

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

С. С. Ветохин

РАДИОХИМИЯ

**Пособие для студентов специальности
1-54 01 03 «Физико-химические методы
и приборы контроля качества продукции»**

Минск 2010

УДК 544.58(075.8)
ББК 24.13я73
В39

Рассмотрено и рекомендовано к изданию редакционно-издательским советом университета

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор,
директор Института ядерных проблем БГУ *В. Г. Барышевский*;
доктор технических наук, профессор, заместитель директора
ОИЭЯИ – «Сосны» НАН Беларуси *А. П. Якушев*

Ветохин, С. С.

В39 Радиохимия : пособие для студентов специальности 1-54 01 03
«Физико-химические методы и приборы контроля качества продукции» / С. С. Ветохин. – Минск : БГТУ, 2010. – 161 с.

Пособие построено на основе учебной программы одноименного курса, который читается в БГТУ на протяжении 12 лет. В его состав включены материалы по строению атомного ядра, происхождению и видам ионизирующего излучения, взаимодействию излучения со средой, приборам для измерения радиоактивности, ядерной энергетике, свойствам нестабильных изотопов, включая сверхтяжелые.

УДК 544.58 (075.8)
ББК 24.13я73

© УО «Белорусский государственный
технологический университет», 2010
© Ветохин С. С., 2010

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	7
ТЕМА 1. СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА	9
1.1. Состав атомных ядер	9
1.2. Бозоны и фермионы, квантовые характеристики ядер	11
1.3. Фундаментальные взаимодействия	13
1.4. Энергия связи	16
1.5. Модели ядра	18
ТЕМА 2. ХИМИЯ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ	26
2.1. Радиоактивный распад	26
2.2. Виды радиоактивного распада	28
2.2.1. Альфа-распад	28
2.2.2. Бета-распад	30
2.2.3. Энергетические спектры ионизирующего излучения	34
2.2.4. Иные виды распадов	34
2.3. Природная радиоактивность	35
2.4. Радиоактивные семейства (ряды)	35
ТЕМА 3. РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ	38
3.1. Нестабильность	38
3.2. Изотопы цезия	39
3.2.1. Физико-химические свойства цезия	39
3.2.2. История	40
3.2.3. Радиоактивный цезий	40
3.2.4. Источники ^{137}Cs	41
3.2.5. Миграция ^{137}Cs	42
3.3. Калий-40	44
3.3.1. Физические свойства калия	44
3.3.2. Биологическая роль	45
3.3.3. Схема распада	45
3.3.4. История и происхождение названия	45
3.4. Рубидий	46
3.4.1. Физические свойства	46
3.4.2. История открытия	46
3.4.3. Применение рубидия	46
3.4.4. Биологическая роль рубидия	47
3.5. Стронций	48
3.5.1. Физические свойства	48
3.5.2. Применение стронция	49

3.5.3. Биологическая роль стронция.....	49
3.6. «Космические изотопы».....	50
3.6.1. Образование первичных изотопов	50
3.6.2. Образование изотопов в звездах.....	50
3.6.3. Углерод ^{14}C	57
3.6.4. Тритий	58
3.7. Получение оружейного плутония	59
3.8. Синтез трансуранов	60
3.9. Синтез сверхтяжелых элементов.....	61
ТЕМА 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ.....	65
4.1. Тяжелые заряженные частицы.....	65
4.2. Кинематика рассеяния	66
4.3. Удельные потери энергии	67
4.4. Формула Бете – Блоха.....	68
4.5. Флуктуации ионизационных потерь	70
4.6. Пробег тяжелой заряженной частицы в веществе.....	72
4.7. Упругое рассеяние на атомах.....	74
4.8. Общая схема взаимодействия электронов с веществом	77
4.8.1. Упругое рассеяние	77
4.8.2. Неупругое рассеяние.....	79
4.8.3. Генерация вторичных электронов	81
4.8.4. Генерация электронно-дырочных пар и катодолюминесценция	82
4.8.5. Генерация плазмонов и фононов.....	82
4.8.6. Электроны высоких энергий.....	83
ТЕМА 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ ...	85
5.1. Классификация нейтронов	85
5.2. Основные реакции с участием нейтронов.....	86
5.3. Замедление нейтронов.....	87
5.4. Диффузия нейтронов	89
5.5. Альbedo нейтронов	90
5.6. Источники нейтронов.....	90
5.6.1. Изотопные источники.....	90
5.6.2. Стационарные реакторы.....	91
5.6.3. Импульсные реакторы	91
5.6.4. Нейтронные генераторы.....	91
5.6.5. Импульсные источники нейтронов	92
5.7. Нейтронография.....	92

ТЕМА 6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ	95
6.1. Основные характеристики и образование гамма-квантов	95
6.2. Поглощение γ -излучения веществом	98
6.3. Эффект Комптона	100
6.4. Фотоэффект	102
6.5. Эффект рождения пар и суммарное ослабление	102
ТЕМА 7. ОБЩАЯ СХЕМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ	105
7.1. Продукты взаимодействия	105
7.2. Структура треков	105
7.3. Возбужденные частицы	107
7.4. Электроны и ионы	108
7.5. Свободные радикалы	110
7.6. Особенности радиолиза газов	111
7.7. Радиолиз жидкостей	112
ТЕМА 8. ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ	118
8.1. Виды детекторов	118
8.2. Газоразрядный счетчик	119
8.3. Сцинтилляционный счетчик	120
8.4. Полупроводниковый счетчик	121
8.5. Черенковский счетчик	122
8.6. Счетчик переходного излучения	123
8.7. Камеры (трековые детекторы)	124
8.7.1. Камера Вильсона	124
8.7.2. Пузырьковая камера	126
8.7.3. Фотоэмульсионная камера	127
8.7.4. Электроразрядные камеры	128
8.8. Детекторы нейтрино	128
8.9. Установка для регистрации элементарных частиц ATLAS на большом адронном коллайдере в CERN	129
ТЕМА 9. ЯДЕРНЫЙ ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ	131
9.1. Общие проблемы энергетики	131
9.2. Цепная реакция	132
9.3. Ядерный реактор	136
9.4. Классификация ядерных реакторов	140
9.5. Элементы и общая схема ядерного топливного цикла	141
9.5.1. Схема полного замкнутого ядерного цикла	141
9.5.2. Добыча руды	142

9.5.3. Конверсия.....	142
9.5.4. Хранение низко- и среднеактивных отходов	142
9.5.5. Обогащение	142
9.5.6. Изготовление топлива	143
9.5.7. АЭС.....	143
9.5.8. Приреакторное хранилище	143
9.5.9. Переработка и восстановление.....	143
9.6. Проблемы утилизации отработанного ядерного топлива	144
9.7. Из истории ядерной энергетики.....	145
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОХИМИИ	149
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ПРЕМОРДИАЛЬНЫЕ И КОСМОГЕННЫЕ РА- ДИОНУКЛИДЫ.....	152
ПРИЛОЖЕНИЕ 3. РАДИОАКТИВНЫЕ СЕМЕЙСТВА.....	155
ЛИТЕРАТУРА	160
Основная	160
Дополнительная	161

ВВЕДЕНИЕ

Радиохимия изучает химические свойства и физико-химические закономерности поведения радиоактивных элементов и отдельных радионуклидов, методы их выделения и концентрирования. Она охватывает также процессы получения радиоактивных материалов, производства и регенерации ядерного горючего, методы применения радионуклидов и защиты от вредного воздействия ионизирующего излучения, методы и средства измерения характеристик излучения и делящихся материалов. Важными ее разделами являются радиохимия атомных реакторов и радиохимия ядерных взрывов.

Возникновение радиохимии как самостоятельной науки можно отнести к последнему десятилетию XIX в., т. е. к моменту открытия Антуаном Анри Беккерелем явления радиоактивности, вызвавшего интерес к изучению ядерных превращений. основополагающими были работы того времени Марии Склодовской-Кюри и Пьера Кюри, открывших и выделивших (1898 г.) радий (Ra) и полоний (Po). При этом М. Склодовская-Кюри впервые применила методы соосаждения микроколичеств радиоактивных элементов из растворов с макроколичествами элементов-аналогов.

В 1911 г. Фредерик Содди определял радиохимию как науку, занимающуюся изучением свойств продуктов радиоактивных превращений, их разделением и идентификацией. Можно выделить четыре периода становления радиохимии, связанных с развитием учения о радиоактивности и ядерной физики.

Первый период (1898–1913 гг.) характеризуется открытием пяти природных радиоактивных элементов – полоний (Po), радий (Ra), радон (Rn), актиний (Ac), протактиний (Pa) – и их изотопов. В 1911–1913 гг. Казимир Фаянс и Фредерик Содди независимо друг от друга установили правило сдвига, в соответствии с которым из исходного радиоактивного элемента образуется новый элемент, стоящий в периодической системе Менделеева на две клетки левее исходного в случае α -распада или на одну клетку правее его при электронном β -распаде. При этом Эрнестом Резерфордом и Фредериком Содди была найдена генетическая связь между всеми открытыми изотопами и определено их место в периодической системе. В этот период ведутся интенсивные поиски радиоактивных веществ в природе – радиоактивных минералов и вод.

Второй период (1914–1933 гг.) связан с установлением ряда закономерностей поведения радиоактивных изотопов, открытием изотопного обмена. В этот период научились получать не только лабораторные, но и промышленные количества радиоактивных веществ, появилась наука

о радиоколлоидах, установлены законы адсорбции, соосаждения, появляется понятие радиоактивного индикатора.

Наиболее известные имена этого периода – Дьердь Хавеш, Фридрих Адольф Панет, Казимир Фаянс, Отто Ганн, Виталий Хлопин, Борис Ратнер.

Третий период (1934–1945 гг.) начинается после открытия супругами Жолио-Кюри искусственной радиоактивности. В этот период благодаря работам Энрико Ферми, Игоря Курчатова, Юлия Харитона, Андрея Сахарова, Лео Сциларда, Эмилио Сегре и многих других установлено деление ядер урана под действием нейтронов, разрабатываются основы методов получения, концентрирования и выделения искусственных радиоактивных изотопов. Использование циклотрона позволило впервые синтезировать новые искусственные элементы – Те и Ат. С середины 30-х гг. XX в. бурно развивается прикладная радиохимия, получает широкое распространение метод радиоактивных (изотопных) индикаторов.

Четвертый, современный, период связан с использованием ускорителей частиц и ядерных реакторов. В этот период осуществлен синтез и выделение трансурановых элементов до № 116. Созданы методы получения ядерного горючего, выделения плутония (Pu) и продуктов деления урана (U), регенерации отработанного урана (U). Развивается химия искусственных и естественных радиоактивных элементов, их комплексных соединений. Возникает химия атомоподобных образований – позитрония, мюония и химия мезоатомов. Радиохимические методы находят применение в геохимии и космохимии. Развивается новое направление в радиохимии – химия процессов, происходящих вслед за ядерной реакцией. Получены продукты ядерных превращений под действием частиц высокой энергии – возникла ядерная химия. Разработано ядерное оружие на основе урана, плутония, калифорния. Создана термоядерная бомба.

В связи с широким использованием изотопов развивается радиационный контроль для военных, энергетических, природозащитных и иных целей. В большинстве стран мира принимается специальное законодательство. Заключаются международные соглашения о запрещении ядерных испытаний и распространения ядерного оружия.

Огромное значение приобретает проблема утилизации ядерных отходов, в первую очередь отработанного топлива атомных станций, предотвращения аварий и ликвидации их последствий. Планы создания в нашей стране атомной станции также потребуют решения этих проблем и подготовки специалистов по ядерным технологиям, радиационной химии, дозиметрии и защите.

ТЕМА 1. СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

1.1. Состав атомных ядер

Ядро представляет собой центральную массивную часть атома, вокруг которой по квантовым орбитам обращаются электроны. Масса ядра примерно в 4 тыс. раз больше массы входящих в состав атома электронов. Но размер ядра очень мал ($10^{-15} - 10^{-14}$ м, что приблизительно в 10^5 раз меньше диаметра атома). Ядро несет положительный электрический заряд, который для нейтрального атома по абсолютной величине равен сумме зарядов атомных электронов.

Существование ядер у атомов было открыто в 1911 г. Э. Резерфордом в опытах по рассеянию α -частиц веществом. Обнаружив, что α -частицы чаще, чем ожидалось, рассеиваются на большие углы, Э. Резерфорд предположил, что положительный заряд атома сосредоточен в малом по размерам ядре, тогда как ранее господствовали представления Дж. Томсона о равномерно распределенном по объему атома положительном заряде.

Идея Э. Резерфорда была принята не сразу, поскольку, как считалось, из-за потери энергии на электромагнитное излучение электроны, движущиеся по орбитам вокруг ядра, неизбежно должны упасть на ядро. Новая модель получила признание только после опубликования в 1913 г. Н. Бором работы, положившей начало квантовой теории. В ней автор постулировал стабильность орбит как исходный принцип квантования движения атомных электронов. В том же году ученик Э. Резерфорда Г. Мозли экспериментально показал, что электрический заряд ядра в единицах заряда электрона равен атомному номеру элемента. После работ Г. Мозли факт существования положительно заряженного атомного ядра окончательно утвердился в физике.

Ко времени открытия атомного ядра были известны только две элементарные частицы – протон и электрон. В соответствии с этим считалось, что ядро состоит из них. Однако при этом возникала проблема спина, расчетные и экспериментальные значения которого для многих атомов не совпадали. Проблема была решена после открытия в 1932 г. Дж. Чедвиком нейтрона, масса которого оказалась близка к массе протона, а спин равен $1/2$. Идея о том, что атомное ядро состоит из протонов и нейтронов, была высказана в том же году советским физиком Д. Д. Иваненко и непосредственно вслед за этим развита В. Гейзенбергом. Последующие более тщательные эксперименты

показали различие масс нейтрона и протона: масса протона составляет 1836 масс электрона (м. е.), а нейтрона – 1839 м. е.

Общее число нуклонов в ядре называется массовым числом A (или барионным зарядом), число протонов равно заряду ядра Z (в единицах заряда электрона), число нейтронов $N = A - Z$. Для обозначения ядер применяют символы химических элементов. Ядра с одинаковым зарядовым числом, но с разными массовыми числами называют изотопами. Ядра, имеющие одинаковое число нейтронов, называются изотонами, а ядра разных химических элементов, имеющие одинаковые массовые числа, – изобарами.

Изотопы были открыты в 1912 г. Дж. Томсоном и Ф. Астоном, которые с помощью масс-спектрометра проводили изучение масс ядер и иных частиц, образующихся в ядерных процессах. В частности, они обнаружили, что неону вместо ожидавшейся одной соответствуют две параболы. Расчеты показали, что одна из парабол отвечает частицам с массой 20, а другая – с массой 22. Поскольку измеренное среднее массовое число оказалось равным 20,2, Дж. Томсон высказал предположение, что неон состоит из атомов двух типов: на 90% с массой 20 и на 10% с массой 22. Поскольку оба типа атомов в природе существуют в виде смеси и их нельзя разделить химическим путем, массовое число неона оказывается равным 20,2.

Наличие двух типов атомов неона навело на мысль о том, что и другие элементы могут представлять собой смеси атомов. Последующие масс-спектрометрические измерения показали, что большинство природных элементов представляют собой смеси от двух до десяти различных сортов атомов, названных изотопами.

В связи с открытием изотопов возникла проблема стандартизации, поскольку ранее химики выбрали в качестве стандарта кислород (16,000000 атомных единиц массы – а. е. м.), оказавшийся смесью четырех изотопов. В итоге было решено установить «физическую» шкалу масс, в которой наиболее распространенному изотопу кислорода приписывалось значение 16,000000 а. е. м. Однако в 1961 г. было решено перейти к новому стандарту, взяв за эталон наиболее распространенный изотоп ^{12}C , масса которого была определена как 12,000000 а. е. м. Поскольку число атомов в одном моле изотопа равно числу Авогадро ($N_0 = 6,025 \cdot 10^{23}$), то 1 а. е. м. = $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг.

Отметим, что в значении атомной единицы массы учтена масса атомного электрона, а также энергия взаимодействия нуклонов между собой и с электронами, поэтому масса, например, самого легкого изотопа водорода почти на 1% больше 1 а. е. м.

Ядра некоторых химических элементов получили свои собственные названия. Например, для ядер изотопов водорода протия, дейтерия и трития приняты отдельные обозначения и названия (табл. 1).

Таблица 1

Обозначения некоторых ядер

Изотоп	Обозначение	Наименование
Протий ${}^1_1\text{H}$, или H	p	Протон
Дейтерий ${}^2_1\text{H}$, или D	d	Дейтрон
Тритий ${}^3_1\text{H}$, или T	t	Тритон
Гелий ${}^4\text{He}$	α	Альфа-частица

1.2. Бозоны и фермионы, квантовые характеристики ядер

Одно из принципиальных различий между частицами – различие между бозонами и фермионами. Все элементарные частицы делятся на эти два основных класса. Одинаковые бозоны могут находиться в ядре или в атоме в одном и том же квантовом состоянии, а одинаковые фермионы – нет. Эти состояния представляют собой как бы отдельные ячейки, в которые можно помещать частицы. В одной ячейке может находиться сколько угодно одинаковых бозонов, но только один фермион.

В качестве примера рассмотрим состояния для электрона в атоме. По законам квантовой механики, для электрона существует определенный дискретный ряд разрешенных «состояний движения», особый для каждого атома. Наборы таких состояний называются орбиталями. Первая орбиталь имеет две разрешенные ячейки для фермионов, а более высокие орбитали – восемь и более ячеек.

Поскольку электрон является фермионом, в каждой ячейке может находиться только один электрон. Этим определяются, по сути, все химические свойства вещества. Анализ этих свойств подробно изучается в рамках курса теоретической химии.

Все лептоны – электрон, мюон, тау-лептон и соответствующие им нейтрино – являются фермионами. То же можно сказать о кварках – гипотетических частицах, поиск экспериментальных доказательств существования которых все еще продолжается, несмотря на наличие многих косвенных подтверждений.

В то же время все калибровочные частицы, которыми обмениваются взаимодействующие материальные частицы и которые создают

поле сил, – бозоны. Так, например, множество фотонов, находящихся в одном состоянии, образуют магнитное поле вокруг магнита или электрическое поле вокруг электрического заряда.

Различие между бозонами и фермионами связано с важной характеристикой элементарных частиц – спином (I). Этим термином определяется собственный момент импульса частицы. Момент импульса в механике – характеристика вращательного движения, так же как суммарный импульс – поступательного. За исключением определенных случаев, относящихся к области физики высоких энергий, в любых взаимодействиях момент импульса и импульс сохраняются в ядерных реакциях.

Различие спинов ведет, как показал В. Паули, и к различным статистическим свойствам бозонов и фермионов. Квантовые частицы-бозоны, для которых в одном и том же квантовом состоянии может находиться любое число частиц, подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна, которую в 1924 г. Ш. Бозе предложил для фотонов, а А. Эйнштейн развил для всех частиц со спином 0 или 1. Согласно этой статистике, среднее число частиц на i -м уровне в равновесном состоянии

$$N_i = \left(\exp\left(\frac{E_i - \mu}{kT}\right) - 1 \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $E_i = p^2/2m$ – энергия частицы с импульсом p и массой m в i -м состоянии; μ – химический потенциал, определяемый из следующего условия: сумма всех N_i должна быть равна полному числу частиц в системе; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Для фермионов, вынужденных распределяться по различным квантовым состояниям в силу принципа запрета Паули, статистика становится принципиально иной:

$$N_i = \left(1 + \exp\left(\frac{E_i - \mu}{kT}\right) - 1 \right)^{-1}. \quad (2)$$

Для элементарных частиц момент импульса квантуется. Все лептоны имеют спин $1/2\hbar$, а калибровочные частицы – $1\hbar$ (обычно постоянную Планка при обозначении спина опускают). И эксперимент, и теория подтверждают, что если у частицы полуцелый спин, то она – фермион, а если целый, то бозон.

Понятие спина применимо и к ядрам, для которых спины нуклонов суммируются. Спин I – целое число у ядер с четным A и полуце-

ное при нечетном, поскольку и протоны, и нейтроны имеют спин, равный $1/2$.

Другой важной квантовой характеристикой ядра является четность его состояния (P), принимающая значения ± 1 и указывающая на изменение знака волновой функции ядра при зеркальном отображении пространства. Четность и спин часто объединяют единым символом IP или I^π . Квантовое состояние системы имеет определенную четность P , если система зеркально симметрична (т. е. переходит сама в себя при зеркальном отражении). В действительности в ядрах зеркальная симметрия нарушена из-за слабого взаимодействия между нуклонами ($10^{-5}\%$ от основных сил, связывающих нуклоны в ядрах), ведущего к несохранению четности.

Кроме спина и четности, для описания динамических состояний ядра используют и другие квантовые числа, набор которых зависит от выбранной модели ядра. Среди таких квантовых чисел – изотопический спин, магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты, учитывающие динамическую симметрию ядерных взаимодействий.

1.3. Фундаментальные взаимодействия

Все многообразие физических взаимодействий сводится к четырем фундаментальным видам: сильные, электромагнитные, слабые и гравитационные взаимодействия.

Гравитационные взаимодействия присущи всем видам материи. Но среди других они являются самыми слабыми. В настоящее время их проявление удается обнаружить лишь для макроскопических тел, а в микромире ими можно, как правило, пренебречь. Согласно теории гравитации, источником гравитационных сил являются энергия и импульс частиц материи, проявляющиеся в макромире как масса.

Электромагнитные взаимодействия проявляются между электрически заряженными частицами. Электрический заряд определяется через его фундаментальные свойства. Первое из них состоит в существовании зарядов двух видов: положительных и отрицательных. Положительность и отрицательность следует рассматривать лишь как удобную условность, которая позволяет охарактеризовать электрический заряд вещественным числом. Составные частицы, имеющие нулевой суммарный электрический заряд, также способны к электромагнитному взаимодействию, т. к. силы взаимодействия между составляющими зарядами и другими заряженными частицами в некоторых условиях

могут оказаться нескомпенсированными, что ведет к образованию взаимодействующих электрических диполей, квадруполей и т. п.

Второе фундаментальное свойство электрического заряда определяет характер взаимодействия заряженных частиц: одноименные заряды отталкиваются, а разноименные – притягиваются.

Третьим фундаментальным свойством электрического заряда является его дискретность, т. е. существует некоторый элементарный заряд, величина которого определена экспериментально и составляет $e = 1,6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл. Если существование кварков будет окончательно установлено, то элементарный заряд станет равным $1/3e$, однако для всех надкварковых образований заряд электрона по-прежнему останется наименьшей величиной.

Четвертое фундаментальное свойство электрического заряда состоит в его независимости от выбора системы отсчета.

Электромагнитные и гравитационные взаимодействия являются дальнедействующими в том смысле, что они проявляются, в принципе, на любых расстояниях от источника.

Слабое (или электрослабое) взаимодействие наблюдается между кварками и лептонами. При этом происходит излучение и поглощение фотонов или тяжелых промежуточных векторных бозонов W^+ , W^- , Z^0 , введенных в 1957 г. Ю. Швингером. Дальнейшее развитие теории опирается на калибровочные теории, впервые примененные к слабым взаимодействиям в работах Ш. Глэшоу (1961 г.), А. Салама и Дж. Уорда (1964 г.). Окончательно теория сформировалась к 1967 г. благодаря работам С. Вайнберга и А. Салама с использованием механизма Хиггса. Поиск бозона Хиггса, масса которого предположительно находится в диапазоне от 100 до 1000 ГэВ, – одна из задач для нового европейского суперколлайдера.

Слабое взаимодействие является единственным, в котором участвуют нейтрино. Слабое взаимодействие позволяет лептонам, кваркам и их античастицам обмениваться энергией, массой, электрическим зарядом и квантовыми числами, т. е. превращаться друг в друга.

Сильное взаимодействие наблюдается в масштабах атомных ядер (порядка 10^{-15} м) и отвечает за притяжение между нуклонами в ядрах и между кварками в адронах. Переносчиками сильного взаимодействия являются глюоны.

Первая теория сильного взаимодействия была сформулирована в 30-х гг. прошлого века японским физиком Х. Юкава. В соответствии с этой теорией, взаимодействие нуклонов происходит посредством обмена новыми частицами, которые сейчас известны как пи-мезоны (или

пионы). При этом притяжение или отталкивание двух нуклонов описывалось как испускание пиона одним нуклоном и последующее его поглощение другим. Пионы были впоследствии открыты экспериментально в 1947 г. Однако в настоящее время для более точного описания ядерных сил применяется квантовая хромодинамика, использующая кварковые представления.

Сильные и слабые взаимодействия проявляются только на ядерном и субъядерном уровнях. В этой связи принято говорить об эффективном радиусе действия соответствующих сил. С его помощью различаются также понятия «ядерный» и «субъядерный».

В табл. 2 приведены сравнительные характеристики четырех видов взаимодействий, расположенных в порядке убывания их интенсивности по сравнению с интенсивностью сильных взаимодействий, принятой условно за 1, на сравнимых расстояниях. В таблице также указаны частицы-переносчики взаимодействий.

Таблица 2

Виды и характеристики фундаментальных взаимодействий

Вид взаимодействия	Переносчики взаимодействия	Эффективный радиус действия	Интенсивность
Сильное	Глюон, g	10^{-15} м	1
Электромагнитное	Фотон, γ	∞	10^{-2}
Слабое	Промежуточные бозоны, W^+ , W^- , Z^0	10^{-18} м	$10^{-24} - 10^{-12}$
Гравитационное	Гравитон	∞	10^{-38}

Переносчики всех взаимодействий, кроме слабого, не имеют массы и, соответственно, электрического заряда. Слабые взаимодействия переносятся массивными и электрически заряженными частицами W^+ , W^- , а также массивной электрически нейтральной частицей Z^0 . Их энергия покоя превышает 90 ГэВ. Все перечисленные выше частицы имеют спин 1, а гравитон, по-видимому, спин 2.

Под интенсивностью взаимодействия подразумевается величина силы взаимодействия, отнесенная к соответствующей мере сильного взаимодействия при наименьшем из эффективных радиусов действия. Оценки этих величин, приведенные в табл. 2, весьма условны, т. к. константы взаимодействия имеют разную размерность для различных взаимодействий. Согласно этой таблице, «ядерный» уровень материи ограничивается наличием сильно взаимодействующих частиц в области с радиусом взаимодействия $\approx 10^{-15}$ м. «Субъядерный» уровень материи определяется радиусом действия слабых сил.

1.4. Энергия связи

Энергией связи ядра называют минимальную энергию, необходимую для разделения его на отдельные нуклоны. Зная энергию связи, можно рассчитать энергетический баланс любой ядерной реакции.

Разделение ядра на протоны и нейтроны также можно рассматривать как ядерную реакцию, в которой исходное ядро с номером A , содержащее Z протонов, разбивается на нуклоны. В этом случае можно записать следующую формулу для энергии связи ядра:

$$E_{\text{св}}(Z, A) = (Zm_p + (A - Z)m_n - M(Z, A))c^2, \quad (3)$$

где m_p и m_n – массы протона и нейтрона соответственно; $M(Z, A)$ – масса ядра; c – скорость света.

Аналогично можно определить энергию связи любой совокупности протонов и нейтронов в ядре. Например, энергия связи протона может быть рассчитана по формуле

$$\begin{aligned} E_{\text{св}}(p|Z, A) &= (m_p + M(Z - 1, A - 1) - M(Z, A))c^2 = \\ &= E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z - 1, A - 1), \end{aligned} \quad (4)$$

а энергия связи нейтрона –

$$E_{\text{св}}(n|Z, A) = (m_n + M(Z, A - 1) - M(Z, A))c^2 = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z, A - 1). \quad (5)$$

Для выбивания альфа-частицы из ядра в системе центра инерции потребуется энергия

$$E_{\text{св}}(\alpha|Z, A) = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z - 2, A - 4) - E_{\text{св}}(\alpha), \quad (6)$$

где $E_{\text{св}}(\alpha)$ – энергия связи альфа-частицы (ядра атома ${}^4_2\text{He}$). Ее величина составляет примерно 28 МэВ.

Энергия связи ядра всегда положительна, а суммарная масса нуклонов в ядре больше массы образованного ими ядра на величину

$$\Delta m = \frac{E_{\text{св}}}{c^2}. \quad (7)$$

Эту величину часто называют дефектом массы. Он имеет ясный смысл: взаимодействие нуклонов приводит к уменьшению наблюдаемой массы ядра на величину Δm . Для ядер эта величина достаточно велика. Для альфа-частицы уменьшение ее массы в результате взаимодействия ее нуклонов $\Delta m \approx 5 \cdot 10^{-29}$ кг, или 0,7% от ее массы. А масса атома водорода меньше суммы масс протона и электрона всего на $2 \cdot 10^{-36}$ кг, что составляет лишь $10^{-6}\%$ полной массы атома. Поэтому

закон сохранения массы, с высокой точностью выполняющийся в обычных химических реакциях, не выполняется в радиационной химии и должен быть заменен законом сохранения барионного заряда.

Дефект массы можно определить и как разность массы ядра, выраженной в атомных единицах массы, и массового числа:

$$\Delta(Z, A) = \frac{M(Z, A)}{\frac{1}{12}M} - A, \quad (8)$$

где размерность дефекта массы выражена в атомных единицах массы. Для перевода этой величины в электрон-вольты значение $\Delta(Z, A)$ следует умножить на $0,9315016 \cdot 10^6$ кэВ/а. е. м.

Наряду с понятиями энергии связи и дефекта массы для характеристики взаимодействий, связывающих нуклоны в ядре, вводят соответствующие удельные величины – удельную энергию связи:

$$\varepsilon_{\text{св}} = \frac{E_{\text{св}}}{A} \quad (9)$$

и упаковочный коэффициент:

$$f(M, A) = \frac{\Delta(M, A)}{A}. \quad (10)$$

Для того чтобы вычислить энергии связи ядер, необходимо знать массу нуклидов. Энергия покоя электрона не столь уж мала, и поэтому для точного расчета энергии связи разница между массой ядра и массой нейтрального атома оказывается существенной. В таблице Менделеева приведены атомные массы нейтральных атомов, усредненные по изотопному составу встречающихся в природе элементов. При вычислении энергий связи ядер короткоживущих радиоактивных элементов необходимо пользоваться не таблицей Менделеева, а таблицей свойств нуклидов, поскольку для них понятие среднего изотопного состава неприменимо. В этих таблицах помимо массы нуклида, как правило, приводится и значение дефекта массы.

Практическое измерение масс нуклидов производится на приборах, называемых масс-спектрографами. С их помощью достаточно точные измерения были произведены практически для всех изотопов. В частности, было установлено, что удельная энергия связи варьируется для различных ядер и имеет максимум около 8,8 МэВ/нуклон при $A \approx 56$ (в области ядер Fe). Максимум кривой $\varepsilon_{\text{св}}(A)$ соответствует наиболее стабильным ядрам. Отсюда следует, что легким ядрам

энергетически выгодно сливаться в более тяжелые (синтез), а тяжелым ядрам – распадаться на более легкие (деление).

1.5. Модели ядра

Спад кривой удельной энергии связи при малых A можно объяснить, если рассматривать ядро как каплю жидкости, на границе которой возникают удерживающие ее силы поверхностного натяжения (капельная модель ядра). Нуклоны, оказавшиеся вблизи «поверхности» такой капли, испытывают меньшие силы притяжения, чем находящиеся в середине ядра. Ослабление взаимодействия для крайних нуклонов можно оценить, вычитая из теоретически рассчитанной энергии связи энергию поверхностного натяжения. Из теории поверхностного натяжения жидкостей известно, что эта энергия пропорциональна площади поверхности ядра. Так как линейные размеры ядер считают пропорциональными $A^{1/3}$, то площадь поверхности ядра будет пропорциональна $A^{2/3}$. Поэтому энергия связи ядра с учетом сил, действующих на нуклоны на границе ядра, будет иметь вид

$$E_{\text{св}} \approx C_1 A - C_2 A^{2/3}, \quad (11)$$

где C_1 и C_2 – некоторые коэффициенты, не зависящие от массового числа ядра. Очевидно, что поправка на поверхностное натяжение ядерной капли ведет к снижению энергии связи при уменьшении A .

С ростом массового числа силы отталкивания между протонами в ядре увеличиваются, что приводит к уменьшению энергии связи на величину потенциальной энергии отталкивания. Эта энергия может быть оценена как кулоновская энергия системы точечных зарядов:

$$W = \frac{1}{2} k \sum_{i \neq j} \frac{q_i q_j}{r_{ij}}, \quad (12)$$

где k – коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц; q_i и q_j – величины зарядов, находящихся на расстоянии r_{ij} друг от друга. Поскольку $r_{ij} \sim A^{1/3}$, каждое слагаемое этой суммы может быть оценено величиной $e^2/A^{1/3}$. Число слагаемых в сумме равно числу пар протонов в ядре, т. е. $Z(Z-1)/2$, которое при достаточно больших Z можно заменить величиной Z^2 . Тогда формулу для энергии связи можно записать в виде

$$E_{\text{св}} \approx C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (13)$$

где C_3 – некоторый коэффициент пропорциональности. Чем тяжелее ядро, тем больше вклад кулоновского отталкивания в энергию связи.

Капельная модель, разработанная в трудах Вайцзеккера и Бора в 30-х гг. XX в., сыграла большую роль не только в понимании особенностей сил, действующих между нуклонами в ядре, но и позволила объяснить ряд закономерностей, изучаемых в ядерной физике. В частности, большой успех капельной модели проявился в создании первой теории деления ядер. Однако капельная модель учитывает лишь коллективные свойства поведения ансамбля нуклонов в ядре, но не позволяет учесть квантовые особенности поведения нуклонов и влияние этих особенностей на величину энергии связи.

Наиболее простой подход основан на представлении ядра в виде квантовой потенциальной ямы, в которой нуклоны проявляют свои свойства фермионов. Поэтому их можно расположить по протонным и нейтронным оболочкам в соответствии с принципом запрета Паули, подобно тому как электроны располагаются по состояниям в атоме. Такая модель ядра получила название оболочечной.

В соответствии с этой моделью, на первом нейтронном энергетическом уровне может находиться до 2 нейтронов, состояния которых могут различаться по проекции спина. Аналогично, на первом протонном уровне может располагаться не более 2 протонов. Орбитальный момент импульса их относительного движения равен нулю (s -состояние). Последующие нуклоны должны занимать второй нейтронный (протонный) уровень. Ему соответствует значение $l=1$ (p -состояние) квантового числа орбитального момента относительного движения нейтронов (протонов). На втором энергетическом уровне может находиться до 6 нейтронов (протонов), каждому из которых соответствует одно из значений проекции орбитального момента импульса: $-\hbar$, 0 , $+\hbar$, и одно из значений проекции спина: $+\hbar/2$ или $-\hbar/2$.

Учет взаимодействия нуклонов в этой модели ведет к выражению для энергии связи, которое называют полуэмпирической формулой Вайцзеккера:

$$E_{\text{св}} \approx C_1 A - C_2 A^{2/3} - C_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - C_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + C_5 \frac{\delta}{A^{3/4}}, \quad (14)$$

где C_1 – C_5 – некоторые коэффициенты, а

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{для чётно-чётных ядер,} \\ 0 & \text{для чётно-нечётных и нечётно-чётных ядер,} \\ -1 & \text{для нечётно-нечётных ядер.} \end{cases} \quad (15)$$

Отметим, что у четно-четных ядер четным является и число протонов, и число нейтронов, а у четно-нечетных – нечетное число нейтронов.

Коэффициенты в формуле Вайцзеккера находятся путем подгонки кривой $\varepsilon_{\text{св}}(A)$ к экспериментальным данным. В настоящее время для них приняты следующие значения: $C_1 = 15,75$ МэВ, $C_2 = 17,80$ МэВ, $C_3 = 0,71$ МэВ, $C_4 = 23,70$ МэВ, $C_5 = 33,57$ МэВ.

Первый член в этой формуле предполагает, что все нуклоны в ядре равноценны, и определяет примерно линейную зависимость энергии связи ΔW от A , отражая свойство насыщения ядерных сил. При этом коэффициент C_1 вдвое больше величины энергии связи для большинства стабильных нуклидов (≈ 8 МэВ), что вызвано поправками на уменьшение энергии связи, которое учитывается последующими членами формулы.

Второй член формулы учитывает неравноценность нуклонов в ядре и дает поправку на уменьшение полной энергии связи, обусловленную тем, что часть нуклонов находится у поверхности ядра и не испытывает насыщения всех возможных связей. Количество периферийных нуклонов определяется площадью поверхности ядра, которая пропорциональна $A^{2/3}$.

Третий член определяет взаимное кулоновское расталкивание протонов, энергия которого пропорциональна $Z^2 R^{-1}$. Кулоновские силы не испытывают насыщения, и каждый из Z протонов взаимодействует с остальными $Z - 1$; таким образом, $Z(Z - 1) \approx Z^2$. Коэффициент C_3 может быть вычислен на основании представления о равномерном распределении электрического заряда по объему сферы радиуса R .

Если ограничиться этими тремя слагаемыми, следующими из капельной модели, то устойчивость ядра должна возрастать с увеличением числа нейтронов при заданном числе протонов в ядре. Но экспериментальные данные указывают на иную тенденцию. Четвертый член в формуле (14), который носит название поправки на энергию симметрии, уже не следует из модели жидкой капли и отражает наблюдаемую тенденцию к симметрии в строении ядер. Считается установленным, что при отсутствии кулоновских сил максимум удельной энергии связи при фиксированном A соответствовал бы ядрам с равным числом протонов и нейтронов, что обусловлено зарядовой независимостью ядерных сил и необходимостью выполнения принципа Паули для двух нуклонов, которые имеют спин $1/2$. Равное число протонов и нейтронов у легких ядер, лежащих на оси стабильности, когда энергия кулоновского расталкивания мала, кос-

венно подтверждает это положение. Для компенсации расталкивающего действия кулоновских сил, величина которых пропорциональна Z^2 , у стабильных более тяжелых ядер доля нейтронов возрастает, но поскольку кулоновское взаимодействие уже учтено в третьем члене, то четвертый член действителен также для средних и тяжелых ядер. Отклонение от равенства $Z = A/2$ ведет к уменьшению удельной энергии связи ядра, и четвертый член в формуле должен быть отрицательным.

Последний член в формуле (14) отражает распространенность стабильных элементов и учитывает эффект спаривания одинаковых нуклонов. Четно-четные ядра имеют удельную энергию связи примерно на 1 МэВ большую, чем соседние четно-нечетные или нечетно-четные ядра. Ядра с нечетным числом и протонов, и нейтронов имеют наименьшую удельную энергию связи среди соседних. Стабильных ядер такого типа известно всего четыре.

Формула Вайцзеккера неприменима к очень легким ядрам и дает довольно существенные отклонения значения удельной энергии связи (до 1%) для ядер с $A = 40-50, 90, 130, 210$. Эти отклонения приходится на зоны магических ядер, у которых число нейтронов или протонов равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 114, 126, 164. Для нейтронов этот ряд шире и включает числа: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184, 196, 228, 272, 318. Ядра, у которых магическим является и число протонов, и число нейтронов, называются дважды магическими. Таких ядер пока известно всего пять: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. Существенное отличие удельной энергии связи, приходящейся на магические ядра, от энергии связи соседних нуклидов связано с тем, что в магических ядрах оболочки полностью заполнены. Подобное явление наблюдается и на атомном уровне: химические элементы с заполненными оболочками имеют более высокий потенциал ионизации, чем имеющие один электрон на внешней оболочке.

Оболочечная модель была развита в 60-х гг. XX в. в трудах советского ученого, академика А. Б. Мигдала, который ввел для ядер понятие ферми-жидкости, в которой происходят (при наличии необходимых условий) энергетические переходы нуклонов, в частности, на внешней оболочке ядра. При этом, так же как на атомном уровне в кристаллах полупроводников, образуются квазичастицы и дырки. Эта теория хорошо подтверждается экспериментальными данными для низких возбужденных уровней, но требует учета более тонких взаимодействий в других случаях.

Для большинства тяжелых ядер с $A > 150$ квадрупольные моменты Q ядер чрезвычайно велики и отличаются от значений, предсказываемых оболочечной моделью, в 10–100 раз. Особенно четко это выражено у ядер с четными A и Z . В этом случае энергия E_I возбуждения уровня со спином I дается соотношением

$$E_I = \frac{\hbar^2 I(I+2)}{2J}, \quad (16)$$

где J – величина, практически не зависящая от I и имеющая размерность момента инерции. Спины возбужденных состояний при этом принимают, как показывает опыт, только четные значения (2, 4, 6 ...; нулевое значение отвечает основному состоянию).

Расчеты влияния квадрупольных взаимодействий и подтверждающие их экспериментальные данные послужили основанием для построения ротационной модели несферического ядра, впервые предложенной американским физиком Дж. Рейнуотером (1950 г.) и развитой в работах датского физика Н. Бора и американского физика Б. Моттельсона. Согласно этой модели, ядро представляет собой эллипсоид вращения. Его большая (a_1) и малая (a_2) полуоси выражаются через параметр деформации β ядра следующим образом:

$$\begin{cases} a_1 = \left(1 + \sqrt{\frac{5\beta}{4\pi}}\right) R, \\ a_2 = \left(1 - \sqrt{\frac{5\beta}{4\pi}}\right) R. \end{cases} \quad (17)$$

К настоящему времени проведены исследования деформаций большинства тяжелых ядер. В спектрах некоторых из них обнаружено несколько ротационных полос (например, у ядра ^{235}U найдено 9 полос). Ротационная модель несферических ядер позволяет описать ряд существенных свойств большой группы ядер. Вместе с тем эта модель не является последовательной теорией, выведенной из более общих принципов. Ее исходные положения постулированы в соответствии с эмпирическими данными о ядрах. В рамках этой модели не объяснен и сам факт возникновения ротационного спектра (или вращения ядра как целого).

Дальнейшее развитие теория атомного ядра получила после открытия явления сверхтекучести. Впервые на возможность сверхтекучести ядерной материи указал советский академик Н. Н. Боголюбов (1958 г.). Согласно этой теории, в ядрах происходит «спаривание» нуклонов, имеющих определенные наборы квантовых чисел, аналогично

спариванию электронов в сверхпроводниках. Величина энергии связи пары нуклонов (куперовской пары) для ядерной материи составляет 1–2 МэВ.

Наиболее яркое указание на сверхтекучесть ядерного вещества – отличие моментов инерции сильно несферических ядер от момента инерции твердого эллипсоида. Теория сверхтекучести ядерного вещества удовлетворительно объясняет как величины моментов инерции, так и их зависимость от параметра деформации. Теория предсказывает также скачкообразное возрастание значения J в данной ротационной полосе при некотором достаточно большом критическом спине ядра I . Это явление, аналогичное разрушению сверхпроводимости сильным магнитным полем, пока экспериментально не обнаружено.

Одной из наиболее поздних моделей атомного ядра является кластерная модель. Ее появление связано с открытием в 1984 г. двумя независимыми группами исследователей в Великобритании и СССР спонтанного испускания ядрами ^{223}Ra ядер ^{14}C , сопровождаемого выделением энергии 31,85 МэВ:



Впоследствии аналогичные распады были обнаружены у десятков тяжелых ядер, а сам новый распад был назван кластерным. Для его объяснения предположили, что в ядрах могут существовать короткоживущие кластеры размером от 2 до 16 нуклонов, которые имеют определенную, хотя и очень низкую (на 10–17 порядков ниже вероятности α -распада), вероятность выйти из материнского ядра (рис. 1). Для деления по этой схеме ядро должно оказаться существенно деформированным (параметр деформации примерно вдвое больше, чем в обычном состоянии). Кластер при этом должен находиться в состоянии с наименьшей энергией связи с ядром, а его образование должно быть энергетически выгодным.

