

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Пермский государственный университет»

В.С. Кирчанов

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЧАСТИЦ

*Допущено методическим советом
Пермского государственного университета
в качестве учебного пособия
для студентов физического факультета*

Пермь - 2010

УДК 539.1

ББК 22.38

К 43

Кирчанов В.С.

К 43 Физика атомного ядра и частиц : учебное пособие / В.С. Кирчанов;
Перм. гос. ун-т. 2010. – 317 с.

ISBN

Аннотация

Пособие написано на основе лекций, которые автор читает на протяжении ряда лет на физическом факультете Пермского государственного университета по дисциплине «Физика атомного ядра и частиц». Она является заключительным разделом курса «Общей физики». Изложен основной материал необходимый для изучения этой дисциплины, приведены тематический план, примерный список экзаменационных вопросов и основные формулы.

Рекомендовано студентам-физикам различных специальностей и лицам, интересующимися современными проблемами физики элементарных частиц.

Табл. 28, Ил. 46, Библиогр. 27

УДК 539.1

ББК 22.38

Печатается по постановлению редакционно-издательского совета
Пермского государственного университета

Научный редактор к.ф.-м.н., доц. А.С. Ажеганов

Рецензенты: кафедра общей физики Пермского государственного
технического университета (д.ф.-м.н., проф. А.П. Рыбаков);

Заведующий кафедрой общей физики и методики преподавания физики
Пермского государственного педагогического университета

к.ф.-м.н., доц. В.М. Мызников

ISBN

© Кирчанов В.С., 2010

© Пермский государственный университет, 2010

Выдержки из образовательного стандарта специальности 013800
РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА
ЕН.Ф.01

Физика атомного ядра и частиц

1.Физика атомного ядра

Свойства атомных ядер

Радиоактивность

Нуклон-нуклонное взаимодействие и свойства ядерных сил

Модели атомных ядер

Ядерные реакции

Взаимодействие ядерного излучения с веществом.

2.Физика частиц

Частицы и взаимодействия

Эксперименты в области высоких энергий

Электромагнитные взаимодействия

Сильные взаимодействия

Слабые взаимодействия

*Гравитационное взаимодействие

Дискретные симметрии

Объединение взаимодействий

Современные астрофизические представления

*Коллайдеры нового поколения БАК и МЛК

***3Прикладная ядерная физика**

*Ядерная энергетика

*Дозиметрия

*Действие излучений на вещество

*Биологическое действие излучений

*Защита от ионизирующих излучений

*Применение радиоактивных излучений

*Звездочкой отмечены темы, введенные дополнительно к темам, указанным
в Образовательном Стандарте.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
1. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА	
1.1. Свойства атомных ядер: статические характеристики ядра.	
состав ядра.....	7
1.1.1. Основные характеристики ядра: заряд, масса, радиус ядра, спин, магнитный момент и электрический квадрупольный момент	7
1.1.2. Дефект массы ядра. Энергия связи ядра	9
1.2. Ядерные модели, ядерные силы и нуклон-нуклонное взаимодействие.....	10
1.2.1. Классификация ядерных моделей. Капельная модель ядра. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра.....	10
1.2.2. Модель ядерного ферми газа. Оболочечная модель ядра.....	11
1.2.3. Свойства ядерных сил. Дейтрон. Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия.....	13
1.3. Радиоактивность.....	15
1.3.1. Основные типы радиоактивного распада. Закон радиоактивного распада. Период полураспада. Последовательный радиоактивный распад	15
1.3.2. Альфа-распад. Основные свойства альфа -распада. Квантовая теория альфа -распада. Закон Гейгера-Неттола.....	18
1.3.3. Бета-распад. Виды и свойства бета- распада. Элементы теории бета-распада. Радиоактивные семейства.....	20
1.3.4. Гамма-излучение возбужденных ядер и его характеристики. Эффект Мёссбауэра (ядерный гамма-резонанс). Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия.	23
1.4. Ядерные реакции	26
1.4.1. Классификация ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях. Энергетическая схема ядерных ре ций. Порог ядерной реакции. Сечение и выход ядерной реакции. Ядерные реакции под действием	

заряженных частиц. Ядерные реакции под действием γ – квантов (фотоядерные реакции). Прямые ядерные реакции.....	26
1.4.2. Свойства нейтронов, классификация нейтронов. Ядерные реакции под действием нейтронов. Формулы Брейта-Вигнера для сечения радиационного захвата нейтрона и упругого рассеяния нейтрона. Закон « $1/v$ ».....	33
1.4.3. Деление ядер. Реакции деления тяжелых ядер. Механизм деления ядра и энергия активации. Состав продуктов деления ядра и энергия деления. Элементарная теория деления.....	37
1.4.4. Цепные реакции деления. Цепные реакции деления ядер урана. Формула для размножения нейтронов в цепной реакции. Коэффициенты размножения. Формула четырех сомножителей.....	40
1.4.5. Термоядерные реакции. Термоядерные реакции на Солнце и звездах. Водородный цикл. Углеродный цикл. Нуклеосинтез. Термоядерный взрыв. Управляемый термоядерный синтез.....	42
1.5. Взаимодействие ядерного излучения с веществом	48
1.5.1. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество. Формула Бора для ионизационных потерь.....	48
1.5.2. Прохождение легких заряженных частиц через вещество. Радиационные потери. Полный пробег частиц.....	50
1.5.3. Прохождение гамма-квантов через вещество. Закон ослабления узкого пучка гамма-квантов. Линейный и массовый коэффициент ослабления. Взаимодействие γ -квантов с веществом.....	52
1.5.4. Прохождение нейтронов через вещество. Ослабление потока нейтронов. Замедление нейтронов. Диффузия нейтронов.....	55
1.6. Источники частиц и методы регистрации частиц	58
1.6.1. Источники заряженных частиц. Ускорители. Источники γ -квантов. Источники нейтронов.....	58
1.6.2. Методы регистрации частиц. Детекторы их типы и	

характеристики. Трековые детекторы. Ядерные фотоэмульсии. Пузырьковые камеры. Камера Вильсона. Электронные детекторы. Счетчики заряженных частиц и γ -квантов. Гамма-спектрометры и нейтронные детекторы	60
--	----

2. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. ЧАСТИЦЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

2.1. Классификация элементарных частиц.....	64
2.1.1. Система естественных единиц ($\hbar = c = 1$).....	64
2.1.2. Элементарные частицы. Лептоны. Адроны. Мезоны. Барионы. Мультиплеты.....	64
2.2. Кварковая модель адронов.....	71
2.2.1. Кварки и их характеристики. Кварковая структура мезонов и барионов.....	71
2.2.2. Экспериментальное подтверждение кварковой модели адронов. Эксперименты в области высоких энергий.....	74
2.3. Электромагнитное взаимодействие.....	79
2.3.1. Электромагнитное взаимодействие. Фотон (гамма-квант). Квантовая электродинамика (КЭД). Уравнения Максвелла в ковариантной форме	79
2.3.2. Уравнение Клейна-Гордона. Уравнение Дирака. Уравнения Лагранжа. Лагранжиан квантовой электродинамики.....	81
2.3.3. Диаграммы Фейнмана.....	85
2.4. Сильное взаимодействие	87
2.4.1. Сильное взаимодействие. Квантовая хромодинамика (КХД). Лагранжиан КХД.....	87
2.4.2. Глюоны и их экспериментальное подтверждение.....	89
2.5. Слабое взаимодействие	91
2.5.1. Слабое взаимодействие. Универсальное четырехфермионное (V-A)- взаимодействие с заряженными и нейтральными токами. Виноны (промежуточные векторные бозоны).....	91

2.5.2. Спонтанное нарушение симметрии скалярного поля Спонтанное нарушение локальной калибровочной симметрии $SU(2)$.	
Механизм Хиггса	96
2.5.3. Электрослабое взаимодействие.....	98
2.6. Гравитационное взаимодействие	102
2.6.1. Гравитационное взаимодействие. Уравнения Эйнштейна.	
Уравнения Фридмана.	102
2.6.2. Квантовая теория гравитации (КТГ). Гравитон.....	104
2.7. Законы сохранения, симметрии и их нарушения	105
2.7.1. Теорема Нётер. Непрерывные пространственно-временные симметрии (глобальные симметрии). Группа Лоренца.	
Группа Пуанкаре	105
2.7.2. Внутренние симметрии, Калибровочная симметрия, Группа $U(1)$, Группа $SU(2)$, Группа $SU_c(3)$. Теорема CPT. Киральная симметрия.	
Нарушение симметрии	108
2.7.3. Законы сохранения.....	112
2.8. Единая теория поля (Объединение взаимодействий)	113
2.8. 1. Теории Великого объединения (ТВО). Бегущие константы связи	113
2.8. 2. Единая теория поля.....	116
2.8. 3. Суперсимметрия. Суперпространство.	117
2.8. 4. Супергравитация.	119
2.8. 5. Суперструны. Динамика суперструны. Гетерозисная струна.....	122
2.9. Большие машины физики.....	126
2.9.1. Ускорители.	126
2.9.2. Супермашины физики: Тэватрон Лаборатории Ферми. ЦЕРН - Большой адронный коллайдер. Международный линейный коллайдер (ILC) (проект)	127
2.10. Современные астрофизические представления, Вселенная.....	130
2.10.1. Космология – наука о Вселенной в целом. Принцип Коперника и космологический принцип. Характеристики Вселенной.....	130

2.10.2. Возникновение Вселенной и ее эволюция.....	131
2.11. Галактика и звезды.....	133
2.11.1. Характеристика Галактики как звездного скопления и её эволюция.....	133
2.11.2. Классификация звезд. Солнце, его характеристики и эволюция.	135
2.11.3. Космические лучи.	137

3 ПРИКЛАДНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

3.1. Ядерная энергетика.....	138
3.1.1. Классификация ядерных реакторов. Ядерный реактор: активная зона, ядерное топливо, отражатель, теплоноситель, радиационная защита, работа и системы управления.....	138
3.1.2. Радиационная безопасность и аварии ядерных реакторов. ...	142
3.2. Дозиметрия.	145
3.2.1. Ионизирующее излучение и его характеристики. Флюенс. Экспозиционная доза. Поглощенная доза. Коэффициент качества излучения. Эквивалентная доза. Единицы измерения доз.	145
3.2.2. Действие ионизирующих излучений на структуру вещества. Радиационные дефекты. Химическое действие излучений.	147
3.3. Биологическое действие излучений.....	148
3.3.1. Действие ионизирующих излучений на биомолекулы, клетки, органы, организм в целом. Фоновое облучение человека.	148
3.3.2. «Нормы и правила радиационной безопасности (НРБ-99/2009) и Основные санитарные правила (ОСП-72/80)» - основные руководящие документы в области радиационной безопасности.	149
3.4. Защита от излучений.....	151
3.4.1.Классификация защит. Защита от внешних потоков α -частиц и β -частиц. Защита от γ -излучения. Защита от нейтронного излучения. Радиационная защита от внутреннего облучения.....	151
3.4.2. Применение радиоактивных излучений в науке и технике.....	157

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	158
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	285
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	159
П.1. Суперматематика. Алгебра Грассмана. Расслоение. Калибровочные поля.....	159
П.2. Список формул для дисциплины «Физика ядра и частиц».....	162
П.3. Примерный тематический план дисциплины «Физика атомного ядра и частиц».	172
П.4. Экзаменационные вопросы по дисциплине «Физика атомного ядра и частиц».....	174

ВВЕДЕНИЕ

По ядерной физике и физике элементарных частиц, которые являются завершающей частью традиционного курса общей физики, существует сравнительно небольшое количество книг, которые излагают этот материал достаточно подробно, как принято в остальных частях курса. Это учебник «Экспериментальная ядерная физика» Н.К. Мухина 3-, 4-, и особенно 5-е издание 1998 г. и учебное пособие Ю.М. Широкова и Н. П. Юдина «Ядерная физика» 2-е издание 1980 г. По физике элементарных частиц это книга Окуня Л.Б. «Физика элементарных частиц» с уникальным списком литературы, включающий обзоры по всем разделам, и «Физика микромира. Маленькая энциклопедия [Гл.ред. Д.В.Ширков]», а также книга Хелзена Ф., Мартина А. «Кварки и лептоны. Введение в физику частиц» 1987г., которая является вводным курсом в физику элементарных частиц, и книга Окуня Л.Б. «Кварки и лептоны» для старшекурсников.

Цель настоящего учебного пособия – это попытка компактно изложить материал в виде трех частей (модулей): физика атомного ядра, физика частиц и прикладная ядерная физика, в книжке небольшого объема. Метод изложения неизбежно становится феноменологический (т.е. описательный) и обзорный. Однако мы стремимся сфокусировать внимание на идейной стороне экспериментов, теоретических построений и получаемых результатов. Следует подчеркнуть, что современная физика частиц, в отличие от ядерной физики, находится в стадии интенсивного развития и далека от завершения. В физику частиц включен материал до 2000 г. Как всякая новая область физики она имеет свой математический аппарат. Это теория групп, теория тензоров, расслоения, многообразия, суперсимметрии. Для студентов минимальное знакомство с квантовой механикой желательно, с квантовой теорией поля, теорией групп желательно, но не обязательно.

Пособие предназначено для студентов физиков, не специализирующихся в ядерной физике и физике элементарных частиц, а также лиц, желающих получить определенное представление о положении дел в данной области, что соответствует изучению материала в течение одного семестра.

«Физика ядра и частиц» продолжает оставаться универсальной дисциплиной естественно-научного цикла Государственных образовательных стандартах третьего поколения. По сравнению со стандартами второго поколения в современных появилось понятие «компетенции», т.е. реальной способности применения освоенных знаний в практических ситуациях, особенно новых и нестандартных, чему данная дисциплина полностью удовлетворяет.

Для удобства изучения материал разбит на три модуля 1.Физика атомного ядра, 2.Физика частиц. 3. Прикладная ядерная физика. В первом рассмотрены свойства ядер, ядерные силы и модели, основные виды радиоактивности, прохождение заряженных частиц, нейтронов и гамма-квантов через вещество, ядерные реакции деления ядер, цепные и термоядерные реакции, источники и методы регистрации частиц. Во втором модуле описывается классификация элементарных частиц, кварковая модель мезонов и барионов, дается характеристика электромагнитного взаимодействия, сильного, слабого, гравитационного взаимодействия, излагаются законы сохранения и симметрии, которым подчиняются данные взаимодействия. Рассматривается механизм спонтанного нарушения симметрий. Дается представление о единой теории поля, суперсимметрии, супергравитации и суперструнах. Приводятся данные о большом адронном коллайдере ЦЕРНа. Рассматриваются основные астрофизические представления о характеристиках, образовании и эволюции Вселенной, Галактики и звезд. В третьем модуле рассмотрены ядерная энергетика, дозиметрия, химическое, биологическое действие ионизирующих излучений, что, на наш взгляд, совершенно необходимо в свете идей о построении новых АЭС в стране.

Автор заранее благодарен за указания возможных неточностей и дельные замечания, способствующие улучшению изложения.

В заключение выражаю благодарность научному редактору к.ф.-м.н., доценту кафедры Радиоэлектроники и защиты информации А.С. Ажеганову, рецензентам д.ф.-м.н., профессору А.П. Рыбакову и к.ф.м.-н., доценту В.М. Мызникову.

1 ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

1.1. Свойства атомных ядер: статические характеристики ядра.

состав ядра

1.1.1. Основные характеристики ядра: заряд, масса, радиус ядра, спин, магнитный момент и электрический квадрупольный момент

Ядро – центральная часть атома, открыто в 1911 г. Э.Резерфордом в опытах по рассеянию альфа-частиц на золотой пластинке. Очень малая часть альфа-частиц, движущихся с громадной скоростью рассеивалась назад, налетая на массивный положительно заряженный силовой центр внутри атома.

Размер атома водорода $\sim 10^{-10}$ см размер ядра $\sim 10^{-15}$ см, таким образом, атом практически пустой. Если момент импульса атома сосредоточен в электронной оболочке, то масса атома почти вся заключена в его ядре. Электрический заряд ядра всегда положительный, в ядре электронов нет. В 1932 г. Д.Д. Иваненко и независимо В.Гейзенберг высказали гипотезу о протон-нейтронном строении ядра, которая является общепринятой. Протоны и нейтроны, которые называются нуклонами – частицами ядра связаны в ядре ядерными силами очень большой величины и малого радиуса действия. Эти силы притяжения преодолевают кулоновскую силу отталкивания протонов в ядре.

Ядро – система сильно связанных микрочастиц. Описание ядра в рамках классической физики невозможно и требует применения квантовой теории. Ведущая роль в ядерной физике принадлежит эксперименту.

Основные характеристики ядра

A – массовое число, равное - числу нуклонов в ядре, ($A = 1, \dots 257$)

Z – зарядовое число, равное числу протонов в ядре ($Z = 1, \dots 104$)

N – число нейтронов,

m – масса ядра,

R – радиус ядра,

I – момент импульса (спин) ядра, векторная величина,

μ – магнитный момент, векторная величина.

Q – электрический квадрупольный момент,

T – изотопический спин,

π – четность.

Нуклидом называется конкретное «голое» (без электронов) ядро атома.

Обозначается символом ${}^A_Z X$. Пример: ядро урана-235, ${}^{235}_{92}U$. *Нуклоном* называют частицу ядра.

Массовое число нуклида A (число нуклонов) равно сумме числа протонов и числа нейтронов в ядре

$$A = Z + N. \quad (1.1)$$

Изотопы – это ядра с одинаковым числом Z протонов. Пример: изотопы водорода 1_1H – протон, 2_1H – дейтрон, 3_1H – тритон. *Изобары* – ядра с одинаковым массовым числом нуклонов. *Изотоны* – ядра с одинаковым числом нейтронов.

В ядерной физике масса измеряется в *атомных единицах массы* (а.е.м.). По определению одна атомная единица массы равна $1/12$ массы атома углерода ${}^{12}_6C$ и считается массой одного нуклона

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{m_{{}^{12}_6C}}{12} = \frac{1}{6,025 \cdot 10^{23}} = 1,6605 \cdot 10^{-24} \text{ кг} = m_N \quad (1.2)$$

Масса покоя протона $m_p = 1,67261 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 1,007277 \text{ а.е.м.}$

Масса покоя нейтрона $m_n = 1,67492 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 1,008665 \text{ а.е.м.}$

Масса покоя электрона $m_e = 9,1096 \cdot 10^{-27} \text{ г} = 5,4859 \cdot 10^{-4} \text{ а.е.м.}$

Энергетический эквивалент атомной единицы массы определяется по формуле Эйнштейна $E = mc^2$

$$1 \text{ а.е.м.} \cdot c^2 = (1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ кг}) \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ м/с})^2 = 1,494 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 931,5 \text{ МэВ},$$

где $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$, $1 \text{ электрон-вольт (эВ)} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Массе покоя электрона $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг соответствует энергия = 0,511 МэВ.

Массу ядра с A нуклонами можно вычислить с точностью до 1 % по формуле

$$M_j \approx A \text{ а.е.м.}$$

Размеры ядра зависят от числа нуклонов, содержащихся в нем. Средняя плотность ядерного вещества практически одинакова для всех ядер. Это означает, что объём ядра как шара пропорционален числу нуклонов A .

Эффективный радиус ядра R

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (1.3)$$

где $r_0 = 1,2 \div 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.

За единицу измерения расстояний: в ядерной физике принят *ферми*: 1Фм = 10^{-13} см.

Более точно распределение *плотности заряда* $\rho(r)$ и, соответственно, плотности ядерного вещества в зависимости от расстояния от центра ядра дается «фермиевским» распределением

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left\{\frac{r - R_{1/2}}{\delta}\right\}}, \quad (1.4)$$

где ρ_0 – плотность в центре ядра, $R_{1/2} = 1,1 A^{1/3}$ Фм – радиус ядра на величине половинной плотности, $\delta = 0,5$ Фм – величина “размытости” границы ядра

(см. рис.1.1.)

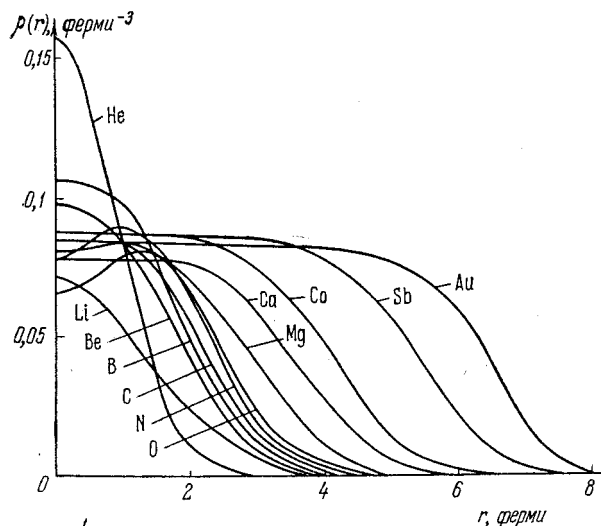


Рис. 1.1. Плотность электрического заряда (Плотность ядерного вещества) $\rho(r)$ в зависимости от радиуса ядра для различных нуклидов (график формулы (1.4)).

Спиновый момент ядра I – собственный момент импульса ядра, предсказан В.Паули в 1928 г. Спин векторная величина, его абсолютное значение равно

$$|I| = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \quad (1.5)$$

где I – спиновое квантовое число, которое просто называют спин, может быть полуцелым $1/2, 3/2, 5/2 \dots$ для ядер с нечетным числом нуклонов или целым $0, 1, 2, 3 \dots$ для четных ядер.

Магнитный дипольный момент ядра μ пропорционален спиновому моменту ядра

$$\vec{\mu} = \frac{g_N \mu_N}{\hbar} \vec{I} \quad .$$

В соответствии с принципом пространственного квантования, проекции векторов спинового момента I и магнитного дипольного момента μ ядра на физически выделенное направление (ось Z) могут принимать $(2I+1)$ значений.

$$I_z = \hbar m, \quad \mu_z = g_N \mu_N I m,$$

где m – магнитное квантовое число, набор возможных значений которого $m = -I, -I+1, \dots, I-1, I$.

Максимальную величину проекции вектора $\vec{\mu}$ называют *магнитным моментом ядра*.

$$\mu = g_N \mu_N I, \quad (1.6)$$

где g_N – ядерный g – фактор (гиромагнитное отношение ядра), μ_N – ядерный магнетон, является единицей измерения магнитных моментов ядер.

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = \frac{1,60 \cdot 10^{-19} \cdot 1,05 \cdot 10^{-24}}{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ ДжТл}^{-1} (\text{СИ}),$$

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{4,803 \cdot 10^{-10} \cdot 1,05 \cdot 10^{-27}}{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1} (\text{СГС}).$$

Магнитные моменты ядер примерно в 10^3 раз меньше магнитного момента электрона.

Электрический квадрупольный момент ядра Q – величина, характеризующая отклонение распределения электрического заряда в ядре от сферически симметричного. Он определяется произведением

$$eQ = \int \rho(r) (3z^2 - r^2) dv \quad (1.7)$$

размерность $[eQ] = \text{Клм}^2$. Для ядер квадрупольный момент лежит в интервале $10^{-50} \div 10^{-46} \text{ Клм}^2$. Квадрупольный момент является показателем

деформированности ядра. Если ядро эллипсоид, и вытянуто вдоль оси симметрии как яйцо, тогда $Q > 0$, если ядро сплюснуто, то $Q < 0$.

Изотопический спин (изоспин) T – квантовое число, характеризующее отличие протона от нейтрона. Третья проекция вектора изоспина T для протона $T_3 = -1/2$, для нейтрона $T_3 = 1/2$. Поэтому в ядерной физике протон и нейтрон считаются двумя состояниями одной частицы – нуклона.

Четность $\pi = \pm 1$ – квантовое число, характеризующее свойства симметрии волновой функции частицы относительно зеркальных отображений.

1.1.2. Дефект массы ядра. Энергия связи ядра

Дефект массы ядра – разность между массой ядра как целого и суммой масс отдельных протонов и нейтронов из состава данного ядра:

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}} \quad (1.8)$$

где m_p – масса протона, m_n – масса нейтрона, $M_{\text{я}}$ – масса ядра.

Дефект массы возникает из-за того, что в ядерных превращениях не выполняется закон сохранения массы. В среднем $\Delta M_{\text{я}} \approx 0,01 M_{\text{я}}$.

Энергия связи ядра – это энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на отдельные нуклоны. Для устойчивых систем энергия связи характеризует прочность системы: чем больше энергия связи, тем прочнее система. Для ядер энергия связи определяется сильным взаимодействием нуклонов в ядре. Энергия связи вычисляется через дефект массы ядра по формуле

$$E_{\text{св}} = \Delta M c^2 = (Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}}) c^2. \quad (1.9)$$

Пример. Вычислим энергию связи α -частицы (${}^4_2\text{He}$)

$$E_{\text{св}} = c^2(2m_p + 2m_n - M_{\alpha}) = 931,5(2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) \text{ МэВ} = 28,3 \text{ МэВ}.$$

Энергию связи ядра можно вычислить через массы атомов (с точностью до энергии связи электронов в атоме)

$$E_{св} = c^2 [Zm_{at}({}_1^1H) + (A - Z)m_n - M_{at}(A, Z)] . \quad (1.10)$$

Удельная энергия связи нуклонов в ядре почти постоянна для большинства ядер

$$\varepsilon = E_{св} / A \approx 6 \div 8 (\text{Мэв} / \text{нуклон}) \quad (1.11)$$

Экспериментально полученная зависимость удельной энергии связи от массового числа A показана на рис. 1.2.

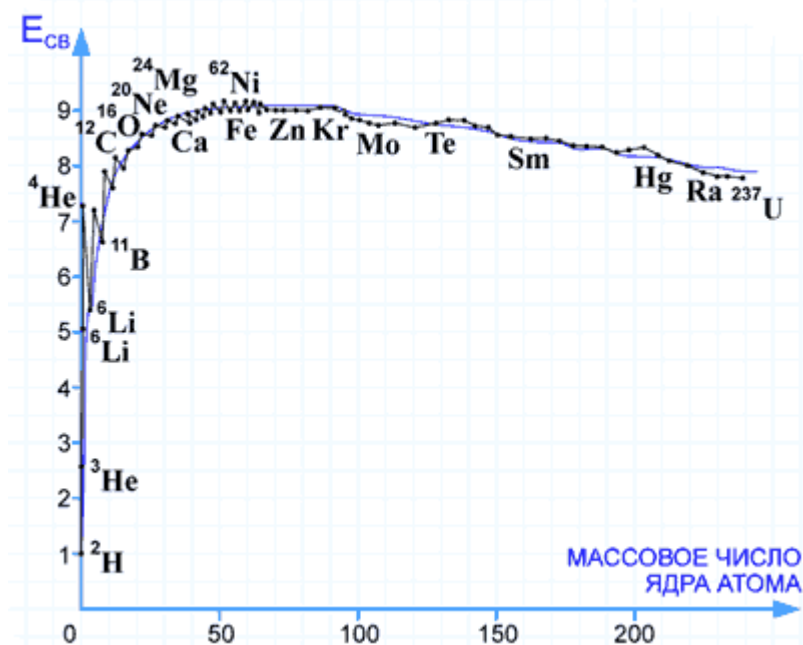


Рис. 1.2. Удельная энергия связи ядер ε в зависимости от числа A нуклонов в ядре.

1.2. Ядерные модели, ядерные силы и нуклон-нуклонное взаимодействие

1.2.1. Классификация ядерных моделей. Капельная модель ядра. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра

Ядерные модели – упрощенные картины строения атомного ядра, предназначенные для описания заданных характеристик ядра. Ядерные модели делятся на три группы: 1 – описывающие общие свойства ядер, 2 – спектр энергий ядра, и 3 – взаимодействие ядра с налетающими частицами.

Модели первой группы объясняют причину стабильности и деление ядер, постоянство удельной энергии связи, и вычисляют энергию связи.

Модели второй группы вычисляют уровни энергии ядра и квантовые числа, магнитные и квадрупольные моменты, вероятности переходов между уровнями.

Модели третьей группы объясняют эксперименты по рассеянию гамма-квантов, нуклонов, альфа-частиц на ядрах.

Капельная модель ядра

Капельная модель ядра предложена Бором и Вейцзеккером (1935г.) относится к 1 группе. Ядро представляется в виде капли заряженной жидкости громадной плотности.

Поскольку для всех ядер радиус ядра $R \approx r_0 A^{1/3}$, масса ядра $M_{\text{я}} \approx A m_N$, объем сферического ядра $V = \frac{4}{3} \pi R^3$, то

концентрация нуклонов

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi R^3} \approx \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} \approx 10^{38} \text{ нукл/см}^3, \quad (1.12)$$

плотность ядерного вещества

$$\rho = \frac{M_{\text{я}}}{V} = \frac{A}{V} m_N = n m_N \approx 10^{14} \text{ г/см}^3, \quad (1.13)$$

среднее расстояние между нуклонами

$$\delta = \left(\frac{V}{A} \right)^{\frac{1}{3}} = n^{-\frac{1}{3}} \approx 1,8 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (1.14)$$

Пространственные размеры нуклона $r_N \sim 0,45 \cdot 10^{-13}$ см. Сравнивая его со средним расстоянием между нуклонами, находим, что нуклоны заполняют

2% объема всего ядра. Поэтому нуклоны сохраняют свои свойства, несмотря на насыщение ядерных сил.

Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра

Полуэмпирическая формула Вейцеккера для энергии связи ядра имеет вид

$$E_{св} = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A} - a_t \frac{(N - Z)^2}{A} + a_p \delta A^{-\frac{3}{4}}, \quad (1.15)$$

где $a_v = 15,75$ МэВ, $a_s = 17,8$ МэВ, $a_c = 0,710$ МэВ, $a_t = 23,7$ МэВ, $a_p = 34$ МэВ, $\delta = 0$ для нечетных A ; $\delta = 1$ для четных N , нечетных Z ; $\delta = -1$ для четных N , нечетных Z . (в различных книгах численные значения постоянных может отличаться).

Эти постоянные выбираются так, чтобы значения удельной энергии связи, вычисляемые по формуле (1.15), соответствовали всем экспериментально определенным значениям удельной энергии, представленным на графике рис.1.2.

Согласно капельной модели первое слагаемое в формуле (1.15) – это энергия, пропорциональная объему ядра $V \sim R^3 \sim A$; второе слагаемое – энергия поверхностных нуклонов ядра $S \sim R^2 \sim A^{2/3}$, третье слагаемое – кулоновская энергия отталкивания протонов ядра $Z^2/R \sim Z^2/A^{1/3}$. Слагаемые, которые не объясняются капельной моделью: четвертое слагаемое – энергия симметрии, пропорциональная $\sim (N-Z)^2/A$ относительной мере отклонения от равенства протонов и нейтронов в ядре; пятое слагаемое – энергия парных корреляций между одноименными нуклонами.

1.2.2. Модель ядерного ферми газа. Оболочечная модель ядра

Простейшей моделью независимых частиц для ядра является модель ферми-газа. Это модель второй группы. Основной постулат: движение невзаимодействующих нуклонов происходит в усредненном поле

потенциальной ямы с шириной радиуса ядра. Найдем глубину потенциальной ямы.

Основному состоянию ядра соответствует наинизшее состояние ферми-газа при температуре абсолютного нуля. Все низшие энергетические состояния заполнены нуклонами, т.е. ферми-газ протонов и нейтронов вырожденный.

Объем фазового пространства для частиц, обладающих импульсами $p \leq p_F$, равен объему импульсного пространства внутри сферы Ферми $V_p = \frac{4}{3}\pi p_F^3$, умноженному на объем ядра $V = \frac{4}{3}\pi R^3$.

Число нуклонов в ядре равно объему фазового пространства, деленному на объем клетки фазового пространства $(2\pi\hbar)^3$, умноженному на два направления спина и на два вида частиц (протонов и нейтронов)

$$A = Z + N = \frac{V_p V}{(2\pi\hbar)^3} \cdot 2 \cdot 2 = \frac{4}{3}\pi p_F^3 \frac{4}{3}\pi R^3 A \frac{4}{(2\pi\hbar)^3}.$$

После сокращения A получаем, что максимальный импульс нуклона в ядре

$$p_F = \frac{(9\pi)^{1/3} \hbar}{2r_0} = 1,4 \cdot 10^{-14} \text{ Г·см·с}^{-1}.$$

Максимальная скорость нуклона в ядре $v_F = \frac{p_F}{m} \approx \frac{c}{4}$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света.

Максимальная кинетическая энергия нуклона $T_{\max} = \frac{p_F^2}{2m_N} = 32$ МэВ.

Средняя энергия связи нуклона в ядре ~ 8 МэВ.

Таким образом, оценка глубины потенциальной ямы для нуклонов в ядре в модели ядерного ферми-газа $U_0 = 32 + 8 = 40$ МэВ. (см. рис. 1.3.)

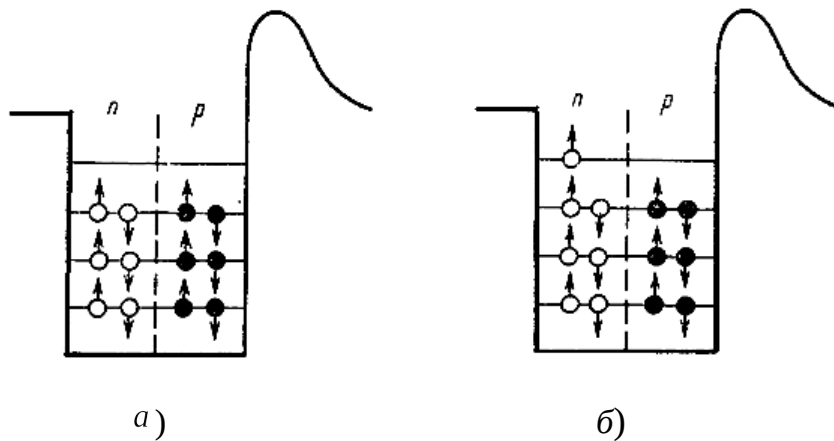


Рис.1.3. Примеры потенциальных ям для ядер с четным числом нуклонов: а) и нечетным числом нейтронов б) протонная подсистема ядра обладает кулоновским барьером

Оболочечная модель ядра

Оболочечная модель ядра рассматривает ядро как систему нуклонов, движущихся независимо в потенциальном поле, создаваемом другими нуклонами. Эта модель относится к моделям второй группы. Она возникла в начале 1930-х гг. по аналогии с моделью электронных оболочек атома. Предположения, лежащие в основе оболочечной модели: 1 – сферическая симметрия среднего потенциала ядра; 2 – отсутствие взаимодействия нуклонов; 3 – обобщенный принцип Паули для нуклонов: волновая функция фермионов, зависящая от спиновых, пространственных и изоспиновых координат, должна быть антисимметрична при перестановке двух нуклонов.

Простейшим вариантом оболочечной модели является одночастичная модель для ядра с нечетным числом нуклонов. Все нуклоны образуют сферически симметричный остов с нулевым механическим и магнитным моментами, а свойства ядра определяются последним нечетным нуклоном. Уравнение Шредингера имеет вид

$$\hat{H}\psi \equiv -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r\psi + U\psi = E\psi \quad (1.16)$$

где $U = V(r) + U_{SL}$, $V(r)$ – потенциал Саксона-Вудса, $U_{SL} = U(r)(\vec{s} \cdot \vec{l})$ – спин-орбитальный потенциал.

Волновая функция ядра $\psi(r, \theta, \varphi)$ представляется в виде произведения волновых функций – решений уравнения Шредингера для одного нуклона, движущегося в центральном поле с потенциалом Саксона-Вудса. В ядрах, как правило, осуществляется сильная j - j связь: орбитальный момент l и спин s векторно складываются в полный угловой момент нуклона $j = l + s$, а векторы моментов отдельных нуклонов складываются в полный угловой момент ядра I .

Состояние нуклона в сферическом ядре полностью характеризуется четырьмя квантовыми числами (n, l, j, m) :

Главное квантовое число $n = 1, 2, 3, \dots$ нумерует уровни энергии E ,

орбитальное квантовое число $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ нумерует орбитальный момент нуклона l ,

квантовое число $j = l + s$; $l - s = l \pm \frac{1}{2} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ нумерует полный угловой момент нуклона j ,

квантовое число $m = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}, \dots \pm j$ (всего $2j + 1$ значение) нумерует проекцию полного углового момента на ось квантования.

Согласно одночастичной модели ядра нуклоны данного сорта (протоны и нейтроны) заполняют j -уровень (свою подболочку) согласно принципу минимума энергии и принципу Паули (в каждом квантовом состоянии один нуклон).

Термы нуклонов обозначаются $n l_j$

Пример: На уровне энергии с $n = 1$ в состоянии s квантовое число $l = 0$ может находиться $(2j + 1) = 2$ протона и $(2j + 1) = 2$ нейтрона, терм $1s_{1/2}$. На уровне $n = 1$ в состоянии p , $l = 1$, $j = 1/2, 3/2$ может находиться

$(2 \cdot 1 + 1) = 3$ протонов и такое же число нейтронов, термы

$1p_{3/2}, 1p_{1/2}$ (см. рис. 1.4).

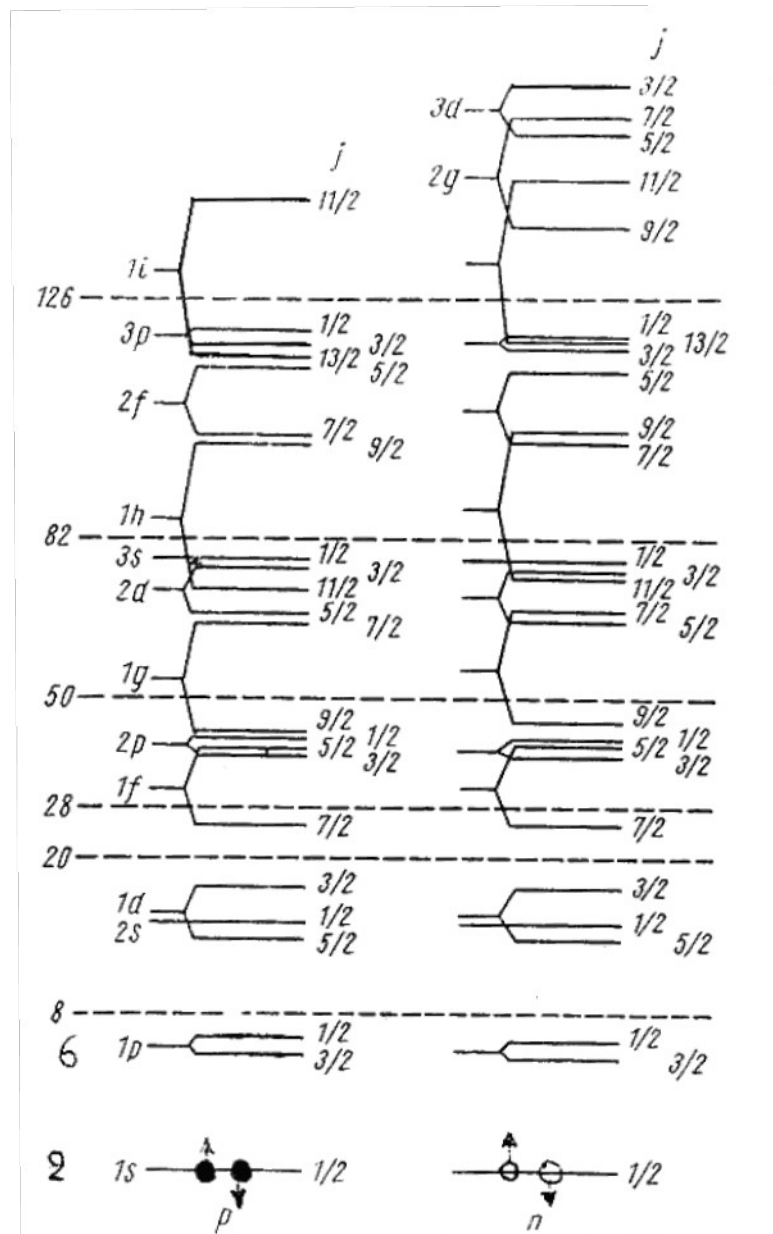


Рис.1.4 Структура ядерных уровней для протонной и нейтронных подсистем ядра

Одночастичная модель ядра объясняет повышенную устойчивость *магических* ядер с числом нейтронов N и протонов Z , равных 2; 8; 20; 28; 50 и $N=126$ как следствие полного заполнения нуклонами своих оболочек.

Одночастичная модель правильно описывает спины и магнитные моменты нечетных ядер. Магнитный момент нечетного ядра μ определяется только последним нуклоном.

Пример: для нейтронно-нечетного ядра (число протонов четное) магнитный момент

$$\begin{aligned}\mu &= 1,91 \frac{j}{j+1} \mu_B \quad \text{при } j=l-1/2, \\ \mu &= -1,91 \mu_B \quad \text{при } j=l+1/2.\end{aligned}\quad (1.17)$$

1.2.3. Свойства ядерных сил. Дейтрон. Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия

Из факта существования ядер следует, что между нуклонами ядра действуют специфические ядерные силы, не сводимые к электромагнитным силам. Ядерные силы обладают следующими свойствами.

1. Ядерные силы короткодействующие. Они экспоненциально убывают с расстоянием. Радиус взаимодействия нуклонов меньше $(2 \div 3) \cdot 10^{-13}$ см и связан с массой частицы (пи-мезона) - переносчика взаимодействия между ними.

2. Ядерные силы являются силами притяжения и на расстояниях в 1 ферми в $10^2 \div 10^3$ раз больше кулоновских сил отталкивания протонов в ядре. Это следует из положительного значения энергии связи ядра. Энергия кулоновского отталкивания двух протонов

$$V = \frac{e^2}{r} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 0,7 \text{ МэВ}.$$

Удельная энергия связи нуклона в ядре гелия ${}^4_2\text{He}$ приблизительно 7 МэВ.

3. Ядерные силы имеют нецентральный (тензорный) характер, т.е. зависят от взаимного расположения нуклонов. Это следует из наличия у дейтрона электрического квадрупольного момента.

4. Потенциал ядерных сил зависит от взаимной ориентации спинов взаимодействующих частиц и их спинов. На это указывают опыты по рассеянию медленных нейтронов на молекулярном водороде.

5. Ядерные силы обладают свойством насыщения. Каждый нуклон взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Это следует из того, что энергия связи пропорциональна числу нуклонов A . Если бы каждый нуклон взаимодействовал со всеми остальными, тогда было бы $E_{\text{св}} \sim A^2$.

6. Ядерные силы обладают свойством *зарядовой независимости* (изотопической инвариантности). Взаимодействие двух протонов, двух нейтронов, нейтрона с протоном в одинаковых квантовых пространственных и спиновых состояниях одинаково, если исключить кулоновское взаимодействие. Об этом свидетельствуют эксперименты по рассеянию (n,p) и (p,p) , а также реакции с образованием двух нейтронов в конечных состояниях. в зеркальных ядрах (при замене всех протонов на нейтроны, а нейтронов на протонов) все свойства почти одинаковы.

7. Ядерные силы имеют обменный характер. Нуклоны, взаимодействуя, обмениваются координатами, спинами и зарядами. π -мезон является квантом ядерного взаимодействия при низких энергиях.

8. Большая интенсивность и отталкивательный характер ядерных сил при очень малых расстояниях ($\approx 0,5 \cdot 10^{-13}$ см) следует из наличия в нуклонах массивных заряженных частиц (кварков).

9. Экспериментально наблюдается спин-орбитальная зависимость ядерных сил.

10. Наблюдается существенная зависимость ядерных сил от величины изотопического спина T (1 или 0) при энергиях нуклонов меньше 1 ГэВ, и независимость от изоспина при энергиях больше 10 ГэВ.

11. Общий характер (n,p) и (p,p) - рассеяния при высоких энергиях, больших 100 МэВ, приводит к заключению о существовании очень сильного отталкивания нуклонов на расстояниях, меньших $0,5 \cdot 10^{-13}$ см, обменном характере ядерных сил и спин-орбитальной зависимости ядерных сил (нецентральный тензорный характер ядерных сил следует из фазового анализа (p,p) - рассеяния).

Дейтрон

Дейтрон – стабильное связанное состояние протона и нейтрона, ядро изотопа водорода атома дейтерия. Обозначается 2_1H или 2_1d . В системах нейтрон-нейтрон, протон-протон связанных состояний нет. Основные свойства: масса $M = 2,0135$ а.е.м., спин $I = 1$, изоспин $T = 0$, энергия связи $E_{\text{св}} = 2,24579$ МэВ, магнитный момент $\mu = 0,8574 \mu_N$, электрический квадрупольный момент $Q = 2,859 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. среднеквадратичный радиус $R_0 = 1,963 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Четность дейтрона положительна $\pi = 1$. Нуклоны в дейтроне находятся в триплетном состоянии 3S_1 .

Дейтрон в первом приближении является сферически симметричным ядром, если принять потенциальную энергию в виде *потенциала Саксона-Вудса* (потенциальная яма с плоским дном и размытым краем)

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left\{\frac{r-a}{\delta}\right\}}, \quad (1.18)$$

где $V(r=a) = \frac{V_0}{2}$, $\delta = 0,55 \text{ Фм}$.

Энергия связи 2,25 МэВ дает уровень энергии, лежащий высоко над дном потенциальной ямы. Условием существования связанного состояния в прямоугольной потенциальной яме является неравенство $a^2 V_0 \geq 10^{-24} \text{ МэВ см}^2$, при $a = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и $E_{\text{св}} = 2,25 \text{ МэВ}$, глубина потенциальной ямы дейтрона $V_0 \approx 60 \text{ МэВ}$. Дейтрон возбужденных состояний не имеет.

Потенциал двухнуклонного взаимодействия

В нерелятивистском пределе, когда скорость нуклонов в ядре меньше $\frac{1}{4}$ скорости света, можно считать, что ядерные силы не зависят от скоростей и зависят только от координат. Потенциал взаимодействия двух нуклонов может быть представлен в вид суммы обычного потенциала и обменного потенциала:

$$V = V_o + V_{\text{обм}}. \quad (1.19)$$

Обычный потенциал

$$V_o = V_1(r) + V_2(r)(\hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2) + V_3(r)[3(\hat{s}_1 \cdot n)(\hat{s}_2 \cdot n) - \hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2] + V_4(r)(\hat{S} \cdot \hat{L}), \quad (1.20)$$

где $V_1(r)$ – потенциал центральных сил,

$V_2(r)(\hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2)$ – потенциал центральных сил, зависящий от спинов,

$V_3(r)[3(\hat{s}_1 \cdot n)(\hat{s}_2 \cdot n) - \hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2]$ – потенциал нецентральных (тензорных) сил,

$\hat{s}_1$ – оператор спина нуклона 1, $\hat{s}_2$ – оператор спина нуклона 2,

$n = \frac{r}{|r|}$ – единичный вектор в направлении радиус-вектора, соединяющего два нуклона,

$V_4(r)(\hat{S} \cdot \hat{L})$ – потенциал спин-орбитального взаимодействия, $\hat{S} = \hat{s}_1 + \hat{s}_2$ – оператор полного спина двух нуклонов,

$\hat{L} = \hat{l}_1 + \hat{l}_2$ – оператор орбитального момента относительного движения двух нуклонов.

Обменный потенциал

$$V_{обм} = V_1'(r)P_r + V_2'(r)(\hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2)P_s + V_3'(r)[3(\hat{s}_1 \cdot n)(\hat{s}_2 \cdot n) - \hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2]P_{rs} + V_4'(r)(\hat{S} \cdot \hat{L})P_r, \quad (1.21)$$

где P_r – оператор перестановки пространственных координат нуклонов, P_s – оператор перестановки спинов нуклонов, P_{rs} – оператор перестановки координат и спинов нуклонов, соответствует оператору перестановки заряда.

Каждое слагаемое в потенциале (1.19) по величине одинакового порядка. Обменный потенциал вводится для объяснения явления насыщения ядерных сил.

1.3. Радиоактивность

1.3.1. Основные типы радиоактивного распада. Закон радиоактивного распада. Период полураспада. Последовательный радиоактивный распад

Радиоактивность – свойство атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) изменять свой состав путем испускания элементарных частиц или ядерных фрагментов.

Радиоактивный распад может происходить, если данное превращение ядра энергетически выгодно, т.е. если разность между массой исходного ядра и суммарной массой продуктов распада положительна. Некоторые ядра радиоактивны в основном состоянии. При большой энергии возбуждения стабильные ядра становятся радиоактивными.

Явление радиоактивности открыл в 1896 г. А.Беккерель, который наблюдал спонтанное излучение солей урана. Э.Резерфорд и Пьер и Мария Кюри установили, что при радиоактивном распаде могут испускаться ядра гелия, названные альфа-частицами, электроны (бета-частицы), и жесткое электромагнитное излучение (гамма-лучи). В 1934 г. открыт положительный бета-распад И. и Ф. Жолио-Кюри. В 1940 г. – спонтанное деление ядер Флеровым и Петржаком. В 1982 г. – вылет из ядра протона (Э. Хофман и др.). В 1984 г. вылет из исходного тяжелого ядра фрагментов в виде ядер углерода, или неона, или магния (Х. Роуз и Г. Джонс).

Естественными *радионуклидами*, содержащимися в земных породах, являются торий-232, актиноуран-235, уран-238, дающие три радиоактивных семейства. Четвертое радиоактивное семейство нептуния-237, которое распалось естественным путем, получено вновь искусственно.

Основные типы радиоактивности приведены в табл.1.1.

Таблица 1.1

Тип	Вылет.	Ядерная реакция	Характеристика процесса
-----	--------	-----------------	-------------------------

радиоактивности	Частица		
Альфа-распад	α -частица ${}^4_2\text{He}$	${}^A_Z\text{X} = {}^{A-4}_{Z-2}\text{Y} + {}^4_2\text{He}$	Альфа-частица – это ядро атома гелия: два протона+ два нейтрона
-Бета-распад +Бета-распад	β^- -частица β^+ -частица	${}^A_Z\text{X} = {}^A_{Z-1}\text{Y} + e^- + \bar{\nu}_e$ ${}^A_Z\text{X} = {}^A_{Z+1}\text{Y} + e^+ + \nu_e$	β^- или β^+ - частицы – это электрон или позитрон, Ядром в процессе распада.
Гамма-излучение	γ -квант	${}^A_Z\text{X} = {}^A_Z\text{X} + \gamma$	Вылет гамма-кванта из возбужденного ядра
Протонная радиоактивность	(p)-протон	${}^A_Z\text{X} = {}^{A-1}_{Z-1}\text{Y} + {}^1_1\text{p}$	Вылет из ядра протона, происходит редко
Спонтанное деление ядер	${}^A_Z\text{X}$ -ядро ${}^A_Z\text{X}$ -ядро	${}^A_Z\text{X} = {}^{A_1}_{Z_1}\text{Y} + {}^{A_2}_{Z_2}\text{Y}$	Деление ядра на два осколка приблизительно одинаковые по массе и заряду
Фрагментная радиоактивность	${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{24}_{10}\text{Ne}$, ${}^{28}_{12}\text{Mg}$	${}^A_Z\text{X} = {}^{A-12}_{Z-6}\text{Y} + {}^{12}_6\text{C}$	Вылет из ядра фрагмента в виде ядра углерода, или ядра неона, или ядра магния

Закон радиоактивного распада

Радиоактивный распад – явление принципиально статистическое. Невозможно предсказать, когда именно распадется данное нестабильное ядро. Естественной статистической величиной, описывающей радиоактивный распад, является вероятность распада ядра за единицу времени. Эта вероятность для каждого сорта ядер – постоянная величина, не зависящая от времени. Она называется *постоянной распада* λ .

Пусть в момент времени t имеется N -нераспавшихся ядер. За время dt их число уменьшится на

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

Разделим переменные

$$\frac{dN}{N} = d(\ln N) = -\lambda dt .$$

Проинтегрируем равенство слева от N_0 до N и справа от 0 до t получим

$$\ln N - \ln N_0 = \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

Применяя операцию потенцирования к этому равенству и используя формулу $e^{\ln x} = x$, получаем основной закон радиоактивного распада: число целых ядер уменьшается со временем по экспоненциальному закону

$$N(t) = N_0 \exp\{-\lambda t\} = N_0 e^{-\lambda t} , \quad (1.22)$$

где N_0 – число ядер в начальный момент $t = 0$.

Важной характеристикой является *период полураспада* $T_{1/2}$ – время, в течение которого число нераспавшихся ядер уменьшается в два раза.

$$N(t = T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 \exp\{-\lambda T_{1/2}\} ,$$

$$\exp\{\lambda T_{1/2}\} = 2 .$$

Используя формулу $e^{\ln x} = x$, получаем, что период полураспада обратно пропорционален постоянной распада

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} . \quad (1.23)$$

Следует заметить, что за время, равное двум периодам полураспада, число нераспавшихся ядер станет $N_0/4$. Именно период полураспада является основной характеристикой данного сорта радиоактивных ядер, и приводится в таблицах.

Среднее время жизни радиоактивных ядер вычисляется по формуле

$$\tau \equiv \langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t dN}{\int_0^\infty dN} = \frac{N_0 \int_0^\infty \lambda t \exp\{-\lambda t\}}{N_0} = \frac{1}{\lambda} . \quad (1.24)$$

За время τ число целых ядер уменьшается в $e = 2,73$ раза.

Для ядра не существует понятия *возраст* как для человека, ядра не стареют, а имеют среднее время жизни. Если бы люди не старели, они все

равно бы погибали от внешних причин, срок их жизни определялся бы средним временем жизни.

Активностью радионуклида в источнике называется отношение числа dN спонтанных ядерных переходов за интервал времени dt к этому интервалу

$$A = \lambda N = A_0 \exp\{-\lambda t\}, \quad (1.25)$$

$A_0 = \lambda N_0$ – начальная активность.

Единица измерения активности в системе СИ является *Беккерель*:

$1\text{Бк} = 1 \text{ распад в секунду}$.

Активность одного грамма радия: $1 \text{ Кюри} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп/сек}$.

Число ядер N связано с массой m радиоактивного элемента формулой

$$N = N_A \frac{m}{A}, \quad (1.26)$$

N_A – число Авогадро, A – массовое число.

Радиоактивный распад – это статистический процесс, описывающийся *распределением Пуассона*. Вероятность наблюдать за время t n распадов

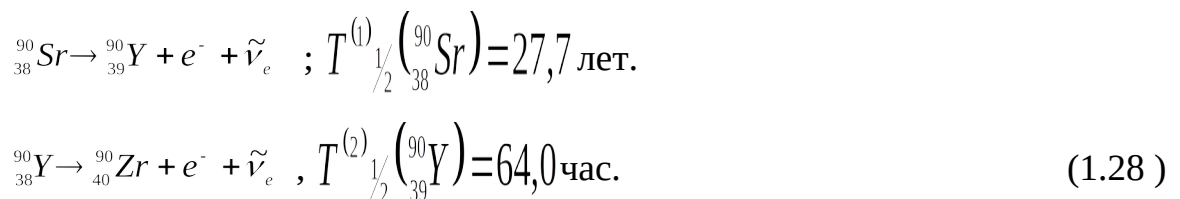
$$w_n = \frac{(N\lambda t)^n}{n!} \exp\{-N\lambda t\}, \quad (1.27)$$

где N – полное число частиц.

Последовательный радиоактивный распад

Если ядро, возникающее в результате радиоактивного распада исходного ядра, само распадается и превращается в стабильное ядро, то такой распад называется *последовательным*.

Пример: Для последовательного распада ядра стронция-90 в иттрий-39 и далее в стабильный нуклид циркония-40:



система уравнений следующая:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1, \\ \frac{dN_2}{dt} &= -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1,\end{aligned}\tag{1.29}$$

начальные условия $N_1(t=0) = N_{10}$, $N_2(0) = 0$.

Решения системы имеют вид

$$\begin{aligned}N_1(t) &= N_{10} \exp[-\lambda_1 t], \\ N_2(t) &= N_{10} \exp[-\lambda_2 t] + \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (\exp[-\lambda_1 t] - \exp[-\lambda_2 t]).\end{aligned}\tag{1.30}$$

Если $N_{20}=0$, $\lambda_1 \ll \lambda_2$, т.е. $(T_{1/2}^{(1)}) \gg T_{1/2}^{(2)}$, то при временах $t \gg 10 T_{1/2}^{(2)}$ величина $(\lambda_2 t \gg 1)$

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2} = \text{const}.$$

Окончательно получаем *вековое или секулярное уравнение*

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1.\tag{1.31}$$

Это уравнение означает, что число распадов дочернего вещества равно числу распадов материнского вещества, т.е. в состоянии равновесия активности ядра 1-го и 2-го сортов равны друг другу. В радиоактивных семействах активности всех членов семейства находятся в состоянии равновесия.

1.3.2. Альфа-распад. Основные свойства альфа-распада. Квантовая теория альфа -распада. Закон Гейгера-Неттола

Альфа-распад – испускание атомным ядром, находящимся в основном (невозбужденном) состоянии α -частиц (ядер гелия ${}^4_2\text{He}$). Основными характеристиками α -распада являются период полураспада $T_{1/2}$, кинетическая энергия T_α и пробег $\bar{R}_\alpha$ α -частицы в веществе $\bar{R}_\alpha$.

Основные свойства альфа- распада

1. Альфа-распад наблюдается только у тяжелых ядер. Известно около 300 α -радиоактивных ядер. Большинство из них получены искусственно.

Почти все ядра имеют $Z > 82$. Существует небольшая группа α -активных ядер с $A = 140 \div 160$. Легчайшим является изотоп церия $^{140}_{54}\text{Ce}$.

