

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Н.К. Рыжакова

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЕЁ ПРИЛОЖЕНИЯ

*Рекомендовано в качестве учебного пособия
Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета*

2-е издание

Издательство
Томского политехнического университета
2011

УДК 539.1:546.02

ББК 22.38

Р93

Рыжакова Н.К.

Р93 Ядерная физика и её приложения: учебное пособие / Н.К. Рыжакова; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. – 270 с.

В пособии рассмотрены основные понятия ядерной физики, свойства ядер, их превращения, а также некоторые важные вопросы прикладной ядерной физики.

Предназначено для студентов и магистрантов, изучающих ядерную физику и ее приложения в области науки, техники, энергетики, медицины, экологии.

УДК 539.1:546.02

ББК 22.38

Рецензенты

Доктор физико-математических наук,
профессор ГТУ «Московский Института стали и сплавов»
А.М. Кольчужкин

Доктор физико-математических наук,
профессор Челябинского государственного университета
А.П. Яловец

© ГОУ ВПО НИ ТПУ, 2011

© Рыжакова Н.К., 2011

© Обложка. Издательство Томского
политехнического университета, 2011

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	7
ВВЕДЕНИЕ.....	8
ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ	10
1.1. Вводные сведения о ядре.....	10
1.2. Масштабы физических величин в ядерной физике.	12
1.3. Виды взаимодействия. Потенциальная энергия частиц, взаимодействующих с ядрами.....	14
1.4. Законы сохранения в ядерной физике. Энергия реакции.....	16
1.5. Эффективные сечения.....	18
Контрольные вопросы и упражнения.....	23
Задачи	25
ГЛАВА 2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР.....	26
2.1. Энергия связи ядер. Энергия реакции деления и синтеза ядер.....	26
2.2. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра. Бета -устойчивость ядер.....	29
2.3. Размеры ядер.....	32
2.3.1. Определение размеров ядер в опытах по рассеянию тяжелых заряженных частиц.....	33
2.3.2. Определение размеров ядер в опытах по взаимодействию нейтронов с ядрами.....	35
2.3.3. Опыты по рассеянию быстрых электронов на ядрах.....	36
2.3.4. Заключение	39
2.4. Механические моменты ядерных частиц. Ядерные спины	40
2.5. Магнитные моменты нуклонов и ядер	43
2.6. Методы определения спинов и магнитных моментов ядер	46
2.6.1. Тонкое расщепление	46
2.6.2. Сверхтонкое расщепление.....	47
2.6.3. Атом во внешнем магнитном поле	49
2.6.4. Ядерный магнитный резонанс	52
2.6.5. Модель Шмидта.....	55
2.7. Электрические моменты ядер. Форма ядра	58
2.7.1. Энергия электростатического взаимодействия ядра и электронной оболочки	58

2.7.2. Дипольный электрический момент ядра.....	60
2.7.3. Квадрупольный электрический момент ядра. Форма ядра.....	61
2.8. Четность. Законы сохранения четности и механического момента.....	64
2.9. Изоспин	67
Контрольные вопросы и упражнения.....	70
Задачи	72
ГЛАВА 3. РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР	74
3.1. Виды радиоактивности и радиоактивные семейства.....	74
3.2. Законы сохранения в радиоактивных распадах. Энергетические диаграммы.....	78
3.3. Законы радиоактивных распадов.....	80
3.4. Основные методы определения периодов полураспада.....	84
3.5. Альфа-распад.....	87
3.5.1. Основные экспериментальные результаты по альфу-распаду.....	87
3.5.2. Энергетическое рассмотрение альфа-распада. Спектры альфа-частиц...	87
3.5.3. Механизм альфа-распада. Элементарная теория альфа-распада.....	90
3.6. Бета-радиоактивность	95
3.6.1. Виды и энергетические условия бета-распадов	95
3.6.2. Энергетический спектр бета-частиц. Гипотеза нейтрино	98
3.6.3. Опыты по обнаружению нейтрино	101
3.6.4. Элементарная теория β -распада.....	105
3.6.5. График Кюри. Сравнительный период полураспада	109
3.6.6. Несохранение чётности при β -распадах	112
3.7. Переходы ядер из возбужденных состояний.....	113
3.7.1. Гамма-излучение ядер.....	114
3.7.2. Ядерная изомерия.....	117
3.7.3. Внутренняя конверсия электронов	119
3.7.4. Парная конверсия	121
Контрольные вопросы и упражнения.....	122
Задачи	123
ГЛАВА 4. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО.....	125
4.1. Вводные замечания	125
4.2. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество	126
4.3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество	131
4.4. Прохождение γ -квантов через вещество.....	134
4.4.1. Фотоэффект	134
4.4.2. Комптоновское рассеяние	136
4.4.3. Образование электронно-позитронных пар	137
4.4.4. Прохождение γ -квантов через толстые мишени	139

4.5. Прохождение нейтронов через вещество (краткие сведения)	141
Контрольные вопросы и упражнения	143
Задачи	144
ГЛАВА 5. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ	145
5.1. Основные определения	145
5.2. Потенциальные барьеры	147
5.3. Выход ядерной реакции	152
5.4. Составное ядро	154
5.4.1. Энергия возбуждения составного ядра. Порог эндонергетической реакции	155
5.4.2. Сечения ядерных реакций через составное ядро	158
5.5. Ядерные реакции под действием нейтронов	159
5.5.1. Упругое рассеяние нейтронов	160
5.5.2. Радиационный захват	163
5.5.3. Неупругое рассеяние нейтронов	164
5.5.4. Реакции с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц	165
5.6. Ядерные реакции под действием заряженных частиц	166
5.6.1. Ядерные реакции под действием α -частиц	167
5.6.2. Ядерные реакции под действием протонов	168
5.7. Фотоядерные реакции.	169
Контрольные вопросы и упражнения	171
Задачи	171
ГЛАВА 6. РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ	173
6.1. Основные свойства реакции деления	173
6.2. Продукты реакции деления и их основные свойства	175
6.3. Энергетическое рассмотрение и механизм деления	176
Контрольные вопросы и упражнения	180
Задачи	180
ГЛАВА 7. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В МЕДИЦИНЕ	182
7.1. Физические основы лучевой терапии	182
7.2. Радиометрическая диагностика	187
7.3. Позитронная эмиссионная томография	191
7.4. ЯМР-диагностика в медицине	193
7.5. Способы производства радионуклидов для ядерной медицины и области их применения	194
7.6. Закон накопления радионуклидов при облучении	200

Контрольные вопросы и упражнения.....	202
Задачи.....	203
ГЛАВА 8. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ТЕХНИКЕ	205
8.1. Ядерная энергетика	205
8.1.1. Возможные источники ядерной энергии	205
8.1.2. Цепная реакция деления. Ядерные реакторы	205
8.1.3. Термоядерный синтез	211
8.1.4. Аккумуляторы на основе радиоактивных источников	216
8.2. Ядерно-физические методы анализа	219
8.2.1. Радиометрия.....	219
8.2.2. Активационный анализ.....	220
8.2.3. ЯМР-спектроскопия.....	225
8.2.4. Мессбауэровская спектроскопия	226
8.3. Изотопная геохронология и радиоуглеродный метод	229
8.4. Метод «меченых» атомов	232
8.5. Ядерно-физические методы поиска полезных ископаемых.....	234
8.5.1. Радиометрическая разведка.....	235
8.5.2. Радиоактивный каротаж скважин	238
Контрольные вопросы и упражнения.....	239
Задачи	240
ГЛАВА 9. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ЭКОЛОГИИ	243
9.1. Естественные и техногенные источники радиации	243
9.2. Современные технологии утилизации высокоактивных отходов ядерной промышленности	247
9.2.1. Основные положения трансмутации	250
9.2.2. Трехпучковая концепция трансмутации	253
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	256
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	260
ПРИЛОЖЕНИЕ 3	262
ЛИТЕРАТУРА	268

Предисловие

В основу данного учебного пособия положены курсы лекций по ядерной и прикладной ядерной физике, которые автор читает студентам и магистрантам Томского политехнического университета.

В настоящее время издано большое количество научной и учебной литературы по вопросам ядерной физики и ее приложениям. Как правило, литература носит специализированный характер: либо рассматриваются детально вопросы, касающиеся физики ядра, и очень кратко говорится о приложениях, либо обсуждаются лишь приложения ядерной физики в той или иной области науки, техники, медицины, но без серьезного рассмотрения вопросов физики ядра.

Отсутствие учебного пособия, в котором бы в равной степени были отражены и вопросы физики ядра и вопросы различных приложений ядерной физики, вызывают определенные трудности при обучении студентов и магистрантов по прикладным направлениям ядерной физики, связанные, прежде всего, с необходимостью поиска нужной литературы, которая носит специализированный характер.

Пособие состоит из двух основных частей. В первой части изложены традиционные для ядерной физики вопросы: основные понятия ядерной физики (гл. 1); свойства ядер (гл. 2); явление радиоактивности (гл. 3); прохождение излучения через вещество (гл. 4); ядерные реакции (гл. 5), в том числе реакция деления (гл. 6). Вторая часть пособия посвящена достаточно широкому кругу вопросов бурно развивающейся прикладной ядерной физики в области медицины (гл. 7), энергетики, методов анализа, геофизики, археологии и т. д. (гл. 8), экологии (гл. 9). Такая структура учебного пособия позволяет повысить мотивацию изучения ядерной физики для студентов, обучающихся по прикладным специальностям, а для магистрантов, специализирующихся в прикладной ядерной физике, дает возможность изучить положенные в основу ядерно-физические явления.

В конце каждой главы приведены списки вопросов для самоконтроля, упражнений и задач. В приложении 1 представлен обширный перечень радионуклидов, получаемых на ускорителях заряженных частиц, некоторые их ядерно-физические свойства и ядерные реакции, приводящие к их образованию. В приложении 2 даны краткие сведения о системе центра масс, которая часто используется при рассмотрении столкновений частиц. Необходимые при решении задач ядерно-физические константы и другие справочные данные приведены в приложении 3. В конце книги имеется список цитируемой литературы.

Изучение материала, изложенного в учебном пособии, предполагает наличие знаний из общей и атомной физики, математики и общих сведений из квантовой механики.

Введение

Ядерная физика – наука о строении, превращениях и свойствах ядер. Эта дисциплина является одной из базовых, фундаментальных в современном естествознании. Объектами изучения ядерной физики являются ядра, нуклоны и другие частицы – представители микромира, мира странного, непривычного и во многом непонятного. Особые трудности в осмыслении явлений и фактов микромира обусловлены корпускулярно-волновым дуализмом микрочастиц – в зависимости от условий опыта частицы проявляют либо корпускулярные, либо волновые свойства. Под условиями опыта в данном случае понимается соотношение между длиной волны де Бройля частицы λ и характерными размерами области d , где происходит её движение и (или) взаимодействие. Волновые свойства частицы проявляют при условии, когда длина волны де Бройля λ сопоставима или больше размеров области d , что характерно для связанных состояний микрочастиц – электронов в атоме и нуклонов в ядре. Свободные микрочастицы, для которых $\lambda \ll d$, ведут себя как корпускулы.

Двойственная природа микрочастиц обуславливает существование двух подходов в описании их движения – классической и квантовой механики. Классическая механика основана на дифференциальных уравнениях, связывающих ускорения с действующими на частицы силами (уравнения Ньютона, Лагранжа, Гамильтона). При известных силах (или ускорениях) и начальных условиях для координаты и скорости можно найти закон движения, позволяющий определить все механические характеристики движения в любой момент времени t . В наиболее традиционной формулировке законом движения называют функцию $\vec{r}(t)$, которую находят путем интегрирования уравнения Ньютона $m \frac{d^2}{dt^2} \vec{r} = \vec{F}$. Очевидно, классическая механика используется при описании движения микрочастиц, проявляющих корпускулярные свойства.

Квантовая механика описывает движение микрочастиц, проявляющих в опыте волновые свойства. Она основана на уравнении Шредингера, из которого при известной потенциальной энергии частицы находят волновую функцию $\psi(\vec{r})$. Физический смысл имеет квадрат модуля волновой функции $|\psi(\vec{r})|^2$ – вероятность обнаружить частицу в единице объема, выделенного в окрестности точки \vec{r} , т. е. плотность вероятности. Стационарное уравнение Шредингера, которое используется при решении многих квантово-механических задач, является дифференциальным по координатам уравнением второго порядка, постоянные интегрирования которого находят с учетом физического смысла волновой

функции – она должна быть непрерывной, ограниченной и однозначной во всей области пространства, где может находиться частица.

Важным следствием свойств волновых функций является дискретность физических величин, определяющих состояние квантовых частиц – энергии и механического момента. Необходимо отметить, что у классических частиц физические величины изменяются непрерывным образом. Кроме того, если движение классических частиц является строго детерминированным и характеризуется траекторией, то поведение квантовых частиц имеет случайный характер¹, а понятие траектории вообще не имеет смысла. Обе механики – классическая и квантовая – являются точными науками, взаимно дополняющими друг друга и отражающими корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц.

Начинающим изучать ядерную физику полезно помнить о том, что ядерные частицы с кинетическими энергиями $T \gtrsim mc^2$ (mc^2 – энергия покоя частицы) имеют скорости, близкие к скорости света, и тогда при описании их движения необходимо пользоваться релятивистскими формулами.

¹ Следует отметить, что вероятностное поведение микрочастиц не нарушает причинно-следственных связей в микромире.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

1.1. Вводные сведения о ядре

Ядро является составной частью атома, в которой сосредоточена почти вся его масса. Существование положительно заряженного ядра было обнаружено Резерфордом и его сотрудниками в 1906–1912 гг. при исследовании упругого рассеяния α -частиц в тонких металлических фольгах (α -частицами называют ядра гелия, испускаемые радиоактивными ядрами). В этих опытах было доказано, что размеры даже таких тяжелых ядер, как золото, платина, меньше, чем $2 \cdot 10^{-12}$ см, т. е. приблизительно на четыре порядка меньше размеров атома (10^{-9} – 10^{-8} см).

В 1919 году в тех же самых опытах по рассеянию α -частиц в азоте Резерфорд обнаружил, что составной частью ядер являются ядра водорода, которые были названы *протонами*. Впоследствии (в 1930–1932 гг.) была открыта еще одна частица, которая также входит в состав ядер – *нейтрон*. Массы протона и нейтрона примерно одинаковы и почти в 2000 раз превышают массу электрона: $m_p = 1.67265 \cdot 10^{-24}$ г, $m_n = 1.67495 \cdot 10^{-24}$ г. Протон заряжен положительно, его заряд по абсолютной величине равен заряду электрона, т. е. одному элементарному заряду. Электрический заряд нейтрона равен нулю, что отражено в названии этой частицы. Свойства протонов и нейтронов во многом одинаковы, поэтому они имеют одно общее название – *нуклоны*.

Нуклонам приписывается так называемый *барионный заряд*, равный единице. Барионный заряд электрона и γ -кванта равен нулю.

Атом электрически нейтрален. Следовательно, число протонов в ядре должно равняться числу электронов в атомной оболочке, т. е. *атомному* или *порядковому номеру* Z .

Суммарное количество нейтронов и протонов в ядре обозначается A и называется *массовым числом*. Очевидно, барионный заряд ядра также равен A . Иногда для обозначения количества нейтронов используют букву N , тогда $A=Z+N$.

Для обозначения ядер обычно используется запись вида X_Z^A , или ${}_Z X^A$, или ${}^A X$, где X -символ химического элемента. Поскольку символ химического элемента однозначно определяет порядковый номер элемента Z , то иногда нижнюю цифру опускают (Al^{27}).

Ядра с одинаковыми Z и разными A называют *изотопами*. Это ядра одного химического элемента, различающиеся количеством нейтронов: $U^{235}, U^{236}, U^{238}$ и т. д. *Изобарами* называются ядра с одинаковым A и разными Z . Это ядра различных химических элементов с одинаковым количеством нуклонов и, следовательно, близкие по массе: $Ar_{18}^{39}, K_{19}^{39}$. Иногда используют термин *изотоны* для ядер с одинаковым количеством нейтронов и разными Z (или A).

Существование ядер возможно лишь в ограниченной области значений Z и A (или N). В легких ядрах ($Z \leq 20$) число протонов Z и нейтронов N примерно одинаково ($He_2^4, C_6^{12}, O_8^{16}$ и т. д.). С ростом Z (или A) доля нейтронов увеличивается: $N \approx (1.1 \div 1.3)Z$ для ядер из середины таблицы Менделеева ($20 \leq Z \leq 50$) и $N \approx (1.4 \div 1.6)Z$ для тяжелых ядер ($Z > 50$).

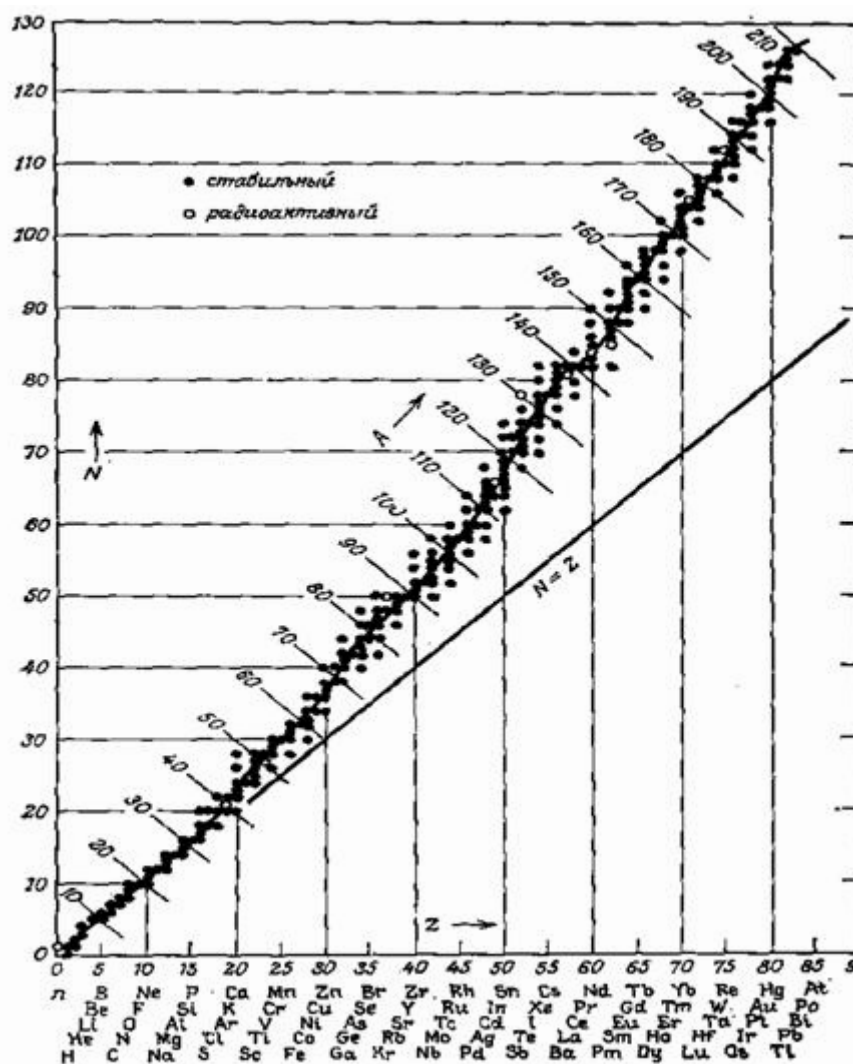


Рис. 1.1. Линия стабильности

Количественное соотношение между числом протонов и нейтронов для существующих ядер можно представить в виде так называемой дорожки стабильности, изображенной на рис. 1.1.

Ядра слева от дорожки стабильности имеют избыточное число нейтронов и, как правило, переходят в устойчивое состояние, испуская β^- -частицу (электрон). Ядра справа имеют избыток протонов и для перехода в устойчивое состояние испускают β^+ -частицу (позитрон).

Нуклоны в ядре, как и электроны в атоме, могут быть «упакованы» по-разному². У каждого ядра существует такая «упаковка», при которой энергия покоя ядра минимальна. Соответствующее состояние называют *основным*. В основном состоянии ядро может существовать сколь угодно долго. В результате каких-либо превращений «упаковка» ядра может измениться, и оно переходит в *возбуждённое* состояние, характеризующееся большей энергией покоя. Возбуждённые ядра неустойчивы, они переходят в основное состояние, испуская γ -квант или другие частицы.

1.2. Масштабы физических величин в ядерной физике.

Единицы измерения

В ядерной физике при измерении физических величин часто используют систему CGSE (см, грамм, сек, ед. заряда CGSE), а также внесистемные единицы. Это обусловлено малостью тех масштабов, которые характерны для ядерной физики, науки, изучающей свойства, структуру и превращения микрочастиц.

Рассмотрим единицы измерения основных физических величин. Начнем с энергии. Обычно энергия микрочастицы измеряется в *электронвольтах* (эВ). Это внесистемная единица, равная энергии, которую приобретает один элементарный заряд при прохождении разности потенциалов в один вольт.

$$1\text{эВ} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} (\text{CGSE}) = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} (\text{СИ}).$$

Энергии порядка эВ характерны для атомной физики, а для ядерной слишком малы. Поэтому используют производные единицы: *килоэлектронвольт* ($1 \text{ кэВ} = 10^3 \text{ эВ}$), *мегаэлектронвольт* ($1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$), *гигаэлектронвольт* ($1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$), *тераэлектронвольт* ($1 \text{ ТэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$).

Для ядерной физики наиболее характерны энергии порядка нескольких МэВ. В некоторых случаях приходится иметь дело с более низкими (десятки кэВ) и высокими (сотни МэВ) энергиями.

² Под «упаковкой» в данном случае понимается структура энергетических состояний электронов в атоме или нуклонов в ядре.

В ядерной физике длина обычно измеряется в сантиметрах (система CGSE). Часто используется внесистемная единица – Ферми: $1\text{Ф} = 10^{-13}$ см. Эта единица удобна тем, что по порядку величины она близка к размерам атомных ядер, подобно тому, как применяемая в атомной физике внесистемная единица ангстрем ($1\text{Å} = 10^{-8}$ см) по порядку величины близка к размерам атомов. Кроме того, ядерные силы, действующие между нуклонами, проявляют себя только на очень малых расстояниях порядка 10^{-13} см.

Основной единицей времени во всей физике, в том числе и ядерной, является секунда. Большинство ядерных реакций протекает за очень короткое время, которое можно оценить как время пролета быстрой частицы через ядро: $\tau_{\text{я}} = 2R_{\text{я}}/\nu$. Здесь $R_{\text{я}} = (10^{-13} \div 10^{-12})$ см – радиус ядра, ν – скорость частицы. Если принять $\nu = 1/3c = 10^{10}$ см/сек, а $R_{\text{я}} = 5 \cdot 10^{-13}$ см, то $\tau_{\text{я}} = 10^{-22}$ сек.

Однако для реакции радиоактивного распада характерные времена могут быть макроскопическими (*сек, мин, дни и даже миллиарды лет*).

Массы ядер чрезвычайно малы ($10^{-24} \div 10^{-22}$ г). В качестве единицы массы в ядерной физике часто используется внесистемная единица – атомная единица массы (*а.е.м.*), равная 1/12 массы изотопа C^{12} :

$$1\text{а.е.м.} = 1/12 M_{\text{C}^{12}} = 1.66054 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Массы элементарных частиц в ядерной физике часто измеряются в энергетических единицах, основанных на соотношении Эйнштейна $E=mc^2$:

$$\begin{aligned} 1\text{а.е.м.} \cdot c^2 &= (1.66054 \cdot 10^{-24} \text{ г}) \cdot (2.9979 \cdot 10^{10} \text{ см/сек})^2 = \\ &= 1.4924 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} = 931.5 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Использование внесистемных единиц, особенно *а.е.м.* и *МэВ*, создает некоторые затруднения при проведении расчетов. Этих затруднений, связанных с переходом в какую-либо систему единиц, можно избежать, если использовать известные константы:

$$e^2/\hbar c = 1/137; \quad \hbar c/193 \text{ МэВ} = 10^{-13} \text{ см.}$$

Здесь e – элементарный заряд, \hbar – постоянная Планка; $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с} = 6.582 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}$.

1.3. Виды взаимодействия. Потенциальная энергия частиц, взаимодействующих с ядрами

Известно, что в природе существует 4 вида взаимодействия – *сильное, слабое, электромагнитное и гравитационное*. К концу прошлого столетия были известны и изучены только электромагнитное и гравитационное взаимодействия, закономерности которых объясняли свойства и поведение объектов макромира. Сильное и слабое взаимодействия проявляются на очень малых расстояниях ($10^{-15} \dots 10^{-13}$) см (см. табл. 1.1), поэтому были обнаружены только в XX в., когда появились соответствующие приборы и устройства, позволившие наблюдать и изучать объекты микромира.

Сильное взаимодействие испытывают тяжелые частицы, так называемые *адроны*. Именно наличие сильных взаимодействий (к числу которых относится ядерное взаимодействие, т. е. взаимодействие между нуклонами, нуклонами и ядрами и т. д.) объясняют факт существования ядер, как связанных систем нуклонов. Очевидно, ядерное взаимодействие должно иметь характер притяжения, а сила этого взаимодействия должна превышать силу кулоновского отталкивания положительно заряженных протонов, входящих в состав ядра.

Слабое взаимодействие ответственно за распад различных микро-частиц, например, за β -распад ядер.

В таблице 1.1 приведены основные параметры всех типов взаимодействия, в том числе энергия взаимодействия по отношению к сильному при одинаковых условиях опыта (расстояниях, массах и т. д.).

Таблица 1.1

Типы взаимодействия и их основные характеристики

Вид взаимодействия	Источники	Радиус действия	Энергия взаимодействия, отн. ед
1. Сильное, в том числе ядерное	адроны, в том числе нейтроны, протоны, ядра	$\sim 10^{-13}$ см	1
2. Электромагнитное	заряды	∞	$10^{-3} - 10^{-2}$
3. Слабое	все частицы, кроме γ -квантов	$\sim 10^{-15}$ см	10^{-15}
4. Гравитационное	массы	∞	$10^{-40} - 10^{-38}$

Из приведенных в таблице данных видно, что гравитационное взаимодействие в ядерной физике можно исключить из рассмотрения (так как массы нуклонов и ядер очень малы). В большинстве случаев

можно пренебречь и слабым взаимодействием из-за его малости. Исключением, конечно, является β -радиоактивность ядер.

Таким образом, для понимания структуры ядра и многих его свойств достаточно учитывать ядерное и электромагнитное взаимодействия. При этом необходимо иметь в виду, что ядерное взаимодействие проявляет себя только на очень малых расстояниях порядка 10^{-13} см; на больших расстояниях частицы испытывают только электромагнитное взаимодействие. Как правило, это кулоновское отталкивание между ядром и положительно заряженной частицей, такой, например, как протон или α -частица. На меньших расстояниях можно пренебречь кулоновским взаимодействием, которое на 2–3 порядка слабее ядерного.

В классической механике взаимодействие между частицами описывается с помощью таких важных физических величин, как сила \vec{F} и потенциальная энергия V , которые входят в уравнения движения. Эти величины связаны между собой известным соотношением³:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}V, \text{ где } \vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (1.1)$$

Свойства и структура ядра, как составной микрочастицы, могут быть описаны на языке квантовой механики, основанной на волновом уравнении Шредингера. Как известно, в волновое уравнение в явном виде входит потенциальная энергия, поэтому при описании таких квантово-механических систем, как ядра, основной интерес представляет зависимость потенциальной энергии от тех или иных переменных, и, в первую очередь, от расстояния между частицами.

Формулы для энергии кулоновского взаимодействия между частицами хорошо известны. Так, для двух точечных зарядов q_1 и q_2 $V_{\text{кул}}(r) = q_1 q_2 / r$ (в системе CGSE), где r – расстояние между зарядами.

Ядерное взаимодействие между нуклонами в ядре также может быть описано с помощью потенциальной энергии $V_{\text{я}}$, которая в общем случае зависит от многих переменных и имеет довольно сложный вид. Однако для описания и понимания многих свойств ядер достаточно представлять, как качественно меняется потенциальная энергия ядерного взаимодействия частиц в зависимости от расстояния между ними. Такие представления можно получить из самых общих соображений, касающихся характера действующих между нуклонами ядерных сил. Это, как мы уже отмечали, силы притяжения. В таком случае, если за ноль потенциальной энергии взять энергию частиц на бесконечно большом расстоянии друг от друга, из соотношения (1.1) следует, что

³ Данное соотношение выполняется для консервативных сил.

при расстояниях между частицами порядка радиуса действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см) и меньше, потенциальная энергия должна быть убывающей функцией. Другими словами, в области действия ядерных сил притяжения зависимость $V_{\text{я}}(r)$ имеет форму потенциальной ямы, характеризующейся отрицательными значениями потенциальной энергии.

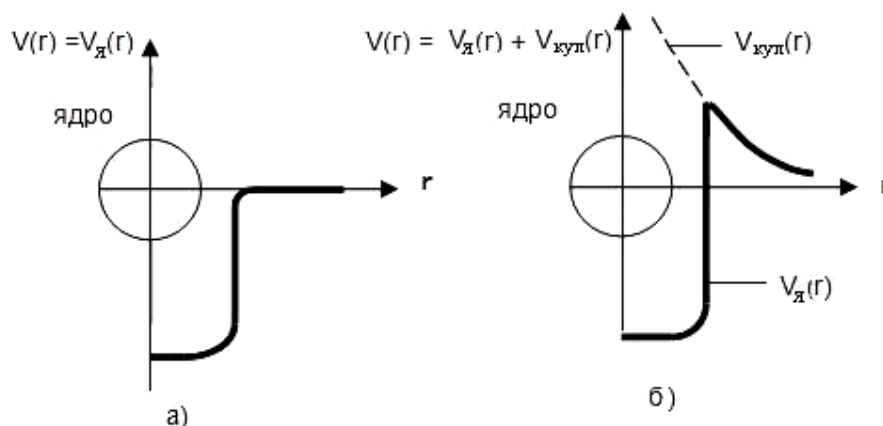


Рис.1.2 Качественный вид потенциальной энергии взаимодействия нейтрона с ядром (а) и положительно заряженного адрона, например, протона или α -частицы с ядром (б) в зависимости от расстояния между ядром и частицей

На рис. 1.2, а изображена качественная зависимость потенциальной энергии для нейтрона, испытывающего в силу своей нейтральности только ядерное притяжение в столкновениях с ядрами. При взаимодействии положительно заряженных частиц (протонов, α -частиц и т. д.) с ядрами кулоновское отталкивание ($V_{\text{кул}} > 0$) и ядерное притяжение ($V_{\text{я}} < 0$) приводит к возникновению потенциального барьера вблизи ядра (рис. 1.2, б).

1.4. Законы сохранения в ядерной физике. Энергия реакции

Ядерная физика имеет дело с объектами, недоступными визуальному наблюдению. Одним из основных методов изучения таких объектов является исследование их столкновений, т. е. ядерных реакций. Экспериментально установлено, что в ядерных реакциях выполняются законы сохранения. Суть каждого закона сохранения состоит в том, что определенная физическая величина изолированной системы частиц должна быть одинаковой до и после столкновения. Это требование накладывает ограничения, или, как их называют, запреты, на протекание некоторых ядерных реакций и на значения физических величин для продуктов реакции.

В ядерной физике действует целый ряд как точных, так и приближенных законов сохранения. Перечислим основные из них, которые являются точными и наиболее часто используются при изучении ядерных превращений.

Начнем с законов сохранения электрического и барионного зарядов. Этими законами обычно пользуются для определения продуктов реакции. Например, если известно, что на ядро X_Z^A падает нейтрон, а после реакции образуется протон, то закон сохранения электрического заряда требует, чтобы электрический заряд (или порядковый номер) образовавшегося ядра был на единицу меньше, а массовое число (барионный заряд) остался неизменным:

$$n_0^1 + X_Z^A \rightarrow p_1^1 + Y_{Z-1}^A.$$

Следует отметить, что для ядерных реакций закон сохранения барионного заряда сводится к сохранению количества нуклонов в реакции.

Особое место в ядерной физике занимают законы сохранения полной энергии и суммарного импульса частиц. Полная энергия участвующих в реакции частиц E , в общем случае, включает в себя энергию покоя этих частиц (mc^2), кинетическую энергию (T) и потенциальную энергию взаимодействия частиц друг с другом V (внешние силовые поля в ядерной физике, как правило, не рассматриваются).

Потенциальная энергия частиц, обусловленная ядерным и кулоновским взаимодействиями, отлична от нуля только на расстояниях между частицами, не превышающими размеров атома. Это объясняется малым радиусом действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см) и нейтральностью атомов, из которых состоят мишени. Реально измерения энергии частиц могут быть осуществлены на гораздо больших, макроскопических расстояниях, на которых потенциальная энергия равна нулю. Поэтому при написании законов сохранения полной энергии частицы можно считать свободными как до, так и после столкновения и учитывать только кинетическую энергию и энергию покоя.

Для наиболее типичной ядерной реакции, когда частица « a » налетает на ядро « A », и в результате реакции получаются частица « b » и ядро « B »: $a + A \rightarrow b + B$, законы сохранения полной энергии и импульса имеют вид:

$$E_a + E_A = E_b + E_B; \quad (1.2)$$

$$\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_b + \vec{P}_B. \quad (1.3)$$

Здесь $E = T + mc^2$ – полная энергия частицы.

Уравнения (1.2), (1.3) можно использовать как система двух уравнений, из которой могут быть найдены две неизвестные величины. Для этого необходимо в уравнениях перейти либо к энергиям, либо к импульсам, используя известные соотношения:

$T = \sqrt{(P^2 c^2 + m^2 c^4)} - mc^2$, для релятивистских частиц, когда скорость частицы U сопоставима со скоростью света c и $T \gtrsim mc^2$;

$T = \frac{P^2}{2m}$, для нерелятивистских частиц, когда $U \ll c$ и $T \ll mc^2$.

Энергия покоя нейтрона и протона $m_n c^2 \approx m_p c^2 \approx 940 \text{ МэВ}$ – достаточно большая величина, поэтому эти частицы, как и более тяжелые (α -частицы, ядра дейтерия d и т. д.), как правило, являются нерелятивистскими. Энергия покоя электрона сравнительно мала: $m_e c^2 = 0.511 \text{ МэВ}$, и электроны, с которыми приходится сталкиваться в ядерной физике (например, β -частицы), зачастую являются релятивистскими.

Запишем закон сохранения полной энергии в виде:

$$m_a c^2 + T_a + m_A c^2 + T_A = m_b c^2 + T_b + m_B c^2 + T_B. \quad (1.4)$$

Перенесем все энергии покоя в левую часть равенства, а все кинетические энергии в правую:

$$(m_a c^2 + m_A c^2) - (m_b c^2 + m_B c^2) = (T_b + T_B) - (T_a + T_A).$$

Обозначим суммарную массу частиц, вступающих в реакцию $m_{in} = (m_a + m_A)$, получающихся в результате реакции – $m_{out} = (m_b + m_B)$, аналогичные обозначения введем для кинетических энергий. Тогда уравнение (1.4) можно записать в виде:

$$(m_{in} - m_{out}) \cdot c^2 = Q; \quad (1.5)$$

$$T_{out} - T_{in} = Q, \quad (1.6)$$

где величина Q называется *энергией реакции*. Если $Q > 0$, то реакция называется *экзоэнергетической*. В такой реакции $m_{in} > m_{out}$, т. е. часть массы частиц, вступивших в реакцию, «исчезает», превращаясь, как это следует из (1.6), в кинетическую энергию продуктов реакции. Реакция называется *эндоэнергетической*, если $Q < 0$. В такой реакции, наоборот, масса увеличивается ($m_{in} < m_{out}$) за счет кинетической энергии частиц, вступающих в реакцию. $Q = 0$ соответствует реакции упругого рассеяния, в которой массы частиц до и после реакции остаются неизменными.

1.5. Эффективные сечения

Как уже отмечалось выше, исследование столкновений частиц является одним из главных методов изучения микромира. Столкновения

частиц происходят случайным образом, поэтому некоторые физические величины, описывающие столкновения, имеют смысл вероятности. В первую очередь – это эффективные сечения, которые измеряются в опыте.

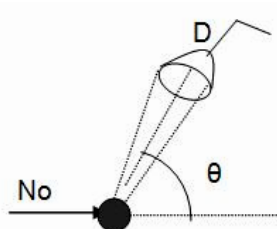


Рис. 1.3. Схема мысленного опыта

Сначала рассмотрим *мысленный опыт*, когда мишенью является одно ядро (рис 1.3), на которое падает мононаправленный пучок частиц N_0 ;

$$[N_0] = \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Детектор, регистрирующий рассеянные после столкновения частицы, может быть установлен под разными углами θ . Число зарегистрированных в единицу времени частиц $\Delta n_s(\theta)$, очевидно, пропорционально числу упавших частиц N_0 и телесному углу $\Delta\Omega$, который охватывает детектор (любой детектор имеет входное окно конечных размеров):

$$\Delta n_s(\theta) \sim N_0 \Delta\Omega. \quad (1.7)$$

Индекс «s» в выражении (1.7) указывает на тип ядерной реакции – рассеяние.

Введем в выражение (1.7) коэффициент пропорциональности:

$$\Delta n_s(\theta) = \left(\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega} \right) N_0 \Delta\Omega, \quad (1.8)$$

где $\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega}$ – *эффективное дифференциальное по углам сечение рассеяния* (слово «эффективное» часто опускают). Нетрудно выяснить смысл сечения, выразив его из формулы (1.8):

$$\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega} = \frac{\Delta n_s(\theta)}{N_0} \frac{1}{\Delta\Omega}. \quad (1.9)$$

Согласно выражению (1.9), $\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega}$ является количественной характеристикой вероятности рассеяния частицы на одном ядре в единицу телесного угла, выделенного вдоль направления θ . Очевидно, что сечение зависит не только от угла рассеяния, но и от сорта взаимодействующих частиц, их энергии и т. д.

В рассмотренном опыте частицы после взаимодействия сортировались с помощью детектора по углам рассеяния. Но существуют детекторы, сортирующие частицы по энергиям. В этом случае используется

понятие *дифференциального по энергиям сечения рассеяния* $\frac{d\sigma_s(E)}{dE}$, которое характеризует вероятность того, что после рассеяния энергия частицы попадет в единичный энергетический интервал, выделенный около значения E .

Если осуществить сортировку рассеянных частиц по углам и по энергиям, то тогда речь пойдет о дифференциальном по углам и энергиям сечении рассеяния $\frac{d\sigma_s(\theta, E)}{dEd\Omega}$.

Интегрируя сечения по всем возможным углам рассеяния или по всем возможным энергиям рассеянных частиц, получим *полное эффективное сечение рассеяния*:

$$\sigma_s = \int_{4\pi} \frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma_s(E)}{dE} dE. \quad (1.10)$$

Размерности сечений нетрудно установить, используя формулы (1.9), (1.10) и имея в виду, что $[N_0] = \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$, $[\Delta\Omega] = \text{ср}$ и $\Delta n_s = \frac{1}{\text{с}}$, $\left[\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega}\right] = \frac{\text{см}^2}{\text{ср}}$, $\left[\frac{d\sigma(E)}{dE}\right] = \frac{\text{см}^2}{\text{ед.энергии}}$, $[\sigma_s] = \text{см}^2$. Из размерности σ_s

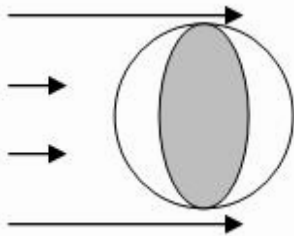


Рис. 1.4. Схематическое представление рассеяния нейтральных классических частиц

следует его геометрический смысл как эффективной площади поперечника мишени, на которой происходит рассеяние частиц.

Для нейтральных классических частиц, испытывающих упругое соударение, сечение совпадает с площадью поперечного сечения мишени (рис. 1.4). Если ядро представить в виде сферы с радиусом $R_{\text{я}} \approx (10^{-13} \div 10^{-12}) \text{ см}$,

то геометрическое сечение $S_{\text{геом}} = \pi R_{\text{я}}^2 \approx (10^{-25} \div 10^{-24}) \text{ см}^2$. Поэтому се-

чения обычно измеряются в *барнах*, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$.

Следует отметить, что в действительности сечения отличаются, и иногда весьма существенно, от геометрического, как в большую, так и в меньшую сторону.

Большие значения сечений ядерных реакций характерны для нейтронов сравнительно низких энергий, когда длина волны де Бройля λ частицы больше характерных размеров ядра $\lambda \gtrsim R_{\text{я}}$, и нейтрон отчетливо проявляет волновые свойства. Для нейтронов с большими энергиями

ядро становится частично прозрачным, поэтому нейтронные сечения с ростом энергии уменьшаются. Если речь идет о взаимодействии заряженных частиц с ядрами (таких, как α -частица, протон и т. д.), то протеканию ядерных реакций препятствует кулоновское отталкивание частиц и ядра, и в этом случае сечения ядерных реакций, как правило, меньше геометрических.

Когда на ядро падает частица, то рассеяние – это один из возможных результатов взаимодействия. Частица с ядром может вступать и в другие ядерные реакции, вероятность протекания которых также можно характеризовать соответствующими сечениями, как дифференциальными, так и полными.

Полное эффективное сечение взаимодействия частицы с ядром определяется как сумма полных эффективных сечений всех ядерных реакций, которые могут произойти под действием данного сорта частиц на данном ядре:

$$\sigma = \sum_{i=0}^k \sigma_i .$$

Здесь и в дальнейшем индекс i указывает на тип реакции, k – количество всех возможных реакций.

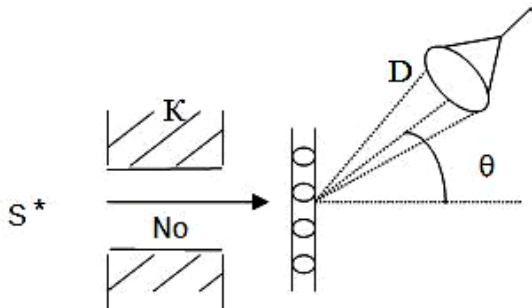


Рис.1.5. Схема опыта в геометрии тонкой мишени.

S – источник частиц, K – коллиматор (устройство позволяющее выделить частицы с заданным направлением), D – детектор

Дифференциальные сечения различных ядерных реакций измеряют в геометрии *тонкой мишени*. Тонкой называют мишень, в которой ядра не «загораживают» друг друга, так что каждая частица может испытать с ядром только одно столкновение.

Пусть детектор, используемый в опыте, регистрирует частицы, образовавшиеся в результате протекания реакции сорта i , в зависимости от угла их вылета из мишени (рис. 1.5).

Очевидно, для расчета показаний детектора в этом случае нужно правую часть формулы (1.8), записанную для одного ядра, умножить на количество ядер в мишени n :

$$\Delta n_i(\theta) = \frac{d\sigma_i(\theta)}{d\Omega} N_0 \Delta\Omega n. \quad (1.11)$$

При заданной массе образца $m(z)$ число ядер n определяется с помощью числа Авогадро N_A : $n = m \cdot N_A / A$, где A – моль простого вещества в граммах, численно равный массовому числу A . Иногда удобно проводить расчет на единицу поверхности мишени. В этом случае используется поверхностная плотность ядер мишени n_n , определяемая соотношением:

$$n_n = n_0 \cdot d = \frac{N_A}{A} \cdot \rho d, \quad (1.12)$$

где d – толщина мишени, ρ – плотность вещества мишени; $[n_n] = 1/\text{см}^2$.

Произведение $\rho d = d_m$ называют *массовой толщиной*. Массовые единицы измерения толщин $[d_m] = \text{г}/\text{см}^2$ часто используются в ядерной физике, физике защиты от излучения и т. д., как более удобные в расчетах (см. гл. 4).

Суммируя частицы, вылетающие из мишени под разными углами θ , получим число реакций сорта i в тонкой мишени в расчете на единицу площади поверхности мишени:

$$n_i = N_0 n_0 d \int \frac{d\sigma_i(\theta)}{d\Omega} = N_0 n_0 \sigma_i d. \quad (1.13)$$

Очевидно, в этом случае число всех ядерных реакций в тонкой мишени:

$$n_p = N_0 n_0 \sigma \cdot d, \quad (1.14)$$

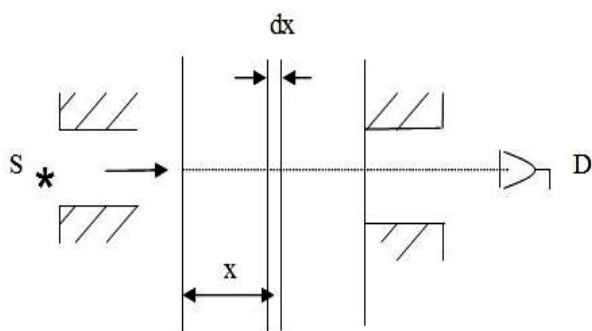


Рис. 1.6. Схема опыта в геометрии толстой мишени

где σ – полное эффективное сечение взаимодействия частиц с ядрами, которое может быть измерено в геометрии *толстой мишени*. В опыте с толстой мишенью также используется мононаправленный и моноэнергетический пучок частиц (рис. 1.6), а детектор регистрирует частицы, прошедшие мишень без столкновений (такие частицы называют первичными).

Получим закон, по которому плотность потока частиц $N(x)$ убывает с толщиной мишени в результате протекания каких-либо реакций. Для этого составим дифференциальное уравнение, учитывающее изменение (уменьшение) потока за счет реакций в тонком слое вещества dx , выделенного на произвольной глубине x :

$$-dN = N(x)n_0\sigma dx \quad (1.15)$$

При составлении выражения (1.15) мы воспользовались формулой для числа реакций в тонкой мишени (1.14) с учетом новых обозначений. Поскольку энергия частицы i , следовательно, полное эффективное сечение не меняется с толщиной вещества x (это условие не выполняется для заряженных частиц), после интегрирования (1.15) получим:

$$N(x) = N_0 \exp(-n_0\sigma x), \quad (1.16)$$

где N_0 – плотность потока падающих на мишень частиц.

В силу использованного условия ($\sigma = \text{const}$) полученная формула применяется, главным образом, для описания прохождения γ -квантов и быстрых нейтронов через вещество. Эти частицы нейтральны, поэтому сравнительно редко испытывают столкновения с атомами и ядрами среды.

Если толщина мишени d , а показания детектора $N(d)$, то из (1.16) может быть найдено полное эффективное сечение взаимодействия:

$$\sigma = \frac{1}{n_0 \cdot d} \cdot \ln \frac{N_0}{N(d)}. \quad (1.17)$$

Число всех ядерных реакций, которые произошли в толстой мишени, составляет:

$$n_p = N_0 - N(d) = N_0 [1 - \exp(-n_0\sigma d)]. \quad (1.18)$$

Если n_p умножить на отношение σ_i / σ , определяющее вероятность протекания реакции по i -му каналу, то получим число реакций сорта i для толстой мишени:

$$n_i = N_0 [1 - \exp(-n_0\sigma d)] \sigma_i / \sigma. \quad (1.19)$$

Пользуясь выражением (1.18) или (1.19), можно в количественном виде записать условие тонкой мишени:

$$n_0\sigma d \ll 1. \quad (1.20)$$

Действительно, в этом случае экспоненту в формулах (1.18), (1.19) можно разложить в ряд, ограничившись двумя первыми членами разложения: $\exp(-n_0\sigma d) \approx 1 - n_0\sigma d$, после чего они переходят в формулы (1.14), (1.13) для тонкой мишени.

Контрольные вопросы и упражнения

1. Классическое описание движения частиц; область применения классической механики.
2. Квантово-механическое описание движения частиц; область применения квантовой механики.

3. Перечислите существующие в природе виды взаимодействия, приведите их основные характеристики.
4. Какие виды взаимодействия учитываются в ядерной физике? почему?
5. Состав ядер, способы их обозначения. Соотношение между числом нейтронов и протонов в стабильных ядрах. Какие ядра называют изотопами? Изобарами?
6. Приведите единицы измерения энергии и массы в ядерной физике.
7. Какие формы энергии существуют? Напишите формулы для энергии покоя и кинетической энергии (нерелятивистскую и релятивистскую).
8. Какую энергию называют потенциальной? Приведите примеры.
9. Нарисуйте график потенциальной энергии взаимодействия нейтрона с ядром, дайте пояснения.
10. Нарисуйте график потенциальной энергии взаимодействия протона (α -частицы) с ядром, дайте пояснения.
11. Получите формулу для де Бройлевской длины волны нерелятивистской частицы с кинетической энергией T .
12. Получите формулы для скоростей и импульсов частиц в системе центра масс (см. приложение 2).
13. Сформулируйте основные законы сохранения для ядерных превращений. Почему законы сохранения в ядерной физике играют особую роль?
14. Дайте два определения энергии реакции. Какая реакция называется экзоэнергетической? Эндоэнергетической? Поясните физический смысл выражений: «энергия выделяется», «энергия поглощается». Чему равна энергия реакции упругого рассеяния?
15. Определите продукты реакции $n_0^1 + Al_{13}^{27} \rightarrow p_1^1 + ?$, запишите для нее законы сохранения энергии и импульса и формулу для энергии этой реакции.
16. Поясните физический смысл дифференциального по углу (по энергии, по углу и энергии) сечения рассеяния.
17. Поясните физический и геометрический смысл полного сечения реакции сорта i . Какую величину называют полным эффективным сечением взаимодействия частиц с ядрами?
18. Какую мишень называют тонкой? Какие частицы регистрируются в геометрии тонкой мишени? Какие сечения измеряются в этой геометрии?

19. Какую мишень называют толстой? Какие частицы регистрируются в геометрии толстой мишени? Какие сечения измеряются в этой геометрии?
20. Получите закон ослабления для мононаправленного моноэнергетического пучка нейтральных частиц (нейтронов, γ -квантов).
21. Получите условие тонкой мишени, используя закон ослабления пучка нейтральных частиц.

Задачи

1. Найдите радиус атома водорода, если известно, что электрон вращается вокруг ядра со скоростью $v=2 \cdot 10^6$ м/сек. Определите кинетическую, потенциальную, полную энергию электрона в атоме водорода.
2. Оцените с помощью соотношения неопределенностей «координата-импульс» неопределенность скорости электрона в атоме водорода, полагая размер атома известным. Сравнить полученную величину со скоростью электрона на первой боровской орбите данного атома.
3. Получите выражение для де Бройлевской длины волны λ релятивистской частицы, движущейся с кинетической энергией T . При каких значениях T ошибка определения λ по нерелятивистской формуле не превышает 1 % для электрона и протона?
4. Нейтрон с кинетической энергией $T=25$ эВ налетает на покоящийся дейтрон. Определить де Бройлевские длины волн обеих частиц в системе центра масс.
5. Эффективное сечение поглощения тепловых нейтронов в B^{11} примерно 0,05 барн (81,3 %), а в B^{10} – 4000 барн (18,7 %). Каково среднее эффективное сечение данного процесса в природном боре?
6. Полное эффективное сечение ослабления (поглощения и рассеяния) пучка нейтронов с энергией 1 МэВ в никеле равно 3,5 барн. Каково относительное ослабление пучка этих нейтронов по прохождении ими никелевой фольги толщиной 10^{-4} м? (Плотность никеля 8900 кг/м³; указанное значение σ соответствует природному содержанию различных изотопов никеля).
7. Полное эффективное сечение ослабления нейтронных пучков в природной смеси кадмия составляет 2000 барн. Какую толщину должен иметь слой кадмия, чтобы пропустить к детектору 1 % падающих на него нейтронов? Плотность кадмия 8640 кг/м³.

Глава 2 ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

2.1. Энергия связи ядер.

Энергия реакции деления и синтеза ядер

Если провести сравнение массы какого-либо ядра $m(A, Z)$ с суммой масс составляющих его нуклонов, то окажется, что для всех без исключения ядер выполняется неравенство:

$$m(A, Z) < [Zm_p + (A - Z)m_n],$$

т. е. масса ядра всегда меньше суммы масс нуклонов, из которых оно состоит. Этот результат вполне понятен. Ядра – очень устойчивые и прочные системы нуклонов, характеризующиеся минимальной энергией покоя. Разница между суммарной массой нейтронов и протонов, из которых состоит ядро, и массой ядра (в энергетических единицах), называется энергией связи ядра:

$$G_{\text{я}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m(A, Z)] \cdot c^2 \quad (2.1)$$

Иногда используют понятие *дефекта* массы ядер:

$$\delta = Zm_p + (A - Z)m_n - m(A, Z),$$

причем $G_{\text{я}} = \delta \cdot c^2$.

Представим мысленно ядерную реакцию, в которой ядро расщепляется на нейтроны и протоны. Тогда $m(A, Z) = m_{\text{in}}$, а $[Zm_p + (A - Z)m_n] = m_{\text{out}}$ и $G_{\text{я}} = -Q$, где Q – энергия реакции по расщеплению ядра на составляющие его нуклоны.

Расщепить ядро можно и на другие составные части. Если количество составных частей или осколков обозначить через n , а массы осколков через m_i , где $i=1, 2, \dots, n$, то обобщая формулу (2.1) для произвольной совокупности осколков, можно записать:

$$G = \sum_{i=1}^n m_i c^2 - m(A, Z) c^2. \quad (2.2)$$

Ядро будет устойчивым по отношению к некоторой совокупности осколков, если соответствующая энергия связи $G > 0$. В этом случае

$\sum_{i=1}^n m_i > m(A, Z)$, поэтому самопроизвольно такая реакция не пойдёт. На-

пример, энергия связи нейтрона G_n и энергия связи протона G_p :

$$G_n = [m_n + m(A-1, Z) - m(A, Z)] c^2,$$

$$G_p = [m_p + m(A-1, Z-1) - m(A, Z)] c^2$$

для всех ядер больше нуля, т. е. ядра не могут самопроизвольно испускать протоны или нейтроны.

Энергия связи α -частицы в ядрах ($m_\alpha \equiv m_{He^4}$), равная:

$$G_\alpha = [m_\alpha + m(A-4, Z-2) - m(A, Z)]c^2,$$

может быть величиной как положительной, так и отрицательной. Очевидно, отрицательная энергия связи α -частицы в некотором ядре означает, что данные ядра самопроизвольно испускают α -частицы, т. е. являются α -радиоактивными.

В формулы для энергии связи ядер G и энергии реакции Q входят массы ядер. Однако в справочниках обычно приводятся массы атомов $M(A, Z)$, точнее, их избытки $\Delta(A, Z) = M(A, Z) - A$, а.е.м. Массу большинства ядер, исключая самые легкие, измерить на опыте невозможно, т. к. для этого пришлось бы «ободрать» электронную оболочку. Поэтому в расчетах соответствующих величин приходится переходить от масс ядер к массам атомов, или к избыткам. Например, формула (2.1) для энергии связи ядра примет вид:

$$G_{\text{я}} = [ZM_{H^1} + (A - Z)m_n - M(A, Z)] \cdot c^2, \quad (2.3)$$

или:

$$G_{\text{я}} = [Z\Delta_{H^1} + (A - Z)\Delta_n - \Delta_{\text{ат}}(A, Z)] c^2. \quad (2.4)$$

Здесь

$$m_p + m_e \approx M_{H^1} = (\Delta_{H^1} + 1), \quad \text{а.е.м.}; \quad m_n = (\Delta_n + 1), \quad \text{а.е.м.};$$

$$m(A, Z) + Zm_e \approx M_{\text{ат}}(A, Z) = (\Delta_{\text{ат}}(A, Z) + A), \quad \text{а.е.м.}$$

Очевидно, формулы (2.3), (2.4) записаны с точностью до энергии связи электронов в атомах, которые существенно меньше характерных для ядерной физики энергий.

По величине энергии связи ядер можно судить об их прочности. На рис. 2.1 изображена приближенная кривая зависимости от массового числа

A энергии связи на один нуклон $\varepsilon = \frac{G_{\text{я}}}{A}$ или *удельной энергии связи*.

Из рисунка видно, что удельная энергия связи ε приблизительно одинакова для всех ядер, исключая легкие, и примерно равна 8 МэВ .

Небольшой спад в области тяжелых ядер объясняется все более заметным вкладом кулоновского отталкивания протонов, энергия которого растет быстрее ($\sim Z^2$), чем энергия связи ядер ($\sim A$).

В области легких ядер удельная энергия связи также падает, т. к. с уменьшением A возрастает доля нуклонов, расположенных на поверхности ядра и связанных менее прочно, чем нуклоны, находящиеся внутри.

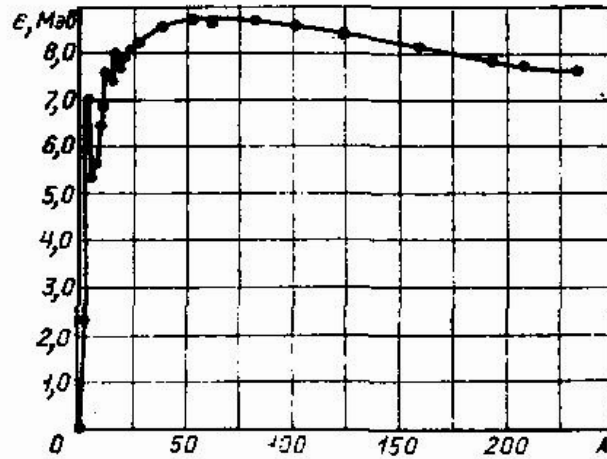


Рис. 2.1. Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа A

Зависимость удельной энергии связи от A (или Z) в виде кривой с максимумом в области $A \sim (50 \div 60)$ (так называемый «железный максимум») указывает на два способа извлечения энергии, заключенной в ядре. Это слияние (синтез) лёгких ядер с образованием более тяжелого ядра и деление тяжёлых ядер на два ядра из середины таблицы Менделеева.

В энергетической выгодности указанных реакций нетрудно убедиться, если в формулах для энергии этих реакций перейти от масс к удельным энергиям связи соответствующих ядер. Например, в реакции деления некоторое ядро с массой m делится на два более легких ядра с массами m_1, m_2 . Тогда энергия реакции Q_f с учётом формулы (2.1) может быть записана в виде:

$$Q_f = [m - (m_1 + m_2)]c^2 = G_{я1} + G_{я2} - G_{я} = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon). \quad (2.5)$$

Здесь: $\bar{\varepsilon} = \frac{A_1 \varepsilon_1 + A_2 \varepsilon_2}{A}$ – средняя удельная энергия связи ядер, образовавшихся после деления, ε – удельная энергия связи исходного ядра.

Если, например, в качестве исходного ядра взять уран с $A \approx 240$ ($\varepsilon \approx 7.8 \text{ МэВ}$) и считать, что деление происходит на два примерно одинаковых осколка $A_1 \approx A_2 \approx 120$ ($\bar{\varepsilon} \approx 8.6 \text{ МэВ}$), то выделившаяся энергия $Q_f = 240(8.6 - 7.8) \approx 200 \text{ МэВ}$.

В реакции синтеза два ядра с массами m_1 и m_2 сливаются в более тяжелое ядро с массой m . Энергия такой реакции:

$$Q_c = [(m_1 + m_2) - m]c^2 = G_{я} - G_{я1} - G_{я2} = \varepsilon A - \varepsilon_1 A_1 - \varepsilon_2 A_2 = A(\varepsilon - \bar{\varepsilon}) > 0 \quad (2.5')$$

для легких ядер, когда образовавшееся ядро имеет большую удельную энергию связи (ε), чем исходные ядра ($\bar{\varepsilon}$).

2.2. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра. Бета-устойчивость ядер

Если исключить из рассмотрения самые лёгкие ядра, то, согласно рис. 2.1, энергия связи ядра является довольно плавной функцией количества нуклонов A и количества протонов Z . Это обстоятельство позволило подобрать функцию переменных A и Z , так называемую *полуэмпирическую формулу Вейцекера*, которая описывает с хорошей точностью энергию связи большинства ядер, исключая самые легкие:

$$G_{\text{я}}(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}. \quad (2.6)$$

Здесь $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \delta$ – подгоночные коэффициенты, которые имеют следующие численные значения:

$$\begin{cases} \alpha = 14.0 \text{ МэВ}; \beta = 13.0 \text{ МэВ}; \gamma = 0.584 \text{ МэВ}; \varepsilon = 19.3 \text{ МэВ}; \\ +33.5 \text{ МэВ, при чётных } Z \text{ и } N (A - \text{чётное}); \\ \delta = 0, \text{ при нечётном } A; \\ -33.5 \text{ МэВ, при нечётных } Z \text{ и } N (A - \text{чётное}). \end{cases}$$

Слагаемые в формуле (2.6) в порядке их расположения слева направо имеют название *объёмной* ($W_{\text{объём}}$), *поверхностной* ($W_{\text{пов}}$), *кулоновской энергии* ($W_{\text{кул}}$), *энергии симметрии* ($W_{\text{сим}}$), *энергии спаривания*

($W_{\text{спин}}$) (или *спиновой добавки*). На рис.2.2 показан относительный вклад первых четырёх членов, вклад пятого члена несущественен в масштабе рис. 2.2.

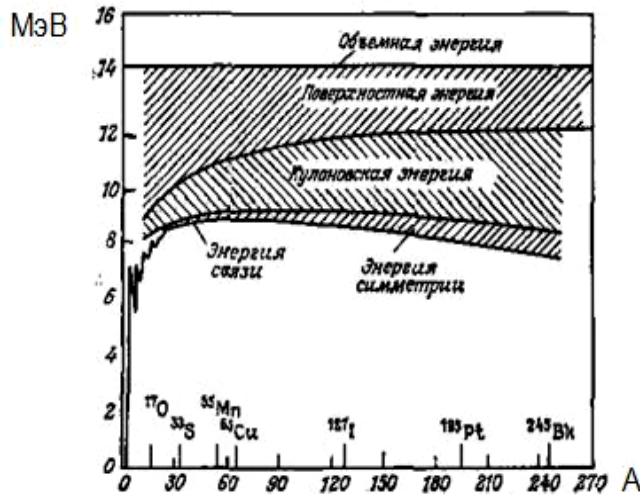


Рис.2.2. Относительный вклад каждого слагаемого формулы (2.6) в удельную энергию связи

что вклад каждого нуклона в энергию связи одинаков. В действительности, это, конечно, не так. Например, поверхностные нуклоны связаны слабее, чем нуклоны, расположенные внутри ядра. Если

представить ядро в виде сферически симметричной капли ядерной «жидкости» с радиусом R_y , то вклад поверхностных нуклонов будет пропорционален площади поверхности сферы:

$$W_{нов} \sim S_{нов} = 4\pi R_y^2.$$

Известно (см. п. 2.3), что размеры ядер описываются эмпирической формулой:

$$R_y = r_0 A^{1/3}, \text{ где } r_0 = (1.1 \div 1.4) 10^{-13} \text{ см.}$$

Тогда $W_{нов} \sim A^{2/3}$, или, если ввести коэффициент пропорциональности, $W_{нов} = \beta A^{2/3}$. Следует отметить что, представление о ядре, как о капле ядерной «жидкости», положено в основу одной из основных моделей ядра – *капельной модели*. Эта модель хорошо описывает многие свойства средних и тяжёлых ядер, которые содержат достаточно большое число нуклонов.

Протоны, входящие в состав ядра, кроме ядерных сил притяжения, испытывают ещё кулоновское отталкивание, что, конечно, ослабляет связь между ними. В простейшем случае, когда ядро представляется как равномерно заряженный по объёму шар радиуса R_y , электростатический расчёт энергии кулоновского отталкивания протонов даёт следующий результат:

$$W_{кул} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_y} = \frac{3}{5} \left(\frac{e^2}{r_0} \right) \left(\frac{Z^2}{A^{1/3}} \right) = \gamma \left(\frac{Z^2}{A^{1/3}} \right). \quad (2.7)$$

Последние два члена формулы (2.6) нельзя объяснить, используя классические представления и аналогии, как это было сделано для первых трёх слагаемых. Происхождение этих членов обусловлено квантовой природой нуклонов, из которых состоит ядро.

Энергия симметрии $W_{сим} = \varepsilon(A - 2Z)^2/A$ обращается в ноль для ядер с одинаковым числом нейтронов и протонов. Для лёгких ядер с порядковым номером $Z \lesssim 20$ это условие определяет область существования устойчивых ядер, обладающих наибольшей энергией связи. Следует отметить, что в более тяжёлых ядрах число нейтронов становится больше числа протонов. Это объясняется необходимостью компенсировать ядерным притяжением нейтронов быстро возрастающую ($\sim Z^2$) энергию электростатического отталкивания протонов.

Пятый член формулы (2.6) $W_{спин}$ учитывает эффект спаривания нуклонов в ядрах. В данном случае он отражает тот факт, что наибольшей энергией связи обладают ядра, в которых содержится чётное количество нейтронов и чётное количество протонов (так называемые *чётно-чётные ядра*). Для таких ядер $W_{спин} > 0$. Наименее прочными являются ядра, в составе которых имеется по одному неспаренному протону и нейтрону (*нечётно-нечётные ядра*). Для них $W_{спин} < 0$. Промежуточное

значение энергии связи ($W_{\text{свин}} = 0$) имеют ядра с нечётным числом нуклонов (*нечётно-чётные* или *чётно-нечётные* ядра).

Формула *Вейцекера* позволяет рассчитать не только энергии связи ядер, но и их массы:

$$m(A, Z)c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n] \cdot c^2 - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4}. \quad (2.8)$$

Интересно сравнить близкие по массе ядра – *изобары*. Разумеется, среди них всегда отыщется ядро с наименьшей массой, и, следовательно, с наибольшей энергией связи. Очевидно, это ядро будет наиболее устойчивым (рис. 2.3).

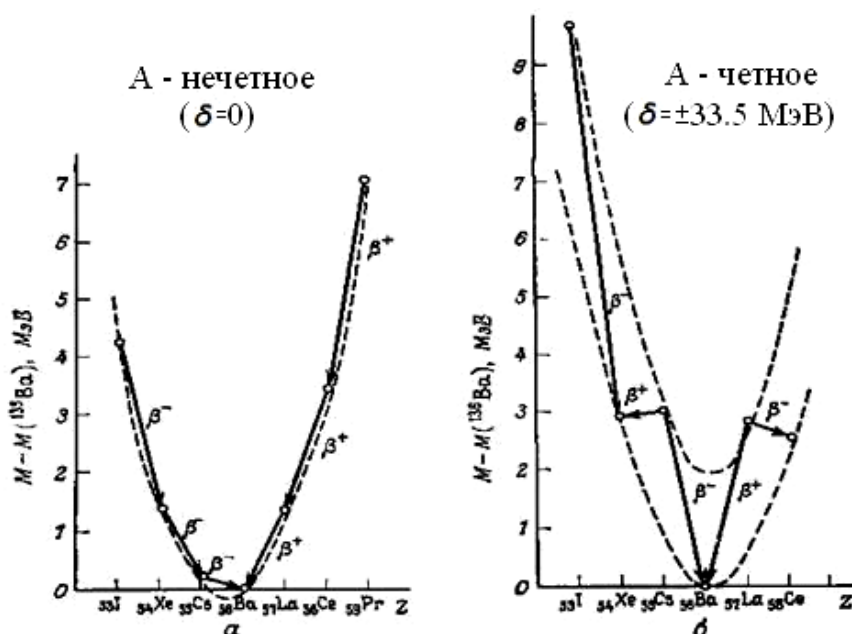


Рис.2.3. Зависимость массы ядер-изобар от порядкового номера Z :
а) A – нечётное; б) A – чётное

Соседние ядра – *изобары* с бóльшими массами являются неустойчивыми и путём β -распадов переходят в устойчивое состояние с минимальной массой. Порядковый номер устойчивого ядра можно определить, исследуя на экстремум выражения (2.6) или (2.8) при постоянном A :

$$\left. \frac{\partial G_{\text{я}}(A, Z)}{\partial Z} \right|_{Z=Z_0} = 0; \quad \left. \frac{\partial m(A, Z)}{\partial Z} \right|_{Z=Z_0} = 0.$$

Очевидно, результат, полученный в том и другом случае, будет практически одинаков.

2.3. Размеры ядер

Из-за малости размеров ядер все методы их «обмера» являются косвенными. Наибольшее распространение получили методы, основанные на измерении дифференциальных по углу сечений рассеяния частиц на ядрах. Для этого обычно используют тяжелые заряженные частицы, например, α -частицы и протоны, а также нейтроны и электроны.

Очевидно, зависимость дифференциального по углам сечения определяется многими факторами, в том числе и характерными размерами объекта, на котором происходит рассеяние. С точки зрения интерпретации результатов опытов очень важным является соотношение между размерами объекта (в нашем случае радиусом ядра $R_{\text{я}}$) и длиной волны де Бройля частицы λ .

Длина волны де Бройля определяется энергией E (или импульсом p) и массой частицы m :

$$\vec{P} = \hbar \vec{k}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\tilde{\lambda}}; \quad E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}.$$

Здесь k -длина волнового вектора \vec{k} , ориентированного вдоль направления движения частиц (волн), $\tilde{\lambda}$ – приведенная длина волны де Бройля.

Если $\tilde{\lambda} \ll R_{\text{я}}$, то взаимодействие частицы с ядром в большей степени похоже на столкновение двух частиц (рис. 2.4, а). Этот случай характерен для высоких энергий падающих на ядро частиц.

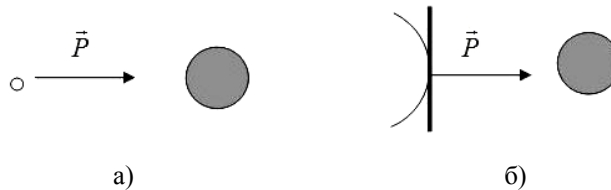


Рис. 2.4. Схематичное изображение столкновения частиц с ядрами:
 а) частица проявляет корпускулярные свойства;
 б) частица проявляет волновые свойства

При низких энергиях $\tilde{\lambda} > R_{\text{я}}$, и рассеяние в этом случае удаётся описать, представляя падающую частицу в виде плоской волны (рис. 2.4, б). Такое представление даёт возможность объяснить наличие минимумов и максимумов в дифференциальных по углу сечениях рассеяния, как результат дифракции волн на непрозрачном объекте. Теория дифракции, основанная на принципе Гюйгенса, позволяет оценить угловую ширину центрального дифракционного кольца:

$$\Delta\theta \approx \tilde{\lambda} / R_{\text{я}}.$$

2.3.1. Определение размеров ядер в опытах по рассеянию тяжелых заряженных частиц

Исторически самыми первыми опытами, в которых удалось дать верхнюю оценку размеров ядер, были классические опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц в тонких металлических фольгах. В опытах использовались такие пластичные металлы, как золото, платина, из которых удавалось изготовить фольги очень малой толщины. Источником α -частиц служили радиоактивные препараты, испускающие частицы с кинетическими энергиями $T_\alpha \lesssim 10 \text{ МэВ}$. Зависимость сечения от угла рассеяния θ , измеренная в опыте, имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_p \sim \frac{1}{\sin^4 \theta/2}.$$

Резерфорду удалось получить эту зависимость аналитически, предположив, что ядро и α -частица являются точечными зарядами, испытывающими кулоновское отталкивание. Используя закон сохранения энергии, нетрудно оценить минимальное расстояние R_E (рис. 2.5), на которое может подойти α -частица к ядру при лобовом соударении:

$$E(\infty) = T_\alpha = V_{\text{кул}}(R_E) = \frac{2Ze^2}{R_E}.$$

Отсюда для золота имеем:

$$R_E = \frac{2Ze^2}{T_\alpha} = \frac{2 \cdot 79 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{10^7 (\text{эВ}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} (\text{эрг})} \gg 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}.$$

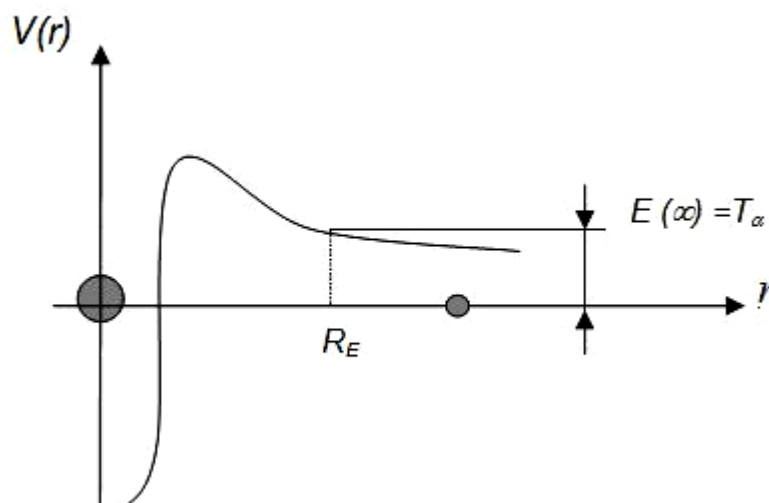


Рис. 2.5. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия заряженной частицы с ядром от расстояния

Очевидно, радиус ядра должен быть меньше значения R_E .

«Почувствовать» размеры ядра можно, увеличив энергию α -частицы настолько, чтобы она могла вплотную подойти к ядру (этот же результат может быть получен при уменьшении заряда ядра мишени Z). Но при таких условиях опыта на α -частицу будут действовать не только кулоновские, но и ядерные силы. Следовательно, измеренное сечение будет отличаться от Резерфордского $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$.

На рис. 2.6 представлены результаты более поздних опытов по рассеянию α -частиц с энергией 22 МэВ в свинцовой мишени ($Z=82$). Видно, что при углах рассеяния $\theta \gtrsim 90^\circ$ экспериментальное сечение совершенно не согласуется с предположением о кулоновском характере взаимодействия.

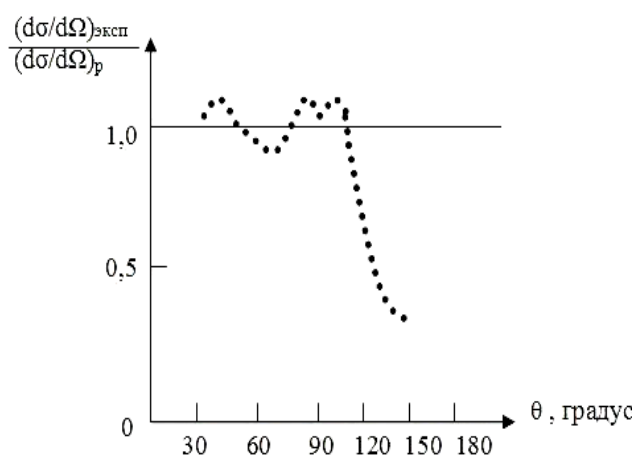


Рис. 2.6. Дифференциальное по углу сечение рассеяния α -частицы с кинетической энергией 22 МэВ в свинцовой мишени

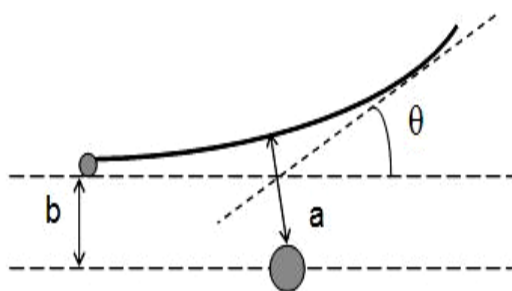


Рис. 2.7. Схематичное изображение рассеяния частицы на ядре

Известно, что в случае движения частицы с зарядом q и кинетической энергией T в центральном поле вида $1/r$ (например, в поле кулоновских сил) угол рассеяния θ однозначно связан с прицельным параметром b (рис. 2.7):

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{qZe^2}{(2Tb)}$$

Расчет для α -частицы с $q=2$ даёт при $\theta \approx 90^\circ$ $b \approx 10\Phi$. Поскольку радиус действия ядерных сил очень мал и составляет $\sim 1\Phi$, можно им пренебречь и считать, что найденный прицельный параметр (или, что более точно, соответствующее ему минимальное расстояние a) по порядку величины равен сумме радиусов ядра и α -частицы.

Эксперименты по рассеянию α -частиц на разных ядрах – мишенях позволили установить характер зависимости радиусов ядер от массового числа A :

$$R_{\text{я}} \approx r_0 A^{1/3}, \quad r_0 \approx (1.4 \div 1.5) \text{ Ф.}$$

Из приведенных рассуждений ясно, что анализ результатов по рассеянию α -частиц проводился с учетом корпускулярных свойств взаимодействующих частиц. Это оказалось оправданным, т. к. для α -частиц с энергией $T_{\alpha} \approx 10 \text{ МэВ}$ и выше, длина волны де Бройля не превышает 10^{-13} см , т. е. примерно на порядок меньше радиусов ядер, на которых рассеивались α -частицы.

2.3.2. Определение размеров ядер в опытах по взаимодействию нейтронов с ядрами

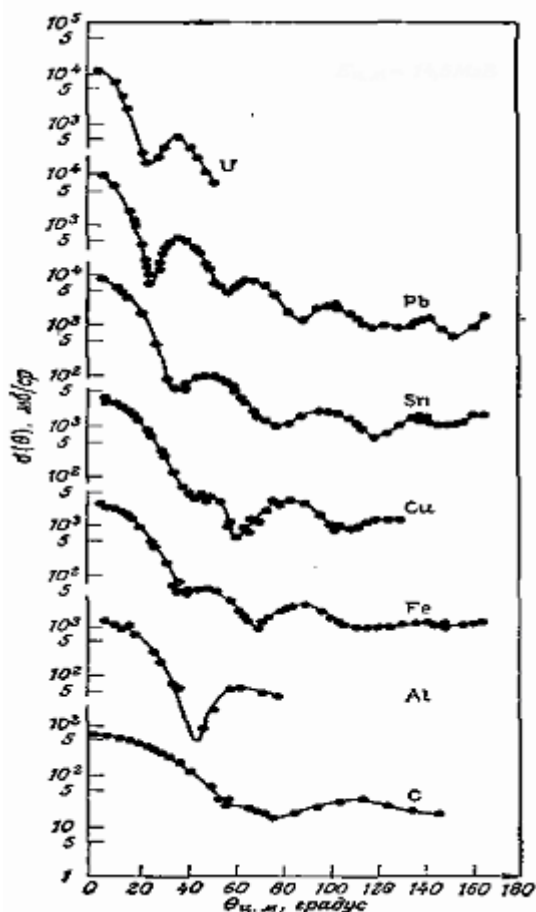


Рис. 2.8. Угловое распределение нейтронов, упруго рассеянных на некоторых ядрах (в системе центра масс)

Анализ результатов этих опытов проще, т. к. нейтроны испытывают только ядерное взаимодействие. Кроме того, в опытах использовались нейтроны с энергиями $(10 \div 20) \text{ МэВ}$, для которых $\lambda \approx R_{\text{я}}$, поэтому измеренное в геометрии тонкой мишени дифференциальное сечение имеет типичный для дифракционного рассеяния вид (рис. 2.8).

Анализ сечений для разных ядер показал, что угловая полуширина центрального «пятна» убывает как $A^{-1/3}$ в согласии с соотношением:

$$\Delta\theta \approx \lambda / R_{\text{я}}.$$

Для определения размеров ядер с помощью нейтронов можно использовать также закон ослабления моноэнергетического нейтронного пучка при прохождении его через толстую мишень (см. гл. 1):

$$N(d) = N_0 \cdot \exp(-n_0 \sigma d).$$

Здесь σ – полное эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами, которое для энергий в десятки $MэВ$ составляет $\sigma \approx 2\pi R_{\text{я}}^2$. Измеряя при помощи детектора отношение $N(d)/N(0)$, можно найти экспериментальное значение полного сечения σ и, следовательно, радиус ядра $R_{\text{я}}$.

Зависимость размеров ядер от массового числа A , полученная в опытах с нейтронами, имеет тот же самый вид, что и в опытах с тяжелыми заряженными частицами:

$$R_{\text{я}} \approx r_0 A^{1/3}, \quad r_0 \approx (1.3 \div 1.4) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

2.3.3. Опыты по рассеянию быстрых электронов на ядрах

Электроны являются наиболее подходящими для определения размеров ядер частицами, т. к. между электроном и ядром действуют электромагнитные силы, законы которых известны точно. В опытах использовались релятивистские электроны с энергиями в сотни $MэВ$ и выше, для которых:

$$E \approx pc; \quad \lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{E} = \frac{\hbar c}{193 MэВ} \cdot \frac{193 MэВ}{E} \lesssim 10^{-13} \text{ см.}$$

Для средних и тяжелых ядер это на порядок меньше размеров ядра, поэтому электроны в опытах должны проявлять преимущественно корпускулярные свойства. В этом случае эффективное сечение упругого рассеяния электронов на точечном ядре описывается формулой Резерфорда для релятивистского случая. Соответствующая кривая представлена на рис. 2.9, но она проходит далеко от экспериментальных точек, что объясняется отличием ядра от точечной частицы.

Если заряд распределен по объему сферически-симметричного ядра с плотностью $\rho(r)$, дифференциальное эффективное сечение выражается формулой:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} \right)_p |F(\vec{q})|^2,$$

где $F(\vec{q}) = \frac{1}{Ze} \int_{V_{\text{я}}} \rho(r) e^{-i\vec{r}\vec{q}} dV$ – так называемый форм – фактор ядра; \vec{q} – переданный ядру при столкновении импульс.

Обработка результатов измерений заключается в подборе функций $\rho(r)$, которые дают наилучшее согласие с экспериментом. Например, равномерное распределение заряда по объему ядра (кривые A , рис. 2.9) не дает хорошего согласия с экспериментом, особенно на больших углах. Наилучшим образом наблюдаемые угловые распределения воспроизводит распределение заряда с диффузным краем (кривые B).

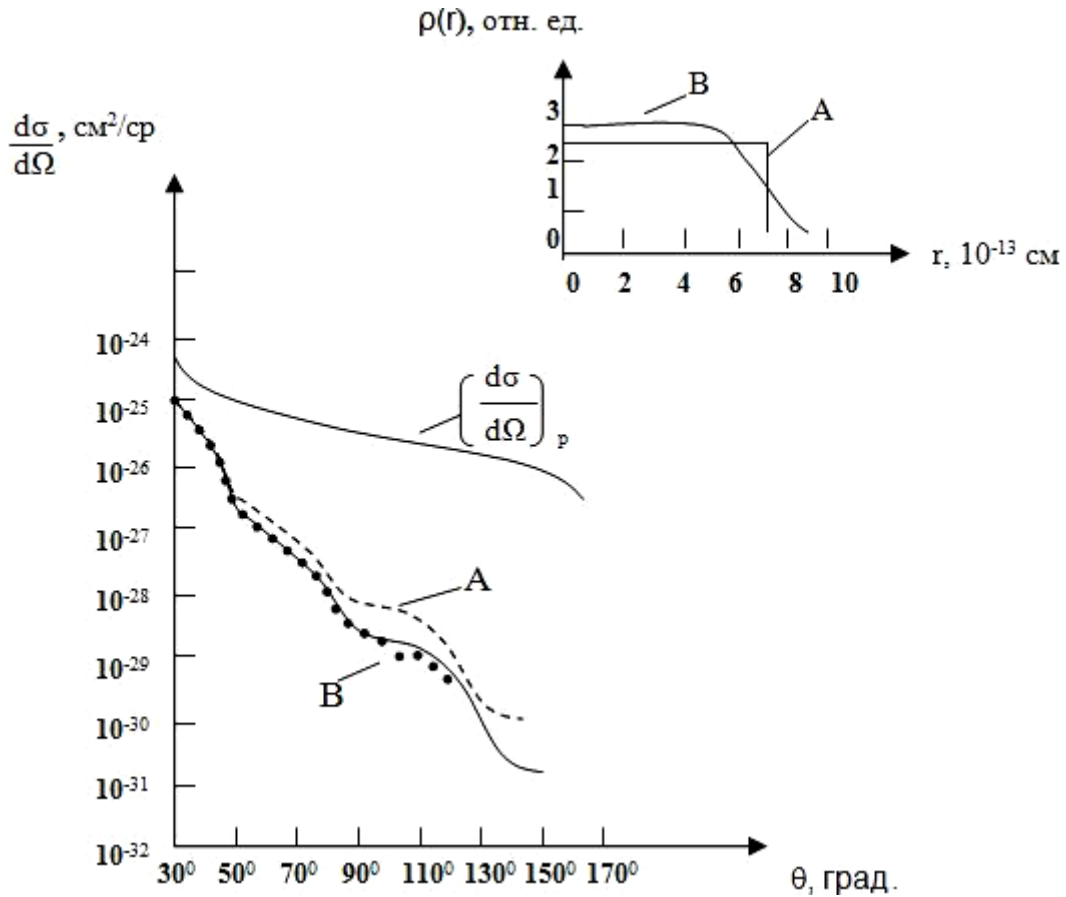


Рис. 2.9. Угловое распределение упруго рассеянных электронов с энергией 153 МэВ на золоте. Кривая А соответствует равномерному по объему ядра распределению заряда; В – распределению заряда с диффузным краем

Проводившийся таким образом для большого числа ядер анализ привел к выбору функции, описывающей распределение заряда в ядре в следующем виде:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_c}{0.228a}\right)},$$

где $R_c = r_0 A^{1/3}$, $r_0 \approx (1.1 - 1.2) \cdot 10^{-13}$ см, $a = 2.2 \cdot 10^{-13}$ см; константа ρ_0 может быть найдена из условия нормировки плотности заряда:

$$Ze = \int_{V_j} \rho(r) dV.$$

Коэффициент 0.228 введен для того, чтобы параметр a имел простой смысл ширины диффузного слоя, на котором плотность электрического заряда ядра убывает от 0.9 до 0.1 плотности заряда в центре ядра (рис. 2.10).