Кластерная модель нашла достаточно широкое применение для описания низколежащих уровней легких ядер с четным числом протонов и нейтронов, что дает основание говорить, что эти состояния имеют α -кластерную структуру. Физическая причина возникновения такой структуры – хорошо известные в ядерной физике силы Майорана.

Для более тяжелых ядер кластерная модель объясняет некоторые свойства наиболее устойчивых к распаду магических ядер. А низкая вероятность кластерного распада объясняется необходимостью формирования кластера в определенном месте поверхности ядра, что подтверждается и теоретическими расчетами. При этом, в соответствии

с моделью, ядро может содержать одновременно значительное количество кластеров, постоянно разрушающихся и вновь образующихся, по всему объему. Эти образования предположительно представляют собой ядра ряда от ${}^2\text{H}$ до ${}^{16}\text{O}$. Чем тяжелее кластер, тем большую энергию он должен получить от ядра для выхода: для ${}^4\text{He}$ и ${}^{16}\text{O}$ средние энергии отделения отличаются в 6 раз.

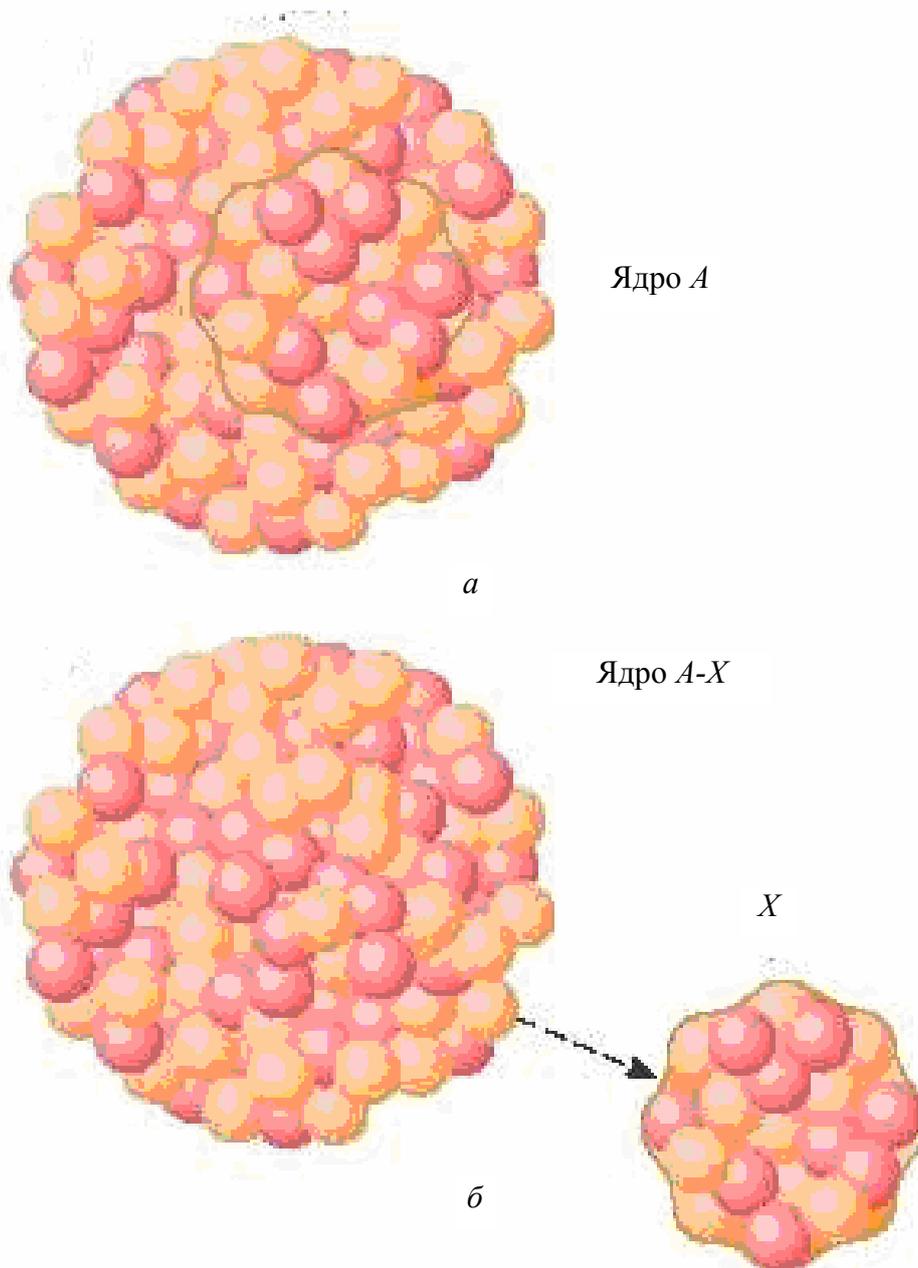


Рис. 1. Схема выхода кластера из атомного ядра:
a – кластер *X* находится внутри ядра *A*; *б* – кластер *X* вылетел из ядра

Рассмотренные выше модели позволяют описать главные свойства большинства ядер. Но они не достаточны для описания всех наблюдаемых свойств, особенно возбужденных состояний ядер. Так, для объяснения спектра коллективных возбуждений сферических ядер приходится дополнительно учитывать поверхностные и квадрупольные колебания жидкой капли (вибрационная модель). Для объяснения уникальных свойств некоторых ядер используются представления о «кластерной» структуре ядра. Например, предполагается, что ядро Li большую часть времени существует в виде дейтрона и α -частицы, вращающихся относительно центра масс ядра. Все модели атомного ядра в настоящее время играют роль рабочих гипотез. Последовательное же объяснение наиболее важных свойств ядер на прочной основе общих физических принципов и данных о взаимодействии нуклонов все еще остается нерешенной фундаментальной проблемой современной физики.

ТЕМА 2. ХИМИЯ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

2.1. Радиоактивный распад

В нестабильных элементах радиоактивный распад происходит спонтанно, т. е. представляет собой статистический процесс, не позволяющий точно предсказать момент распада конкретного ядра. Однако вероятность распада ядра можно определить. Она не зависит от температуры среды, по меньшей мере, в диапазоне обычных температур, давления, агрегатного состояния вещества и химических связей. Но присутствие источника ионизирующего излучения или даже изменение массы навески радиоактивного вещества могут сказаться на результатах весьма существенно. В последнее время появились сомнения и в «нейтральности» химических связей. Так, явление холодного синтеза, которое все еще нельзя считать доказанным окончательно, имеет право на дальнейшее изучение.

Статистика радиоактивного распада описывается распределением Пуассона. Именно из распределения Пуассона вытекает экспоненциальный закон радиоактивного распада, который описывают формулой следующего вида:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (19)$$

где $N(t)$ – число ядер данного изотопа в момент времени t , если в начальный момент их было N_0 . Параметр λ называют постоянной распада, характеризующей данный изотоп; λ является величиной, обратной времени, за которое число ядер данного изотопа уменьшается в e раз. Однако в прикладной ядерной физике принято оценивать радиоактивный процесс интуитивно более «образным» временем полураспада $T_{1/2}$, т. е. интервалом, в течение которого количество ядер данного изотопа уменьшается вдвое (распадается половина). Связь между этими двумя величинами очень проста:

$$T_{1/2} = \ln 2^{-\lambda} = 0,693\lambda^{-1}. \quad (20)$$

Среднее время жизни τ ядра связано с постоянной распада как обратная λ величина:

$$\tau = \lambda^{-1}. \quad (21)$$

Введем также величину активности A образца, определяемую как среднее количество ядер образца, распадающихся в единицу времени:

$$A(t) = N(t) \cdot \tau^{-1} = \lambda N(t). \quad (22)$$

Если дочернее ядро также оказывается нестабильным, то процесс каскадного распада (исходное ядро 1 превращается в ядро 2 с последующим его распадом на ядро 3) описывается системой дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t), \\ \frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t), \end{cases} \quad (23)$$

где $N_1(t)$ и $N_2(t)$ – количество ядер первого и второго типа в образце в момент времени t ; λ_1 и λ_2 – постоянные распада ядер 1 и 2 соответственно. Решением этой системы при начальных условиях $N_1(0) = N_{10}$; $N_2(0) = 0$ будет

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \\ N_2(t) = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \end{cases} \quad (24)$$

Если материнский изотоп живет дольше дочернего ($\tau_1 > \tau_2$ и $\lambda_1 < \lambda_2$), то достигается состояние радиоактивного (векового) равновесия. Это означает, что по истечении определенного времени отношение количеств радиоактивных атомов материнского и дочернего вещества, а следовательно, и отношение их скоростей распада становятся постоянным. Действительно, при достаточно большом t второй член в скобках выражения для N_2 делается пренебрежимо малым по сравнению с первым. Тогда

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t}. \quad (25)$$

И поскольку $N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$, то

$$\frac{N_1(t)}{N_2(t)} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1}, \quad (26)$$

а равновесное количество атомов дочернего вещества определяется выражением

$$N_{2, \text{равн}} = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (27)$$

Для активностей в этой ситуации можно записать

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2}, \quad (28)$$

т. е. отношение активностей материнских и дочерних ядер остается постоянным во времени.

Если же материнское вещество является более короткоживущим, чем дочернее, то такого равновесия в цепочке не наблюдается. По мере распада материнского вещества количество дочернего вещества сначала возрастает, затем проходит через максимум, после чего падает.

2.2. Виды радиоактивного распада

2.2.1. Альфа-распад

Схема альфа-распада выглядит следующим образом:



Ядро X называют материнским, а ядро Y – дочерним.

В настоящее время известно более 200 альфа-активных изотопов, большинство из которых принадлежит к тяжелым элементам с $Z > 92$. Однако и среди редкоземельных элементов с A в диапазоне от 140 до 160 единиц также встречаются альфа-активные ядра.

Пример альфа-распада сверхтяжелого ядра сиборгия показан на рис. 2.



Рис. 2. Альфа-распад ядра ${}^{263}\text{Sg}$

Энергии альфа-частиц, образующихся при распаде тяжелых ядер, лежат в диапазоне от 4 до 9 МэВ. Для редкоземельных элементов этот диапазон находится между 2,0 и 4,5 МэВ. Поскольку при альфа-распаде дочернее ядро образуется, как правило, в возбужденном состоянии, акт распада сопровождается испусканием гам-

ма-кванта или нескольких квантов, уносящих энергию возбуждения и переводящих ядро в основное состояние с минимумом потенциальной энергии. Поэтому в выражении для ядерной реакции над стрелкой или в конце, что правильнее, указывается значок гамма и, если необходимо, его энергия.

Теория альфа-распада впервые была предложена в 30-х гг. XX в. Георгием Гамовым и Эдвардом Теллером. В соответствии с современными воззрениями, основанными на кластерной модели ядра, альфа-частицы в радиоактивных ядрах существуют достаточно длительное время вблизи поверхности, где ядерное взаимодействие нуклонов минимально. При этом частицы располагаются в потенциальной яме, т. е. в области пространства, окруженной энергетическим потенциальным барьером (рис. 3).

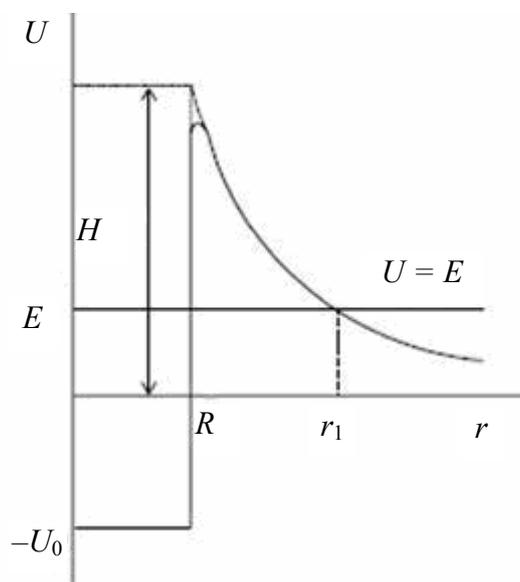


Рис. 3. Потенциальная яма для альфа-частиц в ядре:
 U – потенциальная энергия; U_0 – основной уровень; H – высота барьера;
 r – расстояние от центра ядра; E – начальная энергия альфа-частицы;
 R – радиус ядра; r_1 – расстояние отрыва частицы от ядра

Расчеты, основанные на представлениях классической физики (энергия частицы должна быть больше высоты барьера для его преодоления), приводили к столь высоким значениям требуемой энергии частиц, что альфа-распад был бы невозможен. Однако квантовая теория позволяет выход частиц из ямы путем проникновения сквозь барьер благодаря туннельному эффекту, что соответствует экспериментальным данным, показывающим, что кинетическая энергия альфа-частиц в 6–8 раз меньше высоты потенциального

барьера. При этом вероятность распада связана с параметрами ядра следующим образом:

$$\lambda \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^r \sqrt{2m(U(r) - E)} dr\right). \quad (30)$$

Так как энергия E частицы стоит в показателе экспоненты, то даже небольшие ее повышения или понижения приводят к сильному изменению вероятности распада ядра, а следовательно, и времени его жизни. Форма потенциального барьера $U(r)$ к настоящему времени точно не установлена. Но даже простые модели типа прямоугольного ящика или экспоненциальной стенки дают лучшее согласие с экспериментом, чем классический подход.

2.2.2. Бета-распад

Явление бета-распада первоначально связывали с испусканием только электрона, что вело к увеличению атомного номера нуклида на единицу без изменения атомной массы (превращение в ядро-изобар). Однако баланс реакции при этом нарушался. Для исправления ситуации в 1931 г. В. Паули ввел в реакцию гипотетическую частицу антинейтрино, компенсирующую изменение спина и энергии и практически не взаимодействующую с внешней средой. После этого реакция бета-распада приобрела следующий вид:



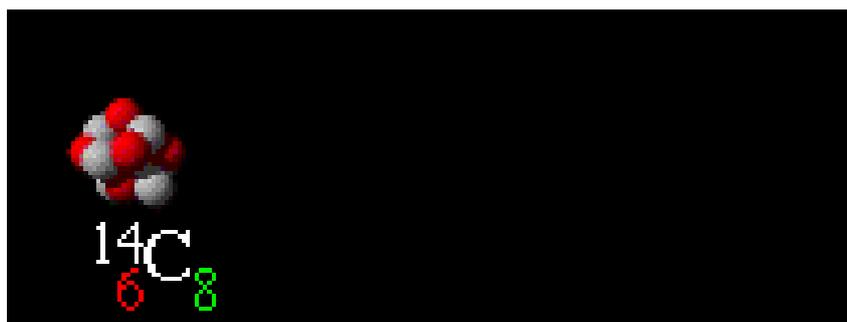
Позже было обнаружено, что возможен и бета-плюс-распад, при котором продуктами реакции являются позитрон и нейтрино:



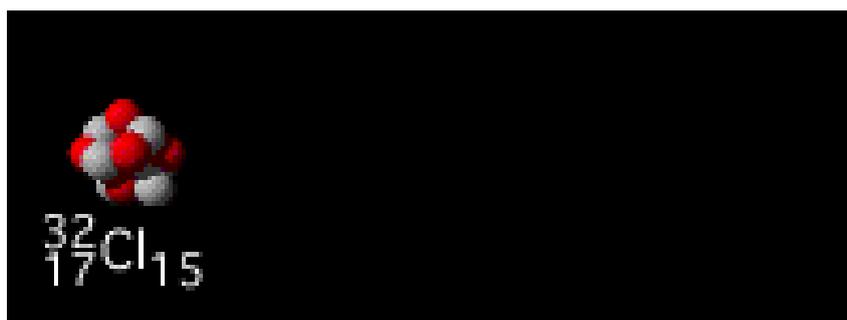
Еще один вид бета-распада получил название K -захват, поскольку в этой реакции ядро захватывает электрон с ближайшей к нему K -оболочки и превращается в элемент с меньшим на единицу атомным номером. K -захват сопровождается испусканием нейтрино.

Электронный захват, предсказанный теоретически Нобелевским лауреатом Хидеки Юкавой, был открыт в 1938 г. американским физиком и Нобелевским лауреатом Луисом Альваресом. Нейтрино удалось открыть экспериментально лишь в 1953 г. Ионизирующая способность этой частицы оказалась столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится приблизительно на 500 км пути.

Некоторые характерные примеры бета-распада представлены на рис. 4.



a



б



в

Рис. 4. Бета-распад изотопов:
a – ^{14}C ; *б* – ^{32}Cl ; *в* – ^{81}Rb

Теория β -распада была сформулирована в 1933 г. Э. Ферми, который использовал гипотезу В. Паули о рождении в β -распаде нейтральной частицы, имеющей близкую к нулю массу покоя и названной нейтрино ν . Ферми обнаружил, что β -распад обусловлен новым типом взаимодействия частиц в природе – слабым взаимодействием – и связан с процессами превращения в родительском ядре нейтрона в протон с испусканием электрона и антинейтрино (β^- -распад), протона в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино (β^+ -распад), а также с захватом протоном атомного электрона и испусканием нейтрино (электронный захват).

В 1934 г. Ферми заложил основы теории слабых взаимодействий. К 1958 г. эта теория была обобщена в универсальную четырех-фермионную теорию слабых взаимодействий, согласно которой элементарный процесс слабого взаимодействия представляет собой локальное взаимодействие четырех фермионов, т. е. частиц с полуцелыми спинами.

В настоящее время процессы как слабого, так и электромагнитного взаимодействия находят объяснение в новой теории – объединенной теории электрослабых взаимодействий. Согласно этой теории, слабое взаимодействие осуществляется путем обмена виртуальными промежуточными [бозонами](#). В теории Ферми предполагалось, что взаимодействие, которое приводит к бета-распаду, мало по сравнению с взаимодействием, которое формирует состояния ядра.

Энергии, выделяемые при β -распаде, варьируются от 0,02 МэВ в реакции распада тритона: ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 0,02 \text{ МэВ}$, до более 20 МэВ в распаде ядра лития: ${}^{11}\text{Li} \rightarrow {}^{11}\text{Be} + e^- + \bar{\nu} + 20,4 \text{ МэВ}$. Периоды полураспада также изменяются в широком диапазоне: от миллисекунд до 10^{16} лет.

При рассмотрении бета-активности особое место следует отвести явлению внутренней конверсии, в результате которого происходит испускание электрона, но не ядром, а атомом. Это явление – следствие того, что ядро в возбужденном состоянии с энергией E_i может перейти в состояние с меньшей энергией E_f , передав энергию $W_{if} = E_i - E_f$ одному из электронов атомной оболочки. В результате внутренней конверсии испускается электрон, энергия которого E_e определяется соотношением $E_e = W_{if} - E_{K, L, M \dots}$, где $E_{K, L, M \dots}$ – энергия связи электрона на оболочках K, L, M и т. д.

В процессе внутренней конверсии участвует виртуальный фотон (рис. 5).

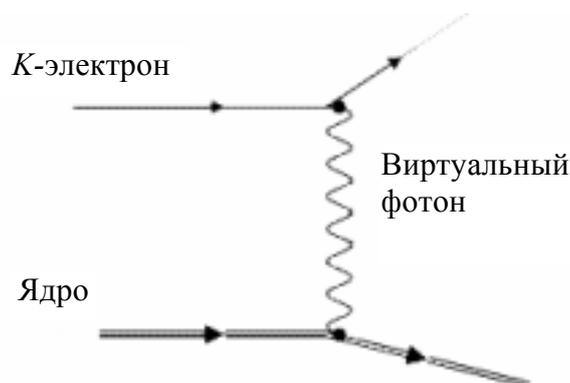


Рис. 5. Диаграмма Феймана для внутренней конверсии

Внутренняя конверсия – процесс, конкурирующий с γ -излучением. Конкуренция между γ -излучением и внутренней конверсией характеризуется полным коэффициентом внутренней конверсии α , который равен отношению вероятности испускания электрона N_e к вероятности испускания γ -кванта N_γ :

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots, \quad (33)$$

где $\alpha_K, \alpha_L, \alpha_M, \dots$ – парциальные коэффициенты внутренней конверсии для электронов K -, L -, M - ... оболочек.

Величина коэффициента внутренней конверсии сильно возрастает с увеличением мультипольности перехода и уменьшением его энергии, растет с увеличением заряда ядра (рис. 6).

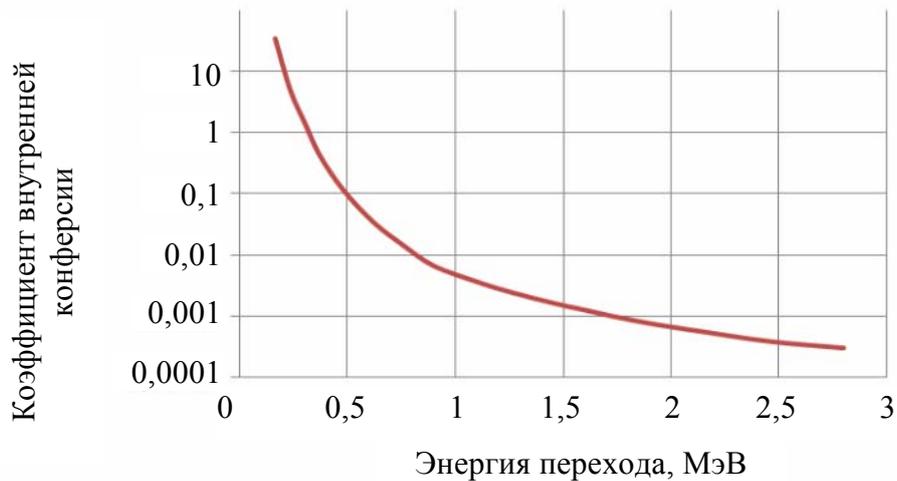


Рис. 6. Теоретически рассчитанные коэффициенты внутренней конверсии для атома циркония (электрический переход с мультипольностью 1)

В случае переходов без изменения спина (0-0-переходы) внутренняя конверсия – единственный способ снятия возбуждения ядра. Явление 0-0-перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин, равный нулю. Такая ситуация имеет место, например, в ядре ^{72}Ge , в котором основной и первый возбужденный уровни имеют характеристики 0^+ . Если ядро оказывается в первом возбужденном состоянии, оно не может перейти в основное состояние путем испускания гамма-кванта, т. к. реального фотона с нулевым моментом не существует. Но, оказывается, виртуальный гамма-квант с нулевым моментом и положительной четностью может существовать. И этот квант действительно обеспечивает снятие возбуждения ядра путем внутренней конверсии.

Процесс внутренней конверсии всегда сопровождается рентгеновским излучением, возникающим при переходе электронов с внешних оболочек атома на освободившиеся в результате конверсии состояния K -, L -, M - ... оболочек.

2.2.3. Энергетические спектры ионизирующего излучения

При альфа-распаде энергии материнского и дочернего ядер жестко детерминированы, поэтому энергетические спектры альфа-частиц и сопутствующих гамма-квантов представляют собой наборы узких линий.

При бета-распаде испускаются одновременно две частицы, а энергия и импульс распределяются между ними произвольно. Поэтому энергетический спектр бета-частиц, образующихся в реакциях распада, непрерывен и имеет вид экспоненты, ограниченной некоторой максимально возможной в данном распаде энергией, соответствующей нулевой энергии нейтрино. Средняя энергия бета-частиц принимается равной $1/3$ от максимальной.

При этом бета-распад ведет, как правило, к образованию дочернего ядра в возбужденном состоянии. Возбуждение, как и при альфа-распаде, снимается испусканием гамма-кванта. Энергетический спектр гамма-квантов будет при этом дискретным, поскольку соответствует энергетической структуре образовавшегося ядра. В этой связи определение типа и активности бета-активных ядер часто ведут именно по спектрам и интенсивности образующегося γ -излучения.

Экспериментально измеренные спектры распадов существенно отличаются от действительных или рассчитанных теоретически. При этом наблюдаются уширенные спектральные полосы, ширина которых определяется свойствами применяемых детекторов ионизирующего излучения. Наблюдаемая ширина линий (энергетическое разрешение детектора) составляет от 1–2% (от средней энергии, соответствующей данной линии) для полупроводниковых детекторов глубокого охлаждения до 10–15% для сцинтилляционных детекторов. Детекторы с большими значениями разрешения в спектроскопических целях не используют.

2.2.4. Иные виды распадов

В природе наблюдаются и иные виды излучения. Например, испускание нейтронов отмечается для тяжелых ядер, таких как уран или плутоний. При искусственно вызванном делении таких ядер могут образовываться и разнообразные осколки деления, представляющие собой ядра легких изотопов. Деление ядра на легкие осколки сопровож-

дается испусканием нескольких нейтронов. Энергетический спектр нейтронов зависит от типа ядерной реакции, но, как правило, он непрерывен.

В ядерных реакциях с участием частиц высоких энергий наблюдаются все элементарные частицы. Однако изучение этих реакций относится к специальному разделу ядерной физики – физике частиц и высоких энергий. Выше, в рамках кластерной модели ядра, указывалось и на обнаружение распада некоторых ядер с испусканием тяжелых частиц, вплоть до ядер кислорода. Несмотря на низкую вероятность такого распада и его возможность лишь для ограниченного числа ядер, его изучение позволяет лучше понять некоторые фундаментальные особенности законов микромира.

2.3. Природная радиоактивность

Существует природный радиоактивный фон, который обусловлен не только наличием урана или других тяжелых ядер. Его создают («фонят») химические элементы, которые находятся в середине периодической системы и входят в состав веществ, с которыми мы сталкиваемся каждодневно. Например, кальций. В 100 г кальция содержится 180 мг изотопа с массовым числом 48, который β -радиоактивен с периодом полураспада $1,6 \cdot 10^{17}$ лет. Кальций входит в состав мела или бетона. В нашем организме его также достаточно.

Еще один интересный факт: изотоп золота-197 тоже является радиоактивным. Правда, это происходит довольно редко, ведь период полураспада здесь $3 \cdot 10^{16}$ лет, а превращается золото в еще более дорогой иридий.

Самым тяжелым элементом, который встречается в природе, считается уран. Но есть информация, что в урановых рудах в незначительных количествах обнаружены ^{237}Np , ^{239}Np и ^{239}Pu , которые образуются в результате реакции урана с нейтронами. Источниками последних принято считать космическое излучение, однако нельзя исключать и вклад нейтронов, образующихся в результате спонтанного деления ядер урана в природной руде.

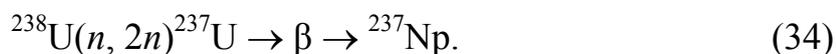
2.4. Радиоактивные семейства (ряды)

Радиоактивные ряды, или семейства, представляют собой группы генетически связанных радиоактивных изотопов, в которых каждый последующий изотоп возникает в результате α - или β -распада

предыдущего. Каждый ряд имеет родоначальника – изотоп с наибольшим периодом полураспада $T_{1/2}$. Завершают ряд стабильные изотопы.

Если ядро испускает α -частицу, его заряд (Z) уменьшается на 2, а массовое число (A) – на 4. При испускании β -частицы Z увеличивается на 1, а A не изменяется. Следовательно, в каждом ряду массовые числа изотопов могут быть одинаковыми или различаться на число, кратное 4. Если значения массовых чисел членов данного ряда делятся на 4 без остатка, то такие массовые числа можно выразить общей формулой $4n$ (где n – некоторое целое число); в тех случаях, когда при делении на 4 в остатке будет 1, 2 или 3, общие формулы для массовых чисел можно записать как $(4n + 1)$, $(4n + 2)$ или $(4n + 3)$. Очевидно, что любое ядро будет удовлетворять одной и только одной из этих формул.

Легкие нестабильные ядра образуют очень короткие ряды, поэтому их в качестве родоначальников рядов обычно не рассматривают. В этой связи родоначальниками радиоактивных рядов считают тяжелые изотопы из группы актиноидов. В природе существуют ряды тория, актино-урана и уран-радия (естественные ряды). Это связано с тем, что периоды полураспада ^{232}Th ($T_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10}$ лет), ^{235}U ($T_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ лет) и ^{238}U ($T_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9$ лет) соизмеримы с возрастом Земли (несколько миллиардов лет), и эти изотопы еще не успели полностью распасться. Заканчиваются естественные радиоактивные ряды изотопами свинца ^{208}Pb , ^{207}Pb и ^{206}Pb . Четвертый ряд должен начинаться с изотопа нептуния-237. Но из-за малого периода полураспада ($2,14 \cdot 10^6$ лет) этот изотоп исчез на Земле, как и все члены его семейства, за исключением последнего – практически стабильного изотопа висмута-209. Однако это семейство было искусственно получено еще в 20-х гг. XX в., а в настоящее время его можно обнаружить и в природе как результат ядерных превращений урана-238 под действием нейтронов по схеме

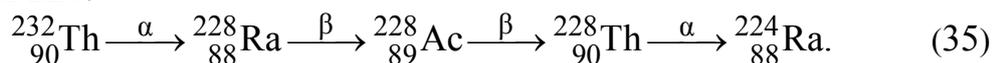


На самом деле нептуниевый ряд начинается вовсе не с нептуния, а с кюрия. Ряд назван нептуниевым из-за того, что ^{237}Np в нем – наиболее долгоживущий элемент, а предшествующие ему материнские нуклиды сравнительно быстро распадаются (период полураспада истинного родоначальника ряда – кюрия, ^{241}Cm , – всего 32,8 дня). В состав семейства нептуния входят изотопы урана, тория, протактиния, таллия, свинца, полония, а также изотопы почти не известных в природе элементов – нептуния, плутония, америция, франция и астата.

Некоторые члены естественных радиоактивных рядов имеют специальные названия и символы. Например, изотоп ^{230}Th называется ионием (символ Io); ^{214}Po – радием-це-штрих (RaC'), а ^{228}Ra – мезотериум-один (MsTh_1). Эти названия возникли исторически еще до появления понятия об изотопах.

Отдельные изотопы распадаются не по одному пути (α - или β -распад), а по двум. Ядра таких изотопов в одних случаях испускают α -частицы, в других – β -частицы. Например, ^{212}Bi в ряду актино-урана в 33,7% случаев претерпевает α -распад, а в 66,3% случаев – β -распад.

Во всех природных семействах встречается такая последовательность типов распада, при которой за одним α -распадом следуют два β -распада или наоборот. Альфа-распад уменьшает заряд ядра на две единицы, два последующих β -распада увеличивают заряд на две единицы. Появляется новый изотоп первоначального элемента. Например, в цепочке распада тория-232 появляется торий-228, а образующийся на первом этапе распада радий-228 в дальнейшем превращается в радий-224:



Полные схемы распадов в радиоактивных семействах приведены в Приложении 3.

ТЕМА 3. РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗОТОПЫ

3.1. Нестабильность

Окружающий нас мир состоит из 92 химических элементов естественного происхождения, от самого легкого – водорода до самого тяжелого – урана. Они существуют на Земле независимо от нашей деятельности. Это значит, что время их жизни больше, чем возраст нашей планеты. Гипотетически возможны элементы с атомными номерами до 170. Однако граница их существования намечается значительно раньше. Причина – нестабильность ядра.

На карте (рис. 7) представлено 287 стабильных изотопов 92 химических элементов. Они образуют узкий остров, который окружен морем нестабильных изотопов, испытывающих различные виды радиоактивного распада.

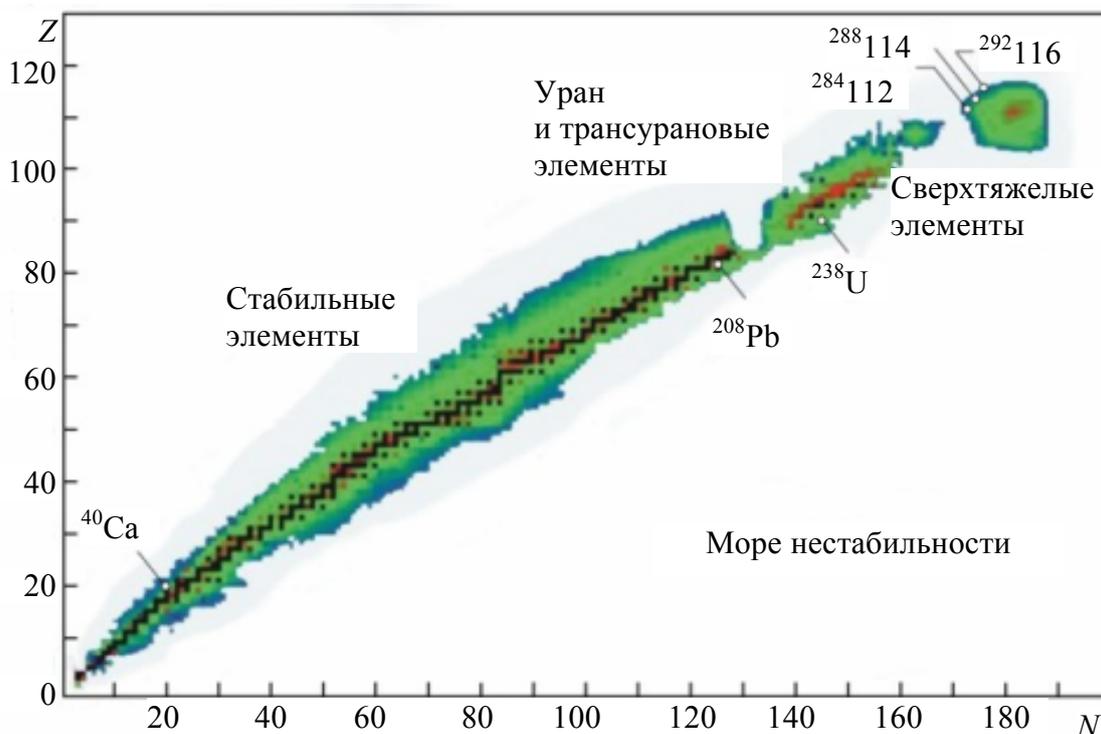


Рис. 7. Область стабильности изотопов

По мере удаления от берегов время жизни изотопов уменьшается до предела, когда ядро не может существовать как нечто целое (время жизни порядка 10^{-22} с). В этих границах число радиоактивных ядер около 5000. Среди них с позиций ядерной физики наибольший интерес представляют легкие ядра с большим избытком нейтронов (так на-

зываемые нейтронные капли) и сверхтяжелые элементы (СТЭ), среди которых ожидается появление «островов» стабильности. Вот к этим островам и стремились исследователи-ядерщики разных стран в течение последних 40 лет.

Когда мы по карте изотопов продвигаемся за уран, время жизни ядер резко сокращается: от урана ($Z = 92$) до фермия ($Z = 100$) оно падает на 20 с лишним порядков. В области самых тяжелых элементов спонтанное деление становится основным видом распада. Этот тип радиоактивности был открыт К. А. Петржаком и Г. Н. Флеровым 60 лет назад как редкая разновидность распада урана. Предсказали это явление Н. Бор и Дж. Уилер в 1939 г. Согласно разработанной ими модели жидкой капли, какой представлялось ядро, предел стабильности ядер ожидался для элементов с $Z = 104-106$. Эта модель была доминирующей в ядерной физике более 20 лет.

Среди наблюдающихся в природе все изотопы с атомным номером более 83 (висмут) радиоактивны и принадлежат к так называемым радиоактивным семействам (см. раздел 2.4 и Приложение 2).

Однако мы начнем рассмотрение нестабильных изотопов с имеющих в настоящее время наибольшее практическое значение.

3.2. Изотопы цезия

3.2.1. Физико-химические свойства цезия

Цезий (лат. *caesium*), Cs, – химический элемент I (Ia) группы периодической системы. Атомный номер 55, относительная атомная масса 132,9054. Энергия первой ионизации 3,894 эВ. Радиус атома 267 пм, иона – 165 пм. Работа выхода электрона 1,81 эВ.

Температура плавления составляет 28,4°C, кипения – 6700°C. Плотность 1,9 г/см³. Обладает низкими механическими свойствами.

По внешнему виду это золотисто-желтый металл. Электроотрицательность 0,7. Степень окисления +1.

Его содержание в земной коре составляет $3,7 \cdot 10^{-4}\%$, в почве несколько ниже – $5 \cdot 10^{-5}\%$, в живой фитомассе – только $6 \cdot 10^{-6}\%$.

В природном цезии присутствует только стабильный изотоп ¹³³Cs. Известно 33 радиоактивных изотопа цезия с массовыми числами от 114 до 148. В большинстве случаев они недолговечны. Однако три из них распадаются не так быстро – это ¹³⁴Cs, ¹³⁷Cs и ¹³⁵Cs с периодами полураспада 2 года, 30 лет и $3 \cdot 10^6$ лет. Все три изотопа образуются при распаде урана, тория и плутония в атомных реакторах или в ходе испытаний ядерного оружия.

3.2.2. История

В 1846 г. на о. Эльба в Тирренском море был открыт силикат цезия – поллуцит. Неизвестный в то время цезий был принят за калий. Однако химический анализ показывал нехватку около 7% атомов металла. Эта загадка была разрешена только в 1861 г. – через 2 года после открытия спектрального метода анализа немецкими учеными Робертом Бунзеном и Густавом Кирхгоффом. Цезий стал первым из элементов, открытых методом атомной спектроскопии. Его название соответствует цвету наиболее ярких линий в спектре (от лат. *caesius* – небесно-голубой).

Однако выделить металлический цезий в чистом виде удалось лишь через 20 лет шведскому химику К. Сеттербергу электролизом расплава смеси цианидов цезия и бария.

3.2.3. Радиоактивный цезий

Наиболее практически важными радиоактивными изотопами являются изотопы цезия с массовыми числами 137 (период полураспада 30 лет) и 134 (2 года). Последний в настоящее время не наблюдается. На рис. 8 приведена схема распада изотопа ^{137}Cs .

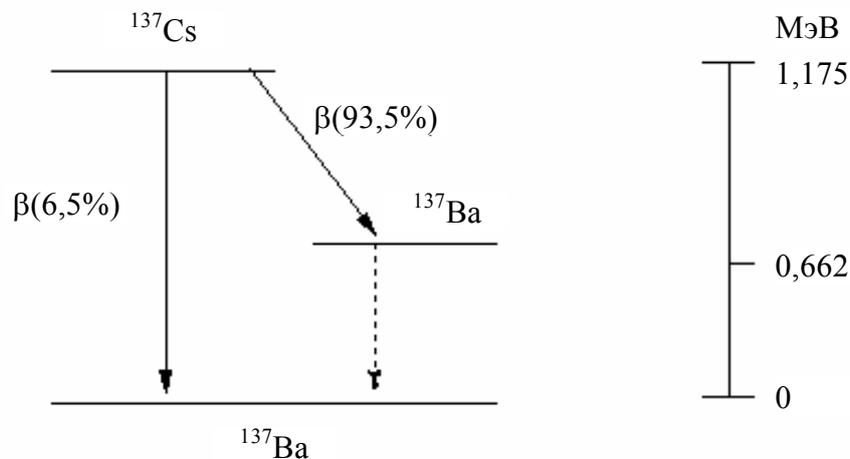


Рис. 8. Схема распада ^{137}Cs

Основным источником цезия-137 являются выпадения после ядерных испытаний, которые все еще значительны, и выбросы предприятий атомной промышленности. Цезиевые руды опасности не представляют, поскольку в них нет радионуклидов.

Основной путь получения цезия-137 – деление ядер урана и плутония: вероятность канала до 30%. В среднем на 100 ядер урана в реакторах образуется 6% ^{137}Cs .

Период полураспада метастабильного ядра ^{137}Ba – 2,55 мин, что позволяет вести измерение цезия по гамма-излучению ^{137}Ba . Энергия бета-частиц составляет 171 кэВ, что с точки зрения радиационных измерений менее удобно.

Содержание цезия-137 в продуктах ядерного деления (ПЯД) показано в табл. 3 для периодов работы вплоть до 10 лет.

Таблица 3

Накопление изотопа ^{137}Cs в ядерном реакторе

Возраст ПЯД	1 ч	5 ч	1 сут	2 сут	5 сут	10 сут	30 сут	5 мес	1 год	5 лет	10 лет
Масса ^{137}Cs , %	$4,1 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	0,002	0,004	0,01	0,02	0,07	0,44	2,0	18,2	31,6

3.2.4. Источники ^{137}Cs

Испытание ядерного оружия – один из наиболее значимых источников радиоактивного загрязнения планеты, в том числе ^{137}Cs . К началу 1981 г. суммарная активность поступившего в окружающую среду ^{137}Cs достигла 960 ПБк. Плотность загрязнения в Северном и Южном полушариях и в среднем на земном шаре составляла соответственно 3,42; 0,86 и 3,14 кБк/м², а на территории бывшего СССР в среднем – 3,4 кБк/м².

В ядерных реакторах в процессе их эксплуатации накапливаются продукты деления (фиссиум) и трансурановые элементы, суммарная активность которых огромна. Среди радионуклидов фиссиума радионуклиды цезия занимают значительное место. На 1 МВт электрической мощности за год образуется столько этого радионуклида, что его активность составляет 130 ТБк (Т, тера – 10^{12}). Суммарное накопление нуклида в реакторах всего мира (в пересчете на активность) к концу столетия достигнет 900 ЭБк (Э, экса – 10^{18}), что примерно в тысячу раз больше количества радионуклидов, поступивших во внешнюю среду при ядерных взрывах.

Чрезвычайно сложные ситуации возникают после аварий, когда во внешнюю среду поступает огромное количество радионуклидов и загрязнению подвергаются большие территории. Например, при аварии на Южном Урале в 1957 г. произошел тепловой взрыв хранилища радиоактивных отходов, и в атмосферу поступили радионуклиды с суммарной активностью 74 ПБк, в том числе 0,2 ПБк ^{137}Cs . При пожаре на радиохимическом заводе в Уинденейле (Великобритания) в 1957 г. произошел выброс 12 ПБк радионуклидов, из них 46 ТБк ^{137}Cs . Технологический сброс радиоактивных отходов предприятия «Маяк» на

Южном Урале в р. Течу в 1950 г. составил 102 ПБк, в том числе 12,4 ПБк ^{137}Cs . Ветровой вынос радионуклидов из поймы оз. Карачай на Южном Урале в 1967 г. составил 30 ТБк. На долю ^{137}Cs пришлось 0,4 ТБк. Настоящей катастрофой стала авария на ЧАЭС в 1986 г.: из разрушенного реактора было выброшено 1850 ПБк радионуклидов, при этом на долю радиоактивного цезия пришлось 270 ПБк. Распространение радионуклидов приняло планетарные масштабы. В Украине, Беларуси и Центральном экономическом районе Российской Федерации выпало более половины общего количества радионуклидов, осевших на территории СНГ. Известны случаи загрязнения внешней среды в результате небрежного хранения источников радиоактивного цезия для медицинских и технологических целей.

3.2.5. Миграция ^{137}Cs

Цезий легко мигрирует во внешней среде, чему способствуют два обстоятельства. Во-первых, ^{137}Cs – конечный продукт цепочки распадов



в которой йод и ксенон присутствуют в газовой фазе. Во-вторых, при всех (кроме подземных) ядерных взрывах и аварийных выбросах предприятий атомной энергетики выпадения содержат цезий в хорошо растворимой форме, что имеет принципиальное значение в процессах его миграции. При наземных взрывах на силикатных почво-грунтах образуются слаборастворимые частицы. Содержание радионуклида в атмосферных осадках при ядерных взрывах в слаборастворимой форме колебалось в широких пределах – 3,3–82,4%.

Выпавший на поверхность земли цезий перемещается в горизонтальном и вертикальном направлениях. Горизонтальная миграция происходит при ветровой эрозии почв, смывании осадками в низменные участки. Скорость миграции зависит от гидрометеорологических факторов, рельефа местности, вида почв и растительности и физико-химических свойств нуклида.