2. Период полураспада α -активных ядер лежит в громадном интервале от

$$10^{17} \text{ лет } (^{204}_{82}\text{Pb}) \geq T_{1/2} \geq 3 \cdot 10^{-7} \text{ с } (^{212}_{84}\text{Po})$$

и определяются законом Гейгера-Неттола

$$\lg T_{1/2} = A \frac{1}{\sqrt{T_\alpha}} + B. \quad (1.32)$$

например, для $Z = 84$ постоянные $A = 128,8$ и $B = -50,15$, T_α – кинетическая энергия α -частицы в МэВ.

3. Энергии α -частиц радиоактивных ядер заключены в пределах

$$4 \leq T_\alpha \leq 9 \text{ (МэВ)}$$

$$T_{\alpha \text{ min}} = 1,83 \text{ МэВ } (^{144}_{60}\text{Nd}), \quad T_{\alpha \text{ max}} = 11,65 \text{ МэВ } (^{212m}_{84}\text{Po})^{\text{изомер}}.$$

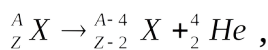
4. Наблюдается тонкая структура α -спектров радиоактивных ядер. Эти спектры *дискретные*. На рис.1.5. приведена схема распада ядра плутония. Спектр α -частиц состоит из ряда моноэнергетических линий, соответствующих переходам на различные уровни дочернего ядра.

5. Существуют два изотопа полония $^{212m}_{84}\text{Po}$, $^{214m}_{84}\text{Po}$, которые дают длиннопробежные α -частицы с энергией $\sim 8 \div 10$ МэВ.

6. Пробег α -частицы в воздухе при нормальных условиях

$$R_\alpha(\text{см}) = 0,31 T_\alpha^{3/2} \text{ МэВ} \quad \text{при } (4 < T_\alpha < 7 \text{ МэВ}). \quad (1.33)$$

7. Общая схема реакции α -распада



где $^A_Z X$ – материнское ядро, $^{A-4}_{Z-2} X$ – дочернее ядро.

Энергия связи α -частицы в ядре должна быть меньше нуля, чтобы α -распад состоялся.

$$E_{\text{св}} = c^2 [-M(A, Z) + M(A-4, Z-2) + M_\alpha(4, 2)] < 0. \quad (1.34)$$

Энергия выделившейся при α -распаде E_α состоит из кинетической энергии α -частицы T_α и кинетической энергии дочернего ядра T_γ

$$E_\alpha = |E_{\text{св}}| = T_\alpha + T_\gamma. \quad (1.35)$$

Считая материнское ядро неподвижным, тогда согласно закону сохранения квадрат импульса α -частицы равен квадрату импульсу дочернего ядра.

$$p_{\alpha}^2 = p^2$$

В нерелятивистском приближении $T_{\alpha} = \frac{p_{\alpha}^2}{2m_{\alpha}}$, тогда $T_{\alpha}m_{\alpha} = T_{\gamma}m_{\gamma}$ и подставляя T_{γ} в (1.35) окончательно получаем

$$T_{\alpha} = E_{\alpha} \frac{m(A-4, Z-2)}{m(A, Z)} \quad (1.36)$$

Кинетическая энергия α -частицы больше 98% всей энергии α -распада.

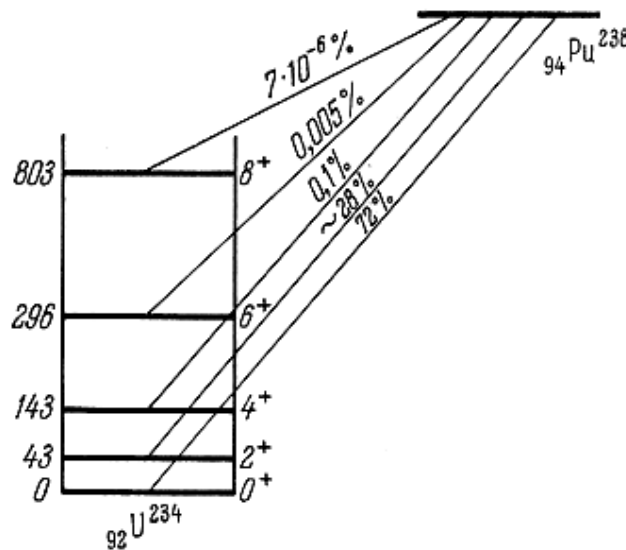


Рис.1.5. Схема альфа-распада ядра плутония-238. ${}^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}^{234}_{92}\text{U} + {}^4_2\text{He}$. Цифры слева – уровни энергии урана- 234 в кэВ. Вероятности переходов указаны в процентах

Элементы квантовой теории альфа-распада

Основным фактором, определяющим вероятность α -распада является кулоновский барьер материнского ядра. Простейшая теория альфа-распада построена Г. Гамовым в 1927 г. α -частица движется внутри энергетической потенциальной ямы, атакуя кулоновский барьер ядра изнутри. Энергия α -частицы составляет 5 – 10 МэВ, а высота кулоновского барьера для тяжелых ядер 25 – 30 МэВ (см.рис 1.6.). Поэтому вылет α -частицы может происходить только за счет туннельного эффекта. Вероятность α -распада определяется коэффициентом прозрачности потенциального барьера

$$D = \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_R^{r_t} dr \sqrt{2m_\alpha \left(\frac{Ze^2 z}{r} - E_\alpha \right)} \right\},$$

где $z=2$ – зарядовое число α -частиц, zZe^2/r – энергия кулоновского взаимодействия, R – радиус ядра, r_t – расстояние от центра ядра, удаляясь на которое α -частица покидает ядро, определяется из условия $\frac{Ze^2 z}{r_t} = E_\alpha$,

$$r_t = \frac{zZe^2}{E_\alpha} = \frac{zZe^2}{R} \cdot \frac{R}{E_\alpha} = \frac{BR}{E_\alpha}.$$

Высота кулоновского барьера

$$B = \frac{zZe^2}{R}. \quad (1.37)$$

Полагая $Z=90$ и принимая $R=10^{-12}$ см, получим $B \approx 26$ МэВ.

Если α -частица вылетает из ядра с орбитальным моментом $l \neq 0$, что указывает на орбитальное движение нуклонов внутри α -частицы, тогда к кулоновскому барьеру добавляется центробежный барьер с высотой

$$B_\psi = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\alpha r^2} \approx 1,5 \text{ МэВ}. \quad (1.38)$$

Приближенно (при $E_\alpha/B \ll 1$) коэффициент прозрачности барьера равен

$$D \approx \exp \left\{ \frac{4R\sqrt{m_\alpha}}{\hbar} - \frac{\pi R\sqrt{m_\alpha}}{\hbar\sqrt{E_\alpha}} \right\} \quad (1.39)$$

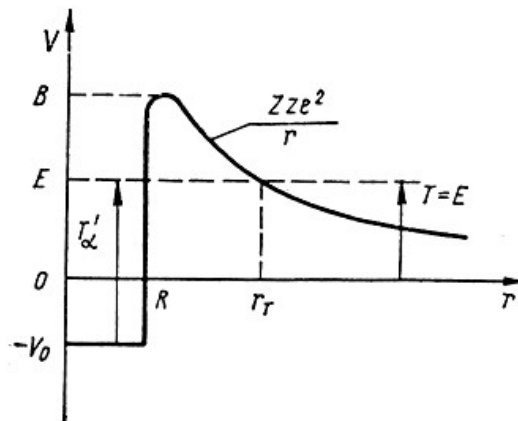


Рис. 1.6. Альфа-частица находится внутри прямоугольной потенциальной ямы защищенной кулоновским барьером

Рассмотрим обоснование экспериментального закона Гейгера-Неттола. В ядре нуклоны движутся свободно. Существует вероятность того, что два протона и два нейтрона образуют α -частицу внутри ядра, затем эта α -частица многократно атакует границу ядра, и после, туннелируя через потенциальный барьер, удаляется от ядра на расстояние, где её отбрасывает кулоновская сила оставшихся протонов дочернего ядра. Эти процессы независимы, следовательно, постоянная распада

$$\lambda = P \cdot \nu \cdot D, \quad (1.40)$$

где P – вероятность формирования α -частицы, $P \sim 1$, ν – частота соударений α -частицы о границу ядра равна обратному времени для пересечения ею

$$\text{диаметра ядра } \nu = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{2R},$$

среднюю скорость α -частицы в ядре можно приближенно оценить из соотношения неопределенностей $m_\alpha v R \sim \hbar$

из формулы (1.39) и (1.40) с учетом соотношения $\tau = 1/\lambda$ получается

$$\lg \tau = \left[\ln \frac{2m_\alpha R^2}{\hbar} - 4 \frac{R\sqrt{m_\alpha B}}{\hbar} \right] + \frac{\pi R B \sqrt{m_\alpha}}{\hbar \sqrt{E_\alpha}}$$

выражая натуральный логарифм через десятичный и преобразуя постоянные можно получить закон установленный Гейгером – Неттолом в 1912 г.

$$\lg T_{1/2} = A \frac{1}{\sqrt{T_\alpha}} + B.$$

1.3.3. Бета-распад. Виды и свойства бета- распада. Элементы теории бета-распада. Радиоактивные семейства

Бета-распадом ядра называется процесс самопроизвольного превращения нестабильного ядра в ядро-изобар в результате испускания электрона (позитрона) или захвата электрона. Известно около 900 бета-радиоактивных ядер. Из них только 20 являются естественными, остальные получены искусственным путем.

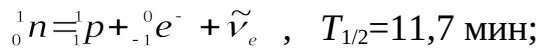
Виды и свойства бета-распада

Существует три вида β -распада: электронный β^- -распад, позитронный β^+ -распад и электронный захват(e -захват). Основным видом является первый.

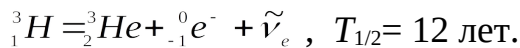
При *электронном β^- -распаде* один из нейтронов ядра превращается в протон с испусканием электрона и электронного антинейтрино.



Примеры: распад свободного нейтрона



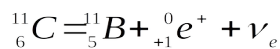
распад трития



При *позитронном β^+ -распаде* один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием положительно заряженного электрона (позитрона) и электронного нейтрино



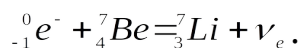
Пример



В случае *электронного e -захвата* ядро захватывает электрон с электронной оболочки (чаще K -оболочки) собственного атома.



Пример



Бета-распад возможен, когда разность масс начального и конечного ядер превышает сумму масс электрона и нейтрино. Всегда, когда энергетически возможен β^+ -распад, возможен и e -захват. Бета-распад наблюдается у ядер с любым массовым числом. Наблюдаемыми характеристиками при бета-распадах являются период полураспада $T_{1/2}$, формы энергетических β -спектров и другие характеристики.

Энергия β^- -распада лежит в интервале

$$({}^3_1 H) 0,02 \text{ МэВ} < E_\beta < 13,4 \text{ МэВ} ({}^{13}_5 B)$$

Энергия, выделяющаяся при бета-распаде, распределяется между электроном, нейтрино и дочерним ядром. Энергетический спектр испускаемых β -частиц *непрерывен* от нуля до максимального значения E_β .

Формулы для вычисления *максимальной энергии бета-распадов*:

$$E_{\beta^-} = c^2 [M(A, Z) - M(A, Z + 1) - m_e], \quad (1.42)$$

$$E_{\beta^+} = c^2 [M(A, Z) - M(A, Z - 1) - m_e], \quad (1.43)$$

$$E_K = c^2 [M(A, Z) - M(A, Z - 1) + m_e], \quad (1.44)$$

где $M(A, Z)$ – масса материнского ядра, $M(A, Z \pm 1)$ – масса дочернего ядра. m_e – масса электрона.

Период полураспада $T_{1/2}$ связан с вероятностью λ бета-распада соотношением

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Вероятность бета-распада сильно зависит от энергии бета-распада ($\lambda \sim E_\beta^5$ при $E_\beta \gg m_e c^2$), поэтому период полураспада $T_{1/2}$ меняется в широких пределах

$$10^{-2} \text{ сек} < T_{1/2} < 2 \cdot 10^{15} \text{ лет}.$$

Бета-распад возникает в результате слабого взаимодействия – одного из фундаментальных взаимодействий. При бета-распаде поляризованных ядер нарушается закон сохранения пространственной четности (Ву 1956 г.).

Элементы теории бета-распада

Основная идея теории Э.Ферми (1934 г.): электрон и антинейтрино, испускаемые в процессе распада нейтрона, не входят в состав нейтрона, а рождаются в результате слабого взаимодействия, переводящего нейтрон в протон. Учитывая короткодействующий характер слабого взаимодействия, Ферми предложил рассматривать взаимодействие этих четырех частиц (четырех фермионов) в одной точке с постоянной G_F . Тогда распад свободного нейтрона ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e^- + \tilde{\nu}_e$ можно представить графически в виде фейнмановской диаграммы четырех линий, пересекающихся в точке.

Четырехфермионное взаимодействие наводит на мысль, что слабое взаимодействие переносится промежуточной частицей со спином 1, подобно тому, как электромагнитное взаимодействие переносится векторной частицей – фотоном (см. рис.2.8). Однако частица – квант слабого взаимодействия должна обладать электрическим зарядом и иметь большую массу. Постоянная слабого взаимодействия $G_F = 10^{-49}$ эрг·см³ связана с массой этого векторного бозона W соотношением

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{4\pi q^2}{M_W^2}.$$

Если положить заряд векторного бозона g равным заряду электрона e^- , то масса векторного бозона $M_W = (4\pi e^2 \sqrt{2} / G)^{1/2} \approx 100$ ГэВ. Этот квант слабого взаимодействия (их оказалось три) был обнаружен экспериментально в 1986г.

Радиоактивные семейства (ряды)

Устойчивость ядер (в среднем) понижается с возрастанием числа нуклонов A в ядре. Все тяжелые ядра с $A > 209$ нестабильны по отношению к альфа-распаду, т.к. кулоновская энергия отталкивания протонов в ядре становится сравнима с ядерными силами притяжения нуклонов. При каждом α -распаде ядро теряет четыре нуклона, из них два протона. В результате доля нейтронов в ядре возрастает, а само ядро становится меньшего размера. Поэтому ядру становится энергетически выгоднее избавиться от избыточного нейтрона через процесс бета-распада. Чередую процессы α -распада и β -распада ядро стремится приблизиться к «дороге β -стабильности», т.е. состоянию, при котором число нейтронов приблизительно равно числу протонов.

Законы смещения ядер при α -распаде ($A \rightarrow A - 4$; $Z \rightarrow Z - 2$) при β -распаде ($A \rightarrow A$; $Z \rightarrow Z+1$). Поскольку массовое число A при α -распаде меняется на 4, а при β -распаде A не меняется, то члены различных радиоактивных семейств не «перепутываются» между собой. Они образуют отдельные

радиоактивные ряды (цепочки ядер), которые кончаются своими стабильными изотопами.

Массовые числа членов каждого радиоактивного семейства характеризуются формулой

$$A = 4n + a \quad (1.45)$$

$a=0$ для семейства тория, $a=1$ для семейства нептуния, $a=2$ для семейства урана, $a=3$ для семейства актиноурана. n – целое число (табл. 1.2).

Таблица 1.2

Семейство	Начальный изотоп	Конечный стабильный изотоп	Ряд	Период полураспада начального изотопа $T_{1/2}$
тория	${}^{232}_{90}\text{Th}$	${}^{208}_{82}\text{Pb}$ свинец	$4n+0$	$14 \cdot 10^9$ лет
урана	${}^{238}_{92}\text{U}$	${}^{206}_{82}\text{Pb}$ свинец	$4n+2$	$4,5 \cdot 10^9$ лет
актиноурана	${}^{235}_{92}\text{U}$	${}^{207}_{82}\text{Pb}$ свинец	$4n+3$	$0,7 \cdot 10^9$ лет
нептуния	${}^{237}_{93}\text{Np}$	${}^{209}_{83}\text{Bi}$ висмут	$4n+1$	$2,2 \cdot 10^6$ лет

Из сравнения периодов полураспада родоначальников семейств с геологическим временем жизни Земли (4,5 млрд. лет) видно, что в веществе Земли торий-232 сохранился почти весь, уран-238 распался примерно наполовину, уран-235 – большей частью, нептуний-237 практически весь.

При наличии в веществе начального изотопа каждого семейства, в веществе присутствуют все члены данного радиоактивного семейства. Они находятся в состоянии равновесия, т.е. активности всех членов семейства равны друг другу (см.рис.1.7).

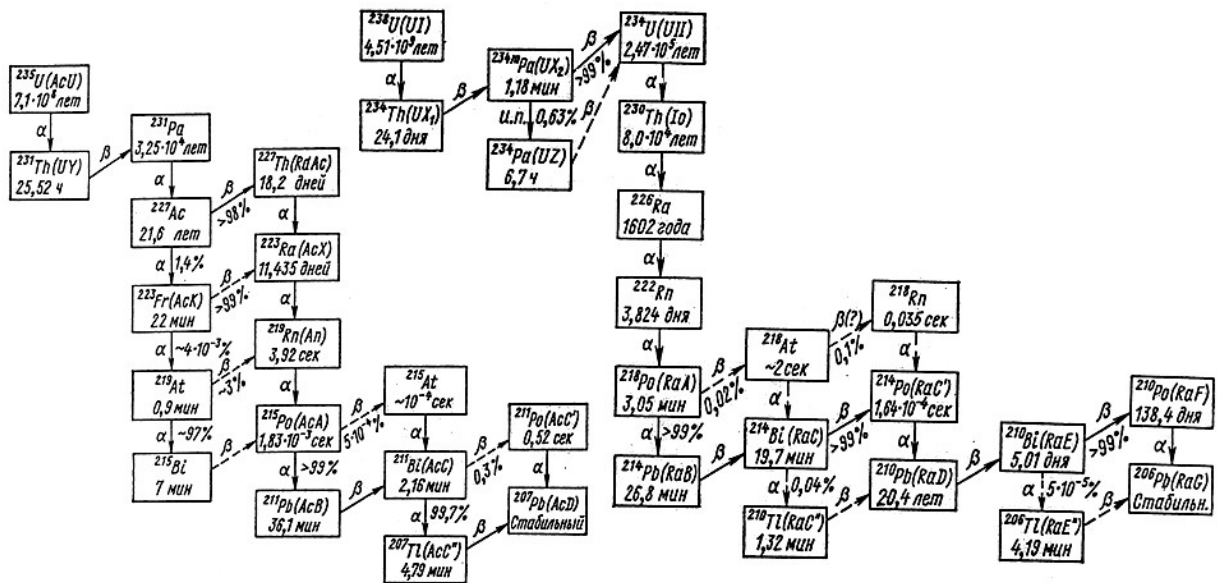
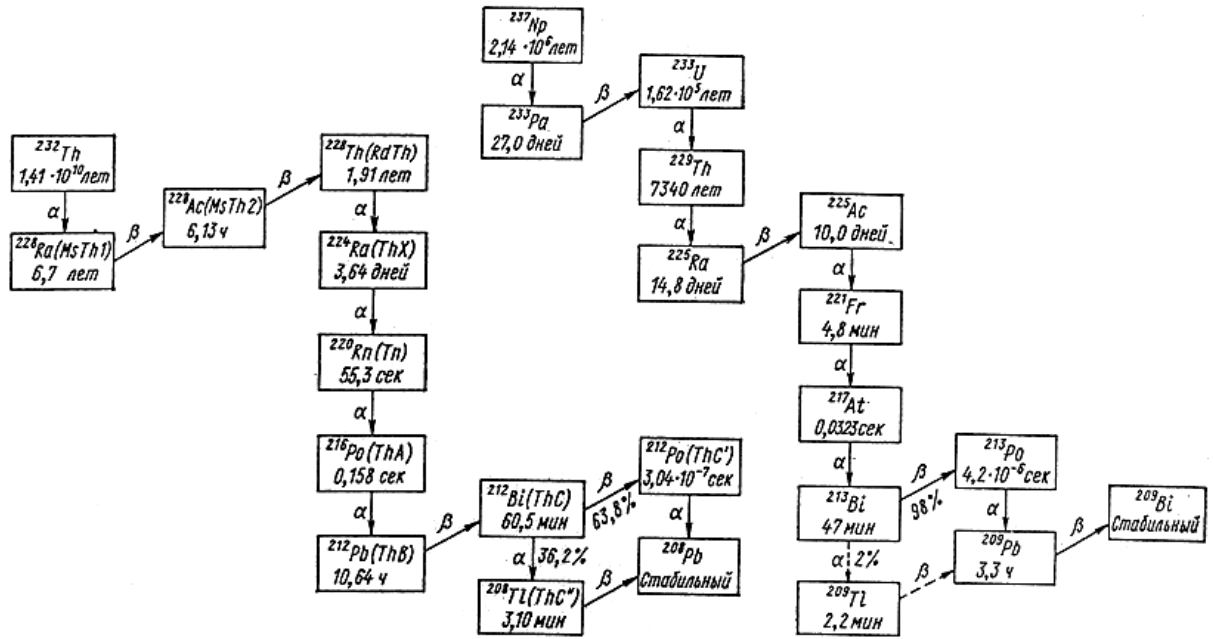


Рис. 1.7. Радиоактивные семейства (ряды). Около стрелок указан тип распада α или β , ниже символа нуклида – период полураспада в секундах, минутах, днях, годах

1.3.4. Гамма-излучение возбужденных ядер и его характеристики. Эффект Мёссбауэра (ядерный гамма-резонанс). Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия

Гамма-излучение ядер – коротковолновое электромагнитное излучение с длиной волны, меньшей размера атома и большей размера ядра: $5 \cdot 10^{-14} \text{ м} \leq \lambda \leq 2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$. Гамма-излучение – это поток γ -квантов с энергией $E = \hbar\omega$, импульсом $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ и спином $I=1$. Энергия гамма-квантов лежит в интервале $10 \text{ кэВ} \leq E_\gamma \leq 20 \text{ МэВ}$.

Гамма-излучение ядер – это самопроизвольное испускание возбужденным ядром γ -квантов. Оно обусловлено взаимодействием отдельных нуклонов ядра с электромагнитным полем ядра. При этом ядро переходит с возбужденного энергетического уровня на основной уровень (одноквантовый переход). Этот радиационный переход может быть каскадным, когда снятие возбуждения происходит путем последовательного испускания кванта с промежуточных уровней энергии. Спектр γ -излучения представляют в виде распределения γ -квантов по энергиям. Энергетический спектр ядра содержит дискретную и непрерывную компоненты. Дискретная компонента включает основной уровень и ряд уровней возбужденного состояния ядра. Выше начинается область непрерывных энергетических состояний, когда энергии возбужденного ядра достаточно для испускания ядром нуклонов.

В дискретной области спектра расстояние между уровнями ядра много больше энергетической ширины уровня Γ . Ширина уровня энергии определяется временем жизни τ ядра в этом состоянии $\Gamma = \hbar\tau$. Время τ фиксирует скорость γ -распада возбужденного ядра:

$$N(t) = N_0 \exp\{-t/\tau\},$$

где N_0 - начальное число возбужденных ядер.

Схема β -распада ядра йода $^{130}_{53}\text{I} \xrightarrow{^{130}_{54}\text{Xe}} e^- + \tilde{\nu}_e$ и каскадные переходы возбужденного ядра ксенона в основное состояние с излучением γ -квантов показаны на рис. 1.8.

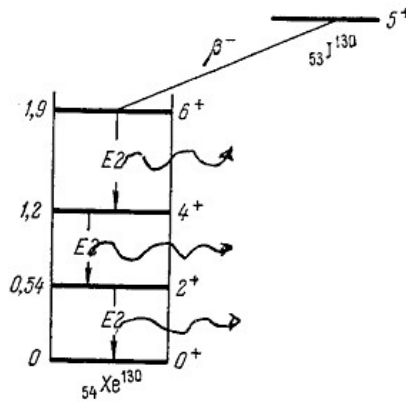


Рис. 1.8. Схема β^- -распада ядра йода $^{130}_{53}\text{I} = ^{130}_{54}\text{Xe}^* + e^- + \bar{\nu}_e$. Три каскадных перехода возбужденного ядра в основное состояние сопровождаются излучением трех гамма-квантов с энергиями $E_\gamma = 0,7 \text{ МэВ}$, $0,66 \text{ МэВ}$, $0,54 \text{ МэВ}$ соответственно

Законы сохранения при гамма-излучении ядер

При излучении γ -кванта возбужденное ядро испытывает отдачу. Из закона сохранения импульса импульс γ -кванта равен импульсу ядра:

$$p_\gamma = P_{\text{я}}.$$

Согласно закону сохранения энергии: разность между двумя уровнями энергии E_0 равна энергии гамма-кванта E_γ и кинетической энергии ядра $T_{\text{я}}$ при отдаче:

$$E_0 = E_\gamma + T_{\text{я}}. \quad (1.46)$$

Кинетическая энергия ядра отдачи

$$T_{\text{я}} = P_{\text{я}}^2 / 2M_{\text{я}} = p_\gamma^2 / 2M_{\text{я}} = E_0^2 / 2M_{\text{я}}c^2 \approx E_\gamma^2 / 2M_{\text{я}}c^2 \quad (1.47)$$

мала по сравнению с энергией гамма-кванта, который уносит почти всю энергию возбуждения ядра.

Для изолированной системы (ядра) момент импульса сохраняется. При переходе из состояния с энергией E_n со спином I_n в состояние с энергией E_f со спином I_f γ -квант уносит *угловой момент*, равный векторной разности $I_n - I_f = L$. Модуль L ограничен неравенствами

$$|I_n + I_f| \geq L \geq |I_n - I_f| \quad (1.48)$$

для фотона L – целое число. Значение $L=0$ строго запрещено из-за поперечности электромагнитных волн. Если $L=1$, то излучение называется *дипольным*, если $L=2$ – излучение *квадрупольное*. Если волновая функция фотона имеет четность $\pi_\gamma = (-1)^L$, то излучение *электрического* типа. При четности $\pi_\gamma = (-1)^{L+1}$ излучение *магнитного* типа. $E1$ – γ -квант электрического дипольного излучения ядра. $M1$ – γ -квант магнитного дипольного излучения ядра. $E2$ и $M2$ – квадруполь. Четность ядерной волновой функции при электромагнитном переходе с испусканием γ -кванта определяется законом сохранения четности (четность – мультипликативная функция):

$$\pi_f = \pi_n \pi_\gamma, \quad (1.49)$$

π_f – четность конечного состояния, π_n – четность начального состояния, π_γ – четность γ -кванта. Состояние ядра принято обозначать символом I^π .

Эффект Мёссбауэра (ядерный гамма-резонанс)

Ядерный γ -резонанс – испускание или поглощение γ -квантов атомными ядрами в твердом теле, без изменения колебательной энергии тела (Р. Мёссбауэр, 1958). Мёссбауэровские переходы наблюдаются у 73 изотопов 41 элемента.

При испускании или поглощении γ -кванта свободное неподвижное ядро приобретает импульс $P = E_\gamma/c$, где E_γ – энергия γ -кванта. Энергия поступательного движения свободного ядра $T_\gamma = P^2/2M_\gamma = E_0^2/2M_\gamma c^2$. Линии испускания и поглощения γ -квантов атомными ядрами в газах отличаются на величину $2T$, и становятся широкими за счет теплового движения и эффекта Доплера. Если поместить резонансное γ -активное ядро в кристаллическую решетку и понизить температуру, тогда энергия отдачи закрепленного в решетке ядра передастся колебаниями соседних атомов по решетке.

Энергия отдачи закрепленного ядра $T_\gamma = \frac{E_0^2}{2(M_\gamma \cdot N)c^2}$ уменьшается практически до нуля. Число соседних атомов $N \sim 10^8$. Доплеровская ширина γ -

линий $\Delta = 2(T_{\text{я}}k_B T)^{1/2}$ при понижении температуры до $T=77$ К, также уменьшается. Остается естественная ширина линии $\Gamma = \hbar/\tau$.

Спектрометр для наблюдения эффекта Мёссбауэра состоял из источника γ -квантов, резонансного поглотителя и детектора γ -квантов. Источнику γ -квантов – изотопу иридия в возбужденном состоянии ($^{191}_{76}\text{Os} = ^{191}_{77}\text{Ir}^* + {}_1^0e^- + \tilde{\nu}_e$) сообщается скорость v относительно поглотителя. Энергия γ -квантов ($E_\gamma = 129$ кэВ) за счет эффекта Доплера меняется на величину $\Delta E_\gamma = E_0 v/c$. Скорости в интервале $0,1 \div 10$ см приводят к смещению линии на величину Γ . Поглотитель (Иридий) содержит те же ядра, что и источник, но в основном состоянии. Детектор γ -квантов расположен за поглотителем и считает число γ -квантов в единицу времени в зависимости от скорости источника. Если скорость источника велика, линия испускания находится далеко от линии поглощения, и число регистрируемых γ -квантов постоянно. При малых скоростях источника линия источника проходит через линию поглощения, число регистрируемых γ -квантов падает, наблюдается резонансное поглощение. Таким образом, плавно меняя скорость источника γ -квантов, определяют местоположение и форму мёссбауэровской линии (см. рис.1.9).