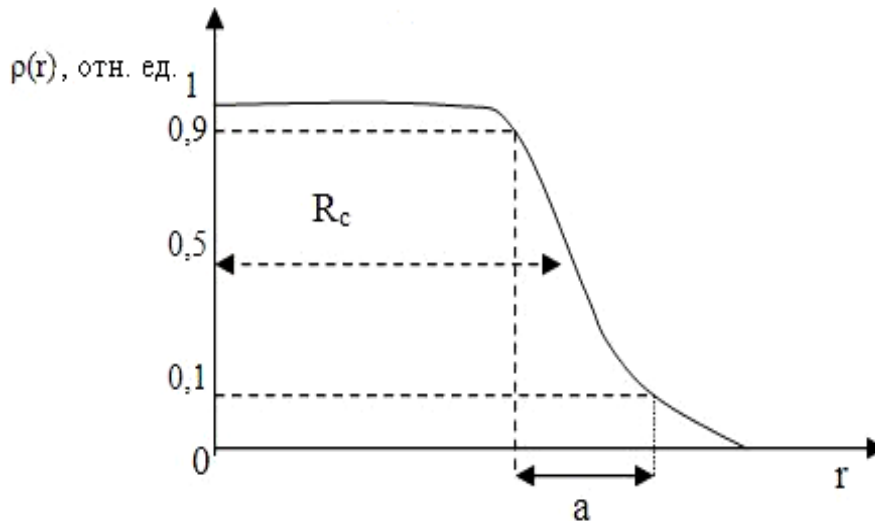


Рис. 2.10. Параметры плотности распределения заряда ядра

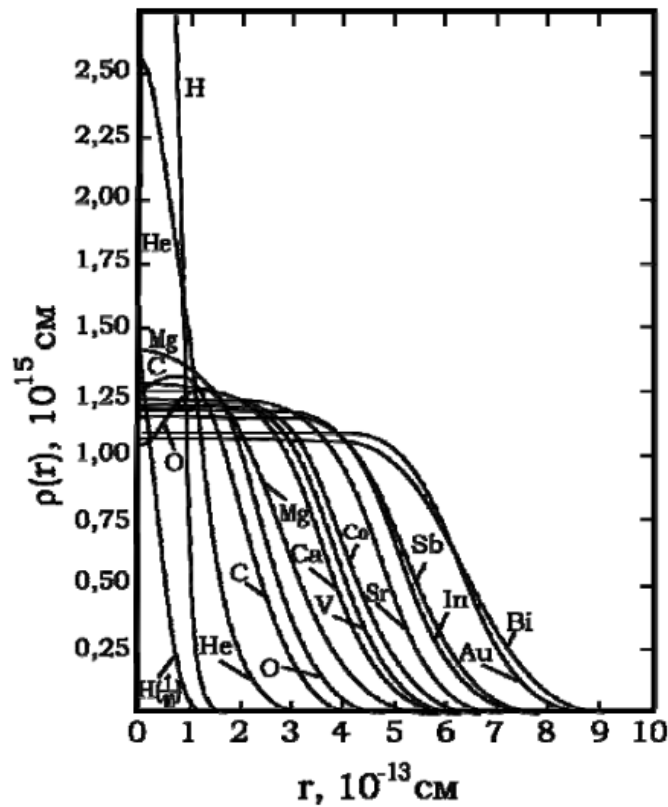


Рис. 2.11. Распределение плотности заряда в некоторых ядрах

Из вида функций $\rho(r)$ следует, что R_c – это расстояние от центра ядра, на котором плотность заряда убывает вдвое; величину R_c называют *зарядовым радиусом* ядра. Таким образом, изучение рассеяния электронов на ядрах позволяет не только определить характерные размеры ядра, но и установить, как распределен заряд в ядре. На рис. 2.11 приведе-

ны кривые, описывающие распределение заряда в различных ядрах, из которых видно что плотность заряда в центре ядра для большинства ядер, исключая самые легкие, примерно одинакова и составляет $(1 \div 1.25) \cdot 10^{15} \text{ Кл/см}^3$. Кроме того, видно, что влияние поверхностного диффузного слоя наиболее велико в легких ядрах. Представление о ядре, как об объекте с четкими границами, которое мы использовали в предыдущих пунктах, очевидно, наиболее приемлемо для тяжелых ядер, у которых толщина диффузного слоя сравнительно невелика.

2.3.4. Заключение

Рассматривая опыты по рассеянию различных частиц на ядрах, мы убедились в том, что характерные размеры ядер можно определить с помощью параметра $R_{\text{я}}$, который имеет смысл радиуса, если считать ядро сферически симметричным. Значения параметра $R_{\text{я}}$, найденные в разных опытах, определяются одной и той же формулой $R_{\text{я}} = r_0 A^{1/3}$ и довольно хорошо согласуются между собой. Некоторое различие в значении коэффициента r_0 объясняется рядом причин. Во-первых, большинство ядер имеют отличающуюся от сферической форму (см. п. 2.7). Поэтому в опытах измеряется некоторый усредненный как по объему, так и по времени измерения радиус. (Усреднение по времени возникает из-за квантово-механической прецессии несферического ядра относительно выделенного направления; за время измерения ядро совершает огромное количество оборотов). Во-вторых, размеры ядер, определенные в опытах по рассеянию ядерных частиц (нейтронов, протонов, α -частиц) имеют погрешность, связанную с конечным радиусом действия ядерных сил.

На точности результатов опытов сказывается также тот факт, что ядро, как это выяснилось в опытах с электронами, не имеет четко выраженных границ. Поверхностный слой ядра «размазан», поэтому понятие радиуса ядра становится неоднозначным. Однако, необходимо отметить, что параметр «радиус ядра» фигурирует не только в интерпретации опытов по рассеянию. Размеры ядер, хорошо согласующиеся с результатами опытов по рассеянию, проявляются в кулоновских энергиях ядер, смещениях линий в атомных спектрах (см. соответственно п. 2.1 и п. 2.6 данной главы), ядерных реакциях, например, α -распаде (п. 3.4.). Именно согласие всех этих данных и делает понятие радиуса ядра объективной реальностью.

2.4. Механические моменты ядерных частиц. Ядерные спины

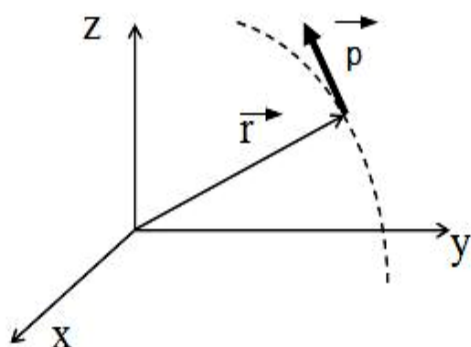


Рис. 2.12. Схема движения частицы в заданной системе отсчета

Спином ядра \vec{J} называют *механический момент ядра*. Как известно, механический момент, или момент импульса точечной частицы (рис. 2.12), определяется по формуле:

$$\vec{l} = [\vec{r}, \vec{p}]$$

Если частица классическая, то величина и направление \vec{l} могут быть любыми.

У квантовых частиц, таких, как ядра и нуклоны, на величину и на-

правление вектора \vec{l} накладываются ограничения, обусловленные их волновой природой. Так длина вектора \vec{l} , который в квантовой механике называют *орбитальным моментом*, может принимать следующие значения:

$$|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)} \text{ где } l=0,1,2,\dots - \text{целое число.} \quad (2.10)$$

Квантовое число l называют *орбитальным квантовым числом*.

Направление вектора \vec{l} в пространстве (как и любой другой векторной величины квантовой частицы) может быть задано с помощью только одной проекции, например, на ось z . Две другие проекции в опыте себя не проявляют из-за квантово-механической прецессии векторов

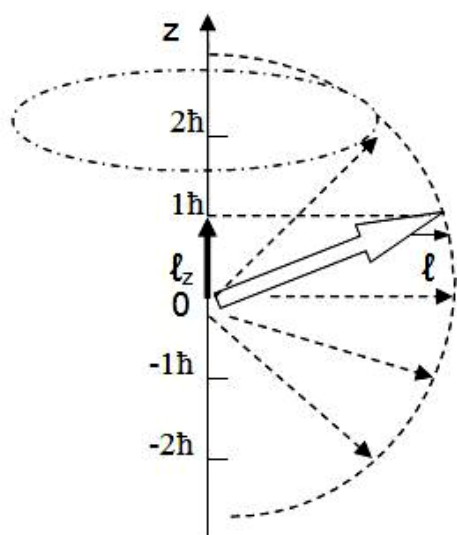


Рис. 2.13. Возможные направления вектора механического момента \vec{l}

относительно выбранного направления. В результате их средние значения за время измерений равны нулю. В соответствии с правилами квантовой механики разрешены только такие направления \vec{l} , для которых проекции на ось z принимают следующие значения:

$$l_z = \hbar m, \quad (2.11)$$

где $-\ell \leq m \leq +\ell$ – целое число.

Здесь m – *азимутальное квантовое число*, может принимать $(2\ell + 1)$ значение; столько же разрешенных направлений у вектора \vec{l} . На рис. 2.13 изображены

возможные ориентации вектора \vec{l} , у которого орбитальное квантовое число $\ell=2$. Длина вектора в этом случае $|\vec{l}| = \hbar\sqrt{6}$, а его проекции $\ell_z = -2\hbar, -\hbar, 0, \hbar, 2\hbar$. В качестве примера пунктиром изображена окружность, которую в результате прецессии описывает конец вектора с проекцией $2\hbar$. Следует отметить, что квантовый вектор нельзя ориентировать строго вдоль какого-либо направления, его максимальная проекция всегда меньше длины вектора.

Механический момент \vec{l} является количественной характеристикой движения квантовых частиц относительно какого либо центра. Как правило, это центр инерции взаимодействующих частиц. В атоме таким центром является ядро, т. к. масса электронов значительно меньше массы ядра. У ядра, как у составной частицы, также существует центр инерции, относительно которого двигаются нуклоны, и их движение характеризуется определенным значением вектора \vec{l} .

Квантовые частицы могут обладать еще и собственным механическим моментом, никак не связанным с движением в выбранной системе отсчёта, и обусловленным, по-видимому, внутренней структурой частиц. Собственный момент частиц называют *спином* и обозначают буквой \vec{s} . Вектор спина не выражается через координаты и импульс частицы, поскольку нет классических моделей, способных описать спины квантовых частиц. Однако, свойства вектора \vec{s} аналогичны свойствам вектора \vec{l} , а именно:

$$|\vec{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)}, \text{ где } s = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots; \quad (2.12)$$

$$s_z = m_s \hbar; \quad -s \leq m_s \leq s. \quad (2.13)$$

Целое или полуцелое число s иногда называют спиновым квантовым числом, а чаще просто спином частицы. Следует отметить, что подобная терминология распространяется на все механические моменты, когда под словом «момент» понимается не вектор, а соответствующее квантовое число. Набор чисел m_s определяет разрешённые проекции вектора \vec{s} на выбранное направление. Спин является неизменной для данного сорта частиц характеристикой, определяемой экспериментально. Так спин нейтрона, протона и электрона равен $1/2$. Тогда $(2s+1)=2$, и, следовательно, у этих частиц возможны две ориентации в пространстве.

Полный механический момент \vec{j} квантовой частицы равен векторной сумме моментов \vec{l} и \vec{s} :

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$$

Длина и возможные направления вектора \vec{j} определяются по знаковым формулам:

$$|\vec{j}| = \hbar\sqrt{j(j+1)}; \quad j_z = \hbar m_j; \quad -j \leq m_j \leq +j. \quad (2.14)$$

В соответствии с правилами сложения векторов в квантовой механике квантовое число j может принимать ряд значений в интервале (через единицу):

$$|\ell - s| \leq j \leq |\ell + s|. \quad (2.15)$$

На конкретных примерах нетрудно убедиться, что указанный интервал включает либо $(2s+1)$, либо $(2\ell+1)$ значений j в зависимости от того, какое из чисел, s или ℓ , меньше. Другими словами, если складывать два квантовых момента, то число возможных результатов сложения n_j определяется наименьшим квантовым числом складываемых векторов:

$$n_j = \begin{cases} (2\ell + 1), & \ell < s; \\ (2s + 1), & s < \ell. \end{cases} \quad (2.16)$$

Ядро состоит из A нуклонов, поэтому *спин ядра* \vec{J} равен геометрической сумме полных механических моментов всех нуклонов:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i,$$

где $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ – полный механический момент i -го нуклона.

Под спином ядра обычно понимают не вектор \vec{J} , а соответствующее квантовое число J , определяющее длину вектора и число возможных ориентаций в пространстве:

$$|\vec{j}| = \hbar\sqrt{J(J+1)}, \quad J = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots; \\ J_z = \hbar m_j, \quad -J \leq m_j \leq +J.$$

Наличие спинов у ядер обнаружено при изучении так называемого *сверхтонкого расщепления атомных спектров* (п. 2.6). Анализ сверхтонкого расщепления является одним из главных инструментов для определения спинов различных ядер. В результате были установлены следующие закономерности в отношении спинов ядер J :

а) при четном A спины всегда целые, а при нечетном A – полуцелые;

б) спины четно – четных ядер в основном состоянии равны нулю;

в) спины ядер J сравнительно невелики по величине и для четных A не превышают 7, а для нечетных – не более $9/2$ (в основном состоянии). Эти закономерности указывают на то, что нуклоны в ядре преимущественно объединяются в пары, механические моменты которых взаимно компенсируют друг друга. Эффект спаривания нуклонов мы наблюдали и ранее, когда обсуждали энергию связи нуклонов в ядре (п. 2.2).

2.5. Магнитные моменты нуклонов и ядер

Из классической электродинамики известно, что движение заряженной частицы по замкнутой траектории (рис. 2.14) можно рассматривать, как ток, следовательно, такая частица будет обладать магнитным моментом:

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2mc} \vec{l}, \quad (2.18)$$

Здесь m , q – соответственно масса и заряд частицы, \vec{l} – момент импульса.

Отметим, что вектора $\vec{\mu}$ и \vec{l} – коллинеарны, а их взаимное направление определяется знаком заряда частицы

Квантовая частица с орбитальным моментом \vec{l} и спином \vec{s} также может обладать соответствующими магнитными моментами:

$$\vec{\mu}_l = g_l \frac{e}{2mc} \vec{l}; \quad (2.19)$$

$$\vec{\mu}_s = g_s \frac{e}{2mc} \vec{s}. \quad (2.20)$$

В этих формулах e – положительный элементарный заряд, g_l , g_s – безразмерные константы, так называемые g – факторы. Из сравнения приведённых формул (2.18) и (2.19), (2.20) видно, что величина g – фактора показывает, во сколько раз реальное значение момента квантовой частицы (2.19, 2.20) отличается от классического значения (2.18), а

знак определяет взаимное направление соответствующих векторов – магнитного и механического моментов. Для нейтрона и протона g – факторы измерены в эксперименте и имеют следующие значения:

$$g_l = \begin{cases} = 0 & \text{– для нейтрона;} \\ = 1 & \text{– для протона.} \end{cases}$$

$$g_s = \begin{cases} = -3.82 & \text{– для нейтрона} \\ = 5.58 & \text{– для протона} \end{cases}$$

Следует обратить внимание на то, что момент $\vec{\mu}_l$ возникает только у заряженных частиц (в данном случае протонов), а величина момента равна классическому значению. Необычным с точки зрения

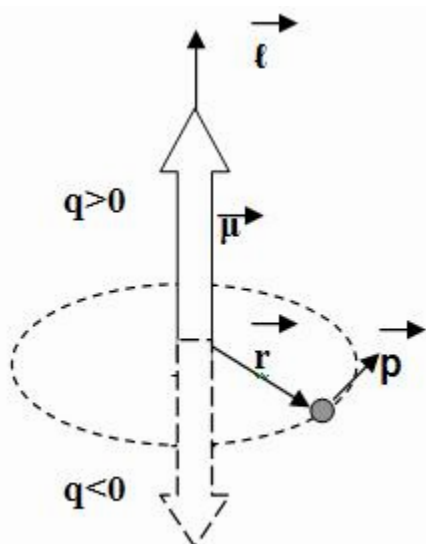


Рис. 2.14. Взаимные направления векторов механического и магнитного моментов классической частицы

классических представлений является тот факт, что нейтральная частица нейтрон обладает отличным от нуля магнитным моментом $\vec{\mu}_s$, который называют *собственным*.

Размерность механических моментов квантовых частиц определяется постоянной Планка \hbar , поэтому размерность магнитных моментов определяется множителем $\mu_0 = e\hbar/2mc$:

$$\vec{\mu}_l = g_l \frac{e\hbar}{2mc} \frac{\vec{l}}{\hbar} = g_l \mu_0 \frac{\vec{l}}{\hbar}; \quad (2.21)$$

$$\vec{\mu}_s = g_s \frac{e\hbar}{2mc} \frac{\vec{s}}{\hbar} = g_s \mu_0 \frac{\vec{s}}{\hbar}. \quad (2.22)$$

Константу μ_0 называют *магнетон* и используют в качестве единицы измерения магнитных моментов квантовых частиц. Если в формулу для магнетона подставить массу электрона, то получим единицу измерения магнитных моментов электронов и атомов:

$$m_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/Гс} = 0,5788 \cdot 10^{-8} \text{ эВ/Гс} - \text{магнетон Бора.}$$

Единицу измерения магнитных моментов нуклонов и ядер получим, подставляя в формулу для магнетона массу протона:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс} = 3,152 \cdot 10^{-12} \text{ эВ/Гс} - \text{ядерный магнетон.}$$

Обычно под магнитным моментом квантовой частицы понимают не вектор, а его максимальную проекцию на заданное направление. Такая терминология объясняется прецессией квантовых векторов относительно выбранных направлений, в результате чего в опыте проявляет себя только параллельная данному направлению составляющая. Необходимо помнить о том, что в микромире направление задается с помощью какого – либо другого вектора, например, вектора магнитного поля. Т. к. максимальная проекция вектора \vec{s} равна $\hbar s$, то собственный магнитный момент квантовой частицы (точнее, его максимальная проекция) равен:

$$\mu_s = g_s \mu_0 s. \quad (2.23)$$

Для нейтрона и протона $s=1/2$, $\mu_0 = \mu_{\text{я}}$, поэтому магнитные моменты этих частиц в свободном состоянии соответственно равны (индекс s опускаем):

$$\mu_p = 2.79 \mu_{\text{я}}; \quad \mu_n = -1.91 \mu_{\text{я}}. \quad (2.24)$$

Полный магнитный момент квантовой частицы определяется как геометрическая сумма векторов $\vec{\mu}_l$ и $\vec{\mu}_s$:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s = \frac{g_l \mu_0 \vec{l}}{\hbar} + \frac{g_s \mu_0 \vec{s}}{\hbar}$$

Из-за разных значений констант g_l и g_s вектор $\vec{\mu}$ неколлинеарен вектору механического момента (рис. 2.15).

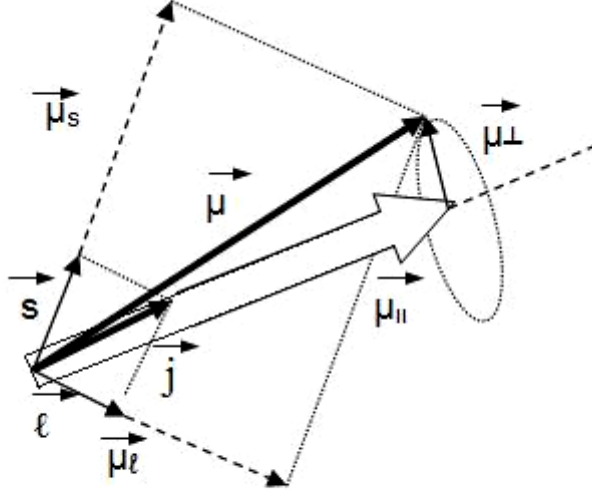


Рис. 2.15. Взаимное направление векторов полного механического момента \vec{j} и магнитного момента $\vec{\mu}$

Однако, в результате прецессии вектора $\vec{\mu}$ относительно направления \vec{j} среднее значение перпендикулярной составляющей $\langle \vec{\mu}_\perp \rangle$ равно нулю, и среднее значение вектора $\langle \vec{\mu} \rangle$ совпадает с его параллельной составляющей, направленной по вектору \vec{j} :

$$\langle \vec{\mu} \rangle = \langle \vec{\mu}_\parallel \rangle = \vec{\mu}_j = g_j \mu_0 \vec{j} / \hbar. \quad (2.25)$$

Вектор $\vec{\mu}_j$ называют *эффективным магнитным моментом* квантовой частицы. Однако чаще под этим термином понимают максимальную проекцию $\vec{\mu}_j$ на заданное направление:

$$\mu_j = g_j \mu_0 j. \quad (2.26)$$

Для нуклонов и ядер $\mu_0 = \mu_\pi$. Тогда, магнитный момент нуклона и его максимальная проекция:

$$\vec{\mu}_j = g_j \mu_\pi \frac{\vec{j}}{\hbar}; \quad \mu_j = g_j \mu_\pi j. \quad (2.27)$$

Для ядра, обладающего ненулевым спином J , записываем аналогичные выражения:

$$\vec{\mu}_J = g_J \mu_\pi \frac{\vec{J}}{\hbar}; \quad \mu_J = g_J \mu_\pi J. \quad (2.28)$$

В формулах (2.26)–(2.28) константы g_j и g_J имеют тот же смысл, что и константы g_ℓ и g_s в формулах (2.19) и (2.20). Следует отметить, что при известном механическом моменте частицы ее магнитный момент однозначно определяется соответствующим g -фактором.

Магнитные моменты ядер (или их g -факторы) определяются экспериментальным путем (см. например, п. 2.6). По величине они не превышают нескольких ядерных магнетонов, т. е. имеют тот же порядок, что и магнитные моменты отдельных нуклонов.

Максимальная проекция вектора $\vec{\mu}_J$, которую чаще всего и называют *магнитным моментом ядра*, может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Для ядер с нечетным A знак μ_J совпадает со знаком магнитного момента неспаренного нуклона:

$$\begin{aligned} \mu_J > 0, & \text{ если неспаренным является протон } (\mu_p > 0); \\ \mu_J < 0, & \text{ если неспаренным является нейтрон } (\mu_n < 0). \end{aligned}$$

Четно-четные ядра в основном состоянии имеют нулевые спины и магнитные моменты. У возбужденных ядер спины и магнитные моменты могут быть другими, отличающимися от значений этих величин для ядер в основном состоянии.

2.6. Методы определения спинов и магнитных моментов ядер

Все экспериментальные методы определения спинов и магнитных моментов ядер основаны на взаимодействии ядра с магнитным полем, как внутриатомным, так и внешним, создаваемым каким-либо источником. Результатом этого взаимодействия является соответствующая потенциальная энергия, которая влияет на возможные энергетические состояния ядра и электронов, а возникающие при этом эффекты можно обнаружить на опыте. В связи с этим полезно вспомнить о том, как были обнаружены спин и магнитный момент электрона.

2.6.1. Тонкое расщепление

Энергетическое состояние электронов в атоме с учетом только кулоновского взаимодействия с ядром определяется двумя квантовыми числами n и ℓ (главное и орбитальное, соответственно). Однако на опыте для уровней $E_{n\ell}$ при $\ell \neq 0$ было обнаружено расщепление на два подуровня. Это расщепление, названное *тонким*, удалось объяснить с помощью механизма спин-орбитального взаимодействия электронов, имеющего магнитную природу. Действительно, движение электронов по орбите с моментом $\vec{\ell}$ можно рассматривать, как ток, создающий магнитное поле $\vec{H}_\ell \sim \vec{\ell}$. И если считать, что электрон обладает собственным

механическим моментом (спином) \vec{s} и соответствующим магнитным моментом:

$$\vec{\mu}_s = g_s \mu_B \frac{\vec{s}}{\hbar},$$

то в результате взаимодействия векторов \vec{H}_l и $\vec{\mu}_s$ возникает добавочная энергия $W_{ls} = -(\vec{\mu}_s \vec{H}_l) \sim (\vec{s} \cdot \vec{l})$, которую необходимо учитывать при определении полной энергии электронов в атоме:

$$E_{nI} = E_{nl} + W_{ls}. \quad (2.29)$$

Здесь I – квантовое число полного механического момента электрона:

$$\vec{I} = \vec{l} + \vec{s}; \quad |l - s| \leq I \leq |l + s|. \quad (2.30)$$

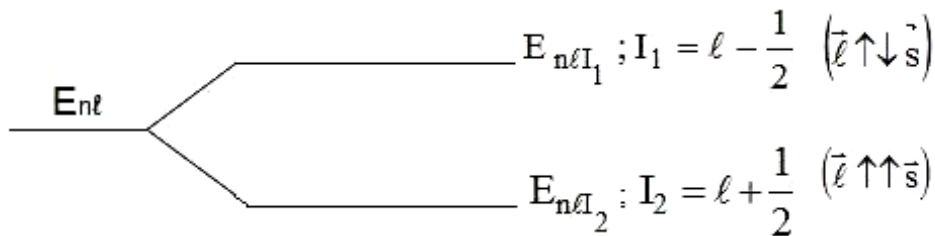


Рис. 2.16. Схема энергетических уровней электрона (тонкое расщепление)

Очевидно, при наличии двух подуровней тонкого расщепления спин электрона должен быть равен $1/2$. В этом случае квантовое число I принимает два значения ($I_1 = \ell - 1/2, I_2 = \ell + 1/2$), соответствующие двум возможным направлениям вектора \vec{s} относительно вектора \vec{l} (см. рис. 2.16) и, следовательно, двум значениям полной энергии электрона.

2.6.2. Сверхтонкое расщепление

Обнаруженное позднее *сверхтонкое расщепление* можно объяснить аналогичным образом, считая, что ядро также обладает спином \vec{J} и магнитным моментом $\vec{\mu}_J$.

Электронная оболочка с механическим моментом \vec{I} создает магнитное поле $\vec{H}_I \sim \vec{I}$. В таком случае между ядром и электронной оболочкой существует магнитное взаимодействие, энергия которого:

$$W_{IJ} = -(\vec{\mu}_J \vec{H}_I) = c(\vec{J} \vec{I}) \quad (2.31)$$

принимает ряд значений в зависимости от взаимной ориентации векторов \vec{J} и \vec{I} .

При описании сверхтонкого расщепления удобно ввести результирующий вектор \vec{F} :

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}; \quad |I - J| \leq F \leq |I + J|. \quad (2.32)$$

В соответствии с правилами сложения квантовых векторов число возможных результатов для вектора \vec{F} (или число взаимных ориентаций векторов \vec{I} и \vec{J}) равно:

$$n_F = \begin{cases} (2I + 1), & I \leq J; \\ (2J + 1), & J \leq I. \end{cases} \quad (2.33)$$

Очевидно, каждой ориентации соответствует свое значение добавочной энергии $W_{L \equiv W_F}$, поэтому правило (2.33) определяет также и число подуровней сверхтонкого расщепления.

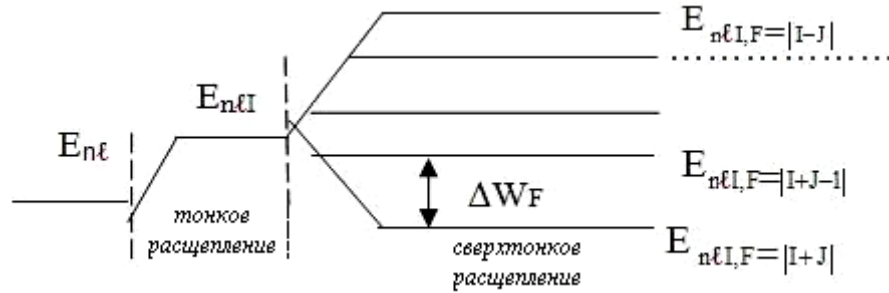


Рис. 2.17. Схема энергетических уровней электронов в атоме с учетом сверхтонкого расщепления

Таким образом, с учетом тонкой структуры и магнитного взаимодействия ядра и электронной оболочки, полная энергия электронов в атоме определяется набором четырех квантовых чисел:

$$E_{n\ell IF} = E_{n\ell I} + W_F. \quad (2.34)$$

Из определения (2.32) вектора \vec{F} следует, что:

$$|\vec{F}|^2 = |\vec{I}|^2 + 2(\vec{I}\vec{J}) + |\vec{J}|^2,$$

откуда можно выразить скалярное произведение векторов \vec{J} и \vec{I} :

$$(\vec{I}\vec{J}) = \frac{1}{2} \left\{ |\vec{F}|^2 - |\vec{I}|^2 - |\vec{J}|^2 \right\}.$$

Записывая квадраты модулей векторов через соответствующие квантовые числа, получим:

$$(\vec{I}\vec{J}) = \frac{\hbar^2}{2} \{ F(F+1) - J(J+1) - I(I+1) \}.$$

Тогда формула для добавочной энергии W_F принимает вид:

$$W_F = c \frac{\hbar^2}{2} \{ F(F+1) - J(J+1) - I(I+1) \},$$

и разность энергий двух соседних подуровней:

$$\begin{aligned}\Delta E_{F, F-1} &= E_{n\ell I, F} - E_{n\ell I, F-1} = W_F - W_{F-1} = \Delta W_F = \\ &= c \frac{\hbar^2}{2} \{ F(F+1) - (F-1)F \} = c \hbar^2 F.\end{aligned}\quad (2.35)$$

Таким образом, $\Delta W_F \sim F$, откуда следует правило интервалов для сверхтонкого расщепления:

$$\begin{aligned}\Delta W_F : \Delta W_{F-1} : \Delta W_{F-2} : \dots &= F : (F-1) : (F-2) : \dots = \\ &= (I+J) : (I+J-1) : (I+J-2) : \dots\end{aligned}\quad (2.36)$$

Правило интервалов (2.36) используется для определения спинов ядер. Иногда заведомо известно, что $J < I$, и спин ядра удается определить по числу подуровней сверхтонкого расщепления (правило 2.33).

Измеряемое на опыте значение ΔW_F пропорционально величине магнитного момента ядра, что, в принципе, дает возможность определения μ_J . Однако при этом возникают трудности, связанные с определением внутриатомного поля H_I (формула (2.31)), поэтому сверхтонкое расщепление атомных спектров используется только для оценки величины μ_J . Более точные значения магнитных моментов ядер можно получить по расщеплению энергетических уровней ядер во внешних полях, величина которых определяется с высокой точностью.

2.6.3. Атом во внешнем магнитном поле

Сверхтонкое расщепление энергетических уровней, возникающее во внешних магнитных полях, в первую очередь определяется величиной и характером поля – однородное, неоднородное, переменное и т. п. Мы рассмотрим влияние однородного поля \vec{H}_0 . Наибольший интерес при этом представляют случаи слабого и сильного поля. *Сильным* называют поле \vec{H}_0 , энергия взаимодействия которого с электронной оболочкой \vec{I} существенно больше энергии взаимодействия ядра с внутриатомным полем \vec{H}_I :

$$(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) \gg (\vec{\mu}_J \vec{H}_I). \quad (2.37)$$

Соответственно, *слабым* является поле, для которого выполняется противоположное условие:

$$(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) \ll (\vec{\mu}_J \vec{H}_I). \quad (2.38)$$

Здесь $\vec{\mu}_I = g_I \mu_B \frac{\vec{I}}{\hbar}$ – магнитный момент электронной оболочки.

С учетом того, что $\frac{\mu_J}{\mu_I} \approx \frac{\mu_y}{\mu_B} \approx 10^{-3}$ и $H_I \approx 10^5 \div 10^6$ э, условия (2.37)

и (2.38) принимают вид:

$$H_0 \gg (10^2 \div 10^3) \text{э} - \text{условие сильного поля}; \quad (2.39)$$

$$H_0 \ll (10^2 \div 10^3) \text{э} - \text{условие слабого поля}. \quad (2.40)$$

а) Слабое поле

В силу соотношения (2.38) в слабом поле магнитная связь между ядром и электронной оболочкой не разрывается, не искажается и соответствующее сверхтонкое расщепление. Однако, появляются дополнительные уровни, соответствующие разным ориентациям результирующего вектора \vec{F} относительно внешнего поля \vec{H}_0 (рис. 2.18). Это явление называется *эффектом Зеемана*.

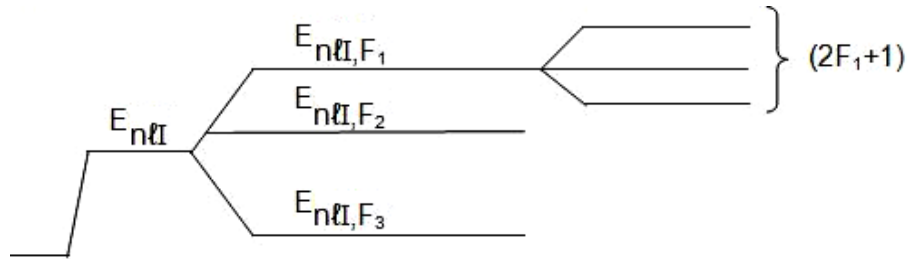


Рис. 2.18. Эффект Зеемана

Число возможных ориентаций вектора \vec{F} определяется соответствующим квантовым числом F и равно $(2F+1)$. Тогда число подуровней сверхтонкого расщепления в слабом магнитном поле, учитывающее все возможные значения F , равно:

$$n = \sum_{F=|I-J|}^{F=I+J} (2F+1) = (2I+1)(2J+1). \quad (2.41)$$

Магнитный момент электронной оболочки μ_I существенно больше магнитного момента ядра μ_J , поэтому энергия взаимодействия с внешним полем, а, значит, и разность энергий между двумя соседними подуровнями, определяется величиной μ_I :

$$\left((\vec{\mu}_J + \vec{\mu}_I) \vec{H}_0 \right) \approx (\vec{\mu}_I \vec{H}_0).$$

Таким образом, по сверхтонкому расщеплению в слабом поле удастся определить только спин ядра путем подсчета число подуровней (формула (2.41)).

б) Сильное поле

В сильном поле ядро и электронные оболочки ориентируются независимо друг от друга, т. к. в силу соотношения (2.37) взаимодействием между ними можно пренебречь.

При этом в зависимости от ориентации электронные оболочки и ядра приобретают дополнительную энергию:

$$W_I = -(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) = -g_I \mu_B \frac{I_z}{\hbar} H_0 = -g_I \mu_B m_I H_0; \quad (2.42)$$

$$-I \leq m_I \leq +I.$$

$$W_J = -(\vec{\mu}_J \vec{H}_0) = -g_J \mu_{Я} \frac{J_z}{\hbar} H_0 = -g_J \mu_{Я} m_J H_0; \quad (2.43)$$

$$-J \leq m_J \leq +J.$$

Число возможных ориентаций и, следовательно, число энергетических состояний ядра и электронной оболочки соответственно равно $(2J+1)$ и $(2I+1)$. Как уже отмечалось, влиянием ядра на энергетические состояния электронов в данном случае можно пренебречь, и схема энергетических уровней электронов в сильном поле имеет вид, изображенный на рис. 2.19. Соответствующее расщепление называется *эффектом Памена–Бака*.

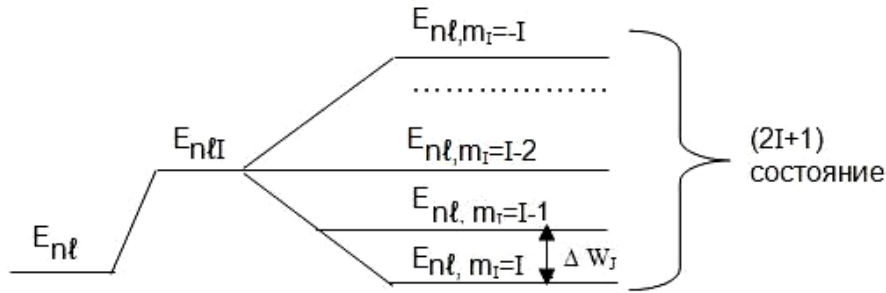


Рис. 2.19. Расщепление энергетических уровней электронной оболочки в сильном поле (эффект Памена–Бака)

На рис. 2.20, б в качестве примера изображена схема энергетических состояний ядра со спином $J=3/2$ во внешнем магнитном поле \vec{H}_0 ; каждое состояние соответствует определенному направлению вектора $\vec{\mu}_J$ (рис. 2.20, а).

Используя формулы (2.42) и (2.43), можно определить разность энергий для двух соседних подуровней электронной оболочки и ядра, у которых соответствующие квантовые числа m_I и m_J отличаются на единицу:

$$|\Delta W_I| = g_I \mu_B H_0 = const, \quad (2.44)$$

$$|\Delta W_J| = g_J \mu_{Я} H_0 = const. \quad (2.45)$$

Таким образом, разность энергий ΔW_J пропорциональна величине магнитного момента ядра μ_J , следовательно, измерив на опыте ΔW_J , можно определить μ_J . Для измерения ΔW_J разработан специальный метод, основанный на явлении ядерного магнитного резонанса.

2.6.4. Ядерный магнитный резонанс

Ядерным магнитным резонансом (ЯМР) называют эффект поглощения (испускания) ядрами квантов электромагнитного поля определенной частоты. Такой процесс возможен только в присутствии сильного однородного поля \vec{H}_0 , когда энергетические состояния ядер представляют из себя набор равноотстоящих друг от друга энергетических уровней, соответствующих разным ориентациям спина ядра (рис. 2.20, б) относительно \vec{H}_0 .

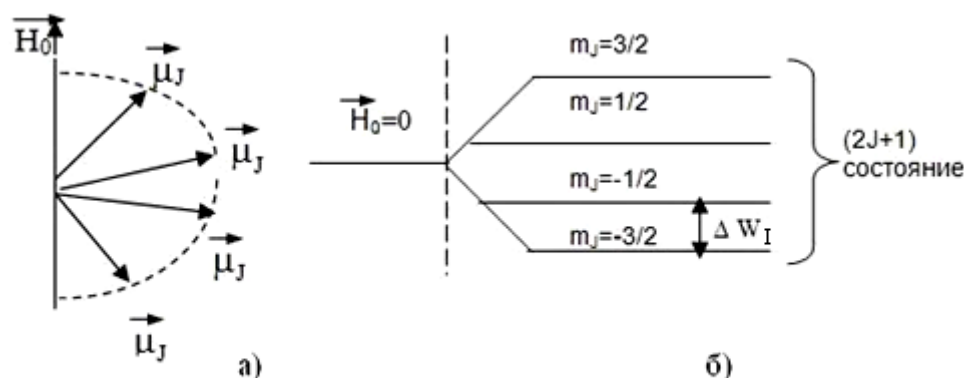


Рис. 2.20. Расщепление энергетических уровней ядра в сильном поле

Очевидно, поглощение или испускание квантов (рис. 2.21) приводит к переориентации ядер и происходит при условии (условие резонанса):

$$E_{\text{рез}} = |\Delta W_J|, \quad (2.46)$$

или:

$$\hbar \omega_{\text{рез}} = g_J \mu_{\text{я}} H_0. \quad (2.47)$$

Тогда:

$$\mu_J = g_J \mu_{\text{я}} J = \frac{\hbar \omega_{\text{рез}}}{H_0} J. \quad (2.48)$$

Существует несколько способов измерения резонансной частоты $\omega_{\text{рез}}$. Исторически первым осуществлен метод молекулярных пучков, с помощью которого удалось впервые измерить магнитный момент ней-

трона. Схема установки метода молекулярных пучков представлена на рис. 2.22.

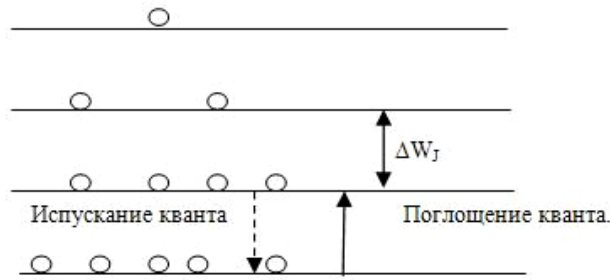


Рис. 2.21. Схема энергетических состояний ядра во внешнем поле \vec{H}_0 . Заселенность уровней ядрами определяется распределением Больцмана

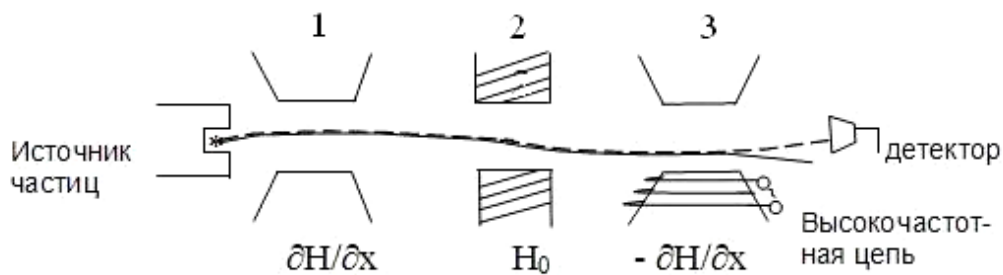


Рис. 2.22. Схема установки для измерения $\omega_{рез}$ в методе молекулярных пучков. 1,3 – магниты, создающие неоднородное магнитное поле с противоположно направленными градиентами $(\partial H/\partial x)_1 = -(\partial H/\partial x)_3$; 2 – магнит, создающий сильное однородное поле H_0

В неоднородном магнитном поле (магниты 1,3) частицы с магнитным моментом $\vec{\mu}$ будут отклоняться от первоначального направления под действием силы $\vec{F} = (\vec{\mu} \nabla) \vec{H}$. Градиент поля в магнитах 1,3 одинаков по величине и противоположен по направлению. Высокочастотное поле создается катушкой, намотанной на сердечник магнита 3. В отсутствие взаимодействия с внешним высокочастотным полем ($\omega \neq \omega_{рез}$) силы, действующие на частицу со стороны магнитов 1 и 3, равны по величине и противоположны по направлению. В этом случае траектории частиц будут симметричными (пунктирная кривая), и все они попадут в детектор. При частоте $\omega = \omega_{рез}$ (или кратной $\omega_{рез}$) будет происходить резонансное поглощение частицами энергии высокочастотного поля, в результате чего изменится ориентация вектора $\vec{\mu}$, и, следовательно, изменится сила \vec{F} , действующая со стороны магнита 3. Это приводит к тому, что в условиях резонанса траектория частиц будет несимметричной, и частицы пролетят мимо детектора. На рис. 2.23 изображена зависимость скорости счета детектора от частоты переменного поля ω .

Метод молекулярных пучков является достаточно точным, однако, имеет существенные недостатки. Во-первых, частицы, испускаемые источником (атомы или молекулы, составной частью которых являются исследуемые ядра), должны иметь нулевой магнитный момент элект-

ронных оболочек. В противном случае эффект от взаимодействия магнитного поля с ядрами невозможно зарегистрировать на фоне гораздо более сильного эффекта взаимодействия с электронными оболочками ($\mu_e \gg \mu_n$). Поэтому при измерении магнитных моментов ядер этим методом используют обычно не атомы, а молекулы, в которых моменты электронных оболочек отдельных атомов взаимно скомпенсированы. Во-вторых, необходима точная юстировка траектории частиц, пучок не должен «размазываться» в пространстве. Для получения узких пучков используются электромагнитные поля специальной конфигурации и в некоторых случаях сверхнизкие температуры.

Впоследствии стали применять более простые методы определения резонансной частоты, основанные на том, что в условиях резонанса в высокочастотной цепи падает напряжение. Регистрирующий $\omega_{рез}$ прибор можно включить либо в высокочастотную цепь, либо в катушку, помещенную вблизи высокочастотной цепи (метод индуктированного магнитного резонанса). Для определения резонансной частоты можно также измерять энергию квантов, испускаемых при обратных переходах ядер. Перечисленные способы не требуют создания узких пучков и неоднородных полей.

На основе ЯМР создано множество приборов и устройств, позволяющих производить спектрометрические исследования (*ЯМР-спектрометрия*), а также изучать внутреннее строение сложных молекул, белков и других объектов, включая человеческое тело (*ЯМР-интроскопия*). Уникальные возможности таких приборов и устройств обусловлены тем, что каждый изотоп любого химического элемента имеет свое, вполне определенное значение магнитного момента ядра μ_n , и, следовательно, каждому изотопу соответствует своя резонансная частота. Поэтому с помощью *ЯМР-спектрометров* можно изучать не только химический, но и изотопный состав веществ, что широко использу-

Скорость счета
детектора

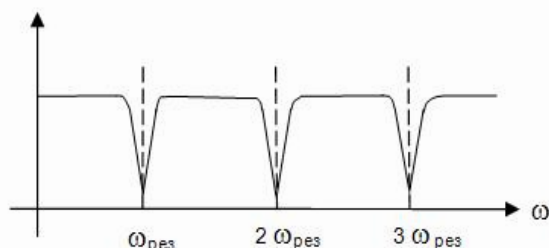


Рис. 2.23. Зависимость скорости счета детектора от частоты переменного поля ω

ется в геологии, нефтеразведке, при контроле сложных технологических процессов, для экспресс-анализа состава нефти в трубопроводах и т. д.

Следует подчеркнуть, что энергия *ЯМР-сигнала* зависит не только от величины магнитного момента ядер, но и от величины магнитного поля, в котором они находятся. Поэтому при известном составе вещества измеренное значение $\omega_{рез}$ можно использовать для нахождения соответствующих магнитных полей, в том числе внутриатомных. Это дает возможность изучать строение сложных органических соединений, что весьма актуально при решении многих проблем медицины и биологии.

Особо следует отметить *ЯМР-томографию*, широко применяемую в медицинской диагностике. *ЯМР-томографы* обладают хорошей чувствительностью и практически безопасны для человека, поскольку значения $\omega_{рез}$ лежат в диапазоне радиочастот (энергия *ЯМР* сигнала достаточно мала из-за малости μ_j). Более подробная информация об использовании *ЯМР* в медицине изложены в гл. 7.

2.6.5. Модель Шмидта

В пунктах 2.6.2 и 2.6.4 данного параграфа рассмотрены экспериментальные методы определения спинов и магнитных моментов ядер. Существуют и математические способы определения этих величин, основанные на модельных представлениях о структуре ядра. В модели Шмидта для этих целей используется *одночастичная оболочечная модель* ядра, построенная по аналогии с оболочечной моделью атома. В соответствии с этой моделью нуклоны в ядре двигаются в центрально-симметричном поле ядерных сил, и их энергия, как и энергия электронов в атоме (см. п. 2.6.1), зависит от трех квантовых чисел – E_{nlj} , где $j = \ell \pm 1/2$ – квантовое число полного механического момента нуклона. Заполнение энергетических уровней нейтронами и протонами производится независимым образом в соответствии с принципом Паули, т. е. количество нуклонов определенного сорта с энергией E_{nlj} не превышает $(2j+1)$. Энергетический уровень (или система близко расположенных уровней) образуют *оболочку*, заполнение которой приводит к образованию *магического ядра*, что соответствует количеству протонов или нейтронов в ядре, равному магическим числам: 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126.

В одночастичной оболочечной модели спины, магнитные моменты и четности (см. п. 2.8) ядер с нечетным массовым числом A определяются состоянием неспаренного нуклона. При этом предполагается, что остальные нуклоны не дают вклада в значения выше перечисленных величин. Основанием для такого приближения являются сравнительно не-

большие значения спинов и магнитных моментов ядер, по порядку величины совпадающие с механическими и магнитными моментами отдельных нуклонов (с учетом их орбитального движения). Состояние последнего неспаренного нуклона находится с помощью схемы энергетических уровней нуклонов, рассчитанной при решении уравнения Шредингера для частицы, движущейся в центральном поле ядерных сил (рис. 2.24).

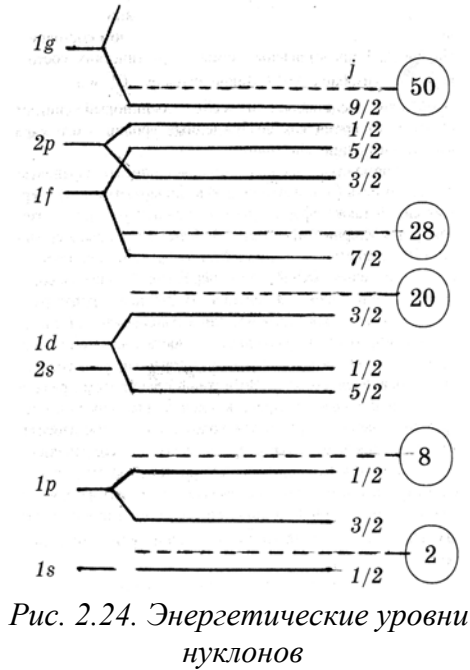


Рис. 2.24. Энергетические уровни нуклонов

Например, в ядре C_6^{13} неспаренным является 7-й нейтрон, который в соответствии с правилами заполнения уровней находится в состоянии $1p_{1/2}$, т. е. квантовые числа этого нуклона: $n=1, \ell=1, j=1/2$. Напомним, что буквами s, p, d, f, \dots обозначаются соответственно состояния с $\ell=0, 1, 2, 3, \dots$. Значение $j=1/2$ при $\ell=1$ получается при противоположных направлениях векторов $\vec{\ell}$ и \vec{s} , т. е. $j=\ell-1/2$.

В соответствии с моделью Шмидта $J=j$ и $\mu_j = \mu_j = g_j \mu_j j$. Получим формулу для g -фактора, используя определение эффективного магнитного момента квантовой частицы (п. 2.5):

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_l(\vec{l} \wedge \vec{j}) + (\vec{s} \wedge \vec{j}).$$

Выразим магнитные моменты через механические и перейдем к модулям векторов:

$$g_j \mu_j \frac{|\vec{j}|}{\hbar} = g_l \mu_j \frac{|\vec{\ell}|}{\hbar} \cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j}) + g_s \mu_j \frac{|\vec{s}|}{\hbar} \cos(\vec{s} \wedge \vec{j}),$$

откуда:

$$g_j = g_l \frac{|\vec{\ell}|}{|\vec{j}|} \cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j}) + g_s \frac{|\vec{s}|}{|\vec{j}|} \cos(\vec{s} \wedge \vec{j}). \quad (2.49)$$

Для вычисления $\cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j})$ возведем в квадрат равенство $\vec{j} - \vec{\ell} = \vec{s}$, в результате получим:

$$\cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j}) = \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{\ell}|^2 - |\vec{s}|^2}{2|\vec{j}||\vec{\ell}|}.$$

Аналогично, возводя в квадрат $\vec{j} - \vec{s} = \vec{\ell}$, нетрудно получить:

$$\cos(\vec{s} \wedge \vec{j}) = \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{s}|^2 - |\vec{\ell}|^2}{2|\vec{j}||\vec{s}|}.$$

После подстановки формул для косинусов выражение (2.49) принимает вид:

$$g_j = g_\ell \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{\ell}|^2 - |\vec{s}|^2}{2|\vec{j}|^2} + g_s \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{s}|^2 - |\vec{\ell}|^2}{2|\vec{j}|^2}. \quad (2.50)$$

Длины векторов, входящие в формулу (2.50), запишем через квантовые числа этих векторов:

$$g_j = g_\ell \frac{j(j+1) + \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2j(j+1)} + g_s \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)}. \quad (2.51)$$

Для нуклонов $s=1/2$, а $j=\ell \pm 1/2$. С учетом этого формула (2.51) принимает вид:

$$g_j = g_\ell \pm \frac{g_s - g_\ell}{2\ell + 1}, \quad (2.52)$$

где знак «+» соответствует $j=\ell + 1/2$, а знак «-» $-j=\ell - 1/2$.

В нечетно-четных ядрах неспаренным является протон ($g_\ell=1$, $g_s=5,58$), и магнитные моменты таких ядер с учетом (2.52) могут быть найдены по формулам:

$$\mu_j = \begin{cases} (j+2.29)\mu_n & \text{при } j = \ell + 1/2; \\ \frac{(j^2 - 1.29j)}{(j+1)}\mu_n & \text{при } j = \ell - 1/2. \end{cases} \quad (2.53)$$

Если неспаренным является нейтрон ($g_\ell=0$, $g_s=-3.82$), то соответствующие формулы принимают вид:

$$m_j = \begin{cases} -1.91\mu_n & \text{при } j = \ell + 1/2; \\ \frac{1.91j}{(j+1)}\mu_n & \text{при } j = \ell - 1/2. \end{cases} \quad (2.54)$$

На рис. 2.25 и 2.26 сплошными линиями изображены так называемые *кривые Шмидта*, являющиеся соответственно результатами расчетов магнитных моментов нечетно-четных ядер (формула (2.53)) и четно-нечетных ядер (формула (2.54)). Там же точками изображены экспериментальные значения магнитных моментов ядер. Видно, что хороших совпадений с опытом совсем немного. Однако качественно кривые Шмидта правильно передают общую тенденцию изменения магнитных моментов ядер в зависимости от значения спина ядра, и практически все

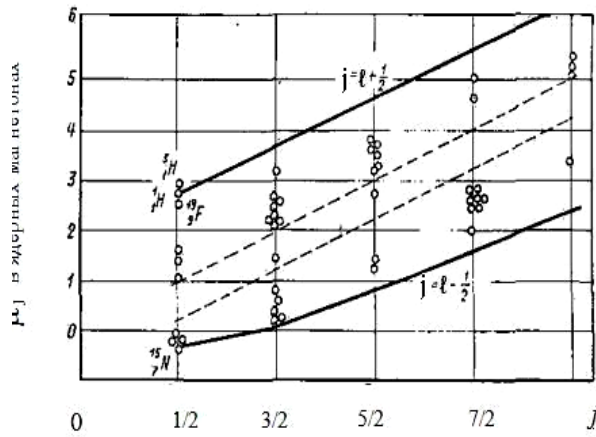


Рис. 2.25. Магнитные моменты нечётно-чётных ядер

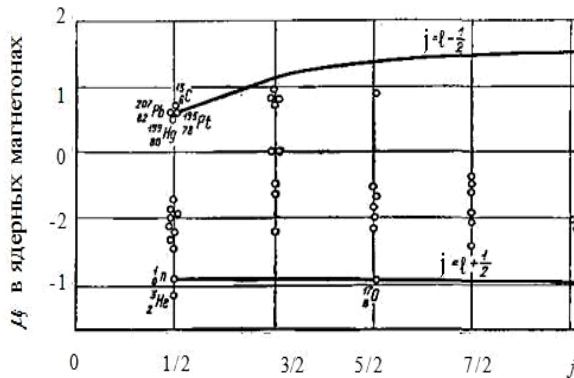


Рис. 2.26. Магнитные моменты чётно-нечётных ядер

экспериментальные данные лежат в области, ограниченной кривыми Шмидта.

Количественное несоответствие теории с опытом объясняется, скорее всего, допущениями, сделанными при построении модели. Одна из причин, возможно, состоит в необоснованном использовании g -факторов g_l и g_s , измеренных для свободных нуклонов, в то время как в ядре нуклоны связаны. Другая причина может заключаться в неправильности предположения о том, что вклад в спин и магнитный момент вносит только один неспаренный нуклон. Существуют более точные варианты модели оболочек, в которых спин и магнитный момент ядра создаются всеми нуклонами, находящимися на верхней, незаполненной оболочке.

2.7. Электрические моменты ядер. Форма ядра

Иногда сверхтонкое расщепление атомных спектров, наблюдаемое на опыте, не подчиняется правилу интервалов (формула (2.36)). Следовательно, оно не может иметь магнитную природу. Закономерности такого расщепления удалось объяснить, учитывая электростатическое взаимодействие между ядром и электронной оболочкой.

2.7.1. Энергия электростатического взаимодействия ядра и электронной оболочки

Пусть $\rho(\vec{r})$ – функция, описывающая распределение заряда в ядре, $V(\vec{r})$ – потенциал, создаваемый электронной оболочкой атома. Тогда энергия электростатического взаимодействия ядра с электронами определяется формулой:

$$W = \int_{V_{\text{я}}} \rho(\vec{r}) V(\vec{r}) dV. \quad (2.55)$$

Интегрирование в (2.55) ведется по объему ядра, который существенно меньше характерного для функции $V(\vec{r})$ объема, по порядку величины совпадающего с размерами атома. Поэтому в области интегрирования функцию $V(\vec{r})$ можно разложить в ряд Маклорена и ограничиться вторым порядком малости (начало координат помещается в центр инерции ядра):

$$V(\vec{r}) \approx V(0) + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_0 x_i + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 x_i x_k. \quad (2.56)$$

После подстановки (2.56) в (2.55), получим:

$$W \approx V(0) \int_{V_{\text{я}}} \rho(\vec{r}) dV + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} x_i \rho(\vec{r}) dV + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} x_i x_k \rho(\vec{r}) dV = W_0 + W_1 + W_2. \quad (2.57)$$

Первый член в формуле (2.57) учитывает энергию взаимодействия точечного ядра с зарядом Ze с электрическим полем атомной оболочки:

$$W_0 = V(0) \int_{V_{\text{я}}} \rho(\vec{r}) dV = V(0) \cdot Ze.$$

Второй член разложения удобно записать, используя обозначение:

$$\vec{P} = \int_{V_{\text{я}}} \vec{r} \rho(\vec{r}) dV,$$

а также учитывая, что:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} V, \quad \vec{\nabla} = \vec{e}_1 \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_2 \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_3 \frac{\partial}{\partial z}.$$

Тогда второе слагаемое в (2.57) представляет из себя скалярное произведение векторов \vec{P} и $\vec{E}(0)$:

$$W_1 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} x_i \rho(\vec{r}) dV = -(\vec{E}(0) \vec{P}). \quad (2.60)$$

Величина \vec{P} называется *дипольным электрическим моментом ядра*. Преобразуем третий член формулы (2.57):

$$W_2 = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} x_i x_k \rho(\vec{r}) dV - \frac{1}{6} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial E_k}{\partial x_i} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} 3x_i x_k \rho(\vec{r}) dV \pm \frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial E_i}{\partial x_i} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} r^2 \rho(\vec{r}) dV = -\frac{1}{6} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial E_k}{\partial x_i} \right)_0 Q_{ik} - \delta_0. \quad (2.61)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 0 & i \neq k \\ 1 & i = k \end{cases} \text{ — дельта-символ Кронекера} \quad (2.62)$$

$$\delta_0 = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{dE_i}{dx_i} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} r^2 \rho(\vec{r}) dV = (\vec{\nabla} \vec{E})_0 \int_{V_{\text{я}}} r^2 \rho(\vec{r}) dV; \quad (2.63)$$

$$Q_{ik} = \int_{V_{\text{я}}} (3x_i x_k - r^2 \delta_{ik}) \rho(\vec{r}) dV. \quad (2.64)$$

Слагаемое δ_0 является скалярной величиной и учитывает протяженные размеры ядра. Добавочная энергия δ_0 приводит к одинаковому сдвигу всех энергетических уровней, поэтому на энергию переходов электронов в атоме влияния не оказывает. Набор величин $\{Q_{ik}\}$ (формула (2.64)) определяет *тензор квадрупольного электрического момента ядра*.

2.7.2. Дипольный электрический момент ядра

Напомним, что электрическим диполем называется система из двух равных зарядов q разного знака, взаимное положение которых в пространстве определяется вектором \vec{r} :

$$\vec{P} = \vec{r} \cdot q.$$

В ядре отрицательных зарядов нет, но имеются частицы с нулевым зарядом – нейтроны. И если центры инерции протонов и нейтронов не совпадают, то такое ядро будет иметь отличный от нуля дипольный электрический момент:

$$\vec{P} = \int_{V_{\text{я}}} \vec{r} \rho(\vec{r}) dV.$$

В квантовой механике доказывается, что у ядер в основном состоянии центры инерции протонов и нейтронов совмещены, следовательно, основное состояние характеризуется нулевым значением дипольного электрического момента.

У возбужденных ядер центры инерции протонов и нейтронов могут быть смещены относительно друг друга. Например, при взаимодействии γ -кванта с ядром за счет действия электрической силы происходит смещение протонов относительно нейтронов (рис. 2.27); у такого ядра $\vec{P} \neq 0$.

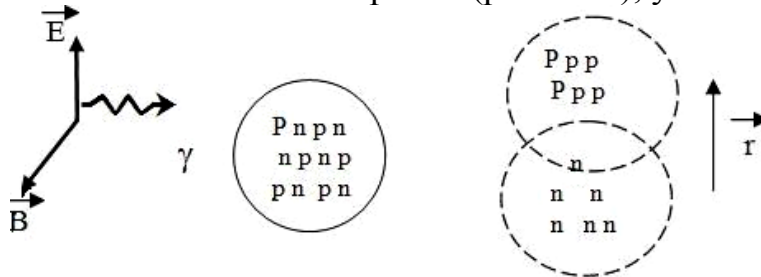


Рис. 2.27. Схематическое изображение возникновения дипольного электрического момента при взаимодействии γ -кванта с ядром

2.7.3. Квадрупольный электрический момент ядра. Форма ядра

Как уже показано в пункте 2.7.1, энергия электронов в атоме зависит от величины компонент тензора квадрупольного электрического момента ядра (формула (2.64)). Выражение (2.61) для соответствующей добавочной энергии W_2 можно упростить, считая, что атом обладает осевой симметрией, следовательно, такой же симметрией будет обладать и функция $V(\vec{r})$. Если начало координат поместить в центр инерции атома, а ось z направить по оси симметрии, то для функций $V(\vec{r})$ и $\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}V(\vec{r})$ будут выполняться следующие условия:

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 = -2\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}\right)_0 = -2\left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)_0; \quad (2.65)$$

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_k \partial x_i}\right)_0 = -\left(\frac{\partial E_k}{\partial x_i}\right)_0 = 0, \text{ если } i \neq k. \quad (2.66)$$

Из-за малости масс электронов по сравнению с массой ядра можно считать, что центры инерции атома и ядра совпадают. Тогда выражение для добавочной энергии W_2 с учетом (2.65) и (2.66) принимает вид:

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{I}{6} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i^2}\right)_0 Q_{ii} - \delta_0 = \\ &= \frac{I}{6} \left\{ \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}\right)_0 Q_{xx} + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)_0 Q_{yy} + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 Q_{zz} \right\} - \delta_0 = \end{aligned} \quad (2.67)$$

$$= \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 Q_{zz} - \delta_0 = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial E_z}{\partial z}\right)_0 Q_{zz} - \delta_0, \quad (2.68)$$

где $Q_{zz} = \int_{V_{\text{я}}} (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) dV$ —

zz -компонента тензора квадрупольного электрического момента ядра, которую обычно называют *наблюдаемым квадрупольным моментом*. Именно эта величина определяет соответствующее сверхтонкое расщепление. *Собственный квадрупольный момент ядра Q_0* задается в системе отсчета, когда ось z' направлена по оси симметрии ядра (рис. 2.28):

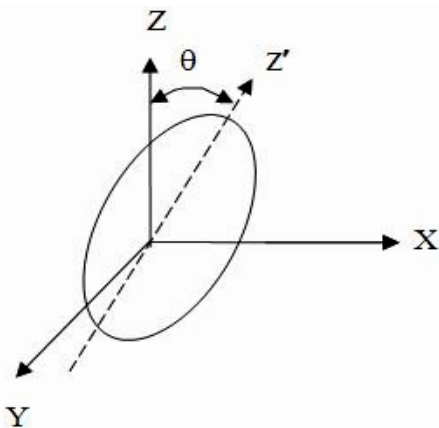


Рис. 2.28. Системы отсчета, связанные с осью симметрии атома (ось Z) и осью симметрии ядра (ось Z')

$$Q_{z'z'} = Q_0 = \int_{V_{\text{я}}} (3z'^2 - r'^2) \rho(\vec{r}') dV'. \quad (2.69)$$

Величины Q_{zz} и Q_0 связаны между собой соотношением:

$$Q_{zz} = \frac{3 \cos^2 \theta}{2} Q_0, \text{ где } \theta - \text{угол между осями симметрии атома } z \text{ и ядра } z'.$$

Для сферически-симметричных ядер плотность электрического заряда зависит только от расстояния r от центра ядра, т. е. $\rho(\vec{r}) \equiv \rho(r)$. В этом случае, разделив переменные в интеграле (2.69), можно провести интегрирование по углам и показать, что квадрупольный электрический момент сферически-симметричных ядер равен нулю. Таким образом, по величине квадрупольного электрического момента ядра можно судить о том, насколько его форма отличается от сферической.

Величина Q_{zz} может быть найдена из сверхтонкого расщепления, для которого не выполняется правило интервалов (2.36). В этом случае измеряемая на опыте разность энергий для двух соседних подуровней $\sim Q_{zz}$.

Собственный квадрупольный момент Q_0 определяется в реакции кулоновского возбуждения ядер (рис. 2.29). В результате взаимодействия с кулоновским полем пролетающей заряженной частицы ядро, обладающее несферической формой, приходит во вращательное движение. Соответствующие энергетические состояния ядер, так называемые вращательные уровни, были обнаружены на опыте. Энергия возбуждения вращательного уровня $\sim \frac{\partial E}{\partial z} \cdot Q_0$, поэтому по измеренным значениям

энергии возбуждения и известным значениям $\frac{\partial E}{\partial z}$ (кулоновское поле пролетающей частицы можно рассчитать), определяется величина Q_0 .

Если представить ядро в виде эллипсоида вращения, равномерно заряженного по объему, то интегрирование в формуле (2.69) дает следующий результат:

$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(v^2 - a^2) = \frac{4}{5} \varepsilon \overline{R^2} Ze, \quad (2.70)$$

где a и v – полуоси эллипсоида, причем ось v направлена по спину ядра \vec{J} (рис. 2.30);

$\varepsilon = \frac{a^2 - v^2}{a^2 + v^2}$ – параметр деформации ядра;

$\overline{R^2} = \frac{a^2 + v^2}{2}$ – средний квадрат радиуса ядра.

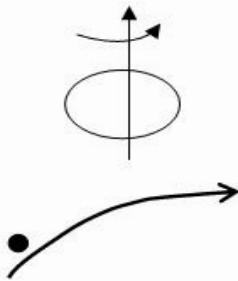


Рис. 2.29. Схема реакции кулоновского возбуждения ядер

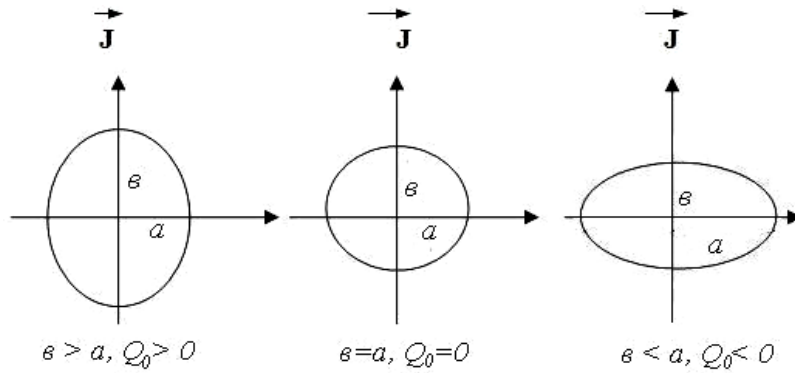


Рис. 2.30. Связь между формой ядра и собственным квадрупольным моментом

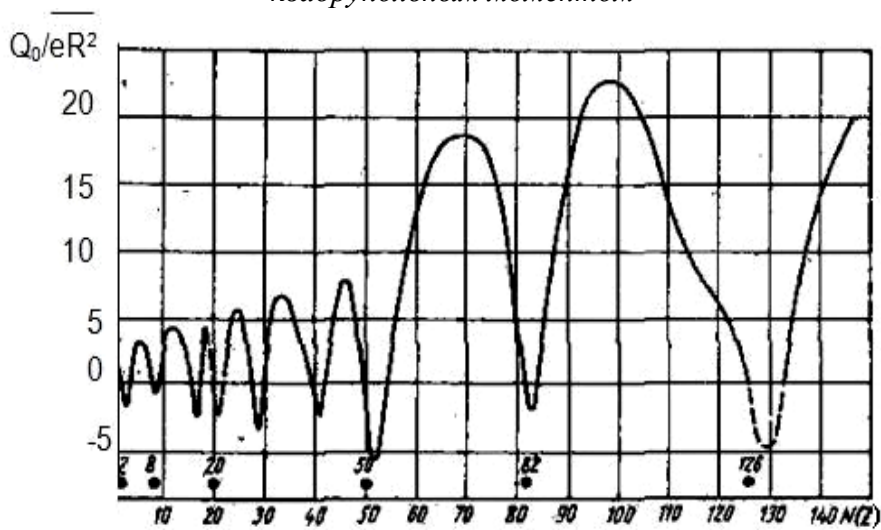


Рис. 2.31. Зависимость собственного квадрупольного электрического момента от числа нейтронов N или числа протонов Z

На рис. 2.31 представлена усредненная экспериментальная кривая зависимости собственного квадрупольного момента ядер от числа протонов Z или числа нейтронов $N=A-Z$. По оси ординат отложена безразмерная величина Q_0/eR^2 . Из рисунка видна общая тенденция возрастания Q_0 с ростом Z (или N), а также особая роль значений Z (или N) 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126, которые называют *магическими*. Ход кривой указывает на то, что большинство тяжелых ядер имеют сильно вытянутую вдоль спина \vec{J} форму (рис. 2.30), а ядра с Z или N равными 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (последнее только для N), сферически симметричны.

2.8. Четность. Законы сохранения четности и механического момента

Четность – характеристика, определяющая свойства волновой функции системы квантовых частиц относительно операции зеркального отражения (или инверсии) координат:

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}.$$

При существовании зеркальной симметрии пространства волновые функции частиц делятся на два класса: четные и нечетные. *Четными* называются волновые функции, которые остаются неизменными при инверсии всех координат:

$$\Psi(-\vec{r}) = \Psi(\vec{r}).$$

Нечетными называются волновые функции, которые при инверсии координат меняют знак на противоположный:

$$\Psi(-\vec{r}) = -\Psi(\vec{r}).$$

Четность обозначается символом P . Для четных систем $P=+1$, для нечетных $P=-1$.

Различают четность, обусловленную относительным движением частиц, и внутреннюю четность⁴.

В квантовой механике показано, что относительное движение двух частиц в поле центральных сил, характеризующееся механическим моментом $\vec{\ell}$, описывается волновой функцией:

$$\Psi(\vec{r}) = R(r)P_l^m(\cos\theta)e^{im\varphi},$$

где $P_l^m(\cos\theta)$ – присоединенная функция Лежандра, которая обладает следующим свойством:

$$P_l^m(-\cos\theta) = (-1)^{\ell-m} P_l^m(\cos\theta).$$

При операции зеркального отражения сферические координаты точки изменяются следующим образом (рис. 2.32):

$$r \rightarrow r; \theta \rightarrow \pi - \theta, \cos(\pi - \theta) = -\cos\theta; \varphi \rightarrow \pi + \varphi; \\ e^{im\varphi} \rightarrow e^{im(\pi + \varphi)} = e^{im\pi} e^{im\varphi} = (-1)^m e^{im\varphi}.$$

Поэтому

$$\Psi(-\vec{r}) = R(r)(-1)^{\ell-m} P_l^m(\cos\theta)(-1)^m e^{im\varphi} = \\ = (-1)^\ell R(r)P_l^m(\cos\theta)e^{im\varphi} = (-1)^\ell \psi(\vec{r}).$$

Здесь ℓ – квантовое число момента относительного движения.

⁴ Аналогично, механический момент $\vec{\ell}$ характеризует относительное движение частиц, а спин \vec{S} является внутренней характеристикой частицы (п. 2.4 данной главы).

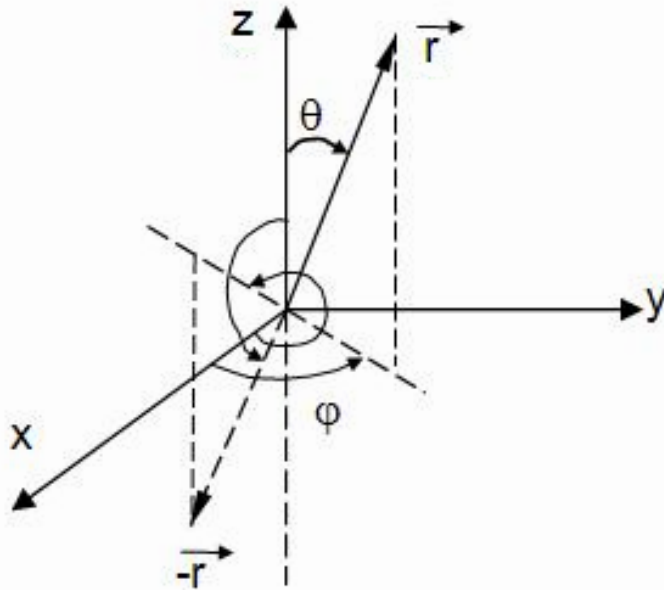


Рис. 2.32. Связь между координатами частицы в декартовой и сферической системе координат

Внутреннюю четность нейтрона, протона (и Λ -гиперона) условились считать положительной:

$$P_n = P_p = P_\Lambda = +1.$$

В таком случае четность ядер определяется характером орбитального движения нуклонов в ядре:

$$P = (-1)^{\sum_{i=1}^A \ell_i};$$

ℓ_i – орбитальное квантовое число i -го нуклона.

Четности ядер с нечетным A равны $(-1)^\ell$, где ℓ – орбитальное квантовое число неспаренного нуклона, а четности четно-четных ядер положительны. Для ядер в основном состоянии орбитальные квантовые числа ℓ_i можно найти с помощью схемы энергетических уровней нуклонов, рассчитанной в модели ядерных оболочек (рис. 2.24).

Внутренние четности адронов (в том числе и ядер) можно определить, используя соответствующие законы сохранения. Известно, что следствием каких-либо симметрий пространства (и времени) являются законы сохранения. Так, например, симметрия пространства относительно параллельного переноса приводит к закону сохранения импульса, а симметрия пространства относительно вращения – к закону сохранения механического момента. Если пространство обладает зеркальной симметрией, то четность изолированной системы квантовых частиц должна быть неизменной, т. е. должен выполняться закон сохранения четности.

До середины XX в. предполагалось, что закон сохранения четности выполняется для всех видов взаимодействия. Однако, в 1956 г. было доказано, что этот закон сохранения нарушается при слабых взаимодействиях, например, при β -распаде (см. п. 3.6.6).

Для превращений, протекающих в результате сильных и электромагнитных взаимодействий, закон сохранения четности выполняется строго и для типичной ядерной реакции $a+A \rightarrow v+B$ записывается следующим образом:

$$P_a P_A (-1)^{\ell_{aA}} = P_v P_B (-1)^{\ell_{vB}}. \quad (2.71)$$

Здесь P_a, P_A, P_v, P_B — внутренние четности соответствующих частиц и ядер; множители $(-1)^{\ell_{aA}}$ и $(-1)^{\ell_{vB}}$ учитывают четности относительного движения.

Обычно закон сохранения четности используют совместно с законом сохранения механического момента:

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{\ell}_{aA} = \vec{J}_v + \vec{J}_B + \vec{\ell}_{vB}. \quad (2.72)$$

где $\vec{\ell}_{aA}, \vec{\ell}_{vB}$ — моменты относительного движения соответствующих частиц.

Законы сохранения четности и механического момента накладывают ограничения, или правила отбора, на возможные состояния частиц после превращения. Например, для реакции α -распада $X_Z^A \rightarrow Y_{Z-2}^{A-4} + He_2^4$ эти законы имеют вид:

$$\vec{J}_X = \vec{J}_Y + \vec{J}_\alpha + \vec{\ell}_{\alpha Y} \quad (2.73)$$

$$P_X = P_Y P_\alpha (-1)^{\ell_{\alpha Y}} \quad (2.74)$$

Спин α -частицы $J_\alpha=0$, поэтому из уравнения (2.73) в соответствии с правилами сложения квантовых векторов следует, что:

$$|J_X - J_Y| \leq \ell_{\alpha Y} \leq |J_X + J_Y|. \quad (2.75)$$

Четность α - частицы положительна, значит, если у ядер X_Z^A и Y_{Z-2}^{A-4} четности совпадают, то α -распад возможен только в состоянии с положительной четностью ($\ell_{\alpha Y}$ — четные числа). Наоборот, если ядра X_Z^A и Y_{Z-2}^{A-4} имеют разные четности, то α -распад идет в состоянии с отрицательной четностью ($\ell_{\alpha Y}$ — нечетные числа). Иногда при небольших значениях J_x и J_y диапазон значений для $\ell_{\alpha Y}$ (2.75) невелик, и правила отбора по моменту и четности разрешают одно состояние после реакции.

2.9. Изоспин

Изоспином называют характеристику, определяющую число зарядовых состояний в группе микрочастиц со сходными свойствами. Например, нейтрон n и протон p имеют почти одинаковую массу, у них одинаковый спин $s=1/2$, сила ядерного взаимодействия для любой пары нуклонов ($n-p$), ($p-p$), ($n-n$) также одинакова. Поэтому можно считать, что нейтрон и протон являются двумя зарядовыми состояниями одной частицы – нуклона. π -мезоны также представляют из себя тройку частиц со сходными свойствами:

$$m_{\pi^+} = m_{\pi^-} \approx m_{\pi^0}; \quad s_{\pi^+} = s_{\pi^-} = s_{\pi^0} = 1,$$

поэтому их также можно рассматривать как три зарядовых состояния одной частицы. Другими словами, если исключить из рассмотрения электромагнитные свойства частиц, то нуклоны и π -мезоны будут обладать совершенно одинаковыми свойствами. Аналогичные рассуждения можно произвести и в отношении ядер-изобар, если они обладают примерно одинаковой схемой энергетических состояний.

Для математического описания зарядовых состояний в группе частиц со сходными свойствами вводится вектор изоспина \vec{t} . Свойства вектора \vec{t} аналогичны свойствам обычного спина \vec{s} (что и отражено в самом названии), т. е. вектор \vec{t} однозначно задается соответствующим квантовым числом t , которое обычно и называют изоспином частицы. Возможные направления изоспина \vec{t} в некотором воображаемом зарядовом пространстве определяют зарядовые состояния частиц выделенной группы и задаются с помощью квантового числа проекции изоспина t_3 на «зарядовую ось». Значения t_3 , как и для обычного спина, меняются в диапазоне $-t \leq t_3 \leq +t$, т. е. вектор \vec{t} имеет $(2t+1)$ ориентацию относительно «зарядовой оси». Отсюда следует правило определения изоспина частиц: $n=(2t+1)$, откуда $t=(n-1)/2$, где n – число частиц в группе. Для нуклонов $n=2$, и изоспин нуклона $t_n=1/2$; говорят, что нуклоны образуют изоспиновый дублет. Для π -мезонов $n=3$, они образуют изоспиновый триплет, а изоспин этих частиц $t_\pi=1$. Имеются изоспиновые синглеты, для которых $t=0$ (например, Λ -гиперон), квартеты и т. д.

Для нуклонов t_3 принимает два значения $\pm 1/2$, причем $t_3=+1/2$ приписывают протону, а $t_3=-1/2$ – нейтрону. Для π -мезонов $t_3=-1, 0, +1$, которые приписывают соответственно π^- , π^0 , π^+ – мезону. Очевидно, заряд частиц какой-либо группы можно выразить через квантовое число t_3 ; например, заряд нуклона описывается формулой:

$$q=e(t_3+1/2).$$

Ядра-изобары имеют приблизительно одинаковую массу, и если они обладают примерно одинаковой схемой энергетических состояний,

то их также можно отнести к изоспиновому мультиплету и рассматривать как разные зарядовые состояния заданной системы нуклонов. Изоспины ядер обозначают буквой T и определяют тем же способом, что и изоспины частиц.

На рис 2.33 изображены схемы энергетических состояний ядер C_6^{13} и N_7^{13} , которые являются двумя зарядовыми состояниями системы, состоящей из 13-ти нуклонов. Других ядер с $A=13$ и сходной схемой уровней нет, поэтому изоспин этих ядер $T=1/2$.

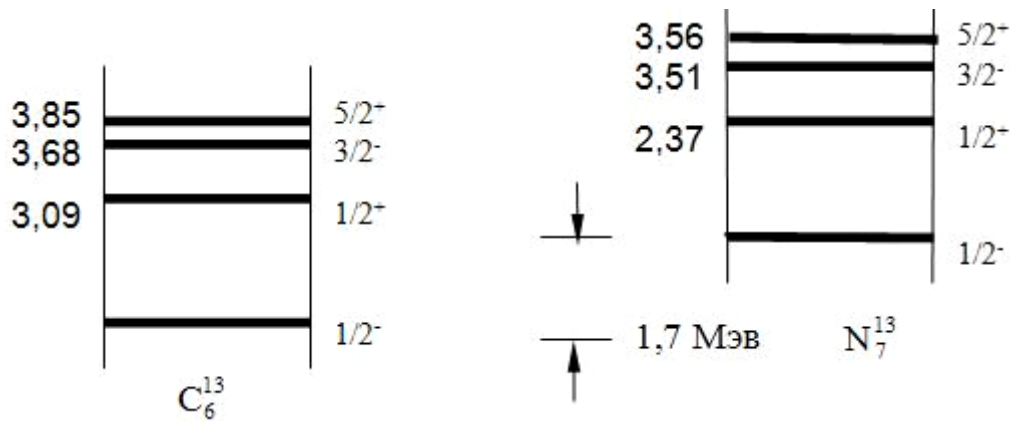


Рис. 2.33. Спектры низших состояний ядер-изобар изотопов углерода C_6^{13} и азота N_7^{13}

Рассмотрение энергетических состояний различных ядер – изобар показало, что в основном состоянии ядра имеют изоспин, равный:

$$T = \frac{1}{2} |N - Z|.$$

К изоспиновым синглетам ($T=0$) относятся ядра, у которых $Z=N$, например, H_1^2 , Li_3^6 , C_6^{12} , N_7^{14} , O_8^{16} . Изоспиновые дублеты наблюдаются у так называемых *зеркальных* ядер, для которых $Z=(A\pm 1)/2$; примером таких дублетов являются ядра N_7^{13} и C_6^{13} (рис. 2.33). Следует отметить, что для зеркальных ядер разница в энергии основного состояния равна в соответствии с формулой Вейцеккера (2.8) разнице в энергии кулоновского отталкивания протонов в этих ядрах:

$$\Delta E = m_{N^{13}} c^2 - m_{C^{13}} c^2 \approx G_{C^{13}} - G_{N^{13}} = W_{кул}(N^{13}) - W_{кул}(C^{13}).$$

Таким образом, если мысленно выключить электромагнитное взаимодействие нуклонов в ядрах-изобарах, то свойства их будут совершенно одинаковы.

Как и другие характеристики ядер, изоспин ядра в возбужденных состояниях может отличаться от изоспина этого же ядра в основном со-

стоянии. На рис. 2.34 представлены схемы энергетических состояний ядер – изобар с $A=12$. Видно, что ядро C_6^{12} в основном состоянии представляет из себя изоспиновый синглет ($T=0$), в то время как возбужденные уровни этого ядра входят в изоспиновый триплет ($T=1$).

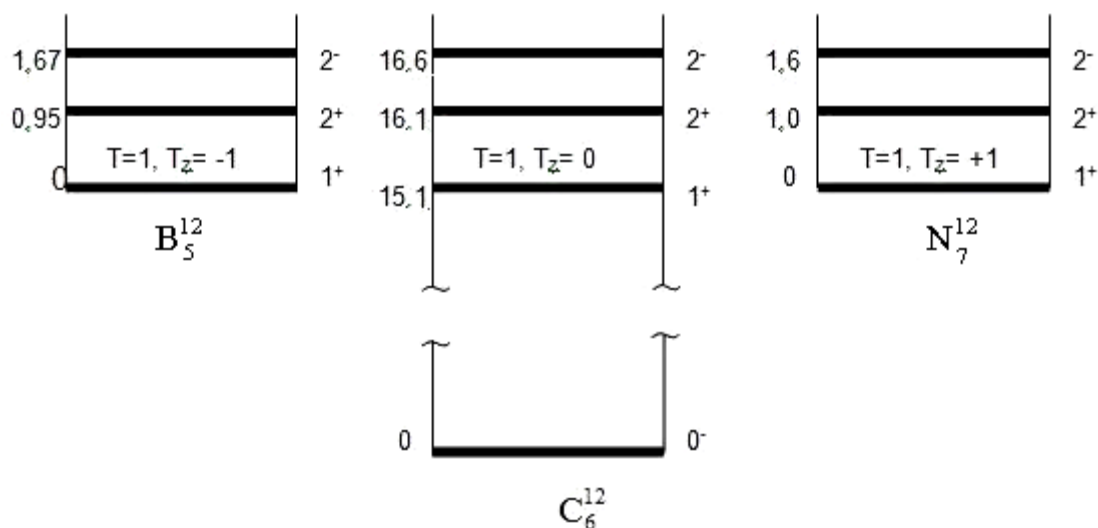


Рис.2.34. Уровни ядер-изобар бора B_5^{12} , углерода C_6^{12} и азота N_7^{12} входят в состав изоспинового мультиплетта с $T=1$; осн. уровень ядра C_6^{12} является изоспиновым синглетом ($T=0$)

Формализм изоспина позволяет описать *зарядовую независимость* (или изотопическую инвариантность) ядерных сил, а также сформулировать правила отбора по изоспину для ядерных превращений. Как уже отмечалось выше (п. 2.8), следствием инвариантности физических процессов относительно какой-либо переменной является соответствующий закон сохранения. В данном случае речь идет о законе сохранения изоспина изолированной системы частиц, который выполняется достаточно точно для частиц и легких ядер, когда электромагнитное взаимодействие сравнительно мало. Возникающие при этом правила отбора можно сформулировать следующим образом: превращения частиц и ядер происходит в состояния, изоспин которых разрешен соответствующим законом сохранения.

