

УДК 539.1 (075)
ББК 22383.я7
К13

Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Т. Прикладная ядерная физика. Учебное пособие/ Под ред. В.Т. Самосадного. М.: МИФИ, 2007. – 240 с.

Пособие посвящено изложению основных вопросов физики атомного ядра, взаимодействия излучения с веществом, регистрации и спектрометрии ядерных излучений. За время обучения студентов по программе курса они получают знания основных закономерностей ядерной физики и основ методов регистрации и спектрометрии ядерных излучений. В результате обучения студенты овладевают теоретическими основами и практическими навыками работы с ядерными излучениями, которые, в свою очередь, являются фундаментом для многих направлений научной и практической деятельности.

Предназначено для студентов, специализирующихся в смежных с прикладной ядерной физикой областях, студентов бакалавриата по направлению «Техническая физика».

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент д-р физ.-мат.наук, проф. А.К. Поносов.

Печать пособия выполнена согласно предоставленному авторами оригиналу-макету.

ISBN 987-5-7262-0811-4 © Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2007

Оглавление

Введение	8
1. Физика атомного ядра	11
1.1. Свойства ядер	13
1.2. Капельная модель ядра	19
1.3. Общие закономерности ядерных реакций	22
1.4. Эффективное сечение ядерной реакции	25
1.5. Общие закономерности для эффективных сечений ядерных реакций	26
1.6. Промежуточное (составное) ядро и его свойства	28
1.7. Энергия ядерной реакции	37
1.8. Частные случаи сечений ядерных реакций	40
1.8.1. Упругое рассеяние нейтральных частиц на массивных ядрах (реакция типа (n, n))	41
1.8.2. Неупругое рассеяние нейтральных частиц (n, n')	41
1.8.3. Экзоэнергетическая реакция, налетающая частица не заряжена и имеет небольшую энергию: (n, α) , (n, p) , (n, γ) , (n, n')	42
1.8.4. Экзоэнергетическая реакция, налетающая частица заряжена: (p, n) , (α, n) , (α, γ) , (p, γ)	43
1.8.5. Эндоэнергетическая реакция. Налетающая частица не заряжена, вылетающая – заряжена. Реакции типа (n, α) , (n, p)	43
1.9. Законы сохранения	44
1.9.1. Законы сохранения электрического заряда и барионного заряда	44
1.9.2. Законы сохранения энергии и импульса	44
1.9.3. Закон сохранения момента количества движения. Общие положения	49
1.9.4. Роль орбитального момента количества движения	51
1.9.5. Закон сохранения четности	53

1.9.6. Закон сохранения изотопического спина.....	53
1.10. Явление радиоактивности	54
1.10.1. Основной закон радиоактивного распада	55
1.10.2. Закон радиоактивного распада для механических смесей	56
1.10.3. Закон последовательных радиоактивных превращений	56
1.10.4. Закон смещения	60
1.10.5. Закон смещения для радиоактивных семейств (рядов)	60
1.11. Виды радиоактивного распада	62
1.11.1. Альфа-распад	63
1.11.2. Бета-распад.....	66
1.11.3. Снятие возбуждения ядер.....	68
1.11.4. Спонтанное деление ядер	70
1.11.5. Реакция деления	72
1.11.6. Практическое осуществление цепной ядерной реакции	74
2. Взаимодействие ядерных излучений с веществом	77
2.1. Прохождение заряженных частиц через вещество	79
2.1.1. Общая характеристика процессов	79
2.1.2. Ионизационное торможение заряженных частиц	80
2.1.3. Связь пробега с энергией.....	84
2.1.4. Упругое рассеяние заряженных частиц	87
2.1.5. Многократное рассеяние	88
2.1.6. Особенности прохождения бета-излучения (электронов) через вещество	89
2.1.7. Черенковское излучение.....	96
2.1.8. Переходное излучение	96
2.1.9. Канализование заряженных частиц. Ондюляторное излучение	97
2.2. Взаимодействие гамма- излучения с веществом.....	98
2.2.1. Фотоэлектрический эффект.....	98

2.2.2. Рассеяние фотонов	100
2.2.3. Образование пар электрон-позитрон.....	105
2.2.4. Полный коэффициент ослабления фотонного излучения в веществе.....	106
2.2.5. Закон ослабления потока фотонного излучения при прохождении через вещество.....	108
2.3. Прохождение нейтронов через вещество.....	109
2.3.1. Виды взаимодействий нейтронов с ядрами.....	116
2.3.2. Элементы теории замедления	124
2.3.3. Макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с веществом для многокомпонентных сред.....	125
2.4. Основы радиационной физики.....	126
3. Методы регистрации ядерных излучений	133
3.1. Физические основы методов регистрации ядерных излучений.....	135
3.2. Газовые ионизационные детекторы	135
3.2.1. Ионизация газов. Движение электронов и ионов в газах	137
3.2.2. Регистрация ядерных излучений ионизационными камерами	141
3.2.3. Методы регистрации ионизационными детекторами с газовым усилением.....	147
3.3. Кристаллические, полупроводниковые детекторы.....	159
3.3.1. Основные требования к наполнителям кристаллических детекторов.....	161
3.3.2. Физические процессы в детекторах.....	164
3.3.3. Взаимодействие заряженных частиц с материалом детектора	169
3.3.4. Основные типы полупроводниковых детекторов.....	171
3.4. Регистрация ядерных излучений сцинтилляционными детекторами	175
3.4.1. Физические процессы в сцинтилляторах, механизм люминесценции.	177

3.4.2. Свойства сцинтилляторов.....	184
3.4.3. Фотоумножители (ФЭУ), их характеристики	189
3.4.4. Характеристики сцинтилляционных детекторов	190
3.4.5. Достоинства и недостатки сцинтилляционных счётчиков.....	192
3.5. Черенковские и трековые детекторы.....	193
3.5.1. Черенковские детекторы	193
3.5.2. Трековые детекторы.....	194
4. Методы спектрометрии ядерных излучений.....	201
4.1. Физические основы методов спектрометрии	203
4.2. Функция отклика детектора	205
4.3. Основные характеристики спектрометра.....	209
4.3.1. Разрешающая способность и энергетическое разрешение.....	209
4.3.2. Эффективность спектрометра.....	211
4.3.3. Динамический диапазон (диапазон измеряемых энергий).....	212
4.4. Типы сцинтилляционных гамма-спектрометров	213
4.4.1. Однокристалльные сцинтилляционные гамма- спектрометры.....	213
4.4.2. Многокристалльные сцинтилляционные гамма- спектрометры.....	218
4.5. Кристалл-дифракционные фотонные и нейтронные спектрометры. Дифракция фотонов и нейтронов на плоском кристалле	223
4.6. Магнитные спектрометры заряженных частиц.....	225
4.6.1. Движение заряженных частиц в магнитном поле.....	225
4.6.2. Спектрометры с поперечным магнитным полем. Метод прямого отклонения.....	228
4.6.3. Фокусирующее действие поперечного магнитного поля.....	229

4.6.4. Спектрометры с однородным продольным магнитным полем. Фокусирующее действие однородного поля.....	231
4.6.5. Характеристики магнитных спектрометров для заряженных частиц.....	232
4.7. Времяпролетный метод спектрометрии нейтронов.....	233

ВВЕДЕНИЕ

Учебное пособие «Прикладная ядерная физика» предназначено для студентов факультета «Физика и экономика высоких технологий», обучающихся по специальностям «Физика кинетических явлений» и «Физика ядерных реакторов», изучающих курс в период занятий на кафедре «Прикладная ядерная физика». Пособие может быть также использовано аспирантами общетехнических, биологических и медицинских специальностей, желающими получить первичную подготовку по прикладной ядерной физике.

Настоящее пособие состоит из четырех разделов: «Физика атомного ядра», «Взаимодействие ядерных излучений с веществом», «Методы регистрации ядерных излучений» и «Методы спектрометрии ядерных излучений». В разделе «Физика атомного ядра» рассмотрены характеристики атомных ядер, радиоактивность атомных ядер и ядерные реакции как источники ядерных излучений. При рассмотрении характеристик атомных ядер основное внимание уделяется экспериментальным методам их определения. Законы радиоактивного распада представлены практически важными частными случаями этих законов, например, значительное место занимает рассмотрение законов накопления радиоактивности и явления векового равновесия. При анализе видов радиоактивности исследованы возможные схемы ядерных превращений и возникающие при них ядерные излучения, их энергетические спектры.

Рассмотрены также важные с практической точки зрения вопросы физики деления атомных ядер. С помощью жидко-капельной модели ядра дано объяснение процессам радиоактивного распада и спонтанного деления ядер, а также процессам деления под действием нейтронов. Проанализированы основные закономерности ядерных реакций: законы сохранения, импульсная диаграмма, эффективное сечение и его ход в зависимости от энергии частицы и от типа ядерной реакции. Для некоторых типов ядерных реакций даны характеристики получающихся в них продуктов.

В разделе «Взаимодействие ядерных излучений с веществом» рассмотрены физические основы теории прохождения заряженных частиц, фотонов и нейтронов через вещество. При изучении процессов прохождения фотонов через вещество основное внимание уделено трем эффектам: фотоэффекту, комптон-эффекту и эффекту образования пар. Рассмотрены характеристики вторичных излучений, которые образуются в

результате актов взаимодействия первичного излучения с веществом такие, как их спектр и угловое распределение. Определены способы экспериментального отличия эффектов друг от друга. Проанализирован также эффект ослабления потока фотонов и дано определение линейного и массового коэффициентов ослабления. При прохождении заряженных частиц через вещество отдельно рассмотрены физика взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом и особенности прохождения электронов в конденсированных средах. Большое внимание уделено тормозному излучению и рассеянию электронов, в том числе обратному. Отдельно проанализированы черенковское и переходное излучения, а также движение заряженных частиц в кристаллической решетке и связанные с ним эффекты каналирования и возникновения ондуляторного излучения. Анализ прохождения нейтронов через вещество учитывает эффекты, связанные с упругим рассеянием нейтронов (замедлением нейтронов) и последующей диффузией нейтронов. Рассмотрены случаи замедления нейтронов в различных средах в зависимости от их поглощения в среде. Уделено также внимание положениям радиационной физики, в особенности практически важным вопросам образования и отжига структурных дефектов при облучении вещества электронами, фотонами, нейтронами и заряженными частицами.

В третьем разделе представлены физические принципы регистрации ядерных излучений детекторами различных видов: газоразрядными, сцинтилляционными, твердотельными кристаллическими и полупроводниковыми, а также применение пороговых черенковских и ряда трековых детекторов. При рассмотрении детектирования ядерных излучений газоразрядными детекторами главное внимание уделено физике развития газового разряда и анализу вольт-амперной характеристики. Соответственно проанализированы особенности регистрации излучений и конструкции детекторов, работающих в разных областях вольт-амперной характеристики. На примере твердотельных детекторов показано преимущество детекторов с $p-n$ -переходом и представлены пути увеличения размера рабочей области.

Рассмотрение свойств сцинтилляционных детекторов затронуло основные механизмы люминесценции, способы построения сцинтилляционных детекторов, свойства и параметры фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Большое внимание уделено областям применения детекторов. Проанализированы также принципы работы черенковских детекторов, используемых как пороговые приборы, а также следующих трековых де-

текторов: камеры Вильсона, пузырьковой, эмульсионной и искровой камер.

В разделе «Методы спектрометрии ядерных излучений» представлены принципы измерения энергии ядерных излучений и работы спектрометров. Значительное внимание уделено анализу следующих характеристик спектрометров ядерных излучений: функции отклика, разрешению и разрешающей способности, светосиле. Проанализированы основные принципы работы спектрометров полного поглощения, особенности однокристалльных и многокристалльных спектрометров, их характеристики и конструкции.

Рассмотрены принципы работы магнитных спектрометров заряженных частиц с продольным и поперечным магнитными полями, связь их разрешения со светосилой, их абберации, а также области применения и конструкция спектрометров этого класса. Среди методов спектрометрии нейтронов выделены дифракционный и времяпролетный. Определены области их применения и получающиеся при этом характеристики.

1. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

Принятые обозначения в разделе 1

l, L – орбитальный момент количества движения ядра или частицы;
 J – полный момент количества движения всех электронов атома;
 Q – квадрупольный момент ядра;
 R – радиус ядра; пробег заряженных частиц;
 \vec{T} – изотопический спин ядра;
 μ – магнитный момент ядра или атома;
 P – чётность волновой функции состояния ядра;
 m, M – масса ядра или частицы;
 m_e – масса электрона;
 A – массовое число ядра; активность при α -распаде ядер;
 Z, z – заряд ядра или частицы (единичный заряд отвечает протону);
 I – собственный механический момент ядра;
 s, S – спин частицы;
 p_i – внутренняя чётность i -го нуклона;
 W – энергия ядерной реакции;
 ΔW – энергия связи ядра;
 E – кинетическая энергия ядра или частицы;
 U – потенциальная энергия взаимодействия частиц;
 \vec{p} – импульс ядра или частицы;
 \vec{v} – скорость ядра или частицы;
 H – гамильтониан взаимодействия частиц;
 T – среднее время жизни ядра;
 λ – постоянная распада ядра; длина волны нейтрона;
 ω_i – вероятность распада промежуточного ядра по i -му каналу в единицу времени;
 $T_{1/2}$ – период полураспада ядра;
 U_c – центробежный барьер для ядерной реакции;
 μ_{xy} – приведённая масса частиц x и y ;
 B_c – величина центробежного барьера при расстоянии, равном радиусу ядра;
 σ – микроскопическое сечение ядерной реакции;
 η_i – вероятность распада по i -му каналу;
 i – круговая частота колебаний частицы;
 l – линейная частота колебаний частицы;

$\rho(W)$ – плотность вероятности попадания в энергетический интервал $W \div W+dW$;

P_{ik} – вероятность перехода из всех состояний i в одно состояние k ;

w_{ik} – вероятность перехода из одного состояния i в одно состояние k ;

N – полное число ядер; число нейтронов в ядре;

K – коэффициент размножения нейтронов;

n – число нейтронов (в реакции деления);

η – число быстрых нейтронов, рождающихся в одном акте захвата нейтрона в реакции деления;

ε – удельная энергия связи; коэффициент размножения на быстрых нейтронах;

p – вероятность избежать резонансного захвата нейтрона;

f – коэффициент теплового использования нейтронов;

$\alpha; \beta; \gamma; \xi; \delta$ – коэффициенты в формуле Вайцзеккера.

Ядерная физика – наука о строении, свойствах и превращениях атомного ядра. В 1869 г. Д.И. Менделеев открыл зависимость химических свойств элементов от их атомных весов, то есть их валентности. Позднее выяснилось, что атомный вес элемента определяется общим числом нуклонов, а их валентность есть функция атомного номера, задающегося зарядом ядра, то есть числом протонов в ядре. В 1896 г. Беккерель обнаружил самопроизвольные превращения одних элементов в другие, чем положил начало изучению радиоактивности ядер.

В 1911 г. Резерфорд предложил новую модель атома, согласно которой атом представляет собой центральное положительно заряженное ядро очень малых размеров ($\sim 10^{-12}$ см) с распределенными вокруг него на относительно больших расстояниях ($\sim 10^{-8}$ см) электронами. Так как масса электронов очень мала, то вся масса атома практически сосредоточена в ядре. Таким образом, годом рождения науки “ядерная физика” можно считать 1911 г.

Суть прикладной ядерной физики состоит в том, что на основе достижений ядерной физики разрабатываются, создаются и применяются ядерно-физические методы, приборы и установки для исследования и контроля различных свойств вещества, объектов окружающей среды, технологических процессов.

1.1. Свойства ядер

Все атомные ядра можно разделить на две категории: стабильные и нестабильные (радиоактивные). Стабильные ядра остаются неизменными неограниченно долго, нестабильные испытывают самопроизвольные превращения. Основные характеристики стабильных ядер следующие: A – массовое число, Z – электрический заряд, M – масса, ΔW – энергия связи, R – радиус, \vec{I} – спин (собственный механический момент), $\vec{\mu}$ – магнитный момент, Q – квадрупольный электрический момент, \vec{T} – изотопический спин, P – четность волновой функции.

Радиоактивные ядра дополнительно характеризуются:

- типом радиоактивного *превращения* (α - или β -распад, спонтанное деление и др.);
- периодом полураспада $T_{1/2}$;
- кинетической энергией испускаемых частиц E .

Атомное ядро может находиться в различных энергетических состояниях. Состояние с наименьшей энергией называется основным, остальные — возбужденными. Основное состояние стабильного ядра стационарно. Возбужденные состояния любого ядра (в том числе стабильного) нестационарны (испытывают γ -переход или другой тип снятия возбуждения, например, путем испускания электронов конверсии).

Массовое число A определяется общим количеством нуклонов (протонов и нейтронов) в ядре. Общее число нуклонов в ядерных реакциях остается неизменным (закон сохранения числа нуклонов). Характеристики нуклонов (протонов и нейтронов) в сравнении с характеристиками электронов представлены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Некоторые сравнительные характеристики электронов, протонов и нейтронов

Частица	Масса			Заряд (ед. заряда электрона)	Спин, ед. \hbar
	Грамм	а.е.м.	МэВ/ c^2		
Электрон	$9.11 \cdot 10^{-28}$	$5.49 \cdot 10^{-4}$	0.511	-1	1/2
Протон	$1.672 \cdot 10^{-24}$	1.007276	938.25	+1	1/2
Нейтрон	$1.675 \cdot 10^{-24}$	1.008665	939.55	0	1/2

1 а.е.м. = 931 МэВ/ c^2 ;

\hbar – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме.

Массовое число ядра следует отличать от его массы M . Действительно, поскольку нуклоны в ядре связаны между собой, энергия покоя ядра определяется массами всех составляющих его нуклонов и энергией взаимодействия между ними. За атомную единицу массы ядер (а.е.м.) принята 1/12 часть массы атома углерода. Способ определения массы зависит от того, стабильно ли данное ядро. Для стабильных ядер обычно применяется метод масс-спектрометрии, основанный на законах движения заряженных частиц (ядер) в магнитном поле. Для определения массы нестабильного ядра следует использовать энергетический баланс реакции его радиоактивного превращения.

Величина энергии, которая требуется для того, чтобы разделить данное ядро на его составляющие, называется энергией связи ядра ΔW . Ее можно найти по формуле:

$$\Delta W = (Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z))c^2,$$

где m_p , m_n – массы протона и нейтрона; c – скорость света в вакууме.

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон ядра, называется удельной энергией связи, $\varepsilon = \Delta W/A$. Зависимость удельной энергии связи от числа нуклонов в ядре (массового числа A) приведена на рис.1.1, из которого видно, что удельная энергия связи немонотонным образом зависит от A .

Такой характер зависимости объясняется на основе капельной модели ядра и будет рассмотрен ниже. Кроме того, ход зависимости удельной энергии связи от полного числа нуклонов характеризуется пиками при

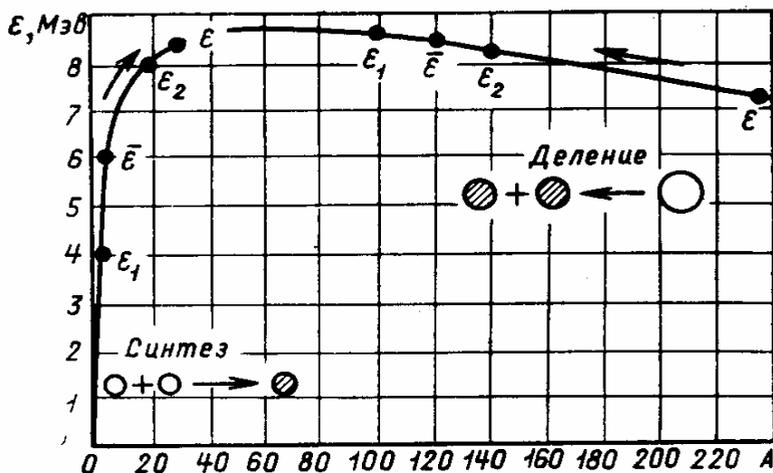


Рис.1.1. Зависимость удельной энергии связи от числа нуклонов

некоторых значениях массового числа (на рисунке не показаны). Наличие пиков объясняется существованием структуры уровней ядра: заполненному уровню отвечает максимальное значение удельной энергии связи. Возрастание удельной энергии связи от A у легких ядер и убывание её у тяжелых приводит к тому, что для малых A (легкие ядра) выгоден синтез ядер, а для тяжелых – их деление. Этот факт иллюстрирует также рис.1.1. Исходя из представлений о массе ядра как эквиваленте энергии покоя и из известного соотношения Эйнштейна: $E=mc^2$, можно сформулировать условие стабильности ядра относительно некоторого распада. Масса исходного стабильного ядра должна быть меньше суммарной массы ядер и частиц, образующихся в результате предполагаемого распада. Это возможно только при оптимальном соотношении между нуклонами.

Последний факт приводит к появлению группы ядер, обладающих минимально возможной массой, что иллюстрируется экспериментально полученной диаграммой, приведенной на рис.1.2.

Заряд атомного ядра Z определяется количеством протонов в ядре (и, следовательно, количеством электронов в атомных оболочках), которое совпадает с порядковым номером элемента в таблице Менделеева. Заряд определяет химические свойства всех нуклидов элемента.

Электрический заряд сохраняется во всех видах взаимодействий, рассматриваемых в ядерной физике (сильные, слабые, электромагнитные). Он определяется числом протонов в ядре.

Электрический заряд Z – интегральная характеристика ядра, он не дает представления о распределении заряда по объему ядра. Для определения величины Z можно использовать два эффекта: рассеяние заряженных частиц (закон Резерфорда) и зависимость энергии линии характеристического излучения атомного спектра от атомного номера элемента (закон Мозли).

Число $N=A-Z$ определяет количество содержащихся в ядре нейтронов.

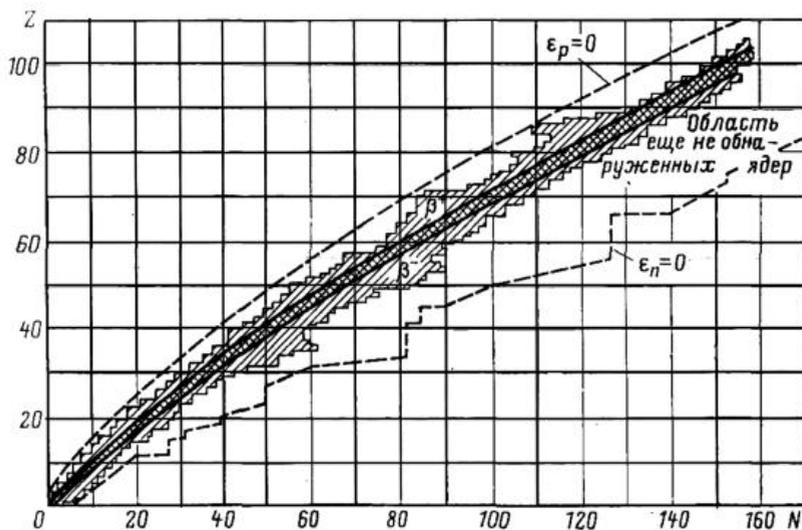


Рис. 1.2. Диаграмма стабильности ядер

Конкретное ядро (атом) с данными A и Z называют нуклидом. Ядро, содержащее A нуклонов и Z протонов, обычно обозначают (A, Z) , его массу – $M(A, Z)$, или ${}^A_Z\text{Э}$ (Э – символ элемента в таблице Менделеева), например: ${}^{14}_7\text{N}$ – азот-14, ${}^{12}_6\text{C}$ – углерод-12.

Ядра с одинаковым массовым числом A называются **изобарами** (${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{10}_6\text{C}$).

Ядра с одинаковым зарядом Z (числом протонов) – **изотопами** (${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$).

Ядра с одинаковым числом нейтронов $N=A-Z$ – **изотонами** (${}^{15}_7\text{N}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{17}_9\text{F}$).

Ядра-изобары, для которых $Z' = Z + 1, N' = N - 1$ называются **зеркальными**. (${}^3_1\text{H}$ и ${}^3_2\text{He}$; ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$).

Состояния радиоактивных ядер с одинаковыми A, Z , но резко отличающиеся периодом полураспада, называются **изомерными**, а сами ядра – **изомерами**.

Ядра, обладающие четным числом протонов и четным числом нейтронов, называются *четно-четными*; четным числом протонов и нечетным числом нейтронов – *четно-нечетными*; нечетным числом протонов и четным числом нейтронов – *нечетно-четными*; а нечетными числами протонов и нейтронов – *нечетно-нечетными*. Ядра, обладающие нечетным A , иногда называют просто *нечетными*.

Средний радиус атомного ядра R характеризует средний размер ядра в предположении, что ядро сферично. Для определения радиуса ядра используются как прямые (например, рассеяние быстрых частиц), так и непрямые методы, основанные на ядерных явлениях. Наиболее точный результат дает рассеяние электронов (нижний предел) и нейтронов (верхний предел). В результате радиус ядра можно описать следующей приближённой формулой:

$$R = rA^{1/3}, \text{ где } r = (1,2-1,5) \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Следует отметить, что из соотношения, определяющего радиус ядра, вытекает, что число нуклонов в единице объема сферического ядра (плотность ядерного вещества) не зависит от A . Практика, однако, показывает, что многие ядра несферичны.

Представление о форме ядра можно получить из рассмотрения квадрупольного электрического момента Q который представляет собой меру несферичности ядра. Квадрупольный момент равен нулю, если ядро сферическое; больше нуля, если оно представляет собой вытянутый эллипсоид вращения; и меньше нуля, если оно является сплюснутым эллипсоидом вращения. Для всех ядер со спином 0 или $1/2$ квадрупольный момент равен нулю.

Экспериментально определить квадрупольный момент ядра можно, анализируя структуру спектров сверхтонкого взаимодействия, а именно дополнительное расщепление линий энергетического спектра ядра. Действительно, в неоднородном электрическом поле, которое создается на ядре электронами, при наличии квадрупольного момента у ядер наблюдается изменение энергии уровня, используя которое можно, рассчитав величину градиента электрического поля, найти величину квадрупольного момента ядра.

Спин ядра \vec{I} и магнитный момент $\vec{\mu}$ отвечают за структуру ядерных уровней, а также за поведение ядра в магнитном поле. Спин ядра можно определить, используя структуру спектров, которая определяется взаимодействием механических моментов ядра (его спина) и электронов атомной оболочки \vec{J} , называемым сверхтонким взаимодействием. Действительно, систему электрон-ядро можно охарактеризовать полным механическим моментом \vec{F} , собственное значение квадрата которого можно найти, следуя квантово-механическому представлению, по формуле:

$$F(F + 1) = I(I + 1) + J(J + 1) + 2\vec{I}\vec{J}.$$

Из этой формулы следует, что квадрат полного момента, а, следовательно, и значение уровня энергии определяются взаимной ориентацией \vec{I} и \vec{J} . Всего существует $2 \min(I, J) + 1$ линий переходов между энергетическими уровнями. Поэтому момент ядра (спин) при $I < J$ определяется по числу линий непосредственно. В противоположном случае удобно использовать снятие вырождения по энергии в магнитном поле, в котором число уровней энергии станет равным $(2I+1)(2J+1)$. Для определения магнитного момента ядра можно использовать метод ядерного магнитного резонанса.

Наряду со спином ядра, структура ядерных уровней определяется четностью волновой функции данного состояния P , которая, в свою оче-

редь, определяется поведением волновой функции при инверсии координат: волновая функция либо меняет знак, либо нет. Четность не только задает структуру уровня, но и определяет правила отбора, наряду с механическим моментом, при актах распада ядер. Определить четность можно, используя правила отбора при распадах и измеряя вероятности переходов при снятии возбуждения с ядер. Полезно запомнить, что в основном состоянии спин ядер с четным числом протонов и нейтронов равен нулю, а четность его волновой функции положительна.

Важной характеристикой атомных ядер является также изотопический спин \bar{T} . Квадрат изотопического спина, который представляет собой квантово-механический вектор в изотопическом пространстве, определяет число изобар в семействе, которое равно $2T+1$, проекции на оси 1 и 2 считаются неопределенными, а его проекция на выделенную ось 3 в этом же пространстве – заряд изобара, который равен $T_3+A/2$. Квадрат изотопического спина является важной составляющей энергии взаимодействия нуклонов в ядре. Например, в системе из двух нуклонов невозможны связанные состояния, отвечающие $T = 1$ (в частности, из двух протонов или двух нейтронов), и возможно связанное состояние, отвечающее $T = 0$ (дейтрон). Такой эффект приводит к тому, что для легких ядер всегда предпочтительно состояние, при котором число протонов в ядре равно числу нейтронов.

1.2. Капельная модель ядра

В настоящее время нет законченной теории, которая объясняла бы все свойства атомного ядра и отвечала бы на следующие вопросы относительно его структуры и свойств.

1. Какие ядра стабильны, какие радиоактивны? Каковы виды радиоактивности, период полураспада, форма энергетического спектра и угловое распределение вылетающих частиц для радиоактивных ядер?

2. Чему равны радиус, масса, энергия связи, спин, магнитный момент, четность, квадрупольный электрический момент и другие характеристики любого ядра?

3. Каковы закономерности распределения энергетических состояний в атомном ядре в зависимости от спина, орбитального момента, четности и т. д.?

4. Чему равны вероятности переходов из возбужденных состояний в состояние с меньшей энергией для разных механизмов этих переходов в зависимости от параметров уровней?

5. По какому закону изменяются сечения взаимодействия налетающих частиц с ядрами при различных значениях их энергии?

Ввиду отсутствия полной теории ядра ответы на эти вопросы можно пытаться получить при помощи различных моделей атомного ядра. За основу той или другой ядерной модели берут некоторые выделенные свойства атомного ядра, которые считают главными при построении данной модели. Другими свойствами ядра в этой модели пренебрегают. Естественно, что модель ядра, построенная по такому принципу, имеет ограниченную область применения. Однако в пределах этой области каждая модель позволяет получить ряд интересных результатов.

Рассмотрим одну из моделей атомного ядра, так называемую *капельную модель*, построенную в предположении сильного взаимодействия между нуклонами. Эта модель относится к классу коллективных моделей (в ней рассматривается взаимодействие большого числа нуклонов).

Еще в 1911 г. Резерфорд для объяснения аномального рассеяния α -частиц предположил, что внутри атома имеется ядро шарообразной формы размером около 10^{-12} см. Позднее в результате анализа эмпирически обнаруженной связи между временем жизни α -радиоактивных ядер и энергией испускаемых ими α -частиц удалось оценить радиус этих ядер. Оказалось, что для всех α -радиоактивных ядер приблизительно можно считать, что для радиуса ядра справедлива формула: $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = (1,45 - 1,5) \cdot 10^{-13}$ см; A - массовое число.

Предположим, что закон $R \sim A^{1/3}$ справедлив не только для α -радиоактивных, но и для остальных ядер. Тогда масса любого ядра пропорциональна его объему ($A \sim R^3$), и, следовательно, все ядра имеют одинаковую концентрацию нуклонов: $n = A/V = A/(4/3)\pi R^3 \approx \approx 10^{38}$ нуклон/см³.

Плотность ядерного вещества в этом случае $\rho = n \cdot m_N$ (m_N - масса нуклона) составляет $10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14}$ г/см³, а значение среднего расстояния между нуклонами будет равно: $\delta = (V/A)^{1/3} \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см.

То, что плотность ядерного вещества всех ядер постоянна, говорит о его несжимаемости. Это свойство сближает ядерное вещество с жидкостью. О такой аналогии свидетельствует также пропорциональность

энергии связи ядра ΔW его массовому числу A , которую можно сравнить с линейной зависимостью энергии испарения жидкости от ее массы.

Из постоянства средней энергии связи на нуклон, $\varepsilon = \Delta W/A$, вытекает свойство насыщения ядерных сил. Это свойство углубляет аналогию с жидкостью, так как подобным же свойством обладают химические силы, связывающие молекулы жидкости. Все это позволяет построить капельную модель атомного ядра, по которой ядро представляет собой шарообразную каплю несжимаемой заряженной сверхплотной ядерной жидкости.

Капельная модель атомного ядра помогла объяснить многие явления. С ее помощью удалось получить полуэмпирическую формулу для энергии связи и массы ядра, объяснить многие особенности деления тяжелых ядер и некоторые закономерности α -распада, получить качественное представление о структуре первых возбужденных состояний четно-четных ядер, предсказать массы и энергии связи некоторых новых ядер.

Для построения модели, применимой к описанию достаточно широкого круга явлений, необходимо также учесть следующие соображения. Нуклоны, расположенные на поверхности ядра, взаимодействуют с другими нуклонами слабее, поскольку обладают ненасыщенными связями. Вклад этого эффекта, очевидно, пропорционален поверхности ядра. Кроме того, капля-ядро представляет собой образование с равномерно распределенными по объему протонами, между которыми действуют кулоновские силы отталкивания. Вклад этого эффекта обратно пропорционален радиусу ядра. Помимо того, должны быть учтены еще два эффекта:

- для легких ядер наиболее устойчивы ядра с равным числом протонов и нейтронов;
- из всех ядер наиболее устойчивы четно-четные, а наименее устойчивы нечетно-нечетные ядра.

Из капельной модели ядра и дополнительных предположений следует, что энергия связи ядра ΔW может быть выражена через его массовое число A и заряд Z .

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4} \quad (1.1)$$

Эта формула получила название «полуэмпирическая формула Вейцеккера» для энергии связи ядра.

Были найдены следующие значения коэффициентов α , β , γ , ζ , и δ в формуле (1.1):

$$\alpha = 15,75 \text{ МэВ};$$

$$\beta = 17,8 \text{ МэВ};$$

$$\gamma = 0,71 \text{ МэВ};$$

$$\zeta = 94,8 \text{ МэВ}.$$

Сопоставление с известными значениями масс чётно-чётных ядер даёт для $|\delta|$ величину, равную 34 МэВ, причем для чётно – чётных ядер величина δ положительна, для нечётно-нечётных ядер она отрицательна, а для нечётных ядер – равна нулю.

Так как масса атома определяется через энергию связи из соотношения:

$$\Delta W = ZM_{am}({}_1^1\text{H}) + (A-Z)m_n - M_{am}(A, Z),$$

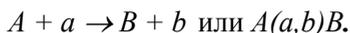
то формула Вейцеккера позволяет проводить также и вычисление массы атомов.

1.3. Общие закономерности ядерных реакций

Ядерными реакциями называются процессы взаимодействия между собой атомных ядер, а также атомных ядер с частицами, в том числе фотонами, в результате которых образуются новое ядро и другая частица.

Известно много различных типов реакций. В зависимости от частиц, вызывающих реакции, их можно классифицировать на реакции под действием нейтронов, под действием заряженных частиц и под действием фотонов. Последние идут благодаря не ядерному, а электромагнитному взаимодействию, но также относятся к ядерным реакциям, так как взаимодействие происходит в области ядра и приводит к его преобразованию.

Запись ядерных реакций напоминает запись химических реакций:



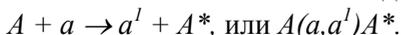
Слева – элементы, вступающие в реакцию: A – любое ядро, a – частица (протон, нейтрон, фотон или другое ядро). Справа – продукты реакции: B – ядро, возникающее в результате превращения ядра A , b – частица или ещё одно ядро, также рождающаяся в превращении.

Взаимодействие бомбардирующей частицы с ядром может привести к различным результатам. Возможны взаимодействия, при которых состав ядра-мишени и внутренняя энергия его не меняются. В результате столкновения частица и ядро разлетаются, подчиняясь закону упругого удара.

Взаимодействие такого рода носит название *упругого рассеяния* и записывается в виде:



Возможно также взаимодействие, при котором, как и в первом случае, остаются неизменными падающая частица и исходное ядро. Однако ядро находится в результате взаимодействия в возбужденном состоянии. Тогда сумма кинетических энергий ядра и частицы после столкновения будет меньше, чем их начальная кинетическая энергия до столкновения, ибо часть энергии пошла на возбуждение ядра. Такое взаимодействие называется неупругим рассеянием и записывается в виде:



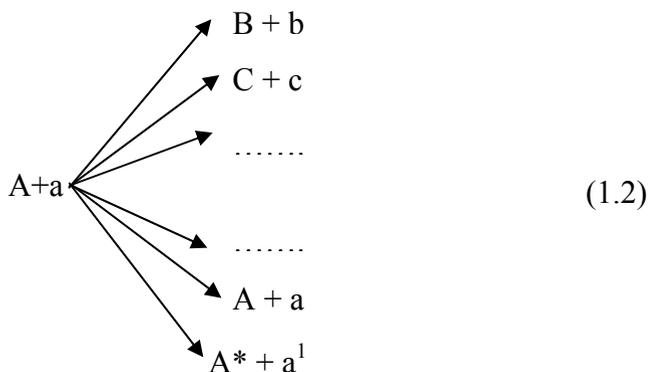
Если сравнивать ядерные реакции с химическими, то необходимо отметить, что при ядерных реакциях происходят более глубокие превращения вещества, т.е. превращения самих элементов. Энергия ядерных реакций на несколько порядков величины ($10^5 \div 10^6$ раз) больше энергии химических реакций.

Взаимодействия, при которых состав ядра-мишени изменяется, а, следовательно, вылетающая частица отлична от падающей, записываются первоначальной формулой и называются обычно ядерной реакцией. При очень большой энергии бомбардирующей частицы в результате реакции может родиться несколько частиц или ядер: b_1, b_2 и т.д.

Процессы взаимодействия частиц с ядрами часто происходят неоднозначно, т.е. реакция может идти несколькими конкурирующими способами, что иллюстрируется схемой (1.2), приведенной ниже:

Различные возможные пути протекания реакции (1.2) на втором этапе иногда называют *каналами* реакции. Начальный этап – *входной канал*, конечный – *выходной канал*. Каналы реакции отличаются друг от друга типом частиц, их внутренним состоянием и ориентацией их спинов и орбитальных моментов. Два последних случая в этой схеме – упругое и неупругое рассеяние.

С точки зрения механизма взаимодействия реакции могут быть разделены на два класса: реакции, идущие через промежуточную стадию образования составного ядра, и реакции прямого взаимодействия. Деление довольно условно, так как реакция может одновременно идти обоими способами.

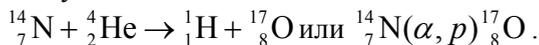


Наконец, особый, очень важный вид ядерных реакций представляет собой деление ядра, при котором первоначальное ядро A в результате реакции разламывается на два или иногда на три осколка, различающиеся по массам.

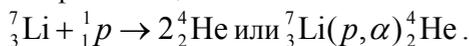
Кроме того, реакции различаются по их энерговыделению. Ядерные реакции, в которых выделяется энергия, называются *экзоэнергетическими*, а в которых энергия поглощается, – *эндоэнергетическими*.

При изучении ядерной реакции представляют интерес идентификация каналов реакции, сравнительная вероятность протекания ее по разным каналам при различных энергиях падающих частиц, энергия и угловое распределение образующихся частиц, а также их внутреннее состояние (энергия возбуждения, момент, четность, изотопический спин). Многие сведения о ядерных реакциях можно получить в результате применения законов сохранения, которые накладывают определенные ограничения на характер протекания ядерных реакций.

Первая ядерная реакция была открыта Резерфордом в 1919 г. При бомбардировке ядер азота альфа-частицами Резерфорд обнаружил освобождение быстрых протонов и появление ядер кислорода. Реакция идёт по следующему каналу:



Первая реакция, осуществлённая при помощи частиц, ускоренных на ускорителе – это реакция расщепления ядра лития под действием быстрого протона на две альфа-частицы:



1.4. Эффективное сечение ядерной реакции

Частица, соударяющаяся с ядром, может либо рассеяться, либо вызвать ядерное превращение. Эти процессы имеют определённую вероятность, которая в ядерной физике характеризуется эффективным сечением процесса, σ .

При прохождении через слой вещества параллельного потока частиц (например, нейтронов) последние будут взаимодействовать с ядрами, в результате чего они будут выбывать из параллельного пучка.

Пусть N - число частиц, падающих на фиксированную площадь тонкой мишени (т. е. такой, что ядра мишени не перекрывают, не затевают друг друга, рис. 1.3, а). Тогда эффективное сечение взаимодействия частиц с ядром определяется, как:

$$\sigma = dN / N n \delta, \quad (1.3)$$

где dN — число частиц, взаимодействующих в слое толщиной δ ; n — концентрация ядер в мишени. Из выражения (1.3) следует, что относительная доля dN/N провзаимодействовавших частиц равна относительной доле площади мишени $dS/S = \sigma n \delta$, занятой всеми ядрами, если приписать величине σ наглядный физический смысл площади поперечного сечения ядра.

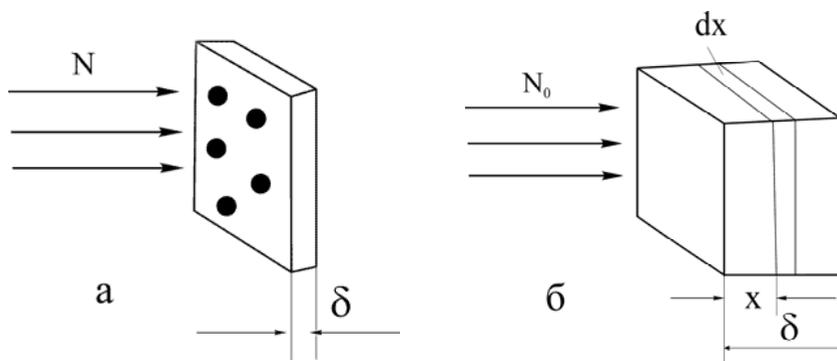


Рис. 1.3. Схемы к определению эффективного сечения, где: N_0 — число частиц, падающих на мишень; N — число частиц, падающих на слой толщиной δ , расположенный на глубине x

В случае толстой мишени плотность потока изменяется с глубиной слоя x , и для оценки числа частиц, прошедших через мишень, очевидно, надо составить дифференциальное уравнение для определения доли час-

тиц, взаимодействующих с ядрами мишени некоторого тонкого слоя мишени dx на глубине x (рис. 1.3, б):

$$dN = -N(x) \sigma n \cdot dx, \quad (1.4)$$

здесь dN – убыль числа частиц-нейтронов, поэтому в уравнении ставится знак «минус»; $N(x)$ – число нейтронов, дошедших до слоя мишени на глубине x ; dx – толщина слоя (см. рис. 1.3, б). Решение уравнения (1.4) получается в виде:

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma x} = N_0 e^{-\Sigma x},$$

где N_0 – число первичных нейтронов, падающих на поверхность мишени; $\Sigma = n\sigma$ – макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами, находящимися в единице объема.

В этом случае величине σ приписывается наглядный физический смысл геометрического поперечного сечения ядра πR^2 .

Число взаимодействий в единицу времени ($1/c$) равно $w = N \sigma v = \sigma v/V$, где v – скорость частицы; V – объем, где происходят взаимодействия.

Выберем $N = 1/V$, что соответствует нахождению одной частицы в объеме V . Тогда:

$$\sigma = \frac{w}{Nv} = \frac{wV}{v}. \quad (1.5)$$

Из формулы (1.5) видно, что сечение реакции должно быть обратно пропорционально скорости частицы.

1.5. Общие закономерности для эффективных сечений ядерных реакций

Ядерную реакцию $A+a \rightarrow B+b+W$ будем рассматривать как переход системы из двух частиц A и a из некоторого состояния X , в некоторое новое состояние Y (этому состоянию соответствует наличие двух частиц B и b).

Согласно квантовой механике вероятность перехода в единицу времени определяется, как:

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} |H|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (1.6)$$

где $|H|^2$ – матричный элемент взаимодействия, вызывающего переход ($X \rightarrow Y$); dn/dE – плотность энергетических уровней конечных состояний

$(B+b)$; dn – число возможных состояний свободной частицы по всем элементам объема фазового пространства, которым отвечают импульсы в интервале от p до $p + dp$, равное: $dn = \frac{4\pi p_b^2 dp_b}{|2\pi\hbar|^3} V$; $dE = v_b \cdot dp_b$; v_b и p_b –

скорость и импульс в системе центра инерций частиц конечного состояния $(B+b)$; V – объем составного ядра.

Однако, поскольку масса ядра B обычно велика по сравнению с массой частицы b , величины v_b и p_b могут быть измерены в лабораторной системе отсчета (о свойствах систем см. далее). Тогда плотность состояний, входящую в формулу (1.6), можно вычислить по формуле:

$$\frac{dn}{dE} = \frac{4\pi p_b^2 V}{(2\pi\hbar)^3 v_b} F(I_b, I_B), \quad (1.7)$$

где: $F(I_b, I_B)$ – множитель, зависящий от моментов количества движения испущенной частицы b и ядра B . Появление его связано с законом сохранения момента количества движения (возможны лишь те состояния, которые удовлетворяют закону сохранения момента количества движения). Обычно этот множитель равен числу возможных состояний:

$$F(I_b, I_B) = (2I_b + 1) \cdot (2I_B + 1). \quad (1.8)$$

Учитывая (1.6) и (1.7), можно записать, что вероятность перехода составит

$$w = \frac{1}{\pi\hbar^4} \frac{p_b^2}{v_b} V |H|^2 F(I_b, I_B),$$

а из (1.5) следует

$$\sigma = \frac{1}{\pi\hbar^4} \frac{p_b^2}{v_a v_b} V^2 |H|^2 F(I_b, I_B). \quad (1.9)$$

Матричный элемент $V|H|$, входящий в выражение (1.9), вообще говоря, неизвестен. Он имеет вид

$$VH = V \int \psi_{\text{конеч}}^* \cdot U \psi_{\text{нач}} d\tau,$$

где U – потенциальная энергия взаимодействия, равная нулю вне ядра; $d\tau$ – элемент объема фазового пространства; $\psi_{\text{конеч}}$ и $\psi_{\text{нач}}$ – волновые функции конечного и начального состояний системы; индекс* означает комплексное сопряжение. Для упрощения можно записать:

$$|V_{\text{яд}} H| = \bar{U} \cdot V_{\text{яд}} \cdot \left| \psi_{\text{нач}} \cdot \psi_{\text{конеч}}^* \right|, \quad (1.10)$$

где $\left| \psi_{\text{нач}} \cdot \psi_{\text{конеч}}^* \right|$ – усреднённое по объёму ядра произведение волновых функций; \bar{U} – средняя энергия взаимодействия, равная примерно глубине потенциальной ямы.

Выясним, как выражение (1.10) зависит от зарядов частиц, участвующих в реакции. Если частица «а» заряжена положительно, то вблизи ядра её волновая функция содержит множитель

$$\exp(-G_a/2), \quad \psi \sim \exp(-G_a/2),$$

$$\text{где } G_a = \frac{\sqrt{\frac{2m_a}{\hbar^2}}}{\int \sqrt{U_A - E_a} dr}.$$

Для высоких барьеров G_a приближённо равно:

$$G_a = \frac{\pi Z_A z_a e^2}{\hbar v_a}.$$

Здесь U_A – кулоновский потенциал ядра A , умноженный на заряд частицы a (кулоновское отталкивание); E_a и m_a – кинетическая энергия и масса налетающей частицы.

Если вылетающая частица заряжена положительно, то её волновая функция также содержит аналогичный множитель $\exp(-G_b/2)$.

Таким образом, для нейтральных частиц: $|V_{\text{яд}} H|^2 \sim (U \cdot V_{\text{яд}})^2$; для положительно заряженных частиц $|V_{\text{яд}} H|^2 \sim (UV_{\text{яд}})^2 \cdot \exp(-G_a - G_b)$.

1.6. Промежуточное (составное) ядро и его свойства

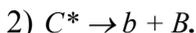
Известно, что ядерные силы действуют только на коротких расстояниях, но на этих расстояниях они очень велики. Поэтому частица, приближаясь к ядру на расстояние, равное радиусу действия ядерных сил, вступает в сильное взаимодействие с ближайшими ядерными частицами и отдаёт им часть своей энергии. Энергия налетающей частицы быстро перераспределяется между всеми нуклонами ядра. Таким образом, падающая частица и ядро мгновенно сливаются и образуют промежуточное состояние – *составное ядро*, находящееся всегда в сильно возбуждённом состоянии.

Энергия возбуждения может быть очень большой, но составное ядро в течение некоторого времени не будет распадаться, так как эта энергия распределяется между многими частицами внутри ядра.

Итак, реакция идёт в две стадии:



Возбуждённое составное ядро C^* – энергетически невыгодная система, поэтому она распадается с испусканием какой-либо частицы (знак * – индикатор возможного возбужденного состояния):

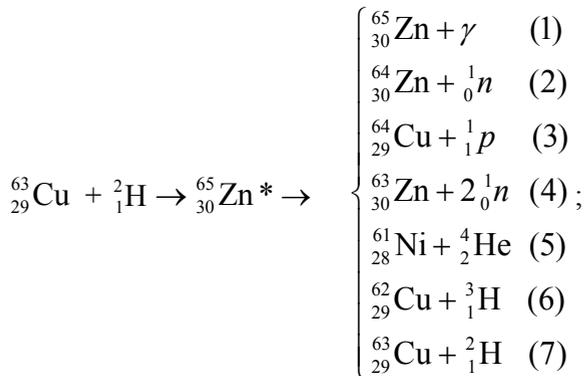


Вылет частицы происходит вследствие флуктуаций в распределении энергии между нуклонами, когда на какой-нибудь частице сконцентрируется достаточная для её вылета энергия. Эксперименты показали, что составное ядро является долгоживущей системой, по сравнению с характерным ядерным временем взаимодействия ($\sim 10^{-23}$ с).

Время жизни составного ядра $\sim 10^{-14} \div 10^{-16}$ с. Таким образом, захват ядром частицы с образованием составного ядра и вылет частицы разделены достаточно большим промежутком времени и представляют собой два независимых друг от друга этапа ядерной реакции.

Отсюда следует, что распад составного ядра не зависит от способа его образования и может происходить различными конкурирующими между собой путями. Оно может распасться несколькими способами, каждый из которых определяется полной энергией ядра. Эта энергия складывается из кинетической энергии бомбардирующей частицы и того выигрыша в энергии, который обусловлен слиянием этой частицы с ядром-мишенью.

Пример – ядро ${}_{30}^{65}\text{Zn}^*$. Оно образуется при взаимодействии ядра ${}_{29}^{63}\text{Cu}$ и дейтрона ${}_{1}^2\text{H}$, а его распад может происходить следующими способами:



Второй этап реакции зависит исключительно от относительной вероятности всех возможных конкурирующих процессов, но не от того, каким образом возникло ядро ${}_{30}^{65}\text{Zn}^*$.

Относительная вероятность каждого из этих путей распада зависит от энергии, приобретённой ядром ${}_{30}^{65}\text{Zn}$.

Для осуществления процессов (4 – 7) требуется энергия порядка энергии связи соответствующий частицы в ядре, поэтому их вероятность при небольших энергиях налетающих дейтронов мала, за исключением процесса (4), который встречается часто, когда бомбардирующая частица обладает достаточной энергией для протекания реакции.

Кулоновский барьер, создаваемый силами отталкивания протонов, для нейтронов не существует, поэтому они могут легче вылетать из ядра, чем протон, дейтрон или альфа-частица.

Это особенно справедливо тогда, когда ядро-мишень имеет большой Z . С другой стороны, если Z не очень велик, то в составном ядре нейтроны могут быть связаны сильнее, чем протоны, которые в этом случае испускаются ядром. Если Z не слишком велик, то имеется большая вероятность испускания альфа-частицы, так как на её образование требуется сравнительно небольшая энергия (порядка 4 МэВ).

Испускание дейтрона имеет малую вероятность, т.к. кроме энергии, необходимой для того, чтобы ему проникнуть сквозь потенциальный барьер, требуется ещё энергия около 14 МэВ, необходимая на образование дейтрона как отдельного целого. Поэтому испускание дейтрона происходит лишь тогда, когда энергия налетающей частицы достаточно высока.

Кроме протонов, дейтронов, альфа-частиц и нейтронов составное ядро может также испускать и другие частицы, например, тритий (${}^3_1\text{H}$) или ядро гелия-3 (${}^3_2\text{He}$). Однако, для освобождения этих частиц требуется затратить относительно большую энергию, поэтому эти процессы имеют малую вероятность.

Вернёмся к ядру ${}^{65}_{30}\text{Zn}^*$. Процесс (7) обратен процессу, в результате которого образуется составное ядро. Но в действительности обратимы и все остальные процессы, т.е. составное ядро ${}^{65}_{30}\text{Zn}^*$ может образоваться посредством любой из реакций (1 — 7). Таким образом, существует семь путей образования одного и того же ядра ${}^{65}_{30}\text{Zn}^*$ и шесть путей его распада (не считая процесс, обратный его образованию). Следовательно, возможны 42 различных ядерных реакции. Практически образование ${}^{65}_{30}\text{Zn}^*$ не может происходить путём одновременного захвата двух нейтронов, т.е. процесс, обратный процессу (4), можно считать исключительно редким.

Среди продуктов этих реакций устойчивыми являются лишь ${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{63}\text{Cu}$, ${}^{61}\text{Ni}$. Было показано, что при их бомбардировке соответственно n , ${}^2_1\text{H}$ и ${}^4_2\text{He}$ достаточно большой энергии действительно образуется ${}^{65}_{30}\text{Zn}^*$. При этом, когда это ядро образуется из ${}^{64}\text{Zn}$ и нейтрона малой энергии, то единственной реакцией распада, которая имеет некоторую вероятность, является испускание фотона. Следовательно, в этом случае энергия составного ядра недостаточна для испускания нуклона.

Небольшой избыток энергии возбуждения ядро теряет путём испускания γ -излучения. Если бомбардирующий дейтрон обладает большой энергией, то и составное ядро будет обладать энергией, достаточной для испускания частицы. Следовательно, в этом случае вероятность испускания фотона будет чрезвычайно мала и будут происходить другие реакции.

При образовании ${}^{65}_{30}\text{Zn}^*$ путём взаимодействия с дейтроном сравнительно небольшой энергии преобладающим процессом распада является (3). Если дейтрон обладает высокой энергией, то имеют место одновременно реакции распада (3) и (4).

Всё сказанное свидетельствует о косвенном влиянии способа образования составного ядра на последующий процесс его распада.

Параметры промежуточного ядра (энергия, момент и четность) не зависят от вида реакции, в которой образуется промежуточное ядро.

По прошествии достаточно длительного по сравнению со временем взаимодействия ядра с вызывающей реакцию частицей времени τ (время жизни промежуточного ядра) наступает второй этап ядерной реакции – распад промежуточного ядра. Он сопровождается либо вылетом нуклона, либо испусканием фотона, в общем случае возможны и другие процессы.

Следует подчеркнуть, что ядро представляет собой квантово-механическую систему, с одной стороны, подобную атому в целом, с другой стороны, имеющую свои характерные особенности, ибо энергетические условия в ядре совершенно иные. В отличие от атома ядро имеет большое число свободных энергетических уровней, верхние уровни расположены настолько тесно, что образуют квазинепрерывную последовательность.

Составное ядро, возникающее при захвате частицы, находится в энергетическом состоянии, соответствующем некоторому уровню энергии. Этот уровень не является строго определённым, а состояние не является стационарным, ибо имеется вероятность перехода в другое состояние ω . Среднее время жизни ядра в возбуждённом состоянии, $\tau = 1/\omega$, связано с неопределенностью энергии уровня соотношением $\Gamma \tau \geq \hbar$, где Γ – так называемая естественная ширина линии, которая принимается равной неопределенности энергии.

Ядро может распадаться различными путями: излучение фотонов, испускание нейтрона, протона и др. Поэтому вероятность распада можно представить в виде суммы парциальных вероятностей, каждая из которых характеризует один из путей распада:

$$\omega = \omega_\gamma + \omega_n + \omega_p + \dots = \Gamma_\gamma / \hbar + \Gamma_n / \hbar + \Gamma_p / \hbar + \dots \quad (1.11)$$

Относительная (парциальная) вероятность распада составного ядра по данному каналу равна

$$\eta_i = \omega_i / \omega = \Gamma_i / \Gamma, \quad (1.12)$$

где Γ_i – парциальная ширина (Γ_γ – радиационная, Γ_n – нейтронная и т. д.). Согласно теории Бора, относительные вероятности распада составного ядра не зависят от способа его образования. Это заключение подтверждается экспериментально при сравнении способов распада одинаковых

составных ядер (с теми же A , Z , W , I , T и P), полученных в различных ядерных реакциях.

Неопределённость в энергии какого-либо состояния тем больше, чем меньше время жизни этого состояния. Лишь основное состояние характеризуется строго определённым значением энергии (время жизни равно бесконечности). Если время жизни составного ядра относительно испускания фотонов равно 10^{-15} с, то ширина уровня для испускания фотонов будет $\sim 0,65$ эВ.

Различные случаи (конечная и бесконечно малая ширина линии) проиллюстрированы на рис. 1.4.

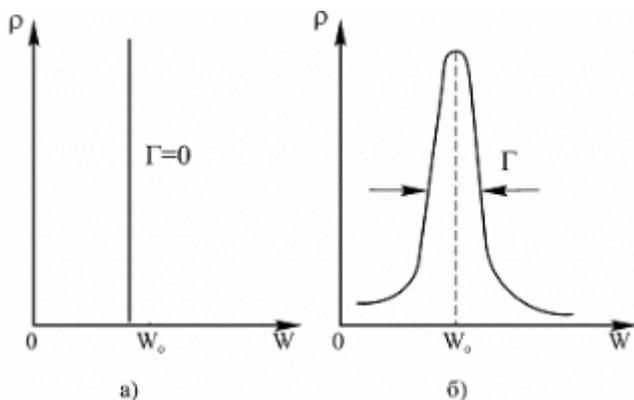


Рис. 1.4. Естественная ширина линии: W_0 – энергия, соответствующая резонансному состоянию, ρ – плотность вероятности попадания энергии в интервал от W до $W+dW$ при: а) $\Gamma=0$, б) $\Gamma \neq 0$

Состояния с малым временем жизни $\tau \approx 10^{-14}$ с существенно отличаются от долгоживущих стационарных и метастабильных состояний гораздо большей шириной Γ и называются квазистационарными состояниями. Они характеризуются $\Gamma \approx \hbar/\tau = \hbar\omega = 0,1$ эВ $\gg 0$, так, что вероятность нахождения системы в энергетическом состоянии W изображается не δ -функцией, а функцией $\rho(W)$, которая отлична от нуля не только при определенном значении энергии $W=W_0$, но и вблизи этого значения ($\omega = 1/\tau$ – вероятность распада промежуточного ядра). Размеры области, в которой $\rho(W) \neq 0$, определяются шириной максимума Γ (рис. 1.4, б). Если предположить, что распад промежуточного ядра происходит по закону радиоактивного распада, то можно показать, что функция $\rho(W)$ имеет вид:

$$\rho(W) = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{(W - W_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (1.13)$$

Подобный вид зависимости (1.13) называется дисперсионным. Рассмотрим реакцию ${}^{A-1}Z + {}^1n \rightarrow {}^AZ^*$. Избыток энергии, которым обладает ядро ${}^AZ^*$, равен энергии связи нейтрона в составном ядре ΔW_n плюс его кинетическая энергия, E_n , в системе центра инерции: $W = \Delta W_n + E_n(A-1)/A$.

Как уже отмечалось выше, промежуточное ядро может распадаться различными путями: излучать фотоны, испускать нейтроны, протоны и другие продукты распада. Полная и парциальные вероятности распада описываются формулами (1.11) и (1.12).

Дальнейшее рассмотрение особенностей ядерных реакций, идущих с образованием составного ядра, рассмотрим на примере ядерных реакций под действием нейтронов, протекающих с выделением энергии. Для подобных реакций данный механизм преобладает вплоть до кинетической энергии падающих нейтронов порядка 15-20 МэВ.

В реакции ${}^{A-1}Z + {}^1n \rightarrow {}^AZ^*$ полная ширина уровня составного ядра $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p$. При небольших кинетических энергиях нейтрона E_n вероятность испускания заряженных частиц мала, поэтому рассмотрим только два процесса: рассеяние нейтрона (n, n) и его радиационный захват (n, γ).

Относительные ширины Γ_γ и Γ_n существенно зависят от величины E_n . Если она велика, то составное ядро получает большой избыток энергии. В этом случае энергия, которая должна быть сконцентрирована на нулоне (нейтроне), составляет небольшую часть всей энергии ядра и вероятность такой флуктуации будет достаточно велика. В этом случае $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$.

При малой величине кинетической энергии, E_n (~1 эВ), нейтрон приносит в составное ядро практически только энергию его связи ΔW_n . Вероятность того, что в этом случае на одном из нейтронов в ядре путем флуктуаций сконцентрируется энергия, достаточная для его вылета, будет мала. В этом случае снятие возбуждения с ядра происходит за счет испускания фотона – фотона энергии и $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$.