Вертикальный перенос идет с фильтрационными токами воды и связан с деятельностью почвенных животных и микроорганизмов, выносом из корнеобитаемого слоя почвы в наземные части растений и др. Подвижность и биологическая доступность нуклида со временем снижаются в результате его перехода в «слабообменное» состояние.

В первые годы после выпадения цезий в основном содержится в верхнем, 5–10-сантиметровом, слое почвы независимо от ее вида.

Удержание нуклида происходит благодаря высокому содержанию в верхнем слое мелкодисперсных фракций (особенно глинистых) и органических веществ, повышающих сорбционные свойства почвы. Проникновение радиоактивного цезия на глубину 30–50 см занимает десятки лет, однако перераспределение его по профилю почвы может произойти и быстрее – в результате сельскохозяйственной деятельности. В этом случае нуклид относительно равномерно рассредоточивается в пределах всего пахотного слоя.

Движение ^{137}Cs по пищевым цепочкам начинается с растений, куда нуклид попадает при радиоактивных выпадениях либо косвенно – через листья, стебли и корневую систему с пылью и водой. Уровни поверхностного загрязнения растений определяются их особенностями и физико-химическими свойствами аэрозолей. Особенно высокое содержание радионуклидов отмечено у лишайников, чая и хвойных деревьев. Аэрозольный цезий более всего накапливается в капусте, далее по убыванию – свекле, картофеле, пшенице и травянистой растительности. Со временем уровень содержания цезия снижается из-за прямых потерь (дождь и ветер) и прироста биомассы: примерно вдвое в течение двух недель.

Основной источник поступления цезия в организм человека – загрязненные нуклидом продукты питания животного происхождения. Содержание радиоактивного цезия в литре коровьего молока достигает 0,8–1,1% от суточного поступления нуклида, козьего и овечьего – 10–20%. Однако в основном он накапливается в мышечной ткани животных: в 1 кг мяса коров, овец, свиней и кур содержится соответственно 4, 8, 20 и 26% от суточного поступления цезия. В белок куриных яиц его попадает меньше – 1,8–2,1%. В еще больших количествах цезий накапливается в мышечных тканях гидробионтов: активность 1 кг пресноводных рыб может превышать активность 1 л воды более чем в 1000 раз (у морских – ниже).

Основным источником радиоактивного цезия для населения Беларуси до чернобыльской аварии были молочные и зерновые продукты, а после аварии – молочные и мясные. В странах Европы и США цезий поступает в основном с молочными и мясными продуктами и меньше – с зерновыми и овощными.

Опасным источником радионуклидов являются грибы, которые сорбируют их очень интенсивно, и болотные растения, например клюква. Эти продукты следует употреблять в пищу только после радиационного контроля.

3.3. Калий-40

3.3.1. Физические свойства калия

Калий – серебристое вещество с характерным блеском на свежесформированной поверхности (рис. 9). Очень легкий и легкоплавкий. Относительно хорошо растворяется в ртути, образуя амальгамы. Будучи внесенным в пламя горелки, калий (а также его соединения) окрашивает пламя в характерный розово-фиолетовый цвет. Калий, как и другие щелочные металлы, бурно реагирует с водой. Этот металл хорошо горит на воздухе.

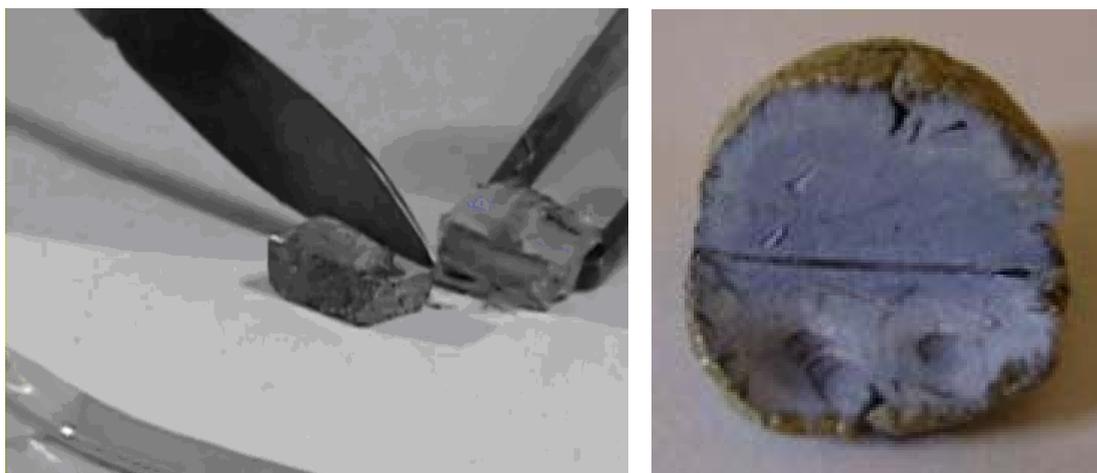


Рис. 9. Свежий срез металлического калия

Средняя атомная масса калия составляет 39,0983 а. е. м. Радиус атома равен 235 пм, а иона – только 133 пм. Калий легче воды, его плотность лишь 0,856 г/см³.

В теле взрослого человека в среднем содержится 140 г калия, его суточное потребление составляет примерно 2,5 г.

В природном калии 3 изотопа: ³⁹K и ⁴¹K – стабильные, ⁴⁰K – радиоактивный с периодом полураспада 1,26 млрд. лет.

³⁹K составляет основную массу элемента – 93,26%, следом за ним – ⁴¹K (6,73%). Вклад ⁴⁰K составляет всего лишь 0,0118%.

Радиационная активность калия в организме – 55 Бк/кг, что дает до 4000 распадов в секунду. Имеется корреляция между содержанием калия-40 в окружающей среде и продолжительностью жизни. Поэтому его иногда называют одним из главных виновников недостигающей максимально возможной продолжительности жизни человека. Доза внутреннего облучения составляет 15–20 мР/год, внешнего – 10 мР/год.

3.3.2. Биологическая роль

Калий – важнейший биогенный элемент, особенно в растительном мире. При недостатке калия в почве растения развиваются очень плохо, уменьшается урожай.

В организме человека калий регулирует водный баланс, нормализует ритм сердца, влияет на работу нервных и мышечных клеток, улучшает снабжение мозга кислородом, помогает избавляться от шлаков, действует как иммуномодулятор, способствует снижению давления крови и помогает при лечении аллергии.

Нормы содержания калия для взрослого человека 3,5–5,5 ммоль/л.

При переизбытке калия развивается гиперкалиемия, а при недостатке – гипокалиемия.

3.3.3. Схема распада

^{40}K относится к нестабильным ядрам, для которых возможно несколько каналов распада. В данном случае наблюдаются все три вида бета-распада, приведенные в табл. 4.

Таблица 4

Каналы распада ядра ^{40}K

Вид распада	Ядерная реакция	Вероятность реакции, %	ΔE , МэВ
β^-	$^{40}_{19}\text{K} \rightarrow ^{40}_{20}\text{Ca} + e^- + \nu_e$	89,3	1312
β^+	$^{40}_{19}\text{K} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar} + e^+ + \nu_p$	0,001	1505
K -захват	$^{40}_{19}\text{K} + e^-_{\text{atomic}} \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar}^* + \nu_e$ ($^{40}_{18}\text{Ar}^* \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar} + \gamma$)	10,7	1505 (1461)

При измерении активности образцов, содержащих ^{40}K , используют бета- или гамма-радиометры.

3.3.4. История происхождения названия

Соединения калия использовались с давних времен. Так, производство поташа существовало уже в XI в.

В 1807 г. английский химик Гэмфри Дэви электролизом твердого едкого кали (KOH) выделил калий и назвал его «потассий» (лат. *potassium*; это название до сих пор употребляется в английском, французском, испанском, португальском языках). В 1809 г. Л. В. Гильберт предложил название «калий» (лат. *kalium*, от араб. *аль-кали* – поташ). Это название вошло в немецкий язык, оттуда – в большинство языков Северной и Восточной Европы (в том числе русский) и «победило» при выборе символа для этого элемента – K.

3.4. Рубидий

я

3.4.1. Физические свойства

Рубидий (лат. *rubidium*), Rb, – химический элемент I группы периодической системы Менделеева, атомный номер 37; щелочной металл серебристо-белого цвета. Природный рубидий представляет собой смесь двух изотопов: стабильного ^{85}Rb (72,15%) и слаборадиоактивного ^{87}Rb (период полураспада $T_{1/2} = 4,8 \cdot 10^{10}$ лет). При β -распаде ^{87}Rb образуется стабильный ^{87}Sr . Определение содержания ^{87}Sr и рубидия в горных породах и минералах (стронциевый метод) дает возможность надежно установить их геологический возраст.

В земной коре рубидия содержится $1,5 \cdot 10^{-2}\%$ по массе, т. е. больше, чем Cu, Pb, Zn. Но он не образует собственных минералов, поэтому добыча его сложна. Воды морей и океанов содержат от $1,0 \cdot 10^{-5}$ до $2,1 \cdot 10^{-5}\%$ рубидия.

Атомная масса рубидия равна 85,4678 а. е. м. Радиус атома несколько больше, чем у калия, и составляет 248 пм, тогда как радиус иона (+1e) – 147 пм. Плотность рубидия почти вдвое больше, чем у калия, и достигает $1,532 \text{ г/см}^3$.

3.4.2. История открытия

Авторы открытия спектрального анализа – Бунзен и Кирхгофф – немедленно применили этот метод при химическом анализе минералов. После открытия цезия они заинтересовались минералом лепидолитом и выделили с помощью хлорплатиновой кислоты (H_2PtCl_6) двойные хлорплатинаты калия, цезия и рубидия. Поскольку калийные соли лучше растворяются в воде, чем рубидиевые и цезиевые, это помогло отделить последние от калиевых солей. При спектроскопическом анализе остатка после удаления калия обнаружили две новые красные линии. Бунзен и Кирхгофф правильно отнесли их к новому металлу, который назвали рубидием (лат. *rubidus* – красный) из-за цвета его спектральных линий. Получить рубидий в виде металла Бунзену удалось в 1863 г.

3.4.3. Применение рубидия

Применение рубидия многообразно, и, несмотря на то, что по ряду областей применения он уступает своими важнейшими физическими характеристиками цезию, этот редкий щелочной металл играет важную роль в современной технологии. Можно отметить следующие области применения рубидия: катализ, электронная промышленность,

специальная оптика, атомная промышленность, медицина. Важной его характеристикой является невысокая энергия ионизации – 4,17 эВ, что больше, чем у цезия, но все же делает рубидий привлекательным для изготовления фоточувствительных приборов.

Изотоп рубидий-86 широко используется в гамма-дефектоскопии, измерительной технике, а также при стерилизации ряда важных лекарств и пищевых продуктов. Рубидий и его сплавы с цезием – это весьма перспективный теплоноситель и рабочая среда для высокотемпературных турбоагрегатов.

Рубидий используется в органическом и неорганическом синтезе. Каталитическая активность рубидия применяется для переработки нефти. Ацетат рубидия используют для синтеза метанола и высших спиртов из водяного газа, что актуально для подземной газификации угля и производства искусственного жидкого топлива. Ряд сплавов рубидия с теллуром обладают более высокой чувствительностью в ультрафиолетовой области спектра, чем соединения цезия. Рубидий входит в состав специальных высокоэффективных смазочных композиций (сплавов) в вакууме (ракетная и космическая техника).

3.4.4. Биологическая роль рубидия

Биологически рубидий относят к малоизученным микроэлементам. Он, как и цезий, поступает в организм в основном с пищей. Установлено их постоянное наличие в организме. Однако до сих пор эти элементы не считаются биотическими.

Рубидий и цезий найдены во всех исследованных органах млекопитающих и человека. Поступая в организм с пищей, они быстро всасываются из желудочно-кишечного тракта в кровь. Средний уровень рубидия в крови составляет 2,3–2,7 мг/л, причем его концентрация в эритроцитах почти в три раза выше, чем в плазме.

Установлено аденоблолирующее и симпатомиметическое действие солей цезия и рубидия на центральные и периферические адренореактивные структуры, которое особенно ярко выражено при подавлении тонуса симпатического отдела центральной нервной системы и дефиците катехоламинов. Солям этих металлов свойственен, главным образом, бета-адреностимулирующий эффект.

Соли рубидия и цезия оказывают влияние на неспецифические показатели иммунобиологической резистентности.

Однако подозревают, что ^{87}Rb , как и ^{137}Cs , является ионизационным поражающим фактором, приводящим к преждевременным смертям.

Ежедневно в организм человека с пищей поступает 1,5–4,0 мг рубидия. Большая часть (около 40%) попадает в организм с чаем и кофе. Так, в черном чае содержится порядка 100 мг/кг рубидия. Также рубидий может поступать в организм человека с питьевой водой, особенно в тех районах, которые расположены на гнейсах и гранитах. По некоторым оценкам, минимальная ежедневная потребность человека в рубидии составляет 0,1 мг, а всего в теле человека содержится около 1 г рубидия.

При пероральном поступлении рубидия в организм его можно обнаружить в крови через 60–90 мин. Рубидий находится в связанном с эритроцитами состоянии, его концентрация в эритроцитах значительно выше, чем в плазме. В желудочно-кишечный тракт всасывается более 80% рубидия. Транспортные механизмы клеток человека и животных не различают ионы рубидия и калия, поэтому эти ионы могут конкурировать между собой. После всасывания рубидий накапливается в головном мозге и скелетной мускулатуре. Он также может накапливаться в плаценте. Концентрация рубидия в костях составляет 26,7 мкг/г, яичниках – 20 мкг/г, легких – 9,2 мкг/г, мягких тканях – около 7,8 мкг/г.

Рубидий выводится из организма в основном с мочой (до 70%). Предполагаемая потребность млекопитающих в рубидии составляет 0,3–0,4 мг в день, а человека – 0,1 мг в день и меньше. Взрослый человек, находящийся на смешанной диете, потребляет в день около 1,7 мг рубидия, что, к примеру, значительно превышает потребление йода, селена, хрома, молибдена и никеля.

В XIX в., в связи со своим нейротропным действием, основанным на конкурентном взаимодействии с ионами калия, соли рубидия использовались для укрепления нервной системы, а позже и как противоэпилептическое и гипнотическое средство.

Содержание рубидия ниже 250 мкг/кг в корме у подопытных животных может приводить к задержке внутриутробного развития, абортam и преждевременным родам.

Поступление рубидия с кормом в количестве более 200 мг в день не вызывает у животных токсического эффекта, тогда как прием 1000 мг рубидия значительно угнетает рост и развитие, снижает продолжительность жизни.

3.5. Стронций

я

3.5.1. Физические свойства

Стронций (лат. *strontium*), Sr, – химический элемент с атомным номером 38. Очень химически активен и на воздухе быстро окисляется.

Элемент обнаружили в минерале стронцианите, найденном в 1764 г. в свинцовом руднике близ шотландской деревни Строншиан, откуда и название элемента. Правда, присутствие в этом минерале оксида нового металла было установлено почти через 30 лет Уильямом Крюикшенком и Адером Кроуфордом.

Содержание стронция в земной коре составляет 0,384%, он входит в состав 40 минералов. Из них наиболее важные – целестин (SrSO_4) и стронцианит (SrCO_3), имеющие промышленное значение. Стронций также содержится в морской воде (0,1 мг/л) и в почве (0,035%).

В природе стронций встречается в виде смеси 4 стабильных изотопов: ^{84}Sr (0,56%), ^{86}Sr (9,86%), ^{87}Sr (7,02%), ^{88}Sr (82,56%).

Этот металл серебристо-белого цвета, не тяжелый (плотность $2,6 \text{ г/см}^3$), довольно мягкий, плавящийся при 770°C . По химическим свойствам он типичный представитель семейства щелочноземельных металлов.

Радиоактивный стронций в значительных количествах образуется при ядерных взрывах, а также в ядерных реакторах, где он является одним из наиболее вероятных продуктов деления ядер урана.

3.5.2. Применение стронция

Радиоактивный стронций нашел применение в качестве изотопного индикатора при исследовании кинетики различных процессов. Именно этим методом в опытах с животными установили, как ведет себя стронций в живом организме: где преимущественно локализуется, каким образом участвует в обмене веществ. Тот же изотоп применяют в качестве источника излучения при лучевой терапии. Аппликаторами со стронцием-90 пользуются при лечении глазных и кожных болезней. Препараты стронция-90 применяют также в дефектоскопах, в устройствах для борьбы со статическим электричеством, в некоторых исследовательских приборах, в атомных батареях.

3.5.3. Биологическая роль стронция

Стабильные изотопы стронция играют незначительную биологическую роль. При дефиците кальция и витамина Д, неполноценном питании, нарушении соотношения микроэлементов, таких как барий, молибден, селен и др., недостаток стронция может вызывать у детей «стронциевый рахит», поражение и деформацию суставов, задержку роста.

Наиболее важный из нестабильных изотопов ^{90}Sr откладывается в скелете, поражая β -излучением костную ткань и костный мозг, что приводит к развитию лучевой болезни, опухолей кроветворной ткани

и костей, а также вызывает лейкемию и злокачественные опухоли костей, поражение печени.

3.6. «Космические изотопы»

3.6.1. Образование первичных изотопов

В момент образования в нашей Вселенной атомной структуры ее химический состав был чрезвычайно прост – присутствовал единственный элемент – водород, да и то в виде ядра, т. е. элементарной частицы – протона. Из числа известных нам частиц присутствовали также электроны и нейтроны. Их содержание определялось условиями равновесия: при столкновении протонов и электронов рождаются нейтроны, которые потом самопроизвольно распадаются на протоны и электроны, а обратная реакция вновь дает протон. Также в этих реакциях испускаются нейтрино. Все это происходило доли секунды.

Плотность вещества и температура при этом весьма высоки – больше, чем в недрах современных звезд, – поэтому в течение нескольких минут идет первичный термоядерный синтез, но плотность и температура вещества быстро убывают, что приводит к резкому замедлению ядерных реакций. Поэтому успевают появиться лишь гелий и незначительное количество дейтерия, лития и бериллия. После этого три четверти массы Вселенной приходится на обычный водород, четверть – на гелий-4, а остальное – на небольшое количество дейтерия, гелия-3 и лития (тритий и бериллий-7 неустойчивы и вскоре распадаются). Далее синтез не идет – Вселенная слишком холодна и продолжает охлаждаться из-за расширения.

3.6.2. Образование изотопов в звездах

В дальнейшем, а это занимает десятки миллионов лет, гравитационные процессы приводят к образованию звезд, внутри которых температура вновь поднимается до миллионов градусов – начинается звездный нуклеосинтез. Поскольку свободных нейтронов во Вселенной очень мало, ведь они нестабильны, основной реакцией является образование дейтерия при столкновении двух протонов. Один из них в процессе слияния превращается в нейтрон, испуская позитрон. В отсутствие нейтронов из дейтерия образуется не тритий, а гелий-3 после соединения с еще одним протоном.

Два ядра гелия-3 могут, столкнувшись, образовать крайне неустойчивое ядро бериллия-6 (4 протона + 2 нейтрона), которое мгновенно распадается на два ядра гелия-4.

венно распадается на гелий-4 и пару протонов. А в реакциях соединения гелия-3 и гелия-4 рождаются ядра бериллия и лития с атомным весом 7. Однако, присоединяя еще один протон, они становятся неустойчивыми и распадаются на два ядра гелия-4 (рис. 10).

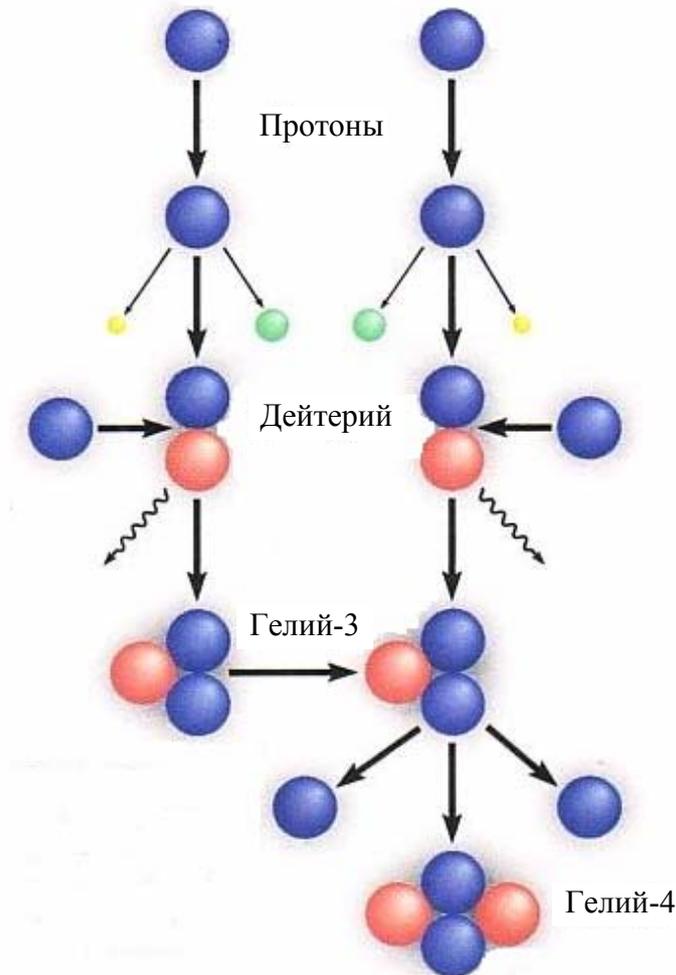


Рис. 10. Протон-протонный цикл синтеза гелия

Масса ядра гелия-4 примерно на 0,7% меньше массы четырех протонов. Излишек массы, в соответствии с эйнштейновской формулой $E = mc^2$, превращается в энергию. Именно за счет этого дефекта массы и светят звезды. Если выделяется слишком много энергии, звезда расширяется, вещество охлаждается, и скорость реакции снижается. Если же энергии мало, то происходит обратный процесс. В итоге звезда поддерживает температуру на уровне, соответствующем достаточно низкому темпу синтеза. Поэтому звезды живут достаточно долго.

В конце концов, запасы водорода в звезде исчерпываются. Однако дальнейшие этапы синтеза затруднены тем, что не существует

стабильных ядер с массой 5 и 8. Но если вначале две альфа-частицы образуют неустойчивое ядро бериллия-8 (период полураспада всего $3 \cdot 10^{-16}$ с), то есть шанс на то, чтобы в реакцию с бериллием успела вступить еще одна альфа-частица. А это дает углерод-12. Затем углерод, захватывая альфа-частицы, превращается в кислород. Превращение идет настолько эффективно, что кислорода во Вселенной оказывается даже больше углерода.

Легкие звезды останавливаются на этапе синтеза гелия, более тяжелые производят углерод и кислород, и только самые большие, превосходящие 10 солнечных масс, могут продолжить синтез более тяжелых ядер. В них после истощения запасов гелия внутренние области сжимаются, разогреваются, и начинаются реакции соединения ядер углерода. Два ядра углерода дают неон и альфа-частицу, или натрий и протон, или магний и нейтрон. Появившиеся протоны и нейтроны превращают углерод в азот, кислород и далее, за счет захвата альфа-частиц, в неон, кремний, магний и алюминий. После углерода вне очереди начинаются реакции с участием ядер неона, причем делает он это нетрадиционным путем: вместо того, чтобы сразу слиться с другим ядром, его ядра под действием гамма-квантов высоких энергий распадаются на кислород и альфа-частицу. А затем альфа-частицы, взаимодействуя с другими ядрами неона, дают магний. В итоге из двух ядер неона возникают одно кислородное и одно магниевое.

После истощения запасов неона ядро тяжелой звезды становится кислородно-магниевым, снова сжимается, температура растет. Теперь ядра кислорода, попарно сливаясь, превращаются в кремний или серу. Кроме того, появляется немного аргона, кальция, хлора и других элементов. Следующий на очереди – кремний. Напрямую два ядра кремния слиться не могут, поскольку у них слишком большая энергия связи и кулоновское отталкивание. Поэтому начинает идти множество реакций с участием альфа-частиц. На этой стадии возникают разные элементы, вплоть до железа. Железо и близкий к нему никель обладают максимальной энергией связи и с альфа-частицами не взаимодействуют. Получается железная звезда.

Дальнейшие превращения идут с участием нейтронов, для которых в силу нейтральности кулоновский барьер отсутствует. Один из механизмов получил название *s*-процесса (от англ. *slow*). Он протекает в конце жизни звезд с массой от 1 до 3 солнечных, когда они достигают стадии красного гиганта. Идет этот процесс не в ядре звезды, а в слоях, лежащих выше. У таких относительно легких звезд стадия гиганта имеет продолжительность, измеряемую десятками миллионов

ганта имеет продолжительность, измеряемую десятками миллионов лет, и этого хватает для существенного преобразования вещества. Подобным путем можно получить такие тяжелые элементы, как свинец, барий или технеций.

Когда жизнь такого красного гиганта подходит к концу, его ядро превращается в белого карлика, а оболочка рассеивается. Тем самым межзвездная среда пополняется наработанными за время жизни звезды тяжелыми элементами, и постепенно химический состав Галактики эволюционирует за счет звездного нуклеосинтеза. К тому моменту, когда образовалась Солнечная система, этот процесс шел уже 8 млрд. лет, и около 1% межзвездного вещества успело превратиться в тяжелые элементы, из которых, в частности, сложена наша планета.

Более тяжелые звезды проходят в процессе эволюции через стадию сверхновой. Взрывы сверхновых звезд очень важны для формирования Вселенной, потому что это эффективный способ выбросить в космос наработанные в звезде элементы. Образующаяся при этом нейтронная звезда забирает только относительно небольшое ядро красного гиганта, состоящее в основном из железа и никеля. Например, при начальной массе звезды в 20 солнечных в нейтронную звезду превратится не более 7% вещества, все остальное выметается взрывом в космос. Кроме того, во время взрыва в них образуются новые элементы. В результате химический состав вещества сильно сдвигается в сторону тяжелых элементов.

Считается, что наиболее эффективно обогащают Вселенную тяжелыми элементами звезды с массами от 12 до 25 солнечных. Их железное ядро окружает мощная кремниево-кислородная оболочка, которая после сброса дает элементы от натрия до германия (включая железо). В более массивных звездах образуется не нейтронная звезда, а черная дыра, и наружу ускользают только достаточно легкие частицы. Звезды поменьше, с массами в 8–12 солнечных, не обладают такой оболочкой, и поэтому элементов группы железа в них образуется мало. Зато появляются много более тяжелые элементы.

В них на стадии образования нейтронной звезды идет длящийся лишь несколько секунд *r*-процесс (от англ. *rapid*). В нем протекают реакции образования нейтронов из протонов под действием нейтрино. Его итогом становятся ядра всех масс, вплоть до самых тяжелых, включая актиноиды. Физика этого процесса все еще плохо изучена, и предлагается несколько разных радиохимических механизмов. Схема эволюции массивной звезды приведена на рис. 11.

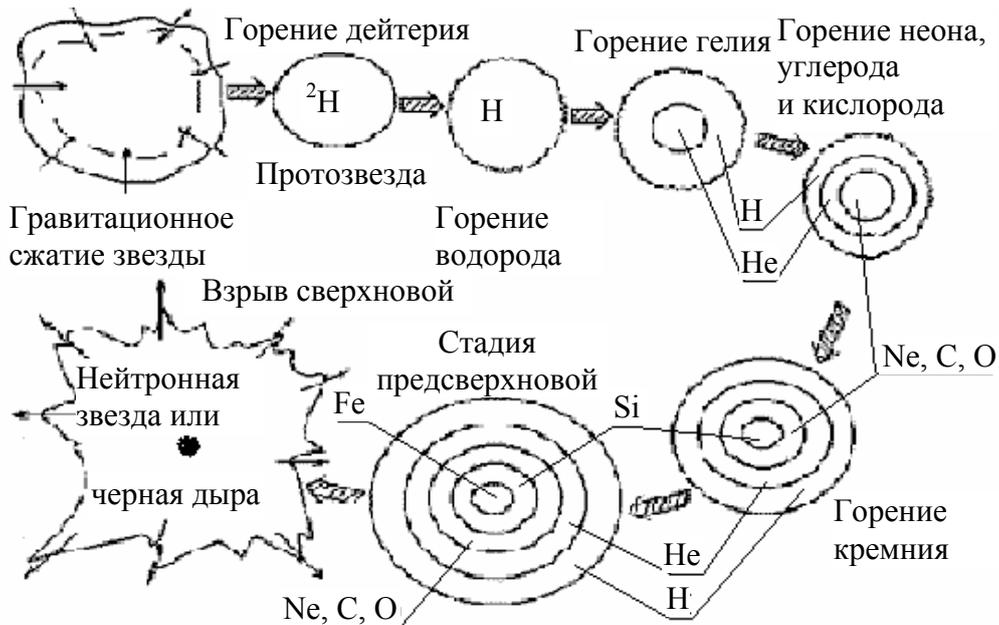


Рис. 11. Основные этапы эволюции массивной звезды

В настоящее время распространенность химических элементов определяется именно этими процессами. По данным астрофизических наблюдений, их распределение имеет вид, приведенный на рис. 12.

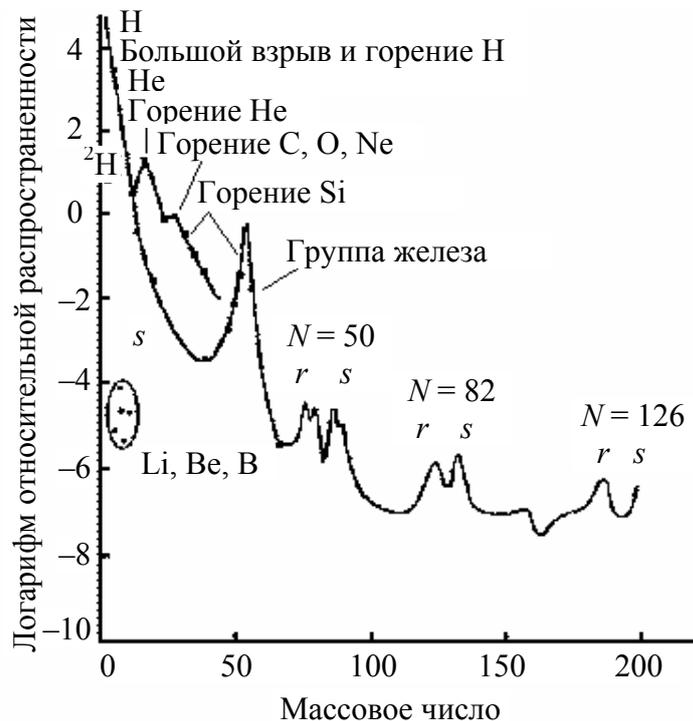


Рис. 12. Относительная распространенность элементов во Вселенной (индексы *r* и *s* показывают на быстрый и медленный механизм захвата нейтронов; максимальное значение распространенности кремния принято за единицу)

Однако новые изотопы могут образовываться не только в звездах. Некоторое их количество генерируется, например, в атмосфере Земли под действием космических лучей. Первичные космические лучи состоят преимущественно из ядер водорода (протонов) и гелия-4 (альфа-частиц), в очень малых количествах присутствуют ядра углерода-12 и железа. Их энергии могут достигать десятков гигаэлектрон-вольт, но наиболее вероятны значения в области десятков мегаэлектрон-вольт, как показано на рис. 13.

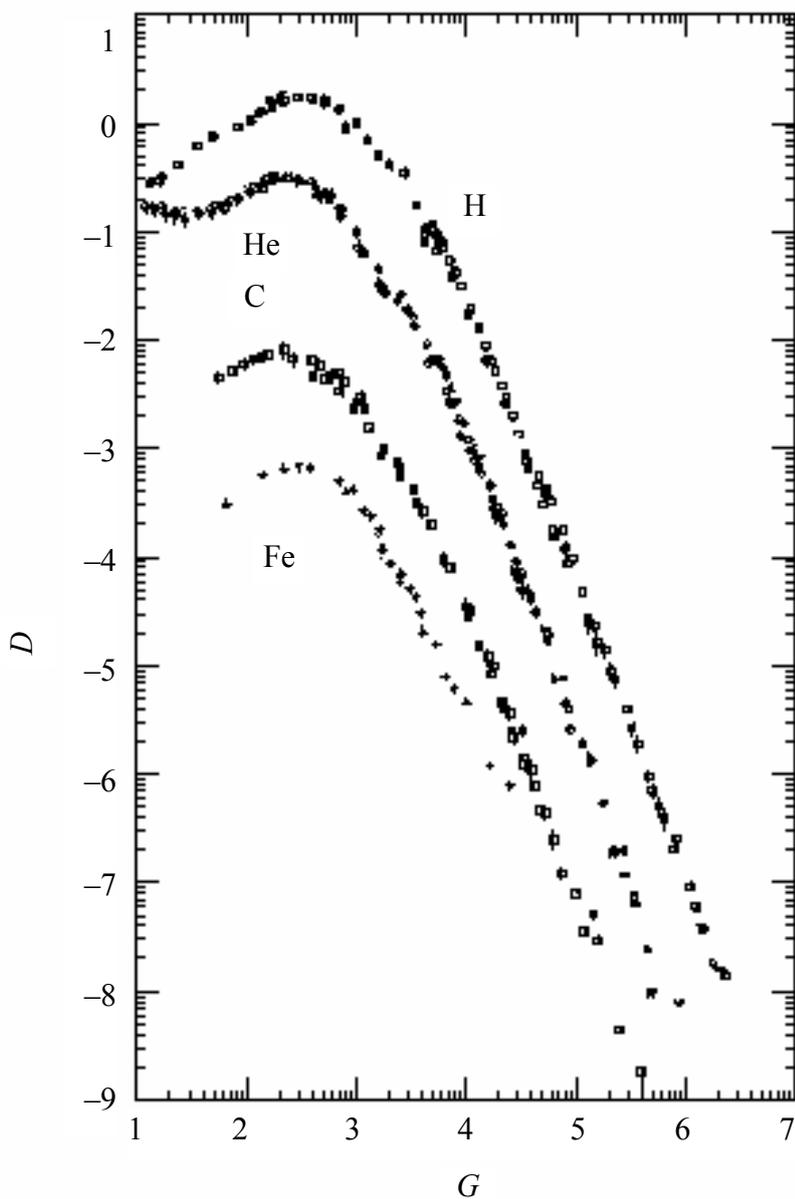


Рис. 13. Основные компоненты первичных космических лучей:
 D – логарифм дифференциального потока энергии, МэВ/нуклон·с·см²;
 G – логарифм кинетической энергии, МэВ/нуклон

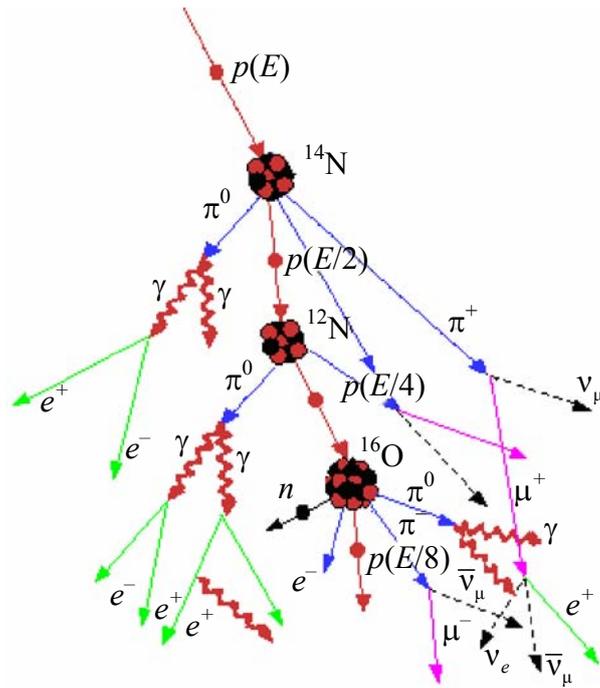


Рис. 14. Образование космического ливня протоном высокой энергии

По мере прохождения атмосферы первичные лучи преобразуются в потоки электронов, позитронов, мюонов, нейтронов и нейтрино, образуя так называемые космические ливни (рис. 14, 15), которые достаточно легко обнаружить на поверхности Земли. При этом поток исходных протонов уменьшается на 4 порядка, а более тяжелые ядра практически не способны достигать поверхности Земли.

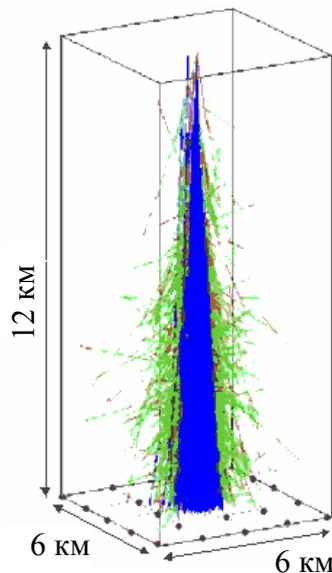


Рис. 15. Развитие широкого атмосферного ливня, инициированного космическим протоном

В результате взаимодействия в атмосфере могут образовываться и новые изотопы, которые называют космогенными. Этими постоянно генерируемыми радиоактивными материалами обусловлена значительная доля естественной радиоактивности. К наиболее распространенным относятся реакции с участием азота-14 и вторичных нейтронов, например $^{14}\text{N}(n, ^3\text{H})^{12}\text{C}$ или $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. К основным космогенным изотопам относят ^3H , ^7Be , ^{10}Be , ^{14}C , ^{22}Na и ^{36}Cl . Некоторые характеристики этих ядер даны в Приложении 2.

Таким образом, большая часть ядер, в том числе и нестабильных, образовалась не на Земле, а в космосе. Пополнение коллекции изотопов также происходит в значительной мере за счет взаимодействия космического ионизирующего излучения с земными материалами.

3.6.3. Углерод ^{14}C

В естественных условиях радиоактивный углерод образуется в основном при взаимодействии вторичных нейтронов космического излучения с ядрами азота в верхних слоях атмосферы по реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Участвуя в обменных процессах вместе со стабильным углеродом, ^{14}C проникает во все органы, ткани и молекулярные структуры живых организмов.

Воздействие радиоактивного углерода на ДНК и РНК биологических объектов связано с действием бета-частиц и ядер отдачи азота, возникающих в результате распада по схеме $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$. Число вызываемых этим процессом трансмутаций в организме человека за год оценивается числом $4 \cdot 10^9$.

Природный углерод – это смесь двух стабильных изотопов: ^{12}C (98,892%) и ^{13}C (1,108%). Из четырех радиоактивных изотопов (^{10}C , ^{11}C , ^{14}C и ^{15}C) только долгоживущий углерод-14 (период полураспада 5730 лет) представляет практический интерес, поскольку участвует в круговороте углерода биосферы. Этот чистый низкоэнергетический бета-излучатель с максимальной энергией частиц 156 кэВ относится к числу глобальных радионуклидов.

Средняя интенсивность образования этого нуклида в атмосфере равна 2,28 атом/с на 1 см^2 земной поверхности, что составляет $9,7 \cdot 10^{23}$ атом/сут. По массе это примерно 22,5 г/сут, а по активности – около 2,8 ТБк/сут или 1 ПБк/год. Среднее содержание природного нуклида в атмосфере и биосфере остается постоянным: 227 ± 1 Бк/кг углерода.

Из основных физических свойств углерода укажем его атомный номер 6, атомную массу 12,011 а. е. м. (природная смесь нуклидов),

малый радиус атома, составляющий 91 пм, а иона (+4e) – только 16 пм. Одним из его уникальных физических свойств является высокая температура плавления – 3820 К. При обычных условиях кристаллическая решетка углерода имеет две модификации: графит и алмаз. Кроме того, углерод образует многоатомные наноразмерные структуры, такие как фуллерены и нанотрубки.

Содержание углерода в земной коре составляет 0,1% по массе. Свободный углерод находится в виде алмаза и графита. Основная масса углерода содержится в виде природных карбонатов, горючих ископаемых – антрацит (94–97% C), бурые угли (64–80% C), каменные угли (76–95% C), горючие сланцы (56–78% C), нефть (82–87% C), горючие природные газы (до 99% метана), торф (53–56% C), а также битумы и др. В атмосфере и гидросфере углерод находится в виде CO₂: в воздухе 0,046% CO₂ по массе, в воде в 60 раз больше. Углерод входит в состав растений и животных (≈18%). Кругооборот углерода в природе включает биологический цикл, выделение CO₂ в атмосферу при сгорании топлива, из вулканических газов, горячих минеральных источников, из поверхностных слоев океанических вод и др. Биологический цикл состоит в том, что углерод в виде CO₂ поглощается из атмосферы растениями. Затем он вновь возвращается в геосферу: с растениями углерод попадает в организм животных и человека, а затем при гниении животных и растительных материалов – в почву и в виде CO₂ – в атмосферу.

3.6.4. Тритий

Тритий (от греч. *tritios* – третий) – радиоактивный изотоп водорода с двумя нейтронами и протоном в ядре при атомной массе 3,0160492 а. е. м. Образуется в ядерных реакциях, в том числе в природе – в верхних слоях атмосферы при соударении частиц космического излучения с ядрами атомов, например азота. В результате бета-распада превращается в ³He:



Средняя энергия испускаемых электронов составляет только 6,5 кэВ, максимальная – 18,61 кэВ, что делает трудной их регистрацию из-за высокого поглощения в материалах, окружающих детектор, и низкой точности определения энергии наблюдаемого бета-излучения.

Количество космогенного трития в природе невелико – всего 3,0–3,5 кг. Однако его равновесная активность составляет ощутимую ве-

личину $(1,11-1,30) \cdot 10^9$ ГБк. Около 90% природного трития содержится в гидросфере, 10% – в стратосфере (преимущественно в виде НТО) и 0,1% – в тропосфере.

Тритий был открыт английскими учеными Э. Резерфордом, М. Л. Олифантом и П. Хартеком в 1934 г. Он используется в биологии и химии как радиоактивная метка, в экспериментах по исследованию свойств нейтрино, в термоядерном оружии как источник нейтронов и одновременно термоядерное горючее, в геологии для датирования природных вод. Промышленный тритий получают облучением лития нейтронами в ядерных реакторах:



Его утечки представляют собой наиболее частые аварии на атомных станциях.

Удельная активность трития составляет $3,59 \cdot 10^5$ ГБк/г. Однако, поскольку тритий представляет собой двухатомный газ, чаще используют объемную активность $9,4 \cdot 10^4$ ГБк/л.

Период биологического полураспада (выведения) примерно 10 дней.

Максимальный пробег β -частиц трития в воздухе составляет 5,8 мм при 20°C , в биологической ткани – 6,5 мкм. Поэтому β -частицы трития полностью поглощаются роговыми слоями кожи и внешнее облучение тритием не представляет опасности. Но он опасен при попадании в организм через кожу, легкие или при приеме пищи и воды. Независимо от путей поступления трития в организм через 2–3 ч наблюдается равномерное распределение НТО в жидкой фазе. Для газообразного трития и НТО (T_2O) присвоена категория радиационной опасности Г, минимально значимая активность составляет $3,7 \cdot 10^6$ Бк.

В 2000 г. в ФТИ им. Иоффе было установлено, что из-за малой высоты кулоновского барьера для бета-частиц период полураспада атома и ядра (тритона) не одинаковы: для атомарного трития это $12,264 \pm 0,018$ года, а для тритона – $12,238 \pm 0,020$ года. Для молекулярного трития надо добавить еще 0,0316 года. Так было показано влияние химических связей на константу радиоактивного распада.

3.7. Получение оружейного плутония

Плутоний можно получить из природной смеси изотопов урана, как показано на рис. 16.