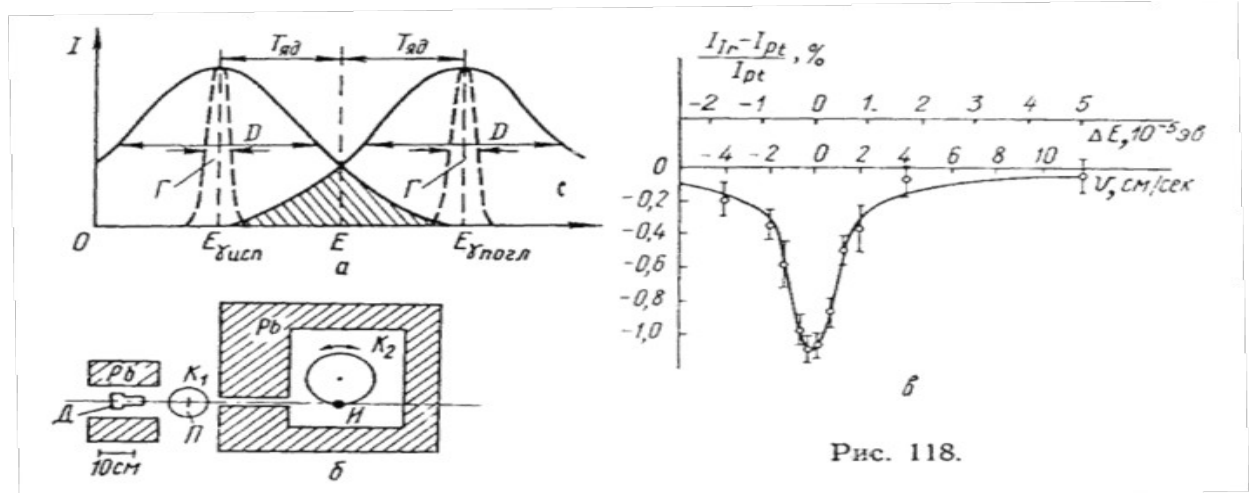


Рис. 1.9. а) линия излучения и линия поглощения гамма-квантов свободным ядром не совпадают; б) схема опыта Мёссбауэра для резонансного поглощения гамма-квантов в кристаллическом веществе. И-источник γ -квантов на краю вращающегося диска, П-поглотитель, Д-детектор (счетчик γ -квантов). K_1 и K_2 – криостаты; в) экспериментальный график зависимости относительной разности

интенсивности γ -квантов, проходящих через иридиевый поглотитель и платиновый поглотитель, что необходимо для оценки фона. Резонансная кривая исчезает при скорости источника 2 см/сек, за счет доплеровского смещения. Это означает, что наблюдается узкая линия поглощения с шириной порядка 10^{-5} эВ.

Ядерная изомерия

Ядерная изомерия – существование у некоторых γ -активных ядер метастабильных (долгоживущих) возбужденных состояний вместе с основным состоянием. Явление открыто Ганном в 1921 г. Ядерная изомерия проявляется в том, что у одного радиоактивного изотопа наблюдаются два или более периода полураспада. Распад нуклида ${}^A_Z X$ из основного состояния происходит с одним периодом, а распад того же нуклида из изомерного состояния, которое обозначают индексом m , ${}^{Am}_Z X$ с другим периодом полураспада. Известно около 100 ядерных изомеров, например, изомер изотопа индия ${}^{115m}_{49} In$ имеет среднее время жизни 14,4 ч, изотоп висмута в изомерном состоянии ${}^{210m}_{83} Bi$ имеет период полураспада 10^6 лет.

Причиной существования изомерии ядер является уменьшение вероятности испускания γ -квантов из возбужденного состояния. Чем выше мультипольность и чем меньше энергия перехода, тем меньше вероятность γ -перехода.

Внутренняя конверсия

Внутренняя конверсия (изменение) – явление, при котором энергия, высвобождаемая при электромагнитном переходе возбужденного атомного ядра с энергией E_n в состояние с меньшей энергией E_k передается в результате электромагнитного взаимодействия одному из электронов, который покидает атом. Явление внутренней конверсии соперничает с γ -излучением. Кинетическая энергия конверсионного электрона $T_e = \hbar\omega - E_e$, где $\hbar\omega = E_n - E_k$ – энергия ядерного перехода, E_e – энергия связи электрона в атоме. Электроны могут быть выбиты с различных (K, L, M) оболочек атома (см рис.1.10).

Коэффициент конверсии α_k – это отношение вероятности внутренней конверсии w_e к вероятности w_γ перехода с испусканием γ -кванта ($10^{-3} < \alpha_k < 1$).

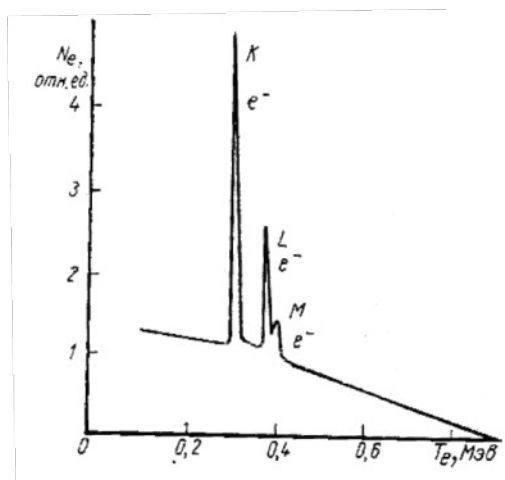


Рис.1.10 Типичный β -спектр радиоактивного ядра с острыми пиками конверсионных электронов испускаемых с (K, L, M) оболочек атома. Показана зависимость относительного числа электронов N_e от их энергии T_e

1.4. Ядерные реакции

1.4.1. Классификация ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях. Энергетическая схема ядерных реакций. Порог ядерной реакции. Сечение и выход ядерной реакции. Ядерные реакции под действием заряженных частиц. Ядерные реакции под действием γ -квантов (фотоядерные реакции). Прямые ядерные реакции.

Ядерная реакция – процесс взаимодействия ядра и налетающей частицы, приводящий к преобразованию нового ядра и вылету из него других частиц. Это основной метод изучения структуры ядра, получения новых изотопов и элементов. В лабораторных условиях ядерные реакции осуществляются при бомбардировке ядер-мишеней частицами-снарядами, когда происходит их сближение на расстояние радиуса сильного взаимодействия (1 ферми = 10^{-13} см). При больших расстояниях взаимодействие заряженных частиц с ядрами чисто кулоновское.

Запись уравнения ядерной реакции аналогично применяемой в химии. В левой части вступающие в реакцию частицы и ядра, в правой – продукты реакции. Частицы обозначаются маленькими буквами, ядра-нуклиды большими буквами:

$$A + a \rightarrow b + B, \quad (1.50)$$

где a – налетающая частица, A – ядро-мишень, B – ядро дочернее, b – вылетающая частица. Сокращенная запись этой реакции $A(a, b)B$ или (a, b) . *Входной канал* ядерной реакции – сталкивающиеся ядра и частицы $A+a$. *Выходной канал* – ядра и частицы $B+b$, рождающиеся после взаимодействия. Выходных каналов может быть не один, а множество, каждый с различной вероятностью. Между входным каналом и выходным ставится стрелка или знак равенства.

Предметом исследования ядерных реакций считаются: идентификация (отождествление) выходных каналов; вероятность протекания реакции по данному каналу; определение внутренних состояний частиц (энергия возбуждения, спин, четность, изотопический спин).

Результатом взаимодействия налетающих частиц с ядрами мишени являются:

1. *Упругое рассеяние* $A(a, a)A$. Налетающая частица изменяет траекторию своего движения и импульс; состав ядра, внутренняя энергия ядра и частиц не меняется.
2. *Неупругое рассеяние* $A(a, a')A^*$. Налетающая частица попадает в ядро, и из него вылетает такая же частица, неразличимая с первоначальной в силу принципа тождественности микрочастиц. Состав ядра не меняется. Часть кинетической энергии налетающей частицы тратится на возбуждение ядра A^* (* обозначает возбужденное ядро, штрих обозначает неупруго рассеянную частицу).
3. Собственно ядерная реакция $A(a, b)B$, когда меняются внутренние свойства и состав ядер и происходит превращение частиц.

Классификация ядерных реакций

Ядерные реакции классифицируются

1. по природе налетающих частиц (нейтронов, протонов, α -частиц, γ -квантов, электронов, тяжелых ионов).
2. по природе превращений (кулоновское возбуждение ядра, деление ядра, синтез ядра).
3. по массе ядер (легкие ядра $A < 50$, средние ядра $50 < A < 100$, тяжелые ядра $A > 100$)
4. по энергии налетающих частиц (малые энергии $T_a < 1$ кэВ, средние энергии $T_a < 1$ МэВ, большие энергии $T_a < 100$ МэВ, высокие энергии $T_a > 100$ МэВ).
5. по механизму ядерных реакций (через образование составного ядра, прямые ядерные реакции, цепные ядерные реакции).

Законы сохранения для ядерных реакций

Ядерная реакция $A + a \rightarrow b + B$ возможна, если она не запрещена всей совокупностью законов сохранения.

Закон сохранения электрического заряда: суммарный электрический заряд частиц вступающих в реакцию равен суммарному электрическому заряду продуктов реакции

$$Q_A + q_a \rightarrow Q_B + q_b \text{ или } Z_A + z_a \rightarrow Z_B + z_b \quad (1.51)$$

где Q_A, Q_B – заряды ядер A и B , q_a, q_b – заряд частиц a и b .

Закон сохранения числа нуклонов (массового числа A) выполняется в ядерных реакциях без образования античастиц.

Пример. Для реакции ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$, закон сохранения числа нуклонов $2+3=4+1$ (верхние индексы нуклидов), закон сохранения электрического заряда $1+1=2+0$ (нижние индексы нуклидов).

Закон сохранения момента импульса: суммарный момент импульса входного канала ядерной реакции равен суммарному моменту импульса выходного канала. Для реакции с образованием составного ядра $A + a \rightarrow O \rightarrow b + B$

$$\vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{L}_{Aa} \rightarrow \vec{I}_O \rightarrow \vec{I}_B + \vec{i}_b + \vec{L}_{Bb} \quad (1.52)$$

где i_a, i_b – спины частиц a и b ; I_A, I_B, I_O – спины ядер A, B, O ; L_{Aa}, L_{Bb} – орбитальные моменты импульса пары Aa и Bb , частица+ядро, характеризующие их относительное движение.

Закон сохранения четности: четность входного канала равна четности выходного канала. Для реакции $A + a \rightarrow b + B$, поскольку четность мультипликативная величина, получаем

$$\Pi_A \pi_a (-1)^{L_{Aa}} \rightarrow \Pi_B \pi_b (-1)^{L_{Bb}} \quad (1.52)$$

где Π_A, Π_B – внутренние четности ядра A и B .

Закон сохранения четности не выполняется в слабых взаимодействиях.

Закон сохранения изотопического спина: изотопический спин входного канала равен изотопическому спину выходного канала.

$$\vec{T}_A + \vec{T}_a \rightarrow \vec{T}_b + \vec{T}_B \quad (1.53)$$

В сильных взаимодействиях сохраняется третья проекция изотопического спина

$$T_3^{(A)} + T_3^{(a)} \rightarrow T_3^{(b)} + T_3^{(B)}. \quad (1.54)$$

Закон сохранения импульса: релятивистский импульс входного канала равен релятивистскому импульсу выходного канала:

$$\vec{P}_A + \vec{p}_a \rightarrow \vec{p}_b + \vec{P}_B \quad (1.55)$$

Закон сохранения энергии для реакции $A + a \rightarrow b + B$: полная релятивистская энергия входного канала равна полной релятивистской энергии выходного канала

$$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2 \quad (1.56)$$

где $E_{01} = M_A c^2 + m_a c^2$ – энергия покоя входного канала, $T_1 = T_A + T_a$ – кинетическая энергия входного канала, (обычно $T_A = 0$), $E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2$ – энергия покоя выходного канала, $T_2 = T_B + T_b$ – кинетическая энергия выходного канала.

Энергией ядерной реакции называется разность энергий покоя входного и выходного канала или (обратите внимание!) разность кинетических энергий выходного канала и входного канала

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1. \quad (1.57)$$

Если $Q > 0$, $E_{01} > E_{02}$, $T_1 < T_2$ то ядерная реакция *экзоэнергетическая*, происходит с выделением энергии, кинетическая энергия налетающей частицы может быть любая.

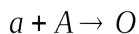
Если $Q < 0$, $E_{01} < E_{02}$, $T_1 > T_2$ то ядерная реакция *эндоэнергетическая*, идет с поглощением энергии. Реакция происходит только при кинетической энергии налетающей частицы выше порогового значения.

Если $Q = 0$, $E_{01} = E_{02}$, $T_1 = T_2$, то это реакция упругого рассеяния.

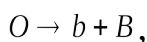
Энергетическая схема ядерной реакции

Рассмотрим ядерную реакцию, проходящую с образованием составного ядра. Как показал Н. Бор ядерная реакция идет в два этапа:

Из частицы a и ядра A , образуется составное ядро (компаунд-ядро) O существующее $\approx 10^{-14}$ сек.



Затем промежуточное ядро распадается на продукты реакции по схеме



при этом ядро O «забывает» о своем происхождении.

Закон сохранения импульса $\vec{p}_a = \vec{p}_O$, $\vec{p}_A = 0$ в лабораторной системе координат ядро A покоится.

Закон сохранения энергии

$$(M_A + m)c^2 + T_a = M_O^*c^2 + T_O. \quad (1.58)$$

Полагая $T_O = \frac{P_O^2}{2M_O^*} = \frac{m_a}{M_O^*} T_a$ и считая $M_O^* \approx m_a + M_A$ из (1.58) получаем

$$M_O^*c^2 = (M_A + m)c^2 + T_a \frac{M_A}{M_A + m_a}. \quad (1.59)$$

Энергетическая схема эндонергетической реакции с образованием составного ядра O может быть представлена в следующем виде см. рис.1.11.

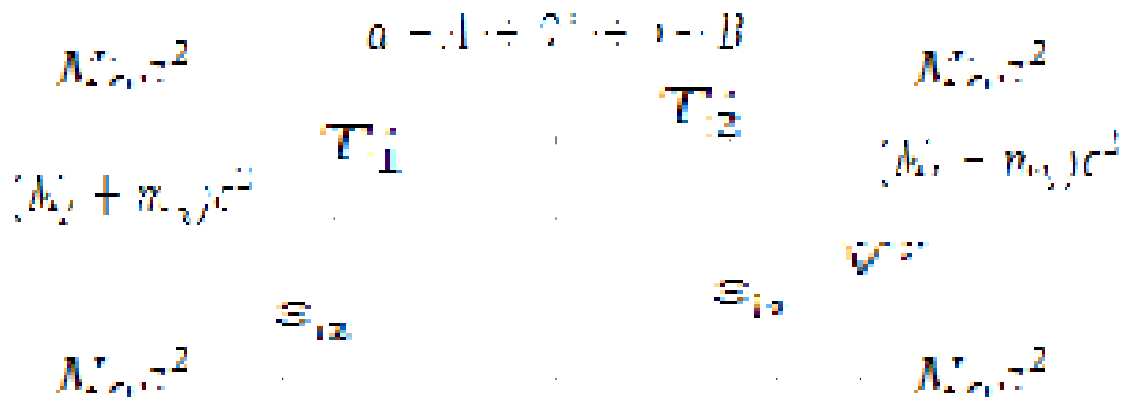


Рис.1.11. Энергетическая схема эндонергетической реакции. Широкой вертикальной стрелкой показан энергетический порог.

Здесь $M_O^* c^2$ – энергия покоя возбужденного ядра O^* ,

$M_O c^2$ – энергия покоя ядра O в основном состоянии,

$W = M_O^* c^2 - M_O c^2$ – энергия возбуждения промежуточного ядра O ,

$W = \varepsilon_a + T_1' = \varepsilon_b + T_2'$ – энергия возбуждения в системе центра масс (ядро O),

$\varepsilon_a = (M_A + m_a) c^2 - M_O c^2$ – энергия связи частицы a в ядре O ,

$\varepsilon_b = (M_B + m_b) c^2 - M_O c^2$ – энергия связи частицы b в ядре O ,

$T_1' = T_a \frac{M_A}{M_A + m_a}$ – кинетическая энергия частицы a в системе центра масс (ядро O),

$T_2' = T_b \frac{M_B}{M_B + m_b}$ – кинетическая энергия частицы b в системе центра масс (ядро O).

Из рис 1.11. видно, что энергия реакции меньше нуля

$$Q = T_2' - T_1' = \varepsilon_a - \varepsilon_b < 0.$$

Ядерная реакция еще возможна, когда $T_2' = 0$, тогда

$$|Q| = T_{1 \min}' = T_{a \min} \frac{M_A}{M_A + m_a}.$$

Откуда следует

$$T_{a \min} = \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right) |Q|, \quad (1.60)$$

где $T_{a \min}$ – минимальная кинетическая энергия, которой должна обладать частица a в лабораторной системе координат, чтобы эндонергетическая реакция произошла. Она называется *пороговой кинетической энергией*.

Энергетическая схема экзонергетической ядерной реакции показана на рис. 1.12. Из рис.1.12. видно, что энергия реакции больше нуля и энергетического порога нет:

$$Q = T_2' - T_1' = \varepsilon_a - \varepsilon_b > 0.$$

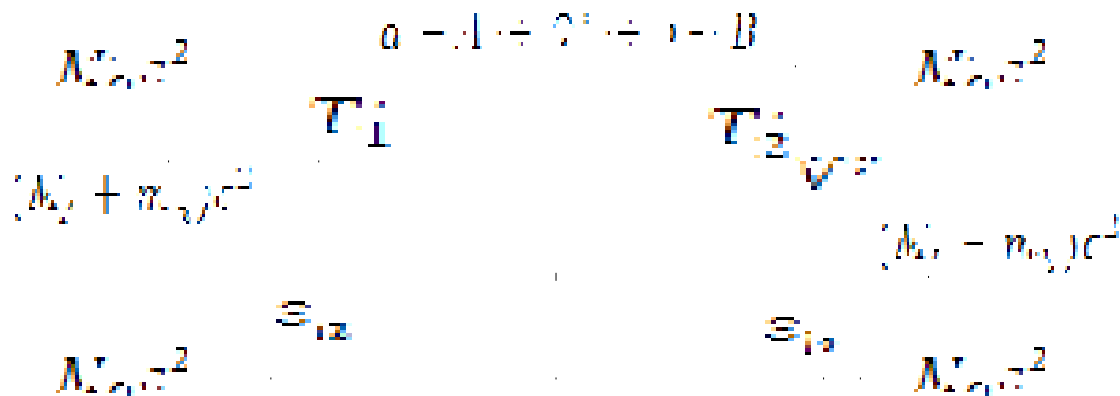


Рис. 1.12. Энергетическая схема экзонергетической реакции. Энергия реакции положительна. Порога нет.

Сечение и выход ядерной реакции

Сечение (эффективное сечение) – величина эффективной площади, характеризующая вероятность перехода системы двух сталкивающихся частиц, в результате их взаимодействия, в определенное конечное состояние. Сечение равно отношению числа dN таких переходов в единицу времени к плотности nv потока частиц, падающих на мишень.

$$d\sigma = \frac{dN}{nv} \quad (1.61)$$

где n (част/см³) – плотность частиц, v (см/сек) – скорость частиц.

Сечение имеет размерность площади 1барн = 10⁻²⁴ см² = 100 Фм².

Упругое (неупругое) рассеяние характеризуется *дифференциальным сечением рассеяния* $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, равным отношению числа упруго (неупруго) рассеянных частиц в единицу телесного угла, к потоку падающих частиц. Полное сечение рассеяния σ , это интеграл от дифференциального сечения рассеяния, взятый по полному телесному углу.

В случае упругого рассеяния классической частицы на абсолютно твердом шарике с радиусом R_0 дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega = R_0^2/4$, полное сечение рассеяния $\sigma = \pi R_0^2$.

В случае рассеяния квантовой частицы полное сечение $\sigma = 4\pi R_0^2$ (при длине волны де Бройля $\lambda = \hbar/p \gg R_0$) и $\sigma = 2\pi R_0^2$ (при обратном неравенстве $\lambda \ll R_0$).

Сечение ядерной реакции

Разделение ядерной реакции на два этапа – образование промежуточного ядра и его распад – позволяют считать *полное сечение реакции* $A + a \rightarrow O \rightarrow b + B$ в виде

$$\sigma = \sigma_a \cdot w_b, \quad (1.62)$$

где *эффективное сечение* образования промежуточного ядра O

$$\sigma_a = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) \pi \lambda^2 \cdot D_l \eta_l \quad (1.63)$$

$l = 0, 1, 2, 3, \dots$ – момент импульса налетающей частицы, D_l – вероятность прохождения через потенциальный барьер налетающей частицы, η_l – вероятность прилипания этой частицы к ядру мишени, которая определяется ядерным взаимодействием.

Вероятность распада промежуточного ядра с испусканием частицы по данному каналу

$$w_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad (1.64)$$

где Γ_b – *парциальная ширина* данного канала с образованием частицы b ,

$\Gamma = \Gamma_b + \Gamma_c + \Gamma_d + \dots$ – полная ширина всех выходных каналов с образованием частиц (b,c,d,...).

$\Gamma\tau = \hbar$ – соотношение неопределенностей для энергии и времени, τ – время жизни частицы на данном уровне энергии.

В общем случае, сечение σ ядерной реакции зависит от энергии налетающей частицы, типа ядерной реакции, углов вылета частиц и ориентации спинов частиц-продуктов реакции. Величина σ содержится в интервале $10^{-3} \div 10^{+3}$ барн.

Если радиус ядра R больше чем дебройлевская длина волны λ налетающей частицы ($R \gg \lambda = \hbar/p$), то максимальное сечение ядерной реакции определяется геометрическим сечением ядра $\sigma_{\max} = \pi R^2$.

В области малых энергий $\lambda \gg R$ сечение определяется длиной волны де Бройля $\sigma_{\max} \approx \pi \lambda^2$.

В промежуточной области $\lambda \sim R$ сечение $\sigma_{\max} = \pi (R + \lambda)^2$.

Выход ядерной реакции.

Выход ядерной реакции это отношение числа ν актов ядерной реакции к числу N_0 частиц упавших на 1 см^2 мишени. Для тонкой мишени

$$W = \frac{\nu}{N_0} = n \cdot \sigma, \quad (1.65)$$

n – концентрация ядер в мишени. σ – сечение реакции.

Для медленных заряженных частиц $W \sim 10^{-3} \div 10^{-6}$, для нейтронов и пи-мезонов $W \leq 1$.

Число ядерных взаимодействий $d\nu$, происходящих в тонком слое dx на расстоянии x от поверхности

$$d\nu = N(x)n\sigma(x)dx \approx N_0 n \sigma(x)dx.$$

Полное число ядерных взаимодействий в толстом слое вещества

$$\nu = N_0 n \int_0^R \sigma(x) dx = N_0 n \int_0^{T_0} \frac{\sigma(T)}{\left| \frac{dT}{dx} \right|} dT, \quad (1.66)$$

где R – пробег частицы в веществе.

Выход ядерной реакции связан с сечением реакции σ и удельными ионизационными потерями

$$W = \frac{v}{N_0} = n \int_0^T \frac{\sigma(T)}{\left| \frac{dT}{dx} \right|} dT. \quad (1.67)$$

Ядерные реакции под действием заряженных частиц

Взаимодействие заряженных частиц с положительно заряженным ядром является электромагнитным. Мы не будем рассматривать взаимодействие электронов с ядром, отметим только, что в этом случае нет кулоновского барьера. Для налетающих протонов и альфа-частиц препятствием для ядерной реакции служит кулоновский барьер ядра. Когда кинетическая энергия налетающей α -частицы меньше высоты барьера, существует вероятность проникновения α -частицы в ядро за счет туннельного эффекта. Если орбитальное число $l \neq 0$, тогда возникает дополнительный центробежный барьер. Формулы для потенциального барьера, центробежного барьера, коэффициент прозрачности для потенциального барьера приведены при рассмотрении α -распада.

Заряженные частицы с энергией около 10 МэВ при движении в веществе теряют свою энергию на ионизацию атомов среды, т.е. на взаимодействие с электронами и только одна частица из тысячи взаимодействует с ядром вызывая ядерную реакцию. Это происходит по тому, что суммарное сечение ионизации примерно в 10^3 раз больше сечения ядерного взаимодействия ($\sigma_{\Sigma} \approx 10^{-21} \text{ см}^2 \gg \sigma_{\text{я}} \approx 10^{-24} \text{ см}^2$). Электроны как бы «прикрывают» ядра от налетающих заряженных частиц.

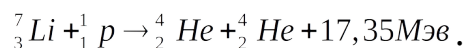
Реакции под действием α -частиц:

В реакции ${}^4_2\text{He} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$ был открыт протон (1919 г. Э. Резерфорд).

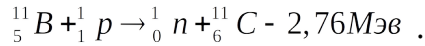
В реакции ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$ Чедвик открыл нейтрон в 1932 г.

Реакции под действием протонов:

Реакции типа (p, α) протон делит ядро лития пополам

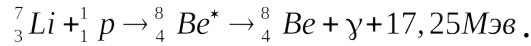


Реакции типа (p, n) всегда эндонергетические

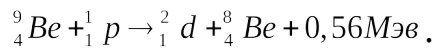


Реакции типа (p, p) упругого и неупругого рассеяния протонов на ядре.

Реакции типа (p, γ)



Реакции типа (p, d) встречаются редко, т.к. для образования дейтрона нужна энергия 2,22 МэВ



Ядерные реакции под действием γ -квантов (фотоядерные реакции)

Фотоядерные реакции – ядерные реакции, происходящие под действием γ -квантов при участии электромагнитного взаимодействия. К ним относятся ядерный фотоэффект, прямое вырывание протонов γ -квантами, гигантские резонансы.

Ядерный фотоэффект – это процесс поглощения ядром γ -кванта и вылета из ядра нуклонов или α -частиц. Условие осуществления ядерного фотоэффекта: энергия γ -кванта больше энергии связи вылетающей частицы. Впервые Чедвик и Гольхабер наблюдали фоторасщепление дейтрона в 1934 г. в реакции $\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^1_0\text{n}$ при условии

$$E_\gamma = 2,62\text{МэВ} > E_{\text{св}}({}^2_1\text{H}) = 2,22\text{МэВ}.$$

Прямое вырывание протонов γ -квантами важно для реакций на тяжелых ядрах, когда велик барьер препятствующий вылету малоэнергетических протонов испарения. Энергия γ -кванта поглощается одним из протонов и не распределяется между остальными нуклонами.

Гигантский резонанс E1 возбуждается при взаимодействии γ -квантов с энергией 10÷25 МэВ с ядром, когда длина волны γ -кванта много больше размеров ядра. В этом случае полное сечение поглощения γ -квантов различными ядрами в зависимости от энергии E_γ имеет максимум. В реакции $\gamma + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{12}_6\text{C}^* \rightarrow {}^{11}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$, $E_{\gamma\text{рез}} = 22,4\text{ МэВ}$, ширина резонанса $\Gamma = 2,8\text{ МэВ}$.

Основным механизмом является поглощение γ -кванта одним нуклоном, приводящим к возбуждению собственных дипольных колебаний всех протонов относительно всех нейтронов ядра. Процесс дипольных колебаний завершается в основном вылетом нуклонов.

Прямые ядерные реакции

Прямые ядерные реакции – процессы, в которых частица-снаряд передает свою энергию и импульс одному ядерному нуклону или небольшой группе нуклонов. Прямые ядерные реакции отличаются от реакций, идущих через образование составного ядра. Распределение частиц по энергиям не максвелловское. Число частиц с большими энергиями велико. Угловое распределение продуктов реакции в системе центра инерции, в основном, в направлении налетающих частиц. Имеют место реакции выбивания сложных частиц из ядер.

Прямые ядерные реакции вызываются любыми частицами во всем диапазоне от 1 МэВ до нескольких ГэВ. Реакции происходят на периферии ядра, где плотность нуклонов меньше, чем в центре ядра и вероятность нуклонам покинуть ядро значительна. Толщина периферийного слоя ~ 1 Фм, радиус тяжелых ядер ~ 10 Фм. Относительная вероятность прямых ядерных реакций $\sim 10\%$.

В *реакции дейтронного срыва* налетающий дейтрон виртуально распадается на нейтрон и протон. Нейтрон захватывается ядром мишени, а протон летит дальше один. Пример: ${}^2_1\text{H} + {}^{209}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{83}\text{Bi} + p$.

В *реакции подхвата* налетающий протон касается ядра, и вырывает из него нейтрон, образуя дейтрон, который движется по направлению пучка протонов.

1.4.2. Свойства нейтрона, классификация нейтронов. Ядерные реакции под действием нейтронов. Формулы Брейта-Вигнера для сечения

радиационного захвата нейтрона и упругого рассеяния нейтрона. Закон «1/v».