Для определения изоспина системы частиц применяются те же правила сложения квантовых векторов, что и для обычных спинов. Например, если взаимодействуют две частицы с изоспинами \vec{t}_1 и \vec{t}_2 , то изоспин такой системы:

$$\vec{t} = \vec{t}_1 + \vec{t}_2; \quad |t_1 - t_2| \leq t \leq |t_1 + t_2|.$$

Контрольные вопросы и упражнения

1. Какие характеристики ядра можно определить, используя полуэмпирическую формулу Вайцекера?
2. Поясните, как получена верхняя оценка размеров ядер в опытах Резерфорда.
3. Как определяются размеры ядер в опытах по рассеянию нейтронов?
4. Поясните, что понимают под «зарядовым радиусом ядра». Как он определяется?
5. Приведите формулы для величины и возможных направлений орбитального, спинового и полного механических моментов квантовой частицы; спина ядра. Приведите единицы измерения и характерные значения спинов ядер.
6. Запишите формулы для эффективного магнитного момента квантовой частицы, нуклона, ядра; приведите единицы измерения и характерные значения магнитных моментов ядер.
7. Чем обусловлено тонкое расщепление атомных спектров? Чему равна соответствующая добавочная энергия электронов? Чем определяется число энергетических состояний при тонком расщеплении?
8. Чем обусловлено сверхтонкое расщепление атомных спектров? Чему равна соответствующая добавочная энергия электронов? Чем определяется число энергетических состояний при сверхтонком расщеплении?
9. ЯМР: физические основы, применение.
10. Запишите формулу для дипольного электрического момента ядра. Что характеризует эта величина?
11. Запишите формулы для наблюдаемого (спектроскопического) и собственного (внутреннего) квадрупольного моментов ядер, приведите связь между ними. Как измеряются квадрупольные моменты?
12. Поясните связь между формой ядра и величиной квадрупольного электрического момента.
13. Дайте определение четности. Сформулируйте закон сохранения четности.
14. Дайте определение изоспина квантовой частицы; ядра. Как определяют изоспины квантовых частиц? ядер?

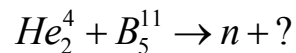
15. Запишите формулы для энергии связи ядра: а) относительно нейтронов и протонов; б) относительно произвольной совокупности осколков. Поясните физический смысл этих величин.
16. Получите формулу для энергии связи ядра через избытки массы соответствующего атома, нейтрона и атома водорода. Запишите эту формулу для ядра Cu_{29}^{63} .
17. Запишите формулу для энергии связи нейтрона G_n и протона G_p в ядре N_7^{14} .
18. Определите с помощью полуэмпирической формулы для энергии связи заряд Z_0 ядра (среди ядер – изобар), имеющего: а) наибольшую энергию связи; б) наименьшую массу. Сравните полученные результаты, сделайте выводы.
19. Получите формулу для энергии связи ядра относительно двух осколков: $G_{оск} = G_я - G_{я1} - G_{я2}$, где $G_я$ – энергия связи исходного ядра, $G_{я1}$ и $G_{я2}$ – энергии связи ядер-осколков.
20. Используя формулу для энергии связи ядра относительно двух осколков (п.19) и график для удельной энергии связи, покажите, что при делении тяжелых и слиянии легких ядер выделяется энергия.
21. Получите формулу для энергии электростатического взаимодействия протонов в ядре, считая ядро равномерно заряженным по объему шаром с зарядом Ze и радиусом $R_я$.
22. Нарисуйте схему энергетических уровней электронной оболочки и ядра в сильном магнитном поле, дайте пояснения.
23. Нарисуйте схему энергетических уровней электронной оболочки в слабом магнитном поле, дайте пояснения.
24. Выведите правило интервалов для сверхтонкого расщепления.
25. Некоторые два уровня одного и того же атома имеют различные квантовые числа I_1 и I_2 . Какое квантовое число (I или J) можно определить по числу компонент n_F сверхтонкого расщепления каждого уровня в том случае, когда число компонент для обоих уровней: а) одинаково; б) различно.
26. В одной из ранних классических моделей электрон рассматривался как вращающийся шарик массы m , однородно заполняющий сферу радиуса $r_0 = e^2/mc^2$, где e – заряд электрона. Собственный момент количества движения (спин) электрона равен $\hbar/2$. Покажите, что

такая модель противоречит специальной теории относительности, так как линейная скорость вращения электрона v превышает скорость света c .

27. Вычислите энергию взаимодействия ядра с электронной оболочкой для случая, когда поле $V(r)$, создаваемое электронной оболочкой, обладает цилиндрической симметрией.

28. Покажите, что для сферически-симметричного ядра $Q_0=0$.

29. Напишите законы сохранения четности и механического момента для реакции:



30. Выведите правило определения четности частицы, движущейся с орбитальным моментом ℓ в центрально-симметричном поле $V(r)$.

31. С помощью модели ядерных оболочек определите спины и четности ядер He^3 , N^{15} , O^{17} .

Задачи

1. Вычислите с помощью табличных значений масс атомов энергию на один нуклон, которая выделяется при протекании реакции синтеза $Li^6 + H^2 \rightarrow 2He^4$. Сравните полученную величину с энергией на один нуклон, освобождающейся при делении ядра урана. Считайте, что при делении одного ядра урана выделяется 200 МэВ .

2. Вычислите с помощью табличных значений избытков масс энергию связи в расчете на один нуклон в ядрах K_{19}^{39} и Pb_{82}^{208} .

3. Определите энергию реакции по разделению ядра O_8^{16} на альфа-частицу и ядро C_6^{12} , если известно, что энергия связи ядра O_8^{16} , C_6^{12} и He_2^4 равны соответственно 127.62 МэВ ; 92.16 МэВ ; 28.30 МэВ .

4. Выясните устойчивость ядра Be^8 по отношению к распаду на две α -частицы. Удельные энергии связи в ядрах бериллия и гелия соответственно 7.06 МэВ и 7.08 МэВ .

5. Найдите энергию связи нейтрона в ядре N^{14} , если известно, что энергии связи ядер N^{14} и N^{13} равны соответственно 104.66 и 94.10 МэВ .

6. В одном из актов деления ядра U^{236} возникает два нейтрона и два радиоактивных осколка, которые превращаются в стабильные ядра Zr^{94} (цирконий) и Ce^{140} (церий). Найдите энергию, освобождающуюся

при делении, если известно, что энергия связи на один нуклон в делящемся ядре равна 7.59 МэВ , а в стабильных ядрах-осколках соответственно 8.67 МэВ и 8.38 МэВ .

7. Дифракция частиц на ядрах проявляется наиболее отчетливо, когда длина волны де Бройля этих частиц одного порядка с размерами ядер. Вычислите кинетическую энергию электрона и дейтона (H_1^2), при которой их длина волны де Бройля равна радиусам ядер Li^6 и Po^{210} .

8. Выясните с помощью формулы, полученной в п.2.18 контрольных вопросов и упражнений, характер активности (β^+ или β^-) β -активных ядер Tl^{204} .

9. Найдите с помощью полуэмпирической формулы для энергии связи отношение Z^2/A , при котором деление ядра с четными Z и A на две одинаковые части становится энергетически выгодным.

10. Вычислите с помощью полуэмпирической формулы энергию связи ядра Zn_{30}^{65} . Сравните между собой слагаемые, сделайте выводы.

11. Сколько компонент сверхтонкой структуры имеют энергетические уровни следующих атомов $Li^6(I=1/2)$, $N^{15}(I=3/2)$, $Cl^{35}(I=1/2)$. В скобках указан механический момент электронной оболочки атома; спины ядер считать известными.

12. В опытах по изучению магнитным резонансным методом магнитных свойств Mg^{25} в основном состоянии обнаружено резонансное поглощение энергии при напряженности магнитного поля $H=5,4 \text{ кэ}$ и частоте переменного поля $\nu_{\text{рез}}=1.4 \text{ МГц}$. Определить гиромагнитный множитель g_J и, зная спин, магнитный момент ядра.

13. Из анализа спектра атомов Bi^{209} установлено, что энергетический уровень $D_{3/2}$ этих атомов имеет четыре компонента сверхтонкого расщепления. Причем отношение интервалов между соседними компонентами этого уровня равно примерно 6:5:4. Определите спин ядра и число компонент сверхтонкого расщепления спектральной линии $S_{1/2} \rightarrow D_{3/2}$.

14. Пучок атомов пропускали через поперечное слабое магнитное поле; в результате число компонент расщепления пучка атомов $Be^9(I=0)$ и $Cs^{133}(I=1/2)$ оказалось равным соответственно 4 и 16. Определите спины этих ядер.

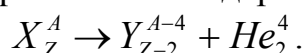
Глава 3

РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР

Под радиоактивностью понимают самопроизвольные превращения ядер, сопровождающиеся испусканием одной или нескольких частиц. Явление радиоактивности было открыто в 1896 г. А. Беккерелем и с тех пор широко используется для решения различных научных и прикладных задач физики, медицины, биологии, сельского хозяйства, управления технологическими процессами и т. д.

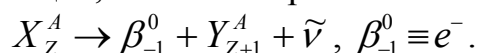
3.1. Виды радиоактивности и радиоактивные семейства

1. α -распадом называют процесс самопроизвольного испускания тяжелыми ядрами высокоэнергетических ядер гелия:

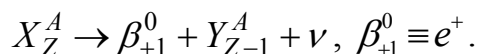


2. β -распад – самопроизвольное превращение ядер в ядра-изобары с зарядом, отличающимся на ± 1 . Существует 3 разновидности β -радиоактивных ядер:

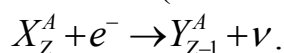
а) β^- -радиоактивные ядра испускают электрон, который в данном случае называют β^- -частицей, и антинейтрино $\bar{\nu}$:



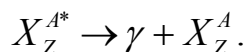
б) β^+ -радиоактивные ядра испускают позитрон (β^+ -частицу) и нейтрино ν :



в) Имеются ядра, которые самопроизвольно превращаются в ядра-изобары с зарядом, меньшим на единицу, захватывая один из электронов атомной оболочки, при этом из ядер вылетает нейтрино. Такой процесс называют *электронным захватом* (или *e-захватом*):



3. γ -излучение испускают возбужденные ядра, энергия покоя которых больше, чем у ядер в основном состоянии:

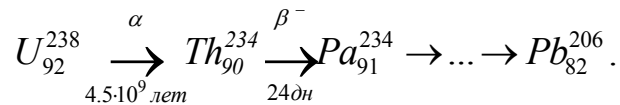


Помимо испускания γ -квантов у возбужденных ядер имеется еще две возможности снять возбуждение – *электронная внутренняя конверсия* и *парная конверсия*. В процессе внутренней конверсии энергия возбуждения ядра $W = (m^* - m) \cdot c^2$ передается одному из электронов атомной оболочки, который при этом вылетает из атома. При парной конверсии энергия возбуждения ядра превращается в энергию электронно-позитронной пары.

Перечисленные выше самопроизвольные процессы относятся к основным видам радиоактивности. Существуют и другие (неосновные) радиоактивные процессы – *спонтанное деление* тяжелых ядер и испускание *запаздывающих* нейтронов и протонов. Два последних вида радиоактивных превращений относятся к каскадному двухступенчатому типу, т. к. испускание запаздывающих нейтронов (или протонов) происходит после предварительного испускания ядром электрона или позитрона. В связи с этим испускание нейтрона (протона) запаздывает на время, характеризующее предшествующий β -распад. Следует отметить, что запаздывающие нейтроны испускаются ядрами-осколками, образующимися в реакции деления тяжелых ядер. Как раз наличие таких нейтронов позволяет осуществлять цепную реакцию деления в управляемом режиме.

Систематическое изучение радиоактивных элементов, встречающихся в природе, показало, что их можно расположить в виде трех последовательных цепочек, называемых *радиоактивными семействами* или *рядами*.

Первое семейство начинается с α -активного изотопа U_{92}^{238} и называется *семейством урана* (рис. 3.1, а):



Здесь и далее над стрелкой указан вид радиоактивности, а под стрелкой приведено характерное время распада.

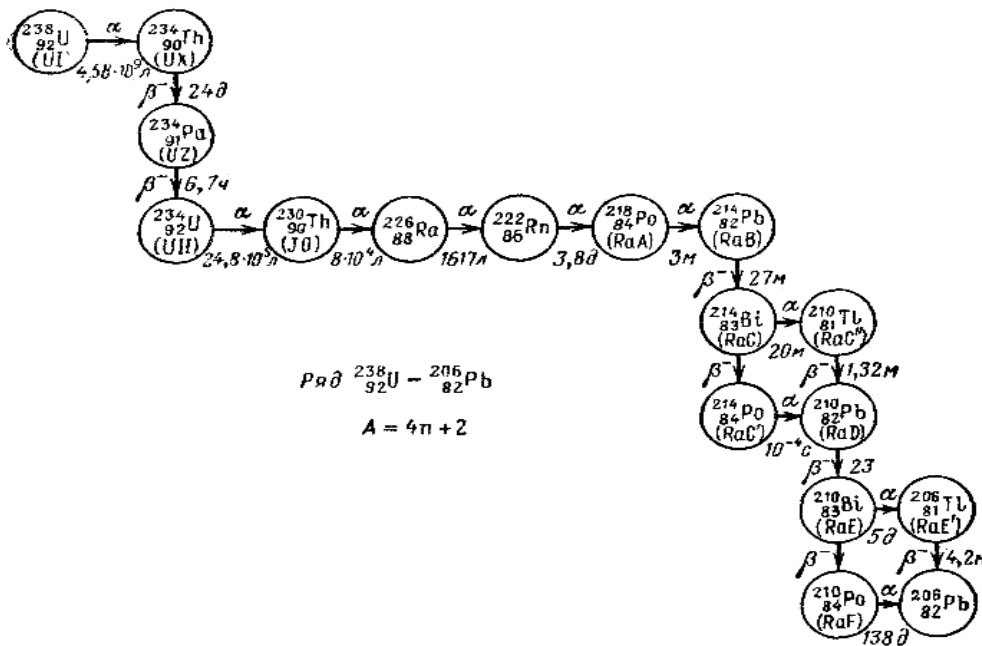


Рис. 3.1, а. Семейство урана

Второе семейство – *семейство актиноурана* – начинается с другого α -активного изотопа U_{92}^{235} (рис. 3.1, б):

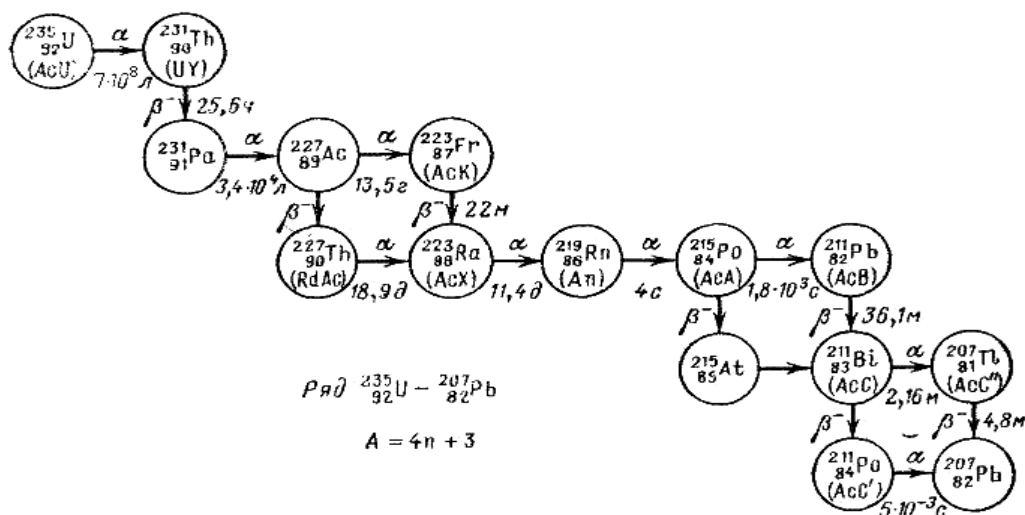
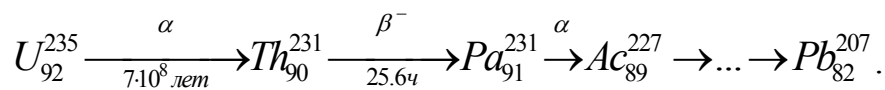


Рис. 3.1, б. Семейство актиноурана

Третье семейство – *семейство тория* – начинается с α -радиоактивного изотопа Th_{90}^{232} (рис. 3.1, в):

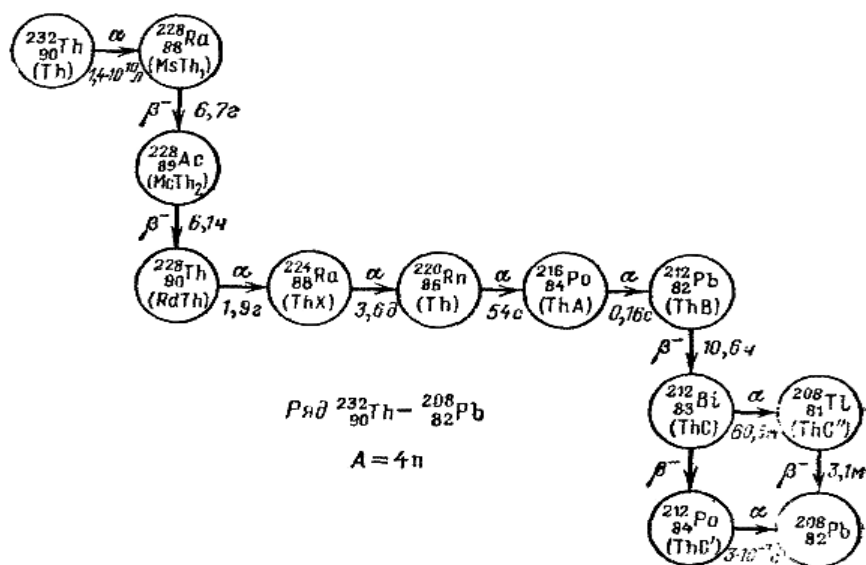
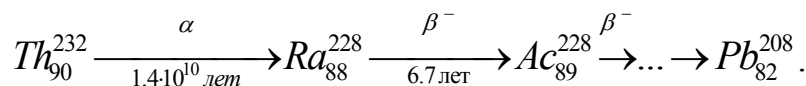


Рис. 3.1, в. Семейство тория

Следует отметить, что все три семейства заканчиваются стабильными изотопами свинца, что указывает на особую устойчивость ядер свинца, содержащих магическое число протонов – 82. Массовые числа элементов в пределах каждого радиоактивного семейства или не меняются совсем (при β -распаде), или изменяются на четыре единицы (при α -распаде). Эта закономерность называется *правилом смещения*, из которого вытекает, что массовые числа членов всех трех семейств описываются следующей формулой:

$$A = 4n + c,$$

где n -целое число; $c=2$ для семейства урана; $c=3$ для семейства актиноурана; $c=0$ для семейства тория. Обращает на себя внимание отсутствие семейства при $c=1$. Такое семейство – *семейство нептуния* (рис. 3.1, г) – было обнаружено позднее, когда научились искусственно получать изотопы различных элементов. Это семейство состоит из изотопов, уже распавшихся за время существования Земли и поэтому не встречающихся в природе:

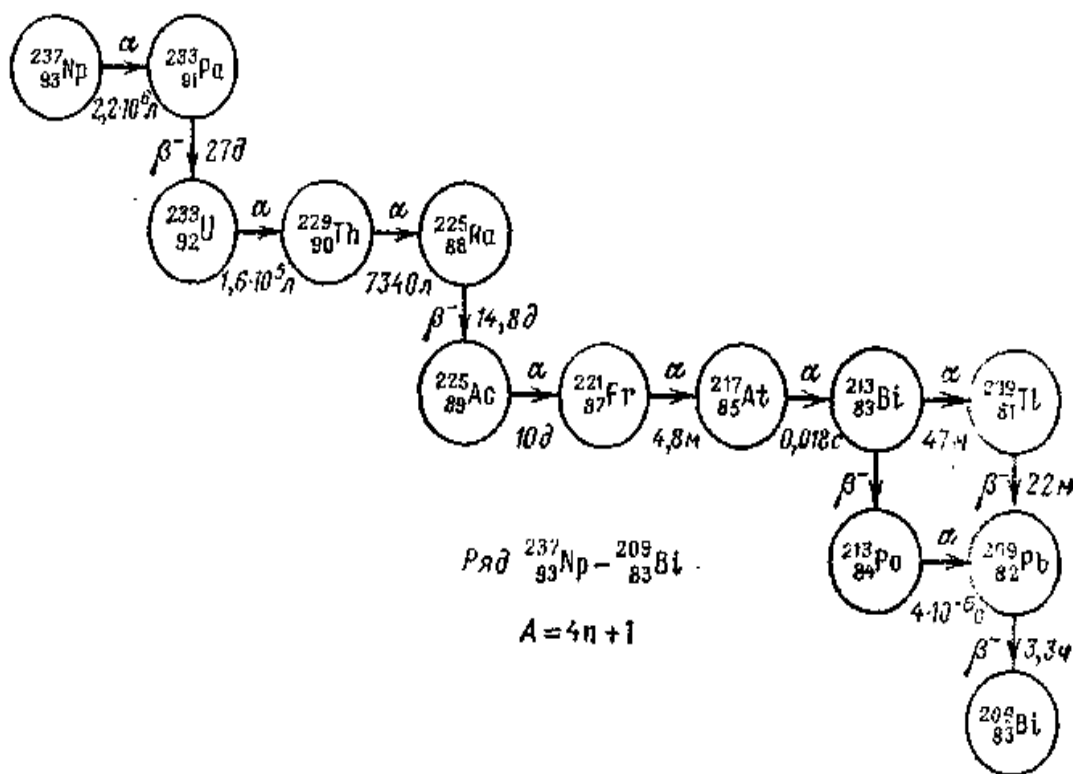
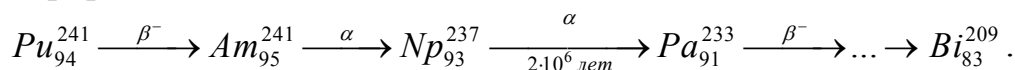
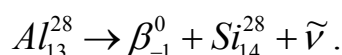


Рис. 3.1, г. Семейство нептуния

Этот радиоактивный ряд также заканчивается магическим ядром ($N=126$).

3.2. Законы сохранения в радиоактивных распадах. Энергетические диаграммы

В радиоактивных превращениях, как и в любых других ядерных реакциях, выполняются законы сохранения (см. п. 1.4). Законы сохранения электрического и барионного зарядов позволяют установить, какое ядро образуется после распада. Например, при испускании β^- -частицы ядром Al^{28} в силу закона сохранения электрического заряда должно образоваться ядро с бóльшим на единицу порядковым номером. Это ядро кремния, массовое число которого в соответствии с законом сохранения барионного заряда равно 28:



При использовании законов сохранения энергии и импульса нужно иметь в виду, что кинетическая энергия исходного ядра, определяемая обычно энергией теплового движения ($T \sim KT^0$, где T^0 – температура среды, в которой находится ядро) для обычных температур составляет примерно $(0,01 \div 0,1)$ эВ, т. е. очень мала по сравнению с энергией, выделяющейся при радиоактивных распадах. Поэтому исходное ядро можно считать неподвижным, и законы сохранения в этом случае имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} mc^2 = \sum_{i=1}^n m_i c^2 + \sum_{i=1}^n T_i; \end{array} \right. \quad (3.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i. \end{array} \right. \quad (3.2)$$

В формулах (3.1), (3.2) буквой n обозначено число продуктов реакции радиоактивного распада. Если суммарную энергию покоя продуктов реакции в формуле (3.1) перенести в левую часть, то закон сохранения энергии примет вид:

$$Q = \sum_{i=1}^n T_i, \quad (3.3)$$

где $Q = mc^2 - \sum_{i=1}^n m_i c^2$ – энергия радиоактивного распада. Очевидно, для самопроизвольных процессов эта энергия всегда больше нуля. Из формулы (3.3) видно, что энергия, выделившаяся при радиоактивном распаде, превращается в кинетическую энергию продуктов реакции.

Необходимо заметить, что для реакции электронного захвата и внутренней электронной конверсии закон сохранения энергии будет иметь несколько другой вид, т. к. в реакциях участвуют связанные электроны, входящие в состав атома. Поэтому при написании закона сохранения энергии необходимо учесть энергию связи соответствующего электрона (см. 3.58 и 3.93).

Очень часто радиоактивные превращения изображают в виде энергетических диаграмм, в которых нижней линии соответствует энергия покоя продуктов реакции, а верхней – энергия покоя исходного ядра (рис. 3.2).

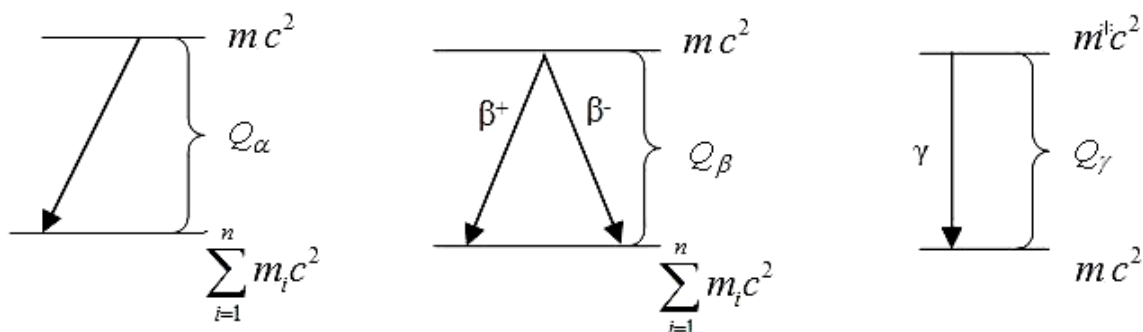


Рис. 3.2. Энергетические диаграммы для α -, β -распадов и процесса γ -излучения ядер

подавляющее большинство ядер испытывают разные виды радиоактивных распадов. В этом случае энергетические диаграммы имеют более сложный вид (рис. 3.3).

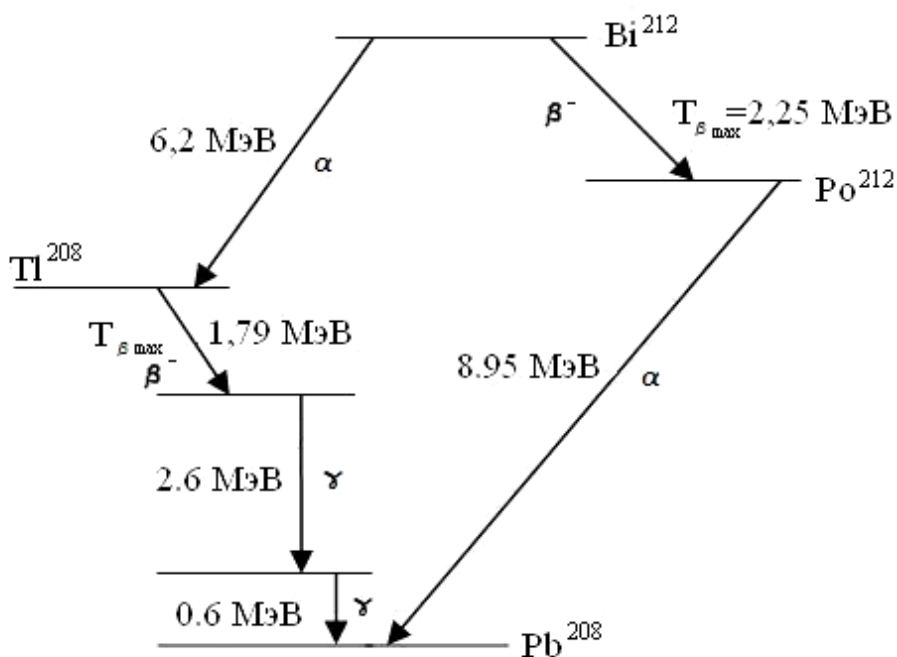


Рис. 3.3. Схема радиоактивных распадов ядер висмута и его дочерних ядер Po^{212} и Tl^{208}

3.3. Законы радиоактивных распадов

Законом радиоактивного распада называют функцию $N(t)$, которая описывает число радиоактивных ядер определенного сорта, содержащихся в некотором количестве радиоактивного вещества, в зависимости от времени. Функция $N(t)$ может быть найдена путем решения соответствующего дифференциального уравнения, учитывающего процессы образования и распада радиоактивных ядер.

I. Сначала рассмотрим случай, когда ядра испытывают только одно превращение – радиоактивный распад. Пусть общее число радиоактивных ядер в любой момент времени t равно N . Тогда изменение числа радиоактивных ядер dN за промежуток времени dt будет равно числу распавшихся за это время ядер. Экспериментально установлено, что если промежуток времени dt мал, то число распавшихся за это время ядер пропорционально числу содержащихся в веществе N :

$$\text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер} \sim N \cdot dt,$$

или с учетом коэффициента пропорциональности λ :

$$\text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер} = \lambda \cdot N \cdot dt. \quad (3.4)$$

Из соотношения (3.4) следует физический смысл коэффициента пропорциональности λ :

$$\lambda = \frac{\text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер}}{N} \cdot \frac{1}{dt} -$$

вероятность радиоактивного распада ядра в единицу времени, $[\lambda]=1/\text{сек}$. Величину λ называют постоянной распада; она не зависит ни от физических условий, в которых находится изотоп (давления, температуры, агрегатного состояния), ни от химического соединения, в которое он входит.

Очевидно, в результате радиоактивного распада общее количество ядер N будет уменьшаться:

$$-dN = \text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер},$$

или с учетом (3.4):

$$-dN = \lambda N dt.$$

Интегрируя это уравнение, получим основной закон радиоактивного распада (иногда его называют *законом простого радиоактивного распада*):

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}. \quad (3.5)$$

Здесь $N_0 \equiv N(0)$ - число радиоактивных ядер в момент времени $t=0$ (рис. 3.4).

Величина τ , обратная постоянной распада ($\tau=1/\lambda$), определяет среднюю продолжительность жизни радиоактивных ядер. Из формулы (3.5) видно, что за среднее время жизни τ число радиоактивных ядер умень-

шается в e раз. Часто радиоактивные ядра характеризуют *периодом полураспада* T – временем, в течение которого количество радиоактивных ядер уменьшается вдвое. Величины λ , τ и T связаны между собой соотношением:

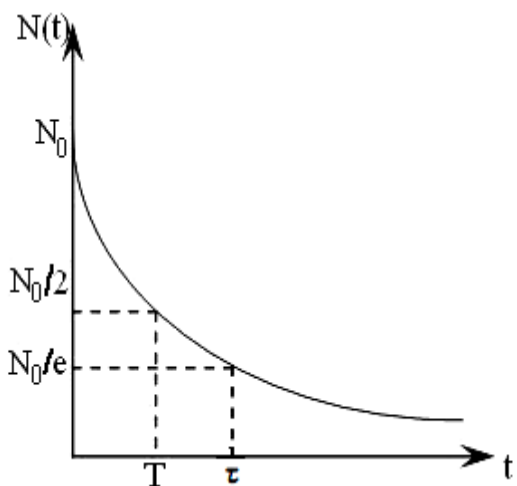


Рис. 3.4. Зависимость числа радиоактивных ядер, содержащихся в веществе, от времени t

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} = 0.693\tau.$$

Число активных ядер N трудно измерить непосредственно. На опыте, как правило, измеряется пропорциональная N величина, которая называется активностью:

$$A(t) = \lambda \cdot N(t). \quad (3.6)$$

Очевидно, активность равна количеству ядер, распадающихся за единицу времени. С учетом (3.5) формула для активности имеет вид:

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (3.7)$$

то есть активность убывает со временем по экспоненциальному закону. Здесь A_0 – активность источника в начальный момент времени.

Для больших периодов полураспада T (десятки лет и более) время измерения активности t всегда много меньше T , поэтому $\lambda t = \ln 2 \cdot \frac{t}{T} \ll 1$ и

$e^{-\lambda t} \approx 1$. В этом случае активность практически не зависит от времени и можно полагать $A(t) \approx A_0$.

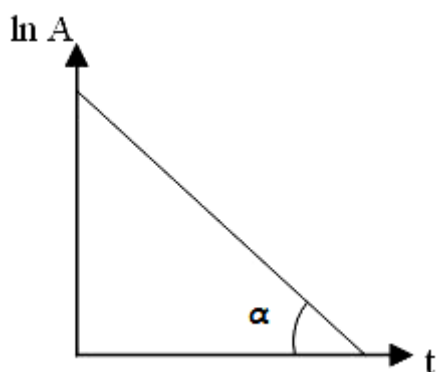


Рис. 3.5. Зависимость логарифма активности от времени t

Единицей измерения активности является Беккерель, равный одному распаду в секунду:

$$1\text{Бк} = 1 \frac{\text{расп}}{\text{сек}} = \frac{1}{\text{сек}}.$$

Иногда за единицу активности принимают число распадов, происходящих за 1 с в 1 г радия (период полураспада Ra составляет 1620 лет, поэтому его активность для реальных времен измерения не изменяется). Эта единица в честь автора открытия радия (Мария Склодовская-Кюри) называется

«кюри» (обозначается Ku) и равна $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду, то есть $1Ku = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

В полулогарифмическом масштабе зависимость (3.7) имеет вид прямой (рис. 3.5), причем тангенс угла наклона α равен постоянной распада λ :

$$\ln A(t) = \ln A_0 - \lambda t. \quad (3.8)$$

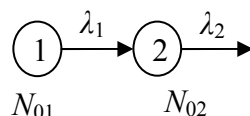
Таким образом, если измерить активность источника в разные моменты времени t , а затем построить график $\ln A(t)$, то:

$$\lambda = \frac{\ln A_0 - \ln A(t)}{t}. \quad (3.9)$$

II. В радиоактивных рядах, приведенных в 3.1, простому распаду, строго говоря, подвержены только ядра, с которых начинаются ряды – U^{238} , U^{235} , Th^{232} . Все другие радиоактивные ядра участвуют в более сложном процессе, который называют *сложным радиоактивным распадом* – радиоактивные ядра образуются в результате радиоактивного распада. Поэтому дифференциальное уравнение для функции N_i , описывающей количество ядер сорта i в любой момент времени t , учитывает не только их убыль в результате распада, но и прибыль за счет распада предшествующих ядер:

$$dN_i = \underbrace{\lambda_{i-1} N_{i-1} dt}_{\substack{\text{кол-во ядер сорта} \\ i, \text{ образовавшихся за} \\ \text{малый промежуток} \\ \text{времени } dt}} - \underbrace{\lambda_i N_i dt}_{\substack{\text{кол-во ядер сорта} \\ i, \text{ распавшихся за} \\ \text{малый промежуток} \\ \text{времени } dt}}.$$

В общем случае для отыскания функции $N_i(t)$ нужно последовательно решить систему из i дифференциальных уравнений. Ниже рассмотрен самый простой, но имеющий практическое значение случай, когда $i = 2$. Тогда радиоактивную цепочку можно представить следующим образом:



На данной схеме N_{01}, N_{02} – количество ядер соответствующего сорта в начальный момент времени; λ_1 и λ_2 – постоянные распадов.

Система уравнений в этом случае имеет вид:

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt; \quad (3.11)$$

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt. \quad (3.12)$$

Решение уравнения (3.11) получено в п. I, это закон простого радиоактивного распада:

$$N_1(t) = N_{01} e^{-\lambda_1 t}. \quad (3.13)$$

Уравнение (3.12), приведенное к стандартному виду:

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1, \quad (3.14)$$

интегрируется методом вариации произвольной постоянной, т. е. решение уравнения записывается в виде:

$$N_2 = f(t) \cdot e^{-\lambda_2 t}. \quad (3.15)$$

После подстановки (3.15) в (3.14) с учетом (3.13) получим:

$$\frac{df}{dt} e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t}. \quad (3.16)$$

В уравнении (3.16) переменные разделяются:

$$df = \lambda_1 N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt. \quad (3.17)$$

После интегрирования (3.17), имея в виду начальные условия $f(0) = N_{02}$, получим:

$$f(t) = N_{02} + \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - 1].$$

Подставив функцию $f(t)$ в (3.15), получим закон сложного радиоактивного распада:

$$N_2(t) = N_{02} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}]. \quad (3.18)$$

Рассмотрим случай, когда $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$). Если при этом $N_{02} = 0$, то выражение (3.18) упрощается:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}].$$

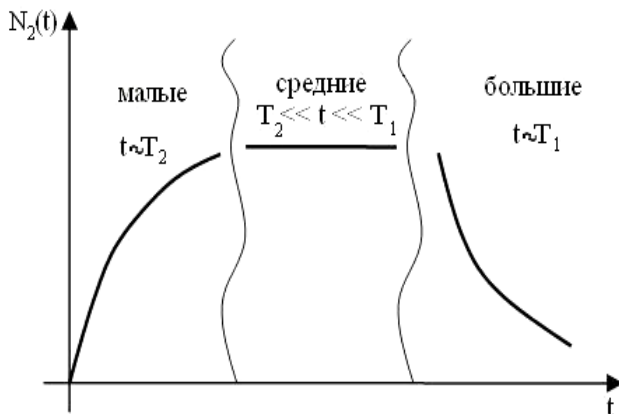


Рис. 3.6. Зависимость числа ядер, испытывающих сложный радиоактивный распад, от времени

Проведем анализ полученной зависимости. Это удобно сделать с помощью графика функции $N_2(t)$, при построении которого временная ось разбивается на характерные интервалы – малые $t \sim T_2$, средние $T_2 \ll t \ll T_1$ и большие $t \sim T_1$ (рис. 3.6).

1) Если рассматривать малые $t \sim T_2 \ll T_1$, то $e^{-\lambda_1 t} \approx 1$, тогда

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} [1 - e^{-\lambda_2 t}], \quad (3.19)$$

т. е. имеем возрастающую во времени функцию.

2) Для средних значений $T_2 \ll t \ll T_1$, $e^{-\lambda_1 t} \approx 1$, а $e^{-\lambda_2 t} \approx 0$, поэтому $N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} = const$. Полученный результат удобно записать в виде *векового уравнения*, или уравнения *радиоактивного равновесия*:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \quad (3.20)$$

Физический смысл векового уравнения вполне ясен. Напомним, что произведение λN определяет число распавшихся за единицу времени ядер. Тогда из равенства (3.20) следует, что, *число ядер второго сорта, образовавшихся за единицу времени ($\lambda_1 N_1$), равно числу распавшихся за это время ядер ($\lambda_2 N_2$)*. Следует отметить, что при временах $t \gg 10T_2$ равенство (3.20) выполняется уже с точностью около 99,9 %.

Из формулы (3.20) видно, что число радиоактивных ядер определенного сорта пропорционально периоду полураспада этих ядер: $\frac{N_1}{N_2} = \frac{T_1}{T_2}$. Можно показать, что и для большего числа последовательных превращений после установления векового равновесия количество ядер каждого изотопа будет пропорционально периоду полураспада этого изотопа:

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = T_1 : T_2 : T_3 : \dots$$

Вековые уравнения широко используются для определения содержания изотопов в природных рудах, а также для определения периода полураспада радиоактивных долгоживущих ядер (см. п.3.4).

3) При больших $t \sim T_1$ $e^{-\lambda_1 t} \approx 0$, и количество радиоактивных ядер второго сорта убывает со временем по экспоненциальному закону:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} e^{-\lambda_1 t}.$$

Таким образом, при больших временах вид зависимости $N_2(t)$ определяется законом, по которому убывает число материнских ядер.

3.4. Основные методы определения периодов полураспада

Широкое исследование свойств радиоактивных ядер показало, что величина периода полураспада T неодинакова для ядер разного сорта, но всегда одна и та же для данного изотопа.

Диапазон изменения T очень велик. Например, в настоящее время известны α -радиоактивные ядра с периодом полураспада от $3 \cdot 10^{-7}$ с

($^{212}_{84}\text{Po}$) до $5 \cdot 10^{15}$ лет ($^{144}_{60}\text{Nd}$). Поэтому не существует универсального метода, с помощью которого удалось бы измерить периоды полураспада всех радиоактивных ядер. Для измерения T применяются самые разные методы и приборы. Ниже рассмотрены наиболее распространенные методы, пригодные для измерения малых ($T \lesssim 10^{-7}$ сек), средних (сек $\lesssim T \lesssim$ месяцы) и больших периодов полураспада ($T \gtrsim$ годы).

I. Измерение малых периодов полураспада $T \lesssim 10^{-7}$ сек. Столь малые времена жизни характерны для возбужденных ядер, испускающих жесткое электромагнитное излучение (см. γ -излучение ядер, п. 3.7).

Физической основой метода являются квантово-механические свойства микрообъектов (в данном случае ядер), для которых выполняются известные соотношения неопределенности Гейзенберга. В частности, речь идет о соотношении $\Delta E \Delta t \approx h$, которое можно трактовать следующим образом: если время жизни квантовой частицы $\tau = \Delta t$, то энергия такой частицы не может быть определена точнее, чем

$$\Delta E \approx h/\tau. \quad (3.21)$$

Так, если речь идет об основном состоянии, в котором ядро может находиться бесконечно долго ($\Delta t \rightarrow \infty$), то $\Delta E \rightarrow 0$. Т. е. энергия основного состояния (энергия покоя) является вполне определенной величиной. Но при малых Δt неопределенность в энергии может быть достаточно большой величиной, измеряемой на опыте.

Из законов сохранения полной энергии и импульса, записанных для процесса γ -излучения ядер (п. 3.7), следует, что спектр γ -квантов должен быть моноэнергетическим (рис. 3.7, а). Однако такой результат получен без учета имеющегося разброса энергетических состояний возбужденных ядер. Величина разброса $\Delta E = \Gamma$ в соответствии с формулой (3.21) зависит от времени жизни ядер τ . Так, например, если $\tau \approx 1$ минута, то $\Gamma \approx 10^{-17}$ эв, что существенно меньше характерных для γ -квантов энергий ($E_\gamma \approx$ сотни кэВ \div ед. МэВ).

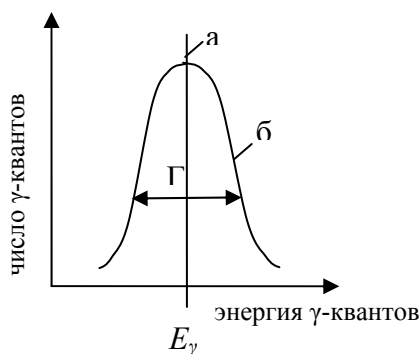


Рис. 3.7. Спектральные линии γ -излучающих ядер. Распределение а (монолиния) соответствует большим временам жизни τ ; распределение б — малым τ

В данном случае с высокой точностью спектр γ -квантов можно считать моноэнергетическим. Но если время жизни $\tau \approx 10^{-18}$ сек, то $\Gamma \approx 1$ кэВ, то есть соизмеримая с E_γ величина (рис. 3.7, б). По измеренной ширине спектральной линии Γ определяется время жизни γ -радиоактивных ядер $\tau = h/\Gamma$, и, следовательно, постоянная распада

$\lambda=1/\tau$. Следует отметить, что существуют прецизионные методы рения ширины спектральной линии, относительная точность которых Γ/E_γ достигает 10^{-15} . Это методы резонансного поглощения γ -квантов ядрами, основанные на *эффекте Мессбауэра*. Эти методы позволяют существенно увеличить диапазон измеряемых значений τ (или T).

II. Проще всего определить период полураспада, измеряя активность радиоактивного вещества в разные моменты времени. Соответствующая зависимость в полулогарифмическом масштабе изображена на рис. 3.5. Постоянная распада вычисляется по формуле (3.9). Однако непосредственно измерить убывание радиоактивности со временем можно только для таких ядер, которые имеют удобный в измерениях период полураспада от нескольких секунд до нескольких дней.

III. Большие периоды полураспада непосредственно измерить невозможно, так как для реальных времен измерения $t \ll T$ активность остается величиной постоянной:

$$A(t) = A_0 e^{-\ln 2 \cdot \frac{t}{T}} \approx A_0 = \lambda N_0 = \text{const.}$$

В данном случае период полураспада можно определить методом абсолютного счета частиц, испускаемых известным количеством радиоактивного вещества N_0 , или при помощи векового уравнения. В качестве примера использования векового уравнения рассмотрим последовательный распад радия (Ra_{88}^{226}) с периодом полураспада $T_{Ra} \approx 1600$ лет в радиоактивный газ радон (Rn_{86}^{222}), который испускает α -частицы с периодом $T_{Rn} \approx 3,8$ дней. В этом примере как раз $T_{Ra} \gg T_{Rn}$, и для времени $t \gtrsim 10T_{Rn}$ при $N_{0Rn} = 0$ будет выполняться условие радиоактивного равновесия:

$$\lambda_{Ra} N_{Ra} = \lambda_{Rn} N_{Rn},$$

или

$$\frac{N_{Ra}}{N_{Rn}} = \frac{T_{Ra}}{T_{Rn}}. \quad (3.22)$$

Условие $N_{0Rn} = 0$ достигали специальной постановкой опыта, в котором препарат радия помещали в стеклянную колбу, соединенную с насосом. Во время работы насоса радон сразу же откачивался из колбы. Если в некоторый момент времени $t = 0$ колбу изолировать от насоса, то с этого момента количество ядер радона в колбе сначала начнет возрастать по закону (3.19), а затем при $t \gtrsim 40$ дней станет величиной постоянной.

Величины N_{Ra} , N_{Rn} , T_{Rn} , входящие в формулу (3.22) можно измерить непосредственно: N_{Ra} и N_{Rn} — точным взвешиванием, а T_{Rn} — изме-

ря активность радона в разные моменты времени (п. II). Тогда T_{Ra} можно вычислить по формуле (3.22).

3.5. Альфа-распад

3.5.1. Основные экспериментальные результаты по альфа-распаду

1. α -распаду подвержены тяжелые ядра с порядковым номером $Z > 82$ (тяжелее свинца). Исключением являются несколько ядер редкоземельных элементов, например, Sm_{62}^{146} , Pt_{78}^{190} .

2. Периоды полураспада α -радиоактивных ядер лежат в широком диапазоне от $3 \cdot 10^{-7}$ с (Po_{84}^{212}) до $5 \cdot 10^{15}$ лет (Nd_{60}^{144}).

3. Спектр α -частиц, испускаемых ядрами, является дискретным, и характерные значения кинетической энергии α -частиц, за редким исключением, заключены в пределах $4 \text{ МэВ} \lesssim T_\alpha \lesssim 10 \text{ МэВ}$.

4. Для α -радиоактивных изотопов одного и того же элемента установлено, что кинетическая энергия α -частиц T_α уменьшается с ростом массового числа ядра. Сравнение кинетических энергий α -частиц, испускаемых ядрами-изобарами, показывает, что T_α возрастает с увеличением порядкового номера Z α -радиоактивных ядер.

5. При экспериментальном изучении свойств α -радиоактивных ядер была установлена сильная зависимость постоянной распада λ от кинетической энергии α -частицы T_α . Эту зависимость называют *законом Гейгера–Неттола*:

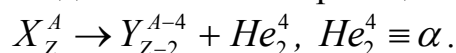
$$\ln T = A + \frac{B}{\sqrt{T_\alpha}}, \quad (3.23)$$

где A и B – эмпирические константы; постоянная B одинакова для всех трех радиоактивных семейств, а постоянная A принимает разные значения в зависимости от семейства.

3.5.2. Энергетическое рассмотрение альфа-распада.

Спектры альфа-частиц

Напомним, что α -распадом называется реакция следующего типа:



Необходимым условием самопроизвольных превращений ядер является их энергетическая выгодность, т. е. масса исходного ядра должна быть больше суммы масс продуктов реакции. Для α -распада это условие имеет вид:

$$m_X > m_Y + m_\alpha,$$

или

$$Q_\alpha = [m_X - (m_Y + m_\alpha)] \cdot c^2 > 0. \quad (3.24)$$

Если в неравенстве (3.24) от масс ядер перейти к энергиям связи этих ядер (см. п. 2.1), то условие α -распада примет вид:

$$Q_\alpha = G_Y + G_\alpha - G_X = \varepsilon_Y(A-4) + \varepsilon_\alpha \cdot 4 - \varepsilon_X \cdot A > 0, \quad (3.25)$$

где $\varepsilon_X, \varepsilon_Y, \varepsilon_\alpha$ — удельные энергии связи соответствующих ядер. Для анализа неравенство (3.25) удобно переписать следующим образом:

$$Q_\alpha = A(\varepsilon_Y - \varepsilon_X) + 4(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_Y) > 0. \quad (3.26)$$

Из кривой для удельной энергии связи (см. рис. 2.1) видно, что оба слагаемых в (3.26) для легких ядер принимают отрицательные значения, что не удовлетворяет условию (3.26). Первое слагаемое больше нуля для ядер с массовым числом $A \gtrsim 60$, но в этой области значений A разница $(\varepsilon_Y - \varepsilon_X)$ очень мала, так как массовые числа исходного и дочернего ядра отличаются друг от друга незначительно. Следовательно, основной вклад в условие энергетической выгодности α -распада дает второе слагаемое, которое больше нуля для дочерних ядер с удельной энергией связи $\varepsilon_Y < \varepsilon_\alpha \approx 7,1$ МэВ. Это ядра с массовыми числами $A \gtrsim 220$, то есть ядра тяжелее свинца.

Законы сохранения энергии и импульса для реакции α -распада имеют вид:

$$\begin{cases} Q_\alpha = T_\alpha + T_Y; \\ 0 = \vec{P}_\alpha + \vec{P}_Y. \end{cases} \quad (3.27)$$

$$\quad \quad \quad (3.28)$$

Если в системе уравнений (3.27), (3.28) перейти к кинетическим энергиям ($p^2 = 2mT$), нетрудно получить:

$$T_\alpha = \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} Q_\alpha; \quad (3.29)$$

$$T_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y + m_\alpha} \cdot Q_\alpha. \quad (3.30)$$

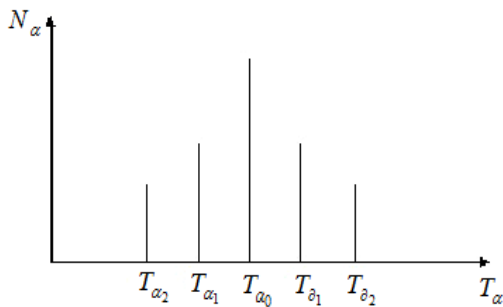


Рис. 3.8. Типичный вид спектра α -частиц

Из выражений (3.29), (3.30) видно, что $T_\alpha \gg T_Y$, поскольку α -распаду подвержены тяжелые ядра ($m_Y \gg m_\alpha$). Таким образом, основная часть выделяющейся при α -распаде энергии уносится α -частицей, как гораздо более легкой, чем дочернее ядро. Кроме того, из формулы (3.29) следует, что энергия α -частиц имеет вполне опре-

деленное значение. Соответственно, спектры α -частиц должны быть моноэнергетическими.

На самом деле спектры являются дискретными, т. е. ядра испускают α -частицы с энергиями, принимающими ряд значений (рис. 3.8).

Наличие нескольких моноэнергетических линий в спектре α -частиц объясняется тем, что ядра (как исходные, так и дочерние) могут находиться в разных энергетических состояниях, т. е. иметь разные энергии покоя. Поэтому энергия реакции α -распада и, следовательно, кинетические энергии α -частиц принимают ряд значений.

Если α -распад идет с основного уровня исходного ядра на основной уровень дочернего ядра (рис. 3.9, а), то испускаемые α -частицы образуют основную линию α_0 с энергией T_{α_0} . Иногда распад идет на возбужденные уровни дочернего ядра (рис. 3.9, б). В этом случае величина энергии реакции меньше, чем для основной линии, а соответствующие α -частицы α_i с энергией T_{α_i} называют α -частицами тонкой структуры.

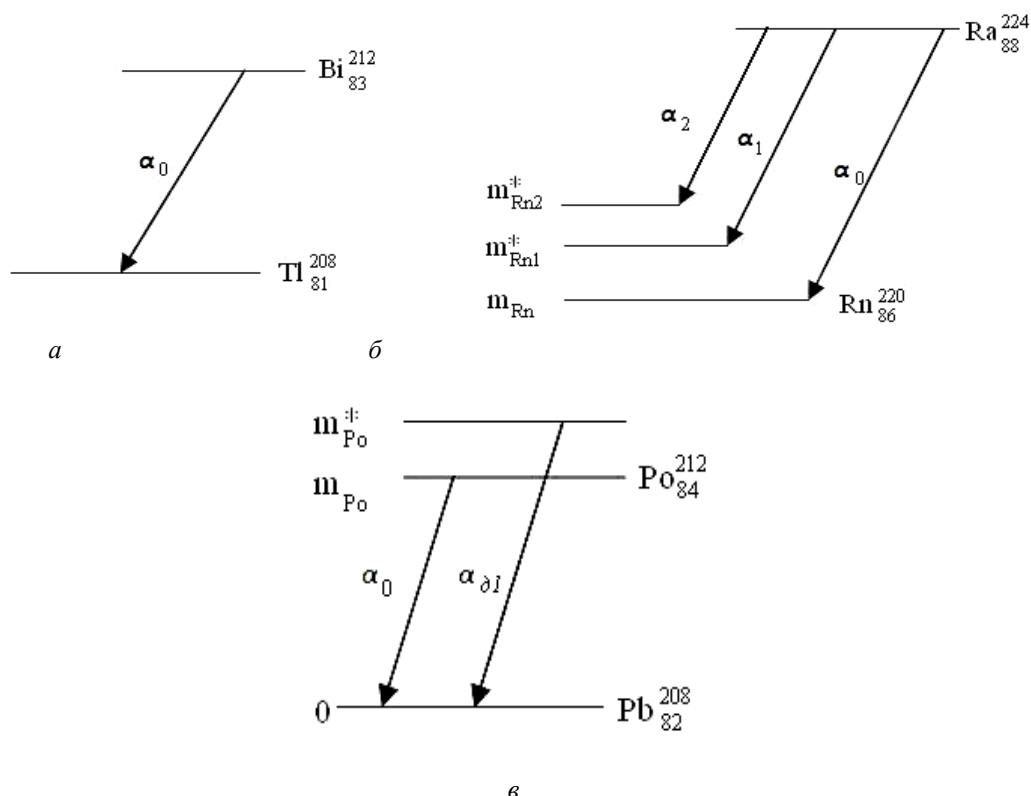


Рис. 3.9. Схемы α -распадов, демонстрирующие происхождение: а) α -частицы основной линии; б) α -частицы тонкой структуры; в) длиннопробежных α -частиц

В возбужденном состоянии могут находиться также исходные ядра, и тогда энергия реакции и, соответственно, кинетическая энергия α -частицы T_{α} будет больше, чем для основной линии. В этом случае из ядер вылетают так называемые *длиннопробежные α -частицы α_{di}* (рис. 3.9, в).

В таблице 3.1 приведен состав спектра Bi_{83}^{212} , испускающего α -частицы тонкой структуры, а в табл. 3.2 – спектр длиннопробежных α -частиц, испускаемых Po_{84}^{212} .

Таблица 3.1

Относительное содержание α -частиц тонкой структуры

Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*	Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*
α_0	6,086	27,2	α_3	5,622	~0,15
α_1	6,047	69,9	α_4	5,603	~1,1
α_2	5,765	1,7	α_5	5,481	~0,016

Таблица 3.2

Относительное содержание длиннопробежных α -частиц

Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*	Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*
α_0	8,78	100	α_{d2}	10,422	~0,002
α_{d1}	9,492	0,0035	α_{d3}	10,453	~0,018

*Отличие суммы процентного состава спектра от 100 % объясняется различной степенью точности экспериментов, использованных для α -частиц разных групп.

Для каждого изотопа спектр имеет свой характерный вид, и это используется в α -спектрометрии. Действительно, измерив энергии α -частиц, испускаемых веществом, можно по соответствующим таблицам установить, какие α -радиоактивные изотопы содержатся в данном веществе.

3.5.3. Механизм альфа-распада. Элементарная теория альфа-распада

Энергетическое рассмотрение α -распада (п. II) дает возможность описать спектры α -частиц, а также объяснить, почему α -активностью обладают ядра тяжелее свинца. Но оно не отвечает на следующий закономерный вопрос: если процесс α -распада энергетически выгоден, то почему он не происходит мгновенно? Кроме того, остается непонятной сильная зависимость постоянной распада от кинетической энергии α -частиц (закон Гейгера-Нетолла). Ответы на эти вопросы можно получить, если рассмотреть механизм и теорию α -распада, основанные на туннельном эффекте.

Известно, что под *туннельным эффектом* понимают способность микрочастиц, обладающих волновыми свойствами, преодолевать так называемые *потенциальные барьеры*. В данном случае словами «потенциальный барьер» обозначается запретная с точки зрения классической механики область, в которой полная энергия частицы $E=T+V$ меньше потенциальной энергии V . Вероятность проникновения частиц через барьер, или *коэффициент прозрачности* барьера, рассчитывается методами квантовой механики и определяется следующим выражением:

$$D = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V(r) - E)} dr \right\}. \quad (3.31)$$

Здесь m , E – соответственно масса и полная энергия частицы, $V(r)$ – потенциальная энергия, параметры r_1 , r_2 определяют границы «запретной зоны».

При α -распаде потенциальный барьер возникает, главным образом, в результате кулоновского взаимодействия α -частицы с дочерним ядром. Энергия этого взаимодействия $V_{\text{кул}}(r) = \frac{2eZe}{r}$ изображена на рис. 3.10 (пояснения к рисунку см. в п. 1.3).

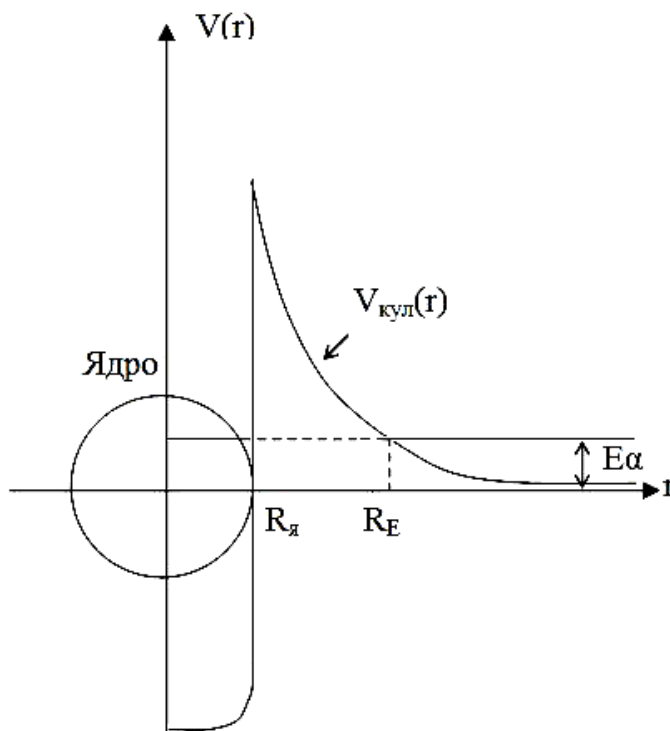


Рис. 3.10. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия заряженной частицы с ядром от расстояния

Оценки показывают, что значение энергии кулоновского отталкивания при минимальном расстоянии $r_{\min} = R_{\text{я}} + R_{\alpha}$

$$V_{\text{кул}}(r_{\min}) = B_{\text{кул}} = \frac{2eZe}{(R_{\text{я}} + R_{\alpha})} \approx \frac{2e^2Z}{R_{\text{я}}} \quad (3.32)$$

для тяжелых ядер составляет примерно $(20 \div 30) \text{ МэВ}$, что существенно больше полной энергии α -частицы, не превышающей 10 МэВ . В соответствии с законом сохранения полной энергии $E_{\alpha} = T_{\alpha} + V_{\text{кул}}(r) = \text{const}$ при всех значениях r . При больших расстояниях от ядра $V_{\text{кул}}(\infty) = 0$ и $E_{\alpha} \equiv T_{\alpha} \lesssim 10 \text{ МэВ}$.

Таким образом, при вылете из ядра α -частица должна преодолеть кулоновский барьер, границы которого, как это видно из рис. 3.10, определяются радиусом ядра $R_{\text{я}}$ и параметром R_E , который находится из закона сохранения полной энергии:

$$E_{\alpha} = V_{\text{кул}}(R_E) = \frac{2e^2Z}{R_E}. \quad (3.33)$$

Тогда формула для коэффициента прозрачности принимает вид:

$$D = \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{R_{\text{я}}}^{R_E} \sqrt{2\mu(V_{\text{кул}}(r) - E_{\alpha})} dr \right\}. \quad (3.34)$$

Здесь $\mu = \frac{m_{\alpha}m_Y}{m_{\alpha} + m_Y}$ – приведенная масса α -частицы и ядра отдачи; для

тяжелых ядер $m_Y \gg m_{\alpha}$, поэтому $\mu \approx m_{\alpha}$.

Очевидно, постоянная α -распада λ будет пропорциональна коэффициенту прозрачности барьера

$$\lambda = kD, \quad (3.35)$$

где k – вероятность того, что α -частица окажется на границе ядра. Оценку этой вероятности можно получить, считая, что она равна частоте соударений α -частицы с поверхностью ядра. Тогда, если скорость α -частицы в ядре v_{α} , то время пролета через ядро $\tau = \frac{2R_{\text{я}}}{v_{\alpha}}$ и

$k = \frac{1}{\tau} = \frac{v_{\alpha}}{2R_{\text{я}}}$. Скорость α -частицы в ядре можно оценить, используя со-

отношения неопределенностей «импульс-координата» $\Delta p \Delta x \approx 2\hbar$ и полагая, что $v_{\alpha} \approx \Delta v_{\alpha}$. Тогда, если $\Delta P = m_{\alpha} \Delta v_{\alpha}$ и $\Delta x \approx 2R_{\text{я}} = 10^{-12} \text{ см}$, то

$v_\alpha \approx \frac{2\pi\hbar}{m_\alpha 2R_\alpha} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}}{4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 10^{-12} \text{ см}} \approx 10^9 \frac{\text{см}}{\text{с}}$. Следовательно, множитель

k в формуле (3.35) равен:

$$k = \frac{10^9 \text{ см/с}}{10^{-12} \text{ см}} \approx 10^{21} \frac{1}{\text{с}}.$$

Интеграл в показателе экспоненты (формула (3.34)) можно взять, если сделать замену переменной: $r = R_E \rho^2$; $dr = R_E 2\rho d\rho$.

Тогда с учетом (3.33) получим:

$$\begin{aligned} & \int_{R_\alpha}^{R_E} \sqrt{2m_\alpha \left(\frac{2e^2 Z}{r} - E_\alpha \right)} dr = \sqrt{2m_\alpha E_\alpha} \int_{R_\alpha}^{R_E} \sqrt{\left(\frac{R_E}{r} - 1 \right)} dr = \\ & = \sqrt{2m_\alpha E_\alpha} 2R_E \int_{\sqrt{\frac{R_\alpha}{R_E}}}^1 \sqrt{(1 - \rho^2)} d\rho = \sqrt{2m_\alpha E_\alpha} 2R_E \frac{1}{2} \cdot \left\{ \rho \sqrt{1 - \rho^2} - \arccos \rho \right\} \Big|_{\sqrt{\frac{R_\alpha}{R_E}}}^1 = \\ & = \sqrt{2m_\alpha E_\alpha} R_E \left\{ \arccos \sqrt{\frac{R_\alpha}{R_E}} - \sqrt{\frac{R_\alpha}{R_E}} \cdot \sqrt{1 - \frac{R_\alpha}{R_E}} \right\}. \end{aligned}$$

Учтем, что $\frac{R_\alpha}{R_E} = \frac{E_\alpha}{B_{\text{кул}}} = \varepsilon$ – функция энергии α -частицы. Тогда по-

казатель экспоненты в формуле для коэффициента прозрачности примет вид:

$$\frac{2}{\hbar} \int_{R_\alpha}^{R_E} \dots \approx 1,74 \sqrt{Z} A^{1/6} \varphi(\varepsilon) = c \varphi(\varepsilon), \quad (3.36)$$

где $\varphi(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \left\{ \arccos \sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon} \sqrt{1 - \varepsilon} \right\}$. Выражение (3.36) получено с уче-

том того, что $R_\alpha = r_0 A^{1/3}$; $r_0 \approx (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-13} \text{ см}$.

Таким образом, постоянную α -распада можно записать в виде

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \cdot k^{-1} \cdot \exp(c \cdot \varphi(\varepsilon)).$$

Отсюда, логарифмируя, получим выражение, по виду совпадающее с законом Гейгера–Нетолла:

$$\ln T = \ln \left(\frac{0,693}{k} \right) + c \varphi(\varepsilon).$$

Сравнение расчетных и экспериментальных значений λ (или T) показывает их хорошее совпадение для α -переходов между основными состояниями чётно-чётных ядер (рис. 3.11). Для других α -переходов или

ядер с нечетным A вероятность α -распада может быть существенно меньше теоретической. Это связано с тем, что рассмотренная элементарная теория не учитывает ряда факторов, влияющих на вероятность α -распада. Например, теория не рассматривает вероятность образования α -частицы в исходном ядре, предполагается, что α -частица существует в ядре в готовом виде. Такие допущения, скорее всего, являются достаточно хорошим как раз для четно-четных ядер. При определении ширины барьера считается, что ядра обладают сферической формой. Но для большинства тяжелых α -радиоактивных ядер это далеко не так (см. п. 2.7). Не учитывается и взаимодействие α -частицы с электронной оболочкой атома, что может привести к уменьшению высоты кулоновского барьера.

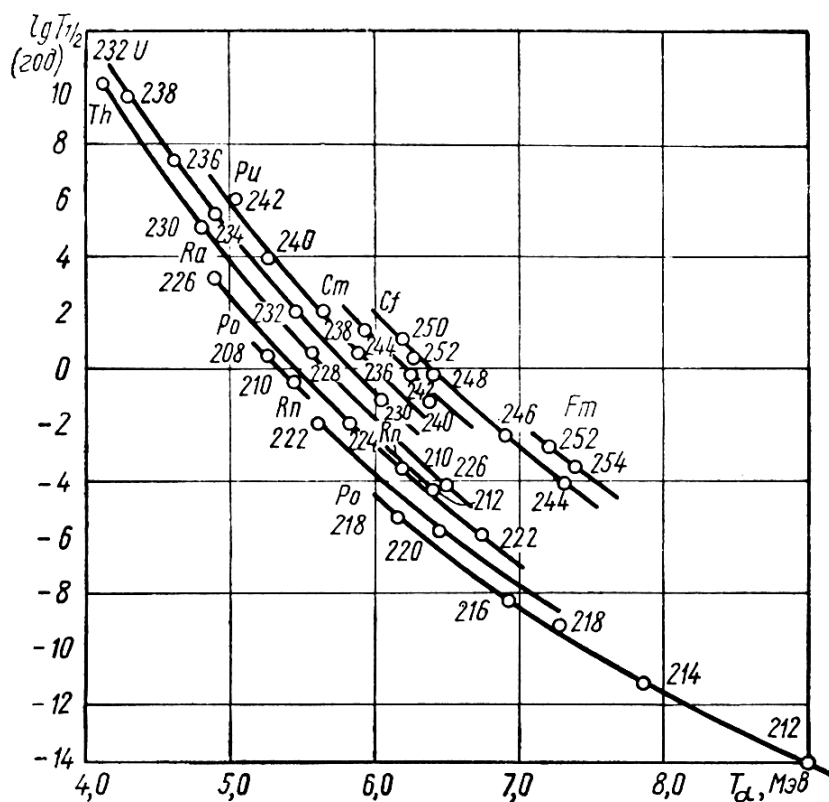
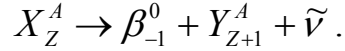


Рис. 3.11. Зависимость логарифма периода полураспада от кинетической энергии α -частицы для четно-четных ядер. Сплошными линиями изображены теоретические кривые

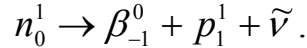
3.6. Бета-радиоактивность

3.6.1. Виды и энергетические условия бета-распадов

1. β^- -распад. Реакция имеет вид:



В этой реакции один из нейтронов ядра испускает электрон (β_{-1}^0) и антинейтрино ($\tilde{\nu}$) и превращается в протон:



В результате порядковый номер образовавшегося ядра становится на единицу больше, а массовое число остается неизменным.

Реакция превращения нейтрона в протон идет и на свободных нейтронах, поскольку $m_n > m_p + m_e + m_{\tilde{\nu}}$. Таким образом, в свободном состоянии нейтрон является нестабильной частицей с периодом полураспада $T \approx 12$ мин. Следует отметить, что вопрос о точном значении массы антинейтрино (также, как и нейтрино ν , возникающем при β^+ -распаде, см. далее) до сих пор остаётся открытым. По разным оценкам, масса этих частиц, по крайней мере, не превышает $10 \div 50$ эВ, поэтому обычно полагают $m_{\tilde{\nu}} = m_{\nu} = 0$. Для сравнения полезно напомнить, что массы других частиц, участвующих в β -распадах, значительно больше:

$$m_n c^2 \approx 939,53 \text{ МэВ}; \quad m_p c^2 \approx 938,23 \text{ МэВ}; \\ m_{\beta^+} c^2 = m_{\beta^-} c^2 = m_e c^2 \approx 0,511 \text{ МэВ}.$$

В таком случае энергетическое условие β^- -распада имеет вид:

$$Q_{\beta^-} = [m(Z, A) - (m(Z+1, A) + m_e)] \cdot c^2 > 0, \quad (3.37)$$

или

$$m(Z, A) > m(Z+1, A) + m_e. \quad (3.38)$$

В неравенствах (3.37), (3.38) перейдем к измеряемым на опыте массам атомов $M(Z, A)$, точнее к их избыткам $\Delta = M(Z, A) - A$. Для этого к обеим частям неравенства (3.38) прибавим Zm_e . Тогда, пренебрегая энергией связи электронов в атомах

$$m(Z, A) + Zm_e \approx M(Z, A), \quad (3.39)$$

энергетическое условие β^- -распада можно записать в виде:

$$Q_{\beta^-} = [M(Z, A) - M(Z+1, A)] \cdot c^2 > 0, \quad (3.40)$$

или

$$M(Z, A) > M(Z+1, A). \quad (3.41)$$

Приближение (3.39) практически не вносит ошибку в неравенства (3.40), (3.41), т. к. погрешности в определении масс атомов $M(Z,A)$ и $M(Z+1,A)$ примерно одинаковы.

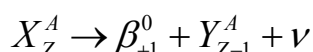
Если в выражениях (3.40) и (3.41) перейти к избыткам, то энергетическое условие β^- -распада можно записать следующим образом:

$$\Delta(Z,A) > \Delta(Z+1,A), \quad (3.42)$$

следовательно,

$$Q_{\beta^-} = [\Delta(Z,A) - \Delta(Z+1,A)] \cdot c^2. \quad (3.43)$$

2. β^+ -распад. В этой реакции:



один из протонов ядра превращается в нейтрон, испуская позитрон-нейтринную пару ($p_1^1 \rightarrow n_0^1 + \beta_{+1}^0 + \nu$). Такое превращение возможно только в ядрах, на свободных протонах эта реакция не идет, т. к. масса протона меньше массы получающихся продуктов реакции. При β^+ -распадах ядер недостающая энергия восполняется другими нуклонами, входящими в состав ядра. В энергетическом условии β^+ -распада

$$Q_{\beta^+} = [m(Z,A) - (m(Z-1,A) + m_e)]c^2 > 0 \quad (3.45)$$

также перейдем к избыткам. Если к обеим частям неравенства добавить Zm_e и учесть, что:

$$M(Z-1,A) \approx m(Z-1,A) + (Z-1)m_e,$$

то в правой части неравенства появятся две «лишние» массы электронов, и оно примет вид:

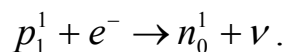
$$M(Z,A) > M(Z-1,A) + 2m_e. \quad (3.46)$$

Переходя к избыткам, получим:

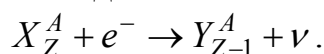
$$\Delta(Z,A) > \Delta(Z-1,A) + 2m_e; \quad (3.47)$$

$$Q_{\beta^+} = [\Delta(Z,A) - \Delta(Z-1,A) - 2m_e]c^2. \quad (3.48)$$

3. *Электронный захват (e-захват)*. При протекании этого процесса один из протонов ядра захватывает электрон из атомной оболочки и превращается в нейтрон:



Т.о., реакция e-захвата имеет вид:



С наибольшей вероятностью захват электрона происходит с ближайшей к ядру K-оболочки (*K-захват*), но возможен захват и с других оболочек (*L-захват*, *M-захват*, и т. д.). Эта реакция характерна для средних и тя-

желых атомов, в которых электронные оболочки расположены достаточно близко к ядру.

После захвата электрона на одной из нижних оболочек образуется энергетически выгодная вакансия, которая заполняется электронами с верхних оболочек. В соответствующих переходах выделяется энергия в виде *характеристического электромагнитного излучения*. Наличие этого излучения как раз и позволило в 30-е гг. XX в. установить существование реакции электронного захвата.

Запишем энергетическое условие e -захвата:

$$Q_e = [m(Z, A) + m_e - m(Z-1, A)]c^2 > 0, \quad (3.49)$$

или

$$m(Z, A) + m_e > m(Z-1, A). \quad (3.50)$$

К обеим частям неравенства (3.50) добавим $(Z-1)m_e$, тогда оно примет вид:

$$M(Z, A) > M(Z-1, A). \quad (3.51)$$

Переходя к избыткам, получим:

$$\Delta(Z, A) > \Delta(Z-1, A). \quad (3.52)$$

Энергия реакции электронного захвата, очевидно, может быть рассчитана по формуле:

$$Q_e = [\Delta(Z, A) - \Delta(Z-1, A)]c^2. \quad (3.53)$$

Характерные значения энергии, выделяющейся при β -распадах, составляют сотни $кэВ \div$ единицы $МэВ$.

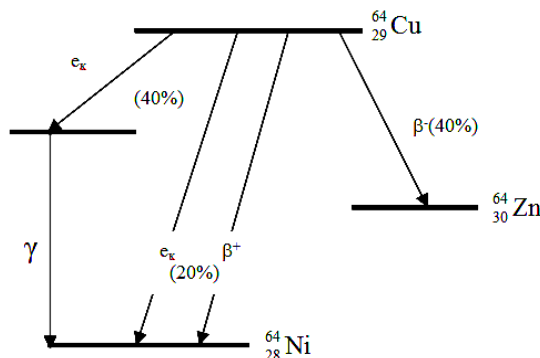


Рис. 3.12. Схема радиоактивного распада ядра Cu_{29}^{64}

Из сравнения энергетических условий β^+ -распада (3.46) и электронного захвата (3.51) следует, что для некоторых ядер эти процессы являются конкурирующими. Действительно, если для каких-либо соседних атомов выполняется более сильное неравенство (3.46), то тем более будет выполняться неравенство (3.51). Более того, существуют ядра, которые участвуют во всех трех процессах β -распада (см. рис. 3.12, а также п. 2.2).

3.6.2. Энергетический спектр бета-частиц. Гипотеза нейтрино

Энергетические спектры β -частиц были измерены в 20-е гг. прошлого века с помощью масс-спектрометров. Они оказались непрерывными (рис. 3.13), причем энергия β -частиц изменялась в диапазоне $0 \lesssim T_\beta \lesssim Q_\beta$, а средняя энергия β -спектра \bar{T}_β составила не более половины энергии реакции Q_β :

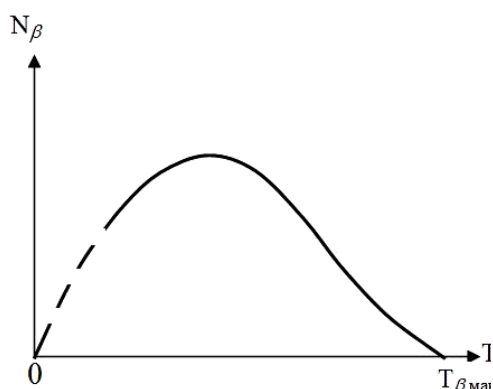


Рис. 3.13. Характерный вид энергетического спектра β -частиц

$$\bar{T}_\beta \approx \begin{cases} \frac{1}{2} Q_\beta & \text{для легких ядер,} \\ \frac{1}{3} Q_\beta & \text{для тяжелых ядер.} \end{cases}$$

В те далекие годы о существовании нейтрино не подозревали, поэтому считалось, что β -распад идет по той же схеме, что и α -распад, т. е. с образованием двух частиц - дочернего ядра и β -частицы. Но в таком случае и спектр β -частиц должен быть таким же, как у α -частиц, т. е. моно-

энергетическим, точнее, дискретным (см. 3.5, п. II). Напомним, что дискретность спектра α -частиц является следствием законов сохранения энергии и импульса.

Было высказано несколько гипотез, объясняющих непрерывность β -спектра. Одна из самых радикальных – при β -распадах не выполняются законы сохранения – была высказана Н. Бором. Наиболее правдоподобной казалась гипотеза Л. Мейтнер (1922 г.), в соответствии с которой электроны вылетают из ядер с дискретным набором энергий, но теряют более или менее значительную часть энергии в зависимости от толщины слоя радиоактивного вещества, который им приходится проходить до вылета из источника.

Для проверки этой гипотезы был поставлен калориметрический опыт (Эллис, Вустер, 1927 г.). Источник помещали в толстостенный медный калориметр, в котором поглощалась вся энергия β -частиц. Поглощенная энергия рассчитывалась по известной формуле:

$$Q_{\text{полг}} = c_{\text{си}} m_{\text{си}} (T_{\text{кон}}^0 - T_{\text{нач}}^0),$$

где $c_{\text{си}}$ – удельная теплоёмкость калориметра, $m_{\text{си}}$ – масса калориметра, $T_{\text{нач}}^0$, $T_{\text{кон}}^0$ – температура калориметра в начале и конце опыта соответственно, измерялась с помощью термопары.

Нетрудно рассчитать и всю энергию, выделившуюся за время проведения опыта t_{on} :

$$Q_{выд} = Q_{\beta} N_{расч} (t_{on}).$$

Здесь $N_{расч} (t_{on})$ – число ядер, распавшихся за время проведения опыта, рассчитывается с помощью закона простого радиоактивного распада:

$$N_{расч} (t_{on}) = N_0 (1 - e^{-\lambda t_{on}}) \approx N_0 \lambda t_{on}.$$

Формула записана с учётом того, что в опыте использовали радиоактивный изотоп со сравнительно большим периодом полураспада, поэтому:

$$\lambda t_{on} = \ln 2 \cdot \frac{t_{on}}{T_{1/2}} \ll 1, \text{ и } e^{-\lambda t_{on}} \approx 1 - \lambda t_{on}.$$

При сравнении результатов измерений с расчётами оказалось, что между поглощенной и выделившейся энергией выполняется соотношение:

$$Q_{погл} \approx \begin{cases} \frac{1}{2} Q_{выд} & \text{для легких ядер;} \\ \frac{1}{3} Q_{выд} & \text{для тяжелых ядер.} \end{cases}$$

Таким образом, полученные в опыте результаты полностью согласовывались с результатами спектральных измерений. Другими словами, в опыте была измерена средняя энергия β -спектра, т. е.

$$Q_{погл} = \bar{T}_{\beta} N_{расч} (t_{on}).$$

Но тогда получалось, что большая часть энергии β -распада бесследно исчезала.

Необходимо отметить, что трудности возникали не только с законами сохранения энергии и импульса, но и с законом сохранения механического момента. Этот вывод следует из простых соображений. При β -распаде массовое число ядра не изменяется. Тогда не должен изменяться и характер спина ядра, т. е. при чётном A он должен быть до и после распада целым, а при нечётном A – полуцелым. Однако, электрон, вылетающий из ядра при β -распаде, имеет полуцелый спин $S=1/2$. И если допустить, что при β -распаде из ядра вылетает только электрон, то характер спина ядра после реакции должен измениться, чего, конечно, не происходит.

Непростую ситуацию с законами сохранения удалось разрешить Паули в 1931 г., когда он высказал свою гипотезу. Он постулировал существование нейтральной частицы, испускаемой в процессе β -распада вместе с электроном (или позитроном). Эта частица как раз и уносит «исчезнувшую» энергию. Ферми придумал название этой частицы – *нейтрино*.

Тогда, в соответствии с гипотезой Паули, законы сохранения энергии и импульса для процессов β -распада имеют вид:

$$\begin{cases} Q_\beta = T_\beta + T_Y + T_\nu; \\ 0 = \bar{P}_\beta + \bar{P}_Y + \bar{P}_\nu. \end{cases} \quad (3.54)$$

$$(3.55)$$

Рассматривая формулы (3.54), (3.55) как систему алгебраических уравнений относительно кинетических энергий продуктов реакции, нетрудно заметить, что система недоопределена, т. е. число неизвестных в ней больше числа уравнений. В таком случае система имеет бесконечное множество решений, в том числе и для величины T_β , что как раз соответствует непрерывному β -спектру.

При использовании закона сохранения энергии (3.54) полезно помнить, что при вылете из ядра легких частиц кинетическая энергия ядер отдачи очень мала в сравнении с кинетическими энергиями лёгких продуктов реакции (см. например, α -распад). Следовательно, практически вся энергия, выделившаяся при β -распаде, переходит в кинетическую энергию β -частицы и нейтрино:

$$Q_\beta \approx T_\beta + T_\nu.$$

Однако, полагая $T_Y \approx 0$, нельзя считать, что и $\bar{P}_Y \approx 0$. В таком случае, как и при α -распаде, законы сохранения энергии и импульса можно рассматривать как систему двух уравнений с двумя неизвестными - кинетической энергии β -частицы и нейтрино. Такая система является определённой и имеет единственное решение, а значит спектр β -частиц должен быть моноэнергетическим, что противоречит опыту⁵.

Опираясь на законы сохранения, нетрудно предсказать основные свойства нейтрино.

1. Масса нейтрино должна быть много меньше массы электрона, т. к. измеренная в опыте максимальная кинетическая энергия β -частиц практически совпадает с энергией реакции ($T_{\beta \max} \approx Q_\beta$), рассчитанной без учёта массы нейтрино. Обычно считают, $m_\nu = m_{\nu^*} = 0$. Тогда связь между кинетической энергией и импульсом у нейтрино такая же, как у γ -квантов:

$$T_\nu = c P_\nu.$$

2. Заряд частицы равен нулю.
3. Спин нейтрино должен быть полуцелым. Впоследствии установили, что: $S_\nu = S_{\nu^*} = \frac{1}{2}$.
4. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом σ_ν должно быть очень малым, иначе результаты этого взаимодействия удалось бы

⁵ Надо иметь в виду, что при малых скоростях частицы $v \ll c$, где c – скорость света, её кинетическая энергия $T = \frac{1}{2}mv^2$ является величиной второго порядка малости, в то время как импульс $P = mv$ – величиной первого порядка малости.

обнаружить, например, в опыте с калориметром. Измерения показали, что $\sigma_{\nu} \approx 10^{-44} \div 10^{-42} \text{ см}^2$. Столь малые сечения объясняются тем, что нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

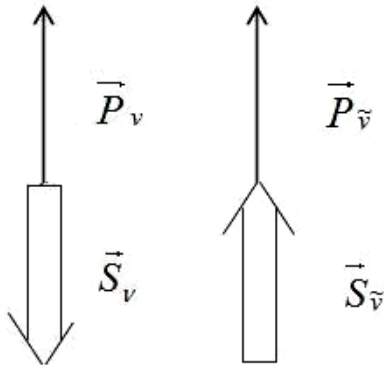


Рис. 3.14. Направление движения спина для нейтрино и антинейтрино

При детальном изучении свойств нейтрино было установлено, что при β^+ - и β^- -распадах испускаются разные частицы. Отличие антинейтрино и нейтрино заключается в разном направлении спина частицы относительно её импульса (рис. 3.14).

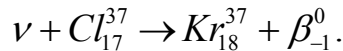
Различие нейтрино и антинейтрино проявляется в том, что эти частицы по-разному взаимодействуют с веществом. Например, под действием нейтрино возможно превращение нейтрона в протон:



и такая реакция не идет под действием антинейтрино:



Реакция (3.56) была обнаружена при взаимодействии солнечных нейтрино с ядрами Cl_{17}^{37} :



Несмотря на неоднократные попытки (Дэвис, 50-е гг. XX в.), реакция (3.57), разумеется, не была зарегистрирована.