В некоторых случаях энергия, приносимая нейтроном в составное ядро (с учетом приведенной массы), равна энергии одного из квазистационарных уровней составного ядра. Тогда вероятность захвата нейтрона резко возрастает. Это – *явление резонанса*.

Разделение процесса ядерной реакции на два этапа – образование промежуточного ядра и его распад – позволяет проводить вычисление сечения реакции σ_i в виде: $\sigma_i = \sigma^* \eta_i$, где σ^* – сечение образования промежуточного ядра, а η_i – вероятность его распада по данному каналу.

Американские учёные Брейт и Вигнер вывели формулы, связывающие σ с вероятностями процессов рассеяния нейтронов и радиационного захвата, используя дисперсионное соотношение и принцип детального равновесия. Сущность принципа детального равновесия заключается в следующем. Поскольку ядерная реакция обратима, то вероятность w_{12} перехода из одного состояния X в одно состояние Y должна совпадать с вероятностью перехода w_{21} из одного состояния Y в одно состояние X , т.е. должно иметь место равенство: $w_{12} = w_{21}$. Тогда вероятность перехода из одного состояния X во все состояния Y , P_{12} , будет в $(2I_b + 1)(2I_B + 1)$ раз больше (см.(1.8)), чем w_{12} , а вероятность перехода из одного состояния Y в одно состояние X , P_{21} , будет в $(2I_a + 1)(2I_A + 1)$ раз больше, чем w_{21} . Следовательно, имеет место равенство:

$$(2I_a + 1)(2I_A + 1)P_{12} = (2I_b + 1)(2I_B + 1)P_{21} . \quad (1.14)$$

Равенство (1.14) и выражает принцип детального равновесия. Стоит отметить, что, если в реакции образуется только ядро B , а частица b не испускается, то спиновый множитель в правой части равенства (1.14) равен $2I_B + 1$.

Если де-Бройлевская длина волны нейтрона λ ($\lambda = h/p$, $h = 2\pi\hbar$) велика по сравнению с радиусом ядра $R_{яд}$ (т.е. E_n мало), то используя формулы (1.13) и (1.14) получаем:

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma_c = f(I) \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} ,$$

$$\sigma(n, n) = \sigma_s = f(I) \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} ,$$

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_s = f(I) \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E_n - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} ,$$

где $f(I) = f(I_A, I_a, I_C) = \frac{(2I_C + 1)}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)}$, E_0 – кинетическая энергия нейтрона, соответствующая возбуждению резонансного уровня.

$$\text{При } E_n = E_0 \quad \sigma_c^{\max} = f(I) \frac{\lambda_0^2}{\pi} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2};$$

$$\sigma_s^{\max} = f(I) \frac{\lambda_0^2}{\pi} \cdot \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma^2}, \text{ где } \Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma.$$

При малых энергиях $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$ резонансное сечение почти полностью относится к радиационному захвату, то есть

$$\sigma^{\max} = f(I) \frac{\lambda_0^2}{\pi} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \cong \sigma_c^{\max}. \text{ Так как } \lambda \text{ велика, то в резонансе } \sigma \gg \pi R^2.$$

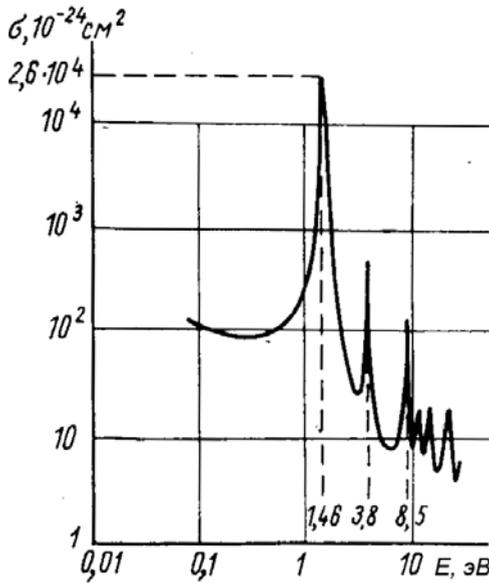


Рис. 1.5. Зависимость сечения (n, γ) -реакции для индия от энергии нейтронов

Например, резонанс в сечении радиационного захвата на $^{115}_{49}\text{In}$ при $E_n = 1,44$ эВ приводит к росту сечения радиационного захвата, σ_c до $\sim 26000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ (рис.1.5).

Проанализируем формулу Брейта — Вигнера для радиационного захвата в разных областях энергии падающих нейтронов. Предположим, что $E \ll E_0$. Тогда, с учетом того, что $\lambda^2 \sim \frac{1}{p^2} \sim \frac{1}{v^2}$, $\Gamma_n \sim v$, $\Gamma_\gamma = \text{const}$,

$\sigma(n, \gamma) \sim 1/v$, то есть сечение радиационного захвата вдали от резонанса при уменьшении энергии нейтрона растет по закону $E^{-1/2}$. Именно поэтому очень многие вещества с большим сечением захвата поглощают тепловые нейтроны. При $E > E_0$ сечение снова уменьшается.

Второй возможный резонансный процесс — упругое резонансное рассеяние. Этот процесс обычно маловероятен для медленных нейтронов из-за сильной конкуренции радиационного захвата. Однако с ростом энергии нейтронов относительная роль упругого резонансного рассеяния

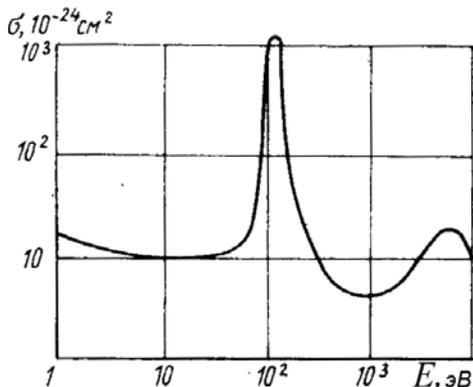


Рис. 1.6. Резонансы в сечении рассеяния нейтронов ядрами кобальта -59

повышается, так как нейтронная ширина Γ_n растет с энергией нейтрона ($\Gamma_n \sim v$).

Примером является резонанс в сечении рассеяния $^{27}_{59}\text{Co}$ при энергии $E_n = 115$ эВ (рис. 1.6).

Кроме того, рассеяние медленных нейтронов происходит за счет процесса потенциального рассеяния (без захода нейтрона в ядро), величина сечения для которого равна $4\pi R^2$ или $1 \div 10$ барн.

Поэтому при рассмотрении рассеяния надо учитывать возможность интерференции между рассеянными волнами нейтронов при резонансном и потенциальном рассеянии.

В принципе возможно и резонансное (n, p) — взаимодействие, но из-за кулоновского барьера для образующихся протонов оно не осуществляется.

1.7. Энергия ядерной реакции

Закон сохранения энергии для ядерной реакции вида $a + A \rightarrow b + B$ можно записать в виде:

$$W_1 = W_2 \quad \text{или} \quad E_{01} + E_1 = E_{02} + E_2,$$

где E_{01} и E_{02} – энергия покоя, а E_1 и E_2 – кинетические энергии начальных и конечных частиц, где $E_{01}=(M_A+m_a)c^2$; $E_{02}=(M_B+m_b)c^2$; $E_1=E_A+E_a$ (если ядро-мишень покоится, то $E_A=0$ и $E_1=E_a$); $E_2=E_B+E_b$.

В общем случае $E_{01}\approx E_{02}$. Разность $E_{01}-E_{02}$ называется энергией реакции и обозначается буквой W : $W=E_{01}-E_{02}=E_2-E_1$.

Если $W>0$, то соответствующая реакция сопровождается увеличением кинетической энергии за счет уменьшения энергии покоя и называется **экзоэнергетической**. Экзоэнергетическая реакция может идти при любой кинетической энергии падающей частицы (если только эта энергия достаточна для преодоления кулоновского барьера ядра в случае заряженной частицы).

Если $W<0$, то реакция сопровождается возрастанием энергии покоя за счет уменьшения кинетической энергии и называется **эндоэнергетической**. Эндоэнергетическая реакция может идти только при достаточно высокой кинетической энергии падающей частицы.

Наконец, случаю $W=0$ соответствует упругое рассеяние, при котором $E_1=E_2$ и $E_{01}=E_{02}$, т. е. сохраняется не только полная, но и кинетическая энергия, а значит, и энергия покоя, т. е. масса частиц. Процесс упругого соударения сводится только к перераспределению кинетической энергии между сталкивающимися частицами в лабораторной системе координат (Л-системе). (Как известно, в системе центра инерции при упругом соударении сохраняется кинетическая энергия каждой частицы.)

При построении энергетической схемы ядерных реакций будем руководствоваться следующими соображениями. Прежде всего, будем рассматривать задачу в Л-системе, то есть, положим, импульс ядра мишени равным нулю. Далее, следуя Н.Бору, предположим, что данная реакция идет через образование составного ядра, C^* , с вполне определенными параметрами (зарядом, массой, системой уровней, моментом и другими квантовыми числами), которое существует достаточно длительное время $t\approx 10^{-14}$ с по сравнению с ядерным временем $t_{\text{яд}}\approx 10^{-24}$ с.

На втором этапе ядерной реакции промежуточное ядро распадается на продукты реакции по схеме: $C^*\rightarrow B+b$.

Рассмотрим первый этап ядерной реакции – образование промежуточного ядра C – и запишем для него законы сохранения импульса и энергии:

$$\vec{p}_a = \vec{p}_C, \quad (1.15)$$

$$(M_A+m_a)c^2+E_a=M_C^*\cdot c^2+E_C.$$

Здесь p_C – импульс промежуточного ядра; E_C – его кинетическая энергия и $M_C^* \cdot c^2$ – энергия покоя.

Звездочка над M_C означает, что промежуточное ядро может образоваться в возбужденном состоянии, так что $M_{C^*} \cdot c^2$ определяет его энергию покоя в возбужденном состоянии. Значение E_C легко вычисляется:

$$E_C = \frac{p_C^2}{2M_C^*} = \frac{m_a}{M_C^*} E_a. \quad (1.16)$$

Подставляя найденное из (1.16) значение E_C в выражение (1.15), получаем:

$$M_{C^*} \cdot c^2 = (M_A + m_a)c^2 + E_a (1 - m_a/M_{C^*}). \quad (1.17)$$

В выражении (1.17) второе слагаемое составляет ничтожную долю от первого, так как оно меньше кинетической энергии падающей частицы $E_a \leq 10$ МэВ, в то время как первое слагаемое $(M_A + m_a)c^2 \geq 931$ МэВ. Поэтому в первом приближении $M_{C^*} \cdot c^2 \approx (M_A + m_a)c^2$. Подставляя это выражение в правую часть соотношения (1.17), получаем достаточно точное второе приближение для $M_{C^*} \cdot c^2$:

$$M_{C^*} \cdot c^2 = (M_A + m_a) c^2 + M_A E_a / (M_A + m_a). \quad (1.18)$$

Аналогично, подставляя выражение (1.18) в (1.16), получаем: $E = m_a E_a / (M_A + m_a)$.

Зная массу возбужденного промежуточного ядра, легко определить для него энергию возбуждения:

$$W_{\text{возб}} = M_{C^*} \cdot c^2 - M_C \cdot c^2 = (M_A + m_a - M_C)c^2 + M_A E_a / (M_A + m_a).$$

Первое слагаемое данного соотношения выражает энергию связи $\Delta W_a(C)$ частицы a относительно промежуточного ядра C . Что касается второго слагаемого, то оно равно кинетической энергии E_1' частиц A и a в с. ц. и. (относительная кинетическая энергия):

Таким образом, энергия возбуждения промежуточного ядра C складывается из энергии связи падающей частицы в промежуточном ядре $\Delta W_a(C)$ и кинетической энергии частиц a и A в с. ц. и.: $W_{\text{возб}} = \Delta W_a(C) + E_1'$.

Заметим, что $W \neq 0$ даже при $E_1' = 0$ (т. е. при $E_a = 0$).

Изобразим процесс образования промежуточного ядра с помощью энергетической схемы (рис. 1.7, левая половина). Процесс распада промежуточного ядра на частицы B и b очевидно, должен быть изображен

аналогично (рис. 1.7, правая половина), с той только разницей, что средняя линия определяет энергию покоя частиц B и b , а ее расстояние до нижней и верхней линий – соответственно энергию связи частицы b в промежуточном ядре и относительную кинетическую энергию частиц B и b (в системе центра инерции). На рис. 1.8 изображена схема эндонергетической реакции ($W < 0$). Из рисунка видно, что

$$W = E_2' - E_1' = \Delta W_a - \Delta W_b.$$

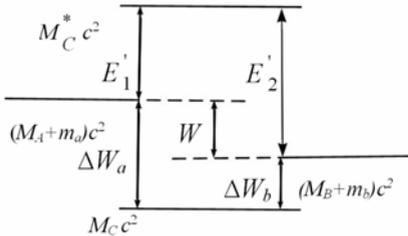


Рис. 1.7 Энергетическая схема образования и распада промежуточного ядра

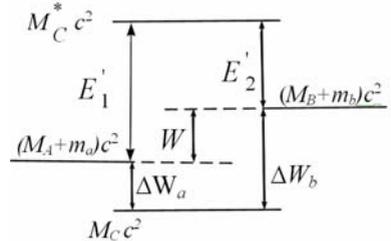


Рис. 1.8 Энергетическая схема эндонергетической реакции

Схема эндонергетической реакции отличается от схемы экзонергетической реакции, изображенной на рис. 1.7, тем, что $(M_B + m_b)c^2 > (M_A + m_a)c^2$. В связи с этим: $E_2' - E_1' = W < 0$ и $E_1' = |W| + E_2'$.

Таким образом, всегда $E_1' \geq |W|$. Знак равенства соответствует минимальному значению кинетической энергии частиц A и a , при котором реакция еще возможна: $(E_1')_{\min} \geq |W|$.

Используя $E_1' = M_A E_a / (M_A + m_a)$, получаем условие для минимальной (пороговой) энергии в Л-системе.

$$(E_a)_{\min} = \frac{M_A + m_a}{M_A} |W|.$$

1.8. Частные случаи сечений ядерных реакций.

Вернемся к анализу соотношения (1.9) для сечения ядерной реакции и рассмотрим ряд часто встречающихся частных случаев.

1.8.1. Упругое рассеяние нейтральных частиц на массивных ядрах (реакция типа (n,n))

В этом случае $v_a = v_b$, следовательно, $p^2/v_a v_b = (m_n)^2 = \text{const}$; при малых энергиях $|H| \approx \text{const}$; Отсюда,

$$\sigma = \frac{1}{\pi \hbar^4} \frac{p_b^2}{v_a v_b} V^2 |H|^2 F(I_b, I_B) \approx \text{const}, \sigma \approx \text{const}.$$

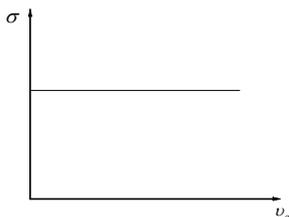


Рис. 1.9. Зависимость сечения упругого рассеяния от скорости нейтрона

Зависимость сечения упругого рассеяния нейтронов от их скорости иллюстрируется рис.1.9.

Такая зависимость сечения упругого рассеяния характерна для малых энергий нейтронов, когда рассеяние изотропно. При возрастании энергии нейтрона возрастает роль рассеяния вперед, сечение при больших энергиях стремится к величине $2\pi R^2$.

1.8.2. Неупругое рассеяние нейтральных частиц (n, n') .

В этом случае ядро остаётся в возбуждённом состоянии. Процесс эндонергетичен; энергия реакции W приблизительно равна энергии возбуждения ядра. Для энергий налетающих нейтронов, лишь немного превышающих энергию порога, скорость налетающей частицы $v_n \approx v_a \text{ const}$, поскольку относительное изменение ее энергии мало. Но скорость вылетающей частицы $v_{n'} = v_b$ изменяется вблизи порога сравнительно быстро,

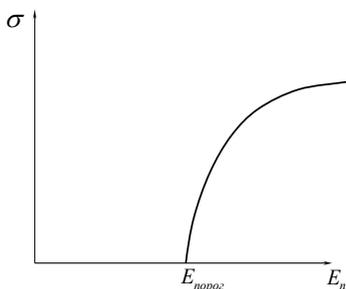


Рис.1.10. Зависимость сечения неупругого рассеяния нейтрона от энергии

пропорционально превышению энергии над порогом и сильно зависит от энергии возбужденного состояния составного ядра. Следовательно, множитель $\frac{p^2}{v_a v_b}$ пропорционален $v_{n'}$, в свою очередь, скорость вылетающей частицы $v_{n'}$ пропорциональна корню квадратному из избытка энергии над ее пороговым значением, т.е. соот-

ответствующим возникновению возбужденного состояния значению. Таким образом, вблизи порога $\sigma \sim \sqrt{(E_n - E_{\text{пор}})}$ (рис. 1.10).

1.8.3. Экзоэнергетическая реакция, налетающая частица не заряжена и имеет небольшую энергию: (n, α) , (n, p) , (n, γ) , (n, n') .

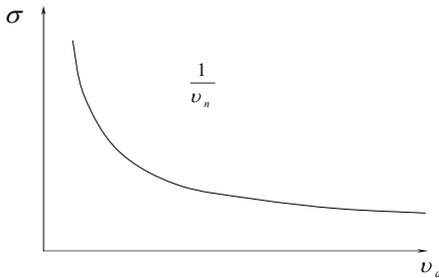


Рис.1.11. Зависимость сечения экзоэнергетической реакции под действием нейтрона с вылетом заряженной частицы от скорости нейтрона

При экзоэнергетических реакциях освобождается энергия много большая, чем энергия налетающей частицы. Можно считать, что $W \sim 1$ МэВ, а $E_n \sim 1$ эВ. Поэтому $v_b \approx \text{const}$. Следовательно

$$\frac{p^2}{v_a v_b} \sim 1/v_a, \quad |H|^2 \text{ в общем}$$

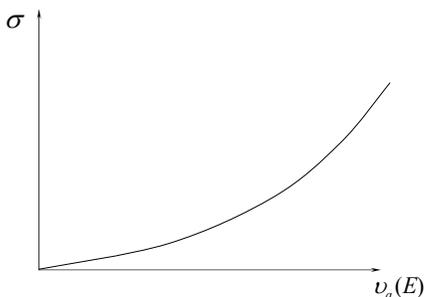
случае пропорционален $\exp(-G_a - G_b) = \exp(-G_n - G_b)$. При этом величина $\exp(-G_b)$

почти постоянна, так как она зависит от почти постоянной энергии вылетающей частицы E_b , а $\exp(-G_n) = 1$, так как нейтрон не заряжен.

Таким образом, в этом случае $\sigma \sim 1/v_a$. Такая зависимость сечения называется «закон $1/v$ » (рис.1.11).

1.8.4. Экзоэнергетическая реакция, налетающая частица заряжена: (p, n) , (α, n) , (α, γ) , (p, γ)

Для энергий налетающей частицы, малых по сравнению с W , множитель



тель $\frac{p^2}{v_a v_b} \sim 1/v_a$. В выражение

для сечения σ войдет, очевидно, проникаемость барьера для налетающей частицы $\exp(-G_a)$, которая растет с увеличением v_a .

Таким образом,
 $\sigma \sim 1/v_a \exp(-G_a)$ (рис.1.12)

Рис.1.12. Зависимость сечения экзоэнергетической реакции под действием заряженной частицы от ее скорости

1.8.5. Эндоэнергетическая реакция. Налетающая частица не заряжена, вылетающая – заряжена. Реакции типа (n, α) , (n, p)

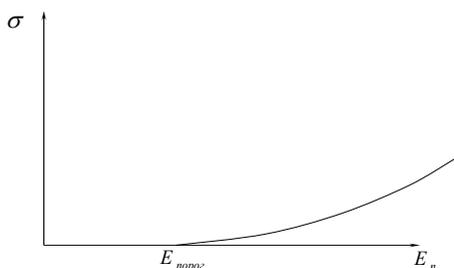


Рис.1.13. Зависимость сечения эндоэнергетической реакции под действием нейтрона с вылетом заряженной частицы от энергии нейтрона

Реакция имеет порог. Как и в случае неупругого рассеяния нейтронов вблизи порога v_b изменяется сравнительно быстро, так что v_b^2 пропорционален избытку кинетической энергии нейтрона (избытку энергии над ее пороговым значением).

Поэтому, как и при реакции (n, n') , множитель $p_b^2/v_a v_b$ пропорционален корню квадратному от избытка энергии, а множитель $\exp(-G_b)$ непостоянен и его влияние будет преобладающим. Итак, здесь $\sigma \sim \sqrt{(E_n - E_{\text{пор}})} \cdot \exp(-G_b)$ (рис. 1.13). Следует отметить, что подобный ход сечения в зависимости от энергии характерен и для ядерных эндоэнергетических реакций под действием заряжен-

ных частиц, только он несколько более пологий в связи с наличием кулоновского барьера.

1.9. Законы сохранения

1.9.1. Законы сохранения электрического заряда и барионного заряда

Экспериментальное изучение ядерных взаимодействий показало, что во всех без исключения случаях суммарный электрический заряд частиц, вступающих в реакцию, равен суммарному электрическому заряду продуктов реакции. Кроме того, сохраняется полное число нуклонов.

Оба закона сохранения справедливы в ядерных реакциях и в ядерных превращениях типа радиоактивных распадов: β -распад, α -распад, e -захват, спонтанное деление, а также в любых других взаимодействиях.

Очевидно, что закон сохранения числа нуклонов свидетельствует об отсутствии в природе процессов типа: $p+e\rightarrow 2\gamma$ («аннигиляция» атома водорода), т. е. о стабильности нашего мира.

Закон сохранения числа нуклонов применительно к рассмотренным простейшим ядерным реакциям означает сохранение в них массового числа A . Поэтому можно ввести понятие нуклонного (ядерного) заряда, численное значение которого для нейтрона и для протона равно единице, а для атомного ядра совпадает с его массовым числом A . Этот закон сохранения может быть обобщен на реакции с любыми тяжелыми (начиная с нуклонов) частицами, которые называются барионами. Вместо нуклонного заряда им приписывают барионный заряд B , который для барионов полагается равным единице, а для их античастиц – минус единице. Поскольку протон и нейтрон относятся к семейству барионов, их барионные заряды равны единице. Закон сохранения барионного заряда можно сформулировать следующим образом: в любых ядерных реакциях барионный заряд сохраняется.

1.9.2. Законы сохранения энергии и импульса

Большое удаление атомных ядер друг от друга в конденсированном веществе ($\approx 10^{-8}$ см) при малых собственных размерах ($\approx 10^{-12}$ см), малый радиус действия ядерных сил и малая величина химической связи по сравнению с энергией связи ядра позволяют считать систему из двух взаимодействующих ядерных частиц замкнутой (изолированной) систе-

мой. В изолированной системе, в которой действуют только консервативные силы, сохраняются полная энергия и полный импульс частиц, входящих в эту систему.

На основе законов сохранения энергии и импульса находят скорость и (или) энергию возникающих в результате ядерной реакции частиц, а также зависимость энергии вылетающих частиц от угла вылета или в ряде случаев энергию или импульс первичных частиц.

Для этого необходимо рассмотреть особенности кинематики взаимодействий, приводящих к тем или иным превращениям.

Рассмотрим две системы отсчета. Одну из них, в которой ядро-мишень покоится, назовем **лабораторной**, или Л - системой.

Вторую систему, координаты которой определяются по формуле:

$$r_c^{\rightarrow} = \sum_1^N m_i r_i^{\rightarrow} / \sum_1^N m_i,$$

где m_i и r_i^{\rightarrow} - масса i -ой частицы и ее координата, назовем системой **центра масс**, или Ц - системой. Для этой системы отсчета соблюдается следующая закономерность:

$\sum_1^N p_i^{\rightarrow*} = 0$, где p_i^{\rightarrow} - импульс i -ой частицы.

Импульсы частиц в Л- и Ц-системах связаны соотношением:

$p^{\rightarrow} = p^{\rightarrow*} + p_{trans}^{\rightarrow}$, где переменные $p^{\rightarrow*}$ и p^{\rightarrow} соответствуют импульсам в Ц- и Л- системах, а $p_{trans}^{\rightarrow} = m p^{\rightarrow} / \sum_1^N m_i$.

Пусть имеется процесс, который можно описать следующим образом: $a+A \rightarrow b+B$. Далее предположим, что $\vec{p}_A = 0$ в Л-системе. Тогда имеем:

$$p_a^{\rightarrow} = p_b^{\rightarrow} + p_B^{\rightarrow} - \text{по закону сохранения импульса.}$$

Применим теперь закон сохранения энергии. Здесь необходимо учитывать, что взаимодействие частиц с веществом может быть упругим и неупругим. Будем характеризовать выделившуюся энергию энергией реакции W . В случае протекания процесса с выделением энергии она положительна, $W > 0$; в случае процесса с поглощением энергии она отрицательна, $W < 0$; а в случае упругого рассеяния, суммарная кинетическая энергия системы взаимодействующих частиц не меняется, и $W = 0, a=b, A=B$.

Энергия налетающей частицы плюс энергия, выделяющаяся в превращении, расходуются на кинетическую энергию получившихся частиц, т.е. имеет место равенство:

$$W + p_a^2 / 2m_a = p_b^2 / 2m_b + p_B^2 / 2m_B .$$

В Ц - системе имеем : $p_b^{\rightarrow*} = -p_B^{\rightarrow*}$. Переходя в Л-систему, получаем:

$$p_b^{\rightarrow} = m_b p_a^{\rightarrow} / (m_b + m_B) + p_b^{\rightarrow*} ; p_B^{\rightarrow} = m_B p_a^{\rightarrow} / (m_b + m_B) - p_b^{\rightarrow*} .$$

Подставляя выражение для импульсов частиц в формулу для закона сохранения энергии, имеем:

$$W + p_a^2 \cdot m_A / (2m_a(m_a + m_A)) = p_b^{*2} / 2\mu_{bB} ,$$

где $\mu_{bB} = m_b m_B / (m_b + m_B)$.

Окончательно получаем:

$$p_b^* = \sqrt{2\mu_{bB} (W + E_a \cdot m_A / (m_a + m_A))} .$$

Таким образом, все возможные значения импульсов частиц определяются значениями, которые приобретает \vec{p}_b^* и угол рассеяния.

Существует удобная графическая интерпретация правила нахождения всех возможных значений \vec{p}_b^* (см. рис. 1.14). Действительно, если задаться определенным масштабом, то можно провести отрезок, равный по величине p_a^{\rightarrow} , направление которого должно совпадать с направлением импульса частицы a . Если разделить этот отрезок на части, пропорциональные массам частиц, получившихся в результате превращения, то получатся импульсы переносного движения этих частиц: $p_{b \text{ trans}}$ и $p_{B \text{ trans}}$. Точка O , делящая построенный отрезок в данном отношении, есть центр окружности радиусом $|\vec{p}_b^*|$, которая определяет все возможные значения полного импульса частиц, получившихся в результате превращения.

Имеются три возможности: импульс переносного движения рассматриваемой частицы меньше её импульса в системе центра масс; импульс переносного движения частицы равен ее импульсу в системе центра масс; импульс переносного движения частицы больше импульса ее в системе центра масс.

В первом случае частица может вылететь под любым углом по отношению к направлению импульса падающей частицы, а между углом вы-

лета и значением импульса частицы, образовавшейся в результате реакции, существует взаимно-однозначное соответствие.

Во втором случае максимальный возможный угол вылета частицы равен 90° , при этих условиях импульс частицы равен нулю. При угле вылета, меньшем 90° , сохраняется взаимно-

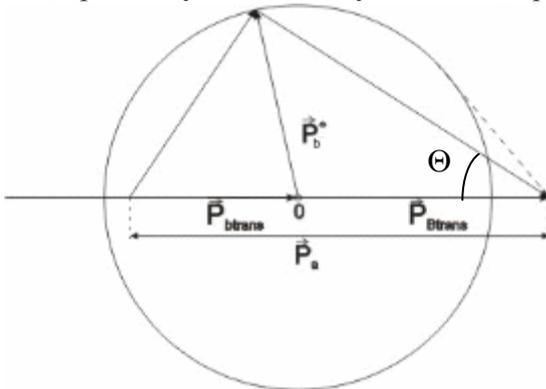


Рис. 1.14. Импульсная диаграмма ядерной реакции

однозначное соответствие между углом вылета и импульсом частицы.

В третьем случае существует максимальный угол вылета частицы, равный

$$\arcsin(p_B^* / p_{B \text{ trans}}),$$

где $p_{B \text{ trans}}$ – импульс переносного движения

ядра B ; при этом максимальному углу вылета частицы или ядра B отвечает одно значение импульса этой частицы, значению угла вылета, меньшему максимального, – два значения импульса, значению угла вылета, большему максимального, – ни одного значения импульса.

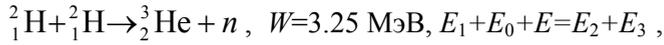
Представляет интерес рассмотреть следующие частные случаи:

1. Вычисление энергии, необходимой для протекания эндонергетического процесса. Для того, чтобы найти пороговую энергию, надо положить $p_b^* = 0$. Тогда $E_{\text{пор}} = W(m_a + m_A) / m_A$. Эта величина несколько больше энергии реакции, поскольку кинетическая энергия налетающей частицы частично расходуется на энергию отдачи ядра-мишени.

2. Упругое соударение двух частиц. В этом случае $W = 0$, $A = B$, $a = b$. Следовательно, импульс переносного движения частицы B равен ее импульсу в системе центра масс. По этой причине (см. второй случай импульсной диаграммы) угол ее вылета не может быть больше 90° , а максимальный переданный импульс равен $2m_a p_a / (m_a + m_A)$. В частности, если частица-мишень – электрон, то максимальный переданный импульс равен по порядку величины $2m_e p / M$ (M – масса налетающей частицы), то есть много меньше импульса p падающей частицы. Если падающая частица также электрон, то максимальный переданный импульс равен импульсу самого электрона (при более строгом рассмотрении необходимо

также учитывать неразличимость двух электронов, в результате чего эффективно передаваемая энергия не может быть больше половины энергии электрона).

В качестве примера рассмотрим реакцию синтеза с образованием нейтрона. Данная реакция используется для получения моноэнергетических нейтронов в нейтронных генераторах с дейтериевой мишенью или на ускорителях:



где индекс 0 соответствует ядру- мишени, индекс 1 – налетающему дейтрону, индекс 2 – нейтрону и индекс 3 – ядру атома гелия. $E_0 = 0$, т. к. ядро-мишень покоится. Отсюда $E = E_2 + E_3 - E_1$, а также $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_3$ или в скалярном виде:

$$p_3^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2\cos\theta,$$

где θ – угол между направлениями импульсов налетающего дейтрона \vec{p}_1 и вылетающего нейтрона \vec{p}_2 . Учитывая соотношение между кинетической энергией i -й частицы и ее импульсом $E_i = p_i^2/2m_i$ и, принимая в качестве массы значения массовых чисел, получим:

$$E_3 A_3 = A_1 E_1 + A_2 E_2 - 2 \cos \theta \sqrt{A_1 A_2 E_1 E_2}.$$

Подставив E_3 из этой формулы в выражение, для W получим:

$$W = E_2 \left(1 + \frac{A_2}{A_3}\right) - E_1 \left(1 - \frac{A_1}{A_3}\right) - \frac{2 \cos \theta}{A_3} \sqrt{A_1 A_2 E_1 E_2}$$

Реакция возбуждается очень легко и уже при $E_d = E_l = 50$ кэВ дает заметный выход нейтронов. Наибольшее значение $E_n = E_2$ будет при $\theta = 0$. С учетом значений A_i для данной реакции получим:

$$E_n = \frac{3}{4} E + \frac{1}{4} E_d + \frac{1}{2} \cos \theta \sqrt{2 E_d E_n}.$$

Найденная таким образом зависимость кинетической энергии нейтронов от угла их вылета иллюстрирует рис. 1.15.

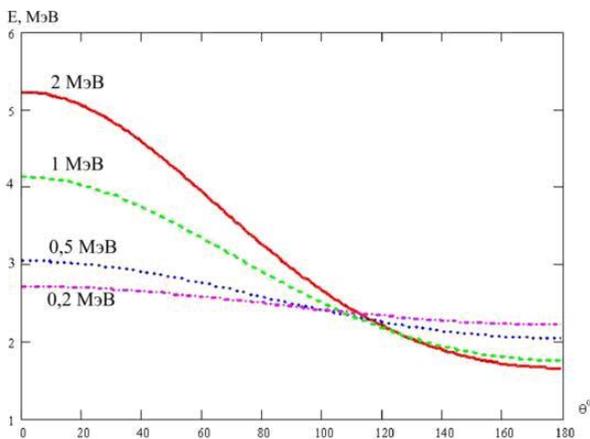


Рис. 1.15. Зависимость кинетической энергии нейтронов от угла их вылета. E_n – кинетическая энергия нейтрона; θ – угол между векторами импульсов нейтрона и налетающего дейтрона; подписи у кривых означают энергии дейтронов

1.9.3. Закон сохранения момента количества движения. Общие положения

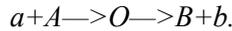
Момент количества движения составной системы \vec{I} складывается из:

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{l}_{Aa}.$$

Здесь \vec{I}_A и \vec{i}_a – спины соответствующих частиц; \vec{l}_{Aa} – орбитальный момент их относительного движения.

Спином ядра называется его момент количества движения в основном состоянии. Известно, что спины протона и нейтрона равны $1/2$, спины всех четно-четных ядер равны нулю, спины ядер с четным массовым числом – целые, а с нечетным – полуцелые. Поскольку момент количества движения ядра зависит не только от спинов нуклонов, но и от их внутреннего движения (орбитальных моментов количества движения), его величина для разных состояний ядра различна. Орбитальные моменты количества движения могут принимать только целые значения (0, 1, 2, ...), а их конкретная величина определяется характером движения частиц. В процессе протекания ядерной реакции сохраняются суммар-

ный момент количества движения взаимодействующих частиц и его проекция на выбранное направление. Рассмотрим реакцию вида



Тогда $\vec{I}_1 = \vec{I}_O = \vec{I}_2$,

$$\text{где } \vec{I}_1 = \vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{I}_{Aa}; \quad \vec{I}_2 = \vec{I}_B + \vec{i}_b + \vec{I}_{Bb}. \quad (1.19)$$

Здесь \vec{I}_A , \vec{i}_a , \vec{I}_O , \vec{I}_B и \vec{i}_b – спины соответствующих частиц, которые можно определить экспериментально или вычислить; \vec{I}_{Aa} и \vec{I}_{Bb} определяют величину орбитальных моментов количества движения соответствующих пар частиц и характеризуют их относительное движение.

При рассмотрении ядерной реакции обычно интересуются начальным и конечным состояниями системы, когда попарно обе взаимодействующие частицы находятся на столь больших расстояниях друг от друга, что их движение можно считать свободным (несвязанным). В этом случае начальное и конечное состояния системы можно описать волновыми функциями ψ_n и ψ_k .

Применение закона сохранения момента количества движения с учетом особенностей квантово-механических векторов \vec{I} приводит к определенным правилам отбора при осуществлении ядерной реакции. Например, реакция (α, γ) невозможна, если $\vec{I}_A = \vec{I}_B = 0$, так как фотон должен уносить целочисленный момент ($l \neq 0$).

Напомним особенности квантово-механических векторов, входящих в выражение (1.19).

1. Нельзя одновременно измерить все три компонента вектора. Для квантово-механического вектора \vec{I} одновременно могут быть определены только квадрат его модуля, равный $I(I+1)$, и одна проекция I_z на какое-либо направление z .

При этом проекция момента количества движения может принимать $(2I+1)$ различных значений:

$$I\hbar, (I-1)\hbar, \dots, 0, \dots, -(I-1)\hbar, -I\hbar,$$

что соответствует $(2I+1)$ различным ориентациям вектора \vec{I} в пространстве.

2. Сумма двух квантово-механических векторов \vec{I}_1 и \vec{I}_2 неоднозначна. Квантовое число вектора суммы $\vec{I}_1 + \vec{I}_2$ может принимать $(2I_{\min} + 1)$

значений: $I_1+I_2, I_1+I_2-1, \dots, |I_1-I_2|$, где I_{\min} — наименьшее из квантовых чисел I_1 и I_2 .

Расчеты значительно упрощаются, когда одно из слагаемых (или вся сумма) в выражении (1.19) равно нулю. Отметим случаи, когда $\vec{I}_O = 0$, $\vec{I}_{Aa} = 0, \vec{I}_{Bb} = 0$, что соответствует сферически симметричному распределению импульсов продуктов ядерной реакции в системе центра инерции.

1.9.4. Роль орбитального момента количества движения

Роль $\vec{I}_{Aa} \neq 0$ различна при взаимодействии с ядрами нейтронов и заряженных частиц. При взаимодействии частиц с $l \neq 0$ следует учитывать центробежный потенциал: $U_{\text{ц}} = \hbar^2 l(l+1)/2\mu r^2$, величина которого не зависит от заряда частицы, квадратично растет с ростом l , квадратично убывает с ростом расстояния r и линейно убывает с ростом приведенной массы μ . Значение $U_{\text{ц}}$ для нуклона на границе ядра ($r=R$) называется высотой центробежного барьера $B_{\text{ц}}$:

$$B_{\text{ц}} = U_{\text{ц}}(R) = \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2 \approx 10l(l+1)/A^{2/3} \text{ МэВ.} \quad (1.20)$$

Данное приближение верно, когда ядро много тяжелее частицы.

Существованием центробежного потенциала определяется различие во взаимодействии нейтральных и заряженных частиц небольшой энергии с ядрами. При взаимодействии с ядрами нейтронов кулоновский барьер отсутствует, но при $l \neq 0$ имеется центробежный барьер высотой $B_{\text{ц}} = \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2$ (рис. 1.16, а), μ — приведенная масса частицы и ядра. Поэтому нейтроны с энергией $E < B_{\text{ц}}$ не могут эффективно взаимодействовать с ядром из-за малой прозрачности центробежного барьера. Для эффективного (надбарьерного) взаимодействия с ядрами при $l \neq 0$ кинетическая энергия нейтронов должна удовлетворять условию: $E_n > \hbar^2 l(l+1)/2\mu R^2$.

При достаточно низкой энергии нейтронов $E_n < (B_{\text{ц}})_{\min}$ взаимодействие нейтронов с $l \neq 0$ практически невозможно. Медленные нейтроны взаимодействуют с ядрами только при $l=0$.

Особенно велик барьер для ядер с малыми массами. Так при взаимодействии нейтронов с ядрами водорода реакция идет только при $l=0$

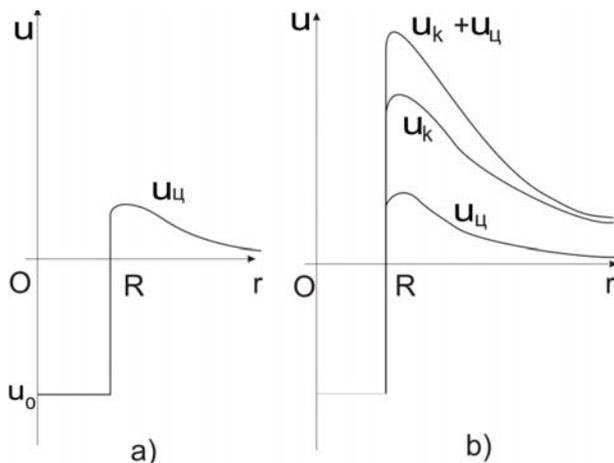


Рис. 1.16. Барьеры ядерной реакции для нейтронов (а) и заряженных частиц (б), где: U – потенциальная энергия взаимодействия частицы и ядра, индекс $ц$ означает центробежный, индекс $к$ – кулоновский барьеры, R – радиус ядра, r – текущая координата, U_0 – наибольшее (по модулю значение потенциальной энергии притяжения

вплоть до $E_n \approx 20$ МэВ (см. (1.20)). Это заключение подтверждается экспериментально изотропией углового распределения ($n-p$)-рассеяния.

Минимальное значение высоты центробежного барьера $(B_{ц})_{\min}$ соответствует $l=1$: $(B_{ц})_{\min} = 20/A^{2/3}$ МэВ.

Для тяжелых ядер граничная энергия значительно ниже, но и в этом случае достаточно медленные нейтроны взаимодействуют с ядрами только при $l=0$.

Иначе обстоит дело с заряженными частицами, когда наряду с центробежным потенциалом $U_{ц}$ надо рассматривать также кулоновский потенциал $U_{к} = Zze^2/r$, где Z – заряд ядра, z – заряд налетающей частицы, e – заряд электрона в единицах СГСЭ (см. рис. 1.16, б). Высоту кулоновского барьера $B_{к} = U_{к}(R)$ можно вычислить по следующей простой формуле:

$$B_{к} = Zz/A^{2/3} \text{ МэВ.}$$

Сравнение высоты кулоновского барьера с минимальными значениями высоты центробежного барьера показывает, что $(B_{ц})_{\min}$ превосходит $B_{к}$ только у самых легких ядер ($Z < 8$), а у всех остальных $B_{к} > (B_{ц})_{\min}$, причем начиная с середины периодической таблицы $B_{к} \gg (B_{ц})_{\min}$, так что

$B_K + (B_{II})_{\text{мин}} \approx B_K$. В связи с этим взаимодействие медленных ($E_z < B_{II}$) заряженных частиц с достаточно тяжелыми ядрами происходит примерно с одинаковой вероятностью как при $l=0$, так и при $l=1$.

1.9.5. Закон сохранения четности

Как известно, в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохраняется четность, которая равна произведению четностей волновых функций ядер на четность, связанную с их взаимным орбитальным движением. Ядерные превращения, о которых пойдет речь, относятся именно к таким взаимодействиям. Поэтому для ядерных реакций справедлив закон сохранения четности. Полная четность системы из n нуклонов определяется соотношением:

$$P = \prod_{i \neq k}^n \hat{P}_i \cdot (-1)^{l_{ik}},$$

где \hat{P}_i — собственное значение оператора внутренней четности нуклида, которое равно ± 1 ; l_{ik} — орбитальные моменты относительного движения частиц i и k .

Применительно к ядерной реакции вида $a + A \rightarrow B + b$ закон сохранения четности записывается следующим образом:

$$P_A P_a (-1)^{l_{Aa}} = P_B P_b (-1)^{l_{Bb}},$$

где P_a , P_A , P_B и P_b — внутренние четности взаимодействующих и образующихся частиц, а l_{Aa} и l_{Bb} — орбитальные моменты соответствующих пар частиц. Так же, как и другие законы сохранения, закон сохранения четности приводит к определенным правилам отбора, ограничивающим класс возможных ядерных взаимодействий.

1.9.6. Закон сохранения изотопического спина

Так как ядерные реакции типа: $a + A \rightarrow B + b$ относятся к числу сильных взаимодействий, для них выполняется закон сохранения изотопического спина \vec{T} . Согласно этому закону, суммарный изоспин частиц, вступающих в реакцию, должен быть равен суммарному изоспину частиц, образующихся в реакции:

$$\vec{T}_a + \vec{T}_A = \vec{T}_B + \vec{T}_b. \quad (1.21)$$

Изоспин является характеристикой уровня ядра, т. е. ядро в разных энергетических состояниях может иметь различные значения изотопиче-

ского спина в пределах от $T_{\text{мин}} = |N-Z|/2$ до $T_{\text{макс}} = A/2$. Обычно основное и слабо возбужденные состояния ядра характеризуются минимально возможным значением изоспина.

Соотношение (1.21) можно использовать для идентификации уровней ядра. Особенно простые правила отбора возникают в тех случаях, когда частицы a и b имеют нулевой изоспин: $\vec{T}_a = \vec{T}_b = 0$. В подобных реакциях $\vec{T}_A = \vec{T}_B$.

Закон сохранения изотопического спина является следствием зарядовой независимости (изотопической инвариантности) ядерных сил: все три элементарные, чисто ядерные (т. е. без учета электромагнитного) взаимодействия нуклонов тождественны: $(p-p) \equiv (n-n) \equiv (n-p)$, если нуклоны находятся в одинаковых пространственных и спиновых состояниях. Например, изобары с массовым числом 10: ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^{10}_6\text{C}$ - имеют такие энергетические состояния, что возбужденные состояния ядра атома бора энергетически близко к основным состояниям ядер атомов бериллия и углерода. С точки зрения закона сохранения изотопического спина это явление находит следующее объяснение. Ядра бериллия и углерода образуются только в состоянии с изотопическим спином, равным единице, тогда как ядро бора может иметь изотопический спин, равный нулю или единице. Поскольку основному состоянию отвечает минимальное значение квадрата изотопического спина, то ядро бора образует в основном состоянии изосинглет, а в возбужденном - является членом изотриплета.

Рассмотренные законы сохранения накладывают определенные ограничения (запреты) на протекание ядерных реакций и, следовательно, позволяют правильно записывать возможные реакции и получать важные сведения о свойствах взаимодействующих частиц и продуктов реакции.

1.10. Явление радиоактивности

Свойство атомных ядер испытывать самопроизвольное превращение в другие ядра с испусканием частиц, в том числе фотонов, называется радиоактивностью, или радиоактивным распадом. Повлиять на ход процесса радиоактивного распада, не изменив состояния атомного ядра, нельзя. Существует пять основных законов, которым подчиняются радиоактивные распады ядер.

1.10.1. Основной закон радиоактивного распада

Для данного ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, вероятность радиоактивного распада λ за единицу времени постоянна, то есть число радиоактивных ядер, распадающихся в единицу времени, пропорционально их полному числу.

Это означает, что число актов радиоактивного распада dN за время dt определяется только количеством радиоактивных ядер N в данный момент времени t :

$$dN = -\lambda N dt \quad (1.22)$$

Вероятность распада λ входит в это уравнение в качестве коэффициента, который называется *постоянной распада*. Знак минус соответствует убыванию числа ядер в процессе распада.

Решив уравнение (1.22), найдем следующий закон изменения числа радиоактивных ядер со временем:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (1.23)$$

где: N_0 – число радиоактивных ядер в начальный момент времени.

Если в полученное уравнение (1.23) подставить вместо времени t период полураспада $T_{1/2}$ (время, за которое количество радиоактивных ядер убывает вдвое), то можно найти связь постоянной распада λ с периодом полураспада $T_{1/2}$: $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$.

Величина λN , численно равная вероятности распада всех ядер в единицу времени, называется активностью A . Единица измерения активности – беккерель (Бк) – один распад в секунду.

Из уравнения (1.23) следует, что процесс радиоактивного распада описывается экспоненциальной функцией. Поэтому в любой (сколь угодно далекий от начального) момент времени t имеются еще не распавшиеся ядра с временем жизни большим, чем t . Наоборот, все ядра, распавшиеся к этому моменту, прожили время, меньшее t , причем тем меньше, чем раньше они распались.

Среднее время жизни τ радиоактивного ядра равно обратной величине от постоянной распада, λ : $\tau = \bar{t} = \frac{1}{\lambda}$

Этот результат совершенно естествен, так как постоянная распада имеет физический смысл вероятности распада, т. е. доли распадов, приходящейся на единицу времени. Очевидно, что за время τ первоначальное число ядер уменьшается в e раз.

1.10.2. Закон радиоактивного распада для механических смесей

Механической смесью радиоактивных ядер называется такая совокупность радиоактивных ядер нескольких сортов, для которой активность ядер любого сорта не зависит от активности ядер всех остальных сортов. Поэтому закон радиоактивного распада для механических смесей можно сформулировать следующим образом:

Активность механической смеси ядер A равна сумме активностей всех ядер, входящих в состав смеси:

$$A = \sum_{i=1}^n A_i, \text{ где } n\text{-- полное число сортов ядер.}$$

1.10.3. Закон последовательных радиоактивных превращений

Если ядра N_2 , возникающие в результате радиоактивного распада ядер N_1 , в свою очередь, являются радиоактивными, то для описания процесса этих двух последовательных превращений вместо одного дифференциального уравнения (1.22) надо написать систему двух дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} dN_1 / dt &= -\lambda_1 N_1 \\ dN_2 / dt &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \end{aligned} \quad (1.24)$$

где λ_1 и λ_2 — постоянные распада ядер 1 и 2 сортов. Здесь первое дифференциальное уравнение аналогично уравнению (1.22) и описывает процесс радиоактивного распада ядер первичного (материнского) вещества. Второе дифференциальное уравнение описывает изменение количества ядер вторичного (дочернего) вещества и содержит справа два слагаемых. Первое дает прирост радиоактивных ядер вторичного вещества из-за распада первичного и поэтому в точности равно $\lambda_1 N_1$, то есть числу распадающихся материнских ядер. Второе слагаемое равно числу распадающихся дочерних ядер. Совершенно аналогично можно записать систему уравнений, описывающую последовательные превращения трех, четырех сортов ядер. Ниже рассмотрен только самый простой (но имеющий наибольшее практическое значение) случай последовательных превращений двух веществ, описываемый системой уравнений (1.24).

Решение этой системы уравнений приводит к следующему результату:

$$N_1(t) = N_{10} \exp(-\lambda_1 t);$$

$$N_2(t) = N_{20} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)], \quad (1.25)$$

где N_{10} и N_{20} — значения $N_1(t)$ и $N_2(t)$ при $t=0$. Имеет смысл рассмотреть два частных случая решения уравнения (1.25): а) $\lambda_2 \gg \lambda_1; t \gg 1/\lambda_2$; и б) $\lambda_1 \gg \lambda_2; t \ll 1/\lambda_2$.

В случае а) решение уравнения (1.25) дает $\lambda_1 N_1 \approx \lambda_2 N_2$, последнее означает, что активность дочерних ядер равна активности материнских ядер. Это состояние называется вековым, или секулярным, равновесием. Следует подчеркнуть, что в состоянии векового равновесия **все** новые дочерние ядра, возникшие из материнских ядер, испытавших акты распада, практически мгновенно распадаются дальше по каналам распада дочерних ядер.

Вековое равновесие широко используется для определения периодов полураспада долгоживущих радиоактивных веществ. Этим уравнением можно пользоваться при сравнении двух взаимно превращающихся веществ, из которых второе имеет много меньший период полураспада, чем первое ($T_{\frac{1}{2}2} \ll T_{\frac{1}{2}1}$), (из-за громоздкости написания символ $\frac{1}{2}$ в дальнейшем у периода полураспада будем опускать) при условии, что это сравнение проводится в момент времени $t \gg T_{\frac{1}{2}2}$, ($T_{\frac{1}{2}2} \ll t \ll T_{\frac{1}{2}1}$).

В случае б) решение уравнения (1.25) дает:

$$N_1 = N_{10} \exp(-\lambda_1 t); N_2 \approx N_{20} + N_{10}(1 - \exp(-\lambda_1 t)),$$

то есть происходит накопление дочерних ядер. Этот закон так и называется — **закон накопления**

Для оценки значения $N_2(t)$ можно использовать графический метод (рис. 1.17) построения кривых $\exp(-\lambda t)$ и $[1 - \exp(-\lambda t)]$. При этом ввиду особых свойств функции $\exp(-\lambda t)$ очень удобно ординаты кривой строить для значений t , соответствующих $T_{1/2}$, $2T_{1/2}$, ... и так далее (см. рис. 1.17, а).

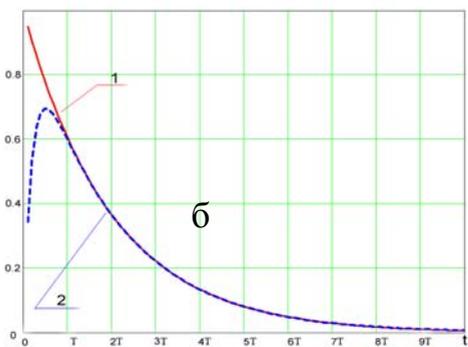
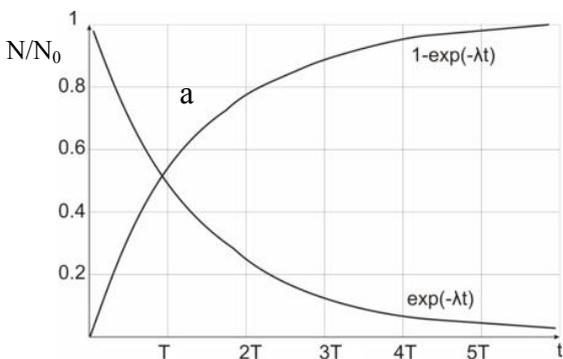


Рис. 1.17 Различные случаи последовательных превращений ядер. а) Закон векового равновесия. Верхняя кривая—накопление радиоактивности; нижняя кривая—спад радиоактивности; T —период полураспада. б)Закон накопления дочерних ядер. Спад активности: 1 - для первичных дочерних ядер, немонотонная зависимость; 2 – для дочерних ядер, образующихся в результате распада материнских ядер

Например, в случае а) из рисунка 1.17а видно, что количество радиоактивного дочернего вещества возрастает с течением времени и при $t \gg T_2$ ($\lambda_2 t \gg 1$) приближается к своему предельному значению:

$$\lim N_2(t) = \lambda_1 N_0 / \lambda_2 = \text{const} \quad (1.26)$$

При $t > 10T_2$ равенство (1.26) выполняется уже с точностью около 99,9%.

Примером последовательного распада двух радиоактивных веществ является превращение радия Ra в радон Rn. Известно, что $^{226}_{88}\text{Ra}$, испуская с периодом полураспада $T_1 \approx 1600$ лет α -частицы, превращается в радиоактивный газ радон ($^{222}_{86}\text{Rn}$), который сам радиоактивен и испускает α -частицы с периодом полураспада $T_2 \approx 3,8$ дня. В этом примере как раз $T_1 \gg T_2$, так что

для моментов времени $t \ll T_1$ решение уравнений (1.24) можно записать в форме (1.26).

Это условие означает, что с некоторого достаточно большого интервала времени t количество распадающихся ядер Rn равно количеству ядер Rn, возникающих при распаде Ra. Например, при $t > 40$ дней соотношение (1.26) выполняется с точностью 99,9%.

Три величины из четырех, входящих в равенство (1.26), можно измерить непосредственно: N_{Ra} и N_{Rn} – точным взвешиванием, а λ_{Rn} – по определению периода полураспада Rn , который имеет удобное для измерений значение 3,8 дня. Таким образом, четвертую величину, λ_{Ra} , можно вычислить по формуле (1.26).

Радиоактивность Ra и Rn , находящихся в состоянии векового равновесия, была выбрана в качестве эталона при сравнении активностей различных радиоактивных веществ. В свое время за единицу радиоактивности—1 *кюри*—приняли активность 1 г радия или находящегося с ним в равновесии количества радона. Так:

$$N_{Ra} = \frac{N_a}{226};$$

$$N_{Ra} = \frac{6.023 \cdot 10^{23}}{226} \cdot \frac{0.693}{1600 \cdot 3.15 \cdot 10^7} = 3.7 \cdot 10^{10} [\text{расп/с}].$$

Один грамм радия претерпевает в секунду $\sim 3,7 \cdot 10^{10}$ распадов.

Рассмотрим несколько подробнее зависимость числа радиоактивных ядер от времени в случае, проиллюстрированном рис.1.17, б. При малых по сравнению с T_2 промежутках времени число дочерних радиоактивных ядер стремится к $N_{20} + N_{10}$, т.е. через время порядка нескольких периодов полураспада материнских ядер все материнские ядра превратятся в дочерние. Дочерние ядра, в свою очередь, также распадаются с периодом полураспада T_2 . Последнее означает, что количество дочерних ядер при некотором значении t имеет максимум. Более точно значение максимума можно найти, дифференцируя формулу (1.25), приравнивая производную к нулю и полагая, что имеет место условие накопления дочерних ядер.

Выполняя эти процедуры, получим: $t_{\max} \approx \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$, где t_{\max} —момент времени,

в который число дочерних ядер достигает максимального значения. Из формулы для определения этого промежутка времени следует, что оно несколько больше среднего времени жизни материнского ядра.

Так, для $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 10$, $t_{\max} \approx \frac{2,3}{\lambda_1}$. Зависимость числа дочерних ядер от времени

для случая $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 10$ проиллюстрирована на рис.1.17, б. Из рисунка

видно, что немонотонность зависимости числа дочерних ядер от времени происходит за счет их образования и последующего распада.

1.10.4. Закон смещения

Этот закон управляет типом радиоактивного распада и задает законы изменения массовых чисел A и порядковых номеров дочерних ядер Z в процессе распада. Для α -распада $\Delta A = -4$; $\Delta Z = -2$, для β -распада $\Delta A = 0$; $\Delta Z = \pm 1$.

1.10.5. Закон смещения для радиоактивных семейств (рядов)

Закон задает правило изменения массового числа в пределах данного конкретного семейства.

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

Первое семейство называется семейством урана. Оно начинается с альфа-активного нуклида урана ${}^{238}_{92}\text{U}$, который с периодом полураспада $4,5 \cdot 10^9$ лет превращается в ${}^{234}_{90}\text{Th}$. В свою очередь, ${}^{234}_{90}\text{Th}$ является β -радиоактивным нуклидом и с периодом 24 дня превращается в β -радиоактивный протактиний ${}^{234}_{91}\text{Pa}$ и т. д. Среди других ядер семейства урана содержит радий ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ и радиоактивный газ – радон (изотоп ${}^{222}_{86}\text{Rn}$) и заканчивается стабильным изотопом свинца ${}^{206}_{82}\text{Pb}$.

Второе семейство – семейство актиноурана – начинается с другого альфа-активного нуклида урана ${}^{235}_{92}\text{U}$, который с периодом полураспада примерно $7 \cdot 10^8$ лет превращается в ${}^{231}_{90}\text{Th}$, испускающий β -частицы и превращающийся в ${}^{231}_{91}\text{Pa}$, Этот нуклид является α -радиоактивным и превращается в актиний ${}^{227}_{89}\text{Ac}$ и т. д. Семейство актиноурана, как и семейство урана, содержит радиоактивный газ радон (нуклид ${}^{223}_{86}\text{Rn}$) и заканчивается вторым стабильным нуклидом свинца ${}^{207}_{82}\text{Pb}$.

Третье семейство – семейство тория – начинается с α -радиоактивного нуклида тория ${}^{232}_{90}\text{Th}$, имеющего период полураспада $1,4 \cdot 10^{10}$ лет и превращающегося в β -радиоактивный нуклид радия ${}^{228}_{88}\text{Ra}$ и так далее. Это семейство также содержит в своем составе радиоактивный газ – радон (нуклид ${}^{220}_{86}\text{Rn}$) и заканчивается третьим стабильным изотопом свинца ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ (что указывает на особую устойчивость ядер свинца, содержащих магические числа протонов – 82 и нейтронов – 126).

Из приведенных участков цепочек видно, что массовые числа элементов в пределах каждого радиоактивного семейства или не меняются совсем, или изменяются на четыре единицы. При этом в первом случае заряд следующего элемента повышается на единицу, а во втором понижается на две единицы.

Эта закономерность называется правилом смещения и объясняется тем, что радиоактивное превращение сопровождается либо испусканием β -частицы (электрона), в результате чего заряд ядра повышается на единицу, а массовое число остается неизменным, либо испусканием α -частицы, уносящей четыре массовые единицы и двойной заряд. Правила смещения помогли правильно идентифицировать члены радиоактивных семейств и в настоящее время используются при изучении трансурановых элементов.

Из правил смещения вытекает, что массовые числа членов всех трех семейств описываются следующей формулой: $A=4n+C$, где n – целое число; $C = 2$ для семейства урана ($n \geq 51$), $C=3$ для семейства актиноурана ($n \geq 51$), $C = 0$ для семейства тория ($n \geq 52$). Обращает на себя внимание отсутствие четвертого семейства при $C = 1$, существование которого в принципе можно было ожидать.

Такое семейство действительно существует, но оно состоит из нуклидов, не встречающихся в природе. Четвертое семейство было открыто только после того, как научились искусственно получать нуклиды различных элементов.

Это семейство называется семейством нептуния, хотя первым его членом является ${}^{241}_{94}\text{Pu}$. Ядро ${}^{241}_{94}\text{Pu}$, испуская β -частицы, за короткое время превращается в ядро ${}^{241}_{95}\text{Am}$, которое испускает α -частицы и бы-

стро превращается в α -радиоактивный долгоживущий ($T_{1/2} = 2,25 \cdot 10^6$ лет) ${}^{237}_{93}\text{Np}$, именем которого и названо семейство.

При α -распаде ${}^{237}_{93}\text{Np}$ образуется β -радиоактивный ${}^{233}_{91}\text{Pa}$, который превращается в α -радиоактивный долгоживущий ($T_{1/2} = 1,62 \cdot 10^5$ лет) нуклид урана ${}^{233}_{92}\text{U}$.