Нейтрон (лат. neuter – ни тот, ни другой) – элементарная частица ${}_0^1n$ с нулевым электрическим зарядом и массой немного больше массы протона. Масса нейтрона $m_n=939,5731(27)$ МэВ/ c^2 =1,008664967 а.е.м. =1,675 10^{-27} кг. Электрический заряд =0. Спин =1/2, нейтрон подчиняется статистике Ферми. Внутренняя четность положительна. Изотопический спин $T=1/2$. Третья проекция изоспина $T_3 = -1/2$. Магнитный момент $\mu_n = -1,9130 \mu_B$. Энергия покоя $E_0 = m_n c^2 = 939,5$ МэВ. Свободный нейтрон распадается с периодом полураспада $T_{1/2} = 11$ мин по каналу ${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + {}_{-1}^0e^- + \tilde{\nu}_e$ за счет слабого взаимодействия. В связанном состоянии (в ядре) нейтрон живет вечно. «Исключительное положение нейтрона в ядерной физике подобно положению электрона в электронике». Благодаря отсутствию электрического заряда нейтрон любой энергии легко проникает в ядро и вызывает разнообразные ядерные превращения.

Примерная классификация нейтронов по энергиям приведена в табл.1.3

Таблица 1.3

	Название	Область энергии (эВ)	Средняя энергия E (эВ)	Скорость см/сек	Длина волны λ (см)	Температура T (°K)
1	ультрахолодные	$<3 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}	$5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-3}
2	холодные	$5 \cdot 10^{-3} \div 10^{-7}$	10^{-3}	$4,37 \cdot 10^4$	$9,04 \cdot 10^{-8}$	11,6
3	тепловые	$5 \cdot 10^{-3} \div 0,5$	0,0252	$2,198 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^{-8}$	293
4	резонансные	$0,5 \div 50$	1,0	$1,38 \cdot 10^6$	$2,86 \cdot 10^{-9}$	$1,16 \cdot 10^4$
5	медленные	$50 \div 500$	100	$1,38 \cdot 10^7$	$2,86 \cdot 10^{-10}$	$1,16 \cdot 10^6$
6	промежуточные	$500 \div 10^5$	10^4	$1,38 \cdot 10^8$	$2,86 \cdot 10^{-11}$	$1,16 \cdot 10^8$
7	быстрые	$10^5 \div 10^7$	$10^6 = 1 \text{ МэВ}$	$1,38 \cdot 10^9$	$2,86 \cdot 10^{-12}$	$1,16 \cdot 10^{10}$
8	Высокоэнергет.	$10^7 \div 10^9$	10^8	$1,28 \cdot 10^{10}$	$2,79 \cdot 10^{-13}$	$1,16 \cdot 10^{12}$
9	релятивистские	$>10^9 = 1 \text{ ГэВ}$	10^{10}	$2,99 \cdot 10^{10}$	$1,14 \cdot 10^{-14}$	$1,16 \cdot 10^{14}$

Реакции под действием нейтронов многочисленны: (n,γ) , (n,p) , (n,n') , (n,α) , $(n,2n)$, (n,f) .

Реакции радиационного захвата (n,γ) нейтрона с последующим испусканием γ -кванта идут на медленных нейтронах с энергией от $0 \div 500$ кэВ.

Пример: $^{115}_{47}\text{Cd} + ^1_0n \rightarrow ^{116}_{47}\text{Cd} + \gamma + 0,04 \text{ МэВ}$.

Упругое рассеяние нейтронов (n, n) широко используется для регистрации быстрых нейтронов методом ядер отдачи в трековых методах и для замедления нейтронов.

При неупругом рассеянии нейтронов (n,n') происходит захват нейтрона с образованием составного ядра, которое распадается, выбрасывая нейтрон с энергией меньшей, чем имел первоначальный нейтрон. Неупругое рассеяние нейтронов возможно, если энергия нейтрона в $\frac{A+1}{A}$ раз превышает энергию первого возбужденного состояния ядра мишени. Неупругое рассеяние – пороговый процесс.

Нейтронная реакция с образованием протонов (n,p) происходит под действием быстрых нейтронов с энергиями $0,5 \div 10$ МэВ. Наиболее важными являются реакции получения изотопа трития из гелия



и регистрация нейтронов методом фотоэмульсий:



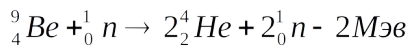
Нейтронные реакции (n,α) с образованием α -частиц эффективно протекают на нейтронах с энергией $0,5 \div 10$ МэВ. Иногда реакции идут на тепловых нейтронах: реакция выработки трития в термоядерных устройствах:



реакция косвенной регистрации тепловых нейтронов по α -частицам:



Нейтронные реакции $(n,2n)$ с образованием двух нейтронов возможны, если энергия нейтрона на несколько МэВ превышает порог реакции $(n,2n)$. Например, на быстрых нейтронах с энергией > 10 МэВ возможна реакция:



Нейтронные реакции деления (n,f) ядер тория, урана, плутония будут рассмотрены отдельно.

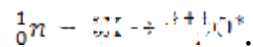
Формулы Брейта-Вигнера

Ядерные реакции под действием нейтрона протекают в два этапа (Н. Бор 1936 г.): 1. Образование составного ядра O^* в квазистационарном состоянии с энергией возбуждения

$$W^* = \varepsilon_n + T_n - \frac{A}{A+1} T_n = \varepsilon_n + T', \quad (1.68)$$

где ε_n – энергия связи нейтрона в ядре O^* , T' – кинетическая энергия нейтрона в системе центра инерции (ядро O^*).

Входной канал реакции



2. Распад промежуточного ядра после длительного времени жизни

$\tau \sim 10^{-14}$ сек происходит по каналу радиационного захвата нейтрона (n,γ) или по каналу неупругого рассеяния (n,n') . Другие каналы для простоты здесь мы рассматривать не будем. Вероятность распада составного ядра

$$w = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar} = w_n + w_\gamma \quad (1.69)$$

$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ – полная ширина уровня составного ядра, Γ_n – нейтронная ширина уровня, Γ_γ – радиационная ширина уровня,

$w_n = \frac{\Gamma_n}{\hbar}$ – парциальная вероятность распада по нейтронному каналу,

$w_n = \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma}$ – относительная вероятность распада по нейтронному каналу,

$w = w_n + w_\gamma$ – полная относительная вероятность распада составного ядра.

Спектр уровней энергии составного ядра остается дискретным, если энергия возбуждения ядра немного превышает энергию присоединения нейтрона $W > \varepsilon_n \approx 8$ МэВ. В этом случае расстояние между уровнями составного ядра $\Delta \sim 1$ эВ $\gg \Gamma \approx 0,1$ эВ больше ширины уровней этого ядра, т.е. уровни не перекрываются.

Если энергия налетающего нейтрона в системе центра инерции близка к энергии одного из уровней составного ядра, то вероятность образования составного ядра становится особенно большой. Сечение ядерной реакции резко возрастает, образуя резонансный максимум. Резонансные энергии соответствуют квазидискретным уровням составной системы.

Вероятность p нахождения составного ядра с энергией W около квазистационарного уровня W_0 определяется дисперсионным соотношением, (математической функцией «лоренцианом»)

$$p(W) \approx \frac{\Gamma}{(W - W_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (1.70)$$

Поскольку кинетическая энергия нейтрона связана с энергией возбуждения составного ядра формулой (1.68), можно заменить

$$(W - W_0)^2 = (T' - T_0')^2.$$

Сечение реакции под действием нейтрона равно сечению σ^* образования составного ядра, умноженному на относительную вероятность η распада ядра по данному каналу.

Сечение радиационного захвата:

$$\sigma_{n\gamma}(n, \gamma) = \sigma^* \eta_\gamma \quad (1.71)$$

Сечение неупругого рассеяния:

$$\sigma_{nn}(n, n') = \sigma^* \eta_n. \quad (1.72)$$

Сечение σ^* образования составного ядра равно геометрическому сечению S_l , умноженному на коэффициент прилипания ξ_l

$$\sigma^* = \sum_{l=0}^{l_{\max}} S_l \xi_l \quad (1.73)$$

Геометрическое сечение S_l равно доле всех частиц с орбитальным моментом l , летящих на ядро. Это площадь кольца со средним радиусом ρ_l с центром в ядре. Расстояние, на котором нейтрон пролетает около ядра $\rho_l = \lambda \sqrt{l(l+1)}$, где $\lambda = \hbar / p$ – длина волны де Бройля. Тогда сечение

$$S_l = \frac{1}{2} \pi (\rho_{l+1}^2 - \rho_l^2) = (2l+1) \pi \lambda^2. \quad (1.74)$$

Если энергия налетающих нейтронов меньше 10 кэВ, то длина волны велика по сравнению с размерами ядра ($\lambda \gg R$), $l_{\max} = 0$, $S_l = S_0 = \pi \lambda^2$.

Полагая коэффициент прилипания пропорциональным $p(W)$, а также нейтронной ширине уровня, получаем $\xi_0 \sim p(W) \Gamma_n$. Учет спинов, сталкивающегося нейтрона s , ядра мишени I и составного ядра J , приводит к появлению дополнительного множителя порядка единицы

$$g = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \quad (1.75)$$

в сечениях реакций, и, следовательно,

$$\sigma^* \propto g S_0 P \Gamma_n. \quad (1.76)$$

Подставляя (1.73 – 1.76) в (1.71) и (1.72), окончательно получаем формулы Брейта-Вигнера для сечения радиационного захвата нейтрона (n, γ)

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma^* \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \cdot \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (1.77)$$

и для сечения неупругого резонансного рассеяния нейтрона (n, n')

$$\sigma(n, n') = \sigma^* \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \cdot \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (1.78)$$

Здесь g – спиновой множитель, T – кинетическая энергия нейтрона, T_0 – энергия нейтрона, при которой наступает резонанс, т.е. кинетическая энергия нейтрона, соответствующая энергии W_0 изолированного уровня составного ядра O^* .

В формулах (1.77, 1.78) первый сомножитель – спиновой, второй сомножитель – геометрическое сечение, третий сомножитель – резонансный. Формула (1.78) справедлива также для сечения резонансного упругого рассеяния нейтронов $\sigma(n,n)$ на ядре. Для медленных нейтронов процесс радиационного захвата нейтрона преобладает над упругим резонансным рассеянием.

Следствие 1. Из формулы (1.77) следует, что вдали от резонанса $T \ll T_0$ сечение радиационного захвата растет с уменьшением скорости нейтрона («закон $1/v$ »)

$$\sigma(n,\gamma) \sim 1/v. \quad (1.79)$$

Действительно, пусть $T \ll T_0$, $g \sim 1$, тогда $T - T_0 \ll 1$, $\lambda^2 \sim 1/(mv)^2$, $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma \approx \Gamma_\gamma$, $\Gamma_n \sim 1/\lambda \sim v$

$$\sigma(n,\gamma) \sim \frac{1}{v^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{0 + \Gamma_\gamma^2} \sim \frac{1}{v}.$$

Следствие 2. Без учета спинового множителя, при $T = T_0$ и $\Gamma \approx \Gamma_\gamma$, максимальное сечение

$$\sigma_0(n,\gamma) = \sigma(T_0) = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n(T_0) \Gamma_\gamma}{\Gamma^2/4} = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n(T_0)}{\Gamma}. \quad (1.80)$$

Подставляя его в (1.77), получаем

$$\sigma(n,\gamma) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(T - T_0)^2 + \Gamma^2/4} \sqrt{\frac{T_0}{T}}. \quad (1.81)$$

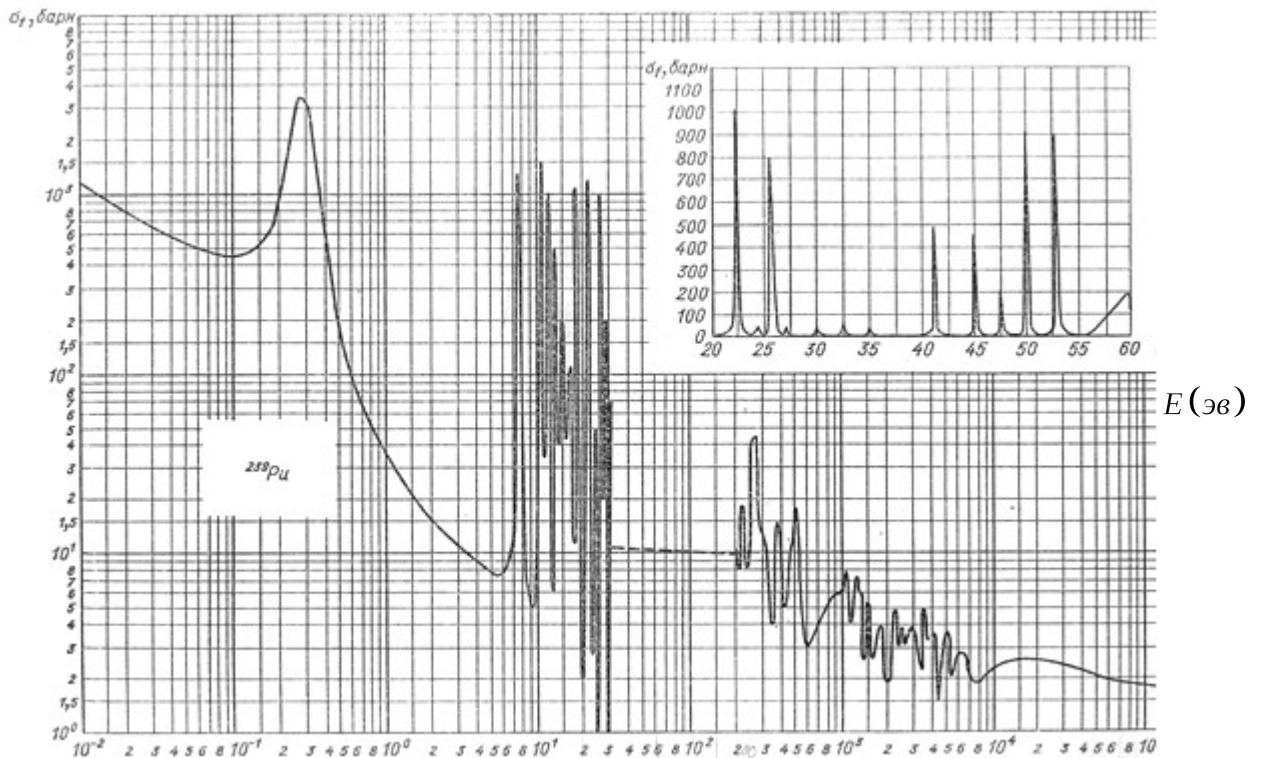


Рис.1.13. Сечение поглощения σ_f для плутония-239 в зависимости от энергии нейтрона E , эВ

В интервале низких энергий ($10^{-2} - 10^{-1}$ эВ) сечение пропорционально скорости («закон $1/v$ »). В двойном логарифмическом масштабе сечение поглощения линейно меняется с изменением энергии нейтронов.

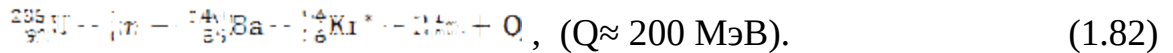
При значении 3 эВ появляется первый отдельный резонанс и последовательность резонансных пиков соответствующих дискретным уровням составного ядра.

1.4.3. Реакции деления тяжелых ядер. Механизм деления ядра и энергия активации. Состав продуктов деления ядра и энергия деления. Элементарная теория деления

Деление ядер – ядерная реакция, при которой образуется два (реже три) ядра-осколка. Процесс сопровождается вылетом вторичных нейтронов, квантов и выделением значительного количества энергии.

Историческая справка. В 1938 г. в Германии О. Ганн и Ф. Штрассман точным радиохимическим анализом показали, что при облучении урана

нейтронами в нем образуется элемент барий, который находится в середине таблицы Менделеева. Реакция имела вид



Существует более 30 выходных каналов деления урана-235. Ф.Жолио-Кюри с сотрудниками во Франции и Э.Ферми с сотрудниками в Италии обнаружили испускание нескольких нейтронов в выходном канале. О. Фриш и Л. Мейтнер в Германии отметили громадную величину энергии, выделяющуюся при делении. Это послужило выдвижению идеи о самоподдерживающейся ядерной реакции деления. В 1940 г. К.А. Петржак и Г.Н. Флеров в России открыли спонтанное деление ядер. Основой современной ядерной энергетики служит деление ядер урана ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$ и плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ под действием нейтронов. Ядерная эра началась с 1938 г.

Деление ядер может происходить также под действием протонов, γ -квантов, α -частиц и др. Вынужденное деление возбужденного ядра нейтроном (n, f) конкурирует с другими процессами: с радиационным захватом нейтрона (n, γ), т.е. испусканием γ -кванта и рассеянием нейтрона на ядре (n, n).

Вероятность деления ядра определяется отношением сечения деления σ_f ядра к полному сечению захвата нейтрона.

Изотопы ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ делятся нейтронами всех энергий, начиная с нуля. В ходе сечений деления этих изотопов появляются резонансы, соответствующие уровням энергии делящегося ядра (см. рис. 1.13).

Механизм деления ядра и энергия активации

Процесс деления ядра объясняется как деление однородной заряженной жидкой капли под действием кулоновских сил (Френкель Я.М., Бор Н., Уиллер, 1939). Чтобы разделиться, ядро должно приобрести определенную критическую энергию, называемую энергией активации. После захвата нейтрона образуется составное возбужденное ядро. Возбужденное ядро

начинает колебаться. Объем ядра не меняется (ядерная материя практически несжимаема), но поверхность ядра увеличивается. Поверхностная энергия возрастает, следовательно, силы поверхностного натяжения стремятся вернуть ядро в исходное состояние. Кулоновская энергия уменьшается по абсолютной величине за счет увеличения среднего расстояния между протонами. Кулоновские силы стремятся разорвать ядро. Ядро из сферической формы переходит в эллипсоидальную, затем происходит квадрупольная деформация ядра, образуется перетяжка, ядро превращается в гантель, которая рвется, образуя два осколка, и «брызги» – пару нейтронов.

Характеристикой способности ядра к делению является отношение кулоновской энергии к поверхностной энергии, взятых из полуэмпирической формулы для энергии связи ядра

$$\frac{a_c Z^2}{A^{1/3}} \cdot \frac{1}{a_s A^{2/3}} = \frac{a_c}{a_s} \cdot \frac{Z^2}{A}, \quad (1.83)$$

где Z^2/A – параметр делимости.

Ядра с параметром делимости >17 могут делиться, с критическим параметром делимости $(Z^2/A)_{кр} = 45$ сразу делятся (условие спонтанного деления ядер). Чтобы ядро могло разделиться, оно должно преодолеть энергетический барьер, называемый барьером деления. Эту энергию в случае вынужденного деления ядро получает при захвате нейтрона.

Состав продуктов деления

Осколки деления. Основным типом деления ядра является деление на два осколка. Осколки делятся по массе ассиметрично в соотношении два к трем. Выход продуктов деления определяется как отношение числа делений, дающих осколок с данным A к полному числу делений. Поскольку в каждом акте деления получается два ядра, полный выход на одно деление для всех массовых чисел составляет 200%. Распределение масс осколков при делении ядра показано на рис. 1.14. На рисунке изображена типичная двугорбая кривая распределения полного выхода деления $^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами.

Импульсы осколков равны и противоположны по знаку. Скорости осколков достигают $\sim 10^7$ м/с.

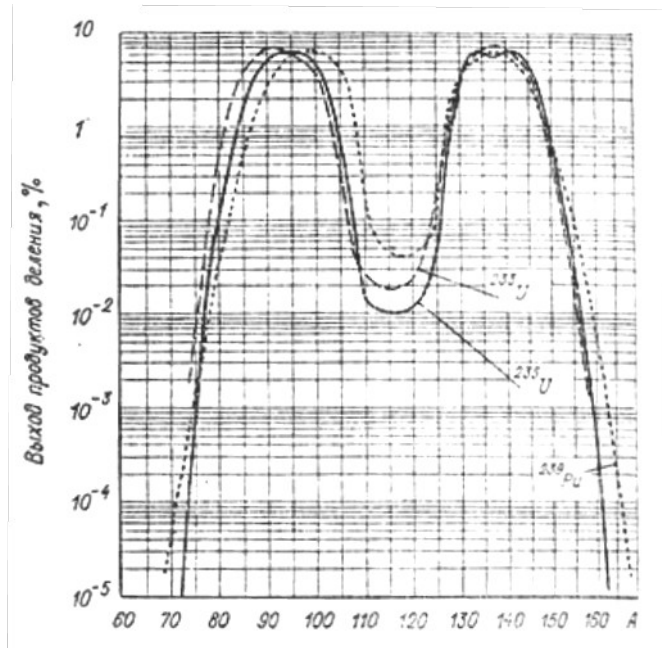


Рис.1.14. Зависимость выходов продуктов деления урана-235 и плутония-239 под действием тепловых нейтронов от массового числа A .

Нейтроны деления. В момент образования осколки первоначального ядра сильно деформированы. Избыток потенциальной энергии деформации переходит в энергию возбуждения осколков. Осколки деления имеют большой заряд и переобогащены нейтронами, как исходное ядро. Они переходят в стабильные ядра, выбрасывая вторичные нейтроны и γ -кванты. Возбуждение ядер осколков снимается «испарением» нейтронов.

Мгновенными нейтронами деления называются нейтроны, испускаемые возбужденными осколками за время, меньшее $4 \cdot 10^{-14}$ сек. Они испаряются из осколков изотропно.

В лабораторной системе координат (л.с.к.) энергетический спектр нейтронов деления хорошо описывается максвелловским распределением

$$N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}\theta^3} \sqrt{E} \exp\left\{-\frac{E}{\theta}\right\}, \quad (1.84)$$

где E – энергия нейтрона в л.с.к., θ – параметр, $\bar{E} = \frac{3}{2}\theta$ – средняя энергия спектра.

Число ν вторичных нейтронов на 1 акт деления тепловыми нейтронами составляет для урана-235 $\nu = 2,43$, плутония-239 $\nu = 2,89$. (например, одновременно на 100 актов деления $^{235}_{92}\text{U}$ образуется 289 вторичных нейтронов).

Излучение γ -квантов. После «испарения» нейтронов из осколков у них остается энергия возбуждения, которая уносится мгновенными γ -квантами. Процесс излучения γ -квантов происходит за время $\sim 10^{-14}$ с вслед за испусканием нейтронов. Полная эффективная энергия излучения на 1 деление $E_{\text{полн}} = 7,5$ МэВ. Средняя энергия мгновенных γ -квантов $\bar{E}_{\gamma} = 0,9$ МэВ. Среднее число γ -квантов на 1 деление $\bar{N}_{\gamma} = 8,3$.

Запаздывающие нейтроны – нейтроны, появляющиеся после деления исходных ядер (от 10^{-2} сек до 10^2 сек). Количество запаздывающих нейтронов $< 1\%$ от полного количества нейтронов деления. Механизм испускания связан с β -распадом осколков деления вида $^{81}_{34}\text{Br}$, $^{137}_{54}\text{I}$, у которых энергия β -распада больше энергии связи нейтрона. В этом случае существует запрет β -перехода в основное состояние и малая энергия отделения нейтрона. Энергия возбуждения ядра больше энергии связи нейтрона. Нейтрон вылетает мгновенно после образования возбужденного ядра из ядра-осколка в результате его β -распада. Однако по времени это происходит только после периода полураспада ядра-осколка.

Распределение энергии на 1 акт деления тяжелого ядра $^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами показано в табл. 1.4 [20]

1	Кинетическая энергия легкого осколка	$T_{\text{оск л}}$	МэВ	67
2	Кинетическая энергия тяжелого осколка	$T_{\text{оск т}}$	МэВ	98
3	Кинетическая энергия нейтронов деления	E_n	МэВ	4,9
4	Энергия мгновенных γ -квантов	$E_{\gamma \text{ м}}$	МэВ	7,8
5	Энергия β -частиц продуктов деления	E_β	МэВ	9
6	Энергия γ -излучения продуктов деления	$E_{\gamma \text{ пр}}$	МэВ	7,2
7	Энергия антинейтрино продуктов деления	E_ν	МэВ	10
8	Энергия γ -излучения вследствие захвата нейтрона $E_{\gamma n}$		МэВ	7÷10
9	Суммарная энергия выделяемая при делении ядра Q_Σ		МэВ	214
10	Полная тепловая энергия (без антинейтрино) Q_T		МэВ	204

$$Q_T = T_{\text{оск л}} + T_{\text{оск т}} + E_n + E_{\gamma \text{ м}} + E_\beta + E_{\gamma \text{ пр}} + E_\nu = 204 \text{ МэВ}$$

Уносимая антинейтрино энергия не выделяется в виде тепловой энергии, поэтому на 1 акт деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$ тепловым нейтроном приходится ~ 200 МэВ. При тепловой мощности в 1 Вт происходит $3,1 \cdot 10^{10}$ делений/сек. В химических реакциях на один атом приходится энергия ~ 1 эВ.

Элементарная теория деления

Предположим, что в процессе деления $^A_Z X$ сохраняется массовое число A и заряд Z . Это значит, что мы учитываем только осколки:

$$A_1 + A_2 = A, \quad Z_1 + Z_2 = Z,$$

ядро делится в соотношении 2 к 3:

$$A_1 / A_2 = Z_1 / Z_2 = 2/3.$$

Энергия реакции равна энергии осколков $Q = T_{\text{оск}}$

$$Q = c^2[M - (M_1 + M_2)],$$

$$Q = E_{\text{св}1} + E_{\text{св}2} - E_{\text{св}}, \quad (1.85)$$

где $E_{\text{св}}$ – полная энергия связи ядра относительно всех составляющих его нуклонов

$$E_{\text{св}} = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_t \frac{(A2^{-1} - Z)^2}{A} + a_p \delta A^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.86)$$

аналогично $E_{св1}$, $E_{св2}$ – энергии связи первого ${}^{A_1}_{Z_1}Y$ и второго ${}^{A_2}_{Z_2}Y$ осколков.

Подставляя (1.86) и обе формулы для $E_{св1}$, $E_{св2}$ в (1.85) и пренебрегая последним слагаемым, получаем

$$T_{ock} = a_s A^{2/3} - a_s \left(\frac{2A}{5} \right)^{2/3} - a_s \left(\frac{3A}{5} \right)^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_c \frac{(2Z/5)^2}{(2A/5)^{1/3}} - a_c \frac{(3Z/5)^2}{(3A/5)^{1/3}}$$

$$T_{ock} = -0,25a_s A^{2/3} + 0,36a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}. \quad (1.87)$$

Полагая согласно (1.15) $a_s = 17,23$ МэВ, $a_c = 0,697$ МэВ для урана ${}^{235}_{92}U$ получаем кинетическую энергию осколков $T_{ock} \approx 178$ МэВ, что превышает всего на 10 МэВ табличное значение.

1.4.4. Цепные реакции деления ядер урана. Формула для размножения в цепной реакции. Коэффициенты размножения. Формула четырех сомножителей

Ядерные цепные реакции деления тяжелых ядер нейтронами – это ядерные реакции, в которых число нейтронов возрастает и возникает самоподдерживающийся процесс деления ядер вещества. Химические и ядерные разветвленные цепные реакции всегда экзотермические. Цепная реакция деления осуществима практически на трех изотопах ${}^{235}_{92}U$, ${}^{239}_{94}Pu$ и ${}^{241}_{94}Pu$ и возможна только потому, что при делении ядра первичным нейтроном вылетает больше двух вторичных нейтронов в выходном канале.

Коэффициент размножения K – основная характеристика развития ядерной цепной реакции.

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}}, \quad (1.88)$$

где N_i – число нейтронов, возникших в i -поколение, N_{i-1} – число нейтронов, возникших в $(i-1)$ -поколение.

Теория цепных ядерных реакций была создана Я.Б. Зельдовичем и Ю.Б. Харитоном в 1939 г. по аналогии с теорией химических цепных реакций Н.Н. Семенова (1934). Самоподдерживающаяся ядерная цепная реакция

возможна, когда $K > 1$ – реакция надкритическая, $K = 1$ – реакция критическая. Если $K < 1$ – реакция подкритическая, она затухает.

Формула для размножения нейтронов в цепной реакции

Если в начале реакции имеется n нейтронов, тогда за одно поколение их число станет

$$n(K - 1), \text{ т.е. } dn = n(K - 1).$$

Скорость роста числа нейтронов

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(K - 1)}{\tau},$$

где τ – среднее время жизни одного поколения нейтронов

Если разделим переменные и проинтегрируем, то получим

$$\int_{n_0}^n \frac{dn}{n} = \ln \frac{n}{n_0} = \frac{K - 1}{\tau} \int_0^t dt = \frac{K - 1}{\tau} t,$$

используя формулу $\exp\left(\ln \frac{n}{n_0}\right) = \frac{n}{n_0}$, получаем окончательно, что число

нейтронов возрастает со временем t по экспоненте с положительным показателем

$$n(t) = n_0 \exp \left\{ + \frac{K - 1}{\tau} t \right\}, \quad (1.89)$$

здесь $\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3$,

τ_1 – время деления ядра, τ_2 – время вылета нейтрона из ядра, τ_3 – время перемещения до следующего ядра.