3.6.3. Опыты по обнаружению нейтрино

Приборов, способных зарегистрировать непосредственно нейтральные частицы, в том числе нейтрино, не существует. Однако, можно зарегистрировать продукты реакций под действием нейтральных частиц. Из-за малости сечений взаимодействия нейтрино с веществом для осуществления реакций нужны очень большие потоки нейтрино, либо очень большие мишени. Действительно, число реакций n_p в тонкой мишени (см. п.1.5; мишень можно считать тонкой из-за малости сечения) равно:

$$n_p = \sigma_{\nu} N_{\nu} n t_{об},$$

где n – число ядер мишени, $t_{об}$ – время облучения, N_{ν} – поток нейтрино.

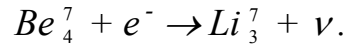
Если принять $\sigma_\nu \approx 10^{-44} \div 10^{-42} \text{ см}^2$ и $n \approx N_A \approx 6 \cdot 10^{23}$, то для регистрации хотя бы одной реакции в час ($n_p = 1 \frac{1}{\text{час}}$) нужен поток :

$$N_\nu = \frac{n_p}{\sigma_\nu n \cdot t} \approx \frac{1}{(10^{-44} \div 10^{-42}) \text{ см}^2 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 3600 \text{ с}} \approx 5(10^{15} \div 10^{17}) \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Столь большие потоки частиц удаётся получить в ядерных реакторах, в которых возникают β -радиоактивные ядра, как продукты реакции деления тяжелых ядер. Ядерные реакторы были запущены в действие только в 50-е гг. прошлого века, поэтому первый опыт по обнаружению нейтрино (начало сороковых годов, Аллен) был косвенным.

1. Косвенный опыт по обнаружению нейтрино.

В опыте измеряли кинетическую энергию ядер отдачи Li_3^7 , возникающих в реакции K -захвата:



Измеренное значение T_{Li^7} сравнивали с расчётным, полученным в предположении, что реакция идет с выделением нейтрино. В этом случае законы сохранения энергии и импульса имеют вид:

$$\begin{cases} m_{Be^7} c^2 + m_e c^2 - \varepsilon_K = m_{Li^7} c^2 + T_{Li^7} + T_\nu; & (3.58) \\ 0 = \vec{P}_{Li^7} + \vec{P}_\nu. & (3.59) \end{cases}$$

Здесь ε_K – энергия связи электрона на K -оболочке в атоме Be_4^7 . Уравнение (3.58) запишем следующим образом:

$$Q_e = \varepsilon_K + T_{Li^7} + T_\nu, \quad (3.60)$$

где $Q_e = (m_{Be^7} + m_e - m_{Li^7}) \cdot c^2 = (\Delta_{Be^7} + \Delta_{Li^7}) \cdot c^2 = 0,864 \text{ МэВ}$.

Энергия связи электронов в лёгких атомах составляет десятки эВ, т. е. в данном случае $\varepsilon_K \ll Q_e$. Также необходимо учесть, что при вылете из ядра лёгкой частицы практически вся выделившаяся при распаде энергия передаётся этой частице, т. е. $T_\nu \approx Q_e$.

Оценку кинетической энергии ядра отдачи Li_3^7 можно произвести, используя закон сохранения импульса (3.59), который перепишем в виде:

$$P_{Li^7}^2 = P_\nu^2.$$

Используя известные соотношения между кинетической энергией и импульсом частиц, получим:

$$2m_{Li^7} T_{Li^7} = \frac{T_\nu^2}{c^2},$$

откуда

$$T_{Li^7} = \frac{T_v^2}{2m_{Li^7}c^2} \approx \frac{Q_e^2}{2m_{Li^7}c^2} \approx \frac{(0,864\text{МэВ})^2}{2 \cdot 7 \cdot 931\text{МэВ}} \approx 57,3\text{эВ}.$$

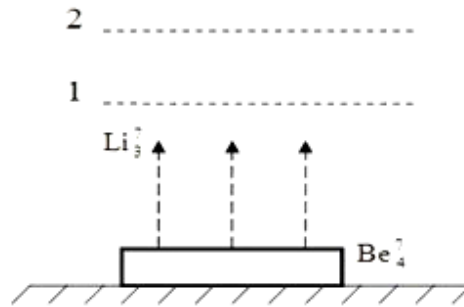


Рис. 3.15. Схема косвенного опыта по обнаружению нейтрино

Схема опыта по измерению T_{Li^7} изображена на рис. 3.15. Бериллий наносили на платиновую подложку очень тонким слоем, чтобы вылетевшие в результате отдачи ядра Li^7_3 не теряли кинетическую энергию в образце. Подложка охлаждалась до температур жидкого азота, что позволило существенно уменьшить неучтенную в расчетах кинетическую энергию теплового движения. На сетку 1 подавался ускоряющий потенциал, „вытягивающий» ядра Li^7_3 из слоя бериллия, а на сетку 2 – тормозящий (или анализирующий) потенциал. В опыте была получена величина $T_{Li^7} \approx 56.6 \pm 0.1 \text{эВ}$, хорошо совпадающая с расчетной, что косвенно подтверждает вылет нейтрино в реакции электронного захвата.

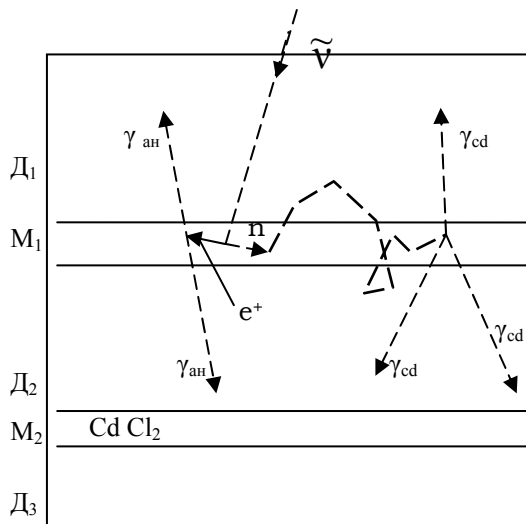
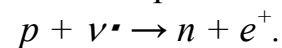


Рис. 3.16. Схема прямого опыта по обнаружению нейтрино

2. Прямой опыт по обнаружению антинейтрино.

Опыт поставлен в 1953г Коуэном и Рейнесом. В опыте регистрировалась реакция превращения протона в нейтрон и позитрон под действием антинейтрино:



В качестве мишени (на рис. 3.16 M_1, M_2) использовалась вода, содержащая растворимую соль кадмия, в качестве детектора – сцинтилляционная жидкость (D_1, D_2, D_3), объём которой просматривался 110 фотоумножителями ($\PhiЭУ$). Вся система была погружена глу-

боко под землю вблизи ядерного реактора и заключена в свинцово-парафиновую оболочку для защиты от нейтронов и γ -излучения.

Образующийся в реакции позитрон практически мгновенно аннигилирует с электроном мишени: $e^+ + e^- \rightarrow (2 \div 3)\gamma$. Нейтрон в результате упругих столкновений с протонами среды замедляется, диффундирует и захватывается кадмием. В реакции захвата также испускается несколько γ -квантов.

Вспышки, возникающие в сцинтилляторе под действием γ -квантов, регистрировались ФЭУ. Сигналы с ФЭУ подавали на схему совпадений (рис. 3.17), которая срабатывала только при одновременном поступлении двух и более импульсов. Со схемы совпадений импульсы поступали на временной анализатор, который подавал сигнал на счетчик событий, если временной интервал между двумя импульсами равнялся времени замедления и диффузии нейтрона (от 1 до 25 мкс).

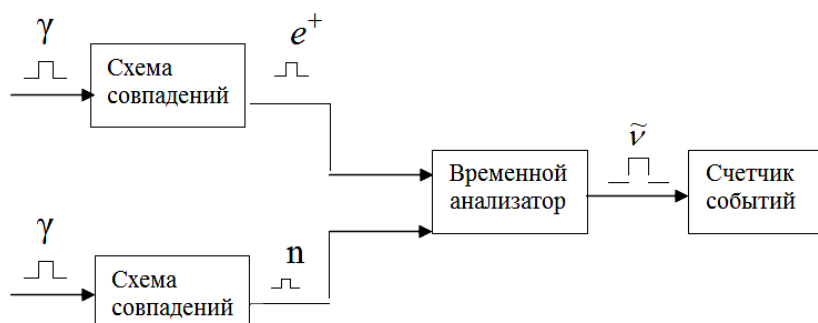


Рис. 3.17. Электронная схема опыта по обнаружению антинейтрино

В результате длительной (около 1400 часов) работы установки найдено, что детектор регистрирует за час в среднем $2,88 \pm 0,22$ импульсов. Это соответствует сечению взаимодействия антинейтрино с протоном $\sigma_{\nu} \approx 10^{-43} \text{ см}^2$.

Для повышения достоверности полученных результатов проведена серия контрольных и калибровочных измерений.

1. Было показано, что спектр излучения, ответственного за первый импульс, совпадает со спектром позитронного аннигиляционного излучения.
2. Спектр второго импульса совпал со спектром γ -квантов, возникающих при захвате нейтрона кадмием. Когда кадмий убрали, эффект исчезал.
3. Установили дополнительную защиту для уменьшения фона от нейтронов и γ -квантов реактора. В результате фон уменьшился в 10 раз, а эффект не изменился.

3.6.4. Элементарная теория β -распада

Хорошо известно, что в ядре нет ни электронов, ни нейтрино. Обратное предположение противоречит экспериментально установленным свойствам ядер. Например, предположение о существовании в ядре электронов не согласуется с известными из опыта значениями спинов и магнитных моментов ядер (см. п. 2.4, п. 2.5). Электрон и антинейтрино (позитрон и нейтрино) возникают в момент распада в результате превращения нейтрона в протон (или протона в нейтрон). Полезно напомнить, что аналогичная ситуация имеет место и в процессе излучения фотона атомом или ядром, в котором фотон также возникает в момент испускания.

Теория β -распада создана в 1934 году Э. Ферми. Исключительная слабость взаимодействия, ответственного за β -распад, позволяет применять методы теории возмущений, широко используемые в расчетах электромагнитных взаимодействий. Согласно этой теории, вероятность перехода dW рассматриваемой системы квантовых частиц в единицу времени из начального состояния n в конечное k с энергиями в интервале $E \div E + dE$ определяется выражением:

$$dW = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int_V \Psi_K^* \hat{H} \Psi_H dV \right|^2 \rho(E) dE. \quad (3.61)$$

Здесь Ψ_H , Ψ_K – волновые функции начального и конечного состояний системы (звёздочка означает, что берётся комплексно-сопряжённая функция); \hat{H} – оператор взаимодействия, в результате которого осуществляется переход; $\rho(E) = dn/dE$ – плотность конечных состояний системы; dV – элемент объёма V , в котором происходит превращение.

В рассматриваемом случае Ψ_H совпадает с волновой функцией исходного ядра, т. е. $\Psi_H \equiv \psi_H$. После β -распада образуются три частицы, поэтому волновая функция конечного состояния $\Psi_K = \psi_K \psi_\beta \psi_\nu$, где ψ_K – волновая функция конечного состояния ядра, ψ_β, ψ_ν – волновые функции электрона (позитрона) и антинейтрино (нейтрино).

Рассмотрим упрощенную теорию β -распада, которая, однако, позволяет получить ряд важных результатов, согласующихся с экспериментом. В этой теории оператор слабого взаимодействия, отвечающего за β -распад, принимается равным константе $\hat{H} = g$, (скалярная теория β -

распада), а волновые функции β -частиц и нейтрино записываются в виде плоских волн, соответствующих свободным частицам:

$$\psi_\nu = N_\nu e^{i(\vec{\kappa}_\nu \vec{r})}; \quad (3.62)$$

$$\psi_\beta = N_\beta e^{i(\vec{\kappa}_\beta \vec{r})}. \quad (3.63)$$

Очевидно, приближение (3.63) для β -частиц означает, что теория не учитывает электромагнитного взаимодействия β -частиц с ядром. Постоянные N_ν , N_β определяются из условия нормировки:

$$\int_V |\psi_\nu|^2 dV = \int_V |\psi_\beta|^2 dV = 1,$$

откуда с учётом (3.62) и (3.63) следует, что $N_\nu = N_\beta = 1/\sqrt{V}$.

При расчёте вероятности β -распада по формуле (3.61) интегрирование производится по объёму ядра (радиусом действия слабых сил $\sim 10^{-15}$ см можно пренебречь). В области интегрирования ($r \leq R_\alpha$) показатели экспоненты в формулах (3.62) и (3.63) $(\vec{\kappa} \vec{r}) \approx kr = r/\lambda \ll 1$, поэтому $\exp(i\vec{\kappa}_\nu \vec{r}) \approx \exp(i\vec{\kappa}_\beta \vec{r}) \approx 1$. Действительно, длина волны де Бройля λ β -частиц и нейтрино с характерными для β -распада энергиями (сотни кэВ ÷ единицы МэВ):

$$\lambda = \frac{1}{k} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{pc} = \frac{\hbar c}{\sqrt{T(T + 2mc^2)}} \approx \frac{\hbar c}{193 \text{ МэВ}} \cdot \frac{193 \text{ МэВ}}{1 \text{ МэВ}} = 10^{-13} \text{ см} \cdot 193 \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}$$

существенно больше размеров ядра.

В таком случае:

$$\psi_\beta = \psi_\nu = 1/\sqrt{V}, \quad (3.64)$$

и вероятность β -распада:

$$dw = \frac{2\pi \cdot g^2}{\hbar V^2} \left| \int_V \psi_k^* \psi_n dV \right|^2 \rho(E) dE. \quad (3.65)$$

Здесь интеграл:

$$\int_V \psi_k^* \psi_n dV = M_{nk} \quad (3.66)$$

называется *ядерным матричным элементом*. Постоянная g характеризует энергию слабого взаимодействия и определяется экспериментально из сравнения некоторых следствий теории β -распада с опытом (см. далее).

Для расчёта числа возможных (по энергиям) конечных состояний системы dn используется понятие фазового объёма частиц в воображаемом пространстве координат-импульсов. Величина «элементарной (или минимальной) ячейки» фазового объёма следует из соотношения неопределённостей «координата–импульс»:

$$\Delta p_x \Delta x \approx 2\pi\hbar. \quad (3.67)$$

Обобщая (3.67) на трёхмерный случай и имея в виду, что $\Delta x \Delta y \Delta z = \Delta V$, запишем:

$$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \Delta V \approx (2\pi\hbar)^3. \quad (3.68)$$

Если частица находится в объёме V , а её импульс заключён в интервале $(P \dots P + dP)$, то фазовый объём частицы равен $4\pi P^2 dP \cdot V$, где $4\pi P^2 dP$ – объём «шарового слоя» радиуса P и толщины dP в пространстве импульсов. (Напомним, что объём шарового слоя в обычном пространстве – $4\pi r^2 dr$). Тогда число возможных состояний частицы равно отношению всего фазового объёма, в котором находится частица, к величине «элементарной ячейки»:

$$dn = \frac{4\pi P^2 dP V}{(2\pi\hbar)^3}.$$

В случае β -распада из ядра вылетают две частицы, поэтому:

$$dn = dn_\beta dn_\nu = \frac{4\pi P_\beta^2 dP_\beta V \cdot 4\pi P_\nu^2 dP_\nu V}{(2\pi\hbar)^6}. \quad (3.69)$$

Ядро отдачи в расчёте можно не учитывать, т. к. его кинетическая энергия много меньше энергии β -частиц и нейтрино. В формуле (3.69) от импульсов перейдём к энергиям, используя известные соотношения:

$$E_\beta^2 = p_\beta^2 c^2 + m_e^2 c^4; \quad E_\nu = p_\nu c. \quad (3.70)$$

Дифференцируя (3.70), получим:

$$2E_\beta dE_\beta = 2P_\beta dP_\beta c^2; \quad dE_\nu = dP_\nu c. \quad (3.71)$$

С учётом выражений (3.70) и (3.71) формула (3.69) примет вид

$$dn = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6} \cdot \left(\frac{E_\beta^2 - m_e^2 c^4}{c^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{E_\beta dE_\beta}{c^2} \cdot \left(\frac{E_\nu}{c} \right)^2 \cdot \frac{dE_\nu}{c}.$$

Тогда плотность конечных состояний при β -распаде:

$$\frac{dn_\beta}{dE_\beta} \frac{dn_\nu}{dE_\nu} = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6 c^6} \cdot E_\beta \cdot (E_\beta^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} \cdot E_\nu^2. \quad (3.72)$$

В формуле (3.72) перейдем к измеряемой в опыте энергии β -частицы, используя закон сохранения энергии и учитывая, что $T_{я.о.} \approx 0$:

$$Q_\beta \approx T_\nu + T_\beta.$$

Введём обозначение:

$$E_0 = Q_\beta + m_e c^2,$$

тогда закон сохранения энергии запишется в виде:

$$E_0 = E_\nu + E_\beta, \quad (3.73)$$

где $E_\nu \equiv T_\nu$, $E_\beta = T_\beta + m_e c^2$. Из (3.73) следует, что $E_\nu = (E_0 - E_\beta)$ и $dE_\beta = -dE_\nu$ или $|dE_\nu| = |dE_\beta| = dE$.

С учётом новых обозначений плотность конечных состояний можно записать следующим образом:

$$\rho(E_\beta) = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6 c^6} \cdot E_\beta \cdot (E_\beta^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} \cdot (E_0 - E_\beta)^2. \quad (3.74)$$

В полученной формуле удобно перейти к безразмерной энергии:

$$\varepsilon = \frac{E_\beta}{m_e c^2} \quad \text{и} \quad \varepsilon_0 = \frac{E_0}{m_e c^2}.$$

Тогда формула (3.74) примет вид:

$$\rho(\varepsilon) = \frac{(4\pi V)^2 m_e^4 c^2}{(2\pi\hbar)^6} \cdot \varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \cdot (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2. \quad (3.75)$$

Подставляя (3.75) в (3.65) и учитывая, что $dE = m_e c^2 d\varepsilon$, запишем, выражение для вероятности β -перехода в энергетический интервал $\varepsilon \div \varepsilon + d\varepsilon$:

$$dw = C \cdot \varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon, \quad (3.76)$$

где

$$C = \frac{m_e^5 c^4 g^2}{2\pi^3 \hbar^7} |M_{HK}|^2. \quad (3.77)$$

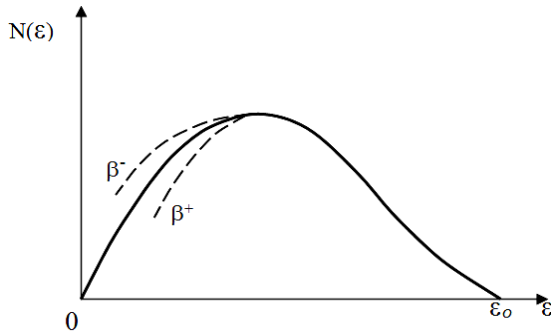


Рис. 3.18. Сравнение экспериментально измеренного спектра β -частиц (сплошная линия) с расчетными спектрами для β^+ - и β^- -распадов

Очевидно, выражение (3.76) описывает спектр β -частиц, нормированный на одну частицу. На рис. 3.18 приведено качественное сравнение расчетного спектра (сплошная линия) с экспериментально измеренными спектрами β^+ - и β^- -частиц (пунктирные линии). Наблюдается хорошее согласие в области средних и высоких энергий β -частиц. Расхождение в низкоэнергетической области спектра объясняется тем, что теория не учитывает кулоновского взаимодействия β -частиц с ядром. Видно, что кулоновское отталкивание β^+ -частиц и ядра увеличивает долю высоко-энергетических β -частиц в спектре, в то время, как кулоновское притяжение β^- -частиц, наоборот, эту долю уменьшает.

Очевидно, выражение (3.76) описывает спектр β -частиц, нормированный на одну частицу. На рис. 3.18 приведено качественное сравнение расчетного спектра (сплошная линия) с экспериментально измеренными спектрами β^+ - и β^- -частиц (пунктирные линии). Наблюдается хорошее согласие в области средних и высоких энергий β -частиц. Расхождение в низкоэнергетической области спектра объясняется тем, что теория не учитывает кулоновского взаимодействия β -частиц с ядром. Видно, что кулоновское отталкивание β^+ -частиц и ядра увеличивает долю высоко-энергетических β -частиц в спектре, в то время, как кулоновское притяжение β^- -частиц, наоборот, эту долю уменьшает.

Для учёта соответствующего эффекта в формулу (3.76) вводится поправочный множитель $f(\varepsilon, Z)$, где Z -порядковый номер образовавшегося после β -распада ядра:

$$dw(\varepsilon) = N(\varepsilon)d\varepsilon = C\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 f(\varepsilon, Z)d\varepsilon. \quad (3.78)$$

3.6.5. График Кюри. Сравнительный период полураспада

С учётом поправочного множителя $f(\varepsilon, Z)$ экспериментальные и теоретические спектры при одинаковых условиях нормировки совпадают, т. е.:

$$N_{\text{эксн}}(\varepsilon) = N_{\text{теор}}(\varepsilon) = C\varepsilon(\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 f(\varepsilon, Z). \quad (3.79)$$

Равенство (3.79) можно записать в виде:

$$\varepsilon_0 - \varepsilon = \sqrt{\frac{N_{\text{эксн}}(\varepsilon)}{C \cdot \varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \cdot f(\varepsilon, Z)}}. \quad (3.80)$$

Выражение (3.80) представляет из себя уравнение прямой и называется *графиком Кюри* (рис.3.19).

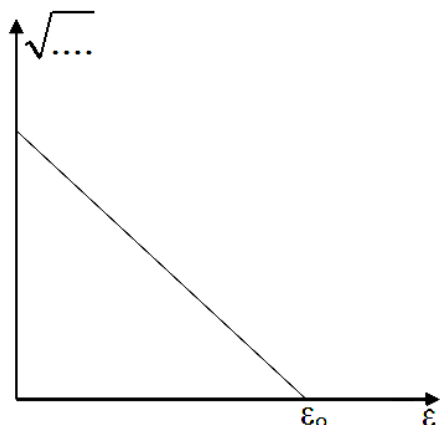


Рис. 3.19. График Кюри для простого β -распада

График Кюри, построенный с помощью измеренных на опыте спектров, позволяет:

1) Достаточно точно определить

энергию $\varepsilon_0 = \frac{Q_\beta + m_e c^2}{m_e c^2}$ и, сле-

довательно, оценить массу ней-

трино. Если $m_\nu \neq 0$, то $\varepsilon_0 = \frac{Q_\beta + m_e c^2 + m_\nu c^2}{m_e c^2}$. Оказалось,

что $m_\nu < \frac{1}{2500} m_e \approx 200$ эВ.

2) Изучать сложные β -распады,

когда конечное ядро образуется не только в основном, но и в возбуждённых состояниях. В этом случае энергия реакции принимает несколько значений (аналогичная ситуация имеет место при α -распаде, см. п. 5.1), а график Кюри представляет из себя кривую, образующуюся при сложении нескольких прямых (рис.3.20). Если просуммировать выражение (3.78) по всем возможным энергиям β -частиц, то получим вероятность β -распада в единицу времени λ :

$$\lambda = \int_0^{\varepsilon_0} dw(\varepsilon) = C \int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \cdot f(\varepsilon, Z) d\varepsilon = CF(\varepsilon_0), \quad (3.81)$$

где константа C определяется формулой (3.77).

Учитывая, что $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$, выражение (3.81) можно записать в следующем виде:

$$F(\varepsilon_0)T = \frac{\ln 2 \cdot 2\pi^3 \hbar^7}{g^2 |M_{HK}|^2 m_e^5 c^4} = \frac{const}{|\int \psi_K^* \psi_H dV|^2}. \quad (3.82)$$

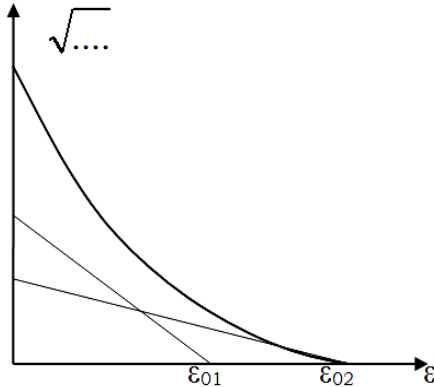


Рис. 3.20. График Кюри для сложных В-распадов (см. табл. 3.3).

Произведение $F(\varepsilon_0)T$ называют *сравнительным периодом полураспада*. Величина матричного элемента M_{KH} , определяющего значение FT , зависит от того, насколько сильно отличаются начальное и конечное состояния ядра при β -распаде. Если эти состояния идентичны, т. е. $\psi_H = \psi_K \equiv \psi$, то $M_{HK} = \int |\psi|^2 dV = 1$. В этом случае значение FT сравнительно невелико, и такие β -переходы называют *разрешенными*

Таблица 3.3

Типы β -распадов и значения логарифма сравнительного периода полураспада

$\lg FT$	Вид β -перехода
2÷4	Сверх разрешенный
4÷6	Нормально разрешенный
6÷8	Запрещенный
9÷12	Сверх запрещенный

В разрешённых переходах чётность ядра не изменяется, а спин ядра меняется не более чем на единицу:

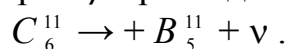
$$P_H = P_K; \quad \Delta J = 0; \pm 1. \quad (3.83)$$

Условия (3.83) называют *правилами отбора Гамова–Теллера* для разрешенных β -переходов. Очевидно, правила отбора (3.83) отражают тот факт, что для разрешенных переходов волновая функция начального состояния ядра не отличается существенным образом от волновой функции конечного состояния.

Существуют и так называемые *запрещённые β -переходы*, для которых сравнительный период полураспада принимает большие значения.

В запрещённых переходах спин ядра меняется на две и более единицы ($\Delta J \geq 2$), меняется и чётность ядра, что свидетельствует о большом различии волновых функций начального и конечного состояний ядра.

Разрешенные переходы характерны для легких ядер, в которых содержится примерно одинаковое количество нейтронов и протонов. В качестве примера рассмотрим β^+ -распад легкого ядра с нечетным A :

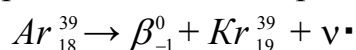


Для описания состояния ядер C_5^{11} и B_6^{11} используем одночастичную оболочечную модель (см. п. 2.6). В соответствии с этой моделью состояние исходного ядра C_6^{11} определяется состоянием последнего 5-го нейтрона, который находится на уровне $1p_{3/2}$ (рис. 2.24). Последний неспаренный протон (также 5-й по счету) в образовавшемся ядре B_5^{11} , очевидно, находится в том же состоянии $1p_{3/2}$. Следовательно, волновые функции начального и конечного состояния будут идентичны, а соответствующий β -переход будет разрешенным.

Для средних и тяжелых ядер матричные элементы M_{HK} должны быть меньше, чем у легких ядер, так как число нейтронов в таких ядрах заметно больше числа протонов. В связи с этим волновые функции начального и конечного состояния ядра могут сильно отличаться друг от друга, матричный элемент может быть заметно меньше единицы, а соответствующий β -переход будет запрещенным.

Скорость протекания радиоактивного распада характеризуется постоянной распада или периодом полураспада. Можно ожидать, что для разрешенных переходов периоды полураспада существенно меньше, чем для запрещенных. Например, у β^+ -радиоактивного ядра Cl_{17}^{35} последний неспаренный нуклон (17-й) находится на уровне $1d_{3/2}$, поэтому в соответствии с одночастичной оболочечной моделью спин этого ядра $J_{Cl^{35}} = 3/2$, а четность положительна ($P_{Cl^{35}} = (-1)^2 = +1$). В образовавшемся ядре S_{16}^{35} последний 19-й нейтрон располагается на этом же уровне. Значит, после распада спин и четность ядра не изменяются. Такой β -переход является разрешенным, период полураспада ядер Cl_{17}^{35} относительно невелик и составляет $T = 87$ дней.

Для сравнения рассмотрим запрещенный β -переход в ядре Ar_{18}^{39} , период полураспада которого $T = 265$ лет. При β^- -распаде этого ядра



расположенный на уровне $1f_{7/2}$ 21-й нейтрон превращается в 19-й протон, который находится на уровне $1d_{3/2}$. В результате β -распада спин ядра изменяется на две единицы, меняется и четность ядра.

В заключение отметим, что анализ экспериментальных значений FT и формы β -спектров подтверждает правильность основных положений

элементарной теории β -распада. Это позволяет оценить константу слабого взаимодействия g . Оценка g проводится с помощью соотношения (3.82), которое применяется для разрешенных переходов ($|M_{HK}|^2 \approx 1$), а значения $F(\varepsilon_0)$ и T берут из эксперимента. Оценка дала $g = 10^{-49}$ эрг/см³.

Крайняя малость величины g указывает на чрезвычайную малость слабых сил, ответственных за β -распад. Эти силы несравненно слабее как ядерных, так и кулоновских сил, чем и объясняются относительно большие значения периодов полураспада β -радиоактивных ядер.

3.6.6. Несохранение чётности при β -распадах

Понятие чётности и закон сохранения чётности сформулированы в п. 2.8. Напомним, что чётность определяет свойства волновой функции системы микрочастиц относительно зеркального отражения (или инверсии) координат. Согласно закону сохранения чётности физическая система, обладающая зеркальной симметрией в начальный момент времени, сохраняет эту симметрию во все последующие моменты времени. Наличие зеркальной симметрии приводит к тому, что протекание физического процесса не изменяется при инверсии координат, т. е. замене $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$.

До начала 50-х гг. прошлого столетия закон сохранения чётности считался универсальным, выполняющимся при всех видах взаимодействия. Первые сомнения в универсальности этого закона возникли при изучении свойств нестабильных θ^+ - и τ^+ -мезонов. Опыт показал, что у них одинаковые массы, заряды, времена жизни, но θ^+ -мезон распадался в состояние с положительной чётностью, а τ^+ – в состояние с отрицательной чётностью. Проще всего было бы предположить, что это одна и та же частица, но такое предположение несовместимо с законом сохранения чётности. Учитывая всё это, Ли и Янг высказали постулат о несохранении чётности в процессах слабого взаимодействия, которое, в частности, ответственно за распад θ^+ - и τ^+ -мезонов. С этого момента два указанных мезона стали одним K^+ -мезоном, распад которого за счёт слабого взаимодействия не подчиняется закону сохранения чётности. Это, в свою очередь, означало, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно пространственной инверсии.

Для проверки инвариантности слабых взаимодействий относительно инверсии координат в 1956 г. поставили опыт (Г-жа Ву и сотрудники), в котором изучали β -распад поляризованных ядер Co^{60} . С помощью сильного магнитного поля \vec{H} магнитные моменты ядер $\vec{\mu}_J$, а следовательно, и ядерные спины \vec{J} , были „выстроены» в одном направлении. Чтобы предотвратить деполяризацию ядер, обусловленную тепловым движением, источник β -частиц поддерживался при очень низкой темпе-

ратуре ($\sim 0,01 \text{ K}^\circ$). В опыте измеряли скорость счета детектора β - частиц в зависимости от времени, которое отсчитывалось с момента отключения ориентирующего поля \vec{H} . Измерения проводили при двух взаимно противоположных направлениях намагничивающего поля (или двух направлениях координатной оси z), что соответствовало пространственной инверсии.

Результаты таких измерений ясно показали, что β -частицы испускаются преимущественно в направлении, обратном направлению спина ядра \vec{J} (рис. 3.21), тогда как принцип инвариантности относительно пространственной инверсии требовал, чтобы количество зарегистрированных β -частиц было одинаковым для двух взаимно противоположных направлений.

последствии с помощью других экспериментов было показано, что нарушение зеркальной симметрии характерно не только для β -радиоактивности, но и для всех процессов слабого взаимодействия.

3.7. Переходы ядер из возбужденных состояний

Ядро-это составная частица, и в зависимости от того, как «упакованы» нейтроны и протоны в ядре, его масса принимает ряд значений. В состоянии с наименьшей массой m (основном состоянии) ядро может существовать сколь угодно долго. Состояния с большими массами m^* (возбужденные состояния) неустойчивы. Время жизни возбужденного ядра, как правило, невелико и по порядку величины составляет 10^{-13} с. Однако у некоторых ядер существуют так называемые *метастабильные состояния*, время жизни которых на много порядков больше. Такие ядра называют *изомерами* (см. п. 3.7.2).

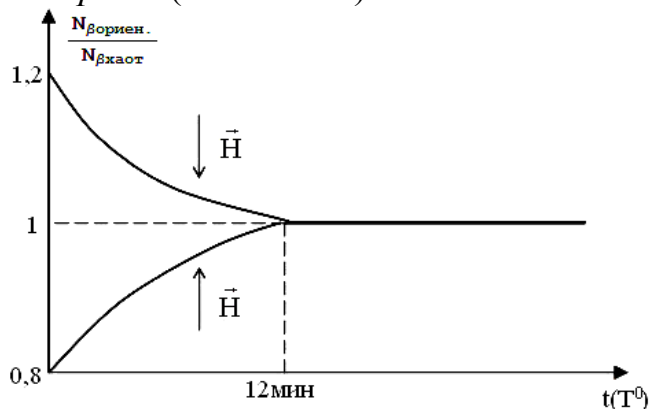


Рис. 3.21. Зависимость относительной скорости счета детектора β -частиц от времени (или температуры источника β -частиц). Время отсчитывается с момента отключения ориентирующего спины ядер поля \vec{H} .

$N_{\beta \text{ ориен.}}$ – скорость счета детектора при наличии ориентации спинов ядер,
 $N_{\beta \text{ хаот.}}$ – скорость счета детектора при отсутствии определенной ориентации

В возбужденном состоянии ядра образуются в результате протекания каких-либо ядерных превращений, в том числе после α - и β -распада. Основным механизмом, с помощью которого ядро снимает возбуждение, является γ -излучение ядер, т. е. испускание ядрами жесткого электромагнитного излучения с энергиями в диапазоне от нескольких десятков $kэВ$ до единиц $MэВ$. Помимо испускания γ -квантов у ядер имеется еще два способа снять возбуждение – внутренняя электронная конверсия и парная электронная конверсия. При внутренней электронной конверсии энергия возбуждения ядра $W = (m^* - m) \cdot c^2$ передается одному из электронов атомной оболочки, при этом электрон вылетает из атома. Вылет электронов чаще происходит с внутренних оболочек, расположенных ближе к ядру. При парной конверсии энергия возбуждения ядра W превращается в электронно-позитронную пару. Внутренняя электронная конверсия и парная конверсия являются процессами, конкурирующими с γ -излучением ядер.

3.7.1. Гамма-излучение ядер

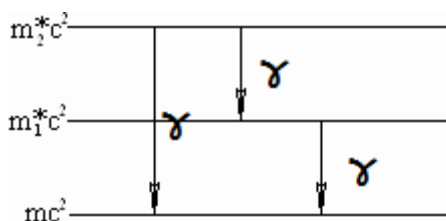


Рис. 3.22. Схема γ -излучения ядер

Испускание γ -квантов возбужденными ядрами может быть однократным или каскадным, когда возбуждение ядра снимается в результате последовательного испускания нескольких γ -квантов (рис.3.22).

Законы сохранения энергии и импульса для процесса испускания γ -квантов имеют вид:

$$\begin{cases} Q_\gamma = E_\gamma + T_{я.о.}; & (3.84) \\ 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{я.о.}. & (3.85) \end{cases}$$

Из уравнений (3.84), (3.85) следует, что спектр γ -квантов должен быть моноэнергетическим (два уравнения с двумя неизвестными). На самом деле спектр является дискретным, поскольку у ядер имеется несколько возбужденных состояний.

Подавляющую часть энергии реакции уносит γ -квант, как легкая частица ($T_{я.о.} \ll E_\gamma$):

$$E_\gamma \approx Q_\gamma. \quad (3.86)$$

Произведем оценку $T_{я.о.}$, используя закон сохранения импульса:

$$P_\gamma^2 = P_{я.о.}^2, \quad (3.87)$$

откуда с учетом (3.86) получим:

$$T_{\text{я.о.}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2mc^2} \approx \frac{Q_{\gamma}^2}{2mc^2}. \quad (3.88)$$

При $Q_{\gamma} \approx 0,1 - 1 \text{ МэВ}$ и $A \approx 100$:

$$T_{\text{я.о.}} \approx \frac{(0,1 - 1)^2 \text{ МэВ}^2}{2 \cdot 100 \cdot 940 \text{ МэВ}} \approx 0,1 - 10 \text{ эВ} \approx (10^{-6} - 10^{-5}) Q_{\gamma}.$$

Как отмечено ранее, в возбужденном состоянии ядра образуются в результате α - и β -распада. После α -распада обычно испускаются γ -кванты небольшой энергии ($E_{\gamma} \lesssim 0,5 \text{ МэВ}$), так как α -распад с образованием дочернего ядра в сильно возбужденном состоянии затруднен из-за малой прозрачности потенциального барьера для α -частиц с низкими энергиями (см. п. 3.5).

Вероятность β -распада является более слабой функцией энергии реакции ($\lambda \sim Q_{\beta}^5$, см. п. 3.6), чем вероятность α -распада. Поэтому после β -распада ядра образуются в более сильных возбужденных состояниях и энергии γ -квантов достигают $2 - 2,5 \text{ МэВ}$.

Наряду с α - и β -распадом существует ряд других механизмов образования возбужденных ядер, например, кулоновское возбуждение, реакции под действием нейтронов и т. д.

Вероятность γ -перехода и правила отбора

Механический момент J , который уносит γ -квант, может иметь только целые значения, отличные от нуля. При этом для каждого значения момента существует одно состояние с положительной четностью и одно – с отрицательной. Каждое состояние γ -кванта с некоторым значением J и четностью называют *мультиполем* определенного типа, а именно: состояние с моментом J и четностью $(-1)^J$ называют электрическим 2^J -полем, а состояние с моментом J и четностью $(-1)^{J+1}$ – магнитным 2^J -полем. Например, низшие мультиполи имеют следующие названия: при $J=1$ – диполь; $J=2$ – квадруполь; $J=3$ – октуполь. Для обозначения γ -квантов определенной мультипольности используют следующие стандартные обозначения: сначала ставится буква E для электрического и буква M для магнитного мультиполя, затем пишется цифра, равная моменту J . Например, электрическое дипольное излучение обозначают через E1, магнитное дипольное – через M1, электрическое квадрупольное E2 и т. д. Можно предположить, что испускание электрических мультиполей E1, E2 и т. д. связано с перераспределением зарядов в ядре, а магнитных мультиполей M1, M2 и т. д. – с переориентацией магнитных моментов нуклонов. Излучение определенной мультипольности характеризуется своим угловым распределением $\sim P_J(\cos\theta)$.

Ввиду малости константы электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ вероятность радиационного перехода можно рассчитать (также, как и вероятность β -распада, см. п. 3.6) методом теории возмущений:

$$\lambda = \int d\omega = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |M_{HK}|^2 \int \rho(E) dE, \quad (3.89)$$

где $\rho(E)$ – плотность конечных состояний; $M_{HK} = \int \psi_K^* \hat{H} \psi_H dV$ – матричный элемент гамильтониана взаимодействия электромагнитного поля с зарядами и магнитными моментами нуклонов \hat{H} , ψ_H, ψ_K – соответственно волновые функции начального и конечного состояний ядра. Электромагнитная теория позволяет записать выражения для \hat{H} и $\rho(E)$. Тогда, пользуясь какой-либо моделью ядра (например, одночастичной оболочечной, как в элементарной теории β -распада), можно определить волновые функции ψ_H, ψ_K и рассчитать вероятность радиационного перехода. Основным результатом расчета сводится к тому, что вероятность испускания γ -кванта с моментом J пропорциональна величине $(R/\lambda)^{2J}$, где R – радиус ядра, λ – длина волны испускаемых квантов.

Разрешенные значения J находятся из законов сохранения механического момента и четности (или соответствующих правил отбора). Например, из закона сохранения механического момента

$$\vec{J}_H = \vec{J}_K + \vec{J}$$

следует, что квантовое число J может принимать значения в диапазоне:

$$|J_H - J_K| \leq J \leq |J_H + J_K|, \quad (3.91)$$

где J_H, J_K – спин ядра соответственно в начальном и конечном состояниях.

При типичных значениях $E_\gamma \approx 1$ МэВ и для ядер из середины таблицы Менделеева ($A \approx 100$):

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{r_0 \cdot A^{1/3} \cdot E_\gamma}{2\pi \cdot \hbar \cdot c} = \frac{6 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 10^{-2} \div 10^{-3}, \text{ т. е. много меньше}$$

единицы. Поэтому возрастание J на единицу приводит к уменьшению вероятности испускания γ -квантов большей мультипольности в $(R/\lambda)^{2J} / (R/\lambda)^{2(J+1)} \approx 10^5$ раз. Отсюда следует, что главную роль в радиационных переходах играют электрические и (или) магнитные мультиполи с наименьшими значениями J_E и (или) J_M . Кроме того, набор разрешенных значений J_E и (или) J_M определяется правилами отбора по четности:

$$P_H = P_K \cdot (-1)^{J_E}; P_H = P_K \cdot (-1)^{J_{M+1}}, \quad (3.92)$$

где P_H и P_K – четности ядра в начальном и конечном состояниях. Из этих соотношений следует, например, что E1 – переход возможен только между состояниями с разной четностью, а M1 – переход с одинаковой.

В табл. 3.4 приведены главные γ -переходы для случая $J_H - J_K = 0, \pm 1$ (кроме 0–0 – перехода, который невозможен, т. к. J не может быть равен нулю) при одинаковой и различной четностях исходного и конечного состояний.

Таблица 3.4

Главные γ -переходы при одинаковой и различной чётности исходного и конечного состояний

$\frac{P_H}{P_K}$	$ \Delta I $			
	0	1	2	3
-1	<u>E1</u> ;M2	<u>E1</u> ;M2	<u>M2</u> ;E3	<u>E3</u> ;M4
+1	<u>M1</u> ;E2	<u>M1</u> ;E2	<u>E2</u> ;M3	<u>M3</u> ;E4

3.7.2. Ядерная изомерия

Времена жизни γ -активных ядер обычно невелики и имеют порядок $10^{-13} \div 10^{-7} \text{ с}$. Но при сочетании высокой степени запрета по механическому моменту и четности с малой энергией перехода γ -активные ядра могут существовать в возбужденном состоянии в течение довольно продолжительного времени (до нескольких часов, а иногда и больше). Такие долгоживущие возбужденные состояния ядер называют *изомерами*.

Характерным примером изомера может служить индий-115, схема низших уровней которого приведена на рис. 3.23.

Основное состояние ядра имеет характеристику $9/2^+$. Первый возбужденный уровень имеет небольшую энергию,

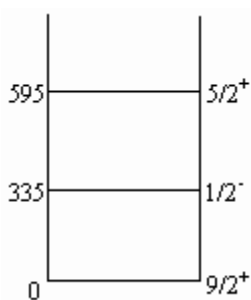


Рис. 3.23. Схема уровней ядра $^{115}_{49}\text{In}$; энергии уровней в кэВ

равную 335 кэВ, и характеристику $1/2^-$. В соответствии с правилами отбора (3.91), (3.92) наименьшее разрешенное значение $J=4$, и между этими состояниями осуществляется магнитный переход M4. Вероятность такого перехода $\sim (R/\lambda)^8$ столь мала, что время жизни возбужденного уровня составляет 14,4 часа. В табл. 3.5 приведены периоды полураспадов для электрических и магнитных переходов при $J=1 \dots 5$ и двух значениях энергии: $E_\gamma=0,1 \text{ МэВ}$ и $E_\gamma=1 \text{ МэВ}$.

Таблица 3.5

Время жизни возбужденных уровней в зависимости от величины механического момента γ -кванта

J	$E_\gamma=0,1$ МэВ		$E_\gamma=1$ МэВ	
	электрический переход	магнитный переход	электрический переход	магнитный переход
1	$\sim 10^{-13}$ с	$\sim 10^{-11}$ с	$\sim 10^{-16}$ с	$\sim 10^{-14}$ с
2	$\sim 10^{-6}$ с	$\sim 10^{-4}$ с	$\sim 10^{-11}$ с	$\sim 10^{-9}$ с
3	$\sim 10^1$ с	$\sim 10^3$ с ≈ 15 мин	$\sim 10^{-6}$ с	$\sim 10^{-4}$ с
4	$\sim 10^8$ с ≈ 3 года	$\sim 10^{10}$ с ≈ 300 лет	$\sim 10^{-1}$ с	~ 10 с
5	$\sim 10^{15}$ с $\approx 10^8$ лет	$\sim 10^{17}$ с $\approx 10^{10}$ лет	$\sim 10^4$ с ≈ 3 ч	$\sim 10^6$ с ≈ 10 дн

Наличие изомерных состояний у некоторых β -активных ядер приводит к тому, что у таких ядер период полураспада принимает 2 значения. Например, у изотопа ${}^{80}_{35}\text{Br}$, образующегося из ядра ${}^{79}_{35}\text{Br}$ в результате захвата нейтрона, периоды полураспада составляют 18 мин и 4,4 ч.

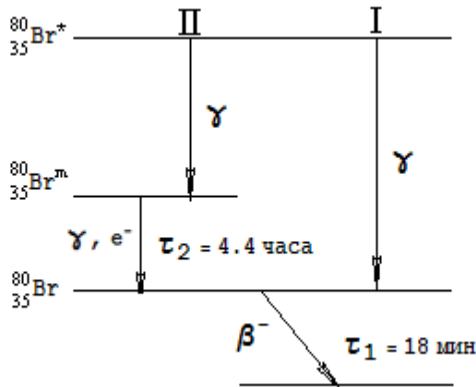


Рис. 3.24. Процессы, происходящие с ядром Br^{80}_{35} с момента его образования в сильновозбужденном состоянии

Процессы, происходящие с ядром ${}^{80}_{35}\text{Br}$ с момента его образования в сильновозбужденном состоянии, изображены на рис. 3.24.

При наличии метастабильного состояния переходы могут происходить двумя различными способами, отмеченными на рисунке цифрами I и II. Образовавшееся ядро ${}^{80}_{35}\text{Br}^*$ быстро переходит либо в основное

(${}^{80}_{35}\text{Br}$, цифра I), либо в метастабильное состояние (${}^{80}_{35}\text{Br}^m$, цифра II), из которого медленно с периодом 4,4 часа переходит в основное состояние с последующим испусканием β -частицы. При этом энергетические спектры β -частиц будут одинаковы, т. к. они испускаются с одного и того же уровня.

Известно около сотни достаточно долгоживущих ядер-изомеров, Анализ их распределения по числу содержащихся в них нуклонов выявил следующие закономерности. Наибольшее число изомерных состояний имеют ядра с нечетным количеством нуклонов, они достаточно часто встречаются среди нечетно-нечетных ядер и очень редко у четно-четных. На рис. 3.25 изображена зависимость доли изомерных состояний у ядер с нечетным A от числа содержащихся в них протонов Z или нейтронов N .

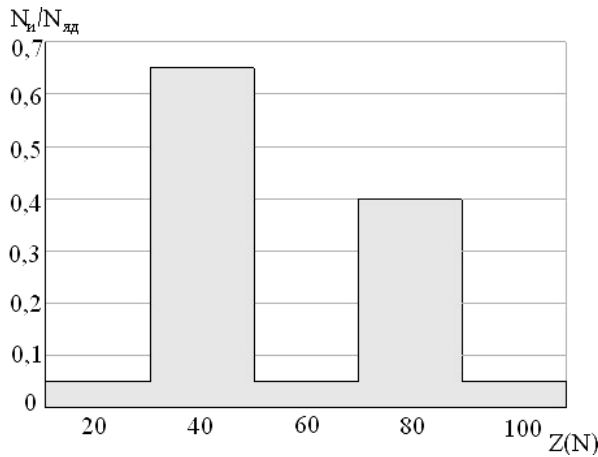


Рис. 3.25. Относительное содержание изомерных состояний ядер в зависимости от порядкового номера Z или числа нейтронов N

Эту зависимость можно объяснить с помощью модели ядерных оболочек. Изомерные состояния возникают там, где оболочечные уровни, близкие друг другу по энергии, сильно различаются по спину. Именно в этих областях и находятся так называемые «острова изомерии». Так наличие изомера у ядра $^{115}_{49}\text{In}$ объясняется тем, что неспаренный 49-й протон находится в основном состоянии на уровне $2p_{1/2}$, а в возбужденном состоянии – $1g_{9/2}$.

Острова изомерии расположены непосредственно перед магическими числами 50, 82, 126.

3.7.3. Внутренняя конверсия электронов

В процессе внутренней конверсии энергия возбуждения ядра $W = (m^* - m) \cdot c^2$ передается непосредственно одному из ближайших к ядру электронов атома. Вылетающие из атома электроны называют *конверсионными*. Энергетически выгодная вакансия, образующаяся на одной из нижних оболочек, заполняется электронами с более высоких уровней. Поэтому процесс внутренней электронной конверсии сопровождается испусканием характеристического излучения. Кроме того, внутренняя электронная конверсия приводит к испусканию («стряхиванию») низкоэнергетических электронов с внешних оболочек атома – *Оже-электронов*.

Закон сохранения энергии для процесса внутренней электронной конверсии с учетом энергии связи электронов в атоме имеет вид:

$$Q_c = (m^* - m) \cdot c^2 = \varepsilon_i + T_{ei} + T_{я.о.} \quad (3.93)$$

Здесь ε_i – энергия связи электрона на i -ой оболочке, T_{ei} – кинетическая энергия конверсионного электрона, вылетевшего с i -й оболочки. Электрон много «легче» ядра, поэтому $T_{я.о.} \ll T_{ei}$, следовательно, кинетической энергией ядра отдачи в законе сохранения энергии можно пренебречь. Из формулы (3.93) видно, что спектр конверсионных электронов является дискретным, причем кинетическая энергия электронов T_{ei} возрастает с номером оболочки ($T_{eK} < T_{eL} < T_{eM}$ и т. д.), так как энергия связи электронов ε_i , наоборот, с увеличением номера оболочки уменьшается

($\varepsilon_K > \varepsilon_L > \varepsilon_M$ и т. д.). На рис. 3.26 представлен типичный вид тра конверсионных электронов. Видно, что с наибольшей вероятностью процесс внутренней электронной конверсии идет на ближайшей к ядру K -оболочке.

Если в возбужденном состоянии ядро образуется после β -распада, то при измерении спектра β -частиц будут регистрироваться и конверсионные электроны. На рис. 3.27 приведен спектр β -частиц, испускаемых изотопом Hg_{80}^{203} (энергия β -частиц, отложенная на оси абсцисс, приведена в относительных единицах). Схема распада изотопа Hg_{80}^{203} представлена на рис. 3.28.

Из этой схемы видно, что узкие пики в β -спектре соответствуют энергии возбужденного уровня конечного ядра Tl_{81}^{203*} , а выбивание электронов происходит с K -, L -, M -оболочек. Кстати, по «расстоянию» (на энергетической шкале) между пиками конверсионных электронов можно определить, на каком химическом элементе происходит конверсия.

Процесс испускания конверсионных электронов является конкурирующим с γ -излучением ядер. Относительная вероятность протекания внутренней электронной конверсии характеризуется коэффициентом внутренней конверсии:

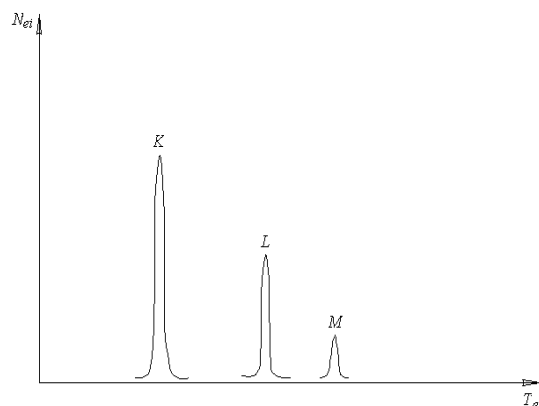


Рис. 3.26. Типичный вид спектра конверсионных электронов

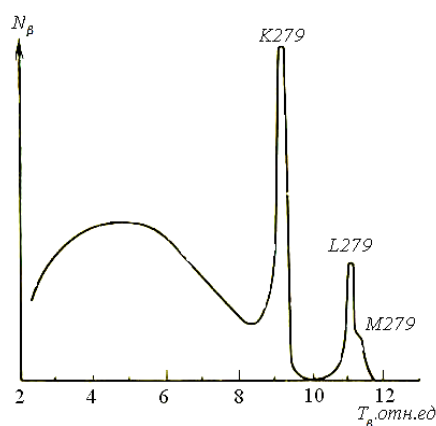


Рис. 3.27. Спектр β -частиц, испускаемых изотопом Hg_{80}^{203}

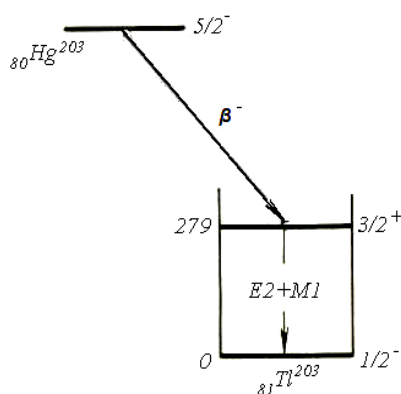


Рис. 3.28. Схема распада изотопа Hg_{80}^{203}

$$w_c = \frac{\lambda_c}{\lambda_\gamma}, \quad (3.94)$$

где $\lambda_c, \lambda_\gamma$ – постоянные соответствующих процессов. Коэффициент внутренней конверсии возрастает с ростом Z (внутренние оболочки в тяжелых атомах располагаются ближе к ядру, чем в легких) и уменьшается с увеличением энергии возбуждения ядра (с ростом энергии возбуждения увеличивается отношение R_γ/λ , определяющее вероятность радиационного перехода). Иногда, при высокой степени запрета по моменту и четности на испускание электромагнитного излучения внутренняя электронная конверсия является единственным процессом, в результате которого ядро переходит в основное состояние. Такая ситуация возникает, например, при 0 – 0-переходах. В качестве примера можно привести ядро Ge_{32}^{72} , у которого основной и первый возбужденный уровни имеют спин, равный нулю. Возбужденное на первый уровень ядро не может испустить γ -квант, т. к. мультиполя с нулевым моментом не существует.

3.7.4. Парная конверсия

В процессе парной конверсии энергия возбуждения ядра превращается в электронно-позитронную пару. Закон сохранения энергии для этого процесса имеет вид:

$$m^*c^2 = mc^2 + 2m_e c^2 + T_+ + T_- + T_{я.о.}, \quad (3.95)$$

где $T_+, T_-, T_{я.о.}$ – кинетические энергии продуктов реакции – позитрона, электрона и ядра отдачи соответственно. Ядро отдачи много «тяжелее» электрона и позитрона, поэтому в законе сохранения энергии (3.95) можно полагать $T_{я.о.} \approx 0$. Из формулы (3.95) видно, что этот процесс идет только при достаточно больших энергиях возбуждения $W \equiv Q_{\pi} = (m^* - m) \cdot c^2 \gtrsim 2m_e c^2 = 1.02 \text{ МэВ}$.

С наибольшей вероятностью этот процесс идет на легких и средних ядрах, у которых существуют высокоэнергетические возбужденные состояния. Для некоторых легких ядер при высокой степени запрета по моменту и четности на γ -излучение парная конверсия является практически единственным процессом, посредством которого ядро снимает свое возбуждение. Например, 0–0-переход в ядре O_8^{16} из состояния с энергией возбуждения 6,06 МэВ в основном идет за счет парной конверсии.

Относительная вероятность протекания процесса парной конверсии определяется коэффициентом парной конверсии:

$$w_{\pi} = \frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_{\gamma}}, \quad (3.96)$$

где λ_{II} , λ_{γ} – постоянные соответствующих процессов. Коэффициент парной конверсии W_{II} возрастает с ростом энергии возбуждения ядра и мультипольности испускаемого γ -излучения.

Контрольные вопросы и упражнения

1. Какое физическое явление называют радиоактивностью? Сформулировать условие, необходимое для радиоактивного распада. Перечислить виды радиоактивности.
2. Какой процесс называют простым распадом? Сложным распадом?
3. Поясните физический смысл постоянной распада, периода полураспада, активности.
4. Запишите законы сохранения энергии и импульса для радиоактивных распадов; нарисуйте энергетические диаграммы для α -, β -, γ -распадов.
5. Поясните, как определяется период полураспада по ширине спектральной линии γ -излучающих ядер. Приведите пример.
6. Как определяются периоды полураспада по измерениям активности?
7. Поясните, как используется вековое уравнение для определения периода полураспада долгоживущих ядер. Приведите пример.
8. Что понимают под термином «спектр частиц»? Нарисуйте типичные спектры α -, β - и γ -радиоактивных ядер, дайте необходимые пояснения.
9. На каком физическом явлении основана элементарная теория α -распада. Приведите формулу для постоянной α -распада, дайте необходимые пояснения.
10. Опишите косвенный опыт по обнаружению нейтрино.
11. Сформулируйте основные идеи опыта по прямому обнаружению нейтрино.
12. Сформулируйте основные положения элементарной теории β -распада.
13. Что называют графиком Кюри? Для каких целей он используется?
14. Дайте определение сравнительного периода полураспада. От чего зависит его величина? Приведите классификацию Ш-распадов по величине сравнительного периода полураспада.
15. Сформулируйте идею опыта г-жи Ву (несохранение четности при β -распаде).
16. Какое ядро называют возбужденным? Какими способами ядро может снять возбуждение? Запишите закон сохранения энергии для всех способов.

17. Сформулируйте правила отбора по моменту и четности для γ -излучающих ядер.
18. Какие ядра называют изомерами? Как объясняется явление изомерии на основе оболочечной модели?
19. Получите связь между периодом полураспада и постоянной распада.
20. Выведите закон простого радиоактивного распада.
21. Выведите закон сложного радиоактивного распада. Постройте график $N_2(t)$ при $N_{02}=0$ и $\lambda_1 \ll \lambda_2$.
22. Радиоактивные ядра A испытывают превращения по цепочке $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3$ (стабильные) с соответствующими постоянными распада λ_1 и λ_2 . В начальный момент препарат содержал только ядра A_1 в количестве N_{01} . Найдите закон накопления стабильных ядер.
23. Из законов сохранения энергии и импульса выведите формулу для кинетической энергии α -частицы.
24. Запишите законы сохранения энергии и импульса для α -распада Rn^{222} , β^- -распада C_6^{14} и γ -распада Co^{60} .
25. Перечислите виды β -активности, получите энергетические условия для них через избытки масс атомов. Придумайте ядро и запишите для него энергетическое условие β^- -распада.
26. Вычислите интеграл в формуле для коэффициента прозрачности кулоновского барьера.
27. Получите формулу, описывающую спектр β -частиц.
28. Используя закон сохранения энергии и импульса, оцените энергию отдачи ядра с массовым числом $A=200$ и энергией распада $Q_\gamma=0,5$ МэВ.

Задачи

1. Сколько бета-частиц испускает за один час 1 мг Na^{24} , период полураспада которого $T=15$ час?
2. Удельная активность препарата, состоящего из активного кобальта Co^{58} и неактивного Co^{59} , составляет $2,2 \cdot 10^{12}$ Бк/г. Период полураспада Co^{58} равен 71,3 суток. Найдите отношение массы активного кобальта в этом препарате к массе препарата.
3. При изучении бета-распада Mg^{27} в момент $t=0$ был включен счетчик. К моменту $t_1=2$ с он зарегистрировал N_1 бета-частиц, а к моменту $t_2=3t_1$ в 2,66 раза больше. Найдите среднее время жизни данных ядер.
4. Изотоп P^{32} , период полураспада которого $T=14,3$ суток, образуется в ядерном реакторе со скоростью $g=2,7 \cdot 10^9$ ядер/с. Через какое время после начала образования этого изотопа его активность станет $A=10^9$ Бк.

5. Радиоактивные ядра Bi^{210} распадаются по цепочке $Bi^{210} \rightarrow Po^{210} \rightarrow Pb^{206}$ (стабильные), где постоянные распада $\lambda_1=1.6 \cdot 10^{-6}$ с и $\lambda_2=5.8 \cdot 10^{-8}$ с. Вычислите альфа- и бета-активности препарата массы 1 мг через месяц после его изготовления.
6. Радиоизотоп Sb^{124} образуется с постоянной скоростью $g=10^9$ ядер/с. С периодом полураспада $T=60$ дней он превращается в стабильный изотоп Te^{124} . Через какое время после начала образования активность радиоизотопа станет равной $A=10$ мКи? Какая масса изотопа Te^{124} накопится в препарате за четыре месяца?
7. Вычислите энергию гамма-лучей, сопровождающих бета-распад ядер Al^{28} ; максимальная кинетическая энергия электронов 2.86 МэВ.
8. Найдите энергию, уносимую нейтрино при K -захвате в атоме Cs^{131} , если полная энергия, выделяющаяся при этом процессе, равна 355 кэВ, а энергия связи K -электрона 35 кэВ.
9. Ядра Po^{210} испускают альфа-частицы с кинетической энергией 5.3 МэВ. Считая, что все ядра образуются в основном состоянии, определите: а) количество тепла, которое выделяет 10 мг препарата Po^{210} за период, равный среднему времени жизни этих ядер; б) первоначальную активность препарата Po^{210} , если за время, равное периоду полураспада этих ядер, выделившаяся энергия составляет 4 кДж.
10. Покоящееся изомерное ядро Ag^{109*} , переходя в основное состояние, испускает или гамма-квант с энергией 87 кэВ, или конверсионный K -электрон с $HR=860$ э.см. Вычислите энергию связи K -электрона. (H – напряженность магнитного поля спектрометра, R – радиус окружности, по которой движется электрон в спектрометре).
11. Покоящееся ядро P^{32} испытывает бета-распад, в результате которого дочернее ядро оказывается в основном состоянии. Определите значение кинетической энергии дочернего ядра.
12. Во сколько раз энергия отдачи ядра при гамма-распаде больше, чем при альфа-распаде, если полная энергия, освобождаемая при альфа-распаде $Q_\alpha=4.9$ МэВ, а при гамма-распаде $Q_\gamma=0.2$ МэВ.
13. Распад ядер Po^{210} происходит из основного состояния и сопровождается испусканием двух групп альфа-частиц: основной с энергией 5.3 МэВ и слабой по интенсивности с энергией 4.5 МэВ. Найдите энергию гамма-квантов, испускаемых дочерними ядрами.

Глава 4 ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

4.1. Вводные замечания

Под *излучением* чаще всего понимают потоки высокоэнергетических частиц-электронов, позитронов, γ -излучения, нейтронов, протонов и т. д. Мощными источниками излучения являются различного рода устройства и установки – ядерные реакторы, ускорители, рентгеновские установки, радиоактивные источники.

Существуют также источники излучения естественного происхождения. Прежде всего, это космическое излучение, подразделяющееся на первичное и вторичное. *Первичное космическое излучение* заполняет космическое пространство и состоит в основном из протонов и α -частиц, с энергиями от десятка *МэВ* и выше. В составе первичного космического излучения в небольших количествах присутствуют также электроны, позитроны, γ -кванты, ядра лития, бериллия, бора и более тяжелых ядер. На пути к поверхности Земли космические лучи проходят атмосферу, в которой они претерпевают ряд превращений. В результате на поверхность земли падает *вторичное космическое излучение*, состоящее из адронов (пионов, протонов, нейтронов), мюонов, электронов и фотонов.

Излучение возникает также в процессе радиоактивных превращений естественных нуклидов, содержащихся в атмосфере (например, C^{14}) и земле (урановые и ториевые ряды, п. 3.1). В связи с этим необходимо отметить, что повышенные уровни излучения наблюдаются в зонах, прилегающих к территориям *ТЭЦ*, работающим на каменном угле. Каменные угли содержат повышенные концентрации урана, тория и, соответственно, дочерних радиоактивных ядер.

И, наконец, источниками высокоэнергетических частиц в окружающей человека среде являются радионуклиды техногенного происхождения. Это в основном продукты реакции деления, попавшие в окружающую среду в результате взрывов ядерного оружия в 50–60-е годы прошлого столетия, чернобыльской катастрофы, аварийных ситуаций на предприятиях ядерно-топливного цикла.

При решении научно-прикладных задач, связанных с прохождением излучения через вещество, наибольший интерес представляют вопросы, связанные с механизмами взаимодействия излучения с атомами вещества, потерями энергии частиц и пробегами их в веществе⁶.

⁶ Подробная информация о прохождении излучения через вещество приведена, например, в справочнике Машковича В.П., Кудрявцевой А.В. «Защита от ионизирующих излучений». Энергоатомиздат, 1995.

По типу и механизму взаимодействия излучения с веществом частицы можно разбить на четыре группы: 1) *тяжелые заряженные частицы* (протоны, α -частицы, дейтроны и т. п.); 2) *легкие заряженные частицы* (прежде всего это электроны и позитроны); 3) *γ -кванты* (жесткое электромагнитное излучение с энергиями от нескольких кэВ и выше); 4) *нейтроны*. При прохождении заряженных частиц и γ -квантов через вещество основную роль играют электромагнитные взаимодействия с электронами среды. Роль взаимодействия с ядрами крайне мала, т. к. электронов в веществе гораздо больше, чем ядер, а размеры ядер примерно на четыре порядка меньше размеров атомов. К тому же очень мал и радиус действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см).

Нейтроны, напротив, испытывают столкновения только с ядрами среды, вступая в те или иные ядерные реакции. Рассмотрим основные закономерности прохождения каждого вида излучения несколько подробнее.

4.2. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество

Тяжелые заряженные частицы (*ТЗЧ*) относятся к классу адронов и участвуют в электромагнитном и сильном взаимодействиях.

Сильное (или ядерное) взаимодействие ТЗЧ с ядрами проявляет себя на малых расстояниях ($\sim 10^{-13}$ см) и приводит к протеканию различных *ядерных реакций* (см. гл. 5). Однако сближению частиц с ядрами на столь малые расстояния препятствует кулоновское отталкивание, поэтому ядерные реакции под действием *ТЗЧ* протекают, как правило, при высоких энергиях частиц – десятки МэВ и выше. Кроме того, столкновения, сопровождающиеся ядерными реакциями, происходят крайне редко из-за малости размеров ядер ($\lesssim 10^{-12}$ см). Для сравнения напомним, что размеры атомов (или электронных оболочек) составляют 10^{-9} – 10^{-8} см. В результате роль ядерного взаимодействия при прохождении *ТЗЧ* через вещество оказывается незначительной, и это взаимодействие можно не учитывать, исключая специальные задачи, например, по физике защиты.

Для тяжелых заряженных частиц основным является *кулоновское взаимодействие при столкновениях с электронами и ядрами вещества*. В столкновениях с ядрами частицы меняют направление движения и передают ядру часть кинетической энергии. Потери энергии *ТЗЧ* в столкновениях с ядрами незначительны, так как такие столкновения происходят сравнительно редко из-за малости размеров ядер и экранировки кулоновского поля ядра электронной оболочкой (рис. 4.1). К тому

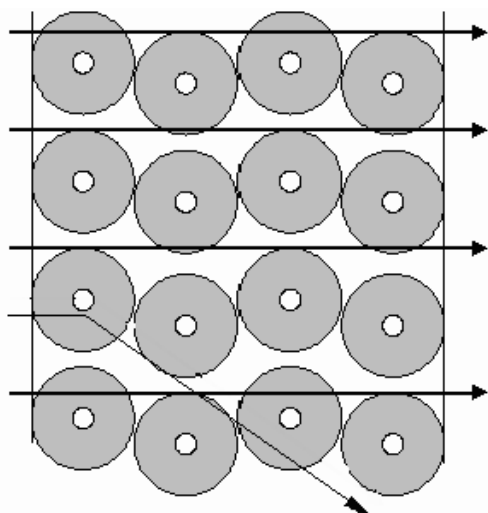


Рис. 4.1. Схематическое изображение траекторий тяжелых заряженных частиц в веществе

же потери энергии в каждом дельном столкновении, как ло, невелики, поскольку $TЗЧ$ обычно много легче ядра.

Тяжелые заряженные частицы теряют свою энергию, в основном, в столкновениях с электронами. При этом электроны могут переходить на более высокие энергетические уровни (*атом возбуждается*) или вылетать из атома (*нейтральный атом превращается в положительно заряженный ион*). В результате дальнего действия кулоновских сил пролетающая через вещество

частица испытывает столкновения с очень большим количеством электронов. Из-за большой разницы в массах тяжелые заряженные частицы в столкновениях с электронами рассеиваются слабо, поэтому траектория их в веществе практически прямолинейна (рис. 4.1).

Потери энергии за счет ионизации и возбуждения атомов вещества на единице пути, или *удельные потери*, вычислены в классической теории Бором и в квантовой теории – Бете и Блохом:

$$-\frac{dT}{dx} = B_{\text{ион}}(T) = \frac{4\pi q^2 e^4}{m_e v^2} n_e \left\{ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(1 - (v/c)^2)} \right) - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right\}. \quad (4.1)$$

Здесь dT – энергия, теряемая частицей на длине пути dx ; qe и v – соответственно заряд и скорость тяжелой заряженной частицы; n_e – число электронов в 1 см^3 тормозящего вещества; m_e и e – соответственно масса и заряд электрона; I – средняя энергия возбуждения. Величина I учитывает потери энергии частицы на ионизацию и возбуждение атомов вещества и определяется путем подгонки теоретических значений удельных потерь к экспериментальным. В результате такой подгонки получено следующее эмпирическое соотношение для величины I :

$$I \approx 13,5Z \text{ (эВ)}, \quad (4.2)$$

где Z – порядковый номер вещества.

Число электронов в единице объема n_e пропорционально плотности вещества ρ :

$$n_e = N_A \cdot \rho \cdot Z / A, \quad (4.3)$$

где N_A – число Авогадро, A – молярная масса (для простых веществ молярную массу можно принять равной массовому числу в граммах). Поэтому потери прямо пропорциональны плотности вещества. Отсюда, в частности, следует, что значения $dT/d(\rho x)$ не сильно отличаются для разных веществ (рис. 4.2). Величина $x_m = \rho x$, имеющая размерность $г/см^2$, является очень удобной единицей измерения длины пути (толщины вещества) в задачах прохождения излучения через вещество и называется *массовой единицей длины*. Следует отметить, что если толщину вещества измерять в массовых единицах, то удельные потери не зависят от агрегатного состояния вещества и слабо зависят от свойств вещества.

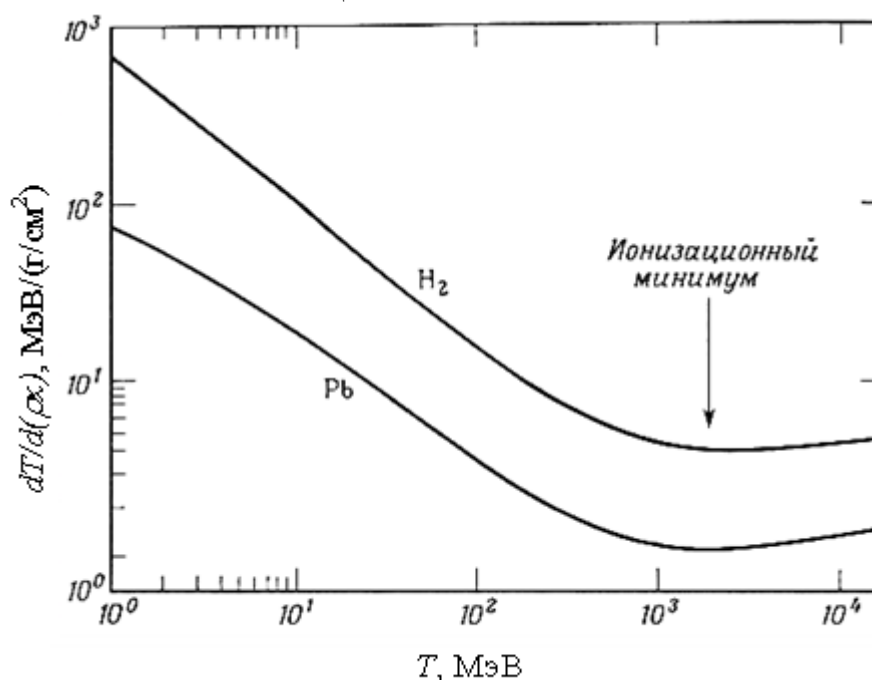


Рис. 4.2. Зависимость удельных потерь энергии $dT/d(\rho x)$ протонов в водороде и свинце от их кинетической энергии T

Сравнение расчетных и экспериментальных значений удельных ионизационных потерь энергии показывает, что формула (4.1) не работает при очень малых ($T \ll mc^2$) и больших ($T \gg mc^2$) энергиях частицы (рис. 4.3), причем в обоих случаях экспериментальные значения (сплошная кривая на рис. 4.3) лежат ниже расчетных (пунктирная кривая).

Расхождение между экспериментальной и расчетной кривыми при низких энергиях связано с тем, что удельные потери сильно ($\sim q^2$) зависят от заряда частицы, а при малых скоростях, близких к скорости атомных электронов, начинает проявляться *эффект перезарядки*, когда частица «подхватывает» электрон вещества, в результате чего её заряд q уменьшается, либо она становится нейтральной.

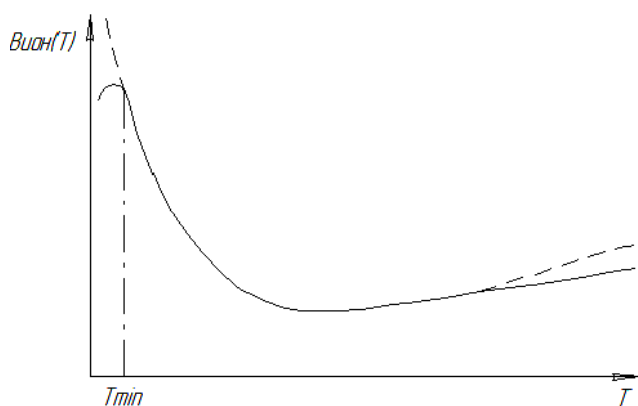


Рис. 4.3. Экспериментальная (—) и расчетная (---) зависимости удельных ионизационных потерь от энергии частицы

Различие в экспериментальных и расчетных значениях удельных ионизационных потерь при высоких энергиях частиц зависит от плотности вещества и проявляется наиболее отчетливо в конденсированных средах. Поэтому в данном случае говорят об «*эффекте плотности*», обусловленном поляризацией атомов вещества, что приводит к экранированию поля частицы и, как следствие, к уменьшению потерь.

Растеряв энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды, частица останавливается (термализуется) на некоторой глубине; при этом её кинетическая энергия $T \sim kT^0$, где T^0 — температура вещества, k — постоянная Больцмана. (Для температуры ~ 300 °K энергия теплового движения kT^0 составляет $\sim 0,025$ эВ, т. е. ничтожно мала по сравнению с начальной энергией частицы).

Длина пути, пройденного частицей в веществе до остановки, называется *пробегом* и обозначается R . Пробег можно вычислить, интегрируя уравнение для потерь энергии частицы dT в тонком слое вещества dx (рис. 4.4):

$$-dT = B_{\text{ион}}(T)dx. \quad (4.4)$$

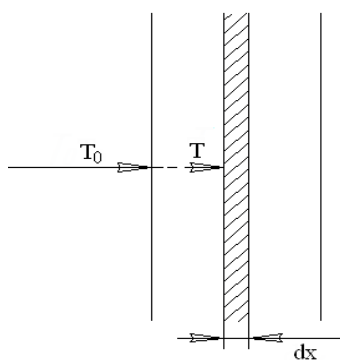


Рис. 4.4. Иллюстрация к дифференциальному уравнению (4.4)

Знак «минус» в уравнении (4.4) указывает на уменьшение кинетической энергии частицы в результате ионизационных столкновений в слое dx . После разделения переменных это уравнение можно проинтегрировать, считая, что энергия частицы в конце пути (энергия теплового движения) равна нулю:

$$\int_0^R dx = - \int_{T_0}^0 \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)}. \quad (4.5)$$

Таким образом, для величины пробега получим следующее выражение:

$$R = \int_0^{T_0} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)}. \quad (4.6)$$

Как сказано выше, формула (4.1) для ионизационных потерь не работает при низких энергиях (при $T \lesssim T_{\text{min}}$, рис.4.3), поэтому при вычислении интеграла (4.6) пределы интегрирования по энергии нужно разбить на два интервала:

$$R = \int_0^{T_{\text{min}}} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)} + \int_{T_{\text{min}}}^{T_0} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)} = R(T_{\text{min}}) + \int_{T_{\text{min}}}^{T_0} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)}. \quad (4.7)$$

Остаточный пробег $R(T_{\text{min}})$ в формуле (4.7) не может быть вычислен, его можно только измерить на опыте. Однако, в большинстве случаев $T_0 \gg T_{\text{min}}$ (начальная кинетическая энергия ТЗЧ составляет обычно единицы МэВ и выше, в то время как T_{min} составляет \sim сотни кэВ), тогда $R(T_{\text{min}}) \ll R$ и остаточным пробегом при вычислении R можно пренебречь.

В инженерных расчетах чаще используют *экстраполированный пробег* R_3 , который определяют по экспериментально измеренным кривым прохождения. Под кривой прохождения понимают зависимость числа частиц $N(x)$, прошедших слой вещества толщиной x , от толщины слоя. Типичный вид кривой прохождения ТЗЧ представлен на рис. 4.5. Из рисунка видно, что экстраполированный пробег определяет минимальную толщину вещества, при которой происходит практически полное поглощение частиц.

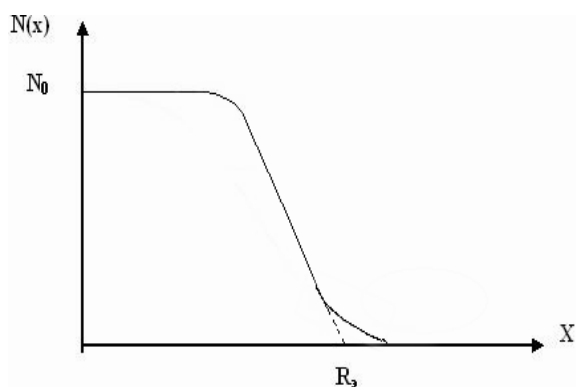


Рис. 4.5. Типичный вид кривой прохождения для тяжелых заряженных частиц: N_0 — число частиц, упавших на мишень, R_3 — экстраполированный пробег

Величина экстраполированного пробега зависит от типа частицы, ее энергии и вещества поглотителя. Путем обработки кривых прохождения, измеренных для частиц с разной энергией в разных веществах, получены эмпирические формулы для экстраполированных пробегов.

Экстраполированный пробег α -частицы в воздухе и веществе с массовым числом A определяется соответственно по формулам:

$$R_{\infty} = 0.31T^{3/2} \text{ см}; \quad 4 < T < 7 \text{ МэВ}; \quad (4.8)$$

$$R_{\infty} = 0.56R_{\infty}(\text{см})A^{1/3}\text{мг/см}^2, \quad (4.9)$$

где R_{∞} (см) – экстраполированный пробег α -частицы той же энергии в воздухе.

Экстраполированный пробег протона в воздухе:

$$R_{p\alpha}(T) = R_{\infty}(4T) - 0.2\text{см}; T > 0,5\text{МэВ}, \quad (4.10)$$

где R_{∞} – экстраполированный пробег α -частицы с кинетической энергией $4T$ в воздухе.

Необходимо отметить, что из-за слабого рассеяния $TЗЧ$ в веществе пробеги R и экстраполированные пробеги R_{∞} отличаются по величине незначительно (R_{∞} меньше R на несколько процентов).

4.3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество

К классу легких заряженных частиц относятся частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях: электроны (e^-), позитроны (e^+), μ -мезоны (μ^+, μ^-). Источниками таких частиц являются ускорители, а электроны и позитроны испускаются еще и радиоактивными ядрами. В этом случае их называют β -частицами.

Легкие заряженные частицы теряют свою энергию в результате кулоновского взаимодействия при столкновениях с электронами и ядрами вещества.

При этом электроны вещества могут переходить на более высокие энергетические уровни (*атом возбуждается*) или отрываться от атома (*атом превращается в ион*). В результате дальнего действия кулоновских сил пролетающая через вещество частица испытывает столкновения с очень большим количеством электронов. Потери энергии легких заряженных частиц на ионизацию и возбуждение атомов вещества называют *ионизационными*.

Из-за малости массы легкие заряженные частицы в столкновениях могут значительно отклоняться от первоначального направления движения, поэтому, во-первых, их траектория в веществе представляет собой ломаную линию, а во-вторых, двигаясь по искривленной траектории (т. е. с ускорением), они излучают электромагнитные волны, или так называемое *тормозное излучение*. Потери энергии легких заряженных частиц на тормозное излучение называют *радиационными*. Потери энергии в расчете на единицу длины пути (*удельные ионизационные $V_{\text{ион}}$ и радиационные потери энергии $V_{\text{рад}}$*) можно рассчитать по известным формулам⁷. Необходимо отметить, что ионизация и возбуждение атомов ве-

⁷ См. Беспалов В.И. Основы взаимодействия излучений с веществом: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2003.

щества наряду с тормозным излучением широко используются в научных исследованиях, приборостроении, технике, медицине, экологии и т. п.

Качественный вид зависимости удельных ионизационных и радиационных потерь от энергии частиц приведен на рис. 4.6.

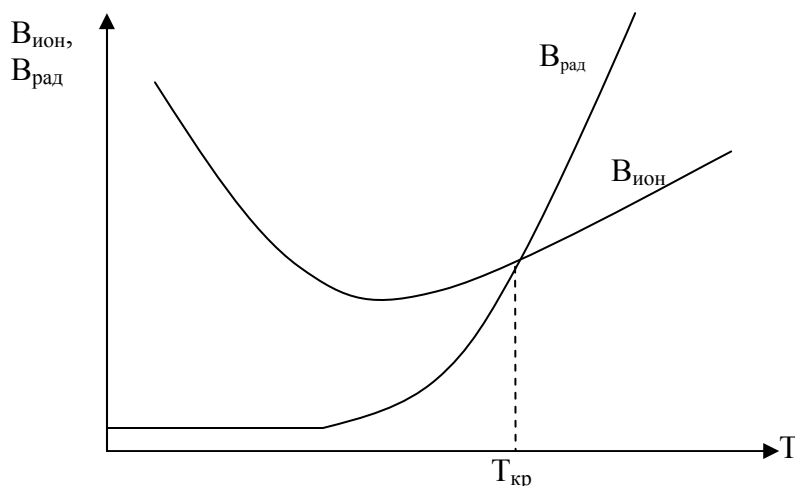


Рис.4.6. Качественная зависимость удельных ионизационных и радиационных потерь от энергии частиц

Энергия частиц, при которой ионизационные и радиационные потери равны, называется критической ($T_{кр}$). Для электронов значения $T_{кр}$, рассчитанные по эмпирической формуле:

$$T_{кр} \approx \frac{800}{Z} \text{ МэВ}, \quad (4.11)$$

приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Значения критической энергии электронов $T_{кр}$ для различных веществ

Вещество	Z	Плотность, г/см ³	Критическая энергия, МэВ
H ₂ (жидкость)	1	0,071	340
He (жидкость)	2	0,125	220
C	6	1,5	103
Al	13	2,7	47
Fe	26	7,87	24
Pb	82	11,35	6,9
Воздух		0,0012	83
Вода		1	93

Пробег легких заряженных частиц в веществе определяется формулой, аналогичной формуле (4.6) для пробега тяжелых заряженных частиц:

$$R = R(T_{\min}) + \int_{T_{\min}}^{T_0} \frac{dT}{B_{\text{пол}}(T)}. \quad (4.12)$$

Здесь $B_{пол}(T) = B_{ион}(T) + B_{рад}(T)$ – полные удельные потери энергии частицы, T_0 – ее начальная энергия, $T_{мин} \approx$ единицы $кэВ$ – минимальная кинетическая энергия легкой заряженной частицы, ниже которой перестают быть справедливыми формулы для ионизационных потерь, полученные в приближении, что скорость быстрой частицы много больше скорости атомных электронов. Обычно $R(T_{мин}) \ll R$ и этой величиной при расчете пробега пренебрегают. Как следует из рис. 4.6, при $T \ll T_{кр}$ полные потери энергии электронов определяются, в основном, ионизационными потерями $B_{пол}(T) \approx B_{ион}(T)$, а при высоких энергиях $T \gg T_{кр}$

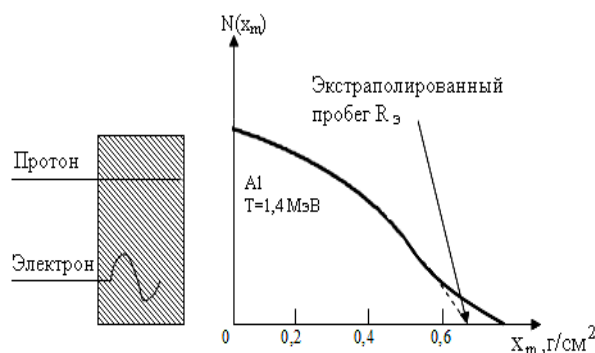


Рис. 4.7. Прохождение протонов и электронов, обладающих одной и той же полной длиной пробега, через поглотитель. Справа приведена зависимость $N(x_m)$ от x_m для моноэнергетических электронов

основными являются потери на тормозное излучение $B_{пол}(T) \approx B_{рад}(T)$.

Зависимость числа прошедших через поглотитель моноэнергетических электронов N от толщины слоя вещества x_m показана на рис. 4.7.

Экстраполированные пробеги электронов так же, как и тяжелых заряженных частиц, рассчитывают по эмпирическим формулам.