Заканчивается семейство нептуния стабильным нуклидом висмута ${}^{209}_{83}\text{Bi}$, имеющим магическое число нейтронов (126).

В процессе изучения трансурановых ядер найдены изотопы, не входившие ни в одно из четырех радиоактивных семейств. Эти ядра образуют так называемые *побочные семейства*, вливающиеся с некоторого звена в одно из четырех основных семейств.

Для наглядности приводим табл. 1.2, отражающую наиболее характерные признаки рядов.

Таблица 1.2

Наиболее характерные признаки рядов

Наименование ряда	C	n	Первый нуклид ряда	Последний нуклид ряда
Тория	0	52 – 58	${}^{232}_{90}\text{Th}$	${}^{208}_{82}\text{Pb}$
Нептуния	1	52 – 60	${}^{241}_{94}\text{Pu}$	${}^{209}_{83}\text{Bi}$
Урана	2	51 – 59	${}^{238}_{92}\text{U}$	${}^{206}_{82}\text{Pb}$
Актиноурана	3	51 – 58	${}^{235}_{92}\text{U}$	${}^{207}_{82}\text{Pb}$

1.11. Виды радиоактивного распада

Вид радиоактивного распада задается правилами смещения. Известны следующие виды радиоактивных распадов: альфа-распад – испускание ядер атома гелия; бета-распад – сопровождается испусканием электрона или позитрона либо поглощением ядром атомного электрона; снятие возбуждения ядра – испускание электромагнитного излучения, электронов или пар электрон-позитрон; спонтанное деление – деление тяжелого ядра на более легкие осколки, происходящее самопроизвольно и сопровождающееся испусканием нейтронов деления; нейтронная активность – испускание ядром нейтронов.

Остальные виды радиоактивности встречаются редко.

1.11.1. Альфа-распад

Законы смещения при альфа-распаде: $\Delta Z = -2; \Delta A = -4$. Он подчиняется также следующим закономерностям:

- α -распад характерен для ядер с $Z \geq 83$. Исключение – α -распад ядра ${}^8_4\text{Be}$ и некоторых редкоземельных элементов;

- хотя α -распад происходит по сильному взаимодействию, он протекает с весьма малой вероятностью;

- спектр частиц α -распада – дискретный;

- для α -частиц характерна связь между пробегом и постоянной распада материнского ядра вида: $\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B$, где A и B – константы, R_α – пробег α -частицы. Эта зависимость называется законом Гейгера – Нетолла. Следует подчеркнуть, что константы A и B имеют постоянное значение для каждого из радиоактивных семейств. Объяснение первой из перечисленных закономерностей можно получить, используя капельную модель и представление о виде потенциала взаимодействия α -частицы с ядром (рис.1.18).

На рис. 1.18 прямоугольная яма моделирует короткодействующий потенциал ядерного взаимодействия, гипербола при больших значениях расстояния r кулоновский потенциал отталкивания. Если штриховая линия, изображающая уровень энергии α -частицы в ядре, имеет отрицательную ординату, то ни при каких значениях расстояния от ядра α -частица не имеет возможности его покинуть и перейти в область инфинитного движения, т.е. не будет иметь возможности удалиться от ядра на бесконечность. В противном случае такая возможность есть, причем вероятность перехода в область инфинитного движения тем больше, чем больше энергия α -частицы.

Энергетическое условие α -распада ядра имеет вид: $M(A, Z) > M(A - 4, Z - 2) + m_\alpha$. Подстановка этого условия в формулу Вайцзеккера (1.1) дает, что для ядер с $Z > 60$ α -распад энергетически возможен. Однако для всех ядер с $Z < 83$ уровень энергии α -частицы находится слишком низко (см. рис 1.18), поэтому α -распад ядра экспериментально не наблюдается.

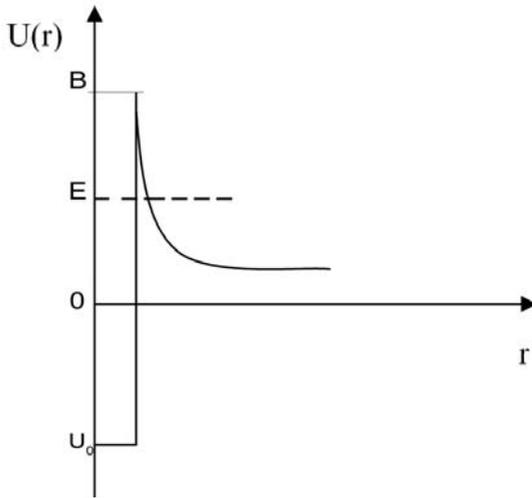


Рис.1.18. Зависимость потенциала взаимодействия α -частицы с ядром от расстояния. Штриховой линией показано положение уровня энергии α -частицы; U_0 – максимальное значение потенциальной энергии притяжения (по модулю)

Вторая из рассмотренных закономерностей – большой период или малая вероятность α -распада в единицу времени объясняется аналогично: весь эффект связан с проникновением α -частицы через кулоновский барьер. Вероятность α -распада в единицу времени можно оценить по формуле:

$$\lambda = p \exp(-2g\gamma), \quad (1.27)$$

где: p – число попыток в единицу времени α -частицы подойти к краю ядра;

$$g = 2\pi R / \lambda_B, \quad \lambda_B = h / \sqrt{2mB},$$

B – высота кулоновского барьера, h – постоянная Планка ($h=2\pi\hbar$);

$$\gamma = \sqrt{B/E_\alpha} \cdot \arccos \sqrt{E_\alpha/B} - \sqrt{1 - E_\alpha/B};$$

E_α – кинетическая энергия α -частицы.

Следует отметить, что формула (1.27) учитывает только кулоновский барьер и, следовательно, справедлива лишь для распадов, не сопровождающихся изменением момента количества движения ядра. Если изменяется момент количества движения, то помимо кулоновского частица должна пройти сквозь центробежный барьер, и, следовательно, скорость распада уменьшится. Таким образом, наиболее разрешенными должны быть те α -распады, у которых момент количества движения материнского ядра равен моменту количества движения дочернего ядра. Поскольку α -распад должен подчиняться закономерностям сильного взаимодействия, то четности материнского и дочернего ядер также должны совпадать.

Дискретный энергетический спектр α -частиц находит свое объяснение, если воспользоваться законами сохранения импульса и энергии. Пусть импульс α -частицы \vec{p}_α , а импульс дочернего ядра \vec{p}_d . Тогда: $\vec{p}_\alpha + \vec{p}_d = 0$, и $\vec{p}_d = -\vec{p}_\alpha$. Далее имеем: $p_\alpha^2 / 2m_\alpha + p_d^2 / 2m_d = W$, где m_d – масса дочернего ядра, W – энергия, выделившаяся при α -распаде. Выражая левую часть закона сохранения энергии через импульс α -частиц и делая преобразование, получаем: $p_\alpha^2 / 2m_\alpha \cdot (m_\alpha + m_d) / m_d = E_\alpha \cdot (m_\alpha + m_d) / m_d = W$. Таким образом, между W и E_α существует взаимно однозначное соответствие.

Наконец, закон Гейгера – Нетолла также получает качественное объяснение, если воспользоваться тем обстоятельством, что вероятность распада растет с увеличением энергии α -частицы. Следует также отметить, что для радиоактивных рядов константы A и B не изменяются в пределах каждого ряда. Возможную схему α -распада рассмотрим на примере ядра ${}^{210}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^{206}_{82}\text{Pb} + {}^4_2\text{He}$, то есть у дочернего ядра ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ массовое число меньше на 4, а заряд на 2 по сравнению с ядром ${}^{210}_{84}\text{Po}$. Переход характеризуется неизменными моментом и четностью, поскольку основные состояния материнского и дочернего ядер 0^+ . Эта схема приведена на рис.1.19.

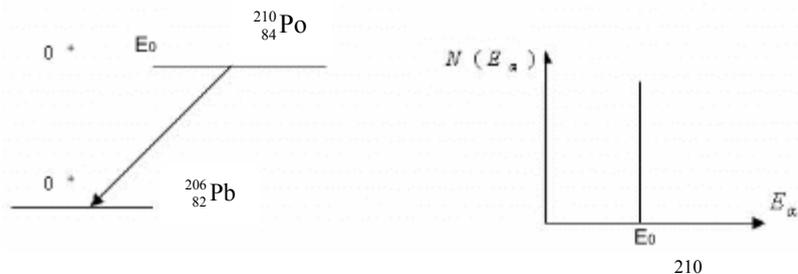


Рис.1.19. Схема распада и энергетический спектр α -частиц ядра ${}^{210}_{84}\text{Po}$

Встречаются и более сложные схемы распада, однако все они имеют общую особенность: наиболее интенсивная линия на спектре отвечает неизменным моменту и четности материнского и дочернего ядер, а сам спектр – всегда линейчатый.

1.11.2. Бета-распад

Законы смещения: для бета-радиоактивных ядер: $\Delta A = 0, \Delta Z = \pm 1$. Таким образом, β -распад есть превращение внутри одного и того же семейства изобар. Иными словами, β -распад означает либо превращение избыточного протона в нейтрон, либо, наоборот, превращение избыточного нейтрона в протон. Превращение нейтрона в протон сопровождается испусканием электрона (β^- -распад), превращение протона в нейтрон возможно как путем испускания позитрона (β^+ -распад), так и путем поглощения атомного электрона (e -захват). Распады с испусканием электрона или позитрона имеют общую особенность: спектр испускаемых частиц (электронов или позитронов) непрерывен, причем наиболее вероятное значение энергии частиц составляет около трети максимально возможного. Объяснение этому факту заключается в том, что наряду с легко регистрируемыми частицами в процессе распада испускается практически нерегистрируемая – нейтрино. В e -захвате нейтрино также образуется, но при этом спектр ядер отдачи получается квазилинейчатым, поскольку неопределенность импульса ядра отдачи ограничена неопределенностью импульса атомного электрона. Возможность возникновения различных видов β -распада следует из условий стабильности ядер-изобар и объясняется с использованием капельной модели ядра. Энергетические условия всех трех видов β -распада имеют вид:

$$M(A, Z) > M(A, Z \pm 1) + m_e - \text{для } \beta^\pm\text{-распада}$$

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) - m_e - \text{для } e\text{-захвата.}$$

Из этих формул следует, что существуют ядра, в которых возможен только e -захват.

Из капельной модели также следует, что существуют ядра, для которых возможны все три вида β -распада. Действительно, для ядер с четным A существует две параболы, описывающие зависимость $M_{\text{яд}}(Z)$: нижняя из них отвечает четным Z , а верхняя – нечетным (см. рис.1.20).

Ядро, отвечающее наибольшему значению энергии связи (и наименьшей массе) и обладающее нечетным Z , может иметь массу, большую, чем его соседи с четным Z . В этом случае все три вида β -распада могут оказаться энергетически выгодными. Отметим также правила отбора в

β -распаде: $\Delta I = 0, p_n = p_k$ – правила Ферми и $\Delta I = 0, \pm 1, p_n = p_k$ – правила Гамова – Теллера, причем в правилах Гамова – Теллера 0 - 0 переход строго запрещен.

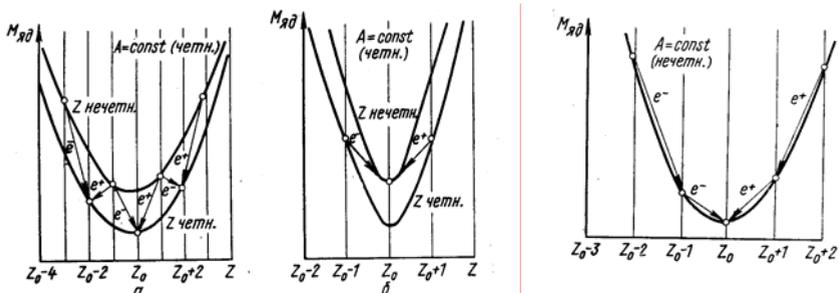


Рис. 1.20. Зависимость массы изобар от заряда: а) A – четное, нечетно-нечетные ядра (т.е. обладающие нечетными значениями A и Z), обладают массой большей, чем соседние четно-четные ядра (т.е. обладающие четными значениями A и Z); б) A -четное, одно из нечетно-нечетных ядер, обладают массой меньшей, чем соседние четно-четные ядра; в) A -нечетное

Экспериментально отличить один вид β -распада от другого можно, используя следующие свойства: если в вещество попадает позитрон, то, замедляясь до атомных скоростей, он должен аннигилировать с электроном вещества, образуя два или три фотона с суммарной энергией 1.022 МэВ, равной удвоенной энергии покоя электрона, тогда как электрон не испытывает акта аннигиляции; если же происходит e -захват, то освобождается нижнее энергетическое состояние атома и происходит снятие возбуждения путем испускания характеристического рентгеновского излучения и электронов Оже, которые имеют линейча-

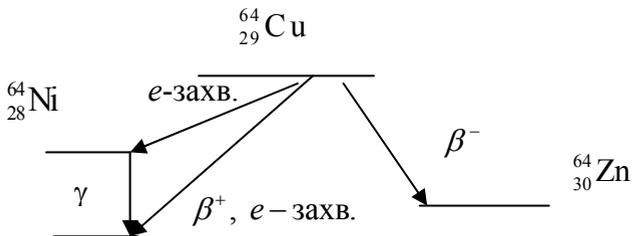


Рис.1.21. Схема распада ядра ${}^{64}_{29}\text{Cu}$. Стрелка с индексом γ обозначает переход из возбужденного состояния ядра ${}^{64}_{28}\text{Ni}$ в основное с испусканием фотона

вая пара фотонов с суммарной энергией 1.022 МэВ, равной удвоенной энергии покоя электрона, тогда как электрон не испытывает акта аннигиляции; если же происходит e -захват, то освобождается нижнее энергетическое состояние атома и происходит снятие возбуждения путем испускания характеристического рентгеновского излучения и электронов Оже, которые имеют линейча-

вая пара фотонов с суммарной энергией 1.022 МэВ, равной удвоенной энергии покоя электрона, тогда как электрон не испытывает акта аннигиляции; если же происходит e -захват, то освобождается нижнее энергетическое состояние атома и происходит снятие возбуждения путем испускания характеристического рентгеновского излучения и электронов Оже, которые имеют линейча-

тый спектр.

На рис.1.21. показана характерная **схема β -распада** на примере ядра ${}_{29}^{64}\text{Cu}$.

Распад ядра ${}_{29}^{64}\text{Cu}$ замечателен тем, что, во-первых, для него возможны все три вида распада, а, во-вторых, распад на возбужденное состояние ядра ${}_{28}^{64}\text{Ni}$ возможен только путем захвата электрона, поскольку разность энергий основного состояния материнского ядра и возбужденного состояния дочернего ядра меньше удвоенной энергии покоя электрона.

1.11.3. Снятие возбуждения ядер

В процессе распада ядра могут образовываться не только в основном, но и в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения должна высвободиться. Известны три механизма снятия возбуждения ядер:

- испускание электромагнитного излучения (γ -излучения);
- испускание электронов конверсии;
- испускание пар электрон-позитрон (парная конверсия).

Испускание электромагнитного излучения характерно в тех случаях, когда модуль разности моментов основного и возбужденного состояний не превосходит 3 ($|\Delta I| \leq 3$).

Различают электрические и магнитные переходы. Если изменение четности при переходе подчиняется правилу $p_n / p_k = (-1)^l$, то такой переход есть электрический переход мультипольности l . Если изменение четности при переходе подчиняется правилу $p_n / p_k = (-1)^{l+1}$, то такой переход является магнитным переходом мультипольности l . Мультипольность перехода равна значению момента, который уносит фотон.

Из двух переходов одинаковой мультипольности большей вероятностью обладает электрический переход. Следует отметить также рост вероятности перехода с уменьшением его мультипольности и ростом энергии возбуждения. Если возможны одновременно как магнитный переход мультипольности l , так и электрический переход мультипольности $l+1$, то более вероятным будет переход с меньшим значением мультипольности, то есть магнитный. Эти закономерности иллюстрируются схемой снятия возбуждения ядра ${}_{26}^{57}\text{Fe}$, приведенной на рис. 1.22.

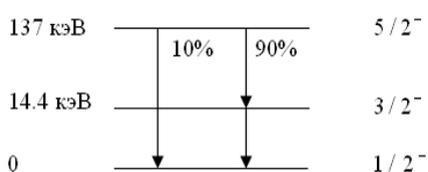


Рис. 1.22. Схема снятия возбуждения ядра ^{57}Fe

Действительно, переход $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ с подавляющей вероятностью — электрический квадрупольный, а переход $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ — смешанный, но, в основном, — магнитный дипольный. Поэтому вероятность его выше, хотя он и сопровождается

меньшим энерговыделением.

Другим весьма распространенным процессом снятия возбуждения с ядер является испускание конверсионных электронов. Этот процесс заключается в передачи возбуждения непосредственно атомному электрону. Необходимым условием для такого процесса является отличие от нуля волновой функции электрона на ядре. Процесс конверсии подчиняется следующим закономерностям:

- с ростом энергии перехода вероятность конверсии убывает;
- вероятность конверсии возрастает с увеличением мультипольности перехода;
- вероятность конверсии растет с ростом Z ;
- спектр конверсионных электронов — линейчатый;
- конверсия сопровождается испусканием характеристического излучения и электронов Оже.

Для характеристики вероятности конверсии часто используют не саму вероятность, а отношение вероятности конверсии к вероятности испускания электромагнитного излучения, которое называется **коэффициентом конверсии**. Интересно отметить, что коэффициент конверсии достигает бесконечного значения для переходов типа $0^+ - 0^+$.

Рост коэффициента конверсии с уменьшением энергии наглядно иллюстрируется переходами в ядре ^{57}Fe : для перехода в основное состояние из первого возбужденного коэффициент конверсии достигает 9, тогда как для перехода из второго возбужденного состояния в основное он менее 1. Такой эффект объясняется понижением вероятности снятия возбуждения с ядра путем испускания фотонов с уменьшением энергии перехода. Тем же эффектом объясняется и увеличение вероятности конверсии с ростом мультипольности перехода. Если ядро радиоактивно, то

конкуренция снятия возбуждения ядра или его распада приводит к эффекту изомерии, который проявляется в наличии различных времен жизни у одного и того же ядра. Рост коэффициента конверсии с ростом Z связан с увеличением плотности электронов на ядре. Моноэнергетичность спектра конверсионных электронов связана с передачей энергии возбуждения ядра только электрону без возникновения третьей частицы. Наконец, испускание характеристического излучения связано с освобождением низкоэнергетического, как правило, основного, состояния атома и последующим снятием возбуждения уже с атома.

Парная конверсия представляет собой весьма редкий процесс и осуществляется принципиально в тех случаях, когда энергия возбуждения ядра больше удвоенной энергии покоя электрона. Она является единственным механизмом снятия возбуждения для переходов типа $0^- - 0^+$ (пример – ядро $^{16}_8\text{O}$ в одном из возбужденных состояний). Распознать этот процесс можно по аннигиляции позитронов в веществе, поскольку аннигиляция, как правило, сопровождается испусканием двух фотонов с энергией каждого фотона, равной энергии покоя электрона.

1.11.4. Спонтанное деление ядер

Процесс характерен для тяжелых ядер с $Z \geq 90$. Покажем, что, начиная с некоторых Z ядрам энергетически выгодно делиться на два симметричных осколка. Для этого достаточно, чтобы осколки с $Z' = Z/2$ и $A' = A/2$ обладали суммарной массой меньшей, чем масса данного ядра. Можно убедиться, что это требование аналогично требованию $\Delta W < \Delta W_1 + \Delta W_2$, где $\Delta W, \Delta W_{1,2}$ – энергии связи данного ядра и его осколков. Далее для этих энергий связи имеем:

$$\begin{aligned} \Delta W &= \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4}, \\ \Delta W_{1,2} &= \alpha A/2 - \beta (A/2)^{2/3} - \gamma (Z/2)^2 / (A/2)^{1/3} - \\ &\quad - \xi (A/4 - Z/2)^2 / (A/2) - \delta (A/2)^{-3/4} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Из формул (1.28) следует, что различие между суммарной энергией связи осколков деления и энергией связи самого ядра проистекает, в основном, из-за различного характера изменений энергии поверхности и кулоновской энергии отталкивания протонов внутри ядра. Для того, что-

бы акт деления был энергетически выгоден, необходимо, чтобы выигрыш в кулоновской энергии превосходил проигрыш в поверхностной энергии. Это условие имеет вид: $Z^2 / A > \frac{(2^{1/3} - 1)\beta}{(\gamma(1 - (1/2)^{2/3}))} = 17$, что отве-

чает $Z \approx 40$. Однако практически эффект наблюдается только при достаточно больших атомных номерах, да и то он невелик. Причина этого заключается в том, что прежде чем разделить ядро на две равные части, необходимо его деформировать, то есть, как правило, необходимо преодолеть некоторый энергетический барьер, связанный с затратами энергии на деформацию. Введем некоторый малый параметр деформации ядра ζ , который определяется как разность полуосей эллипсоида вращения, в который на ранних стадиях превращается капля-ядро. Тогда энергия связи для несферического ядра

$$W_n' + W_k' = W_n + W_k + \zeta^2(2W_n - W_k)/5 = W_n + W_k + W_f,$$

W_f – барьер деления - тем меньше, чем меньше $(2W_n - W_k)$, то есть, чем меньше $2W_n/W_k = \gamma A / \beta Z^2$. Отношение Z^2/A называется параметром деления. Оценка дает, что барьер деления отсутствует при $Z^2 / A > 49$, что отвечает $Z > 125$. Действительно, в природе не существует ядер с такими Z , так как они должны мгновенно разделиться.

Из свойств осколков деления можно отметить следующие: они испытывают β^- -распад, испускают мгновенные, а продукты их распада – запаздывающие нейтроны. Склонность к β^- -распаду объясняется тем, что осколки деления перегружены нейтронами, поэтому лишние нейтроны стремятся превратиться в протоны. Если энергия связи нейтрона в ядре станет меньше энергии его возбуждения, то при этом может испуститься нейтрон. То же самое может наблюдаться и в продукте распада осколка деления: в этом случае нейтрон, именуемый запаздывающим, испускается в течение времени, характерного для β^- -распада осколка. Осколки деления обладают высокой ионизирующей способностью и имеют небольшой пробег, т.к. в момент образования они имеют скорость, превышающую скорость электронов на внешних боровских орбитах., и $Z_{эф} \approx 20$. Ионизационные потери пропорциональны Z^2 и обратно пропорциональны массе осколка, по этой причине осколки деления имеют малый пробег.

1.11.5. Реакция деления

Спонтанное деление, как правило, представляет собой медленный, подбарьерный процесс. Для того, чтобы ядро разделилось быстро, нужно внести энергию возбуждения $W > W_f$. Если энергия вносится нейтроном, то $W = \Delta W_n + E_n' > W_f$. Здесь ΔW_n – энергия связи нейтрона в ядре ${}^{A+1}_Z M$, E_n' – относительная кинетическая энергия нейтрона и ядра.

Возможны два случая:

- 1) $\Delta W_n > W_f$: деление идёт под действием тепловых нейтронов.
- 2) $\Delta W_n < W_f$: для деления нужна кинетическая энергия, определяемая из условия $A E_n' / (A+1) = E_n' > W_f - \Delta W_n$.

Например, ${}^{235}\text{U}$ делится тепловыми нейтронами ($E_n \approx 0$), а ${}^{238}\text{U}$ – при $E_n \geq 1$ МэВ.

В процессе реакции деления выделяется большая энергия, а также вторичные нейтроны. Наличие вторичных нейтронов позволяет осуществить цепную реакцию – размножение нейтронов.

Простое наличие вторичных нейтронов ещё не говорит о том, что пойдёт цепная реакция, так как эти нейтроны могут рассеяться и покинуть делящееся вещество, вступить в ядерную реакцию без деления ядер и тому подобное.

Количественно систему, состоящую из естественного урана и замедлителя, можно охарактеризовать коэффициентом размножения k , $k = N_\delta / N_{np}$, где N_δ – число нейтронов, вызывающих деление в данном поколении; N_{np} – число нейтронов, вызывающих деление в предыдущем поколении. При $k = 1$ – реакция протекает при постоянной мощности; т.е. количество актов деления не возрастает со временем и не убывает, при $k > 1$ – мощность реакции нарастает (количество актов деления возрастает). Протекание цепной реакции возможно, если коэффициент размножения нейтронов $k \geq 1$.

Коэффициент размножения нейтронов может быть представлен в виде произведения $k = k_\infty * \alpha$, где k_∞ – коэффициент размножения в бесконечной среде; α – вероятность избежать утечки (вероятность того, что нейтрон не выйдет за пределы объема конечных размеров).

k_∞ определяется так называемой «формулой четырёх сомножителей»: $k_\infty = \eta \epsilon p f$, где: $\eta = \nu \sigma_f / \Sigma$ – число быстрых нейтронов, возникающих при захвате ядром урана одного теплового нейтрона; ν – среднее число нейтронов, приходящихся на один акт деления; σ_f – сечение деления; Σ –

полное сечение ядерных реакций делящегося элемента, для естественно-го урана $\Sigma = \sigma_f + \sigma(n, \gamma)_{235} + 140\sigma(n, \gamma)_{238}$; ε – коэффициент размножения на быстрых нейтронах, т.е. увеличение числа нейтронов за счёт деления ядер урана быстрыми нейтронами; p – вероятность избежать резонансного захвата в процессе замедления; $f = \sigma_U N_U / (\sigma_U N_U + \sigma_3 N_3)$ – коэффициент теплового использования. Он равен вероятности того, что замедлившиеся нейтроны будут поглощены ядрами U (или другого делящегося элемента), а не ядрами замедлителя или любого другого вещества, находящегося в активной зоне реактора, кроме делящегося элемента.

Примерные значения для системы из естественного U:

$\eta=1,35$; $\varepsilon =1,03$; $pf \approx 0,8$. В этом случае $k_\infty=1,08$ и для протекания цепной ядерной реакции на постоянной мощности ($k=1$) вероятность избежать утечки, a должна быть около 0,93. Цепная реакция возможна только при достаточно больших размерах активной зоны реактора и при достаточной массе делящегося вещества. **Размеры** системы, при которых становится возможным протекание цепной ядерной реакции, называются **критическими**, а минимальная масса делящегося элемента – **критической массой**.

Одна из важнейших характеристик цепной реакции – скорость её протекания.

Прирост числа нейтронов за одно поколение описывается формулой

$$dn/dt = n(k-1)/\tau, \quad (1.29)$$

k – коэффициент размножения; τ – среднее время жизни одного поколения нейтронов, т.е. время между двумя последовательными актами деления, – складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра, времени перемещения нейтрона до следующего ядра.

Для получения неуправляемой цепной реакции, взрыва, надо уменьшать τ , а для получения управляемой цепной реакции – увеличивать, чтобы иметь возможность управлять процессами замедления и захвата. Процесс управления цепной реакцией деления упрощается, если использовать запаздывающие нейтроны.

При исследовании реакции деления было экспериментально обнаружено, что порядка 1 % вторичных нейтронов испускается не в момент деления, а спустя некоторое время – такие нейтроны были названы **запаздывающими**.

Испускание запаздывающих нейтронов продуктами β -распада осколков деления возможно в том случае, когда распад происходит на возбужденное состояние дочернего ядра с энергией возбуждения большей энергии связи нейтрона в этом ядре.

Запаздывающие нейтроны играют важную роль в процессе управления цепными ядерными реакциями, поскольку периоды полураспада осколков деления колеблются от 0,009 с до 78 с.

1.11.6. Практическое осуществление ценной ядерной реакции

^{238}U , ^{232}Th , ^{231}Pa и другие встречающиеся в природе делящиеся изотопы делятся только быстрыми ($E_n \geq 1$ МэВ) нейтронами. При этом, например, для ^{238}U сечение деления в 4 раза меньше суммы сечений других конкурирующих процессов, таких как неупругое рассеяние и радиационный захват. При неупругом рассеянии нейтрон за одно столкновение теряет большую долю энергии, так что оставшаяся энергия лежит ниже порога деления. Поэтому цепная реакция на ^{238}U возможна только в том случае, если при одном акте деления возникает необходимое число вторичных нейтронов с энергией $E_n \geq 1$ МэВ, а именно $\nu = 2 \div 3$. (Здесь ν – среднее число вторичных нейтронов за один акт деления).

Реакция возможна с использованием ^{235}U , для которого неупругое рассеяние не имеет практического значения, так как он делится и тепловыми нейтронами, кроме того, сечение деления этого изотопа в тысячи раз больше, чем у ^{238}U . ^{235}U в естественной смеси изотопов составляет 1/140 часть. При наличии достаточно большого количества ^{235}U можно решить две задачи – получение цепного процесса в виде взрыва и управляемого цепного процесса в ядерном реакторе, причём для управляемой цепной ядерной реакции может быть использован уран с невысоким обогащением порядка 3 % по урану- 235.

Управление цепным процессом упрощается из-за наличия запаздывающих нейтронов. Например, если коэффициент размножения $k \leq 1,0064$, ($k = 1,005$) учитывая, что 0,64% вторичных нейтронов – запаздывающие, то размножение не может идти на одних мгновенных нейтронах, то есть коэффициент размножения на мгновенных нейтронах $\bar{k} < 1$. Среднее время жизни одного поколения вторичных нейтронов $\bar{\tau} \approx 0,1$ с с учётом запаздывающих нейтронов. В этом случае решение уравнения (1.29) при $\tau = 0,1$ с имеет вид: $n = n_0 \exp(0,05t)$ и за 1 секунду

число нейтронов возрастёт в 1,05 раз, тогда как при $\tau \approx 10^{-3}$ – до 150 раз. Медленный рост числа актов деления позволяет регулировать цепной процесс, вводя дополнительные поглотители медленных нейтронов (В, Cd).

Большинство реакторов – реакторы на медленных нейтронах (в нашей стране это в основном реакторы типа ВВЭР – водо-водяной энергетический реактор и РБМК – реактор большой мощности канальный). В ВВЭР замедлителем и теплоносителем является вода под давлением. Блоки с таким теплоносителем имеются на Нововоронежской, Кольской, Армянской АЭС. В РБМК – уран-графитовых реакторах – теплоноситель – кипящая вода. Реакторы такого типа установлены в блоках Ленинградской, Смоленской, Игналинской АЭС. Основное топливо – керамика из оксидов U-235, U-233, Pu-239.

Ядерные реакторы на быстрых нейтронах используются, в основном, для воспроизводства ядерного топлива. При этом наиболее существенную роль играет реакция (n, γ) на изотопах ${}^{238}_{92}\text{U}$ и ${}^{232}_{98}\text{Th}$. Продукты реакций β^- активны и испытывают следующие превращения: ${}^{239}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}_{94}\text{Pu}$; ${}^{233}_{90}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{91}\text{Pa} \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{92}\text{U}$, которые называются, соответственно, урановым и ториевым циклами. В результате этих циклов происходит превращение нуклидов, составляющих основу природной смеси изотопов, в нуклиды, делящиеся тепловыми нейтронами. Время удвоения содержания делящегося изотопа с учетом выгорания для уранового цикла, например, составляет около 50 лет.

Вопросы к разделу 1

1. Как определить массу ядра у стабильных ядер? У нестабильных?
2. Как изменяется энергия связи ядра в зависимости от его заряда? От его массового числа?
3. Как определить заряд ядра?
4. Какие, помимо заряда и массы ядра, характеристики ядер и методы их определения вы знаете?
5. На каких предположениях построена капельная модель ядра?
6. Что такое эффективное сечение ядерной реакции?
7. Какие факторы определяют величину эффективного сечения ядерной реакции?
8. По каким признакам классифицируются ядерные реакции?

9. Что такое промежуточное ядро? Какими свойствами оно обладает?
10. Чем определяется эффективная ширина линии энергетического состояния промежуточного ядра?
11. Для каких энергий нейтронов сечение реакции обратно пропорционально их скорости?
12. Исходя из закономерностей ядерных реакций под действием заряженных частиц, объяснить, почему для успешного взрыва термоядерной бомбы необходим ядерный запал.
13. Какие законы сохранения при протекании ядерных реакций вы знаете? В каких взаимодействиях они соблюдаются?
14. Под каким углом разлетаются протон и нейтрон после акта упругого соударения?
15. Какие основные законы радиоактивного распада вы знаете?
16. При каких условиях наблюдается вековое равновесие, а при каких – накопление дочерних ядер?
17. Каковы основные закономерности альфа- распада и как они объясняются?
18. Каковы основные закономерности бета- распада и как они объясняются?
19. Как экспериментально отличить, какой вид бета-распада произошёл?
20. Каковы необходимые условия испускания электромагнитного излучения при снятии возбуждения с ядер? Как вероятность испускания электромагнитного излучения зависит от момента количества движения, уносимого фотоном? От энергии? От атомного номера элемента?
21. При каких условиях испускание электронов конверсии является преобладающим процессом снятия возбуждения с ядра?
22. Какой спектр имеют электроны конверсии?
23. При каком условии энергетически возможно спонтанное деление ядер?
24. При каких условиях происходит мгновенное спонтанное деление? Деление тепловыми нейтронами? Как возникают запаздывающие нейтроны? Какой спектр они имеют?

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

Принятые обозначения в разделе 2

ρ – прицельный параметр в акте рассеяния; плотность вещества;
 p – импульс частицы;
 t – время пребывания частицы в поле электрона;
 F – сила, действующая на частицу;
 v – скорость частицы;
 a – ускорение движения частицы;
 E – кинетическая энергия частицы;
 m_e – масса электрона;
 z, Z – заряд частицы или ядра;
 m, M – масса частицы или ядра;
 n_e – плотность электронов;
 n_n – плотность ядер;
 c – скорость света в вакууме;
 $\beta = v/c$ – скорость в единицах c ;
 I – энергия ионизации атома или молекулы;
 R – пробег частицы;
 ζ – длина, выраженная в массовых единицах;
 N – число частиц;
 Ω – телесный угол;
 X_0 – радиационная длина электронов в веществе;
 ν – линейная частота колебаний;
 L – комптоновская длина волны;
 λ – длина волны; средняя длина свободного пробега частицы;
 λ_n – длина пробега нейтрона;
 μ – коэффициент ослабления пучка фотонов;
 λ_{tr} – транспортная длина пробега нейтрона;
 θ – угол рассеяния фотона или нейтрона;
 φ – угол вылета электрона или ядра отдачи;
 I – собственный механический момент ядра;
 L – орбитальный момент количества движения ядра;
 T – абсолютная температура;
 k – постоянная Больцмана;

Σ – макроскопическое сечение взаимодействия излучения с веществом;

σ – микроскопическое сечение взаимодействия излучения с веществом;

λ – приведённая длина волны;

N_A – число Авогадро;

n_i – число ядер i -го сорта в 1 см^3 вещества;

ν_i – число атомов i -го сорта в одной молекуле;

E_d – энергия образования дефекта.

Как было показано в предыдущей части в результате ядерных реакций или процесса радиоактивного распада возникают фотоны, электроны, позитроны, нейтроны и заряженные ядра, всех их можно объединить общим термином – ядерные излучения.

Ядерные излучения, проходя через вещество, взаимодействуют с его атомами или их ядрами. При этом изменяется энергетический спектр излучения, его угловое распределение, могут появляться вторичные излучения. Характер изменений, происшедших с первичным излучением, определяется элементарными процессами взаимодействия и, следовательно, природой самого первичного излучения. Поэтому следует отдельно рассмотреть процессы взаимодействия заряженных частиц, фотонов и нейтронов с веществом.

Наряду с процессами, изменяющими свойства первичного излучения, происходят процессы, изменяющие свойства самого вещества, которые, в первую очередь, связаны с образованием структурных изменений в веществе. В настоящем пособии эти процессы будут рассмотрены кратко, более подробное их изложение дано, например, в книге М.Томпсона «Дефекты и радиационные повреждения в металлах».

2.1. Прохождение заряженных частиц через вещество

2.1.1. Общая характеристика процессов

Попадая в вещество, заряженная частица может испытать упругое рассеяние, неупругое рассеяние и испустить фотон за счет того, что она движется с ускорением в электрическом поле, создаваемом зарядами атомов среды. Кроме того, атомы среды в некоторых случаях также способны излучать. Процесс неупругого рассеяния приводит к ионизации и возбуждению атомов среды, поскольку частица передает им часть своей энергии. Как показано в многочисленных теоретических работах [см., например, Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц, «Электродинамика сплошных сред»], среди механизмов потерь энергии основную роль играют процессы, приводящие к ионизации атомов.

Процессы упругого рассеяния могут приводить к однократному, кратному, многократному и, в частности, к обратному рассеянию заряженных частиц. Однократное и кратное рассеяние существенны только в тонких слоях вещества, поэтому решающую роль среди процессов упругого рассеяния играет процесс многократного рассеяния. При рассеянии частиц, проходящих через периодическую структуру, например, кри-

сталл, могут возникать ориентационные эффекты (каналирование, ондуляторное излучение). Ниже будут последовательно рассмотрены все основные процессы, возникающие при взаимодействии заряженных частиц с веществом.

2.1.2. Ионизационное торможение заряженных частиц

Ионизационное торможение является главным механизмом потерь энергии при прохождении заряженной частицы не слишком больших энергий через вещество. В этом механизме кинетическая энергия заряженной частицы тратится на возбуждение и ионизацию атомов среды, через которую она проходит. Такие потери энергии называются ионизационными потерями.

Анализ механизма ионизационных потерь начнем с тяжелых заряженных частиц (альфа-частицы, дейтроны, протоны, легкие ядра). Рассмотрим, прежде всего, взаимодействие нерелятивистских частиц, начав анализ с элементарной схемы взаимодействия заряженной частицы с одним электроном, а затем просуммируем эффекты для всех электронов, мимо которых пролетает частица.

Пусть частица с зарядом ze пролетает со скоростью v на расстоянии ρ от свободного (несвязанного) электрона с массой m_e и зарядом $-e$. Тогда в предположении, что масса частицы M много больше массы электрона m_e , взаимодействие ее с электроном приведет к тому, что последний получит импульс в направлении, перпендикулярном к линии полета частицы: $\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt$.

Здесь $\int F_{\perp} dt$ – импульс силы за время взаимодействия. Считая, что взаимодействие эффективно на участке пути, сравнимом с ρ , например, равном 2ρ , который частица проходит за время $\Delta t = 2\rho/v$ и на котором кулоновская сила равна примерно ze^2/ρ^2 , получим $\Delta p_{\perp} = 2ze^2/\rho v$. Кинетическая энергия электрона, соответствующая этому импульсу, равна

$$\Delta E = \Delta p_{\perp}^2 / 2m_e = (2ze^2/m_e v^2) (1/\rho^2).$$

Ее приобретает электрон, если мимо него на расстоянии ρ проходит заряженная частица с зарядом ze , двигающаяся со скоростью v . Такую же энергию теряет заряженная частица.

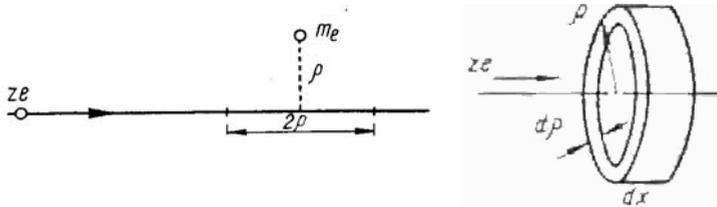


Рис. 2.1. Иллюстрация взаимодействия тяжелой заряженной частицы с электронами среды

Для того чтобы учесть эффект от всех электронов с данным параметром удара ρ , надо вокруг линии движения частицы построить цилиндрический слой радиусом ρ , толщиной $d\rho$ и высотой dx (рис. 2.1). Его объем равен $V=2\pi\rho d\rho dx$. Если n_e — плотность электронов, то их число в цилиндрическом слое равно $Vn_e=2\pi\rho n_e d\rho dx$. В результате взаимодействия со всеми электронами данного цилиндрического слоя заряженная частица потеряет кинетическую энергию на единице длины, равную:

$$\frac{dE}{dx}(\rho) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{d\rho}{\rho}. \quad (2.1)$$

Среднюю величину удельных потерь энергии на ионизацию можно найти, если проинтегрировать величину потери энергии $\frac{dE}{dx}(\rho)$, определяемую формулой (2.1), по всем возможным значениям прицельного параметра, ρ . Следует отметить, что пределы интегрирования отличны от 0 и ∞ и равны некоторым конечным значениям ρ_{\min} и ρ_{\max} , которые можно определить из следующих соображений. Минимальное значение прицельный параметр принимает в том случае, когда передаваемая электрону энергия максимальна. Из рассмотрения импульсной диаграммы следует, что оно равно $4Em_e/M$ (M — масса частицы). Максимальное значение прицельного параметра определяется, наоборот, минимально возможной энергией, передаваемой электрону при неупругом соударении, то есть энергией ионизации электрона.

Точный подсчет дает следующую формулу для вычисления удельных ионизационных потерь dE/dx для тяжелой заряженной частицы (например, протона, α -частицы) при энергиях $E \ll (M/m_e)Mc^2$:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \delta - U \right] \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \quad (2.2)$$

где \bar{I} – средняя энергия ионизации атомов поглощающего вещества;

$\bar{I} = (13,5Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг; $\beta = v/c$; δ и U – члены, учитывающие эффект плотности (насыщение ионизационных потерь) и связанность электронов.

Основной результат, получаемый из формулы (2.2), заключается в том, что удельная потеря энергии заряженной частицы на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости $\varphi(v) \sim 1/v^2$ и не зависит от массы частицы M :

$$dE/dx \sim z^2 n_e \varphi(v). \quad (2.3)$$

Иллюстрацией закономерности (2.3) является хорошо известная из атомной физики кривая Брэгга для удельной ионизации α -частиц (рис. 2.2). Из рисунка видно возрастание удельной ионизации dE/dx к концу пробега α -частицы, то есть при уменьшении ее скорости.

Из формулы (2.2) видно, что с ростом энергии частицы удельные потери на ионизацию сначала падают очень быстро (обратно пропорционально энергии), но по мере приближения ее скорости к скорости света – все медленнее и медленнее. При некоторой энергии удельные потери энергии на ионизацию становятся минимальными. Это соответствует тому, что в знаменателе формулы (2.2) стоит почти постоянная величина $v^2 \approx c^2$. Однако рассмотрение членов, стоящих в формуле (2.2) в скобках, показывает, что, начиная с некоторой достаточно большой энергии частицы, величина dE/dx снова медленно растет пока не достигает насыщения.

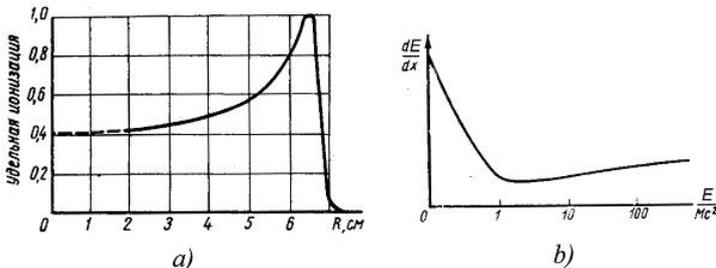


Рис. 2.2. Зависимости удельных потерь на ионизацию: а) от пробега α -частицы ; б) от кинетической энергии, измеренной в массовых единицах

Удельные потери энергии на ионизацию в этом диапазоне энергий падающих частиц пропорциональны плотности вещества среды и составляют около 2 МэВ/г/см^2 . Этот эффект называется эффектом плотности. Следует отметить, что данная величина потерь характерна для плотных материалов, например, металлов. Для газов величина удельных потерь при высоких энергиях выше и для водорода равна примерно 6 МэВ/г/см^2 .

Простой вид зависимости dE/dx от параметров движущейся частицы и среды [см. формулу (2.3)] позволяет легко пересчитывать dE/dx на другие частицы и среды. В самом деле, предположим, что в одной и той же среде ($n_e = \text{const}$) движутся две частицы с одинаковым зарядом ($z = \text{const}$), например протон и дейтрон. Тогда в местах с равной скоростью $\varphi(v) = \text{const}$ обе частицы будут иметь одинаковые значения dE/dx :

$$(dE_p/dx)_{v=v_0} = (dE_d/dx)_{v=v_0}.$$

Но при одинаковых скоростях энергии частиц относятся как их массы; следовательно, для нашего примера:

$$\left(\frac{dE_d}{dx}\right)_{E=E_0} = \left(\frac{dE_p}{dx}\right)_{E=E_0/2},$$

то есть ионизационные потери при движении дейтрона определённой энергии будут соответствовать ионизационным потерям протона с половинной энергией.

Аналогично может быть подсчитана величина dE/dx для частицы с другим z ($z \neq 1$). При этом надо учитывать, что частица с $z \neq 1$ имеет в z^2 большую величину dE/dx , чем движущаяся с той же скоростью частица с $z=1$. Например, dE/dx для α -частицы и протона связаны следующим соотношением:

$$\left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)_{v=v_0} = 4\left(\frac{dE_p}{dx}\right)_{v=v_0} \text{ или } \left(\frac{dE_\alpha}{dx}\right)_{E=E_0} = 4\left(\frac{dE_p}{dx}\right)_{E=E_0/4}$$

Что касается пересчета на другую среду, то его легко провести, если вспомнить, что dE/dx есть линейная функция концентрации электронов в среде n_e . Как известно, концентрация электронов в среде $n_e = n_{яд} Z$, где Z — заряд ядер среды, а $n_{яд}$ — их концентрация. Но $n_{яд} \approx \text{const}$ для всех веществ, и, следовательно, при пересчете на другую среду надо вводить множитель Z_2/Z_1 , где Z_1 и Z_2 — заряды ядер первой и второй сред. Так, например, при прочих-равных условиях ($z = \text{const}$, $v = \text{const}$) ионизацион-

ные потери частицы, движущейся в свинце, будут превышать ионизационные потери при движении в углероде приблизительно в 14 раз: $Z_{Pb}/Z_C \approx 82/6 \approx 14$.

Таким образом, dE/dx сильно меняется при переходе от среды к среде. Поэтому иногда вводят величину удельных ионизационных потерь $dE/d\xi$, отнесенную не к единице длины x (см) а к единице $\xi = x\rho$, выражающей толщину в г/см^2 , где ρ – плотность среды. Очевидно, что:

$$dE/d\xi = (dE/dx) (dx/d\xi) = (dE/dx) (1/\rho).$$

Так как $\rho \sim Z$ и $dE/dx \sim n_e \sim Z$, то $(dE/dx) (1/\rho) \approx \text{const}$. Таким образом, величина $dE/d\xi$ примерно постоянна для всех сред и поэтому более удобна, чем dE/dx для быстрых оценочных расчетов.

2.1.3. Связь пробега с энергией

Для определенной среды и частицы с данным зарядом z величина dE/dx является функцией только скорости и, следовательно, для частицы с заданной массой—функцией только кинетической энергии:

$$dE/dx = \varphi(E)$$

Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до E_0 , можно получить полный (максимальный) пробег частицы R , то есть расстояние, на котором частица теряет всю свою энергию:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}.$$

Обычно пробег частиц обозначается буквой R и измеряется либо в единицах длины (м, см, мкм), либо в массовых единицах (г/см^2).

Характерным свойством α -частиц является то, что сталкиваясь с атомными электронами, имеющими во много раз меньшую по сравнению с α -частицами массу, α -частицы почти не меняют направления своего движения. Поэтому их треки в веществе прямолинейны.

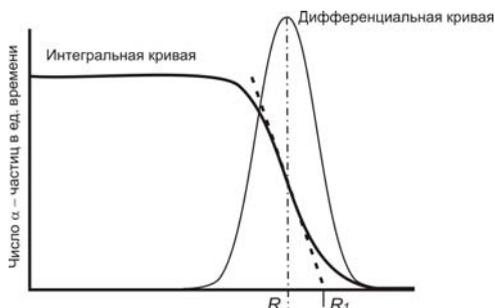


Рис. 2.3. Кривая пробегов для моноэнергетических частиц

На примере фотографии следов α -частиц в фотоэмульсии или результатов опытов с параллельным пучком α -частиц и люминофором можно построить следующую зависимость числа α -частиц в пучке N_α по мере продвижения их в веществе. $N_\alpha = const$ почти на всем пути продвижения α -частиц в веществе. Лишь в конце пути, когда энергия α -частиц становится малой число их резко падает (рис. 2.3). R — средний пробег или просто пробег, R_1 — экстраполированный пробег.

Приведем несколько формул, связывающих пробеги, и энергии различных частиц в разных средах.

1. Расчетным путем и последующей экспериментальной проверкой (измерением пробегов моноэнергетических частиц) была получена следующая формула для пробегов протонов в фотоэмульсии:

$$E_p = \alpha R^n, \quad (2.4)$$

где $\alpha \approx 0,25$; $n \approx 0,58$; E измеряется в мегаэлектронвольтах, R — в микронах (10^{-6} м). Формулу (2.4) легко можно видоизменить для любых частиц, движущихся в фотоэмульсии. Действительно, для нерелятивистских энергий

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dx}$$

и, поскольку, согласно формуле (2.2), для данной среды $dE/dx = z^2 \varphi(v)$, то

$$z^2 \varphi(v) = mv \frac{dv}{dx} \text{ и } dx = \frac{m}{z^2} \frac{v}{\varphi(v)} dv.$$

$$\text{Отсюда } R = \frac{m}{z^2} \int \frac{v}{\varphi(v)} dv = \frac{m}{z^2} \Phi(v).$$

Таким образом, пробеги двух частиц, имеющих равные скорости в данной среде, относятся как соответствующие частицам значения m/z^2 :

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1/z_1^2}{m_2/z_2^2}$$

Энергии частиц, имеющих равные скорости, относятся как их массы. Поэтому если обозначить через m_p и m массы протона и неизвестной частицы, через $z_p = 1$ и z — их заряды, а через R_p и R — пробеги, то

$$R_p : R = m_p : \frac{m}{z^2} \text{ или } R_p = R \left(\frac{m_p}{m} \right) z^2; \quad (2.5)$$

$$E_p : E = m_p : m \text{ или } E_p = E \left(\frac{m_p}{m} \right). \quad (2.6)$$

Подставляя выражения для R_p и E_p в уравнение (2.4), получаем:

$$E = \alpha (m/m_p)^{1-n} z^{2n} R^n.$$

Эта формула справедлива для любых тяжелых заряженных частиц, движущихся в фотоэмульсии (значения α и n , а также единицы измерения E и R здесь те же, что в формуле (2.4)). Имеют место и более простые соотношения.

2. Связь между энергией и пробегом в воздухе для α -частиц, испускаемых естественными α -излучателями, дается формулой

$$R_{\text{возд}}, \text{ см} = 0,318 E_\alpha^{3/2} \text{ МэВ для } 3 \text{ см} < R_{\alpha, \text{возд}} < 7 \text{ см}$$

При более высоких энергиях (до 200 МэВ) показатель степени при энергии возрастает от 3/2 до 1,8, и формула принимает вид

$$R_{\text{возд}} = (E_\alpha / 37,2)^{1,8}.$$

Здесь $R_{\text{возд}}$ измеряется в метрах в воздухе, а энергия E — в мегаэлектронвольтах. Для протонов эта формула в соответствии с правилами пересчета (2.5) и (2.6) запишется в виде

$$R_{\text{возд}} = (E_p / 9,3)^{1,8}$$

Зная пробег частиц в воздухе, можно вычислить их пробег в других веществах с помощью следующей, также эмпирической формулы:

$$R = R_{\text{возд}} \frac{\rho_{\text{возд}}}{\rho} \sqrt{\frac{A}{A_{\text{возд}}}},$$

где $\rho_{\text{возд}}$ и ρ — плотности воздуха и исследуемой среды, $A_{\text{возд}}$ и A — их средние массовые числа.

Для других сред, отличных от воздуха, пробег альфа-частиц для сред с атомной массой A_x и плотностью ρ_x для энергий $E_\alpha = 4-7$ МэВ можно рассчитать по формуле:

$$R = \frac{10^{-4} \sqrt{A_x E_\alpha^3}}{\rho_x},$$

где энергия выражена в МэВ, а плотность в г/см³.

Приведем некоторые оценки. Если $E_\alpha \sim 5$ МэВ, то $R_\alpha \sim 38$ мм в воздухе, а в твердых телах $\sim 30-40$ мкм, т. е. обычная бумага полностью поглощает α -частицы, испускаемые радионуклидными источниками.

2.1.4. Упругое рассеяние заряженных частиц

Упругим рассеянием называется такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и только перераспределяется между частицами, а сами частицы изменяют направление своего движения.

В ядерной физике в качестве потенциалов, на которых может происходить упругое рассеяние, рассматриваются кулоновский и ядерный. Заряженные частицы малых энергий рассеиваются на кулоновском потенциале, заряженные частицы больших энергий и нейтроны – на ядерном. Характер рассеяния на кулоновском или ядерном потенциалах определяется прицельным параметром ρ (при классическом рассмотрении) или орбитальным числом l (в квантово-механическом рассмотрении). Очевидно, что заряженная частица, пролетающая с данной скоростью v близко от другой заряженной частицы (малый прицельный параметр), рассеется на большой угол, чем частица, пролетающая далеко (большой прицельный параметр).

Для дальнедействующих потенциалов (кулоновских или гравитационных сил) прицельный параметр ρ может быть очень велик. В случае короткодействующих потенциалов (ядерных сил) для эффективного взаимодействия прицельный параметр ρ должен быть меньше радиуса действия ядерных сил (частица должна пролетать в зоне действия сил).

Определение сечения рассеяния дается аналогично рассмотренному ранее для ядерных реакций (см. раздел 1). Для случая упругого рассеяния заряженных частиц часто рассматривают также дифференциальные эффективные сечения рассеяния, микроскопическое и макроскопическое,

пропорциональные плотности вероятности рассеяния в данном малом интервале углов, которые можно вычислить по формулам:

$$d\sigma = \left(\frac{Zze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{4\sin^4(\theta/2)}; \quad d\Sigma = nd\sigma, \quad (2.7)$$

где: Z и z – зарядовые числа ядра и частицы; e – заряд электрона; m и v – масса и скорость частицы, соответственно; θ – угол рассеяния; $d\Omega$ – элемент телесного угла, n – число ядер в 1см^3 .

Выражение (2.7) представляет собой хорошо известную формулу Резерфорда, полученную им в 1911 г, которая была использована им для объяснения опытов по рассеянию α -частиц. Напомним, что в этих опытах для некоторых случаев рассеяния α -частиц углы получались очень большие (до 180°), которые нельзя было объяснить на основе модели атома с «размазанным» положительным электрическим зарядом. Формула (2.7) получена Резерфордом на базе ядерной модели атома и может быть использована для определения заряда ядра.

2.1.5. Многократное рассеяние

Из формулы Резерфорда (2.7) следует, что вероятность кулоновского рассеяния заряженной частицы на некоторый угол θ резко возрастает при уменьшении угла рассеяния. В связи с этим заряженная частица, движущаяся в плотной среде, должна испытывать на своем пути большое количество последовательных актов рассеяния на очень малые углы. Этот процесс называется многократным кулоновским рассеянием.

Многократное рассеяние приводит к ряду эффектов, которые необходимо учитывать при обработке экспериментальных результатов. Сюда, например, относятся расширение поперечных размеров пучка частиц при прохождении их через вещество, имитация магнитного искривления следов частиц в трековых приборах (ложная кривизна), разброс в длине пути, проходимого частицами в веществе, и др.

Поскольку многократное рассеяние обусловлено кулоновским взаимодействием частицы с ядрами среды, то экспериментальные характеристики многократного рассеяния должны быть связаны с параметрами как частицы, так и среды. Поэтому, изучая экспериментальные закономерности многократного рассеяния частицы, можно получить сведения о свойствах этой частицы или, если они известны, извлечь информацию о составе среды.

2.1.6. Особенности прохождения бета-излучения (электронов) через вещество

Обладая сравнительно большой энергией при малой массе, β -частицы (электроны и позитроны) движутся с гораздо большей скоростью, чем тяжелые заряженные частицы. Например, скорость электрона с энергией 0,5 МэВ равна 0,9 скорости света.

Характерные особенности прохождения β -частиц через вещество обусловлены не только их малой массой покоя, которая равна массе покоя атомных электронов, но и энергетическим распределением частиц, характерным для бета-распада.

Электроны с относительно малыми энергиями (<2 МэВ) при прохождении в веществе теряют свою энергию в результате ионизации и возбуждения атомов так же, как и тяжелые заряженные частицы. Однако в отличие от тяжелых заряженных частиц электрон в одном соударении может потерять значительную часть своей энергии (максимально – половину) и рассеяться на большой угол. Это означает, что флуктуации в длине пробега электронов значительно больше, чем для тяжелых заряженных частиц, и путь электрона в среде оказывается не прямолинейным, как для тяжелых заряженных частиц. Распределение β -частиц по углам рассеяния определяется статистическими закономерностями.

Упругое рассеяние электронов ядрами, так же как и тяжелых заряженных частиц, происходит преимущественно на малые углы, и потери энергии, связанные с упругим рассеянием на ядрах, малосущественны. Сечение также определяется формулой Резерфорда (2.7).

В результате рассеяния в кулоновском поле электрона или ядра он изменяет направление своего движения и, следовательно, движется ускоренно. Известно, что заряженная частица, движущаяся с ускорением, излучает энергию, пропорциональную квадрату ускорения. В кулоновском поле ускорение пропорционально заряду и обратно пропорционально массе частицы. В связи с этим потери энергии на электромагнитное (тормозное) излучение для заряженных частиц с малой массой (β -частиц) необходимо учитывать.

2.1.6.1. Ионизационные потери энергии

При соударениях электронов друг с другом они могут терять значительную часть своей энергии (в среднем до 1/4). В противном случае

электроны могут потерять энергию на возбуждение коллективных колебаний электронов среды. Такие потери называются характеристическими. Для электронов в предположении, что каждый атом среды взаимодействует с быстрыми электронами независимо от соседних атомов, ионизационные потери могут быть рассчитаны по формуле:

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4 nZ}{mv^2} [\ln(mv^2 E / 2I^2 t^2) - (2t - t^2) \ln 2 + t^2 + (1-t)^2 / 8 - \delta] \quad (2.8)$$

Здесь E — кинетическая энергия электрона, $t^2 = 1 - \beta^2$, $\beta = v/c$, а величина I , зависящая от Z , называется средней энергией ионизации и характеризует энергию связи электрона в атоме. Величина I/Z постепенно уменьшается с ростом Z и равна: 13,5 эВ для водорода, 12,6 эВ для алюминия, 10,1 эВ для свинца. При прохождении электрона в плотных средах происходит поляризация молекул среды вдоль пути его движения, которая уменьшает эффективное взаимодействие электрона с атомом за счет экранирования поля, что приводит к снижению ионизационных потерь. Поляризационный эффект, зависящий от плотности среды, учитывается введением отрицательного слагаемого δ в квадратные скобки выражения (2.8). Эта поправка заметно уменьшает вклад ионизационных потерь при большой энергии электронов, при этом удельные потери энергии стремятся к постоянной величине, приблизительно равной 2 МэВ/г см².

При использовании формулы (2.8) для вещества, содержащего атомы различных элементов, значения I этих атомов усредняют и получают \bar{I} , определяемые по правилу:

$$\ln \bar{I} = (\sum n_i Z_i \ln I_i) / \sum n_i Z_i$$

(индексом i отмечены характеристики i -го вида атомов). Множитель в формуле (2.8) $nZ = \rho N_A Z/A$ соответствует числу электронов в 1 см³ среды.

Отношение Z/A слабо зависит от Z , и, за исключением водорода, равно примерно 0,5, следовательно тормозная способность прямо пропорциональна плотности среды ρ . Поэтому функции зависимости ионизационных потерь от энергии, рассчитанные на 1г/см² среды, аналогичны для различных веществ, мало отличаясь по абсолютному значению.

С убыванием энергии электронов удельные ионизационные потери также убывают примерно по логарифмическому закону, достигая минимума при энергиях порядка $2mc^2$, а затем в области малых энергий увеличиваются с убыванием энергии (рис. 2.4).

Сопоставление ионизационных потерь энергии с числом образованных ионов дает так называемую *среднюю энергию ионизации*, то есть энергию, затрачиваемую на образование пары ионов. Средняя энергия ионизации для электронов с энергией 1 МэВ составляет ~ 34 эВ. Эта величина слабо зависит от энергии частиц (до ~ 3 МэВ) и атомного номера среды.