Для запаздывающих нейтронов $\tau \approx 14,4$ сек, для тепловых нейтронов $\tau = 10^{-3}$ сек, для медленных $\tau = 10^{-4} \div 10^{-5}$ сек, для быстрых $\tau = 10^{-7} \div 10^{-8}$ сек. Для получения цепной реакции взрывного типа процесс размножения необходимо вести на мгновенных ($\tau_1 + \tau_2 = 10^{-16}$ сек) и быстрых нейтронах. В управляемой ядерной реакции деления используются запаздывающие нейтроны и замедленные, до тепловых, нейтроны деления.

Пример: пусть $K = 1,005$, $\tau = 10^{-3}$ сек, тогда через $t = 1$ сек число нейтронов возрастет в $e^5 = 150$ раз.

Баланс нейтронов в цепной реакции. Нейтроны в системе уран + замедлитель участвуют в четырех главных процессах:

1. Чистая потеря нейтронов за счет вылета из системы (утечка нейтронов из активной зоны).
2. Радиационный(резонансный) захват нейтронов.
3. Захват нейтронов без деления («паразитный» захват нейтронов ядрами замедлителя, примесями, конструкционными материалами).
4. Захват нейтронов с делением ядер $^{235}_{92}\text{U}$ медленными нейтронами и с делением ядер $^{238}_{92}\text{U}$ быстрыми нейтронами.

Коэффициенты размножения . Формула четырех сомножителей

Пусть система уран + замедлитель имеет бесконечные размеры. Предположим, что, в момент рождения поколения нейтронов поглощается n тепловых нейтронов, каждый из которых образует $\nu=2,44$ вторичных нейтрона с энергией от 0,1 МэВ до 14 МэВ.

1. Пусть η – среднее число быстрых нейтронов деления, испущенных в результате захвата одного теплового нейтрона веществом ядерного горючего ($^{235}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$). Тогда при поглощении n тепловых нейтронов образуется $n\eta$ быстрых нейтронов.

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{\gamma} (^{235}_{92}\text{U}) + R \sigma_{\gamma} (^{238}_{92}\text{U})} = 1,33, \quad (1.90)$$

где $\sigma_f (^{235}_{92}\text{U}) = 582 \text{ барн}$ – сечение деления ядра урана $^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами.

$\sigma_{\gamma} (^{235}_{92}\text{U}) = 100 \text{ барн}$ -сечение радиационного захвата $(n, \gamma) ^{235}_{92}\text{U}$

$\sigma_{\gamma} (^{238}_{92}\text{U}) = 2,73 \text{ барн}$ -сечение радиационного захвата $(n, \gamma) ^{238}_{92}\text{U}$

R – концентрация урана-238 / концентрация урана-235. $R = 140$ для природного урана.

2. Небольшая доля быстрых нейтронов успевает разделить ядра ^{235}U , и среднее число быстрых нейтронов деления увеличивается в ϵ раз. ϵ – коэффициент размножения на быстрых нейтронах.

ϵ = полное число быстрых нейтронов деления от всех нейтронов/ число быстрых нейтронов, образованных при делении ядер тепловыми нейтронами. Следовательно, при захвате n тепловых нейтронов образуется $(n\eta\epsilon)$ – быстрых нейтронов. $\epsilon \approx 1,03$ для замедлителей в виде графита или тяжелой воды. Не все быстрые нейтроны замедляются до тепловых.

3. Пусть p – вероятность быстрому нейтрону избежать радиационного захвата.

p = число быстрых нейтронов, избежавших захвата при замедлении /общее число всех быстрых нейтронов.

До тепловой энергии замедлится число $(n\eta\epsilon p)$ нейтронов. Тепловые нейтроны диффундируют, пока их не поглотят ядра урана или замедлителя.

4. Пусть f – коэффициент теплового использования нейтронов (вероятность того, что нейтрон поглотится в уране). В гомогенной системе

$$f = \frac{\sigma_U r_U}{\sigma_U r_U + \sigma_Z r_Z}, \quad (1.91)$$

где σ_U – сечение поглощения ураном замедленных тепловых нейтронов, σ_Z – сечение поглощения замедлителем замедленных тепловых нейтронов, r_U – концентрация ядер урана, r_Z – концентрация ядер замедлителя.

Таким образом, число тепловых нейтронов, захваченных ядерным горючим, составляет $(n\eta\epsilon pf)$. Коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде (формула четырех сомножителей)

$$K_\infty = \frac{n\eta\epsilon pf}{n} = \eta\epsilon pf \quad (1.92)$$

Коэффициент размножения нейтронов в конечной среде

$$K_{эф} = K_\infty \theta, \quad (1.93)$$

где θ – полная вероятность того, что нейтрон избежит утечки из активной зоны.

Чтобы в конечной системе происходила стационарная ядерная цепная реакция, достаточно $K_{эф} = 1$. Этому соответствует *критический* (наименьший для протекания реакции) размер активной зоны. (Для чистого урана $^{235}_{92}\text{U}$ это шар радиусом 8,5 см и массой 47 кг). Поскольку вероятность нейтрону покинуть активную зону реакции $\theta < 1$, коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде всегда должен быть больше единицы $K_{\infty} > 1$.

Впервые управляемая ядерная цепная реакция была осуществлена Э.Ферми в Чикаго в 1942г. Ядерный реактор имел $\eta = 1,35$, $\epsilon \approx 1,03$, $\epsilon pf \approx 0,8$, $K_{\infty} = 1,08$, для $K_{эф} \geq 1$ необходимо $\theta \geq 0,93$, что соответствует размеру 5÷10 м. Ядерный реактор, построенный И.В. Курчатовым в Москве в 1946 г., имел аналогичные параметры.

1.4.5. Термоядерные реакции. Термоядерные реакции на Солнце и звездах. Водородный цикл. Углеродный цикл. Нуклеосинтез. Термоядерный взрыв. Управляемый термоядерный синтез

Термоядерные реакции – реакции слияния (синтеза) легких атомных ядер в более тяжелые, происходящие при очень высоких температурах (более 10^8 К). Термоядерные реакции – это процесс образования плотно упакованных ядер из более рыхлых легких ядер. Это экзоэнергетические реакции, идущие с выделением в продуктах реакции избыточной кинетической энергии, равной увеличению полной энергии связи.

Для всех реакций синтеза ядер необходимо сблизить реагирующие ядра на расстояние радиуса действия ядерных сил. Для этого следует преодолеть электростатический кулоновский барьер отталкивания ядер. На рис 1.15 показан график зависимости потенциальной энергии от расстояния между ядрами.

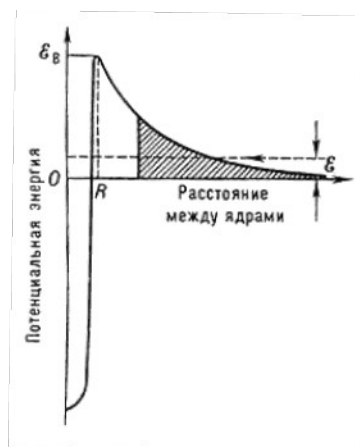


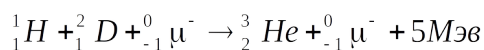
Рис. 1.15. Потенциальная энергия межядерного взаимодействия как функция расстояния между ядрами. Штриховкой показано «срезание» барьера отталкивания на боровском радиусе отрицательного мюона в кулоновском поле ядра

Чтобы преодолеть кулоновский барьер, необходима энергия сталкивающихся ядер $\sim 0,1$ МэВ. Механизмы преодоления кулоновского барьера следующие:

1. Бомбардировка ядер пучком дейтронов бесперспективна. Энергия дейтронов будет тратиться на ионизацию и возбуждение электронов в атомах мишени. Эффективное сечение взаимодействия дейтронов с электронами $\sigma_e \sim 10^{-16} \text{ см}^2$, а с ядрами $\sigma_{\text{я}} \sim 10^{-24} \text{ см}^2$ $\sigma_e \gg \sigma_{\text{я}}$.

2. Мюонный катализ (теоретически возможен, экспериментально не реализован). Кулоновское поле ядра можно экранировать мюоном μ^- («тяжелым электроном» с временем жизни $2,2 \cdot 10^{-6}$ сек) на боровской орбите.

Размер атома уменьшается в 212 раз, т.к. $\frac{m_{\mu}}{m_e} = 212$. Образуются мезомолекулярные ионы. DH_{μ} . Возможна реакция

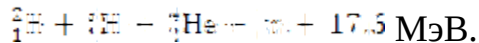


3. «Смятие» внешней широкой части потенциального кулоновского барьера показано штриховкой (на рис.1.15). Осуществляется силой тяготения, создающей колоссальное давление при плотности плазмы $\gg 10^4 \text{ г/см}^3$ в звездах.

4. При нагреве вещества до температуры ядер $T_{\text{я}} \sim 10^9 \text{ К}$, (1эВ соответствует 11 000 К, $0,1 \text{ МэВ} = 10^5 \text{ эВ} \sim 10^9 \text{ К}$). Вещество при таких температурах образует высокотемпературную плазму. Механизм реализован в земных условиях.

Примеры термоядерных реакций:

1. Реакция синтеза изотопов водорода дейтрона и тритона с образованием ядра гелия и нейтрона:



Сечение реакции $\sigma_{\text{max}} = 5$ барн. Энергия налетающего дейтрона $T_d = 0,1 \text{ МэВ}$. Энерговыведение на один нуклон в термоядерной реакции синтеза ($q_{\text{син}} = \frac{Q}{A} = \frac{17,6}{5} = 3,5 \text{ МэВ/нуклон}$) превышает выделение энергии на 1 нуклон в ядерной реакции деления урана-235 ($q_{\text{дел}} = 200/235 = 0,85 \text{ МэВ/нуклон}$), в 4 раза.

2. Реакция синтеза двух дейтронов:



1-й выходной канал: сечение реакции $\sigma_{\text{max}} = 0,09$ барн, $T_d = 1 \text{ МэВ}$.



2-й выходной канал: сечение реакции $\sigma_{\text{max}} = 0,16$ барн, $T_d = 2 \text{ МэВ}$.

Сечения термоядерных реакций при малых значениях энергий ($E < 200 \text{ кэВ}$) участвующих частиц оценивается по формуле Гамова

$$\sigma(E) = \frac{A}{E} \exp \left\{ -\frac{B}{\sqrt{E}} \right\},$$

где A и B постоянные.

Скорости термоядерных реакций

Термоядерные реакции происходят в результате парных столкновений между ядрами. Число столкновений в единице объема в единицу времени равно

$$N_{12} = n_1 n_2 \langle v \sigma(v) \rangle,$$

где n_1, n_2 – концентрации ядер двух сортов, v – относительная скорость сталкивающихся ядер.

Зависимость интенсивности термоядерных реакций от температуры определяется «скоростным» множителем $\langle v \sigma(v) \rangle \sim \exp(-\text{const} / T^{1/3})$.

Термоядерные реакции на Солнце и звездах

Термоядерные реакции в звездах являются основным источником энергии звезд и механизмом образования ядер химических элементов. Для нормальных звезд главным процессом является сгорание водорода и превращение его в гелий. Четыре протона через цепочку ядерных реакций превращаются в ядро гелия ${}^4_2\text{He}$, два позитрона и два нейтрино ($4 {}^1_1\text{p} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$) с выделением энергии $Q = 26,73$ МэВ. Этот результат получается в водородном цикле (p,p) и в углеродно-азотном цикле (C,N) см. табл. 1.5 и 1.6.

Параметры основных реакций водородного цикла

Таблица 1.5

	Реакция	Энерго- выделение Q (МэВ)	Ср. время реакции τ (лет)	Примечание
1	${}^1_1\text{p} + {}^1_1\text{p} \rightarrow {}^2_1\text{d} + e^+ + \nu_e$	0,420	$8,2 \cdot 10^9$	Сечение 10^{-23} барн канал слабого взаимодействия
2	$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	1,02		Аннигиляция
3	${}^2_1\text{d} + {}^2_1\text{d} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \nu_e$	5,494	$4,4 \cdot 10^{-8}$	
4	${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2 {}^1_1\text{p}$	12,85	$2,4 \cdot 10^5$	Конец 1 ветви 70%
4	${}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + \gamma$	1,587		Конец 2 ветви 30%
6	${}^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu_e$	0,862		
7	${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{p} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$	17,347		
8	${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{p} \rightarrow {}^8_3\text{Li} + \gamma$	0,134		

9	${}^8_3\text{B} - {}^8_4\text{Be}^* \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} + \gamma$	17,979		Конец
10	${}^8_4\text{Be}^* \rightarrow 2{}^4_2\text{He}$	0,094		3 ветви < 0,1%
	$4{}^1_1\text{H} \rightarrow 2{}^4_2\text{He} + 2\text{e}^+ + 2\nu_e$	26,73		Короткий цикл
	$16{}^1_1\text{H} \rightarrow 4{}^4_2\text{He}$	100,794		Полный цикл

Времена τ реакций рассчитаны для параметров состояния в центре Солнца $T = 16 \cdot 10^6$ К, плотность $\rho = 100$ г/см³ и постоянно уточняются.

Углеродно-азотный цикл – последовательность термоядерных реакций в звездах с участием катализаторов, приводящая к образованию гелия из водорода.

Параметры основных реакций углеродного цикла Таблица 1.6

Реакция	Энерго- выделение МэВ	Ср. время реакции τ лет
${}^1_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_6\text{N} + \gamma$	1,94	$3,6 \cdot 10^2$
${}^{13}_6\text{N} \rightarrow {}^{13}_7\text{O} + \text{e}^+ + \nu_e$	2,22	$2,7 \cdot 10^{-5}$
${}^1_1\text{H} + {}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,55	$1,0 \cdot 10^2$
${}^{14}_7\text{N} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	7,29	$2,5 \cdot 10^4$
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + \text{e}^+ + \nu_e$	2,76	$5,6 \cdot 10^{-6}$
${}^{15}_7\text{N} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + {}^4_2\text{He}$	4,97	$1,1 \cdot 10^5$
$4{}^1_1\text{H} \rightarrow 2{}^4_2\text{He} + 2\text{e}^+ + 2\nu_e$	26,73	

τ – характерное время протекания реакции (время, за которое концентрация вступающего в реакцию изотопа С N, O уменьшилась бы в e раз, если бы этот изотоп не восполнялся бы за счет других реакций). Значения τ вычислены для температуры $3 \cdot 10^7$ К, плотности 10 г/см³. Сечение реакций углеродного цикла ограничено 10^{-4} барн.

Водородное горение, состоящее из протонного цикла и углеродного цикла, происходит у звезд главной последовательности. Скорости выделения

энергии в этих циклах на Солнце сравниваются при температуре $\approx 13 \cdot 10^6$ К. Затем происходит гелиевое горение с синтезом углерода и кислорода.

Нуклеосинтез

Нуклеосинтез (образование ядер) – цепочка ядерных реакций, ведущая к образованию тяжелых ядер из легких ядер. Нуклеосинтез состоит из трех стадий: 1. Космологический нуклеосинтез. 2. Синтез ядер в звездах и при взрывах звезд. 3. Образование ядер под действием космических лучей.

Космологический нуклеосинтез, согласно теории Горячей Вселенной, начался через 100 сек после начала расширения Вселенной. При температуре $T = 10^9$ К стали образовываться ядра дейтерия, трития и гелия в термоядерных реакциях $n + p \rightarrow d + \gamma$, $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ и других реакциях. Видимое вещество во Вселенной состоит в основном из водорода - 77 % , 22 % - гелия и 1% углерод, кислород и др.

В ядерной астрофизике выделяют следующие процессы нуклеосинтеза:

1. Превращение водорода в гелий, происходящее на звездах, в реакциях водородного и углеродного циклов.

2. *α -процесс* – совокупность термоядерных реакций, в результате которых три ядра гелия образуют ядро углерода ${}^{12}_6\text{C}$. Углерод, реагируя с гелием, дает кислород ${}^{16}_8\text{O}$, Кислород, реагируя с гелием, образует неон ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ и т. д. до кремния ${}^{28}_{14}\text{Si}$.

3. *e -процесс* – образование железа и соседних с ним элементов «железного пика» на кривой распространенности химических элементов во Вселенной. *e -процесс* идет в условиях взрыва звезд.

4. *s -процесс* – медленный захват нейтронов ядрами. Часть ядер распадается прежде чем присоединится нейтрон. В выгоревших ядрах звезд-гигантов образуются элементы вплоть до висмута ${}^{209}_{83}\text{Bi}$. *s -процессом* создаются изотопы с большим числом протонов.

5. *r-процесс* – быстрый захват нейтронов, при котором ядро захватывает нейтроны, но не успевает распасться. Поток нейтронов $\sim 10^{24} \div 10^{30}$ нейтрон/см²сек возникает в начальный момент взрыва Сверхновой. *r-процессом* образуются уран, торий, создаются изотопы, богатые нейтронами.

6. *p-процесс* – процессы с участием протонов образуют изотопы, которые не могут быть получены никакой цепочкой нейтронных захватов. так называемые «обойденные ядра» ^{74}Se , ^{78}Kr , ^{84}Sr .

7. *x-процесс* – реакции скалывания, в которых легкие частицы (протоны и др.) первичных космических лучей, сталкиваясь с тяжелыми ядрами, вбивают из них легкие осколки-ядра дейтерия D, лития Li, бериллия Be, бора B.

Высокое относительное содержание водорода в природе означает, что ядерная эволюция вещества только начинается. Это объясняет главное в распространенности элементов – экспоненциальное уменьшение распространенности с ростом массового числа A . При $A \leq 100$ железный максимум отражает эффект накопления. Область железного максимума означает конечный пункт ядерной эволюции вещества. Образование элементов после железа $^{56}_{26}\text{Fe}$ является побочной ветвью ядерной эволюции (см.рис.1.16.).

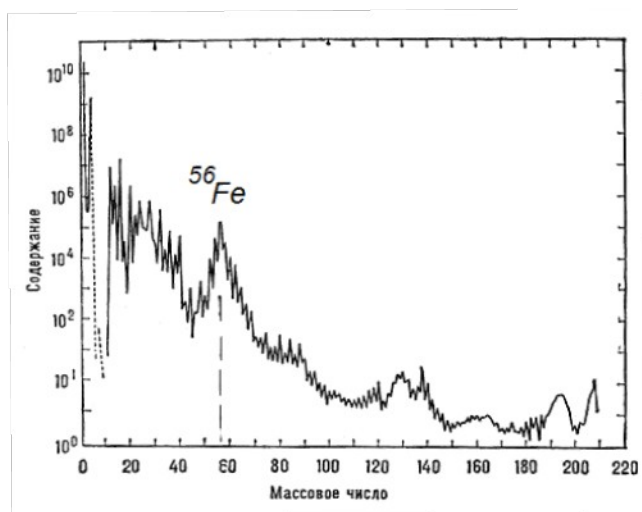


Рис.1.16. Стандартная кривая распространенности нуклидов в Солнечной системе

Термоядерный взрыв

Искусственная термоядерная реакция реализуется в земных условиях в неуправляемом режиме в термоядерном (водородном) устройстве, где температура $> 10^7$ К создается взрывом плутониевого ^{239}Pu или уранового ^{235}U детонатора. Вещество дейтери – гидрид лития ^6Li . Время разлета составляет микросекунды. Вероятная схема реакций



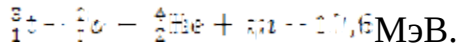
Нейтроны для реакции (1.97) происходят от деления ядер $^{235}_{92}\text{U}$. Основная энергия выделяется в реакциях (1.96) и (1.97), которые образуют цикл, взаимно поддерживая друг друга и оставляют без изменения количество нейтронов и ядер трития. Реакции (1.94) и (1.95) служат начальным источником нейтронов и ядер трития. Скорость реакции (1.94) и (1.95) в 100 раз меньше, чем скорость реакций (1.96) и (1.97).

Управляемый термоядерный синтез (УТС)

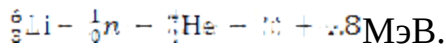
Управляемый термоядерный синтез – процесс слияния легких атомных ядер, проходящий с выделением энергии при высоких температурах в регулируемых управляемых условиях. УТС до сих пор не реализован (2010г.).

Для реакции синтеза необходимо сблизить ядра на расстояние $\sim 10^{-11}$ см, после чего начинается слияние ядер за счет туннельного эффекта. Для протонов необходима энергия 10 кэВ, что соответствует $T = 10^8$ К.

Все работы по УТС основаны на осуществлении реакции



Воспроизводство трития можно осуществить, окружив рабочую зону слоем лития, и использовать реакцию



Пусть τ – среднее время удержания частиц в активной зоне, n – концентрация частиц (ядер). Пусть коэффициент преобразования в электрическую энергию энергии ядерной реакции. энергии электромагнитного излучения плазмы и тепловой энергии частиц плазмы одинаков и равен $P_r + P_t$. В условиях стационарной работы системы при нулевой полезной мощности уравнение баланса энергии в термоядерном реакторе имеет вид

$$\eta(P_0 + P_r + P_t) = P_r + P_t,$$

где P_0 – мощность термоядерного выделения энергии, P_r – мощность потока излучения,

P_t – энергетическая мощность потока ускользящих частиц.

При $\eta = 1/3$ энергетически выгодная работа реактора в оптимальном режиме отвечает критерию Лоусона (1957г.): $n\tau \geq 10^{24} \text{ см}^{-3}\text{сек}$ для dt -реакции, $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ К}$;

$n\tau \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}\text{сек}$ для dd -реакции. $T \sim 10^9 \text{ К}$.

Для равнокомпонентной смеси дейтерия с тритием необходимо: Длительное ($\tau \geq 1$ сек) нагревание плотной dt -плазмы в заданном объёме при температуре $T = 2 \cdot 10^8 \text{ К}$, или сверхбыстрое $\tau \sim 10^{-9}$ сек нагревание очень малых объемов термоядерного вещества.

Работы по УТС продолжаютя путем создания термоядерных реакторов на основе *токамака* (тороидальной камеры с дейтериево-тритиевой плазмой и тороидальным магнитным полем) и *стелларатора* (тороидальная система с дейтериево-тритиевой плазмой и магнитным полем, создаваемым внешними обмотками).

Схема Международного термоядерного реактора – экспериментального реактора-токамака ИТЭР представлена на рис.1.17. Его параметры: большой радиус плазмы 8,1 м, малый радиус плазмы 3 м, тороидальное магнитное поле на оси 5,7 Тл, номинальный ток плазмы 21 МА, номинальная термоядерная мощность с дейтерий-третиевым топливом 1500 МВт. Реактор содержит следующие основные узлы: соленоид 1, индуцированное или электрическое поле осуществляет пробой газа и нагревает плазму, первая стенка 9 обращена к высокотемпературной плазме и воспринимает поток тепла в виде излучения и частиц, бланкет 2 – защита, в которой воспроизводится тритий, сгоревший в плазме, катушки 8 из сверхпроводника Nb_3Sn создают тороидальное магнитное поле. Дивертор 10 служит для отвода тепла из плазмы в виде потока заряженных частиц и откачки продуктов реакции гелия и протия (водорода), Вакуумная камера 4 и средства откачки 5 создают высокий вакуум в рабочей камере реактора, где создается плазма. Строительство намечено во Франции (2010 г.). Участники проекта Россия, США, Евроатом, Япония. Стоимость порядка 2 млрд. долл.

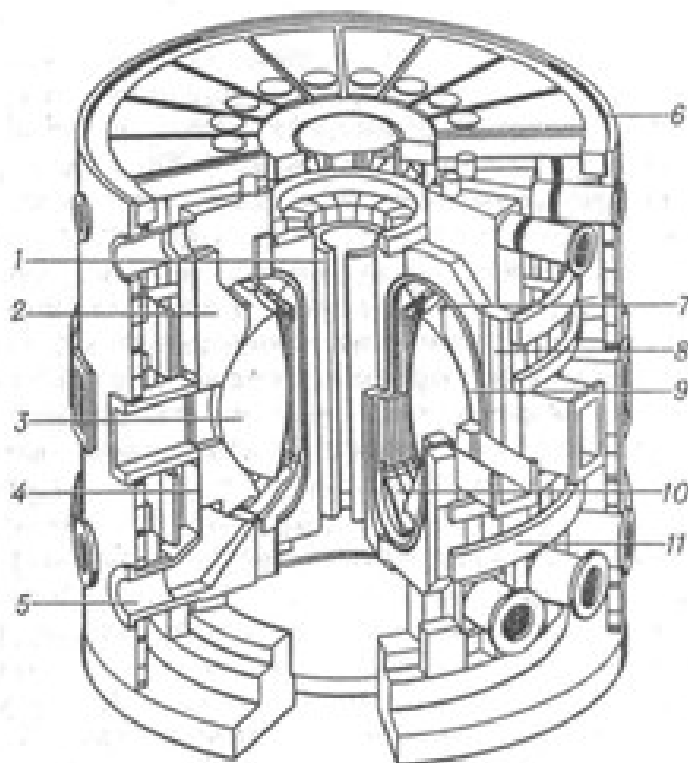


Рис.1.17. Проект международного термоядерного реактора ИТЭР

1.5. Взаимодействие ядерного излучения с веществом

1.5.1. Прохождение тяжелых заряженных частиц (протонов, α -частиц) через вещество. Формула Бора для ионизационных потерь

Заряженные частицы, проходя через вещество, взаимодействуют с электронными оболочками и ядрами атомов. Это взаимодействие электромагнитное. При скоростях частиц $v \gg 10^6$ м/с заряженные частицы теряют энергию в основном за счет неупругих столкновений. В этих столкновениях энергия теряется малыми порциями (~ 10 эВ). Траектория тяжелой заряженной частицы в веществе практически прямолинейная. Основными характеристиками тяжелых заряженных частиц при прохождении в веществе являются потери энергии и полный пробег до остановки.

Общие электромагнитные потери энергии заряженных частиц состоят из ионизационных потерь, радиационных потерь, потерь на излучение Вавилова-Черенкова и переходное излучение.

Ионизационные потери – потери энергии заряженной частицы, связанные с возбуждением и ионизацией атомов вещества. Удельные ионизационные потери $\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{ион}}$ называют тормозной способностью вещества. Это средняя энергия, потерянная частицей на единицу длины пути. Удельные ионизационные потери могут быть отнесены к величине $\xi = \rho x$, где ρ – плотность среды, и имеют размерность $\left(- \frac{dT}{d\xi} \right)_{\text{ион}}$ [МэВ/см⁻² г].

Формула Бора для ионизационных потерь

Рассмотрим взаимодействие заряженной частицы с одним электроном. Пусть частица с зарядом ze ($z=2$ для α -частиц) пролетает со скоростью v на

расстоянии ρ от свободного электрона с массой m_e и зарядом $-e$ (см рис.1.18), тогда электрон получит импульс в направлении перпендикулярном к линии полета частицы. Импульс электрона в направлении параллельном движению частицы равен нулю, т.к. при подлете

$$\vec{F}_{\parallel} > 0 \text{ при отлете и } \vec{F}_{\parallel} < 0 \text{ при подлете, } \vec{F}_{\parallel} = \vec{F}_{\parallel}'.$$

Сила действующая на электрон со стороны частицы на участке 2ρ равна

$$F_{\perp} = \frac{ze^2}{\rho^2} \approx \text{const}.$$

По второму закону Ньютона

$$\Delta p = F_{\perp} \Delta t.$$

Расстояние 2ρ частица проходит за время

$$2\rho = v \cdot \Delta t.$$

Импульс переданный электрону

$$\Delta p = \frac{2ze^2}{\rho v}.$$

Энергия переданная электрону

$$\Delta T = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{1}{\rho^2}.$$

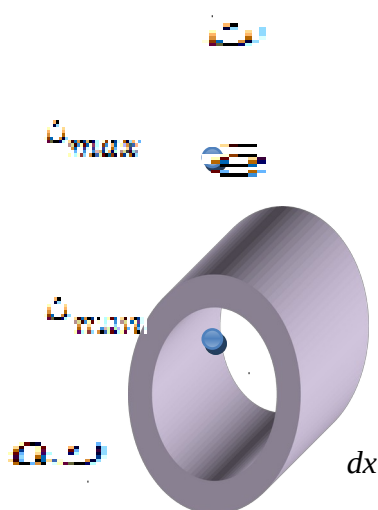


рис. а)



рис. б)

Рис.1.18. а)-частица движется по оси X и передает импульс электрону в направлении перпендикулярном оси. Показаны максимальное и минимальное расстояние, при которых происходит ионизация атомов вещества мишени.

б) частица движется по оси X и действует на электрон только с силой перпендикулярной оси X .

Частица передает энергию всем электронам находящимся в цилиндрическом слое с радиусом ρ толщиной $d\rho$ и длиной dx (см рис. 1.18)

Объем цилиндрического слоя

$$dV = 2\pi\rho d\rho dx$$

В этом объеме находится dN электронов: $dN = n_e dV$

где n_e – концентрация электронов.