Для электронов экстраполированный пробег в алю-

минии хорошо описывается следующими соотношениями:

$$R_э(г/см^2) = \begin{cases} 0,407T^{1,38}; & 0,15 < T < 0,8 МэВ; \\ 0,542T - 0,133; & 0,8 < T < 3 МэВ. \end{cases} \quad (4.13)$$

Следует отметить, что формулы (4.13) с хорошей точностью описывают пробеги в любых не слишком тяжелых веществах, если потери энергии электрона являются в основном ионизационными (т. е., если $T \ll T_{кр}$). Из-за сильного рассеяния электронов в веществе экстраполированные пробеги $R_э$ заметно меньше пробегов R , рассчитанных по формуле (4.12):

$$R_э \approx (0,4 \div 0,8)R. \quad (4.14)$$

Отличие тем больше, чем больше порядковый номер вещества и, следовательно, сильнее рассеяние.

Закон поглощения β -частиц, имеющих непрерывный спектр, описываются формулой:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}, \quad (4.15)$$

где N_0 – поток β -частиц, падающих на вещество; $N(x)$ – поток β -частиц на глубине x ; μ – линейный коэффициент поглощения. Массовый коэффициент поглощения ($\text{см}^2/\text{г}$):

$$\mu / \rho = 22 / T_{\beta \text{ max}}^{4/3}; \quad 0,05 < T_{\beta \text{ max}} < 6 \text{ МэВ}, \quad (4.16)$$

где $T_{\beta \text{ max}}$ – граничная энергия спектра β -частиц, МэВ.

4.4. Прохождение γ -квантов через вещество

Под термином « γ -квант» понимают жесткое электромагнитное излучение с энергиями десятки кэВ и выше, что соответствует длинам волн $\lambda \lesssim 10^{-9} \text{ см}$.

Гамма-кванты испытывают электромагнитное взаимодействие с электронами и ядрами среды. Взаимодействие с ядрами может привести к протеканию так называемых *фотоядерных реакций*, когда γ -квант поглощается, а из ядра вылетает протон или чаще нейтрон. Однако вероятность протекания фотоядерных реакций невелика. К тому же такие реакции идут под действием γ -квантов с достаточно высокими энергиями, превышающими энергию связи нуклонов в ядре, что для большинства ядер составляет около 8–10 МэВ. Поэтому при решении задач о прохождении γ -квантов сравнительно невысоких энергий фотоядерные реакции вообще не учитывают, а при прохождении γ -квантов высоких энергий фотоядерные реакции рассматриваются обычно как источник нейтронов и (или) протонов, если это вытекает из условий поставленной задачи, например, в физике защиты.

Существует три основных процесса, определяющих закономерности прохождения γ -квантов через вещество: *фотоэффект, комптон-эффект и рождение электронно-позитронных пар*.

4.4.1. Фотоэффект

При *фотоэффекте* γ -квант поглощается атомом, после чего атом испускает электрон с одной из своих внутренних оболочек. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что фотоэффект возможен только на связанных в атоме электронах. Докажем это утверждение, используя метод «от противного», т. е. будем считать, что возможно поглощение γ -кванта свободным электроном. Тогда законы сохранения энергии и импульса будут иметь вид (для простоты полагаем, что электрон покоится):

$$\begin{cases} E_\gamma + m_e c^2 = m_e c^2 + T_e; & (4.17) \\ \vec{P}_\gamma = \vec{P}_e. & (4.18) \end{cases}$$

Уравнение (4.17) с учетом $m_e c^2 + T_e \equiv E_e = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ запишется в виде:

$$E_\gamma = m_e c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \quad (4.19)$$

где $\beta = v/c$.

В законе сохранения импульса перейдем к энергиям ($E_\gamma = P_\gamma c$) и учтем, что $P_e = \frac{m_e v}{\sqrt{1-\beta^2}}$; тогда уравнение (4.18) примет вид:

$$E_\gamma = m_e c^2 \cdot \left(\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \right). \quad (4.20)$$

Совместное решение уравнений (4.19), (4.20) дает следующие значения для β :

1. $\beta=0$ – частицы не существуют;
2. $\beta=1$ – нефизическое решение (скорость частицы не может быть равна скорости света).

Таким образом, свободный электрон поглотить γ -квант не может, для протекания такого процесса необходима связь электрона в атоме. Данное обстоятельство определяет вид зависимости сечения фотоэффекта

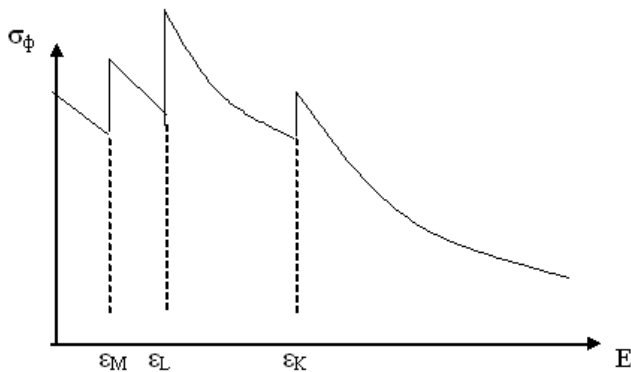


Рис.4.8. Качественный вид зависимости сечения фотоэффекта σ_ϕ от энергии γ -квантов E_γ . $\epsilon_K, \epsilon_L, \epsilon_M$ – энергии связи электронов на соответствующих оболочках

та σ_ϕ от энергии γ -кванта (рис. 4.8) и характерный для этого процесса энергетический диапазон – десятки $kэВ$ – единицы $MэВ$.

Напомним, что сечение σ какого-либо процесса является мерой вероятности протекания этого процесса в расчете на одну упавшую частицу и один атом (или ядро, если речь идет о ядерной реакции). Из кривой $\sigma_\phi(E_\gamma)$, приведенной на рис. 4.8,

видно, что с наибольшей вероятностью фотоэффект идет при энергиях γ -квантов, близких к энергии связи электронов на внутренних K -, L -, M - и т. д. оболочках. Очевидно, γ -кванты с такими энергиями хорошо «чувствуют» связь электронов в атоме. Следует отметить, что для большинства

атомов, исключая легкие, энергии связи электронов на внутренних оболочках как раз составляют десятки-сотни $kэВ$. Связь электронов в атоме, обусловленная кулоновским притяжением к ядру, тем сильнее, чем больше заряд ядра Ze . Поэтому сечение фотоэффекта сильно ($\sim Z^5$) зависит от порядкового номера атома, и на тяжелых атомах фотоэффект идет с заметной вероятностью даже при энергиях γ -квантов порядка нескольких $MэВ$.

4.4.2. Комptonовское рассеяние

Комптон-эффектом называют процесс рассеяния γ -квантов на свободных электронах. Свободных (в абсолютном смысле) электронов в веществе не бывает. Но для γ -квантов с энергиями, много большими энергии связи электронов в атоме, электроны вещества «кажутся» свободными и покоящимися. После столкновения с электроном γ -квант меняет направление движения и передает часть своей энергии электрону вещества, в результате чего электрон (как и при фотоэффекте) вылетает из атома (рис. 4.9).

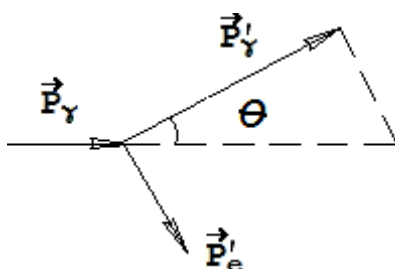


Рис. 4.9. Импульсная диаграмма для рассеяния γ -кванта на электроне

Запишем законы сохранения энергии и импульса для этого процесса в предположении, что электрон свободен и покоится:

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + m_e c^2 + T'_e; \quad (4.21)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}'_\gamma + \vec{P}'_e. \quad (4.22)$$

Получим формулу, связывающую энергию рассеянного γ -кванта с углом рассеяния. С учетом того, что $T'_e = \sqrt{P_e'^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$, после возведения в квадрат уравнение (4.21) преобразуется к виду:

$$(E_\gamma - E'_\gamma)^2 + 2m_e c^2 \cdot (E_\gamma - E'_\gamma) = P_e'^2 c^2. \quad (4.23)$$

Закон сохранения импульса (4.22) перепишем в виде $\vec{P}_\gamma - \vec{P}'_\gamma = \vec{P}'_e$, затем возведем в квадрат и перейдем к энергиям, умножив равенство на c^2 :

$$E_\gamma^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cdot \cos \theta + E_\gamma'^2 = P_e'^2 c^2. \quad (4.24)$$

Здесь θ – угол рассеяния γ -кванта (рис. 4.9). Решая совместно равенства (4.23) и (4.24), нетрудно получить:

$$E_{\gamma} E'_{\gamma} (1 - \cos \theta) = m_e c^2 \cdot (E_{\gamma} - E'_{\gamma}). \quad (4.25)$$

Из выражения (4.25) можно получить формулу для энергии γ -кванта после рассеяния:

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + k(1 - \cos \theta)}, \quad (4.26)$$

где $k = E_{\gamma} / m_e c^2$ – энергия γ -кванта до столкновения в единицах $m_e c^2$.

Для анализа комптоновского рассеяния γ -квантов удобно в формуле (4.25) перейти от энергии к длинам волн фотонов ($E_{\gamma} = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$):

$$\Delta\lambda = \lambda \cdot (1 - \cos\theta). \quad (4.27)$$

Здесь $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ – изменение длины волны фотона в результате рассеяния, $\lambda = \frac{h}{mc} = 2.42 \cdot 10^{-10}$ см – комптоновская длина волны электрона.

Из формулы (4.27) можно сделать следующие выводы:

- Изменение длины волны (энергии) фотона при комптоновском рассеянии зависит только от угла рассеяния (и не зависит от первоначальной энергии фотона).
- Максимальное изменение длины волны γ -кванта $\Delta\lambda_{\max} = 2\lambda$ происходит при рассеянии назад, т. е. при $\theta = 180^\circ$.
- Эффект Комптона наиболее вероятен при длинах волн, соизмеримых с комптоновской длиной волны электрона ($\lambda \sim \lambda$), что соответствует энергиям фотонов порядка одного МэВ. Данное обстоятельство определяет характерный для комптоновского рассеяния диапазон энергий (рис. 4.10).
- Комптоновское рассеяние не играет существенной роли для длинноволнового излучения, когда $\Delta\lambda \ll \lambda$ (например, для света и даже мягкого рентгеновского излучения).

4.4.3. Образование электронно-позитронных пар

При высоких энергиях γ -квантов – десятки МэВ и выше – с наибольшей вероятностью протекает процесс рождения *электронно-позитронных пар*, при котором γ -квант исчезает, а за счет его энергии возникают две частицы – электрон и позитрон. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса превращение γ -кванта в электронно-позитронную пару не может происходить в вакууме. Если предположить обратное, т. е. считать, что возможно превращение в электронно-позитронную пару свободного фотона, то законы сохранения энергии и импульса записываются в виде:

$$E_\gamma = E_+ + E_-; \quad (4.28)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_+ + \vec{P}_-. \quad (4.29)$$

Из закона сохранения энергии получим неравенство, умножив слагаемые в правой части (4.28) на множители, которые заведомо меньше единицы ($\beta_+ = v_+/c$ и $\beta_- = v_-/c$):

$$E_\gamma = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta_-^2}} > \frac{m_e c^2 \beta_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_e c^2 \beta_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}. \quad (4.30)$$

Если в законе сохранения импульса перейти к модулям векторов, то выражение (4.29) в соответствии с теоремой косинусов примет вид неравенства:

$$P_\gamma \leq P_+ + P_- = \frac{m v_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m v_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}. \quad (4.31)$$

Умножив (4.31) на скорость света, получим:

$$E_\gamma \leq \frac{m_e c^2 \beta_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_e c^2 \beta_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}. \quad (4.32)$$

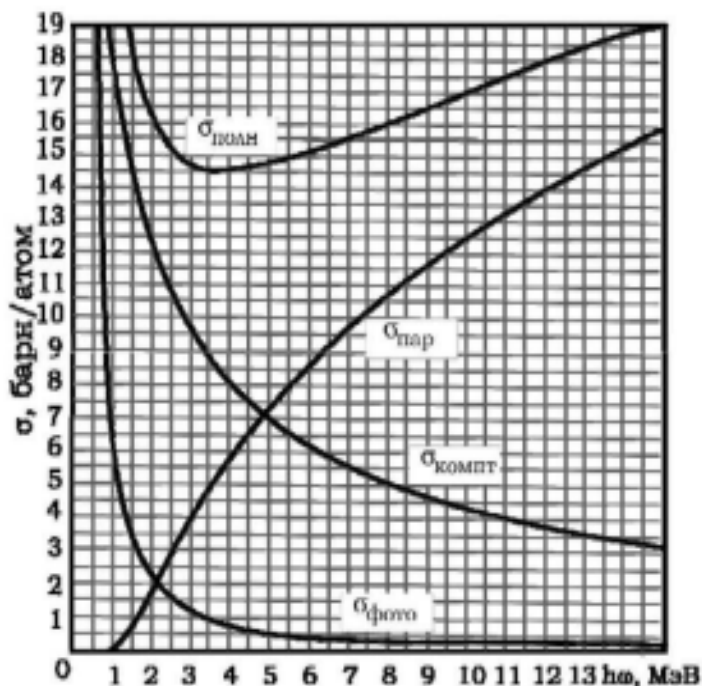


Рис. 4.10. Зависимость сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения электронно-позитронных пар в свинце от энергии γ -кванта

Сравнение выражений (4.30) и (4.32) показывает, что законы сохранения энергии и импульса входят в противоречие друг с другом, следовательно, превращение γ -кванта в электронно-позитронную пару в пустоте невозможно.

Таким образом, для образования электронно-позитронной пары необходимо присутствие третьей частицы – ядра или электрона вещества. Чаще всего этот процесс происходит в кулоновском поле ядра; законы сохранения энергии и импульса в этом случае имеют вид:

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + T_+ + T_- + T_{я.o.}; \quad (4.33)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_+ + \vec{P}_- + \vec{P}_{я.o.}. \quad (4.34)$$

Необходимо отметить, что из-за большой разницы в массах ядра и образующихся частиц кинетическая энергия ядра отдачи очень мала, т. е. можно полагать, что $T_{я.o.} \approx 0$.

Из закона сохранения энергии (4.33) видно, что процесс рождения пар является пороговым:

$$E_\gamma \gtrsim 2m_e c^2 \approx 1.02 \text{ МэВ}.$$

На рис. 4.10 приведены сечения всех трех процессов взаимодействия γ -квантов в свинце в зависимости от энергии фотона. На этом же рисунке приведено полное сечение взаимодействия γ -квантов:

$$\sigma = \sigma_\Phi + \sigma_K + \sigma_\Pi. \quad (4.35)$$

4.4.4. Прохождение γ -квантов через толстые мишени

За счет рассмотренных выше процессов взаимодействия γ -квантов их число в первичном пучке убывает с увеличением толщины вещества, причем в результате фотоэффекта и рождения пар γ -квант вообще исчезает, а после комптоновского рассеяния энергия фотона уменьшается, меняется направление его движения. Еще раз отметим, что фотоядерные реакции на потоки γ -квантов в веществе заметного влияния не оказывают.

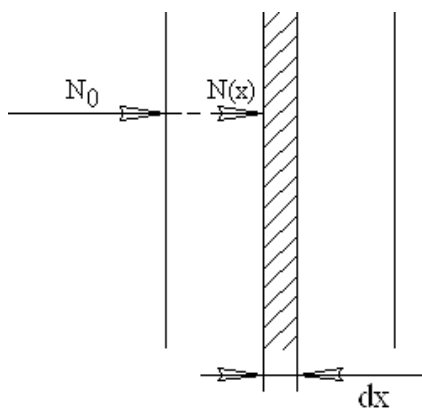


Рис. 4.11. Иллюстрация к дифференциальному уравнению (4.36)

Получим закон, по которому происходит уменьшение числа моноэнергетических γ -квантов в зависимости от толщины вещества. Для этого составим дифференциальное уравнение, описывающее убывание плотности потока в тонком слое вещества dx :

$$-dN(x) = N(x) \cdot n_0 \cdot \sigma \cdot dx. \quad (4.36)$$

Здесь $N(x)$ – плотность потока первичных γ -квантов на глубине x (рис. 4.11); dN – изменение потока в слое dx за счет взаимодействия (знак минус указывает на уменьшение потока); σ – полное эффективное сечение взаимодействия γ -квантов с веществом (4.35); n_0 – концентрация атомов вещества. Напомним, что плотность потока – это число частиц, пересекающих площадь 1 см^2 за 1 с .

Энергия первичных квантов с толщиной вещества не изменяется, и следовательно, сечение взаимодействия σ не зависит от x , поэтому уравнение (4.36) легко интегрируется:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-n_0 \cdot \sigma \cdot x} . \quad (4.37)$$

Формулу (4.37) называют *законом ослабления моноэнергетического пучка γ -квантов* (рис. 4.12); N_0 – поток γ -квантов, падающих на вещество.

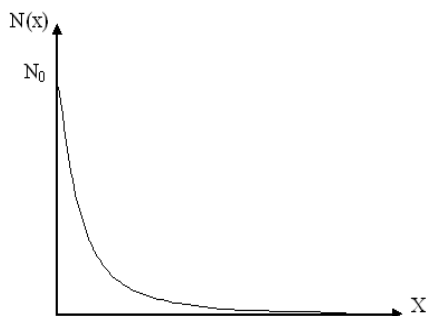


Рис. 4.12. Зависимость числа первичных γ -квантов от толщины вещества

Произведение концентрации атомов вещества на полное эффективное сечение взаимодействия называют *линейным коэффициентом ослабления γ -квантов*:

$$\mu = n_0 \sigma = n_0 (\sigma_{\Phi} + \sigma_{\text{К}} + \sigma_{\text{П}}) . \quad (4.38)$$

Из формулы (4.38) видно, что линейный коэффициент ослабления зависит от порядкового номера вещества, его плотности ρ (напомним, что $n_0 = \frac{N_A}{A} \rho$) и энергии γ -кванта; $[\mu] = 1/\text{см}$. На практике толщину вещества чаще измеряют в мас-

совых единицах $\text{г}/\text{см}^2$; в этом случае необходимо пользоваться *массовыми коэффициентами ослабления μ/ρ* , имеющими размерность $\text{см}^2/\text{г}$.

В задачах о прохождении γ -квантов через вещество используют также *коэффициент поглощения энергии фотона μ_{τ}* , который учитывает долю энергии фотона, поглощенной в веществе на единице длины пути. Коэффициент поглощения может выражаться как в линейных так и в массовых единицах. Массовые коэффициенты ослабления и поглощения для некоторых веществ и энергий фотонов приведены в табл. 4.2.

Следует отметить, что γ -кванты, как частицы нейтральные, испытывают столкновения в веществе сравнительно редко. Для них не существует понятия пробега как расстояния, на котором скорость становится практически равной нулю. Скорость фотона всегда равна скорости света, хотя в результате взаимодействия его энергия уменьшается, как это происходит при комптоновском рассеянии. Однако для γ -квантов существует понятие *длины свободного пробега*, равного среднему расстоянию между двумя столкновениями:

$$\lambda = 1 / \mu = 1 / (n_0 \cdot \sigma) \cdot \quad (4.39)$$

Таблица 4.2

Коэффициенты ослабления и поглощения для γ -квантов

МэВ	Алюминий		Свинец		Вода		Воздух	
	μ/ρ	μ_τ/ρ	μ/ρ	μ_τ/ρ	μ/ρ	μ_τ/ρ	μ/ρ	μ_τ/ρ
0,02	3,48	0,0391	72,0	0,585	0,189	0,029	0,764	0,023
0,04	0,558	0,0275	10,5	0,136	0,264	0,032	0,245	0,026
0,06	0,270	0,0289	3,55	0,068	0,204	0,032	0,186	0,029
0,08	0,198	0,0286	1,66	0,047	0,183	0,032	0,166	0,029
0,1	0,169	0,0371	5,46	2,16	0,171	0,0253	0,155	0,0233
0,2	0,122	0,0275	0,942	0,586	0,137	0,0299	0,123	0,0269
0,4	0,0927	0,0287	0,220	0,136	0,106	0,0328	0,0953	0,0295
0,6	0,0779	0,0286	0,119	0,0684	0,0896	0,0329	0,0804	0,0295
0,8	0,0683	0,0278	0,0866	0,0477	0,0786	0,0321	0,0706	0,0288
1,0	0,0614	0,0269	0,0703	0,0384	0,0706	0,0310	0,0635	0,0276
1,5	0,0500	0,0246	0,0550	0,0280	0,0590	0,0283	0,0515	0,0254
2,0	0,0431	0,0227	0,0463	0,0248	0,0493	0,0260	0,0445	0,0236
3,0	0,0360	0,0201	0,0410	0,0238	0,0390	0,0227	0,0360	0,0211
4,0	0,0310	0,0188	0,0421	0,0253	0,0339	0,0204	0,0307	0,0193
6,0	0,0264	0,0174	0,0436	0,0287	0,0275	0,0178	0,0250	0,0173
8,0	0,0241	0,0169	0,0459	0,0310	0,0240	0,0163	0,0220	0,0163
10,0	0,0229	0,0167	0,0189	0,0328	0,0219	0,0154	0,0202	0,0156

Здесь μ/ρ и μ_τ/ρ – массовые коэффициенты ослабления и поглощения, $\text{см}^2/\text{г}$.

4.5. Прохождение нейтронов через вещество (краткие сведения)⁸

Большинство известных источников испускают нейтроны с энергией порядка нескольких *МэВ*. Основным процессом взаимодействия нейтронов таких энергий является рассеяние, в результате которого они теряют кинетическую энергию, передавая её ядрам вещества. При этом изменяется также и направление движения нейтронов. Уменьшение кинетической энергии в столкновениях с ядрами называют *замедлением нейтронов*. Многократное рассеяние нейтронов на ядрах приводит к тому, что, двигаясь в веществе, они совершают сложный ломаный путь типа броуновской траектории. Таким образом, распространение нейтронов в веществе аналогично *диффузии* слабого раствора в растворителе, поэтому при описании пространственного распределения нейтронов широко используются законы диффузии.

Замедлившиеся до тепловых энергий нейтроны захватываются ядрами вещества (вероятность захвата высокоэнергетических нейтронов

⁸ Распространение нейтронов в веществе изучают в *нейтронной физике* на основе кинетических уравнений переноса. В общем случае это достаточно сложные интегро-дифференциальные уравнения, записанные для плотности нейтронов и учитывающие процессы их взаимодействия с ядрами вещества.

крайне мала). Образовавшиеся после захвата возбужденные ядра претерпевают какие-либо превращения; чаще всего это процесс испускания электромагнитного излучения (реакции под действием нейтронов рассмотрены в гл. 5).

Нейтроны, также как и γ -кванты, испытывают в веществе сравнительно редкие соударения. Для нейтронов также не существует понятия пробега, хотя в теории замедления используется так называемая *длина замедления*, равная среднему смещению нейтрона по прямой в процессе замедления от начальной энергии T_0 до конечной T :

$$L \approx \lambda \cdot \sqrt{\ln \frac{T_0}{T}} \quad \text{при } T_0 \gg T. \quad (4.40)$$

Здесь λ – средняя длина свободного пробега нейтронов; определяется по той же формуле, что и для фотонов:

$$\lambda = \frac{1}{n_0 \sigma},$$

где σ – полное эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами вещества. Формула (4.40) получена в предположении изотропного в координатах центра инерции рассеяния и при условии, что средняя длина свободного пробега λ не зависит от энергии нейтрона. Во многих практически важных случаях, например, в замедляющей среде, содержащей водород или дейтерий, эти условия не выполняются. Значения длины рассеяния, полученные на основе более точных расчетов, даны в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Длина замедления нейтронов при изменении их энергии от начальной T_0 до конечной $T=1,44$ эВ

T_0 , МэВ	$\ln \frac{T_0}{T}$	Длина замедления в см				
		Водород, $\rho=1^*$)	H ₂ O $\rho=1$	D ₂ O $\rho=1,1$	Углерод, $\rho=1,6$	Кислород, $\rho=1$
3,0	14,55	0,728 – 0,865	6,4	10,5 – 11,9	19,2 – 19,8	56,8 – 62,6
2,0	14,14	0,608 – 0,707	5,3	10,1 – 10,9	17,7 – 18,2	48,8 – 50,0
1,0	13,45	0,463 – 0,520	3,8	9,7 – 10,2	15,9 – 16,2	42,2 – 42,6
0,5	12,76	0,375 – 0,411	3,1	9,4 – 9,9	14,7 – 15,0	38,6 – 39,1
0,25	12,06	0,328 – 0,352	2,7	9,1 – 9,5	13,9 – 14,1	37,9 – 38,2
0,1	11,15	0,293 – 0,309	2,4	8,8 – 9,2	13,2 – 13,3	36,8 – 37,1

*) ρ – плотность замедлителя в г/см³

Закон ослабления первичных нейтронов в однородной среде для моноэнергетического мононаправленного пучка имеет тот же вид, что и для γ -квантов:

$$N(x) = N_0 e^{-\sigma n_0 x}, \quad (4.41)$$

Как уже отмечалось ранее (гл. 1), закон (4.41) используется для измерения полных сечений взаимодействия нейтронов с веществом.

Контрольные вопросы и упражнения

1. Поясните, что происходит с тяжелой заряженной частицей при прохождении через вещество. Какова ее траектория в веществе? Куда тратится ее энергия?
2. Поясните, что происходит с легкой заряженной частицей при прохождении через вещество. Какова ее траектория в веществе? Куда тратится ее энергия?
3. Что называют полным пробегом заряженной частицы? Как он может быть вычислен? Что называют экстраполированным пробегом заряженной частицы? Как он определяется?
4. Перечислите основные процессы взаимодействия γ -квантов с веществом и укажите характерные энергии для каждого процесса. Нарисуйте графики сечений фотоэффекта, комптон-эффекта, рождения пар и полного сечения в зависимости от энергии γ -кванта.
5. Какой процесс называют фотоэффектом? Запишите закон сохранения энергии для него. Как зависит сечение фотоэффекта от энергии γ -кванта? от порядкового номера вещества? Укажите характерную область энергий.
6. Какой процесс называют комптон-эффектом? Запишите закон сохранения энергии для него. Как зависит сечение комптон-эффекта от энергии γ -кванта? от порядкового номера вещества? Укажите характерную область энергий.
7. Какой процесс называют рождением пар? Запишите закон сохранения энергии для него. Поясните, почему эта реакция является пороговой. Как зависит сечение рождения пар от энергии γ -кванта? Укажите характерную область энергий.
8. Поясните, как используется закон ослабления моноэнергетического, мононаправленного пучка γ -квантов для определения энергии γ -кванта.
9. Выведите закон ослабления для моноэнергетического, мононаправленного пучка γ -квантов, нарисуйте график.
10. Используя законы сохранения энергии и импульса, докажите, что: 1) фотоэффект не возможен на свободном электроде; 2) рождение электронно-позитронных пар невозможно в вакууме.
11. Пучок γ -лучей содержит в одинаковом количестве фотоны всех энергий вплоть до максимальной 1 МэВ. Как качественно изменится этот спектр после прохождения пучка через свинец толщиной 0,001 м? 0,05 м?
12. Вклад процессов фотоэффекта в коэффициент поглощения γ -лучей с энергией 0,5 МэВ в алюминии в 10000 раз меньше, чем в

свинце. Почему в алюминии фотопоглощение настолько слабее? Какой из процессов поглощения γ -лучей с этой энергией в алюминии является основным?

Задачи

1. Электрон с кинетической энергией $3mc^2$, где m – масса покоя электрона, упруго рассеялся под прямым углом на покоившемся ядре He^4 . Найдите кинетическую энергию и скорость ядра отдачи.
2. Вычислите с помощью графиков для сечений взаимодействия гамма-квантов с веществом вероятности: а) фотоэлектрического поглощения гамма-кванта с энергией 2 МэВ в свинцовой пластинке толщиной 2 мм ; б) образование электрон-позитронной пары гамма-квантами с энергией 6 МэВ в свинцовой пластинке, толщина которой равна слою половинного ослабления для гамма-лучей этой энергии.
3. При энергии гамма-квантов $E_\gamma \gg 70/Z^{1/3} \text{ МэВ}$ сечение образования электрон-позитронной пары в веществе с порядковым номером Z определяется согласно теории формулой:
$$\sigma_{\text{пар}} = 1/8 \cdot 10^{-3} \cdot Z^2 \left[\ln(183/Z^{1/3}) - 1/42 \right], \text{ (барн)}$$
. Исходя из этой формулы, определите среднюю длину свободного пробега таких гамма-квантов относительно образования электрон-позитронной пары в олове.
4. При увеличении толщины алюминиевой пластинки на 1 см число проходящих через нее гамма-квантов уменьшается в 4.5 раза. Определите с помощью таблиц для коэффициентов ослабления длину волны этого излучения.
5. Точечный источник гамма-квантов с энергией 0.8 МэВ помещен в центр сферического слоя свинца толщиной 3 см , а внешний радиус равен 5 см . Найдите плотность потока нерассеянных квантов на внешней поверхности слоя, если активность источника равна 1 мкКи .
6. Найдите отношение удельных ионизационных потерь энергии: а) α -частицы и протона, движущихся в неоне (н.у.) с одинаковой энергией 5 МэВ ; б) α -частицы с энергией 10 МэВ в меди и алюминии.
7. Радиоактивный препарат Pu^{238} , испускающий α -частицы с энергией 5.5 МэВ , электролитически наносят на толстую металлическую подложку. При какой минимальной толщине нанесенного слоя дальнейшее добавление плутония не приведет к увеличению числа альфа-частиц, испускаемых этим препаратом?
8. Пучок электронов с кинетической энергией 0.5 МэВ падает нормально на алюминиевую фольгу толщиной 50 мг/см^2 . Оцените с помощью эмпирических формул экстраполированный пробег электронов, прошедших эту фольгу, в воздухе при н.у.

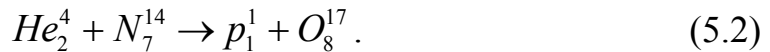
Глава 5 ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

5.1. Основные определения

Под *ядерной реакцией* понимают вынужденное превращение ядра под действием какой-либо частицы. Наиболее типичной является реакция, когда на ядро A налетает сравнительно легкая частица a (например, нейтрон, протон, γ -квант, α -частица и т. д.), а в результате ядерного превращения образуется ядро B и более легкая частица b :

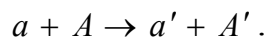


В качестве примера приведем самую первую ядерную реакцию, которую в 1919 г. наблюдал Резерфорд, и в которой он открыл протон как составную часть ядра:

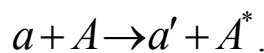


В литературе ядерные реакции обозначают следующим образом: $A(a,b)B$ или (a,b) . Например, для реакции (5.2) формы записи имеют вид: $N_7^{14}(\alpha, p)O_8^{17}$ или (α, p) .

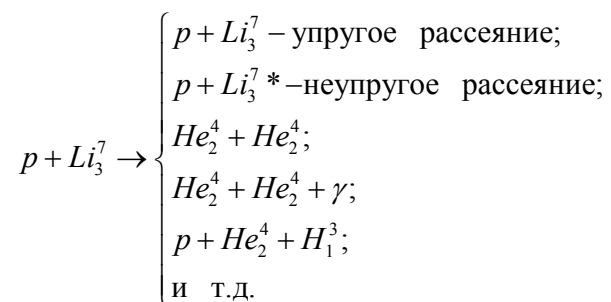
Совокупность частиц и ядер, вступающих в реакцию, называют *входным каналом ядерной реакции*, а получающихся в результате реакции - *выходным каналом*. При одних и тех же начальных условиях опыта результат ядерного превращения бывает неоднозначным, т. е. одному входному каналу соответствует несколько выходных. Наиболее распространенной является *реакция упругого рассеяния*, при которой не меняется ни сорт частиц, ни их массы:



При упругом рассеянии происходит только перераспределение кинетических энергий между частицами. Рассеяние бывает и *неупругим*, когда ядро-мишень после реакции оказывается в возбужденном состоянии:



Кроме рассеяния возможны реакции с образованием частиц другого сорта. Например, при столкновении протона с ядром Li_3^7 могут произойти такие процессы:



При изучении ядерных реакций наиболее важно идентифицировать возможные выходные каналы реакции, а также определить вероятность протекания реакции по какому-либо каналу, т. е. знать сечения ядерных реакций.

Процессы ядерных превращений и их результаты зависят в первую очередь от сорта налетающих частиц. Поэтому используется следующая классификация ядерных реакций:

- ядерные реакции под действием нейтронов;
- ядерные реакции под действием заряженных частиц – протонов, дейтронов, α -частиц и т. д.;
- ядерные реакции под действием γ -квантов, или фотоядерные реакции.

По механизму протекания ядерного превращения различают *прямые ядерные реакции* и *реакции с образованием составного ядра*.

В прямых ядерных реакциях время взаимодействия частицы с ядром не превышает характерного ядерного времени $\tau_{\text{я}} = \frac{2R_{\text{я}}}{v} \approx 10^{-22} \div 10^{-21} \text{ с}$, т. е. времени пролета быстрой частицы через ядро.

Этот механизм характерен для частиц с высокой энергией $T_a \gtrsim 10 \text{ МэВ}$. Большинство прямых ядерных реакций происходит на поверхности ядер, поэтому такие реакции иногда называют *поверхностными*. В прямых процессах из ядра могут вылетать нуклоны, пары нуклонов, дейтроны, ядра He^3 , α -частицы и даже более тяжелые ядра лития, бериллия.

Для частиц с невысокими энергиями наиболее вероятно протекание реакции через составное ядро, когда налетающая частица поглощается ядром-мишенью. Образующееся составное ядро O^* оказывается в возбужденном состоянии (см. п. 5.3), а время его жизни τ_0 значительно больше времени пролета частицы через ядро и составляет $10^{-16} - 10^{-14} \text{ с}$.

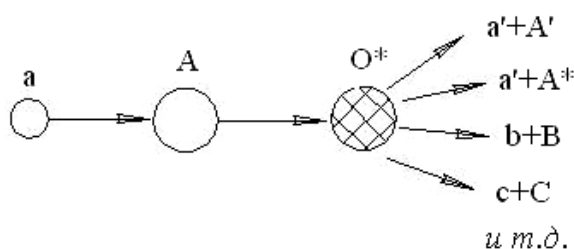


Рис. 5.1. Схема ядерной реакции через составное ядро O^*

Просуществовав столь продолжительное по ядерным масштабам время, составное ядро распадается. Распад составного ядра с той или иной вероятностью идет по разным выходным каналам (рис. 5.1). Вероятность распада составного ядра

за секунду $\lambda_0 = \frac{1}{\tau_0}$ можно представить в виде суммы парциальных вероятностей распада по всем возможным каналам:

$$\lambda_0 = \lambda_{\text{упр}} + \lambda_{\text{неупр}} + \lambda_{ab} + \lambda_{ac} + \dots \quad (5.1)$$

С учетом того, что ширина энергетического уровня составного ядра $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_0} = \hbar\lambda_0$, из выражения (5.1) следует:

$$\Gamma = \Gamma_{\text{упр}} + \Gamma_{\text{неупр}} + \Gamma_{ab} + \Gamma_{ac} + \dots, \quad (5.2)$$

где $\Gamma_{\text{упр}}, \Gamma_{\text{неупр}}, \Gamma_{ab}, \dots$ – парциальные ширины уровня, константы, измеряемые на опыте.

Величина сечения ядерной реакции зависит главным образом от сорта и энергии налетающей частицы, а также от типа ядра мишени. Для обозначения сечения реакций конкретного типа используют соответствующие индексы: $\sigma_{\text{упр}}, \sigma_{\text{неупр}}, \sigma_{ab}$. Сечения ядерных реакций, как правило, невелики (единицы барн и менее), и объясняется это не только малостью радиуса действия ядерных сил и размеров ядер, но и наличием потенциальных барьеров, препятствующих протеканию ядерных реакций.

5.2. Потенциальные барьеры

Для положительно заряженных частиц в результате действия кулоновских и ядерных сил возникает *потенциальный барьер* (см. п. 1.3), который называют *кулоновским*. Энергия кулоновского отталкивания определяется известным выражением:

$$V_{\text{кул}}(r) = \frac{qZe^2}{r}. \quad (5.3)$$

Здесь q – величина заряда налетающей частицы в единицах элементарного заряда; r – расстояние между центрами масс частицы и ядра. Величину энергии кулоновского отталкивания при минимальном расстоянии между частицей и ядром ($r=R_a+R_A$, рис.5.2) называют *высотой кулоновского барьера*:

$$V_{\text{кул}}(R_a + R_A) \equiv B_{\text{кул}} = \frac{q \cdot Z \cdot e^2}{R_a + R_A}, \quad (5.4)$$

где R_a, R_A – радиусы частицы и ядра соответственно.

В результате ядерного или (и) кулоновского взаимодействия частицы с ядром её траектория является криволинейной. Будем считать, что вблизи ядра частица под действием ядерных сил притяжения движется

по окружности радиуса r (рис. 5.3) с постоянной скоростью. Тогда на частицу действует центробежная сила, определяемая выражением:

$$F_{цб} = \frac{\mu \cdot v^2}{r}, \quad (5.5)$$

где $\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}$ – приведенная масса взаимодействующих частиц, v –

скорость относительного движения частицы и ядра. Необходимо отметить, что в большинстве случаев ядра мишени много тяжелее налетающих частиц ($m_A \gg m_a$), поэтому $\mu \approx m_a$. Кроме того, ядра мишени обычно покоятся, и тогда $v \approx v_a$. Другими словами, лабораторная система отсчета при традиционной схеме опыта практически совпадает с системой центра масс, если $m_A \gg m_a$.

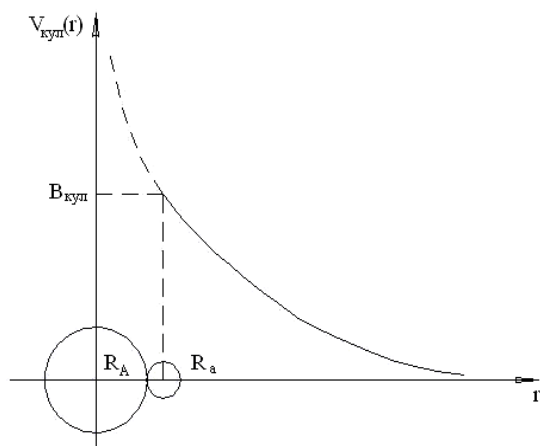


Рис. 5.2. Иллюстрация к определению высоты кулоновского барьера

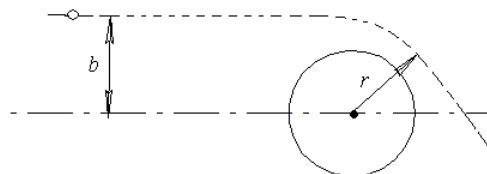


Рис. 5.3. Траектория частицы в полядерных сил притяжения

На основе выражения (1.1) запишем связь между центробежной силой $F_{цб}$ и соответствующей потенциальной энергией $V_{цб}$, имея в виду, что в нашем случае центробежная сила зависит только от радиуса окружности r :

$$F_{цб} = -\frac{d}{dr} V_{цб}(r), \quad (5.6)$$

Разделяя переменные в (5.6):

$$dV_{цб}(r) = -F_{цб} dr, \quad (5.7)$$

после интегрирования (5.7) получим формулу для $V_{цб}$. Интегрирование удобно проводить, представив выражение для центробежной силы в виде:

$$F_{цб} = \frac{\mu \cdot v^2}{r} \frac{\mu \cdot r^2}{\mu \cdot r^2} = \frac{(\mu \cdot v \cdot r)^2}{\mu \cdot r^3} = \frac{|\vec{\ell}|^2}{\mu \cdot r^3} = \frac{\hbar^2 \ell \cdot (\ell + 1)}{\mu \cdot r^3}. \quad (5.8)$$

Здесь $\vec{\ell}$ - механический момент относительного движения частицы и ядра, ℓ - соответствующее квантовое число (см. п. 2.4). Напомним, что в поле центральных сил, когда потенциальная энергия взаимодействующих частиц зависит только от расстояния между ними, выполняется закон сохранения - $\vec{\ell} = const$.

После подстановки (5.8) в уравнение (5.7) и интегрирования (числитель в формуле (5.8), как величина постоянная, выносится за знак интеграла), получим:

$$V_{цб}(r) = \frac{\hbar^2 \ell \cdot (\ell + 1)}{2\mu \cdot r^2} + C. \quad (5.9)$$

Константа C в полученной формуле равна нулю, т. к. при $r \rightarrow \infty$ $V_{цб}(r) \rightarrow 0$.

Величину центробежной энергии при $r = R_a + R_A$ называют *высотой центробежного барьера*:

$$V_{цб}(R_a + R_A) \equiv B_{цб} = \frac{\hbar^2 \ell \cdot (\ell + 1)}{2\mu \cdot (R_a + R_A)^2}. \quad (5.10)$$

Центробежный барьер препятствует протеканию ядерных превращений под действием быстрых частиц, т. к. высота барьера увеличивается с ростом энергии налетающих частиц. Это нетрудно показать, приравняв классическое и квантовое выражения для модуля момента $\vec{\ell}$:

$$\tilde{p} \cdot b = \hbar \sqrt{\ell \cdot (\ell + 1)} \approx \hbar \ell, \quad (5.11)$$

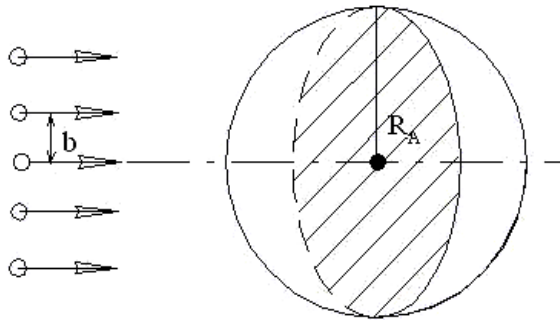


Рис. 5.4. Иллюстрация к выводу формулы (5.12)

где \tilde{p} - импульс частицы в СЦИ, b - прицельный параметр. Высота центробежного барьера определяется максимальным значением ℓ_{max} , которое можно оценить, принимая (в силу короткодействия ядерных сил) $b_{max} \approx R_A$ (рис. 5.4):

$$\ell_{max} \approx \frac{\tilde{p} \cdot R_A}{\hbar} = \frac{R_A}{\tilde{\lambda}}. \quad (5.12)$$

Здесь $\tilde{\lambda} = \frac{\hbar}{\tilde{p}} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m\tilde{T}^{(a)}}}$ – длина волны де Бройля частицы в СЦИ $\left(\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi}\right)$.

Таким образом, $\ell_{\max} \sim \sqrt{\tilde{T}^{(a)}}$, а высота барьера в соответствии с (5.10) $B_{\text{цб}} \sim \tilde{T}^{(a)}$.

В табл. 5.1 приведены значения высоты кулоновского и центробежного барьеров для протона ($q=1$) с орбитальным квантовым числом $\ell=1$. Сравнение приведенных значений $B_{\text{кул}}$ и $B_{\text{цб}}$ показывает, что центробежный барьер превосходит кулоновский только для самых легких ядер. Следовательно, на протекание ядерных реакций под действием заряженных частиц, особенно с невысокими энергиями, влияет, главным образом, кулоновское отталкивание ядра и частицы. Ядерная реакция под действием заряженной частицы может идти эффективно при условии, что кинетическая энергия относительного движения частицы a и ядра A :

$$\tilde{T}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} \cdot T_a = \frac{m_A}{m_A + m_a} \cdot \frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{\mu \cdot v_a^2}{2}$$

не меньше высоты кулоновского барьера, т. е. при $\tilde{T}^{(a)} \gtrsim B_{\text{кул}}$.

Таблица 5.1

Высота центробежного и кулоновского барьеров некоторых ядер

Ядро	$B_{\text{цб}}$, МэВ	$B_{\text{кул}}$, МэВ	Ядро	$B_{\text{цб}}$, МэВ	$B_{\text{кул}}$, МэВ
H_1^1	20	1	Sn_{50}^{119}	0,8	10
Li_3^7	5,5	1,5	U_{92}^{238}	0,4	15
O_8^{16}	3,2	3,5			

У нейтронов кулоновский барьер отсутствует, а центробежный барьер возникает ($\ell_{\max}=1$) при энергии, которую можно оценить с помощью формулы (5.12):

$$\frac{R_A}{\hbar} \sqrt{2m_n \tilde{T}^{(n)}} = 1.$$

Принимая $R_A \approx 5 \cdot 10^{-13}$ см, для нейтронов получим $\tilde{T}^{(n)} \approx 1$ МэВ.

Таким образом, у нейтронов с низкими энергиями $\tilde{T}^{(n)} \lesssim 1$ МэВ отсутствует и центробежный барьер. Однако даже для низкоэнергетических нейтронов вероятность проникновения в ядро существенно меньше единицы, что обусловлено проявлением волновых свойств нейтронов.

Сделаем оценку вероятности проникновения нейтрона в ядро при лобовом соударении ($\ell = 0$), используя аппарат квантовой механики. Для простоты рассмотрим одномерный случай, когда действие ядерных сил описывается потенциальной ямой (рис. 5.5):

$$V(x) = \begin{cases} 0, & x < 0; x > x_0; \\ -V_0, & 0 \leq x \leq x_0. \end{cases} \quad (5.13)$$

Одномерное уравнение Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + V(x) \cdot \psi(x) = E \psi(x) \quad (5.14)$$

имеет для областей I, II, III (рис. 5.5) следующие общие решения:

$$\psi_I(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}; \quad (5.15)$$

$$\psi_{II}(x) = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}; \quad (5.16)$$

$$\psi_{III}(x) = A_3 e^{ik_1 x} + B_3 e^{-ik_1 x}. \quad (5.17)$$

Здесь $E = E(\infty) = T_n$, $k_1 = \frac{\sqrt{2mT_n}}{\hbar}$, $k_2 = \frac{\sqrt{2m(T_n + V_0)}}{\hbar}$.

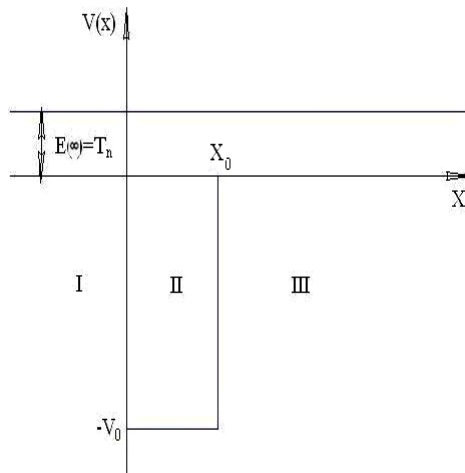


Рис. 5.5. Качественный вид потенциальной энергии ядерного взаимодействия частицы с ядром

Если направление движения частицы совпадает с положительным направлением оси x , то частные решения с положительным показателем экспоненты описывают падающие частицы ($\psi_{пад}$), а с отрицательным – отраженные ($\psi_{отр}$). Поскольку основной интерес представляет вероятность проникновения нейтрона в ядро (область II), при вычислении коэффициента прозрачности не будем учитывать отражение при $x=x_0$, т. е. примем $B_2=0$. Коэффициент прозрачности вычислим, используя коэффициент отражения:

$$R = \frac{|j_{отр}|^2}{|j_{пад}|^2}. \quad (5.18)$$

Здесь $j_{пад}$, $j_{отр}$ – соответственно плотности потока частиц падающих и отраженных, в одномерном случае вычисляются по формуле:

$$j = \frac{\hbar}{2mi} \left(\psi^* \frac{d}{dx} \psi - \psi \frac{d}{dx} \psi^* \right). \quad (5.19)$$

Подставляя $\psi_{нао} = A_1 e^{ik_1 x}$ и $\psi_{опр} = B_1 e^{-ik_1 x}$ в (5.19), находим $|j_{нао}|^2 = \frac{\hbar k_1}{m} \cdot |A_1|^2$ и $|j_{опр}|^2 = \frac{\hbar k_1}{m} \cdot |B_1|^2$, тогда $R = \left| \frac{B_1}{A_1} \right|^2$. Отношение $\frac{B_1}{A_1}$ найдем из условия непрерывности волновых функций ψ_I и ψ_{II} и их первых производных при $x=0$:

$$\begin{cases} A_1 + B_1 = A_2; \\ ik_1(A_1 - B_1) = ik_2 A_2. \end{cases} \quad (5.20)$$

Решая совместно систему уравнений (5.20), получим:

$$\frac{B_1}{A_1} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}. \quad (5.21)$$

Тогда коэффициент прозрачности, определяющий вероятность проникновения нейтрона в ядро:

$$D = 1 - R = 1 - \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}. \quad (5.22)$$

Для низких энергий нейтрона ($T_n \ll V_0$) $k_1 \ll k_2$ и коэффициент прозрачности

$$D \cong 4 \frac{k_1}{k_2} = 4 \sqrt{\frac{T_n}{T_n + V_0}} \ll 1.$$

5.3. Выход ядерной реакции

Ядерные превращения происходят случайным образом, поэтому одной из главных характеристик ядерной реакции является сечение как мера вероятности протекания реакции в расчете на одну упавшую частицу и одно ядро (см. п. 1.5). На практике удобно использовать величину, которая называется *выходом ядерной реакции* и определяет *долю частиц, участвующих в реакции определенного типа*:

$$K^{(i)} = \frac{n_i}{\Phi}, \quad (5.23)$$

где Φ – число частиц, упавших на мишень за некоторый промежуток времени; n_i – среднее число реакций данного типа, произошедших в мишени за этот же промежуток времени.

Для тонкой мишени, в которой поток бомбардирующих мишень частиц практически не изменяется, выход ядерной реакции сорта i с учетом выражения (1.13) определяется по формуле:

$$K^{(i)} = \frac{n_i}{\Phi} = \frac{\Phi \cdot \sigma_i \cdot n_n}{\Phi} = \sigma_i \cdot n_n, \quad (5.24)$$

где $n_n = n_0 d$ – поверхностная плотность ядер мишени (n_0 – концентрация ядер мишени, $[n_0] = 1/\text{см}^3$; d – толщина мишени, $[d] = \text{см}$), $[n_n] = 1/\text{см}^2$; σ_i – сечение ядерной реакции. Иногда толщину мишени задают в массовых единицах $d_m = \rho d$. Тогда формула (5.24) с учетом того, что $n_0 = \frac{N_A}{A} \cdot \rho$, записывается следующим образом:

$$K^{(i)} = \sigma_i \frac{N_A}{A} d_m.$$

В толстой мишени, когда поток бомбардирующих частиц за счет взаимодействия уменьшается с толщиной заметным образом по экспоненциальному закону (формула 1.16), число ядерных реакций n_i рассчитывается по формуле (1.19). Тогда выражение для выхода ядерной реакции принимает вид:

$$K^{(i)} = \frac{\sigma_i}{\sigma} (1 - \exp(-\sigma \cdot n_0 \cdot d)), \quad (5.25)$$

где σ – полное эффективное сечение взаимодействия частиц с ядрами. Формулы (5.23)–(5.25) используются для нейтральных частиц (нейтронов, γ -квантов), которые на своем пути в веществе сравнительно редко испытывают столкновения. В данном случае энергия частицы и, следовательно, сечения являются постоянными, не зависящими от глубины мишени величинами.

Потоки заряженных частиц по глубине мишени практически не меняются, т. к. эффективные сечения ядерных реакций, за счет которых поток может уменьшиться, очень малы. С этой точки зрения любую мишень для заряженных частиц можно считать тонкой. В случае заряженных частиц толстой считается мишень, толщина которой соизмерима с длиной пробега частицы. Заряженные частицы, проходя через вещество мишени, испытывают огромное количество ионизационных столкновений с атомами мишени, в результате чего их энергия непрерывно уменьшается (см. п. 4.2). В то же время эффективные сечения ядерных реакций под действием заряженных частиц сильно зависят от энергии, являясь к тому же обычно пороговыми. Реакция начинается при энергии частицы выше пороговой, затем сечение (или выход) круто поднимается вверх до максимума, после чего падает из-за протекания конкурирующих реакций. Выход ядерной реакции под действием заряженных частиц в толстой мишени определяется интегрированием выхода, записанного для тонкого слоя вещества dx , когда изменением энергии частицы можно пренебречь и, соответственно, считать сечение реакции постоянной величиной:

$$dK^{(i)} = \sigma_i(T') n_0 dx . \quad (5.26)$$

где T' – энергия частицы на глубине x . Из определения удельных ионизационных потерь следует, что:

$$dx = \frac{dT'}{B_{\text{ион}}(T')} . \quad (5.27)$$

Тогда после интегрирования (5.26) с учетом (5.27) получим:

$$K^{(i)}(T) = n_0 \int_0^T \frac{\sigma_i(T') dT'}{B_{\text{ион}}(T')} , \quad (5.28)$$

где T – начальная энергия частицы. Выражение (5.28) определяет выход ядерной реакции для случая, когда пробег частицы в веществе R не превышает толщины мишени d , т. е. $d \geq R$. Если это условие не выполняется, то нижним пределом при интегрировании (5.28) будет энергия частиц на выходе из мишени.

Зависимость выхода (5.28) от начальной энергии частицы T называется *функцией возбуждения* ядерной реакции. Функция возбуждения $K^{(i)}(T)$ измеряется на опыте и используется для определения зависимости сечений ядерных реакций от энергии заряженных частиц. Действительно, дифференцируя уравнение (5.28) по энергии частицы T , получим:

$$\sigma_i(T) = \frac{dK^{(i)} / dT}{n_0} B_{\text{ион}}(T) . \quad (5.29)$$

Ядра, образующиеся в ядерных реакциях, зачастую бывают радиоактивны. Активность мишени измерить нетрудно, поэтому на практике часто используют другую экспериментально измеряемую величину, которую тоже называют выходом и определяют как активность мишени в расчете на одну упавшую частицу.

К настоящему времени опубликовано достаточно данных по измеренным выходам ядерных реакций в зависимости от энергии наиболее широко применяемых на ускорителе частиц: протонов, дейтронов, α -частиц и гелия-3. Например, в справочнике «Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, α -частицами и гелием» (М: Энергоиздат, 1986) представлены в виде таблиц выходы радионуклидов при облучении толстых мишеней для 371 радионуклида.

5.4. Составное ядро

Как уже отмечалось выше, ядерные реакции под действием частиц со сравнительно небольшими энергиями $T_a \lesssim 10 \text{ МэВ}$ идут как правило через составное ядро. С большой вероятностью через составное ядро идут также реакции под действием нейтронов, не испытывающих даль-

нодействующего кулоновского отталкивания с ядрами. Учитывая большой вклад механизма составного ядра в процессы ядерных превращений, рассмотрим его несколько подробнее.

5.4.1. Энергия возбуждения составного ядра. Порог эндонергетической реакции

Время жизни составного ядра, образовавшегося после поглощения падающей частицы a ядром-мишенью A , достаточно велико по сравнению с временем пролета быстрой частицы через ядро. За время своего существования $10^{-16} - 10^{-14}$ с составное ядро «забывает» о своем происхождении, поэтому процесс ядерного превращения можно разбить на две независимые стадии: I стадия – образование составного ядра; II стадия – его распад (рис. 5.6). Сравнительно большое время жизни составного ядра объясняется наличием потенциальных барьеров (п.5.2), препятствующих вылету частиц из ядра. Энергия поглощенной частицы перераспределяется между нуклонами ядра, и требуется некоторое время, чтобы необходимая для преодоления барьеров энергия вновь сконцентрировалась на какой-либо частице.

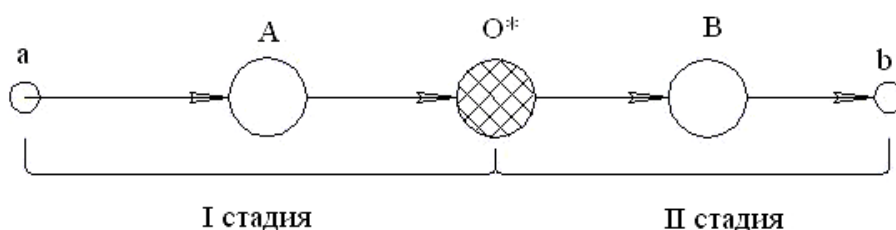


Рис. 5.6. Схема реакции через составное ядро

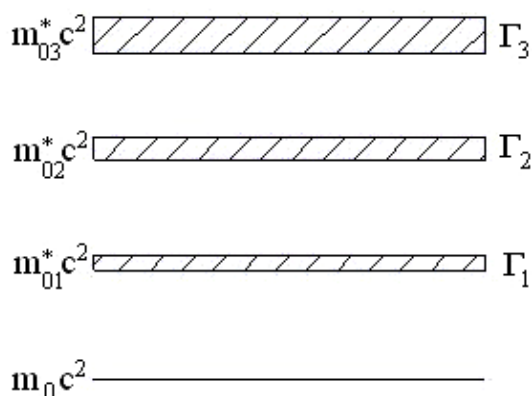


Рис. 5.7. Схема энергетических состояний составного ядра;
 Γ_i – ширины возбужденных уровней

Составное ядро характеризуется дискретным набором квазистационарных энергетических уровней; состояние с наименьшей энергией покоя ($m_0 c^2$) является основным (рис. 5.7).

Составное ядро всегда образуется в возбужденном состоянии ($m_0^* c^2$), причем на энергии возбуждения $W = (m_0^* - m_0) \cdot c^2$ во многом ределяет процесс ядерного вращения. Получим формулу для энергии возбуждения W ,

используя законы сохранения энергии и импульса, записанные для обеих стадий. Ядро-мишень A и ядро отдачи B будем считать покоящимися, т. е. $\vec{P}_A = \vec{P}_B = 0$ и $T_A = T_B = 0$. Покоящееся ядро-мишень соответствует традиционной схеме опыта, а движением ядра-отдачи можно пренебречь, т. к. обычно $m_B \gg m_b$.

Законы сохранения энергии и импульса для стадии образования составного ядра имеют вид:

$$m_a c^2 + T_a + m_A c^2 = m_0^* c^2 + T_0; \quad (5.30)$$

$$\vec{P}_a = \vec{P}_0. \quad (5.31)$$

После возведения в квадрат уравнения (5.31) получим $m_a T_a = m_0^* T_0$, откуда:

$$T_0 = \frac{m_a}{m_0^*} T_a \approx \frac{m_a}{m_a + m_A} T_a. \quad (5.32)$$

Приближенная формула (5.32) записана с учетом закона сохранения энергии (5.30):

$$m_0^* c^2 = m_a c^2 + m_A c^2 + T_a - T_0 \approx m_a c^2 + m_A c^2.$$

Приближение $m_0^* \approx (m_a + m_A)$ является вполне хорошим, т. к. кинетические энергии T_a и T_0 не превышают десятка $MэВ$, а энергии покоя частиц $m_0 c^2$ и $m_A c^2$ по крайней мере на два порядка больше.

Закон сохранения энергии (5.30) с учетом (5.32) преобразуем к виду:

$$m_0^* c^2 = \left(\frac{m_A}{m_a + m_A} \right) T_a + (m_a + m_A) \cdot c^2.$$

Вычтем из правой и левой частей полученного равенства энергию покоя составного ядра в основном состоянии $m_0 c^2$. Тогда закон сохранения энергии можно записать следующим образом:

$$W = (m_0^* - m_0) \cdot c^2 = \tilde{T}^{(a)} + G_a, \quad (5.33)$$

где $G_a = [(m_a + m_A) - m_0] \cdot c^2$ – энергия связи частицы a в составном ядре; $\tilde{T}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_a$ – суммарная кинетическая энергия частиц во входном

канале в *СЦИ* или кинетическая энергия относительного движения. Из полученной формулы (5.33) можно сделать следующие выводы:

- Составное ядро образуется в сильно возбужденном состоянии даже при условии $T_a \approx 0$. Например, поглощение теплового нейтрона приводит к образованию составного ядра с энергией возбужде-

ния $W \approx G_n$, где $G_n \approx 8-10 \text{ МэВ}$ – энергия связи нейтрона в составном ядре.

- Часть кинетической энергии налетающей частицы $\left(\tilde{T}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_a \right)$ превращается в энергию возбуждения составного ядра, т. е. является полезной с точки зрения протекания ядерной реакции. Другая часть кинетической энергии частицы переходит в кинетическую энергию составного ядра $\left(T_0 = \frac{m_a}{m_a + m_A} T_a \right)$ и является, по сути, бесполезной.
- Традиционная схема эксперимента, когда ядро-мишень покоится, эффективна при условии, что налетающая частица много легче ядра-мишени ($m_a \ll m_A$). В противном случае ($m_a \sim m_A$) значительная часть кинетической энергии налетающей частицы уходит на движение составного ядра. Данное обстоятельство привело к тому, что столкновения частиц с одинаковыми массами (например, протон – протонные столкновения) в современных установках реализуются на встречных пучках⁹.

Основанное на законах сохранения энергетическое рассмотрение второй стадии ядерной реакции позволяет получить аналогичное (5.33) выражение для энергии возбуждения составного ядра:

$$W = \tilde{T}^{(b)} + G_b. \quad (5.34)$$

Здесь $G_b = [(m_b + m_B) - m_0] \cdot c^2$ – энергия связи частицы b в составном ядре; $\tilde{T}^{(b)} = \frac{m_B}{m_b + m_B} T_b$ – кинетическая энергия относительного движения частиц в выходном канале; T_b – кинетическая энергия частицы b в ЛСК.

Ядерную реакцию через составное ядро полезно изобразить в виде энергетической диаграммы (рис. 5.8). Из диаграммы, видно, что для энергии реакции можно записать следующие формулы:

$$Q = \tilde{T}^{(b)} - \tilde{T}^{(a)}; \quad (5.35)$$

$$Q = G_a - G_b. \quad (5.36)$$

Минимальную кинетическую энергию частицы a , необходимую для осуществления эндонергетической ядерной реакции называют *по-*

⁹ При такой схеме опыта суммарный импульс сталкивающихся частиц равен нулю, и, в соответствии с законом сохранения импульса, будет равен нулю и импульс составной частицы.

пороговой энергией. Формулу для пороговой энергии $T_{a\min}$ получим из выражения (5.35) при условии $\tilde{T}^{(b)} = 0$:

$$\tilde{T}_{\min}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_{a\min} = |Q|,$$

откуда имеем:

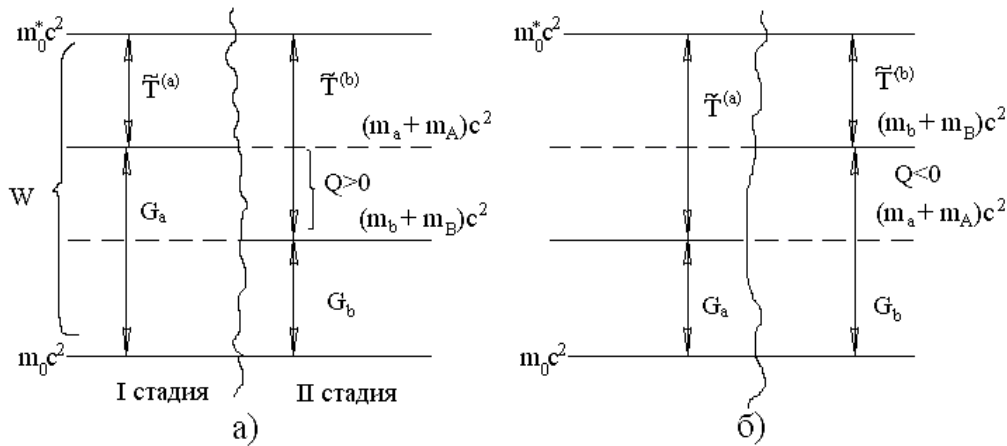


Рис. 5.8. Энергетические диаграммы ядерных реакций через составное ядро; а – экзоэнергетическая реакция; б – эндоэнергетическая реакция

Таким образом, пороговая энергия эндоэнергетической реакции больше энергии реакции на величину $\frac{m_a}{m_A} |Q|$. Как отмечено выше, такой результат объясняется тем, что часть кинетической энергии налетающей частицы a в силу закона сохранения импульса тратится на кинетическую энергию составного ядра, и эта часть тем меньше, чем легче налетающая частица по сравнению с ядром.

$$T_{a\min} = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q|. \quad (5.37)$$

5.4.2. Сечения ядерных реакций через составное ядро

При рассмотрении сечений ядерных реакций через составное ядро необходимо учитывать, что реакции протекают через две независимые друг от друга стадии, следовательно, распад составного ядра (II стадия) не зависит от способа его образования (I стадия). Поэтому сечение ядерной реакции через составное ядро можно представить в виде двух сомножителей, один из которых определяет вероятность образования составного ядра в энергетическом состоянии W , а другой – вероятность его распада по i -му каналу:

$$\sigma_i(W) = \sigma_0(W) \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma}. \quad (5.38)$$

Здесь $\sigma_0(W)$ – сечение образования составного ядра; Γ – ширина возбужденного уровня составного ядра; Γ_i – парциальная ширина уровня, соответствующая i -тому выходному каналу.

Сечение образования составного ядра $\sigma_0(W)$ пропорционально вероятности найти ядро в энергетическом состоянии W :

$$\sigma_0(W) \sim \frac{\Gamma}{(W - W_i)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (5.39)$$

где $W_i = (m_i^* - m_0) \cdot c^2$ – энергия возбуждения i -го квазистационарного уровня составного ядра. Правую часть соотношения (5.39) называют формулой Брейта–Вигнера; она описывает ярко выраженный резонансный характер процесса образования составного ядра – чем ближе энергия возбуждения составного ядра W к энергии W_i , тем более вероятно его образование. Избирательность в поглощении налетающих частиц с определенной энергией, соответствующей условию:

$$W_i = \tilde{T}_i^{(a)} + G_a, \quad (5.40)$$

приводит к возникновению резонансных пиков в сечениях ядерных реакций через составное ядро (см., например, п. 5.5) при энергиях частиц $\tilde{T}_i^{(a)}$, которые называют *резонансными*.

5.5. Ядерные реакции под действием нейтронов

Для нейтронов отсутствует кулоновский барьер, поэтому реакции под действием этих частиц представляют наиболее обширный круг ядерных реакций. Результат ядерного взаимодействия нейтрона с ядром существенным образом зависит от его энергии. Используют следующую классификацию нейтронов по энергиям:

1. *Тепловые нейтроны*; кинетическая энергия тепловых нейтронов определяется температурой вещества, с которым нейтроны взаимодействуют, т. е. $T_n \sim kT^0$. При комнатной температуре $T^0 \approx 300^0 K$ $T_n \approx 0.025$ эВ, т. е. очень маленькая величина. Длина волны де Бройля тепловых нейтронов $\lambda > 10^8$ см.
2. *Медленные нейтроны* – это нейтроны с кинетической энергией $T_n \sim$ десятки кэВ; $\lambda \sim 10^{-8}$ см.
3. *Нейтроны промежуточных энергий*; 100 кэВ $\lesssim T_n \lesssim 1$ МэВ.
4. *Быстрые нейтроны*, $T_n \gtrsim 1$ МэВ.

Под действием нейтронов идут следующие ядерные реакции:

1. *Упругое рассеяние.* В этой реакции внутреннее состояние ядра не изменяется, происходит изменение только кинетических энергий ядра и нейтрона. Реакция протекает при всех энергиях нейтронов. Упругое рассеяние тепловых нейтронов имеет хаотический характер и сопровождается обменом кинетической энергией теплового движения $\sim kT^0$ между нейтроном и ядром.
2. *Неупругое рассеяние.* При неупругом рассеянии происходит изменение внутреннего состояния ядра – оно образуется в возбужденном состоянии. Реакция является пороговой и идет на быстрых нейтронах.
3. *Реакция радиационного захвата.* В этой реакции нейтрон захватывается ядром, а образовавшееся возбужденное составное ядро испускает жесткое электромагнитное излучение. С наибольшей вероятностью реакция идет на тепловых и медленных нейтронах.
4. *Реакции с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц.* Такие реакции за редким исключением идут на быстрых нейтронах.
5. *Реакция деления тяжелых ядер.* В этой реакции происходит поглощение нейтрона ядром, после чего образовавшееся составное ядро делится на два ядра из середины таблицы Менделеева. Энергии нейтронов, при которых протекает реакция деления, зависят от типа делящегося изотопа. Например, U^{235} с наибольшей вероятностью делится под действием тепловых нейтронов, а деление U^{238} возможно только на быстрых нейтронах (см. гл. 6).

5.5.1. Упругое рассеяние нейтронов

Упругое столкновение нейтронов с ядрами является основным процессом, в котором участвуют нейтроны всех энергий. К тому же именно упругие столкновения играют основную роль при замедлении нейтронов в веществе. Процесс замедления нейтронов представляет большой интерес при решении ряда важных задач, в том числе при проектировании ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Получим формулу для кинетической энергии ядра отдачи, используя законы сохранения энергии и импульса:

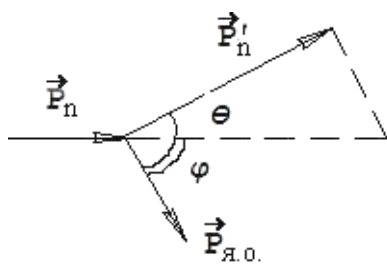


Рис. 5.9

$$\begin{cases} T_n = T'_n + T_{я.о.}; \\ \vec{P}_n = \vec{P}'_n + \vec{P}_{я.о.}. \end{cases} \quad (5.41)$$

$$\begin{cases} T_n = T'_n + T_{я.о.}; \\ \vec{P}_n = \vec{P}'_n + \vec{P}_{я.о.}. \end{cases} \quad (5.42)$$

В законе сохранения энергии энергию покоя частиц можно не учитывать, т. к. при упругом рассеянии массы частиц остаются неизменными.

Закон сохранения импульса перепишем в виде $(\vec{P}_n - \vec{P}_{я.о.}) = \vec{P}'_n$ и возведем его в квадрат: $P_n^2 - 2P_n P_{я.о.} \cos \varphi + P_{я.о.}^2 = P_n'^2$, где φ - угол отдачи (рис. 5.9).

В полученной формуле перейдем к кинетическим энергиям ($p^2 = 2mT$) и решим систему относительно $T_{я.о.}$:

$$T_{я.о.} = \frac{4m_n m_A}{(m_n + m_A)^2} \cdot T_n \cos^2 \varphi \cong \frac{4A}{(1+A)^2} T_n \cos^2 \varphi, \quad (5.43)$$

где A – массовое число ядра мишени¹⁰.

Максимальную кинетическую энергию ядро приобретает при лобовом столкновении, когда $\varphi = 0$:

$$T_{я.о. \max} = \frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n. \quad (5.44)$$

Из формул (5.43) (5.44) видно, что переданная при столкновении ядру энергия зависит от соотношения масс ядра и нейтрона. Наибольшую часть энергии нейтрон теряет в столкновениях с легкими ядрами, когда $A \sim 1$ и $T_{я.о. \max} \sim T_n$. В столкновениях с тяжелыми ядрами ($A \gg 1$), напротив, доля передаваемой энергии невелика – $T_{я.о. \max} \approx \frac{4}{A} \cdot T_n \ll T_n$. Таким образом, наиболее эффективно нейтроны замедляются в легких веществах, особенно в веществах, содержащих водород ($A=1$).

При упругом рассеянии осуществляется оба механизма ядерных реакций: прямая реакция рассеяния (или дифракционное рассеяние) и рассеяние через составное ядро. Прямая реакция происходит на ядерном потенциале, который создается ядром. Сечения упругого рассеяния представляют в виде суммы сечений, соответствующих тому и другому механизму:

$$\sigma_{m} \cong \sigma_{m}^{\Pi} + \sigma_{m}^0, \quad (5.45)$$

где σ_{m}^{Π} – сечение дифракционного рассеяния; σ_{m}^0 – сечение упругого рассеяния через составное ядро¹¹. Сечения упругого рассеяния рассчитаны методами квантовой механики. Для рассеяния на ядерном потенциале получены следующие результаты:

¹⁰ Если массы частиц входят в формулы в виде отношения, то в точных значениях масс нет необходимости. В этом случае массу ядра с массовым числом A можно принять равным $m_A \approx A \text{ а.е.м.}$, а массы нейтрона и протона – $m_n \approx m_p \approx 1 \text{ а.е.м.}$

¹¹ Формула (5.45) является приближенной, т. к. не учитывает интерференцию волн, описывающих рассеяние на потенциале (в прямой ядерной реакции), и волн, описывающих рассеяние через составное ядро. Однако соответствующая поправка дает небольшой вклад в сечения только вблизи резонансных пиков.

$$\sigma_{nn}^{\text{II}} \approx \begin{cases} 4\pi R_{\text{я}}^2, \text{ при } T_n < 1 \text{ МэВ}; \\ \pi R_{\text{я}}^2, \text{ при } T_n \sim \text{несколько МэВ} \\ < \pi R_{\text{я}}^2, \text{ при } T_n \gtrsim \text{десятки МэВ} \end{cases} \quad (5.46)$$

Низкоэнергетические нейтроны наиболее отчетливо проявляют волновые свойства, поэтому сечение дифракционного рассеяния заметно больше геометрического $S_{\text{geom}} = \pi R_{\text{я}}^2$. Нейтроны с очень высокими энергиями ($T_n \gtrsim$ десятки МэВ, $\lambda \ll R_{\text{я}}$) пролетают через ядро так быстро, что некоторая часть из них не успевает вступить во взаимодействие. Ядро для таких нейтронов становится частично прозрачным, и сечение упругого рассеяния становится меньше геометрического.

При определении сечения упругого рассеяния через составное ядро нужно иметь в виду, что реакция рассеяния представляет один из нескольких возможных выходных каналов реакции (см. рис. 5.1). Поэтому соответствующее данному механизму сечение упругого рассеяния записывается следующим образом:

$$\sigma_{nn}^0 = \sigma_0 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}, \quad (5.47)$$

где σ_0 – сечение образования составного ядра; Γ_n – нейтронная ширина уровня; $\frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{\lambda_n}{\lambda_0}$ – вероятность протекания реакции по упругому каналу.

Сечение образования составного ядра под действием нейтронов описывает известная формула Брейта–Вигнера, учитывающая избирательный резонансный характер захвата медленных нейтронов:

$$\sigma_0 \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma \cdot \Gamma_n}{(W - W_i)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.48)$$

В области низких энергий нейтронов, при которых наиболее вероятен механизм составного ядра, идут главным образом две реакции – упругого рассеяния (n, n) и радиационного захвата (n, γ), поэтому ширина возбужденного уровня составного ядра Γ складывается из двух парциальных ширин:

$$\Gamma \cong \Gamma_n + \Gamma_\gamma. \quad (5.49)$$

С учетом того, что $W = \tilde{T}^{(n)} + G_n$ и $(W - W_i)^2 = (\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2$, формула для сечения образования составного ядра принимает вид:

$$\sigma_0 \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma \cdot \Gamma_n}{(\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (5.50)$$

В выражении (5.50) коэффициент пропорциональности (так называемый статистический множитель, учитывающий возможные направ-

ления спинов частиц, участвующих в реакции), по порядку величины близок к единице.

Подставляя выражение (5.50) в (5.47), получим формулу для сечения упругого рассеяния через составное ядро:

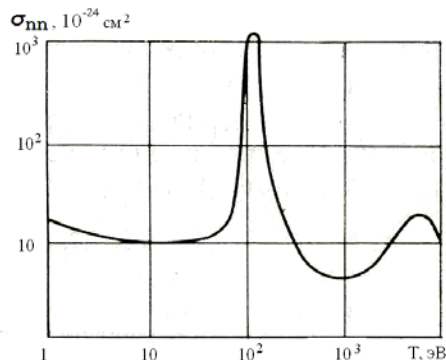


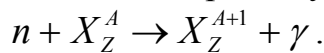
Рис. 5.10. Сечение рассеяния нейтронов на кобальте

$$\sigma_{nn}^H \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n^2}{(\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.51)$$

На рис. 5.10 приведено сечение рассеяния нейтронов на кобальте. Резонансные максимумы в сечении соответствуют рассеянию через составное ядро.

5.5.2. Радиационный захват

В реакции радиационного захвата образовавшееся после поглощения нейтрона возбужденное составное ядро испускает γ -квант:



Эта реакция наряду с упругим рассеянием идет практически на всех ядрах. Исключением являются магические ядра, для которых вероятность поглощения нейтрона крайне мала. С наибольшей вероятностью реакция (n, γ) идет на тепловых и медленных нейтронах. Радиационный захват идет через составное ядро, поэтому сечение реакции определяется с помощью формулы Брейта–Вигнера:

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_0 \cdot \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma}{(\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.52)$$

Зависимость сечения реакции (n, γ) от энергии нейтронов имеет характерный для каждого изотопа вид. Однако существуют общие для всех ядер закономерности:

- В сечениях наблюдаются резонансные пики при энергиях нейтронов $T_{ni} = \frac{m_n + m_A}{m_A} \cdot \tilde{T}_i^{(n)}$, соответствующих образованию составного ядра в квазистационарных энергетических состояниях с энергией возбуждения $W_i = (m_i^* - m) \cdot c^2$.

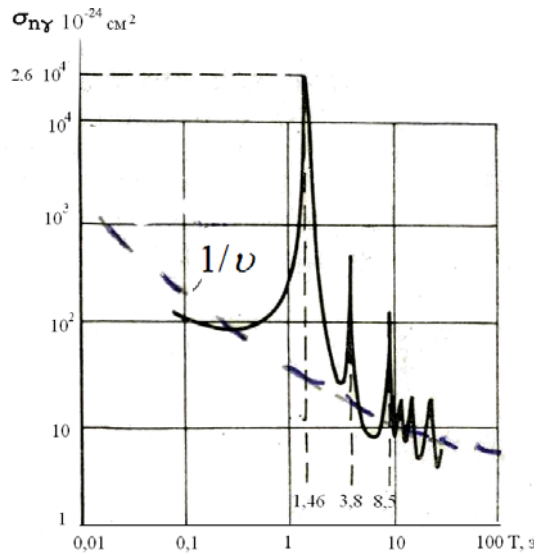
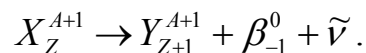


Рис. 5.11. Сечение реакции радиационного захвата от энергии нейтрона для индия

таблицы Менделеева – Cd^{113} , In^{115} и Xe^{135} , для которых сечения реакции (n,γ) при резонансных энергиях достигают десятков и даже сотен тысяч барн. В качестве примера на рис. 5.11 представлена зависимость сечения реакции (n,γ) от энергии нейтрона для индия.

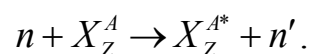
Продукты реакции (n,γ) перегружены нейтронами, поэтому являются β^- -активными:



Реакция (n,γ) широко используется для решения ряда прикладных задач. Образующиеся в реакции вторичные частицы (γ и β^-) легко зарегистрировать, поэтому эта реакция применяется для детектирования нейтронов. С помощью реакции радиационного захвата получают широко используемые γ - и β^- – активные изотопы с заданными характеристиками – периодами полураспада, энергетическими спектрами. Реакция (n,γ) используется в нейтронно-активационном анализе химического и изотопного состава сложных веществ (подробнее см. гл. 7).

5.5.3. Неупругое рассеяние нейтронов

При неупругом рассеянии ядро образуется в возбужденном состоянии:



Запишем закон сохранения полной энергии для данной реакции:

- Усредненные по резонансным пикам сечения убывают с ростом энергии нейтрона по закону $1/v$, где v – скорость нейтрона (рис. 5.11). Следует отметить, что закон $1/v$ выполняется не только для реакции (n,γ) , но и для других реакций, в которых нейтрон захватывается ядром, например, в реакции деления тяжелых ядер (см. гл. 6).

- По величине сечения радиационного захвата для большинства ядер сравнительно невелики и не превышают нескольких барн. Исключением являются легкие ядра – He^3 , Li^6 , B^{10} и ядра из середины

$$mc^2 + m_n c^2 + T_n = m_i^* c^2 + m_n c^2 + T_{я.о.} + T_n',$$

где $m_i^* c^2$ – энергия покоя ядра в i -ом возбужденном состоянии. Учитывая, что энергия возбуждения ядра $W_i = (m_i^* - m) \cdot c^2$, а кинетическая энергия отдачи мала, перепишем закон сохранения полной энергии в виде:

$$T_n \approx W_i + T_n'. \quad (5.53)$$

Из формулы (5.53) видно, что реакция неупругого рассеяния является пороговой, т. е. $T_{n\min} \gtrsim W_i$, где W_i – энергия первого возбужденного уровня ядра. Для тяжелых ядер W_i сравнительно невелики (\sim десятки кэВ), а для легких ядер энергии первого возбужденного уровня гораздо выше и составляют единицы МэВ. Поэтому при прохождении через легкие вещества быстрые нейтроны могут испытывать не более одного – двух неупругих соударений. Реакция может идти как напрямую, когда часть энергии нейтрона передается одному или нескольким поверхностным нуклонам, так и через составное ядро. Сечения неупругого рассеяния по величине не превышает десятых долей барна. При рассеянии через составное ядро в сечении возникают резонансные пики.

5.5.4. Реакции с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц

К данному классу относятся реакции (n,p) , (n,α) , (n,d) , (n,np) , (n,nn) , $(n,n\alpha)$ и т. д. Реакции идут как напрямую, так и через составное ядро. Вылету заряженных частиц из ядра препятствуют кулоновский и центробежный барьеры, поэтому эти реакции идут, как правило, на быстрых нейтронах. Из перечисленных реакций наиболее важное практическое значение имеют реакции (n,p) и (n,α) . Эти реакции идут через составное ядро.

Реакция (n,p) обычно эндонергетическая, причем $|Q| \sim 1 \text{ МэВ}$. Из этого правила для легких ядер есть исключения, когда $Q > 0$:



Кулоновский барьер в реакциях (5.54), (5.55) невысок, поэтому эти реакции идут на тепловых нейтронах.

Реакция (n,α) , напротив, экзоэнергетическая. Энергетическую выгодность данной реакции легко объяснить, если применить выражение для энергии реакции через энергии связи налетающей и образующейся в реакции частиц:

$$Q = G_n - G_\alpha.$$

Энергия связи нейтрона G_n в ядрах составляет 8–10 МэВ, а энергия связи α -частицы $G_\alpha \lesssim 6$ МэВ, поэтому $Q > 0$ для всех ядер. Однако вылету α -частиц из ядер препятствует более высокий, чем у протонов, кулоновский барьер, в результате, несмотря на энергетическую выгоду, реакции (n, α) идут, как правило, на быстрых нейтронах. На некоторых легких ядрах, для которых кулоновский барьер невысок, реакция (n, α) идет и на тепловых нейтронах:



Реакции (5.54)–(5.57) используют в детекторах нейтронов, при этом непосредственно регистрируются продукты реакции – протоны и α -частицы. Ядра, образующиеся в реакциях (n, p) и (n, α) , перегружены нейтронами, поэтому они являются β^- -радиоактивными.

Реакции с образованием множественного числа частиц идут только на нейтронах с высокими энергиями – $T_n \gtrsim$ сотни МэВ. Реакции могут протекать напрямую, например, реакция подхвата (n, d) , и через составное ядро. Сечения реакций с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц крайне малы и не превышают сотых–десятых долей барна.

5.6. Ядерные реакции под действием заряженных частиц

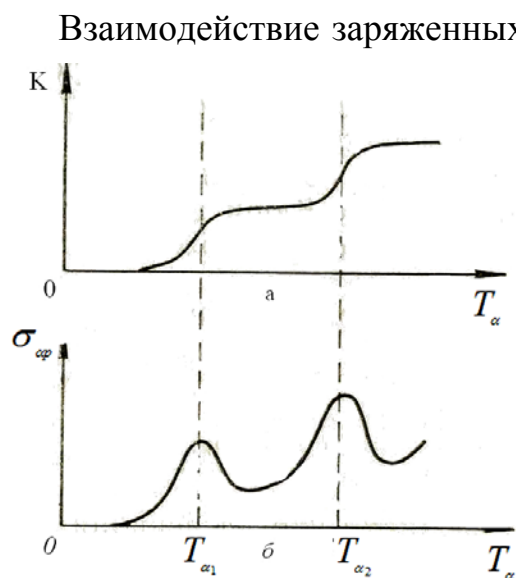


Рис. 5.12. Функция возбуждения и сечение реакции (α, p) для ядер Al_{13}^{27}

Взаимодействие заряженных частиц с ядрами приводит к протеканию упругих и неупругих процессов на ядрах. Упругие столкновения происходят при всех энергиях частиц и сопровождаются передачей ядру части кинетической энергии частицы. При этом внутреннее состояние ядра не изменяется (см., например, п. 5.5.1). Неупругие столкновения могут привести к возбуждению ядер – происходит так называемое *кулоновское возбуждение* ядер, или к превращению ядра с образованием других частиц.

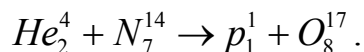
Ядерные реакции типа (a, b) под действием заряженных частиц идут преимущественно на легких

ядрах и обладают двумя особенностями, связанными с наличием заряда. Во-первых, такие реакции идут эффективно при энергиях, превышающих высоту кулоновского барьера $\tilde{T}^{(a)} \gtrsim B_{кул}$, т. е. являются по сути пороговыми. В принципе протекание реакций с энергиями $\tilde{T}^{(a)} < B_{кул}$ возможно за счет туннельного эффекта. Однако, такой процесс мало вероятен из-за низкой проницаемости барьера. Во-вторых, в результате ионизационных столкновений с атомами вещества мишени энергия частицы быстро убывает с толщиной мишени и становится меньше пороговой. Эти особенности приводят к тому, что выходы ядерных реакций под действием заряженных частиц крайне малы и обычно не превышают 10^{-4} , т. е. только одна из более чем 10000 частиц, движущихся в веществе, может вступить в ядерную реакцию. Наиболее важное практическое значение имеют реакции под действием α -частиц и протонов, в которых образуются новые частицы и ядра, поэтому рассмотрим этот класс ядерных реакций подробнее.