Следует отметить доминирующую роль процесса ионизации по сравнению с упругим рассеянием в потерях энергии заряженных частиц. Так, для электронов с энергией ~ 1 МэВ потери энергии за счет упругого взаимодействия меньше ионизационных потерь примерно в 20 раз. Еще меньше (более чем на порядок) потери энергии на световое излучение Вавилова—Черенкова, которое возникает при движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде, и используется для экспериментального определения скорости заряженных частиц.

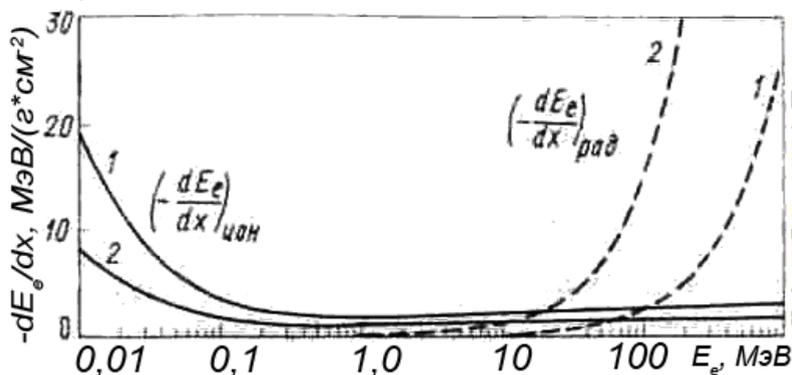


Рис. 2.4. Ионизационные и радиационные потери энергии электронов на 1 г/см^2 вещества в воздухе (1) и свинце (2)

2.1.6.2. Радиационные потери энергии

При ускоренном движении электроны испускают электромагнитное излучение, которое обычно называют *тормозным*. Потери энергии частицы на излучение $(dE/dx)_{\text{рад}}$ пропорциональны квадрату её ускорения a^2 . Так как силы F кулоновского взаимодействия с ядрами для частиц с равными зарядами z одинаковы, то потери на излучение для частиц с равными зарядами обратно пропорциональны квадрату массы частицы.

Особенно существенны они для легчайших заряженных частиц — электронов.

Тормозное излучение имеет непрерывный спектр, верхняя граница которого определяется энергией электронов. Если известно сечение испускания фотона с частотой ν при взаимодействии электрона с энергией E с атомами среды, равное $\sigma(E, \nu)$ (см²с/атом), то радиационные потери энергии, отнесенные к единице пути, можно записать в следующем виде:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = n \int_0^{\nu_{\text{макс}}} hv\sigma(E, \nu) d\nu, \quad (2.9)$$

где n — число атомов в единице объема среды, а $\nu=E/h$. Вероятность испускания фотонов тормозного излучения в поле атомного ядра и в поле электронов пропорциональна ν^{-1} , поэтому радиационные потери энергии пропорциональны энергии электронов.

Для описания радиационных потерь удобно ввести эффективное сечение $\sigma_{\text{рад}}$, которое практически не зависит от энергии. Введенное среднее сечение радиационных потерь равно интегралу в уравнении (2.9), деленному на энергию электрона, то есть

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = nE\sigma_{\text{рад}}, \quad (2.10)$$

Если энергия электронов удовлетворяет условию $E \gg 137mc^2/Z^{1/3}$, то $\sigma_{\text{рад}}$ не зависит от энергии и составляет примерно $2 \cdot 10^{-27} Z^2 \ln(183/Z^{1/3})$ см². При меньших энергиях электронов $\sigma_{\text{рад}}$ является функцией энергии, но эта зависимость слабая:

$$\sigma_{\text{рад}} \approx 6 \cdot 10^{-28} Z^2 \{4 \ln[2E/(m_e c^2)] - 4/3\}$$

Сравнение потерь энергии электронов на ионизацию атомов среды и на излучение показывает, что ионизационные потери энергии при $\nu \approx c$ пропорциональны Z и логарифму энергии, а потери на излучение растут линейно с энергией и пропорциональны Z^2 , поэтому при больших энергиях потери на излучение преобладают. Можно ввести критическую энергию электронов $E_{\text{кр}}$, при которой ионизационные потери энергии и потери на излучение равны. Ниже этой энергии преобладают потери ионизационные, а выше — потери на излучение (см. рис. 2.4). Более точно это соотношение выражается формулой Бете-Гайтлера:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} / (-dE/dx)_{\text{ион}} = E_e Z / 800,$$

где E_e выражена в мегаэлектронвольтах.

Из этой формулы можно получить значение критической энергии $E_{кр}=800/Z$ МэВ. В тяжелых элементах, таких, как свинец, радиационные потери преобладают уже при энергиях электронов выше 10 МэВ.

Для тех случаев, когда $E > E_{кр}$ и когда $\sigma_{рад}$ не зависит от E , после интегрирования (2.9) получаем линейную связь между логарифмом энергии частицы и ее пробегом. Расстояние, на котором энергия электрона уменьшается в e раз в результате излучения, называют *радиационной длиной* X_0 . Из (2.10), считая, что $\sigma_{рад}$ не зависит от энергии, легко получить $X_0 = 1/(n\sigma_{рад})$. Тогда:

$$-(dE/dX)/E = 1/X_0.$$

Радиационная длина изменяется от $X_0=5,8$ г/см² для свинца до $X_0=85$ г/см² для гелия.

Торможение электронов используют для получения интенсивных потоков гамма-излучения, поэтому представляют интерес спектральные характеристики тормозного излучения. Энергетический спектр тормозного излучения изменяется непрерывно от нуля до максимального значения, равного кинетической энергии электрона E'_e . Из пропорциональности $\sigma_{рад} \sim 1/E_e$, следует, что при достаточно большой энергии электронов спектр фотонов из тонких мишеней, определяемый в этом случае малым числом актов взаимодействия электрона с атомами среды, пропорционален E_e^{-1} . Таким образом, количество фотонов, вылетающих из тонкой мишени, растет с убыванием их энергии. С понижением энергии электронов доля низкоэнергетической части спектра фотонов несколько увеличивается.

Угловое распределение тормозного излучения имеет ярко выраженную анизотропию в сторону направления импульса падающей частицы. Так, при релятивистских энергиях электронов средний угол испускания фотонов тормозного излучения равен mc^2/E_e , где E_e – энергия электрона, и не зависит от энергии фотонов тормозного излучения.

2.1.6.4. Длина пробега электронов в веществе

Рассмотрение прохождения электронов через толстые слои вещества осложняется из-за многократного рассеяния и потерь энергии. Многократное рассеяние электронов можно характеризовать так же, как и для тяжелых заряженных частиц, средним углом отклонения. Однако такое рассмотрение справедливо для слоев материала небольшой толщины, ко-

гда потери энергии электроном в них незначительны. Если быстрый электрон входит в вещество, то вначале рассеяние на большие углы мало вероятно. В результате ионизационных и радиационных потерь энергия электрона уменьшается, и все большее значение приобретает рассеяние на большие углы. Средний угол отклонения электронов возрастает с увеличением пройденного пути в веществе. Затем после большого числа актов рассеяния на большие углы электрон «забывает» о своем первоначальном направлении, и его **перемещение** можно рассматривать как **диффузию**. В результате процесса многократного рассеяния число электронов, прошедших слой заданной толщины, уменьшается с ростом толщины этого слоя. Зависимость числа электронов, прошедших слой вещества заданной толщины, от толщины слоя называют **функцией ослабления**. Типичные функции ослабления моноэнергетических пучков электронов в алюминии приведены на рис. 2.5. Функцию удобно характеризовать **экстраполированной длиной пробега $R_{\text{экстр}}$** , которую определяют по пересечению продолжения линейного участка функции ослабления с осью абсцисс. Оказалось, что экстраполированная длина пробега линейно связана с энергией электронов. Например, для алюминия, $R_{\text{экстр}}=0,526E$, если R выразить в граммах на 1 см^2 , а энергию E - в мегаэлектронвольтах.

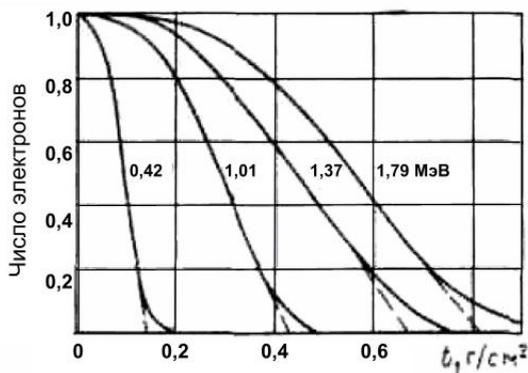


Рис. 2.5. Зависимость числа электронов, прошедших слой поглотителя, от его толщины t

Закон ослабления в веществе электронов β -распада ядер (β -частиц) имеет приближенно экспоненциальный характер. Тем не менее, полученные экстраполированные длины пробегов для β -частиц в функции граничной энергии β -спектра близки к данным для электронов. Так, для граничных энергий β -спектров выше 0,8 МэВ экстраполированная длина пробега в алюминии ($\text{г}/\text{см}^2$) равна

$$R_{\text{эстр}} = 0,542E_{\beta} - 0,133 ,$$

где E_{β} выражена в МэВ.

Для среды толщиной меньше максимального пробега β -частиц (т.е. толщины вещества, на которой частицы теряют всю свою энергию), ослабление плотности потока электронов β -распада ядер, как было отмечено выше, подчиняется приближенно экспоненциальному закону

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\mu_m t) ,$$

где t – толщина поглотителя, $\text{г}/\text{см}^2$; μ_m – массовый коэффициент поглощения электронов, $\text{см}^2/\text{г}$. Зависимость μ_m , $\text{см}^2/\text{г}$ от максимальной энергии β -частиц, если μ_m выражена в $\text{см}^2/\text{г}$, а энергия в МэВ, можно аппроксимировать следующими соотношениями:

$$\mu_m \approx 15,5E_{\beta}^{-1,41} \approx 17E_{\beta}^{-1,43} \approx 22E_{\beta}^{-1,33} .$$

Для оценок максимальных пробегов β -частиц в алюминии, выраженных в мм, и в воздухе, выраженных в см, можно пользоваться приближенными соотношениями: $R_{\beta \text{ max}} \approx 2,5E_{\beta}$ для алюминия и $R_{\beta \text{ max}} \approx 450E_{\beta}$ для воздуха. При величине E_{β} в интервале 0,5 – 10 МэВ погрешность не превышает 30 %.

2.1.6.5. Обратное рассеяние β -частиц

Некоторые β -частицы могут настолько изменить свою траекторию, что выйдут из вещества в обратном или близком к нему направлении. Это явление называется **обратным рассеянием** или отражением β -частиц. Обратное рассеяние необходимо учитывать при измерении β -радиоактивности препаратов, нанесенных на подложку.

Исследования обратного рассеяния β -излучения показали, что доля отраженных β -частиц зависит от их энергии, толщины и Z материала. Увеличение толщины подложки (исследуемого материала) повышает долю отраженных электронов до тех пор, пока рост количества обратно рассеянных электронов не компенсируется ростом поглощения рассеян-

ных электронов. Минимальная толщина подложки, при которой наступит наибольшее отражение β -частиц данной энергии, приблизительно одинакова для всех веществ и равна $\sim 0.2R$. При увеличении энергии доля отраженных электронов падает, а при увеличении Z доля отраженных электронов растет.

2.1.7. Черенковское излучение

Черенковское излучение представляет собой один из эффектов, которым среда реагирует на прохождение через нее заряженной частицы. Как уже отмечалось выше, при прохождении заряженной частицы через среду ее молекулы поляризуются. Если скорость света в среде c_c меньше скорости частицы в среде v ($c_c < v$), то возникшее при этом электромагнитное поле не успевает распространиться по всем направлениям, и, по принципу Гюйгенса, фронт волны представляет собой конус с углом раствора, равным $\arcsin(c_c/v)$. При этом условие $c_c < v$ является необходимым для возникновения излучения и тем самым ограничивающим спектр излучения оптическим и ультрафиолетовым излучением, поскольку показатель преломления среды в данном диапазоне больше единицы. Это означает, что затрачиваемая на возбуждение молекул среды энергия много меньше той, которую испустила бы, излучая, сама частица. Другой особенностью черенковского излучения является то, что *излучает не частица, а молекулы среды*, и оно имеет место только тогда, когда $c_c < v$. Эта особенность молекул среды при прохождении через нее излучения может быть использована в пороговых детекторах. Кроме того, направленность черенковского излучения также может быть использована при его детектировании.

2.1.8. Переходное излучение

Этот эффект всегда возникает на границе раздела двух сред. Действительно, если к границе движется заряженная частица, то с противоположного края движется и ее электростатическое изображение. На границе происходит их взаимное уничтожение, которое и сопровождается излучением, получившим название *«переходное»*. Переходное излучение обладает следующими особенностями:

- переходное излучение назад всегда лежит в оптическом или близком ультрафиолетовом диапазоне;

- переходное излучение вперед при переходе частицы из оптически более плотной среды в оптически менее плотную может лежать в рентгеновском диапазоне.

Последняя особенность может быть использована при детектировании заряженных частиц специальными детекторами переходного излучения.

2.1.9. Каналирование заряженных частиц. Ондulatoryное излучение

Каналирование – захват заряженных частиц в межатомное пространство и последующее их движение в этом пространстве. Очевидно, что при движении в межатомном пространстве пробеги частиц должны быть

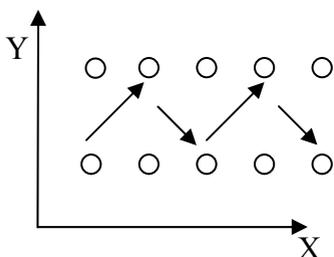


Рис. 2.6. Эффект каналирования заряженных частиц

больше, чем при их столкновении с атомами. Однако каналирование возможно далеко не при любых условиях. В связи с этим попробуем оценить, при каких условиях это возможно. Пусть частица испытывает соударения с атомами и при этом сохраняет способность двигаться в канале, что отражено на рис. 2.6. Из рисунка 2.6 видно, что движение частицы в канале можно представить как прямолинейное движение вдоль оси X и колебания вдоль оси Y . Соответственно, каналирование является частным случаем волнового движения.

Очевидно, что эффект захвата частиц в канал (см. рис. 2.6) возможен тогда, когда угол, под которым направлен ее импульс к оси X , меньше некоторого предельного угла. Иногда, в особенности, когда атомы, находящиеся в узлах решетки сами являются источниками заряженных частиц (радионуклидами), может иметь место обратный эффект: наличие запретных направлений для движения частицы. Этот эффект называется эффектом теней и может служить для идентификации механизма ядерной реакции: при ядерной реакции прямого взаимодействия в силу высокой скорости ее протекания эффект тени имеет место, а в случае протекания ее по боровскому механизму –

нет.

Частица, захваченная в канал, будет излучать тормозное излучение. Оно, однако, характеризуется некоторыми особенностями. Из-за волнового характера движения частицы в точках, где волна имеет одинаковую фазу, излучатели будут когерентны, поэтому возникает узконаправленный пучок фотонов высокой интенсивности. Такое излучение называется *ондуляторным*.

2.2. Взаимодействие гамма- излучения с веществом

Известно большое число типов различных взаимодействий электромагнитного излучения с электронами, атомами и ядрами среды. Основными типами взаимодействия фотонов с веществом являются следующие три процесса: фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект), рассеяние фотонов на свободных электронах (комптоновское рассеяние) и рождение фотоном в кулоновском поле ядра или электрона пары позитрон-электрон (образование пар). Полное сечение взаимодействия фотонов с электронами атомов σ складывается из сечения фотоэффекта $\sigma_{\text{ф}}$, сечения комптоновского рассеяния $\sigma_{\text{к}}$ и сечения образования пар $\sigma_{\text{п}}$. Перечислим и другие возможные виды взаимодействия :

- ядерные реакции или ядерный фотоэффект,
- когерентное, или томсоновское рассеяние на электронах,
- когерентное рассеяние на молекулах,
- резонансное безотдачное поглощение фотонов ядрами, или эффект Мессбауэра,
- томсоновское рассеяние на ядрах.

2.2.1. Фотоэлектрический эффект

Фотоэффектом называют процесс взаимодействия фотона с электроном атома, при котором фотон, целиком поглощаясь атомом, передает свою энергию одному из электронов атомных оболочек (чаще всего K -электронам, реже электронам L -оболочки и еще реже электронам M -оболочки).

Фотоэлектрический эффект не может происходить при взаимодействии фотонов со свободными электронами. Он возможен только на связанных электронах. Чем меньше связь электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем менее вероятен фотоэффект.

Часть энергии фотона расходуется на преодоление энергии связи электрона с атомом, оставшаяся часть преобразуется в кинетическую энергию электрона:

$$E_e = E_\gamma - E_i,$$

где E_γ – энергия фотона, E_i энергия связи электрона на i -й оболочке атома. Энергия отдачи атома ($\sim E_\gamma/M_{\text{ат}} \cdot c^2$) очень мала по сравнению с E_e и E_i и поэтому ей пренебрегают.

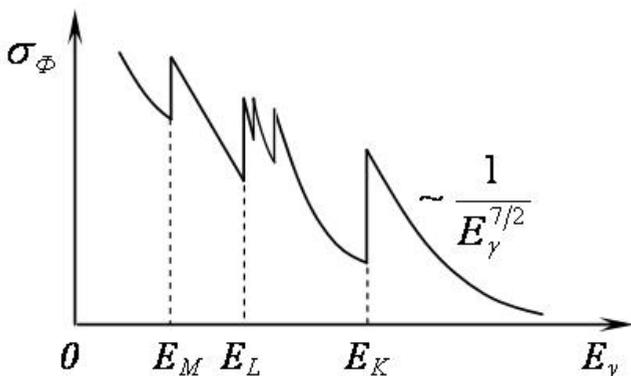


Рис. 2.7. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии гамма-излучения, где E_K , E_L , E_M – значения энергии ионизации электронов на соответствующих оболочках

Фотоэффект возможен только в тех случаях, когда $E_\gamma > E_i$. Поэтому сечение фотоэффекта претерпевает резкие скачки при энергиях, равных энергиям ионизации соответствующих оболочек. Ход сечения фотоэффекта от энергии фотонов приведен на рис 2.7.

По мере убывания энергии фотона E_γ (возрастание связанности электронов, отнесенной к энергии E_K/E_γ) сечение возрастает до $E_\gamma = E_K$, начиная с $E_\gamma < E_K$ фотоэффект на K - оболочке становится невозможным.

Вероятность фотоэффекта очень резко зависит от Z атома (это объясняется различной связанностью электронов в атоме) $\sigma_\Phi \sim Z^5$.

Расчеты сечения фотоэффекта показывают, что он происходит в основном на K -оболочке (80%). При $E_\gamma > E_K$ сечение фотоэффекта на K -

оболочке,
$$\sigma_\Phi^{[K]} \sim \frac{Z^5}{(E_\gamma)^{7/2}},$$

Полное сечение фотоэффекта $\sigma_{\phi} \approx \frac{5}{4} \cdot \sigma_{\phi}^{[K]}$, причем

$$\frac{\sigma_{\phi}^{[L]}}{\sigma_{\phi}^{[K]}} \approx \frac{1}{5} \text{ и } \frac{\sigma_{\phi}^{[M]}}{\sigma_{\phi}^{[L]}} \approx \frac{1}{4}.$$

Фотоэффект сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения возбужденных атомов в результате перехода электронов на вакантные места в соответствующей электронной оболочке. Энергия возбуждения атома может также передаваться электронам внешней оболочки атома. В этом случае кроме фотоэлектронов с энергией E_e появляются электроны с энергией, близкой к значению энергии ионизации E_i (энергии связи электрона на i -й оболочке атома) – это электроны Оже. Оже-электроны с большей вероятностью наблюдаются при фотоэффекте на атомах с малыми и средними Z .

Энергия связи электрона на K оболочке атома, а, следовательно, и характеристического рентгеновского излучения возбужденных атомов и Оже-электронов зависит от Z вещества. Для атома алюминия ${}_{13}\text{Al}$ $E_K = 2,5$ кэВ, для ${}_{29}\text{Cu}$ – 10 кэВ, а для ${}_{82}\text{Pb}$ – 88 кэВ.

Угловое распределение фотоэлектронов зависит от их энергии. При малых энергиях (десятки кэВ) фотоэлектроны испускаются преимущественно в направлении, перпендикулярном пучку фотонов. С ростом энергии угол вылета фотоэлектронов уменьшается.

Фотоэффект является главным механизмом поглощения фотонного излучения малых энергий в тяжелых веществах. Так, в Al фотоэффект преобладает при $E_{\gamma} < 60$ кэВ, а в свинце при $E_{\gamma} < 600$ кэВ.

2.2.2. Рассеяние фотонов

Наряду с фотоэффектом, при котором вся энергия фотона передается атомному электрону, взаимодействие гамма-излучения с электронами атомов среды может приводить к его рассеянию, т.е. отклонению от первоначального направления распространения на некоторый угол θ .

Экспериментально сначала было изучено рассеяние сравнительно мягкого электромагнитного излучения (длинноволновое рентгеновское излучение), а уже потом – жесткого (коротковолновое рентгеновское и γ -излучения). Поэтому первые экспериментальные результаты показали практическую неизменность длины волны при рассеянии. Эти результа-

ты были объяснены при помощи классической теории рассеяния электромагнитного излучения, развитой ранее для объяснения рассеяния света.

Согласно этой теории электрон под действием падающей на него электромагнитной волны приходит в вынужденные колебания с частотой колебаний напряженности электрического поля фотона и, следовательно, сам становится излучателем электромагнитных волн такой же частоты. Это и есть рассеянная волна.

В простейшем случае рассеяния неполяризованной первичной волны на одном электроне дифференциальное сечение рассеяния равно:

$$d\sigma = (r_e^2/2)(1 + \cos^2 \theta)d\Omega,$$

где $r_e = e^2/m_e c^2$. Полное сечение рассеяния на одном электроне

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Эти формулы впервые получил Дж. Дж. Томсон. Сечение томсоновского рассеяния не зависит от длины волны падающего излучения и симметрично относительно плоскости $\theta = 90^\circ$.

Классическая теория рассеяния справедлива при $h\nu \ll m_e c^2$. Если это условие не выполняется, то наблюдается рассеяние с изменением длины волны.

Детальное изучение рассеяния электромагнитного излучения с изменением длины волны было проведено в 1923 году Комптоном.

В результате опытов Комптона обнаружено следующее.

1. Спектр рассеянного излучения, кроме первоначальной длины волны λ_0 , содержит также смещенную линию с длиной волны $\lambda' > \lambda_0$.

2. $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ растет с увеличением угла рассеяния.

3. При данном угле рассеяния $(\Delta\lambda)_\theta$ не зависит от λ_0 .

4. $(\Delta\lambda)_\theta$ постоянна для всех рассеивающих веществ.

Эти закономерности нельзя объяснить классической волновой теорией, согласно которой длина волны рассеянного излучения должна быть такой же, как и падающего. Объяснение наблюдаемых явлений дано Комптоном и Дебаем с помощью квантовой теории.

В том случае, когда энергия фотона значительно превышает энергию связи электрона, можно рассматривать упругое столкновение фотона со свободным электроном.

Для получения соотношения, связывающего длину волны рассеянного излучения с углом рассеяния, запишем законы сохранения энергии и им-

пульса в предположении, что электрон свободен. Закон сохранения энергии:

$$h\nu = h\nu' + E_e = h\nu' + m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \quad (2.11)$$

где $\beta = v/c$.

Закон сохранения импульса $\vec{p}_\gamma = \vec{p}_{\gamma'} + \vec{p}_e$ или:

$$h\vec{\nu}/c = h\vec{\nu}'/c + m_e \vec{\nu}/\sqrt{1-\beta^2}. \text{ В скалярной форме} \\ m_e^2 \beta^2 c^4 / (1-\beta^2) = (h\nu')^2 + (h\nu)^2 - 2h\nu h\nu' \cos\theta. \quad (2.12)$$

Решая совместно уравнения (2.11) и (2.12), получаем:

$$(c/\nu') - (c/\nu) = (h/m_e c)(1-\cos\theta)$$

или

$$\lambda' - \lambda = \Lambda (1-\cos\theta) = 2 \Lambda \sin^2(\theta/2), \quad (2.13)$$

где $\Lambda = h/m_e c = 2,42 \cdot 10^{-10}$ см – комптоновская длина волны электрона. Из формулы (2.13) следует, что длина волны смещенной линии λ' растет с углом рассеяния θ таким образом, что для $\theta=0$ $\Delta\lambda=0$, для $\theta = \pi/2$ $\Delta\lambda = \Lambda$, а для $\theta=\pi$ $\Delta\lambda=2\Lambda$.

При рассеянии под данным углом θ величина $\Delta\lambda$ не зависит от λ . Поэтому эффект Комптона несуществен для длинноволнового излучения, когда $\Delta\lambda \ll \lambda$ (например, для света и даже мягкого рентгеновского излучения), и наоборот, играет большую роль для коротковолнового излучения, когда $\Delta\lambda \sim \lambda$.

Таким образом, в результате комптоновского рассеяния изменяется энергия и направление распространения фотона, а также возникает комптоновский электрон. Преобразуя выражение (2.13), получим связь между энергией рассеянного фотона $E_{\gamma'}$, энергией падающего фотона E_γ и углом рассеяния θ (относительно первоначального направления фотона). Из законов сохранения энергии и импульса можно получить также связь между энергией комптоновского электрона E_e и углом его вылета φ :

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}, \quad (2.14)$$

$$E_e = \frac{2E_\gamma \gamma}{(1 + 2\gamma + (1 + \gamma)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi)}, \quad (2.15)$$

где $\gamma = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, а связь между углами θ и φ можно найти по формуле:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \operatorname{ctg}\varphi(1 + \gamma)$$

Из приведенных соотношений (2.14) и (2.15) следует, что фотоны, рассеянные на углы $\theta \geq 90^\circ$, всегда имеют энергию $E_\gamma' \leq 0,511$ МэВ независимо от начальной энергии, а при $\theta = 180^\circ$ – в диапазоне от 0,17 до 0,25 МэВ. Максимальную кинетическую энергию имеют комптоновские электроны, вылетающие в направлении движения первичных фотонов, то есть при $\varphi = 0$. Эту максимальную энергию можно найти из соотношения:

$$(E_e)_{\max} = m_e c^2 \frac{2\gamma^2}{1 + 2\gamma}$$

Процесс рассеяния проиллюстрирован на полярных диаграммах, представленных на рис. 2.8.

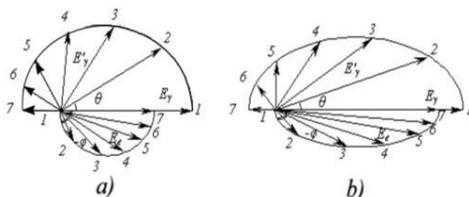


Рис. 2.8. Полярные диаграммы рассеяния фотонов на свободных электронах, где а) $E_\gamma = 0,64$ МэВ; б) $E_\gamma = 2,55$ МэВ

Верхняя половина диаграммы характеризует энергию E_γ' фотонов, рассеянных под углом θ , нижняя – кинетическую энергию электронов отдачи (комптоновских электронов), вылетающих под углом φ , связанному с углом θ . Значения энергий рассеянных фотонов и электронов пропорциональны длинам соответствующих радиусов-векторов. В соответствии с законом сохранения энергии сумма векторов верхней и нижней половины, отмеченных одинаковыми цифрами, равны радиусу полуокружности, который характеризует энергию первичного фотона E_γ , летящего в направлении 1.

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния, может быть найдено по формуле Клейна – Нишины – Тамма:

$$\frac{d\sigma_k}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left[\frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right] Z,$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ – классический радиус электрона, Z – порядковый номер атома.

Приведенное соотношение определяет вероятность комптоновского рассеяния в направлении угла θ в единицу телесного угла на Z электронах (то есть на атоме с порядковым номером Z).

Полное сечение комптоновского рассеяния может быть получено интегрированием приведенного выше соотношения по всему телесному углу:

$$\sigma_k = \pi \cdot r_0^2 \frac{Z}{\gamma} \left\{ \left[1 - 2 \frac{(\gamma+1)}{\gamma^2} \right] \ln(2\gamma+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2} (2\gamma+1)^2 \right\} \quad (2.16)$$

Спектр электронов отдачи приведен на рис. 2.9. Видно, что при высоких энергиях распределение комптоновских электронов почти равномерно, за исключением области вблизи энергии фотонов, где имеется значительный подъем.

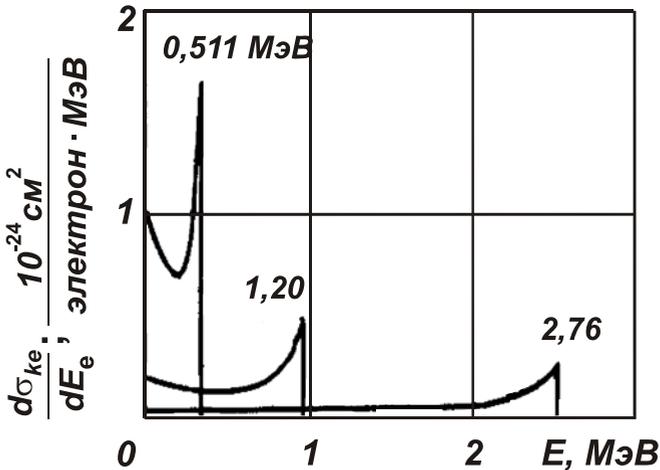


Рис. 2.9. Спектр энергии отдачи электронов

Так как каждый электрон индивидуально участвует в процессе рассеяния, то сечение рассеяния пропорционально Z . $\sigma_{\kappa} \sim Z/E_{\gamma}$.

При $h\nu \gg mc^2$ формула (2.16) преобразуется к виду:

$$\sigma_{\kappa} \sim \frac{NZ}{E_{\gamma}} \left(\ln \frac{2E_{\gamma}}{mc^2} + \frac{1}{2} \right),$$

где N – число атомов в единице объема.

Комптоновское рассеяние преобладает в диапазоне энергий 0.6 МэВ $< E_{\gamma} < 5$ МэВ для Pb и 0.06 МэВ $< E_{\gamma} < 15$ МэВ для Al.

2.2.3. Образование пар электрон-позитрон

При больших энергиях фотонов наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить еще один вид элементарного взаимодействия фотона с веществом – эффект образования пары электрон-позитрон, который был предсказан Дираком в 1928 году.

Процесс образования пар может происходить только при энергиях фотонов, превышающих суммарную энергию покоя электрона и позитрона, то есть при $E_{\gamma} > 2m_e c^2$.

В пустоте пары из одного фотона образоваться не могут. Процесс может идти в поле ядра, в поле электрона, при взаимодействии двух фотонов и при соударении двух электронов.

Процесс образования пар в кулоновском поле ядра является в 10^3 раз более вероятным процессом для гамма-излучения средних энергий, чем на электронах.

Сечение образования пар на электронах и ядрах атома пропорционально Z^2 и довольно сложным образом зависит от энергии. Вначале сечение образования пар растет очень быстро, затем рост замедляется и при очень большой энергии ($E_{\gamma} \gg 137m_e c^2 Z^{1/3}$) достигает постоянного значения, зависящего от атомного номера материала. Приближенно зависимость можно записать: $\sigma_{\Pi} \approx Z^2 \ln \left(\frac{E_{\gamma}}{2m_e c^2} \right)$. Общий вид зависимости $\sigma_{\Pi}(E_{\gamma})$ показан на рис. 2.10.

Энергия фотона распределяется почти равновероятно между электронами и позитронами. Однако с ростом энергии фотонов преобладающим становится асимметричное распределение энергии.

Образовавшиеся электроны и позитроны вылетают под некоторым углом к направлению движения фотона. В среднем этот угол $\theta \sim m_e c^2 / E$, где E – кинетическая энергия электрона или позитрона. При больших энергиях фотонов значение E велико и угол θ стремится к нулю.

При регистрации фотонов по эффекту образования пар имеет существенное значение то, что позитроны через очень короткое время аннигилируют, испуская преимущественно два фотона с энергией 0,511 МэВ. Аннигиляция имеет наибольшую вероятность при малой энергии позитронов, поэтому угол между направлениями аннигиляционных фотонов близок к 180° .

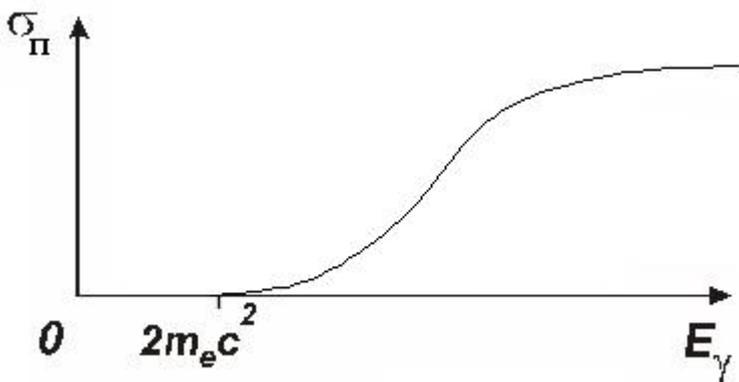


Рис. 2.10. Зависимость сечения образования пар от энергии фотонного излучения

2.2.4. Полный коэффициент ослабления фотонного излучения в веществе

Полное микроскопическое сечение взаимодействия фотонов с веществом σ равно сумме сечений, характеризующих основные процессы взаимодействия: фотопоглощение, комптоновское рассеяние и образование электронно-позитронных пар: $\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_K + \sigma_{\pi}$. Макроскопические сечения взаимодействия излучения с веществом (см^{-1}) получаются из микроскопических ($\text{см}^2/\text{атом}$) умножением на число атомов в единице объема N . Поэтому можно записать:

- 1) для фотоэффекта $\mu_{\phi} = \sigma_{\phi} N$;
- 2) для комптоновского взаимодействия $\mu_{\kappa} = \sigma_{\kappa} N$;
- 3) для образования пар $\mu_{\pi} = \sigma_{\pi} N$.

Макроскопические сечения μ_{ϕ} , μ_{κ} и μ_{π} называются *линейными коэффициентами фотоэффекта, комптоновского взаимодействия и образования пар* соответственно. Сумму этих парциальных макроскопических сечений называют *линейным коэффициентом ослабления* фотонного излучения в веществе:

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{\pi}.$$

Три коэффициента, входящие в это соотношение, различным образом зависят от Z атомов вещества и энергии гамма-излучения, о чем свидетельствуют рассмотренные выше закономерности. Таким образом, можно записать следующие зависимости для линейных коэффициентов: $\mu_{\phi} \sim (\rho/A)(Z^5/(E_{\gamma})^{7/2})$, $\mu_{\kappa} \sim (\rho/A)(Z/E_{\gamma})$, $\mu_{\pi} \sim (\rho/A)(Z^2 \ln(E_{\gamma}))$.

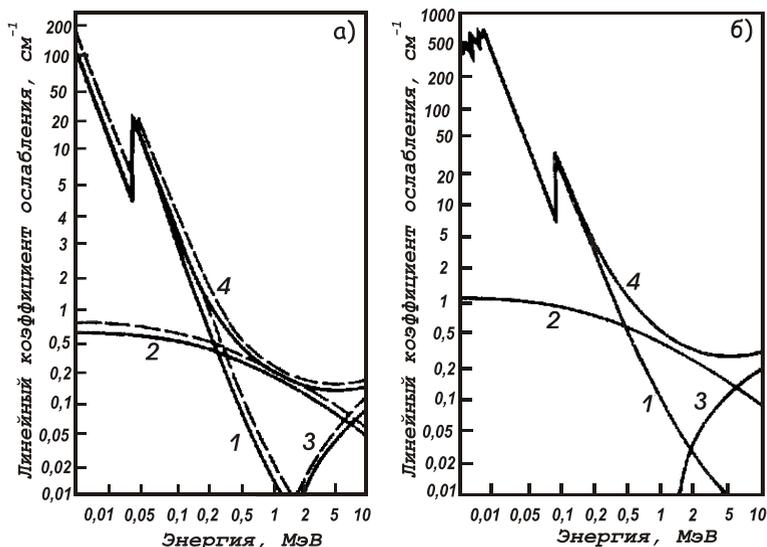


Рис. 2.11. Энергетическая зависимость линейных коэффициентов ослабления фотонов в NaI (сплошная линия), CsI (штриховая линия) (а) и BGO (б):

1 — μ_{ϕ} ; 2 — μ_{κ} ; 3 — μ_{π} ; 4 — μ

Зависимость линейных коэффициентов взаимодействия фотонов с веществом сцинтилляционных детекторов от энергии приведена на рис. 2.11.

2.2.5. Закон ослабления потока фотонного излучения при прохождении через вещество

При прохождении через вещество узкого пучка моноэнергетических фотонов наблюдается экспоненциальное ослабление интенсивности излучения. Это обусловлено тем, что фотоны выбывают из пучка в результате единичного акта взаимодействия (рис. 2.12). Какая-то часть фотонов (случай *a*), пройдет через вещество, не испытав взаимодействия, другая часть (случай *b*), будет поглощена, третья часть (случай *в*) испытает рассеяние и выйдет за пределы регистрируемого пучка.

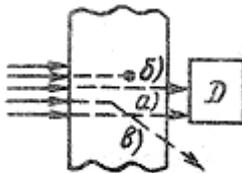


Рис. 2.12. Иллюстрация взаимодействия пучка фотонов с веществом. Условные обозначения: *D* - детектор

Допустим, что узкий моноэнергетический пучок фотонов числом N_0 падает нормально на пластину вещества, толщиной d (рис. 2.13). В бесконечно тонком слое dx , лежащем на глубине x от поверхности пластины, уменьшение числа фотонов dN будет пропорционально только числу фотонов $N(x)$, дошедших до этого слоя, и его толщине dx , т.е

$$dN = -\mu N(x) dx, \quad (2.17)$$

где μ – коэффициент пропорциональности, или линейный коэффициент ослабления, знак минус означает уменьшение N с увеличением x . Физический смысл линейного коэффициента ослабления: относительное ослабление потока фотонов на единице пути, размерность $[\mu] = \text{см}^{-1}$. Величину, обратную линейному коэффициенту ослабления, называют *длиной свободного пробега* λ фотонов в веществе: $\lambda = 1/\mu$.

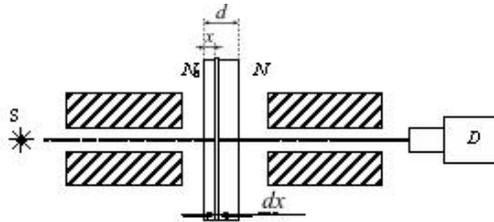


Рис. 2.13. Ослабление пучка фотонов. Условные обозначения: S-источник, D-детектор

Интегрируя (2.17), получаем экспоненциальный закон ослабления гамма-излучения веществом для узкого пучка:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}. \quad (2.18)$$

Толщина слоя поглощающего вещества $x_{1/2}$, соответствующая уменьшению интенсивности пучка в два раза, называется слоем (толщиной) половинного ослабления. Величина $x_{1/2}$ имеет важное практическое значение для оценки ослабления потока излучения и обычно приводится в справочниках. Величина $x_{1/2} = \ln 2 / \mu = 0,693 / \mu$ является математическим аналогом периода полураспада и может быть найдена экспериментально.

Вместо линейного коэффициента μ часто используют *массовый коэффициент ослабления* μ_m (см²/г) и *массовую толщину* d_m (г/см²): $\mu_m = \mu / \rho$, $d_m = \rho d$, и тогда формула (2.18) приобретает вид

$$N = N_0 \exp(-\mu_m d_m)$$

2.3. Прохождение нейтронов через вещество

При рассмотрении взаимодействия нейтронов с веществом необходимо учитывать следующие особенности. Нейтроны не имеют электрического заряда, поэтому они не взаимодействуют с электрическим полем ядер и электронов. По сравнению с другими видами излучения нейтроны проходят через вещество, не испытывая столкновений с ядрами атомов, сравнительно большие расстояния, измеряемые сантиметрами. Электромагнитное взаимодействие нейтрона с электроном определяется величиной взаимодействия между их магнитными моментами. Но оно настолько мало, что его энергия достигает энергии ионизации атома (~ 10 эВ) лишь на расстояниях порядка 10^{-11} см. Таким образом, сечение ионизационного торможения нейтрона оказывается равным 10^{-22} см², то есть приблизительно в 10^6 раз меньше, чем для заряженной частицы. Правда,

эта величина существенно больше, чем сечение взаимодействия быстрого нейтрона с ядрами ($\sim 10^{-24}$ см²), однако если учесть, что в процессе взаимодействия с электроном нейтрон теряет лишь ничтожную часть своей энергии (~ 10 эВ), тогда как при ядерном столкновении может потерять значительную ее долю (при лобовом столкновении с протоном – всю), то понятна малая роль ионизационных потерь при движении нейтрона в среде. Эффект от взаимодействия магнитных моментов нейтрона и электрона становится заметным только тогда, когда магнитные моменты всех электронов ориентированы одинаковым образом (в ферромагнетиках). В этом случае взаимодействие магнитных моментов нейтрона и электронов приводит к макроскопическому эффекту дополнительного рассеяния, изучение которого позволяет оценить магнитный момент нейтрона, а также определять магнитную структуру материала.

Основным видом взаимодействия нейтронов с веществом является их взаимодействие с атомными ядрами. В зависимости от того, попадает нейтрон в ядро или нет, его взаимодействие с ядрами можно разделить на два класса:

1) упругое потенциальное рассеяние на потенциале ядерных сил без попадания нейтрона в ядро $(n, n)_{\text{пот}}$;

2) ядерные реакции разных типов: (n, γ) , (n, p) , (n, α) , реакция деления и др.; неупругое рассеяние (n, n') ; упругое рассеяние с заходом нейтрона в ядро—упругое резонансное рассеяние $(n, n)_{\text{рез}}$.

Относительная роль каждого процесса определяется величиной соответствующих сечений. В некоторых веществах, для которых роль упругого рассеяния относительно высока, быстрый нейтрон теряет свою энергию в серии последовательных актов упругого соударения с ядрами вещества (замедление нейтронов). Процесс замедления продолжается до тех пор, пока кинетическая энергия нейтрона не сравняется с энергией теплового движения атомов замедляющего вещества (замедлителя). Такие нейтроны называются *тепловыми*. Дальнейшие столкновения тепловых нейтронов с атомами замедлителя практически не изменяют энергии нейтронов и приводят только к перемещению их в веществе (диффузия тепловых нейтронов), которое продолжается до тех пор, пока нейтрон не поглотится ядром какого-либо атома.

Поскольку характер взаимодействия нейтронов с веществом определяется их энергией, удобно ввести классификацию нейтронов различных энергетических групп. Хотя строгой общепринятой классификации нейтронов по спектральным группам нет, но существуют вполне устано-

вившиеся названия отдельных групп, выделяемых из общего класса медленных нейтронов.

Так, *«холодными»* называют нейтроны с энергией $< 0,005$ эВ, т. е. в несколько раз меньше средней тепловой энергии. Они получаются при фильтрации тепловых нейтронов сквозь образцы поликристаллов за счет низкоэнергетической области спектра тепловых нейтронов. Среди холодных нейтронов можно выделить группу *«ультрахолодных»*. Основой ее характеристики служит явление полного отражения от материальной стенки. Так как коэффициент преломления обычных веществ для нейтронов очень мал, то полное отражение испытывают лишь очень длинноволновые нейтроны с энергией порядка 10^{-7} эВ и скоростью меньше 10 м/с. Их и называют ультрахолодными.

Тепловые нейтроны образуют довольно определенную и важную группу, находящуюся в тепловом равновесии с окружающей средой. Спектр их приблизительно максвелловский, средняя энергия $3/2 kT$ при 20°C равна 0,038 эВ. Менее определена группа нейтронов, известных под названием *резонансных*. К ней относятся замедленные, но еще не достигшие теплового равновесия нейтроны. Нижняя граница их спектра практически определяется «прозрачностью» кадмиевой фольги, поглощающей тепловые нейтроны, и равна приблизительно 0,4 эВ. Верхняя граница не очень определена, так же как и граница спектра медленных нейтронов. Физическая сущность определения данной группы состоит в том, что в этой спектральной области взаимодействие нейтронов с ядрами характеризуется отдельными резонансными пиками, в первую очередь, с ядрами урана-238, ширина пика которых значительно меньше интервала между ними. Это условие у тяжелых ядер нарушается уже при энергии > 10 кэВ, а у легких ядер соблюдается до нескольких мегаэлектронвольт.

Среди резонансных нейтронов иногда выделяют группу *надтепловых* (или *закадмиевых*), непосредственно примыкающих к тепловым.

подавляющее большинство источников непосредственно испускает *быстрые* нейтроны. Для получения *медленных* нейтронов источник помещают внутрь какого-либо замедлителя, в котором нейтроны теряют энергию в результате многократных столкновений с ядрами. В этом случае, очевидно, спектр быстрых нейтронов, непосредственно испускаемых источником, существен лишь в том отношении, что от него слегка зависят оптимальные условия замедления. Например, чем больше энергии первичных нейтронов, тем больше должна быть толщина замедлите-

ля. Вообще же процесс замедления устраняет признаки спектра первичных нейтронов, поэтому для получения медленных нейтронов существен лишь выход и активность источника и допустим любой спектр первичных нейтронов.

Впервые нейтроны были получены в реакции взаимодействия α -частиц радия с ядрами бериллия:



Эта реакция до сих пор используется для получения нейтронов с широким энергетическим спектром в таких радионуклидных источниках, как, например: (Pu-Be), (Po-Be), (Ra-Be) и ряд других. Исторически первым источником нейтронов был (Ra—Be)-источник. Он изготовлялся в виде герметической ампулы, внутри которой находилась смесь Ra с Be. Большой разброс в энергии нейтронов объясняется тем, что с ядрами взаимодействуют α -частицы разных энергий (4,8 — 7,7 МэВ), испускаемые не только ядрами Ra, но и находящимися с ним в радиоактивном равновесии продуктами его распада.

Кроме того, в результате реакции (2.19) ядро ${}^{12}_6\text{C}$ образуется не только в основном, но и в возбужденных состояниях, что также приводит к расширению нейтронного спектра. (Ra—Be)-источник отличается очень высоким выходом нейтронов (около $2 \cdot 10^7$ на 1 г Ra). Существенным недостатком источника является то, что наряду с нейтронами он испускает также гамма-излучение, фон которого часто мешает проведению эксперимента.

Этого недостатка не имеет (Po—Be) -источник, так как α -распад Po практически не сопровождается испусканием фотонов. Спектр (Po—Be)-источника изображен на рис. 2.14. Этот источник также характеризуется высоким выходом нейтронов (около $3 \cdot 10^6$ на 1 кюри Po).

Общим недостатком обоих нейтронных источников является широкий энергетический спектр. Кроме того, Po как α -излучатель обладает очень малым периодом полураспада – всего 138,4 суток.

Наряду с источниками Po-Be довольно широкое распространение получили источники Pu-Be и Am-Be. В первом из них α -излучателем служит ${}^{239}\text{Pu}$ с периодом полураспада около 24000 лет, во втором – ${}^{241}\text{Am}$ с периодом полураспада 470 лет. Энергии α -частиц равны соответственно 5,1 МэВ и 5,4 МэВ, т. е. близки к энергии α -частиц Po. Поэтому спектры нейтронов также очень схожи.

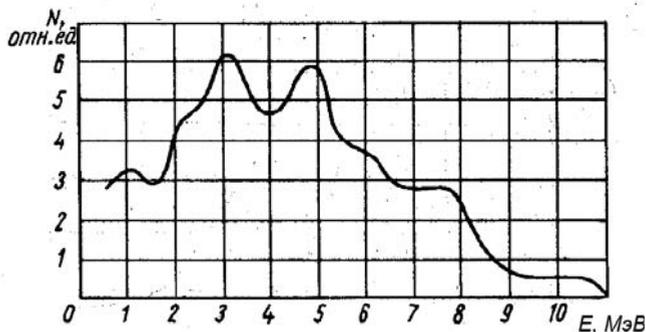
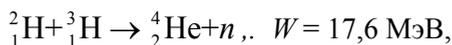
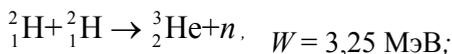


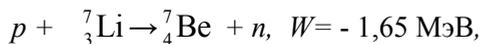
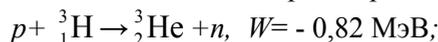
Рис. 2.14. Спектр нейтронов (Po – Be)-источника

Для получения моноэнергетических нейтронов широко используются различные реакции, часть из которых была уже рассмотрена нами ранее. Например, реакции:



нашли применение в нейтронных генераторах для получения нейтронов с энергиями соответственно 2,5 и 14 МэВ. При этом энергия падающих дейтронов может быть относительно невысокой (начиная со 150 кэВ).

Кроме этих реакций для той же цели широко применяются реакции



в которых получают нейтроны с энергией $E_n = 60$ кэВ и $E_n = 30$ кэВ соответственно, когда реакции идут при пороговых значениях энергии протонов $E_p = E_{\text{мин}}$. При $E_p > E_{\text{мин}}$ с помощью этих реакций можно получить моноэнергетические нейтроны с большей энергией, если регистрировать нейтроны, вылетающие под определенным углом к падающим протонам.

Моноэнергетические нейтроны можно получить также в фото-яденых реакциях, таких, например, как реакция фоторасщепления дейтона:



идушей под действием фотонов радионуклидного источника ${}_{81}^{208}\text{Tl}$, $E_\gamma = 2.62$ МэВ. Анализ этой реакции показывает, что она может служить источником нейтронов с энергией $E_n = 200$ кэВ, так как фотон из-за равной нулю массы практически не передает импульса дейтрону в процессе ядерной реакции и образующиеся в ней протон и нейтрон имеют приблизительно одинаковые энергии независимо от направления их движения.

Фотонейтронные источники надо изготавливать так, чтобы образование нейтронов шло только под действием фотонного излучения. К числу таких источников относится (${}^{124}\text{Sb} + \text{Be}$)-источник, испускающий моноэнергетические нейтроны с энергией около 30 кэВ. Радиоактивная сурьма для этого источника готовится предварительным облучением в ядерном реакторе.

Для получения нейтронов используется также реакция (γ, n) , идущая под действием фотонов, образующихся на электронных ускорителях.

Интенсивные пучки быстрых и медленных нейтронов можно получать с помощью ускорителей и ядерных реакторов. В ускорителях получают быстрые нейтроны по реакциям (α, n) , (p, n) или (d, n) , идущих при соударении ускоренных α -частиц, протонов или дейтронов с мишенью. В наиболее распространенных типах ядерных реакторов получают медленные (в основном тепловые) нейтроны, которые образуются в результате замедления нейтронов, испускаемых в процессе деления ядер урана или плутония. В обоих случаях пучки нейтронов имеют несравненно большую плотность потока, чем пучки нейтронов от радионуклидных источников. В особенности интенсивные пучки нейтронов [$\sim 10^{18}$ нейтрон/ (см²с)] получают на ядерных реакторах, работающих в импульсном режиме.

Разработка методов получения трансурановых элементов открыла возможность использовать в качестве источников нейтронов изотопы, испытывающие спонтанное деление. Известно, что деление (в частности, и спонтанное) сопровождается испусканием нейтронов. Характеристики источников приведены в табл. 2.1.

Большинство из перечисленных в таблице изотопов испытывает α -распад, а спонтанное деление происходит с относительно малой вероятностью. Поэтому на каждый акт деления приходится большое число α -частиц.

В качестве лабораторного источника нейтронов наиболее удобен спонтанно делящийся ^{252}Cf . Из-за малого периода деления он оказывается высоко активным источником нейтронов.

Таблица 2.1

Характеристики источников нейтронов спонтанного деления

Радионуклид	Период полураспада (лет)	Отношение числа α -распадов к числу актов деления	Число нейтронов на акт деления
^{233}Pu	2,85	$1,3 \cdot 10^9$	1,9
^{238}Pu	89,4	$5,5 \cdot 10^8$	2,0
^{240}Pu	$6,6 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^7$	2,1
^{242}Pu	$3,79 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^5$	2,3
^{242}Cm	0,44	$1,6 \cdot 10^7$	2,3
^{244}Cm	18,4	$7,6 \cdot 10^5$	2,6
^{252}Cf	2,6	-40	3,7

Спектр нейтронов спонтанно делящихся изотопов сплошной и подобен спектру нейтронов вынужденного деления, вызванного нейтронами. На рис. 2.15 показан спектр нейтронов спонтанного деления Cf^{252} . Он близок по форме к максвелловскому спектру.

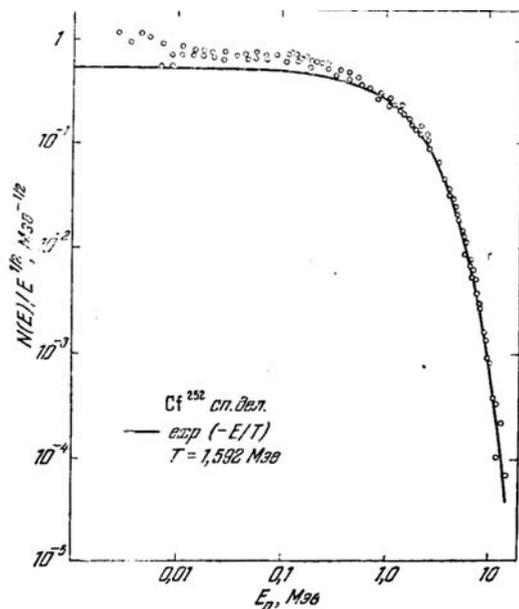


Рис. 2.15. Спектр нейтронов спонтанного деления Cf^{252}

$N(E) \sim E^{1/2} e^{-E/T}$ с «температурой» $T = 1,592$ МэВ. При небольшой энергии ($< 0,5$ МэВ) виден приблизительно ~ 20 %-ный избыток по сравнению с максвелловским спектром, изображенным сплошной линией, который объясняется тем, что, в отличие от молекул, которые находятся в тепловом равновесии со средой без процесса замедления, тепловые нейтроны возникают только в результате притока быстрых нейтронов.

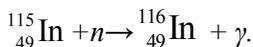
2.3.1. Виды взаимодействий нейтронов с ядрами

2.3.1.1. Радиационный захват нейтронов

Одним из самых распространенных видов ядерных реакций под действием нейтронов являются реакции вида (n, γ) или $(A, Z) + n \rightarrow (A+1, Z) + \gamma$, в результате которых образуется ядро $(A+1, Z)$, обычно β -радиоактивное. Так как реакции вида (n, γ) сводятся к захвату нейтрона с последующим испусканием фотона, они называются *реакциями радиационного захвата нейтрона*.

Реакции радиационного захвата с большой вероятностью идут под действием медленных нейтронов с энергией от 0 до 500 кэВ и широко используются для их детектирования.

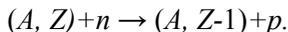
Пример (n, γ) -реакции – процесс захвата нейтронов с энергией 1,46 эВ индием:



Образующийся в этом процессе радиоактивный изотоп ${}_{49}^{116}\text{In}$ распадается с периодом полураспада $T_{1/2} = 54$ мин. Применение детекторов из индия очень удобно для выполнения лабораторных исследований процессов замедления и диффузии нейтронов:

2.3.1.2. Реакции с образованием протонов, или (n, p) – реакции

Под действием нейтронов с энергией $E_n \approx 0,5$ —10 МэВ часто идет реакция вида (n, p) :

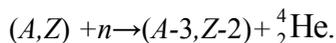


Обычно (n, p) -реакции имеют энергию $W > 0$ (так как $m_n > m_p$), а если $W < 0$, то $|W| \approx 1$ МэВ. Однако для того чтобы образующийся протон мог преодолеть кулоновский барьер при вылете из ядра, нейтрон должен иметь достаточно большую энергию.

Примерами (n,p) -реакций являются пороговая реакция ${}^{32}_{16}\text{S}+n \rightarrow {}^{32}_{15}\text{P}+p$, у которой $W \approx 0,92$ МэВ, и реакция ${}^{14}_7\text{N}+n \rightarrow {}^{14}_6\text{C}+p$, имеющая $W \approx 0,6$ МэВ и идущая даже на тепловых нейтронах, так как барьер легкого ядра для образующихся протонов относительно невысок. Реакция применяется при регистрации тепловых нейтронов методом ядерных фотоэмульсий, в которых возникают треки от протонов длиной несколько микрон.

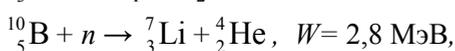
2.3.1.3. Реакции с образованием α -частиц

Очень широко используются в ядерной физике реакции вида (n, α) :



Для эффективного протекания (n, α) -реакций также нужны нейтроны с энергиями от 0,5 до 10 МэВ. Однако в некоторых случаях энергия реакции оказывается настолько велика, а кулоновский барьер настолько мал, что реакция с большой вероятностью идет на тепловых нейтронах.

Примером таких реакций являются:



которые используются для регистрации нейтронов, в том числе - тепловых. При этом сечения данных реакций настолько велики ($900 \cdot 10^{-24}$ и $4000 \cdot 10^{-24}$ см² соответственно), что как литий, так и бор можно использовать в виде естественных смесей изотопов (в составе которых ${}^6_3\text{Li}$ содержится 7,5%, а ${}^{10}_5\text{B}$ - 19%).

2.3.1.4. Реакции деления

При облучении тяжелых ядер (Th, Pa, U, трансурановые элементы) нейтронами с энергией $E_n > 1$ МэВ (а для некоторых изотопов урана и трансурановых элементов даже тепловыми нейтронами) происходит реакция деления тяжелого ядра на два ядра-осколка со средними массами, примерно относящимися как 2/3:



где $A_1 + A_2 = A + 1$, $Z_1 + Z_2 = Z$, $A_1 : A_2 \approx 2 : 3$, а знак черты означает среднее значение.

2.3.1.5. Реакции с образованием двух и большего числа нуклонов

При $E_n > 10$ МэВ становятся возможными реакции вида $(n, 2n)$, (n, np) , $(n, 3n)$ и другие, которые широко используются в качестве детекторов быстрых нейтронов. Большой порог реакций вида $(n, 2n)$ и аналогичных им объясняется тем, что энергия отделения двух нуклонов, как правило, больше, чем энергия отделения одного нуклона.

2.3.1.6. Неупругое рассеяние нейтронов

Нейтрон с энергией в несколько сот килоэлектронвольт после попадания в ядро может перевести его в возбужденное состояние и снова вылететь из него, но уже с меньшей энергией, причем вылететь из ядра может необязательно тот нейтрон, который в него попал. Такой процесс называется неупругим рассеянием нейтрона. Граничная энергия $E_n > 0,5$ МэВ (как и в других рассмотренных случаях) сугубо ориентировочна, так как ее значение для каждого конкретного ядра зависит от расположения уровней возбужденных состояний.

Сечение неупругого рассеяния σ_{inel} увеличивается от легких элементов к тяжелым. Это происходит не только вследствие увеличения геометрического сечения, но и вследствие увеличения числа возможных уровней возбуждения, так как плотность уровней у тяжелых ядер больше, чем у легких.

Сечение неупругого рассеяния σ_{inel} увеличивается с энергией нейтрона для всех элементов. При энергии 1,5 МэВ оно вполне заметно даже на легких элементах, а при $E_n = 3$ МэВ σ_{inel} для всех исследованных элементов достигают нескольких барн (10^{-24} см²), т.е. порядка геометрических сечений ядер. Это вполне естественно, так как по мере роста энергии рассеиваемого нейтрона увеличивается число уровней, при возбуждении которых возможно неупругое рассеяние. По этой причине вероятность образования в результате акта рассеяния ядра в возбужденном состоянии увеличивается.

Средние потери энергии при неупругом рассеянии увеличиваются от легких элементов к тяжелым. Это явление также связано с распределением уровней ядер, образующихся в результате акта рассеяния, и ростом сечения неупругого рассеяния.

2.3.1.7. Упругое рассеяние нейтронов

Последний процесс, на котором мы остановимся, — упругое рассеяние. Как известно, в результате упругого рассеяния ядро остается в прежнем состоянии, а нейтрон сохраняет свою первоначальную кинетическую энергию в Ц - системе. (в Л-системе сохраняется суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра).

Упругое рассеяние нейтронов очень широко используется для регистрации быстрых нейтронов методом наблюдения следов ядер отдачи (чаще всего протонов отдачи) в различных трековых приборах (камера Вильсона, ядерная фотоэмульсия, пузырьковая камера и другие), а также для регистрации ядер отдачи ионизационными методами (ионизационные камеры, счетчики).

Упругое рассеяние нейтронов может идти через образование составного ядра с последующим испусканием нейтрона или в результате отклонения нейтрона ядром без образования составного ядра. В первом случае рассеяние называется *резонансным*, а во втором — *потенциальным*.