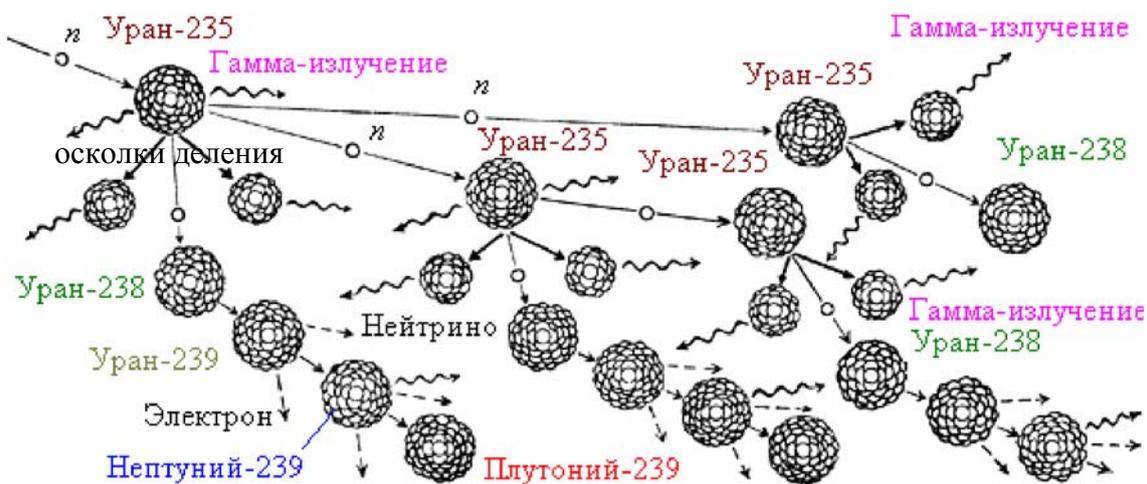


Рис. 16. Схема образования плутония-239 при цепной реакции деления ^{235}U

Для производства плутония используются современные ядерные энергетические реакторы, работающие на обогащенном уране. При попадании нейтрона в ядро урана-235 происходит его деление на осколки, испускание гамма-квантов и нескольких нейтронов. Энергия некоторых нейтронов достаточна для пороговой реакции поглощения их ядрами урана-238, которого в топливе может быть до 95%. В результате образуются ядра нестабильного урана-239, который путем электронного бета-распада превращается в короткоживущий изотоп нептуния-239, а тот, испытав еще один электронный бета-распад, дает, наконец, ядро плутония-239. Этот изотоп – основной компонент современного ядерного оружия. Возможно его применение и в энергетических реакторах, но в настоящее время военные потребности во всем мире приоритетны.

Взрыв атомной бомбы, содержащей примерно 10 кг урана-235, привел к полному разрушению Хиросимы, а другой японский город – Нагасаки – был уничтожен бомбой, содержащей 7 кг плутония-239.

3.8. Синтез трансуранов

Другие трансураны в настоящее время имеют лишь научное значение, поскольку их получение в промышленном масштабе не может быть налажено, а время жизни слишком мало для практических применений.

Все трансураны были синтезированы в реакциях последовательного захвата нейтронов ядрами с последующим β -распадом, что приводило к увеличению Z . Новые нуклиды выделяли и идентифицировали радиохимическими методами с последующим измерением свойств

продуктов радиоактивного распада. В Национальной Лаборатории Лоуренса (Беркли, США) Г. Сиборгом и его коллегами в 1940–1953 гг. были открыты 8 элементов с $Z = 93–100$. Предельным по массе ядром был ^{257}Fm ($T_{1/2} = 100$ дней). Дальнейшее продвижение блокировалось малым временем жизни ^{258}Fm ($T_{1/2} = 0,3$ мс). Попытка перейти этот барьер в мощных импульсных потоках нейтронов, получаемых при подземных ядерных взрывах, не дала ожидаемого эффекта.

Последним (1955 г.) синтезированным с использованием традиционных методов был 101-й элемент, названный менделевием. Его получили бомбардировкой мишени из эйнштейния ($Z = 99$), содержащей всего 109 атомов, ядрами гелия ($Z = 2$). В результате были зафиксированы 9 атомов ^{256}Md .

Это достижение оказалось пределом для существовавшей ускорительной техники. Дальнейший прогресс мог быть достигнут только в реакциях с тяжелыми ионами, позволяющих увеличивать заряд и массу ядра-мишени скачком на десятки единиц. Но такие реакции требовали создания ускорителей нового типа и, соответственно, мощных источников, как правило, уникальных многозарядных ионов, что представляло собой принципиально новую техническую задачу.

3.9. Синтез сверхтяжелых элементов

В 1966 г. появилась теоретическая работа Ф. А. Гареева и др. (Sobiczewski, A. Closed shells for $Z > 82$ and $N > 126$ in a diffuse potential well / A. Sobiczewski, F. A. Gareev, B. N. Kalinkin // Phys. Lett. – 1966. – Vol. 22, № 4. – P. 500–502), в которой было предсказано существование для протонов магического числа $Z = 114$. Соответственно, в этой области ядер следовало ожидать и появление острова стабильности. Это предсказание возбудило интерес многих экспериментаторов, потому что названная гипотетическая область стабильности была в принципе доступна при имеющихся технических возможностях, хотя сами эксперименты представлялись исключительно трудными.

В середине 50-х гг. XX в. эта работа была начата и завершилась созданием линейного ускорителя НИЛАС в Беркли (США, 1957 г.) и циклотрона У-300 в Дубне (РФ, 1959 г.), а позже более мощного У-400 (рис. 17). В 1978 г. к этим машинам присоединился UNILAC в Дармштадте (Германия). Соответственно, в этих трех научных центрах: Национальной Лаборатории им. Э. Лоуренса, Лаборатории ядерных реакций, Обществе Тяжелых Ионов (GSI), и были развернуты исследования

по синтезу новых элементов в реакциях на тяжелых ионах, проходившие как в соперничестве, так и в сотрудничестве.



Рис. 17. Зал циклотрона У-400

Итогом этих 40-летних исследований явился синтез новых элементов с атомными номерами $Z = 102$ – 116 . Для ряда сверхтяжелых элементов Конгресс Международного союза чистой и прикладной химии официально утвердил названия:

- 102 – нобелий, No;
- 103 – лоуренсий, Lr;
- 104 – резерфордий, Rf;
- 105 – дубний, Db;
- 106 – сиборгий, Sg;
- 107 – борий, Bh;
- 108 – хассий, Hs;
- 109 – мейтнерий, Mt;
- 110 – дармштадтий, Ds;
- 111 – рентгений, Rg.

Открытые в последние годы элементы 112 – 116 еще ждут своих названий. В своем решении Конгресс исходил из установившегося ранее правила присваивать названия новым элементам в честь выдаю-

щихся деятелей науки и географических мест, где находятся научные центры, внесшие выдающийся вклад в развитие естественных наук. Присвоение 105-му элементу названия «Дубний» в честь подмосковного города Дубны явилось признанием заслуг в развитии ядерной физики Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова и Объединенного института ядерных исследований.

Важным результатом этих исследований явилось установление факта, что времена жизни изотопов этих элементов значительно превышают значения, ожидавшиеся из предсказаний прежней теории. Это все более и более создавало уверенность в том, что в области указанных элементов мы находимся как бы на отмели, ведущей к острову стабильности вблизи 114-го элемента. Все это создавало предпосылки для начала штурма самого острова стабильности – синтеза 114-го элемента.

Синтез 114-го элемента было решено осуществить в реакции $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} = ^{292}114^*$, в которой после испарения из составного ядра трех или четырех нейтронов должны были образоваться изотопы $^{289}114$ и $^{288}114$, которые предстояло идентифицировать по соответствующим цепочкам радиоактивного распада.

^{244}Pu – очень редкий и дорогой изотоп. Он накапливается в атомных реакторах десятилетиями, и во всем мире общее его количество составляет не более нескольких сотен миллиграммов. Этот изотоп был предоставлен американскими участниками эксперимента из Ливерморской Национальной Лаборатории.

С ^{48}Ca ситуация была не проще. В естественной смеси изотопов кальция его содержание составляет всего 0,18%, и процесс обогащения является сложным и дорогостоящим. Его несколько лет нарабатывал НИИхимаш в Екатеринбурге. Для получения пучка ядер кальция был разработан специальный источник, основанный на явлении электронного циклотронного резонанса.

Схема регистрации единичного акта радиоактивного распада ядра 114-го элемента выглядела следующим образом. Если принять, что гипотеза о существовании острова стабильности в области сверхтяжелых элементов справедлива, то ядро 114-го элемента с массой 288 должно испытывать альфа-распад, превращаясь в ядро 112-го элемента, а то, в свою очередь, в ядро 110-го, которое уже испытывает спонтанное деление. Таким образом, мы должны были наблюдать новое радиоактивное семейство с весьма необычными свойствами. Именно так открывались радиоактивные ряды еще в пионерских работах Марии Склодовской-Кюри, выполненных в начале XX в.

Синтез 114-го элемента был осуществлен осенью 1999 г. В эксперименте, длившемся непрерывно 3 месяца, было зарегистрировано 2 атома изотопа $^{288}_{114}$ и 1 атом изотопа $^{289}_{114}$. Были установлены их цепочки распада и соответствующие характеристики распада самих этих изотопов и их «дочерних» продуктов.

В том же году в Беркли были зарегистрированы 3 ядра изотопа $^{293}_{118}$. В этом эксперименте американские ученые пришли к успеху, бомбардируя мишень из свинца $^{208}_{82}\text{Pb}$ ускоренными до энергии 449 МэВ ионами $^{86}_{36}\text{Kr}$. Определение нового элемента вели по обнаружению цепочки последовательных α -распадов, показанной на рис. 18.

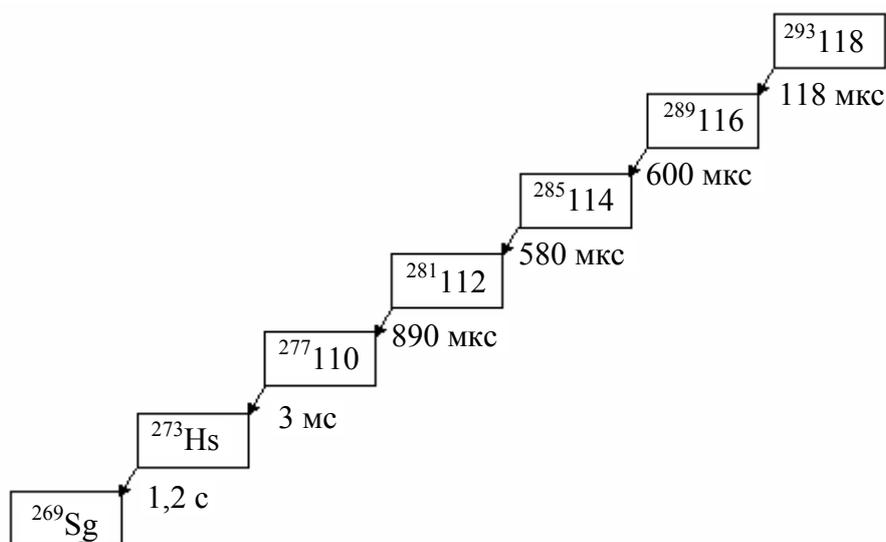


Рис. 18. Цепочка последовательных α -распадов ядра изотопа $^{293}_{118}$

В 2000 г. в Дубне по той же методике был проведен эксперимент по синтезу 116-го элемента, в котором в качестве мишени использовался уже $^{248}_{98}\text{Cf}$. Результат тоже оказался положительным – было зафиксировано 2 атома 116-го элемента. При этом при распаде $^{292}_{116}$ воспроизвелась вся цепочка распадов, наблюдаемая при регистрации $^{288}_{114}$.

Описанные эксперименты подтвердили предсказание новой теории ядра. Действительно, в море ядерной нестабильности, простирающемся в конце таблицы Менделеева, обнаружился остров стабильности. Однако наиболее стабильные изотопы этого острова все еще не удалось синтезировать.

В настоящее время еще нет реализуемой схемы для синтеза [нечетных](#) сверхтяжелых ядер.

ТЕМА 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

4.1. Тяжелые заряженные частицы

К тяжелым частицам относят частицы, имеющие массу, существенно превышающую массу электрона. Самые легкие среди них – это мюоны ($207 m_e$) и пионы ($277 m_e$). Источниками тяжелых заряженных частиц являются ускорители низких и высоких энергий, ядерные реакторы (осколки деления), радиоактивные препараты, α -распад, p -распад, кластерный распад, космические лучи.

При прохождении через вещество заряженная частица за счет кулоновского взаимодействия рассеивается на электронах и ядрах атомов. Передаваемая в результате такого рассеяния энергия частицы в основном идет на ионизацию атомов. Радиационные потери энергии (например, на тормозное излучение) в случае тяжелых частиц, как правило, незначительны.

В 1912 г. Н. Бор провел анализ процесса торможения в веществе частицы с зарядом z_{eff} и скоростью $v > u_s$ ($v \ll c$), где u_s – орбитальная скорость s -электрона в атоме вещества. Считая электроны атомов вещества свободными и покоящимися, он в рамках классической механики получил выражение для тормозной способности вещества (т. е. удельных потерь энергии частицы):

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{4\pi z_{eff}^2 e^4}{m_e v^2} nB, \quad (39)$$

где n – атомная плотность; B – константа, определяемая экспериментально и получившая название «тормозное число». В 1930 г. Х. Бете в рамках квантовой теории возмущений получил для величины B выражение

$$B = Z \ln \frac{2m_e v^2}{I}, \quad (40)$$

где Z , I – средний атомный номер и средний потенциал ионизации атома вещества.

В 1932 г. он уточнил эту формулу для релятивистского случая, получив

$$B = Z \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right), \quad (41)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$.

Еще через год Ф. Блохом было получено выражение для потенциала ионизации, значение которого оказалось линейно связанным с зарядом рассеивающего ядра: $I = 14Z$, эВ.

4.2. Кинематика рассеяния

Энергия частицы с массой M и импульсом p может быть рассчитана как

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (Mc^2)^2}. \quad (42)$$

При столкновении такой частицы с покоящейся частицей, имеющей массу m (импульс равен нулю), частицы разлетаются под углами θ и θ_0 к первоначальному направлению движения, приобретая импульсы p' и p_0 соответственно.

Энергия налетающей частицы падает после столкновения до E' , а покоившаяся частица приобретает энергию T . Для импульса и энергии выполняются законы сохранения:

$$E = E' + T; \quad (43)$$

$$p = p' \cos \theta + p_0 \cos \theta_0; \quad (44)$$

$$0 = p' \sin \theta - p_0 \sin \theta_0; \quad (45)$$

$$E' = \sqrt{(p'c)^2 + (Mc^2)^2}; \quad (46)$$

$$T = \sqrt{(p_0c)^2 + (mc^2)^2} - mc^2. \quad (47)$$

Решение этой системы относительно T имеет вид

$$T = \frac{2(pc)^2 mc^2 \cos^2 \theta_0}{(E + mc^2)^2 - (pc)^2 \cos \theta_0}. \quad (48)$$

Максимальное значение $T = T_{\max}$ достигается при лобовом столкновении, т. е. когда $\theta_0 = 0$. При этом

$$T_{\max} = \frac{2\beta^2 \gamma^2 mc^2}{1 + 2\gamma \frac{m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2}, \quad (49)$$

где $\gamma = \frac{E}{Mc^2}$ – лоренц-фактор частицы.

Если тяжелая частица рассеивается на легкой ($M \gg m$), то для нерелятивистских частиц ($\beta\gamma \ll 1$)

$$T_{\max} = 2p^2 mM^{-2} = 2\beta^2 mc = 2m\nu^2. \quad (50)$$

Для быстрых, релятивистских частиц $\beta\gamma > 1$, и поскольку при этом $2\gamma m M^{-1} \ll 1$, то $T_{\max} \approx 2m\beta^2\gamma^2 \approx \gamma M = E$.

Можно показать, что для малых углов рассеяния передаваемые частице-рассеивателю импульс и энергия составляют соответственно

$$p_0 = \frac{2zZe^2}{b\nu} \quad (51)$$

и

$$T = \frac{p_0^2}{2m} = \frac{2}{m} \left(\frac{zZe^2}{b\nu} \right)^2. \quad (52)$$

4.3. Удельные потери энергии

Приведенные выше расчеты относились к рассеянию налетающей частицы с единственным рассеивающим центром. Однако в реальной ситуации мы имеем дело со средой, содержащей множество таких центров. Число таких рассеивателей в слое толщиной dx кольцевого слоя толщиной db ($b = \frac{\sqrt{2}zZe^2}{\nu\sqrt{mT}}$ – радиус взаимодействия, т. е. расстояние от траектории движения частицы, в пределах которого необходимо учитывать кулоновское взаимодействие) составляет при плотности таких центров n_0

$$dN = 2\pi b |db| n_0 dx. \quad (53)$$

Полная переданная веществу энергия составляет при этом

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi}{m} \left(\frac{zZe^2}{\nu} \right)^2 n_0 \ln \frac{T_{\max}}{T_{\min}}, \quad (54)$$

где знак «минус» указывает на потери энергии, а оценки энергии T_{\max} , передаваемой отдельному рассеивателю, могут быть взяты из расчетов, описанных в разделе 4.2. Оценка значения T_{\min} должна выполняться с учетом квантового характера взаимодействия и принципа неопределенности, что приводит к $b = \hbar\nu\gamma/(2I)$, а это дает возможность вычислить соответствующий импульс $p_0 \geq \hbar/(2b)$ или $p_{0\min} = I/\nu\gamma$. Отсюда следует, что

$$-\frac{dE}{\rho dx} = K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{2A} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2}. \quad (55)$$

С учетом этих оценок удельные ионизационные потери при движении заряженной частицы в веществе, называемые иначе «линейная тормозная способность вещества», могут быть рассчитаны как

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} Z n \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2}, \quad (56)$$

где $r_e = e^2/(m_e c^2) \approx 2,8 \cdot 10^{-15}$ м – классический радиус электрона.

Учтем, что атомная плотность вещества $n = N_A \rho / A$, где N_A – число Авогадро; ρ – плотность вещества. Тогда массовая тормозная способность вещества запишется в виде

$$-\frac{dE}{\rho dx} = K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{2A} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2}; \quad (57)$$

$$K = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A = 0,307 \text{ МэВ}/(\text{г}/\text{см}^2). \quad (58)$$

При этом для легких элементов с достаточной для практических расчетов точностью можно принять $Z/A \approx 1/2$, а для тяжелых – $Z/A \approx 2/5$.

4.4. Формула Бете – Блоха

Более точное выражение для тормозной способности дается формулой Бете – Блоха:

$$-\frac{dE}{\rho dx} = K \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right), \quad (59)$$

которая через параметр γ учитывает релятивистский эффект искажения электрического поля частицы относительно направления вектора ее скорости, с помощью слагаемого β^2 – случаи передачи большой доли энергии от релятивистской частицы при больших углах рассеяния частицы, а член δ позволяет учесть вклад эффекта поляризации атомов, приводящего к тому, что с ростом γ прицельный параметр $b_{\max} = \hbar \nu \gamma / (2I)$ начинает превышать межатомное расстояние, и приходится учитывать взаимодействие не только с атомами, ближайшими к траектории движения частицы.

Формула Бете – Блоха показывает, что:

1. Удельные потери энергии пропорциональны квадрату заряда частицы ($\sim z^2$).
2. Удельные потери слабо зависят от массы частицы M .

3. Удельные потери сильно зависят от скорости частицы ($\sim 1/v^2$) и растут по мере ее торможения в веществе.

4. Удельные потери пропорциональны плотности электронов в среде ($\sim nZ$).

Необходимо отметить, что при малых скоростях частицы, сравнимых с орбитальными скоростями электронов атомов среды, начинают играть роль эффекты перезарядки. Эффективный заряд частицы уменьшается, вследствие чего величина удельных потерь также падает. При этом если при скорости частицы вблизи орбитальной скорости электронов атомов среды потери энергии на перезарядку примерно равны потерям на ионизацию, то дальнейшее торможение для больших z ведет к росту их отношения как β^{-5} .

При относительно больших скоростях, когда преобладает эффект плотности, зависимость удельных потерь энергии от скорости частицы становится не столь сильной, и этот диапазон часто называют «плато Ферми».

Для некоторых веществ массовые потери энергии показаны на рис. 19, из которого виден качественно одинаковый ход зависимостей и примерно одинаковое положение особых точек (экстремумов и перегибов).

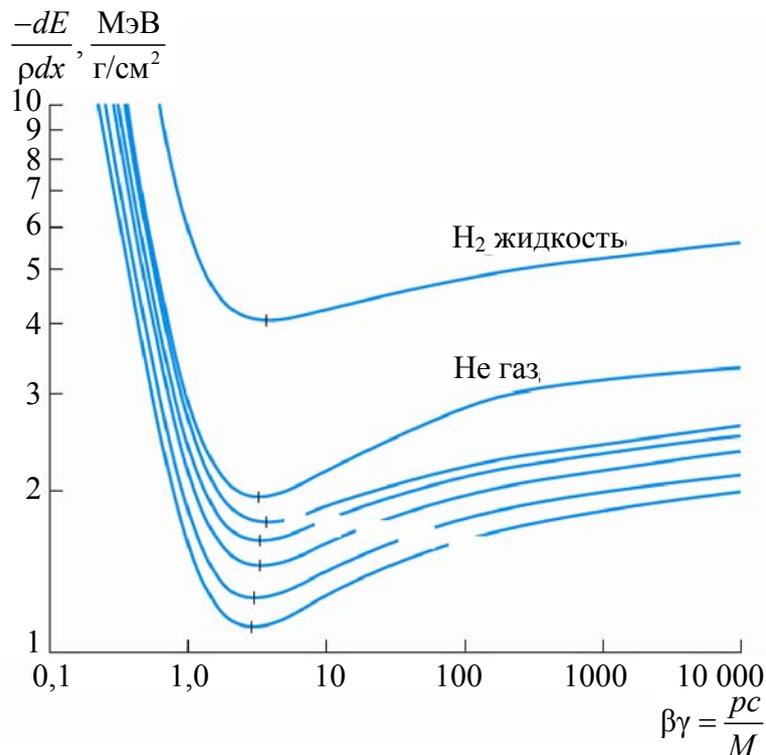


Рис. 19. Массовые удельные потери заряженной частицы в различных средах при различных скоростях

В 1905 г. Вильямом Брэггом было сформулировано правило, согласно которому тормозная способность вещества, в чей состав входят несколько химических элементов, представляет собой линейную комбинацию тормозных способностей этих элементов:

$$\left(-\frac{dE}{\rho dx} \right) = \sum_j \frac{\rho_j}{\rho} \left(-\frac{dE}{\rho dx} \right)_j, \quad (60)$$

где ρ_j и $(-dE/\rho dx)_j$ – соответственно плотность и тормозная способность вещества из j -го элемента.

График зависимости удельных ионизационных потерь от расстояния, пройденного заряженной частицей в веществе, называют кривой Брэгга. Для тяжелых заряженных частиц на ней в конце пробега наблюдается резко выраженный максимум, который носит название пика Брэгга (рис. 20).

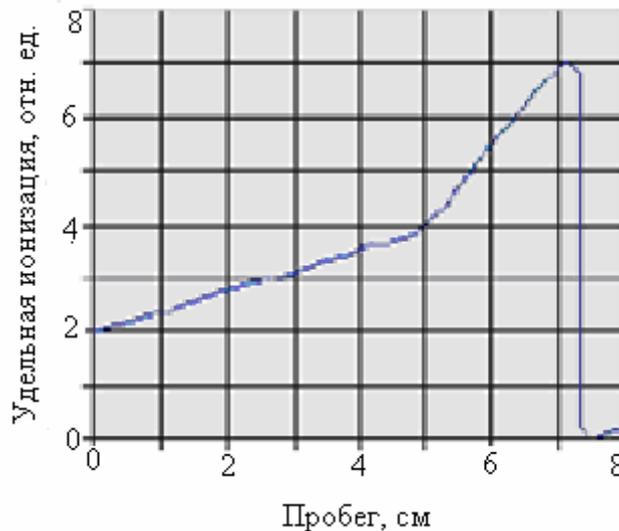


Рис. 20. Кривая Брэгга для α -частиц в воздухе

Свойство тяжелых частиц терять большую часть энергии в конце пути используют в ядерной медицине для удаления раковых опухолей с помощью пучков ионов: практически прямолинейная траектория ионов позволяет целенаправленно доставлять дозу облучения в опухоль с минимальным ущербом для соседних здоровых тканей.

4.5. Флуктуации ионизационных потерь

Процессы потери энергии заряженной частицей в веществе носят статистический характер. При этом формула Бете – Блоха описывает

лишь средние потери энергии. В действительности даже для одинаковых частиц, прошедших один и тот же слой вещества толщиной Δx , потери энергии будут флуктуировать около среднего значения.

Предположим, что на слой толщиной Δx падает моноэнергетический (E) поток заряженных частиц. Толщину слоя возьмем достаточно большой, чтобы в нем происходило много актов рассеяния. Это число столкновений с передачей атомному электрону вещества энергии T в интервале $(T, T + dT)$ можно выразить как

$$dN(T) = \rho K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{2A} \Delta x \frac{dT}{T^2}. \quad (61)$$

Следовательно, число столкновений с максимальной передачей энергии будет

$$N(T \geq T_{\max}) = \int_{T_{\max}}^{\infty} dN(T) = \rho K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{2A} \Delta x \frac{1}{T_{\max}}. \quad (62)$$

Для принятых условий толстого поглотителя $N(T \geq T_{\max}) \gg 1$ получим:

$$\rho K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{2A} \Delta x \gg T_{\max}. \quad (63)$$

Н. Бором в 1915 г. было показано, что разброс энергий частиц, прошедших толстый слой вещества, подчиняется нормальному распределению, которое в наших обозначениях можно записать в виде

$$P(\Delta E) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\Delta E - \overline{\Delta E})^2}{2\sigma^2}\right); \quad \sigma^2 = \rho K m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \Delta x; \quad \overline{\Delta E} = \frac{d\overline{E}}{dx} \Delta x. \quad (64)$$

В случае тонкого поглотителя, когда $N(T < T_{\max}) \ll 1$, имеем:

$$\rho K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{2A} \Delta x \ll T_{\max}. \quad (65)$$

Разброс потерь энергии в этом случае описывается распределением Ландау (получено Львом Ландау в 1944 г.):

$$P(\Delta E) = \psi\left(\frac{\Delta E - \Delta E_{\text{вер}}}{\xi}\right); \quad (66)$$

$$\xi = \rho K \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{2A} \Delta x; \quad (67)$$

$$\Delta E_{\text{вср}} = \xi \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \xi}{I^2} + 0,373 \right). \quad (68)$$

В отличие от нормального, распределение Ландау несимметрично: величина средней потери энергии больше наиболее вероятной. Но с ростом Δx распределение Ландау постепенно переходит в распределение Гаусса. Вид распределения Ландау показан на рис. 21.

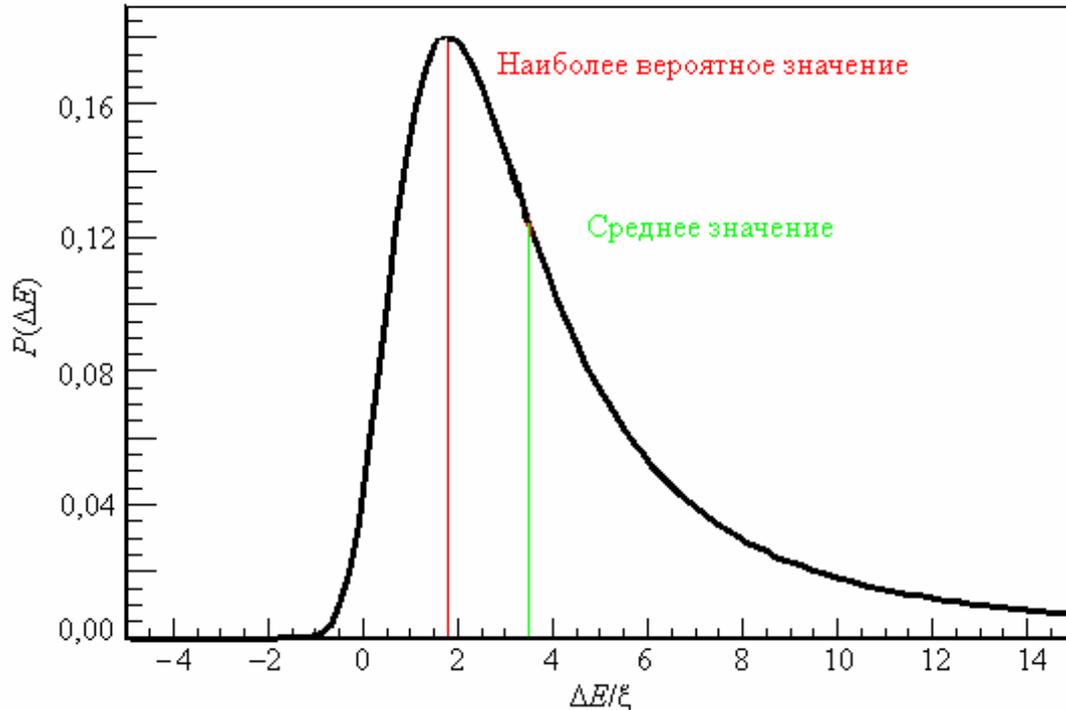


Рис. 21. Распределение Ландау

Можно видеть, что для распределения Ландау наиболее вероятное значение (максимум распределения) находится в области энергетических потерь ниже среднего. При этом большие отрицательные отклонения маловероятны, а большие положительные отклонения могут превышать среднее значение во много раз.

4.6. Пробег тяжелой заряженной частицы в веществе

Взаимодействие заряженной частицы с атомами среды ведет к постепенной потере энергии, торможению частицы и в конечном итоге к ее остановке. Полный путь, пройденный частицей

в веществе, называется пробегом. При этом энергия заряженной частицы меняется от E_0 до 0 в результате неупругих и упругих столкновений с атомами вещества, радиационных потерь и др. Для энергий $E_0 \leq 100$ МэВ основным каналом являются ионизационные потери. Значение пробега (R) можно рассчитать, зная зависимость $dE(x)$:

$$R(E_0) = \int_0^R dx = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE. \quad (69)$$

Для вычисления $-dE/dx$ используют формулу Бете – Блоха. При этом траекторию частицы на всем протяжении можно считать практически прямой линией, т. к. ее масса M много больше массы электронов m_e , с которыми она взаимодействует, и углы рассеяния в этих актах взаимодействия малы. Теоретический расчет зависимости $R(E_0)$ («пробег – энергия») требует численного интегрирования по приведенной формуле. Но из общих свойств формулы Бете – Блоха можно сделать ряд полезных выводов в отношении $R(E_0)$, упрощающих расчеты. Во-первых, поскольку Z/A практически не зависит от свойств вещества, а потенциал ионизации I стоит под знаком логарифма, то величина ρR слабо зависит от характеристик среды. Во-вторых, для нерелятивистских частиц выражение (56) для потерь энергии можно записать в более простой форме:

$$-\frac{dE}{dx} = \rho K z^2 \frac{c^2}{v^2} \frac{Z}{A} \ln \frac{2m_e v^2}{I}, \quad (70)$$

откуда легко получить, что $R \sim M v_0^2 z^{-2} = 4E_0^2 M^{-1} z^{-2}$, т. е. пробег пропорционален квадрату начальной энергии частицы, обратно пропорционален ее массе и квадрату заряда. Это дает возможность легко сравнивать значения пробегов различных частиц в одной и той же среде, например α -частица в равных условиях будет иметь пробег в 4 раза меньше, чем протон.

Как было показано выше, в силу статистического характера процессов потерь энергии частицей при торможении в веществе значение потерянной энергии на каждом участке траектории будет флуктуировать, а длины, на которых потери энергии одинаковы, будут также статистически отличаться. Очевидно, что и значение пробега оказывается случайной величиной (рис. 22).

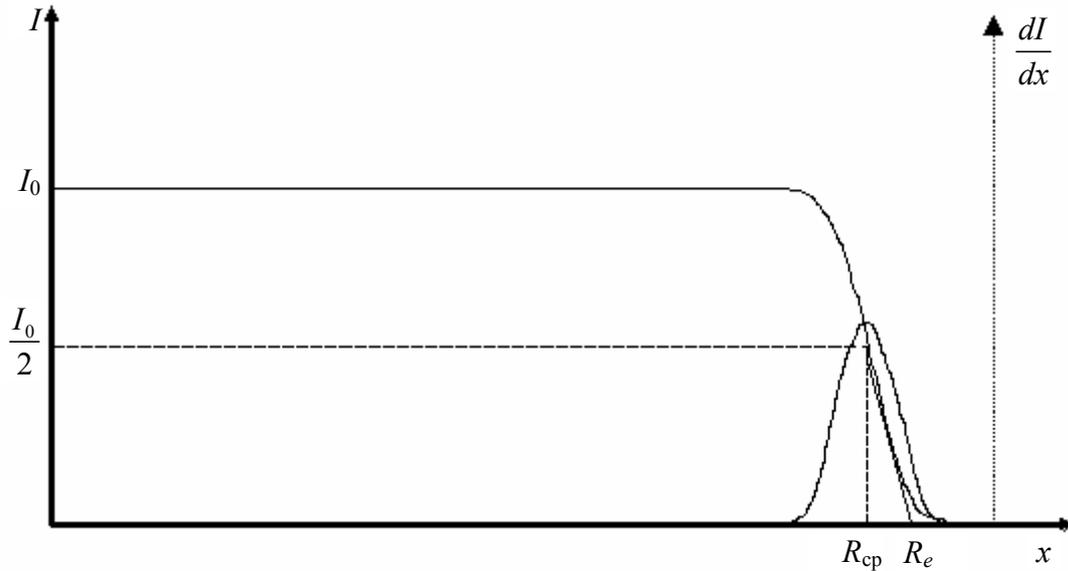


Рис. 22. Зависимость величины потока (I) тяжелых заряженных частиц (начальный поток I_0) от глубины проникновения (x) в однородное вещество

Дифференцирование показанной на рис. 24 зависимости приводит к нормальному распределению со средним значением пробега R_{cp} , соответствующим уменьшению потока частиц вдвое:

$$P(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\overline{\Delta R^2}}} \exp\left(-\frac{(R - R_{cp})^2}{2\overline{\Delta R^2}}\right); \quad (71)$$

$$\overline{\Delta R^2} = \overline{(R - R_{cp})^2}. \quad (72)$$

Помимо среднего пробега для расчетов часто используют экстраполированный пробег R_e , который определяется с помощью экстраполяции по касательной к кривой пробега в точке $(R_{cp}; I_0/2)$.

4.7. Упругое рассеяние на атомах

Кроме возбуждения и ионизации атома вещества при прохождении в нем заряженных частиц возможен и процесс упругого рассеяния на атомах в кулоновском поле ядра, экранированного электронами. Поэтому механизм взаимодействия сходен с ионизационным торможением, но его вклад в общие потери энергии существенен лишь при малых энергиях частицы, когда становится заметным эффект перезарядки. Однако упругое рассеяние может приводить к значительному отклонению траектории частицы от прямолинейной и без потерь энергии.

Если энергия частицы достаточно велика, чтобы частица могла приблизиться на расстояние, соизмеримое с радиусом действия ядерных сил ($\approx 10^{-15}$ м), то кроме кулоновского взаимодействия она будет испытывать и притяжение со стороны ядра. Граничная энергия, выше которой может происходить рассеяние в поле ядерных сил, определяется высотой кулоновского барьера для частицы (рис. 23):

$$V_C(R) = \frac{zZe^2}{R} = \frac{zZe^2}{R_0 A^{1/3}} \approx \frac{zZ}{A^{1/3}}, \text{ МэВ}, \quad (73)$$

где $R_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-15}$ м

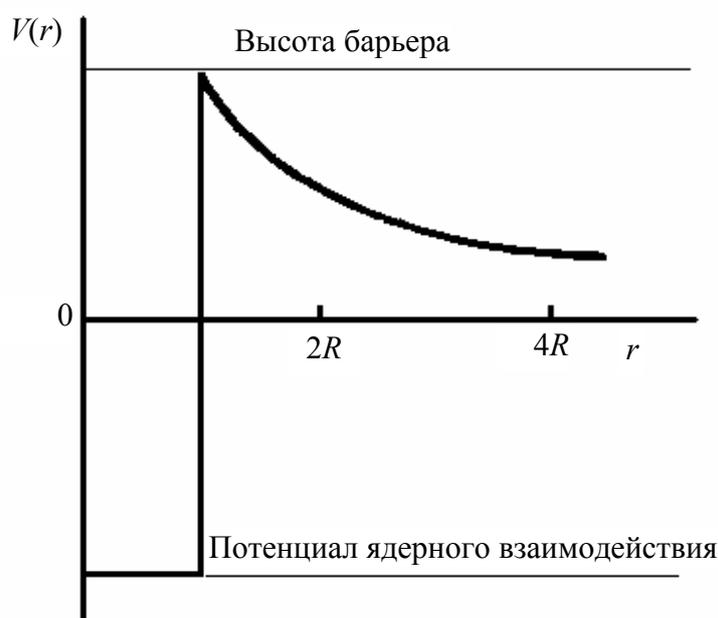


Рис. 23. Кулоновский потенциальный барьер:
 $V(r)$ – потенциал взаимодействия; r – расстояние от центра ядра;
 R – радиус ядерного взаимодействия

Если энергия частицы ниже кулоновского барьера, она не в состоянии достаточно близко подойти к ядру и проникнуть глубоко в электронную оболочку атома из-за начинающего сказываться экранирования. Минимальное расстояние сближения частицы с ядром, как следует из условия равенства кинетической энергии частицы и потенциальной энергии кулоновского отталкивания, при этом составляет $r_{\min} = zZe^2/E_{\text{ц}} \approx 1,44zZ \cdot 10^{-15}/E_{\text{ц}}$, где r_{\min} – минимальное расстояние до ядра, м; $E_{\text{ц}}$ – кинетическая энергия частицы в системе центра инерции частицы и ядра, МэВ. Экранирование называют слабым, если r_{\min} меньше радиуса ядра, и сильным – в других случаях. При сильном экранировании кулоновским рассеянием на ядрах, как правило, можно пренебречь.

При слабом экранировании удельные потери энергии при упругом кулоновском рассеянии на ядрах можно вывести по аналогии с выводом формулы Бете – Блоха для ионизационных потерь, обусловленных кулоновским рассеянием на электронах (54), принимая, что в данном случае n_0 – плотность ядер (атомная плотность); $m = m_{\text{я}}$ – масса ядра; $Z = Z_{\text{я}}$ – заряд ядра.

Максимально возможная кинетическая энергия отдачи ядра при этом

$$T_{\text{max}} = \frac{2\beta^2\gamma^2 mc^2}{1 + 2\gamma \frac{m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2}. \quad (74)$$

Для оценки минимальной энергии T_{min} воспользуемся связью между прицельным параметром b и переданной энергией T :

$$b = \sqrt{\frac{2}{m_{\text{я}}T} \frac{Zze^2}{v}}, \quad (75)$$

откуда

$$T_{\text{min}} = \frac{2}{m_{\text{я}}v^2} \left(\frac{Zze^2}{b_{\text{max}}} \right)^2. \quad (76)$$

В нерелятивистском случае

$$T_{\text{max}} = \frac{2m_{\text{я}}M^2v^2}{(m_{\text{я}} + M)^2}, \quad (77)$$

следовательно, при упругом рассеянии, заменяя максимальный прицельный параметр на эффективный радиус ядра $a_{\text{э}}$, получим:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{упр}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4}{m_{\text{я}}v^2} n_0 \ln \frac{m_{\text{я}}Mv^2 a_{\text{э}}}{(m_{\text{я}} + M)Zze^2}. \quad (78)$$

Эти расчеты дают возможность оценить отношение «упругих» и ионизационных потерь:

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{упр}}}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}} \approx \frac{m_e Z}{m_{\text{я}}} \left(\frac{z}{z_{\text{eff}}} \right)^2 = \frac{m_e}{m_n} \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{z_{\text{eff}}} \right)^2 \approx 3 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{z}{z_{\text{eff}}} \right)^2. \quad (79)$$

4.8. Общая схема взаимодействия электронов с веществом

Механизмы взаимодействия электронов с веществом иллюстрирует рис. 24.

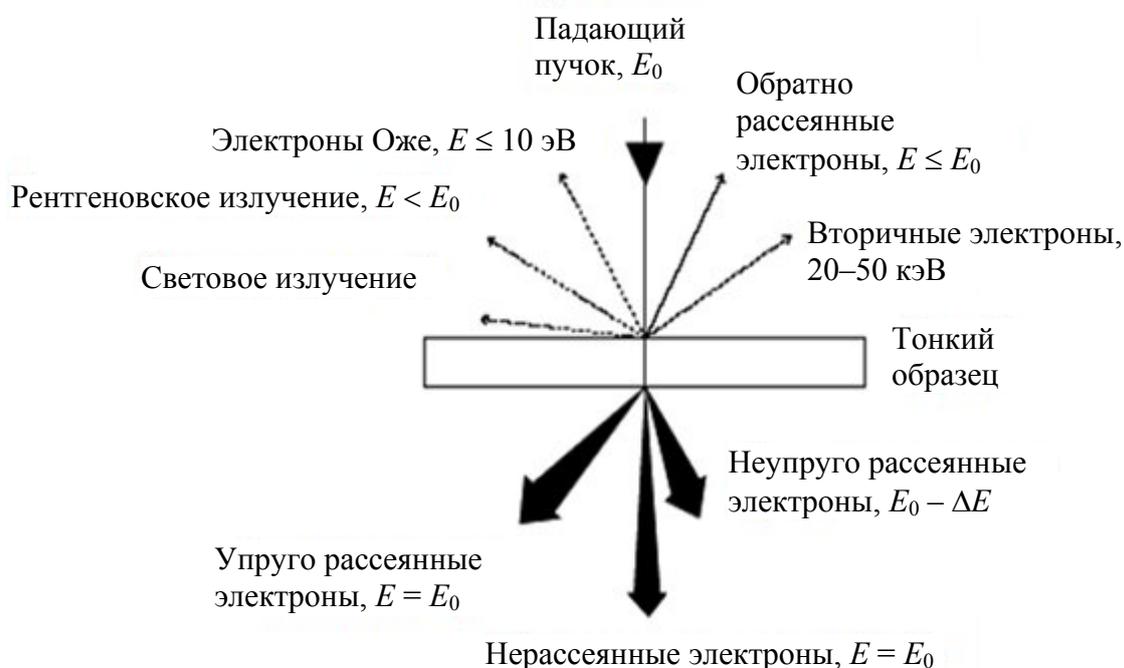


Рис. 24. Схема рассеяния электронов на тонкой пластинке

Согласно схеме, часть энергии поглощается в образце, часть трансформируется в другие виды излучения, часть уносится с продолжающимся движением и потерявшими некоторую долю энергии частицами.

4.8.1. Упругое рассеяние

Упругое рассеяние (elastically scattered electrons). При упругом столкновении энергия не расходуется на возбуждение атомов среды. Направление движения электрона может изменяться, но энергия практически сохраняется, т. е. $E \approx E_0$.

Упругое рассеяние на изолированном атоме. Проходя мимо атома на большом удалении от него, электрон взаимодействует с электронами внешней оболочки и испытывает рассеяние на небольшой угол. Если же электрон налетает на атом с малым прицельным параметром, то рассеяние может быть на большой угол, вплоть до 180° . С большой вероятностью электрон будет рассеян вперед, однако имеется малая вероятность рассеяния на большой угол ($>90^\circ$).

Обратно рассеянные электроны имеют энергию, близкую к начальной, и несут информацию о поверхности образца.

Сечение упругого рассеяния описывается формулой Резерфорда:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{16E_0^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (80)$$

Проинтегрировав по углу от 0 до π , для интегрального сечения будем иметь:

$$\sigma_n = 1,62 \cdot 10^{-24} \left(\frac{Z}{E_0}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (81)$$

В двух последних выражениях не учитывается электронная экранировка заряда ядра, и они пригодны только для нерелятивистских скоростей.