5.6.1. Ядерные реакции под действием α -частиц

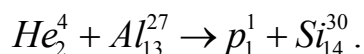
Из интересующего нас круга ядерных реакций (с образованием новых частиц и ядер) с наибольшей вероятностью идут реакции (α, p) и (α, n) . На первый взгляд кажется, что при не очень высоких энергиях α -частиц из этих двух реакций более вероятна реакция (α, n) , т. к. вылету протона из ядра препятствует кулоновский барьер. Однако, как показал опыт, обе реакции идут с примерно равной вероятностью. Это объясняется тем, что при сравнительно низких энергиях α -частиц $\tilde{T}^{(a)} \sim B_{кул}$ реакции идут через составное ядро, минимальная энергия возбуждения которого $W_{\min} = G_{\alpha} + \tilde{T}^{(a)} \cong G_{\alpha} + B_{кул}$. Первое слагаемое G_{α} с ростом Z уменьшается, а второе – возрастает, в результате W_{\min} практически одинаково для всех ядер и составляет примерно 20 МэВ. Такой энергии возбуждения хватает не только для отрыва любого нуклона, но и для преодоления кулоновского барьера для протона.

Напомним, что впервые на опыте наблюдали ядерную реакцию (α, p) :



Энергия этой реакции $Q = -1,06 \text{ МэВ}$. При энергии α -частиц $T_{\alpha} = 7,8 \text{ МэВ}$ выход реакции составляет $2 \cdot 10^5$.

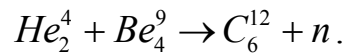
Достаточно подробно изучена экзоэнергетическая реакция (α, p) на алюминии ($Q = 2,26 \text{ МэВ}$):



Измерена функция возбуждения $K(T_\alpha)$ этой реакции (рис. 5.12, а), что позволило путем дифференцирования $K(T_\alpha)$ (формула 5.29) найти зависимость сечения реакции от энергии α -частиц (рис. 5.12б).

Наличие резонансных пиков в сечении свидетельствует о том, что захват α -частиц с энергиями $T_{\alpha 1}$ и $T_{\alpha 2}$ приводит к образованию составного ядра в двух квазистационарных состояниях.

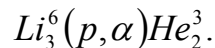
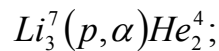
Нейтрон, как составная частица ядра, был обнаружен в 1932 г. в реакции типа (α, n) . Одной из самых известных реакций этого типа является реакция на берилии:



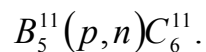
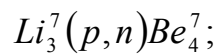
Реакция является экзоэнергетической ($Q = 5,5 \text{ МэВ}$) и имеет очень большой выход $K = 2,5 \cdot 10^4$. Эта реакция используется в источниках нейтронов.

5.6.2. Ядерные реакции под действием протонов

Наиболее важными и изученными являются реакции (p, n) и (p, α) . Реакции (p, α) являются экзоэнергетическими — $Q = G_p - G_\alpha > 0$, т. к. $G_p \approx 8 - 10 \text{ МэВ}$, а $G_\alpha \lesssim 6 \text{ МэВ}$. Однако, несмотря на энергетическую выгоду такие реакции идут главным образом на легких ядрах, что объясняется достаточно высоким кулоновским барьером, препятствующим вылету α -частицы из ядра. Широко известны реакции (p, α) на литии:



Реакции (p, n) , напротив, эндоэнергетические, причем порог реакции $T_{p \min} \approx 1 - 3 \text{ МэВ}$. Типичные примеры таких реакций:

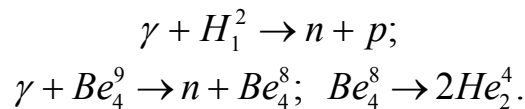


Продукты реакции (p, n) перегружены протонами, поэтому являются β^+ -активными или испытывают электронный захват. Например, ядро C_6^{11} , образовавшееся в реакции (p, n) на боре, испускает β^+ -частицы с периодом полураспада около 20 мин.

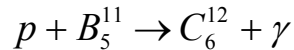
5.7. Фотоядерные реакции

Фотоядерными называют реакции поглощения γ -квантов ядрами, в результате чего из ядер вылетают какие-либо частицы, чаще всего нейтроны или протоны. При высоких энергиях γ -квантов кроме вышеупомянутых реакций (γ, n) и (γ, p) возможно протекание и других процессов – (γ, α) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) и т. д. Фотоядерные реакции иногда называют *ядерным фотоэффектом*. На тяжелых делящихся ядрах под действием γ -квантов может идти также реакция фотоделения (γ, f) .

Ядерный фотоэффект, как и обычный фотоэффект, является пороговой реакцией, т. е. идет под действием γ -квантов с энергиями, превышающими энергию связи выбиваемых частиц. Энергия квантов, испускаемых ядрами ($E_\gamma \lesssim 3 \text{ МэВ}$) выше пороговой только для двух ядер – H_1^2 и Be_4^9 :



Для осуществления фотоядерных реакций на других ядрах требуются γ -кванты с более высокими энергиями. Высокоэнергетические фотоны получают с помощью ускорителей заряженных частиц, например, электронов – при прохождении через вещество электроны генерируют тормозное излучение (см. гл. 4). Иногда для получения фотонов с высокими энергиями используют взаимодействие ядер с протонами. Например, в реакции



испускаются γ -кванты с энергиями 11.67 МэВ, 16.10 МэВ и др.

Из анализа экспериментальных данных следует, что фотоядерные реакции могут протекать как через составное ядро (энергия кванта распределяется между нуклонами ядра), так и напрямую (энергия кванта передается одной частице, вылетающей из ядра). Наиболее изучены реакции (γ, n) и (γ, p) , для которых получены следующие результаты:

- Угловое распределение вылетающих из ядер нейтронов и медленных протонов является изотропным, что хорошо описывается «испарением» этих частиц из возбужденного («перегретого») составного ядра.

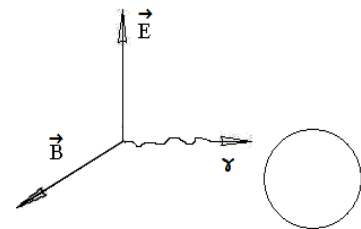


Рис. 5.13. Вырывание протона с поверхности ядра под действием электрической силы

- Экспериментально показано, что на один вылетевший протон приходится примерно 100 нейтронов. Другими словами, отношение выходов реакций (γ, p) и (γ, n) составляет 10^{-2} , т. е. $K(\gamma, p)/K(\gamma, n) \approx 10^{-2}$. Это примерно на два порядка больше теоретических оценок, сделанных на основе модели составного ядра. Эту разницу удастся объяснить с помощью механизма прямого вырывания протонов с поверхности ядра. Вылету таких протонов кулоновский барьер препятствует в гораздо меньшей степени, чем «испарению» низкоэнергетических протонов из составного ядра.

- Быстрые протоны вылетают преимущественно под углом 90° к направлению движения γ -квантов. Эта закономерность также объясняется прямым вырыванием протонов с поверхности ядра под действием электрической силы $\vec{F} = e\vec{E}$, направленной перпендикулярно движению фотонов (рис. 5.13).

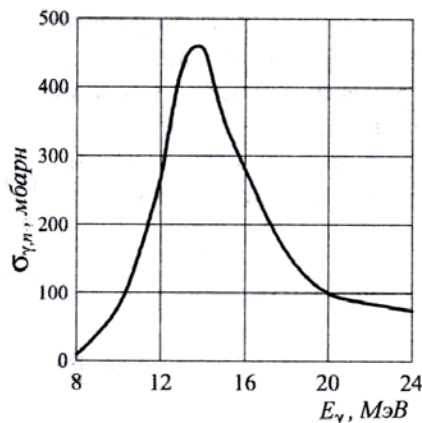


Рис. 5.14. Сечение реакции (γ, n) от энергии фотонов

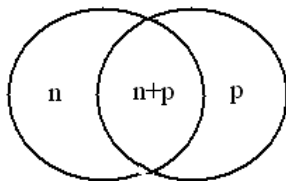


Рис. 5.15. Смещение центра тяжести протонов относительно центра тяжести нейтронов под действием электрической составляющей электромагнитного излучения

Изучение зависимости сечений реакций (γ, p) и (γ, n) от энергии фотонов показало, что для всех ядер имеется следующая закономерность: начиная с пороговой энергии, сечение плавно возрастает, достигает максимума при $E_\gamma \approx 12 - 25 \text{ МэВ}$, а затем также плавно уменьшается (рис. 5.14).

Вид зависимости сечений фотоядерных реакций от энергии γ -кванта напоминает резонансную кривую. Из-за большой полуширины кривой ($\sim 3-6 \text{ МэВ}$), эта зависимость получила название *гигантского резонанса*. Существование резонанса объясняется с помощью простой классической модели вынужденных колебаний протонов относительно нейтронов под действием электромагнитного излучения. Ядро со смещенными центрами тяжести нейтронов и протонов (рис. 5.15) можно рассматривать как осциллятор, у которого роль упругих сил выполняют ядерные силы. Резонанс возникает при совпадении

собственной частоты осциллятора с частотой вынуждающей силы, в данном случае с частотой электромагнитного поля.

Контрольные вопросы и упражнения

1. Что обычно понимают под термином «ядерная реакция»? Как используют законы сохранения и ядерные реакции при изучении микромира? Приведите пример.
2. Перечислите барьеры, возникающие при протекании ядерных реакций. Поясните условия, при которых каждый из перечисленных барьеров играет решающую роль.
3. Получите формулу для центробежной энергии $V_{цб}(r)$. Приведите формулы для высоты кулоновского и центробежного барьеров. Нарисуйте графики функций $V_{кул}(r)$ и $V_{цб}(r)$.
4. Каковы механизмы протекания ядерных реакций? Дайте краткое описание каждого механизма, укажите область характерных энергий.
5. Получите формулу для энергии возбуждения составного ядра.
6. Нарисуйте энергетические схемы для экзо- и эндоэнергетической реакций, дайте необходимые пояснения. Получите формулу для пороговой энергии эндоэнергетической реакции.
7. Перечислите типы ядерных реакций под действием нейтронов. Укажите характерный диапазон энергий для каждого типа.
8. Какую величину называют выходом ядерной реакции? Как вычисляется выход ядерной реакции под действием заряженных частиц?
9. Дайте определение функции возбуждения ядерной реакции под действием заряженных частиц? Как используется функция возбуждения для определения сечений ядерных реакций? Схематически сравните зависимость эффективного сечения от энергии частиц для реакций, вызванных нейтронами и протонами.
10. Перечислите основные закономерности фотоядерных реакций (γ, p) и (γ, n) , сделайте выводы относительно механизма этих реакций.
11. Приведите характерный вид сечений фотоядерных реакций. Как объясняется наличие гигантского резонанса в сечении?

Задачи

1. Вычислите минимальную кинетическую энергию α -частицы, необходимую для преодоления кулоновского барьера ядра Be_4^9 . (При этой и больших энергиях эффективное сечение реакции $He_2^4 + Be_4^9 \rightarrow n_0^1 + C_6^{12}$ имеет значительную величину. Данную реакцию

могут благодаря туннельному проникновению вызывать α -частицы и с несколько меньшей энергией, но вероятность проникновения очень быстро падает с уменьшением энергии α -частицы).

2. При облучении толстой алюминиевой мишени пучком альфа-частиц с энергией 7 МэВ в результате реакции (α, n) испускается $1.6 \cdot 10^9$ нейтронов/с·см². Найдите выход и среднее эффективное сечение данной реакции. Считать, что выход реакции не зависит от энергии альфа-частицы. Ток пучка α -частиц составляет 50 мкА .

3. При бомбардировке изотопа Na^{23} дейтонами образуется бета-радиоактивный изотоп Na^{24} . Счетчик бета-частиц установлен вблизи препарата, содержащего радиоактивный Na^{24} . При первом измерении счетчик дал 170 отсчетов за 1 мин, а через сутки 56 отсчетов в минуту. Напишите уравнения обеих реакций. Найдите период полураспада изотопа Na^{24} .

4. При упругом лобовом столкновении нейтрона с неподвижным ядром замедляющего вещества кинетическая энергия нейтрона уменьшается в 1.4 раза. Найдите массу ядер замедляющего вещества.

5. При бомбардировке изотопа лития Li^6 дейтонами образуются две альфа-частицы, разлетающиеся симметрично под углом θ к направлению скорости бомбардирующих дейтонов. Какую кинетическую энергию T имеют образующиеся альфа-частицы, если известно, что энергия бомбардирующего дейтона $T=0.2 \text{ МэВ}$. Найдите угол θ .

Глава 6 РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ

Делением называют реакцию, в которой тяжелое ядро делится на два примерно одинаковых по массе ядра-осколка. Реакцию деления ядер урана под действием нейтронов впервые наблюдал Э.Ферми в 1934 г., однако результаты опыта интерпретировал неверно. Он полагал, что на уране (порядковый номер 92) идет реакция (n, γ) , как это происходило на более легких ядрах. Перегруженные нейтронами продукты реакции должны испускать β^- -частицы, превращаясь в ядра с порядковыми номерами 93, 94 и т. д. Наличие нескольких β -радиоактивных цепочек Ферми объяснил существованием нескольких изотопов урана – каждый изотоп дает свою цепочку.

Изучением химических свойств предполагаемого 93-го элемента занимались многие ученые, проводившие точный радиохимический анализ продуктов реакции на уране под действием нейтронов. Немецкие радиохимики Ган и Штрассман в 1938 г. установили, что при облучении ядер урана нейтронами образуется не 93 элемент, как ожидалось, а элемент из середины таблицы Менделеева – Ba_{56} .

Объяснили полученный результат О.Фриш и Л.Мейтнер, которые предположили, что под действием нейтронов ядра урана делятся на две примерно одинаковые части. Они же предсказали основные свойства реакции деления.

6.1. Основные свойства реакции деления

1. Энергия реакции деления тяжелых ядер составляет примерно 200 МэВ. Это самая большая энергия, выделяющаяся в ядерной реакции. Энергетическая выгодность реакции деления тяжелых ядер следует из того, что для ядер с массовыми числами $A \gtrsim 60-80$ удельная энергия связи плавно уменьшается с ростом A (см. п. 2.1).

2. Энергия, выделившаяся в реакции деления, превращается главным образом в кинетическую энергию ядер-осколков. Это нетрудно показать, произведя оценку энергии кулоновского отталкивания осколков в момент их образования и используя закон сохранения полной энергии, в соответствии с которым энергия кулоновского отталкивания при разлете осколков превращается в кинетическую энергию. Энергию кулоновского отталкивания в момент образования ядер-осколков можно оценить по формуле:

$$V_{\text{кул}} = \frac{eZ_1 eZ_2}{R_1 + R_2} \approx \frac{(eZ/2)^2}{2r_0 \cdot (A/2)^{1/3}} = \frac{(4.8 \cdot 10^{-10} \cdot 46)^2}{2 \cdot 1.2 \cdot 10^{-13} \cdot (120)^{1/3} \cdot 1.6 \cdot 10^{-6}} = 250 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, энергия кулоновского отталкивания осколков, преобразующаяся в их кинетическую энергию, по порядку величины совпадает с энергией реакции деления. Двигаясь в веществе, ядра-осколки быстро теряют кинетическую энергию в столкновениях с атомами вещества, нагревая его. Следовательно, выделившуюся при делении ядер энергию легко преобразовать в тепловую, что и осуществляется на атомных электростанциях.

3. Образующиеся после деления ядра сильно перегружены нейтронами. Это свойство ядер-осколков наглядно иллюстрируют данные таблицы 6.1, в которой приведено отношение числа нейтронов N к числу протонов Z для легких, средних и тяжелых ядер.

Таблица 6.1

Отношение числа нейтронов к числу протонов в некоторых ядрах

Ядро	O_8^{16}	Ag_{47}^{107}	Ba_{56}^{137}	U_{92}^{236}
N/Z	1	1,3	1,45	1,6

Очевидно, соотношение между числом нейтронов и протонов, характерное для тяжелого исходного ядра ($\frac{N}{Z} \approx 1.6$), сохранится и в образующихся после деления ядрах из середины таблицы Менделеева. Для этих ядер в устойчивом состоянии $\frac{N}{Z} \approx 1.3 - 1.4$. От избытка нейтронов ядра-осколки избавляются двумя способами:

- Ядра-осколки испускают нейтроны. В среднем на каждое деление приходится 2–3 нейтрона. Данное свойство ядер-осколков позволяет осуществлять самоподдерживающуюся *цепную реакцию деления*, когда испущенные нейтроны приводят к делению других тяжелых ядер. Этот процесс аналогичен обычному горению – выделяющаяся в реакции окисления энергия инициирует протекание цепной химической реакции.

- Осколки деления испускают β^- -частицы, при этом лишние нейтроны превращаются в протоны. На каждый акт деления приходится в среднем 5–6 β^- -распадов. Бета-активность осколков деления приводит, с одной стороны, к нежелательным последствиям – радиоактивные вещества опасны для человека и окружающей среды, а утилизация отработанного ядерного топлива является одной из главных проблем, сдер-

живающих развитие ядерной энергетики. С другой стороны, образующиеся после β^- -распада ядра иногда сильно возбуждены и могут испускать запаздывающие нейтроны. Время запаздывания определяется характерным временем предшествующего β^- -распада и составляет единицы – десятки секунд. Как раз благодаря запаздывающим нейтронам удастся управлять цепной реакцией деления. Если бы запаздывающих нейтронов не было, то цепную реакцию деления удалось бы осуществить только в неуправляемом режиме, т. е. в виде взрыва.

6.2. Продукты реакции деления и их основные свойства

Реакцию деления можно разбить на три основные стадии (рис. 6.1):

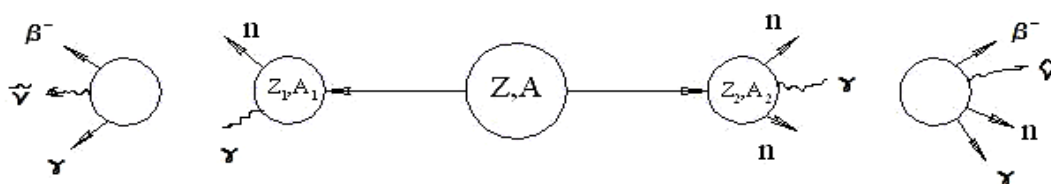


Рис. 6.1. Схема реакции деления

I стадия: непосредственно деление ядра на два сильно возбужденных, перегруженных нейтронами осколка.

II стадия: испускание осколками деления γ -квантов и мгновенных нейтронов. Первая и вторая стадии протекают очень быстро за времена порядка $10^{-15} - 10^{-14}$ с.

III стадия: испускание осколками β^- -частиц, нейтрино, γ -квантов и запаздывающих нейтронов. Испускание запаздывающих нейтронов протекает за макроскопические времена порядка единиц – десятков секунд. Доля запаздывающих нейтронов в общем их количестве невелика и составляет десятые доли процента. Однако, как указывалось выше, как раз наличие запаздывающих нейтронов позволяет управлять цепной реакцией деления.

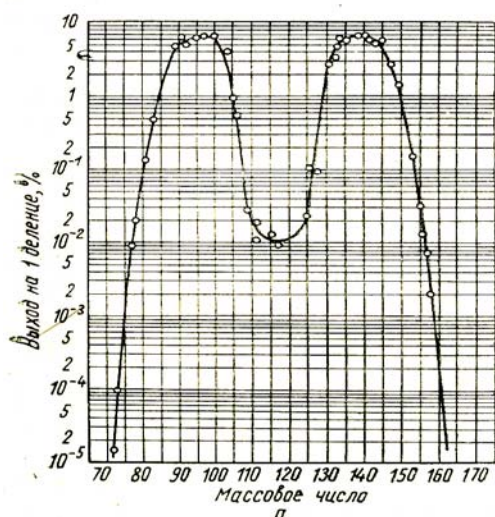


Рис. 6.2. Зависимость выхода реакции деления от массового числа ядер-осколков

Деление ядер с наибольшей вероятностью происходит на неравные по массе осколки – $m_1 : m_2 = 2 : 3$ (рис. 6.2). Такое соотношение для масс осколков деления объясняется наличием оболочечной структуры ядер – наиболее вероятно образование ядер-осколков, близких к магическим ядрам (см. п. 2.5). В соответствии с законом сохранения импульса (исходное ядро покоилось) кинетические энергии осколков обратно пропорциональны их массам: $T_1 : T_2 = 3 : 2$.

Выделившаяся в реакции деления энергия распределяется между продуктами реакции следующим образом: на ядра-осколки приходится в среднем 150–180 МэВ, на нейтроны деления – 5–6 МэВ, при β^- -распадах выделяется 10–15 МэВ, а γ -кванты уносят энергию ~ 10 МэВ.

В реакции деления образуются преимущественно быстрые нейтроны (рис. 6.3). Средняя энергия нейтронов деления $\bar{T}_n \approx 2$ МэВ, а наиболее вероятной является энергия $T_{вер} \sim 1$ МэВ (соответствует максимуму в спектре). Самые большие сечения деления ($\sigma_f \sim$ сотни барн) наблюдаются на U^{235} для тепловых нейтронов. Поэтому при осуществлении цепной реакции деления используются, как правило, тепловые нейтроны, и, следовательно, возникающие при делении нейтроны приходится замедлять (см. гл. 8).

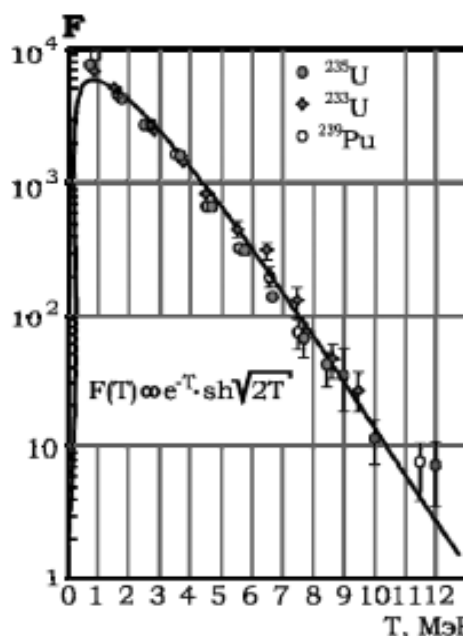


Рис. 6.3. Энергетический спектр нейтронов деления

6.3. Энергетическое рассмотрение и механизм деления

Механизм деления предложен Н.Бором в 1939 г. и основан на представлении о ядре как о капле заряженной ядерной жидкости (см. п. 2.2). В соответствии с этой моделью в основном состоянии ядро имеет сферическую форму. После поглощения нейтрона (или γ -кванта) ядро возбуждается, что приводит к его деформации. Периферические области тяжелого деформированного ядра удалены друг от друга на расстояния, превышающие радиус действия ядерных сил притяжения (рис.6.4), поэтому они испытывают только кулоновское отталкивание. В результате

действия кулоновских сил деформация ядра усиливается, что в конце концов приводит к делению ядра на два осколка. Несмотря на простоту, предложенная модель позволяет описать основные свойства реакции деления.



Рис. 6.4. Качественная схема деформации и деления тяжелых ядер

При рассмотрении механизма деления полезно выражение для энергии реакции деления

$$Q_f = [m - (m_1 + m_2)] \cdot c^2 = G_{я1} + G_{я2} - G_{я}$$

преобразовать с помощью полуэмпирической формулы для энергии связи ядер, формула (2.6). При этом учтем, что для массовых чисел A_1, A_2 , и порядковых номеров Z_1, Z_2 с наибольшей вероятностью выполняются те же соотношения, что и для масс этих ядер, т. е.

$$A_1 = \frac{2}{5} A \quad \text{и} \quad Z_1 = \frac{2}{5} Z;$$

$$A_2 = \frac{3}{5} A \quad \text{и} \quad Z_2 = \frac{3}{5} Z,$$

где A, Z – массовое число и порядковый номер исходного ядра. С учетом выше сказанного можно записать:

$$Q_f = \alpha \left(\frac{2}{5} A \right) - \beta \left(\frac{2}{5} A \right)^{2/3} - \gamma \frac{\left(\frac{2}{5} Z \right)^2}{\left(\frac{2}{5} A \right)^{1/3}} - \frac{\varepsilon \left(\frac{2}{5} A - 2 \cdot \frac{2}{5} Z \right)^2}{\frac{2}{5} A} +$$

$$+ \alpha \left(\frac{3}{5} A \right) - \beta \left(\frac{3}{5} A \right)^{2/3} - \gamma \frac{\left(\frac{3}{5} Z \right)^2}{\left(\frac{3}{5} A \right)^{1/3}} - \frac{\varepsilon \left(\frac{3}{5} A - 2 \cdot \frac{3}{5} Z \right)^2}{\frac{3}{5} A} - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \frac{\varepsilon (A - 2Z)^2}{A}.$$

(Последними слагаемыми $W_{сип}$, в формуле (2.6) пренебрегаем вследствие их малости).

Нетрудно видеть, что в полученном выражении первые ($W_{объем}$) и четвертые ($W_{сип}$) слагаемые формулы (2.6) взаимно сокращаются. После приведения подобных получим:

$$Q_f = W_{нов} - W_{нов0} + W_{кул} - W_{кул0}. \quad (6.1)$$

Здесь $W_{нов} = \beta A^{2/3}$ – поверхностная энергия исходного ядра;

$W_{нов0} = \beta A^{2/3} \left[\left(\frac{2}{5}\right)^{2/3} + \left(\frac{3}{5}\right)^{2/3} \right] = 1.25 \cdot W_{нов}$ – поверхностная энергия осколков деления;

$W_{кул} = \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ – кулоновская энергия исходного ядра;

$W_{кул0} = \left[\frac{\left(\frac{2}{5}\right)^2}{\left(\frac{2}{5}\right)^{1/3}} + \frac{\left(\frac{3}{5}\right)^2}{\left(\frac{3}{5}\right)^{1/3}} \right] = 0.64 \cdot W_{кул}$ – кулоновская энергия осколков деления.

деления.

Таким образом, в процессе деления ядер поверхностная энергия увеличивается (при равенстве объемов площадь поверхности осколков деления больше площади поверхности исходного ядра). Кулоновская энергия, напротив, уменьшается, т. к. в соответствии с законом сохранения электрического заряда ($Z = Z_1 + Z_2$), кулоновская энергия исходного ядра $W_{кул} \sim Z^2 = Z_1^2 + 2Z_1Z_2 + Z_2^2$ больше кулоновской энергии ядер-осколков $W_{кул0} \sim Z_1^2 + Z_2^2$.

С учетом полученных выражений для $W_{нов0}$ и $W_{кул0}$ условие энергетической выгодности реакции деления может быть записано следующим образом:

$$Q_f = 0.36 \cdot W_{кул} - 0.25 \cdot W_{нов} > 0,$$

или

$$0.36 \cdot W_{кул} > 0.25 \cdot W_{нов}. \quad (6.2)$$

Подставляя в неравенство (6.2) формулы для поверхностной и кулоновской энергии, получим:

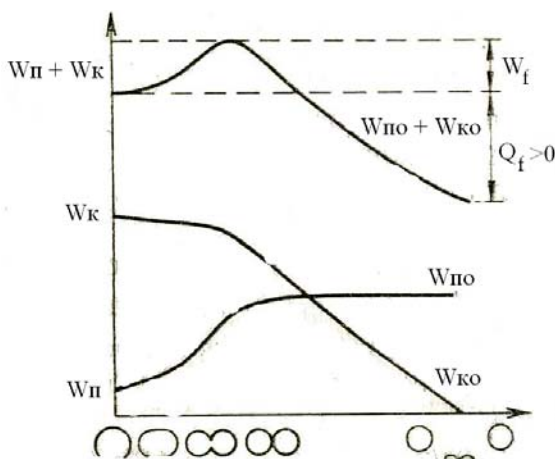


Рис. 6.5. Качественная зависимость кулоновской, поверхностной энергии ядра и их сумм от деформации ядра

$$\frac{W_{кул}}{W_{нов}} = \frac{\gamma \cdot Z^2 / A^{1/3}}{\beta \cdot A^{2/3}} = \frac{\gamma}{\beta} \cdot \frac{Z^2}{A} > \frac{0.25}{0.36} \approx 0.7 \quad (6.3)$$

Из неравенства (6.3) выразим отношение Z^2/A , так называемый параметр деления:

$$Z^2/A > 17. \quad (6.4)$$

Неравенство (6.4) выполняется для всех ядер тяжелее серебра. Однако спонтанного деления ядер из второй половины таблицы Менделеева не происходит (исключая са-

мые тяжелые – Th и U , для которых процесс деления также маловероятен). Невозможность спонтанного деления большинства тяжелых ядер объясняется наличием высокого и широкого потенциального барьера, возникающего в результате изменения поверхностной и кулоновской энергии в процессе деления. Качественный вид изменения $W_{кул}$ и $W_{нов}$ делящегося ядра с $Z^2/A > 17$ приведен на рис. 6.5. На этом же рисунке указана высота барьера W_f , которую иногда называют *энергией активации*. Высота барьера уменьшается с ростом параметра деления (рис. 6.6), и для ядер с $Z^2/A \gtrsim 45-49$ барьера при делении вообще не возникает. Это означает, что такие ядра абсолютно неустойчивы по отношению к делению. (Для ядра урана, самого тяжелого из существующих в природе, $\frac{Z^2}{A} \approx 36$).

Спонтанное деление тяжелых ядер с параметром деления $17 \lesssim Z^2/A \lesssim 45$ возможно за счет туннельного эффекта. Впервые спонтанное деление ядер урана наблюдали в 1940 г. советские ученые Г.Н. Флеров и К.А. Петржак. Оценки коэффициента проницаемости возникающего при делении потенциального барьера показывают, что период полураспада относительно деления очень велик ($T \gtrsim 10^{15}$ лет). Напомним, что сравнительно большие периоды полураспада характерны и для α -активных ядер, что также объясняется наличием потенциального барьера, возникающего за счет действия, главным образом, кулоновских сил между ядром и α -частицей (см. п. 3.5).

Быстрое деление ядер с параметром деления $17 \lesssim Z^2/A \lesssim 45$ происходит в том случае, если ядру сообщить дополнительную энергию возбуждения W , превышающую энергию активации W_f . В возбужденное

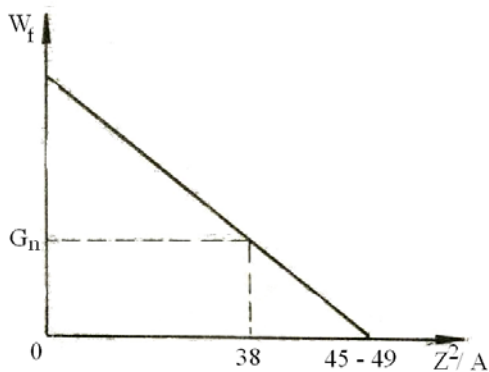


Рис. 6.6. G_n — энергия связи нейтрона в ядре U^{236} .

состояние ядро может перейти, поглотив γ -квант с энергией $E_\gamma \gtrsim W_f$ или нейтрон с энергией, удовлетворяющей условию:

$$W = G_n + \tilde{T}^{(n)} \gtrsim W_f. \quad (6.6)$$

Природный уран состоит, главным образом, из двух изотопов – U^{235} (0.71%) и U^{238} (97.29%).

Для U^{235} энергия активации составляет 6МэВ, а энергия связи

нейтрона в составном четно-четном ядре U^{236} – 6.5 МэВ. Таким образом, условие (6.6) для U^{235} выполняется даже при $\tilde{T}^{(n)} \approx 0$, поэтому деление ядер данного изотопа происходит и на тепловых нейтронах. Параметр деления Z^2/A для ядер U^{238} несколько меньше, чем у U^{235} , следовательно, энергия активации больше – 7 МэВ. В то же время энергия связи нейтрона в составном четно-нечетном ядре U^{239} , наоборот, меньше – 6 МэВ. Поэтому деление ядер U^{238} возможно только на быстрых нейтронах с энергией более 1 МэВ.

Контрольные вопросы и упражнения

- 6.1. Какую реакцию называют «реакцией деления»? Почему продукты этой реакции перегружены нейтронами? К каким последствиям это приводит?
- 6.2. Используя график для удельной энергии связи, сделайте оценку энергии, выделяющейся при делении ядра урана на 2 одинаковых осколка.
- 6.3. Опишите механизм деления. Поясните качественно возникновение барьера деления.
- 6.4. Объясните роль нейтронов в осуществлении цепной реакции деления.
- 6.5. Как распределены продукты деления по массам и энергиям?
- 6.6. Получите формулу для энергии реакции деления, используя формулу Вайцекера. Обсудите результат.
- 6.7. Ядро оказывается абсолютно неустойчивым к делению на два одинаковых осколка, если отношение его кулоновской энергии к поверхностной энергии равно двум. Найдите с помощью формулы Вайцекера значение параметра Z^2/A для такого ядра. Сравните его со значением Z^2/A для ядер, находящихся в конце периодической системы. За счет чего возможно спонтанное деление таких ядер?

Задачи

- 6.1. Определите: а) энергию, выделяющуюся при сгорании 1,0 кг изотопа U^{235} ; какое количество нефти с теплотворной способностью 10 ккал/г выделяет при сгорании такую энергию? б) электрическую мощность атомной электростанции, если расход изотопа U^{235} в год составляет 192 кг при к.п.д. 20 %; в) массу изотопа U^{235} , подвергну-

ся делению при взрыве атомной бомбы с тротильным эквивалентом 30 килотонн, если тепловой эквивалент тротила равен 1000 кал/г.

6.2. Найдите полный поток нейтрино и уносимую им мощность из реактора с тепловой мощностью 20 MBt , считая, что на каждое деление приходится пять β -распадов осколков, для которых суммарная энергия нейтрино составляет около 11 МэВ .

6.3. Ядро U^{235} захватило тепловой нейтрон. В результате деления образовавшегося ядра возникло три нейтрона и два радиоактивных осколка, которые превратились в стабильные ядра Y^{89} и Nd^{144} . Найдите энергию, освобожденную в этом процессе, если известны избытки масс нейтрона и ядер U^{235} , Y^{89} ($-0,09415 \text{ а.е.м.}$) и Nd^{144} ($-0,09010 \text{ а.е.м.}$).

6.4. Найдите период полураспада U^{238} относительно спонтанного деления, если известно, что число таких распадов в 1 г чистого U^{238} равно 25 за один час. Какое число α -распадов за это же время происходит в этом образце?

Глава 7

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В МЕДИЦИНЕ

Начало ядерной и радиационной медицине положили фундаментальные исследования, проведенные в 1930-е гг., основными из которых можно считать открытие в 1932 г. Дж. Чедвиком нейтрона, открытие в 1934 г. И. Кюри и Ф. Жолио явления искусственной и позитронной радиоактивности, а также запуск первого циклотрона.

Высокая клиническая эффективность использования радиоизотопов, лучевых приборов и устройств в настоящее время не вызывает сомнений. Сегодня радионуклидные и лучевые методы исследования и лечения широко используются в различных областях научной и практической медицины – в онкологии, кардиологии, пульмонологии, эндокринологии, гепатологии, урологии и нефрологии, травматологии, неврологии и нейрохирургии, педиатрии, аллергологии, гематологии, клинической иммунологии и др.

В данной главе рассмотрены физические основы лучевой терапии, некоторые наиболее перспективные методы ядерной клинической диагностики, а также вопросы, связанные с производством и применением радиоизотопов в медицине.

7.1 Физические основы лучевой терапии

Лучевой терапией называют методы лечения болезней, основанные на применении излучения. Под излучением в данном случае понимают потоки различных высокоэнергетических частиц – γ , α , β -частиц, пучки быстрых электронов, протонов, нейтронов, рентгеновского и тормозного излучения. Механизм взаимодействия излучения с веществом определяется типом частиц (см. гл. 4), но итог взаимодействия одинаков: под действием излучения происходит ионизация атомов среды. В зависимости от энергии, заряда, массы частиц меняется лишь распределение образующихся в веществе ионов. Ионизация при определенных условиях облучения может привести к гибели клеток, из которых состоят биологические ткани. Один из эффектов радиационного воздействия на клетки состоит также в задержке их деления, что особенно важно при лечении онкологических заболеваний.

Лучевая терапия является одним из ведущих методов в лечении онкологических заболеваний. Для правильного использования ионизирующего излучения в лечебных целях необходимо точно знать величину и распределение энергии, поглощаемой в облучаемых тканях. Все методы регистрации и количественного определения поглощенной энергии называют дозиметрией. Ее основным понятием является *доза*

излучения – величина энергии, поглощенной в единице массы облучаемого вещества.

Единица измерения поглощенной дозы в СИ – *Грей (Гр)*. Один грей равен поглощенной дозе, при которой веществу массой 1 кг передается от ионизирующего излучения энергия, равная 1 Дж. Внесистемная единица измерения поглощенной дозы – *рад*, при этом веществу массой 1 г передается от ионизирующего излучения энергия, равная 100 эрг; $1 \text{ Грей} = 100 \text{ рад}$.

Каждый вид излучения обладает присущим ему распределением поглощенных доз в веществе. При лучевой терапии стоит задача оптимизации воздействия на облучаемый очаг при минимальном поглощении энергии окружающими здоровыми тканями и органами. Поставленная задача решается, главным образом, за счет выбора подходящего источника излучения и его параметров (энергии, интенсивности, режима облучения, и т. д.)

Все источники, используемые в лучевой терапии, можно разделить на 2 класса:

1. Устройства, генерирующие потоки высокоэнергетических частиц – электронов, протонов, α -частиц, нейтронов, γ -лучей, рентгеновского и тормозного излучения (внешние источники излучения);
2. Радионуклиды терапевтического назначения.

Традиционно под лучевой терапией понимают лечение с помощью внешних источников излучения. На рис. 7.1 и 7.2 в виде кривых представлены дозиметрические характеристики излучения, применяющегося для внешнего облучения.

Анализ рис. 7.1 и 7.2 показывает, что для достижения успеха лучевого лечения большое значения имеет выбор излучения с определенными физическими свойствами. Так, например, для лечения онкологических заболеваний кожи целесообразно использовать мягкое рентгеновское излучение (рис. 7.1, *а*). Жесткое рентгеновское излучение (рис. 7.1, *б* и *в*) характеризуется наличием максимума дозы на глубине 0,3–0,5 см, что уменьшает облучение кожи и дает возможность подвести большую дозу к опухоли, расположенной в глубине тела. Тормозное излучение электронов высокой энергии дает совершенно иное дозное распределение (рис. 7.1, *г*). В частности, при энергии электронов 25 МэВ максимум дозы от тормозного излучения приходится на глубину 4–6 см, и практически нет опасности лучевого повреждения кожи и окружающих здоровых тканей. Следовательно, тормозное излучение высокой энергии предпочтительно при лечении глубоко расположенных опухолей. Однако недостатком его является сравнительно медленный спад

дозы за максимумом, в связи с чем ткани, расположенные за опухолью, получают также довольно большие дозы облучения.

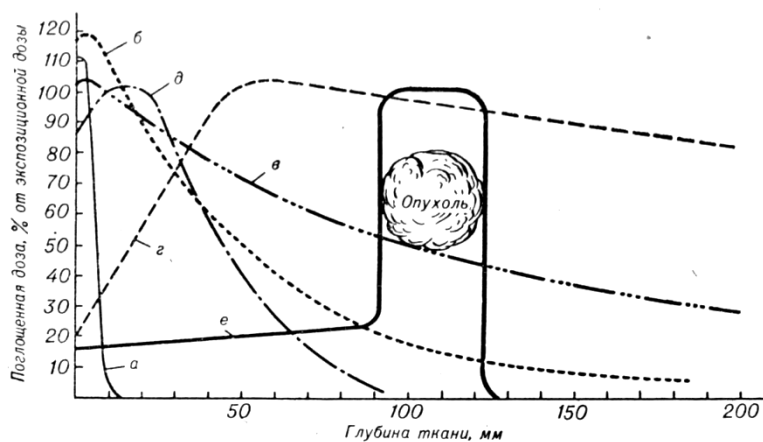


Рис. 7.1. Распределение поглощенной энергии излучения в тканях при воздействии разных типов излучения: а – рентгеновское излучение, генерируемое при напряжении 30 кВ; б – рентгеновское излучение, генерируемое при напряжении 200 кВ; в – γ -излучение ^{60}Co (энергия γ -квантов 1,17 МэВ); г – тормозное излучение бетатрона с энергией электронов 25 МэВ; д – быстрые электроны с энергией 30 МэВ; е – протоны с энергией 160 МэВ

Электронные пучки с энергиями в десятки МэВ создают дозные кривые с максимумом на глубине нескольких см (рис. 2.1, д), после чего доза быстро падает. Следует отметить, что, в отличие от жесткого тормозного и γ -излучения, которые поглощаются в легких и костных тканях почти одинаково, электроны в костных тканях имеют заметно меньшие пробеги, чем в мягких. Пучок электронов выгодно использовать для облучения неглубоко лежащих патологических очагов.

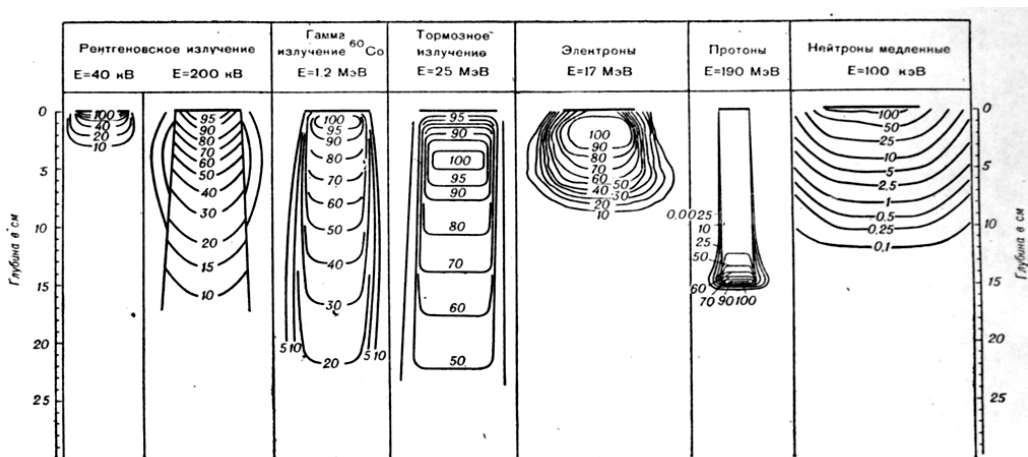


Рис. 7.2. Изодозные кривые для различных видов ионизирующего излучения

У протонов и α -частиц величина дозы сначала невелика и почти постоянна, а в конце пробега она резко возрастает (рис. 7.1, e). Данный максимум позволяет подвести высокую дозу к облучаемому очагу без существенного облучения окружающих здоровых тканей. Длина пробега протонов с энергией 100–150 МэВ составляет 10–15 см.

Пучки нейтронов с энергиями 10–15 МэВ дают дозное распределение, сходное с таковым при рентгеновском излучении – дозный максимум находится на поверхности тела (рис. 7.2).

В последние годы особенно интенсивно развивается лучевая терапия открытыми источниками радионуклидов, которая является эффективным средством как самостоятельного, так и комбинированного лечения больных. Радионуклиды терапевтического назначения особенно эффективны при лечении злокачественных лимфом, рака щитовидной железы, гормонозависимых опухолей, при метастатическом поражении скелета и лимфатической системы, ревматоидных артритах и др. Использование радионуклидов позволяет локализовать лечебную дозу излучения непосредственно в органе-мишени или иногда в пораженных клетках и, соответственно, обеспечить минимальное облучение окружающих здоровых клеток органов и тканей.

В зависимости от локализации и характера патологического процесса для радиотерапии используются:

- β -излучатели с энергиями β -частиц в диапазоне 200–2000 кэВ;
- α -излучатели с высокой линейной потерей энергии ~ 100 кэВ/мкм и коротким пробегом 50–100 мкм;
- Радионуклиды, распадающиеся электронным захватом (ЭЗ), внутренней электронной конверсией (ВЭК), испусканием электронно-позитронных пар (ИП).
-

Таблица 7.1

Радионуклиды для терапии открытыми источниками

Радионуклид	$T_{1/2}$	Тип распада	Средняя энергия β -излучения и энергии наиболее интенсивных α - и γ -излучений, кэВ
^{32}P	14,3 сут	β	695,2
^{47}Sc	3,4 сут	β	162,5; γ 159,4
^{67}Cu	61,8 ч	β	147,5; γ 184,6
^{77}Br	56 ч	ЭЗ; β^+	γ 239, 521
^{86}Y	14,7 ч	ЭЗ; β^+	γ 1077, 628
^{88}Y	106,6 сут	ЭЗ; β^+	γ 1836, 898
^{90}Y	64,3 ч	β	928

⁹¹ Y	58,5 сут	β	606,6
⁸⁹ Sr	50,6 сут	β	583
⁹⁷ Ru	2,9 сут	$\Xi\Xi$	γ 216, 325
¹⁰³ Pd	17 сут	$\Xi\Xi$	γ 357,5
¹¹¹ Ag	7,5 сут	β	358
¹¹¹ In	2,8 сут	$\Xi\Xi$	γ 171,3, 245,4
¹¹⁵ Cd	53,5 ч	β	324,5; γ 336,3
^{117m} Sn	13,6 сут	ИП	γ 158,6
¹²⁴ I	4,2 сут	$\Xi\Xi$; β^+	γ 602,7; 1691
¹²⁵ I	60 сут	$\Xi\Xi$	γ 35,5
¹³¹ I	8,1 сут	β	191,4; γ 364,5
¹⁴⁹ Tb	4,2 ч	$\Xi\Xi$; β^+ ; α	α 3967; γ 165, 362,3
¹⁵³ Sm	46,7 ч	β	223,2; γ 103,2
¹⁵⁹ Gd	18,6 ч	β	254; γ 363,3
¹⁶⁶ Ho	26,8 ч	β	668; γ 80,6
¹⁶⁹ Er	9,4 сут	β	99,1
¹⁷⁰ Tm	128,6 сут	β	315,5; γ 84,3
¹⁷⁵ Yb	4,2 сут	β	142; γ 396,3
¹⁷⁷ Lu	6,7 сут	β	136,8; γ 288,4
¹⁸⁶ Re	90,6 сут	β ; $\Xi\Xi$	342; γ 137,2
¹⁸⁸ Re	16,9 ч	β	763,9; γ 155
¹⁹² Ir	74,1 сут	β ; $\Xi\Xi$	186,5; γ 316,5
¹⁹⁴ Ir	19,2 ч	β	812,6; γ 328,4
¹⁹⁸ Au	2,7 сут	β	314,8; γ 411,8
¹⁹⁹ Au	3,1 сут	β	87; γ 158,4
²¹² Bi	60,6 мин	β ; α	655; α 6054; γ 727,3
²¹³ Bi	45,7 мин	β ; α	431,5; α 5870; γ 439,7
²¹¹ At	7,2 ч	α	α 5870; γ 68,7
²²⁵ Ac	10 сут	α	α 5830
²⁵³ Es	20,5 сут	α	α 6633
²⁵⁵ Fm	20,1 ч	α	α 7024; γ 80,9

Среди более 30 радионуклидов, представленных в табл. 7.1, наибольшее распространение в 1960–1970-е гг. получили методики лечения ³²P, ¹⁹⁸Au, ¹³¹I, ⁹⁰Y. К настоящему времени перечень нуклидов, используемых с лечебной целью, значительно расширился, в частности, широко применяются ⁸⁹Sr, ¹⁵³Sm, ^{186,188}Re.

7.2. Радиометрическая диагностика

Радиометрическая диагностика основана на регистрации излучения радионуклидов и их соединений, введенных в организм или образцы биологических сред организма.

Радиометрия (п. 8.2.1) позволяет изучать распределение, перемещение, превращение и выведение радиофармацевтических препаратов из организма. Используемые для радиоизотопной диагностики количества радионуклидов получили наименование *индикаторных количеств*; они не нарушают нормального течения физиологических и биохимических процессов. Стабильные и радиоактивные изотопы одних и тех же элементов тождественны по своим химическим свойствам, их поведение в организме одинаково. Следовательно, изучение судьбы радиоактивных индикаторов позволяет судить о судьбе соответствующих изотопов. Химические соединения, в которых часть стабильных атомов заменена радиоактивными, называют *мечеными соединениями*.

Радиоизотопные диагностические препараты можно по их назначению свести в четыре группы.

1. Препараты для определения объема исследуемой жидкой среды. После введения точно дозированного количества радиофармацевтического препарата берут пробы биологических субстратов и определяют их радиоактивность. Отношение радиоактивности полученной пробы к величине активности введенного препарата позволяет установить, например, объем циркулирующей в организме плазмы крови или количество воды в теле человека.
2. Препараты для определения динамики включения, перемещения и выведения химических соединений, участвующих в биохимических процессах. С этой целью после введения радиофармацевтического препарата производят повторные или непрерывные измерения радиоактивности всего тела или его части. Подобным способом устанавливают сроки накопления и выведения меченых соединений, или скорость прохождения их по системам организма. Посредством исследований такого типа судят о движении крови по камерам сердца и по сосудам, об объеме йода в организме, о некоторых функциях печени, почек и т. п.
3. Препараты для обнаружения патологических очагов в организме. После введения меченых соединений на специальных радиодиагностических приборах получают гамма-топограммы, отражающие положение, величину и форму органов, содержащих радиоактивные изотопы. Гамма-топограммы дают возможность обнаруживать патологические очаги, в которых радиофармацевтический препарат не накапливается («холод-

ный очаг») или, наоборот, накапливается больше, чем в окружающих тканях («горячий очаг»).

4. Препараты для оценки гормональной активности организма, а также для исследования биохимических показателей. С этой целью изучается взаимодействие меченых соединений с составными частями биологических сред организма (кровь, моча, слюна, и пр.) в пробирке, т. е. без введения радиоактивных веществ в организм (*in vitro*).

В связи с разнообразными задачами радиоизотопных исследований разработано большое количество оригинальных радиометрических методик, специальная радиодиагностическая аппаратура и набор радиофармацевтических препаратов. Для радиодиагностических исследований выбирают изотопы и соединения с малым эффективным периодом полувыведения $T_{эф}$, что обеспечивает безвредность препарата. $T_{эф}$ – *эффективный период полувыведения* – время, в течение которого активность введенного препарата уменьшается вдвое за счет радиоактивного распада и в результате биологического выведения:

$$T_{эф} = T \cdot T_{б} / (T + T_{б}), \quad (7.1)$$

где T – период полураспада; $T_{б}$ – период биологического полувыведения – время, в течение которого за счет биологических процессов из живого организма выводится примерно половина радиоактивного вещества. Значения периода полураспада T и периода биологического выведения $T_{б}$ некоторых радионуклидов при воздействии их излучения на критический орган приведены в табл. 7.2.

Наиболее приемлемы радиофармацевтические препараты, содержащие радионуклиды с периодом полураспада от 6–24 часов до 10–30 дней. За этот срок не происходит значительного облучения тканей и вместе с тем можно изучить физиологические функции организма.

Очень важным является следующее требование: препарат должен испускать такие частицы, которые удобно регистрировать с помощью современной аппаратуры. Например, α -радиоактивные нуклиды не пригодны для диагностических исследований из-за малого пробега α -частиц в тканях.

Для обнаружения β -излучающих нуклидов ввиду небольшой проникающей способности β -частиц (в тканях – несколько мм) необходимо максимально приблизить детектор к исследуемому органу. Это возможно по отношению к патологическим образованиям, расположенным на поверхности тела, а также в некоторых полостях (пищевод, тело матки и т. п.), когда к ним удастся подвести маленький детектор излучения, вмонтированный в зонд.

Таблица 7.2

Период полураспада T , период биологического выведения T_b некоторых радионуклидов при воздействии их излучения на критический орган

Радионуклид	Критический орган и его масса	T , сут	T_b , сут
${}^{40}_{19}K$	Все тело, 70 кг	$4,67 \cdot 10^{11}$	58
	Мышечная ткань, 28 кг		58
${}^{60}_{27}Co$	Все тело	$1,9 \cdot 10^3$	9,5
	Печень, 1,8 кг		9,5
${}^{90}_{38}Sr$	Костная ткань, 7 кг	10^4	$1,8 \cdot 10^4$
	Все тело		$1,8 \cdot 10^4$
${}^{90}_{39}Y$	Костная ткань	2,67	$1,8 \cdot 10^4$
	Все тело		$1,8 \cdot 10^4$
${}^{131}_{53}J$	Все тело	8,04	138
	Щитовидная железа, 20 г		138
${}^{137}_{55}Cs$	Все тело, мышечная ткань:	$1,1 \cdot 10^4$	
	Взрослый человек		70
	Подросток		45
	Новорожденный		10
${}^{198}_{79}Au$	Все тело	2,7	120
${}^{239}_{94}Pu$	Все тело, легкие, почки	$8,9 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^4$
	Костная ткань		$7,3 \cdot 10^4$
${}^{238}_{92}U$	Все тело, легкие, почки	$1,6 \cdot 10^{12}$	3300
	Кости		300

Наибольшее применение получили γ -излучающие нуклиды. Такой радионуклид, находясь в организме, является постоянным источником излучения; γ -излучение частично поглощается в тканях, а частично проникает наружу и может быть зарегистрировано с помощью радиометрических установок.

Разумеется, для радиоизотопных исследований, проводимых *in vitro*, указанные требования не имеют значения, поскольку радиоактивные вещества при этом не вводятся в организм.

Широкое распространение в радиоизотопной диагностике получили различные соединения ${}^{99m}Tc$ (распознавание опухолей головного мозга, изучение центральной и периферической гемодинамики, исследование щитовидной железы, костной системы и др.); ${}^{131}I$, ${}^{132}I$ и их со-

единения (исследования йодного обмена, функции печени, почек); ^{51}Cr в гематологии, ^{24}Na , ^{42}K , ^{86}Rb , ^{82}Br для изучения водно-солевого обмена; коллоидные растворы и макроагрегаты $^{99\text{m}}\text{Tc}$, ^{198}Au , ^{131}I , ^{111}In и др. (исследование легких, печени, головного мозга); газообразные радионуклиды ^{133}Xe , ^{75}Kr и др. (исследование функции легких, центральной и периферической гемодинамики, уровня блокады субарахноидального пространства спинного мозга); соединения, меченые ^{75}Se и ^{32}P , в онкологии и т. д.

Таблица 7.3

Радионуклиды, используемые в диагностических целях

Радионуклид	T	Энергия γ -излучения, кэВ	Радионуклид	T	Энергия γ -излучения, кэВ	Радионуклид	T	Энергия γ -излучения, кэВ
^7Be	53,2 сут	478	$^{81\text{m}}\text{Kr}$	13 с	190	^{128}Cs	3,6 мин	441
^{28}Mg	21,1 ч	401	$^{85\text{m}}\text{Kr}$	4,5 ч	151	^{129}Cs	32,1 ч	372
^{28}Al	2,2 мин	1779	^{81}Rb	4,6 ч	190	$^{133\text{m}}\text{Ba}$	38,9 ч	276
^{38}Cl	37,2 мин	1642	^{85}Sr	64,8 сут	514	$^{137\text{m}}\text{Ba}$	2,6 мин	662
^{43}K	22,6 ч	373	$^{87\text{m}}\text{Sr}$	2,8 ч	388	^{134}La	6,5 мин	605
^{47}Sc	3,4 сут	159	$^{89\text{m}}\text{Y}$	16,1 с	909	^{139}Ce	138 сут	166
^{51}Cr	27,7 сут	320	$^{90\text{m}}\text{Nb}$	18,8 с	122	^{140}Pr	3,4 мин	307
^{54}Mn	312,2 сут	835	^{95}Tc	20 ч	766	^{144}Pr	17,3 мин	697
^{52}Fe	8,3 ч	169	$^{97\text{m}}\text{Tc}$	89 сут	96,5	^{157}Dy	8,1 ч	326
^{59}Fe	44,5 сут	1099	$^{99\text{m}}\text{Tc}$	6 ч	141	^{167}Tm	9,3 сут	208
^{55}Co	17,5 ч	477	^{97}Ru	2,9 сут	216	^{169}Yb	32 сут	63
^{57}Co	272 сут	122	$^{103\text{m}}\text{Rh}$	56 мин	40	^{172}Lu	6,7 сут	1094
^{62}Cu	9,7 мин	1173	$^{109\text{m}}\text{Ag}$	39,6 с	88	^{178}Ta	9,3 мин	93
^{64}Cu	12,7 ч	1346	^{111}In	2,8 сут	171	$^{183\text{m}}\text{W}$	5,2 с	108
^{67}Cu	61,8 ч	185	$^{113\text{m}}\text{In}$	99,5 мин	392	$^{191\text{m}}\text{Ir}$	4,9 с	129
^{62}Zn	9,3 ч	597	$^{115\text{m}}\text{In}$	4,5 ч	336	$^{195\text{m}}\text{Pt}$	4 сут	130
$^{69\text{m}}\text{Zn}$	13,9 ч	439	$^{117\text{m}}\text{Sn}$	13,6 сут	159	$^{195\text{m}}\text{Au}$	30,5 с	262
^{66}Ga	9,4 ч	1039	^{117}Sb	2,8 ч	159	$^{197\text{m}}\text{Au}$	7,8 с	279
^{67}Ga	61,8 ч	185	^{118}Sb	3,6 мин	1230	^{198}Au	2,7 сут	412
^{72}As	26 ч	834	^{121}Te	16,8 сут	573	^{197}Hg	64,1 ч	77
^{74}As	17,8 сут	596	$^{123\text{m}}\text{Te}$	119,7 сут	159	$^{197\text{m}}\text{Hg}$	23,8 ч	134
^{72}Se	8,4 сут	46	^{123}I	13,3 ч	159	^{203}Hg	46,7 сут	279
^{73}Se	7,2 ч	361	^{131}I	8,1 сут	365	^{199}Tl	7,4 ч	455
^{75}Se	120 сут	136	^{132}I	2,3 ч	668	^{201}Tl	72,9 ч	167
$^{77\text{m}}\text{Se}$	17,4 с	162	^{127}Xe	36,4 сут	203	^{203}Pb	52 ч	279
^{77}Br	56 ч	239	$^{127\text{m}}\text{Xe}$	70 с	125	^{204}Bi	11,2 ч	6687
$^{79\text{m}}\text{Kr}$	50 с	130	^{133}Xe	5,3 сут	81	^{206}Bi	6,2 сут	203

В табл. 7.3 представлен перечень радионуклидов, используемых в диагностических целях. Однако большинство из них не обладают оптимальными ядерно-физическими характеристиками. В результате в последние годы стали широко внедряться томографические методы исследования, в которых также используются радионуклиды. Это *эмиссионная компьютерная томография*, в которой применяются γ -излучатели с энергией 100–200 кэВ и периодом полураспада от нескольких минут до нескольких часов, и *позитронно-эмиссионная томография* на β^+ -излучателях с периодом полураспада от нескольких секунд до нескольких часов.

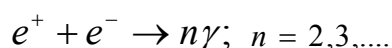
7.3. Позитронная эмиссионная томография

Высокая заболеваемость и серьезные диагностические трудности при обследовании пациента с тяжелыми трудноизлечимыми заболеваниями мозга, сердца и органов брюшной полости, таких как ишемическое поражение мозга, внутричерепное кровоизлияние, наследственные заболевания нервной системы, паркинсонизм, деменция, опухоли мозга, лейкоэнцефалиты и лейкодистрофия, ишемические поражения органов брюшной полости, потребовали новых подходов к диагностике и оценке эффективности лечения данных заболеваний.

Наиболее информативным методом исследования, позволяющим оценить, с одной стороны, изменения гемодинамики, а, с другой, – разнообразные изменения метаболизма в изучаемых органах, является в настоящее время *позитронная эмиссионная томография (ПЭТ)*. Метод получил широкое распространение в мире, и в настоящее время появилась возможность его рутинного применения в обычной клинической практике.

Суть метода *ПЭТ* состоит в том, что химическое соединение с известной биологической активностью метится радионуклидом, который распадается с испусканием позитрона, и тем или иным образом вводится в организм человека. Испускаемый радионуклидом позитрон за время около 10^{-10} с практически полностью термализуется в объеме радиусом 2 мм и аннигилирует примерно за $0,5 \cdot 10^{-10}$ с в квазисвободных соударениях с одним из электронов среды. При этом доля позитронов, проаннигилировавших без потери энергии, невелика и не превышает 3–5 %.

В результате аннигиляции возможно появление различного числа γ -квантов:



Однако наиболее вероятной является двухквантовая аннигиляция. Образовавшиеся при аннигиляции позитрона с электроном два γ -кванта

имеют энергию около 0,5 МэВ каждый. Угол разлета γ -квантов оказывается близким к 180° .

Образовавшиеся γ -кванты проходят сквозь окружающие ткани и регистрируются кольцевой системой детекторов, включенных по схеме совпадений и позволяющих фиксировать факт совпадения по линии, соединяющей два детектора. По каждой из таких линий с известными координатами набирается далее «лучевая сумма», представляющая собой проекцию двумерного распределения радионуклида на данное направление и являющаяся, по существу, оценкой его линейного интеграла по данному направлению. Располагая такими оценками по всем выбранным направлениям, можно восстановить искомое распределение радионуклида. Принцип восстановления основывается на том, что любой объект может быть достаточно точно воспроизведен из определенного набора проекций, взятых под разными углами.

С помощью персонального компьютера пространственное распределение радионуклида внутри исследуемого объекта воспроизводится на экране дисплея. Изображения регистрируются через определенный промежуток времени после введения химического соединения, меченого радиоактивным изотопом, и могут быть закодированы в цвете, чтобы показать различие в уровне активности от точки к точке. Соответствующая интерпретация изображений, полученных методом ПЭТ, дает возможность осуществить оценку многих биохимических процессов, играющих важную роль в функционировании наблюдаемого органа, не нарушая целостности организма.

Помимо точного определения локализации меченого химического соединения, введенного в организм, ПЭТ имеет еще одно важное преимущество перед другими методами радионуклидной диагностики. В качестве меченых атомов используются радионуклиды биологически значимых химических элементов. Биологические системы состоят в основном из соединений углерода, азота, кислорода и водорода. Первые три элемента имеют короткоживущие радионуклиды – ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O с периодом полураспада 20, 10 и 2 мин соответственно. Водород не имеет изотопов, испускающих позитроны. Однако воду для исследования методом ПЭТ можно метить ^{15}O . Кроме того, связь C-F аналогична связи C-H в молекулах органических соединений, поэтому в методе ПЭТ используются также соединения, меченные ^{18}F (позитрон-излучающий радионуклид с периодом полураспада 110 мин) (табл. 7.4). В приведенной таблице выделены наиболее часто используемые радионуклиды.

Использование короткоживущих позитрон-излучающих нуклидов потребовало создания при клиниках специальных ПЭТ-центров, в кото-

рых наряду с позитронным эмиссионным томографом имеется лаборатория синтеза радионуклидных соединений.

Таблица 7.4

Радионуклиды – излучатели позитронов

Радионуклид	T	Радионуклид	T	Радионуклид	T
¹¹ C	20,4 мин	⁵¹ Mn	46,2 мин	⁷⁷ Kr	74,7 мин
¹³ N	9,96 мин	^{52m} Mn	21,1 мин	⁸² Rb	1,3 мин
¹⁴ O	70,8 с	⁵² Fe	8,3 ч	⁸⁷ Zr	1,6 ч
¹⁵ O	2,03 мин	⁶⁰ Cu	23,1 мин	⁸⁹ Zr	78,43 ч
¹⁸ F	109,8 мин	⁶¹ Cu	3,4 ч	⁹² Tc	4,44 мин
¹⁹ Ne	17,2 с	⁶² Cu	9,8 мин	⁹³ Tc	2,75 ч
³⁰ P	2,5 мин	⁶⁴ Cu	12,7 ч	^{94m} Tc	52 мин
^{34m} Cl	32 мин	⁶³ Zn	38,1 мин	¹¹⁰ In	69 мин
³⁸ K	7,6 мин	⁶⁸ Ga	68 мин	¹²⁰ I	81 мин
⁴⁵ Ti	3,08 ч	⁷⁵ Br	98 мин	¹²² I	3,6 мин
⁴⁹ Cr	42 мин	⁷⁶ Br	16,2 ч	¹²⁴ I	4,15 сут

Технологический процесс функционирования ПЭТ-центра в общем виде включает следующие операции:

- Подготовка исходных нерадиоактивных веществ (мишенных веществ);
- Подготовка мишенного устройства;
- Облучение мишеней на циклотроне;
- Подача облученного вещества из зоны облучения в зону переработки;
- Выделение ультракороткоживущих радионуклидов и синтез меченых соединений;
- Контроль качества препаратов;
- Инъекция препарата пациенту и набор информации;
- Математическая обработка полученной информации;
- Изучение томограмм и постановка диагноза.

7.4. ЯМР-диагностика в медицине

Работы по освоению методов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) (см. п. 2.6.4) в медицине развиваются на основе трех методических подходов: измерения времен релаксации ЯМР-сигнала в аналитических образцах (ткани, кровь и т. п.), ЯМР-томографии и ЯМР-спектроскопии локализованных областей живого организма. Продемонстрирована высокая информативность ЯМР как при массовых обследованиях, так и при тщательном исследовании динамики заболевания отдельного человека.

Показано, что при заболевании головного и спинного мозга, суставов, поджелудочной железы, печени, почек ЯМР-томография имеет преиму-

щества перед рентгеновской вычислительной томографией. Достигнуты хорошие результаты при стробоскопическом ЯМР-томографировании бьющегося сердца (с синхронизацией от кардиограммы или пульса).

Особую важность для медицины имеет практическая безвредность ЯМР для организма. Это позволяет проводить исследование столь часто, насколько это необходимо, вплоть до непрерывного наблюдения за данным организмом, сосудом, суставом и т. п.

Локальный ЯМР ^{13}C и ^{31}P сердечной мышцы обеспечивает возможность контроля за биохимическими процессами, протекающими в данной точке. Это позволяет контролировать эффективность лечения ишемии и инфарктов, открывает пути к созданию тонких методов изучения важнейших для жизнедеятельности процессов.

Сложность и разнообразие морфологических проявлений рака препятствует применению какого-либо одного ЯМР-параметра (время релаксации ЯМР-сигнала и т. п.) для однозначной характеристики заболевания. Однако использование такого параметра может оказаться ценным добавлением к другим методам диагностики.

Весьма благоприятны возможности применения ЯМР-томографии и локальной ЯМР-спектроскопии в акушерстве и гинекологии: сочетание высокого пространственного разрешения, физического «окрашивания» изображения и отсутствия вреда позволило уже в первых экспериментах получить уникальные по информативности данные.

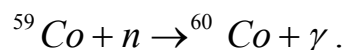
Темпы развития аппаратуры и методов, а также масштабы применений магнитного резонанса в медицине, биологии и физиологии быстро увеличиваются. По планам органов здравоохранения многих стран намечено массовое применение ЯМР для профилактики заболеваний (диспансерные осмотры), установления или уточнения диагноза, выбора оптимального плана хирургического вмешательства, контроля эффективности терапевтических воздействий, научных исследований и т. д. По мере реализации этих планов здоровье каждого человека может оказаться под защитой ЯМР-методов.

7.5. Способы производства радионуклидов для ядерной медицины и области их применения

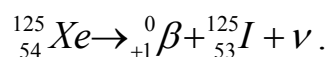
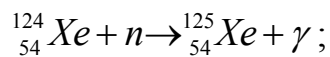
В настоящее время более половины (~53 %) номенклатуры радионуклидов получают при облучении специальных мишеней в ядерных реакторах. Некоторая доля образующихся в реакции деления нейтронов превращает стабильные изотопы в радиоактивные нуклиды, которые методами «мокрой» радиохимии выделяются из мишени.

Для получения радионуклидов в ядерном реакторе практическое значение имеют следующие ядерные реакции:

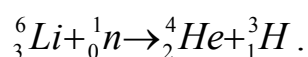
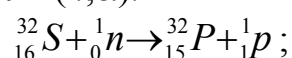
1. Радиационный захват нейтрона (n, γ). Известным примером такой реакции является активация кобальта:



2. Радиационный захват нейтрона (n, γ) с последующим распадом промежуточного ядра (обычно β -распад) в целевой радионуклид. Примером такой схемы является накопление ${}^{125}\text{I}$ при облучении ${}^{124}\text{Xe}$:



3. Ядерные реакции с вылетом после поглощения нейтрона заряженных частиц, например, (n, p) или (n, α):



В отличие от (n, γ) такие реакции имеют как правило пороговый характер, т. е. осуществляются нейтронами, энергия которых выше определенного энергетического порога.

4. Неупругое рассеяние нейтронов (n, n'). Примером является образование возбужденного метастабильного радиоактивного ядра ${}^{117\text{m}}\text{Sn}$ при облучении стабильного ${}^{117}\text{Sn}$. Такая реакция также является пороговой.
5. Ядерная реакция деления (n, f) с образованием большого числа радиоактивных ядер-осколков деления, которые после радиоактивного выделения могут быть использованы в технике или медицине. Основными из них являются ${}^{90}\text{Sr}$, ${}^{99}\text{Mo}$, ${}^{133}\text{I}$ и ${}^{137}\text{Cs}$. Так, широко используемый для медицинской диагностики ${}^{99}\text{Mo}$ производится в настоящее время в количествах порядка 3000 *Ki* в неделю. Радионуклид ${}^{137}\text{Cs}$ применяется при изготовлении закрытых источников гамма-излучения для промышленности и медицины.

Технологии выделения нужного радионуклида из высокоактивной мишени сложны технически и экологически небезопасны. Кроме того, по разным причинам, диагностические и терапевтические цели ядерной медицины не могут быть достигнуты только за счет применения радионуклидов, получаемых на ядерных реакторах. Потребовались другие радионуклиды, при выборе которых оказалось, что необходимыми ядерно-физическими, химическими и биологическими свойствами обладают главным образом нейтрон-дефицитные радионуклиды, которые можно получить в основном на ускорителях заряженных частиц.

В последние годы исследуются возможности наработки изотопов медицинского и биофизического назначения в фотоядерных реакциях с использованием тормозного излучения мощных линейных ускорителей электронов. Подобные исследования проводятся, например, в Харьковском физико-техническом институте, где произведена опытная наработка ^{99m}Tc и ^{57}Co . Показано, что на мощных линейных ускорителях электронов с помощью реакций (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2n)$ без загрязнения окружающей среды экологически целесообразно производить изотопы для позитронной эмиссионной томографии (^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F), а также изотопы для внутриядерного облучения клеток опухоли за счет Оже-электронов (^{103m}Rh , ^{119}Sb). Известно, что эффективность действия Оже-электронов в ядре клетки в сотни раз больше, чем при внешнем облучении электронами или γ -квантами со значительной энергией. Для использования этих изотопов интенсивно создаются носители, которые позволят транспортировать их в ядро клетки.

В настоящее время на ускорителях производится $\sim 38\%$ радионуклидов. По оценкам специалистов, для фундаментальной и практической медицины расходуется более $\sim 50\%$ годового производства радионуклидов в виде радиоактивных источников излучения и радиофармпрепаратов.

Процесс получения радионуклидов состоит из приготовления мишени, облучения, выделения и очистки целевого радионуклида. Для каждой из этих стадий необходимо подобрать соответствующие условия. Нужно определить подходящий нуклидный состав (природный или обогащенный) мишени, физико-химическое состояние мишени, ее толщину и размеры. Необходимо выбрать величину энергии облучающих частиц, а также продолжительность облучения. На протяжении всего процесса получения радионуклида следует сосредоточить внимание на том, чтобы не снизить его относительную активность за счет микропримесей нерадиоактивных нуклидов. На рис. 7.3 представлен полный технологический цикл получения ускорительных радионуклидов медицинского назначения и меченых ими фармпрепаратов.

В приложении 1 приведены практически все наиболее часто используемые радионуклиды, получаемые на ускорителях заряженных частиц, некоторые их ядерно-физические данные и ядерные реакции, приводящие к их образованию.

^{11}C , ^{13}N , ^{15}O и ^{18}F , применяемые в ядерной медицине для диагностики методом позитронной эмиссионной томографии, получают обычно на компактных циклотронах, установленных в клиниках и разработанных специально для получения этой четверки радионуклидов.

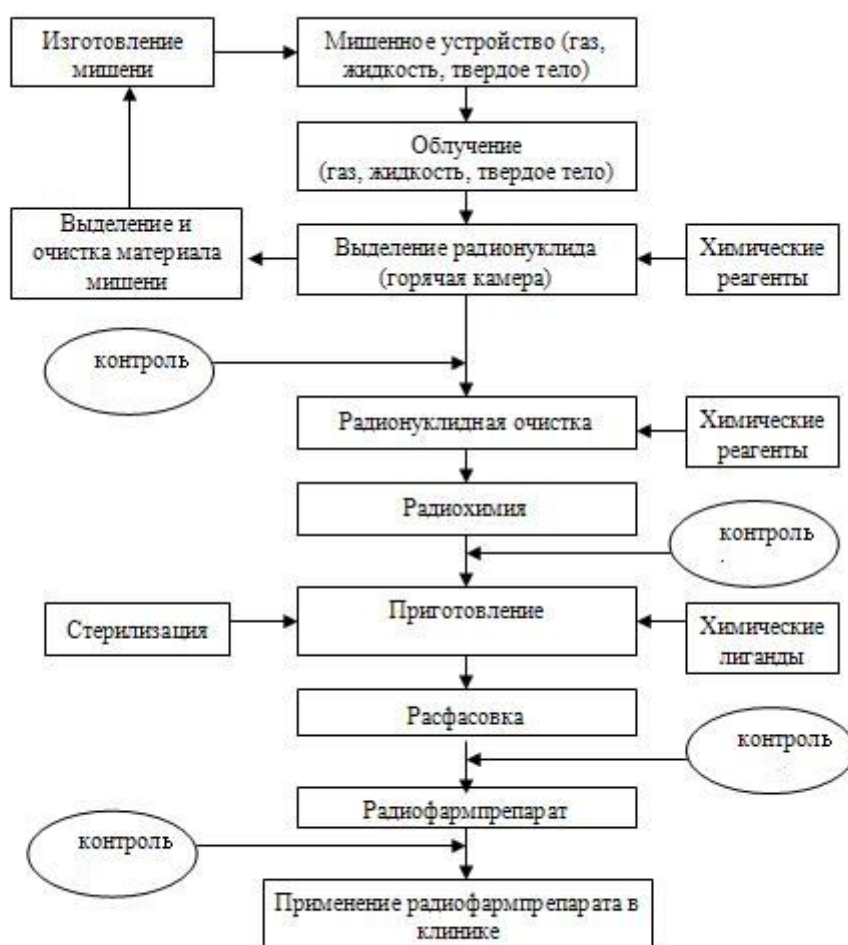


Рис. 7.3. Схема технологического цикла получения радионуклидов на ускорителях

^{52}Mn , ^{52}Fe и ^{57}Ni в микроколичествах играют важную роль в биологии, поэтому применяются в этой области в качестве индикаторов.

^{67}Ga , ^{111}In , ^{123}I и ^{201}Tl в больших количествах регулярно получают по отработанным технологиям на предприятиях-изготовителях медицинских радионуклидов и поставляют по многочисленным медицинским учреждениям для диагностических целей. Качество этих радионуклидов строго контролируется.

^{73}Se , ^{77}Br и ^{123}I можно вводить в органические молекулы, и поэтому они весьма эффективны при использовании в качестве радионуклидных индикаторов для исследования в области естествознания.

^{81}Rb – материнский радионуклид (13с, испускание пар (ИП), γ), который применяется, как правило, для диагностики кровотока.

^{203}Pb также применяется для целей диагностики в ядерной медицине.

^{211}At – α -излучатель, найденный безопасным и эффективным для терапии.

^{213}Bi – α -излучатель, который в последние годы проходит клинические испытания, как эффективный радионуклид для терапии острой и хронической лейкемии.

Производство ^{73}As очень важно при лечении метастазов в костях. В отличие от других изотопов, которые используются для этой цели, ^{73}As в процессе радиационной терапии не повреждает костный мозг. ^{73}As может также использоваться при брахитерапии. Его положительные свойства в особенности проявляются при лечении опухолей малого размера. Слой половинного ослабления излучения для ^{73}As составляет 1,3 мм, что позволяет его использовать при брахитерапии опухолей размером вплоть до 3–5 мм. Его можно производить на ускорителе электронов с помощью реакции:

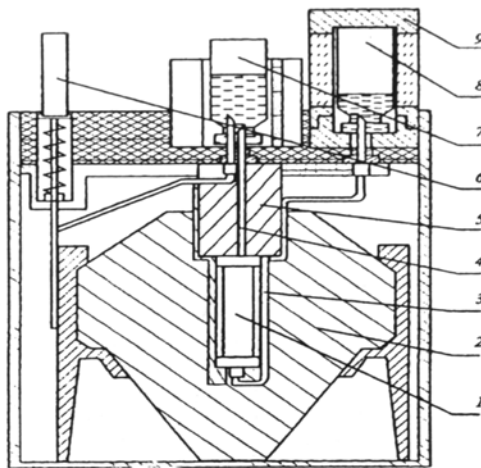
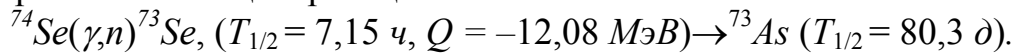
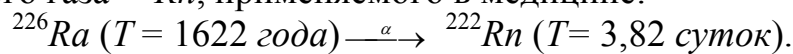


Рис. 7.4. Схема конструкции генератора ^{99m}Tc : 1 – колонка с материнским радионуклидом; 2 – корпус генератора (радиационная защита); 3 – линия элюата; 4 – линия элюента; 5 – фильтр воздушный; 7 – флакон (вакуумированный) с элюатом; 8 – колонка с элюатом; 9 – контейнер медицинский (радиационная защита)

Существуют радионуклиды (см. приложение 1), которые могут быть использованы в качестве генераторов, позволяющих многократно получать препараты радионуклидов непосредственно на месте их использования путем разделения генетически связанных между собой радионуклидов – материнского и дочернего. Последний (дочерний) как правило имеет более короткий период полураспада и постоянно образуется (генерируется) из материнского.

Началом истории генерации радионуклидов принято считать время использования естественной пары радий-радон (1920 г.) для получения радиоактивного газа ^{222}Rn , применяемого в медицине:



В дальнейшем поиски подобных систем проводились, главным образом, среди искусственных радионуклидов, где имелись более широ-

кие возможности. В 1951 г. на основе ^{132}Te был создан генератор ^{132}J . К 1965 г. было предложено уже порядка 120 генераторных систем.

Активность дочернего радионуклида, получаемого из генератора, рассчитывается с помощью закона сложного радиоактивного распада:

$$A_2(t) = A_{01} \exp(-\lambda_1 t) [1 - \exp(\lambda_1 - \lambda_2) \tau] \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1), \quad (7.2)$$

где $A_2(t)$ – активность дочернего радионуклида, находящегося в генераторе в данный момент времени t ; A_{01} – начальная активность материнского нуклида в момент зарядки генератора или в момент начала отсчета времени t ; τ – время, прошедшее с момента предыдущего выделения дочернего радионуклида из генератора до момента времени t (предполагается, что при этом дочерний нуклид удаляется полностью); λ_1 и λ_2 – постоянные распада соответственно материнского и дочернего нуклидов.

Обычно метод разделения основывается на том, что дочерний и материнский радионуклиды являются различными химическими элементами. Разделение осуществляется с помощью методов хроматографии, экстракции или сублимации. Большинство коммерческих генераторов радионуклидов хроматографического типа представляют собой стеклянную, металлическую или пластиковую колонку, помещенную в защитный кожух (см. рис. 7.4). Колонка заполнена сорбентом, содержащим материнский радионуклид. При этом сорбент не должен связывать дочерний радионуклид, который вымывают (элюируют) из генератора, прокачивая специальный раствор (элюент) через колонку с помощью шприца, вакуумированных флаконов или перистальтического насоса.

В табл. 7.5 представлены генетические пары радионуклидов, наиболее часто используемые в генераторах медицинского назначения. В современной радионуклидной диагностике ~80 % процедур выполняется с препаратами, получаемыми на основе генератора $^{99\text{m}}\text{Tc}$.

Таблица 7.5

Генетические пары радионуклидов, используемые в генераторах медицинского назначения

Материнский радионуклид	T	Дочерний радионуклид	T
^{99}Mo	66,02 часа	$^{99\text{m}}\text{Tc}$	6,01 час
^{113}Sn	115,1 сут	$^{113\text{m}}\text{In}$	99,51 мин
^{90}Sr	28,7 года	^{90}Y	64,26 час
^{188}W	60 сут	^{188}Re	16,98 час
^{68}Ge	288 сут	^{68}Ga	68 мин
^{82}Sr	25 сут	^{82}Rb	1,25 мин
^{81}Rb	4,58 час	$^{81\text{m}}\text{Kr}$	13 с

7.6. Закон накопления радионуклидов при облучении

Облучение мишеней – важнейший этап производства радионуклидов, при осуществлении которого необходимо использовать оптимальные условия – нуклидный состав мишени, энергию облучающих частиц, время облучения, толщину и размеры мишени.

При выборе оптимальных условий облучения используют закон накопления, описывающий изменение количества радиоактивных ядер определенного сорта в мишени в процессе облучения. Для получения этого закона запишем соответствующее дифференциальное уравнение, которое учитывает рождение данного радионуклида в результате протекания соответствующей ядерной реакции (прибыль) и его радиоактивный распад (убыль) за малый промежуток времени dt :

$$dN = gdt - \lambda Ndt. \quad (7.3)$$

Здесь $N(t)$ – количество ядер данного радионуклида, содержащихся в мишени к моменту времени t (отсчет времени производится от начала облучения); g – скорость образования радионуклидов, c^{-1} ; λ – постоянная распада радионуклида. Скорость образования радионуклидов g , очевидно, равна числу ядерных реакций соответствующего сорта в секунду:

$$g = \Phi_0 SK^{(i)} = \Phi_0 \sigma_i n, \quad (7.4)$$

где Φ_0 – поток частиц $cm^{-2}c^{-1}$; S – площадь мишени, cm^2 ; $K^{(i)}$ – доля бомбардирующих мишень частиц, вступивших в реакцию данного сорта, или выход ядерной реакции; σ_i – эффективное сечение реакции, в результате которой образуется радионуклид; n – число ядер в мишени.

Если пренебречь уменьшением числа стабильных ядер мишени, из которых образуются радионуклиды (это достаточно хорошее приближение, т. к. сечения ядерных реакций невелики), то скорость образования радионуклидов можно считать не зависящей от времени облучения величиной. В таком случае уравнение (7.3) легко проинтегрировать, используя метод вариации произвольной постоянной:

$$N(t) = f(t)e^{-\lambda t}, \quad (7.5)$$

где $f(t)$ – неизвестная функция. Подставляя (7.5) в (7.3) и учитывая, что к началу облучения радионуклидов в мишени не было ($N(0)=0$), нетрудно получить:

$$N(t) = \frac{\Phi_0 SK^{(i)}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.6)$$

Тогда активность образовавшихся в мишени радионуклидов к моменту времени t , с учетом (7.4) равна:

$$A(t) = \Phi_0 \sigma_i n (1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.7)$$

Очевидно, что наиболее быстро количество радиоактивного продукта возрастает в начале облучения при $\lambda t \ll 1$, когда нарастание активности пропорционально длительности облучения:

$$A(t) = \Phi_0 \sigma_i n \lambda t. \quad (7.8)$$

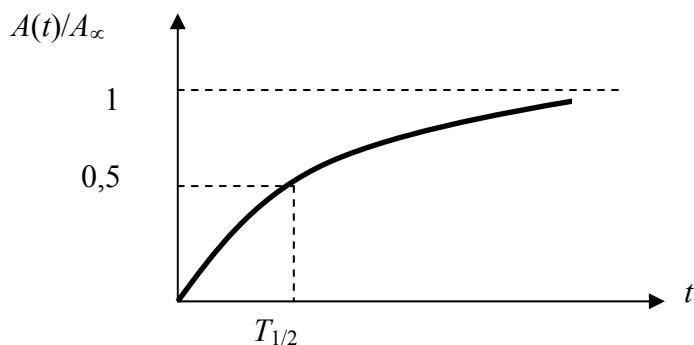


Рис. 7.5. Зависимость активности мишени от времени облучения

Облучение, длительность которого сильно превышает $1/\lambda$, оказывается уже нецелесообразным, т. к. почти не дает увеличения активности (активность при больших временах облучения стремится к $A_\infty = \Phi_0 \sigma_i n = \Phi_0 SK^{(i)}$, см. рис. 7.5).