Потенциальное рассеяние является простейшим процессом взаимодействия нейтронов с ядрами. Формула сечения рассеяния в потенциальном поле взаимодействия (резонанса нет) для нейтронов небольших энергий, для которых сечение рассеяния характеризуется изотропией, вычисляется по формуле: $\sigma_{\text{пот}} = 4\pi \cdot R^2$.

Эффективное сечение резонансного рассеяния определяется формулой Брейта Вигнера:

$$\sigma(n, n) = \sigma_s = f(I) \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2},$$

а *полное эффективное* сечение рассеяния при $l=0$ в области энергий вблизи резонанса

$$\sigma = 4\pi \cdot R^2 + \pi\lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n^2 - 4 \frac{R}{\lambda_0} \Gamma_n (E_0 - E)}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

складывается из трех составляющих: потенциального рассеяния, резонансного рассеяния и интерференционного члена, происходящего от сложения амплитуд потенциального и резонансного рассеяния и меняю-

шего знак при переходе через резонанс, где $\tilde{\lambda}$ и $\tilde{\lambda}_0$ – приведенные длины волн нейтрона. ($\tilde{\lambda} = \lambda/2\pi$), соответствующие энергиям E и E_0 (E_0 – начальная энергия).

Изменение энергии при рассеянии однозначно связано с углом рассеяния. Эта связь вытекает из законов сохранения энергии и импульса.

$$E = E' + E_M, P_M^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos \theta,$$

где E и p , E' и p' – энергия и импульс нейтрона до и после столкновения, E_M и p_M – энергия и импульс ядра после столкновения, θ – угол рассеяния нейтрона. Отсюда:

$$E' = E \frac{m^2}{(M+m)^2} \left(\cos \theta + \sqrt{\frac{M^2}{m^2} - \sin^2 \theta} \right)^2,$$

где M – масса ядра, рассеивающего нейтрон, m – масса нейтрона, при $M=m$, то есть при рассеянии на водороде получим:

$$E' = E \cos^2 \theta \text{ и } E_p = E \cos^2 \varphi,$$

где φ – угол отдачи протона. Таким образом, при однократном соударении нейтрона с протоном энергия нейтрона (протона) может принять любое значение в пределах от нуля до E_0 . При этом измерения энергии протонов отдачи, сделанные с помощью ионизационной камеры, а также результаты других опытов показали, что все значения энергии протонов (а, следовательно, и нейтронов) равновероятны, так что спектр рассеянных нейтронов после первого соударения имеет вид:

$$f_1(E)dE = dE/E_0.$$

Спектр нормирован на единицу. Средняя энергия нейтронов после первого соударения, очевидно, равна $E_0/2$.

Среднее число столкновений, необходимое для достижения энергии E , равно

$$\bar{n} = \frac{\sum_1^{\infty} n f_n(E)}{\sum_1^{\infty} f_n(E)} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}, \quad (2.20)$$

где ξ - *среднелогарифмическая потеря энергии при одном соударении*:

$$\xi = \ln \left(\frac{E'}{E''} \right) = 1 + \alpha \ln(1 - \alpha), \text{ где } \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$$

(E' и E'' – энергия нейтрона до и после соударения).

Из формулы (2.20) следует, что величина ξ является одной из важнейших характеристик замедлителя. Чем больше ξ , тем лучше (при прочих равных условиях) замедлитель. При достаточно больших A ($A > 12$) $\xi \approx 2/(A+2/3) \approx 2/A$.

В заключение сделаем два замечания относительно особенностей замедления в области больших и малых энергий нейтронов.

1. В приведенных рассуждениях учитывалось замедление нейтронов только из-за упругих соударений с ядрами. В общем случае замедление нейтронов может происходить также за счет неупругих соударений, если кинетическая энергия нейтронов превышает энергию возбуждения первого возбужденного уровня рассеивающего ядра. Однако для легких ядер, которые являются наилучшими замедлителями, первый возбужденный уровень обычно отстоит от основного на несколько мегаэлектронвольт. Поэтому в большинстве практических задач, в которых рассматривается замедление нейтронов с относительно невысокой начальной энергией (средняя энергия нейтронов спектра деления 2 МэВ) на легких ядрах, эффект неупругого рассеяния можно не учитывать.

В тяжелых ядрах первый возбужденный уровень расположен ближе к основному, чем в легких (среднее расстояние составляет несколько сотен килоэлектронвольт). Поэтому замедление нейтронов на тяжелых ядрах в результате неупругого рассеяния происходит достаточно эффективно. Но и в этом случае роль неупругого рассеяния ограничивается несколькими первыми соударениями. Из-за большой потери кинетической энергии в этих соударениях оставшаяся у нейтронов энергия оказывается недостаточной для возбуждения ядра, и дальнейший процесс замедления протекает только в результате упругих соударений.

2. Если энергия замедляющегося нейтрона становится сравнимой с энергией химической связи атомов замедлителя ($E \sim 1 \text{ эВ}$), то характер

замедления нейтронов (скорость замедления, угловое распределение) изменяется. Это происходит, главным образом, из-за возрастания эффективной массы частицы, с которой сталкивается нейтрон.

Если при энергиях $E_n > 1$ эВ атомы водорода, входящие в состав молекул замедлителя (например, воды), можно было считать свободными, то при $E_n \approx 1$ эВ этого делать нельзя. Нейтрон с такой энергией не выбивает протона из молекулы, а возбуждает в ней колебательные или вращательные уровни, а при $E_n < 1$ эВ упруго рассеивается на ней как на единой тяжелой частице. Таким образом, приведенная масса сталкивающихся нейтрона и протона возрастает вдвое. Это приводит к изменению сечения рассеяния, средней потери энергии в одном соударении и среднего косинуса угла рассеяния.

Кроме химической связи на процесс замедления нейтронов с энергией ниже ~ 1 эВ влияет тепловое движение атомов замедлителя. Процесс замедления в области энергий ниже 1 эВ (для воды в области $E_n < 0,3$ эВ) называется **термализацией**. Главная особенность термализации – снижение скорости замедления. Заключительная стадия термализации — установление теплового равновесия нейтронов с атомами замедлителя.

Условием эффективного протекания процесса замедления является существенное превышение сечения рассеяния нейтронов ядрами замедлителя над сечением захвата. В этом случае энергия нейтронов в процессе замедления будет спадать до тех пор, пока не сравняется с энергией теплового движения атомов замедлителя: $E_{\text{тепл}} = k T$, где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура. Нейтроны с такими энергиями называются **тепловыми**.

Нетрудно подсчитать, что при комнатной температуре ($T \approx 300$ К) наиболее вероятная скорость теплового движения нейтронов равна $2,2 \cdot 10^5$ см/с, а соответствующая ей энергия теплового движения $kT \approx 0,025$ эВ, что иллюстрируется рис. 2.16.

Последующие соударения тепловых нейтронов с ядрами вещества не приводят к дальнейшему замедлению нейтронов, так как они с равной вероятностью могут как потерять, так и приобрести энергию порядка kT (все ядра атомов вещества имеют энергию такого порядка). Поэтому при последующих соударениях тепловые нейтроны только перемещаются (диффундируют) в веществе с сохранением в среднем энергии теплового движения до тех пор, пока не поглотятся каким-либо ядром или не вылетят за пределы замедлителя.

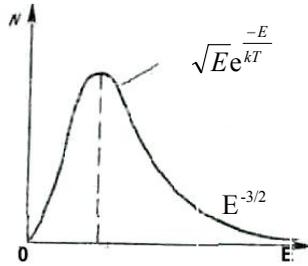


Рис. 2.16. Спектр замедленных нейтронов

В результате в замедлителе будет происходить накопление тепловых нейтронов. Спектр нейтронов в замедлителе должен быть близок к максвелловской кривой с приподнятым «правым крылом» из-за непрерывно поступающих в замедлитель быстрых нейтронов. Расчет показывает, что спад числа нейтронов при больших энергиях должен происходить по закону $T^{-3/2}$. Эти нейтроны, энергия которых превышает энергию нейтронов максвелловского спектра, называются **надтепловыми**.

Сечение поглощения нейтронов кадмием имеет резонансный уровень при $E_n=0,176$ эВ. Совместное действие закона $1/v$ и резонансного поглощения приводит к тому, что кадмий весьма эффективно поглощает нейтроны с энергией меньше 0,4 эВ (рис 2.17). Лист кадмия толщиной 1 мм пропускает примерно 1/1000 долю падающих на него тепловых нейтронов. Поэтому кадмий является очень хорошим поглотителем тепловых нейтронов.



Рис. 2.17. Зависимость сечения поглощения нейтронов кадмием от их энергии

2.3.2. Элементы теории замедления

В процессе замедления нейтрон двигается по сложной траектории, перемещаясь от одного ядра замедлителя к другому. Средний путь, проходимый нейтроном между двумя последовательными соударениями, называется *средней длиной свободного пробега* λ_s . Очевидно, что:

$$\lambda_s = 1/n\sigma_s, \quad (2.21)$$

где n – концентрация ядер в среде; σ_s – эффективное сечение рассеяния.

Из формулы (2.21) следует, что величина λ_s различна для разных сред и является функцией энергии нейтронов для данной среды. Величина λ_s (как и ξ) является одной из важнейших характеристик замедлителя, так как чем меньше λ_s , тем быстрее происходит замедление. Коэффициент ξ/λ_s называется *замедляющей способностью замедлителя*.

При каждом акте рассеяния нейтрон отклоняется от первоначального направления, так что его путь в замедлителе – зигзагообразный. Весь путь, пройденный нейтроном за время замедления от первоначальной энергии E_0 до заданной энергии E , равен

$$\Delta = \sum_1^n \lambda_s(E_i),$$

где n – среднее число соударений, необходимых для замедления нейтронов от энергии E_0 до энергии E определяется по соотношению (2.20).

Если пренебречь зависимостью λ_s от энергии, то грубо ориентировочное значение Δ можно получить: $\Delta = \bar{n} \bar{\lambda}_s$, где $\bar{\lambda}_s$ – длина свободного пробега, усредненная по энергетическому интервалу, в котором рассматривается замедление.

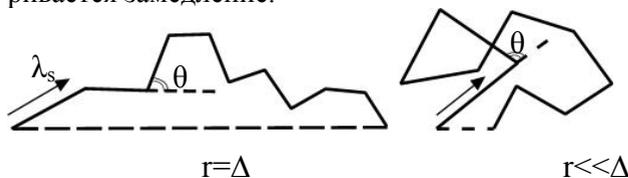


Рис. 2.18. Траектории движения нейтрона

Для решения некоторых задач (например, для расчета защиты) очень важно знать, на какое расстояние r смещаются нейтроны в процессе замедления от первоначальной точки. Ясно, что величина Δ не может служить мерой этого смещения, так как из-за статистического

характера процесса замедления нейтрон в одном случае сместится почти на Δ (рис. 2.18, а), в другом случае процесс замедления закончится в окрестности первоначальной точки (см. рис. 2.18, б).

Можно показать, что средний квадрат перемещения приблизительно равен

$$\overline{r^2} = \frac{2\overline{n(\lambda_s)^2}}{(1 - 2/3A)}$$

Траектории движения нейтронов в водородном замедлителе больше вытянуты вперед, чем в тяжелом. Количественно это отличие может быть охарактеризовано средним значением косинуса угла рассеяния $\overline{\cos \theta}$, которое равно нулю для изотропного рассеяния и растет с ростом анизотропии.

Можно показать, что для замедлителя, состоящего из ядер с массовым числом A , $\overline{\cos \theta} = 2/3A$. Эта величина и входит в знаменатель предыдущей формулы. Величину $\lambda_t = \lambda_s / (1 - \overline{\cos \theta})$ часто называют *транспортной длиной, или длиной переноса*.

В частном случае водородного замедлителя $\lambda_t = 3\lambda_s$.

2.3.3. Макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с веществом для многокомпонентных сред

В случае взаимодействия нейтрона с ядром суммарная вероятность взаимодействия определяется суммой парциальных макроскопических сечений всех процессов рассеяния и поглощения, а для делящихся ядер – и сечения деления. Σ – макроскопическое сечение – вычисляется по формуле $\Sigma = n \cdot \sigma$, где $n = N_A \rho / A$, где N_A – число Авогадро, ρ – плотность.

В случае, когда зависимостью сечения от энергии можно пренебречь, для количества нейтронов, прошедших слой вещества x , можно воспользоваться соотношением $N = N_0 \exp(-\Sigma x)$.

В отличие от фотонов энергетическую зависимость нейтронных сечений (рис.2.19) из-за их сложного характера не удастся аппроксимировать какими-либо простыми формулами. Многочисленные данные по сечениям взаимодействия нейтронов с различными ядрами в форме таблиц и графиков приводятся в ряде справочников или отчетов МАГАТЭ, в базах данных, приводимых в Internet, периодически переиздаваемом по мере появления новых экспериментальных данных. Из-за обилия таких дан-

ных, получаемых различными авторами, и зачастую из-за их несогласованности и противоречивости получили распространение библиотеки так называемых «оцененных данных», рекомендованных для пользователя. Для удобства использования и обработки эти библиотеки приходится

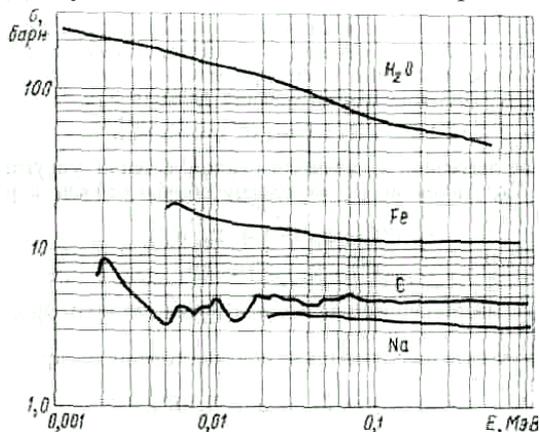


Рис. 2.19. Энергетические зависимости полных сечений взаимодействия нейтронов со средой

хранить в памяти ЭВМ. Для тепловых нейтронов, как правило, σ имеет постоянное значение для элементов, слабо поглощающих нейтроны (кислород, углерод, кремний и т. п.), или монотонно возрастает по мере уменьшения энергии для элементов, заметно поглощающих нейтроны (литий, бор и т. п.).

Если рассматриваемое вещество состоит из нескольких типов ядер, то макроскопическое сечение

определяется по формуле:

$$\Sigma = n_1\sigma_1 + n_2\sigma_2 + \dots + n_i\sigma_i + \dots,$$

где n_i — число ядер i -го сорта в 1см^3 вещества, σ_i — микроскопическое сечение данного процесса для этих ядер. Для молекулы:

$$\Sigma = \frac{\rho N_{A6}}{M} (v_1\sigma_1 + v_2\sigma_2 + \dots + v_i\sigma_i + \dots),$$

где v_i — число атомов сорта i в одной молекуле.

2.4. Основы радиационной физики

При прохождении ядерных излучений через вещество практический интерес представляет не только изменение параметров самого излучения, связанное с его взаимодействием в веществе, но и те изменения, которые происходят в веществе под действием прошедшего через него излучения. Эти изменения касаются как структуры вещества, так и его электронного состояния. Электронное состояние изменяется оттого, что при прохождении заряженных частиц через вещество происходит ионизация его атомов и молекул. Освободившийся электрон может быть захвачен на

примесный уровень запрещенной зоны и дальнейшая его судьба определяется скоростью рекомбинации его с ионами, также образовавшимися в результате акта ионизации. Если рекомбинация подавлена, то в материале может возникнуть пространственный заряд. Образование пространственного заряда приводит к изменению физико-механических свойств материала. Из сказанного ясно, что образование пространственного заряда – свойство электроизоляционных материалов, поскольку в металлах и даже в полупроводниках рекомбинация протекает быстро. Однако в полупроводниках также возможно изменение проводимости под действием облучения, например, возможно их радиационное легирование. Общим свойством всех материалов, испытавших воздействие излучения, является образование в них структурных дефектов, происхождение которых связано с актами упругого рассеяния частиц в материале.

В равновесном состоянии твердое тело практически не содержит дефектов, если оно при этом представляет собой совершенный монокристалл. В поликристаллических материалах дефекты существуют и без воздействия излучения; происхождение их связано с термообработкой, многофазностью, существованием границ зерен и т.п. **Дефекты структуры** бывают нескольких видов, простейшие из которых – **вакансия и межузельный атом внедрения**. Оценим энергию, необходимую для образования вакансии. Будем считать, что энергия, которую необходимо затратить для удаления одного атома в 3-4 раза больше энергии диссоциации. В металлах эта величина около 25-30 эВ, в диэлектриках – около 15 эВ. Если энергия, переданная в упругом соударении атому, превышает эту величину, то в материале образуется вакансия.

Пороговую энергию частицы с массой A , необходимую для образования вакансии, можно вычислить следующим образом. Из импульсной диаграммы (импульсная диаграмма ядерных реакций, см.рис. 1.14) следует, что максимальный импульс, переданный атому вещества, равен $2A'p/(A'+A)$, где A' – массовое число атомов среды, p – импульс налетающей частицы. Далее, используя соотношение $E = p^2/2m$, можно оценить пороговую энергию образования дефекта. Для электронов оценка минимальной энергии, необходимой для смещения атома из положения равновесия получается из таких же соображений, но надо иметь в виду, что электроны – релятивистские частицы, поэтому вместо формулы, приведенной выше, связь между кинетической энергией и импульсом

частицы задается соотношением: $p^2c^2 = E_k(E_k + 2mc^2)$. Численные оценки дают пороговую энергию электронов, равную ~ 100 кэВ, тогда как для более тяжелых частиц эта энергия получается меньше.

Смещенные атомы, в свою очередь, способны вызывать смещения, если их кинетическая энергия больше минимальной энергии, необходимой для образования смещенного атома. Спектр энергий смещенных атомов зависит от того, каким образом происходит взаимодействие налетающей частицы и атома решетки. Среднюю энергию можно найти по формуле

$$\bar{E} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E \sigma(E_0, E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma(E_0, E) dE},$$

где E_0, E – энергии налетающей частицы и смещенного атома, $\sigma(E_0, E)$ – сечение рассеяния частицы с энергией E_0 и энергией смещенного атома E ; E_{\min}, E_{\max} – минимальное и, соответственно, максимальное значение энергии, передаваемой смещенному атому.

Например, если налетающая частица – протон, то взаимодействие ее с атомом решетки при больших энергиях протона сводится к кулоновскому взаимодействию, а сечение взаимодействия подчиняется закону Резерфорда.

Если падающая частица – быстрый нейтрон, то взаимодействие нейтрона с ядром атома решетки в основных чертах есть взаимодействие упругих шаров, следовательно, сечение рассеяния есть сечение процесса упругого рассеяния нейтронов. Зная среднюю энергию, \bar{E} образующегося атома смещения, можно оценить, сколько смещенных атомов этот атом может произвести. Это число равно $\bar{E} / 2E_d$, где E_d – энергия образования дефекта.

Точно так же количество смещенных данной частицей атомов, N , можно оценить по формуле: $N = \bar{E} / 2E_{d \min}$, где $E_{d \min}$ – минимальная кинетическая энергия частицы, которая требуется для образования смещения.

Образовавшиеся дефекты (смещенные атомы и вакансии) мигрируют

по кристаллу. Скорость миграции определяется, прежде всего, температурой, причем возможна миграция дефектов непосредственно в процессе облучения образца. Мигрируя, межузельные атомы и вакансии могут:

- рекомбинировать;
- захватывать примесь;
- стекать к границам однородной области, например, к границе кристаллита или межфазной границе;
- мигрировать далее, рекомбинируя уже в другой однородной области.

Естественный результат всех этих процессов – полное восстановление физико-механических свойств материала, то есть отжиг его структурных дефектов. Следует ожидать, что отжиг проходит в несколько стадий. На самой начальной стадии ($T \sim 10\text{K}$) происходит рекомбинация «своих», то есть соседних вакансий и межузельных атомов. На следующей стадии уничтожаются ассоциации примесь – вакансия, поэтому она существует не во всех материалах. Характерная температура протекания этой стадии отжига 80-100 К. После протекания этой стадии отжига резко возрастает вероятность рекомбинации «чужих», то есть отдаленных первоначально друг от друга вакансий и межузельных атомов. Поскольку при этом происходит частичное восстановление свойств материала, то также происходит отжиг дефектов. Характерная температура этой стадии – $\sim 100\text{K} - 300\text{K}$. Дальнейшая миграция дефектов приводит к их стоку на границы зерен или фаз и образованию кластеров, то есть скоплений дефектов по границам однородных фаз. Отжиг этих дефектов происходит при их стоке с границ, что возможно при температурах 500 – 700К.

Образование радиационных дефектов при облучении вещества различными ядерными излучениями

Электроны и фотоны

Образование дефектов электронами и фотонами подобно друг другу, поскольку при облучении образца фотонами сначала за счет одного из трех основных процессов взаимодействия фотонов с веществом образуются электроны, которые и производят смещения атомов. Поскольку, как правило, в задачах прикладной ядерной физики энергия электронов не превосходит несколько МэВ, число производимых электроном смещений невелико, да и энергия смещенных атомов мала. Это означает, что при

облучении электронами, как правило, образуется малое число дефектов, которые должны отжигаться при температуре не выше 300 К. Эффектами, связанными с образованием кластеров, можно, как правило, пренебречь.

Медленные нейтроны

Медленные нейтроны сами по себе создать в образце дефекты не могут, поскольку их кинетическая энергия меньше энергии, необходимой для образования дефекта. Однако медленные нейтроны участвуют в ядерных реакциях, поэтому дефекты в образце создаются за счет продуктов ядерных реакций, наиболее распространенной из которых является радиационный захват с последующим испусканием фотона, являющегося генератором дефектов по рассмотренному выше механизму. Если в результате ядерной реакции образуются тяжелые частицы, то число смещенных атомов возрастает.

Быстрые нейтроны

Быстрые нейтроны взаимодействуют с ядрами атомов вещества в основном по закону упругих соударений. По этой причине максимальная переданная ядру атома в соударении энергия достаточно велика и, например, для водорода она в среднем составила бы половину энергии нейтрона. Следовательно, быстрые нейтроны создают наибольшее количество дефектов в веществе. Отжиг этих дефектов возможен только при температуре не менее 500 К.

Протоны и другие тяжелые заряженные частицы

Особенность взаимодействия заряженных частиц достаточно высокой энергии заключается в том, что рассеяние их подчиняется закону Резерфорда. Это означает, что преобладает рассеяние на малые углы и, значит, энергия в соударениях передается небольшими порциями. По данной причине среднее число смещенных атомов, образованных заряженными частицами, всегда меньше, чем число смещенных атомов, образованных быстрыми нейтронами. Преобладающий тип дефекта в этом случае – кластер небольшого размера. Отжиг этих дефектов происходит при температуре около 500 К.

Вопросы к разделу 2

1. Каковы основные процессы взаимодействия заряженных частиц с веществом?
2. Для каких частиц, электронов или протонов, радиационное торможение играет большую роль?
3. Как объяснить вид зависимости числа тяжелых заряженных частиц и электронов от толщины проходимого ими материала?
4. Какой энергетический спектр имеет тормозное излучение?
5. Какова роль многократного рассеяния для тяжелых заряженных частиц и электронов?
6. Что является источником излучения при прохождении быстрой заряженной частицы через среду при показателе преломления среды большем единицы?
7. Может ли черенковское излучение быть рентгеновским?
8. Может ли переходное излучение лежать в рентгеновском диапазоне и, если может, то при каких условиях?
9. Можно ли создать узкий пучок электромагнитного излучения в среде? Какова его природа?
10. Какие основные процессы при взаимодействии фотонов с веществом вы знаете?
11. Испускаются ли какие-либо излучения при фотоэффекте?
12. Может ли при фотоэффекте испуститься электрон в направлении по импульсу фотона? Какова природа такого электрона и его энергия?
13. Какой энергетический спектр имеет рассеянное излучение при комптон-эффекте?
14. Может ли энергия электрона при комптон-эффекте равняться энергии фотоэлектрона при заданной энергии падающего фотона?
15. Каков предельный угол вылета комптоновского электрона?
16. При каких условиях эффект образования пар наблюдается в поле ядра? В поле электрона?
17. Чему равна предельно допустимая энергия электрона пары в веществе при заданной энергии падающего фотона?
18. Может ли процесс образования пар сопровождаться электромагнитным излучением? Какова его природа?
19. Каковы основные процессы взаимодействия нейтронов с веществом?
20. Что такое макроскопическое сечение взаимодействия?

21. Чему равна средняя энергия нейтрона в водороде после одного акта замедления?

22. На какой стадии замедление нейтронов в воде и в водороде происходит неодинаково?

23. Почему спектр замедленных нейтронов даже в отсутствие их поглощения отличен от максвелловского?

24. Как изменится спектр замедленных нейтронов при наличии их поглощения средой?

25. От каких факторов зависит число радиационных дефектов- смещений в материале?

3. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Принятые обозначения в разделе 3

I – энергия ионизации атома или молекулы;
 $W_{\text{возб.}}$ – энергия возбуждения молекулы;
 ν – линейная частота колебаний;
 N – число пар ионов;
 d – диаметр; толщина рабочего слоя детектирования; энергетическое разрешение;
 λ – средняя длина свободного пробега; длина волны;
 w – скорость дрейфа частиц;
 ε – напряжённость электрического поля;
 E – кинетическая энергия частиц;
 p – давление газа; вероятность взаимодействия;
 μ – подвижность частиц;
 R – пробег частиц; сопротивление цепи;
 J – ток в цепи;
 U – разность потенциалов между электродами; амплитуда импульса;
 q – заряд частиц;
 ΔV – импульс напряжения;
 D – коэффициент диффузии частиц;
 C – ёмкость в цепи;
 m – коэффициент газового усиления за счёт вторичной ионизации; число световых фотонов, испущенных сцинтиллятором;
 M – полный коэффициент газового усиления; коэффициент усиления ФЭУ;
 γ – вероятность фотоэффекта и вторичной эмиссии;
 N – число частиц;
 n – плотность частиц; скорость счёта импульсов;
 ρ – удельное сопротивление;
 V – объём детектора;
 t – время протекания процесса;
 T_{\pm} – время собирания положительного или отрицательного заряда;
 W_p – энергия образования пары носителей;

m_e – масса электрона;
 F_n – доля энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе;
 C_{np} – коэффициент световой конверсии;
 T_p – прозрачность сцинтиллятора;
 S_m – максимальная спектральная чувствительность детектора;
 α - коэффициент рекомбинации ионов и электронов;
 Δ - наклон плато счётной характеристики газоразрядного детектора;
 η - эффективность регистрации излучения детектором;
 ε - полная эффективность детектора;
 Ω - относительный телесный угол;
 ω - телесный угол;
 $S_{дет}$ – площадь детектора;
 τ - время высвечивания сцинтиллятора.
 $\Delta_{1/2}$ - ширина линии энергетического спектра, соответствующая значениям энергии, равным половине максимально вероятного

3.1. Физические основы методов регистрации ядерных излучений

Основным условием, позволяющим использовать ядерные излучения для решения различных научных и практических задач, является возможность их регистрации (обнаружения), измерения их потока и энергии и идентификации.

В настоящее время существует большое число методов детектирования излучений, причём универсального метода, одинаково пригодного для всех случаев практики, нет. Это объясняется большим разнообразием задач, с которыми приходится иметь дело при использовании ядерных излучений.

Так, например, в зависимости от конкретных условий бывает необходимо измерять либо дозу излучения, либо суммарную (интегральную) плотность потока какого-либо участка спектра излучения, либо производить спектральные измерения, то есть измерять величину плотности вероятности распределения энергии по различным участкам спектра.

Для регистрации излучения оно должно проявить себя каким-либо образом, то есть вступить во взаимодействие с веществом детектора. Обнаружение отдельных видов излучения (альфа-, бета-, гамма-, нейтронов и т.д.) имеет свои специфические особенности, обусловленные свойствами данного вида излучений.

Можно сказать, что действие всех детекторов излучения основано на первичных или вторичных эффектах, возникающих при взаимодействии излучения с веществом, причём, в конечном счёте, эти эффекты сводятся к ионизирующему действию излучения в газах, твёрдых веществах или жидкостях. Если заряженные частицы непосредственно производят эти эффекты (ионизация, возбуждение), то для нейтральных частиц (фотоны, нейтроны) необходимо предварительное взаимодействие их с веществом детектора или радиатора (т.е. с веществом, расположенным в непосредственной близости от детектора), в результате которого образуются заряженные частицы (e^- , e^+ , p , d , α , осколки деления).

3.2. Газовые ионизационные детекторы

Если рабочей средой в детекторах является газ, то такие детекторы называются детекторами с газовым наполнением.

Действие их основано на ионизации газа под влиянием излучений радионуклидов.

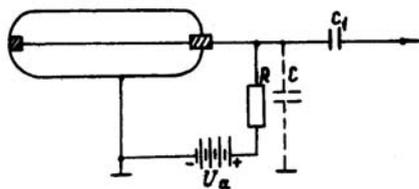


Рис. 3.1. Типичная схема включения газовых ионизационных детекторов

Ионизационные методы регистрации основаны на измерении заряда или тока, создаваемого заряженными частицами при прохождении их в газовой полости конденсатора. Незаряженные частицы (фотон, нейтрон) непосредственно ионизационный эффект не создают. Однако в результате акта их взаимодействия с веществом возникают вторичные заряженные частицы, которые также создают в газе ионизационный эффект.

В результате ионизации при прохождении заряженных частиц в газах образуются электроны и ионы. Если ионизация происходит в объеме между двумя электродами прибора (представляющего собой конденсатор), имеющими разный потенциал, то в результате движения электронов и ионов к электродам в цепи возникает ток. В зависимости от значения напряженности электрического поля в газовом промежутке эти детекторы обладают разными свойствами. Типичная зависимость числа собираемых носителей заряда N , (тока в цепи или амплитуды импульса) от напряжения между электродами, снятая при неизменной плотности потока излучения, показана на рис.3.2. Она имеет шесть характерных участков. Данная зависимость получила название *вольт-амперная характеристика* газонаполненных ионизационных детекторов.

К этой наиболее распространенной группе относятся: ионизационные камеры, пропорциональные газовые детекторы, счетчики Гейгера - Мюллера, коронные счетчики.

Отличие между этими детекторами заключается как в видоизменениях конструк-

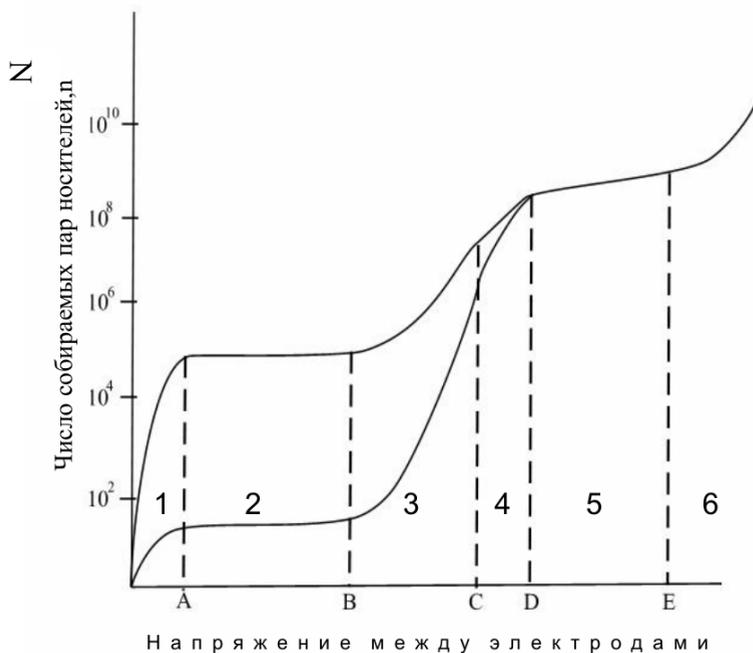


Рис. 3.2. Вольт-амперная характеристика газонаполненных детекторов при двух различных величинах ионизационного эффекта:

1 – область диффузии и рекомбинации; 2 – область работы ионизационных камер; 3 – область работы пропорциональных детекторов; 4 – область ограниченной пропорциональности; 5 – область работы детекторов с самостоятельным разрядом; 6 – область непрерывного разряда

3.2.1. Ионизация газов. Движение электронов и ионов в газах

Процесс ионизации заключается в удалении из молекул или атомов газа одного или нескольких электронов. Для их удаления необходима энергия (отбираемая у ионизирующего излучения). Величина этой энергии зависит от энергии ионизации атома I . Напомним, что энергией ионизации называется наименьшее количество энергии, необходимое для отрыва электрона от свободного, невозбуждённого нейтрального атома.

Вместо ионизации может иметь место возбуждение атома, когда энергия, переданная атому, недостаточна для отрыва электрона: $E < I$. Возбу-

ждение снимается испусканием фотонов $W_{\text{возб.}} = h\nu$ через $t \sim 10^{-8}$ с (время жизни атома в возбуждённом состоянии).

Некоторые газы (He, Ar, Ne) имеют метастабильные уровни возбуждения с временем жизни $t \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ с. Переход электрона с метастабильных уровней на основной уровень запрещён правилами отбора. В качестве примера в табл. 3.1 приведены некоторые характеристики двух газов.

Средняя энергия образования одной пары носителей заряда W_p существенно больше I газа, так как часть энергии расходуется на диссоциацию молекул и их возбуждение; кроме того, образовавшиеся электроны и ионы приобретают определённую кинетическую энергию.

Таблица 3.1

Некоторые характеристики газов Ar и He

Газ	I , эВ	$W_{\text{возб.}}$, эВ	$W_{\text{метаст.уров.}}$, эВ	Длина волны фот. изл., нм
Ar	15,7	11,6	11,5	104,8
He	24,5	20,6	19,7	85,4

Величина W_p слабо зависит от вида и энергии частицы и от состава газа. W_p можно определить по энергии ΔE , потерянной частицей при её пролёте через газ, и по числу пар ионов n , образовавшихся в результате ионизации $W_p = \Delta E/n$.

В прикладной ядерной физике обычно поступают наоборот, зная W_p , определяют энергию частицы, измеряя величину заряда, созданного ею в газе.

В газоразрядных детекторах излучений различают несколько способов ионизации газа: первичная ионизация – ионизация, возникающая под действием излучения (наличие электрического поля между электродами на первичную ионизацию не влияет); вторичная ионизация, возникающая или под действием первичных электронов, приобретающих в электрическом поле кинетическую энергию, достаточную для ионизации (ударная ионизация), или в результате фотоэффекта от фотонов, возникающих при снятии возбуждения с атомов или молекул газа.

При прохождении заряженных частиц в газе создаются свободные электроны и положительные ионы, в результате взаимодействия нейтральных атомов или молекул и электронов могут также образовываться отрицательные ионы. Поведение образовавшихся носителей заряда зави-

сит от условий в камере – величины электрического поля и типа наполняющего газа.

При отсутствии электрического поля свободные электроны движутся хаотически и испытывают соударения с молекулами газа. Средний пробег электрона в газе между двумя соударениями обратно пропорционален числу молекул в единице объёма:

$$\lambda_e = \frac{5,64}{\sqrt{2} \cdot n_0 \pi d^2}; \quad \lambda_e \approx \frac{1}{n_0 d^2},$$

где n_0 [1/см³] – число атомов или молекул в 1 см³; d – «эффективный» диаметр атомов в см.

Для большинства используемых в детекторах газов средний пробег электрона при нормальных условиях находится в пределах $\sim 10^{-5}$ - 10^{-4} см.

При наложении электрического поля возникает дрейф электронов против поля.

$$\text{Средняя скорость дрейфа } \vec{w}_e = \mu_e \frac{\vec{\mathcal{E}}}{p}; \text{ [см/с]}$$

μ_e – подвижность электронов [см²·гПа/(В·с)];

\mathcal{E} – напряжённость электрического поля [В/см];

p – давление газа [гПа].

Величина μ_e различна для разных газов и слабо зависит от отношения \mathcal{E}/p : для малых \mathcal{E}/p (≤ 1 В/(см·гПа)) $\mu_e \approx 10^6$ см²·гПа/(В·с); для больших \mathcal{E}/p (≥ 10 В/(см·гПа)) $\mu_e \rightarrow 10^7$ см²·гПа/(В·с).

Скорость дрейфа w_e определяет быстроедействие газоразрядных детекторов.

Оценим w_e в плоскопараллельной ионизационной камере, наполненной Ar при $p = 1040$ гПа, $U = 2$ кВ, $d = 4$ см, $\mu_e = 10^6$ см²·гПа/(В·с):

$$w_e = \mu_e \cdot \mathcal{E}/p = 10^6 \cdot (2000/4)/1040 \approx 0,5 \cdot 10^6 \text{ см/с.}$$

В некоторых газах свободные электроны могут, как указывалось выше, после соударений с нейтральными атомами или молекулами захватываться, «прилипать» к ним, образуя отрицательные ионы. Скорость образования отрицательных ионов можно характеризовать вероятностью прилипания (или коэффициентом прилипания) h электрона к молекуле, с которой он сталкивается. Коэффициент прилипания h сильно зависит от скорости движения электрона (т.е. от его энергии и \mathcal{E}), а также от рода газа.

Движение положительных и отрицательных ионов в газе аналогично движению электронов, лишь μ_+ и μ_- значительно меньше μ_e , так, скорость дрейфа:

$$\bar{w}_+ = \mu_+ \cdot \frac{\bar{\mathcal{E}}}{p}; \quad \mu_+ = 1380 \text{ см}^2 \cdot \text{гПа}/(\text{В} \cdot \text{с}); \quad \mu_- = 1710 \text{ см}^2 \cdot \text{гПа}/(\text{В} \cdot \text{с}) \text{ (для Ar)}.$$

Положительные и отрицательные ионы (или электроны) могут при встрече рекомбинировать, образуя нейтральные атомы или молекулы (нежелательный факт). Число актов рекомбинации, происходящих в единице объёма за единицу времени (скорость рекомбинации), равно:

$$dn_+/dt = dn_-/dt = -\alpha n_+ n_-;$$

где α - коэффициент рекомбинации, n_+ - плотность положительных зарядов, n_- - плотность отрицательных зарядов.

Коэффициент рекомбинации зависит от вида газа и средней энергии ионов и электронов. При рекомбинации ионов $\alpha \approx 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, а при рекомбинации электронов и ионов $\alpha \approx 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$.

Пусть в момент $t = 0$ образованы заряды с одинаковой плотностью $n_0 = n_+ = n_-$, если заряды исчезают только в результате рекомбинации, то:

$$n_+(t) = n_-(t) = n_0(t) = n_0/(1 + \alpha n_0 t). \quad (3.1)$$

При работе на участке насыщения (участок 2 на рис.3.2) изменение рабочего напряжения почти не сказывается на величине сигнала. Однако во многих случаях (регистрация альфа-частиц или регистрация в камерах с большим давлением) напряжение, соответствующее этому участку, столь велико, что приходится использовать участок 1 вольт-амперной характеристики, несмотря на связанные с этим неудобства.

Процесс рекомбинации идет тем эффективнее, чем больше концентрация ионов. Поэтому при возрастании плотности потока излучения (и увеличении концентрации ионов) насыщение будет достигаться при больших значениях напряжения.

Альфа-частицы на своём пути образуют «колонны ионов» с очень высокой плотностью ионов. При этом имеет место колонная рекомбинация ионов, которая происходит даже при очень высоких напряжениях (так, при атмосферном давлении плотность ионов в колонне $\sim 3 \cdot 10^4$ пар/см, рекомбинация в этом случае происходит даже при напряжённостях, равных 2000 - 3000 В/см). Поэтому при работе с альфа-излучением насыщение практически достигается лишь при пониженных давлениях в камере.

При очень малых давлениях камера работает в режиме насыщения, однако при этом пробег альфа-частиц большой и обычно превышает

размеры камеры. Поэтому лишь часть энергии частиц расходуется на ионизацию газа. При увеличении давления ток растёт сначала линейно, а затем скорость роста уменьшается, так как начинает сказываться рекомбинация ионов в колоннах. Если и дальше увеличивать давление, то рост тока прекращается и затем ток даже уменьшается из-за интенсивной рекомбинации.

Поток бета-частиц обычно равномерно ионизирует газ во всём объёме камеры. В этом случае имеет место объёмная рекомбинация ионов, которая значительно слабее сказывается из-за относительно малой средней концентрации ионов в объёме камеры. Поэтому при атмосферном давлении режим насыщения может быть достигнут даже при весьма большой плотности потока бета-излучения.

Соотношение (3.1) позволяет оценить допустимую плотность ионизации без значительных потерь на рекомбинацию, если задано время сбора зарядов. Если $t \approx 10^{-3}$ с и потери не должны превышать 10 %, то $an_0 \leq 10^2$, то есть допустимая концентрация положительных ионов и электронов должна быть $\leq 10^{12}$ см⁻³, так как $\alpha \approx 10^{-10}$ см³/с.

Такая средняя плотность ионов и электронов при атмосферном давлении в воздухе возникает при плотности потока электронов 10^{10} 1/см²с и энергии $E_e \sim 1$ МэВ.

Электроны и ионы, как и молекулы любого газа, движутся в среднем всегда в направлении меньшей концентрации частиц данного вида. Это среднее движение обычно характеризуют коэффициентом диффузии D – постоянным для данного вида частиц в заданных условиях. Изменение числа частиц в единице объёма в единицу времени $\partial n/\partial t = D\Delta n$, где знак Δ означает лапласиан. Можно считать, что $D = \lambda v/3$, где λ – длина свободного пробега, v – скорость. Коэффициент D различен для ионов и электронов.

3.2.2. Регистрация ядерных излучений ионизационными камерами

Ионизационными камерами называются конденсаторы любой формы, применяемые для измерения ионизационных токов.

Ионизационная камера представляет собой ионизационный детектор излучения, в котором не используется эффект газового усиления (детекторы работают только в области 1 и 2 «вольт-амперной» характеристики (см. рис.3.2)). Поэтому для величины тока, текущего в цепи ионизационной камеры, справедливо неравенство: $J \leq N_0 e$, где N_0 – число пар ионов,

образуемых в рабочем пространстве камеры в единицу времени, e – заряд электрона; N_0 пропорционально плотности потока излучения. При работе камеры в режиме насыщения имеет место равенство $J=J_{\text{нас}}= N_0e$. Следовательно, по току насыщения можно определить число пар ионов, прямо пропорциональное интенсивности излучения. В общем случае:

$$J_{\text{нас}} = e \int_{V_a} N_0(x, y, z) dx dy dz ,$$

где V_a – чувствительный объём камеры, N_0 – число пар ионов, возникающих в единице объема камеры за единицу времени в точке с координатами (x,y,z) . По $J_{\text{нас}}$ в рассматриваемом общем случае также можно определить интенсивность источника излучения.

В зависимости от способа измерения существуют два типа ионизационных камер: токовые (или интегральные) и импульсные.

Интегральными ионизационными камерами называются камеры, работающие в режиме измерения среднего тока (они выдают непрерывную, аналоговую информацию о средней величине тока).

Импульсные ионизационные камеры предназначены для регистрации отдельных частиц, которые создают в ней импульсы напряжения.

Интегральные ионизационные камеры измеряют величину заряда, создаваемого излучением в газе $q = N_0e$, где N_0 – число пар электронов и положительных ионов. Существует нижний порог чувствительности ионизационной камеры. Этот порог определяется способом измерения заряда, или, чаще, способом измерения тока. Практически, нижний порог равен: $N_{0 \text{ min}} \sim 100$ пар/с; это соответствует току $J \sim 10^{-17}$ А.

Минимальный ток, который можно измерить камерой, ограничен естественной радиоактивностью материалов и космическим излучением. Космические излучения и почва создают в 1 см^3 объёма камеры ионизацию, приводящую к току $\sim 10^{-18}$ А. Многие материалы испускают и некоторое количество α -частиц. Так, 100 см^2 стали испускают ~ 3 α -частицы в час; 100 см^2 припоя - ~ 300 α /час. Одна α -частица в час создаёт ток $\sim 10^{-17}$ А. Имеются также токи утечки через изоляторы.

Ионизационные токи в камерах, используемых в практике применения радионуклидов и ядерных излучений, имеют очень малую величину ($\sim 10^{-9} - 10^{-13}$ А). Поэтому измерение этих токов производится косвенно, по падению напряжения $U_{\text{вых}}$ на нагрузочном сопротивлении R , включаемом последовательно в цепь ионизационной камеры. Величина R

обычно велика и составляет $10^9 \div 10^{10}$ Ом. Поэтому к изоляции коллекторного электрода предъявляются очень жёсткие требования (их сопротивление должно быть на 2 - 3 порядка больше R).

Токи утечки можно уменьшить, используя дополнительные электроды, позволяющие создавать небольшую, близкую к нулю, разность потенциалов между этим электродом и собирающим электродом. В таком случае дополнительный электрод называют **охранным** (охранным кольцом) (рис.3.3). Роль охранного электрода видна на диаграмме эквивалентных схем камеры с охранным электродом и без него (рис.3.4).

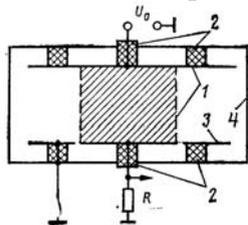


Рис.3.3. Устройство плоской ионизационной камеры: 1 — электроды; 2 — изоляторы; 3 — дополнительный электрод; 4 — корпус камеры

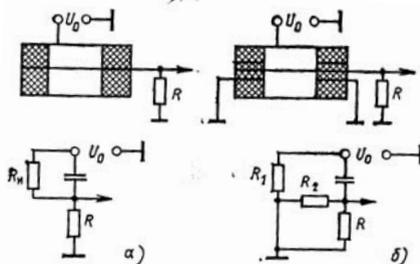


Рис.3.4. Схема цилиндрической камеры без охранного кольца (а) и с ним (б). Показаны эквивалентные схемы включения камер: $R_и = R_1 + R_2$ — сопротивление изоляторов камеры; R — нагрузочное сопротивление

Применение охранных электродов позволяет уменьшить токи утечки до 10^{-16} А, т. е. сделать их меньше тока, обусловленного космическим излучением в камерах с объемом 100 см^3 . Дополнительные электроды помогают и выровнять поле в камерах. При измерениях токов, вызванных ионизирующим излучением, необходимо точно определить рабочий объем камеры и быть уверенным, что в нем поле достаточно для получения токов насыщения. Дополнительный электрод камеры, изображенной на рис.3.3, четко ограничивает область, с которой производится сбор электронов и ионов (заштрихованная область камеры). При такой конструкции поле на границах рабочего объема камеры практически не искажается.

Ионизационные камеры могут быть самых различных конфигураций: плоские, сферические, цилиндрические и объёмом от долей 1 см^3 при

измерении тепловыделения в экранах реакторов до десятков и сотен литров при исследовании распределения рассеянного излучения в воздухе.

Если интенсивность излучения меняется, то ток в камере и, следовательно, потенциал на R тоже изменятся. Но изменения будут происходить с запозданием, время которого определяется $\tau = RC$, где C - суммарная ёмкость камеры и измерительного прибора. $R = 10^{12}$ Ом; $C = 10^{-11}$ Ф. Следовательно, $RC \sim 10$ с, т.е. заметить изменения интенсивности ионизирующего излучения с частотой более 0,1 Гц интегральными ионизационными камерами невозможно.

Уменьшение погрешностей измерения интенсивности излучения может быть достигнуто при использовании дифференциальной камеры. Это фактически две камеры, имеющие общий коллекторный электрод. Обе камеры работают в режиме насыщения. Высоковольтные электроды камер находятся под напряжением противоположного знака относительно коллекторного электрода.

На одну из камер падает поток измеряемого излучения $n_{\text{изм}}$, на другую – излучение от эталонного источника $n_{\text{эт}}$. При равенстве ионизационных токов, создаваемых обоими излучениями, суммарный ток, текущий через нагрузочное сопротивление R , будет равен нулю. Следовательно, $U_{\text{вых}}$ также равно нулю. При изменениях $n_{\text{изм}}$ появится выходной сигнал. В такой дифференциальной камере влияние температуры, давления и других факторов может быть незначительным. Особенно удобно использовать дифференциальную камеру в компенсационных схемах, в которых величина $n_{\text{эт}}$ устанавливается такой, чтобы выходной сигнал был всё время равен нулю.

Ионизационные камеры обладают наибольшей эффективностью регистрации α - и β -излучения. Эффективность камер к γ -излучению мала. Для её увеличения в камерах, предназначенных для измерения характеристик гамма-излучения, электроды изготавливаются из материалов с большим Z (обычно свинец), а также внутри камер делаются перегородки, увеличивающие выход вторичных электронов.

Для регистрации больших потоков нейтронов применяются интегральные многопластинчатые борные ионизационные камеры и камеры деления. Графитовые пластинки – электроды покрывают тонким ($\sim 0,4$ мг/см²) слоем бора или делящегося вещества. Для исключения фона в борных камерах часто применяют дифференциальные камеры: одну с покрытием бора, другую – без. В камерах деления большая энергия ос-

колков и небольшой их пробег позволяют уверенно дискриминировать акты деления от других реакций, в которых образуются заряженные частицы.

Чтобы регистрировать отдельные частицы, нужно чтобы камера работала в **импульсном режиме**. Назначение импульсных ионизационных камер состоит в регистрации отдельных частиц, определении их числа и энергии. Конструкции импульсных камер те же, что и интегральных ионизационных камер. Главное отличие – в методах регистрации ионизационного тока: требуется специальный импульсный усилитель с большим (до 10^6) коэффициентом усиления.

Схема включения ионизационной камеры в импульсном режиме работы (рис. 3.5) позволяет измерить заряд или ток, который обусловлен движением ионов в камере, созданных отдельной ионизирующей частицей.

Если RC больше времени движения ионов в камере, то амплитуда импульса напряжения определяется отношением заряда электронов q , образуемых в камере регистрируемой частицей, к сумме емкости камеры и паразитных емкостей C (рис.3.5, правая часть):

$$\Delta V = \frac{q}{C} = \frac{N \cdot e}{C},$$

где N – число пар ионов.

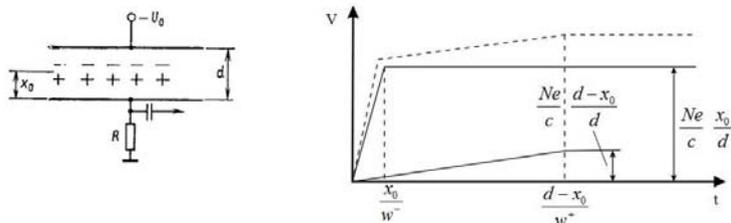


Рис. 3.5. Включение плоской камеры в импульсном режиме (а) и форма импульса напряжения при $RC \gg d/w^+$ (б)

Если число пар ионов, созданных в камере ионизирующей частицей, пропорционально ее энергии, то с помощью ионизационной камеры в импульсном режиме можно исследовать их распределение по поглощенной в камере энергии. Форма импульса и его длительность определяются постоянной времени RC и скоростью движения электронов и ионов. Длительность импульса даже при малых значениях RC не может

быть меньше времени движения электронов в камере. Во время движения заряженной частицы в ионизационной камере происходит зарядка и разрядка емкости C . Приращение заряда dq на этой емкости за время dt при условии, что потенциал катода равен единице, запишется в виде:

$$dq = e \cdot \varepsilon_v(t) v(t) \cdot dt,$$

где $\varepsilon_v(t)$ - составляющая вектора напряженности электрического поля вдоль скорости движения заряда $v(t)$ (в данном случае скорости дрейфа, $w(t)$).

Уменьшение заряда на емкости C пропорционально величине заряда $q(t)$ и $1/RC$, т.е.:

$$dq = -q(t) \cdot (1/RC) \cdot dt.$$

Таким образом, изменение заряда на емкости C описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dq}{dt} = -q(t) \cdot \frac{1}{RC} + e \cdot \varepsilon_v(t) \cdot w(t).$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$q(t) = e^{-t/RC} \cdot \int_0^t e \cdot \varepsilon_v(t') \cdot w(t') \cdot e^{-t'/RC} \cdot dt'.$$

Полученный результат справедлив при $0 \leq t \leq t^*$, где t^* — время движения зарядов от места образования до собирающего электрода.

Для плоской камеры $\varepsilon_v = \text{const}$ и $w = \text{const}$

$$q(t) = e \varepsilon_v w RC [1 - \exp(-t/RC)] \text{ и}$$

$$\Delta V(t) = e \varepsilon_v w RC [1 - \exp(-t/RC)] / C.$$

При $t \geq t^*$

$$\Delta V(t) = V^* \exp(-t/RC),$$

где $V^* = e \varepsilon_v w RC [1 - \exp(-t^*/RC)] / C$;

$t' = t - t^*$; $t' > 0$.

Такое изменение напряжения, обусловлено движением как положительных, так и отрицательных ионов и суммарное изменение напряжения будет иметь следующий вид:

$$\Delta V(t) = \Delta V^+(t) + \Delta V^-(t).$$

Для постоянной RC , большой по сравнению с временем сбора ионов d/w^+ , получаем (см. рис.3.5,б):

$$\Delta V^-(t) = \frac{Ne w^-}{C d} t; \quad \Delta V^+(t) = \frac{Ne w^+}{C d} t,$$

причем выражения для $\Delta V^-(t)$ и $\Delta V^+(t)$ справедливы при $0 \leq t \leq x_0/w^-$ и $0 \leq t \leq (d - x_0)/w^+$ соответственно. В итоге, импульс напряжения $\Delta V_{\text{макс}} = \Delta V_{\text{макс}}^+ + \Delta V_{\text{макс}}^- = Ne/C$ и не зависит от места образования ионов в камере.

Ионизационные камеры широко применяются в дозиметрии, для измерения альфа-активности препарата, помещаемого во внутрь камеры, для контроля потоков нейтронов в активной зоне реактора, т.е. мощности реактора. Импульсные ионизационные камеры находят применение в спектрометрии излучений.

3.2.3. Методы регистрации ионизационными детекторами с газовым усилением

При достаточно высокой напряженности поля между электродами детектора дрейфующие к аноду электроны между соударениями могут приобрести энергию, достаточную для ионизации молекул газа. Такие условия приводят к росту тока или амплитуды импульсов. Это явление – увеличение числа электронов за счет вторичной ионизации – называют **газовым усилением**. Увеличение ионизационного эффекта в результате вторичной ионизации характеризуют **коэффициентом газового усиления M** , который определяют как отношение числа пар ионов, созданных в счетчике в лавинообразном процессе, к числу пар ионов, созданных ионизирующей частицей.

3.2.3.1. Пропорциональные счетчики

Рассмотрим область 3 вольт-амперной характеристики (см. рис.3.2). В этой области амплитуды импульсов возрастают в 10-100 раз за счёт газового усиления, и при этом сохраняется пропорциональность между амплитудами импульсов и начальной ионизацией. Эту область называют **областью работы пропорционального счетчика**. При дальнейшем увеличении напряжения пропорциональность нарушается, а затем амплитуда импульса оказывается не зависящей от первичной ионизации (области 4 и 5 на рис.3.2.).

Для осуществления вторичной ионизации нужно, чтобы между столкновениями электрон приобрёл энергию, достаточную для ионизации атомов и молекул газа. Оценим необходимую для этого напряжённость электрического поля ϵ . Кинетическая энергия E , приобретаемая электроном на пути λ при напряжённости электрического поля ϵ равна $E = e \epsilon \lambda$. Для осуществле-

ния ионизации эта энергия должна быть больше или равна $I_{\text{ион}}$, где I – энергия ионизации. Таким образом: $e \varepsilon \lambda \geq I$. Средний свободный пробег электрона между соударениями в водороде при давлении 100 мм.рт.ст. (133 гПа) составляет порядка 10^{-3} см. Для ионизации необходима энергия, большая 15 эВ. Таким образом, нужно поле напряжённостью $\varepsilon > 1,5 \cdot 10^4$ В/см. Такое поле может быть получено в цилиндрических камерах вблизи тонкого центрального электрода.

$$\varepsilon = \frac{U_0}{r \cdot \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}, \quad (3.2)$$

где U_0 – напряжение, приложенное к камере; r_2, r_1 – радиусы внешнего и внутреннего электродов камеры (катода и анода).

Пусть $\lambda_{\text{ион}}$ - путь, необходимый для приобретения энергии $E = I$, следовательно должно быть $\lambda_{\text{ион}} < \lambda_0$ – длины свободного пробега.

Для того, чтобы пробег электрона был не меньше $\lambda_{\text{ион}}$, необходимо и достаточно, чтобы он не испытал соударений на пути $\lambda_{\text{ион}}$.

Оценим, какова вероятность ионизации на единице пути. Если λ_0 – длина свободного пробега электрона, то полное число соударений электрона с молекулами газа на пути 1 см, пренебрегая его участием в тепловом движении, можно считать равным $1/\lambda_0$.

Вероятность соударений, приводящих к ионизации, равна $\exp(-\lambda_{\text{ион}}/\lambda_0)$. Тогда:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_0} \exp\left(-\frac{\lambda_{\text{ион}}}{\lambda_0}\right),$$

где α - коэффициент ударной ионизации, равный числу пар ионов, образованных электроном на пути 1 см.

Длина свободного пробега электрона обратно пропорциональна давлению $\lambda_0 \sim 1/p$, а $\lambda_{0\text{ион}} = I_{\text{ион}}/e \varepsilon$,

тогда $\alpha = ap \cdot \exp\left(-\frac{bp}{\varepsilon}\right)$ или $\frac{\alpha}{p} = a \cdot \exp\left(\frac{b}{\varepsilon/p}\right)$, a и b – постоянные для

данного газа.

Рассмотрим плоскую камеру (см. рис.3.5). Пусть на расстоянии x_0 от анода образовалось N_0 пар ионов. $dN = \alpha N_0 dr$ - приращение числа электронов, создаваемых N_0 первичными электронами на пути dr . Полное

число образовавшихся пар ионов в объёме камеры, если ионизация происходит на расстоянии x_0 от анода

$$N(x_0) = N_0 e^{\alpha x_0}.$$

Коэффициент газового усиления $m = N(x_0)/N_0 = e^{\alpha x_0}$ – мера увеличения ионизационного эффекта. Он может принимать значения от 1 (ионизация возникла возле анода) до $e^{\alpha d}$, где d – расстояние между электродами.

Коэффициент газового усиления плоской камеры резко зависит от пути, пройденного электронами. Если поле постоянно, то коэффициент газового усиления является функцией места первичной ионизации. Это явление крайне нежелательно, поскольку оно исключает возможность определения энергии частицы по созданной ею ионизации. Но вероятность вторичной ионизации зависит от напряженности поля. Поэтому в полях с резким градиентом можно получить очень узкую область, в которой в основном будет происходить вторичная ионизация. Цилиндрические детекторы с анодом в виде очень тонкой нити с диаметром, много меньшим диаметра катода, имеют резко неоднородное поле [см. (3.1)]. В цилиндрическом детекторе ударная ионизация происходит только вблизи нити – остальная часть детектора работает как ионизационная камера в режиме тока насыщения. В таких детекторах коэффициент газового усиления практически не зависит от места первичной ионизации. Поэтому истинными пропорциональными счётчиками с газовым усилением, практически не зависящим от места попадания частицы, являются детекторы цилиндрической формы.

Кроме процессов ударной ионизации, существенную роль играет фотоэффект на катоде. Возбуждённые при ударной ионизации молекулы испускают фотоны электромагнитного излучения. При их поглощении на катоде возможно образование фотоэлектронов, которые ускоряются и снова образуют фотоэлектроны.

Если начальная лавина состояла из N электронов, то в результате полного газового усиления получим:

$$N_\gamma = Nm + \gamma Nm^2 + \gamma^2 Nm^3 + \dots = Nm(1 + \gamma m + \gamma^2 m^2 + \dots),$$

где γ – **вероятность фотоионизации** (вероятность появления одного фотоэлектрона на один вторичный электрон);

$$M = N_\gamma/N = m/(1 - \gamma m)$$

– полное газовое усиление.

Для обычно применяемых катодов $\gamma \approx 10^{-5} - 10^{-4}$. В пропорциональной области $m \sim 10^2 - 10^3$. Поэтому $M \approx m$. Разряд гасится возникающим во-круг анода пространственным зарядом.

Форма импульса

Пусть в цилиндрическом пропорциональном счетчике на расстоянии r_0 от его центра в результате первичной ионизации создано N пар ионов. В начальный момент времени электроны начинают двигаться к аноду в области, где напряженность ε мала. Пока в счетчике не наступает газовое усиление, то есть пока электроны дрейфуют в области с низкой напряженностью поля, импульс можно описать соотношениями для цилиндрической ионизационной камеры. Максимальный импульс за счет движения электронов и ионов первичной ионизации будет в M раз меньше результирующего импульса, и, следовательно, им можно пренебречь при достаточно большом газовом усилении. Это время называют временем дрейфа - $t_{др} \sim 0 - 10^{-7}$ с.