Общая потеря кинетической энергии заряженной частицы за счет взаимодействия со всеми электронами dN , находящимися в цилиндрическом слое

$$dT = \Delta T n_e dV = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 \rho^2} n_e 2\pi\rho d\rho dx$$

Потери энергии на единицу длины

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right) = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \cdot \frac{d\rho}{\rho}$$

Полные удельные потери получают интегрированием по ρ

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{uon} = \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \left(- \frac{dT}{dx} \right) d\rho = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \ln \frac{\rho_{max}}{\rho_{min}} \quad (1.98)$$

Максимальное расстояние ρ_{max} определяется как предельное расстояние, на котором происходит ионизация электронов в атоме мишени. При этом кулоновская энергия взаимодействия заряженной частицы и электрона равна средней энергии ионизации $\bar{I}$ электрона

$$\bar{I} = \frac{ze^2}{\rho_{max}}, \quad \bar{I} = 13,5 \cdot Z (\text{эВ}).$$

Тогда:

$$\rho_{\max} = \frac{ze^2}{\bar{I}} \quad (1.99)$$

Максимальная энергия, которая может быть передана движущейся тяжелой частицей электрону определяет минимальное расстояние $\rho_{\min}$.

Максимальный импульс переданный электрону тяжелой частицей $\Delta p_{\max} = 2m_e v$, где v – скорость частицы.

Максимальная кинетическая энергия переданная электрону

$$\Delta T_{\max} = \frac{(\Delta p_{\max})^2}{2m_e} = 2m_e v^2 = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{1}{\rho_{\min}^2}$$

откуда

$$\rho_{\min} = \frac{ze^2}{m_e v^2}$$

Подставляя в формулу (1.98) отношение

$$\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} = \frac{m_e v^2}{\bar{I}},$$

В классическом приближении получаем

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{\bar{I}} \quad (1.100)$$

Более точная формула Бора (Бете-Блоха) для полных удельных ионизационных потерь тяжелой заряженной частицы движущейся со скоростью $v \ll c$ имеет вид

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \left\{ \ln \left[\frac{m_e v^2}{4U(1-\beta^2/c^2)} \right] - \frac{v^2}{c^2} \right\} \quad (1.101)$$

При релятивистских скоростях частиц возрастает максимальная энергия переданная электрону. Член $-\frac{v^2}{c^2}$ связан с лоренцовым сокращением кулонова поля, что приводит к передаче энергии удаленным электронам.

Основной результат: удельная потеря энергии заряженной частицы на ионизацию среды, пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации

электронов и обратно пропорциональна квадрату скорости частицы. Зависимость от массы частицы отсутствует.

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{ион}} \sim \frac{z^2 n_e}{v^2} \quad (1.102)$$

При введении массовой длины $\xi = \rho x$, где ρ -плотность среды, удельные потери энергии для всех сред становятся постоянными

$$\left(- \frac{dT}{d\xi} \right)_{\text{ион}} = \text{const} [\text{МэВ/см}^{-2} \text{ г}] \quad (1.103)$$

1.5.2. Прохождение легких заряженных частиц через вещество. Удельные радиационные потери. Пробег заряженных частиц

Прохождение легких заряженных частиц (электронов и позитронов) через вещество качественно отличается от прохождения α -частиц и протонов. Масса электрона много меньше массы ядер. Передача импульса велика при столкновении движущегося электрона с электронами атомов и траектория его движения отличается от прямой. Электрон при столкновениях движется с ускорением, что порождает кванты электромагнитного поля. По мере торможения в веществе моноэнергетического пучка электронов он превращается в диффузионный поток со сложным пространственным распределением электронов по энергиям.

Полные потери электронов состоят из ионизационных потерь и *радиационных потерь (потери на тормозное излучение)*

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{полн}}^{(e)} = \left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{ион}}^{(e)} + \left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{рад}}^{(e)} \quad (1.104)$$

Удельные ионизационные потери электронов при нерелятивистских энергиях

$$\beta = \frac{v}{c} \ll 1$$

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{ион}}^{(e)} = \frac{4\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{2\bar{I}} \quad (1.105)$$

Удельные ионизационные потери электронов в общем случае

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{uon}}^{(e)} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left\{ \left[\ln \frac{m_e v^2 T}{2I^2 (1 - \beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1 - \beta^2}) - 1 + \beta^2 \right] + 1 - \beta^2 \right\} \quad (1.106)$$

где $T = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - mc^2$ – релятивистская кинетическая энергия электрона.

Удельные радиационные потери электронов

Заряженная частица, движущаяся с отрицательным ускорением, всегда излучает электромагнитные волны. Испускание фотонов обусловлено рассеянием частиц в кулоновском поле ядер. Кулоновское поле тормозит заряженную частицу. Возникающее при этом излучение называется *тормозным излучением*. Потери энергии на такое тормозное излучение называются *радиационными потерями*.

Удельные радиационные потери электронов описываются соотношениями:

$$\begin{aligned} \left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{pad}}^{(e)} &= \frac{16}{3} n T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137}, \text{ при } T_e \ll m_e c^2 = 0,5 \text{ МэВ} \\ \left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{pad}}^{(e)} &= n T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{2T_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right), \text{ при } m_e c^2 \ll T_e \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3} \\ \left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{pad}}^{(e)} &= n T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right), \text{ при } T_e \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3} \end{aligned} \quad (1.107)$$

где T_e – кинетическая энергия электрона, $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ – классический радиус электрона в атоме, n_e – концентрация электронов, Z – порядковый номер атомов вещества.

Из формул (1.107) следует, что радиационные потери на излучение имеют вид

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{pad}} \sim Z^2 n_e T_e,$$

Учитывая, что ионизационные потери

$$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{uon}}^{(e)} \sim n_e Z,$$

получаем следующее соотношение между радиационными и ионизационными потерями электрона

$$\frac{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{pad}}{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{ion}} \approx \frac{T_e Z}{800} - \text{формула Бете-Гайтлера}, \quad (1.108)$$

где T_e измеряется в МэВ.

Пример: в воде $Z = 8$ радиационные потери равны ионизационным потерям при $T_e \approx 100$ МэВ.

В области энергий, где радиационные потери больше ионизационных потерь, справедлива формула

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{pad} = \frac{T}{l_{pad}}. \quad (1.109)$$

Энергия высокоэнергетических электронов убывает в веществе по экспоненте

$$T(x) = T_0 \exp\left\{-\frac{x}{l_{pad}}\right\} = T_0 \exp\left\{-\frac{x\rho}{l_{pad}\rho}\right\} = T_0 \exp\left\{-\frac{x_m}{(l_{pad})_m}\right\}. \quad (1.110)$$

l_{pad} (см) – радиационная длина, на которой энергия электрона уменьшается в $e = 2,73$ раза. Часто используют «массовую» радиационную длину $(l_{pad})_m = l_{pad} \rho$ (г/см²), где ρ – плотность вещества.

Пример: для воды $(l_{pad})_m = 36$ г/см², для алюминия $(l_{pad})_m = 24$ г/см², для свинца $(l_{pad})_m = 6,37$ г/см².

Пробеги заряженных частиц

Расстояние, пройденное заряженной частицей в веществе до полной потери кинетической энергии, называется *пробегом*

$$R = \int_{T_0}^0 \frac{dT}{\left(-\frac{dT}{dx}\right)}, \quad (1.111)$$

где T_0 – кинетическая энергия частицы до попадания в вещество.

Эмпирические (полученные из опыта) формулы для среднего пробега частиц с кинетической энергией $T(\text{МэВ})$.

Средний линейный пробег α -частицы в воздухе при нормальных условиях

$$R_{\alpha}(\text{см}) = 0,31 T^{3/2} \text{ для } (4\text{МэВ} < T < 7\text{ МэВ}), \text{ или } (3\text{см} < R_{\alpha} < 7\text{см}). \quad (1.112)$$

Средний массовый пробег α -частицы в веществе с массовым числом A

$$R_{\alpha}(\text{мг/см}^2) = 0,56 R_{\alpha}(\text{см}) A^{1/3} \quad (1.113)$$

Средний линейный пробег α -частицы в воздухе с энергией $T_{\alpha} < 200\text{ МэВ}$

$$R_{\alpha}(\text{м}) = (T_{\alpha}/37,2)^{1/8} \quad (1.114)$$

Средний массовый пробег электронов в алюминии ($\rho = 2,7\text{ г/см}^3$)

$$R_e(\text{г/см}^2) = 0,407 T_e^{1,38} \text{ при } (0,15\text{МэВ} < T_e < 0,8\text{ МэВ})$$

$$R_e(\text{г/см}^2) = 0,542 T_e - 0,133 \text{ при } (0,8\text{ МэВ} < T_e < 3\text{ МэВ}) \quad (1.115)$$

Излучение –Вавилова-Черенкова

Излучение Черенкова-Вавилова- излучение света электрически заряженной частицей, возникающее в среде при движении частицы с постоянной скоростью превышающей фазовую скорость света в этой среде.

Обнаружено в 1934 г. при исследовании П.А. Черенковым (по инициативе С.И. Вавилова) γ -люминесценции растворов как слабое голубое свечение жидкостей под действием γ -излучения. В 1937г. И.Е. Тамм и И.М. Франк предложили механизм и количественную теорию эффекта.

Пусть частица со скоростью v движется быстрее, чем распространяются световые волны в среде с показателем преломления n , т.е. $v \geq \frac{c}{n}$.

Тогда частица теряет свою энергию излучая электромагнитные волны под острым углом ϑ к направлению движения частицы. Волновая поверхность образует конус с вершиной в точке O мгновенного положения частицы (см. рис. 1.19). Угол ϑ удовлетворяет соотношению

$$\cos \vartheta = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n},$$

где $\beta = \frac{v}{c}$, c - скорость света в вакууме.

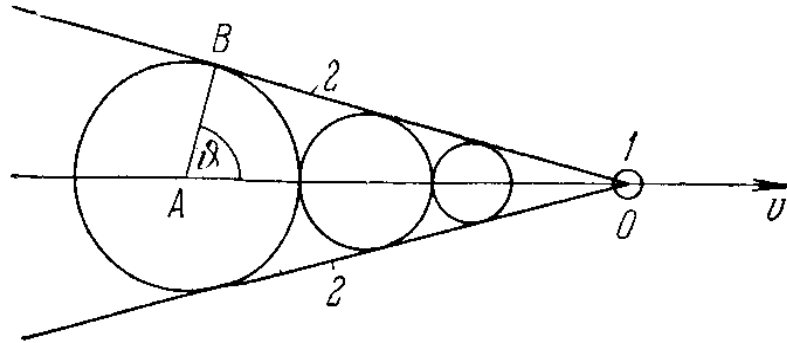


Рис.1.19. Движение частицы со сверхсветовой скоростью в среде. 1-частица. 2-волновая поверхность (фронт излучаемой волны)

Эффект аналогичен сверхзвуковому движению тела в среде. Излучение Вавилова-Черенкова используется для определения скорости частиц.

1.5.3. Прохождение гамма-квантов через вещество. Закон ослабления узкого пучка гамма-квантов. Линейный и массовый коэффициент ослабления. Взаимодействие γ -квантов с веществом

Наблюдение γ -квантов происходит в волновой зоне, т.е. на расстояниях от излучающего ядра много больших длины волны. Поэтому излучение, проходящее в малый телесный угол, можно рассматривать как параллельный пучок γ -квантов. Пучок γ -квантов поглощается за счет электромагнитных взаимодействий с электронами и ядрами вещества. Гамма-кванты не могут замедляться, они поглощаются или рассеиваются, выходя из потока.

Закон ослабления узкого пучка гамма-квантов

Пусть I – интенсивность монохроматического потока, т.е. число квантов, пересекающих единичную площадку в единицу времени.

Пройдя слой вещества толщиной dx , поток ослабнет на величину dI

$$dI = -\mu I dx$$

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx$$

$$\ln I - \ln I_0 = \ln \frac{I}{I_0} = -\mu x,$$

используя формулу $\exp\{\ln y\} = y$, получаем, что интенсивность узкого пучка γ -квантов уменьшается по экспоненте

$$I(x) = I_0 \exp\{-\mu x\}, \quad (1.116)$$

где I_0 [частица/см² сек] – интенсивность падающего на вещество потока γ -квантов.

μ (см⁻¹) – линейный коэффициент поглощения.

для широких пучков γ -квантов

$$I(x) = I_0 \exp\{-\mu x\} B, \quad (1.117)$$

где фактор накопления излучения $B = (1 + \mu x)^n$ с $n \approx 2 \div 3$.

Линейный и массовый коэффициент ослабления

Закон ослабления узкого пучка γ -квантов можно записать в виде

$$I(x) = I_0 \exp\left\{-\frac{\mu}{\rho} x \rho\right\} = I_0 \exp\{-\mu_m x_m\}, \quad (1.118)$$

где $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$ (см²/г) – массовый коэффициент поглощения, $x_m = x \rho$ (г/см²) – массовая длина.

Иногда удобно считать поглощение γ -квантов в слоях половинного ослабления.

Слой половинного ослабления – это толщина вещества, при которой интенсивность излучения падает в 2 раза.

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}, \quad (1.119)$$

действительно $\frac{I_0}{2} = I_0 \exp\{-\mu \cdot x_{1/2}\}$, тогда $2 = \exp\{\mu \cdot x_{1/2}\}$ и $\ln 2 = \mu \cdot x_{1/2}$.

Взаимодействие γ -квантов с веществом

Поглощение γ -излучения веществом идет в основном за счет трех процессов: фотоэффекта на электронной оболочке атома, комптоновского упругого рассеяния γ -квантов электронами и рождения электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра. Полный коэффициент поглощения γ -квантов в веществе равен соответственно сумме коэффициентов поглощения за счет этих процессов:

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_{\pi} \quad (1.120)$$

Если $n=N/V$ [1/см³] – число атомов в 1 см³ среды, а σ – сечения перечисленных процессов, отнесенные на 1 атом среды, то

$$\mu = n\sigma_f + nZ\sigma_c + n\sigma_{\pi} \quad (1.121)$$

для фотоэффекта и рождения пар рассеивающими центрами являются атомы, а для комптон-эффекта рассеивающие центры – это Z электронов в атоме (например, для урана $Z=92$).

Фотоэффект – процесс взаимодействия γ -кванта с электроном, связанным с атомом, при котором электрону передается вся энергия γ -кванта. При этом электрон вылетает за пределы атома с энергией

$$T_e = E_{\gamma} - A_i, \quad (1.122)$$

где E_{γ} – энергия γ -кванта, A_i – работа ионизации i -й оболочки атома ($i=K,L,M$) при энергиях γ -квантов, превышающих энергию связи K -электронов. Основной вклад (~80%) в сечение фотоэффекта вносит K -оболочка. Освободившееся место заполняется электронами с расположенных выше оболочек. Этот процесс сопровождается рентгеновским излучением или испусканием электронов Оже. Следует отметить, что свободный электрон не может поглотить γ -квант.

Для сечения фотоэффекта

$$\sigma_{\text{фк}} = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 [13,61 E_{\gamma}^{-1}(\text{эВ})]^{7/2}, \text{ при } E_{\gamma} > A_K \sim 10 \text{ эВ},$$

$$\sigma_{\text{фк}} = 1,34 \cdot 10^{-33} Z^5 E_{\gamma}^{-1}(\text{МэВ}), \text{ при } E_{\gamma} \gg m_e c^2 = 0,5 \text{ МэВ}.$$

Фотоэффект является главным механизмом поглощения мягкого γ -излучения в тяжелых веществах. Качественная зависимость сечения фотоэффекта (см рис.1.19).

$$\sigma_{\text{фк}} \sim Z^5 E_{\gamma}^{-7/2} \quad (1.123)$$

Комптон-эффект – упругое рассеяние γ -квантов на свободных (слабосвязанных) электронах, которое сопровождается увеличением длины волны рассеянного γ -излучения. При комптоновском рассеянии происходит преобразование падающего пучка γ -квантов с энергией $E = \hbar\omega$ в рассеянный пучок с энергией $E' = \hbar\omega'$, зависящей от угла рассеяния относительно направления первоначального кванта .

Сечение комптоновского рассеяния при малых энергиях

$$\sigma_c = \sigma_T (1 - 2E_{\gamma} / m_e c^2 + \dots) \text{ при } E_{\gamma} \ll m_e c^2,$$

где $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3 \approx 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ – классическое сечение рассеяния, $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ – классический электромагнитный радиус электрона.

Сечение комптоновского рассеяния при больших энергиях

$$\sigma_c = \pi r_0^2 (m_e c^2 / 2E_{\gamma} + \ln[2E_{\gamma} / m_e c^2]) , \text{ при } E_{\gamma} \gg m_e c^2.$$

Общее сечение комптоновского рассеяния на Z -электронах атома

$$Z\sigma_c \sim Z / E_{\gamma} . \quad (1.124)$$

Рождение электрон-позитронных пар при прохождении гамма-квантов в кулоновском поле ядра происходит, когда энергия γ -кванта $E_{\gamma} \geq 2m_e c^2 = 1,02 \text{ МэВ}$. Для образования электрон-позитронной пары в кулоновском поле электрона энергия γ -кванта должна быть больше $E_{\gamma} \geq 4m_e c^2 = 2,04 \text{ МэВ}$.

Сечение образования $e^- e^+$ пар в поле ядра следующее:

$$\sigma_{\pi} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) , \text{ при } m_e c^2 \ll E_{\gamma} \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3},$$

$$\sigma_{\pi} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right) , \text{ при } E_{\gamma} \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}.$$

Общая зависимость сечения образования электрон-позитронной пары $e^- e^+$ в электрическом (кулоновском) поле ядра

$$\sigma_{\pi} \sim Z^2 \ln 2E_{\gamma} \text{ при } 5m_e c^2 \ll E_{\gamma} \ll 50m_e c^2. \quad (1.125)$$

Таким образом, качественная зависимость линейного коэффициента поглощения μ от концентрации частиц n , числа протонов Z в ядре атома вещества, энергии гамма-кванта E_{γ} имеет вид

$$\mu(n, Z, E_{\gamma}) \sim n(Z^5 E_{\gamma}^{-7/2} + Z/E_{\gamma} + Z^2 \ln 2E_{\gamma}). \quad (1.126)$$

Явления, преобладающие при поглощении γ -квантов показаны в табл. 1.7

Таблица 1.7

Элемент		Фотоэффект E_{γ}	Комптоновское рассеяние E_{γ}	Образование $e^{-} e^{+}$ па р E_{γ}
Свинец $Z=82$	Pb	До 500 кэВ	500 кэВ ÷ 5 МэВ	>5 МэВ
Железо $Z=26$	Fe	До 120 кэВ	120 кэВ ÷ 9,5 МэВ	>9,5 МэВ
Алюминий $Z=13$	Al	До 50 кэВ	50 кэВ ÷ 15 МэВ	>15 МэВ
Воздух $Z_{\text{эф}}=7,2$		До 20 кэВ	20 кэВ ÷ 23 МэВ	>23 МэВ

При низких энергиях основной вклад в поглощение гамма-квантов вносит фотоэффект, при средних энергиях - комптоновское рассеяние, при высоких энергиях - рождение электрон-позитронных пар.

График суммарного линейного поглощения гамма-излучения в свинце Pb приведен на рис.1.20. Пунктиром показаны парциальные коэффициенты поглощения за счет фотоэффекта и комптон-эффекта – они падают, коэффициент за счет рождения пар растет с ростом энергии гамма-квантов.

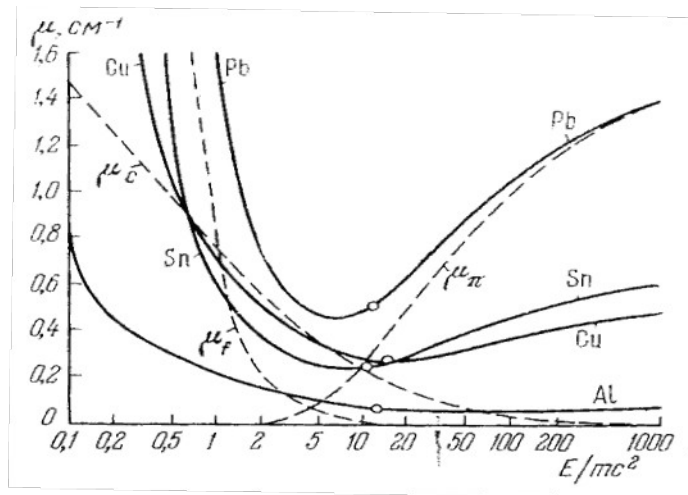


Рис.1.20. Зависимость линейного коэффициента поглощения гамма-излучения в свинце, олове, меди, алюминии от относительной энергии гамма-квантов. mc^2 — энергия покоя электрона

1.5.4. Прохождение нейтронов через вещество. Ослабление потока нейтронов. Замедление нейтронов. Диффузия нейтронов

При прохождении нейтронов в веществе они не взаимодействуют с электронами, кроме рассеяния нейтронных волн на магнитных моментах атомов вещества. Нейтрон, взаимодействуя с ядром, может поглотиться, размножиться или рассеяться. В макроскопическом масштабе нейтронный поток частично поглощается, а рассеяние приводит к замедлению нейтронов и к их диффузии.

Ослабление моноэнергетического потока нейтронов

Пусть пучок моноэнергетических нейтронов с начальной плотностью I [нейтрон/см²·сек] падает на пластину вещества толщиной x [см].

В слое происходит поглощение нейтронов, и она уменьшается на величину

$$dI = -I \cdot n\sigma \cdot dx,$$

Разделяя переменные и интегрируя, получаем

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = \ln \frac{I}{I_0} = -n\sigma \int_0^x dx = -n\sigma x,$$

используя формулу $\exp[\ln I] = I$, получаем закон экспоненциального ослабления пучка нейтронов

$$I(x) = I_0 \exp[-n\sigma x], \quad (1.127)$$

где n [частица/см³] – концентрация ядер, σ [барн=10⁻²⁴см²] – *микроскопическое сечение поглощения нейтронов*,
 $\Sigma = n\sigma$ [см⁻¹] – *макроскопическое сечение*.

Замедление нейтронов

Замедление нейтронов – уменьшение кинетической энергии нейтронов в результате многократного столкновения нейтронов с атомными ядрами среды. Механизм замедления зависит от энергии нейтронов.

Если энергия нейтрона в системе центра инерции больше порога неупругого рассеяния на ядре ($T_n > 0,1 \div 10$ МэВ), то быстрые нейтроны расходуют энергию на возбуждение ядер и ядерные реакции, сопровождающиеся вылетом нейтронов. При неупругом ядерном рассеянии нейтрон в среднем теряет значительную долю кинетической энергии и после одного или нескольких соударений переходит в область энергий ниже порога неупругого рассеяния. Кинетическая энергия $T_n < E_1^*$ – первого возбужденного уровня составного ядра. Он лежит выше основного на несколько сотен кэВ для тяжелых ядер, для легких ядер на несколько МэВ. Далее замедление нейтронов идет за счет упругого рассеяния на ядрах.

Нейтроны образуются в ядерных реакторах обычно с энергией ≥ 1 МэВ. Замедление нейтронов является способом их трансформации в тепловые, которые используются для реакции деления ядер урана или плутония. Замедлителями нейтронов являются протоны легкой воды с массовым числом $A=1$, дейтроны тяжелой воды с $A=2$, ядра бериллия с $A=9$, и графита с $A=12$.

Рассмотрим упругое столкновение быстрого нейтрона с покоящимся ядром водорода (протоном). Закон сохранения кинетической энергии выполняется

$$T_n = T_n' + T_p',$$

поскольку массы нейтрона и протона примерно одинаковы, то их энергии после столкновения примерно равны $T_n' \approx T_p'$. В результате нейтрон теряет половину своей энергии при одном столкновении $T_n' = T_n / 2$.

Если нейтрон рассеивается на ядре с массовым числом A , то средняя потеря энергии

$$T_n' = \left(1 - \frac{a}{2}\right) T_n,$$

где $a = \frac{4A}{(A+1)^2}$

Среднелогарифмическая потеря энергии нейтрона при одном упругом столкновении с ядром

$$\xi = \overline{\ln \frac{T'}{T''}} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \cdot \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (1.128)$$

где T' – энергия нейтрона до столкновения, T'' – энергия нейтрона после столкновения, усреднение проведено по углам рассеяния нейтронов. Для водорода $\xi=1$.

Среднее число соударений m , требуемых для замедления нейтронов от энергии T до энергии T_0 равно

$$m = \frac{u}{\xi}, \quad (1.129)$$

где $u = \ln \frac{T_0}{T}$ – *летаргия нейтронов*.

По шкале летаргии нейтроны при каждом столкновении в среднем перемещаются на расстояние $\overline{\Delta u} = \xi$.

В процессе замедления за счет упругих столкновений нейтрон движется по сложной траектории, перемещаясь от одного ядра замедлителя к другому.

Средняя длина свободного пробега нейтрона по отношению к рассеянию

$$\bar{\lambda}_s = \frac{1}{n\sigma_s}, \quad (1.130)$$

где n – концентрация ядер замедлителя, σ_s – эффективное сечение рассеяния нейтронов.

$\Sigma = n\sigma_s$ – макроскопическое сечение рассеяния, ξ/λ_s – замедляющая способность замедлителя.

Транспортная длина – среднее расстояние, проходимое нейтроном в первоначальном направлении (до поворота на 90° при рассеянии на протоне)

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos \theta}}, \text{ где } \overline{\cos \theta} = \frac{2}{3A}.$$

Средний квадрат перемещения нейтрона

$$\overline{r_m^2} = \int_T^{T_0} \frac{2\lambda_s \lambda_{tr}}{\xi} \frac{dT}{T}.$$

Если $\lambda_s = \text{const}$ и $\lambda_{tr} = \text{const}$, то $\overline{r_m^2} = \frac{2\lambda_s \lambda_{tr}}{\xi} \ln \frac{T_0}{T}$ – средний квадрат расстояния, на которое уходит нейтрон от источника в процессе замедления от энергии T_0 до T .

Длина замедления нейтронов (расстояние, которое проходят нейтроны при замедлении до тепловой энергии).

$$L_s = \sqrt{\frac{1}{6} \overline{r_m^2}} \quad (1.130)$$

Теория замедления для сред с малой ξ и малой зависимостью λ_s от энергии называется *теорией возраста нейтрона*

$$\frac{\partial q(r, \tau)}{\partial \tau} = \Delta q(r, \tau), \quad (1.131)$$

где q – плотность потока нейтронов, $\tau = 6^{-1} \overline{r_m^2}$ – возраст нейтрона.

в безграничной однородной среде без поглощения для точечного источника нейтронов решение уравнения (1.131) имеет вид

$$q(r, \tau) = \frac{1}{(4\pi\tau)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{r^2}{4\tau}\right\}. \quad (1.132)$$

Диффузия нейтронов

Диффузия нейтронов – распространение нейтронов в среде, сопровождающееся многократным изменением их энергии и направления

движения, в результате столкновения с ядрами. в слабо поглощающей среде нейтроны термализуются- замедляются до тепловой энергии. После этого нейтроны перемещаются в замедлителе, сохраняя среднюю тепловую энергию, пока не поглотятся ядром, или не выйдут за границу среды. β -распад нейтрона в конденсированной среде крайне редок. Основные характеристики диффузии:

$$\lambda_c = \frac{1}{n\sigma_c} - \text{длина свободного пробега нейтрона до поглощения, где } \sigma_c -$$

сечение поглощения нейтронов, n – концентрация ядер; $\bar{T} = \frac{\lambda_c}{v}$ - среднее время жизни нейтрона в среде.

$$D = \frac{\lambda_c v}{3} - \text{коэффициент диффузии нейтронов.}$$

$L_c = \sqrt{D_T \cdot \bar{T}}$ – длина диффузии тепловых нейтронов, где D_T – коэффициент диффузии тепловых нейтронов.

$L_c^2 = \frac{1}{6} r_c^2$, где r_c – смещение нейтрона до поглощения в бесконечной однородной среде.

$$M^2 = L_c^2 + L_s^2 - \text{площадь миграции.}$$

Диффузия нейтронов описывается уравнением

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla(D_T \nabla \rho) - \frac{\rho}{T} + S, \quad (1.133)$$

где $\rho(\mathbf{r}, t)$ – число тепловых нейтронов в 1 см^2 вблизи точки $\mathbf{r}$ в момент времени t ,

S – плотность замедления нейтронов (число нейтронов в 1 см^3 пересекающих за 1 сек данное значение энергии при движении по энергетической шкале до тепловой энергии).

На большом расстоянии z от плоского стационарного источника

$$\rho \sim \exp\{-z / L_T\}. \quad (1.134)$$

Замедление и диффузия нейтронов играет существенную роль в работе ядерных реакторов и при использовании нейтронов для неразрушающего контроля (нейтронный активационный анализ).