Для нейтронов выход ядерной реакции $K^{(i)}$ в некоторых случаях удается рассчитать. Эти частицы в силу своей нейтральности испытывают столкновения только с ядрами, а такие столкновения происходят сравнительно редко. Следовательно, энергию бомбардирующих ядра мишени нейтронов и соответственно эффективные сечения ядерных реакций можно считать постоянными, независимыми от глубины величинами. В таком случае выход ядерной реакции соответствующего сорта определяется формулами (5.24) и (5.26) для тонкой и толстой мишени соответственно. Напомним, что толстой в данном случае считается мишень, в которой поток бомбардирующих частиц с глубиной мишени уменьшается заметным образом по экспоненциальному закону.

В результате ионизационных столкновений энергия заряженной частицы, а, следовательно, и сечение ядерной реакции, изменяются с толщиной мишени. Поэтому для заряженных частиц выход ядерной реакции определяется экспериментально. В опытах используются, как правило, толстые мишени (в том смысле, что толщина мишени больше пробега частиц).

На практике проще измерить активность образовавшегося в мишени радионуклида, и в инженерных расчетах используют экспериментально определяемую величину $K_A^{(i)}$, которую также называют выходом, но смысл у этой величины другой – это активность образовавшихся в

реакции (в толстой мишени) радиоактивных ядер, приходящаяся на одну упавшую частицу. Выраженную в микроюри ($3,7 \cdot 10^4$ 1/с) активность, накапливающуюся на начальной стадии облучения (когда $\lambda t \ll 1$) относят обычно к числу частиц, выраженному в микроамперчасах ($1 \text{ мка} \cdot \text{ч} = 2,2 \cdot 10^{16}$ частиц с единичным зарядом). При таком способе выражения выход $K^{(i)}$ связан с выходом $K_A^{(i)}$ (для однозарядных бомбардирующих частиц) следующим образом:

$$K^{(i)} = 2,5 \cdot 10^{-12} T \cdot K_A^{(i)}, \quad (7.9)$$

где T – период полураспада радиоактивного продукта реакции, с.

К настоящему времени опубликовано достаточно данных по измеренным выходам ядерных реакций в зависимости от энергии наиболее широко применяемых на ускорителе частиц: протонов, дейтронов, α -частиц и гелия-3. Например, в справочнике «Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, α -частицами и гелием» (М: Энергоиздат, 1986.) представлены в виде таблиц выходы радионуклидов при облучении толстых мишеней для различных способов получения 371 радионуклида.

Активность радионуклида, накопленного в мишени за время облучения t , удобнее измерить спустя некоторое время τ после окончания облучения. В этом случае формула (7.7) примет вид:

$$A(t) = \Phi_0 K^{(i)} (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda \tau}. \quad (7.10)$$

Контрольные вопросы и упражнения

1. Схематически сравните зависимость эффективного сечения от энергии частиц для реакций, вызванных нейтронами и протонами.
2. Почему при электрон-позитронной аннигиляции должны возникать по меньшей мере два γ -кванта? Какой угол образуют между собой направления испускания этих двух γ -квантов, если электрон и позитрон в момент аннигиляции покоились?
3. Позитрон, двигаясь в твердом теле, столь быстро тормозится, что обычно еще до аннигиляции приобретает энергию порядка энергии теплового движения. Почему с большей вероятностью он взаимодействует (аннигилирует) с электроном проводимости в металле, нежели на внутренней оболочке атома?
4. Получите закон накопления радионуклидов в мишени в зависимости от времени облучения. Проанализируйте полученное выражение для случаев: 1) $\lambda t \ll 1$; 2) $\lambda t \gg 1$; постройте его график.
5. Получите формулу (7.9), связывающую выход ядерной реакции $K^{(i)}$ с выходом $K_A^{(i)}$.

6. Получите формулу (7.2), описывающую активность дочернего радионуклида, получаемого из генератора, используя закон сложного радиоактивного распада.
7. Для чего требуется некоторым больным вводить прибор, регистрирующий β -частицы, в полость тела?
8. Определите понятие «эффективный период полувыведения препарата» $T_{эф}$. Поясните, почему для диагностических целей используются препараты со средними значениями $T_{эф}$ от нескольких часов до нескольких десятков дней?
9. Дайте краткую характеристику распределения дозы в теле человека при облучении его рентгеновским излучением низкой энергии, γ -излучением ^{60}Co , тормозным излучением высокой энергии, быстрыми электронами, пучками протонов и тяжелых ионов высокой энергии.

Задачи

1. Средняя удельная активность ^{90}Sr в костях взрослого человека составляет 7,03 Бк на 1 кг кальция. Вычислите активность ^{90}Sr , содержащегося в скелете, если в костях человека, имеющих массу 7 кг, содержится 15 % кальция.
2. Эффективное сечение σ образования изотопа ^{60}Co в реакции ${}^1_0n + {}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{60}_{27}\text{Co} + \gamma$ на тепловых нейтронах составляет 20 барн. В реактор с потоком тепловых нейтронов $2 \cdot 10^{18}$ нейтронов/м²с внесен тонкий лист ^{59}Co весом 0,01 кг, который облучается в течение 100 часов. Сколько при этом образуется ядер ^{60}Co ? Чему будет равна активность (в кюри) этого листа? Опишите качественно, как следовало бы изменить метод расчета, если кобальтовый лист облучался бы в реакторе в течение 1 года. Плотность кобальта – 8900 кг/м³, период полураспада ^{60}Co – 5,3 года.
3. Закрытый источник $^{198}_{79}\text{Au}$ в виде бусинки, используемый для внутритканевой терапии злокачественных новообразований, имеет начальную активность 200 МБк. Определите массу радиоактивного золота в лечебном препарате на момент его изготовления. Во сколько раз снизится его активность после пятидневного хранения, если период полураспада этого изотопа золота равен 2,69 суток?
4. Определите эффективный период полувыведения цезия-137 из организма: а) взрослого человека; б) подростка; в) новорожденного.
5. Для внутритканевой лучевой терапии в центр злокачественной опухоли массой 3 г ввели бусинку с радиоактивным золотом-198, активность которого равна 111 МБк. Рассчитать поглощенную дозу в опухоли, если лечебный радиоактивный препарат находится в ней 5 мин? 30 мин? Сколько времени должен продолжаться курс лечения, чтобы поглощенная доза в опухоли достигла 10 Гр?

6. Золотая фольга весом 0,01 г облучается параллельным потоком тепловых нейтронов интенсивностью 10^6 нейтронов/см²с до насыщения. Подсчитайте количество атомов $^{198}_{79}\text{Au}$ к концу облучения. Сколько в единицу времени образуется атомов изотопа $^{198}_{79}\text{Au}$ в долях от содержания этого изотопа в момент насыщения?

7. Образец Mn_2O_3 в виде тонкой прессованной плитки весом 100 мг облучался в течение 1 часа параллельным пучком тепловых нейтронов в направлении нормали к плитке. Плотность потока нейтронов составляла $0,94 \cdot 10^6$ нейтронов/см²с. При измерении β -активности полученного радиоактивного препарата на установке, имевшей общую эффективность счета β -частиц марганца около 5 %, было получено сразу же после облучения 6420 имп/мин. Определить период полураспада изотопа $^{56}_{25}\text{Mn}$.

8. Определите время, в течение которого следует облучать 1 г фосфора-31 в потоке тепловых нейтронов реактора $\Phi = 10^{10}$ нейтронов/см²с для получения образца ^{32}P , обладающего активностью 0,5 мКи; $\sigma_{ny} = 0,14$ барн.

9. При облучении алюминиевой мишени нейтронами, энергия которых больше 2,1 МэВ, возможна реакция $^{27}_{13}\text{Al}(n, p)^{27}_{12}\text{Mg} \xrightarrow[T = 10,2 \text{ мин}]{\beta^-} \dots$.

Алюминиевая пластинка площадью 2×5 см² и толщиной 1 см облучалась в нормальном к ее поверхности пучке нейтронов, поток которых составлял 10^7 нейтронов/см²с (энергия нейтронов больше пороговой). Определите эффективное сечение указанной реакции, если через 20,4 мин после окончания длительного облучения образец обладал β -активностью $1,13 \cdot 10^{-2}$ мКи.

10. Толстая мишень порошка фосфора бомбардируется дейтронами энергии 14 МэВ. В результате (d,p)-реакции образуется радиоактивный фосфор ^{32}P . Определите выход этой реакции, если после облучения мишени при токе дейтронов 25 мка в течение двух часов β -активность изотопа ^{32}P составляет 14,7 мКи. Распадом радиоактивного фосфора во время облучения можно пренебречь.

11. Удельная активность ^{131}I на 1 сентября составила 8 мКи/л. Сколько миллилитров раствора ^{131}I надо дать больному 9 сентября, чтобы в них содержался препарат активностью 10 мКи?

12. В кровь человека ввели небольшое количество раствора, содержащего Na^{24} активность $A = 2,1 \cdot 10^3$ Бк. Активность 1 см³ крови, взятой через 5 ч после этого, оказалась равной $A_{y0} = 0,28$ Бк. Определите объем крови человека.

Глава 8

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ТЕХНИКЕ

В данной главе рассмотрены физические основы использования явлений ядерной физики в энергетике, геологии, археологии и других отраслях науки и техники. Основное внимание уделено ядерной энергетике, в частности, рассмотрена физика деления и синтеза ядер, описаны основные типы ядерных реакторов, отмечены проблемы термоядерной реакции синтеза и возможные пути их решения. Рассмотрены ядерно-физические методы анализа, в том числе радиометрия, активационный анализ, ЯМР- и мессбауэровская спектроскопия.

8.1. Ядерная энергетика

8.1.1. Возможные источники ядерной энергии

Высокие энергетические выходы экзоэнергетических ядерных реакций делают заманчивым их использование для получения энергии в макроскопических масштабах. Действительно, если для единичного акта химической реакции (например, обычного горения) характерны энергии в лучшем случае порядка нескольких электронвольт, то для ядерных реакций выделяющаяся энергия больше в среднем на шесть порядков. Однако создание установки для получения ядерной энергии в макроскопических масштабах – дело очень непростое. К настоящему времени известны три типа ядерных реакций, которые могут быть использованы в ядерной энергетике: реакции деления тяжелых ядер под действием нейтронов, радиоактивный распад ядер и реакция синтеза легких ядер. Возможность получения энергии с помощью реакций деления тяжелых и синтеза легких ядер показана в гл. 2. Следует отметить, что в макроскопических масштабах и регулируемом режиме удалось пока получить энергию только с помощью двух первых реакций.

8.1.2. Цепная реакция деления. Ядерные реакторы

Самопроизвольное деление тяжелых ядер (в том числе большинства трансурановых), несмотря на энергетическую выгодность такого процесса, протекает крайне медленно. Например, периоды полураспада для спонтанного деления изотопов плутония составляют $\sim 10^{10}$ лет. Медленное протекание спонтанного деления объясняется тем, что в процессе деления изменяется поверхностная $W_{нов}$ и кулоновская $W_{кул}$ энергии ядра, в результате чего возникает потенциальный барьер, преодоление которого при спонтанном делении возможно только за счет туннельного эффекта.

Процесс деления существенно ускоряется, если с помощью какой-либо частицы сообщить ядру энергию возбуждения W , превышающую высоту барьера W_f (см. гл. 6). Для этой цели лучше всего подходит нейтрон, после поглощения которого образовавшееся составное ядро имеет достаточно большую энергию возбуждения $W \gtrsim G_n$, где G_n – энергия связи нейтрона в составном ядре.

В каждой реакции деления испускается в среднем 2–3 нейтрона, которые могут быть использованы для деления других ядер. Другими словами, реакцию деления можно осуществлять в самоподдерживающемся или *цепном* режиме.

Протекание цепных реакций в ядерных реакторах зависит от многих факторов, но основными являются следующие: количество нейтронов, испущенных при одном акте деления, распределение этих нейтронов по энергиям и зависимость эффективного сечения реакции деления от энергии нейтронов. Для реакции $n+U^{235}$ среднее число нейтронов близко к 2,5. Распределение нейтронов по энергии показано на рис. 6.3. Полное эффективное сечение захвата σ_t нейтрона ядром U^{235} и эффективное сечение реакции деления σ_f этого ядра изображено на рис. 8.1. Полное эффективное сечение захвата σ_t больше сечения деления σ_f , потому что после захвата нейтрона возможно не только деление, но и упругое рассеяние, и радиационный захват.

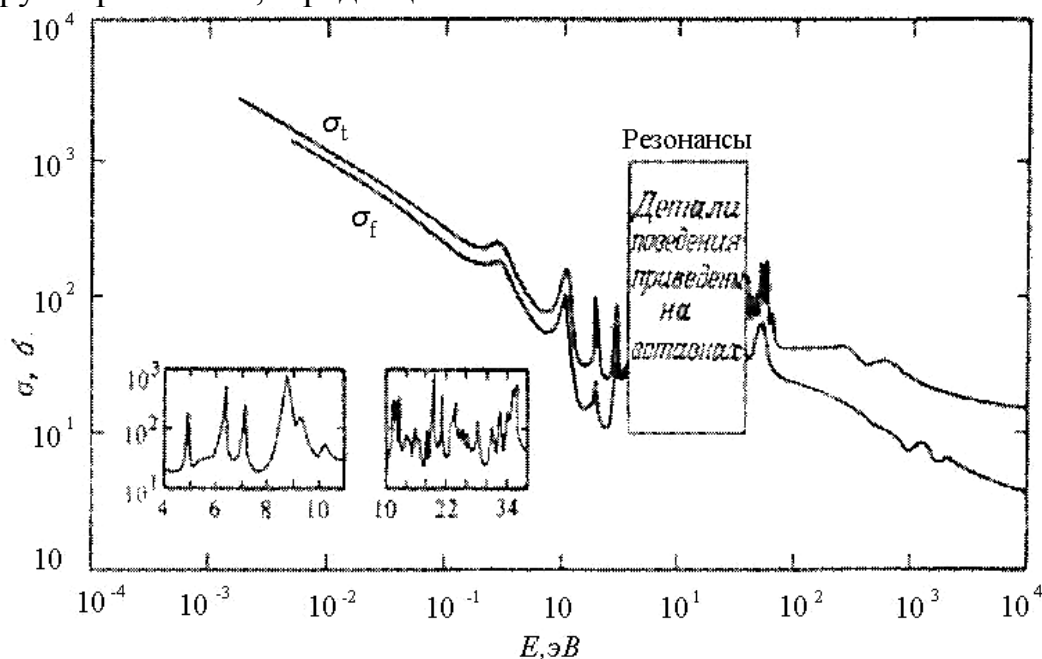
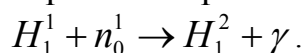


Рис. 8.1. Полное сечение захвата σ_t и сечение реакции деления σ_f при рассеянии нейтронов на ядре U^{235} (1 барн = 10^{-24} см²)

Энергия, выделяющаяся в реакции деления, преобразуется в тепловую или электрическую в *ядерных реакторах*. Существуют многочисленные конструкции ядерных реакторов, которые различаются по роду исходного расщепляющего материала (топлива), уровню мощности, потокам нейтронов и, наконец, по своим целям. Остановимся на кратком описании принципов и целей работы реакторов трех типов. Первый из них, предназначенный для экспериментальных целей, имеет большие размеры и малую мощность: в нем используется природный уран. Вторым представляет собой небольшой реактор, использующий *обогащенный* уран, содержащий по сравнению с естественным ураном значительно больше изотопа ^{235}U и вырабатывающий электроэнергию. Третьим типом является *реактор-размножитель (бридерный реактор)*, который производит больше топлива, чем в него было загружено вначале, а также вырабатывает электроэнергию.

Конструкция ядерных реакторов очень сложна, но необходимым элементом любого реактора является активная зона, в которой происходит реакция деления. В качестве примера рассмотрим процессы, протекающие в активной зоне реактора на природном уране. Природный уран состоит из 99,3% U^{238} и 0,7% U^{235} . Наиболее эффективно реакция деления идет на ^{235}U под действием тепловых нейтронов (рис.8.1), в то время как в результате деления возникают преимущественно быстрые нейтроны (рис. 6.3). Следовательно, для таких реакторов необходим *замедлитель* – вещество, ядрам которого передается кинетическая энергия быстрых нейтронов преимущественно в результате упругих столкновений. Потери энергии в отдельном столкновении максимальны, когда массы соударяющихся частиц равны, поэтому наилучшим замедлителем являются водородосодержащие вещества, например, вода (H_2O). Однако водород легко захватывает нейтроны с образованием дейтронов:



Дейтроны практически не захватывают нейтроны, и, таким образом, тяжелая вода (D_2O) является наиболее подходящим замедлителем. В первых реакторах на природном уране, имеющих большие размеры, в качестве замедлителя использовали углерод в виде графита, поскольку графит в необходимых количествах более доступен, чем тяжелая вода, и, кроме того, C_6^{12} также имеет тоже малое сечение захвата нейтронов.

Последовательность процессов, происходящих в активной зоне реактора на тепловых нейтронах, показана на рис. 8.2. При делении одного ядра ^{235}U в среднем появляется ν быстрых нейтронов. Некоторые из них до замедления вызывают деление ядер, и такие события увеличивают число быстрых нейтронов, что можно учесть, введя коэффициент

ε . Из $\nu\varepsilon$ нейтронов, поступающих в замедлитель, лишь доля p (вероятность избежать резонансного захвата) остается в «живых» после замедления до тепловой энергии; остальные нейтроны будут захвачены замедлителем. Из оставшихся $\nu\varepsilon p$ нейтронов лишь часть f (коэффициент «использования» тепловых нейтронов) будет захвачена ураном. Из общего числа $\nu\varepsilon p f$ захваченных нейтронов часть σ_f/σ_t вызывает деление. Таким образом, один акт деления вызывает

$$k = \nu\varepsilon p f \frac{\sigma_f}{\sigma_t} \quad (8.1)$$

вторичных актов деления. Коэффициент k называется *коэффициентом размножения*. Цепная реакция будет иметь место только в том случае если $k > 1$. Если рассмотреть типичные значения различных коэффициентов для реактора на природном уране и графите, взятом в качестве замедлителя ($\nu = 2,47$, $\varepsilon = 1,02$, $p = 0,89$, $f = 0,88$, $\sigma_f/\sigma_t = 0,54$), то коэффициент размножения равен $k = 1,07$. Это значение относится к реактору бесконечных размеров; в случае конечного реактора часть нейтронов будет уходить из него, и поэтому $k_{эфф}$ будет меньше k .

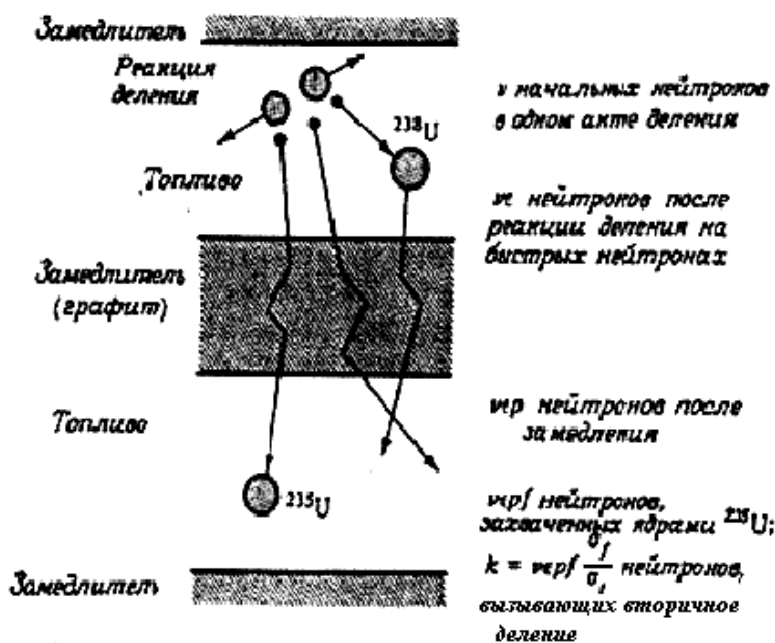


Рис. 8.2. Судьба нейтронов в реакторе, работающем на природном уране и графите

В связи с использованием природного урана в качестве ядерного топлива описанный реактор имеет большие размеры и малую удельную мощность. Весьма неприятным конкурентом реакции деления ^{235}U в

них является захват нейтронов ядрами U^{238} , что вынуждает при конструировании таких реакторов выбирать большие размеры и так называемую *гетерогенную* геометрию (уран и замедлитель пространственно разделены) для сохранения как можно большего числа нейтронов.

После того как стали доступными такие делящиеся материалы, как уран, обогащенный изотопом U^{235} , или чистые U^{235} , U^{233} и Pu^{239} в концентрированном виде, ядерное реакторостроение получило более широкие возможности. Так, стало возможным строить реакторы значительно меньших размеров с большими удельными мощностями, которые уже можно использовать для выработки электроэнергии. В таких реакторах в качестве замедлителя обычно используется вода или другие водородосодержащие соединения.

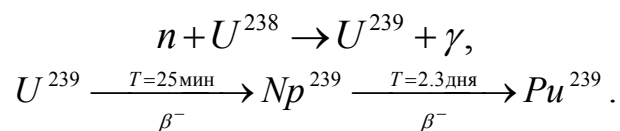
Примером такого реактора может служить небольшой *гомогенный* реактор, работающий на обогащенном уране или плутонии в виде водного раствора и замедлителя. Делящийся материал и замедлитель в таком реакторе можно хорошо перемешать друг с другом, поскольку в данной смеси присутствует лишь очень малое число ядер урана, которые могли бы захватывать нейтроны промежуточных энергий (5–200 эВ). Хотя и в U^{235} или Pu^{239} происходит радиационный захват, но в этих веществах он значительно менее существен, чем в случае U^{238} . Удельная мощность в таких реакторах имеет порядок мегаватт на килограмм веса активной зоны и ограничивается в основном эффективностью теплоотдачи и прочностью конструкционных материалов в условиях высокой температуры и высокого уровня излучения.

Необходимо отметить, что такой реактор может стабильно работать без внешнего регулирования. Раствор циркулирует через теплообменник, нагревает и испаряет воду в обычной системе с паровой турбиной, где вода не становится радиоактивной, так как подвергается действию лишь β - и γ -излучений продуктов деления (потoki нейтронов незначительны); электроны и фотоны могут вызвать в ней ядерные реакции, которые, однако, редко приводят к образованию радиоактивных продуктов.

Автоматически регулируемый паровой клапан обеспечивает постоянство скорости вращения турбины генератора. Предположим, что клапан открылся несколько шире в результате неожиданного увеличения нагрузки на генератор. Тогда возрастет поток пара через клапан, и температура в теплообменнике снизится. Это в свою очередь вызовет уменьшение температуры в реакторе. Уменьшение объема раствора при понижении температуры приведет к повышению плотности ядер U^{235} в активной зоне, так как некоторое количество раствора войдет в активную зону через специальную насадку. Скорость деления возрастет, и

температура реактора начинает повышаться до тех пор, пока не достигнет исходного значения. Таким образом, реактор работает в стабильном режиме и является саморегулирующимся. Однако и здесь имеются управляющие стержни для обеспечения запуска реактора и безопасности его работы. Они удерживаются электромагнитами. Если приборы отметят утечку, слишком большой поток нейтронов, слишком быстрое возрастание потока нейтронов или другие опасные явления, ток в цепи электромагнитов прервется, управляющие стержни опустятся в реактор, и поток нейтронов резко уменьшится.

Если реакторы будут работать только на уране, то существующих запасов урана хватит всего на несколько десятилетий. Проблема ядерного топлива преодолевается с помощью *реакторов-размножителей*, которые дают больше топлива, чем потребляют. В качестве примера рассмотрим активную зону реактора, содержащую изотоп Pu^{239} в качестве топлива и воспроизводящий изотоп U^{238} . При делении ядра Pu^{239} возникает в среднем 2,91 нейтронов. Один из этих быстрых нейтронов может захватиться ядром U^{238} и привести к реакциям, в которых возникает Pu^{239} :



В результате захвата нейтрона воспроизводящим изотопом U^{238} образуются ядра U^{239} , способные также и к делению. В хорошо спроектированном реакторе-размножителе количество материала может удваиваться за 7–10 лет.

В последние годы активно ведутся работы по созданию *подкритических реакторов*, у которых коэффициент размножения $k_{эфф} < 1$. В такой установке поддержание реакции деления в заданном режиме осуществляется с помощью внешних источников нейтронов. Нейтронные потоки создаются в специальных мишенных узлах, облучаемых пучками заряженных частиц.

Преимущества подкритической системы ядерного реактора достаточно очевидны:

- Имеется возможность исключить реактивностные аварии;
- Управление реактора становится более эффективным;
- Появляются дополнительные нейтроны, которые позволяют необходимое число делений осуществлять на ядрах Np , Am , Cm без добавления в активную зону U^{235} , U^{233} или Pu .

К недостаткам подкритической системы следует отнести:

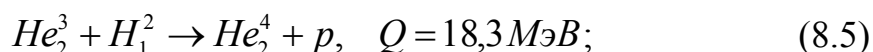
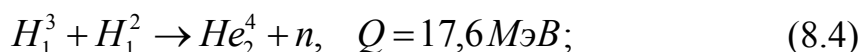
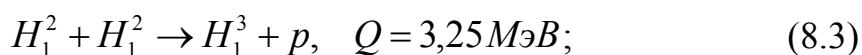
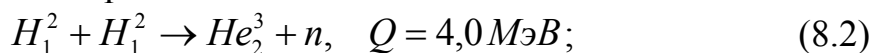
- снижение доли электрической энергии, отправляемой потребителю;

- усложнение конструкции системы, связанное с мишенным узлом и вводом нейтронного источника в активную зону;
- отсутствие в настоящее время источников нейтронов, которые удовлетворяют требованиям по надежности, характерным для энергетических систем (7000 часов безотказной работы в течение года);
- возможное ухудшение внутренне присущей безопасности реактора из-за несвоевременного отключения внешнего источника нейтронов.

8.1.3. Термоядерный синтез

Эра энергии полезных ископаемых, едва начавшись, вероятнее всего, вскоре и закончится. Можно назвать, по крайней мере, три причины, обуславливающие этот прогноз: количество полезных ископаемых ограничено, при их использовании окружающая среда загрязняется, и их запасы невозможны. Совершенно очевидно, что ощущаемый уже в настоящее время недостаток энергии должен быть восполнен из каких-либо других источников. Одним из вероятных кандидатов на такой источник является ядерная энергия, используемая в сочетании со сверхпроводящими линиями передач и с водородом в качестве вторичного топлива. Обычные ядерные реакторы, использующие реакцию деления, будут, по-видимому, играть важную роль лишь в течение ограниченного периода времени, а реакторы-размножители смогут, вероятно, использоваться в течение нескольких ближайших столетий. Однако все они обладают двумя существенными недостатками: во-первых, дают большое количество радиоактивных отходов и, во-вторых, приводят к тепловому загрязнению окружающей среды. Возможно, что с обеими проблемами удастся справиться, однако другой источник энергии – термоядерный синтез – может оказаться и чище, и эффективнее.

Ниже перечислены несколько основных реакций слияния ядер и приведены энергии этих реакций:



Реакция слияния ядер начинается тогда, когда оба ядра находятся на расстояниях, не превышающих радиус действия ядерных сил притяжения ($\sim 10^{-13}$ см). Чтобы так сблизиться, взаимодействующие ядра должны преодолеть кулоновское отталкивание, т. е. кулоновский барьер. Высота барьера

$$B_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)} \quad (8.6)$$

для легких ядер составляет несколько кэВ . Поэтому скорость реакции синтеза исчезающе мала (но отлична от нуля за счет туннельного эффекта) при энергиях ниже нескольких кэВ , и быстро возрастает с ростом кинетической энергии ядер, вступающих в реакцию (рис. 8.3).

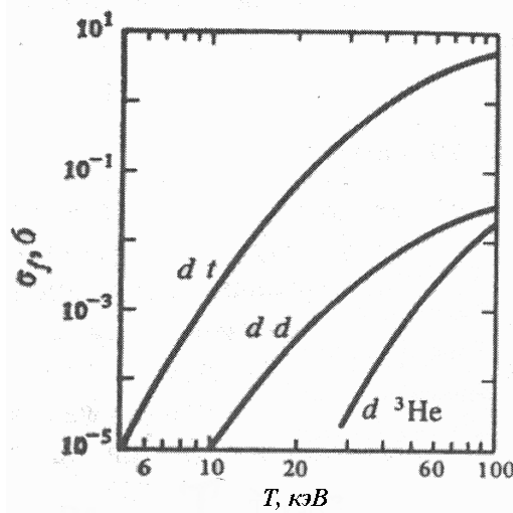


Рис. 8.3. Зависимость эффективных сечений реакции слияния от энергии дейтрона ($d \equiv H_1^2$; $t \equiv H_1^3$)

Таким образом, необходимые для осуществления реакции синтеза условия возникают при кинетических энергиях взаимодействующих ядер порядка 10 кэВ , что соответствует температуре вещества около 10^8 К . Для сравнения скажем, что температура на поверхности Солнца равна примерно 6000 К . (В физике плазмы для температуры обычно используют единицы эВ или кэВ ; 1 кэВ соответствует температуре $1.16 \cdot 10^7 \text{ К}$.) При температуре 10 кэВ атомы газа полностью ионизованы и образуют *плазму*. Число актов реакции слияния в единицу времени в единице объема дается формулой:

$$R_{ab} = n_a n_b w_{ab}(T^0), \quad (8.7)$$

где n_a и n_b – соответственно число частиц сортов a и b в единице объема. Вероятность реакции $w_{ab}(T^0)$ равна произведению эффективного сечения и относительной скорости, усредненному по распределению скоростей в плазме:

$$w_{ab}(T^0) = \overline{\sigma_{ab} \cdot v_{ab}}, \quad (8.8)$$

причем w_{ab} зависит только от температуры плазмы T^0 . Высвобождаемая энергия в единице объема за время τ имеет вид:

$$W = R_{ab} Q_{ab} \tau = n_a n_b w_{ab}(T^0) Q_{ab} \tau. \quad (8.9)$$

При $n_a = n_b = 10^{15}$ частиц/см³ и температуре $T^0 = 10$ кэВ в реакции слияния дейтрона с тритием (8.4) выделится энергия, примерно равная 10^3 Вт/(см³ с).

В *термоядерном реакторе* должно выделяться энергии больше, чем ее требуется для нагревания и удержания плазмы. Из формул (8.7)–(8.9) можно заключить, что для получения самоподдерживающейся «плазменной» реакции должны выполняться три условия: плазма должна быть нагрета до требуемых температур, плотность плазмы должна быть достаточно высокой, температура и плотность должны поддерживаться в течение длительного интервала времени. Затрата энергии для нагревания $n_a + n_b \approx 2n$ частиц до температуры T^0 равна $3nkT^0$, где k – постоянная Больцмана. Таким образом, для работы плазменного реактора требуется, чтобы

$$n^2 w_{ab} Q_{ab} \tau > 3nkT^0. \quad (8.10)$$

Принимая во внимание потери, мы можем от этого условия перейти к известному *критерию Лоусона*, или *критерию зажигания* для реакции слияния дейтрона с ядром трития:

$$n\tau > 10^{14} \text{ с/см}^3 \text{ при } T^0 = 10 \text{ кэВ}. \quad (8.11)$$

В течение последних десятилетий цель физики плазмы – достичь и превзойти этот критерий. Вначале казалось, что такая задача не будет слишком трудной. Например, в ускорителях можно легко получить частицы с кинетической энергией, необходимой для начала любой реакции слияния. Однако в подобных установках не удастся достичь нужной концентрации ядер. Вещество в твердой фазе обладает достаточной плотностью, но при нагревании его до необходимых температур оно становится плазмой, и тут возникают проблемы, связанные с неустойчивостями и потерями энергии в плазме. Кроме того, плазму при температуре 10^8 К нельзя заключить ни в какой сосуд.

Преодоление отмеченных трудностей идет, в основном, по двум направлениям.

В экспериментах по *магнитному удержанию* плазма помещается в электромагнитное поле подходящей формы и нагревается электромагнитным способом. Было исследовано большое количество разнообразных конфигураций поля, но советская камера Токамак, скопированная в модифицированном виде в других странах, занимает в этом направлении передовые позиции.

В последние три десятка лет усиленно разрабатывается второе направление – *лазерный термоядерный синтез (ЛТС)*. В этих экспериментах маленький шарик из дейтерия и трития нагревается и сжимается мощной лазерной вспышкой. Удержание плазмы происходит вследствие инерции газа: нагревание должно осуществляться быстро, чтобы слияние ядер произошло прежде, чем взорвется шарик.

За прошедшие 40 лет с момента появления первого лазера и почти стольких же лет после первых предложений о применении лазеров для возбуждения реакции ядерного синтеза отношение к возможности осуществления программы «ЛТС» менялось. Ясно, что технические трудности реализации этой программы чрезвычайно велики, несмотря на исходную простоту идеи: есть необходимая концентрация мощности теплового потока, есть наиболее легко воспламеняющееся топливо – смесь дейтерия и трития (*dt*). И сами по себе масштабы требующейся для инициирования реакций энергии лазерного импульса не являются слишком уж большими и вполне могут быть реализованы. Однако и сегодня проблема заключается в том, каким способом можно осуществить подходящие условия для «вспышки» реакции в термоядерной мишени.

Начиная с 1970-ых годов в качестве основной линии в ЛТС была принята концепция сжатия сферических термоядерных мишеней до высоких плотностей порядка 100 начальных плотностей жидкого и твердого *dt*. Если, скажем, взять мишень в виде шарика из дейтерия и трития радиусом 1 мм с плотностью жидкого состояния ($0,2 \text{ г/см}^3$, т. е. с плотностью атомов $n = 5 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3$), то для нагрева его до температуры 2 кэВ потребуется не более 0,1 МДж энергии, при этом критерий зажигания $n\tau \sim 10^{14}$ (где τ – время разлета) будет выполнен, поскольку τ при скорости порядка 10^8 см/с будет составлять около 10^{-9} с . Казалось бы, это осуществимо. Но здесь вступают в силу законы физики, вследствие которых возникает ряд принципиальных трудностей.

Одно из главных препятствий – невозможность ввести лазерное излучение в плазму большой плотности. Лазерное излучение слишком мягкое, т. е. низкочастотное, для этих целей. Например, излучение с длиной волны 1 мкм (лазер на неодимовом стекле излучает волну с длиной 1,06 мкм) имеет циклическую частоту $\omega = 2 \cdot 10 \text{ рад/с}$. Электромагнитная волна, распространяющаяся в плазме, должна иметь частоту выше некоторой величины, которую называют ленгмюровской частотой $\omega_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$, где e и m – заряд и масса электрона. Плотность плазмы, при которой выполняется условие $\omega = \omega_p$ называется критической. Для $\lambda = 1 \text{ мкм}$ критическая плотность составляет 10^{19} 1/см^3 , т. е. более чем на три порядка меньше плотности жидкой фазы водорода.

Таким образом, с одной стороны, нагрев прямым способом плазмы с высокой плотностью представляется проблематичным. С другой стороны, при малой плотности вещества скорость реакции, пропорциональная n^2 , тоже мала – в этом случае необходимо дополнительное удержание плазмы. И если осуществлять реакции синтеза в режиме свободного разлета вещества (инерционное удержание), необходимо искать способ увеличения плотности плазмы.

Эта концепция разрабатывается с начала 1970-х гг. и основывается на сжатии сферических мишеней за счет облучения их внешней поверхности мощными потоками лазерного излучения, вызывающего испарение внешней части сферической мишени и, следовательно, возникновение на поверхности мишени давления, которое приводит к сжатию мишени вовнутрь.

В этом подходе есть чрезвычайно важное полезное обстоятельство: чем выше степень сжатия, тем меньше требуется энергии для инициирования реакции (обратно пропорционально квадрату степени сжатия). Однако есть и минусы, и трудности. Наиболее слабым местом в таком подходе является низкий коэффициент передачи энергии, идущей на сжатие. Он составляет всего около 10 %; остальная энергия бесполезно остается в разлетающейся плазме. Другой важный момент – необходимость одновременно осуществить на конечной стадии высокую степень сжатия и нагрев dt -объема в центре мишени. Данная задача решается выбором подходящей конструкции мишени (как правило, это тонкие оболочки с намороженным на внутренней стенке слоем dt) и подбором скорости подачи энергии лазерного излучения на поверхность мишени. Однако процесс сжатия подвержен неустойчивостям, развитие которых определяет состояние вещества на конечной стадии сжатия, ограничивая параметры плазмы, как по плотности, так и по температуре («размазывая» их и перемешивая вещество).

В последние годы появились предложения по конструированию мишеней, получивших название «парник», в которых излучение лазера подается в слой малоплотного вещества. Например, были высказаны идеи, в дальнейшем названные «быстрым поджигом» (fast ignition), в которых предполагается «разрыв» процессов сжатия и нагрева – поджиг сжатой мишени коротким, хорошо сфокусированным лазерным импульсом.

Последнее заслуживает внимания и исследования, в особенности потому, что включает в себя новую физику, правда, с неясными пока конечными результатами.

Суть концепции состоит в том, что при очень высоких плотностях потока в тонком канале, в котором распространяется лазерное излуче-

ние, можно ожидать образования условий, способствующих глубокому проникновению световой энергии в плазму высокой плотности, выше критической.

Оптимизм в решении проблемы ЛТС может быть основан также на том факте, что сейчас бурно развивается техника, генерирующая мощное лазерное излучение. Несколько лет назад появилось два фундаментальных достижения в этой области, которые, безусловно, сильно повлияют на дальнейшее развитие программы ЛТС. Во-первых, осуществление полупроводниковой накачки посредством инжекционных полупроводниковых лазеров (кристаллических и стеклянных лазеров). Можно ожидать увеличения полного к.п.д. до 30–35 %, и это уже достигнуто на уровне нескольких киловатт непрерывной генерации.

Во-вторых, реализован режим генерации сверхкоротких импульсов фемтосекундного диапазона. Получен импульс длительностью до нескольких периодов колебаний (в пространстве - несколько длин волн). Кроме того, достигнуты внушительные плотности потока энергии в фокусе до 10 Вт/см . Рассматривается возможность построить лазер с энергией до нескольких сот килоджоулей и длительностью импульса десятки-сотни фемтосекунд!

В случае реализации данных проектов программа ЛТС получит в распоряжение современные уникальные инструменты и потребует пересмотра нынешних подходов и разработки новых идей.

Существует еще одно направление в осуществлении управляемой реакции синтеза, связанное с поиском способов снижения температур, необходимых для эффективного протекания реакции. К данному направлению относится *мюонный катализ* термоядерных реакций. Мюон тяжелее электрона примерно в 200 раз, поэтому размеры мезоатомов ($p\mu, d\mu, t\mu$) и мезомолекул ($p\mu p, p\mu d, d\mu d$ и т. д.), которые мюон образует с ядрами изотопов водорода по аналогии с электроном, примерно в 200 раз меньше обычных атомов и молекул. А это означает, что в мезомолекулах ширина кулоновского барьера между ядрами составляет $\sim 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ и равна минимальному расстоянию сближения ядер, достаточному для начала термоядерной реакции синтеза при температуре плазмы $\sim 6 \cdot 10^7 \text{ К}$.

8.1.4. Аккумуляторы на основе радиоактивных источников

Ядерные реакторы в избытке производят радиоактивные изотопы. Поскольку продукты деления богаты нейтронами, то они распадаются, главным образом, с испусканием электронов и антинейтрино. Используя интенсивные нейтронные пучки, создаваемые реакторами, можно

получить и α -радиоактивные ядра. Типичными значениями энергии электронов и α -частиц, возникающих при распаде, являются значения порядка нескольких МэВ.

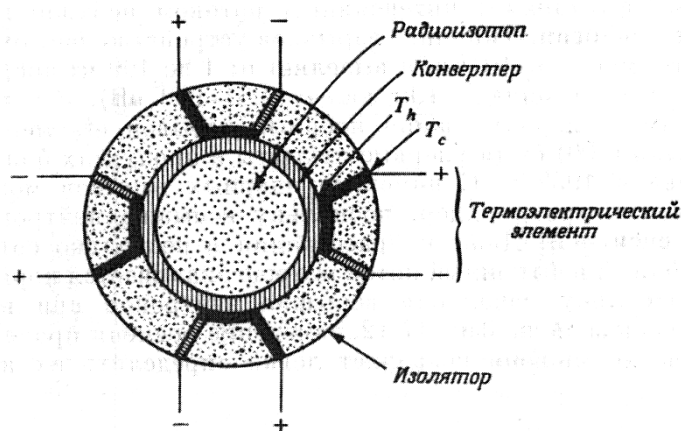


Рис.8.4. Поперечный разрез цилиндрического радиоизотопного генератора энергии

Созданы надежные и долгодействующие источники энергии на основе поглощения испущенных заряженных частиц и превращения полученного таким образом тепла в электричество. Схема одного такого устройства изображена на рис. 8.4. Топливо, которым служит радиоизотоп, помещено в центре, так что все заряженные частицы поглощаются конвертером. Термоэлементы, например, термопары $Ge-Si$, вделаны в изолирующий кожух, причем их спаи находятся при температуре конвертера T_h . Внешние концы имеют более низкую температуру T_c . Тогда максимальный коэффициент полезного действия (Карно) определяется формулой

$$к.п.д. = \frac{T_h - T_c}{T_c}.$$

Практически можно достичь к.п.д., равного примерно 5 %. Если использовать небольшую паровую машину (турбогенератор), то можно достичь к.п.д. около 25 %.

Свойства двух наиболее широко применяемых в таких условиях радиоизотопов указаны в табл. 8.1. Генераторы энергии, основанные на применении этих двух изотопов, успешно используются на спутниках, бакенах, метеостанциях, подводных акустических маяках, а также в приборах для стимуляции сердечной деятельности и даже в ядерном сердечном насосе, располагаемом в мышце пациента. Может быть, в конце концов, удастся создать имплантируемое искусственное сердце.

Таблица 8.1

Радиоизотопы, используемые в качестве источников энергии

Радио- изотопы	Время распада, годы	Тип излучения	Плотность мощности, Вт/см ³	
			теоретическая	экспериментальная
<i>Co</i> ⁶⁰	27.7	β	1.1–1.7	0.85–1.5
<i>Pu</i> ²³⁸	87.5	α	4.8	3.6

Новые возможности для улучшения характеристик ядерных источников электроэнергии открылись с появлением *фото-вольтаических преобразователей* на основе широкозонных полупроводников, например, легированного алмаза.

В таких установках предлагается использовать двухступенчатую систему преобразования ядерной энергии в электрическую - энергия продуктов ядерной реакции преобразуется в излучение посредством какого-либо процесса ядерно-стимулированной флюоресценции (например, в аэрозольном газонаполненном конвертере), а затем уже энергия фотонов превращается в электрическую с помощью фотовольтаического преобразователя. Такой способ преобразования энергии имеет целый ряд преимуществ по сравнению с уже имеющимися. Например, в отличие от традиционного метода, он не содержит низкоэффективного теплового цикла. Коэффициент полезного действия фотовольтаического преобразователя при правильном подборе длины волны фотонов может достигать 70 %; к.п.д. конверсии ядерной энергии в световое излучение может достигать 50 %. Таким образом, полный к.п.д. системы может составить величину порядка 35 %, что в 3–5 раз выше к.п.д. системы с использованием теплового цикла и солнечных батарей.

Следует отметить, что при создании таких ядерных батарей возникают технические проблемы с транспортировкой излучения к фотопреобразователю, а также светоизлучающей среды. С одной стороны, среда должна быть достаточно плотной, чтобы обеспечить поглощение частиц радиоактивного распада, а с другой, во избежание больших потерь излучения она должна быть оптически прозрачной. В газовых средах проблем с оптической прозрачностью нет, но в этом случае для достижения необходимой плотности требуется высокое давление (100–1000 атм.). При использовании более плотных аэрозолей необходимо создать однородную смесь и поддерживать ее в таком состоянии достаточно долго (~10 лет), т. е. предотвратить оседание пыли на стенки контейнера. Такое осаждение может быть вызвано как гравитацией (в том числе микрогравитацией), так и электростатическими силами, поскольку пылинки

в ионизируемой частицами радиоактивного распада газовой среде приобретут электрический заряд.

8.2. Ядерно-физические методы анализа

К настоящему времени разработано достаточное количество методов анализа, основанных на использовании тех или иных свойств ядер, как стабильных, так и радиоактивных. В данном параграфе рассмотрены физические основы и приведены примеры использования некоторых наиболее распространенных ядерно-физических методов.

8.2.1. Радиометрия

Радиометрические методы основаны на определении активности радионуклидов по испускаемому α -, β - или (и) γ -излучению. Радиометрические методы нашли широкое применение при создании различной ядерно-физической аппаратуры. Существует два класса радиометрических приборов: *радиометры* и *спектрометры*. Радиометры служат для регистрации интегральных параметров ионизирующих излучений (табл. 8.2) спектрометры – для изучения распределения частиц по энергиям.

Таблица 8.2

Количественные характеристики γ -поля

Параметры поля	Обозначения и единицы
Плотность потока энергии (интенсивность)	$I, \text{Вт/см}^2, (\text{МэВ/см}^2 \text{ с})$
Плотность потока квантов	$\Phi, \text{квант/}(\text{см}^2 \text{ с})$
Мощность экспозиционной дозы	$\dot{X}, \text{А/кг}, (\text{Р/кг})$
Интенсивность по числу зарегистрированных квантов (частота импульсов)	$I_g, \text{имп/}(\text{см}^2 \text{ с})$

Спектрометры заряженных частиц основаны на принципе полного поглощения энергии. Спектрометрия α -излучения обеспечивается полупроводниковыми детекторами и импульсными ионизационными камерами, β -излучения – сцинтилляторами и полупроводниковыми детекторами (ППД), рентгеновского излучения – ППД и сцинтилляторами.

Спектры γ -излучения изучаются с помощью спектрометров фотопоглощения (одноканальных и с защитой антисовпадениями), комптоновских и парных.

Процесс измерения аппаратурных спектров заключается в регистрации числа импульсов за некоторое время в каналах спектрометра,

градуировании энергетической шкалы и периодическом контроле градуировочного графика.

Типовая структурная схема любого радиометрического прибора состоит из нескольких основных узлов. Главным узлом прибора является блок детектирования, состоящий из одного или нескольких детекторов ионизирующих излучений и согласующего электронного устройства. Электрические сигналы детекторов усиливаются с помощью линейных усилителей до уровня, достаточного для работы последующих узлов схемы, и подвергаются отбору по заданному признаку. Наибольшее распространение имеют устройства анализа сигналов по амплитуде - амплитудные дискриминаторы, пороговые и дифференциальные.

Пороговые дискриминаторы применяют в первую очередь для отбора сигналов с амплитудой, превышающей шумов $\Phi ЭУ$. Дифференциальные дискриминаторы используют в приборах с детекторами спектрометрического типа (сцинтилляционных и пропорциональных газонаполненных счетчиков, импульсных ионизационных камер, ППД). Они служат для выделения сигналов в локальной области энергии излучения.

8.2.2. Активационный анализ Общее описание метода

Под активационным анализом понимают определение содержания элементов в исследуемых веществах по радиоактивности продуктов их взаимодействия (ядерных реакций) с бомбардирующими частицами. Различают два основных вида активационного анализа:

- 1) активационный анализ под действием нейтронов (*нейтронно-активационный анализ*)
- 2) активационный анализ под действием жестких фотонов (*γ -активационный анализ*).

Существует и третий вид – активационный анализ на заряженных частицах, однако он используется редко из-за высокой стоимости облучения на циклотронах.

Наибольшее распространение получил активационный анализ на нейтронах. Связано это с тем, что имеются мощные источники нейтронов – ядерные реакторы, плотность потока нейтронов в которых составляет $10^{12} - 10^{13}$ нейтронов/(с·см²), а в некоторых реакторах достигает 10^{15} нейтронов/(с·см²). Однако в активационном анализе применяются и другие источники нейтронов: 1) изотопные источники, в которых протекает реакция $Be^9(\alpha, n)C^{12}$, а источником α -частиц являются изотопы Po^{210} , Pu^{238} и др.; 2) нейтронные генераторы, в которых нейтроны образуются в результате ядерного фотоэффекта под действием жестких тор-

мозных фотонов; 3) источники на основе Cf^{252} , претерпевающего спонтанное деление. Последние источники отличаются малыми размерами и используются в полевых условиях.

При облучении тепловыми нейтронами в ядерном реакторе основной реакцией является радиационный захват нейтрона $X^A(n, \gamma)X^{A+1}$. Продукт реакции имеет избыток нейтронов и обычно является β^- -активным. По β^- -активности или по сопутствующему γ -излучению может быть определено исходное количество стабильных ядер интересующего нуклида. Необходимо иметь в виду и другие реакции: (n, p) , (n, α) и (n, f) . Первые две реакции, как правило, протекают на нейтронах с высокой энергией, но для некоторых легких ядер проходят и на тепловых нейтронах. Последняя реакция деления на тепловых нейтронах может быть использована для определения делящихся изотопов урана и плутония в природных объектах, а при использовании быстрых нейтронов – для анализа других нуклидов актинидов.

В некоторых случаях нейтронный активационный анализ оказывается недостаточно эффективным из-за образования при облучении короткоживущих радионуклидов или же, наоборот, очень долгоживущих или даже стабильных ядер. В этом случае используют активационный анализ под действием фотонов большой энергии. Образование таких фотонов происходит после торможения пучка ускоренных электронов на мишени из вольфрама или молибдена. При облучении пучком тормозных фотонов мишени из исследуемого материала происходит реакция ядерного фотоэффекта $X^A(\gamma, n)X^{A-1}$. Продуктом этой реакции является нейтронно-дефицитное ядро X^{A-1} , которое распадается либо с испусканием позитрона, либо путем электронного захвата. Дочерние ядра при этом образуются в возбужденном состоянии и испускают один или несколько γ -квантов. По этой причине определение активности продуктов реакции обычно проводят по γ -активности на γ -спектрометрах.

Активационный анализ отличается низкими пределами обнаружения (обычно до 10^{-10} г, а в некоторых случаях – до 10^{-15} г) и применяется в тех случаях, когда требуется определить очень малые количества вещества: в геологоразведке для определения содержания полезных ископаемых в породе, в криминалистике, при определении загрязнения объектов окружающей среды и в научных исследованиях. Масса определяемых проб может колебаться от десятых долей грамма (анализ волос Наполеона на содержание мышьяка) до нескольких сотен грамм в геологоразведке. В последнем случае предел обнаружения может быть

понижен при проведении предварительного обогащения пробы по анализируемому изотопу или элементу.

В общем случае схема активационного анализа выглядит следующим образом:

- Подготовка пробы (в том числе, иногда предварительное обогащение).
- Облучение.
- Радиохимическое выделение исследуемого продукта ядерной реакции или отделение его от большей части активности.
- Радиометрический анализ (обычно с применением β - и (или) γ -спектрометров).
- Расчет содержания исследуемых изотопов или элементов.

Третья стадия может отсутствовать или быть сведена к минимуму, если определяемые изотопы являются γ -излучателями. В данном случае разделение радионуклидов и выделение определяемых можно либо вообще не проводить, либо отделить большую часть активности, создаваемую элементами, которые не подлежат определению.

При расчете содержания исследуемых изотопов требуется знать ядерно-физические константы определяемых элементов и плотность бомбардирующих частиц. Чтобы исключить погрешность, возникающую при этом, используют стандартные образцы, содержащие известное количество определяемого нуклида (элемента), или нуклид с хорошо известными ядерно-физическими константами.

Нейтронный активационный анализ

Активность радионуклида в зависимости от времени облучения может быть вычислена по формуле (см. п. 7.6):

$$A = \Phi_0 n \sigma [1 - \exp(-\lambda t)], \quad (8.12)$$

где Φ_0 – плотность потока нейтронов, n – число определяемых ядер в образце, σ – сечение реакции, t – время облучения, λ – постоянная распада ядер – продуктов реакции.

При определении времени облучения важны два случая:

1. Период полураспада радионуклида – продукта реакции – невелик, и время облучения устанавливают в пределах $(6 \div 10) \cdot T$. Тогда, экспонентой в квадратной скобке можно пренебречь, и уравнение (8.12) примет вид:

$$A = \Phi_0 \cdot n \cdot \sigma. \quad (8.13)$$

В этом случае период полураспада дочернего ядра не влияет на его активность, и предел обнаружения зависит только от плотности потока нейтронов и сечения реакции. Например, при активационном определе-

нии золота сечение радиационного захвата золота-197 (единственный естественный изотоп золота) составляет 98,8 барн, и при минимальной требуемой активности в 100 Бк (зависит от применяемых детекторов) предел обнаружения при $\Phi_0 = 10^{13}$ нейтронов/(с*см²) составит примерно 10^{11} ядер, т. е. $3,3 \cdot 10^{-11}$ г. Период полураспада золота-198 составляет 2,7 суток, и чтобы выполнилось уравнение (8.13), время облучения должно составлять не менее 17 суток.

2. Период полураспада дочернего ядра велик и во много раз превышает время облучения. Тогда экспоненту в (8.12) можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться вторым членом разложения. В этом случае уравнение (8.12) примет вид:

$$A = \Phi_0 \cdot n \cdot \sigma \cdot \lambda t. \quad (8.14)$$

Очевидно, что на предел обнаружения помимо Φ_0 и σ будут влиять постоянная распада λ и время облучения t . Например, при активационном определении цезия сечение радиационного захвата ^{133}Cs составляет 25,5 барн, дочерний изотоп ^{134}Cs имеет период полураспада 2,06 лет. Тогда предел обнаружения цезия при 30-суточном облучении в реакторе с той же плотностью потока составит $1,4 \cdot 10^{13}$ атомов, т. е. $3 \cdot 10^{-9}$ г, что на два порядка меньше, чем у золота.

В большинстве случаев при облучении нейтронами образуются два, а иногда и три изомера. Тогда необходимо выбрать наиболее удобный дочерний радионуклид. Например, при облучении европия-151 образуется 3 изомера с периодами полураспада 96 мин ($\sigma = 4$ барн), 9,3 часа ($\sigma = 3300$ барн) и 12,4 года ($\sigma = 5900$ барн). Из-за малости сечения короткоживущий изомер непригоден. К тому же активность его после облучения спадает очень быстро. Наиболее удобен второй изомер, характеризующийся достаточно большим сечением и удобным для измерений периодом полураспада. (Из-за большого периода полураспада активность третьего изомера существенно меньше). Предел обнаружения по второму изомеру составит $3 \cdot 10^9$ атомов, т. е. $1,6 \cdot 10^{-12}$ г европия с учетом содержания европия-151 в природной смеси 47,8 % ат. У цезия помимо основного дочернего радионуклида цезия-134 образуется и изомер с периодом полураспада 2,9 часа ($\sigma = 2,5$ барн), который может быть при некоторых условиях использован для определения количества материнского изотопа.

При оценке предела обнаружения наиболее важно значение σ . Величина σ для радиационного захвата тепловых нейтронов обычно составляет от нескольких десятых до сотни барн. Однако имеются ядра, у которых σ достигают сотни тысячи барн (^{135}Xe). Эти значения отвечают

резонансным уровням захвата нейтронов и обычно относятся не к тепловым нейтронам, а к энергиям, превышающим тепловые.

Для определения легких изотопов важное значение имеет реакция (n,p) . Хотя сечение захвата для этой реакции существенно меньше сечения радиационного захвата нейтронов, дочерние нуклиды часто оказываются более удобными для количественного определения материнских. Типичным примером является активация хлора. Природный хлор содержит два изотопа ^{35}Cl (75,77 % ат.) и ^{37}Cl (24,23 % ат.). При облучении тепловыми нейтронами второй изотоп превращается в ^{38}Cl , имеющий период полураспада около 37 мин., что неудобно для определения. На ядрах первого радионуклида протекают три ядерные реакции:

а) $(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$ с сечением захвата 43 барна и периодом полураспада $3 \cdot 10^5$ лет;

б) $(n,p)^{35}\text{S}$ с сечением 0,489 барна и периодом полураспада 88 суток;

в) $(n,\alpha)^{32}\text{P}$ с сечением 0,00008 барн и периодом полураспада 14,3 суток.

Все три радионуклида являются чистыми β -излучателями, и для их определения требуется предварительное радиохимическое отделение от сопутствующих радионуклидов. Однако сразу видно, что предел обнаружения хлора по S^{35} будет существенно ниже, чем по другим радионуклидам.

Реакция (n,α) имеет достаточно большое сечение только для двух изотопов – ^6Li и ^{19}F , однако с ее помощью по дочернему радионуклиду (тритию) можно определить содержание только ^6Li .

Реакция (n,f) на быстрых нейтронах нашла применение для определения актиноидов (урана, нептуния и плутония) с применением трековых детекторов. Предел обнаружения составляет примерно 10^{-17} г при условии предварительного радиохимического выделения данных элементов.

γ -активационный анализ

Как уже отмечалось, нейтронный активационный анализ оказывается недостаточно эффективным для некоторых элементов. Помимо упомянутого выше фтора, следует отметить и цирконий, который содержит пять стабильных изотопов с массовыми числами 90, 91, 92, 94 и 96 (изотопы с массовыми числами 93 и 95 являются радиоактивными с $T=1,5 \cdot 10^6$ лет для ^{93}Zr и $T=64$ суток для ^{95}Zr). Очевидно, что нейтронное облучение всех стабильных изотопов с массовыми числами до 92 не приводит к образованию существенной активности. Содержание изотопов 94 и 96 составляет 17,5 и 2,5 % ат., а их сечение захвата тепловых

нейтронов малы: 0,05 и 0,017 *барна* соответственно. Вследствие этого предел обнаружения циркония относительно велик. Положение улучшается при использовании γ -активационного анализа под действием фотонов большой энергии. При облучении пучком тормозных фотонов мишени из циркония происходит вылет одного нейтрона из ядра и образование радионуклида циркония-89 с периодом полураспада 78,4 часа. Аналогично при облучении мишени, содержащей фтор-19, образуется фтор-18 с периодом полураспада 109,7 *мин.* Данный метод перспективен для определения титана, ванадия и некоторых других элементов, однако его широкое применение ограничивается дефицитом и дороговизной источников фотонов высокой энергии.

8.2.3. ЯМР-спектроскопия

Ядерным магнитным резонансом (ЯМР) называют эффект поглощения (испускания) ядрами квантов электромагнитного поля определенной частоты, которую называют резонансной. Такой процесс возможен только в присутствии сильного однородного магнитного поля \vec{H}_0 , когда энергетические состояния ядер представляют из себя набор равноотстоящих друг от друга энергетических уровней, соответствующих разным ориентациям ядра относительно \vec{H}_0 (см. гл. 2). При заданном поле \vec{H}_0 резонансная частота определяется только сортом ядер. Для измерения резонансных частот созданы специальные приборы – *ЯМР-спектрометры*, с помощью которых можно определять изотопный состав вещества, а по величине амплитуды *ЯМР-сигнала* – концентрацию ядер данного сорта.

ЯМР-спектроскопия нашла самое широкое применение в химии, физике твердого тела, биологии, медицине, пищевой промышленности и т. д. Например, *ЯМР-метод* используется для анализа состава смеси жидкостей, в том числе для количественного определения влажности. Особенно удобным *ЯМР* оказался для контроля жидкостей в потоке, в частности, для контроля состава нефти, примесей в ней воды и т. п.

Исключительная чувствительность спектров *ЯМР* к изменению магнитных полей, в том числе и внутриатомных, дает возможность при известном составе вещества изучать строение и фазовые переходы в твердом теле, строение жидких кристаллов, сложных молекул, ориентированных полимеров и т. п.

В последние годы бурно развивается *ЯМР-интроскопия*, позволяющая осуществлять *ЯМР-просвечивание*, *ЯМР-микроскопию*, *ЯМР-измерение* профиля скоростей в трубопроводе и т.п.

8.2.4. Мессбауэровская спектроскопия

Стабильные и радиоактивные изотопы ряда элементов находят свое применение в мессбауэровской спектроскопии. Другое название этого метода исследования вещества – ядерная γ -резонансная спектроскопия или *ЯГР-спектроскопия*. Физической основой мессбауэровской спектроскопии является *эффект Мессбауэра*, или *ядерный γ -резонанс*. Этот эффект заключается в резонансном поглощении ядром γ -кванта, который был испущен таким же ядром при переходе из возбужденного состояния в основное.

Резонансное поглощение γ -излучения невозможно, если излучающее и поглощающее ядра свободны и неподвижны. Это связано с тем, что как при излучении γ -кванта, так и при его поглощении, в силу закона сохранения импульса свободное ядро испытывает механическую отдачу. Часть энергии γ -перехода излучающего ядра переходит в кинетическую энергию его движения, и энергия γ -кванта уменьшается на величину:

$$\Delta E_{\gamma} = T_{\text{я.о.}} \approx \frac{Q^2}{2mc^2}, \quad (8.14)$$

где $Q = (m^* - m) \cdot c^2$ – энергия γ -перехода ядра, m , m^* – масса ядра в основном и возбужденном состоянии соответственно. Точно так же отдача происходит и при поглощении γ -кванта. Причем для абсолютного большинства γ -переходов ядер потеря энергии ΔE_{γ} существенно превышает энергетическую ширину возбужденного уровня Γ , которая для низколежащих уровней тяжелых ядер обычно имеет значение $10^9 \div 10^7$ эВ. Следовательно, энергии γ -кванта, излученного возбужденным ядром, недостаточно для резонансного поглощения этого кванта другим таким же ядром, находящимся в основном состоянии.

Один из путей достижения резонанса заключается в компенсации потери энергии на отдачу с помощью эффекта Доплера. Так, в экспериментах Муна источник помещался на быстро вращающийся диск, и резонанс наблюдался при линейной скорости источника ^{198}Au около $8 \cdot 10^4$ см/с. В других работах использовалось тепловое движение ядер источника при его нагревании или отдача излучающего ядра вследствие предшествующего γ -переходу ядерного превращения.

В 1957 году Мессбауэр (Mossbauer R.L.) исследовал температурную зависимость резонансного рассеяния 129 кэВ γ -квантов в ^{191}Ir и обнаружил, что при понижении температуры рассеяние вопреки ожиданию возрастает. Причем результаты экспериментов решающим образом

определялись кристаллической решеткой, в которой находились излучающие и поглощающие ядра.

Упрощенно эффект Мессбауэра можно представить себе как взаимодействие ядра с γ -квантом, при котором отдачу ядра воспринимает весь кристалл как целое. Очевидно, что потеря энергии при таких условиях пренебрежимо мала, поскольку масса вещества, получающего импульс отдачи, на много порядков больше массы ядра.

Энергия отдачи, согласно формуле, слабее для тяжелых ядер и меньших энергий γ -переходов. Поэтому эффект Мессбауэра экспериментально наблюдается лишь для самых мягких ($E_\gamma \lesssim 100 \text{ кэВ}$) γ -переходов ядер со средними и большими массовыми числами $A \gtrsim 40$. Из них только несколько ядер (например, ^{57}Fe , ^{119}Sn , ^{181}Tl , ^{121}Sb , ^{161}Dy) демонстрируют заметный эффект Мессбауэра при комнатной температуре. Большинство же мессбауэровских изотопов для экспериментов требует пониженных температур, вплоть до температуры жидкого гелия.

Отношение естественной ширины возбужденного уровня Γ к энергии перехода $Q_\gamma \approx E_\gamma$ чрезвычайно мало ($\Gamma/Q_\gamma \approx 10^{-18} \div 10^{-12}$), поэтому мессбауэровский ядерный гамма-резонанс оказался мощным, а иногда и единственным методом измерения сверхмалых сдвигов энергии ядерных γ -переходов.

Измеряемые с помощью эффекта Мессбауэра изменения энергии ядерных уровней могут происходить не только вследствие эффекта Доплера при механическом движении ядра, но и под влиянием полей различной природы. Такими полями могут быть:

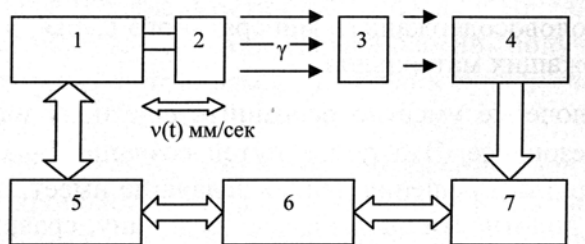


Рис. 8.5. Схема мессбауэровского спектрометра. 1 – механический вибратор; 2 – источник гамма-излучения; 3 – поглотитель; 4 – детектор; 5 – электронный привод вибратора; 6 – компьютер, управляющий вибратором, накапливающий и отражающий мессбауэровский спектр; 7 – усилитель и селектор импульсов детектора

- внешние магнитные, электростатические и гравитационные поля;
- внутрикристаллические электрические и магнитные поля, которые формируются электронами, участвующими в химических связях и коллективных взаимодействиях атомов в кристаллической решетке – поля сверхтонкого взаимодействия.

Традиционный способ измерения мессбауэровских спектров основан на допле-

ровской модуляции энергии γ -квантов, которые излучают ядра мессбауэровского изотопа, помещенные в кристаллическую решетку. Схема работы такого мессбауэровского спектрометра показана на рис. 8.5.

Источник γ -излучения 2, содержащий возбужденные мессбауэровские ядра, приводится в колебательное движение вибратором 1. При этом вследствие эффекта Доплера энергия γ -излучения E_γ модулируется на величину:

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma v(t)/c, \quad (8.15)$$

где $u(t)$ – мгновенная скорость источника. В большинстве случаев достаточно модулирующей скорости движения источника порядка 10 мм/с, реже нужны скорости до 200 мм/с. Такие скорости традиционно достигаются с помощью электродинамических вибраторов, работающих на частотах порядка 10–30 Гц.

Коллимированный пучок модулированного по энергии γ -излучения, содержащего мессбауэровскую компоненту (γ -кванты, излученные без отдачи), проходит сквозь неподвижный поглотитель 3. Он содержит мессбауэровские ядра в основном состоянии, находящиеся в кристаллической решетке. Прошедшее излучение регистрируется детектором 4. При достижении резонансного поглощения γ -квантов в поглотителе 3 скорость счета детектора 4 падает. Мгновенная скорость источника и соответствующая скорость счета γ -квантов регистрируется управляющим компьютером 6.

Если источник мессбауэровских γ -квантов имеет нерасщепленную полями сверхтонкого взаимодействия мессбауэровскую линию, то, измеряя спектр поглощения, можно эффективно изучать сверхтонкое поле электронов на мессбауэровских ядрах вещества поглотителя. Такая методика иногда называется абсорбционной. Реже используется эмиссионный вариант, при котором изучается спектр излучения, отражающий сверхтонкое взаимодействие в источнике. В этом случае поглотитель с нерасщепленной линией поглощения служит анализатором.

Для получения мессбауэровских ядер в возбужденном состоянии источник 1 обычно содержит родительские радиоактивные ядра, распад которых с заметной вероятностью идет на нужный возбужденный уровень мессбауэровского ядра. Например, для получения возбужденного состояния ^{57}Fe используется ^{57}Co , который путем K -захвата ($T=270$ суток) распадается в возбужденное (137,4 кэВ) состояние ^{57}Fe .

Мессбауэровская спектроскопия нашла применение не только в физике твердого тела, физической химии и биологии, но и в ядерной физике (определение ядерных констант), в фундаментальной физике (прецизионные измерения и проверка современных физических теорий),

в технологии и технике (материаловедческий анализ). Так, например, γ -резонансный метод используется для контроля, экспресс-анализа и сортировки оловосодержащего минерального сырья, для фазового анализа железосодержащих материалов.

В заключение уместно вспомнить еще одну идею, основанную на ядерном γ -резонансе. Это поиск путей создания γ -лазера. К сожалению, разумного прямого решения данная задача не имеет: оценка необходимой для накачки плотности энергии дает величину, сравнимую с плотностью энергии ядерного взрыва.

8.3. Изотопная геохронология и радиоуглеродный метод

Основная задача геохронологии - определение возраста геологических событий. Современная измерительная техника позволяет определить возраст событий, произошедших несколько дней назад, и, например, возраст Земли, даже возраст Вселенной. Датирование событий и объектов чаще всего основывается на процессах радиоактивного распада и спонтанного деления ряда изотопов таких элементов, как *K*, *Rb*, *Sm*, *La*, *Re*, *U*, *Th*. Это долгоживущие изотопы, которые дают информацию об истории Земли, о происхождении пород. Дочерние изотопы ^{238}U и ^{235}U позволяют определить скорость накопления осадочных пород и возраст минералов, которые образовались в течение последнего миллиона лет. Наконец, относительно короткоживущие *космогенные* радионуклиды, такие как ^{10}Be , ^{14}C , ^{26}Al , ^{36}Cl и др., дают возможность датировать события недавнего геологического прошлого, исчисляемого десятками и сотнями тысяч лет. *Космогенные* радионуклиды формируются в результате взаимодействия атомов стабильных изотопов и космического излучения в атмосфере и в обнажающихся породах. Основным источником бомбардирующих частиц, способных вызвать реакции в атмосфере, является космическое излучение галактического и солнечного происхождения. Галактическое излучение обладает наибольшей энергией (10^{12} – 10^{15} МэВ) и состоит из протонов (84 %), α -частиц и более тяжелых ядер до *Ni* включительно (около 2 %). Интенсивность солнечного излучения на два порядка выше, но энергия частиц не превышает 500 МэВ. Состав солнечного излучения меняется от вспышки к вспышке и в среднем представлен на 70 % протонами, на 29 % – α -частицами, на – 1 % более тяжелыми ядрами. Особый интерес представляют космические тела, не защищенные атмосферой. Продукты взаимодействия первичного космического излучения с их веществом накапливаются, дают информацию об эволюции состава излучения за длительный период времени (более чем за 4,5 млрд лет), о его источни-

ках и позволяют расширить представления о строении и эволюции Вселенной.

Основной прием, применяемый при определении абсолютного геологического возраста, – это определение содержания радиоизотопа и накопившихся за определенный промежуток времени устойчивых продуктов его распада. В зависимости от начальных и конечных продуктов распада основные методы ядерной геохронологии получили названия *свинцово-урановый, калий-аргоновый, рубидий-стронциевый, самарий-неодимовый*.

Наиболее пригодными древними объектами для датирования методами ядерной хронологии оказались каменные метеориты, которые в измеряемых количествах содержат торий, уран, калий, рубидий, самарий. Железные метеориты иногда удается датировать по силикатным включениям, пригодным для датирования калий-аргоновым или рубидий-стронциевым методом.

Расчеты возраста Земли основаны на обработке данных по измерениям изотопов свинца, а также рубидия-стронция и самария-неодима. Рассчитанный по этим данным возраст Земли 4500–4600 млн лет, что очень близко к возрасту самых древних метеоритов.

Изотопные исследования позволяют определить не только возраст тех или иных объектов, но и дают возможность оценить длительность существования жизни на Земле. Например, в датированных свинцово-урановым методом отложениях железистых формаций Канады (3000 млн. лет) обнаружены следы сульфатредуцирующих бактерий, которых нет в самых древних датированных отложениях (3800 млн. лет), обнаруженных в Западной Гренландии. Однако в этих отложениях соотношение органического углерода и углерода карбонатов такое же, что и в настоящее время. Отсюда следует вывод о том, что геохимический углеродный цикл, связанный с фотосинтезом, стабилизировался около 3800 млн лет назад.

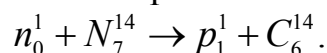
Одним из наиболее важных методов радиоизотопной геохронологии, позволяющих исследовать такие события, как эволюция и миграция *Homo sapiens*, развитие и гибель мамонтовой фауны, эволюция многолетнемерзлых пород и ледников, развитие гидросферы и современного растительного покрова, является *радиоуглеродный метод*.

Теоретическое предсказание и экспериментальное подтверждение образования в атмосфере космогенного изотопа ^{14}C было выполнено в 1940-е годы У. Либби, который не только решил физико-химическую задачу, связанную с изменением концентраций ^{14}C в атмосфере и его распределением в углеродосодержащих объектах, но и сам выполнил впервые определения возраста образцов древесины из погребений еги-

петских фараонов и древесных колец с известным возрастом. Эти работы были удостоены Нобелевской премии 1960 г.

Углерод – один из самых распространенных элементов во Вселенной и основа существования жизни на Земле. В природе распространены три изотопа – два стабильных ^{12}C и ^{13}C и один радиоактивный ^{14}C . Их соотношение примерно таково: ^{12}C - 98,89 %, ^{13}C - 1,11 %, количество ^{14}C в современном органическом веществе в 10^{12} (т. е. в триллион раз) меньше, чем ^{12}C , а в древней органике в 10^{14} – 10^{15} раз меньше.

Радиоактивный углерод ^{14}C формируется в верхних слоях атмосферы в реакциях стабильного изотопа азота ^{14}N с образовавшимися в результате космического облучения вторичными нейтронами:



Образовавшиеся атомы ^{14}C при взаимодействии с кислородом атмосферы переходят в молекулы диоксида углерода. Происходит быстрое перемешивание CO_2 в атмосфере и гидросфере, и концентрация радиоактивного изотопа углерода становится постоянной, соответствующей состоянию равновесия. Молекулы углекислого газа попадают в ткани растений в результате фотосинтеза, а также путем поглощения через корни. Концентрация ^{14}C в живых зеленых растениях также остается постоянной, поскольку распад ^{14}C уравнивается его поглощением из атмосферы. В организме травоядных животных и в тканях тех животных, в чей организм углеродосодержащие ионы попадают из атмосферы, концентрация ^{14}C также постоянна в течение их жизни. Когда растение или животное умирает, поглощение ^{14}C из атмосферы прекращается, и в результате радиоактивного распада концентрация ^{14}C уменьшается. При распаде радиоактивного углерода испускается β -частица с энергией 0,155 МэВ и образуется стабильный изотоп азота ^{14}N . Содержание естественного ^{14}C в современной древесине составляет около $1 \cdot 10^{-10}$ %. Удельная активность углерода биосферы оценивается примерно в 14 расп./ (мин·г).

Период полураспада изотопа ^{14}C , т. е. время, за которое его концентрация и активность уменьшаются вдвое, составляет 5568 ± 30 лет, и можно легко вычислить возраст того или иного образца органики по формуле:

$$A(t)/A_0 = \exp(-0.693t/5568), \quad (8.16)$$

где t – возраст органического вещества в годах, т. е. время, истекшее с момента смерти растения или животного; $A(t)$ и A_0 – удельная (в расчете на единицу массы) активность древнего и современного образца соответственно.

Определение возраста по радиоуглероду основывается на ряде допущений, а именно: интенсивность космического излучения и, как следствие, концентрация радиоуглерода остаются постоянными в пределах

углеродной хронологической шкалы; время обмена радиоуглерода между атмосферой и биосферой значительно меньше периода полураспада ^{14}C и постоянно на протяжении тысячелетий; содержание радиоуглерода в образце убывает только в результате радиоактивного распада.

В заключение можно подчеркнуть, что изотопная геохронология является важнейшей отраслью геологических, географических и археологических исследований, дающей точную датировку событий, происходивших на Земле в прошлом.

8.4 Метод «меченых» атомов

Наиболее известная область применения изотопов непосредственно не связана с различием в их физических или химических характеристиках, а определяется тем, что распространенность того или иного изотопа в природных условиях является достаточно жестко фиксированной величиной. Как показали многочисленные измерения, максимальные вариации относительного содержания изотопов в их естественной смеси не превосходят одного-двух процентов, а для многих из них и на порядок меньше. Небольшие колебания природной распространенности изотопов у легких элементов определяются незначительными изменениями изотопного состава при испарении, растворении, диффузии и т. д. У ряда элементов, содержащихся в земной коре и являющихся продуктами распада природных радиоактивных атомов, изотопный состав также несколько варьируется из-за разного содержания материнского изотопа в той или иной породе. При этом некоторые изотопы присутствуют в естественных условиях в очень малых количествах – на уровне десятых и сотых долей процента и даже менее. Кроме того, подавляющее большинство радиоактивных изотопов в земных условиях вообще не обнаруживается и может быть получено только искусственным путем. Все это открывает уникальные возможности для изучения всевозможных химических, биологических, экологических и многих других процессов путем введения в исследуемую среду веществ, имеющих отличный от природного изотопный состав (метод «меченых» атомов или изотопных индикаторов).

По мере протекания того или иного процесса регистрация пространственного распределения изотопа, внесенного в каком-либо месте в систему сверх его природного содержания, или определение его концентрации в продуктах взаимодействия разных веществ позволяют судить о скоростях и механизмах химических реакций, структуре многоатомных молекул, процессах обмена, синтеза и распада химических соединений в живых организмах, проследить пути переноса вещества в технологических процессах, изучать распространение загрязняющих

веществ в почве, атмосфере и гидросфере и многое другое. При этом метод изотопных индикаторов выгодно отличается от всех остальных двумя обстоятельствами: во-первых, химические свойства изотопов практически не различаются, а избыток или недостаток какого-либо из них в смеси нескольких изотопов не влияет на ход химической реакции; во-вторых, данные методы обладают уникально высокой чувствительностью.

В качестве изотопной метки во многих случаях используются радиоактивные изотопы, как это было предложено еще основателями метода «меченых» атомов Д. Хевеши и Ф. Панетом. Техника регистрации того или иного типа излучения в настоящее время настолько высока, что позволяет регистрировать буквально отдельные атомы и проводить надежные количественные измерения. Однако из-за присутствия фонового излучения (источником происхождения которого являются космические лучи, радиоактивность атмосферы и земной коры) частота отчетов детектора должна превышать некоторый порог, который для грубых оценок по порядку величины можно положить равным 1 импульсу в секунду. Если в детектор попадает $\sim 10\%$ частиц, то оказывается, что минимально возможная активность A изучаемого образца должна быть порядка 10 распадов в секунду. Как следует из определения активности, число радиоактивных ядер при этом должно составлять:

$$N = A/\lambda = AT/0.693. \quad (8.17)$$

Если, например, в качестве радиоактивного индикатора использовать изотоп фосфора ^{32}P с периодом полураспада $T=14,4$ дня (часто применяемый в сельском хозяйстве для исследования усвояемости фосфорных удобрений), то минимально возможное число регистрируемых атомов фосфора будет составлять $2 \cdot 10^7$, что соответствует их массе 10^{-15} г. Такие ничтожно малые количества не поддаются определению другими методами. Более того, применяя специальные методы выделения сигнала из фона (в частности, дискриминируя регистрируемые частицы по их энергии) можно еще более понизить предел обнаружения «меченых» атомов.

Практически для каждого элемента можно подобрать тот или иной радиоактивный изотоп, применение которого наилучшим образом удовлетворяет условиям поставленной задачи. На выбор влияет главным образом период полураспада изотопа, тип и энергия его излучения и, разумеется, его стоимость. Впрочем, последнее условие не сильно ограничивает выбор изотопов, поскольку в методе радиоактивных индикаторов для надежной регистрации в каждом отдельном анализе требуется весьма малое их количество.

Очевидно, что период полураспада изотопа не должен быть слишком мал, чтобы успеть внести его в исследуемую систему и проследить его перемещение или успеть выделить его в качестве продукта какой-либо реакции до того, когда большая часть ядер радиоактивного изотопа распадется. Однако период полураспада не должен быть и слишком велик, поскольку тогда в соответствии с (8.17) понижается чувствительность метода. Оптимальное значение T при этом лежит в диапазоне от нескольких часов до нескольких месяцев. Желательно также использовать изотопы, дающие монохроматические пучки частиц или γ -квантов, поскольку их легче выделить на фоне шумового излучения. Отметим, что очень плодотворной оказалась идея использовать в качестве «меченых» атомов β^+ -радиоактивные изотопы, испускающие позитроны. Возникающее при этом вторичное монохроматическое аннигиляционное излучение широко используется в методах компьютерной томографии в медицине (см. гл. 7).

Наряду с радиоактивными в качестве изотопных индикаторов часто применяют и стабильные изотопы, особенно в тех случаях, когда недопустимо радиоактивное облучение и радиоактивное заражение живых организмов и окружающей среды. Техника обнаружения стабильных изотопов сложнее, она базируется на методах масс-спектрометрии, оптических методах, методах ядерного магнитного резонанса и ряде других, причем чувствительность всех этих методов на несколько порядков ниже, хотя и значительно превосходит чувствительность обычных химических методов.

Для количественного анализа при применении изотопных индикаторов, как правило, пользуются методом изотопного разбавления, суть которого заключается в добавке к анализируемой пробе меченого вещества. По степени его разбавления судят о содержании в пробе анализируемого вещества. Главной особенностью данного метода является возможность количественных измерений при неполном выделении вещества в ходе химической реакции или какого-либо другого процесса.

8.5. Ядерно-физические методы поиска полезных ископаемых

Широкий круг задач, связанных с происхождением и эволюцией Земли, с изучением строения и свойств земной коры, с поиском и добычей полезных ископаемых, решает *ядерная геофизика*. В данном параграфе рассмотрены физические принципы и методические основы использования ядерной физики при поиске полезных ископаемых.

8.5.1. Радиометрическая разведка

Радиометрическая разведка основана на измерении полей ионизирующих излучений естественных радиоактивных элементов. По условиям применения в разведке выделяют полевые методы поисков и оценки аномалий, методы опробования руд на месте залегания и методы лабораторного анализа. К первой группе отнесены самолетная, автомобильная, пешеходная, глубинная и подводная γ -съемки, эманационная съемка, методы радиогенного свинца и радиационных дефектов. Вторую группу составляют γ -каротаж и радиометрическое опробование, третью – α -, β -, γ -анализ, эманационные методы анализа.

Главная область применения радиометрической разведки – поиск и разведка месторождений U и Th , содержащих основное сырье для атомной энергетики.

Лабораторные методы радиометрического анализа применяют для определения содержания или активности естественных радиоактивных элементов в горных породах, рудах, водах и воздухе путем сравнения интенсивностей ионизирующих излучений пробы и стандартного образца с известным содержанием радионуклидов. Пробу и стандартный образец породы помещают в одинаковые контейнеры, форма и размеры которых зависят от измеряемого излучения и конструктивных особенностей детектора (рис. 8.6).

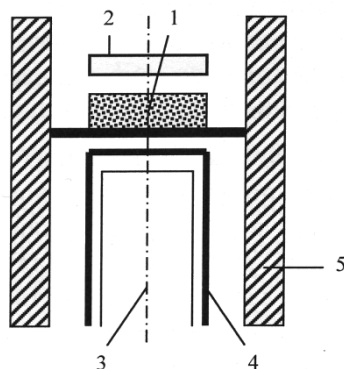


Рис. 8.6. Схема комбинированной установки для радиометрического анализа порошковых проб: 1 – контейнер с пробой; 2 – β -счетчик; 3 – γ -счетчик; 4 – дополнительный экран для поглощения β -частиц и γ -квантов малой энергии; 5 – свинцовый экран

Полевые поисковые методы можно разбить на три группы:

1) методы поиска по излучению; 2) эманационные методы; 3) методы поиска, основанные на различных проявлениях радиоактивного распада. Преобладающее значение имеет первая группа, включающая воздушные (самолетные и вертолетные), автомобильные, пешеходные, глубинные и подводные модификации γ -съемок. Применение γ -спектральной

аппаратуры позволяет получить широкую геохимическую информацию о распределении радиоактивных элементов, нередко являющихся индикаторами процессов, происходящих в рудах. Внедрение многоканальных γ -спектрометров дает возможность наряду с геологическими задачами решать некоторые вопросы экологии, ставшие актуальными в связи с загрязнением атмосферы, биосферы и гидросферы естественными и искусственными радиоактивными элементами.

Аэрогамма-съемка является скоростным методом поиска урановых месторождений, позволяющим локализовать перспективные площади для наземных исследований. На современном этапе она используется также для геолого-геохимического картирования и поисков нерадиоактивных полезных ископаемых (*Tl, Ta, Nb, P, Mo, Au, Al, Sn* и др.), имеющих генетическую или пространственную связь с зонами аномального распределения урана (радия), тория, калия. Главная область применения авто- и пешеходной γ -съемки – детальный поиск радиоактивных руд и связанных с ними полезных ископаемых. Регистрация излучения в глубинных шпурах или мелких скважинах (*глубинная γ -съемка*) является ведущим методом поиска урановых месторождений на площадях, закрытых рыхлыми отложениями. Подводная γ -съемка, наряду с поиском полезных ископаемых, используется для геологического картирования морских осадков и в первую очередь для оконтуривания зон развития песчаных, глинистых или илистых отложений, для детального изучения грунтов при строительстве портовых сооружений, для исследования процессов в мелководных частях шельфа и т. д.

Эманационные методы основаны на регистрации радиоактивных газов (*эманации*) — радона Rn_{86}^{222} , торона Tn_{86}^{220} и актиона An_{86}^{219} , входящих в цепочки последовательных превращений нуклидов уранового, ториевого и актиноуранового рядов. Образующиеся при радиоактивном распаде газы попадают в поры горной породы и в результате диффузии и конвекции распространяются в пространстве, окружающем эманационный источник. Изучая распределение эманации в коренных породах, рыхлых отложениях, водах и атмосферном воздухе, обнаруживают эманационные аномалии, а по ним – локальные скопления радиоактивных руд.

Третья группа поисковых методов основана на физических явлениях, сопровождающих радиоактивный распад. К таким явлениям относятся накопление конечных продуктов в рядах урана, тория, актиноурана (метод радиогенных изотопов свинца) и нарушения в кристаллической решетке под действием ионизирующих излучений (метод радиационных дефектов).

Свинцовый метод является одним из фундаментальных методов ядерной геохронологии (см. п. 8.3). В 1970-х гг. разработаны и внедрены высокопроизводительные методики оценки радиогеохимических аномалий по изотопам свинца, использующиеся при поисках месторождений урана.