Затем электроны попадают в область ударной ионизации и начинается нарастание импульса за время T_+ (время сбора электронов), сопоставимое с $t_{др}$. Время развития лавины, то есть время, в течение которого происходит вторичная ионизация, мало. Действительно, газовое усиление осуществляется на расстоянии от центрального электрода, равном нескольким диаметрам нити ($\sim 0,1$ см). Скорость дрейфа электронов в этой области около 10^5 м/с, то есть время развития лавины $T_+ \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с.

Дальнейшее нарастание импульса напряжения $\Delta V(t)$ на аноде счётчика обусловлено перемещением положительных ионов из области ударной ионизации в направлении катода. T_+ (время собирания положительных ионов) в $10^3 - 10^4$ раз больше $t_{др}$.

$T_+ = (r^2 - r_{кр}^2) p \cdot \ln(r_2/r_1) / 2\mu^+ U_0$, где μ^+ – подвижность положительных ионов, $r_{кр}$ – расстояние от анода, где поле достаточно для вторичной ионизации. $T_+ \sim 100$ мкс, но при больших значениях R , когда $RC \sim T_+$, длительность импульса, складывающаяся из времени нарастания и времени спада, составляет несколько сот микросекунд и даже миллисекунд. Восстановление потенциала происходит по закону $\Delta V = V e^{-t/RC}$.

Форму импульса можно представить следующим соотношением:

$$\Delta V(t) = \frac{MNe}{2C \ln(r_2/r_1)} \exp\left(\frac{-t+B}{RC}\right) \left[\ln\left(1 + \frac{t}{B}\right) + \frac{t}{RC} + \dots \right],$$

где $B = r^2 - r_{кр}^2 p \cdot \ln(r_2/r_1) / 2\mu^+ U_0$

Максимальное снижение потенциала на аноде имеет место в момент нейтрализации положительных ионов на катоде.

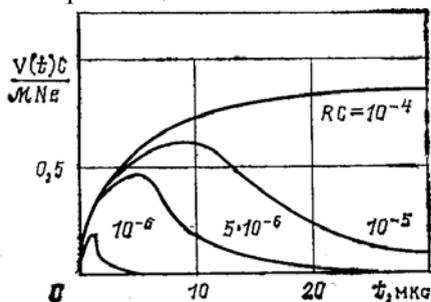


Рис. 3.6. Форма импульса в пропорциональном счетчике

Хотя амплитуда уменьшается в несколько раз, свойство пропорциональности величине первичной ионизации сохраняется, просто амплитуды всех импульсов уменьшатся в одинаковое число раз.

Длительность импульса можно уменьшить благодаря своеобразной форме импульса (логарифмическая зависимость $\Delta V(t)$, за время порядка нескольких микросекунд импульс вырастает почти до половины своего максимального значения).

Для этого уменьшают R и используют только начальную, быструю часть импульса (рис.3.6).

3.2.3.2. Счётчики Гейгера - Мюллера

С увеличением разности потенциалов в газовом промежутке в цилиндрическом счётчике с тонкой нитью – анодом, коэффициент газового усиления M растёт, а с его ростом растёт и число фотоэлектронов. При некотором напряжении на счётчике $U_{\text{зак}}$ произведение $m \cdot \gamma \approx 1$ и, следовательно, $M \rightarrow \infty$ – это означает, что в счетчике возникает непрерывный самоподдерживающийся разряд. Но ток не будет бесконечно большим из-за возникающего объёмного заряда, уменьшающего электрическое поле вблизи нити. Это приводит к уменьшению m , а, следовательно, и M , то есть возникает саморегулирование и в результате, при сохранении постоянной разности потенциалов, течёт конечной величины ток.

Разряд в счетчике появляется при образовании в газовом промежутке хотя бы одного электрона. При сохранении на электродах необходимой разности потенциалов разряд будет самоподдерживающимся. Для регистрации отдельных частиц возникший разряд необходимо погасить. По способу гашения разряда счётчики делятся на три группы:

- несамогасящиеся (медленные);
- самогасящиеся (быстрые);

низковольтные самогасящиеся (галогенные).

Напряжение зажигания счетчика $U_{\text{зж}}$, зависит от природы заполняющего счетчик газа и от геометрии счетчика. $U_{\text{зж}}$ иногда называют «гейгеровским» порогом.

$U_{\text{зж}}$ при $r_2 = 50$ мм и $r_1 = 0,05$ мм и давлении 100 гПа составляет ~ 500 В для гелия, ~ 800 В для водорода и 1200 В для воздуха. Внутреннее сопротивление газового промежутка $\sim 10^7$ Ом.

Несамогасящийся счётчик

Несамогасящийся счётчик обычно заполняется инертным газом до давления приблизительно в три раза меньше нормального. После прохождения через объём заряженной частицы, электроны и ионы, возникшие в результате первичной ионизации, устремляются к соответствующим электродам, причем центральный электрод – нить – всегда заряжен положительно – анод (рис.3.7).

Вблизи нити электрическое поле имеет большую напряжённость, и возникает электронно-фотонная лавина. Фотоны практически не поглощаются в газе и попадают на катод. Вследствие внешнего фотоэффекта на катоде, в газовый объём счетчика попадают выбитые фотонами электроны и под действием поля движутся к нити – аноду, в свою очередь, образуя электронно-фотонные лавины. Процесс повторяется многократно, заряд охватывает нить счётчика целиком. Электроны достигают нити (анода) за $t \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ с. Время дрейфа положительных ионов $10^{-5} - 10^{-4}$ с.

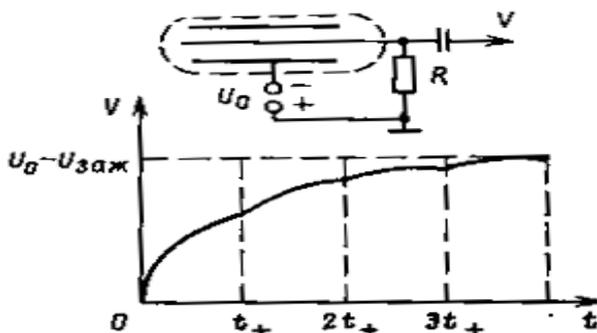


Рис. 3.7. Схема включения счетчика Гейгера – Мюллера и форма импульса (t_+ — время движения ионов от анода до катода) и его временные характеристики

Таким образом, за время прохождения нескольких электронно-фотонных лавин, рождённые положительные ионы остаются практически на месте. Вторичная ионизация происходит возле нити, поэтому вокруг неё образуется чехол положительных зарядов, который снижает напряжённость поля и гасит разряд. Но через время $t \sim 10^{-4}$ с положительные ионы подходят к катоду. При нейтрализации ионов образуются молекулы в возбужденном состоянии. Испускаемые при снятии возбуждения фотоны могут выбивать с поверхности катода электроны, которые под действием электрического поля устремляются к аноду. Если за это время потенциал нити восстановится и примет значение, большее $U_{\text{зак}}$ (т.е. снова возможна ударная ионизация), то процесс повторится - возникнет непрерывный разряд. В противном случае разряд в счётчике прекратится.

Для прекращения разряда используются специальные электрические схемы гашения или выбирается большое значение сопротивления нагрузки R , так, чтобы $RC \gg T_+$, т.е. $RC \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ с. При $C \approx 10$ пФ $R \sim 10^8$ Ом. Это – медленный счётчик.

Самогасящийся счётчик

Другой способ гашения разряда применяется в самогасящемся счётчике путём добавки к основному газу (например, аргону) так называемых гасящих примесей. Это пары органических жидкостей, например, метиловый, этиловый спирты. Разряд в счётчике с добавкой паров спирта (аргон 90%, пары спирта 10%, общее давление 133 гПа) прекращается самопроизвольно, независимо от сопротивления R . В таком счётчике электроны, созданные в результате первичной ионизации, возбуждают и ионизируют вблизи анода атомы аргона и молекулы спирта, причем атомов аргона значительно больше, чем молекул спирта.

Фотоны, испускаемые атомами аргона в возбужденном состоянии, эффективно поглощаются молекулами спирта. Это связано с тем, что $U_{\text{ион}}^{\text{Ar}} = 15,7$ В, $U_{\text{возб}}^{\text{Ar}} = 11,57$ В, а $U_{\text{ион}}^{\text{спирт}} = 11,3$ В. Потенциал ионизации гасящего газа должен быть ниже первого потенциала возбуждения основного газа, то есть $U_{\text{ион}}^{\text{добавка}} < U_{\text{возб}}^{\text{осн. газ}}$ и $U_{\text{ион}}^{\text{добавка}} < U_{\text{ион}}^{\text{осн. газ}}$. Средняя длина свободного пробега фотонов до поглощения молекулой спирта около 1 мм при давлении паров спирта 13 гПа. За счет фотоионизации молекул спирта разряд распространяется вдоль нити: далекие от нити счётчика области не участвуют в развитии разряда, поскольку фотоны, испускае-

мые атомами аргона, имеют малые пробеги, а возбужденные атомы сконцентрированы вблизи нити. Время развития разряда определяется скоростью распространения его вдоль анода. Скорость эта невелика и составляет $10^6 - 10^7$ см/с. Образовавшиеся вблизи анода ионы аргона и спирта экранируют электрическое поле, и на этом первая стадия разряда прекращается.

Во время дрейфа ионов к катоду происходит около 10^4 соударений их с атомами и молекулами. При соударении ионов аргона с молекулами спирта возможна ионизация молекул спирта и нейтрализация атомов аргона. Этот процесс имеет сравнительно большую вероятность, поскольку, несмотря на то, что вероятность ионизации равна около 10^{-3} в одном столкновении, число столкновений не менее нескольких сотен. Поэтому к катоду подходят только ионы молекул спирта. Это обстоятельство оказывается решающим.

Ионы добавки нейтрализуются на катоде, не вызывая эмиссии электронов в объём счётчика, так как вероятность диссоциации возбужденной молекулы спирта значительно больше вероятности испускания фотона, и независимо от потенциала нити разряд заканчивается.

Полная длительность процессов определяется временем дрейфа положительных ионов $t \sim 10^{-4}$ с.

Самогасящийся счетчик имеет ограниченный срок службы, поскольку при каждом импульсе в счетчике диссоциирует $10^9 - 10^{10}$ молекул спирта, а всего их $\sim 10^{20}$. Таким образом, ресурс счетчика $10^9 - 10^{10}$ импульсов.

Галогенные счётчики

Счетчики, наполненные инертными газами (Ar, Ne) с незначительной примесью ($\sim 0,1$ %) двухатомных газов галоидов (Cl_2 , Br_2 , I_2) при определенных условиях также обладают свойством гашения разряда. Такие счетчики называют *галогенными*. Галогенные счетчики имеют сравнительно низкое рабочее напряжение (200 – 400 В), и их срок службы практически не ограничен. Развитие и гашение разряда в галогенных счетчиках происходят следующим образом: электроны, образовавшиеся в результате попадания заряженной частицы в объем счетчика, во время дрейфа к аноду в результате соударений передают свою энергию в основном атомам инертного газа, переводя его в метастабильное состояние (энергии для ионизации не хватает).

Время жизни атомов в метастабильном состоянии невелико ($\tau \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ с), а энергия испускаемых фотонов оказывается выше энергии ионизации молекул галоидов. Кроме того, за это время атом испытывает большое количество соударений, в том числе и с молекулами галоидов, например, Br_2 . При соударениях может происходить ионизация молекул Br_2 . Для неона потенциал ионизации равен 21,5 эВ, энергия возбуждения 16,9 эВ, а потенциал ионизации для молекул брома 12,8 эВ.

Фотоны, испускаемые возбужденными атомами инертных газов, во-первых, ионизуют молекулы галоидов и, во-вторых, достигают катода (концентрация галоидов мала) и вырывают из него фотоэлектроны. Этот процесс происходит до тех пор, пока вблизи анода не образуется объемный заряд (ионы галоидов). Из-за низкого напряжения на галогенных счетчиках и из-за большой роли в развитии разряда фотоэлектронов из катода развитие разряда происходит сравнительно медленно.

После того как разряд в счетчике прекратился, вблизи анода находятся ионы галоидов, которые дрейфуют к катоду, где и нейтрализуются. Поскольку потенциал ионизации галоидов сравнительно мал, то вероятность вырвать из катода дополнительный электрон невелика. Кроме того, поверхность катода в галогенных счетчиках специально обрабатывают, чтобы повысить работу выхода электронов.

Срок службы галогенных счетчиков неограничен, так как нет диссоциации молекул галоида.

3.2.3.3. Характеристики счетчиков Гейгера – Мюллера

Разрешающая способность

Счетчики с самостоятельным разрядом предназначены только для счёта частиц, поэтому можно говорить только о временной разрешающей способности.

Работа счётчиков характеризуется тремя важными временными характеристиками:

- мертвым временем;
- разрешающим временем;
- временем восстановления.

После попадания в счётчик частицы и развития разряда счётчик теряет способность регистрировать излучение до тех пор, пока напряжённость поля на поверхности анода не достигнет гейгеровского порога. Этот период называется *мертвым временем* счётчика t_m , оно определя-

ется, в основном, скоростью движения ионов в газе (рис 3.8). По истечении мёртвого времени, начиная с некоторого момента, счётчик вновь начинает регистрировать излучения, но амплитуды импульсов вначале остаются ниже нормального значения, так как поле в счётчике не достигло максимальной величины. Момент начала счёта t_A , или **разрешающее время** зависит также от выбранного порога дискриминации счетной аппаратуры V_{Rmin} .

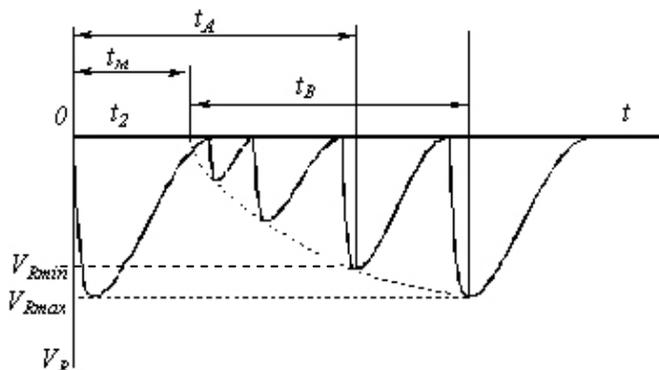


Рис. 3.8. Осциллограммы импульсов на выходе газоразрядного детектора

Промежуток времени, необходимый для полного восстановления величины импульса, называется **временем восстановления** t_B .

Временное разрешение детектора t_D равно ширине на половине высоты распределения отрезков времени t^* , где t^* – интервал времени от момента попадания частицы в детектор до момента появления сигнала в регистрирующем устройстве.

При большой плотности потока излучения часть частиц не регистрируется из-за наличия мёртвого времени, в данном случае t_A , поэтому необходимо вносить соответствующую поправку:

$$n_{ист} = \frac{n_{изм}}{1 - n_{изм} \cdot t_A}, \text{ 1/с,}$$

где $n_{изм}$ – измеренная скорость счета, $n_{ист}$ – скорость счета, которая была бы при отсутствии просчетов.

Эффективность регистрации излучений

Под эффективностью регистрации η счётчика понимают отношение числа зарегистрированных импульсов $N_{изм}$ к числу попавших в чувстви-

тельный объём счётчика частиц или фотонов излучения $N_{\text{ист}}$ за одинаковые промежутки времени:

$$\eta = \frac{N_{\text{изм}}}{N_{\text{ист}}} \cdot 100\% .$$

Реже используют понятие чувствительности детектора: $S = n_{\text{изм}}/\varphi$, [см²] - отношение числа импульсов в секунду (скорости счета) к плотности потока частиц φ в том месте, где расположен детектор.

Чтобы развился разряд в счетчике, достаточно образования одной пары ионов. Если частица создает в среднем N пар ионов, то вероятность не создать ни одной пары в счетчике равна (по закону Пуассона) $\exp(-N)$, и, следовательно, эффективность регистрации заряженных частиц в самогасящемся счетчике $\eta = 1 - \exp(-N)$. Для регистрации заряженных частиц счетчики должны иметь или тонкие стенки, или специальные тонкостенные окна, чтобы заряженные частицы могли проникать внутрь счетчика. В этом случае для α - и β -излучения эффективность близка к 100%. В случае заряженных частиц $N = s \cdot p \cdot l$ (s - удельная ионизация; p - давление; l - путь в счетчике).

Для регистрации фотонов обычно применяют счетчики с толстыми стеклянными стенками (примерно 1 мм). Реже используют счетчики со специальными металлическими катодами. Регистрация фотона, попавшего в счетчик, происходит в том случае, если в результате взаимодействия появляется электрон, который достигает чувствительного объема счетчика. Очевидно, подавляющее число электронов рождается в стенках счетчика. В зависимости от толщины катода счетчика и энергии фотона меняется число электронов, попадающих в чувствительный объем счетчика. Эффективность регистрации гамма-излучения газоразрядными счётчиками зависит от коэффициента поглощения излучения материалом катода и колеблется в пределах 1 - 2%.

Для гамма-излучения число пар ионов N можно оценить по следующей формуле:

$$N \approx 2K_1(R_\phi \mu_\phi + K_2 R_k \mu_k + 2R_n \mu_n),$$

где μ_ϕ ; μ_k ; μ_n - коэффициенты поглощения гамма-излучения в материале катода счетчика при фотоэффекте, комптон-эффекте и образовании пар; R_ϕ , R_k , R_n - пробеги образующихся электронов; K_1 - доля электронов, по-

падающая из катода в газ; K_2 - коэффициент, учитывающий распределение по энергиям комптоновских электронов.

Газоразрядные счетчики регистрируют и нейтроны. Регистрация нейтронов происходит в результате или упругого рассеяния нейтронов на ядрах газа, заполняющего счетчик, или образования фотонов в реакциях неупругого рассеяния и радиационного захвата на ядрах вещества, окружающего счетчик. Нейтроны низких энергий (<100 кэВ) в счетчике со смесью спирт - аргон будут упруго рассеиваться на ядрах водорода. Эффективность регистрации таких нейтронов - порядка сотых долей процента.

Для нейтронов более высокой энергии эффективность еще меньше. Если же счетчик окружить кадмием и поместить в замедлитель нейтронов (воду, парафин), то нейтроны будут регистрироваться по γ -излучению захвата в водороде и кадмии. Чувствительность такого устройства, напоминающего всеволновой счетчик, к нейтронам может быть достаточно высокой.

Счётная характеристика

Качество газоразрядного детектора определяется видом зависимости между скоростью счета n и напряжением, приложенным к детектору. Эта зависимость называется *рабочей (или счетной) характеристикой детектора*, она изображена на рис.3.9.

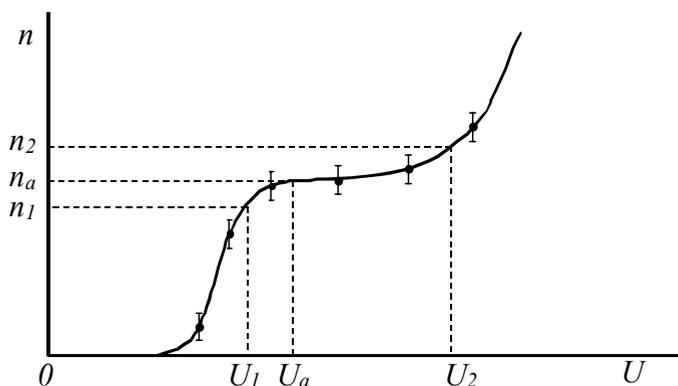


Рис. 3.9. Рабочая характеристика газоразрядного детектора

При значениях разности потенциалов, лежащих ниже области самостоятельного разряда, импульсы тока имеют различную амплитуду. Регистрирующая схема обладает некоторым порогом чувствительности. С ростом напряжения растет число импульсов, амплитуда которых достаточна для регистрации. Этим фактором обусловлен рост начального участка счетной характеристики.

В области самостоятельного разряда каждая ионизирующая частица вызывает импульс с большой амплитудой, достаточной для регистрации. Поэтому в области самостоятельного разряда у идеального счетчика скорость счета не зависит от напряжения и определяется числом частиц, попавших в счетчик. В действительности с ростом напряжения наблюдается слабое увеличение числа зарегистрированных импульсов.

Этот наклон характеристики зависит от числа ложных разрядов и послеразрядов, а также краевых эффектов (например, увеличение чувствительного объема детектора), то есть от процессов, резко проявляющихся с увеличением рабочего напряжения. Область напряжения, где скорость счета остается почти постоянной, называется «*плато*» счетчика. Плато является рабочей областью напряжений, при которых производится измерение с детектором. У хороших детекторов ширина «плато» составляет 200 - 300 В, а наклон его не превышает нескольких процентов на 100 В.

Наклон плато определяется по формуле

$$\Delta = \frac{(n_2 - n_1) \cdot 10000}{n_1 \cdot (U_2 - U_1)}, \% \text{ на } 100 \text{ В.}$$

При дальнейшем увеличении напряжения в детекторе возникает непрерывный разряд и детектор быстро выходит из строя.

Обычно в качестве рабочей точки на характеристике n_a, U_a выбирают середину плато. При широком плато выбирают рабочую точку ближе к гейгеровскому порогу.

Детектор имеет ограниченный срок службы. По мере распада многоатомных молекул его счетная характеристика постепенно ухудшается - укорачивается ширина плато и увеличивается его наклон, поэтому нужно периодически проверять счетную характеристику счетчика.

3.3. Кристаллические, полупроводниковые детекторы

Кристаллические детекторы представляют собой твердотельные ионизационные камеры, в которых носители заряда, образовавшиеся при

поглощении излучения, собираются на электродах камеры. Возникающие импульсы тока используются для регистрации излучений. Число образовавшихся носителей заряда зависит только от энергии, потерянной излучением в материале детектора, и не зависит от вида излучения. Это обуславливает характерное для ионизационных камер линейное соотношение между амплитудой импульса и потерянной энергией для всех видов излучений. Следовательно, *такими детекторами удобно определять энергию излучений, то есть осуществлять их спектрометрию.*

Кристаллический детектор, показанный на рис.3.10 – это небольшой кристалл, две противоположные стороны которого покрыты электродами. К электродам подводится напряжение.

Кристаллические детекторы обладают рядом преимуществ по сравнению с газонаполненными ионизационными камерами:

гораздо лучшее энергетическое разрешение;

на два – три порядка большая масса вещества, заключенная в чувствительном объеме, что особенно существенно при регистрации фотонов и заряженных частиц высокой энергии.

Прохождение заряженной частицы вызывает в диэлектрике образование разноименных носителей зарядов (электронов и дырок). Внешнее напряжение U создает внутри кристалла электрическое поле. Электроны и дырки движутся под действием этого поля к электродам. По мере того как носители смещаются, они индуцируют на электродах заряд, пропорциональный пройденной ими разности потенциалов.

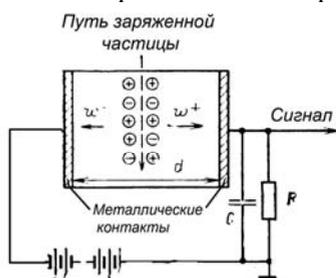


Рис. 3.10. Схема включения твердотельной камеры

детектором. При необходимости можно создать очень тонкие детекторы, тогда они поглощают лишь небольшую часть энергии частиц и применяются для измерения удельных потерь энергии dE/dx . Если затем измерить полную энергию частиц E с помощью детектора, в котором они

Благодаря большой плотности и большой тормозной способности вещества детектора в нем полностью теряют энергию частицы с высокой энергией, например электроны и протоны. Пробеги их в воздухе часто превышают 1 м, но они полностью поглощаются в кремнии толщиной 1 мм. По этой же причине велика эффективность регистрации гамма-излучения кристаллическим

полностью поглощаются, то таким образом можно идентифицировать частицы.

Кроме того, точность измерения энергии E с помощью кристаллического детектора выше, чем с помощью газонаполненных ионизационных камер или сцинтилляционных счетчиков. Это объясняется тем, что в кристаллических детекторах средняя энергия, расходуемая на образование одной пары ионов, мала, например для кремния она равна $\sim 3,5$ эВ. Для сравнения отметим, что в газах она равна ~ 30 эВ, а на образование одного фотоэлектрона, вылетающего с фотокатода ФЭУ, в сцинтилляционном детекторе расходуется ~ 300 эВ. Поэтому в кристаллических детекторах из полупроводниковых материалов сигнал примерно на порядок больше, чем в других детекторах, а статистические флуктуации меньше. По этой же причине полупроводниковые детекторы (ППД) имеют очень высокую разрешающую способность при определении энергии.

3.3.1. Основные требования к наполнителям кристаллических детекторов

Для того, чтобы камера с твёрдым наполнителем работала долго, а сигнал, получаемый на выходе, был пропорционален энергии, потерянной заряженной частицей в чувствительном объёме камеры и длительность сигнала была небольшой, наполнитель камеры должен характеризоваться:

- 1) малым значением средней энергии, расходуемой заряженной частицей на создание одной пары носителей заряда W_p ;
- 2) отсутствием рекомбинации и захвата носителей;
- 3) большой и близкой по значению подвижностью носителей заряда;
- 4) большим удельным электрическим сопротивлением.

Рассмотрим эти требования подробнее.

1. Чем меньше средняя энергия образования пары носителей W_p , тем больше носителей возникает в чувствительном объеме, тем больше сигнал, возникающий в камере и тем меньше относительная флуктуация этого сигнала, которая определяет предел энергетического разрешения камеры. У полупроводниковых детекторов W_p на порядок меньше, чем у газовых ионизационных камер, и на два порядка меньше, чем у сцинтилляционных счетчиков.

2. Большая вероятность рекомбинации при движении носителей к электродам приводит к уменьшению полного собранного заряда, ухудшению энергетического разрешения из-за увеличения статистических флуктуаций. В камере с твёрдым диэлектриком, в отличие от газовой камеры, возможен кратковременный или длительный захват носителей одного или обоих знаков так называемыми «ловушками» – локальными возмущениями периодической кристаллической решётки. При большой вероятности захвата носителей в ловушке внутри диэлектрика возникает объёмный заряд, электрическое поле которого направлено противоположно внешнему. В итоге после длительной работы внешнее поле может уменьшиться так, что счётчик перестанет работать. Кратковременный захват носителей ухудшает временное разрешение.

3. Скорость перемещения носителей (скорость дрейфа w) определяется их подвижностью и напряжённостью электрического поля ε :

$$W^+ = \mu^+ \varepsilon; \quad w^- = \mu^- \varepsilon$$

В твердотельной камере, в отличие от газонаполненной, $\mu^+ \approx \mu^-$ (перемещаются только электроны, а ионы неподвижны). Чем больше μ , тем меньше время сбора носителей и тем лучшим разрешающим временем обладает твердотельная камера. Если подвижности положительных и отрицательных носителей равны или близки друг к другу, то амплитуда сигнала от такой камеры не зависит от места образования носителей заряда внутри чувствительного объема при любом соотношении между временем сбора носителей и постоянной времени входного каскада усилителя сигнала. Иными словами, отсутствует индукционный эффект.

4. Любой материал обладает конечной электропроводностью, следовательно, если к нему приложить разность потенциалов, то потечёт ток, пропорциональный электропроводности материала. ***Его статистическая флуктуация тем больше, чем больше ток.*** Если число флуктуаций тока сравнимо с числом носителей, образованных частицей, то невозможно отличить сигналы от шума. Оценим минимальное значение допустимого удельного сопротивления наполнителя плоской камеры.

Среднее значение тока проводимости $J=U/R$, где R – сопротивление наполнителя; U – приложенное к камере напряжение. Пусть t – время дрейфа носителей между электродами, а e – их заряд, тогда за время t детектор пересечет $N=Ut/(Re)$ пар носителей. Считая, что плотность носителей описывается распределением Пуассона, получаем для стандартного отклонения: $\sigma_n = \sqrt{Ut/(Re)}$.

Число пар носителей, созданных в камере заряженной частицей с энергией E , равно E/W_p . Возьмем отношение сигнала шума к полезному сигналу равным 10^{-3} . Это требование вполне оправдано, поскольку разрешение хороших полупроводниковых детекторов при $E = 1 - 2$ МэВ достигает 0,1 – 0,3%. Тогда $\sigma_n W/E = 10^{-3}$. Используя это условие, получаем:

$$R \geq \left(\frac{W_p}{E}\right)^2 \left(\frac{Ut}{e}\right) 10^6$$

или для удельного сопротивления

$$\rho \geq \left(\frac{W_p}{E}\right)^2 \left(\frac{SUt}{de}\right) 10^6,$$

где S – площадь детектора, d – расстояние между электродами. Если $w^+ \approx w^-$, то $t = d^2/U\mu$; $\rho \geq V \cdot \left(\frac{W_p}{E}\right)^2 \left(\frac{1}{\mu e}\right) 10^6$, V – объём камеры.

При комнатной температуре μ – подвижность носителей в диэлектрике (изолятор, полупроводник) $\sim 10^3$ см²/(В·с); $W_p = 3 \div 7$ эВ. Тогда для $V = 1$ см³ и $E = 1$ МэВ $\rho_{\min} = 10^{10}$ Ом·см.

В природе нет материалов, одновременно удовлетворяющих всем четырем требованиям.

Изоляторы имеют большое удельное сопротивление ρ , доходящее до 10^{16} Ом·см, сравнительно малую энергию W_p и большое μ , но для них существенное значение имеет захват носителей и образование объёмного заряда. Лучше всего удовлетворяют всем требованиям полупроводники – кремний и германий.

У Si при комнатной температуре $\rho \sim n \cdot 10^4$ Ом·см, а у Ge – $\rho \sim n \cdot 10$ Ом·см.

Таким образом, для того чтобы из кремния или германия можно было изготовить детекторы *для цели спектрометрии ядерных излучений* необходимо:

исключить возможность свободного обмена носителями между электродами и полупроводником;

резко повысить удельное сопротивление.

Первое достигается созданием запорных контактов, основанных на свойствах перехода между материалами с разным типом проводимости, второе – сильным охлаждением. Для Ge это достигается его охлаждением.

ем при условии, что используется либо германий предельно высокой степени очистки (так называемый особо чистый германий – ОЧГ), либо германий со специально введенными примесями, генерирующими носители разного знака, взаимно компенсирующие друг друга.

3.3.2. Физические процессы в детекторах

Носителями тока в полупроводнике являются электроны проводимости в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Рассмотрим энергетические зоны полупроводников с различным типом проводимости.

Если дырки в валентной зоне и электроны в зоне проводимости появляются только в результате тепловых переходов через запрещенную зону, то число свободных электронов в полупроводнике равно числу дырок, и такие полупроводники называют *собственными*, или полупроводниками с *собственной проводимостью*, или *полупроводниками i -типа*. Полупроводником i -типа является идеальный кристалл, поскольку в идеальном кристалле, то есть в кристалле без примесей чужеродных атомов и нарушения периодичности расположения атомов, электрон не может обладать энергией, соответствующей уровню в запрещенной зоне. В реальном кристалле всегда имеются дефекты и примеси; последних, как правило, больше.

Вблизи мест с нарушениями периодичности решетки кулоновское поле идеальной решетки искажается, соответственно изменяется и диаграмма энергетических зон. В запрещенной зоне появляются уровни, обязанные своим происхождением примесям и дефектам (рис. 3.11).

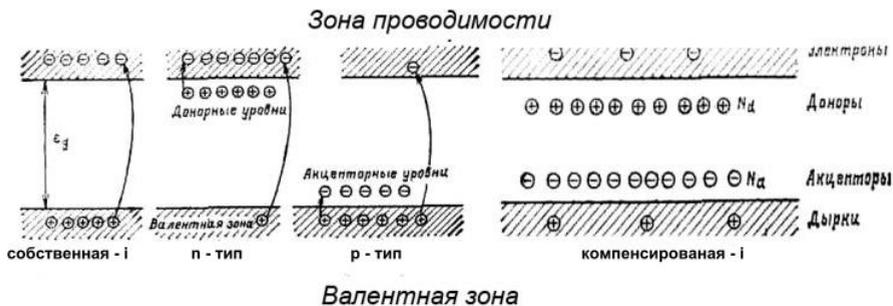


Рис. 3.11. Зонная структура полупроводников

Локализованные центры нарушений могут ионизоваться, то есть отдавать электроны в зону проводимости, тогда их называют *донорными*

центрами (или *донорами*), или принимать электроны из валентной зоны, тогда их называют *акцепторными центрами* (или *акцепторами*). Соответствующие этим центрам уровни в запрещенной зоне называют *донорными* или *акцепторными*. Донорные уровни располагаются вблизи верхнего края запрещенной зоны, а акцепторные – вблизи нижнего (см. рис.3.11).

Энергетические схемы полупроводников с разным типом проводимости показаны на рис. 3.11.

Энергия, необходимая для ионизации донорных и акцепторных уровней (энергия активации), существенно меньше ширины запрещенной зоны ϵ_g . Следовательно, вероятность ионизации этих *примесных* уровней намного больше вероятности теплового перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости. Малая энергия активации носителей заряда приводит к тому, что в обычных условиях и даже при охлаждении кристалла до температур порядка 100 К примесные уровни остаются ионизованными.

Отметим важное различие между ионизацией примесного уровня и переходом электрона из валентной зоны в зону проводимости. В первом случае в валентной зоне при ионизации акцепторного уровня или в зоне проводимости при ионизации донорного уровня возникает только один носитель заряда, поскольку ни захваченные на акцепторные уровни электроны, ни донорные центры не могут перемещаться под действием электрического поля.

Во втором случае при переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости образуются два свободных носителя – электрон и дырка.

Полупроводник, у которого электроны возникают в зоне проводимости, в основном в результате переходов с донорных уровней, называют *электронным* полупроводником или полупроводником *n-типа*. Полупроводник, у которого проводимость обусловлена переходом электронов из валентной зоны на акцепторные уровни, называют *дырочным* полупроводником или полупроводником *p-типа*. Такие полупроводники, проводимость которых обусловлена носителями, созданными в результате ионизации примесных уровней, называют *примесными* в отличие от собственных полупроводников, проводимость которых обусловлена переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Основными носителями в примесном полупроводнике называют те носители, концентрация которых больше, а *неосновными* – носители с меньшей концентрацией.

На практике в любом полупроводниковом материале присутствуют в разной концентрации и донорные, и акцепторные примеси, которые частично компенсируют друг друга. Если концентрация ионизованных донорных и акцепторных примесей одинакова, полупроводник называют **компенсированным**.

В скомпенсированном полупроводнике концентрация носителей минимальна и равна концентрации носителей в чистом полупроводнике. Ток, который возникает в полупроводнике вследствие дрейфа носителей заряда под действием внешнего поля, определяет удельное сопротивление ρ :

$$\rho = \frac{1}{e(p\mu^+ + n\mu^-)},$$

где p и n – плотности положительных и отрицательных носителей; e – заряд электрона; μ^+ , μ^- – подвижности носителей.

Для полупроводника с собственной проводимостью (беспримесного) справедливы очевидные соотношения:

$$p = n = n_i; \quad \rho_i = \frac{1}{en_i(\mu^+ + \mu^-)}.$$

Здесь n_i – плотность пар носителей в полупроводнике; ρ – его удельное сопротивление.

Равенство $p=n$ динамическое, то есть результат равновесия между процессами рекомбинации и генерации носителей. Величины p , n , n_i характеризуют плотность равновесных носителей, то есть плотность носителей в таком полупроводнике, в котором закончились переходные процессы, вызванные каким-то внешним возбуждением.

Число пар носителей в собственном полупроводнике следующим образом зависит от температуры T и ширины запрещенной зоны ε_g :

$$n_i = bT^{2/3} \exp[-\varepsilon_g/(2kT)],$$

где b – величина, постоянная для данного материала. Так как $\varepsilon_g \gg 2kT$, то температурная зависимость очень сильная.

Из теории твердого тела известно, что для полупроводников с относительно малым числом атомов примеси, так называемых *невырожденных*, к которым относятся и германий, и кремний, используемые для изготовления полупроводниковых детекторов (в них число примесных атомов составляет 10^7 – 10^{10} числа собственных), выполняется важное соотношение: $pn = n_i^2$.

Из этого соотношения следует, что увеличение числа носителей одного знака ведет к пропорциональному уменьшению числа носителей другого знака, например, рост числа электронов в зоне проводимости при введении донорной примеси приводит к уменьшению числа дырок в валентной зоне. Минимальное число носителей обоих знаков, а, соответственно, и максимальное удельное сопротивление имеют место при $n=p$ независимо от того, является это равенство результатом отсутствия всяких примесей или следствием того, что число доноров равно числу акцепторов. У полностью компенсированного полупроводника сопротивление равно сопротивлению беспримесного.

Для того, чтобы из полупроводникового кристалла со сравнительно небольшим удельным сопротивлением изготовить ППД, используются свойства переходов между проводниками с различным типом проводимости - обеднённый носителями слой (рис. 3.12).

Эти переходы создаются на противоположных поверхностях образца

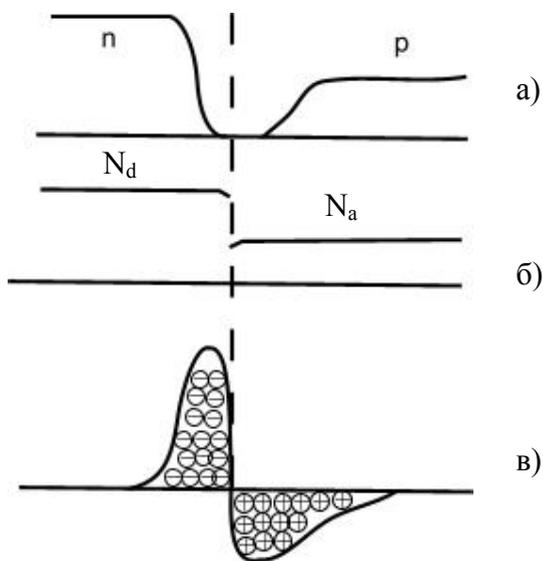


Рис. 3.12. Характеристики равновесного p-n-перехода:
а) концентрация электронов и дырок;
б) концентрация ионизованных атомов примесей;
в) распределение объемного заряда

полупроводника и служат электродами, к которым прикладывают напряжение от внешнего источника.

Два основных способа создания перехода:

1) диффузия донорных атомов в поверхность полупроводника с проводимостью p -типа.

2) диффузия акцепторных атомов в полупроводник n -типа.

Примесные атомы можно внедрить также с помощью облучения монокристалла пучком нужных ионов. Для создания детектора используют и так называемый поверхностно-барьерный переход (см. рис.3.12). Возникает он на поверхности монокристалла полупроводника n -типа при нанесении на нее испарением в вакууме некоторых металлов или окислением поверхности на воздухе.

Переход образуется на границе раздела полупроводника с электронной и дырочной проводимостью в результате диффузии электронов в p -область, а дырок в n -область. Ионизованные атомы акцепторов и доноров закреплены в решётке и двигаться не могут. При установлении равновесия на переходе возникает скачок потенциала из-за возникшего объёмного заряда. Скачок потенциала может достигнуть нескольких десятых долей вольта, но не может превысить ширину запрещенной зоны (рис.3.13).

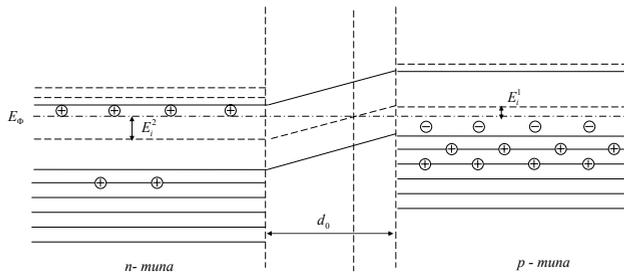


Рис. 3.13. Схема распределения уровней и носителей заряда при наличии p - n -перехода

Полупроводник с p - n -переходом можно использовать для детектирования заряженных частиц даже при отсутствии внешнего источника напряжения, поскольку внутри такого полупроводника существует область, в которой напряженность электрического поля отлична от нуля. Эта область обеднена свободными носителями.

Если через нее пролетает ионизирующая частица и создает свободные носители, то они, перемещаясь под действием электрического поля, создают сигнал во внешней цепи детектора. Однако ширина области объём-

ного заряда в p - n -переходе без внешнего смещения мала ($d \approx 10^{-4}$ см), что приводит, во-первых, к малому чувствительному объему детектора и, во-вторых, к малому значению сигнала по сравнению с шумом, так как собственная емкость перехода велика.

Чувствительную область детектора можно увеличить, прикладывая к переходу обратное смещение, то есть к n -области присоединить электрод со знаком «+» от источника питания, а к p -области – электрод со знаком «-». Обратное смещение помогает напряжению, возникшему на p - n -переходе, удалить свободные носители из области вблизи перехода. В результате чувствительный объём увеличивается, а ёмкость уменьшается. Отсутствие свободных носителей резко увеличивает удельное сопротивление полупроводника – основное условие работы ППД.

Ширина обеднённой зоны $d = \sqrt{\frac{\varepsilon(U + U_0)}{2\pi \cdot eN_a}}$, где N_a – плотность электрически активных центров, ε – диэлектрическая постоянная, U_0 – скачок потенциала, $U_0 \approx 0,7$ В для Si; $U_0 \approx 0,3$ В для Ge.

3.3.3. Взаимодействие заряженных частиц с материалом детектора

При взаимодействии с материалом детектора заряженная частица тратит энергию на ионизацию, возбуждение и тормозное излучение. В каскадном процессе ударной ионизации заряженные частицы выбивают электроны из различных энергетических зон, в том числе и из самых глубоких. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия электронов не становится меньше некоторого порогового значения, равного примерно $1,5 \varepsilon_g$. В этом каскадном процессе рождается еще много пар носителей (рис. 3.14).

Первая стадия процесса, когда в обычно не занятых зонах появляются электроны, а в обычно заполненных зонах – дырки, изображена на рис. 3.14,а. Эта стадия длится около 10^{-12} с, то есть время, сравнимое со временем замедления самой первичной заряженной частицы.

Затем, во второй стадии (рис. 3.14,б), в результате различного типа взаимодействий электронов с решеткой кристалла электроны «падают» на дно зоны проводимости, а дырки поднимаются к верхнему краю валентной зоны, то есть созданные заряженной частицей неравновесные носители достигают состояния с минимальной энергией.

Вторая стадия процесса заканчивается также за время порядка 10^{-12} с, и после нее распределение скоростей носителей, созданных заряженной частицей, становится тепловым (равновесным) (см. рис. 3.14,б) После этого неравновесные носители не отличаются по энергии от равновесных.

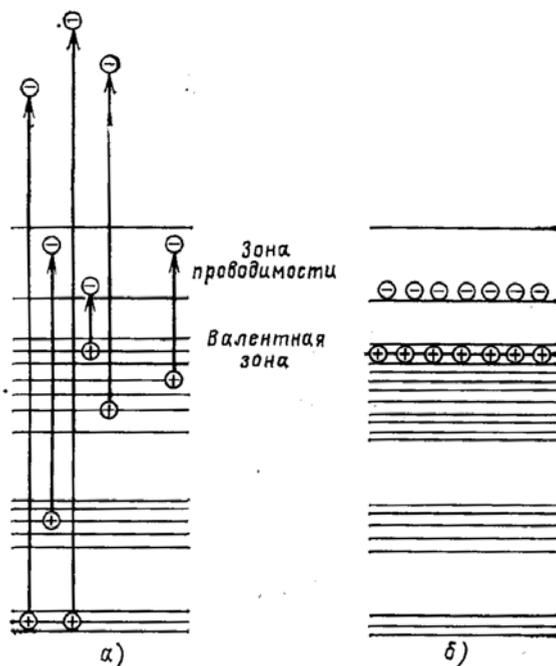


Рис. 3.14. Энергетическая диаграмма процесса образования электронно-дырочных пар заряженной частицей

В результате этого в рабочем объеме образуется избыточное количество носителей электронов и дырок. Образование неравновесных носителей приводит только к изменению концентрации свободных равновесных носителей: $n + \Delta n$ и $p + \Delta p$, где Δn и Δp – избыточные носители. Их количество зависит от энергии или плотности потока излучения и времени жизни носителей: $W_p = E_n/N$, где N – число пар носителей. Экспериментально получено $W_p = 2,67 \varepsilon_g + 0,87$ [эВ]. Приблизительно можно считать $W_p \approx 3 \varepsilon_g$. Для Ge $W_p = 2,5$ эВ, для Si $W_p = 3,5$ эВ.

3.3.4. Основные типы полупроводниковых детекторов

Хорошие параметры полупроводниковых приборов, реализация которых стала возможной после создания малошумящей и высокостабильной электронной аппаратуры, многоканальных и многомерных анализаторов импульсов и разработки специальных систем охлаждения, позволяют широко применять эти детекторы почти во всех областях ядерной физики. Определенный тип полупроводникового детектора выбирают для конкретного эксперимента не только по физическим, но и по операционным свойствам детектора, то есть по удобству работы с ним.

По методам образования переходов полупроводниковые детекторы подразделяют на поверхностно-барьерные, диффузионные детекторы *p-i-n*-типа, называемые иногда дрейфовыми и детекторы из ОЧГ. Кроме этих трех типов, получивших широкое распространение, выпускаются и так называемые радиационные германиевые детекторы.

3.3.4.1. Поверхностно-барьерные детекторы

Переход образуется окислением протравленной поверхности основного материала кислородом воздуха. На образованный таким образом поверхностный *p*-слой наносят тонкий слой металла (обычно золота), который служит электродом. Толщина чувствительной к облучению области, обеднённой зоны, $d_0 \sim (2 \div 5) \cdot 10^{-2}$ см. Нерабочий (мертвый) слой d_m , состоящий из золота и небольшого слоя полупроводникового материала с *p*-проводимостью – тонкий $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ см (рис. 3.15.).

Толщину чувствительной зоны варьируют, изменяя напряжение смещения. Поверхностно-барьерные детекторы изготавливают из кремния. Они могут работать при комнатной температуре без специального охлаждения. Их применяют для регистрации и спектрометрии заряженных частиц с небольшим пробегом (осколки, альфа-частицы, протоны низких энергий), нейтроны - при наличии внешнего радиатора или конвертора.

Поверхностно-барьерные детекторы из-за малой толщины чувствительной области имеют большую емкость и, следовательно, невысокое энергетическое разрешение, поскольку энергетический эквивалент, в основном емкостного шума, составляет $\sim 30 - 50$ кэВ (0,6 - 0,8 %) для α -частиц.

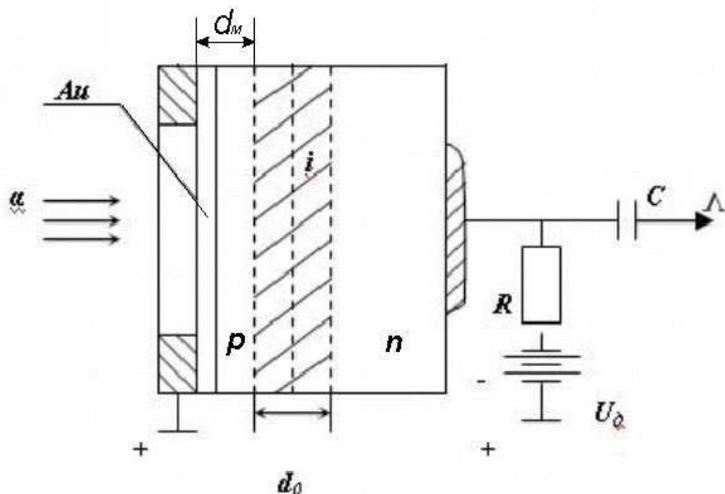


Рис. 3.15. Схема включения поверхностно-барьерного ППД

3.3.4.2. Диффузионно-дрейфовые ППД

По сравнению с поверхностно-барьерными, диффузионно-дрейфовые ППД имеют значительно большую глубину обеднённой области (~10-20 мм) и большой объём V - 10-100 см³, что позволяет применять их для регистрации и спектрометрии даже гамма-излучения.

Диффузионно-дрейфовые ППД получают за счёт диффузии ионов Li^+ в электрическом поле при высокой температуре.

Ионы Li^+ являются донорами и очень легко диффундируют в Si и Ge и компенсируют акцепторы в материале p -типа. Таким образом получается скомпенсированный полупроводник. Глубина обеднённой области (i -проводимость) зависит от условий изготовления детектора: $d \approx (\sqrt{2\mu_{\text{Li}^+}U})t$, где μ_{Li^+} – подвижность ионов Li^+ при температуре дрейфа; U – напряжение смещения при дрейфе; t – время дрейфа.

Наиболее часто используют Ge(Li) детекторы. Германиевые детекторы с p – i – n -переходом получили очень широкое распространение в гамма-спектрометрии из-за высокой разрешающей способности и эффективности. Эффективность и форма линии такого гамма-детектора более явно зависит от объема чувствительной области, чем от ее глубины, по-

этому дрейфовые германиевые детекторы принято характеризовать объемом чувствительной области. Плоские, или, как их еще называют, планарные, детекторы имеют объем до $10\text{--}15\text{ см}^3$. Детекторы коаксиального типа, при изготовлении которых дрейф лития ведется от поверхности цилиндрического образца к его оси, могут иметь объем до 200 см^3 .

Схема диффузионно-дрейфового ППД представлена на рис. 3.16. Германиевые детекторы с *p-i-n*-переходом должны работать и храниться

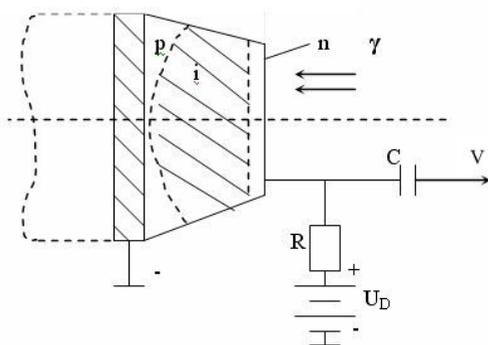


Рис. 3.16. Схема включения диффузионно-дрейфового ППД

при низкой температуре, обычно при температуре жидкого азота (77K (или $-196\text{ }^\circ\text{C}$)). Работать с ними при комнатной температуре нельзя из-за большого «темнового» тока, а хранить при низкой температуре необходимо, чтобы предотвратить необратимый процесс выхода лития из объема детектора. Выход лития на поверхность является следствием того, что в процессе дрейфа при высокой температуре в монокристалл германия внедрено лития больше, чем должно быть в равновесном растворе лития в германии. При комнатной температуре скорость выпадения лития из раствора недопустимо велика.

Работа при низкой температуре в условиях малых темновых токов и малая емкость перехода обуславливают высокое энергетическое разрешение германиевых детекторов с *p-i-n*-переходом.

3.3.4.3. Детекторы с *p-i-n*-переходом из особо чистого германия

Разработка детекторов большого объема из ОЧГ с концентрацией электрически активных атомов примесей менее 10^{10} см^{-3} является главным достижением за последние годы в технологии ППД. Если концентрация электрически активных примесей в полупроводнике мала, то при его охлаждении сопротивление полупроводника возрастает настолько, что становится возможным изготовление из него детекторов большого

объема с $p-i-n$ -переходом. При концентрации примесей в германии около 10^{10} см^{-3} и менее удается создать обедненную носителями область в переходе глубиной около 1 см.

Основным преимуществом детекторов из ОЧГ является то, что они могут храниться без охлаждения, кроме того, из них можно собирать сложные системы для спектрометрии высокоэнергетических заряженных частиц. ППД из особо чистого германия постепенно вытесняют литиево-дрейфовые детекторы. Сдерживает их распространение сложная и дорогая технология получения ОЧГ.

Методы производства детекторов из ОЧГ подобны методам производства литиево-дрейфовых детекторов, исключая стадию дрейфа. При изготовлении детектора на внешнюю поверхность цилиндрического образца напыляют литий, который диффундирует в глубь образца на глубину порядка 10^{-4} см. Слой лития является n^+ -контактом, p^+ -контакт создается имплантацией ионов-акцепторов (чаще бора) в стенки центрального отверстия. Радиус такого коаксиального детектора может составлять 2-3 см, высота – 6-7 см. Изготавливаются и плоские ППД из ОЧГ.

Толщина обедненной носителями области зависит от концентрации примесей в исходном монокристалле и приложенного напряжения смещения. Так, при напряжении смещения 600 В и концентрации атомов примесей 10^{10} см^{-3} ширина обедненной зоны достигает 1 см. Если бы удалось достичь концентрации 10^9 см^{-3} , то при смещении 5000 В толщина обедненной зоны составила бы 10 см. Максимально допустимая концентрация атомов примесей в германии, при которой еще можно изготавливать детекторы без компенсации с глубиной обедненной зоны 1 см, составляет $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

3.3.4.4. Радиационные германиевые детекторы

В детекторах этого типа чувствительная область создается в результате компенсации доноров в исходном n -германии акцепторными уровнями радиационных дефектов, возникающих в нем под действием гамма-излучения при флюенсе порядка 10^{14} см^{-2} . Эти дефекты стабильны при комнатной температуре. Отсюда вытекает главное преимущество таких детекторов перед дрейфовыми: их можно хранить при комнатной температуре. Энергетическое разрешение радиационных германиевых детекторов хуже, чем дрейфовых (собственный шум приблизительно в 2 раза

выше), а также меньше и толщина чувствительной области, достигающая в лучшем случае 0,2—0,3 см.

3.4. Регистрация ядерных излучений сцинтилляционными детекторами

Сцинтилляционный метод регистрации частиц - один из наиболее старых методов. Ещё в 1900 г. Крукс наблюдал флюоресценцию под действием альфа-частиц. Но широкое распространение метод получил только после создания фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) - приборов, обладающих способностью регистрировать слабые вспышки света.

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора и ФЭУ, иногда между ними устанавливается световод.

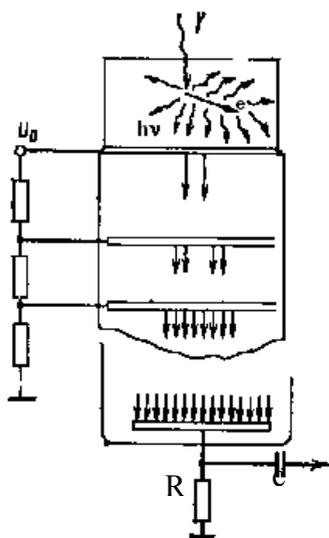


Рис. 3.17. Схема включения сцинтилляционного счетчика

В сцинтилляционных детекторах (рис.3.17) излучение (заряженные частицы) вызывает в веществе сцинтиллятора, иногда называемого фосфором, люминесценцию (световую вспышку). Фотоны вспышки попадают на фотокатод умножителя, на котором освобождаются фотоэлектроны. Поток фотоэлектронов в ФЭУ усиливается в $10^5 \div 10^{10}$ раз. На выходе ФЭУ величина импульса может достигать 100 В.

Сцинтилляторами называют такие вещества, которые под действием заряженных частиц испускают фотоны в видимой или ультрафиолетовой части спектра. Сцинтиллятором может быть такое вещество, в котором:

велика вероятность испускания фотонов атомами и молекулами в возбуждённом состоянии;
мала вероятность поглощения испущенных фотонов.

Другими словами, в сцинтилляторе спектр испускания электромагнитного излучения должен быть сдвинут относительно спектра поглощения.

Световоды необязательны, но иногда необходимы для передачи световых вспышек в ФЭУ.

Вторая основная составляющая сцинтилляционного детектора – ФЭУ. Фотоны света, попадая на фотокатод ФЭУ, в результате фотоэффекта выбивают электроны. Под действием внешнего электрического поля электроны направляются на диоды ФЭУ, где происходит вторичная электронная эмиссия, в результате которой на анод ФЭУ приходит в десятки и сотни тысяч раз большее количество электронов. Так рождается электрический импульс, который затем регистрируется соответствующими электронными схемами. Поток электронов увеличивается в $10^5 - 10^{10}$ раз.

Рассмотрим механизм образования сигнала. Процесс регистрации излучения сцинтилляционным счётчиком можно разделить на следующие этапы.

1. Поглощение части энергии ядерного излучения в сцинтилляторе, приводящее к возбуждению и ионизации вещества. $E_n = F_n E_0$, где E_0 - энергия излучения; F_n - доля энергии частицы, потерянная (поглощённая) в сцинтилляторе ($F_n \leq 1$).

2. Преобразование части энергии, потерянной излучением в сцинтилляторе, в световую энергию путём люминесценции. Часть поглощённой энергии выделяется в виде фотонов со средней энергией $h\nu$. Отношение энергии световой вспышки к энергии первичного излучения, поглощённой в сцинтилляторе, называется **конверсионной эффективностью**. В этом случае число световых фотонов m , испущенных сцинтиллятором, будет представлено следующей формулой:

$$m = \frac{F_n E_0 C_{np}}{h\nu},$$

где $E_0 F_n C_{np}$ - количество световой энергии одной вспышки в сцинтилляторе, C_{np} – **коэффициент световой конверсии (конверсионная эффективность)**, $h\nu$ – средняя энергия одного фотона.

3. Собираение фотонов на фотокатод ФЭУ. Число световых фотонов, собранных на фотокатод ФЭУ, $mI = mT_p F_p$, где T_p - прозрачность сцинтиллятора для собственного света люминесценции; F_p – доля фотонов света (от одной вспышки), достигающая фотокатода (при $T_p = 1$), т.е. $T_p * F_p$ - доля световой энергии от одной вспышки, достигающей фотокатода.

4. Поглощение фотонов фотокатодом ФЭУ и испускание фотоэлектронов (фотоэффект на катоде). $S_m \cdot f \cdot F_c$ – число фотоэлектронов, достигающих первого динода ФЭУ, приходящихся на единицу световой энергии, которая попадает на фотокатод, где S_m – максимальная спектральная чувствительность фотокатода (число фотоэлектронов на 1 эВ световой энергии, которая достигает фотокатода); f – коэффициент, учитывающий степень соответствия спектральной чувствительности фотокатода спектральному распределению света сцинтилляций; $S_\phi = S_m f$ **конверсионная эффективность фотокатода** (вероятность того, что фотон выбьет электрон из фотокатода), F_c – доля фотоэлектронов, собранных на первом диноде.

5. Умножение фотоэлектронов в ФЭУ (вторичная электронная эмиссия на динодах). M – коэффициент усиления ФЭУ (отношение числа электронов на аноде к числу электронов, выбитых из фотокатода)

6. Образование, анализ и регистрация импульсов тока электронной аппаратурой.

На аноде ФЭУ появляется $M \cdot N_e$ электронов, где $N_e = = E_n F_n C_{np} T_p F_p S_m f F_c / h\nu$. Они несут заряд $q = M N_e e$. Если пренебречь временными флуктуациями в процессе размножения электронов, то распределение во времени у них такое же, как и у первичных фотонов. Если анодная нагрузка R достаточна, чтобы постоянная времени RC (C – выходная емкость) была много больше времени высвечивания сцинтиллятора τ , то амплитуда импульса составит величину $\Delta V = q/C$.

Оценим амплитуду сигнала. Пусть есть заряженная частица с $E = 1$ МэВ. Примем $F_n = 1$, $C_{np} = S_\phi = 0.1$, $M = 10^5$, $C = 10$ пФ, $h\nu = 3$ эВ, Тогда $\Delta V \sim 5$ В.

3.4.1. Физические процессы в сцинтилляторах, механизм люминесценции.

Сцинтилляторы являются той частью сцинтилляционного счётчика, в которой происходит взаимодействие излучения с веществом и часть энергии, теряемой излучением, преобразуется в световую энергию - это вещества, у которых спектр испускания сдвинут относительно спектра поглощения в сторону длинных волн.

Сцинтилляторы могут быть неорганическими и органическими, твёрдыми, жидкими и газообразными.

Принцип действия сцинтилляторов основан на явлении **люминесценции**. При люминесценции в результате воздействия ионизирующего излучения возбуждаются и ионизируются молекулы и атомы вещества. Электроны в них переходят на высшие уровни энергии или покидают их. Через некоторый промежуток времени атомы и молекулы возвращаются в исходное состояние, что сопровождается излучением света в видимой или ультрафиолетовой части спектра, *причем энергия люминесцентного излучения всегда меньше энергии, поглощенной веществом сцинтиллятора*.

Различают два вида люминесценции: флуоресценцию и фосфоресценцию (в некоторых веществах оба процесса протекают одновременно).

При флуоресценции электрон переходит в результате возбуждения на более высокий энергетический уровень, затем через 10^{-8} с (время жизни атома в возбуждённом состоянии) возвращается на основной за 10^{-9} с. Закон спада интенсивности свечения (числа испускаемых фотонов) может быть описан следующей формулой:

$$N(t) = (N_0/\tau) \exp(-t/\tau).$$

Флуоресценция наблюдается в большинстве органических веществ и в неорганических газах.