При введении соответствующих поправок для дифференциального сечения получаем:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{\lambda^4 Z^2}{64\pi^4 (a_0)^2 \left(\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \left(\frac{\theta_0}{2}\right)^2 \right)^2}. \quad (82)$$

Это так называемая экранированная релятивистская формула Резерфорда, хорошо работающая вплоть до энергий 300–400 кэВ и для $Z < 30$. Здесь $a_0 = 4\pi\hbar^2\varepsilon_0/(m_0e^2) = 0,0529$ нм (параметр экранирования Бора); $\theta_0 = 0,117Z^{1/3}/E_0^{1/2}$ (E_0 в килоэлектрон-вольтах).

Упругое рассеяние на системе атомов, в отличие от классического корпускулярного подхода, описывается в рамках волнового механизма взаимодействия. Формула Резерфорда, даже с поправками на экранировку и релятивизм, не может точно описать процесс рассеяния, поскольку она игнорирует волновую природу электронов.

В волновом подходе взаимодействие описывается амплитудой, или фактором атомного рассеяния, который соотносится с дифференциальным сечением как

$$|f(\theta)|^2 = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}. \quad (83)$$

Именно волновым свойствам электронов обязано такое явление, как их дифракция.

4.8.2. Неупругое рассеяние

Энергия неупруго рассеянных электронов теряется на: а) коллективное взаимодействие с многими атомами; б) генерацию вторичных электронов; в) генерацию рентгеновских лучей.

Рассмотрим образование характеристического излучения, возникающего при электронных переходах на внутренних оболочках при заполнении вакансий, образующихся в результате взаимодействия с ионизирующим излучением.

Зависимость длины волны определенного перехода, ведущего к характеристическому излучению, от атомного номера описывается формулой Мозли:

$$\lambda = B(Z - C)^{-2}, \quad (84)$$

где B и C – константы.

При образовании вакансии на внутренних оболочках с испусканием характеристического излучения конкурирует Оже-процесс. Эта конкуренция отражается еще одним параметром, называемым выходом флуоресценции (ω), резко зависящим от Z . Зависимость $\omega(Z)$ аппроксимируется выражением

$$\omega = Z^4(a + Z)^{-4}, \quad (85)$$

где $a = 10^6$ для K -оболочки. Например, для углерода $\omega \approx 10^{-3}$, а для германия $\omega \approx 0,5$.

Электроны, сталкивающиеся с ядром с малыми прицельными параметрами, испытывают торможение в кулоновском поле ядра, что вызывает рентгеновское излучение, которое называют тормозным. Для оценки выхода тормозного излучения используют формулу Крамерса:

$$N(E) = KZ(E_0 - E)E^{-1}, \quad (86)$$

где $N(E)$ – число образовавшихся фотонов с энергией E , генерируемых электронами с энергией E_0 ; K – константа Крамерса; Z – атомный номер мишени. В отличие от характеристического излучения, тормозное существенно анизотропно и направлено резко вперед.

На схеме, приведенной на рис. 25, показаны все возможные переходы с внутренних K , L , M и N оболочек атомов, ведущие к генерации рентгеновского излучения.

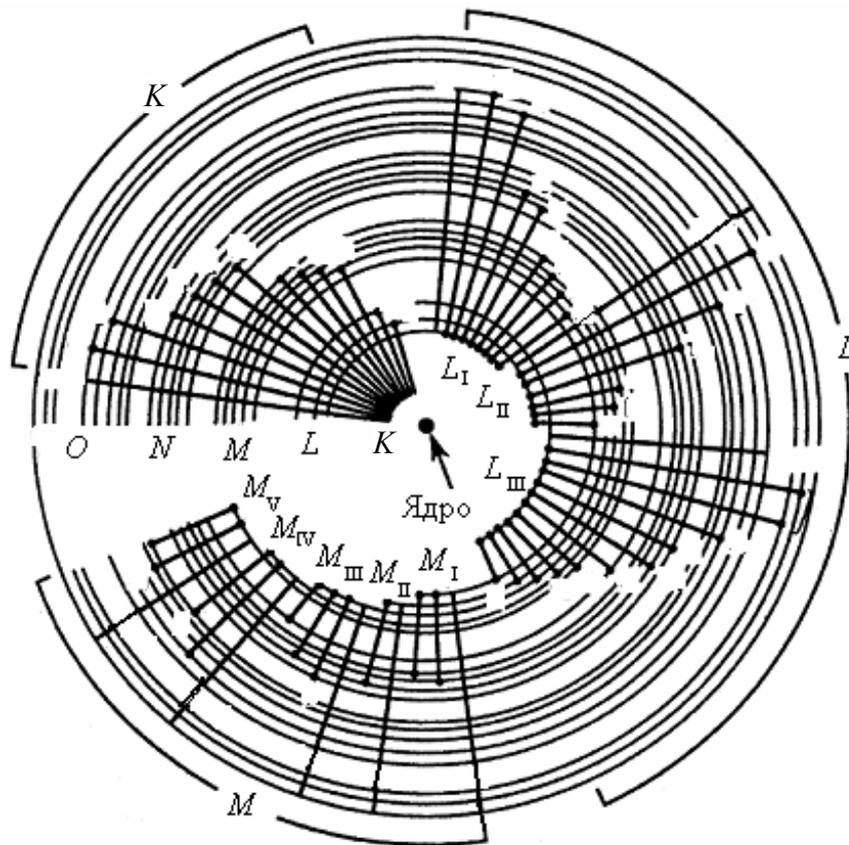


Рис. 25. Схема переходов, ведущих к испусканию рентгеновского излучения

Интенсивность излучения резко растет в области малых энергий, которые поглощаются в мишени. На спектр накладываются линии характеристического излучения (рис. 26).

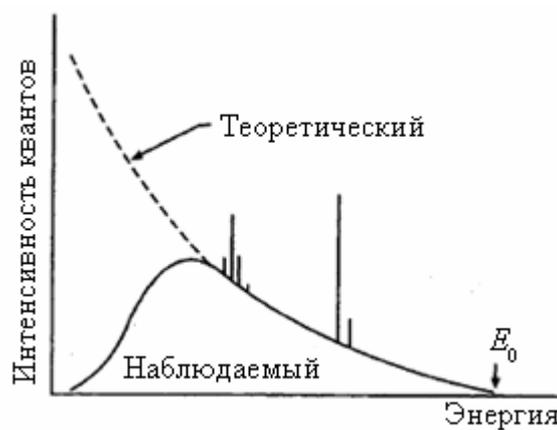


Рис. 26. Спектр рентгеновского излучения:
 E_0 – энергия возбуждения

4.8.3. Генерация вторичных электронов

Вторичные электроны можно разделить на три группы:

1. Медленные ($E < 50$ эВ), выбитые из валентной зоны или зоны проводимости.

2. Быстрые, выбитые из внутренних оболочек атомов.

3. Электроны Оже (Auger electrons).

Медленные вторичные электроны дают наименьший вклад в неупругие процессы. Большую их часть составляют свободные электроны, т. е. не связанные с определенным атомом. Поскольку их энергия мала, то они могут вылетать только из приповерхностных слоев. Число вторичных электронов с энергиями < 50 эВ весьма мало и возрастает до максимума при ≈ 5 эВ. Считается, что выход медленных вторичных электронов не зависит от E_0 . Но их число возрастает с увеличением угла наклона образца, стремясь к максимуму при ориентации образца параллельно пучку. Зависимость их выхода от Z считается слабой.

Быстрые вторичные электроны получают значительную долю энергии электронов падающего на образец пучка. Сечение генерации быстрых электронов на порядок больше, чем сечение медленных.

Оже-электроны имеют энергию до 10 эВ. Процесс их образования разделяется на два этапа (рис. 27).

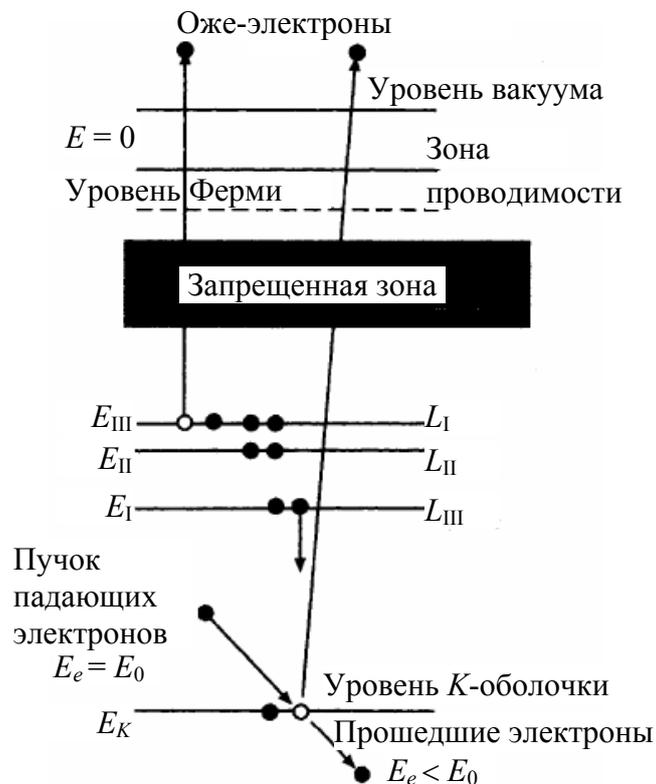


Рис. 27. Схема образования Оже-электронов

На первом этапе падающий электрон выбивает электрон K -оболочки. На втором образующаяся вакансия заполняется L_{III} -электроном, избыток же энергии $\Delta E = E_K - E_L$ испускается в виде третичного L_{II} Оже-электрона. Это излучение называется излучением $K-L_{III}$, L_{II} Оже-электронной эмиссией. Образующаяся вакансия на L -оболочке заполняется электроном из внешней (валентной) оболочки, а остаток энергии излучается в виде низкоэнергетичного фотона.

Оже-электроны имеют характеристический спектр, зависящий от электронной структуры атома и почти полностью идентичный спектру характеристического излучения.

Оже-процесс более вероятен в атомах с малой энергией связи электронов, т. е. в легких элементах. Типичные энергии Оже-электронов находятся в интервале от нескольких сотен электрон-вольт до нескольких килоэлектрон-вольт. Оже-электроны сильно поглощаются в образце, т. е. регистрируемые электроны вылетают из приповерхностных слоев.

4.8.4. Генерация электронно-дырочных пар и катодоллюминесценция

Выбивание электронов, возникновение электронно-дырочных пар – процессы, происходящие в полупроводниках и диэлектриках при прохождении электронов. Электронно-дырочные пары рекомбинируют, и излучается фотон (катодоллюминесценция). Явление используется при исследовании полупроводников.

4.8.5. Генерация плазмонов и фононов

Генерация плазмонов и фононов (коллективные возбуждения в твердом теле). Плазмоны представляют собой продольные коллективные колебания валентных электронов, затухающие в течение фемтосекунд. Генерация плазмонов является наиболее сильным каналом неупругих потерь. Плазмоны возникают в любом материале, имеющем слабо связанные электроны, но доминируют в металлах, особенно в имеющих высокую плотность свободных электронов. Средний пробег плазмона составляет ≈ 100 нм. Энергия плазмонов зависит от плотности свободных электронов и, следовательно, от химического состава.

Дифференциальное сечение плазмонного возбуждения получено Т. Феррелем:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\theta^2 + \theta_E^2}{2\pi a_0 \theta_E}, \quad (87)$$

где θ – угол рассеяния; θ_E – характеристический угол рассеяния, определяемый соотношением $\theta_E = E_P/(2E_0)$. Плазменная энергия $E_P \approx 15\text{--}25$ эВ, поэтому сечение (86) является сильной функцией θ , резко падая практически до нуля при $\theta \gg 10$ мрад, что соответствует тому, что неупруго рассеянные электроны отклоняются лишь на малые углы.

Фононы являются квантами колебаний решетки, т. е. тепла. Механизмы генерации фононов могут быть как прямыми, так и непрямыми. Первые обусловлены элементарным актом неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах, приводящим к упругим осцилляциям атомов относительно равновесных позиций. Вторые являются следствием других неупругих процессов. Например, эмиссия Оже-электронов, характеристическое излучение или межзонные переходы могут конвертироваться в осцилляции решетки.

Энергия фонона менее 0,1 эВ, но электрон, взаимодействующий с атомом с образованием фонона, рассеивается на достаточно большой угол (5–15 мрад). Эти электроны вносят вклад в диффузное рассеяние.

Сечение фононного рассеяния имеет $Z^{3/2}$ зависимость от атомного номера. Фононное рассеяние возрастает с увеличением температуры. При комнатной температуре средняя длина свободного пробега фонона составляет пару нанометров для Au и примерно 350 нм для Al, а при температуре жидкого гелия она возрастает в 2–3 раза.

4.8.6. Электроны высоких энергий

Электроны высоких энергий ($E > 100$ МэВ) образуют в результате последовательных актов испускания γ -квантов (которые рожают затем электрон-позитронные пары) каскадные ливни (рис. 28).

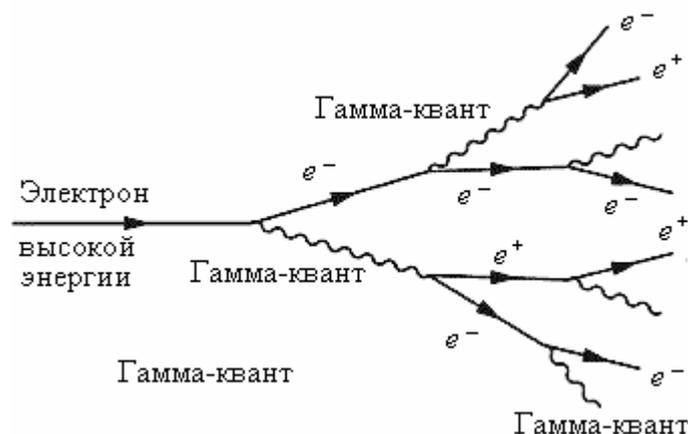


Рис. 28. Каскадный ливень, инициированный быстрым электроном

Ливень может быть инициирован и γ -квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. По мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон-позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетичных электронов может достигать 10^6 .

Для таких электронов ионизация атомов является лишь одним из способов их взаимодействия со средой. При энергиях электронов $E \approx 50$ МэВ вероятности различных процессов составляют:

- упругие столкновения – 5%;
- ионизация – 35%;
- возбуждение атомов – 60%.

Взаимодействие позитронов описывается так же, как и взаимодействие электронов. Дополнительно надо учесть эффект аннигиляции и исключить из расчетов эффект обмена. Сечение аннигиляции обратно пропорционально скорости позитронов: $\sigma_{\text{анниг}} \sim 1/v$, поэтому позитроны аннигилируют, потеряв практически всю энергию.

ТЕМА 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

5.1. Классификация нейтронов

Проходя сквозь вещество, нейтроны упруго рассеиваются на ядрах или вызывают ядерные реакции. Макроскопически это проявляется как замедление, диффузия, поглощение и т. д. Поскольку нейтрон имеет нулевой электрический заряд, он практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек. Поэтому атомные характеристики среды не играют роли в распространении нейтронов в веществе. Это ядерный процесс.

Сечения реакций зависят от энергии нейтронов и изменяются при изменении A или Z . Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами в среднем растут по закону $1/v$ при уменьшении энергии нейтрона. По этому свойству нейтроны разделяются на несколько групп, границы между которыми достаточно условны.

Наименьшими энергиями обладают ультрахолодные нейтроны. К ним относят нейтроны с энергиями ниже 100 пэВ, что соответствует температурам ниже 0,01 К (энергию частицы и температуру связывает соотношение $E = kT$, где k – постоянная Больцмана). Ультрахолодные нейтроны хорошо отражаются от большинства материалов аналогично отражению света от металлического зеркала. Параметры отражения можно рассчитать, исходя из соответствующей энергии длины волны Де Бройля $\lambda = h(2mE)^{-0,5}$. Благодаря эффективному отражению ультрахолодные нейтроны способны накапливаться и десятки секунд храниться в замкнутых сосудах.

Холодными называют нейтроны с энергиями ниже 5 мэВ. Такие энергии соответствуют температурам порядка 10 К. У холодных нейтронов сильно проявляются волновые свойства, т. к. их длина волны Де Бройля много больше межатомных расстояний. Холодные нейтроны используются для изучения медленных диффузионных процессов с участием атомов и молекул, а также для исследования белковых макромолекул, полимеров, микродефектов и микронеоднородностей в растворах и сплавах.

Энергии более 5 мэВ (некоторые авторы приводят границу на уровне 25 мэВ) определяют порядок энергий тепловых нейтронов. Верхняя граница диапазона находится на уровне 0,5 эВ. Средняя длина волны Де Бройля в этом диапазоне составляет 20 нм, а температура – 300 К.

В число медленных нейтронов с энергиями в диапазоне от 0,5 эВ до 100 кэВ входят две группы: резонансные нейтроны с энергией до

10 кэВ и более быстрые – промежуточные. Медленные нейтроны в основном упруго рассеиваются на ядрах или вызывают экзотермические ядерные реакции, в первую очередь, радиационный захват, реакции типа (n, p) , (n, α) и деление атомных ядер. Реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ используются для регистрации нейтронов; вторая из них применяется также для защиты от нейтронного излучения.

Резонансными называют нейтроны первой группы, поскольку именно в этом диапазоне сечение их взаимодействия с тяжелыми ядрами наиболее велико и носит резонансный характер. Исследования с резонансными нейтронами дают возможность изучать спектры возбуждений ядер. Резонансное поглощение нейтронов используют в ядерных реакторах путем замедления образующихся в цепной реакции более «горячих» нейтронов.

В области энергии промежуточных нейтронов резонансная структура нейтронных сечений сглаживается из-за перекрытия соседних резонансов. При этом амплитуды резонансов сравнительно невелики, а сечение реакции взаимодействия с веществом в среднем падает с ростом энергии.

К быстрым относят нейтроны с энергиями от 100 кэВ до 14 МэВ. Они способны испытывать неупругое рассеяние на ядрах и вызывать эндотермические ядерные реакции, например $(n, 2n)$, (n, pn) . Сечения этих реакций сравнительно плавно зависят от энергии (выше характерного для данной реакции энергетического порога), и их исследование позволяет изучать механизм распределения энергии возбуждения между нуклонами, составляющими ядро. Равновесная температура быстрых нейтронов превышает 10^{10} К, а длина волны Де Бройля становится менее 1 пм.

Нейтроны с энергиями менее 1 эВ подчиняются равновесному распределению Максвелла, в то время как спектры надтепловых частиц следуют степенному закону. Соотношение содержания в потоке нейтронов разных энергий зависит от происхождения и эффективности процесса замедления нейтронов в среде.

5.2. Основные реакции с участием нейтронов

Взаимодействие нейтронов с ядрами вещества может происходить различными способами в зависимости от типа ядра и энергии нейтрона. Часть реакций являются пороговыми, т. е. для их осуществления нейтрон должен иметь энергию выше некоторого минимального значения. Сечение других реакций сильно зависит от энергии нейтрона, и сама реакция эффективно протекает лишь в узких энергетических диапазонах.

ческих зонах – областях резонанса. Для третьих эта зависимость не столь существенна, но может, тем не менее, требовать оптимизации при практическом использовании, как, например, при управляемой цепной реакции в ядерных реакторах. Основные типы реакций с участием нейтронов приведены в табл. 5.

Таблица 5

Основные типы реакций с участием нейтронов

Тип реакции	Сечение
Радиационный захват (n, γ)	Идет на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов от 0,1 до 10^4 барн, для быстрых – от 0,1 до единиц барн
Упругое рассеяние (n, n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн
Неупругое рассеяние (n, n')	Пороговая реакция. Сечение по порядку величины несколько барн
Обменная реакция (n, p)	Наиболее важные реакции: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0,76 \text{ МэВ}$, сечение реакции для тепловых нейтронов составляет 5400 барн; $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0,63 \text{ МэВ}$, сечение реакции для тепловых нейтронов составляет 1,75 барн
Реакция выбивания α -частиц (n, α)	Наиболее важные реакции: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4,78 \text{ МэВ}$, сечение реакции для тепловых нейтронов составляет 945 барн; $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$, сечение реакции для тепловых нейтронов составляет 3840 барн
Реакция размножения ($n, 2n$)	Пороговая реакция. Порог $\approx 10\text{--}15 \text{ МэВ}$. Сечение – несколько десятых барн
Реакция деления ядер (n, f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая случаи взаимодействия с ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ и т. п.

5.3. Замедление нейтронов

Замедление нейтронов происходит при упругих столкновениях с ядрами, т. к. если до столкновения ядро покоилось, то после столкновения оно приходит в движение, получая от нейтрона некоторую

энергию, а нейтрон замедляется. Однако это замедление не может привести к их полной остановке из-за теплового движения ядер. Если нейтрон замедлится до энергии теплового движения порядка kT , то при столкновении с ядром он может как отдать, так и получить энергию. Нейтроны с энергиями kT находятся в тепловом равновесии со средой (термализация нейтронов).

Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников нейтроны рождаются в основном с энергиями от десятков килоэлектрон-вольт до нескольких мегаэлектрон-вольт, в то время как большинство важных в прикладном отношении нейтронных реакций, согласно закону $1/v$, наиболее интенсивно идет при низких энергиях нейтронов.

Рассмотрим среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода – протоном. Баланс энергии при столкновении имеет вид (массы протона и нейтрона обозначены M)

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2}, \quad (88)$$

где E_0 , v – начальные энергия и скорость нейтрона; v_n , v_p – соответственно скорости нейтрона и протона после столкновения.

Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон и в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря равенству их масс):

$$E_1 = \frac{\overline{Mv_n^2}}{2} = \frac{\overline{Mv_p^2}}{2} = \frac{E_0}{2}, \quad (89)$$

где E_1 – средняя энергия нейтрона после столкновения.

Таким образом, в водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжелым ядром с массовым числом A , то средняя потеря энергии определяется соотношением $E_1 = (1 - a/2)E_0$, где $a = 4A/(1 + A)^2$.

Например, если замедлителем является углерод ^{12}C , то $E_1 \approx 0,8E_0$. Значит, в углероде энергия нейтрона в среднем будет уменьшаться вдвое лишь после трех столкновений.

Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т. е. имел малое сечение поглощения. Малые ве-

личины имеют сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжелая вода D_2O . Приемлемым, но несколько худшим замедлителем является обычная вода H_2O , т. к. водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, двуокись бериллия.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является длина замедления $\tau^{1/2}$. Величина τ носит не соответствующее ее размерности название возраста нейтронов. При этом $\tau = r_{dif}^2 / 6$, где r_{dif}^2 – среднеквадратичное расстояние, на которое нейтрон уходит от источника в процессе замедления от 1 МэВ до 1 эВ.

5.4. Диффузия нейтронов

Замедленные до тепловых энергий нейтроны диффундируют, распространяясь в веществе во все стороны от источника. Этот процесс приближенно описывается обычным уравнением диффузии с обязательным учетом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико. Основной характеристикой среды, описывающей процесс диффузии, является длина диффузии L , определяемая соотношением

$$L^2 = \frac{r_{dif}^2}{6}, \quad (90)$$

где r_{dif}^2 – среднеквадратичное расстояние, на которое уходит тепловой нейтрон в веществе от места рождения до места поглощения. В табл. 6 показана эффективность наиболее распространенных в ядерной энергетике замедлителей.

Таблица 6

Длина замедления и диффузии некоторых замедлителей при замедлении нейтронов деления в ядерном реакторе до тепловой энергии

Замедлители	τ , см ²	L , см
H_2O	30	2,76
D_2O (тяжелая вода)	120	160
Be	97	20,8
BeO	105	32,7
C (графит)	350	51

Из табл. 6 видно, что у обычной воды $\tau^{1/2} > L$, что указывает на сильное поглощение. У тяжелой воды, наоборот, $\tau^{1/2} \ll L$. Поэтому она является лучшим замедлителем. Бериллий и его окись редко используются в ядерной технике из-за высокой токсичности и низкой радиационной стойкости. Напротив, графит, лишенный этих недостатков и обладающий высокой тепловой стойкостью, нашел широкое применение в ядерных реакторах.

5.5. Альbedo нейтронов

Важным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение диффузное. Его механизм таков: нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и может вылететь обратно. Вероятность вылета носит название альbedo нейтронов для данной среды. Очевидно, что альbedo тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т. е. имеют альbedo до 0,9. В частности, для обычной воды альbedo равно 0,8. Поэтому неудивительно, что водяные отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах и других нейтронных установках.

Измерения альbedo нейтронов поверхности планет применяется для поиска воды на них. В 2008 г. российский детектор нейтронов ЛЕНД использовался в совместном с НАСА орбитальном эксперименте для обнаружения воды в полярных шапках Луны. Аналогичная аппаратура применялась при исследовании поверхности Марса. В настоящее время составлены карты альbedo. Прибор для измерения динамического альbedo планируется установить на марсоход в рамках российско-американской программы исследований.

5.6. Источники нейтронов

5.6.1. Изотопные источники

В изотопных источниках нейтроны получают при спонтанном делении ^{252}Cm либо в ядерных реакциях (α, n) на легких ядрах, например $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. В качестве источников альфа-частиц используются изотопы ^{210}Po , ^{226}Ra , ^{239}Pu , ^{241}Am . Изотопные источники имеют сплошной спектр нейтронов ($\approx 0,1-12,0$ МэВ) и высокий фон гамма-излучения. Изотопные источники монохроматических нейтронов небольших энергий можно создать, использовав реакцию (γ, n) . Для этого исполь-

зуются реакции $d(\gamma, n)p$ с монохроматическим источником гамма-квантов на основе ^{208}Tl ($E_\gamma = 2,62$ МэВ), энергия нейтронов 200 кэВ, и $^9\text{Be}(\gamma, n)^4\text{He}$ ($Q = 1,65$ МэВ) с источником гамма-квантов на основе ^{214}Bi ($E_\gamma = 1,78$ МэВ), энергия нейтронов 110 кэВ.

5.6.2. Стационарные реакторы

Первый ядерный реактор был создан под руководством Э. Ферми в 1942 г. в Чикаго. Первый реактор, предназначенный для пучковых исследований (HFBR), был построен в 1965 г. в Брукхэйвене. Потоки действующих стационарных реакторов достигают $4,5 \cdot 10^{14}$ нейтронов через площадку в 1 см^2 в секунду (ПИК в Гатчине).

Поскольку все они дают нейтроны с непрерывным спектром, для монохроматизации потока используют прерыватели Ферми. ПИК использует 4 прерывателя, работающих на частоте до 15 000 об/мин, обеспечивая разброс менее 5% на энергии 1 эВ.

5.6.3. Импульсные реакторы

В импульсных реакторах цепная реакция развивается на мгновенных нейтронах. Для этого реактор на промежуток времени от $\approx 10^{-4}$ до нескольких секунд переводится в надкритическое состояние. Развивается цепная реакция. Затем реактор переводится в подкритическое состояние, и процесс затухает. В результате генерируют импульсы нейтронов большой интенсивности. Управлять критичностью реактора с помощью мгновенных нейтронов – опасное занятие. В 1940-х гг. импульсный реактор в Лос-Аламосе работал так. В вертикальную трубу бросали кусок плутония или урана, который пролетал мимо другого куска ядерного материала. На какое-то время масса превышала критическую, и генерировался мощный поток нейтронов.

5.6.4. Нейтронные генераторы

В нейтронных генераторах обычно используются реакции $t(d, n)^4\text{He}$ и $d(d, n)^3\text{He}$, максимумы сечения которых находятся при небольших энергиях. Это позволяет использовать небольшие ускорители, например каскадные генераторы. Энергия ускоренных частиц в таких нейтронных генераторах обычно 100–300 кэВ. Как правило, ускоряются дейтроны.

Так как энергия этих реакций заметно больше энергии ускоряемых частиц, нейтроны вылетают из мишени почти с одинаковыми энергиями.

На рис. 29 показана одна из применяемых в настоящее время схем нейтронного генератора.

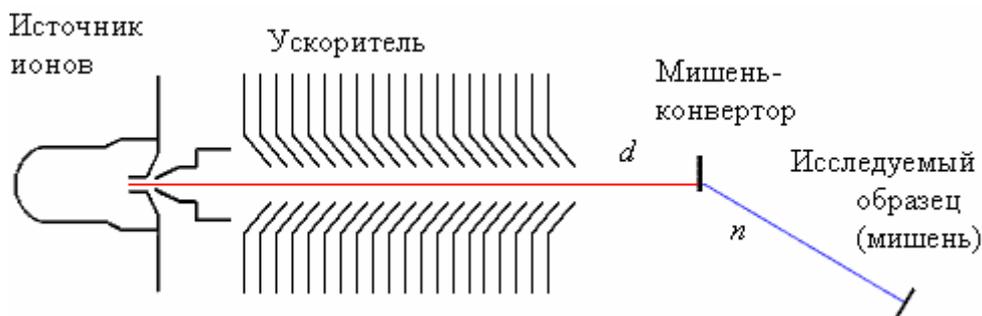


Рис. 29. Схема нейтронного генератора

Нейтронный генератор может быть точечным моноэнергетичным источником нейтронов. Нейтроны, образующиеся в реакции $d-t$, вылетают из мишени практически изотропно.

5.6.5. Импульсные источники нейтронов

Импульсные источники нейтронов на базе электронных ускорителей впервые начали создаваться в 1950-х гг. в Харуэлле (Великобритания).

Нейтроны получаются в результате фотонейтронных реакций (γ, xn) от тормозного излучения электронов, падающих на мишень из тяжелых ядер. При энергии электронов 100 МэВ на 20 электронов образуется 1 нейтрон. При энергии электронов более 100 МэВ выход нейтронов практически перестает увеличиваться с ростом энергии. Выход нейтронов при фотоядерных реакциях мал. Для его повышения используется размножающая мишень из делящегося материала (бустер).

5.7. Нейтронография

Сегодня самым эффективным методом изучения взаимного расположения атомов является дифракция микрочастиц: фотонов, электронов, нейтронов. Самые совершенные электронные микроскопы позволяют наблюдать только очень крупные атомы, например уран или золото. В последнее время удалось получить электронные фотографии и более легких атомов, вплоть до водорода. Однако очень высокие энергии электронов делают такие устройства недоступными для большинства исследовательских лабораторий. Ионные микроскопы позволяют наблюдать расположение отдельных крупных атомов, но очень сложны в использовании. Кроме того, им доступны только тонкие образцы. Следовательно, требуются достаточно массивные частицы с хорошей проникаю-

щей способностью. Очевидно, что нейтронные потоки хорошо подходят для этих целей.

Дифракция нейтронов на кристаллической решетке обладает существенным отличием от дифракции, например, рентгеновского излучения. Это отличие обусловлено, главным образом, разной природой рассеивающих центров. Если электромагнитные волны рассеиваются электронными оболочками атомов, то нейтроны, не имеющие заряда, рассеиваются ядрами. Это приводит к тому, что, во-первых, дифракция нейтронов слабо зависит от атомного номера кристалла, а во-вторых, дифракция может иметь особенности, связанные с наличием изотопов в исследуемом образце. Кроме того, наличие магнитного момента у нейтрона делает возможным исследование магнитной структуры образцов.

Структурная нейтронография как метод изучения строения молекул, кристаллов и жидкостей с помощью рассеяния нейтронов заняла прочные позиции в ряду других методов. Появление подходящих источников нейтронов, автоматических нейтронных дифрактометров, компьютерных программ обработки нейтрондифракционных данных необычайно расширило возможности структурной нейтронографии и обусловило резкое возрастание интереса к ней со стороны физиков, химиков, биологов, металлургов.

Первые работы в области нейтронографии принадлежат Э. Ферми (1946).

На рис. 30 и 31 показаны типичная нейтронограмма и схема нейтронографической установки.

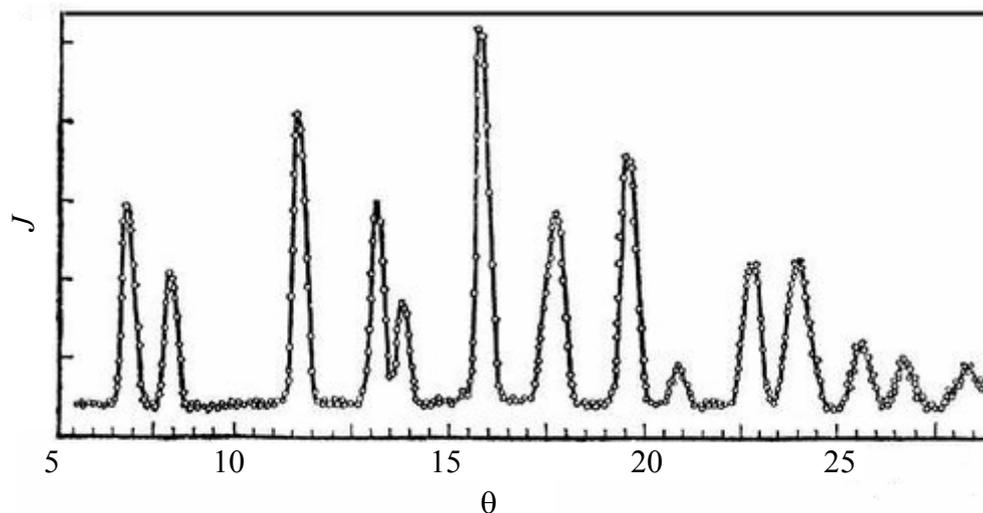


Рис. 30. Нейтронограмма поликристаллического образца BiFeO_3 :
 J — интенсивность потока нейтронов; θ — угол рассеяния

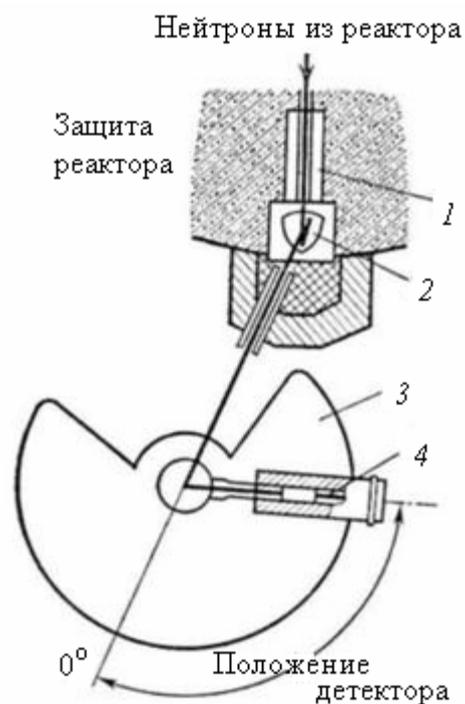


Рис. 31. Схема нейтронографической установки для исследования поликристаллических образцов: 1 – система коллимации, формирующая нейтронный пучок; 2 – блок монохроматизации для выделения нейтронов с определенной фиксированной энергией (длиной волны) из сплошного спектра нейтронов ядерного реактора; 3 – нейтронный спектрометр с детектором нейтронов; 4 – детектор для измерения интенсивности нейтронного излучения под различными углами рассеяния θ

Дальнейшее развитие нейтронографии связано с использованием квантовых свойств нейтронов, открытых в 70-х гг. XX в. белорусским ученым В. Г. Барышевским.

ТЕМА 6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

6.1. Основные характеристики и образование гамма-квантов

Гамма-кванты рождаются и поглощаются во множестве различных процессов. В переходах возбужденных ядер в состояния с меньшей энергией, как правило, излучаются γ -кванты. Атомные ядра могут оказаться в возбужденных состояниях как в результате ядерных реакций, так и при α - и β -распадах.

Термином « γ -квант» в начале XX в. обозначали электромагнитное излучение в диапазоне энергий от килоэлектрон-вольта до нескольких мегаэлектрон-вольт. В дальнейшем этот термин был расширен и на кванты более высоких энергий. Но в настоящее время в физике частиц γ -квантом (фотоном) называется квант электромагнитного излучения любой энергии. Название конкретизируется в зависимости от происхождения фотона: собственно фотон для оптических квантов, возникающих при энергетических переходах на внешних оболочках атомов; рентгеновский квант, образующийся при переходах на внутренних оболочках; гамма-квант – ядерное излучение. Положение этих диапазонов иллюстрируется шкалой электромагнитных волн (рис. 32).

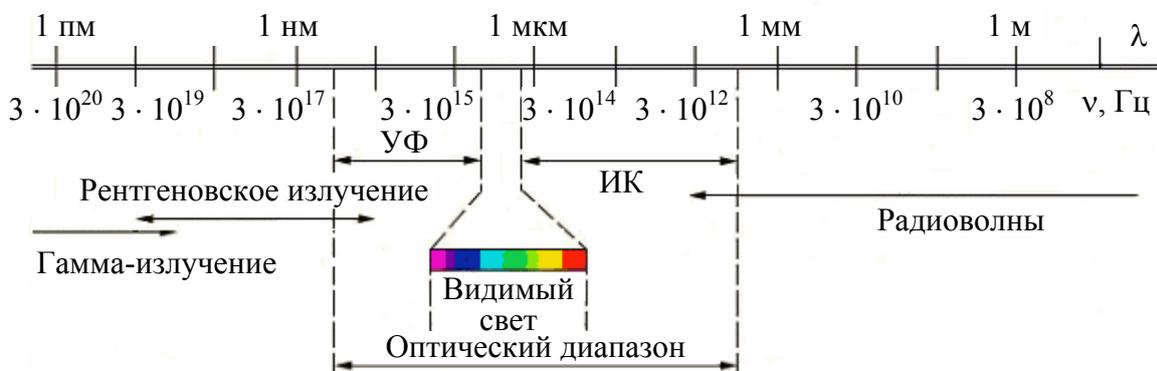


Рис. 32. Шкала электромагнитных волн

Длина волны фотона связана с его импульсом и энергией:

$$\lambda = 2\pi \frac{\hbar}{p} = 2\pi \frac{\hbar c}{E}; \quad (91)$$

$$\lambda(\text{Фм}) = \frac{\hbar c}{E(\text{МэВ})}; \quad (92)$$

$$\hbar c \approx 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}. \quad (93)$$

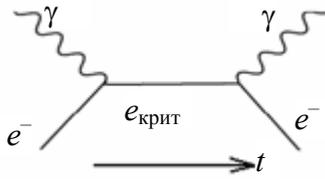


Рис. 33. Диаграмма Фейнмана для рассеяния фотона на свободном электроне

Взаимодействие элементарных частиц, в том числе и фотонов с частицами, принято в настоящее время иллюстрировать с помощью диаграмм Фейнмана с применением специальных, но очень простых обозначений. Примеры представлены на рис. 33–35.

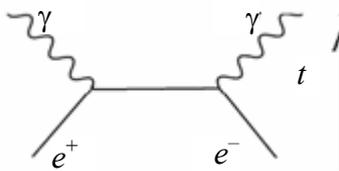


Рис. 34. Аннигиляция электрона и позитрона с рождением пары фотонов

Изучение спектров гамма-излучения несет полезную информацию о структуре энергетических уровней ядер. Зная структуру, можно расшифровать состав вещества по положению и интенсивности линий. Спектры несут информацию и о происходящих в ядрах превращениях, даже при исчезающе малых временах жизни состояний.

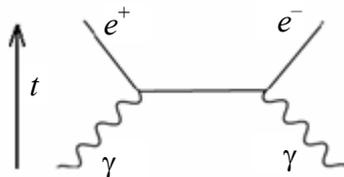


Рис. 35. Эффект рождения пар при рассеянии фотона высокой энергии на атоме

Рассмотрим структуру ядра ^{12}C (рис. 36). Уровни имеют характерные значения энергий E , спина I (полный момент количества движения) и четности P в виде I^P .

Ядро углерода имеет 12 энергетических уровней, включая основную. Возбужденное ядро может и в действительности быстро перейдет на низлежащий уровень, а излученный при этом квант будет иметь энергию, равную разности энергий соответствующих уров-

ней, так же как в оптике электрон, переходя с одного уровня на другой, испускает фотон.

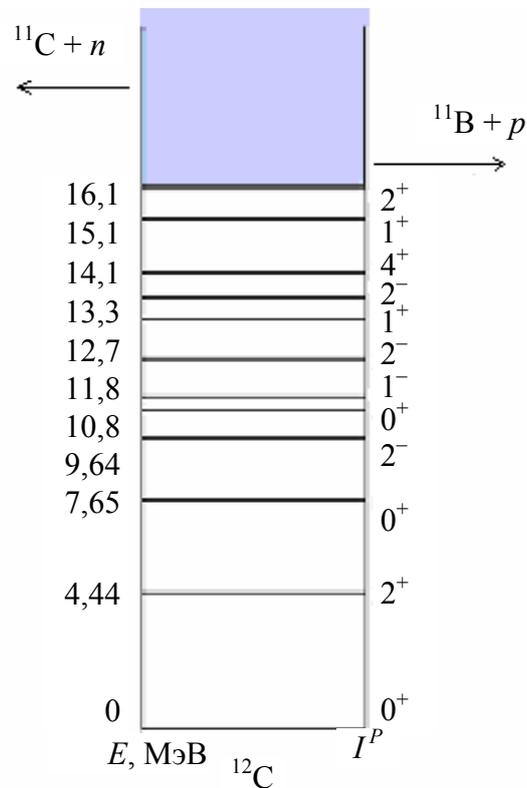


Рис. 36. Структура энергетических уровней ядра ^{12}C

Ядро кобальта-60 в результате электронного бета-распада превращается в возбужденное ядро никеля-60 (уровень с энергией возбуждения 2,51 МэВ) (рис. 37).

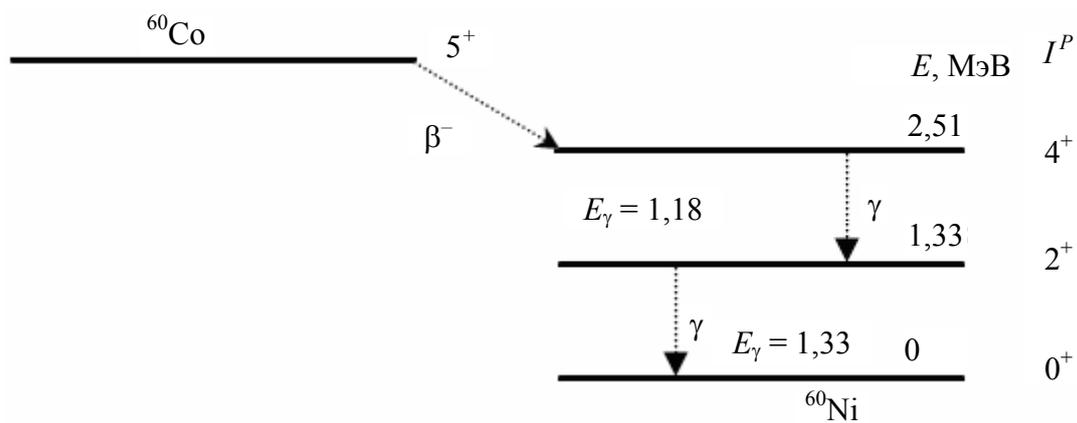


Рис. 37. Структура уровней и энергетических переходов при β -распаде ядра ^{60}Co

Возбуждение снимается каскадным переходом сначала на уровень 1,33 МэВ, а затем – на основной уровень. В результате практически одновременно излучаются два гамма-кванта с энергиями 1,18 и 1,33 МэВ для первого и второго энергетических переходов соответственно. Очевидно, что количество гамма-квантов обеих энергий одинаково.