Методы радиационных дефектов основаны на пропорциональной зависимости между дозой ионизирующего излучения, полученной минералом за некоторое время, и изменениями в его кристаллической решетке. Под действием ионизирующих излучений возникают точечные непримесные дефекты типа вакансий и междуузельных атомов, образованные путем смещения атомов или ионов из узлов решетки. Наличие радиационных дефектов приводит к изменению окраски минерала, возникновению микротрещин, появлению люминесценции и термолюминесценции, возникновению и усилению парамагнитных свойств. Данные изменения свойств под действием ионизирующих излучений так или иначе используются для изучения и поиска радиоактивных руд.

Наиболее примечательное изменение физических свойств горных пород под влиянием радиации – это возникновение в некоторых минералах парамагнитных центров, которые в переменном магнитном поле вызывают электронный парамагнитный резонанс, характеризующийся резонансным поглощением электромагнитной энергии. Способность к формированию радиационных парамагнитных центров (*РПЦ*) отмечена у кристаллов кварца, полевых шпатов, кальцита, апатита, циркона и некоторых других минералов.

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) основан на эффекте Пашена–Бака (см. гл. 2), который заключается в том, что при наличии постоянного магнитного поля H_0 энергетический уровень электронной оболочки с квантовым числом I расщепляется на $2I+1$ подуровней, отделенных друг от друга интервалами энергии

$$\Delta W_I = g_I \mu_B H_0, \quad (8.18)$$

где μ_B – магнетон Бора; g_I – безразмерная константа.

Когда магнитный момент оболочки обусловлен лишь спином электрона s , как в случае *РПЦ*, то в статическом поле H_0 электроны разбиваются на две группы с энергиями $(-1/2)g_s \mu_B H_0$ и $(+1/2)g_s \mu_B H_0$ при соотношениях числа электронов на верхнем (N_1) и нижнем (N_2) подуровнях

$$N_1/N_2 = \exp(-\Delta W_I/kT^0), \quad (8.19)$$

где k – постоянная Больцмана; T^0 – температура.

Если на данную систему накладывается переменное магнитное поле с резонансной частотой колебаний $\nu_{\text{рез}}$, то происходит переход электронов с одного подуровня на другой, причем в процессе перехода с нижнего подуровня на верхний электромагнитная энергия поглощается, а при обратном переходе излучается. Вероятность этих процессов одинакова, но так как населенность нижнего подуровня (N_2) больше, чем верхнего (N_1), то в итоге происходит поглощение энергии. Условие резонанса имеет вид:

$$h\nu_{\text{рез}} = \Delta W_I = g_s \mu_B H_0. \quad (8.20)$$

Поглощенная энергия пропорциональна концентрации парамагнитных центров в изучаемой пробе. Как следует из равенства (8.20), резонансное поглощение энергии пробой можно наблюдать либо при изменении частоты СВЧ-поля при постоянном значении H_0 , либо путем изменения поля электромагнита H_0 при постоянной частоте ν СВЧ-поля. Чаще используется второй способ регистрации спектра ЭПР.

Диаграммы ЭПР служат для определения концентрации радиационных парамагнитных центров путем сравнения амплитуд аппаратурного спектра ЭПР пробы и стандартного образца с известной концентрацией РПЦ.

8.5.2. Радиоактивный каротаж скважин

Одним из основных современных методов разведки новых месторождений нефти и некоторых других полезных ископаемых является *радиоактивный каротаж скважин*, основанный на различии процесса распространения нейтронов и γ -лучей в разных породах. В скважину помещается источник γ -лучей или нейтронов, выше источника – разделяющий фильтр (из свинца для γ -источника, из парафина – для источника нейтронов), а над фильтром детектор. Скорость счета детектора зависит от свойств среды. В зависимости от источника и рода детектируемых частиц различают *γ - γ -каротаж*, *нейтрон-нейтронный каротаж*; и *нейтрон- γ -каротаж*. В γ - γ -каротаже скорость счета падает с увеличением плотности окружающей породы, поэтому этот вид каротажа называют каротажем плотности. Аномально мала плотность угольных пластов, которые хорошо идентифицируются γ - γ -каротажем. Более разнообразную информацию дает нейтронный каротаж. Распространение нейтронов в горной породе тем хуже, чем больше в ней водорода, так как в водороде нейтроны быстро замедляются, а замедлившись, поглощаются. Содержание водорода велико как в нефти, так и в воде. Однако нефть практически не содержит примесей, а в воде всегда растворена поваренная соль, ядра хлора которой энергично поглощают ней-

троны с испусканием γ -квантов. В результате в нейтрон-нейтронном каротаже счет детектора более высок для нефти, чем для воды, в нейтрон- γ -каротаже – наоборот. Это дает возможность уверенно отличать нефтяные пласты от водных.

Контрольные вопросы и упражнения

1. Используя определение для энергии связи ядер (формула (2.1)), получите выражения для энергии реакций деления Q_f и синтеза Q_c через энергии связи ядер, участвующих в реакциях.
2. Определите минимальное значение параметра деления Z^2/A ядер, которым энергетически выгодно поделиться на два одинаковых по массе осколка. Каким ядрам соответствует это значение Z^2/A ? Почему эти ядра не испытывают спонтанного деления, несмотря на энергетическую выгодность такой реакции? При выполнении упражнения используйте формулы для энергии реакции деления $Q_f = G_{я1} + G_{я2} - G_{я}$ и энергии связи ядер (2.6) (пятым членом в формуле (2.6) можно пренебречь).
3. Поясните роль запаздывающих нейтронов в осуществлении управляемой цепной реакции деления.
4. Почему нецелесообразно использовать ускорители заряженных частиц для получения энергии в термоядерной реакции синтеза?
5. Изотоп Np_{93}^{237} с периодом полураспада $T = 2.2 \cdot 10^6$ лет в природе не встречается. В природном калии присутствует в малой концентрации (0,01%) изотоп K_{19}^{40} с $T = 1.3 \cdot 10^9$ лет. Как эти факты увязать с предполагаемым возрастом Земли?
6. Покажите, что при движении излучателя мессбауэровских γ -квантов относительно их поглотителя со скоростью $v \ll c$ линии испускания и поглощения смещены друг относительно друга на величину $\Delta E_\gamma = E_\gamma v/c$, где E_γ – энергия γ -квантов. При столь малых скоростях можно использовать нерелятивистское выражение для доплер-эффекта: $v' = v + \Delta v$.
7. При облучении образца урана в постоянном потоке тепловых нейтронов происходит k делений в секунду. Найдите закон нарастания числа ядер некоторого радиоактивного изотопа L , получающегося непосредственно при делении урана, если константа распада этого

изотопа равна λ , а выход цепочки радиоактивных превращений, начинающегося этим изотопом, равен a %.

8. Образец урана облучается в постоянном потоке тепловых нейтронов. Найдите закон накопления во времени второго вещества (константа распада λ_2), если выход соответствующей цепочки равен a %, константа распада первого вещества λ_1 , а число делений в секунду равно k .

Задачи

1. Рассчитайте энергию отдачи ядра Fe^{57} при испускании γ -кванта, используя законы сохранения энергии и импульса.

2. Из какого минимального числа атомов должен состоять кристалл Fe^{57} , чтобы смещение мессбауэровской линии, когда отдачу принимает на себя кристалл, не превысило ее естественной ширины – 10^{-8} эВ?

3. Найдите скорость относительного движения излучателя и поглотителя, при которой доплеровское смещение мессбауэровской линии было бы равно ее естественной ширине, т. е. 10^{-8} эВ. При решении используйте результат, полученный в упражнении (8.6).

4. Оцените температуру дейтериево-тритиевой плазмы, при которой кинетическая энергия теплового движения ядер равна высоте кулоновского барьера в реакции синтеза. Радиусы ядер равны $R_{\text{я}} = 1.2 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$, см.

5. Вычислите удельную мощность (вт/кг) β -радиоактивных ядер изотопа Ce^{144} со средней энергией испускаемых электронов $0,1$ МэВ и $T=285$ дней и α -радиоактивного изотопа Po^{210} с энергией α -частиц $5,3$ МэВ и $T=138$ дней.

6. Быстрый бриддерный реактор имеет поток быстрых нейтронов 10^{18} нейтронов/м² с и мощность $2 \cdot 10^8$ Вт/м³. Предполагая, что средняя плотность изотопа U^{235} в активной зоне реактора составляет примерно 6000 кг/м³ (около 1/3 плотности металлического урана), оцените эффективное сечение деления U^{235} на быстрых нейтронах.

7. Вычислите энергию, выделяемую в расчете на один нуклон в реакции $H_1^2 + H_1^3 \rightarrow n_0^1 + He_2^4$, и сравните ее с энерговыделением в реакции деления. Рассчитайте массу гелия, образующегося каждую секунду при протекании этой реакции с выделением мощности 3200 МВт.

8. Теплотворная способность бензина составляет $3 \cdot 10^7$ Дж/кг. Какая масса бензина эквивалентна по энергосодержанию 1 кг тяжелой воды (D_2O), если эту воду можно было бы «сжечь» в термоядерной реакции $H_1^2 + H_1^2 \rightarrow H_1^1 + H_1^3$?

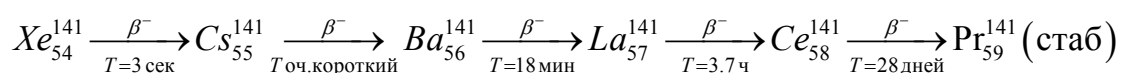
9. Природный уран, добываемый в настоящее время на большинстве месторождений, содержит 99,28 % U^{238} , 0,715 % U^{235} , 0,0058 % U^{234} . Периоды полураспада этих изотопов урана соответственно равны $4,5 \cdot 10^9$; $7,13 \cdot 10^8$; $2,48 \cdot 10^5$ лет. Поскольку данные изотопы урана обладают различными периодами полураспада, соотношение между ними в природном уране с течением времени меняется. Определите процентное соотношение между U^{238} и U^{235} в природном уране: 1) 2 млрд лет назад; 2) через 2 млрд лет (присутствием в природном уране U_{92}^{234} при решении этой задачи можно пренебречь).

10. Конечным продуктом распада природного U^{238} является Pb^{206} . В природном уране содержится 99,28 % U^{238} . Определите возраст урановой руды, если известно, что на 1 кг природного урана в ней к настоящему времени приходится примерно 310 г Pb^{206} .

11. При археологических раскопках были обнаружены сохранившиеся деревянные предметы, активность C^{14} в которых оказалась равной 10 распадам в минуту на 1 г содержавшегося в них углерода. В живом дереве приходится в среднем 14,5 распадов C^{14} за минуту на 1 г углерода. Исходя из этих данных, определите время изготовления обнаруженных предметов.

12. Среди осколков деления урана наблюдается изотоп Kr_{36}^{89} , имеющий период полураспада 2,6 мин. Найдите количество атомов этого изотопа в процентах от числа разделившихся атомов урана, которое накопится в образце урана после 5 мин облучения в постоянном потоке тепловых нейтронов, если выход соответствующей цепочки $a = 4.6$ %.

13. Среди осколков деления урана наблюдается изотоп Xe_{54}^{141} . Выход его на одно деление равен 5,7 %. При распаде его образуется цепочка радиоактивных превращений:



Определите число La_{57}^{141} (в процентах от числа разделившихся атомов урана), которое накопится в образце урана при облучении его в течение часа в постоянном потоке тепловых нейтронов.

14. Возможно ли резонансное возбуждение 137 кэВ уровня Ta_{83}^{182} γ -квантами с той же энергией, если среднее время жизни в этом состоянии равно $2 \cdot 10^{-15} \text{ с}$?
15. Ядра U^{235} наряду с α -распадом ($T = 7 \cdot 10^8 \text{ лет}$) испытывают спонтанное деление (среднее время жизни $\tau_f \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ лет}$). Оцените количество ядер в 1 г чистого U^{235} , испытывающих спонтанный распад в течение 1 ч . Сколько α -распадов происходит в том же образце за 1 час ?
16. Пластика из естественного металлического урана размерами $1 \times 1 \times 0,1 \text{ см}^3$ облучается в параллельном потоке тепловых нейтронов $10^9 \text{ нейтронов/см}^2 \text{ с}$ в течение 24 ч . Оцените полную энергию, выделившуюся при делении.
17. Активная зона реактора представляет собой куб из графита со стороной $8,6 \text{ м}$, в котором имеется 1800 каналов для тепловыделяющих элементов. Последние представляют собой цилиндры из естественного урана длиной $30,5 \text{ см}$ и диаметром $2,3 \text{ см}$. Полагая средний поток тепловых нейтронов в реакторе равным $0,5 \cdot 10^{10} \text{ нейтронов/см}^2 \text{ с}$ и пренебрегая самопоглощением тепловых нейтронов в уране, оцените мощность реактора, считая, что в одном делении выделяется в среднем энергия около 200 МэВ .
18. При делении U^{235} выделяется около 200 МэВ . Какая доля начальной массы $U^{235} + n$ превращается в энергию?

Глава 9

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ЭКОЛОГИИ

Человечество вступило в третье тысячелетие, и наряду с выдающимися достижениями, с гигантским опытом, накопленным во многих сферах жизнедеятельности, возникли глобальные проблемы, определяющие дальнейшее развитие человека. Одна из таких проблем – это проблема взаимодействия человека с окружающей средой в условиях научно-технического прогресса. Все более широкое развитие химических технологий, энергетики, автотранспорта и т. д. имеет не только позитивные, но и негативные аспекты, главным из которых является техногенное воздействие на природу и человека. Некоторый оптимизм внушает тот факт, что в последние десятилетия человечество осознало всю пагубность потребительского отношения к природе. В настоящее время во всех развитых странах проводятся серьезные научные исследования различных техногенных (и природных) факторов на здоровье человека и окружающую среду.

С точки зрения приложений ядерной физики в экологии такими факторами являются, в первую очередь, природная и искусственная радиоактивность. В этой главе рассмотрены основные источники природной радиации и техногенного радиоактивного загрязнения, даны оценки их вклада в эффективную эквивалентную дозу облучения. Основное внимание уделено проблеме утилизации радиоактивных отходов атомной промышленности и энергетики, а также перспективным направлениям в решении данной проблемы с помощью ядерно-физических методов.

9.1. Естественные и техногенные источники радиации

Естественными источниками радиации являются космические лучи и естественная радиоактивность.

Космические лучи представляют собой поток ядерных частиц – *первичное космическое излучение*. Средняя энергия космических частиц составляет 10^{10} эВ (в максимуме до 10^{19} эВ). Первичное космическое излучение состоит из протонов (79 %), α -частиц (20 %), ядер атомов лития, бериллия, углерода, азота и кислорода (0,78 %) и ядер атомов, заряд которых $Z > 10$ (0,22 %). Во время солнечных вспышек интенсивность космического излучения может возрастать на 4–100 %.

При ядерном и электромагнитном взаимодействии космических ядерных частиц с атмосферой возникает *вторичное космическое излучение*, состоящее из γ -квантов, электронов, позитронов, нейтронов и мезонов (π^{\pm} , π^0 , μ^{\pm} -мезонов). Первичное космическое излучение почти

полностью поглощается земной атмосферой, а до поверхности Земли доходят, главным образом, вторичные космические лучи. Вклад космического излучения в суммарную дозу, обусловленную внешними естественными источниками радиации, составляет примерно 30–40 %.

Естественная радиоактивность обусловлена радиоактивными изотопами, присутствующими во всех оболочках Земли: литосфере, гидросфере, атмосфере и биосфере.

В табл. 9.1 приведен перечень основных естественных радиоактивных изотопов (кроме продуктов распада радиоактивных семейств, см. гл. 3), а также некоторые их характеристики.

Таблица 9.1

Характеристики основных естественных изотопов

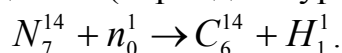
Элемент	Радиоактивные изотопы	Период полураспада, годы	Удельная активность изотопа, Бк/кг	Удельная активность природной смеси изотопов, Бк/кг
Водород	H^3	12,33	$3,6 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$
Углерод	C^{14}	5730	$1,6 \cdot 10^8$	$2,7 \cdot 10^{-4}$
Калий	K^{40}	$1,277 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^{-2}$
Кальций	Ca^{48}	$2,10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Рубидий	Rb^{87}	$4,8 \cdot 10^{10}$	2,4	0,7
Лантан	La^{138}	$1,28 \cdot 10^{11}$	1,4	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Торий	Th^{232}	$1,405 \cdot 10^{10}$	4,1	12,6
Актинио-уран	U^{235}	$7,038 \cdot 10^8$	$7,8 \cdot 10^2$	25
Уран	U^{238}	$4,47 \cdot 10^9$	12,2	24

Главным источником поступления во внешнюю среду естественных радиоактивных веществ являются горные породы, возникшие в период формирования и развития планеты. Уровень радиоактивности горных пород варьируется в широких пределах. Вместе с тем повсеместно отмечается большая радиоактивность изверженных пород по сравнению с осадочными. Различие в величинах удельной радиоактивности между первичной горной породой и производной этой породы иногда достигает одного-двух порядков. Это связано с переходом части радиоактивных веществ в воду. Количество радиоактивных веществ в магматических породах пропорционально количеству кремнезема. Наибольшей радиоактивностью среди осадочных пород обладают глины и глинистые сланцы, наименьшей – относительно чистые осадки: каменная соль, гипс, известняки.

Количество радиоактивных элементов, содержащихся в почвах, определяется их концентрацией в материнской породе. В отдельных районах земного шара отмечаются зоны с повышенным содержанием радиоактивных элементов в горных породах и почвах. Такие зоны обнаружены в районах Памира и Тибета, на территории Бразилии, Индии и Франции. Благодаря непрерывным деструктивным процессам метеорологического, гидрологического, геохимического и вулканического характера радиоактивные вещества подверглись широкому рассеиванию.

Естественная радиоактивность воздуха обусловлена наличием радиоактивных изотопов, возникающих в атмосфере в результате воздействия космического излучения; радиоактивных газов, поступающих из верхних слоев земной коры и их дочерних продуктов; радиоактивных продуктов, поступающих в результате жизнедеятельности человека; и т. д.

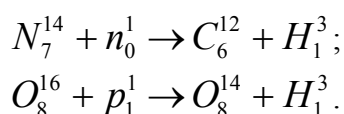
Радиоактивные изотопы, возникающие под воздействием космического излучения, обязаны своим происхождением вторичному космическому излучению, имеющему в своем составе нейтроны различных энергий. Так под действием нейтронов на с ядрах азота воздуха образуется радиоактивный углерод – C^{14} (период полураспада 5730 лет):



Следует отметить, что процессы подобного рода наблюдаются на высоте более 900 м над уровнем моря. В результате воздействия космического излучения на азот атмосферы на нашей планете ежегодно возникает ~ 10 кг ^{14}C , а общее количество его в атмосфере планеты составляет около 80 т. В настоящее время существует равновесие между распадом и образованием радиоактивного углерода.

Образующийся в верхних слоях атмосферы радиоактивный углерод, соединяясь с кислородом, дает двуокись углерода CO_2 , которая включается в обычный для углерода цикл обмена между атмосферой, гидросферой, почвой и органическим миром. За многовековой период радиоактивный углерод равномерно распределился в стабильных изотопах, и равновесная концентрация его в смеси изотопов составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ Бк/кг. Это соответствует концентрации радиоактивного углерода в атмосферном воздухе, равной $4.8 \cdot 10^{-5}$ Бк/л.

Другим радиоактивным изотопом, возникающим под действием космического излучения, является тритий (H^3). Его образование протекает, главным образом, в реакциях:



Содержание трития (период полураспада 12,33 года) в окружающей среде в целом постоянно и очень мало (отношение содержания трития к содержанию стабильного водорода составляет величину порядка 10^{-14}).

Под воздействием космического излучения возникают также бериллий-7, бериллий-10, фосфор-32, сера-35 и другие радиоактивные элементы, но они вносят значительно меньший вклад в общую дозу.

Особое место среди естественных радиоизотопов занимают радиоактивные газы, так называемые *эманации*, возникающие при распаде дочерних продуктов урана (*радон* – Rn^{222}), тория (*торон* – Rn^{220}) и актиноурана (*актинон* – Rn^{219}), содержащихся в земной коре. Скорость образования эманации в породах зависит от содержания в них урана (тория, актиноурана), а также от таких геофизических параметров пород, как плотность и пористость. За счет диффузии и конвекции каждый из образующихся изотопов радона поступает в атмосферу. Естественно, что радон при прочих равных условиях имеет бóльшую возможность выхода в атмосферу по сравнению с тороном и актиноном, поскольку период полураспада его составляет 3,823 суток, тогда как для торона период полураспада равен 55,6 с, а для актинона – 3,96 с.

Многочисленные исследования, проведенные в нашей стране и за рубежом, убедительно доказали, что радон является доминирующим фактором облучения населения: на радон и продукты его распада приходится примерно 70 % дозы облучения, получаемой от всех природных источников радиации. Большую часть этой дозы человек получает от радионуклидов, попадающих в его организм вместе с вдыхаемым воздухом, особенно в непроветриваемых помещениях. В помещения радон поступает в основном из почвы под зданием и из стройматериалов.

Техногенные источники радиации возникают в результате деятельности человека. Это, прежде всего, энергетика, причем не только ядерная, но и традиционная (на органическом топливе), а также некоторые отрасли промышленности (нефте- и газодобывающая, химическая и т. п.) и медицина (см. гл. 7). Конечно, наибольшее количество радиоактивности производится на АЭС, однако, с учетом предпринимаемых мер радиационной безопасности по степени вредного воздействия на человека и природу АЭС стоят на одном из последних мест. Основным источником техногенного радиоактивного загрязнения окружающей среды являются выбросы теплоэлектростанций (ТЭС), работающих на угле, поскольку в углях содержится значительное количество урана и тория. Исследования, проведенные в США, показали, что при зольных выбросах в 1 % в атмосферу доза от ТЭС оказалась много большей, чем от АЭС. Кроме того, химические соединения в выбросах ТЭС обладают более выраженными токсическими свойствами по сравнению с радионуклидами на уровне их допустимых содержаний.

9.2. Современные технологии утилизации высокоактивных отходов ядерной промышленности

Подавляющая часть радиоактивных продуктов, образующихся в реакторах, остается в топливе. Например, на германских АЭС помимо электроэнергии производится около 4000 кг плутония (*Pu*) (оценка сделана в предположении, что вся энергия вырабатывается на легководных реакторах), значительное количество минорных актинидов (МА) – нептуния (*Np*), америция (*Am*) и кюрия (*Cm*), а также долгоживущих продуктов деления, из которых по массе наибольший вклад дают ^{99}Te и ^{129}I . При сохранении современного уровня ежегодного производства электроэнергии (~150 ТВт·ч) и в предположении тридцатилетнего срока службы германских АЭС к 2030 г. накопится около 200 т *Pu*, 10 т *Np* и *Am*, а также 1,5 т *Cm*. Эти огромные количества долгоживущих радионуклидов следует еще увеличить примерно в 20 раз, если учитывать накопление отходов глобальной ядерной электроэнергетики. Некоторые из этих тяжелых радиоактивных металлов (ТМ) представляют значительную радиационную опасность, что наглядно демонстрирует рис. 9.1. Поэтому многие страны осуществляют интенсивные научно-исследовательские программы в поиске наиболее оптимальных способов обращения с высокоактивными отходами (ВАО).

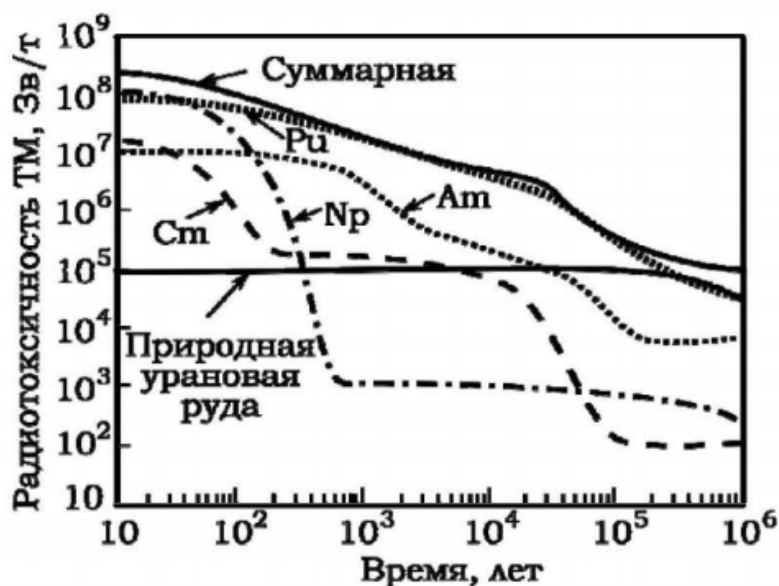


Рис. 9.1. Временная зависимость радиотоксичности (Зв/т) тяжелых металлов (ТМ), образующихся в ядерных реакторах

Из рис. 9.1 видно, что:

- 1) продукты деления в первые ~100 лет после их извлечения из реактора дают основной вклад в потенциальный риск; в последующие

500 лет этот вклад быстро уменьшается и через 10^5 – 10^6 лет становится меньше потенциального риска от природной урановой руды;

- 2) плутоний обуславливает наиболее высокий долговременный потенциальный риск, и его радиотоксичность становится меньше радиотоксичности урановой руды только через 10^6 лет;
- 3) радиотоксичность МА примерно на один порядок меньше радиотоксичности плутония ввиду того, что их содержание в *отработанном ядерном топливе* (ОЯТ) примерно в 10 раз меньше чем плутония.

Такая динамика радиотоксичности обуславливает следующие возможные концепции обращения с ОЯТ и его компонентами.

Захоронение ОЯТ (без переработки) в надежных подземных хранилищах. Однако хранение непереработанных ВАО связано с долговременным (на многие тысячелетия) риском поступления в окружающую среду токсичных радионуклидов в результате разрушения хранилищ под действием природных катаклизмов, коррозии материалов, из которых они построены, рассыпания отвержденных ВАО. Однако если глубина захоронения достаточно велика (порядка километра и более) и выбраны подходящие для хранения ОЯТ породы, то такой способ утилизации ВАО имеет хорошие перспективы.

Так, например, исследователи британского университета Шеффилда предложили самый радикальный, на их взгляд, способ утилизации отработанных ядерных материалов. По расчетам, подтвержденным лабораторным экспериментом, безопасное и «необратимое» захоронение ВАО можно произвести за сравнительно короткое время, поместив отходы в специальные скважины, пробуренные в гранитных породах до глубины 5 км. Известно, что ОЯТ еще в течение десятилетий продолжает выделять тепло. Следовательно, гранит в глубине скважины будет плавиться, образуя вокруг отходов жидкую оболочку, которая быстро затвердевает. Экспериментальные исследования показали, что на такой глубине под влиянием чудовищного давления жидкая оболочка начнет превращаться в твердую скорлупу уже по истечении нескольких недель после прекращения активного распада отходов. По мнению исследователей, гранит – идеальный материал для создания «вечной» капсулы с начинкой из долгоживущих радионуклидов, поскольку является одной из наименее подверженных эрозии пород. Английские исследователи отвергают опасения некоторых критиков, полагающих, что в таких могильниках могут возникнуть условия для докритического взрыва. Они считают, что их проект намного безопаснее уже существующих технологий создания глубинных геологических могильников.

Первый глубинный могильник был создан в 1963 году в Советском Союзе. Тогда на территории Сибирского химического комбината (Северск) запустили в эксплуатацию глубокое хранилище, так называемый полигон захоронения жидких радиоактивных отходов глубиной более трехсот метров. Сейчас в России несколько подобных могильников, самый глубокий из которых находится близ Димитровградского НИИ атомных реакторов — его глубина 1200 м. Есть они в Германии и США. Финляндия, Швеция, Япония, Китай планируют построить их в ближайшие годы. В США всего в 150 км от Лас-Вегаса (штат Невада), в горе Юкка на глубине около 300 м до 2010 г. будет обустроен подземный могильник для хранения 77 тыс. тонн ОЯТ.

Переработка ОЯТ с выделением плутония для дальнейшего использования с целью получения энергии. В этом случае РАО фракционируют, отделяя продукты деления от долгоживущих МА, и с каждой фракцией обращаются по отдельной технологии. По поводу данного варианта идет дискуссия, так как использование такого плутония в реакторах на легкой воде, изначально разработанных для иного топлива (U^{235}), связано с большими трудностями в модернизации, а главное, в управляемости реакторов. Несомненным минусом является также и то, что использование такого плутония вызовет появление еще большего количества ВАО.

Разбавление отходов до такой степени, чтобы их активность была сравнима с активностью природной урановой руды. Однако при использовании данного метода существенно увеличивается объем отходов.

Хранение ОЯТ (в этом случае оно рассматривается как РАО) в специальных поверхностных могильниках до тех пор, пока не будет разработана эффективная технология его переработки и утилизации.

Трансмутация долгоживущих компонентов РАО. Для этого необходимо осуществить фракционирование ВАО с целью выделения фракций изотопов, подлежащих трансмутированию, и тех, что необходимо захоронить либо после отвердевания, либо после разбавления.

Основой технологии переработки ОЯТ на радиохимических заводах мира является ПУРЕКС-процесс, обеспечивающий высокую степень извлечения урана и плутония (>99,9 %) с высокой степенью их очистки от продуктов деления (10^{-8} – 10^{-9}). Сущность процесса состоит в экстракции плутония и урана с помощью специальных растворов из ОЯТ с разделением элементов на стадии восстановительной рекстракции плутония и с переводом их в конечный продукт — оксиды, гексанинитрат, гексафторид — в зависимости от их последующего использования. Вместе с ураном и плутонием можно извлекать и нептуний

(>99 %). В результате этого процесса остается значительное количество высокоактивных жидких, азотнокислых соледержащих отходов (ВАО), в состав которых входят остатки урана и плутония, так называемые «минорные» актиниды - нептуний (если он не был извлечен с первыми двумя или был извлечен только частично), америций, кюрий, а также продукты деления ядер урана и стабильные элементы.

Таким образом, в рамках замкнутого топливного цикла при утилизации отходов в перспективе должны быть предусмотрены два этапа: фракционирование ВАО с последующим отверждением и трансмутация минорных актинидов и долгоживущих продуктов деления. Проблема фракционирования ВАО с выделением долгоживущих радионуклидов, в первую очередь актинидов, стоит перед всеми странами, развивающими ядерную энергетику. За последние 20 лет было предложено много вариантов технологий фракционирования отходов. Лидирующее место среди них принадлежат экстракционным вариантам. Их можно разделить на четыре группы по классам используемых реагентов:

- 1) экстракция кислыми фосфорорганическими соединениями (Япония, Швеция, Италия, США);
- 2) экстракция нейтральными фосфорорганическими соединениями (США, Япония, Россия, Китай, Германия, Индия);
- 3) экстракция моно- и диамидами (Франция);
- 4) экстракционные технологии на основе смеси реагентов.

Каждый класс реагентов имеет свои недостатки и преимущества; так, экстракция нейтральными фосфорорганическими соединениями оказывает существенно меньшее по значению влияние на окружающую среду.

9.2.1. Основные положения трансмутации

Трансмутация представляет собой обработку ядерных отходов интенсивным потоком нейтронов с целью превратить трансурановые радионуклиды, в частности Pu и MA , и долгоживущие продукты деления в короткоживущие изотопы или стабильные ядра. Если бы удалось полностью выделить Pu и трансмутировать его, то радиотоксичность отходов можно было бы понизить на порядок. Если в дополнение к этому удалось бы трансмутировать MA , то общая радиотоксичность снизилась бы в сто раз. При трансмутации всех ядерных отходов их радиотоксичность упала бы ниже уровня природной урановой руды примерно через 500 лет.

Трансмутацию можно осуществлять в легководных (водо-водяных под давлением и кипящих) реакторах, быстрых реакторах и электро-ядерных установках (ЭЯУ) с ускорителем частиц. В быстрых реакторах

можно эффективно сжигать нептуний, америций, кюрий, если они не найдут полезного применения в будущем. Согласно концепции трансмутационного топливного цикла ядерной энергетики России, америций должен быть обязательно трансмутирован, а нептуний и кюрий могут направляться на временное хранение. В электроядерных установках можно эффективно трансмутировать нептуний, америций, кюрий и большинство продуктов деления.

Электроядерная установка (рис. 9.2) с ускорителем состоит из трех главных частей:

- ускорителя протонов;
- мишени, в которой протоны образуют нейтроны в реакциях скалывания, создавая тем самым внешний источник нейтронов;
- подкритического реактора (бланкета).

В области blankets, аналогичной активной зоне обычного реактора, внешние нейтроны вызывают реакции деления, при которых высвобождается тепловая энергия и дополнительные нейтроны (внутренний источник нейтронов). Внутренние нейтроны превращают неделящиеся изотопы в делящиеся.

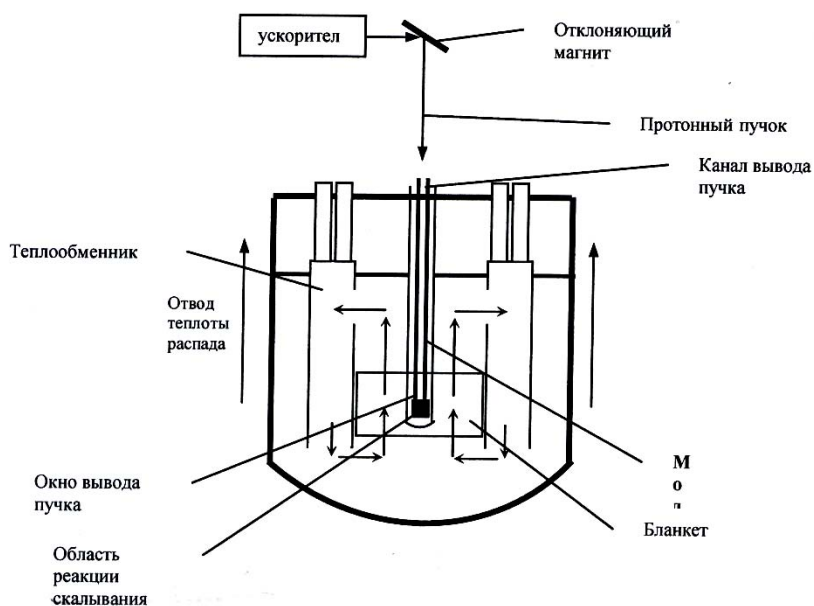


Рис. 9.2. Эскиз электро-ядерной установки с ускорителем

Протоны выводят на мишень через вакуумную инжекторную трубку, оканчивающуюся окошком для вывода пучка. Мишень – это жидкий металл, например свинец, или сплав свинец-висмут. Остановка ускорителя или прерывание протонного пучка немедленно прекращает реакцию деления, за исключением небольшой части, связанной с запазды-

вающими нейтронами деления. Благодаря подкритичности системы можно получить преимущества в сфере безопасности.

К ЭЯУ с ускорителем частиц предъявляются следующие требования:

- 1) приемлемый уровень подкритичности (0,97–0,98);
- 2) приемлемое выгорание топлива и распределение энергии в blanketе;
- 3) радиационная стойкость;
- 4) высокая скорость отвода тепла от выпускного окна и области, где идет реакция скалывания.

Интерес к трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов с использованием быстрых реакторов и ускорителей протонов впервые появился в Японском научно-исследовательском институте атомной энергии (JAERI) в начале 1970-х гг. В институте была разработана программа концептуальных исследований «Омега», которая успешно выполнялась все эти годы. Затем расчетные исследования были выполнены в Брукхейвенской национальной лаборатории (США). Впоследствии интенсивные работы по трансмутации отходов с использованием ускорителей начались в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США). В конце 1980-х гг. в Институте теоретической и экспериментальной физики (Россия) было начато изучение трансмутации отходов с использованием ускорителей протонов и проработка принципиальных основ конструкции электроядерных установок.

Наиболее известным проектом является Energy Amplifier (*проект EA*), разработанный К. Руббиа. Модуль состоит из блока мощностью 1500 МВт, имеющего тепловой отвод из blanketа и окна вывода пучка за счет естественной циркуляции. Окно представляет собой полушарие диаметром 150 мм и толщиной 1,5–3,0 мм, сделанное из W или *W-Re* сплава. Генерируемая тепловая энергия контролируется исключительно величиной тока ускорителя протонов. Материал мишени и теплоноситель – жидкий *Pb*. Недостатками этого проекта являются неудачное распределение энергии по blanketу, большая высота, необходимая для обеспечения естественной циркуляции (около 30 м), и очень большие потоки энергии на поверхности окна (порядка 650 Вт/см²).

Другой вариант – охлаждаемая *Pb-Bi* теплоносителем демонстрационная установка, разработанная итальянскими учеными. Ускоритель имеет циклотронную схему на основе SINQ из Института Пауля Шеррера в Швейцарии. Основное новшество заключается в том, что циркуляция теплоносителя первого контура улучшена инъекцией азота в жидкий металл поверх blanketа. Это значительно снижает высоту зоны естественной циркуляции. Высота корпуса составляет примерно 10 м.

В обоих проектах охлаждение окна жидким *Pb* или эвтектикой *Pb-Bi* – критический вопрос, нуждающийся в дальнейшем изучении. Известно, что эти материалы при повышенных температурах вызывают сильную коррозию конструкционных материалов, например, стали. Следовательно, необходимы специальные меры для предотвращения коррозии жизненно важных компонентов, имеющих стенки малой толщины. Перспективным направлением является введение замкнутого контура мишени таким образом, чтобы охлаждение выходного окна, области «скола» и охлаждение области blankets осуществляли два отдельных контура. Замкнутый модуль мишени позволяет использовать газ или соли для охлаждения blankets, но при этом всё еще остаются технически нерешенными проблемы коррозии и охлаждения окна вывода пучка. Один из методов снижения коррозионных эффектов – применение металлов с очень низкой растворимостью в *Pb* или *Pb-Bi*, в частности *W* или *Mo*. Другая возможность – формирование на поверхности стали окисной пленки, которая стабилизируется за счет поддержания концентрации кислорода на уровне 10^{-6} % с помощью систем контроля кислорода. Работы по разработке таких систем ведутся в Карлсруэ (Германия).

9.2.2. Трехпучковая концепция трансмутации

Основные исследования сосредоточены на варианте так называемой *трехпучковой концепции* (FZK). Основной особенностью её является то, что в средней области blankets расположены три мишени. Каждая мишень состоит из 7 топливных сборок, охлаждаемых жидким *Pb* или сплавом *Pb-Bi*. Труба, по которой проходит пучок, оканчивается стальным окном в виде полусферы. Номинальная мощность равна 1500 МВт. Каждый пучок протонов имеет мощность около 4 МВт, их энергия равна 1 ГэВ, сила тока составляет около 4 мА и зависит от фактора эффективной критичности.

Для такой геометрии были проведены *нейтронные расчеты*, при которых использовались компьютерные программы для моделирования реакций скалывания, каскадных реакций, источника нейтронов, смещения по энергии, выгорания, облучения, распада и трансмутации, поведения реакторов. (HETC/LANET, MCNP/MCNPX, TWODFANT, KORJGEN/KARBUS/KARPOS, ERANOS). В связи с выбором конструкции blankets и мишени проводят *работы по термогидравлике*, в частности изучают распределение температуры в blankets и мишени и отвод тепла от них в нормальных и аварийных условиях. Здесь также применяли компьютерные программы CFX, FIDAR, FLUTAN.

После проведения нейтронных расчетов и работ по термогидравлике были получены следующие результаты. В трехпучковой концепции максимальный линейный поток тепловой энергии в топливных сборках (Pu или $MA + Zr$) в начале и через 250 суток эксплуатации равен соответственно 405 и 442 Вт/см при диаметре элемента 8,2 мм и отношении высоты и диаметра, равном 1,338. Это примерно в два раза меньше, чем в проекте ЕА. Радиальный форм-фактор имеет почти одинаковую величину по всей активной высоте бланкета (1500 мм).

Термогидравлические расчеты для замкнутой мишени скалывания мощностью 4 МВт определили температуру в центре окна вывода пучка. Охлаждение производилось за счет естественной конвекции. Средние тепловые потоки – 110 Вт/см, что технически возможно при высоте тяги 10 метров внутри мишени и потоке около 70 м /час. Эти результаты значительно лучше, чем при реализации концепции одного пучка. При исследовании *поведения топлива* были изучены литературные данные о термогидравлических и термохимических свойствах топлив ThO_2 , UO_2 и $ThO_2 - UO_2$ – изменение плотности при облучении, теплопроводности в функции температуры и обеднения, удержании газообразных продуктов деления, чувствительности оболочки твэла к коррозионному растрескиванию и химическим повреждениям оболочки. Были проведены также эксперименты по облучению топливных элементов в высокопоточном реакторе HRF. Ведутся исследования в области проблем технологии изготовления, вибрационного уплотнения и сухой переработки топлива, содержащего америций.

При решении *вопросов безопасности* применяют две программы численных расчетов: SAS4A и SIMMER III. Цель анализа – оценить условия, ведущие к повреждению топливных элементов, определить ресурс бланкета по теплоотводу и определить требования к системе охлаждения реактора (SAS4A), а также моделирование переходных процессов с тяжелыми последствиями аварий с повреждением активной зоны в охлаждаемых тяжелым металлом критических системах сжигания отходов, которые в настоящее время адаптируются для применения в ЭЯУ с ускорителем частиц (SIMMER III).

Сравнение по параметрам безопасности подкритической ЭЯУ с ускорителем и критического реактора выявило различия в процессе изменения энергии при переходных процессах. Вариации энергии обусловлены движением небольшой массы топлива или поглотителя в аксиальном направлении через бланкет, которое вводит положительную или отрицательную реактивность. Было показано, что в критической системе возмущение может вызвать очень значительное увеличение или уменьшение мощности. Напротив, переходные процессы в ЭЯУ с уско-

рителем слабо влияют на изменение мощности, так как доминирующее влияние на реактивность оказывают внешние нейтроны, возникающие в реакциях скалывания. Поэтому ЭЯУ с ускорителем управляется главным образом протонным пучком.

В заключение можно сказать, что трансмутация является приоритетным направлением в исследованиях, направленных на разумное и экологически более щадящее обращение с высокоактивными отходами ядерной промышленности.

Одна ЭЯУ с ускорителем частиц могла бы трансмутировать около 1200 кг тяжелых металлов на один ТВт·ч произведенной электроэнергии. Посредством отделения и выжигания более 99 % актинидов из отходов реакторов на легкой воде можно понизить радиотоксичность остающихся ядерных отходов примерно в 100 раз, после чего их токсичность через несколько сотен лет будет ниже радиотоксичности природной урановой руды. С технической точки зрения трансмутация представляет собой многообещающий и инновационный способ обращения с радиоактивными отходами. Однако существует еще большое количество нерешенных вопросов, касающихся широкого применения таких электроядерных установок с ускорителями заряженных частиц. В этом направлении идут интенсивные исследования в научных лабораториях многих стран мира.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Радионуклиды, получаемые на ускорителях заряженных частиц, некоторые их ядерно-физические данные и ядерные реакции, приводящие к их образованию.

Данные распада					Основные ядерные реакции
Радионуклид	Период полураспада	Тип распада (%)	Граничная энергия Р-спектра, кэВ	Основные у-лучи, кэВ	
C ¹¹	20,3 мин	β ⁺ (99,8)	960	511	N ¹⁴ (p,α)C ¹¹ B ¹¹ (p,n)C ¹¹ B ¹⁰ (d,n)C ¹¹ C ¹² (He ³ ,He ⁴)C ¹¹ C ¹² (p,pn)C ¹¹
N ¹³	9,96 мин	β ⁺ (100)	1190	511	C ¹² (d,n)N ¹³ O ¹⁶ (p,α)N ¹³
O ¹⁵	2,03 мин	β ⁺ (99,9)	1723	511	N ¹⁴ (d,n)O ¹⁵
F ¹⁸	109,7 мин	β ⁺ (96,9)	635	511	O ¹⁶ (He ³ ,p)F ¹⁸ O ¹⁶ (α,d)F ¹⁸ Ne ²⁰ (d,α)F ¹⁸ Ne ²⁰ (d,x)Ne ¹⁸ → Ne ¹⁸ (β ⁺ ,1,7c)F ¹⁸ → Ne ²⁰ (He ³ ,αn)Ne ¹⁸ Ne ¹⁸ (β ⁺ ,1,7c)F ¹⁸ O ¹⁶ (³ He,n)Ne ¹⁸ → Ne ¹⁸ (β ⁺ ,1,7c)F ¹⁸
Mg ²⁸	21,1ч	β ⁻ (100)	460	401 942 1342	Mg ²⁶ (t,p)Mg ²⁸ Al ²⁷ (t,2p)Mg ²⁸ Mg ²⁸ (α,2p)Mg ²⁸ Al ²⁷ (α,3p)Mg ²⁸ Si ³⁰ (γ,2p)Mg ²⁸ {Si, P, S, Cl, Ar, K} (p,x)Mg ²⁸
P ³⁰	2,5 мин	β ⁺ (100)	3245	511	P ³¹ (p,pn)P ³⁰ Al ²⁷ (α,n)P ³⁰ Si ²⁸ (He ³ ,p)P ³⁰ Si ²⁸ (α,d)P ³⁰
Cl ^{34m}	30,2 мин	β ⁺ (53) ИП(47)	1350 2470	146 511 1176 2127	Cl ³⁵ (p,pn)Cl ^{34m} S ³² (He ³ ,p)Cl ^{34m} P ³¹ (α,n)Cl ^{34m}
S ³⁸	2,8 ч	β ⁻ (100)	1005 3000	1942	Ar ⁴⁰ (p,3p)S ³⁸ Ar ⁴⁰ (γ,2p)S ³⁸

K ³⁸	7,6 мин	β+(100)	2600	511 2167	Ar ⁴⁰ (p,3n) K ³⁸ Ca ⁴⁰ (d,α) K ³⁸ Cl ³⁵ (α,n) K ³⁸ Cl ³⁷ (α,3n) K ³⁸ Cl ³⁷ (He ³ ,2n) K ³⁸ Ca ⁴⁰ (γ,pn) K ³⁸ Ca ⁴⁰ (He ³ ,αp) K ³⁸
K ³³	22,2 час	β ⁻ (100)	460 827 1218 1839	373 618	Ar ⁴⁰ (α,p) K ³³ V(d,x) K ³³ V(p,расщ) K ³³
Sc ⁴⁷	3,42 сут	β ⁺ (100)	439	159	Ti ⁴⁸ (γ,p)Sc ⁴⁷ e ⁻ V ⁵¹ (γ,α)Sc ⁴⁷ e ⁻ Ti ^{np} (d,x)Ca ⁴⁷ -> Ca ⁴⁷ β ⁻ ,4,5сут)Sc ⁴⁷ Ni(p, расщ)Sc ⁴⁷
Ti ⁴⁵	3,08 ч	β+(86) ЭЗ(14)	1044	511 720	Sc ⁴³ (p,n) Ti ⁴⁵ Sc ⁴⁵ (d,2n) Ti ⁴⁵ Ca ⁴⁴ (He ³ ,2n) Ti ⁴⁵
Cr ⁴⁸	21,6 ч	ЭЗ(100)		112 308	V ⁵¹ (d,5n) Cr ⁴⁸ Ti ^{np} (He ³ ,xn) Cr ⁴⁸ Ti ^{np} (α,xn) Cr ⁴⁸
Cr ⁵¹	27,7 сут	ЭЗ(100)		320	V ⁵¹ (p,n) Cr ⁵¹ V ⁵² (p,2n) Cr ⁴⁸ Ti ^{np} (He ³ ,xn) Cr ⁵¹ Ti ^{np} (α,xn) Cr ⁵¹
Mn ⁵¹	46,2 мин	β+(97) ЭЗ(3)	2210	511	Cr ⁵⁰ (d,n) Mn ⁵¹ Cr ⁵² (d,2n) Mn ⁵¹ V ⁵¹ (He ³ ,3n) Mn ⁵¹
Mn ^{52m}	21,1 мин	β ⁺ + ЭЗ (98,25) ИП(1,75)	2631	511 1434	Cr ⁵² (p,n) Mn ^{52m} Cr ⁵² (d,2n) Mn ^{52m} V ⁵¹ (He ³ ,2n) Mn ^{52m}
Mn ⁵²	3,6 сут	β+(27,9) ЭЗ(72,1)	575	511 744 936 1434	Cr ⁵² (p,n) Mn ⁵² Cr ⁵² (d,2n) Mn ⁵² V ⁵¹ (He ³ ,2n) Mn ⁵²
Fe ⁵²	8,3 ч	β ⁺ (56,5) ЭЗ(43,5)	804	169 511	Cr ^{np} (α,xn) Fe ⁵² Cr ^{np} (3He,xn) Fe ⁵² Ni(p, расщ.) Fe ⁵²
Co ⁵⁵	18ч	β ⁺ (77) ЭЗ(23)	550 1040 1500	477 511 931 1409	Fe ⁵⁴ (d,n) Co ⁵⁵ Fe ⁵⁶ (p,2n) Co ⁵⁵ Fe ^{np} (He ³ ,x) Co ⁵⁵ Mn ⁵⁵ (He ³ ,3n) Co ⁵⁵ Mn ⁵⁵ (α,4n) Co ⁵⁵
Ni ⁵⁶	6,1 сут	ЭЗ(100)		158 269 480 750 812	Fe ⁵⁴ (α,2n) Ni ⁵⁶ Fe ⁵⁶ (He ³ ,3n) Ni ⁵⁶

Ni ⁵⁷	36 ч	β^+ (40) ЭЗ(60)	350 712 850	127 511 1378 1919	Fe ⁵⁴ (α ,n) Ni ⁵⁷ Fe ⁵⁶ (He ³ ,2n) Ni ⁵⁷
Cu ⁶¹	3,4 ч	β^+ (62) ЭЗ(38)	560 940 1205	67 283 511 656 1186	Ni ⁶⁰ (d,n) Cu ⁶¹ Ni ^{np} (α ,x) Cu ⁶¹ Co ⁵⁹ (α ,2n) Cu ⁶¹ As ⁷⁵ (p,расщ.) Cu ⁶¹
Zn ⁶² ↓ генератор ↓ Cr ⁶²	9,1ч 9,7 мин	β^+ (6,9) ЭЗ(93,1) β^+ (97,8)	660 2930	507 511 548 597 511 1173	Cu ⁶³ (p,2n) Zn ⁶² Ni ⁶⁰ (α ,2n) Zn ⁶² Ni ⁶⁰ (He ³ ,n) Zn ⁶² Zn ^{np} (γ , xn) Zn ⁶²
Ga ⁶⁷	78,3 ч	ЭЗ(100)		93 185 300	Zn ⁶⁶ (d,n) Ga ⁶⁷ Zn ⁶⁷ (p,n) Ga ⁶⁷ Zn ⁶⁸ (p,2n) Ga ⁶⁷ Zn ^{np} (α ,x) Ga ⁶⁷ Cu ⁶⁵ (He ³ ,n) Ga ⁶⁷ Cu ⁶⁵ (α ,2n) Ga ⁶⁷ As, b, r(p, расщ.) Ga ⁶⁷
Ge ⁶⁸ ↓ генератор ↓ Ga ⁶⁸	288 сут 68,3 мин	ЭЗ(100) β^+ (90) ЭЗ(Ю)	770 1900	511 1077	Ga ⁶⁹ (p,2n) Ge ⁶⁸ Ga ⁷¹ (p,4n) Ge ⁶⁸ Zn ⁶⁶ (He ³ ,n) Ge ⁶⁸ Zn ⁶⁶ (α ,2n) Ge ⁶⁸ Zn ⁶⁸ (α ,4n) Ge ⁶⁸
Se ⁷³	7,1ч	β^+ (65) ЭЗ(35)	800 1320 1680	67 511 361	As ⁷⁵ (p, 3n) Se ⁷³ Ge ⁷² (He ³ ,2n) Se ⁷³ Ge ⁷³ (He ³ , 3n) Se ⁷³ Ge ⁷⁰ (α ,n) Se ⁷³ Ge ⁷² (α ,3n) Se ⁷³ Ge ⁷¹ (He ³ , n) Se ⁷³ Ge ^{np} (α ,x) Se ⁷³
Br ⁷⁵	1,6 ч	β^+ (75,5) ЭЗ(24,5)	1130 1340 1450 1510 1740	286 511	Se ⁷⁶ (p, 2n) Br ⁷⁵ Se ⁷⁶ (d, 3n) Br ⁷⁵ As ⁷⁵ (He ³ , 3n) Br ⁷⁵ As ⁷⁵ (α ,4n) Br ⁷⁵
Kr ⁷⁵ ↓ генератор ↓ Br ⁷⁵	4,5 мин	β^+ (75) ЭЗ(25)	3200	132 154	Br ^{79,81} (d, xn) Kr ⁷⁵ Br ^{79,81} (p,xn) Kr ⁷⁵
Br ⁷⁷	см. выше 57 ч	см. выше β^+ (0,7) ЭЗ(99,3)	340	239 297 521	Se ⁷⁷ (p,n) Br ⁷⁷ Se ⁷⁸ (p, 2n) Br ⁷⁷ Se ^{np} (p, x) Br ⁷⁷ As ⁷⁵ (α ,2n) Br ⁷⁷

					Nb ⁹³ (p,расщ.) Br ⁷⁷
Kr ⁷⁷ ↓ генератор ↓ Br ⁷⁷	1,2 ч см. выше	β ⁺ (79,8) ЭЗ(20,2)	900 1559 1700 1875	130 147 511	Br ^{79,81} (d,xn) Kr ⁷⁷ Br ^{79,81} (p,xn) Kr ⁷⁷ Se ⁷⁶ (He ³ ,2n) Br ⁷⁷ Se ⁷⁷ (He ³ , 3n) Br ⁷⁷
Kr ⁷⁹	34,9 ч	β ⁺ (6,9) ЭЗ(93,1)	613	261 397 511 606	Br ⁷⁹ (p, n) Kr ⁷⁹ Br ^{79,81} (p,xn) Kr ⁷⁹ Br ^{79,81} (d,xn) Kr ⁷⁹
Pb ⁸¹ ↓ генератор ↓ Kr ^{81m}	4,6 ч 13,3 с	β ⁺ (27) ЭЗ(73) ИП(100)	325 575	46 511 191	Kr ^{82,83} (p,xn) Pb ⁸¹ Kr ^{np} (p,xn) Pb ⁸¹ Kr ⁸³ (d, 3n) Pb ⁸¹ Pb ⁸⁵ (p,p2n) Pb ⁸¹ Pb ⁸⁵ (p,5n) Sr ⁸¹ β ⁺ ↓ 25 мин Pb ⁸¹ Br ^{79,81} (He ³ ,xn) Pb ⁸¹ Br ⁷⁹ (α,2n) Pb ⁸¹ Br ⁸¹ (α,4n) Pb ⁸¹
Sr ⁸² ↓ генератор ↓ Rb ⁸²	25 сут 1,3 мин	ЭЗ(100) β ⁺ (96) ЭЗ(4)	2570 3350	511 776	Rb ⁸⁵ (p,4n) Sr ⁸² Rb ⁸⁵ (d,5n) Sr ⁸² Kr ⁸² (He ³ , 3n) Sr ⁸² Kr ⁸⁰ (α,2n) Sr ⁸² Zr, Nb, Mo(p,расщ) Sr ⁸²
Y ⁸⁷ ↓ генератор ↓ Sr ^{87m}	80,3 ч 2,8 ч	β ⁺ (0,2) ЭЗ(99,8) ЭЗ(0,3) ИП(99,7)	451	485 388	Sr ⁸⁷ (p,n) Y ⁸⁷ Sr ⁸⁸ (p,2n) Y ⁸⁷ Sr ⁸⁶ (d,n) Y ⁸⁷ Rb ^{85,87} (3He,xn) Y ^{87m} ИП ↓ 13ч Y ⁸⁷
Pb ²⁰³	52,1ч	ЭЗ(100)		279 401	Tl ²⁰³ (p,n) Pb ²⁰³ Tl ²⁰⁵ (p,3n) Pb ²⁰³ Pb ²⁰⁴ (d, 3n)Bi ²⁰³ → →(ЭЗ,β+; 11,8 ч) Tl ²⁰³ (He ³ , 3n)Bi ²⁰³ → →(ЭЗ,β+; 11,8 ч) Pb ²⁰³
At ²¹¹	7,2 ч	α(41,94)	α5866	687	Bi ²⁰⁹ (α,2n) At ²¹¹
Bi ²¹³	46 мин	α(2,2)	α		Ra ²²⁶ (p,2n) Ac ²²⁵ α ↓ 10 сут Fr ²²¹ α ↓ 4,8 мин At ²¹⁷ α ↓ 32 мкс Bi ²¹³

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Краткие сведения о системе центра инерции (центра масс)

Центром инерции системы частиц называют точку, положение которой относительно начала отсчета в лабораторной системе координат (*ЛСК*) определяется радиусом-вектором \vec{R} :

$$\vec{R}(t) = \frac{\sum m_i \vec{r}_i(t)}{\sum m_i}, \quad (\text{п.2.1})$$

где $m_i, \vec{r}_i(t)$ – масса и радиус-вектор i -й частицы в *ЛСК*.

Для двух частиц имеем:

$$\vec{R}(t) = \frac{m_1 \vec{r}_1(t) + m_2 \vec{r}_2(t)}{m_1 + m_2}. \quad (\text{п.2.2})$$

Систему отсчета, начало которой задается радиусом – вектором \vec{R} , называют *системой центра инерции (СЦИ)* (рис.п.2.1)

Скорость движения *СЦИ* относительно *ЛСК*:

$$\vec{V} = \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{\vec{P}_1 + \vec{P}_2}{m_1 + m_2} = \text{const}. \quad (\text{п.2.3})$$

Система центра инерции обладает рядом важных преимуществ при рассмотрении задач о движении и столкновении частиц. Для традиционной схемы опыта столкновения двух частиц, когда одна из них покоится (например, $\vec{v}_2 = 0$), скорость движения *СЦИ* относительно *ЛСК* равна:

$$\vec{V} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1. \quad (\text{п.2.4})$$

Тогда скорости и импульсы частиц в *СЦИ* в соответствии с преобразованиями Галилея¹² определяются выражениями:

$$\tilde{v}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1; \quad \tilde{v}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1; \quad (\text{п.2.5})$$

$$\tilde{P}_1 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 = \mu \vec{v}_1; \quad \tilde{P}_2 = -\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 = -\mu \vec{v}_1, \quad (\text{п.2.6})$$

где μ – приведенная масса частиц.

¹² $\tilde{\vec{v}}_1 = \vec{v}_1 - \vec{V}$, где $\tilde{\vec{v}}$ и \vec{v} – соответственно скорости частиц в старой (*ЛСК*) и новой (*СЦИ*) системе отсчета.

Т. о., в *СЦИ* импульсы частиц, как их волновые вектора, равны по модулю ($\tilde{P}_1 = \tilde{P}_2$) и противоположны по направлению. Одинаковыми, следовательно, будут в *СЦИ* и длины волн де Бройля частиц.

Суммарная кинетическая энергия частиц в *СЦИ* (или кинетическая энергия относительного движения частиц) в соответствии с формулами (п. 2.6) равна:

$$\tilde{T}_1 + \tilde{T}_2 = \frac{\tilde{P}_1^2}{2m_1} + \frac{\tilde{P}_2^2}{2m_2} = \frac{\mu v_1^2}{2} = \frac{m_2}{m_1+m_2} T_1. \quad (\text{п.2.7})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Основные физические постоянные

Скорость света в вакууме – $c = 2.998 \cdot 10^{10}$ см/сек

Гравитационная постоянная – $\gamma = 6.67 \cdot 10^{-8}$ см³ / (г · сек²)

Число Авогадро – $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹

Число Лошмидта – $n_0 = 2.69 \cdot 10^{19}$ см⁻³

Универсальная газовая постоянная – $R = 8.314$ Дж / (град · моль)

Стандартный объем газа – $V_0 = 2242$ л/моль

Постоянная Больцмана – $k = \begin{cases} 1.38 \cdot 10^{-16} & \text{эрг / град} \\ 0.8617 \cdot 10^{-4} & \text{эВ / град} \end{cases}$

Постоянная Планка – $\hbar = \begin{cases} 1.054 \cdot 10^{-27} & \text{эрг} \cdot \text{сек} \\ 0.6582 \cdot 10^{-15} & \text{эВ} \cdot \text{сек} \end{cases}$

Элементарный заряд – $e = 4.80 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ

Первый боровский радиус – $R_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0.529 \cdot 10^{-8}$ см

Энергия связи электрона в атоме водорода – $\varepsilon = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = 13.59$ эВ

Комптоновская длина волны – $\Lambda = \frac{\hbar}{mc} = \begin{cases} 3.86 \cdot 10^{-11} & \text{см}(e) \\ 2.10 \cdot 10^{-14} & \text{см}(p) \end{cases}$

Классический радиус электрона – $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.82 \cdot 10^{-13}$ см

Постоянная тонкой структуры – $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$

Магнетон Бора – $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0.927 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гс

Ядерный магнетон – $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5.05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс

Атомная единица массы, а.е.м. – $1 \text{ а.е.м.} = \begin{cases} 1.660 \cdot 10^{-27} & \text{кг} \\ 931.44 & \text{МэВ} \end{cases}$

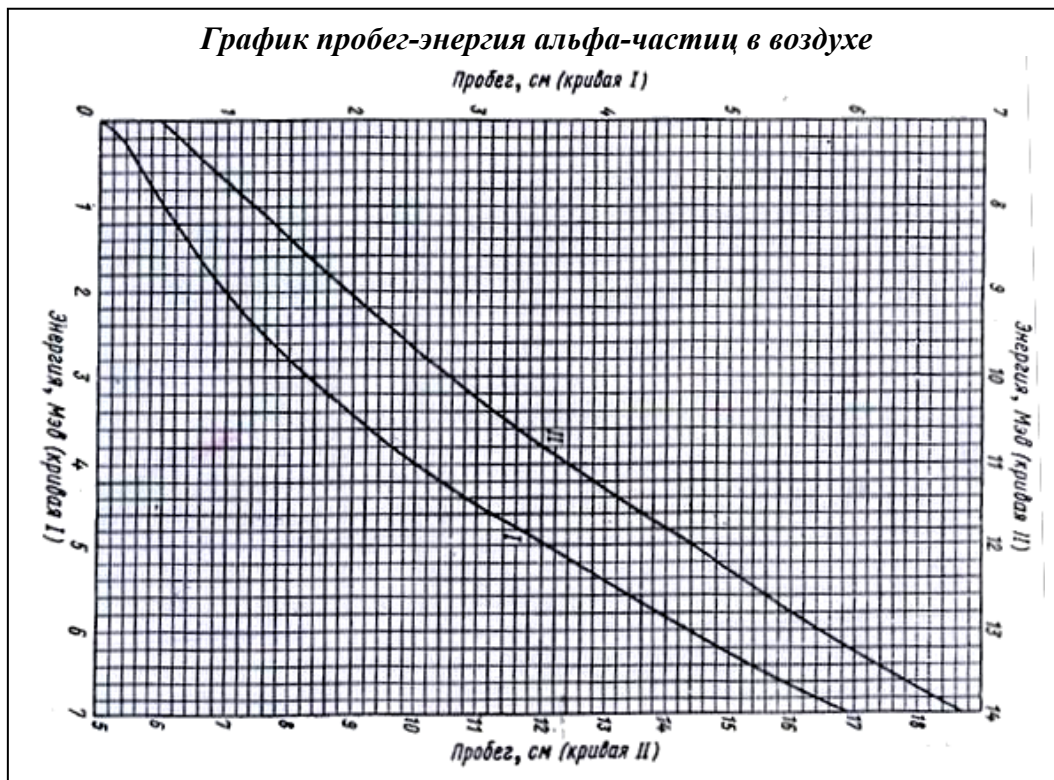
Частица	Масса			Магнитный момент	Гиромагнитный множитель
	а.е.м	г	Мэв		
Электрон	$5,486 \cdot 10^{-4}$	$0,9108 \cdot 10^{-27}$	0,511	1,0011 мб	2,002
Протон	1,007276	$1,6724 \cdot 10^{-24}$	938,23	2,7928 мб	5,5855
Нейтрон	1,008665	$1,6748 \cdot 10^{-24}$	939,53	-1,913 мб	-3,8263
Дейтон	2,013553	$3,3325 \cdot 10^{-24}$	1875,5	0,8574 мб	0,8574
α -частица	4,001506	$6,6444 \cdot 10^{-24}$	3726,2	0	-

Постоянные делящиеся изотопы
(на тепловых нейтронах, 2200 м/сек)

Изотоп	% атомов в природной смеси	Сечение, барн		Среднее число нейтронов на акт деления	
		поглощения	деления	мгновенных	запаздывающих
		σ_a	σ_f	ν	μ
U ²³³	-	588±4	532±4	2,52	0,0066
U ²³⁵	0,71	694±3	582±4	2,47	0,0158
Pu ²³⁹	-	1025±8	738±4	2,91	0,0061

Нейтронные сечения

Элемент	Изотоп	% атомов в природной смеси	Период полураспада образующегося изотопа	Сечение, барн		
				поглощения σ_a	активации $\sigma_{акт}$	рассеяния $\langle\sigma_s\rangle$
H	H ²	0,015	12,3 года	$5 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^{-4}$	7
Li	-	-	-	71	-	1,4
	Li ⁶	7,52	-	945	$2,8 \cdot 10^{-3}$	-
Be	Li ⁷	92,48	0,85 сек	-	$3,3 \cdot 10^{-2}$	-
	Be ⁹	100	$2,7 \cdot 10^6$ лет	10^{-2}	$9 \cdot 10^{-4}$	7
B	-	-	-	755	-	4
	B ¹⁰	20	-	3813	0,5	-
	B ¹¹	80	0,03 сек	-	$5 \cdot 10^{-2}$	-
C	-	-	-	$3,8 \cdot 10^{-3}$	-	4,8
	C ¹²	98,89	-	-	$3,3 \cdot 10^{-3}$	-
	C ¹³	1,11	5570 лет	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$	-
O	-	-	-	$2 \cdot 10^{-4}$	-	4,2
F	F ¹⁹	100	11 сек	$<10^{-2}$	$9 \cdot 10^{-3}$	3,9
Na	Na ²³	100	15 ч	0,53	0,53	4
Al	Al ²⁷	100	2,3 мин	0,23	0,21	1,4
V	-	-	-	4,98	-	5
	V ⁵⁰	0,24	-	250	-	-
	V ⁵¹	99,76	3,76 мин	-	4,5	-
Cu	-	-	-	3,77	-	7,2
	Cu ⁶³	69,1	12,8 ч	4,5	4,5	-
	Cu ⁶⁵	30,9	5,15 мин	2,2	1,8	-
Ag	-	-	-	63	-	6
Cd	-	-	-	2540	-	7
	Cd ¹¹³	12,26	-	20000	-	-
In	-	-	-	196	-	2,2
	In ¹¹⁵	99,77	54,2 мин	-	155	-
I	I ¹²⁷	100	25 мин	6,22	$5,6 \cdot 10^{-3}$	3,6
Au	Au ¹⁹⁷	100	2,7 дня	98,8	96	9,3
U	-	-	-	7,68	-	8,3
	U ²³⁸	99,28	23,5 мин	2,75	2,74	11,2



Плотность некоторых веществ

Вещество	Плотность, г/см ³	Вещество	Плотность, г/см ³	Вещество	Плотность, г/см ³
Алюминий	2.7	Кобальт	8.9	Стронций	2.54
Барий	3.75	Кремний	2.35	Титан	4.5
Бериллий	1.85	Литий	0.53	Теллур	6.02
Бор	2.45	Магний	1.74	Торий	11.7
Ванадий	5.87	Медь	8.9	Тяжелая вода	1.10
Висмут	9.8	Молибден	10.2	Цезий	1.87
Вода	1.00	Натрий	0.97	Цинк	7.0
Воздух	$1.293 \cdot 10^{-3}$	Никель	8.9	Уран	19.0
Вольфрам	19.1	Олово	7.4	Фосфор	1.83
Германий	5.46	Платина	21.5	Парафин	0.89
Графит	1.60	Плутоний	19.8	NaCl	2.18
Железо	7.8	Свинец	11.3	CsCl	4.04
Золото	19.3	Серебро	10.5	Окись берил- лия	3.03
Индий	7.28	Селен	4.5		
Кадмий	8.65	Сера	2.1		

Таблица свойств изотопов

Z	Изо- топ	Спин ядра	Избыток массы атома M-A, а.е.м.	% атомов в природной смеси	Тип распада	Период по- лураспада	Энергия α - β -частиц $T_{\text{макс}}$, МэВ
1	n	1/2	0,008665	-	β^-	11,7 мин	0,78
	H	1/2	0,007825	99,985			
	H ²	1	0,014102	0,015			
2	H ³	1/2	0,016049	-	β^-	12,3 года	0,018
	He ³	1/2	0,016030	$3 \cdot 10^{-4}$			
3	He ⁴	0	0,002604	~100			
	Li ⁶	1	0,015126	7,52			
4	Li ⁷	3/2	0,016005	92,48			
	Be ⁷	3/2	0,016931	-	K	53 дня	
	Be ⁸	0	0,005308	-	2 α	10^{-14} сек	0,039
5	Be ⁹	3/2	0,012186	100			
	Be ¹⁰	0	0,013535	-	β^-	$2,5 \cdot 10^8$ лет	0,555
	B ¹⁰	3	0,012939	20			
6	B ¹¹	3/2	0,009305	80			
	C ¹¹	3/2	0,011431	-	β^+	20,4 мин	0,97
	C ¹²	0	0	98,89			
7	C ¹³	1/2	0,003354	1,11			
	C ¹⁴	0	0,003242	-	β^-	5570 лет	0,155
	N ¹³	-	0,005739	-	β^+	10 мин	1,2
	N ¹⁴	1	0,003074	99,63			
8	N ¹⁵	1/2	0,000108	0,37			
	O ¹⁵	-	0,003072	-	β^+	2,1 мин	1,68
	O ¹⁶	0	-0,005085	99,76			
9	O ¹⁷	5/2	-0,000867	0,037			
	O ¹⁸	0	-0,000840	0,204			
	F ¹⁸	-	0,000950	-	β^+	1,87 ч	0,649
	F ¹⁹	1/2	-0,001595	100			
10	F ²⁰	-	-0,000015	-	β^-	12 сек	5,42
	Ne ²⁰	0	-0,007560	90,92			
	Ne ²¹	-	-0,006151	0,26			
11	Ne ²²	0	-0,008616	8,82			
	Na ²²	3	-0,005565	-	β^+	2,6 года	0,540
	Na ²³	3/2	-0,010227	100			
12	Na ²⁴	4	-0,009033	-	β^-	15 ч	1,39
	Mg ²³	-	-0,005865	-	β^+	11 сек	2,95
	Mg ²⁴	0	-0,014956	78,60			
	Mg ²⁵	5/2	-0,014160	10,11			
13	Mg ²⁶	0	-0,017409	11,29			
	Mg ²⁷	1/2	-0,015655	-	β^-	9,5 мин	1,75 и 1,59
	Al ²⁶	-	-0,013100	-	β^+	6,7 сек	3,20
	Al ²⁷	5/2	-0,018465	100			
14	Al ²⁸	3	-0,018092	-	β^-	2,3 мин	2,86
	Si ²⁸	0	-0,023073	92,27			
	Si ²⁹	1/2	-0,023509	4,68			
	Si ³⁰	0	-0,026239	3,05			
15	Si ³¹	-	-0,024651	-	β^-	2,65 ч	1,47
	P ³⁰	-	-0,021680	-	β^+	2,5 мин	3,24

16	P ³¹	1/2	-0,026237	100	β ⁻	14,3 дня	1,71			
	P ³²	-	-0,026092	-						
	S ³²	0	-0,027926	95,02						
	S ³³	3/2	-0,028540	0,75						
	S ³⁴	0	-0,032136	4,21						
17	S ³⁵	3/2	-0,030966	-	β ⁻	87 дней	0,167			
	Cl ³⁵	3/2	-0,031146	75,4						
	Cl ³⁶	2	-0,031688	-				β ⁻ , К	3,1·10 ⁵ лет	0,714
	Cl ³⁷	3/2	-0,034104	24,6						
18	Ar ³⁶	0	-0,032452	0,34	К	32 дня	0,565			
	Ar ³⁷	3/2	-0,033228	-						
	Ar ³⁹	-	-0,035679	-				β ⁻	265 лет	
	Ar ⁴⁰	0	-0,037616	99,60						
19	K ³⁹	3/2	-0,036286	93,08	β ⁻	1,52 ч	3,55 и 1,99			
	K ⁴²	2	-0,037583	-						
	Cr ⁵¹	7/2	-0,055214	-				К	28 дней	
24	Mn ⁵⁵	5/2	-0,061946	100	К, β ⁺	72 дня	0,47			
25	Co ⁵⁸	2	-0,064246	-						
27	Co ⁵⁹	7/2	-0,066811	100						
	Co ⁶⁰	4	-0,066194	-				β ⁻	5,2 года	0,31
	Cu ⁶³	3/2	-0,070406	69,14						
29	Cu ⁶⁵	3/2	-0,072214	30,9	К, β ⁺	245 дней	0,325			
30	Zn ⁶⁵	5/2	-0,070766	-						
35	Br ⁸²	6	-0,083198	-				β ⁻	36 ч	0,456
38	Sr ⁸⁸	0	-0,09436	82,56	β ⁻	51 день	1,46			
	Sr ⁸⁹	5/2	-0,09257	-						
	Sr ⁹⁰	0	-0,09223	-				β ⁻	28 лет	0,535
	Y ⁹⁰	2	-0,09282	-						
47	Ag ¹⁰⁷	1/2	-0,09303	51,35	β ⁻ , К	25 мин	2,12 и 1,67			
53	I ¹²⁷	5/2	-0,09565	100						
	I ¹²⁸	1	-0,09418	-						
79	Au ¹⁹⁷	3/2	-0,03345	100						
	Au ¹⁹⁸	2	-0,03176	-				β ⁻	2,7 дня	0,96
81	Tl ²⁰⁴	-	-0,02611	-	β ⁻	4,1 года	0,77			
82	Pb ²⁰⁶	0	-0,02554	23,6	β ⁻	4,1 года	0,77			
	Pb ²⁰⁷	1/2	-0,02410	22,6						
	Pb ²⁰⁸	0	-0,02336	52,3						
	83	Bi ²⁰⁹	9/2	-0,01958				100		
Bi ²¹⁰		4	-0,01589	-	α	2,6·10 ⁶ лет	4,97			
84	Po ²¹⁰	-	-0,01713	-	α	138 дней	5,3			
86	Rn ²²²	-	0,01753	-	α	3,8 дня	5,49			
88	Ra ²²⁶	0	0,02536	-	α	1620 лет	4,77 и 4,59			
90	Th ²³²	0	0,03821	100	α	1,4·10 ¹⁰ лет	4,00 и 3,98			
	Th ²³³	-	0,04143	-	β ⁻	22 мин	1,23			
	92	U ²³⁴	0	0,04090	0,006	α	2,5·10 ⁵ лет	4,76 и 4,72		
U ²³⁵		7/2	0,04393	0,71	α	7,1·10 ⁸ лет	4,20-4,58			
U ²³⁶		0	0,04573	-	α	2,4·10 ⁷ лет	4,45 и 4,50			
U ²³⁸		0	0,05076	99,28	α	4,5·10 ⁹ лет	4,13 и 4,18			
U ²³⁹		-	0,05432	-	β ⁻	23,5 мин	1,21			
94	Pu ²³⁸	-	0,04952	-	α	89,6 лет	5,50 и 5,45			
	Pu ²³⁹	1/2	0,05216	-	α	2,4·10 ⁴ лет	5,15-5,10			

Таблица химических элементов

П-ы а I ба II ба III ба IV ба V ба VI ба VII ба VIII б

1										H 1 1,00794 ВОДОРОД	He 2 4,00260 ГЕЛИЙ			
2	Li 3 6,941 ЛИТИЙ	Be 4 9,01218 БЕРИЛЛИЙ	B 5 10,811 БОР	C 6 12,011 УГЛЕРОД	N 7 14,0067 АЗОТ	O 8 15,9994 КИСЛОРОД	F 9 18,9984 ФТОР	Ne 10 20,179 НЕОН						
3	Na 11 22,9897 НАТРИЙ	Mg 12 24,305 МАГНИЙ	Al 13 26,9815 АЛЮМИНИЙ	Si 14 28,0855 КРЕМНИЙ	P 15 30,9737 ФОСФОР	S 16 32,066 СЕРА	Cl 17 35,453 ХЛОР	Ar 18 39,948 АРГОН						
4	K 19 39,0983 КАЛИЙ	Ca 20 40,078 КАЛЬЦИЙ	Sc 21 44,9559 СКАНДИЙ	Ti 22 47,88 ТИТАН	V 23 50,9415 ВАНАДИЙ	Cr 24 51,9961 ХРОМ	Mn 25 54,9380 МАРГАНЕЦ			Fe 26 55,847 ЖЕЛЕЗО	Co 27 58,9332 КОБАЛЬТ	Ni 28 58,69 НИКЕЛЬ		
5	Rb 37 85,4678 РУБИДИЙ	Sr 38 87,62 СТРОНЦИЙ	Y 39 88,9059 ИТТРИЙ	Zr 40 91,224 ЦИРКОНИЙ	Nb 41 92,9064 НИОБИЙ	Mo 42 95,94 МОЛИБДЕН	Tc 43 97,9072 ТЕХНЕЦИЙ			Ru 44 101,07 РУТЕНИЙ	Rh 45 102,905 РОДИЙ	Pd 46 106,42 ПАЛЛАДИЙ		
6	Cs 55 132,905 ЦЕЗИЙ	Ba 56 137,33 БАРИЙ	La* 57 138,905 ЛАНТАН	Hf 72 178,49 ГАФИЙ	Ta 73 180,947 ТАНТАЛ	W 74 183,85 ВОЛЬФРАМ	Re 75 186,207 РЕНИЙ			Os 76 190,2 ОСМИЙ	Ir 77 192,22 ИРИДИЙ	Pt 78 195,08 ПЛАТИНА		
7	Au 79 196,966 ЗОЛОТО	Hg 80 200,59 РУТУТЬ	Tl 81 204,383 ТАЛЛИЙ	Pb 82 207,2 СВИНЕЦ	Bi 83 208,980 ВИСМУТ	Po 84 209 ПОЛОНИЙ	At 85 209,987 АСТАТ	Rn 86 222,017 РАДОН						
7	Fr 87 223,019 ФРАНЦИЙ	Ra 88 226,025 РАДИЙ	Ac** 89 227,027 АКТИНИЙ	Ku 104 [281] КУРЧАТОВИЙ	Ns 105 [282] НИЛЬСБОРИЙ									
	Ce 58 140,12 ЦЕРИЙ	Pr 59 140,90 ПРАЗЕОДИМ	Nd 60 144,24 НЕОДИМ	Pm 61 144,9128 ПРОМЕТИЙ	Sm 62 150,36 САМАРИЙ	Eu 63 151,96 ЕВРОПИЙ	Gd 64 157,25 ГАДОЛИНИЙ	Tb 65 158,925 ТЕРБИЙ	Dy 66 162,50 ДИСПРОЗИЙ	Ho 67 164,930 ГОЛЬМИЙ	Er 68 167,26 ЭРБИЙ	Tm 69 168,934 ТУПИЙ	Yb 70 173,04 ИТТЕРБИЙ	Lu 71 174,967 ЛУТЕЦИЙ
	Th 90 232,038 ТОРИЙ	Pa 91 231,0359 ПРОТАКТИНИЙ	U 92 238,028 УРАН	Np 93 237,0482 НЕПУТУНИЙ	Pu 94 244,0642 ПЛУТОНИЙ	Am 95 243,0614 АМЕРИЦИЙ	Cm 96 247,0703 КЮРИЙ	Bk 97 247,0703 БЕРКЛИЙ	Cf 98 251,0796 КАЛИФОРНИЙ	Es 99 252,0828 ЭЙНШТЕЙНИЙ	Fm 100 257,0951 ФЕРМИЙ	Md 101 258,0986 МЕНДЕЛЕВИЙ	(No) 102 259,1009 (НОБЕЛИЙ)	(Lr) 103 260,1054 (ЛОУРЕНСИЙ)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Балашов В.В. Строение вещества. Учебное пособие. – М.: Изд-во МГУ, 1993.
3. Бейзер А. Основные представления современной физики / Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1973.
4. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968 (Neutron Physics by K.H.Beckurts and K.Wirtz. Springer-Verlag, Berlin – N-Y, 1964).
5. Валантен Л. Субатомная физика: ядра и частицы. – М.: Мир, 1986.
6. Воробьев А.А., Кононов Б.А. Прохождение электронов через вещество. – Томск: Изд-во ТГУ, 1966.
7. Взаимодействие частиц с веществом. В электронном проекте: «Ядерная физика в Интернете» кафедры Общей ядерной физики ФФ МГУ (<http://nuclphys.sinp.msu.ru>).
8. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений.– Т.1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов. – 3-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
9. Изотопы: Свойства, получение, применение / под ред. Ю.В. Баранова. – М.: Изд-во АТ, 2000.
10. Иродов И.Е. Атомная и ядерная физика. Сборник задач: учебное пособие. – СПб.: Изд-во Лань, 2002.
11. Кашковский В.В. Прикладная экология и радиационная безопасность. – Томск, 1998.
12. Кертис Л. Введение в нейтронную физику. – М.: Атомиздат, 1965.
13. Кольчужкин А.М. Метод Монте-Карло в теории переноса излучений. – Томск: Изд-во ТПУ, 2003.
14. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию столкновений. – Томск: Изд-во ТГУ, 1979.
15. Ключников А.А. и др. Методы анализа на пучках заряженных частиц. – Киев: Наук. Думка, 1987.
16. Кумахов М.А., Комаров Ф.Ф. Излучение заряженных частиц в твердых телах. – Минск: Изд-во университетов, 1985.
17. Лисин В.А. Физические и радиобиологические основы лучевой терапии. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006.
18. Лундин А.Г., Фредин Э.И. ЯМР – спектроскопия. – М.: Наука, 1986.
19. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник – М.: Энергоатомиздат, 1995.
20. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры: справочник. – М.: Энергоиздат, 1981.
21. Менденбретен Л.Д., Лясс Ф.М. Медицинская радиология. – М.: Медицина, 1979.
22. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра; Т. 2. Физика элементарных частиц: учебник для вузов. – М.: Атомиздат, 1974.
23. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975.
24. Немец О.Ф., Тернецкий К.О. Ядерные реакции. – Киев: Вища школа, 1977.

25. Новиков Г.Н. Радиометрическая разведка. – Л.: Недра, 1989.
26. Пшеничный Г.А. Взаимодействие излучений с веществом и моделирование задач ядерной геофизики. – М.: Энергоиздат, 1982.
27. Савастенко В.А. Практикум по ядерной физике и радиационной безопасности. – Минск: Дизайн ПРО, 1998.
28. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами: справочник / В.М. Бычков, В.Н. Манохин, А.Б. Пашенко, В.И. Пляскин – М.: Энергоиздат, 1982.
29. Скачков С.В., Константинов Л.В., Строганова Р.П. и др. Сборник задач по ядерной физике. – М.: ГИФМЛ, 1963.
30. Соколов В.А. Генераторы короткоживущих радиоактивных изотопов. – М.: Атомиздат, 1975.
31. Спроул Р. Современная физика. – М.: Наука, 1974.
32. Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. – Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.
33. Стародубцев С.В., Романов А.М. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. – Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1964.
34. Фраунфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. – М.: Мир, 1979.
35. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1980.
36. Штернхеймер Р. Взаимодействие излучения с веществом. В сб. Принципы и методы регистрации элементарных частиц / под ред. Л.А. Арцимовича. – М.: ИИЛ, 1963 (Fundamental Principles and Methods of Particle Detections. Methods of Experimental Physics. – Vol. V, A. Nuclear Physics / Luke C.I.Y., Chien-Shung Wu).
37. Ядерные реакции. Том 1. / под ред. П.М. Эндта и М. Демера / Пер с англ. Под ред. И.С. Шапиро – М.: Госатомиздат, 1962.
38. Amaldi U., Proc. V Europ. Part. Acc. Conf. EPAC-96, V.1. – P. 244–248.
39. Nuclear Research Reactors in the World. December, 1997. – 120 p. ISBN92-0-100298-X.
40. <http://www.nea.fr/html/trw/index.html>
41. <http://www.pnl.gov/atw>
42. <http://www.kolej.mff.cuni.cz/~lmotm275/ruze/17/node3.html>

Учебное издание

РЫЖАКОВА Надежда Кирилловна

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Учебное пособие

Издано в авторской редакции

Научный редактор
*доктор физико-математических наук,
профессор В.А. Трясучев*

Дизайн обложки **XXXXXX**


**Отпечатано в Издательстве ТПУ в полном соответствии
с качеством предоставленного оригинал-макета**

Подписано к печати **xx.xx**.2011. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».
Печать XEROX. Усл. печ. л. 15,70. Уч.-изд. л. 14,20.
Заказ **xxx**-11. Тираж 100 экз.



Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Издательства Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту BS EN ISO 9001:2008



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ . 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
Тел./факс: 8(3822)56-35-35, www.tpu.ru