При фосфоресценции электрон в результате возбуждения покидает атом или молекулу и через некоторое время захватывается основным или примесным атомом с испусканием одного или нескольких фотонов. При фосфоресценции время высвечивания τ изменяется от нескольких микросекунд до нескольких часов. Она наблюдается у большинства неорганических сцинтилляторов.

Рассмотрим механизм высвечивания в ионных кристаллах, таких как NaI, CsI, LiI, с помощью зонной теории твёрдого тела.

В ионных кристаллах взаимодействие атомов приводит к расщеплению энергетических уровней и образованию нескольких энергетических зон (рис. 3.18), которые могут быть заняты электронами. Эти зоны разделены запрещенными зонами. Внутри запрещенной зоны могут быть дискретные разрешенные для электронов энергетические уровни, появление которых связано с основными и возбужденными состояниями ионов **активатора** (например, для кристаллов NaI это атомы Tl), с другими примесями, с нарушениями кристаллической решетки.

При прохождении заряженной частицы в кристалле ее энергия передается, главным образом, электронам. Электроны могут получить доста-

точную энергию для перехода в зону проводимости. При этом в валентной зоне появляется вакантный уровень – "дырка".

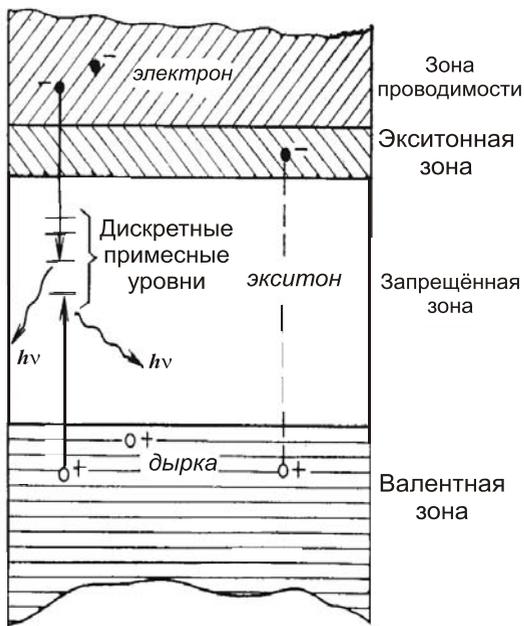


Рис. 3.18. Энергетические уровни активированных ионных кристаллов

Электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне могут свободно и независимо перемещаться по кристаллу, создавая электрическую проводимость кристалла. Этот процесс очень похож на ионизацию.

Возможен и другой процесс, когда электрон получает энергию, недостаточную для перехода в зону проводимости, и остается связанным с дыркой в валентной зоне, т.е. электрон попадает в **экситонную** зону. Этот процесс можно рассматривать как возбуждение, а связанную пару электрон - дырка называют **экситоном**. Экситон также может перемещаться в кристалле, но не создает электрической проводимости.

Наряду с указанными процессами электроны могут попасть и на дискретные уровни запрещенной зоны, однако этот процесс мало вероятен, поскольку таких уровней мало из-за низкой концентрации атомов активатора.

Таким образом, после прохождения заряженной частицы в кристалле образуются возбужденные нестабильные состояния (экситоны, свободные электроны и дырки). Эти возбужденные состояния могут быть сняты различными путями. Во-первых, снятие возбуждения может происходить в результате безызлучательных переходов (в этом случае энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения). Однако такие переходы маловероятны, поскольку ширина запрещенной зоны (примерно 7 эВ) много больше энергии теплового движения. С увеличением темпера-

туры кристалла вероятность безызлучательных переходов экспоненциально возрастает.

Во-вторых, возможно снятие возбуждения за счет радиационных переходов при рекомбинации электронов и дырок и аннигиляции экситонов. Рекомбинация электронов и дырок – процесс сравнительно медленный, поскольку электрону в результате диффузии для рекомбинации необходимо попасть в ту область кристалла, где имеется дырка. Рекомбинация электронов и дырок и аннигиляция экситонов не могут быть основным механизмом сцинтилляционного процесса, поскольку спектр испускаемого излучения перекрывается со спектром поглощения кристалла.

Действительно, например, при аннигиляции экситона возникает излучение с энергией, равной приблизительно энергетической ширине запрещенной зоны. Следовательно, это излучение с большой вероятностью вновь поглотится в кристалле и приведет к созданию экситона. В то же время радиационные переходы при аннигиляции и рекомбинации представляют собой подходящие механизмы для передачи энергии возбуждения по кристаллу и захвата электрона и дырок примесными уровнями.

Экспериментально было установлено, что спектр фотонов люминесценции не зависит от способа возбуждения кристалла и концентрации атомов активатора, а почти полностью обусловлен структурой энергетических уровней ионов активатора Tl^+ в кристалле. Кроме того, в спектре фотонов люминесценции практически нет фотонов с энергией порядка энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны.

Это означает, что люминесценция обусловлена уровнями, создаваемыми примесными атомами (примесными уровнями), и что для неорганических кристаллов явление люминесценции – свойство агрегатного состояния вещества. Поэтому, например, водный раствор $NaI(Tl)$ уже не обладает свойствами сцинтиллятора.

Во-вторых, также экспериментально было обнаружено, что световыход существенно зависит от концентрации активатора. Существует оптимальная величина концентрации атомов активатора, при которой световыход максимален (рис.3.19).



Рис. 3.19. Зависимость световыхода от концентрации атомов активатора

ные уровни, и поэтому световыход растет с увеличением концентрации активатора. Но при дальнейшем росте концентрации активатора увеличивается вероятность поглощения излучения этими же примесными уровнями и, следовательно, уменьшается световыход. Поэтому оптимальная концентрация атомов активаторов в соответствующих неорганических сцинтилляторах подбирается экспериментальным путем.

Захват носителей энергии центрами люминесценции приводит к появлению фотонов – их энергия в среднем меньше, чем ширина запрещенной зоны, и они не поглощаются кристаллами.

Совершенно другой механизм у органических сцинтилляторов, который определяется свойствами отдельной молекулы, поэтому сцинтилляторами могут быть кристаллы, жидкие и твердые растворы. Многие органические соединения обладают свойством люминесценции. В основном это ароматические углеводороды.

Органические сцинтилляторы изготовляют в виде монокристаллов (стильбен, антрацен, толан и др.), а также жидких и твердых растворов ароматических соединений в растворителях. В отличие от неорганических сцинтилляторов, высвечивание фотонов в них связано с электронными переходами в возбужденных молекулах, то есть люминесценция – это свойство определенных органических молекул; она присуща им в различных агрегатных состояниях. Для органических сцинтилляторов характерно малое время высвечивания τ (10^{-9} - 10^{-8} с), приближающееся к времени жизни отдельной молекулы в возбужденном состоянии.

Сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах можно

Излучение, возникающее при аннигиляции экситонов, приводит к передаче энергии возбуждения по кристаллу, в результате которой заметная доля энергии передается примесным уровням, связанным с наличием атомов активатора, то есть часть электронов и дырок захватывается примесными уровнями.

Чем выше концентрация активатора, тем, естественно, больше вероятность захвата электронов и дырок на примес-

качественно описать следующим образом. Заряженная частица за очень короткое время (10^{-13} - 10^{-10} с) передает свою энергию сцинтиллятору. Это приводит к появлению ионизованных и возбужденных молекул и радикалов, образующихся в результате диссоциации сложных молекул. Время жизни молекул в возбужденных состояниях зависит от энергии возбуждения. За время порядка 10^{-12} - 10^{-11} с молекулы испускают фотоны и оказываются в основных состояниях. Эти фотоны поглощаются соседними молекулами, которые, в свою очередь, переходя в основное состояние, излучают фотоны. При этом энергия возбуждения распространяется по кристаллу и частично преобразуется в колебательную энергию. Итак, в результате такого процесса образуются молекулы, ионы и радикалы в самых низких и долгоживущих возбужденных состояниях (10^{-8} - 10^{-9} с). На второй стадии происходят миграция энергии (передача энергии возбуждения от одних молекул другим), рекомбинация и так далее.

Процесс высвечивания молекул из низших возбужденных состояний можно рассмотреть на примере отдельной молекулы. Это справедливо, поскольку связи между молекулами в органических соединениях существенно не нарушают электронной структуры молекул. Процессы переходов в электронных оболочках сложных и двухатомных молекул имеют много общего. Поэтому рассмотрим переходы в двухатомной молекуле, для того, чтобы понять, каким образом происходит сдвиг в спектрах испускания и поглощения, обуславливающий возможность появления люминесценции в органических сцинтилляторах.

На рис.3.20 показана зависимость потенциальной энергии от расстояния r между центрами атомов для двухатомной молекулы, находящейся в основном (кривая aAa') и возбужденном (кривая bBb') состояниях. Минимумы потенциальной энергии в основном и возбужденном состояниях смещены: в возбужденном состоянии (точка B) такой минимум наблюдается при больших значениях расстояния r между центрами атомов для двухатомной молекулы. Горизонтальные линии вблизи точек A и B соответствуют колебательным уровням. При заданной температуре молекула находится на определенном колебательном уровне. Чем выше температура, тем более высоко расположен этот уровень и тем больше амплитуда колебаний атомов относительно друг друга. Радиационные переходы с колебательного уровня возбужденного состояния возможны при испускании фотонов, энергии которых равны разности ординат колебательного уровня возбужденного состояния и ординат основного состояния (кривая aAa'). Эти переходы на рисунке показаны стрелкой, направленной

ной вниз, а правая (заштрихованная) область соответствует спектру испускания. Спектр поглощения такой двухатомной молекулы характеризуется спектр фотонов, энергия которых равна разности энергии колебательного уровня основного состояния и энергии первого (или более высокого) возбужденного состояния. Эти переходы показаны стрелкой вверх. Спектр поглощения определяется левой заштрихованной областью. Из рисунка видно, что спектр испускания сдвинут относительно спектра поглощения в сторону меньших энергий фотонов.

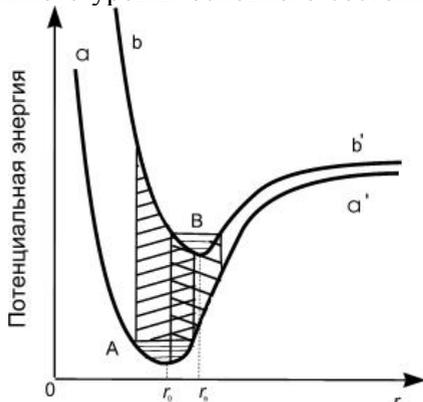


Рис. 3.20. Характерная зависимость потенциальной энергии от расстояния r между центрами атомов для двухатомной молекулы, находящейся в основном (кривая aAa') и возбужденном (кривая bBb') состояниях

Помимо радиационных переходов из возбужденного состояния (bBb') в основное состояние (aAa') возможны и нерadiационные переходы. При нерadiационном переходе энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения, то есть происходит тушение сцинтилляций. Чем выше температура, тем больше амплитуда колебаний решетки и тем больше вероятность тушения. В сложных многоатомных молекулах процессы поглощения и испускания энергии происходят более сложным образом, но приведенные качественные рассуждения, в общем, справедливы и для сложных молекул.

Спектры испускания и поглощения частично перекрываются (чем меньше их перекрытие, тем большим световыходом обладает сцинтиллятор), и поэтому процесс радиационного снятия возбуждения молекул может быть не последним. Коротковолновая часть спектра испускания может вновь поглотиться в сцинтилляторе. Такой процесс может повторяться неоднократно. При каждом поглощении фотона имеется вероятность нерadiационного перехода, и поэтому при многократном поглощении и испускании плотность потока коротковолнового излучения падает, что приводит к уменьшению светового выхода. Кроме того, такой многократный процесс увеличивает среднее время высвечивания. Из-за частичного перекрытия спектров испускания и спектров поглощения

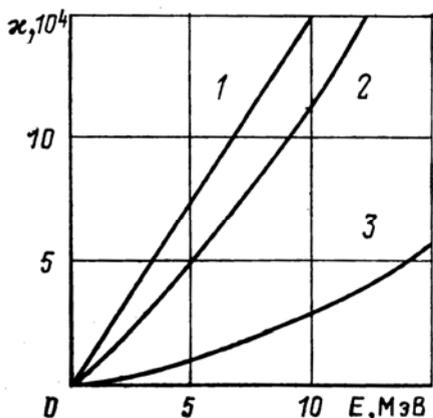


Рис. 3.21. Зависимость световыхода кристалла антрацена от энергии электронов (1), протонов (2) и α -частиц (3)

световыход и среднее время высвечивания органических сцинтилляторов зависят от их размеров. На рис 3.21 показана зависимость световыхода кристалла антрацена от энергии электронов (1), протонов (2) и α -частиц (3).

Для всех органических сцинтилляторов независимо от их агрегатного состояния световыход для электронов примерно в 10 раз больше световыхода α -частиц той же энергии.

3.4.2. Свойства сцинтилляторов

Сцинтилляторы рассмотренных типов можно сравнивать различными способами, но мы выделим три основных характеристики, по которым можно провести сравнение:

- спектральная характеристика;
- эффективность (конверсионная) $C_{пр}$;
- время высвечивания τ .

3.4.2.1. Неорганические сцинтилляторы

Их преимущества: высокая плотность, высокий коэффициент поглощения гамма-излучения, высокая конверсионная эффективность $C_{пр}$.

Недостаток: относительно большое время высвечивания и необходимость герметичной упаковки. Некоторые свойства неорганических сцинтилляторов представлены в табл. 3.2.

Наибольшим световыходом при нормальной температуре обладают кристаллы сернистого цинка, но их не удается получить сколько-нибудь больших размеров. Обычно ZnS (Ag) – это мелкокристаллический порошок и поэтому его прозрачность для излучения мала. Поток фотонов люминесценции ослабляется приблизительно вдвое при прохождении слоя порошка толщиной около 40 мг/см². Кристалл ZnS (Ag) имеет мед-

ленный компонент сравнительно большой интенсивности со временем высвечивания 10^{-5} с.

Таблица 3.2

Некоторые свойства неорганических сцинтилляторов

Кристалл	Плотность, г/см ³	\bar{Z}	Положение максимума в спектре люминесценции, нм	Время высвечивания, мкс	$C_{пр}$, %
NaI(Tl)	3,67	50	410	0,23	8 - 13
CsI(Tl)	4,51	54	565	1,0	~6
CsI(Na)	4,51	54	420	0,63	~10
ZnS(Ag)	4.09	25	450	0,1-10	~28
CaF ₂ (Eu)	3,18	16	435	0,94	~6
CdWO ₄	7,90	62	530	0,9 — 20	~10
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO)	7,13	74	480	0,30	~0,25

Йодистый натрий, активированный таллием, является одним из лучших сцинтилляторов. Из всех известных сцинтилляторов, кроме ZnS(Ag), NaI(Tl) имеет самый высокий световыход. Кроме того, монокристаллы NaI(Tl) выращивают больших размеров (диаметром до 700 мм и такой же высоты). Монокристаллы йодистого натрия обладают высокой прозрачностью для собственного излучения. Йодистый натрий гигроскопичен, поэтому всегда должен быть в упаковке, защищающей его от попадания влаги.

Кристалл CsI(Tl) – весьма удобный для использования сцинтиллятор. Он не гигроскопичен, легко выращивается в виде больших монокристаллов. Кристаллы йодистого цезия содержат атомы с большим номером, поэтому являются высокоэффективными детекторами гамма-излучения.

Кристаллы CaF₂(Eu), несмотря на небольшой средний атомный номер, представляют большой интерес для регистрации гамма-излучения, сопровождаемого нейтронами. Это связано с тем, что сечения радиационного захвата нейтронов ядрами Ca и F малы в сравнении с сечениями взаимодействия фотонов с электронами.

Определённый интерес представляют сцинтилляторы, обладающие большой плотностью и позволяющие повысить эффективность регистрации гамма-излучения. Один из таких сцинтилляторов – ортогермант висмута Be₄Ge₃O₁₂ (BGO). Кристаллы BGO обладают по сравнению с NaI(Tl) более высокой поглощающей способностью, что позволяет при

регистрации гамма-излучения средней энергии снизить объем детектора на порядок.

Кроме того, этот сцинтиллятор имеет малую чувствительность к нейтронам, что оказывается удобным при измерении гамма-излучения в смешанных полях. При изготовлении кристаллов ВГО не возникает проблем равномерного распределения активатора. Существенный недостаток этого сцинтиллятора – низкий световой выход; однако улучшение технологии и получение чистого сырья позволили для кристаллов ВГО с диаметром 25 мм и высотой 2,5 мм улучшить энергетическое разрешение с 15 до 9,5 %.

Значительная плотность вещества – основное преимущество вольфраматов: цинка $ZnWO_4$, кальция $CaWO_4$ и кадмия $CdWO_4$ при использовании их в качестве сцинтилляционных детекторов. Они имеют высокую конверсионную эффективность, но время затухания световой вспышки значительно больше, чем у кристалла $NaI(Tl)$.

Стеклообразные сцинтилляторы, активированные церием, содержащие до 11 % лития с обогащением по 6Li до 95 % – весьма эффективные детекторы для нейтронов низких энергий. В настоящее время изготавливают литиевые стекла толщиной до 25 и диаметром до 125 мм. Световой выход составляет 15 % световыхода кристалла $NaI(Tl)$. Спектр фотонов люминесценции имеет максимум при 350-400 нм, время высвечивания $\tau \sim 0,15$ мкс.

3.4.2.2. Органические сцинтилляторы

Органические сцинтилляторы бывают следующих видов: органические монокристаллы, органические жидкие растворы и органические твёрдые растворы (пластмассы). В своём большинстве органические сцинтилляторы – это ароматические углеводороды, в молекулы которых входят бензольные кольца.

Органические монокристаллы: нафталин, антрацен, стильбен, терфенил и др. Их преимущества по сравнению с неорганическими кристаллическими сцинтилляторами – малое время высвечивания ($\sim 10^{-8}$ с), например, у антрацена оно составляет $3,6 \cdot 10^{-8}$ с, у стильбена - $3 \div 7 \cdot 10^{-9}$ с при высокой конверсионной эффективности ($C_{np} \sim 4$ %). Недостатки: небольшая плотность материала и малые Z – определяют невысокую вероятность фотоэффекта и низкую эффективность регистрации гамма-излучения.

Жидкие растворы на их основе удобны для создания детекторов больших размеров при регистрации высокоэнергетических частиц. Жидкие сцинтилляторы представляют собой органические сцинтилляторы, растворённые в органических несцинтиллирующих жидкостях.

Растворяемые вещества (сцинтилляторы): *n*-терфенил, 2,5 дифенилоксазол, антрацен и др. ($5 \div 10$ г/литр). Растворители: толуол, ксилол, циклогексан, бензол и другие.

Достоинства жидких сцинтилляторов: жидкий сцинтиллятор может быть любой формы и объёма, время высвечивания $\tau \leq 2-3 \cdot 10^{-9}$ с, сцинтиллятор обладает большой прозрачностью, большей, чем у органических кристаллических сцинтилляторов, так как концентрация сцинтиллирующих добавок невелика.

Недостатки: чувствительность к изменениям температуры, возможно замерзание и кипение, амплитуда импульсов меньше, чем у органических кристаллов. $C_{пр} \sim 50$ % от $C_{пр}$ антрацена.

Жидкие органические сцинтилляторы применяются для обнаружения гамма-излучения, быстрых нейтронов, космических лучей.

Сцинтиллирующие пластмассы – это твёрдые растворы некоторых органических сцинтилляторов, таких как : *p*-терфенил, дифенилоксазол и др. в несцинтиллирующих пластмассах: полистироле, поливинилтолуоле и др. Конверсионная эффективность пластмассовых сцинтилляторов $C_{пр}$ составляет ~ 70 % от $C_{пр}$ стибена. время высвечивания $\tau - 3-5 \cdot 10^{-9}$ с. Они обладают более высокой радиационной стойкостью, чем монокристаллы антрацена, стибена. Пропорциональность между величиной импульса и энергией регистрируемого излучения сохраняется у сцинтиллирующих пластмасс до 10^5 эрг/г·с. Спектр их высвечивания лежит в диапазоне 390-420 нм. Пластмассовые сцинтилляторы химически инертны и не требуют герметичной упаковки.

Характеристики часто применяемых органических сцинтилляторов приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Характеристики часто применяемых органических сцинтилляторов

Сцинтилляторы	Плотность, г/см ³	Положение максимума в спектре люминесценции, нм	$C_{\text{пр}}$, отн. ед.	$\sigma_{\text{б}}$, нс	$\sigma_{\text{м}}$, нс	$\chi_{\alpha}/\chi_{\beta}$	$C_{\text{пр}}/\sigma_{\text{б}}$, отн. ед.
Кристаллические							
<i>Антрацен</i> C ₁₄ H ₁₀	1,25	445	1 (~4%)	30	400	0,1	1,0
<i>Стильбен</i> C ₁₄ H ₁₂	1,16	410	0,4 – 0,7	6	400	0,1	3,3
<i>Нафталин</i> C ₁₀ H ₈	1,15	345	0,2	770	-	0,1	0,1
Жидкие							
<i>p-терфенил в ксилоле</i>	~0,9	400	0,5	2	-	0,1	7,5
<i>2,5 - дифенилоксозол в толуоле</i>	~0,9	380	0,32	3	-	0,1	3,2
Пластические							
<i>Тетрафенилбутадиеп в полистироле</i>	~1	450	0,38	5	-	0,09	2,8
<i>p-терфенил в поливинилтолуоле</i>	~1	380	0,48	3	-	0,1	6,0

3.4.2.3. Газовые сцинтилляторы

Многие благородные газы и их смеси с водородом и азотом являются сцинтилляторами. Наибольший выход у ксенона и смеси ксенона с гелием. Время высвечивания 10^{-8} - 10^{-9} с. Спектр люминесценции лежит в области далёкого ультрафиолета, где конверсионная чувствительность фотокатодов обычно применяемых ФЭУ мала, поэтому применяют сместители спектра, например дифенилстильбен, толщина слоя которого невелика $\sim 10^{-6}$ г/см².

3.4.3. Фотоумножители (ФЭУ), их характеристики

При освещении поверхности некоторых полупроводников и металлов, помещённых в вакуум, из них могут вылетать электроны. Это явление фотоэлектронной эмиссии (внешнего фотоэффекта).

На этом явлении разработаны приборы – фотоэлектронные умножители (ФЭУ), предназначенные для улавливания сцинтилляционных вспышек и превращения их в электрические сигналы.

ФЭУ состоит из фотокатода, катодной камеры, диодной системы, анодного узла, размещённых внутри вакуумного объёма (рис. 3.22).

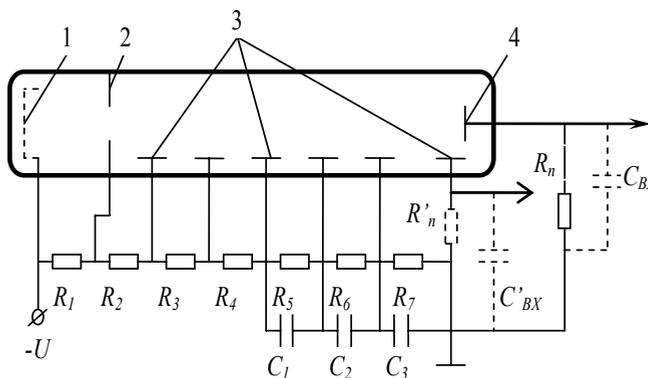


Рис. 3.22. Устройство и схема включения ФЭУ: 1 - фотокатод; 2 - диафрагма, 3 - диоды; 4 - анод

Наиболее важной частью ФЭУ является фотокатод, который изготовляют из щелочных металлов с малой работой выхода. Основным требованием к фотокатоду является: высокая спектральная чувствительность (обычно в области видимого света, а также в близких к ней ультрафиолетовой и инфракрасной областях). Фотокатоды обычно делают полупрозрачными и наносят или прямо на колбу ФЭУ, или на прозрачную металлическую подложку, предварительно напыляемую на стекло равномерно по всей поверхности катода. При этом фотокатод должны характеризовать: соответствие спектральной чувствительности фотокатода спектральному составу люминесценции сцинтиллятора, минимальная

термоэмиссия при рабочей температуре (минимальный шум), стабильность в работе (минимальное “утомление”). В фотоумножителях используются фотокатоды сложного состава: SbCs, SbKCs, SbNaK, SbNaKCs; TeCs, TeKRb; и другие.

Диоды изготавливаются из металлов с малой работой выхода, способных при бомбардировке электронами испускать вторичные электроны в количестве, превышающем число первичных в несколько раз. Диоды: напылённые (SbCs, SbCsNaK) и сплавные (на основе Mg или Be) AlMg; CuBe; CuMg.

Для применения ФЭУ в сцинтилляционной технике важными являются две группы его параметров: **амплитудные и временные**.

Первые позволяют оценивать способность ФЭУ разделять регистрировать световые вспышки, мало различающиеся по интенсивности, а также выделять на фоне собственных шумов импульсы с малой амплитудой.

Вторые характеризуют точность определения временных соотношений между моментами попадания на фотокатод световых вспышек и способность разделять регистрировать короткие световые импульсы, отделённые друг от друга малым промежутком времени.

Различают **спектрометрические** (амплитудные) и временные ФЭУ, имеющие различные особенности: для амплитудных необходимо собрать максимальное число электронов и не терять их в процессе умножения, а для временных важен минимальный разброс путей у всех электронов лавины, а следовательно, и времени прохождения через диодную систему, составляющего $\sim 0,5 \cdot 10^{-9}$ с.

Для регистрации излучений могут быть использованы как ФЭУ с электростатической фокусировкой (диоды коробчатые), так и с жалюзийной системой диодов.

3.4.4. Характеристики сцинтилляционных детекторов

Основными характеристиками спектрометрического сцинтилляционного детектора является **эффективность регистрации** излучения η и **энергетическое разрешение** d . Эффективность определяет вероятность получения в детекторе сигнала при попадании частиц в чувствительный объем детектора. Она характеризуется вероятностью взаимодействия частицы с материалом чувствительного объема детектора и вероятно-

стью того, что это взаимодействие приводит к образованию сигнала в детекторе.

Эффективность детектора определяется двумя факторами: геометрической эффективностью (эффективным телесным углом) Ω , показывающей, какая доля излучения, испускаемого источником, попадает в детектор, и эффективностью регистрации η , представляющей, какая часть поступающего в детектор излучения будет фактически зарегистрирована.

Рассмотрим схему типичного эксперимента, связанного с регистрацией излучения. Пусть из источника вылетают моноэнергетические фотоны, которые попадают в детектор с чувствительной поверхностью $S_{\text{дет}}$, расположенной на расстоянии R от источника, и регистрируются детектором. Эффективность детектора определяется как отношение числа зарегистрированных импульсов $N_{\text{рег}}$ к числу попадающих в чувствительный объём детектора фотонов $N_{\text{дет}}$ за одно и то же время $\eta = N_{\text{рег}}/N_{\text{дет}}$, где $N_{\text{дет}} = Ak\Omega$; A – число фотонов, испускаемых источником изотропно по всем направлениям, k – коэффициент, учитывающий поглощение и рассеяние излучения на пути источник – чувствительный объём детектора (коэффициент k равен отношению числа частиц, попавших в чувствительный объём детектора, к числу частиц, испущенных в его направлении); $\Omega = \omega/(4\pi)$ – относительный телесный угол; $\omega = S_{\text{дет}}/R^2$ – телесный угол, под которым виден детектор из источника.

Эффективность регистрации гамма-излучения сцинтилляционным детектором для параллельного пучка определяется из выражения

$$\eta \cong 1 - e^{-\mu x},$$

где μ – линейный коэффициент поглощения фотонов; x – путь, пройденный фотонами в сцинтилляторе.

Энергетическим разрешением детектора d называют отношение ширины $\Delta_{1/2}$ на полувысоте пика амплитудного распределения регистрируемых импульсов к энергии E , соответствующей максимуму распределения импульсов по амплитудам, т. е. $d = \Delta_{1/2}/E$. Более подробно понятие энергетического разрешения будет рассмотрено в главе 4.

Энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов не является хорошим. С лучшим по световыходу кристаллом NaI (Тl) можно получать $d \approx 14\%$ при энергиях электронов около 100-150 кэВ. В области энергий выше 2-4 МэВ лучшее достигнутое энергетическое разрешение составляет около 4-5%. Для других кристаллов энергетическое разрешение будет хуже, поскольку их конверсионная эффективность меньше.

Энергетический эквивалент собственных шумов определяется как амплитуда импульсов темнового тока, выраженная в килоэлектронвольтах, при которой скорость счёта с этой или превосходящей её амплитудой равна заданной величине $N_{ш}$ и подсчитывается по формуле:

$$E_{ш} = \frac{U_{ш}}{U_{\gamma}} E_{\gamma},$$

где U_{γ} – наиболее вероятная амплитуда при облучении сцинтиллятора моноэнергетическим гамма-излучением E_{γ} .

3.4.4.1. Временное разрешение

На прохождение через ФЭУ электрон затрачивает некоторое конечное время. Это время, называемое временем пролёта, обратно пропорционально \sqrt{U} и равно $\approx 3 \cdot 10^{-8}$ с для ФЭУ с круговой фокусировкой и $6 \cdot 10^{-8}$ с для коробчатых при $\Delta U_{\text{каскад}} = 100$ В.

Среднеквадратичное отклонение времени пролёта электронов в ФЭУ составляет приблизительно $0,5 \cdot 10^{-9}$ с.

Временное разрешение ФЭУ может быть улучшено за счет фокусировки части электронов и детектирования только сфокусированной части их, движущихся по изохронным траекториям, т.е. имеющих примерно одинаковое время пролёта. Подобный эффект достигается за счет уменьшения амплитуды выходного сигнала, поскольку собираются не все электроны.

Такие ФЭУ, в противоположность спектрометрическим, называются *временными*.

3.4.5. Достоинства и недостатки сцинтилляционных счётчиков

По сравнению с газоразрядными счетчиками сцинтилляционных детекторы имеют следующие преимущества:

1. Высокая эффективность регистрации, особенно нейтронного и γ -излучения (до 100 %) (вследствие высокой степени поглощения излучения в сцинтилляторах).

2. Высокие временная разрешающая способность и скорость счёта. Разрешающее время работы счётчиков $\sim 10^{-8}$ - 10^{-9} с. Оно определяется скоростью пролёта электронов в ФЭУ, которая много выше чем в газо-

разрядных (в вакууме электроны движутся быстрее, чем в электроположительных газах).

3. Подбором соответствующих сцинтилляторов можно регистрировать практически все виды излучений, кроме того, ими можно определить энергетический спектр излучений.

4. Большие возможности в выборе сцинтилляторов - твёрдых, жидких, газообразных в отношении конструкций и форм; их чувствительный объём может быть от 1 мм^3 до 1 м^3 .

Сцинтилляционные детекторы по сравнению с газоразрядными счетчиками имеют следующие недостатки:

1. Точность измерений ограничена шумами ФЭУ.

2. Влияние магнитных полей на работу ФЭУ.

3. Резкая зависимость коэффициента усиления ФЭУ от напряжения, что обуславливает высокие требования к стабильности источника высокого напряжения.

4. Не очень хорошее амплитудное разрешение (8 - 10 %).

5. Относительная сложность конструкции.

3.5. Черенковские и трековые детекторы

Черенковские и трековые детекторы менее распространены в ядерно-физическом эксперименте, поскольку они не дают возможности измерить энергию излучения. Однако в ряде исследований, в том числе и по прикладной ядерной физике, они находят достаточно широкое применение, в первую очередь, в задачах идентификации частиц или других ядерных излучений. Рассмотрим физические основы их использования, не анализируя детали их применения. Рассмотрение начнем с черенковских детекторов, поскольку они легче всего обслуживаются электронной системой управления экспериментом и легко интегрируются в нее.

3.5.1. Черенковские детекторы

Применение черенковских детекторов основано на том, что частица, имеющая скорость большую, чем скорость света в среде, способна вызывать излучение молекул среды за счет их поляризации, причем энергия излучения лежит в ультрафиолетовом или оптическом диапазоне (подробнее см. раздел 2) и легко может быть преобразована в энергию электрических импульсов. Структурная схема черенковского детектора по-

добна схеме сцинтилляционного детектора и показана на рис. 3.23.

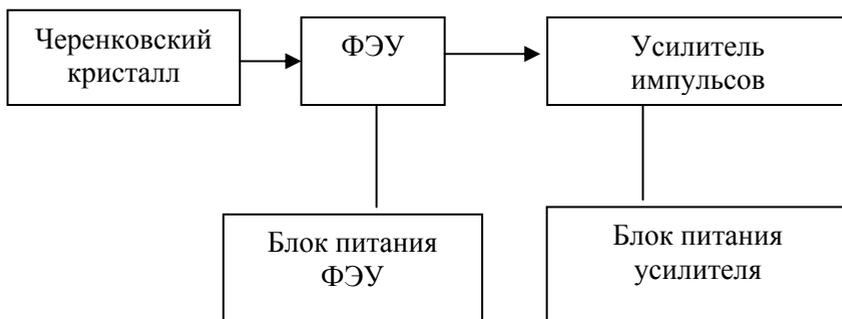


Рис. 3.23. Структурная схема черенковского детектора

Основным элементом структурной схемы является черенковский кристалл, в котором прохождение частицы вызывает излучение. Это излучение попадает на фотокатод ФЭУ и за счет фотоэффекта и вторичной электронной эмиссии преобразуется в импульс напряжения таким же образом, как и в сцинтилляционных детекторах, который поступает на усилитель. Усилитель может быть связан с логическими системами в других электронных блоках.

Из построения структурной схемы и физических особенностей работы детектора понятно и его применение: это, прежде всего, пороговый детектор или индикатор быстрых частиц (например, в экспериментах на реакторах - быстрых электронов, образующихся в результате бета-распада ядер).

3.5.2. Трековые детекторы

Назначение трековых детекторов – совсем иное. Прежде всего, они позволяют восстанавливать траекторию (трек) движения частицы, а, в некоторых случаях, по восстановленному треку идентифицировать частицу, которая обладает данным треком. Трековые приборы подразделяются на ододетекторные и многодетекторные (годоскопические). Мы рассмотрим только ододетекторные системы. Среди них различают камеры Вильсона, пузырьковые, эмульсионные и искровые камеры. Из пе-

речисленных приборов только искровые камеры могут управляться электронными системами, остальные приборы – неуправляемые. Простейший из них – камера Вильсона.

3.5.2.1. Камера Вильсона

Камера Вильсона представляет собой детектор, рабочим веществом в котором чаще всего является чистый перенасыщенный водяной пар, а эффектом, благодаря которому исследуется трек частицы, - его конденсация. Как известно, чистый перенасыщенный пар без центров конденсации (инородных тел) представляет собой метастабильное состояние вещества, то есть без внесения в него центров конденсации он существует неограниченно долго. Внесение центров конденсации приводит к появлению на них капелек жидкости, образовавшейся из пара.

При попадании заряженной частицы в рабочий объем детектора в нем создаются ионы и электроны, которые, являясь центрами конденсации. Поскольку капли влаги образуются на центрах конденсации, возникает видимый трек частицы. Время существования трека равно времени рекомбинации пары ион - электрон. Количество треков в камере Вильсона определяется количеством попавших в нее заряженных частиц за время экспозиции.

3.5.2.2. Пузырьковая камера

В пузырьковой камере рабочим веществом является перегретая жидкость, например, жидкий ксенон, а эффектом, благодаря которому регистрируется трек частицы, - начальная стадия ее кипения. Чистая перегретая жидкость так же, как и перенасыщенный пар, представляет собой метастабильное состояние вещества и может существовать неограниченно долго, если в нее не внесены центры кипения. Если же центры кипения внесены, то на них образуются пузырьки пара, и жидкость начинает закипать. Таким образом, при прохождении заряженной частицы через вещество жидкости в ней образуются ионы и, как следствие, возникают центры кипения. По этой же причине трек частицы должен воспроизводиться пузырьками, время жизни которых равно времени рекомбинации ионов и электронов. Пузырьковая камера используется обычно в тех экспериментах, где необходим большой рабочий объем вещества детектора.

3.5.2.3. Эмульсионная камера

Эмульсионная камера представляет собой прибор, состоящий из набора фотоэмульсий, состоящих из вещества, формирующего скрытое фотоизображение, и наполнителя. Получение трека возможно благодаря появлению скрытого фотографического изображения и его последующему проявлению. Рабочее вещество, в котором возникает изображение – эмульсия - обычно имеет состав Ag^+Br^- , то есть представляет собой конгломерат ионных кристаллов. Этот конгломерат находится в наполнителе, в качестве которого используется желатина. Плоское изображение можно получить на фотопластинке или фотопленке, представляющих собой эмульсию, нанесенную на подложку.

При прохождении заряженной частицы ионы серебра восстанавливаются до атомов металлического серебра, которые и создают при обработке эффект почернения. После обработки в проявителе и фиксаже получается, таким образом, изображение трека в плоскости эмульсии. Для получения пространственного изображения надо использовать многослойный детектор - эмульсионную камеру, состоящую из склеенных слоев эмульсии.

Преимущества эмульсионной камеры – простота, дешевизна, и компактность, недостаток – отсутствие возможности управлять эмульсией и, следовательно, отбирать частицы. Благодаря простоте и доступности фотоэмульсии нашли достаточно широкое применение в прикладных задачах ядерной физики, например, при радиографическом способе записи выходной информации. В настоящее время, благодаря применению современных измерительных комплексов, эмульсии используются достаточно широко.

3.5.2.4. Твердотельные трековые детекторы

Рабочее вещество в твердотельных трековых детекторах – диэлектрик, как правило, полимер. Принцип действия твердотельных трековых детекторов основан на формировании скрытого трека на пути движения заряженных частиц. При попадании заряженной частицы в детектор она теряет энергию на ионизацию атомов среды. При актах ионизации вторичным электронам может сообщаться энергия, достаточная для того, чтобы образовавшиеся электроны сами получили способность ионизовать.

В результате актов ионизации и рассеяния ионизирующих частиц возникает достаточно широкая область, в которой свойства молекул диэлектрика будут нарушены. Эта область называется первичным треком. Формирование первичного трека происходит очень быстро: за время, не превышающее сотни пикосекунд. Следующая стадия образования трека характеризуется переносом энергии внутри трека таким образом, чтобы область радиационного нарушения находилась в тепловом равновесии со средой. Трек, остающийся в материале после завершения этой стадии (продолжительность порядка 1 нс), называется *латентным* и представляет собой основу для наблюдения пути движения частицы в данном диэлектрике.

Для наиболее распространенной среды такой, как ацетилбутилат целлюлозы, в которой наблюдаются треки частиц в полимерах, основным эффектом, позволяющим их в дальнейшем идентифицировать, является разрыв молекулярных связей. Латентный трек невидим невооруженным глазом, поскольку подобные нарушения структуры обычно недоступны визуальному наблюдению, поэтому латентные треки можно наблюдать методом электронной микроскопии. Однако при использовании этого метода треки могут нарушаться. В связи с этим чаще всего наблюдают не латентный трек, а образующийся в результате операции травления вторичный трек. При этом используется тот факт, что химическая активность молекул с разорванными связями, которые образуются в области латентного трека больше, чем молекул исходного вещества. В результате операции травления образуются пустоты (поскольку возникшие в результате травления молекулы растворяются), которые легко наблюдать в обычный оптический микроскоп.

Применение твердотельных трековых детекторов обладает, прежде всего, преимуществом малой инерционности, поскольку латентные треки образуются за короткое время. Вместе с тем, существуют и два серьезных ограничения в их использовании: твердотельный трековый детектор- неуправляемый прибор, результаты наблюдения треков существенно зависят от режима их травления.

3.5.2.5. Искровые камеры

Действие искровых камер основывается на возникновении пробоя в находящемся под высоким напряжением промежутке. Как известно, искровой пробой характеризуется тем, что при прохождении заряженной

частицы вначале возникают проводящие каналы - *стриммеры*. Направление стриммеров зависит от направления градиента поля и направления движения заряженной частицы. В камерах с малым расстоянием между электродами пробой распространяется в направлении градиента электрического поля, в широкозорных («русских») камерах - по направлению движения частицы, если угол между направлениями импульса частицы и напряженности электрического поля не превышает $\pi/4$. В противном случае пробой распространяется по направлению градиента электрического поля. Ситуация может быть улучшена и угол может быть доведен до $\pi/3$, если использовать не искровой, а тлеющий разряд. Структурная схема искровой камеры показана на рис. 3.24.

Обычно импульс, соответствующий приходу регистрируемой частицы совпадает с импульсом подпитки высокого напряжения, который и обеспечивает собственно пробой. Постоянное же напряжение, создаваемое

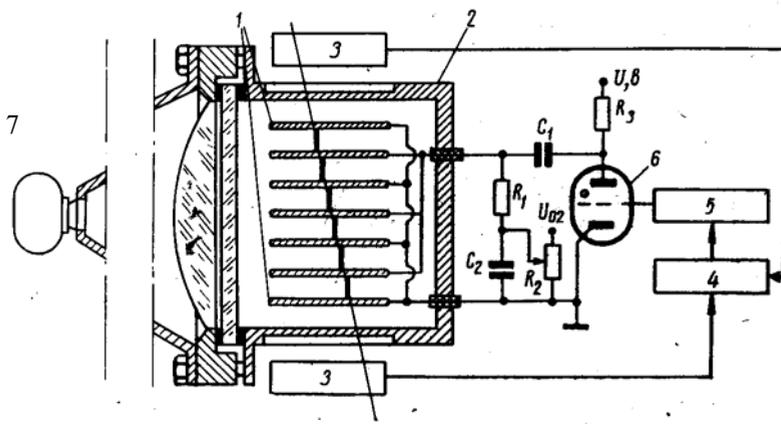


Рис. 3.24. Структурная схема искровой камеры: 1 - проводящие электроды, 2 - откачиваемый сосуд, 3 - счетчики, 4 - схема совпадений, 5 - формирователь, 6 - тиратрон, $R_{1,2,3}$ - резистор, 7 - фоторегистратор

моем источником питания, такого пробоя не обеспечивает. После прохождения частицы и последующего пробоя формируется импульс очищающего поля, который обеспечивает подготовку камеры к приходу новой частицы. Таким образом, искровая камера, в отличие от остальных трековых детекторов, может управляться электронными логическими блоками, то есть при ее использовании возможен отбор событий. Следует

отметить также возможность автоматической записи информации, которая появляется в том случае, если электроды изготовить из витков проволоки, с которых будет считываться информация. Ограничений на габаритные размеры камеры не существует, но для камер больших размеров возрастает мощность потребляемой энергии.

Вопросы к разделу 3

1. Какие процессы происходят при попадании заряженных частиц в ионизационную камеру?
2. Какой вид имеет вольт-амперная характеристика ионизационной камеры? Какие существуют у неё характерные области?
3. Почему область 3 вольт-амперной характеристики называется областью пропорциональности? Каков механизм газового усиления в этой области?
4. Каковы характерные особенности газового разряда в области ограниченной пропорциональности?
5. Какой механизм характерен для зарождения вторичных частиц в области самостоятельного разряда? Сколько пар ионов необходимо для его возникновения?
6. За счет чего гаснет разряд в несамогосящемся счетчике?
7. Каков механизм самогашения разряда в детекторах с добавками многоатомных газов?
8. Каким условиям должны удовлетворять параметры гасящего газа?
9. Чем определяется временное и энергетическое разрешение газоразрядных приборов?
10. Какие известны методы улучшения разрешения?
11. Каковы особенности регистрации заряженных частиц, фотонов и нейтронов газоразрядными приборами?
12. В чем преимущества твердотельных детекторов перед газоразрядными?
13. Что такое поляризационный эффект и каковы методы его преодоления?
14. В чем преимущества и недостатки полупроводниковых детекторов по сравнению с детекторами на изоляторах?
15. Какова природа шумов в детекторе с $p-n$ -переходом? С какой целью необходимо увеличивать его глубину?
16. Какими методами можно увеличить ширину $p-n$ -перехода?

17. Почему в Ge(Li) детекторе ширина p - n -перехода больше, чем в поверхностно-барьерных детекторах? Почему такой детектор необходимо охлаждать?

18. Какие типы полупроводниковых детекторов существуют и для чего они предназначены?

19. На каких принципах основана регистрация заряженных частиц, фотонов и нейтронов с помощью твердотельных детекторов?

20. Какие виды люминесценции существуют? Каковы необходимые условия ее возникновения?

21. Из каких основных узлов состоит сцинтилляционный детектор?

22. Каковы основные характеристики сцинтилляционных детекторов? Как они зависят от характеристик излучения?

23. На чем основан механизм высвечивания неорганических сцинтилляторов? Какова продолжительность вспышки?

24. На чем основан механизм высвечивания органических кристаллических сцинтилляторов? Какова продолжительность вспышки?

25. На чем основан механизм высвечивания жидких и пластмассовых сцинтилляторов? Какова продолжительность вспышки?

26. На каком принципе основано действие ФЭУ? В чем различие спектрометрических и временных ФЭУ?

27. На каком принципе основывается регистрация заряженных частиц, фотонов и нейтронов сцинтилляционными детекторами? Какова область их применения?

28. Каковы основные принципы работы трековых детекторов? В чем ограниченность их применения?

29. Для каких целей используются черенковские детекторы? Из каких основных узлов они состоят?

30. Какие основные типы искровых камер применяются в ядерно-физических экспериментах? Каковы основные принципы их действия?

31. Каковы основные принципы работы твердотельных трековых детекторов? Для каких целей они применяются?

32. Что такое стриммеры и какова природа их возникновения?

4. МЕТОДЫ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Принятые обозначения в разделе 4

E – кинетическая энергия для частиц или энергия для гамма-излучения;

n – число частиц в интервале $E \div E + \Delta E$;

N – плотность частиц, число пар ионов;

V – аналоговый сигнал;

$G(E, V)$ – функция отклика спектрометра;

ΔV – разброс аналоговых сигналов по амплитудам;

σ^2 – дисперсия распределения сигналов;

D – разрешающая способность детектора;

$\Delta_{1/2}$ – ширина линии энергетического спектра, соответствующая значениям энергии, равным половине максимально вероятного значения.

D – разрешение детектора;

W_p – энергия образования пары ион-электрон;

ε – эффективность спектрометра;

L – светосила спектрометра;

μ – линейный коэффициент поглощения;

A – число частиц, испускаемых источником;

Ω – относительный телесный угол (геометрическая светосила) спектрометра;

R – фото часть спектрометра;

m_e – масса электрона;

θ – угол рассеяния фотона;

B – коэффициент отражения излучения;

S – интегральный коэффициент отражения излучения;

λ – длина волны излучения;

\vec{H} – напряжённость магнитного поля;

\vec{V} – скорость движения частицы;

φ – угол между векторами скорости и напряжённости магнитного поля;

M, M_0 – масса и масса покоя частицы;

ρ – радиус кривизны траектории частицы;

α - угол между векторами импульса и одной из координатных осей, перпендикулярных вектору напряжённости магнитного поля;

r_d – радиус диафрагмы спектрометра;

l_d – расстояние от источника до детектора излучения;

m – масса нейтрона;

l – базовое расстояние;

ω - частота вращения (круговая) ротора;

R – радиус ротора;

h – размер щели спектрометра;

$N(E)$ – энергетический спектр частиц.

Раздел ядерной физики, содержание которого составляет измерение энергетических составляющих α , β , γ , нейтронного и других видов излучений ядер, называется **ядерной спектрометрией**.

Основные задачи ядерной спектрометрии состоят в изучении характеристик полей ионизирующих излучений как мощных, так и очень слабых источников, а также в исследовании изменений пространственно-энергетических характеристик этих полей в результате взаимодействия ионизирующих излучений с веществом. Так, например, по результатам взаимодействия излучений мощных ядерно-физических установок (реакторов, ускорителей) осуществляется диагностика режимов и управление их работой.

Широкий круг исследований с помощью методов ядерной спектрометрии проводится при решении структурных задач по физике твёрдого тела (нейтронно-структурный анализ, метод ЯГР, метод позитронной диагностики и так далее).

В настоящее время методы ядерной спектрометрии всё шире внедряются в народное хозяйство. Они находят применение в машиностроении, биологии, медицине, физике защиты и дозиметрии ядерных излучений, в геологии, археологии, радиохимии, металлургии, сельском хозяйстве и многих смежных областях.

Исследование энергетического состава излучений позволяет определить целый ряд характеристик в области радиационной физики, важных с точки зрения, как теоретического изучения свойств ядер, так и практического приложения во многих задачах атомной техники.

4.1. Физические основы методов спектрометрии

Реализуются методы ядерной спектрометрии с помощью приборов, называемых **спектрометрами**, такими как магнитные, сцинтилляционные, ионизационные и рядом других видов (типов).

Спектр частиц $N(E)$ по определению есть их число в узком энергетическом интервале ΔE вблизи энергии E . Поэтому, измерив число частиц n в интервале энергии ΔE , спектр частиц можно оценить отношением

$$N(E) = n / (\Delta E).$$

Для того чтобы осуществить эту операцию, необходимо найти способ преобразовать энергию частиц в пропорциональные ей сигналы (чаще всего электрические), и провести анализ этих сигналов. Эта задача может быть решена с помощью прибора, называемого спектрометром.



Рис. 4.1. Структурная схема спектрометра

Структурная схема спектрометра представлена на рис.4.1. Он состоит из одного или нескольких детекторов излучения, которые поглощают энергию частиц, преобразуя ее в пропорциональный ей информационный сигнал – отклик детектора, который может иметь различную природу в зависимости от типа детектора. В сцинтилляционном детекторе энергия частиц преобразуется в поток световых фотонов, число которых пропорционально энергии, поглощенной в детекторе. В полупроводниковом детекторе возникают пары носителей заряда – электроны и дырки, суммарный заряд которых пропорционален потерянной в чувствительном объеме энергии частицы. Это основные типы детекторов в современных спектрометрах. Информация об энергии в таких спектрометрах содержится в величине амплитуды сигнала на выходе детектора.

Во времяпролетном спектрометре эта информация содержится в величине временного интервала, в течение которого регистрируемая частица преодолевает определенное (базовое) расстояние между двумя детекторами (стартовым и стоповым) или пропускающим устройством и детектором. В магнитных спектрометрах заряженных частиц измеряется их импульс. В кристалл-дифракционных спектрометрах измеряемая величина – дебройлевская длина волны, через соотношение Вульфа - Брэгга также связанная с энергией излучения.

В спектрометрии различают истинный и аппаратный спектры.

Истинным спектром $\Phi(E)$ называется распределение по энергиям частиц или фотонов, испускаемых радионуклидами или во время ядерных реакций.

Аппаратурным спектром $N(V)$ называется распределение импульсов, поступающих с детекторов, по амплитудам (или по другому информационному сигналу).

4.2. Функция отклика детектора

Детектор можно рассматривать как устройство, на вход которого поступают частицы, а на выходе появляются сигналы. В разных детекторах сигналы различны: это и вспышки света, и импульсы тока, и пузырьки пара, и капельки жидкости, и другие сигналы. Методы регистрации и измерения сигналов также самые разнообразные. Тем не менее при таком общем подходе можно определить целый ряд важнейших свойств детекторов.

Свойства детектора достаточно полно можно описать с помощью *функции отклика*, $G(E, V)$, которая определяет вероятность возникновения в детекторе сигнала с данными характеристиками (амплитуда, время появления) при попадании в детектор частиц с конкретными свойствами (энергия, время попадания).

Таким образом, например, $G(E, t; V, t')$ — это *плотность вероятности* возникновения в детекторе сигнала в момент времени t' с амплитудой V , если в момент времени t в детектор попала частица с энергией E . Конкретный вид функции отклика определяется свойствами излучения и теми процессами, которые происходят в детекторе.

В общем случае функция отклика не имеет простого аналитического представления и задается в виде таблиц, графиков или матриц. Ее можно вычислить или определить экспериментально, измерив амплитудные и другие распределения сигналов для частиц с фиксированными свойствами.

Рассмотрим на конкретных примерах, как, зная функцию отклика, можно определить свойства частиц по измеренным сигналам. В случае простой регистрации частиц, то есть определения их количества, попадающего в детектор, функция отклика является коэффициентом пропорциональности, определяющим эффективность регистрации частиц детектором. Это вероятность создания сигнала при попадании частицы в детектор:

$$G(E, V) = N(V) / \Phi(E).$$

Более сложная задача – измерение распределения частиц по энергиям. В этом случае спектр сигналов детектора $N(V)$ и энергетический спектр частиц $\Phi(E)$ связаны **интегральным уравнением Фредгольма 1 рода**:

$$N(V) = \int \Phi(E) G(E, V) dE. \quad (4.1)$$

Чтобы найти исследуемое распределение $\Phi(E)$, необходимо решить интегральное уравнение типа (4.1), ядро которого $G(E, V)$ предполагается известным. Успех решения интегрального уравнения в основном определяется видом функции $G(E, V)$. Если функцию $G(E, V)$ можно представить

в виде произведения некоторой функции $g(E)$ и δ -функции $\delta(E, V)$ при известной функциональной зависимости $V=f(E)$, то решение будет очень простым:

$$\Phi(E) = \frac{N(V)}{g(E)} \cdot \frac{dV}{dE} = \frac{1}{g(E)} \cdot N(V) f'(V) \Big|_{V=f(E)}. \quad (4.2)$$

Приведенные соображения позволяют сформулировать требования к характеристикам детекторов. Желательно, чтобы функция отклика детектора была δ -функцией, а связь между измеряемой характеристикой частицы и характеристикой сигнала – линейной.

На самом деле функция отклика детектора не может быть δ -функцией. В детекторах сигнал вырабатывается в результате поглощения и преобразования энергии частицы. Процессы потери энергии частицы носят статистический характер. В связи с этим сигналы детектора имеют некоторое статистическое распределение и по амплитуде, и по времени их появления, даже если эти сигналы возбуждаются частицами с совершенно одинаковыми свойствами.

Таким образом, в реальных детекторах функции $G(E, V)$ имеют некоторую ширину, то есть при заданном значении E сигналы V имеют конечную вероятность получить значение в интервалах $V \pm \Delta V$. Для некоторых детекторов, предназначенных для регистрации гамма-излучения, функция отклика оказывается очень сложной. Фотоны с определенной энергией возбуждают сигналы с непрерывным спектром. В этом случае решение уравнения (4.1) усложняется.

Каждой моноэнергетической группе частиц или фотонов, испускаемых источником, соответствует ее изображение в аппаратном спектре, которое носит название **спектральной линии** или **аппаратурной формы линии (АФЛ)** спектрометра.

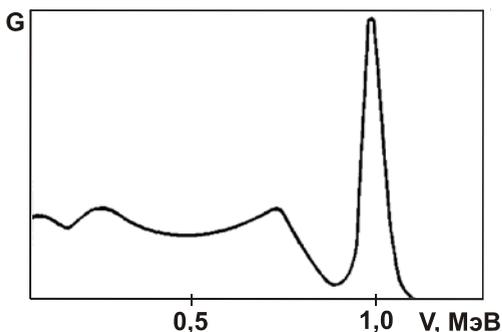


Рис. 4.2. АФЛ для кристалла NaI(Tl) и фотонов с энергией 1 МэВ

Детекторы, предназначенные для исследования энергетических распределений частиц, наиболее удобны в том случае, когда их функция отклика $G(E, V)$ представляет собой колоколообразное распределение V при заданном E . Многие детекторы имеют такой вид $G(E, V)$. Например, при определении энергий частиц по пробегам в трековых приборах V - это длина пробега R . При заданной энергии частиц длины пробегов R оказываются распределенными по закону Гаусса. При измерении энергии заряженных частиц по ионизационному эффекту амплитуды импульсов, созданные частицами определенной энергии, также распределены по закону Гаусса. На рис. 4.2. приведена типичная функция отклика для многих неорганических сцинтилляторов, в состав которых входят элементы с большими атомными номерами. В качестве примера на рис. 4.2 показана АФЛ для кристалла NaI(Tl) и фотонов с энергией 1 МэВ.

Рассмотрим подробнее аппаратурную форму линии спектрометра с неорганическим сцинтиллятором. Если исследуется моноэнергетическое излучение, то есть излучение со спектром $\Phi(E)$ в виде δ -функции (практически, если для ширины линии в спектре излучения ΔE и в аппаратурном спектре ΔV выполняется условие $\Delta E \ll \Delta V$), то получающийся при этом **аппаратурный спектр $N(V)$ называют аппаратурной формой линии (АФЛ)** спектрометра. АФЛ в таком определении аналогична функции отклика, $G(E = \text{const}, V)$.

Основные характеристики АФЛ показаны на рис. 4.3. К ним относятся: ширина пика полного поглощения (**ППП**) ΔV на половине его высоты

$H_n/2$, его форма, отношение высоты пика H_n к высоте непрерывного распределения H_k , площадь ППП S_n (заштрихованная область на рисунке).

Ширина пика определяет аппаратное разрешение спектрометра. Форма ППП обычно аппроксимируется *распределением Гаусса*, нормированным на площадь этого пика S_n :

$$N(V) = \left[S_n \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \right] \exp \left[-(V - V_0)^2 / (2\sigma^2) \right], \quad (4.3)$$

где V_0 – положение максимума пика; σ – среднее квадратичное отклонение распределения сигналов.

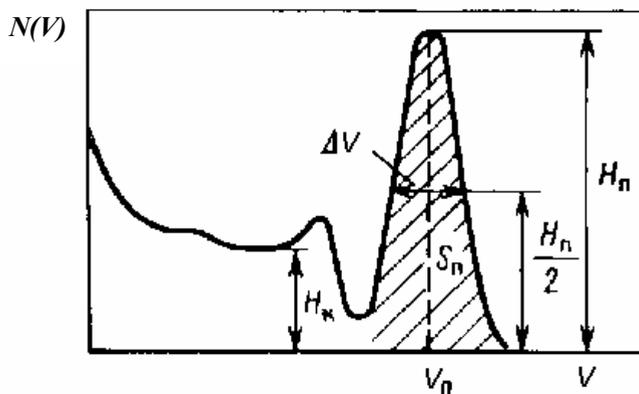


Рис. 4.3. Параметры АФЛ

Для гауссова распределения ширина пика на половине его высоты равна $\Delta V = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \approx 2.36\sigma$. Распределение Гаусса достаточно хорошо описывает ППП лишь в его верхней части. Левая часть пика приподнята над правой и более пологая, что связано с дополнительным вкладом от комптоновского распределения. Крылья пика более вытянуты, чем у гауссиана (то есть имеется положительный эксцесс).

4.3. Основные характеристики спектрометра

4.3.1. Разрешающая способность и энергетическое разрешение

Для определения разрешения спектрометра рассмотрим две близкие моноэнергетические группы фотонов с энергиями E_i и E_{i+1} , изображенные в энергетическом распределении, полученном на спектрометре (рис. 4.4).

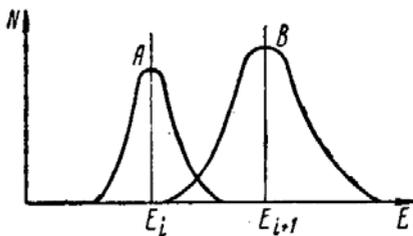


Рис. 4.4. К определению разрешающей способности спектрометра

условно, так как разделение двух линий существенно зависит от их формы. Форма спектральных линий принимается либо лоренцевой, либо гауссовой. Разрешающая способность спектрометра любого типа оценивается по даваемому им разрешению — величине, обратной разрешающей способности, и выражается в процентах:

$$d = \frac{1}{D} 100\% .$$

Принимая условно, что две спектральные линии еще могут наблюдаться раздельно, если они сдвинуты одна относительно другой на половину ширины спектральной линии, то есть на ширину линии на высоте, равной половине максимальной, приходим к определению понятия разрешения:

$$d = \frac{\Delta_{1/2}}{E} \cdot 100\% .$$

Энергетическим разрешением детектора d называют отношение ширины $\Delta_{1/2}$ на полувысоте распределения $G(E, V)$ при фиксированном V к энергии E , соответствующей максимуму распределения, то есть $\Delta_{1/2} / E$. Энергетическое разрешение полезно связать с разрешением в шкале сигналов детектора. Если считать $V=f(E)$, то

Пусть $E_{i+1} - E_i = \Delta E$, тогда разрешающая способность спектрометра дается следующим выражением:

$$D = E_i / \Delta E .$$

В спектроскопии ядерных излучений, как и в оптике, понятие разрешающей способности

$$d = \frac{\Delta_{1/2}}{E} = \frac{(\Delta V)_{1/2}}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E},$$

где индекс $1/2$ отвечает ширине линии при значении уровня сигнала, равного половине амплитудного.