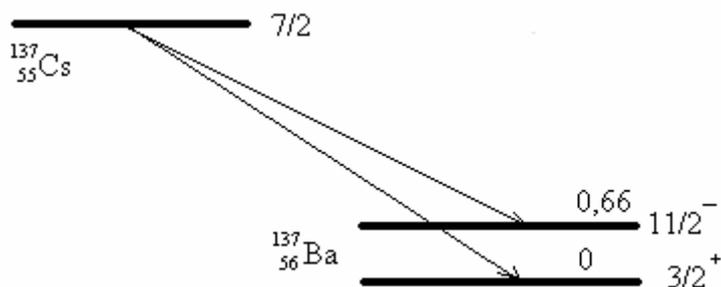


Рис. 38. Структура уровней и энергетических переходов при β -распаде ядра ^{137}Cs

При бета-распаде ядра цезия-137 (рис. 38) возможны два канала с образованием ядра бария-137 в основном состоянии (относительно редкий процесс) или в возбужденном состоянии. Во втором случае испускается гамма-квант с энергией 662 кэВ. Измерение содержания цезия-137 в пробах ведут именно по гамма-излучению бария-137.

6.2. Поглощение γ -излучения веществом

При прохождении гамма-излучения через вещество происходят взаимодействия фотонов с атомами. Вычислим, как уменьшается интенсивность монохроматического пучка гамма-излучения (фотоны с одной и той же энергией) при прохождении его через вещество.

Пусть при прохождении слоя поглотителя dx интенсивность I гамма-излучения уменьшается на dI . Это уменьшение должно быть пропорционально толщине слоя поглотителя dx и интенсивности I падающего на поглотитель излучения. Предполагается, что пучок гамма-излучения падает на поглотитель перпендикулярно его поверхности. Тогда

$$dI = \mu I dx, \tag{94}$$

где μ – коэффициент пропорциональности, называемый линейным коэффициентом ослабления. Откуда интенсивность пучка, прошедшего слой поглотителя толщиной x , будет

$$I = I_0 \exp(-\mu x), \tag{95}$$

где I – интенсивность излучения после прохождения слоя толщиной x ; I_0 – начальная интенсивность падающего на поглотитель гамма-излучения (при $x = 0$).

Таким образом, интенсивность пучка с возрастанием толщины слоя вещества экспоненциально убывает.

Если толщину слоя поглотителя x заменить поверхностной плотностью поглотителя, которая вычисляется как $\delta = \mu\rho$ (ρ – плотность материала поглотителя), получим:

$$I = I_0 \exp\left(-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)x\right), \quad (96)$$

где отношение μ/ρ называется массовым коэффициентом ослабления, который зависит от материала поглотителя и энергии гамма-излучения.

При наличии в пучке гамма-квантов различной энергии E_1, E_2, \dots, E_n формула ослабления интенсивности гамма-излучения принимает вид

$$I(x) = \sum_{i=1}^n I_{0i} e^{-\mu_i x}, \quad (97)$$

где I_{0i} – начальная интенсивность i -го компонента гамма-излучения с энергией E_i ; μ_i – линейный коэффициент ослабления гамма-квантов с энергией E_i .

Линейный коэффициент ослабления, согласно определению, имеет размерность $[\mu] = \text{м}^{-1}$. Он зависит, как уже сказано, от энергии гамма-излучения и от вещества поглотителя.

После прохождения слоя поглотителя толщиной $x_{1/2}$, называемого слоем половинного ослабления, интенсивность моноэнергетического гамма-излучения уменьшается вдвое, т. е.

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} = e^{-\mu x_{1/2}} \Rightarrow \mu = \frac{\ln 2}{x_{1/2}} = \frac{0,693}{x_{1/2}}. \quad (98)$$

Следовательно, определив экспериментально слой половинного ослабления, можно легко вычислить линейный коэффициент ослабления и наоборот. Кроме того, можно получить и значение поверхностной плотности половинного ослабления: $\delta_{1/2} = \rho x_{1/2}$. Легко показать, что массовый коэффициент ослабления выражается через $d_{1/2}$ следующим образом:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln 2}{d_{1/2}} = \frac{0,693}{d_{1/2}}. \quad (99)$$

Взаимодействия гамма-квантов с веществом могут иметь различную физическую природу, в зависимости от энергии фотона и свойств вещества. Обычно выделяют три типа взаимодействия с электронами атомов: эффект Комптона, фотоэффект и эффект образования пар.

При относительно низких энергиях фотонов превалирует эффект Комптона, при более высоких – фотоэффект, а если энергия фотона превышает двойную массу покоя электрона, то начинает наблюдаться эффект рождения пар, который абсолютно доминирует уже в области нескольких мегаэлектрон-вольт.

6.3. Эффект Комптона

Эффект Комптона состоит в изменении энергии фотонов, сопровождающем рассеяние их пучка в слое вещества. Явление носит имя Артура Комптона, который в 1923 г. опубликовал результаты тщательно выполненных экспериментов, подтвердивших существование этого эффекта, и одновременно предложил его объяснение. За свое открытие Артур Комpton был удостоен Нобелевской премии по физике за 1927 г.

В этом явлении валентные электроны атомов среды, чьи энергии связи существенно ниже энергии гамма-кванта, ведут себя как свободные. Поэтому фотон, отрывая такой электрон, практически не теряет энергию. В этой связи комptonовское рассеяние называют часто упругим, или когерентным, хотя это не совсем точно.

В действительности рассеяние на свободном электроне приводит к изменению энергии и направления распространения фотона (рис. 39).

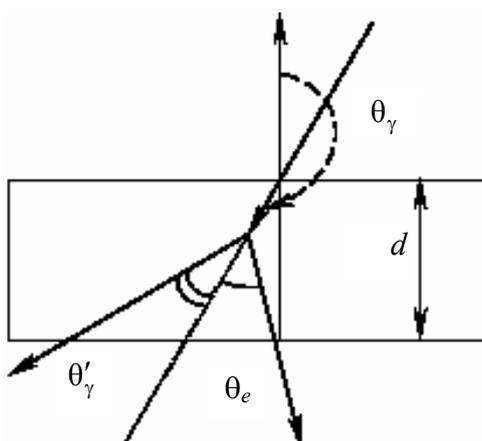


Рис. 39. Однократное комptonовское рассеяние в тонком образце толщиной d

Энергия комптоновского электрона, вылетающего под углом θ_e к начальному направлению движения γ -кванта, при однократном рассеянии последнего на угол θ'_γ описывается следующим выражением:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{\left(1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2 \frac{\theta'_\gamma}{2}} \right)}. \quad (100)$$

При рассеянии на покоящемся электроне длина волны гамма-излучения увеличивается на $\lambda_c(1 - \cos\theta'_\gamma)$. Постоянная величина $\lambda_c = h/(m_0c) = 2,426 \cdot 10^{-10}$ см называется комптоновской длиной волны электрона.

Сечение комптоновского рассеяния убывает с ростом энергии гамма-кванта: $\sigma_k \sim 1/E$, поэтому энергетический спектр выбитых комптоновских электронов также спадает с ростом энергии. Угловое распределение выбитых электронов существенно зависит от энергии первичных электронов (рис. 40).

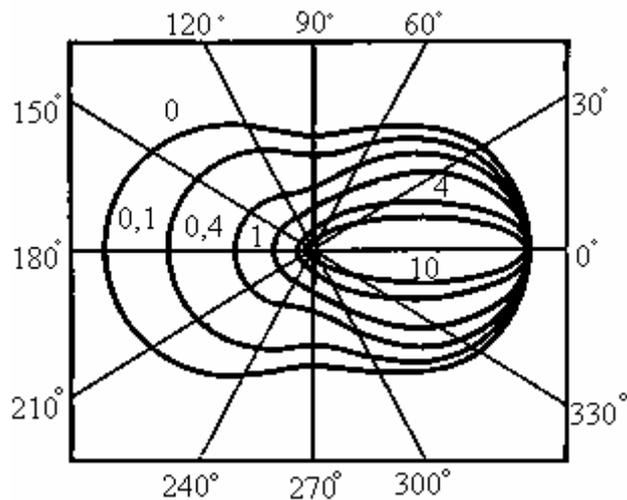


Рис. 40. Диаграмма рассеяния фотонов на свободном электроне для различных значений отношения (по уравнению Кляйна – Нишины) $h\nu/(m_e c^2)$ (цифры у кривых)

По периметру рисунка указаны углы θ'_γ , на которые отклоняются фотоны от начального направления при однократном рассеянии.

6.4. Фотоэффект

Фотоэффект под действием гамма-квантов заключается в выбивании электронов с внутренних оболочек атома. Потери энергии, составляющие при этом десятки килоэлектрон-вольт, существенны. Более того, гамма-квант при фотоэффекте можно считать поглощенным атомом в целом, а после вылета электрона – вновь образовавшимся. Поэтому полученный после фотоэффекта квант имеет меньшую энергию, и рассеяние нельзя считать ни упругим, ни когерентным.

Очевидно, что наибольшее сечение фотоэффект имеет, когда энергия фотона совпадает с энергией связи с атомом электрона, принадлежащего одной из внутренних оболочек. Импульс фотона также существенно изменяется, разделяясь между выбитым электроном и потерявшим его атомом.

Зависимость сечения фотоэффекта от атомного номера Z вещества-поглотителя сильная: $\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$. Фотоэффект является главным процессом, ответственным за поглощение γ -квантов в области малых энергий фотонов. В области энергий менее 0,5 МэВ величина эффективного сечения фотоэффекта очень резко спадает с ростом энергии γ -квантов: $\sigma_{\text{ф}} \sim 1/E^{7/2}$.

Используя закон сохранения энергии, можно определить кинетическую энергию фотоэлектрона: $E_e = E - I_i - E_n$, где E – энергия γ -кванта; I_i – ионизационный потенциал оболочки атома, из которой выбивается электрон; E_n – энергия отдачи ядра. Величина энергии отдачи ядра обычно мала, поэтому членом E_n можно пренебречь, следовательно, для практических целей вполне точно выполняется равенство $E_e = E - I_i$.

6.5. Эффект рождения пар и суммарное ослабление

Коэффициент ослабления (μ) на единицу массы для ксенона для трех основных эффектов взаимодействия показан на рис. 41.

Легко увидеть на кривой поглощения резкий пик, возникающий за счет фотоэффекта и соответствующий выбиванию электрона с K -оболочки атома ксенона, и практически полное исчезновение фотоэффекта при энергиях фотонов выше нескольких мегаэлектрон-вольт. Но уже в диапазоне более 0,5 МэВ начинает превалировать эффект Комптона. При энергиях в несколько мегаэлектрон-вольт вклад обоих эффектов становится пренебрежимо мал по сравнению с долей эффекта рождения пар.

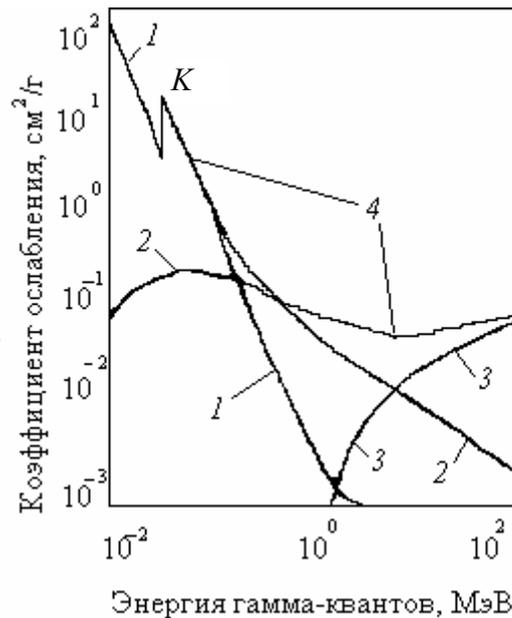


Рис. 41. Ослабление потока гамма-квантов за счет фотоэффекта (1), комптоновского эффекта (2) и эффекта рождения пар (3); 4 – суммарное поглощение; K – пик рентгеновского поглощения на K-оболочке

Можно показать, что одиночный квант любой энергии не может в вакууме превратиться в электрон-позитронную пару, т. к. при этом не выполняются одновременно законы сохранения энергии и импульса. Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле частицы, получающей часть энергии и импульса.

Образование пар в поле ядра может иметь место, если энергия кванта удовлетворяет соотношению

$$E_{\gamma} \geq 2m_e c^2 + E_{\text{я}}, \quad (101)$$

где первый член справа соответствует энергии покоя пары электрон – позитрон, а второй представляет собой энергию отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, то первый член определяет порог рождения пар ($2m_e c^2 = 1,022$ МэВ). В основном образование пар происходит в кулоновском поле ядер атомов, и эффективное сечение этого процесса пропорционально квадрату заряда ядра Z^2 .

Порог рождения пар в поле электрона равен $4m_e c^2$. Это связано с тем, что энергию отдачи получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона характеризуется сравнительно малым сечением.

Поскольку все три основных явления взаимодействия гамма-квантов с веществом сопровождаются образованием заряженных

частиц (электронов и позитронов), то детектор ионизирующего излучения независимо от его физического принципа действия будет формировать сигнал, связанный с взаимодействием именно этих частиц с веществом. Если объем детектора достаточно большой, то и гамма-квант, и образованные им заряженные частицы потеряют в детекторе всю энергию. Такой случай называется полным поглощением, и именно при этом сигнал детектора будет соответствовать действительной энергии гамма-кванта. Если же потерянной окажется не вся энергия, то метрика становится более сложной, поскольку сигнал детектора будет соответствовать только действительно потерянной в детекторе доле энергии.

ТЕМА 7. ОБЩАЯ СХЕМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

7.1. Продукты взаимодействия

Выше были рассмотрены основные процессы взаимодействия различных видов излучения с веществом. Основным результатом назывались возбуждение и ионизация атомов и молекул среды. При этом образуются промежуточные продукты: электроны (термализованные, электроны недовозбуждения, сольватированные и т. д.), ионы (анион- и катион-радикалы, карбанионы и карбокатионы и др.), возбужденные атомы и молекулы, свободные радикалы и т. п. Эти продукты, как правило, характеризуются высокой реакционной способностью и поэтому являются короткоживущими и обнаруживаются непосредственно вдоль трека частицы, которая привела к их появлению. Реакциями этих продуктов друг с другом и с облучаемым веществом обусловлено образование конечных (стабильных) продуктов, процесс получения которых называется радиолизом. Эти продукты мигрируют в веществе в соответствии с физическими, химическими и биологическими условиями.

7.2. Структура треков

Выбитые в акте ионизации электроны (их называют дельта-электронами) обладают достаточной энергией, чтобы произвести ионизацию и возбуждение еще нескольких молекул среды. Если принять работу, необходимую для образования пары ион – электрон, равной примерно 30 эВ, то при энергии фотона 1 МэВ число дельта-электронов составит $3 \cdot 10^4$. Именно эти электроны обуславливают основное воздействие излучения на вещество.

Участие дельта-электронов в процессах ионизации и возбуждения придает особый характер распределению ионов и возбужденных молекул в объеме облучаемого вещества. Путь ионизирующей частицы в веществе называется треком. При этом передача энергии веществу происходит не равномерно, а порциями, зависящими от вида столкновения частицы с молекулой.

Рассмотрим структуру трека более подробно (рис. 42). Поскольку примерно половина энергии ускоренного электрона (и других заряженных частиц) расходуется порциями менее 100 эВ, то такие потери приводят к возникновению небольших областей ионизации и возбуждения (шпор) вдоль трека или поблизости от него. Шпора представляет собой

сферу диаметром 1–2 нм в жидкостях и 10^2 нм в газе и содержит либо одиночную пару зарядов, либо несколько частиц (в среднем 2–3 иона и 2–3 возбужденные молекулы). Расстояние между шпорами зависит от вида падающей частицы и ее энергии. Для ускоренных электронов это расстояние весьма значительно и составляет приблизительно 10^2 нм в жидкости и 10^4 нм в газе.

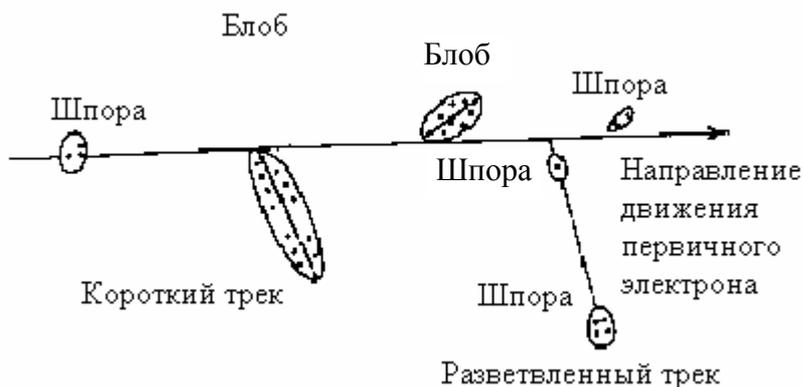


Рис. 42. Образование трека заряженной частицы

Другая половина потерь энергии обусловлена «лобовыми» столкновениями. При этом вторичные электроны имеют энергию от нескольких сотен килоэлектрон-вольт до половины энергии первичного электрона.

Вторичные электроны с энергиями от 100 до 500 эВ образуют локальные области ионизации, которые содержат до 20 ионов, – блобы. Здесь вторичные электроны рожают третичные электроны, третичные – электроны четвертого поколения и т. д., которые уже характеризуются весьма малыми величинами пробегов и не могут далеко уйти от места своего образования. Если энергия вторичных электронов составляет 500–5000 эВ, то перекрытие образующихся шпор создает структуру с цилиндрической симметрией, называемую «коротким треком».

Электроны с энергией свыше 5 кэВ образуют разветвленные треки, подобные по своей структуре основному треку. Здесь шпоры расположены далеко друг от друга.

Для тяжелых заряженных частиц структура треков такая же, как и для быстрых электронов. Однако шпоры здесь расположены очень близко друг к другу. Поэтому они сразу же после своего образования сливаются в сплошную цилиндрическую колонку (колончатая ионизация).

7.3. Возбужденные частицы

Возбуждение атомов и молекул вещества является одним из главных процессов, сопровождающих взаимодействие излучения с веществом. В возбужденных частицах электрон находится на одном из электронных уровней, лежащих выше основного состояния, оставаясь связанным с основной частью молекулы, атома или иона. Очевидно, что при возбуждении частица сохраняется как таковая.

Сверхвозбужденные (короткоживущие) состояния возникают, когда энергия возбуждения превышает первый потенциал ионизации. Они могут образовываться главным образом путем одновременного возбуждения двух электронов (при этом суммарная энергия возбуждения превышает первый потенциал ионизации) или при возбуждении внутреннего электрона на одну из верхних молекулярных орбит.

Возбужденные состояния возникают в следующих главных процессах:

1) при непосредственном возбуждении молекул вещества. В этих процессах образуются обычно высоковозбужденные и даже сверхвозбужденные состояния;

2) при нейтрализации ионов, например



или



Величина энергии возбуждения при таком способе образования возбужденных частиц определяется энергией нейтрализации;

3) при передаче энергии от возбужденных молекул матрицы молекулам добавки:



при которой обычно одновременно с передачей возбуждения происходит дезактивация возбужденной частицы;

4) в результате взаимодействия с электронами недовозбуждения, возникающими, когда молекула добавки к основному веществу возбуждена, а ее потенциалы ионизации и возбуждения меньше низшего потенциала возбуждения молекул среды.

Возбужденные частицы могут терять свою энергию в безизлучательных процессах, таких как *автоионизация*:



внутренняя конверсия (переход из высшего возбужденного состояния в более низкое возбужденное состояние той же мультиплетности – синглет-синглет, триплет-триплет), *диссоциация*:



и *тушение* (диссипация энергии в столкновениях).

Другой путь потери энергии возбужденных частиц – излучательные процессы: флуоресценция (длительность 10^{-9} – 10^{-7} с) и фосфоресценция (длительность до нескольких секунд).

Третий тип процессов, связанных с потерей энергии возбужденных частиц, – колебательная релаксация, при которой колебательная энергия возбужденных частиц превращается в кинетическую энергию сталкивающихся частиц. Этот тип потери энергии наиболее эффективен в конденсированных средах.

Четвертый тип потери энергии – химические реакции изомеризации, присоединения, распад на радикалы и т. д.

7.4. Электроны и ионы

Появляющийся в первичном акте ионизации электрон обладает, как правило, достаточно большой энергией, которую он может растратить на ионизацию и возбуждение еще нескольких молекул среды. В структуре трека это проявляется через блобы и короткие треки. При этом при последовательных ионизациях его энергия уменьшается до некоторой E_0 , являющейся пороговой для электронного возбуждения молекул среды. Электроны с энергией E , лежащей в диапазоне $E_0 > E > kT$ (kT – энергия теплового движения молекул среды), называют электронами недовозбуждения. Эти электроны, двигаясь в среде, продолжают терять свою энергию. Механизм потерь зависит от природы и агрегатного состояния среды.

В результате энергия электронов становится близкой или равной энергии теплового движения молекул среды. Такие электроны называют термализованными, а сам процесс замедления электрона до этой энергии – термализацией.

В газах при небольших давлениях электроны за время торможения уходят на значительное расстояние от материнских ионов, теряя связи с ними. В жидкостях длина пробега до термализации значительно меньше, поэтому электрон часто не успевает уйти из сферы действия кулоновского поля материнского иона, притягивается к нему, и происходит рекомбинация. Считается, что электрон

уходит из кулоновского поля материнского иона, если энергия кулоновского взаимодействия меньше или равна энергии теплового движения молекул среды. Для этого он должен удалиться на расстояние r_k (критическое расстояние, или радиус Онзагера), на котором выполняется условие

$$\frac{e^2}{\epsilon r_k} = kT, \quad (107)$$

где ϵ – статическая диэлектрическая постоянная среды.

Очевидно, что для полярных жидкостей уход электрона от материнского иона более вероятен, чем для неполярных. В полярных жидкостях (спирты, вода и др.) ушедшие от материнского иона термализованные электроны могут стабилизироваться за счет сольватации. При этом образуется простейший анион – сольватированный электрон ($e_{\text{сольв}}$), который является общим для нескольких молекул среды.

Для электрона во всех полярных жидкостях характерны реакции захвата (прямое или диссоциативное присоединение):



или



Эффективность этого процесса зависит от энергии сродства к электрону взаимодействующей с ним частицы. Например, для воды и спиртов известна реакция димеризации.

Образующиеся в первичных актах ионизации и автоионизации положительные ионы, как правило, несут на себе дополнительную энергию возбуждения, величина которой может быть в 1,5–2,0 раза выше первого потенциала ионизации. Избыточная энергия молекулярного иона может теряться при высвечивании или колебательной релаксации. Однако часто, особенно в газах, молекулярный ион распадается с отщеплением радикала или молекулы, например

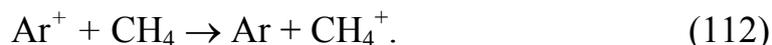


В конденсированной фазе избыток энергии первичного иона может быть растрочен на колебательную релаксацию, ион-молекулярные и другие реакции.

Ион-молекулярные реакции – чрезвычайно быстрые процессы, не требующие энергии активации. Наиболее распространенным типом ион-молекулярной реакции является реакция переноса заряда:



часто сопровождающаяся диссоциацией иона B^+ , например



Возможны также ион-молекулярные реакции с переносом атома водорода:



или



а также реакции с переносом протона и молекулярного водорода.

7.5. Свободные радикалы

Под свободным радикалом понимают промежуточные частицы (атомы, молекулы, ионы), имеющие один или более неспаренных электронов, способных к образованию химической связи (H, Cl, CH₃, OH, CH₂, NO₂, O и др.). Радикалы, имеющие заряд, называются ион-радикалами, например CH^+ .

В радиационной химии основными процессами, приводящими к образованию свободных радикалов, являются:

– диссоциация возбужденных молекул, например



или



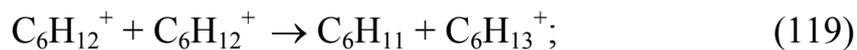
или



или



– ион-молекулярные реакции, например

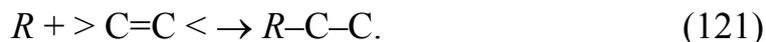


– диссоциативный захват электрона, например



Следует подчеркнуть, что образование нового свободного радикала в соответствии с принципом сохранения спина имеет место во

всех реакциях, протекающих с участием одного свободного радикала, например



Гибель свободных радикалов происходит в реакциях рекомбинации, диспропорционирования, переноса электрона, простого и диссоциативного присоединения. Рекомбинация и диспропорционирование радикалов принадлежат к числу наиболее распространенных реакций при радиолизе воды и органических соединений. Рекомбинация радикалов с образованием молекул является энергетически выгодным процессом, энергии активации таких реакций близки к нулю. В процессе рекомбинации выделяется энергия, эквивалентная энергии разрыва возникающих связей. Если радикалы при этом унесут дополнительную энергию возбуждения, то суммарная выделенная энергия может быть достаточна для повторного разрыва молекулы на радикалы. Такой процесс имеет большую вероятность для двухатомных молекул в газовой фазе. Для стабилизации образующейся при рекомбинации молекулы от нее необходимо отвести избыточную энергию. Это оказывается возможным при наличии третьего участника, который воспринимает избыточную энергию:



Роль третьего тела может играть свободная поверхность в реакционной зоне (например, стенки реакционных аппаратов). В сложных молекулах избыточная энергия перераспределяется по связям, и ее локализация на одной связи маловероятна. В жидкостях имеется дополнительная возможность передачи энергии при столкновениях. Энергия активации реакции диспропорционирования несколько выше, чем соответствующее значение реакции рекомбинации. Для радикалов рекомбинация преобладает над диспропорционированием. Только в случае крупных радикалов вследствие пространственных затруднений диспропорционирование может играть основную роль.

Таким образом, свободные радикалы в облучаемых системах претерпевают разнообразные превращения, приводящие к возникновению большого набора стабильных продуктов даже в случае радиолиза сравнительно простых систем.

7.6. Особенности радиолиза газов

Особенности радиолиза газов проявляются при низких давлениях. При этом практически отсутствуют трековые эффекты, поскольку

в таких условиях шпоры не образуются, а вдоль трека преобладают отдельные ионизации, и первичные продукты радиолиза оказываются распределенными статистически равномерно. Из-за низкой плотности среды мала вероятность дезактивации промежуточных продуктов радиолиза при столкновениях с окружающими молекулами. Поэтому промежуточные частицы в газах при низком давлении имеют большие времена жизни, чем в жидкостях, что обуславливает значительную роль мономолекулярных реакций фрагментации и изомеризации ионов. Возбужденные частицы могут дезактивироваться в физических процессах высвечивания и передачи энергии электронного возбуждения.

При увеличении давления возрастает роль ион-молекулярных реакций, и газ становится в радиационно-химическом отношении ближе к жидкости.

При радиолизе газов влияние температуры на выходы продуктов может оказаться существенным вследствие температурной зависимости скорости реакций и термической нестабильности некоторых ионов и свободных радикалов. При достаточно высоких температурах заметную роль могут играть реакции со сравнительно большой энергией активации, что изменяет механизм радиолиза.

При высокой мощности дозы при радиолизе газов увеличиваются выходы продуктов, образующихся в рекомбинационных процессах из-за уменьшения расстояния между точками первичной ионизации, что приводит к увеличению вероятности бимолекулярных реакций.

7.7. Радиолиз жидкостей

Радиолиз жидкостей рассмотрим на примере воды, что существенно как для ядерных реакторов, где она работает как теплоноситель, так и для биологических объектов, где она является, как правило, основным химическим соединением.

Первые систематические экспериментальные исследования радиолиза воды были проведены в США в середине 40-х гг. XX в. А. Алленом, Е. Хартом и их коллегами. В СССР первые работы были выполнены в конце 40-х – начале 50-х гг. в институтах физической химии и теоретической и экспериментальной физики АН СССР.

В настоящее время общепринятой является радикально-диффузионная теория механизма радиолиза воды. Основным постулат теории состоит в том, что при воздействии излучения на воду образуются химически активные частицы – возбужденные молекулы и ионы, радикалы и ион-радикалы, реакциями которых друг с другом и иными рас-

творенными веществами определяются макроизменения, происходящие с водой при облучении, в том числе выделение радиолитических газов водорода и кислорода, образование пероксида водорода, окислительно-восстановительные процессы с участием растворенных веществ и т. д. Суммарный процесс радиолиза жидкой воды принято разделять по времени на три стадии: физическую, физико-химическую и химическую.

Физическая стадия. На этой стадии продолжительностью от 10^{-16} до 10^{-15} с происходит взаимодействие ионизирующей частицы или гамма-кванта с электронными оболочками молекул воды. Расстояние, на котором происходит каждая последующая ионизация, уменьшается с потерей энергии частицей, достигая нескольких нанометров при снижении энергии вторичного электрона ниже потенциала ионизации молекул воды (12,6 эВ). В результате происходит образование блобов, коротких треков и шпор.

Вторичные электроны более низких энергий чаще всего не производят ионизацию, но имеют достаточно энергии для возбуждения молекул воды. На физической стадии радиолиза образуются возбужденные H_2O^* и сверхвозбужденные H_2O^{**} молекулы воды (в частности, образуются ридберговские состояния с энергиями около 8 эВ). Вторичные электроны, энергия которых снизилась до величины пороговой энергии электронного возбуждения молекул воды в жидкой фазе (7,4 эВ), называются электронами недовозбуждения. В жидкой воде возможно также образование коллективных возбуждений – плазмонов с энергией 21,4 эВ и линейными размерами охваченной ими области порядка 30 нм. Плазмоны локализуются за время около 10^{-15} с, образуя молекулярные ионы воды, которые могут мигрировать по резонансному механизму. Время миграции более 10^{-15} с. Возможна также миграция энергии возбуждения.

К концу физической стадии в облученной воде имеются молекулярные ионы воды, электроны недовозбуждения, сверхвозбужденные ионы. Система в этот момент является энергетически неравновесной, неомогенной относительно пространственного распределения упомянутых частиц – короткоживущих продуктов радиолиза.

Физико-химическая стадия. За период колебания молекулы воды (около 10^{-14} с) происходят диссоциация возбужденных и автоионизация сверхвозбужденных молекул воды:



или



За время порядка 10^{-13} с происходит термализация электронов недовозбуждения. Они теряют свою энергию в процессах возбуждения внутримолекулярных колебаний (основной процесс) и дипольной релаксации молекул воды. Скорость потери энергии электронами недовозбуждения составляет порядка $4 \cdot 10^{13}$ эВ/с. Электроны с некоторым избытком энергии могут взаимодействовать с молекулярными ионами воды в триплетном и синглетном возбужденных состояниях в соотношении 3 : 1. Такие электроны могут также реагировать с акцепторами в концентрированных растворах. Если происходит рекомбинация ионной пары материнский ион – электрон, то образуются возбужденные молекулы воды только в синглетном состоянии.

Термализованные электроны за время продольной диэлектрической релаксации (менее $3 \cdot 10^{-13}$ с) локализуются с образованием гидратированных электронов.

Положительные молекулярные ионы воды вступают в ион-молекулярную реакцию:



Ион гидроксония H_3O^+ гидратирует за время порядка 10^{-13} с.

К концу физико-химической стадии (время порядка 10^{-11} с) вода находится в состоянии теплового равновесия. В ней существуют гидратированные электроны, радикалы Н, ОН и О, ионы гидроксония и молекулярный водород. Эти частицы распределены в пространстве неомогенно – они концентрируются в микрообластях вдоль трека. В случае γ -облучения эти области являются шпорами. Распределение частиц в шпоре также неравномерное: атомы О и Н, радикалы ОН и ионы гидроксония располагаются преимущественно в центре шпоры, а гидратированные электроны – в шаровом слое на расстоянии около 4 нм от центра.

Химическая стадия. На химической стадии, которая начинается примерно через 10^{-10} с, в блоках, шпорах и коротких треках протекают химические реакции образовавшихся на предыдущей стадии продуктов друг с другом, что приводит к образованию атомов и молекул водорода, пероксида водорода и ионов гидроксила. Одновременно идет диффузия этих и ранее образовавшихся частиц из шпор в объем раствора, следствием чего является размывание шпор и выравнивание концентраций продуктов радиолиза по объему жидкости. Время уста-

новления такого распределения – порядка 10^{-7} с. После этого в воде существуют гидратированные электроны, атомы водорода и кислорода, радикалы OH , молекулярный водород, пероксид водорода, ионы гидроксония и гидроксила. Радиационно-химические выходы (их называют первичными выходами) этих частиц, образование которых закончилось ко времени завершения внутришпоровых реакций, составляют в нейтральной воде для гамма-излучения (частиц/100 эВ): $G(e_{\text{гидр}}) = 2,8-2,9$; $G(\text{H}) = 0,6$; $G(\text{OH}) = 2,8-2,9$; $G(\text{O}) = 0,0067$; $G(\text{H}_2) = 0,45$; $G(\text{H}_2\text{O}_2) = 0,75$; $G(\text{H}_3\text{O}^+) = 3,3-3,4$; $G(\text{OH}^-) = 0,5-0,6$.

Значения радиационно-химических выходов зависят от вида воздействующего на воду ионизирующего излучения, точнее, от ЛПЭ излучения и температуры.

Вышедшие из мест повышенной концентрации в объем облучаемой системы частицы реагируют с растворенными веществами, со стабильными продуктами радиолиза и с короткоживущими частицами, вышедшими из других мест повышенной концентрации. Эти реакции характеризуются, как правило, весьма высокими константами скорости и низкими или даже нулевыми энергиями активации. Скорость многих реакций радикалов и ион-радикалов ограничена скоростью диффузии.

В результате этих реакций происходит разрушение первичных стабильных продуктов радиолиза воды – водорода, пероксида водорода, кислорода – и возникновение вторичных радикальных продуктов, например радикалов HO_2 . Если разрушается один из продуктов радиолиза, то говорят об «обратных» реакциях. В условиях непрерывного воздействия ионизирующего излучения такие реакции играют важную роль, т. к. благодаря им система не претерпевает полного разложения под действием излучения. В ней устанавливается динамическое равновесие, при котором скорость разрушения вещества (в нашем случае – воды) под действием излучения равна скорости воспроизводства этого вещества из возникших при действии излучения фрагментов или продуктов.

Наличие примесей в воде оказывает весьма существенное влияние на величины установившихся концентраций продуктов радиолиза воды. Более того, присутствие некоторых примесей в значительных концентрациях может приводить к тому, что динамическое равновесие окажется недостижимым. Примером этому служат содержащие нитрат натрия высокоактивные водные отходы переработки отработанного ядерного топлива: в таких системах отсутствует стационарное состояние в отношении радиолитических газов – водорода и кислорода.

Для радиационной химии воды наиболее важной примесью является кислород, поскольку установившиеся концентрации водорода,

кислорода и перекиси водорода при радиолизе воды под действием гамма-излучения пропорциональны начальной концентрации кислорода, растворенного в воде до облучения. В частности, при постоянной температуре имеют место зависимости

$$[\text{H}_2] = a [\text{O}_2]_{\text{нач}} + C_1 \quad (127)$$

и

$$[\text{H}_2\text{O}_2] = b [\text{O}_2]_{\text{нач}} + C_2, \quad (128)$$

где a , b , C_1 и C_2 – сложные функции мощности дозы.

Эти уравнения могут быть полезны для первоначальных оценок эффектов попадания кислорода в теплоноситель ядерных энергетических установок или радиационного поражения биообъекта.

Кислород образуется и при радиолизе чистой воды. Для любого времени облучения в замкнутом объеме количество атомов Н и О остается постоянным. Уравнение сохранения атомов водорода запишем в виде

$$n(\text{H}_2\text{O}) + n(\text{H}_2) + n(\text{H}_2\text{O}_2) = n(\text{H}_2\text{O})_{\text{нач}}, \quad (129)$$

а уравнение сохранения атомов кислорода –

$$n(\text{H}_2\text{O}) + 2n(\text{O}_2) + 2n(\text{H}_2\text{O}_2) = n(\text{H}_2\text{O})_{\text{нач}}. \quad (130)$$

Исключая из этих уравнений $n(\text{H}_2\text{O})$ и $n(\text{H}_2\text{O})_{\text{нач}}$, получим:

$$n(\text{H}_2) = n(\text{H}_2\text{O}_2) + 2n(\text{O}_2) \quad (131)$$

(уравнение, связывающее количества образовавшихся при радиолизе молекул водорода, кислорода и пероксида водорода).

Если в сосуде нет свободного газового объема, то, разделив обе части уравнения на величину объема облучаемой жидкости $V_{\text{ж}}$, получим связь между концентрациями водорода, кислорода и пероксида водорода:

$$[\text{H}_2] = [\text{H}_2\text{O}_2] + 2[\text{O}_2]. \quad (132)$$

Это уравнение справедливо в любой момент времени облучения. Если система облучена малой дозой, когда можно считать, что накопившиеся продукты радиолиза еще не влияют на кинетику образования друг друга и на скорость разложения воды, то деление уравнения на величину поглощенной дозы дает связь между выходами водорода, пероксида водорода и кислорода:

$$G(\text{H}_2) = G(\text{H}_2\text{O}_2) + 2G(\text{O}_2). \quad (133)$$

Если жидкость объемом $V_{\text{ж}}$ облучают в сосуде со свободным объемом ($V_{\text{г}}$) длительное время, достаточное для установления динамического равновесия, то образующиеся радиолитические газы распреде-

лется между жидкостью и свободным объемом в соответствии с растворимостью при заданной температуре, и уравнение материального баланса для этого случая будет выглядеть следующим образом:

$$A[\text{H}_2] = [\text{H}_2\text{O}_2] + 2B[\text{O}_2], \quad (134)$$

где $A = 1 + (a_{\text{H}_2}/RT) (V_{\text{г}}/V_{\text{ж}})$ и $B = 1 + (a_{\text{O}_2}/RT) (V_{\text{г}}/V_{\text{ж}})$.

Если система со свободным объемом содержит до облучения растворенные в жидкой фазе пероксид водорода, водород и кислород и находящиеся в свободном объеме водород и кислород (т. е. продукты радиолиза воды), то закон сохранения количества атомов запишется для водорода в виде

$$n(\text{H}_2) + n(\text{H}_2\text{O}_2) + n(\text{H}_2\text{O}) = n(\text{H}_2\text{O})_{\text{нач}} + n(\text{H}_2)_{\text{нач}} + n(\text{H}_2\text{O}_2)_{\text{нач}}, \quad (135)$$

а для кислорода –

$$2n(\text{O}_2) + 2n(\text{H}_2\text{O}_2) + n(\text{H}_2\text{O}) = n(\text{H}_2\text{O})_{\text{нач}} + 2n(\text{H}_2\text{O}_2)_{\text{нач}} + 2n(\text{O}_2)_{\text{нач}}. \quad (136)$$

Исключая из этой системы уравнений $n(\text{H}_2\text{O})$ и $n(\text{H}_2\text{O})_{\text{нач}}$, получаем уравнение материального баланса для стационарного состояния в рассматриваемом случае:

$$2B[\text{O}_2] + [\text{H}_2\text{O}_2] = A[\text{H}_2] + \alpha. \quad (137)$$

Величина α представляет собой так называемый избыток окисляющего компонента:

$$\alpha = 2B[\text{O}_2]_{\text{нач}} + [\text{H}_2\text{O}_2]_{\text{нач}} - A[\text{H}_2]_{\text{нач}}. \quad (138)$$

Если в растворе до облучения преобладали кислород и пероксид водорода, то $\alpha > 0$; если преобладал растворенный водород, то $\alpha < 0$.

Полученное уравнение показывает, что стационарное состояние в замкнутой облучаемой системе определяется алгебраической суммой концентраций продуктов радиолиза воды, присутствующих в системе до облучения. Действительно, если воду до облучения насытить водородом и создать в ней концентрацию водорода не менее стационарной, то величина α будет меньше нуля. Стационарные концентрации кислорода и пероксида водорода в этом случае должны быть равными нулю или меньше нуля. Это происходит, поскольку скорость образования кислорода и пероксида водорода при облучении меньше скорости их разрушения во вторичных реакциях, и эти вещества не будут накапливаться в облучаемой системе. Такое явление широко используется в ядерной энергетике при организации водного режима ядерных водо-водяных реакторов.

Уравнение материального баланса показывает также, что величины стационарных концентраций продуктов радиолиза воды зависят от соотношения объемов газовой и жидкой фаз облучаемой системы.

ТЕМА 8. ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

8.1. Виды детекторов

Никакие открытия в области ядерной физики не стали бы возможными без детекторов ионизирующего излучения – устройств, чувствительных к такому излучению и позволяющих измерять характеристики излучения. От чувствительности, селективности и иных характеристик детектора зависят результаты самых сложных экспериментов по изучению свойств микромира.

Детекторы можно разделить на два класса: счетчики и камеры. Счетчики, помимо измерения потока излучения, часто способны определять и его энергетические характеристики, что позволяет делать спектрометрию излучения. Камеры применяют чаще всего для изучения треков, что важно для идентификации частиц и обнаружения новых объектов.

Проще всего регистрировать заряженные частицы, поэтому их и открыли раньше. Их выдает ионизационный след (трек), оставляемый частицей вдоль пути и состоящий из электронно-ионных пар. За электроном, обнаруженным в потоке лучей разрядной трубки, вскоре были открыты протон (ядро атома водорода), α -частица, оказавшаяся ядром атома гелия, ядра других элементов и целая плеяда элементарных частиц, от сравнительно легких мезонов до тяжелых гиперонов и еще более массивных частиц, в состав которых входят тяжелые кварки.

Прямая регистрация нейтральных частиц невозможна: они дают знать о себе только в ходе взаимодействий с образованием заряженных частиц, которые их «засвечивают». Так, нейтрон был открыт по протонам отдачи, гамма-квант – по электрон-позитронным парам.

Некоторые детекторы являются универсальными и способны реагировать на появление нескольких сортов частиц. Другие – весьма селективны, но обладают, как правило, более высокой чувствительностью и позволяют с высокой точностью измерять характеристики, например энергию частиц.

Счетчики фиксируют факт прохождения частицы, определяя момент времени с точностью до наносекунд, величину теряемой энергии, а если из них составить «телескоп», связанный электронной схемой совпадений, то и направление прилета частицы.

Камеры позволяют непосредственно наблюдать треки заряженных частиц. Но и нейтральные частицы, и кванты могут быть исследованы с помощью камер по поведению продуктов их взаимодействия с рабочим веществом прибора. По характеристикам трека можно определить энергию, заряд, направление движения, массу, а в некоторых случаях и тип частицы.

В зависимости от задачи детекторы используют различные физические принципы. Чаще всего применяют ионизационный эффект, ведущий к образованию свободных зарядов в рабочем объеме детектора. Достаточно часто используют сцинтилляции, черенковское излучение, реакции выбивания протонов и др.

8.2. Газоразрядный счетчик

Один из первых счетчиков – газоразрядный. Этот счетчик используется в ядерной физике почти сотню лет. В зависимости от режима питания газоразрядного счетчика различают ионизационную камеру, пропорциональный счетчик и счетчик Гейгера – Мюллера. Особенности исполнения баллона газоразрядного счетчика позволяют применять их для регистрации α -, β - и γ -излучения.

Ионизационная камера, которая чаще всего применяется как счетчик, – один из самых древних детекторов. Это, по сути дела, счетчик, который измеряет полный заряд, созданный частицей в результате ионизации. Различные ее модификации (газовые, жидкостные) до сих пор применяются для измерения энергии частиц и их пучков, особенно часто в дозиметрии. Работающая на этом принципе ксеноновая камера высокого давления, несколько уступая по энергетическому разрешению дорогим и капризным кристаллам Ge(Li), не ограничена размерами и не требует глубокого охлаждения, что особенно ценно для постановки экспериментов на спутниках.