В случае, если амплитуда сигнала пропорциональна энергии частицы, то

$$\Delta_{1/2}/E = (\Delta V)_{1/2}/V,$$

Представление характеристики энергетического разрешения отношением $\Delta_{1/2}/E$ имеет простой физический смысл. Пусть в детектор попадают две группы частиц, создающих две группы сигналов со средними значениями V_1 и V_2 . Тогда при $|V_1 - V_2| \leq (\Delta V)_{1/2}$ оба распределения сольются и их практически нельзя будет разделить, т. е. нельзя будет однозначно определить, сколько групп частиц с разными энергиями заключено в полученном распределении.

Однако можно с уверенностью утверждать, что в суммарном распределении имеется не одна группа частиц, поскольку его ширина больше ΔV , которое можно измерить, облучая детектор пучком моноэнергетических частиц.

Так, если $G(E, V)$ аппроксимировать распределением Гаусса и считать, что сигнал пропорционален энергии частицы, то две группы моноэнергетических частиц образуют два максимума при $|V_1 - V_2| > 0,85\Delta V$, где V_1 и V_2 - средние значения амплитуд импульсов, соответствующие энергиям частиц; ΔV - ширина распределения $G(E, V)$. Энергетическое разрешение детектора, η связано с дисперсией сигналов $D = \sigma^2$ следующим образом:

$$\begin{aligned} d &= \frac{\Delta_{1/2}}{E} = \frac{(\Delta V)_{1/2}}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E} = \\ &= \frac{2\sqrt{2D \ln 2}}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E} = 2,36 \frac{\sigma}{V} \frac{f(E)}{f'(E)E}. \end{aligned}$$

Дисперсию для детекторов, в которых энергия заряженной частицы определяется по числу пар ионов, числу пар носителей и числу фотонов люминесценции, созданных этой частицей (ионизационные, полупроводниковые, сцинтилляционные детекторы), можно определить, если считать, что все акты ионизации и другие явления происходят независи-

мо друг от друга и подчинены закону Пуассона. Тогда дисперсия будет равна среднему числу N созданных пар ионов, фотонов и так далее. Последнюю величину можно подсчитать и связать с энергией частицы, если известна средняя энергия, затрачиваемая частицей на образование одной пары ионов, одного фотона, одной пары носителей. Считая, что сигнал пропорционален N , а энергия на создание одной пары ионов - W_p , получаем:

$$\frac{(\Delta V)_{1/2}}{V} = \frac{2,36}{\sqrt{N}} = \frac{2,36}{\sqrt{E/W_p}} ; \quad \frac{\Delta_{1/2}}{E} = \frac{2,36}{\sqrt{E/W_p}} \frac{f(E)}{f'(E)E}.$$

В случае, когда амплитуда сигнала пропорциональна энергии частицы, то энергетическое разрешение $d = \frac{\Delta_{1/2}}{E} = 2,36 \sqrt{\frac{W_p}{E}}$

4.3.2. Эффективность спектрометра

Эффективность спектрометра ε определяет вероятность получения на спектрометре сигнала при попадании частиц в чувствительный объем детектора. Она определяется вероятностью взаимодействия частицы с материалом чувствительного объема детектора и вероятностью того, что это взаимодействие приводит к образованию сигнала в спектрометре. Так как последняя вероятность для многих спектрометров бывает близка к единице, то эффективность ε таких спектрометров фактически определяется эффективностью детектора. Определение эффективности регистрации излучения детектором было дано ранее (см. раздел 3.4.4).

Для случая облучения сцинтиллятора узким коллимированным пучком фотонов, направленным перпендикулярно поверхности кристалла толщиной d , эффективность определяется из соотношения:

$$\eta = 1 - \exp[-\mu(E_\gamma) d], \quad (4.4)$$

где $\mu(E_\gamma)$ – полный линейный коэффициент поглощения энергии гамма-излучения сцинтиллятором.

Еще одним параметром, характеризующим вероятность регистрации частиц спектрометром, является светосила L . **Светосила спектрометра** определяет вероятность того, что вылет частицы из исследуемого источника вызовет появление сигнала на выходе спектрометра. Светосила спектрометра - это отношение числа регистрируемых спектрометром

сигналов $N_{\text{рег}}$ к числу частиц, испускаемых источником: $L = N_{\text{рег}} / A = \eta \kappa \Omega$ (см. раздел 3.4.4).

Величину $\eta \cdot \kappa$ часто называют **физической светосилой**, а Ω - геометрической светосилой. Светосила L существенно зависит от взаимного расположения источника и детектора и поглощения частиц на пути источник - чувствительный объем детектора. При $\eta \sim 1$ она может полностью определяться геометрией эксперимента. То есть светосила в большей степени, чем эффективность, характеризует спектрометр в целом, а не только детектор.

При регистрации фотонов сцинтилляционными детекторами с неорганическими кристаллами часто используют понятие эффективности по фотопику (фотоэффективность). АФЛ для неорганических кристаллов и энергий фотонов ниже 4-5 МэВ обычно имеет четко выраженный пик полного поглощения (фотопик) (см. рис. 4.1).

Эффективность по фотопику определяют как отношение числа импульсов, зарегистрированных в пике полного поглощения (фотопике), к числу фотонов, попавших в кристалл. Обозначая площадь под фотопиком $S_{\text{п}}$, а всю площадь под функцией S , получаем: $\eta_{\text{ф}} = \eta S_{\text{п}} / S$ или $\eta_{\text{ф}} = \eta / R$, где $\eta_{\text{ф}}$ - эффективность по фотопику, а R - фоточасть, то есть отношение $S_{\text{п}} / S$.

4.3.3. Динамический диапазон (диапазон измеряемых энергий)

Диапазон измеряемых энергий определяет верхний и нижний энергетические пороги, между которыми данным прибором можно производить измерения.

В случае сцинтилляционного однокристалльного гамма-спектрометра верхний предел определяется соотношением длины пробега вторичных электронов и размером кристалла, а также возможностью выявления формы линии. Нижний предел - поглощением вторичных электронов в упаковке, шумами в ФЭУ, малой величиной вспышки в сцинтилляторе при низкой энергии гамма-излучения и связанной с этим плохой статистикой. Для заряженных частиц в большинстве детекторов нижний предел определяется толщиной входного окна детектора, а верхний - соотношением между длиной пробега и размером детектора.

4.4. Типы сцинтилляционных гамма-спектрометров

Энергия гамма-излучения определяется по энергии электронов, образующихся в результате взаимодействия падающего гамма-излучения с веществом сцинтиллятора. Сложный характер этого взаимодействия, то есть образование вторичных электронов разной энергии при моноэнергетическом падающем гамма-излучении, приводит к возникновению сложной аппаратурной формы линии в спектрометре с одним сцинтилляционным кристаллом, в так называемом *однокристалльном спектрометре*. Чтобы упростить вид функции отклика, разработан ряд *многокристалльных спектрометров*, позволяющих получить функцию отклика $G(E, V)$, близкую к идеальной, а именно в виде одного пика – колоколообразного по форме распределения сигналов по амплитуде. В таких спектрометрах достигается хорошая аппаратурная форма линии, но в светосиле, а иногда и в энергетическом разрешении, приходится проигрывать. Поэтому многокристалльные спектрометры принято называть *спектрометрами с улучшенной аппаратурной формой линии*.

В многокристалльных спектрометрах с улучшенной аппаратурной формой линии добиваются таких условий, при которых энергия регистрируемых вторичных электронов была бы однозначно, с точностью до статистических флуктуаций амплитуды, связана с энергией падающих фотонов. При этом можно использовать как фотоэффект, так и неполное поглощение энергии фотонов, что достигается применением наряду с анализирующим кристаллом специальных вспомогательных сцинтилляторов и электронных устройств. Вспомогательные сцинтилляторы не обязательно должны быть кристаллами, поэтому название "многокристалльные спектрометры" носит условный характер.

4.4.1. Однокристалльные сцинтилляционные гамма-спектрометры

В однокристалльных сцинтилляционных гамма-спектрометрах используются кристаллы различных размеров и форм в зависимости от целей исследования. Рассмотрим характерные особенности АФЛ сцинтилляционного гамма-спектрометра с неорганическим сцинтиллятором (рис. 4.5).

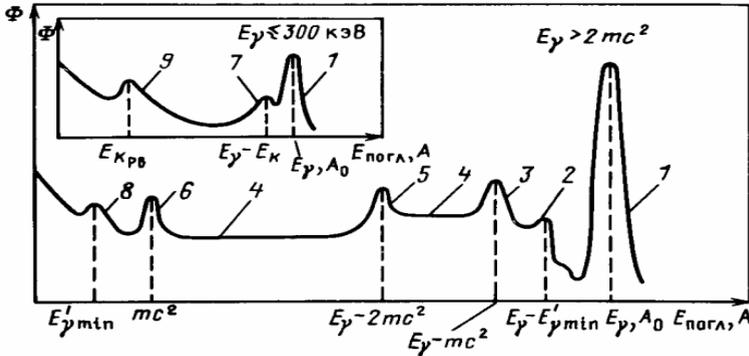


Рис. 4.5. Аппаратурная форма линии спектрометра γ -излучения с кристаллом $\text{NaI}(\text{TI})$: 1 – пик полного поглощения; 2 – комптоновский пик; 3 – пик одиночного вылета; 4 – комптоновский континуум; 5 – пик двойного вылета; 6 – пик аннигиляционного излучения; 7 – пик утечки характеристического излучения детектора; 8 – пик обратного рассеяния; 9 – пик характеристического излучения защиты

Параметром, характеризующим излучение, в таком спектрометре будет энергия частицы E , а параметром, характеризующим сигнал – амплитуда импульса A . АФЛ такого спектрометра будет представлять собой спектр амплитуд импульсов, получающийся при исследовании моноэнергетического излучения. В общем случае этот спектр является непрерывным распределением с некоторым количеством пиков. По параметрам этих пиков можно наиболее точно восстановить характеристики излучения. При конструировании спектрометров стоит задача увеличения вклада импульсов в определенные пики и уменьшения ширины этих пиков.

В конце амплитудного распределения (в области $A \approx A_0$, $E_{\text{погл}} \approx E_{\gamma}$) присутствует пик, соответствующий полному поглощению энергии первичного излучения в чувствительном объеме детектора – **пик полного поглощения (ППП)**.

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

ется полностью в детекторе, и частица вылетает из него, унося часть энергии). Потери энергии на пути к детектору могут происходить в активном слое и герметизирующем покрытии источника излучения, слое воздуха между источником и детектором, в контейнере детектора. Часть энергии может быть унесена из чувствительного объема детектора за счет вылета из него вторичного излучения (электронов, рентгеновских или аннигиляционных фотонов), а также фотонов, рассеянных внутри чувствительного объема.

В области, соответствующей поглощенной энергии $E_{\text{погл}} = 200\text{-}250$ кэВ, обычно присутствует пик, называемый **пиком обратного рассеяния (ПОР)**. Его образуют фотоны, рассеянные на пути к детектору на большие углы и попавшие затем в чувствительный объем детектора (рассеяние может происходить в конструкционных материалах, окружающих детектор, и в ФЭУ). Энергия рассеянных фотонов, как видно из соотношения, в зависимости от угла рассеяния θ составляет величину:

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}.$$

При углах рассеяния $\theta \geq 150^\circ$ их энергия практически не зависит от угла рассеяния и близка к

$$E_{\gamma \text{ min}}' = m_e c^2 / (m_e c^2 / E_{\gamma} + 2). \quad (4.5)$$

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

В области, соответствующей поглощенной энергии $E_{\gamma} - E_K$, обычно наблюдается пик, называемый пиком утечки (ПУ) (E_K – энергия связи электрона на K -оболочке атома), с которым произошло взаимодействие фотона в результате фотоэффекта. Для спектрометров с кристаллом NaI(Tl) $E_K = 28$ кэВ). Его образование характерно при исследовании гамма-излучения низких энергий ($E_{\gamma} < 200 \div 300$ кэВ).

При таких энергиях основным видом взаимодействия фотонов с материалом детектора является фотоэффект, который из-за большого значения сечения фотоэффекта при этих энергиях происходит с большой вероятностью у поверхности детектора. Фотоэффект сопровождается образованием электронов и рентгеновских фотонов, и поскольку он происходит вблизи поверхности детектора, то вероятность их утечки из чувствительного объема детектора становится существенной. Утечка электронов

приводит к поднятию левого крыла пика. Утечка рентгеновских фотонов – к образованию пика утечки, который по этой причине характеризуется энергией, меньшей энергии фотопика на величину энергии характеристического излучения (см. на рис. 4.5 небольшой пик слева от фотопика).

Комптоновское рассеяние фотонов в детекторе с последующим вылетом из детектора рассеянного под углом θ фотона приводит к утечке энергии

$$E = E'_\gamma = m_e c^2 \left[\frac{m_e c^2}{E_\gamma} + (1 - \cos \theta) \right].$$

Энергия рассеянного фотона $E'_{\gamma \min}$ будет минимальной в случае обратного рассеяния, то есть при $\theta = \pi$. Эта энергия приблизительно равна 250 кэВ. Амплитуды сигналов при этом имеют непрерывное распределение, соответствующее поглощению энергии электронов отдачи в области $0 \div (E_\gamma - E'_{\gamma \min})$ – **комптоновский континуум**. Распределение почти равномерное с подъемом вблизи $E_\gamma - E'_{\gamma \min}$, который называют комптоновским краем или комптоновским пиком (КП).

При $E_\gamma > 2m_e c^2 + E_{\text{отд}} \approx 2m_e c^2$ (где $E_{\text{отд}}$ – энергия атома отдачи) в детекторе может образоваться электрон-позитронная пара с суммарной кинетической энергией $E_\gamma - 2m_e c^2$.

Если пара образовалась не у поверхности детектора, то ее кинетическая энергия полностью поглощается в чувствительном объеме детектора, после чего происходит аннигиляция позитрона с образованием, чаще всего, двух фотонов с энергией порядка $m_e c^2$ каждый. Далее возможны следующие ситуации:

а) оба фотона вылетают из детектора, и в распределении образуется пик, соответствующий поглощенной энергии $E_\gamma - 2m_e c^2$ – **пик двойного вылета (ПДВ)**;

б) один фотон вылетает, второй – теряет всю энергию в детекторе, и образуется пик, соответствующий поглощенной энергии $E_\gamma - m_e c^2$ – **пик одиночного вылета (ПОВ)**;

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

Попадание в чувствительный объем детектора и поглощение в нем вторичного излучения, образовавшегося при взаимодействии первичного излучения с материалами, окружающими детектор, может привести к

появлению дополнительных пиков. Так, при исследовании фотонов с энергией $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ или при наличии β^+ -переходов в схеме распада исследуемых нуклидов в аппаратурном спектре появляется пик, соответствующий регистрации аннигиляционных фотонов с энергией около 0,511 МэВ.

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

При взаимодействии исследуемого гамма-излучения с атомами окружающих материалов из-за фотоэффекта возникает характеристическое излучение этих материалов, которое регистрируется детектором и образует **пик характеристического излучения (ПХИ)**, соответствующего поглощенной энергии около E_K (где E_K – энергия связи электрона на K -й оболочке атома рассматриваемого материала). С увеличением атомного номера материала Z увеличивается вероятность фотоэффекта и энергия характеристического излучения, что приводит к росту ПХИ и перемещению его в область более высоких энергий спектра. Обычно ближе всего расположен к детектору и имеет большой Z материал его фоновой защиты – как правило, свинец ($E_K = 88$ кэВ), так что в аппаратурном спектре обычно есть пик, соответствующий $E_{\text{полг}} \approx 88$ кэВ.

Из рассмотрения АФЛ спектрометра гамма-излучения можно сделать следующие выводы:

- искажениям наименее подвержена высокоэнергетичная часть аппаратурного спектра, а в ней - ППП;
- по ППП можно получить наиболее точную информацию о характеристиках исследуемого излучения;
- при конструировании спектрометров необходимо максимально заботиться о полном поглощении энергии частицы в чувствительном объеме детектора или принимать меры, исключаяющие регистрацию событий, связанных с неполным поглощением.

Если увеличить размер кристалла, то аппаратурная форма линии примет более простой вид (рис 4.6), заключающийся в том, что повышается вероятность фотопоглощения и увеличивается вклад в ППП многократного рассеяния фотонов, приводящего к полной потере энергии фотонов в кристалле.

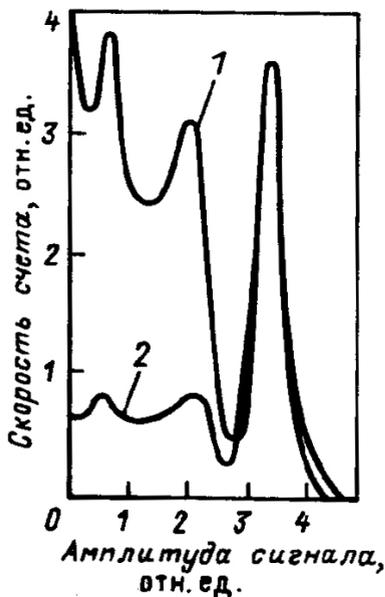


Рис. 4.6. Амплитудные распределения импульсов однокристального гамма-спектрометра с кристаллом NaI(Tl) размерами $\varnothing = 30$ мм, высота 10 мм (1) $\varnothing = 80$ мм, высота 80 мм (2) при регистрации γ -излучения ^{65}Zn

В результате происходит относительное перераспределение числа сигналов между непрерывным комптоновским распределением и пиком полного поглощения в пользу последнего. Фотоэффективность спектрометров с большим кристаллом при регистрации фотонов с энергией до нескольких мегаэлектронвольт приближается к 100 %. Такие спектрометры называются *спектрометрами полного поглощения*. Но при увеличении размеров кристалла ухудшается энергетическое разрешение, главным образом из-за неодинаковых условий светособирания из различных областей сцинтиллятора.

4.4.2. Многокристальные сцинтилляционные гамма-спектрометры

4.4.2.1. Гамма-спектрометр с охранным сцинтиллятором антисовпадений

Структурная схема гамма-спектрометра с охранным сцинтиллятором антисовпадений изображена на рис. 4.7. Импульсы с центрального сцинтиллятора 1 направляются на амплитудный анализатор при условии отсутствия сигналов, снимаемых с охранных сцинтилляторов.

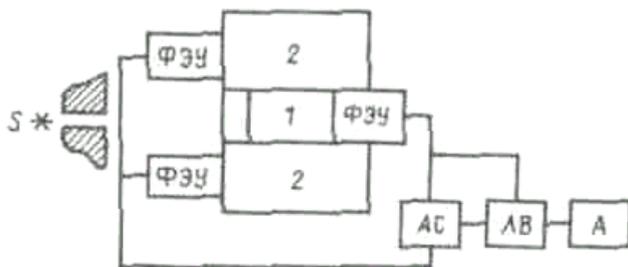


Рис. 4.7. Структурная схема гамма-спектрометра с защитой антисовпадениями:

S - источник; 1 - центральный кристалл; 2 - охранный кристалл; ФЭУ - фотоумножитель; АС - схема антисовпадений; ЛВ - линейные ворота; А - амплитудный анализатор

Охранный кольцеобразный скintиллятор 2 или несколько скintилляторов, окружающих центральный кристалл, просматриваются несколькими ФЭУ, работающими на один управляющий вход схемы антисовпадений. Охранные скintилляторы регистрируют фотоны, рассеянные в центральном кристалле и вылетающие из него. Сигналы с охранных скintилляторов являются запрещающими для анализа сигналов с центрального кристалла, поэтому в амплитудном распределении практически остаются сигналы, отвечающие полному поглощению гамма-излучения в центральном кристалле. Если бы охранные скintилляторы регистрировали все рассеянные фотоны, выходящие из центрального кристалла, то аппаратная форма линии представляла собой чистый пик полного поглощения. Но практически добиться 100 % регистрации рассеянных фотонов невозможно, поэтому непрерывное распределение от комптоновских электронов сильно подавляется, но не исчезает совсем. Размеры защитных скintилляторов не делают очень большими, поскольку сильно возрастает загрузка фоновыми сигналами.

4.4.2.2. Комптоновский скintилляционный гамма-спектрометр

Принципиальное устройство спектрометра изображено на рис 4.8, а. Коллимированный пучок фотонов падает на центральный кристалл 1, в котором с определенной вероятностью происходит комптоновское рассеяние. Импульсы с центрального кристалла анализируются только в том случае, если в управляющем кристалле 2 зарегистрирован рассеянный

фотон. Отбор событий осуществляет схема совпадений. В результате аппаратная форма линии представляет собой спектр амплитуд импульсов от регистрации комптоновских электронов, которым соответствуют рассеянные фотоны, зарегистрированные управляющим кристаллом.

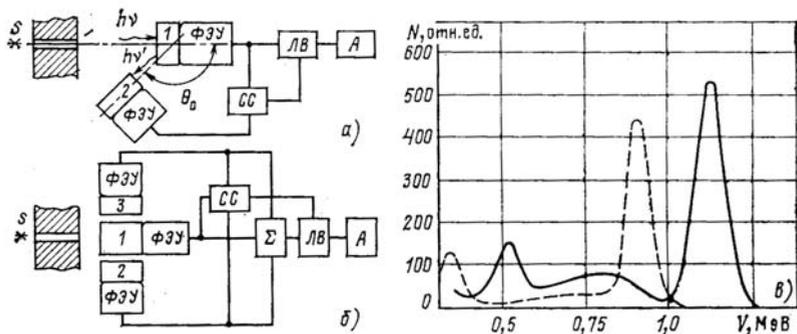


Рис. 4.8. Структурная схема комптоновского спектрометра (а) и спектрометра со сложением импульсов (б) и функции отклика комптоновского спектрометра (пунктир) и спектрометра со сложением импульсов при регистрации фотонов одинаковой энергии (сплошная линия) (в):

СС – схема совпадений; Σ – схема сложения амплитуд импульсов

Угол рассеяния фотона из центрального кристалла 1 фиксирован. Существует однозначная связь между углом рассеяния фотона и энергией электрона, образовавшегося в результате комптон - эффекта. Поэтому в аппаратном спектре каждой линии исследуемого спектра соответствует только один пик, образованный за счет регистрации комптоновских электронов отдачи (см. рис. 4.8). Угол рассеяния выбирают близким к 180° .

Выбор обусловлен тем обстоятельством, чтобы комптоновскому электрону была передана по возможности большая доля энергии. Кроме того, при значительных углах рассеяния становится слабой зависимость между углом рассеяния и энергией комптоновского электрона. Амплитуда отобранных таким способом импульсов пропорциональна энергии электронов. Из соотношения для энергии комптоновских электронов легко получить, что при $\theta \approx 180^\circ$, выражение для E_e (2.15) принимает вид: $E_e \approx E_\gamma - m_e c^2 / 2$, а зависимость между энергией фотона и энергией комптоновских электронов становится приблизительно линейной.

Основным достоинством данного типа спектрометров является хорошая форма линии, существенным недостатком - низкая светосила. Последнее связано с необходимостью коллимирования пучка гамма-

излучения и использования малых телесных углов при выделении рассеянных фотонов под фиксированным углом θ (в некоторых пределах малого угла $\Delta\theta$). Кроме того, рассеянные фотоны должны пройти центральный кристалл 1 без взаимодействия и зарегистрироваться в управляющем кристалле 2. Эффективность спектрометра существенным образом зависит от формы центрального кристалла. Его выбирают с малым радиусом, а управляющий кристалл делают кольцевым.

Энергетическое разрешение комптоновского спектрометра по сравнению с однокристалльным должно быть хуже. Во-первых, центральный кристалл регистрирует меньшую поглощенную энергию, чем при однокристалльном режиме, так как часть ее уносится рассеянным фотоном; во-вторых, появляется неоднозначность в определении угла рассеяния θ , к которому привязывается определение энергии комптоновского электрона. Рассеянные фотоны регистрируются в пределах некоторого угла $\theta \pm \Delta\theta$. При исследовании фотонов с энергией около 3 МэВ удастся добиться энергетического разрешения 5-6 %.

Существенное увеличение светосилы комптоновского спектрометра можно получить, используя схему сложения амплитуд импульсов, поступающих от центрального и управляющего кристаллов, при условии их совпадения во времени. В таком спектрометре анализируются сигналы, амплитуда которых пропорциональна E_γ , независимо от угла рассеяния падающего фотона в центральном кристалле. Это позволяет использовать сколь угодно большие углы $\Delta\theta$, а значит, и достигать существенно большей светосилы, на два-три порядка большей, чем без сложения амплитуд. Так как в управляющем кристалле не все рассеянные фотоны поглощаются полностью, то в приборном спектре будет присутствовать некоторый непрерывный спектр импульсов, но площадь под ним можно уменьшить за счет увеличения размеров управляющего сцинтиллятора.

Энергетическое разрешение спектрометров со сложением амплитуд приближается к разрешению однокристалльных спектрометров.

4.4.2.3. Сцинтилляционные «парные» гамма-спектрометры

Принцип действия сцинтилляционного «парного» гамма-спектрометра можно пояснить с помощью структурной схемы, приведенной на рис. 4.9. Коллимированный пучок фотонов попадает на центральный кристалл 1. В результате эффекта образования электронно-позитронных пар (отсюда название: «парный») возникающие аннигиля-

ционные фотоны имеют определенную вероятность покинуть центральный кристалл без взаимодействия и быть зарегистрированными управляющими кристаллами 2. Электронная схема отбирает на анализ сигналы с центрального кристалла только при наличии одновременно с ним сигналов в двух управляющих кристаллах. Таким образом, каждой гамма-линии в аппаратурном спектре соответствует пик, отвечающий поглощенной энергии $E_\gamma - 2m_e c^2$.

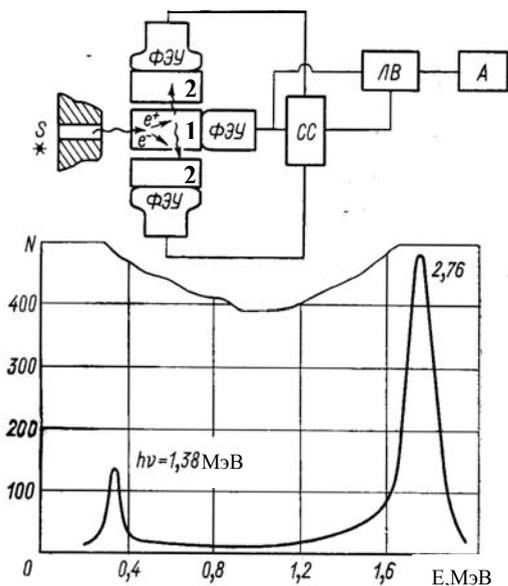


Рис. 4.9. Структурная схема парного сцинтилляционного спектрометра и его функция отклика для фотонов источника ^{24}Na

сигналами, что нежелательно.

Сцинтилляционные парные спектрометры имеют хорошую аппаратную форму линии, но обладают очень низкой светосилой. Парные спектрометры целесообразно использовать при $E_\gamma > 2$ МэВ. Так как светосила спектрометров низка, то активность источников должна быть достаточно высокой.

Центральный кристалл должен иметь оптимальные форму и размеры: достаточную высоту для достижения необходимой эффективности взаимодействия и диаметр, обеспечивающий достаточный выход аннигиляционных фотонов из кристалла. Управляющие кристаллы выгодно применять большими, что увеличивает вероятность поглощения аннигиляционных фотонов. Но в очень больших кристаллах существенно возрастает нагрузка фоновыми

4.5. Кристалл-дифракционные фотонные и нейтронные спектрометры. Дифракция фотонов и нейтронов на плоском кристалле

Рассмотрим дифракцию фотонов на плоском кристалле. Предположим, что на плоскопараллельную пластинку, вырезанную из монокристалла, падает параллельный пучок моноэнергетических фотонов (рис. 4.10). Пусть какие-либо кристаллографические плоскости перпендикулярны поверхности кристалла, а пучок фотонов составляет угол θ_0 с направлением этих плоскостей. При выполнении условия Вульфа – Брэгга: $n\lambda = 2d \sin \theta_0$ (здесь n – порядок отражения, λ – длина волны фотона; d – расстояние между выбранными плоскостями кристаллической решетки) за пластинкой появится отраженный пучок, максимум интенсивности которого будет под углом θ_0 к направлению плоскостей кристалла.

При соблюдении условия Вульфа – Брэгга угловое распределение будет иметь два максимума. Один из них (при $\theta = \theta_0$) образован прошедшим через пластинку первичным излучением, и его ширина (при малых толщинах кристалла) определяется угловой расходимостью пучка излучения. Левый максимум (при $\theta = -\theta_0$) образован отраженным пучком. Дифракционный максимум характеризуют *коэффициентом отражения* B (отношение максимальной плотности потока отраженного излучения к плотности потока падающего на кристалл излучения, то есть $B = J_{\text{макс}}/J_0$) и шириной на половине высоты $\Delta_{1/2}$. Площадь под дифракционным пиком $S \approx B \Delta_{1/2}$. называют *интегральным коэффициентом отражения*.

Пучок фотонов при прохождении через кристалл ослабляется в результате комптоновского рассеяния и фотоэлектрического поглощения. Поглощение приводит к ослаблению прямого и отраженного пучков. Рассеяние на кристалле и на стенках коллиматора создает непрерывное угловое распределение фотонов. Это фоновое распределение оказывается существенным при малых значениях B .

Для успешного анализа спектрального состава потока фотонов по положению и интенсивности дифракционных максимумов необходимо, чтобы $\Delta\theta \leq \Delta_{1/2} < \theta_0$ ($\Delta\theta$ – угловая расходимость пучка). Длина волны фотонов λ (см) связана с их энергией E (кэВ) выражением

$$\lambda = hc/E = 1,24 \cdot 10^{-7}/E.$$

Расстояние между плоскостями кристаллов около 10^{-8} см. Такого же порядка должна быть и длина волны фотона. Она отвечает энергии фотонов порядка 2 кэВ. При значительном увеличении энергии измерить её

значение можно только, если рассматривать дифракцию при малых углах. При этом ужесточаются и требования к величине угловой расходимости. Например, при $E=100$ кэВ угол θ_0 не должен превышать 3° , при разрешении $0,5\%$ расходимость пучка составит $0,015^\circ$.

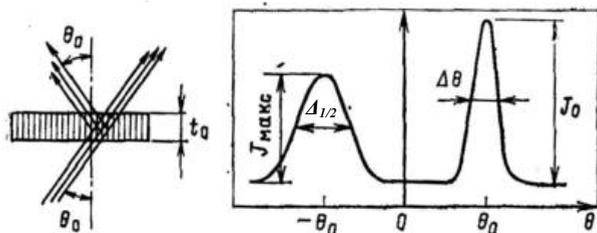


Рис. 4.10. Угловое распределение плотности потока фотонов после прохождения через кристалл

Спектрометрия нейтронов основывается на тех же принципах. В качестве исследуемого эффекта используется когерентное упругое ядерное рассеяние нейтронов, в качестве фонового эффекта – их некогерентное упругое рассеяние.

Условие, определяющее диапазон измеряемых энергий нейтронов, аналогично соответствующему условию для фотонов, то есть, используя соотношение Вульфа – Брэгга, находится длина волны когерентно рассеянных нейтронов. Длина волны нейтрона вычисляется по формуле

$$\lambda = h / p = h / \sqrt{(2mE)} = 0,286 / \sqrt{E}, \text{ МэВ}.$$

Расчет по формуле, связывающей энергию и длину волны, дает, что наибольшая измеряемая энергия нейтронов порядка 20 эВ. Наименьшая энергия определяется возможностью когерентного рассеяния и составляет сотые доли электронвольт.

Спектрометрия с кристалл-дифракционным спектрометром позволяет получить хорошее энергетическое разрешение в диапазоне, соответствующем небольшим энергиям фотонов и нейтронов. Оно достигает $0,1\%$. На величину разрешения, помимо расходимости пучка, оказывают влияние эффект многократного отражения и мозаичность (несовершенство) кристалла.

Для тонкого кристалла коэффициент отражения пропорционален квадрату длины волны, а ширина дифракционного максимума не зависит

от длины волны. В случае толстого кристалла ширина максимума пропорциональна длине волны, а коэффициент отражения равен $1/2$. В мозаичных кристаллах поведение данных характеристик зависит от энергии излучения. При длинах волн, больших, чем расстояние, на котором происходит нарушение периодичности, мозаичный кристалл подобен толстому кристаллу, поскольку эффекты многократного рассеяния выражены в этом случае аналогичным образом. При росте энергии кристалл можно рассматривать как совокупность отдельных кристаллитов, а картину (спектр) как некоторую усредненную по ориентациям кристаллитов. Следует подчеркнуть, что приборы с использованием кристаллов без деформаций имеют низкую светосилу.

Энергетический диапазон можно расширить, если использовать принцип двойного отражения, т.е. спектрометр с двумя кристаллами. В этом случае энергетическое разрешение определяется шириной дифракционных максимумов двух кристаллов. Энергия фотонов, которая при этом может быть определена, простирается до 5-7 МэВ, а нейтронов – от тепловых до ~ 10 эВ.

4.6. Магнитные спектрометры заряженных частиц

4.6.1. Движение заряженных частиц в магнитном поле

Магнитный спектрометр – вакуумный прибор, в котором заряженные частицы проходят некоторое расстояние в магнитном поле определенной конфигурации, по-разному отклоняясь в нем в зависимости от их импульса и заряда. В результате происходит разложение пучка заряженных частиц по импульсам, что позволяет изучать энергетический спектр заряженных частиц. В магнитных спектрометрах обычно используют фокусирующее свойство магнитного поля, что дает возможность частицам с одинаковыми энергиями, выходящими из источника в пределах довольно большого телесного угла, собираться в небольшой области, где размещают подходящий детектор. Магнитные спектрометры бывают самых разнообразных типов. Для удобства описания их можно разделить на две большие группы: *спектрометры с поперечным магнитным полем*, в которых траектории заряженных частиц лежат в плоскости, перпендикулярной силовым линиям магнитного поля, и *спектрометры с продольным магнитным полем*, в которых заряженные частицы перемещаются главным образом вдоль силовых линий магнитного поля. Об-

щее свойство всех магнитных спектрометров – измерение импульса только заряженных частиц с последующим вычислением их энергии. По этой причине спектрометрия нейтральных частиц, например фотонов, сводится к измерению энергии, возникающей в результате актов их взаимодействия с веществом вторичных частиц и последующему расчету энергии первичного излучения.

Чтобы описать работу магнитных спектрометров, рассмотрим движение заряженных частиц в магнитном поле. Пусть постоянное во времени однородное магнитное поле напряженностью \vec{H} направлено вдоль оси \vec{Z} . Заряженная частица с зарядом ze , массой M и скоростью \vec{v} , направленной под углом φ к вектору напряженности магнитного поля, движется как бы по поверхности цилиндра радиусом ρ , ось которого совпадает с направлением магнитного поля. Радиус цилиндра ρ связан с характеристиками частицы следующим образом:

$$H\rho = M_0cv \sin \varphi / (ez \cdot \sqrt{1 - (v/c)^2}). \quad (4.6)$$

Скорость движения частицы вдоль оси Z определяется проекцией скорости на эту ось: $v_z = v \cos \varphi$. Как следует из (4.6), радиус ρ пропорционален импульсу частицы или корню квадратному из кинетической энергии. Действительно,

$$H\rho = Mvc \sin \varphi / ez \sqrt{1 - (v/c)^2},$$

а кинетическая энергия

$$E = M_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - 1 \right).$$

Исключая из записанных соотношений v/c , получаем:

$$E = M_0c^2 \left(\sqrt{1 + (H\rho ez / M_0c^2 \sin \varphi)^2} - 1 \right). \quad (4.7)$$

В области больших энергий, где $(v/c)^2 / (1 - (v/c)^2) \gg 1$ и, следовательно, $H\rho ez / M_0c^2 \sin \varphi \gg 1$, выражение для кинетической энергии (4.7) упрощается:

$$E = H\rho ez / M_0c^2 \sin \varphi = 3,78 H\rho z / M_0c^2 \sin \varphi, \quad (4.8)$$

если энергию измерять в электронвольтах, напряженность магнитного поля – в амперах на метр, а радиус кривизны в сантиметрах. Итак, измеряя радиус кривизны траектории частицы с известными зарядом и мас-

сой в магнитном поле, можно найти энергию частицы по формулам (4.7) или (4.8).

Обычно величины H , z и M_0 известны с высокой степенью точности. Погрешность в измеренном значении энергии частицы обусловлена погрешностью измерения радиуса кривизны траектории частицы. Дифференцируя (4.7), находим:

$$\Delta_{1/2} / E = v^2 \Delta \rho / \rho c^2 (1 - \sqrt{1 - (v/c)^2}) .$$

При $v/c \ll 1$, то есть для частиц, кинетическая энергия которых $E \ll M_0 c^2$, $\Delta_{1/2}/E = 2\Delta\rho/\rho$, а при v/c порядка 1, то есть для $E \gg M_0 c^2$, $\Delta_{1/2}/E = \Delta\rho/\rho$. В дальнейшем при оценке энергетического разрешения для всех спектрометров будем считать $\Delta_{1/2}/E = \Delta\rho/\rho$. В магнитных спектрометрах измеряемой величиной редко бывает радиус кривизны траектории; гораздо чаще это какая-либо координата x траектории, которую можно связать с радиусом кривизны $\rho = f(x)$. В этом случае энергетическое разрешение

$$\Delta_{1/2} / E = f'(x) \Delta x / f(x) ,$$

где Δx – ширина измеренного распределения при данной энергии заряженных частиц на половине высоты.

Важной характеристикой магнитных спектрометров является их светосила, которая определяется отношением числа отсчетов в максимуме распределения к числу испущенных источником заряженных частиц. Соотношение между светосилой и энергетическим разрешением определяет область применения магнитных спектрометров. Идеальным спектрометром был бы такой, форма поля которого обеспечивала бы фокусировку заряженных частиц, вышедших из источника с одной энергией и по разным направлениям, в область с размерами порядка размеров источника. Это соответствовало бы полной фокусировке. В таком спектрометре была бы максимальная светосила, а энергетическое разрешение определялось бы размерами источника.

4.6.2. Спектрометры с поперечным магнитным полем. Метод прямого отклонения

В магнитном спектрометре прямого отклонения (рис. 4.11) заряженные частицы, испускаемые источником в виде тонкой нити, перпендикулярной плоскости рисунка, проходят через узкую щель и регистрируются фотопластинкой. Траектории частиц (в плоскости рисунка) представляют собой дуги окружностей радиусом ρ , связанным с импульсом частицы соотношением (4.6.), поскольку частицы проходят в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости рисунка. Поэтому частицы с разными энергиями попадают в различные места фотопластинки и образуют изображение источника в виде длинных и узких полос. Этот метод давно не имеет практических приложений. Ниже он рассмотрен, чтобы на самом простом примере получить основные соотношения.

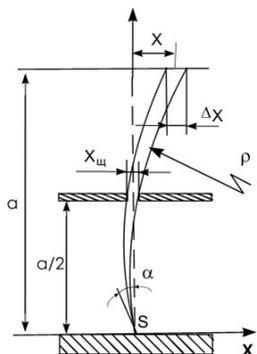


Рис. 4.11. Схема магнитного спектрометра прямого отклонения

Оценим ширину изображения источника при заданных ширине щели $x_{щ}$, расстоянии между источником и фотопластинкой a и радиусе кривизны траектории ρ . Уравнение движения частиц, вышедших из источника под углом α (в плоскости рисунка) к оси y , имеет вид:

$$\rho^2 = (x - \rho \cos \alpha)^2 + (y - \rho \sin \alpha)^2. \quad (4.9)$$

Считая $a < \rho$, решим его относительно x при заданном $y = a$. Решение даст геометрическое место точек пересечения траекторий частиц в плоскости фотопластинки в зависимости от угла вылета частиц из источника:

$$x = \rho \cos \alpha \left[1 \pm \sqrt{\frac{1 - (a^2 - 2a\rho \sin \alpha)}{\rho^2 \cos^2 \alpha}} \right] \approx a^2 \left(\frac{1 - \frac{2\rho \sin \alpha}{a}}{2\rho \cos \alpha} \right). \quad (4.10)$$

Частицы с данной энергией могут попасть на фотопластинку только в том случае, если они пройдут через щель, то есть если они выйдут из ис-

точника в пределах углов от α_1 до α_2 ($\alpha_2 > \alpha_1$), причем $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ определяется отношением ширины щели $x_{щ}$ к расстоянию от места расположения щели до источника, которое примем равным $a/2$. Ширину изображения Δx можно найти как разность значений $x(\alpha_1) - x(\alpha_2)$. Для $x_{щ} \ll a$, пренебрегая $(\Delta\alpha)^2$, $\Delta x = a \Delta\alpha$ и $x = a^2/2\rho$ и, учитывая (4.10.), получаем:

$$d = \Delta_{1/2} / E = \Delta\rho / \rho = 4\rho x_{щ} / a^2.$$

Заметим, что вычисленное значение d взято как отношение ширины изображения у основания к расстоянию от оси Y . В данном случае (изображение точечного источника в плоскости XY) ширина изображения на половине его высоты также равна Δx .

Светосила такого плоского прибора определяется отношением ширины щели к расстоянию ее до источника, т.е. $L = x_{щ} / 2\pi a$. Весьма показательной характеристикой спектрометра является отношение d/L , которое для спектрометра прямого отклонения не зависит от ширины щели и приблизительно равно $8\pi\rho/a$. Ясно, что чем меньше d/L , тем лучше характеристики спектрометра. Для спектрометра прямого отклонения отношение ρ/a велико, то есть он обладает малой светосилой даже при плохом энергетическом разрешении. Если потребовать, чтобы $d=1,0\%$, то при $\rho/a = 10$ $a/x_{щ} = 4 \cdot 10^3$ и $L = 4 \cdot 10^{-5}$. Отношение d/L для такого случая равно примерно 60. При тех же условиях при достижении $d=0,1\%$ светосила уменьшится в 10 раз; $L=4 \cdot 10^{-8}$.

4.6.3. Фокусирующее действие поперечного магнитного поля

Предположим, что источник, испускающий заряженные частицы с определенной энергией, расположен в точке s на оси X . Примем далее, что в области, ограниченной линиями AO и OB (рис. 4.12), создано однородное магнитное поле, направленное вдоль оси Z , перпендикулярной плоскости рисунка, и предположим, что ось Y является осью симметрии области AOB и что поле на границе области изменяется скачком от значения H до нуля вне области.

Определенным выбором формы магнитного поля AOB можно добиться, чтобы все частицы одинаковой энергии, испущенные источником в плоскости XY , вновь собрались в точке B (на оси X) после прохождения в магнитном поле AOB . Траектории таких частиц показаны на рис. 4.12.

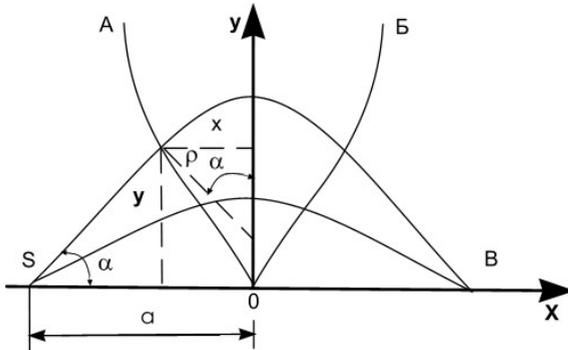


Рис. 4.12. К расчету формы магнитного однородного поля для получения фокусировки заряженных частиц

ти $x < 0$ будут зеркально симметричными траекториям в области $x > 0$, если центры окружностей расположены на оси Y . Таким образом, в точке B на оси X получается изображение источника, или, другими словами, частицы, вышедшие из источника под разными углами α , пересекают ось X в точке B . Из рис. 4.12 следует, что центры окружностей радиусом ρ лежат на оси Y , если координаты AO удовлетворяют следующему условию:

$y/(a-x) = \operatorname{tg} \alpha = x/\sqrt{\rho^2 - x^2}$. В этом случае форма границы поля AO составит: $y = (a-x)x/\sqrt{\rho^2 - x^2}$.

Форма области AOB зависит от отношения a/ρ . Так, при $a/\rho = 2$ поле находится в области $-0,5a < |x| < 0,5a$ и при $|x| < 0,2a$ линии AO и BO практически прямые, выходящие из точки O под углом примерно 20° к оси Y . Ширина изображения источника в этом идеальном случае определяется размером источника вдоль оси X . Светосила может быть большой, поскольку не было никаких ограничений на углы α . Приведенные расчеты показывают, что имеется, по крайней мере, принципиальная возможность полной фокусировки заряженных частиц в однородном магнитном поле. В реальном случае с помощью определенной конфигурации поля удается получить условия для фокусировки частиц, испускаемых в ограниченном телесном угле.

Вне поля путь частиц прямолинейный, а в точках, лежащих на кривой AO , сопрягается с окружностями радиусом ρ , по которым частицы движутся внутри области AOB .

Выше было предположено, что ось Y — ось симметрии области AOB . Тогда траектории частиц в области

4.6.4. Спектрометры с однородным продольным магнитным полем. Фокусирующее действие однородного поля

На возможности использования фокусирующего свойства продольного поля для спектрометрии заряженных частиц было указано П. Л. Каплицей. Поясним принцип фокусировки. Пусть в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси Z , помещен источник заряженных частиц. Моноэнергетические заряженные частицы, вылетающие из источника, движутся по винтовым (спиральным) траекториям, лежащим на поверхностях цилиндров. Проекции траекторий на плоскость, перпендикулярную оси Z , представляют собой окружности с радиусом

$$\rho = M_0 c v \sin \varphi / (zeH \sqrt{1 - (v/c)^2}).$$

Время, за которое заряженная частица, вылетающая из расположенного на оси Z источника, совершает полный оборот по витку спирали и вновь пересекает ось Z , составит:

$$T = 2\pi\rho / (v \sin \varphi) = 2\pi M_0 c / (zeH \sqrt{1 - (v/c)^2}).$$

За это же время заряженная частица сместится вдоль оси Z на расстояние

$$l = 2\pi M_0 c v \cos \varphi / (zeH \sqrt{1 - (v/c)^2}).$$

Таким образом, все заряженные частицы, вышедшие из источника с одной энергией и под одним углом φ к оси Z , соберутся вновь на оси Z в точке, удаленной от источника на расстоянии l . Если с помощью диафрагмы выделить траектории частиц, выходящие из источника под определенным углом, то можно выделить частицы с нужной энергией. Разместим в плоскости, перпендикулярной оси Z , кольцевую диафрагму (рис. 4.13) со средним радиусом кольцевого зазора r_d на расстоянии l_d от источника. Можно показать, что частицы пройдут через диафрагму, если удовлетворяется соотношение:

$$r_d = 2\rho \sin(2\pi l_d / l) = 2M_0 v c \sin \varphi \sin(2\pi l_d / l) / \sqrt{1 - (v/c)^2}.$$

Это соотношение дает уравнение огибающей проекций траекторий заряженных частиц, вылетающих из источника под углом φ , на плоскость, проходящую через ось Z , и показывает, что сфокусировать в данной точке частицы различных энергий можно, изменяя величину напряженности магнитного поля.

Размер области ΔZ_0 , где происходит пересечение траекторий оси Z частицами с одинаковой скоростью с углами вылета из источника от φ до $\varphi + \Delta\varphi$, можно получить из соотношения:

$$\Delta Z_0 = 2\pi M_0 c v \{ \cos \varphi - \cos(\varphi + \Delta\varphi) / [zeH \sqrt{1 - (v/c)^2}] \}. \quad (4.11)$$

Величина ΔZ_0 определяет энергетическое разрешение спектрометра в

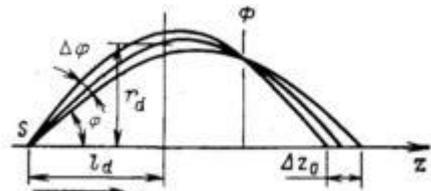


Рис. 4.13. Проекция траекторий движения частиц в спектрометре с продольным магнитным полем

случае точечного источника, расположенного на оси Z . Светосила спектрометра, в свою очередь, пропорциональна выражению, стоящему в квадратных скобках формулы (4.7). Отсюда, в частности, следует, что характеристики спектрометра с продольным однородным магнитным полем при условии малого значения угла φ близки к характеристикам ранее описанных приборов. Большую светосилу в спектрометрах с однородным продольным магнитным полем можно получить, установив дополнительную диафрагму с узким кольцевым зазором в области так называемого кольцевого фокуса. Спектрометры с однородным продольным магнитным полем дают возможность точного расчета траекторий, просты в юстировке и допускают применение магнитного поля с высоким значением напряженности, но не получили широкого распространения, поскольку при высоком энергетическом разрешении они очень громоздки (необходим малый угол φ и, следовательно, большие l).

4.6.5. Характеристики магнитных спектрометров для заряженных частиц

Магнитные методы спектрометрии позволяют выполнять абсолютные измерения энергии заряженных частиц с высокой точностью. Однако для них существуют источники систематической погрешности:

- поглощение и рассеяние частиц в источнике конечной толщины;
- обратное рассеяние от подложки;
- рассеяние частиц от внутренних стенок камеры;
- рассеяние частиц на атомах газов в камере;
- зарядка источника;

- влияние магнитного поля Земли.

Оптимальные характеристики магнитных спектрометров для различных видов излучений приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Оптимальные характеристики магнитных спектрометров

Спектрометр	Вид частицы	Разрешение по энергиям, %	Светосила, отн. ед
С поперечным неоднородным полем	α , (~7 МэВ)	0,1	$2 \cdot 10^{-4}$
С поперечным неоднородным полем	β	0,1	$2 \cdot 10^{-4}$
С продольным однородным полем	β	0,4	$2 \cdot 10^{-3}$
С тонкой магнитной линзой	β	2,5	$5 \cdot 10^{-2}$

Энергетическое разрешение спектрометров с неоднородным продольным магнитным полем можно улучшить, если подобрать магнитное поле таким образом, чтобы скомпенсировать хотя бы частично сферическую aberrацию (зависимость места пересечения траектории оси Z от угла φ , под которым частицы входят в поле). Условия фокусировки (или расфокусировки) частиц в спектрометрах с неоднородным полем зависят от второй производной напряженности поля по координате z , $\partial^2 H / \partial z^2$: если эта производная положительна, поле фокусирующее, если отрицательна – расфокусирующее. Для создания фокусирующего эффекта на практике обычно используют спектрометр с двумя магнитными линзами.

4.7. Времяпролетный метод спектрометрии нейтронов

Определение энергии нейтрона по времени пролета хорошо известного расстояния – базы, является наиболее прямым методом нейтронной спектрометрии. Метод времени пролета был развит и нашел широкое применение в экспериментах с тепловыми и медленными нейтронами. Развитие электроники привело к созданию быстрых схем с разрешающим временем в наносекундном диапазоне, разработаны временные фотоумножители с разбросом времени собирания около наносекунды и пластмассовые сцинтилляторы с временем высвечивания того же поряд-

ка. Все это позволило применить метод измерения времени пролета и для спектрометрии быстрых нейтронов. Чтобы измерить время пролета нейтроном базы, необходимо достаточно точно зафиксировать моменты начала движения вдоль базы и регистрации в конце пролетного расстояния.

Момент начала пролета вдоль базы определяют по регистрации частицы, сопутствующей рождению нейтрона в той или иной ядерной реакции, счетчиком, установленным вблизи мишени. Метод сопутствующих частиц применяется при спектрометрических исследованиях с нейтронами, рожденными в реакциях $D(d, n)^3\text{He}$ и $T(d, n)^4\text{He}$, когда регистрируются ионы гелия. Сопутствующей частицей может быть и фотон, например в Pu—Be . источниках выход 50—70 % нейтронов сопровождается вылетом фотона. В качестве импульсных источников нейтронов применяют мишени из свинца или урана, облучаемые короткими импульсами высокоэнергетических электронов, или импульсные подкритические сборки, возбуждаемые короткими импульсами тормозного излучения. Частоту импульсов тормозного излучения подбирают такой, чтобы не регистрировать медленные нейтроны предыдущих вспышек. Такие нейтроны называют рециклическими, и их стараются исключить, используя различные поглощающие фильтры. Для спектрометрии тепловых и медленных нейтронов применяют электромеханические одно- и многоцелевые селекторы.

Нейтроны с энергией 14—20 МэВ можно считать нерелятивистскими частицами, поэтому время пролета t базового расстояния l связано с энергией простейшей формулой: $E = ml^2 / 2t^2$, где m - масса нейтрона. Для спектральной плотности потока нейтронов справедливо выражение:

$$\phi(E) = 957 \cdot 10^{-7} (t^3 / l^2) \varphi(t).$$

Время в данном выражении полагается выраженным в наносекундах.

Важнейшей характеристикой любого спектрометра является его энергетическое разрешение, которое в этом случае равно:

$$\Delta_{1/2} / E = 0,0277 \sqrt{E} (\Delta t / t).$$

Неопределенность временного интервала приводит к ухудшению энергетического разрешения, которое будет проявляться тем сильнее, чем выше энергия нейтрона. Погрешность определения пролетного расстояния приводит к той же самой погрешности во всем диапазоне исследуемых

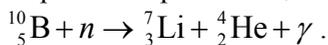
энергий. Оказывается удобным характеризовать спектрометры по времени пролета величиной $\Delta t/l$, нс/м.

При больших энергиях разрешение $\Delta_{1/2}/E$ определяется точностью измерения времени пролета, а при малых энергиях - моноэнергетичностью первичного пучка нейтронов. Удаляя детектор на все большее расстояние от источника, можно получить очень высокое энергетическое разрешение, однако скорость счета в одиночном канале будет уменьшаться обратно пропорционально t . Поэтому целесообразно выбирать “быстрый” детектор, быстродействующий временной анализатор (часто используется преобразователь интервала времени в амплитуду) и источник нейтронов с короткой радиационной “вспышкой”.

Рассмотрим сначала применение метода времени пролета для спектрометрии быстрых нейтронов. Наивысшее временное разрешение обеспечивают пластические сцинтилляторы. В качестве методики измерения времени наиболее часто применяют преобразование в амплитуду временного интервала между стартовым импульсом и импульсом регистрации нейтрона детектором, установленным в конце пролетной базы. В этом случае используют метод интегрирования постоянного тока на конденсаторе в течение измеряемого интервала. Напряжение на конденсаторе пропорционально интервалу между импульсами. Далее используется обычный многоканальный амплитудный анализатор. Основная часть схемы дополняется блоками, предотвращающими ложные совпадения. Разрешающее время таких схем с кристаллом стибена – 2-4 нс. Упомянутый метод применялся для измерения спектра быстрых нейтронов Pu—Be и ^{252}Cf источников.

В спектрометрических измерениях в области промежуточных нейтронов чаще всего используют импульсные источники нейтронов: линейные ускорители электронов с мишенями из свинца или урана, импульсные реакторы. Стартовый импульс создается электронными устройствами источника или регистрацией мощного короткого импульса фотонного излучения, который воспринимается детектором как единый импульс энергопоглощения, поскольку акты регистрации отдельных фотонов неразрешимы. Если детекторы фотонов и нейтронов совмещены друг с другом в конце пролетной базы, то поправка на время пролета фотонов обычно незначительна ($t_{\phi} = 3,31$, нс) и может быть легко учтена. В качестве детекторов промежуточных нейтронов чаще всего применяют борные пропорциональные счетчики. Сечение (n, α)-реакций строго следует закону $1/v$ вплоть до 10 кэВ, затем при больших энергиях спадает не-

сколько быстрее, а в области нескольких мегаэлектронвольт вероятность регистрации будет определяться суммой сечений (n, a) -реакции и многочастичного взаимодействия. Если применять сцинтилляционные детекторы, то в экспериментах на ускорителях придется либо использовать импульсное питание ФЭУ, смещенное на время “вспышки” электронов, либо “открывать” ФЭУ, запертый по модулирующему электроду и несколькими диодам. Эти меры особенно необходимы, если измеряют временные спектры в направлении по пучку электронов. Пропорциональные счетчики менее чувствительны к импульсу фотонов. Однако в работе с пропорциональными счетчиками необходимо вводить поправку на время дрейфа электронов. Помимо борных пропорциональных счетчиков, используют коронные борные и ^3He -счетчики. Применяют иногда борный поглотитель, расположенный в пучке нейтронов, а вне пучка помещают сцинтилляционные счетчики для регистрации фотонов, образующихся при поглощении бором нейтронов и протекающей затем реакции:



Рассмотрим теперь, как осуществляется измерение энергии тепловых и медленных нейтронов. Безусловно, использование импульсного источника позволяет решить многие задачи спектрометрии тепловых нейтронов. Однако следует иметь в виду, что характеристическое время диффузии в водородосодержащих средах порядка 200 мкс, а время пролета, например, базы длиной 5 м – около 2000 мкс. Поэтому, несмотря на малую скорость движения тепловых нейтронов, следует выбирать достаточно протяженные пролетные базы, с тем чтобы не ухудшалось разрешение спектрометра. Вместе с тем малая скорость движения медленных и тепловых нейтронов допускает использование стационарного источника нейтронов с механическими прерывателями пучка. Большое значение сечения взаимодействия тепловых нейтронов с кадмием, бором, литием позволяет получить сравнительно легкие прерыватели. При использовании механического прерывателя, состоящего из вращающегося барабана, детектирование нейтронов можно осуществить просто по достижению максимума плотности потока нейтронов. При этом минимальная скорость нейтрона равна

$$v_{\min} = \omega R^2 / h,$$

где ω – частота вращения ротора, R – радиус ротора, h – размер щели.

Вопросы к разделу 4

1. Каковы основные принципы спектрометрии?
2. Какими параметрами характеризуются спектрометры?
3. Что такое функция отклика? Как, зная функцию отклика, определить спектр?
4. Какой вид имеет аппаратурная форма линии при измерении энергии фотонов с энергией, не превышающей 1 МэВ, в однокристалльном сцинтилляционном спектрометре полного поглощения?
5. Какой вид имеет аппаратурная форма линии при измерении энергии фотонов с энергией, превышающей 2 МэВ, в однокристалльном сцинтилляционном спектрометре полного поглощения?
6. На каком принципе основано действие спектрометра антисовпадений? Какова форма линии в таком спектрометре?
7. На чем основано измерение энергии фотона в комптоновском спектрометре?
8. В чем преимущества и недостатки полупроводниковых спектрометров полного поглощения? Какова область их применения?
9. Какой ППД детектор надо применять для спектрометрии фотонов малых (не более сотен килоэлектронвольт) энергий и какой - для больших энергий?
10. Для измерения энергии каких излучений предназначен кристалл-дифракционный спектрометр? Для каких энергий следует его применять?
11. Каково характерное разрешение кристалл-дифракционного спектрометра?
12. На каком принципе основана времяпролетная спектрометрия нейтронов?
13. Какие методики реализуют времяпролетный принцип?
14. На каких закономерностях основана магнитная спектрометрия заряженных частиц?
15. Какие эффекты приводят к конечному разрешению спектрометра с поперечным полем? С продольным полем?
16. За счет чего достигается улучшение разрешения магнитного спектрометра?
17. На каком принципе основано действие магнитных линз?
18. Можно ли применить магнитный спектрометр для измерения энергии фотонов? Каким образом?

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, Т.1, Физика атомного ядра. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика. Изд-во Ленинградского университета, 1988.
3. Ферми Э. Ядерная физика. М.: Атомиздат, 1951.
4. Глестон С. Атом, атомное ядро, атомная энергия. М.: Атомиздат, 1961.
5. Горшков Г.В. Проникающие излучения радиоактивных источников. М.: Наука, 1967.
6. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.
7. Стародубцев В.С., Романов Л.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
8. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1966.
9. Абрамов А.И., Казанский Ю.Н., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М.: Атомиздат, 1971
11. Семенихин А.Н. Образование радиационных дефектов в твердых телах. М.: МИФИ, 1987.
12. Дайон М.И., Долгошеин Б.А., Лексин Г.А. и др. Искровая камера. М.: Наука, 1969.
13. Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Т. Прикладная ядерная физика и физика ядерных излучений. Лаб. практикум, М.: МИФИ, 1984.
14. Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Протасов В.П., Самосадный В.Т. Экспериментальные методы нейтронных исследований. Учебное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990.
15. Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Т. и др. Прикладная ядерная физика и физика ядерных излучений. Лаб. Практикум. М.: МИФИ, 1995.
16. Кадилин В.В., Колесников С.В., Самосадный В.Т. и др. Сцинтилляционные методы спектрометрии гамма-излучения и электронов. Учебное пособие. М.: МИФИ, 2002.