Устроен газоразрядный счетчик весьма просто. Чаще всего он представляет собой стеклянную трубку, заполненную газом при давлении 100–200 мм рт. ст., в которую помещены два электрода – анод в виде тонкой нити и цилиндрический катод на стенке трубки, к которым приложено постоянное напряжение в несколько сотен вольт (рис. 43). При попадании в трубку заряженной частицы газ ионизуется. Свободные электроны движутся с ускорением к аноду, производя при достаточно больших напряженностях ускоряющего поля вторичную ионизацию газа. Возникает разряд, вызывающий появление электрического импульса.

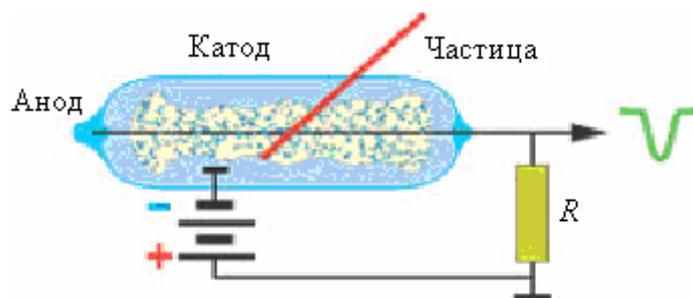


Рис. 43. Устройство газоразрядного детектора ионизирующего излучения: R – анодная нагрузка (зеленым цветом показана огибающая выходного сигнала)

Для регистрации тяжелых частиц чаще используют счетчики торцевой геометрии: в них излучение входит вдоль оси (с торца) через плоское входное окно, выполненное из тонкого материала (слюда, золотая фольга, полимерная пленка), что минимизирует потери энергии.

Такие счетчики не чувствительны к направлению движения регистрируемой частицы, однако если взять несколько рядов детекторов и сопоставить факты и моменты появления частиц, то появится возможность определения и направления. С этой целью из торцевых счетчиков иногда изготавливают довольно большие панели.

8.3. Сцинтилляционный счетчик

Сцинтилляционные счетчики изобрели позже, но сегодня без них немыслима прикладная ядерная физика, да и в самых современных экспериментах их применение остается очень широким. В неорганических сцинтилляторах (кристаллы NaI, CsI и др.), их органических (антрацен и др.) и пластических (полистирол и др.) аналогах под действием заряженных частиц возникают вспышки люминесценции, называемые сцинтилляциями.

Это слабое свечение в миллионы раз усиливают фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Коэффициент усиления современных ФЭУ может достигать 10^9 . Это обеспечивается благодаря многократному использованию явления вторичной электронной эмиссии, происходящего на поверхности электродов, называемых динодами и изготовленных из специальных материалов. Коэффициент умножения на монокристаллическом полупроводниковом диноде может достигать 50, для других, более дешевых материалов он не превышает 10. Амплитуда выходного импульса ФЭУ с достаточной степенью точности пропорциональна энергии частицы, что позволяет вести анализ энергий и исследовать энергетические спектры частиц и квантов. Устройство сцинтилляционного счетчика показано на рис. 44.

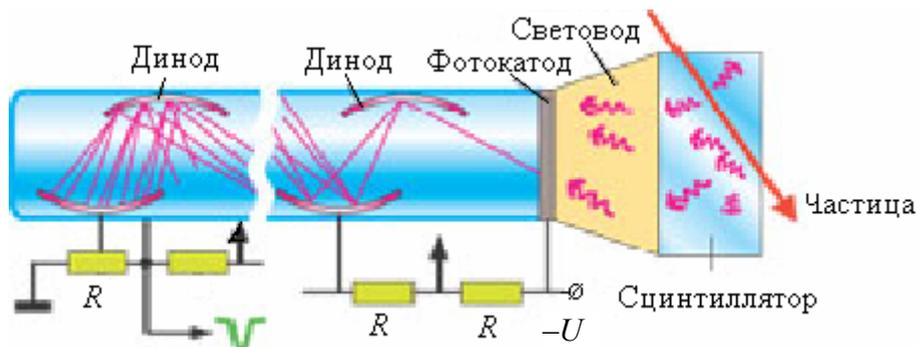


Рис. 44. Устройство сцинтиляционного счетчика:
 R – резисторы делителя напряжения питания ($-U$) (пурпурным цветом показано движение электронов, зеленым – огибающая анодного импульса)

В настоящее время промышленность многих стран выпускает широкий спектр ФЭУ и сцинтилляторов различных размеров, а также готовых сборок сцинтиляционных детекторов.

8.4. Полупроводниковый счетчик

Полупроводниковые счетчики, сигнал которых образуют пары электрон – дырка в слое полупроводника, по чувствительности превосходят сцинтилляторы. Лучшие из них – кристаллы германия, активированные литием, $\text{Ge}(\text{Li})$, – измеряют энергию частицы с точностью 0,1%, но имеют ограниченный размер и требуют глубокого охлаждения. Такие детекторы имеют p - i - n -структуру, в которой высокоомная i -область является рабочей. Устройство и схема включения такого детектора показаны на рис. 45.

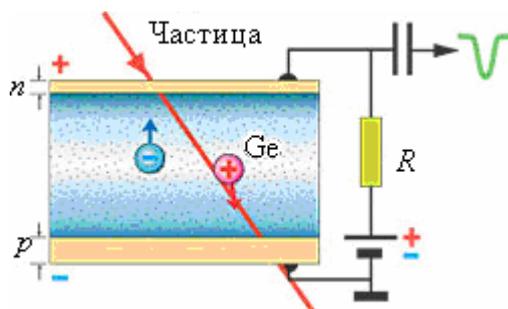


Рис. 45. Устройство и схема включения германиевого детектора:
 R – резистор нагрузки (зеленым цветом показана огибающая выходного сигнала, голубым цветом показана i -область)

Уступая германиевым детекторам по метрологическим параметрам, но все еще превосходя в некоторых случаях сцинтиляционные, широкое

применение получили кремниевые детекторы. Они не требуют охлаждения и существенно дешевле. Но их возможности ограничены из-за низкого атомного номера и, соответственно, малой поглощающей способности.

Стриповые детекторы, получившие широкое применение в последние годы, – это разновидность полупроводниковых счетчиков в виде узких полос кремния на твердой подложке. Их взаимно перпендикулярные слои позволяют измерять координаты частиц с точностью до десятка микрометров.

8.5. Черенковский счетчик

Еще более чувствительны черенковские счетчики, улавливающие когерентное излучение частицы, движущейся со скоростью, большей скорости света в среде. Последнее достижение в этой области – так называемые RICH-детекторы (ring imaging Cherenkov), «видящие» не отдельные фотоны, а все кольцо черенковского света, что позволяет измерить многие свойства регистрируемой частицы.

Фотоны черенковского излучения испускаются под углом θ к направлению движения частицы, причем величина этого угла определяется соотношением

$$\cos\theta = c(nv), \quad (139)$$

где c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления регистрирующей среды; v – скорость частицы.

На рис. 46 показан пример реализации простого черенковского счетчика.

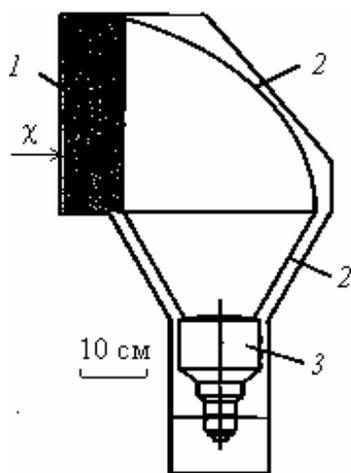


Рис. 46. Черенковский счетчик: χ – регистрируемая частица; 1 – радиатор; 2 – светопровод; 3 – ФЭУ

Регистрируемая частица χ , попадая в радиатор 1 , изготовленный из прозрачного материала с высоким показателем преломления, вызывает, если выполняется условие $c/nv < 1$, черенковское свечение в виде короткой вспышки. Это излучение через светопровод 2 попадает на фотокатод ФЭУ 3 , на выходе которого после умножения фотоэлектронов возникает электрический импульс, по амплитуде которого можно судить об энергии частицы.

Сложная геометрия светопровода выбрана здесь, чтобы избежать воздействия пучка частиц непосредственно на ФЭУ, что может вызвать появление ложных импульсов.

8.6. Счетчик переходного излучения

К этому классу детекторов относятся TRD-детекторы (transition radiation detector) – счетчики переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы двух сред (рис. 47). Они позволяют выделять ультрарелятивистские частицы, скорость которых близка к скорости света, из потока иных частиц и все шире применяются в экспериментах на ускорителях высоких энергий.

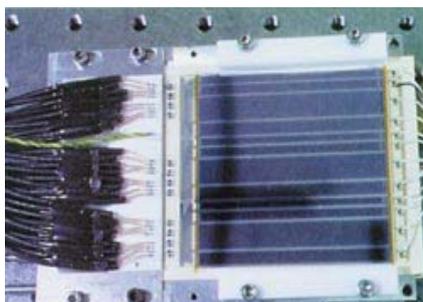


Рис. 47. Детектор переходного излучения

Интенсивность переходного излучения пропорциональна Z^2 частицы и (при больших энергиях) ее релятивистскому фактору $\beta = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$, т. е. интенсивность переходного излучения высокоэнергетичной частицы пропорциональна ее энергии: $E = mc^2$. Возникающее излучение направлено под разнообразными углами к направлению движения частицы. Вид углового распределения зависит от энергии частицы.

Так как вероятность испускания фотона переходного излучения при однократном пересечении границы сред мала ($1/100$), то используют слоистые или пористые радиаторы с низким атомным номером и большим числом границ раздела (до нескольких сотен).

Ансамбль счетчиков, размещенный в потоке регистрируемых частиц, образует так называемую годоскопическую установку, которая позволяет проследить путь каждой отдельной частицы, а помещенная в магнитное поле – измерить ее импульс и знак заряда. Счетчики прослаиваются калориметрами – устройствами, измеряющими энергии частиц по образованному ими ливню электронов, позитронов, фотонов в веществе. Счетчики, включенные в систему измерения времени пролета, измеряют скорость частицы. Современные установки на ускорителях, насчитывающие тысячи счетчиков, дают пространственную картину события – рождения множества вторичных частиц, их распадов и взаимодействий, возникающих при попадании ускоренной частицы в мишень.

8.7. Камеры (трековые детекторы)

я

8.7.1. Камера Вильсона

Первым трековым детектором была камера Вильсона. Такая камера, помещенная в магнитное поле, стала одним из главных физических приборов начала прошлого столетия; эксперименты с ней привели ко многим фундаментальным открытиям.

Принцип ее действия заключается в образовании капелек тумана на ионизационном следе частицы в переохлажденном паре после резкого сброса давления. Этот принцип реализуется следующим образом. Емкость со стеклянной крышкой и поршнем в нижней части заполнена насыщенными парами воды, спирта или эфира. Когда поршень опускается, то за счет адиабатического расширения пары охлаждаются и становятся пересыщенными. Заряженная частица, проходя сквозь камеру, оставляет на своем пути цепочку ионов. Пар конденсируется на ионах, делая видимым след частицы (рис. 48).

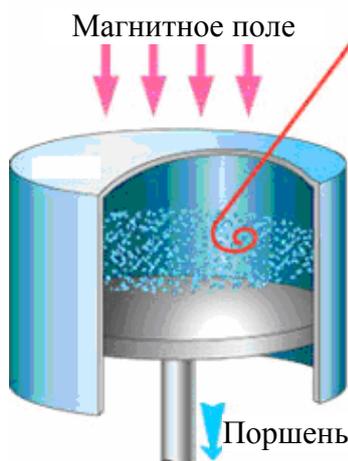


Рис. 48. Камера Вильсона (красной линией показан трек регистрируемой частицы)

Первая камера Вильсона была продемонстрирована 19 апреля 1911 г. Она представляла собой стеклянный цилиндр диаметром 16,5 см и высотой 3,5 см. Сверху он закрывался зеркальным стеклом, через которое фотографировали треки. Внутри был второй цилиндр, в нем – деревянное кольцо, опущенное в воду. Испарения с поверхности кольца насыщали камеру парами. Вакуумный насос создавал разрежение в емкости, соединенной с камерой трубкой. При открывании вентиля создавалось разрежение, пары становились пересыщенными, и на следах заряженных частиц происходила конденсация в виде полосок тумана (поэтому за рубежом прибор называется «a cloud chamber» – «туманная камера»). Схема первой камеры Вильсона показана на рис. 49.

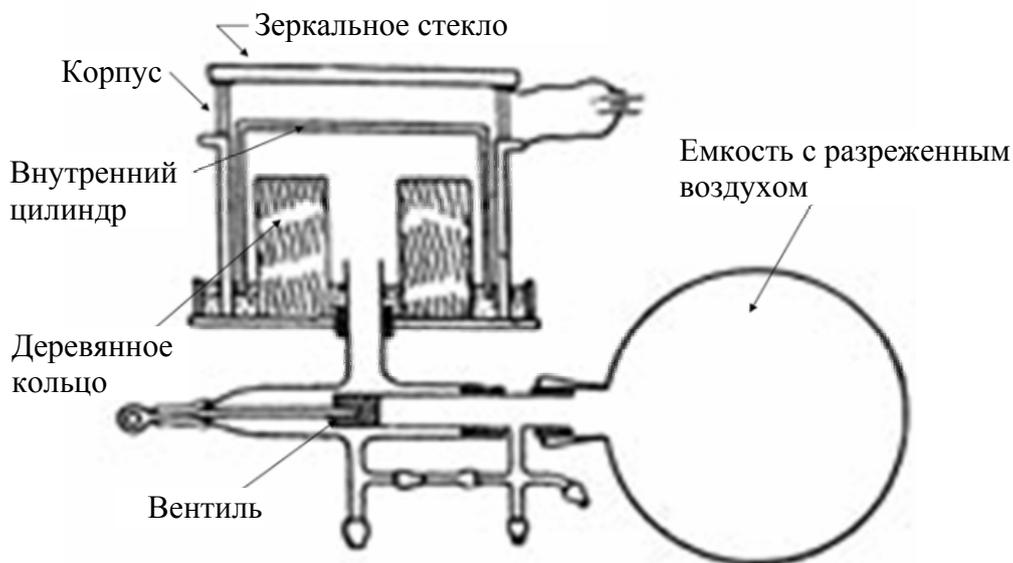


Рис. 49. Схема первой камеры Вильсона

На рис. 50 показан внешний вид такой камеры, изготовленной годом позже.



Рис. 50. Камера Вильсона (1912 г.)

П. Бреккет, получивший в 1948 г. Нобелевскую премию, создал управляемую камеру Вильсона, которая срабатывала, когда другие детекторы обнаруживали появление нужной частицы или события.

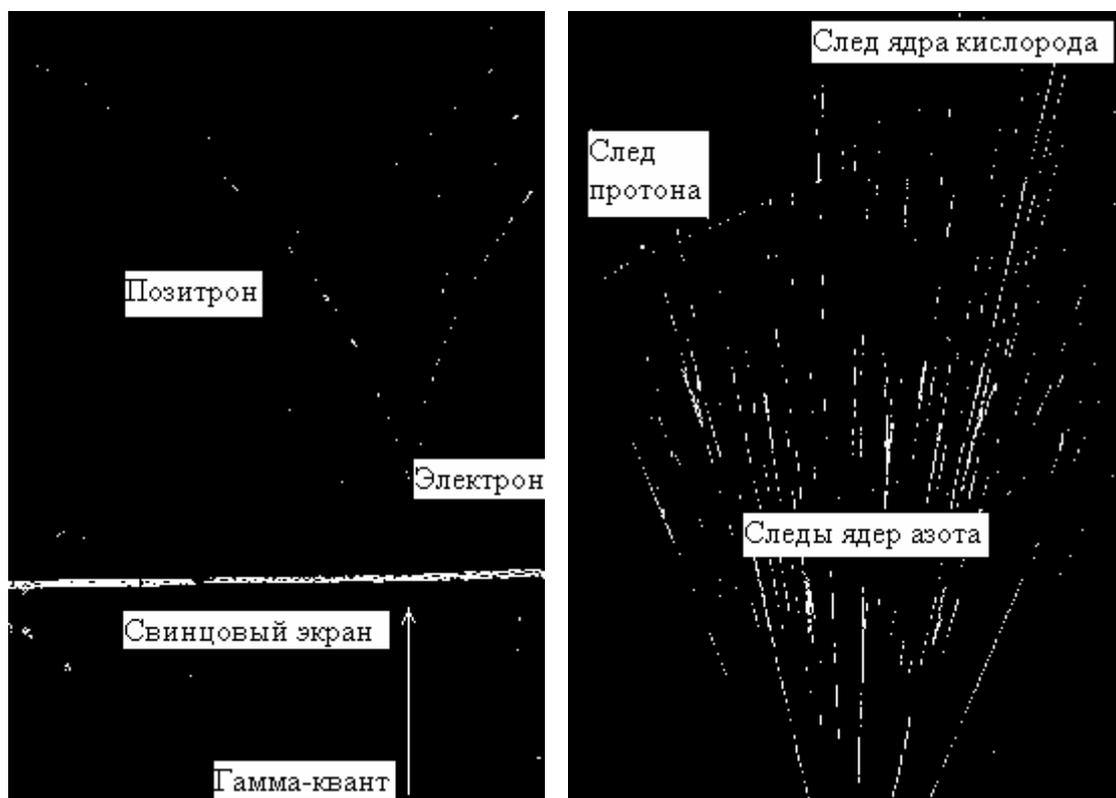


Рис. 51. Эффект образования пар электрон – позитрон в свинцовой мишени и ядерная реакция $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$, зафиксированные с помощью камеры Вильсона

С помощью камеры Вильсона были исследованы основные процессы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом и особенности протекания ядерных реакций (рис. 51).

8.7.2. Пузырьковая камера

Позднее роль лидера измерительной ядерной техники перешла к пузырьковой камере, изобретенной в 1952 г. Дональдом Глезером. Размер первой камеры был всего лишь с наперсток. Наполнителем служил диэтиловый эфир. За разработку этого прибора ее автор был удостоен Нобелевской премии по физике за 1960 г. (рис. 52). В течение нескольких лет пузырьковыми камерами были оснащены все ведущие ядерные исследования лаборатории мира (рис. 53).

В пузырьковой камере треки частиц формируют микроскопические пузырьки газа в перегретой жидкости, создаваемые в ней проходящим ионизирующим излучением.

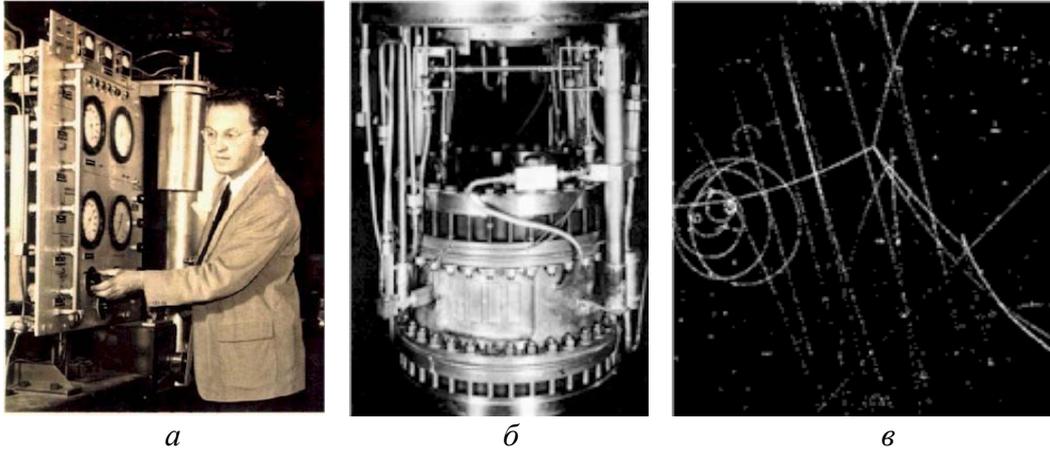


Рис. 52. Д. Глезер у пульта управления его пузырьковой камерой (а), внешний вид камеры Глезера (б) и фотография треков нескольких частиц, полученная в магнитном поле (в)

Пузырьковые камеры, особенно наполненные жидким водородом (протонные мишени), способствовали получению выдающихся результатов в ускорительных экспериментах.

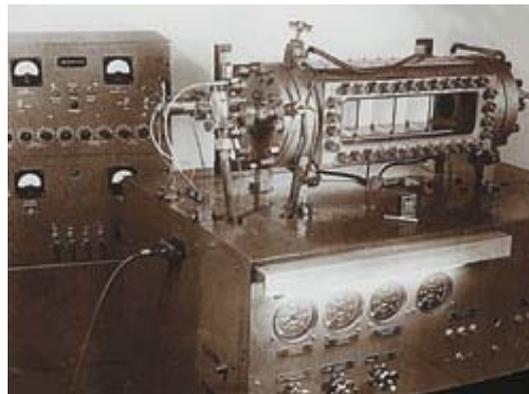


Рис. 53. Пузырьковая камера, сконструированная в ФИАН в 1955–1956 гг.

Одной из лучших является жидководородная камера Мирабель. Такая камера диаметром 5 м установлена на синхрофазотроне Института физики высоких энергий в Протвино (Российская Федерация). В современных камерах используются жидкие газы – пропан, гелий, водород, ксенон, неон и др.

8.7.3. Фотоэмульсионная камера

Особое место занимает фотоэмульсионная камера – развитие метода ядерной фотоэмульсии. Это рекордсмен по точности измерения

координат (до 1 мкм). Однако оперативность получения информации в ней чрезвычайно низкая – ведь необходимо вести процесс проявления, а только потом начинать обработку. Несмотря на успехи последнего времени в считывании информации с фотослоев и последующей компьютерной обработке, при использовании фотоэмульсионных камер все еще остается много ручной работы, поэтому использование таких детекторов ограничивается экспериментами, требующими наивысшего пространственного разрешения.

8.7.4. Электроразрядные камеры

На смену большинству описанных камер во многих приложениях уже в 70-х гг. XX в. пришли электроразрядные устройства, резко повысившие эффективность за счет высокого быстродействия и возможности «стыковки» со счетчиками частиц, – искровые и их разновидности – стримерные камеры. Искры и стримеры – цепочки отдельных разрядов – с высокой точностью следуют по ионизационному следу, даже имеющему форму дуги при движении частицы в магнитном поле. Различные виды искровых и стримерных камер участвовали в важных экспериментах. Однако более универсальным и гибким средством, отвечающим современным требованиям, оказались многопроволочные камеры – пропорциональные, дрейфовые и других модификаций.

8.8. Детекторы нейтрино

Особое место в технике ядерно-физического эксперимента занимают детекторы нейтрино. Вероятность взаимодействия нейтрино с веществом на много порядков меньше, чем у заряженных частиц. По этой причине установки для регистрации нейтрино должны иметь большие размеры и массу, измеряемую тысячами тонн. Чтобы снизить фон от посторонних заряженных частиц, нейтринные детекторы располагают под большими толщами вещества (подземные и подводные установки). Широкую известность получили детекторы солнечных нейтрино – Homestake (хлор-аргонный детектор Дэвиса, США), Kamiokande (Япония), а также российские галлий-германиевый детектор в Баксане и установка «Байкал» в прозрачных водах знаменитого озера.

Еще одна схема детектора нейтрино реализована в Лос-Аламосской Национальной Лаборатории в США (рис. 54). Детектор состоит из прозрачной емкости, в которую заливается 167 т мине-

рального масла с примесью жидкого сцинтиллятора. Емкость окружена фотоэлектронными умножителями (1220 штук).

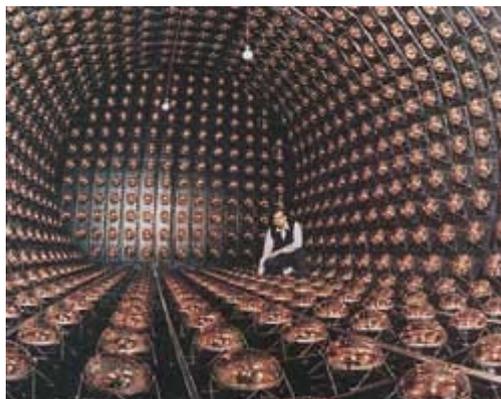


Рис. 54. Лос-Аламосский детектор нейтрино (жидкий сцинтиллятор удален)

При взаимодействии нейтрино с атомами заполняющего емкость вещества образуются электроны высокой энергии, скорость которых больше скорости света в среде. При их движении возникает черенковское свечение, регистрируемое фотоэлектронными умножителями.

Каждый эксперимент по детектированию нейтрино требует нескольких месяцев работы и приводит к регистрации всего лишь нескольких десятков событий. Это предъявляет очень жесткие требования к надежности и стабильности параметров аппаратуры, а также требует принятия специальных мер по снижению фона, в том числе и в цепях обработки сигналов ФЭУ.

8.9. Установка для регистрации элементарных частиц ATLAS на большом адронном коллайдере в CERN

В этом гигантском сооружении высотой с восьмиэтажный дом собрана аппаратура для регистрации взаимодействий адронов – элементарных частиц, участвующих в так называемом сильном взаимодействии. Это детекторы мюонов 1, трековый детектор переходного излучения 8, электромагнитные и адронные калориметры 3, 4, 7, огромные сверхпроводящие магниты 2, 5, 9. Детекторы закрыты мощным слоем радиационной защиты 6. Все устройства выполнены с точностью до 100 мкм и должны работать синхронно в условиях сильных полей и потоков фотонов и нейтронов плотностью 10^7 см²/с многие годы (рис. 55).

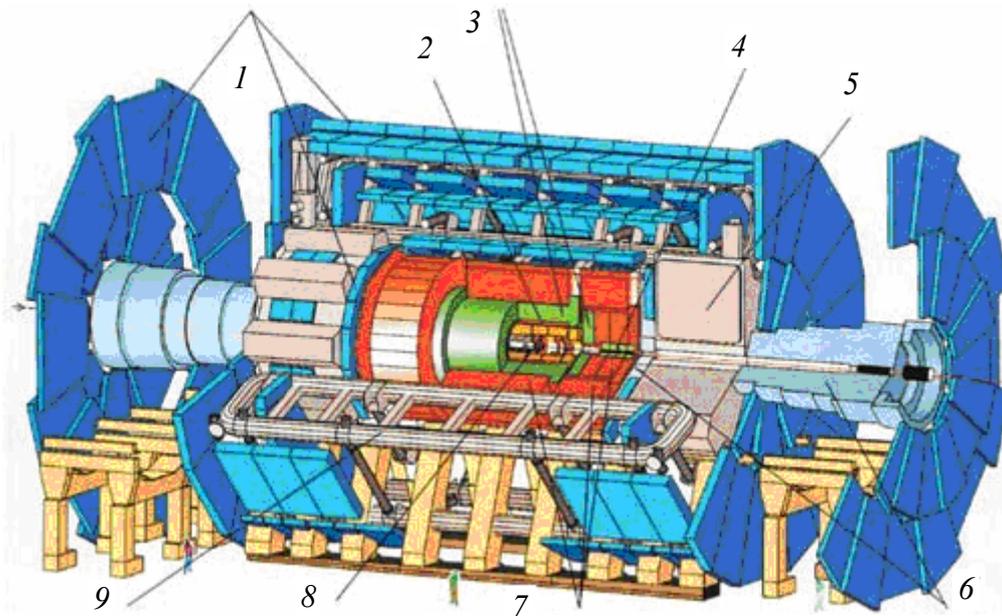


Рис. 55. Установка для регистрации элементарных частиц ATLAS

ATLAS регистрирует все частицы, приходящие в детектор под любыми углами, одновременно фиксируя их характеристики.

Основа всей установки – детектор переходного излучения 8 для регистрации ультрарелятивистских частиц и их классификации по рентгеновскому излучению, возникающему при их переходе границы двух сред (здесь – воздуха и полипропилена). Детектор состоит из 400 тыс. трубок диаметром 4 мм с четырехслойными стенками толщиной 28 мкм. По принципу работы они напоминают счетчик Гейгера: трубка наполнена газовой смесью, по ее оси проходит тонкая проволока под напряжением 1500 В. Частица ионизует газ, электрон дрейфует к проволоке (аноду). Возникший сигнал считывается с точностью около 1 нс по времени и пространственно до 100 мкм. Детектор занимает объем несколько кубических метров и позволяет регистрировать и распознавать «сорта» примерно 10 млрд. частиц ежесекундно.

ТЕМА 9. ЯДЕРНЫЙ ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ

9.1. Общие проблемы энергетики

Проблемы взаимодействия и влияния энергетики на окружающую среду приобретают все большее значение в последнее время. То, как именно удастся решить эти проблемы, во многом определит дальнейшее развитие общества, в том числе в ближайшем будущем.

Проблемы глобальной энергетики бросают вызов человеческой изобретательности. Что будет основным источником энергии в будущем? Нефть? Газ? Атомная энергия? Термоядерный синтез? Или возобновляемые источники?

Основным источником энергии в настоящее время является тепловая энергетика, основанная на сжигании ископаемого твердого и жидкого топлива. Ядерная энергетика занимает второе место. Альтернативные источники энергии, если не учитывать гидроэнергетику, имеют, скорее, политическое значение, но прогрессируют очень быстро.

Мировые запасы энергоресурсов оцениваются величиной около $2 \cdot 10^{13}$ т у. т. (топливо с калорийностью 7000 ккал/кг). Иногда в таких глобальных расчетах используют единицу $Q = 2,52 \cdot 10^{17}$ ккал = $3,6 \cdot 10^{10}$ т у. т. В этих единицах запасы энергоресурсов составляют $355Q$.

Из этого количества примерно $1/3$, т. е. приблизительно $4,3 \cdot 10^{12}$ т у. т., может быть извлечена с использованием современной техники при умеренной стоимости добычи. С другой стороны, современные потребности в энергоносителях составляют $1,1 \cdot 10^{10}$ т у. т./год и растут со скоростью 3–4% в год, т. е. удваиваются каждые 20 лет.

Легко оценить, что органические ископаемые ресурсы, даже если учесть вероятное замедление темпов роста энергопотребления, будут в значительной мере израсходованы в текущем веке.

Отметим, что при сжигании ископаемых углей и нефти, обладающих сернистостью около 2,5%, ежегодно образуется до 400 млн. т сернистого газа и окислов азота, т. е. около 70 кг вредных веществ на каждого жителя Земли в год.

Запасы урана в земной коре оцениваются огромной цифрой – 10^{14} т. Однако основная масса этого богатства находится в рассеянном состоянии – в гранитах, базальтах. В водах Мирового океана количество урана существенно меньше – $4 \cdot 10^9$ т.

Однако богатых месторождений урана, где добыча была бы недорога, известно сравнительно немного. Поэтому массу ресурсов урана,

которую можно добыть при современной технологии и при умеренных ценах, оценивают лишь в 10^8 т. Ежегодные потребности в уране составляют, по современным оценкам, всего 10^4 т естественного урана. Так что беспокоиться о его дефиците для целей энергетики в ближайшее тысячелетие не следует.

Многие развитые страны пытаются сегодня использовать именно последнее, но, сталкиваясь с новыми проблемами, возвращаются к ядерной энергетике и исследованиям в области управляемого термоядерного синтеза.

В Беларуси развитие энергосберегающих технологий также является приоритетным направлением развития науки, технологий и техники. Присоединение к Киотскому протоколу – подтверждение того, что и наша страна озабочена экологическими проблемами. Сохранение текущего количества вредных выбросов, в частности окислов азота, может привести к катастрофическим последствиям для здоровья нации. И хотя ядерная энергетика не отнесена этим документом к экологически чистым способам производства энергии, для нас сегодня нет альтернативы. Если мы хотим обеспечить энергетическую безопасность страны – АЭС у нас будет. Уже начаты предварительные расчеты, подобрана подходящая площадка для возможного строительства.

9.2. Цепная реакция

В современных ядерных реакторах для получения энергии повсеместно используется реакция деления ядра урана-235 под действием нейтронов (рис. 56).



Рис. 56. [Деление ядра урана-235 при цепной реакции](#)

Возможно также применение изотопов искусственных нуклидов плутония-239 и -241 и урана-233. Если использовать источник быстрых нейтронов, то эффективно делиться начинают более дешевые материалы, в том числе уран-238 или изотопы тория, широко распро-

страненные в природе. Однако технически этот процесс весьма сложен и опасен, т. к. быстрые нейтроны обладают чрезвычайно высокой проникающей способностью, а управление реактором становится весьма сложным процессом.

Физически для работы ядерного реактора необходимо реализовать так называемую цепную реакцию, в которой на каждый поглощенный делющимся веществом нейтрон испускается больше вторичных нейтронов. При этом хотя бы один из них должен опять поглотиться в активной зоне.

Все известные в настоящее время вещества, пригодные для реализации цепной реакции, радиоактивны, более того, сами являются источниками нейтронов. Под действием захваченного нейтрона ядро тяжелого элемента делится на две части (осколка), отношение масс которых обычно (для часто используемых элементов) близко к 95/140. Выделяющаяся при этом в каждом акте деления энергия, которая примерно равна 200 МэВ, превращается сначала в кинетическую энергию продуктов, а в конечном итоге – в тепло. Распределение энергии распада по различным каналам для урана-235 дано в табл. 7.

Таблица 7

Распределение энергии распада ядра урана в цепной реакции

Продукт реакции	Вид получаемой энергии	E , МэВ
Кинетическая энергия осколков	Тепло	167
Кинетическая энергия γ	Тепло	6
Кинетическая энергия n	Тепло	5
Кинетическая энергия β	Тепло	8
Кинетическая энергия ν	Энергия теряется	12

Зависимость сечения σ реакции деления от энергии нейтронов имеет убывающий вид: $\sigma \sim E^{-1/2}$, на нее накладывается много резонансов. Наиболее важным среди них в области тепловых нейтронов является резонанс в точке $E = 0,3$ эВ.

Сечения деления ядер нейтронами различных энергий можно определить по специальным таблицам, содержащим хорошо проверенные экспериментальные данные. Аналитический расчет дает весьма приближенные значения.

Для ^{235}U образовавшиеся нейтроны, составляющие спектр нейтронов деления, могут обладать различной энергией в диапазоне от 0,5 до 15,0 МэВ. Среднее значение энергии нейтронов деления

равно 1,93 МэВ. Поскольку в этой области сечение реакции невелико, необходимо замедление нейтронов до энергии наиболее выгодного резонанса.

Следует отметить, что образующиеся осколки, как правило, сами радиоактивны. Часть из них является также источником нейтронов, которые называют запаздывающими в отличие от тех, которые образуются непосредственно при делении тяжелых нуклидов (мгновенные нейтроны). Характеристики запаздывающих нейтронов зависят от природы осколков. Обычно запаздывающие нейтроны делят на 6 групп по следующим параметрам: T – среднее время жизни осколков, β_i – доля запаздывающих нейтронов среди всех нейтронов деления, β_i/β – относительная доля запаздывающих нейтронов данной группы, E – кинетическая энергия запаздывающих нейтронов.

Для урана-235 выделяют 6 групп запаздывающих нейтронов (табл. 8).

Таблица 8

Запаздывающие нейтроны в цепной реакции деления урана-235

№ группы	T , с	β_i	β_i/β , %	E , МэВ
1	80,00	0,21	3,3	0,25
2	32,80	1,40	21,9	0,56
3	9,00	1,26	19,6	0,43
4	3,30	2,52	39,5	0,62
5	0,88	0,74	11,5	0,42
6	0,33	0,27	4,2	–

Благодаря наличию запаздывающих нейтронов имеется возможность эффективного управления цепной реакцией. Очевидно, что время срабатывания систем управления должно быть меньше времени запаздывания нейтронов.

Рассмотрим основные соотношения, характеризующие протекание цепной реакции деления.

Коэффициент размножения на быстрых нейтронах. Если в среде есть быстрые нейтроны, они будут взаимодействовать со средой, в том числе с ядрами ^{238}U , если их энергия выше порога деления (1 МэВ). При этом возможно образование новых быстрых нейтронов, но их энергия будет уже меньше порога деления. Коэффициентом размножения на быстрых нейтронах (μ) называют число нейтронов, ушедших под порог деления ^{238}U , на один быстрый нейтрон, возникший при делении ядер ^{235}U .

Величина μ тем больше, чем больше доля ^{238}U в топливе. Имеется оценка $\mu_{\max} = 1,35$ (если доля ^{238}U приближается к 100%). Для реальных тепловых реакторов $\mu = 1,01-1,03$, хотя доля ^{238}U в них составляет $\approx 95\%$.

Вероятность избежать радиационного захвата. Если в среде есть нейтроны, энергия которых меньше порога деления ^{238}U , то за счет рассеяния на ядрах среды они, теряя энергию, попадают в область энергии, в которой находятся гигантские резонансы сечения захвата ^{238}U . Обозначим φ – вероятность избежать такого радиационного захвата. Очевидно, что φ тем больше, чем быстрее нейтронам в процессе замедления удастся преодолеть резонансную область; φ уменьшается при увеличении доли ядер ^{238}U в среде. В обычном гомогенном реакторе $\varphi \approx 0,65$, а в специально сконструированном гетерогенном поднимается до значения $\varphi \approx 0,93$.

Коэффициент теплового использования (θ) – это доля захваченных в топливе нейтронов от числа образующихся. Этот параметр относится к тепловым нейтронам.

Количество испускаемых ^{235}U быстрых нейтронов. Не всякое поглощение нейтрона в реакторе приводит к делению ядра тяжелого изотопа и испусканию новых быстрых нейтронов. Введем величину $\nu_{\text{тэф}}$, равную количеству вторичных быстрых нейтронов деления на один тепловой нейтрон, поглощенный в топливе. Параметр $\nu_{\text{тэф}}$ принимает тем большее значение, чем выше доля ^{235}U в топливе.

Жизненный цикл нейтронов. Рассмотрим тепловой ядерный реактор, активная зона которого достаточно велика (бесконечна) и однородна (гомогенна).

Пусть на некотором этапе цепной реакции в рассматриваемой среде присутствует N_1 быстрых нейтронов деления первого поколения. За счет взаимодействия с ядрами ^{238}U под порог деления этих ядер (1 МэВ) уйдет μN_1 нейтронов (μ – коэффициент размножения на быстрых нейтронах).

В результате рассеяния на ядрах среды эти нейтроны будут замедляться и попадут в область промежуточных энергий. Миновать эту область, избежав поглощения ядрами ^{238}U , удастся $\mu\varphi N_1$ нейтронам.

Часть этих нейтронов, которые теперь стали тепловыми, будет захватываться ядрами рабочего вещества топлива. Количество захваченных в топливе нейтронов будет равно $\mu\varphi\theta N_1$.

Некоторые из нейтронов, захваченных в топливе, инициируют деление ядер ^{235}U и появление новых быстрых нейтронов. Количество нейтронов второго поколения $N_2 = \nu_{\text{тэф}}\mu\varphi\theta N_1$.

Можно вывести коэффициент размножения нейтронов в бесконечной гомогенной среде:

$$K_{\infty} = \frac{N_i}{N_{i-1}} = \nu_{\text{тэф}} \mu \phi \theta, \quad (140)$$

где N_i – число нейтронов i -го поколения.

Это так называемая формула четырех сомножителей. Ее используют и для конечных сред, вводя коэффициент $P \leq 1$, учитывающий вероятность избежать утечки из активной зоны:

$$K_{\text{эф}} = \nu_{\text{тэф}} \mu \phi \theta P. \quad (141)$$

9.3. Ядерный реактор

Ядерный реактор – это техническая установка, в которой осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция деления тяжелых ядер с освобождением энергии. Ядерный реактор состоит из активной зоны и отражателя, размещенных в защитном корпусе (рис. 57). Активная зона содержит ядерное топливо в виде топливной композиции в защитном покрытии и замедлитель. Топливные элементы обычно имеют вид тонких стержней. Они собраны в пучки и заключены в чехлы. Такие сборные композиции называются сборками, или кассетами.

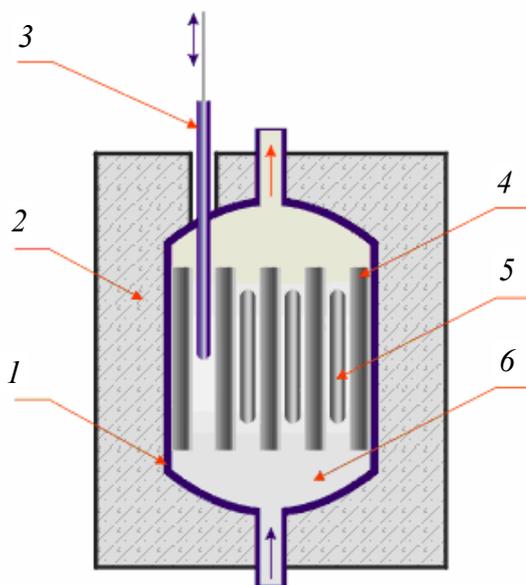


Рис. 57. Схематическое устройство гетерогенного реактора на тепловых нейтронах:

- 1 – тепловая защита; 2 – биологическая защита;
- 3 – управляющий стержень; 4 – замедлитель;
- 5 – ядерное топливо; 6 – теплоноситель

Тепловыделяющий элемент (ТВЭЛ) – главный конструктивный элемент активной зоны гетерогенного ядерного реактора, содержащий ядерное топливо. В ТВЭЛах происходит деление тяжелых ядер ^{235}U , ^{239}Pu или ^{233}U , сопровождающееся выделением тепловой энергии, которая затем передается теплоносителю. ТВЭЛы состоят из топливного сердечника, оболочки и концевых деталей. Тип ТВЭЛа определяется типом и назначением реактора, параметрами теплоносителя. ТВЭЛ должен обеспечить надежный отвод тепла от топлива к теплоносителю.

В большинстве современных промышленных реакторов (ВВЭР, РБМК) ТВЭЛ представляет собой стержень диаметром около 2 см и длиной несколько метров (рис. 58).

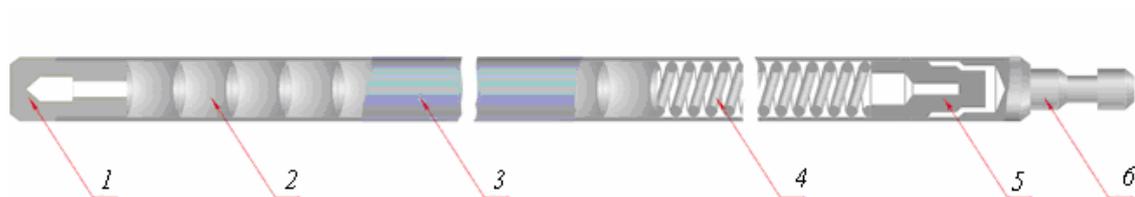


Рис. 58. Устройство ТВЭЛа реактора РБМК:

1 – заглушка; 2 – таблетки диоксида урана;

3 – оболочка из циркония; 4 – пружина;

5 – втулка; 6 – наконечник

ТВЭЛы конструктивно объединяются в сборки из десятков элементов (рис. 59), а сборки помещают в активную зону реактора (рис. 60).

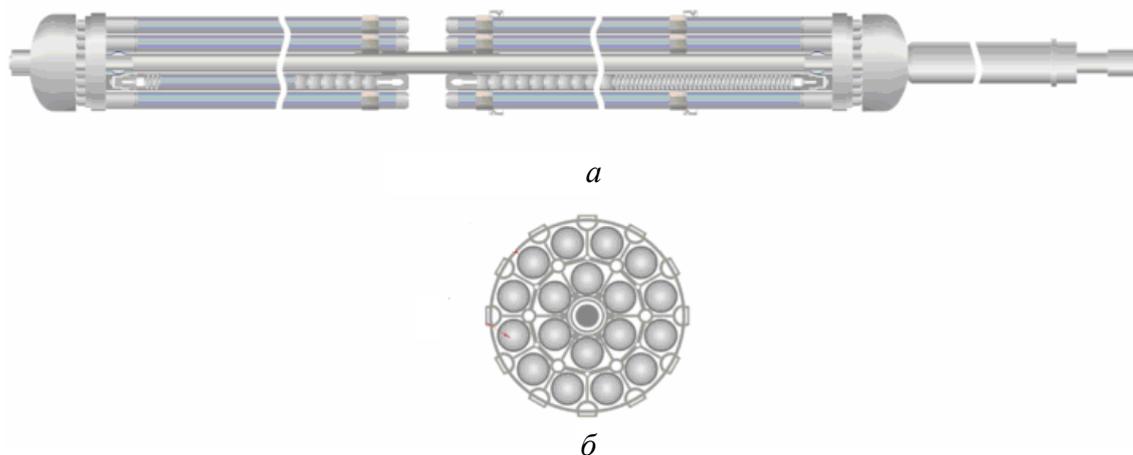


Рис. 59. Тепловыделяющая сборка реактора РБМК:

а – разрез вдоль оси; б – поперечный разрез



Рис. 60. Активная зона реактора с удаленной защитой

Реактор характеризуется десятками параметров, но важнейшими для понимания принципов его работы являются:

1. *Критический объем* ядерного реактора – объем активной зоны реактора в критическом состоянии, т. е. минимальный объем, обеспечивающий протекание самоподдерживающейся цепной реакции.

2. *Критическая масса* – масса делящегося вещества реактора, находящегося в критическом состоянии.

Наименьшей критической массой обладают реакторы, в которых топливом служат водные растворы солей чистых делящихся изотопов с водяным отражателем нейтронов. Для ^{235}U эта масса равна 0,8 кг, для ^{239}Pu – 0,5 кг. Теоретически наименьшей критической массой обладает ^{251}Cf , для которого эта величина составляет всего 10 г.

С целью уменьшения утечки нейтронов активной зоне придают сферическую или близкую к сферической форму, например короткого цилиндра или куба, т. к. эти фигуры обладают наименьшим отношением площади поверхности к объему.

Объемы современных энергетических реакторов могут достигать сотен кубических метров и определяются, главным образом, не условиями критичности, а возможностями теплосъема.

Для начала цепной реакции обычно достаточно нейтронов, рождаемых при спонтанном делении ядер урана. Возможно также использование внешнего источника нейтронов для запуска реактора,

например, смеси Ra и Be, ^{252}Cf или других веществ, что ускоряет этот этап.

3. *Реактивностью* называют способность реактора к самостоятельному запуску или изменению мощности при повышении потока нейтронов. Реактивность меняется в процессе эксплуатации, уменьшаясь вследствие отравления реактора нежелательными продуктами распада.

Важнейшим из таких продуктов является ксенон-135 ($T_{1/2} = 9,1$ ч, сечение поглощения нейтронов $2,6 \cdot 10^6$ барн), образующийся, как правило, при распаде изотопа йода-135 ($T_{1/2} = 6,8$ ч) – осколка ядра урана. Эффект снижения реактивности вследствие влияния на реакцию ксенона называют йодной или ксеноновой ямой. Этот процесс приводит к временному появлению значительной отрицательной реактивности, что, в свою очередь, делает невозможным вывод реактора на проектную мощность в течение определенного периода (около 1–2 суток). Возможно, попытки слишком быстро изменить мощность реактора стали причиной аварии на Чернобыльской АЭС.

Отбор тепла из реактора осуществляют следующим образом (рис. 61). Вдоль топливных элементов прокачивают теплоноситель, который принимает тепло ядерных превращений. Теплоноситель движется по контуру циркуляции за счет работы насосов либо под действием сил Архимеда и, проходя через теплообменник либо парогенератор, отдает тепло теплоносителю внешнего контура.

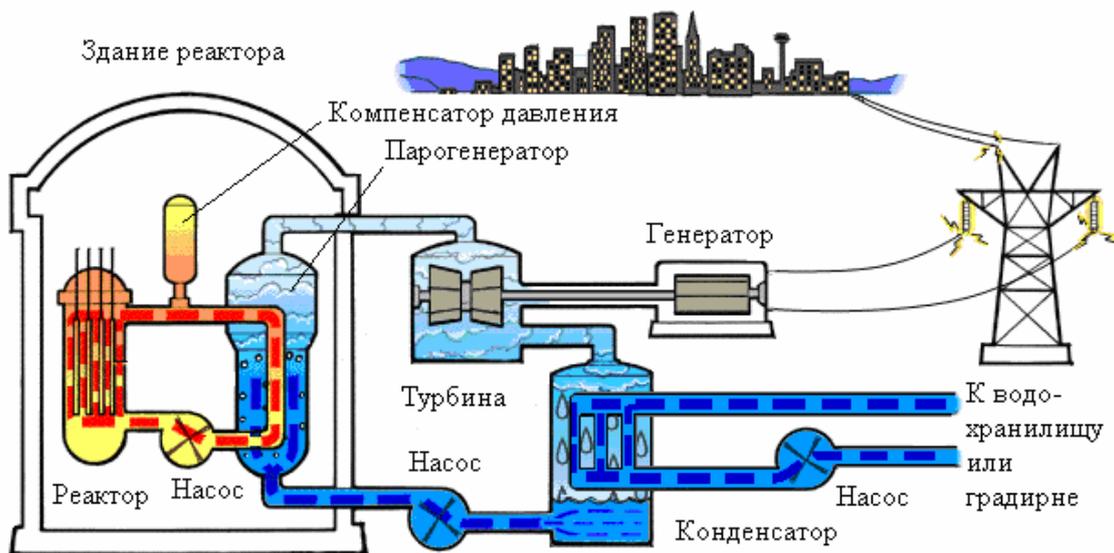


Рис. 61. Схема работы атомной электростанции на двухконтурном водо-водяном энергетическом реакторе (ВВЭР)

9.4. Классификация ядерных реакторов

Ядерные реакторы делятся на несколько групп:

- в зависимости от средней энергии спектра нейтронов – на быстрые, промежуточные и тепловые;
 - по конструктивным особенностям активной зоны – на корпусные и канальные;
 - по типу теплоносителя – на водяные, тяжеловодные, натриевые;
 - по типу замедлителя – на водяные, графитовые, тяжеловодные.
- Для производства электроэнергии применяются:
- водо-водяные реакторы с некипящей или кипящей водой под давлением;
 - уран-графитовые реакторы с кипящей водой или охлаждаемые углекислым газом;
 - тяжеловодные канальные реакторы.

В перспективе будут широко применяться реакторы на быстрых нейтронах, охлаждаемые жидкими металлами (натрий, литий и др.), в которых принципиально реализуем режим воспроизводства топлива, т. е. создания количества делящихся изотопов плутония-239, превышающего количество расходуемых изотопов урана-235. Параметр, характеризующий воспроизводство топлива, называется плутониевым коэффициентом. Он показывает, сколько атомов ^{239}Pu создается при реакциях захвата нейтронов в ^{238}U на один атом ^{235}U , захватившего нейтрон и претерпевшего деление или радиационное превращение.

Такие экспериментальные реакторы уже существуют, но сведения о них практически не публикуются.

Водо-водяные реакторы с водой под давлением (ВВЭР) наиболее распространены, в том числе на флоте. Они компактны, просты и надежны в эксплуатации. Вода, служащая в них теплоносителем и замедлителем нейтронов, дешева, неагрессивна.

Эти реакторы называются иначе легководными. Они имеют форму цилиндрического сосуда высокого давления. Активная зона состоит из топливных сборок и подвижных элементов управления и защиты. Вода охлаждает корпус, пространство под активной зоной, двигается вверх вдоль топливных элементов и отводится в контур циркуляции. Тепло передается в парогенераторах воде второго контура, работающего при более низком давлении. Движение воды по контуру обеспечивается работой циркуляционных насосов либо за счет движущего напора естественной циркуляции.

9.5. Элементы и общая схема ядерного топливного цикла

9.5.1. Схема полного замкнутого ядерного цикла

Рис. 62 иллюстрирует схему полного замкнутого ядерного цикла. Цикл включает добычу урановой руды, выделение двуокиси урана как основного содержащего уран компонента, обогащение полученного концентрата, изготовление ядерного топлива, его использование в реакторе, переработку и утилизацию отработанного топлива. На всех этапах цикла особое внимание уделяется проблемам безопасности.

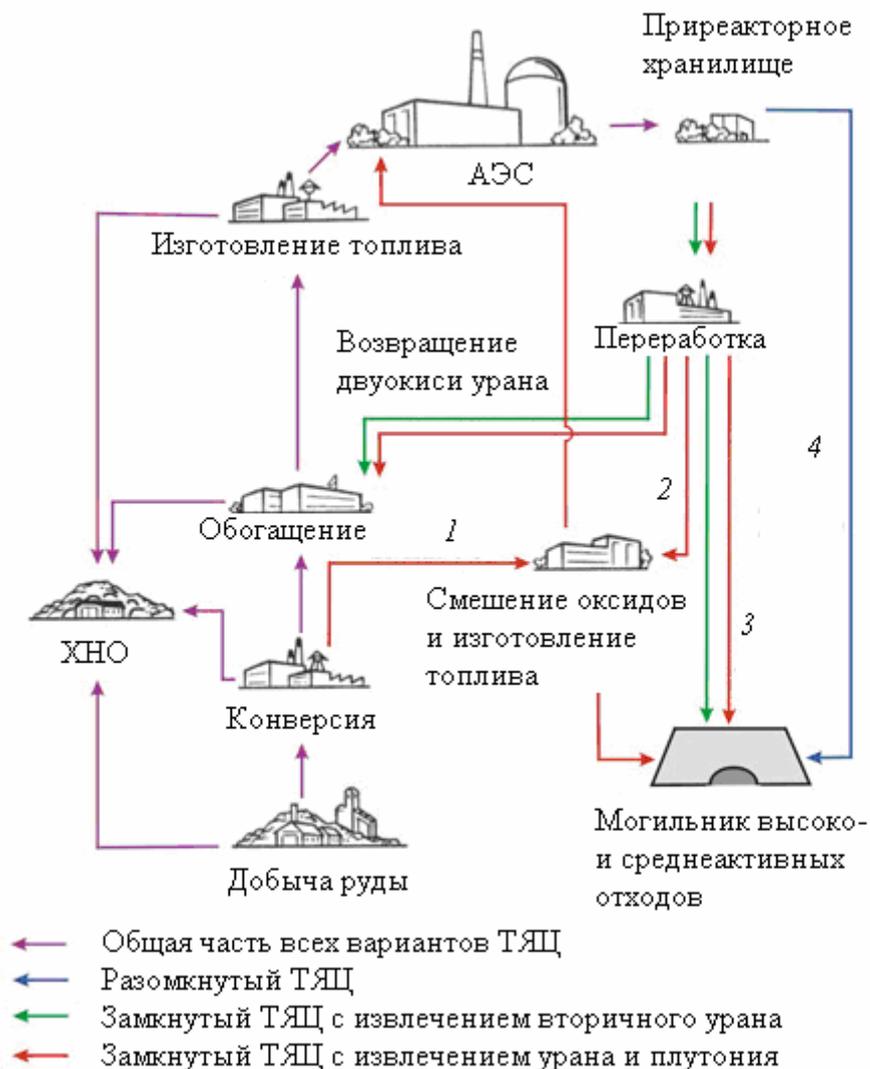


Рис. 62. Схема полного замкнутого ядерного цикла:
 ХНО – хранилище низкоактивных отходов; 1 – движение чистой двуокиси урана;
 2 – движение двуокиси плутония; 3 – движение отходов переработки;
 4 – движение переработанного топлива

9.5.2. Добыча руды

Все начинается с добычи урана или тория. Их известные месторождения в среднем имеют концентрацию рудных минералов от 0,1 до 0,5% (от 0,82 до 4,10 кг на 1 т руды). Крупнейшие месторождения урансодержащих минералов обнаружены в Центральной и Южной Африке, в Канаде около озера Большого Медведя в Онтарио, в Австралии. Руда с низким содержанием урана добывалась в большом количестве на плато Колорадо в США с 1940 г.

После добычи урановая руда размельчается и отделяется от породы. Обычно для этого используют процесс флотации. Переработанный уран представляет собой концентрат оксида урана (U_3O_8).

9.5.3. Конверсия

Концентрат оксида урана доставляется на завод переработки, где из него получают гексафторид урана (UF_6). Это удобная форма для дальнейшего изотопного обогащения с использованием процесса газовой диффузии, т. к. UF_6 сублимируется (переходит из твердого состояния непосредственно в газообразную стадию, минуя жидкую фазу) при $T = 53^\circ C$.

9.5.4. Хранение низко- и среднеактивных отходов

В ядерном топливном цикле нарабатываются большие объемы твердых и жидких низко- и среднеактивных отходов. Хранилища для этих отходов устраиваются в виде отвалов, карт и отстойников. Как правило, они находятся рядом с добывающими или перерабатывающими предприятиями.

9.5.5. Обогащение

UF_6 помещается в контейнеры и доставляется на газодиффузионный обогатительный завод. Здесь содержание ^{235}U доводят до 5% для реакторов на тепловых нейтронах и до 25% – на быстрых. Обогащенный уран превращается в диоксид урана (UO_2). После этого осуществляют аффинаж (очистка от примесей и повышение концентрации), затем сырье отправляют на завод для изготовления ТВЭЛов.

9.5.6. Изготовление топлива

UO_2 и PuO_2 , предназначенные для реакторов, превращают горячим прессованием в топливные таблетки. После обработки их помещают в трубки из циркония. Определенное число трубок соединяют

вместе при помощи соответствующих связывающих пластинок, фитингов и прокладок, образуя топливную сборку, или ТВЭЛ.

9.5.7. АЭС

Сборки доставляются на АЭС и размещаются на складе свежего топлива. Удаляемые старые топливные сборки выводятся в канал, соединяющий полость реакторной шахты с бассейном для выгоревшего топлива. На освободившиеся места ставят свежие сборки. Используемые сборки передвигаются в свободные ячейки в бассейне выдержки. Бассейн заполнен обычной водой, которая поглощает излучение от отработанныхборок и охлаждает их, поскольку при распаде содержащихся в них радиоактивных материалов выделяется значительное количество тепла.

Чтобы перезагруженный реактор заработал, как правило, необходим источник нейтронов. Им служат, например, полоний-бериллиевые стержни, которые помещают в активную зону. Предусмотрены также графитовые управляющие стержни, которые поглощают нейтроны: чем глубже они погружены в активную зону, тем меньше мощность реактора.

9.5.8. Приреакторное хранилище

Технология ядерного топливного цикла требует, чтобы от одной трети до одной четверти топливныхборок заменялось ежегодно. В ходе таких замен отработанное топливо из бассейна выдержки после снижения активности до допустимого уровня (выгорание короткоживущих наиболее активных изотопов) переносят в бассейн приреакторного хранилища, где оно хранится в течение нескольких лет. Отработанное ядерное топливо (ОЯТ) высокордиоактивно. Вода служит защитой и охлаждающей средой, отводящей тепло, т. к. продукты деления все еще интенсивно выделяют тепло. После нескольких лет охлаждения в бассейне сборки пригодны для транспортировки либо в могильник, либо на перерабатывающий завод.

9.5.9. Переработка и восстановление

В центре переработки отработанные ТВЭЛы освобождают от оболочки, а извлеченные топливные таблетки растворяют в азотной кислоте. Обычно в первом цикле выделения около 99% продуктов распада деления удаляется. В дальнейшем идет очищение и отделение плутония от урана. Конечными продуктами второй стадии являются UO_2 и PuO_2 , которые могут быть вновь использованы. Разделение

этих окислов является прямонаправленным химическим процессом для производства материалов для ядерного оружия, а также для возвращения нерасщепленного материала в производство для изготовления новых топливных элементов.

9.6. Проблемы утилизации отработанного ядерного топлива

Из реактора ВВЭР-1000 (электрическая мощность – 1ГВт) ежегодно выгружается 23 т ОЯТ с содержанием продуктов деления 40 кг/т, т. е. 920 кг высокоактивных веществ. За год в мире накапливается около 300 т таких веществ.

Первичная выдержка в приреакторных хранилищах в течение 3–10 лет позволяет избавиться от короткоживущих нуклидов. Среди оставшихся главный вклад вносят стронций-90 (период полураспада 29,2 года), криптон-85 (10,8 года), технеций-99 (213 тыс. лет) и цезий-137 (28,6 года). Кроме того, остаются актиноиды: плутоний, америций, калифорний. Поэтому активность ТВЭЛов даже через 10 лет составляет $3 \cdot 10^5$ Ки/т.

В настоящее время промышленную переработку ОЯТ в мире осуществляют предприятия Cogema (Франция), BNFL (Великобритания) и ПО Маяк (г. Озерск, бывший Челябинск-65, Российская Федерация).

Cogema эксплуатирует завод в Ля Аг (La Hague) на северо-западном побережье Франции. Завод перерабатывает ОЯТ водородных реакторов PWR (аналог российского ВВЭР), которые являются наиболее распространенными в мире. Поставщиками ОЯТ являются АЭС Франции, Бельгии, Германии, Японии, Нидерландов и Швейцарии. В 1999 г. на заводе было переработано 1629 т ОЯТ, что принесло доход в размере 5 млрд. долларов.

В состав BNFL входят два предприятия по переработке ОЯТ, которые находятся в Селлафилде (Sellafield) на севере Англии. Одно из них перерабатывает топливо только из газоохлаждаемых реакторов Magnox. После 2010 г. его планируется закрыть по причине вывода из эксплуатации реакторов данного типа. Завод THORP занимается переработкой облученного оксидного топлива водородных и газоохлаждаемых реакторов, поступающего с АЭС Великобритании, Японии, Германии, Нидерландов и Швейцарии. Его производительность достигает 850 т/год при проектной мощности 1200 т/год. Прибыль предприятия составляет 150 млн. фунтов стерлингов в год.

В Российской Федерации переработка ОЯТ осуществляется на ПО Маяк в г. Озерск. Там перерабатывается облученное топливо всех российских, а также построенных по российским (советским) проектам реакторов ВВЭР-440 и ОЯТ реакторов атомных подводных лодок. Мощность завода – 400 т. ОЯТ в год. Однако данные мощности не используются полностью. Законодательное ограничение на ввоз ОЯТ из-за рубежа привело к разрыву контрактов на переработку с Чехией, Венгрией и Финляндией.

Другие страны, включая США, являются сторонниками открытого ядерного топливного цикла и полную переработку радиоактивных отходов не ведут, предпочитая захоранивать все вместе, пользуясь всегда свежим ураном.

9.7. Из истории ядерной энергетики

20 декабря 1951 г. ядерный реактор в Айдахо впервые в истории произвел пригодное для использования количество электроэнергии. Реактор имел достаточную мощность, чтобы зажечь четыре 100-ваттных лампочки. Затем он повысил выработку до 100 кВт, что было достаточно для питания всего его электрооборудования.

На этом реакторе 4 июня 1953 г. была впервые проверена идея бридинга, т. е. получения плутония из урана.

В 1962 г. он стал первым в мире реактором с плутониевой активной зоной, который выработал электроэнергию. 30 декабря 1963 г. реактор был официально остановлен. 26 августа 1966 г. он был объявлен национальным историческим памятником США.

Первая в мире атомная электростанция мощностью 5 МВт была запущена 27 июня 1954 г. в СССР, в городе Обнинск, расположенном в Калужской области.

За пределами СССР первая АЭС промышленного назначения мощностью 46 МВт была введена в эксплуатацию в 1956 г. в Колдер-Холле (Великобритания). Через год вступила в строй АЭС мощностью 60 МВт в Шиппингпорте (США). СССР ответил в 1958 г. 100-мегаваттной станцией первой очереди Сибирской АЭС.

В настоящее время в мире действует 450 энергетических ядерных реакторов.

Крупнейшая в мире АЭС по установленной мощности находится в японском городе Касивадзаки префектуры Ниигата. В ее составе 7 реакторов двух типов, полная мощность составляет 8,212 ГВт.

Ниже помещены снимки нескольких крупных АЭС (рис. 63–67).



Рис. 63. Австрийская АЭС недалеко от Вены



Рис. 64. Калифорнийская АЭС в каньоне Дьявола



Рис. 65. Финская АЭС в Олкилуото



Рис. 66. Французская АЭС в Каттено



Рис. 67. Бельгийская АЭС в Доэле

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОХИМИИ

Представляется целесообразным дать строгие определения некоторых терминов, которые используются в данной книге, а также единиц и соотношений между единицами количественных величин в радиационной химии.

1. ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ представляют собой потоки частиц или квантов, взаимодействие которых со средой приводит к ионизации ее атомов или молекул. Различают фотонное ионизирующее излучение (вакуумное ультрафиолетовое, характеристическое и тормозное рентгеновское, синхротронное излучение и др.) и потоки частиц (альфа- и бета-частицы, ускоренные электроны, ионы, нейтроны, ускоренные атомы водорода, осколки делющихся ядер и др.).

Фотонное излучение может ионизировать среду непосредственно в результате прямой ионизации и косвенно через генерированные в среде электроны.

Заряженные частицы ионизируют среду непосредственно при столкновении с атомами и молекулами, ее составляющими, а также при взаимодействии выбитых при ионизации электронов (их обычно называют дельта-электронами) с другими молекулами и атомами.

Нейтроны и ускоренные атомы водорода ионизируют среду только косвенно через ядра отдачи, возникающие в среде.

2. ПОЛЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ – пространственно-временное распределение квантов или частиц, составляющих ионизирующее излучение.

3. ПОТОК ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ определяется как

$$\Phi = \frac{dN}{dt},$$

где dN – число частиц, падающих на данную поверхность (в направлении, перпендикулярном этой поверхности) за интервал времени dt .

Единица измерения потока – частица/с.

4. ФЛЮЕНС (ИЛИ ПЕРЕНОС) ИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ – число частиц dN , проходящихся на площадь поперечного сечения dS поглощающего ионизирующее излучение объема вещества:

$$\Phi_N = \frac{dN}{dS}.$$

Единица измерения флюенса – м^{-2} , т. е. флюенс частиц, при котором в объем сферы с площадью поперечного сечения 1 м^2 попадает одна частица.

5. ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ определяется как

$$f = \frac{d\Phi}{dS},$$

где $d\Phi$ – поток, приходящийся на площадь поперечного сечения dS поглощающего ионизирующее излучение объема вещества.

Единица измерения плотности потока ионизирующего излучения – частица/ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

6. ПОТОК ЭНЕРГИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ определяется как

$$\Phi_E = \frac{dE}{dt},$$

где dE – суммарная энергия ионизирующего излучения, исключая массу покоя.

7. ИНТЕНСИВНОСТЬ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ – поток энергии, приходящийся на площадь поперечного сечения dS поглощающего ионизирующее излучение объема вещества:

$$I = \frac{d\Phi_E}{dS}.$$

В СИ единица измерения интенсивности ионизирующего излучения – $\text{Вт}/\text{м}^2$; на практике также используется $\text{МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

8. ЛИНЕЙНАЯ ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ (ЛПЭ) – параметр, представляющий собой энергию, передаваемую среде ионизирующим излучением любого вида в заданной окрестности траектории на единицу длины.

Единица измерения ЛПЭ – $\text{эВ}/\text{нм}$. Значения ЛПЭ варьируются от 0,2 для высокоэнергетичных фотонов до 104,0 $\text{эВ}/\text{нм}$ для осколков деления ядер урана.

9. ДОЗА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ – величина, используемая для оценки воздействия ионизирующего излучения на любые вещества и живые организмы. Различают поглощенную, эквивалентную и экспозиционную дозы.

Поглощенная доза – отношение суммарной энергии ионизирующего излучения dE , поглощенной веществом, к массе вещества dM :

$$D_{\text{погл}} = \frac{dE}{dM}.$$

Единица измерения – Грей (Гр), соответствующий поглощению 1 Дж энергии ионизирующего излучения 1 кг вещества. Внесистемная единица – рад, соответствующий поглощению 100 эрг энергии 1 кг вещества (1 рад = 0,01 Гр).

Эквивалентная доза связана линейно с величиной поглощенной дозы:

$$D_{\text{экв}} = kD_{\text{погл}},$$

где k – так называемый коэффициент качества излучения (безразмерный), являющийся критерием относительной биологической эффективности при хроническом облучении живых организмов. Чем больше k , тем опаснее облучение при одинаковой поглощенной дозе. Для моноэнергетичных электронов, позитронов, бета-частиц и гамма-квантов $k = 1$; для нейтронов с энергией $E < 20$ кэВ $k = 3$; для нейтронов с энергией $0,1 < E < 10$ МэВ и протонов с $E < 20$ кэВ $k = 10$; для альфа-частиц и тяжелых ядер отдачи $k = 20$. Единица измерения эквивалентной дозы (СИ) – зиверт (Зв), внесистемная единица – бэр (1 бэр = 0,01 Зв).

Экспозиционная доза – мера ионизации воздуха в результате воздействия на него фотонов, равная отношению суммарного электрического заряда dQ ионов одного знака, образованного ионизирующим излучением, поглощенным в некоторой массе dM воздуха:

$$D_{\text{эксп}} = \frac{dQ}{dM}.$$

Единица измерения (внесистемная) – рентген (Р). При $D_{\text{эксп}} = 1$ Р в 1 см³ воздуха при температуре 0°С и давлении 760 мм рт. ст. ($dM = 0,001293$ г) образуется $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов, несущих заряд dQ , равный одной электростатической единице количества электричества каждого знака. Это соответствует поглощению энергии 0,113 эрг/см³ или 87,3 эрг/г; для фотонного излучения $D_{\text{эксп}} = 1$ Р соответствует 0,873 рад в воздухе и около 0,96 рад в биологической ткани.

Керма – мера поглощенной дозы косвенно ионизирующих излучений (название KERMA – аббревиатура английской фразы KINETIC ENERGY RELEASED PER UNIT MASS). Керма представляет собой сумму первоначальных кинетических энергий dE_N всех заряженных частиц, появившихся в элементарном объеме вещества в результате

воздействия на него косвенно ионизирующих излучений, отнесенную к массе dM вещества в этом объеме:

$$K = \frac{dE_N}{dM}.$$

Единица измерения кермы (СИ) – Грей. Часто используют понятие «керма для единичного флюенса» (K_p). Она соответствует керме для флюенса частиц, при котором в объем облучаемого вещества с площадью поперечного сечения 1 м^2 попадает одна частица. Единица измерения K_p в СИ – Гр·м²/частиц.

10. МОЩНОСТЬ ДОЗЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ – отношение приращения dD дозы, поглощенной за единичный интервал времени, к величине этого интервала dt , т. е.

$$P = \frac{dD}{dt}.$$

Единицы измерения (СИ): поглощенной дозы – Гр/с, экспозиционной дозы – Р/с и эквивалентной дозы – Зв/с.

11. РАДИАЦИОННО-ХИМИЧЕСКИЙ ВЫХОД – количественная мера изменения физико-химических свойств вещества в результате поглощения ионизирующих излучений. Радиационно-химический выход обозначается буквой G и измеряется количеством возникших или разрушившихся частиц вещества (радикалов, ионов, атомов, молекул) или изменившихся его параметров (например, количеством сшивок или разрывов связей в полимерах, углом вращения плоскости поляризации и т. д.) при поглощении этим веществом 100 эВ энергии ионизирующего излучения.

На опыте степень изменения свойств данного вещества можно охарактеризовать величиной выхода, измеренного на начальных участках кривых разложения вещества (накопления продуктов разложения):

$$G = A \lim_{D_{\text{погл}} \rightarrow 0} \frac{dC}{dD_{\text{погл}}},$$

при $D_{\text{погл}} \rightarrow 0$, когда предполагается, что в облучаемой системе еще не накопилось продуктов радиолиза в концентрациях, способных заметным образом повлиять на свойства, которыми обладало данное вещество до облучения. В приведенном выше уравнении A – коэффициент размерности, равный $9,6474 \cdot 10^9$ Гр·г/(100 эВ·моль); C – концентрация подвергающегося превращению вещества или образующегося продукта, моль/г; $D_{\text{погл}}$ – поглощенная доза, Гр.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.
ПРЕМОРДИАЛЬНЫЕ И КОСМОГЕННЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ

Изотоп	Содержание в естественной смеси	Период полурас- пада	Мода распада
1	2	3	4
³ H	Космогенный	12,33 года	β ⁻
⁷ Be	Космогенный	53,29 дня	ЕС
¹⁰ Be	Космогенный	1,51 · 10 ⁶ лет	β ⁻
¹⁴ C	Космогенный	5730 лет	β ⁻
²² Na	Космогенный	2,58 года	ЕС
³⁶ Cl	Космогенный	3,01 · 10 ⁵ лет	β ⁻ 98,1%; ЕС 1,9%
⁴⁰ K	0,0117%	1,277 · 10 ⁹ лет	β ⁻ 89,28%; ЕС 10,72%
⁴⁶ Ca	0,004%	>0,28 · 10 ¹⁶ лет	Двойной β ⁻
⁴⁸ Ca	0,187%	>4 · 10 ¹⁹ лет	Двойной β ⁻
⁵⁰ V	0,250%	1,4 · 10 ¹⁷ лет	ЕС 83%; β ⁻ 17%
⁵⁰ Cr	4,345%	>1,8 · 10 ¹⁷ лет	Двойной ЕС
⁵³ Mn	–	3,74 · 10 ⁶ лет	ЕС
⁵⁴ Fe	5,845%	>3,1 · 10 ²² лет	Двойной ЕС
⁶⁰ Fe	–	1,5 · 10 ⁶ лет	β ⁻
⁷⁰ Zn	0,62%	>5 · 10 ¹⁴ лет	Двойной β ⁻
⁷⁶ Ge	7,83%	0,8 · 10 ²⁵ лет	Двойной β ⁻
⁷⁹ Se	–	1,1 · 10 ⁶ лет	β ⁻
⁸² Se	8,73%	0,83 · 10 ²⁰ лет	Двойной β ⁻
⁷⁸ Kr	0,35%	≥0,9 · 10 ²⁰ лет	Двойной ЕС
⁸¹ Kr	–	2,29 · 10 ⁵ лет	ЕС
⁸⁷ Rb	27,83%	4,75 · 10 ¹⁰ лет	β ⁻
⁹³ Zr	–	1,53 · 10 ⁶ лет	β ⁻
⁹⁶ Zr	2,80%	>2,2 · 10 ¹⁹ лет	Двойной β ⁻
⁹² Nb	–	3,47 · 10 ⁷ лет	ЕС; β ⁻ < 0,05%
⁹² Mo	14,84%	>1,9 · 10 ²⁰ лет	Двойной ЕС
¹⁰⁰ Mo	9,63%	0,95 · 10 ¹⁹ лет	Двойной β ⁻
⁹⁷ Tc	–	4,21 · 10 ⁶ лет	ЕС
⁹⁸ Tc	–	4,2 · 10 ⁶ лет	β ⁻
¹⁰⁷ Pd	–	6,5 · 10 ⁶ лет	β ⁻
¹⁰⁶ Cd	1,25%	≥2,6 · 10 ¹⁷ лет	Двойной ЕС
¹¹³ Cd	12,22%	7,7 · 10 ¹⁵ лет	β ⁻
¹¹⁶ Cd	7,49%	≥3,75 · 10 ¹⁹ лет	Двойной β ⁻
¹¹⁵ In	95,71%	4,41 · 10 ¹⁴ лет	β ⁻

Продолжение табл.

1	2	3	4
¹²³ Te	0,89%	$>6 \cdot 10^{14}$ лет	ЕС
¹²⁸ Te	31,74%	$7,7 \cdot 10^{24}$ лет	Двойной β^-
¹³⁰ Te	34,08%	$>5,6 \cdot 10^{22}$ лет	Двойной β^-
¹²⁹ I	Космогенный	$1,57 \cdot 10^7$ лет	β^-
¹²⁴ Xe	0,095%	$\geq 1,1 \cdot 10^{17}$ лет	Двойной ЕС
¹³⁶ Xe	8,857%	$>3,6 \cdot 10^{20}$ лет	Двойной β^-
¹³⁵ Cs	–	$2,3 \cdot 10^6$ лет	β^-
¹³⁰ Ba	0,106%	$\geq 3,5 \cdot 10^{14}$ лет	Двойной ЕС
¹³⁸ La	0,090%	$1,05 \cdot 10^{11}$ лет	ЕС 66,4%; β^- 33,6%
¹⁴² Ce	11,114%	$>5 \cdot 10^{16}$ лет	Двойной β^-
¹⁴⁴ Nd	23,8%	$2,29 \cdot 10^{15}$ лет	α
¹⁵⁰ Nd	5,6%	$>6,8 \cdot 10^{18}$ лет	Двойной β^-
¹⁴⁶ Sm	–	$10,3 \cdot 10^7$ лет	α
¹⁴⁷ Sm	14,99%	$1,06 \cdot 10^{11}$ лет	α
¹⁴⁸ Sm	11,24%	$7 \cdot 10^{15}$ лет	α
¹⁴⁹ Sm	13,82%	$>2 \cdot 10^{15}$ лет	α
¹⁵⁴ Sm	22,75%	$\geq 2,3 \cdot 10^{18}$ лет	Двойной β^-
¹⁵⁰ Gd	–	$1,79 \cdot 10^6$ лет	α
¹⁵² Gd	0,20%	$1,08 \cdot 10^{14}$ лет	α
¹⁶⁰ Gd	21,86%	$\geq 1,3 \cdot 10^{21}$ лет	Двойной β^-
¹⁵⁴ Dy	–	$3,0 \cdot 10^6$ лет	α
¹⁷⁰ Er	14,910%	$\geq 3,2 \cdot 10^{17}$ лет	Двойной β^-
¹⁷⁰ Yb	3,04%	$\geq 1,6 \cdot 10^{18}$ лет	Двойной β^-
¹⁷⁶ Lu	2,59%	$3,73 \cdot 10^{10}$ лет	β^-
¹⁷⁴ Hf	0,16%	$2,0 \cdot 10^{15}$ лет	α
¹⁸² Hf	–	$9 \cdot 10^6$ лет	β^-
^{180m} Ta	0,012%	$>1,2 \cdot 10^{15}$ лет	β^- ; ЕС
¹⁸⁰ W	0,12%	$>7,4 \cdot 10^{16}$ лет	α
¹⁸² W	26,50%	$>8,3 \cdot 10^{18}$ лет	α
¹⁸³ W	14,31%	$>1,9 \cdot 10^{18}$ лет	α
¹⁸⁴ W	30,64%	$>4 \cdot 10^{18}$ лет	α
¹⁸⁶ W	28,43%	$>6,5 \cdot 10^{18}$ лет	α
¹⁸⁷ Re	62,60%	$4,35 \cdot 10^{10}$ лет	β^- ; $\alpha < 0,0001\%$
¹⁸⁴ Os	0,02%	$>5,6 \cdot 10^{13}$ лет	α
¹⁸⁶ Os	1,59%	$2,0 \cdot 10^{15}$ лет	α

Окончание табл.

1	2	3	4
^{190}Pt	0,014%	$6,5 \cdot 10^{11}$ лет	α
^{204}Pb	1,4%	$\geq 1,4 \cdot 10^{17}$ лет	α
^{205}Pb	–	$1,53 \cdot 10^7$ лет	EC
^{232}Th	100%	$1,405 \cdot 10^{10}$ лет	α ; SF $1,2 \cdot 10^{-8}\%$; Ne
^{234}U	0,0054%	$2,455 \cdot 10^5$ лет	α ; SF $1,6 \cdot 10^{-9}\%$; Ne $9 \cdot 10^{-12}\%$
^{235}U	0,7204%	$703,8 \cdot 10^6$ лет	α ; SF $7 \cdot 10^{-9}\%$; Ne $8 \cdot 10^{-10}\%$
^{238}U	99,2742%	$4,468 \cdot 10^9$ лет	α ; SF $5,4 \cdot 10^{-5}\%$
^{237}Np	–	$2,144 \cdot 10^6$ лет	α ; SF $\geq 2 \cdot 10^{-10}\%$
^{244}Pu	–	$8,00 \cdot 10^7$ лет	α 99,88%; SF 0,12%
^{247}Cm	–	$1,56 \cdot 10^7$ лет	α

Примечание. β^- – бета-минус-распад; EC – электронный захват и бета-плюс-распад или бета-плюс-распад; α – альфа-распад; SF – спонтанное деление; Ne – кластерный распад.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. РАДИОАКТИВНЫЕ СЕМЕЙСТВА

Семейство тория (4n)

№ эле-мента	Эле-мент	Изотопы			
90	Th	^{232}Th 1,41 · 10 ¹⁰ лет		^{228}Th 1,91 года	
89	Ac	α	β	α	
88	Ra	^{228}Ra 5,75 года		^{224}Ra 3,66 дня	
87	Fr		^{224}Fr 2,7 мин		
86	Rn			^{220}Rn 55,6 с	
85	At				^{216}At 3 · 10 ⁻⁴ с
84	Po			^{216}Po 0,145 с	^{216}Po 3 · 10 ⁻⁷ с 45,1 с
83	Bi			^{216}Bi 60,5 мин 25 мин	
82	Pb			^{212}Pb 10,64 ч	^{208}Pb
81	Tl			^{208}Tl 3,05 мин	

Семейство нептуния ($4n+1$)

№ эле-мента	Эле-мент	Изотопы			
96	Cm			^{241}Cm K 32,8 дня	
95	Am		^{241}Am 432,1 года	α ↓	
94	Pu	^{241}Pu 14,4 года	β ↗	^{237}Pu K 45,3 дня	
93	Np		^{237}Np β ↓	^{233}U α ↓	
92	U	^{237}U 6,75 дня	β ↗	^{233}U $1,59 \cdot 10^5$ лет	
91	Pa		^{233}Pa 27,0 дней	α ↓	^{229}Pa K 1,4 дня
90	Th	^{233}Th 22,3 мин	β ↗	^{229}Th 7340 лет	α ↓
89	Ac			^{225}Ac 10,0 дней	
88	Ra			^{225}Ra 14,8 дня	α ↓
87	Fr			^{221}Fr 4,9 мин	
86	Rn				α ↓
85	At			^{217}At 0,032 с	
84	Po				α ↓
83	Bi			^{213}Po $4,2 \cdot 10^{-6}$ с	α ↓
82	Pb			^{231}Bi 45,59 мин	β ↗
81	Tl			^{209}Pb 3,25 ч	β ↗
				^{209}Tl 2,2 мин	β ↗
					β ↗
					^{203}Bi

Семейство урана-238 (4n+2)

№ эле-мента	Эле-мент	Изотопы					
92	U	^{238}U 4,47 · 10 ⁹ лет		^{234}U 2,45 · 10 ⁵ лет			
91	Pa	α ↓	^{234}Pa 1,17 мин И. П. (0,3%) ^{234}Pa 6,75 ч	β ↗	α ↓		
90	Th	^{234}Th 24,1 дня	β ↗	^{230}Th 7,7 · 10 ⁴ лет			
89	Ac						
88	Ra			^{226}Ra 1600 лет			
87	Fr						
86	Rn			^{222}Rn 3,825 дня		^{218}Rn 0,02 с	
85	At			↓	^{218}At ↗	↓	
84	Po			^{218}Po 3,05 мин	↗	^{214}Po 1,6 · 10 ⁻⁴ с	^{210}Po 138,38 дня
83	Bi			↓	^{214}Bi 19,8 мин	↓	^{210}Bi 5,01 дня 3,0 · 10 ⁶ лет
82	Pb			↓	^{214}Pb 26,8 мин	↗	^{210}Pb 22,3 года
81	Tl				↓	^{210}Tl 1,32 мин	↗
						↓	^{206}Tl 4,19 мин
							↗
							^{206}Pb

Семейство уран-актиния ($4n+3$)

№ эле-мента	Эле-мент	Изотопы			
92	U	^{235}U $7,04 \cdot 10^8$ лет			
91	Pa		^{231}Pa $3,28 \cdot 10^4$ лет		
90	Th _I	^{231}Th 1,068 дня		^{227}Th 72 дня	
89	Ac		^{227}Ac 22 года		
88	Ra			^{223}Ra 11,2 дня	
87	Fr		^{223}Fr 21 мин		
86	Rn			^{219}Rn 3,92 с	
85	At		^{219}At 0,9 мин		^{215}At 10^{-4} с
84	Po			^{215}Po $1,83 \cdot 10^{-3}$ с	^{211}Po $5 \cdot 10^{-3}$ с
83	Bi	^{215}Bi 7,4 мин			^{211}Bi 2,14 мин
82	Pb			^{211}Pb 36,1 мин	^{207}Pb
81	Tl				^{207}Tl 4,77 мин

ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. О радиационной безопасности населения: Закон Респ. Беларусь от 5 янв. 1998 г. № 122-3: текст по состоянию на 21 дек. 2005 г. // Нац. реестр правовых актов Респ. Беларусь. – 2006. – № 2/1169.
2. Нормы радиационной безопасности (НРБ-2000): утверждены постановлением Главного государственного санитарного врача Респ. Беларусь от 25 янв. 2000 г. № 5: текст по состоянию на 29 дек. 2007 г. // Нац. реестр правовых актов Респ. Беларусь. – 2008. – № 8/17892.
3. Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика: в 2 т. / К. Н. Мухин. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 1, 2 т.
4. Тимощенко, А. И. Ядерная физика / А. И. Тимощенко. – Минск: МГЭУ, 2006.
5. Максимов, М. Т. Радиоактивные загрязнения и их измерение / М. Т. Максимов, Г. О. Ожагов. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
6. Баженов, В. А. Вредные химические вещества. Радиоактивные вещества / В. А. Баженов. – Л.: Химия, 1990.
7. Ишханов, Б. С. Физика ядра и частиц. XX век / Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2000.
8. Гусев, Н. Г. Радиоактивные цепочки: справочник / Н. Г. Гусев. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
9. Ветрова, В. Т. Курс радиационной безопасности / В. Т. Ветрова. – Минск: Ураджай, 1995.
10. Ярмоненко, С. П. Радиобиология человека и животных / С. П. Ярмоненко. – М.: Высш. шк., 1988.
11. Иванов, В. И. Курс дозиметрии / В. И. Иванов. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
12. Нефедов, В. Д. Радиохимия / В. Д. Нефедов, Е. Н. Текстер, М. А. Торопова. – М.: Высш. шк., 1987.
13. Кужир, П. Г. Прикладная ядерная физика / П. Г. Кужир. – Минск: Технопринт, 2004.
14. Блан, Д. Ядра, частицы, ядерные реакции / Д. Блан. – М.: Мир, 1989.

Дополнительная

1. Матвеев, В. В. Приборы для измерения ионизирующих излучений / В. В. Матвеев, Б. И. Хазанов. – М.: Атомиздат, 1972.
2. Сборник нормативных, методических, организационно-распорядительных документов Респ. Беларусь в области радиационного контроля и безопасности. – Минск: МЧС, 2000.
3. Брегадзе, Ю. И. Прикладная метрология ионизирующих излучений / Ю. И. Брегадзе, Э. К. Степанов, В. П. Ярына. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Левин, В. Е. Измерение ядерных излучений / В. Е. Левин, Л. П. Хамьянов. – М.: Атомиздат, 1969.
5. Широков, Ю. М. Ядерная физика / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. – М.: Наука, 1980.
6. Iwanenko, D. The neutron hypothesis / D. Iwanenko // Nature. – 1932. – Vol. 129, № 3265. – P. 798 (русский перевод).
7. Ишханов, Б. С. Модели атомных ядер / Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, В. Н. Орлин. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1997.

Учебное издание

Ветохин Сергей Сергеевич

РАДИОХИМИЯ

Пособие

Редактор *О. А. Готовчик*

Компьютерная верстка *Д. В. Чернушевич*

Учреждение образования

«Белорусский государственный технологический университет».

220006. Минск, Свердлова, 13а.

ЛИ № 02330/0549423 от 08.04.2009