Постоянные замедления для нейтронов с энергией от $T_n = 2$ МэВ до тепловой $T_n = 0,025$ эВ

показаны в табл. 1.8.

Постоянные замедления для нейтронов с энергией от 2 МэВ до 0,025 МэВ

Таблица 1.8

Замедлитель	Длина рассеяния, $\bar{\lambda}_s$, см	Время замедления, 10^{-5} , сек	Возраст, τ , см	Длина замедления, L_s , см	Среднелогарифмическая потеря энергии, ξ
H ₂ O	1,1	1,0	29	5,4	0,948
D ₂ O	2,6	4,6	125	11	0,570
Be	1,6	6,7	85	9,3	0,209
C (графит)	2,6	15,0	315	17,7	0,158

Диффузионные постоянные для тепловых нейтронов с энергией $T_n = 0,025$ эВ приведены в табл. 1.9.

Диффузионные постоянные для тепловых нейтронов Таблица 1.9

Вещество	Сечение рассеяния	Сечение поглощения	Время Жизни t 10^{-3} , сек	Длина диффузии L , см	Коэфф. диффузии D 10^{-4} , см ² /сек
H ₂ O			0,213	2,77	3,6
D ₂ O			130	116	20
Be			3,65	20,8	12
C(графит)			12,9	51	21

1.6. Источники частиц и методы регистрации частиц

1.6.1. Источники заряженных частиц. Ускорители. Источники γ -квантов. Источники нейтронов.

Способом исследования ядер и элементарных частиц является изучение распадов ядер и частиц, осуществление столкновений частиц и ядер с последующей регистрацией вылетающих частиц. Для столкновений необходимо: 1. Создавать пучки частиц высоких энергий. 2. Приготавливать мишени с ядрами или частицами. 3. Регистрировать требуемые характеристики частиц.

Мишени состоят из ядер и частиц, которые достаточно долго живут и входят в состав макротел. Чисто нейтронных мишеней нет. Мишени бывают твердые, жидкие и газообразные. Например, газовая струя тоже мишень.

Источники заряженных частиц

К источникам элементарных частиц и ядер относятся

- Естественные радиоактивные препараты – источники α -частиц, β -частиц, электронов, позитронов, γ -квантов. нейтронов.
- Ускорители – источники заряженных частиц и ядер.
- Ядерные реакторы – мощные источники нейтронов и γ -квантов
- Космические лучи.

Радиоактивные источники . Исторически первыми источниками альфа-. бета-частиц и гамма-лучей с энергиями до нескольких МэВ были радиоактивные препараты. содержащие естественные радиоактивные ядра. Радиоактивные препараты дают частицы с энергиями, как правило, ниже энергий большинства ядерных реакций. Они используются для исследования самого явления радиоактивности и для прикладных целей. Характеристики радионуклидов как излучателей приведены в таблицах.

Ускорители заряженных частиц

Ускорители– установки для получения заряженных частиц (электронов, протонов, ионов, атомных ядер) в виде пучка частиц высоких, средних и низких энергий. Частицы движутся в вакуумной камере. Ускорение частиц производится электрическим полем. Управление движением, формированием пучка и траектории – магнитным полем. В настоящее время ускорители являются единственными источниками заряженных частиц, которые используются для осуществления ядерных реакций и реакций с элементарными частицами. По типу ускоряемых частиц ускорители делятся на два больших класса: электронные ускорители и протонные ускорители. Ионных ускорителей значительно меньше.

Источники γ -квантов высоких энергий

Для получения пучка γ -квантов высокой энергии электронный пучок направляют на тугоплавкую мишень, из которой вылетает пучок γ -квантов. Это пучок γ -квантов тормозного излучения хорошо коллимирован и имеет достаточную интенсивность. К сожалению, энергетический спектр непрерывный от 0 до $E_{\gamma\max}$. Мощным источником γ -квантов являются ядерные реакторы. Большинство электронных ускорителей используются как источники синхротронного γ -излучения.

Источники нейтронов

Во всех источниках нейтроны образуются в результате ядерных реакций. Характеристики источников нейтронов:

- Интенсивность (число нейтронов в 1 сек)
- Энергетическое и угловое распределение (спектр)
- Степень поляризации нейтронов источника
- Режим испускания (непрерывный или импульсный)

Радиоизотопные источники нейтронов. Пример: Смесь порошков бериллия и α -активного нуклида. В реакции ${}^{210}_{84}\text{Po} \rightarrow {}^{210}_{84}\text{Pb} + {}^4_2\text{He}$ образуются

α -частицы с энергией $E_\alpha = 5,305$ МэВ, которые в реакции ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$ +5,6 МэВ выбивают нейтроны с энергией E_n от 0,5 МэВ до 10 МэВ. Выход реакции $3 \cdot 10^6$ нейтрон/сек на 1 кюри полония (1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ расп/сек). Имеется высокий уровень сопровождающего γ -излучения.

Ускорительные источники нейтронов. Ядра дейтерия, ускоренные до энергии 2 кэВ, бомбардируют мишень, содержащую тритий. В результате реакции ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$ образуются практически моноэнергетические нейтроны с энергией $E_n = 14$ МэВ. Выход нейтронов $10^7 \div 10^{13}$ нейтрон /сек.

Ядерные реакторы испускают $5 \cdot 10^{16}$ нейтронов/сек на каждый мегаватт мощности реактора. Средняя энергия нейтронов деления в реакторе ~ 2 МэВ. В результате замедления нейтронов в конструкционных элементах и замедлителе спектр нейтронов из реактора сильно обогащен тепловыми нейтронами с энергией $\sim 0,06$ эВ.

Космические лучи

Уникальным источником частиц сверхвысоких энергий, не доступных современным ускорителям, являются космические лучи. Космические лучи – это поток заряженных частиц высокой энергии, приходящих к Земле изотропно со всех направлений космического пространства. Важной особенностью космических лучей составляет нетепловое происхождение их энергий, достигающих в максимуме 10^{11} ГэВ. Поток первичных космических лучей, падающих на границу атмосферы, составляет ~ 1 частицу/см²сек. Состав космических лучей: протоны $\sim 90\%$, ядра гелия $\sim 7\%$, ядра элементов ($10 < Z < 30$) $\sim 1\%$, электроны $< 1\%$ с энергией 1 ГэВ и γ -кванты с интенсивностью ~ 10 фотон/м²сек и энергией 50 МэВ. Солнечные космические лучи в среднем имеют энергию < 400 МэВ и интенсивность при вспышке на Солнце $\sim 10^6$ част/см²сек. Более подробно см. п.2.11.3.

1.6.2. Методы регистрации частиц. Детекторы. Трековые детекторы. Ядерные фотоэмульсии. Пузырьковые камеры. Камера Вильсона. Электронные детекторы. Счетчики заряженных частиц и γ -квантов. Гамма-спектрометры и нейтронные детекторы

Детекторы

Детекторы – приборы для регистрации частиц. Действие детекторов основано на различных процессах взаимодействия частиц с веществом. Основные процессы, которые вызываются заряженными частицами: ионизация, возбуждение атомов и молекул, возбуждение черенковского излучения, возбуждение переходного излучения релятивистской частицы при переходе её через границы двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 .

Нейтральные частицы (нейтроны, π^0 -мезоны, γ -кванты и др.) образуют вторичные заряженные частицы. Например, γ -кванты образуют электроны в фотоэффекте и Комптон-эффекте, или рождают электрон-позитронные пары. Быстрые нейтроны регистрируются по заряженным продуктам ядерных реакций – ядрам, протонам, мезонам. Медленные нейтроны регистрируются по γ -излучению ядер, которые их захватывают.

Детекторы делятся на два класса – трековые и электронные. В трековых детекторах прохождение заряженной частицы регистрируется в виде пространственной картины следа (трека) этой частицы в веществе детектора. Картина фотографируется или регистрируется электронными устройствами. В электронных детекторах прохождение частицы вызывает появление импульса электрического тока, который используется для регистрации и управления различными процессами.

Основными характеристиками детекторов являются:

1. *Эффективность* (вероятность регистрации частицы при попадании в рабочий объем детектора). Эффективность – число зарегистрированных частиц / полное число частиц, пролетевших через детектор.

2. *Пространственное разрешение* (точность локализации места прохождения частицы), измеряется в см.
3. *Временное разрешение* – минимальное время между прохождением двух частиц, которые регистрируются как отдельные события, измеряется в сек.
4. *Мертвое время* – интервал времени после регистрации частицы, в течение которого детектор остается нечувствительным.
5. *Разрешающая способность по энергии*.
6. *Уровень шумов*.

Трековые детекторы

К трековым детекторам относятся ядерные фотоэмульсии, пузырьковые камеры, искровые камеры, камера Вильсона. В *ядерной фотоэмульсии* проходящая заряженная частица вызывает ионизацию солей серебра и создает центры скрытого изображения. После проявления эмульсии трек предстает в виде цепочки зерен металлического серебра. Размер зерен ~ 1 мкм. Пространственное разрешение чрезвычайно высокое. Временное разрешение отсутствует.

Пузырьковая камера наполняется прозрачной жидкостью, которая переводится в перегретое состояние (но не кипит). Ионы, образующиеся вдоль трека заряженной частицы – это центры, на которых растут пузырьки пара. Пока пузырьки имеют размер ≤ 1 мм, их освещают импульсным источником света и фотографируют. Камеру помещают в магнитное поле для измерения знака импульса заряженной частицы. Камера обладает высоким пространственным разрешением.

В *искровой камере* на некотором расстоянии друг от друга находятся электроды в газе. В момент прохождения заряженной частицы через газ подается высокая разность потенциалов $\sim 5\text{--}10$ кВ/см. По треку частицы в газе возникает последовательность искр. Цепочки искр фотографируют.

Камера Вильсона – старейший прибор для наблюдения заряженных частиц был изобретен в 1912 г. После адиабатического расширения в камере

возникает чистый перенасыщенный пар, который не конденсируется. При прохождении заряженной частицы, вдоль её трека образуются ионы, которые являются центрами конденсации капелек жидкости. Трек фотографируют в магнитном поле. После сжатия поршнем происходит очистка камеры и возврат в рабочее состояние. Так были открыты позитроны, мезоны, гипероны. Недостатком является малая концентрации газообразного вещества камеры.

Электронные детекторы

Ионизационная камера содержит объем газа с размещенными в нем двумя электродами, между которыми приложено напряжение. Заряженная частица, проходя через газ, образует ионы и электроны, которые собираются на электродах, при этом создается электрический ток во внешней цепи. К достоинствам относится простота и надежность. Недостатком является малый уровень сигнала.

Пропорциональный счетчик – газоразрядный детектор частиц, создающий сигнал, амплитуда которого пропорциональна энергии выделенной в его объеме регистрируемой частицей. Анод выполнен в форме тонкой нити внутри катода – металлического полого цилиндра. При постоянной разности потенциалов и постоянном составе газа, коэффициент пропорциональности между первичной ионизацией и силой электрического тока анода остается постоянным. Первичная ионизация газа электронами усиливается в 10^3 – 10^5 раз за счет вторичной ионизации атомов газа электронами, ускоренными в электрическом поле между анодом и катодом.

Счетчик Гейгера-Мюллера – детектор частиц, действие которого основано на возникновении самостоятельного разряда в газе, находящемся внутри счетчика, при попадании частиц в его объем. Конструктивно устроен как пропорциональный счетчик. Достоинством является простота и надежность. Недостатком является большое мертвое время.

Дрейфовая камера – прибор для определения координат прохождения ионизирующей частицы. Измеряется время дрейфа электронов – продуктов ионизации в газе от места прохождения частицы до сигнальной проволоки. Камера разделена рядами параллельных проволок на прямоугольные ячейки – дрейфовые промежутки. (см. рис. 1.21). На сигнальную проволоку (анод), которая в центре проволоочной ячейки, подается положительный потенциал $+U_c$. На проволоки, расположенные по верху и низу дрейфового промежутка подается отрицательный потенциал ($-U_g$), равномерно распределенный от 0 до $-U_g$, создающий однородное электрическое поле вдоль дрейфового промежутка. Сигнал прохождения частицы (стартовый сигнал) задается внешним детектором. Сигнал окончания дрейфа вырабатывается электронами, размножающимися в газе лавинным образом вблизи анода (газовое усиление). Скорость дрейфа v_{dp} определяется калибровочными измерениями. Зная интервал времени t_{dp} между стартовым и конечным сигналами, определяют координату проходящей частицы $x = v_{dp} t_{dp}$. Дрейфовая камера заключается в герметичную оболочку, которая заполняется газовой смесью обычно аргоном Ar с примесью многоатомного газа (изобутан, CO_2). Размер проволоочных ячеек обычно 1 мм. Пространственное разрешение небольших дрейфовых камер $\sim 1\text{ мм}$ составляет $\sim 0,1\text{ мм}$.



Рис. 1.21. Схема дрейфовой камеры. Точки – проволоочки в сечении. Черточки – отрицательный заряд на проволоочках

В нейтринном эксперименте в ЦЕРНе использовались дрейфовые камеры площадью 14 м^2 для локализации мюонов с точностью до 1мм. Дрейфовые камеры являются координатными детекторами. Они способны регистрировать полную картину сложного многочастичного события, подобно пузырьковой камере, и широко используются в экспериментах на ускорителях для определения места прохождения, угла вылета, импульсов заряженных частиц (по отклонению в магнитном поле).

Сцинтилляционный счетчик – детектор ядерных частиц, основными элементами которого являются вещество, *люминесцирующее* под действием заряженных частиц, и *фотоэлектронный умножитель* (ФЭУ). Счетчик состоит из сцинтиллятора, световода – фотоэлектронного умножителя, дискриминатора, пересчетного устройства, регистратора.

Заряженная частица, проходя через сцинтиллятор, ионизирует и возбуждает атомы и молекулы. Возбужденные атомы и молекулы испускают фотоны. Фотоны, попадая на катод ФЭУ, выбивают электроны, которые, пройдя через систему динодов, дают на аноде импульс электрического тока. Сцинтилляторы характеризуются *конверсионной эффективностью* – долей энергии регистрируемой частицы, которая превращается в световую энергию. Параметры сцинтилляторов приведены в табл.1.10.

Таблица 1.10

Кристаллы	Плотность, г/см^3	Время высвечивания, 10^{-9} сек	Длина волны $\text{\AA} = 10^{-10} \text{ м}$	Конверсионная эффективность $\eta, \%$
NaI(Tl)	3,67	250	4100	6
ZnS(Ag)	4,09	11	4500	10
Cs(Tl)	4,5	700	5600	2

Нейтронные детекторы – приборы для регистрации и определения энергетического спектра нейтронов. Нейтроны не обладают электрическим зарядом и не оставляют после себя следов (треков) из ионизированных частиц. Поэтому нейтронные детекторы всегда содержат вещество, называемое радиатором или конвертором, ядра которого при взаимодействии с нейтронами порождают заряженные частицы или γ -кванты. Нейтронные детекторы используют: упругое рассеяние нейтронов на ядрах, ядерные реакции с вылетом заряженных частиц, деление ядер под действием нейтронов, радиационный захват нейтронов с вылетом γ -квантов.

Нейтронные детекторы, использующие упругое рассеяние нейтронов на ядрах (^1_0n , ^2_1H , ^4_2He), – это пропорциональные счетчики с наполнением водородом, метаном, гелием при давлении в несколько атмосфер. Их эффективность мала $\eta = 10^{-2} - 10^{-4}$ при энергии нейтронов $\sim 0.01 - 20$ МэВ.

Для детектирования нейтронов больших энергий используют сцинтилляционные детекторы с органическими сцинтилляторами, содержащими много водорода, в которых пробеги протонов отдачи велики (больше 10 см).

В нейтронных детекторах обычно используют три ядерные реакции с вылетом заряженных частиц (см. табл. 1.11).

Ядерные реакции в нейтронных детекторах таблица 1.11

Реакция	Символ	Сечение, бэрн	Энергия заряженной частицы, МэВ
$^1_0\text{n} + ^3\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + ^1\text{H}$	(n, p)	5,33	0,764
$^1_0\text{n} + ^6\text{Li} \rightarrow ^3\text{H} + ^4\text{He}$	(n, α)	940	4,785
$^1_0\text{n} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{10}\text{B} + ^4\text{He}$	(n, α)	3837	2,791 7% 2,313 93%

Ядра ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ вводят внутрь газоразрядных счетчиков или сцинтилляторов. Нейтронные детекторы с ${}^3\text{He}$ при давлениях меньших 10 атм имеют эффективность около 100% для тепловых нейтронов.

Нейтронные детекторы, использующие деление ядер под действием нейтронов – это камеры деления - ионизационные камеры, покрытые тонким слоем делящихся веществ (урана и плутония). Сечение деления $\sigma_f = 580$ барн для ${}^{235}\text{U}$, для ${}^{239}\text{Pu}$ сечение $\sigma_f = 750$ барн. Эффективность камер деления низкая $\eta \leq 0,1\%$, поэтому они используются для детектирования интенсивных потоков нейтронов, в системах управления ядерными реакторами.

Нейтронные детекторы, использующие радиационный захват нейтронов, имеют радиатор, содержащий ядра с большим сечением реакции (n, γ) , окруженный сцинтилляционными счетчиками для γ -лучей. Радиационный захват нейтронов стабильными ядрами при любых энергиях нейтронов сопровождается мгновенным γ -излучением. Нейтроны с энергией ≤ 10 кэВ детектируются по мягким γ -лучам с энергией $E_\gamma = 478$ кэВ в реакции ${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha\gamma){}_3\text{Li}$ для толстых радиаторов $\eta \sim 1\%$. Для резонансных нейтронов удобен нейтронный детектор с радиатором, содержащим смесь ядер лантаноидов с большим сечением $\sigma(n, \gamma)$ и с небольшим количеством воды для замедления.

Гамма спектрометр – прибор для измерения энергии γ -квантов и интенсивности γ -излучения. Основными характеристиками являются разрешающая способность $\Delta E_\gamma / E_\gamma$, где ΔE_γ - ширина γ -линии на полувысоте. E_γ – энергия регистрируемых моноэнергетических γ -квантов, эффективность = число зарегистрированных γ -квантов/общее число γ -квантов, попадающих в детектор.

Сцинтилляционный γ -спектрометр – комбинация ФЭУ и сцинтиллятора. Для γ -квантов до 1 МэВ применяют сцинтиллятор из NaI(Tl) с разрешающей способностью $\sim 4\text{--}5\%$ при энергии гамма-квантов $\sim 1,3$ МэВ.

Полупроводниковый γ -спектрометр содержит монокристалл с p - n переходом. С двух сторон на монокристалл наносятся металлические электроды, на которые подается напряжение обратной полярности. Под действием γ -квантов создаются электронно-дырочные пары. С помощью приложенного электрического поля электроны и дырки выводятся из области обедненного слоя. Возникающий в результате электрический импульс обратного тока p - n перехода усиливается и регистрируется анализатором. На образование одной пары электрон-дырка требуется 3 эВ, а в газах – 30 эВ, поэтому при той же потере энергии образуется в 10 раз больше носителей и эффективность возрастает.

При энергии $E_\gamma = 1,33$ МэВ и ширине $\Delta E_\gamma \approx 1,7 \div 2$ кэВ, эффективность полупроводниковых детекторов ниже, чем у сцинтилляционных детекторов.

2 ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. ЧАСТИЦЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

2.1. Классификация элементарных частиц

2.1.1. Система естественных единиц ($\hbar = c = 1$)

Система естественных единиц ($\hbar = c = 1$) широко используется в физике элементарных частиц. В качестве единицы действия выбирают квант действия, а в качестве единицы скорости – скорость света. Скорость, действие и угловой момент становятся безразмерными величинами. Размерность координаты и времени одинаковы. Одинаковы размерность энергии, импульса и массы (см. табл. 2.1).

Размерность векторного потенциала равна размерности массы, размерность напряженности электрического и магнитного поля одинаковы и равны размерности квадрата массы. Все бозонные поля имеют размерность массы, а все фермионные поля имеют дробную размерность $(\text{масса})^{3/2}$. Лагранжиан имеет размерность $(\text{масса})^4$.

Электрический заряд – безразмерная величина $e^2 / (\hbar c) = \alpha$, $\alpha = 1/137,036$. Также безразмерны цветовой и слабый заряды, которые обозначаются g_s и g_w . Фермиевская константа 4-фермионного слабого взаимодействия G_F размерна, как и ньютоновская константа гравитационного взаимодействия G_N $(\text{масса})^{-2}$.

Основные единицы в системе естественных единиц

Таблица 2.1

Название	Размерность в системе $\hbar = c = 1$	Фактическая размерность	Переводной множитель
Масса	ГэВ	ГэВ/сек	1 кг = $5,61 \cdot 10^{26}$ ГэВ
Длина	ГэВ ⁻¹	$\hbar c$ / ГэВ	1 м = $5,07 \cdot 10^{15}$ ГэВ ⁻¹
Время	ГэВ ⁻¹	$\hbar$ / ГэВ	1 с = $1,52 \cdot 10^{24}$ ГэВ ⁻¹

Основные единицы в системе естественных единиц Окончание таблицы 2.1

Название	Размерность в системе $\hbar = c = 1$	Фактическая размерность	Переводной множитель
Заряд	безразмер	$\sqrt{\hbar c}$	$e = \sqrt{4\pi\alpha}$
Энергия, Импульс	ГэВ	ГэВ	
Лагранжиан	ГэВ ⁴		
Сечение	ГэВ ⁻²	1барн=10 ⁻²⁴ см ²	1 ГэВ ⁻² = 0,389 мбарн

$$1 \text{ ГэВ} = 10^9 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 1,8 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Сравнение $\alpha_{\text{с}}^2$ и $\alpha_{\text{г}}^2$ в различных системах.

В системах СИ и СГС гравитационная постоянная численно больше постоянной слабого взаимодействия:

$$\alpha_{\text{с}}^2 = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1} \text{ сек}^{-2} = 6,7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \text{ кг}^{-1} \text{ сек}^{-2},$$

$$\alpha_{\text{г}}^2 = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг см}^3 = 1,4 \cdot 10^{-62} \text{ Дж м}^3.$$

В системе естественных единиц ($\hbar = c = 1$):

константа слабого взаимодействия $\alpha_{\text{с}}^2 = 1,2 \cdot 10^{-5} (\hbar^2 \text{ с}^3) \text{ ГэВ}^{-2}$ > численно больше > константы гравитационного взаимодействия $\alpha_{\text{г}}^2 = 6,7 \cdot 10^{-39} (\hbar \text{ с}^5) \text{ ГэВ}^{-2}$. Это согласуется с экспериментом: в лабораторных условиях слабое взаимодействие велико по сравнению с гравитационным взаимодействием.

2.1.2. Элементарные частицы. Лептоны. Адроны. Мезоны. Барионы. Мультиплеты

Элементарные частицы - большая группа мельчайших частиц не являющихся атомами или атомными ядрами. В 1980 г. их насчитывалось более 350, и количество продолжает расти. Основные свойства:

1. Исключительно малые размеры и масса – размер протона $\sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см, размер электрона $< 10^{-16}$ см; масса протона = 1836 масс электрона.
2. Способность рождаться и уничтожаться с помощью сильного электромагнитного, или слабого взаимодействия.
3. Элементарные частицы делятся на классы лептонов (легкие), адронов (сильные) и калибровочных бозонов.

Характеристики элементарных частиц: Масса m , время жизни τ , спин I , изотопический спин T и его проекция T_z , электрический заряд Q и другие наборы дискретных значений физических величин. По времени жизни они делятся на стабильные частицы ($\tau > 10^{22}$ лет - электрон, $\tau > 10^{22}$ лет - протон), квазистабильные частицы ($\tau > 10^{-20}$ с), которые распадаются за счет электромагнитного и слабого взаимодействий, и резонансы ($\tau \sim 10^{-22} \div 10^{-24}$ с), которые характеризуются шириной резонанса $\Gamma = \hbar / \tau$.

Нестрогие квантовые числа элементарных частиц сохраняются только при определенных взаимодействиях. К ним относятся: изотопический спин T , гиперзаряд Y , пространственная четность P , зарядовая четность C , G -четность и квантовое число A .

Пространственная четность P – мультипликативное квантовое число, определяется характером преобразования волновой функции элементарных частиц при зеркальном отражении. Собственные значения оператора отражения $P = \pm 1$, исходя из того, что двойное отражение есть тождественное преобразование $P^2 = 1$.

Лептоны

Лептоны (легкие) – бесструктурные частицы со спином $\frac{1}{2}$ не участвуют в сильном взаимодействии. Известны три заряженных лептона: *электрон*, *мюон* (тяжелый электрон), *тау-лептон* (сверхтяжелый электрон) и три нейтральных: *электронное нейтрино*, *мюонное нейтрино* и *тау-лептонное нейтрино*. У каждого лептона имеется своя античастица. Характеристики лептонов приведены в табл. 2.2. В электромагнитном взаимодействии

рождаются пары заряженных лептонов (e, e^+) , (μ^-, μ^+) , (τ^-, τ^+) . Лептоны ведут себя как точечные бесструктурные частицы до расстояний $10^{-16} \div 10^{-15}$ см. Отрицательные мюоны образуют μ -атомы ($p\mu^-$, $d\mu^-$, $t\mu^-$). Существуют системы (e^+, e^-) -позитроний и мюоний- (μ^+, e^-) . Все лептоны являются фермионами. В слабом взаимодействии каждый заряженный лептон рождается в сопровождении своего антинейтрино: $(e^-, \bar{\nu}_e)$, $(\mu^-, \bar{\nu}_\mu)$, $(\tau^-, \bar{\nu}_\tau)$.

Нейтрино участвуют только в слабом взаимодействии и гравитационном. Частицы нейтрино столь же распространены в природе как и фотоны. Экспериментально наблюдались нейтрино со спиральностью $\lambda = -1/2$ только «левовинтовые», а антинейтрино со спиральностью $\lambda = +1/2$ «правовинтовые». Предполагается, что масса нейтрино близка к нулю. Значения энергий нейтрино лежат в интервале от реликтовых 10^{-4} эВ до космических 10^{11} ГэВ. Мощными источниками (10^{13} частиц/см²сек) антинейтрино низких энергий (до 10 ГэВ) являются ядерные реакторы. Нейтрино высоких энергий (до сотен ГэВ) получают с помощью ускорителей заряженных частиц. Прямым доказательством существования нейтрино считается процесс обратного бета-распада $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$, $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ с сечением $\sigma_{\bar{\nu}} = 0,94 \cdot 10^{-19}$ барн. Отличительное свойство нейтрино-крайне высокая проникающая способность. Антинейтрино от ядерного реактора проходят сквозь Землю, практически не испытывая соударений. Вторым свойством является быстрый рост сечений взаимодействия с ростом энергии нейтрино.

Процессы, идущие с участием лептонов, подчиняются законам сохранения лептонных чисел.

Лептонное число (лептонный заряд) – аддитивное внутреннее квантовое число, сопоставляемое с каждым семейством лептонов. Обычно лептонам приписывается свое лептонное число L_e, L_μ, L_τ . Например, электронное лептонное число $L_e(e^-, \nu_e) = +1$, антилептонам соответствует $L_e(e^+, \bar{\nu}_e) = -1$, $L_e = 0$ для остальных частиц. Вследствие возможного наличия массы у нейтрино $m_\nu \approx 0,01 \div 0,1$ эВ и *нейтринных осцилляций* (самопроизвольных

переходов нейтрино разных сортов друг в друга) нарушается закон сохранения отдельных лептонных зарядов. Однако полный лептонный заряд $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ сохраняется во всех взаимодействиях с участием нейтрино.

Закон сохранения лептонного заряда: лептонный заряд системы частиц, равен алгебраической сумме лептонных зарядов, входящих в систему частиц, и есть величина постоянная для данной системы.

Характеристики лептонов приведены на таблице 2.2

Таблица 2.2

Название	Сим-вол	Масса, МэВ	Время жизни, сек	Спин $\hbar$	Магн. момент	Элек. заряд e	Лепт. число		
							L_e	L_μ	L_τ
Электрон	e^-	0,51	стаб	1/2	$eh/2m_e$	-1	+1	0	0
Мюон	μ^-	105,7	$2,2 \cdot 10^{-6}$	1/2	$ch/2m_\mu$	-1	0	+1	0
Тау-лептон	τ^-	1784	$3 \cdot 10^{-13}$	1/2		-1	0	0	+1
Электрон нейтрино	ν_e	<35 эВ	стаб.	1/2	0	0	+1	0	0
Мюонное Нейтрино	ν_μ	<0,27	стаб.	1/2	0	0	0	+1	0
Тау-лепт нейтрино	ν_τ	<0,31	стаб.	1/2	0	0	0	0	+1

Распады лептонов: $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$, $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$.

Спиральность – квантовое число λ , равное проекции спина элементарной частицы на направление его импульса. Спиральность инвариантна относительно преобразования Лорентца для скорости, направленной вдоль импульса частицы (направления движения). Если $\lambda > 0$, (спин $\rightarrow$, импульс $\rightarrow$), то говорят, что частица имеет правовинтовую спиральность, если $\lambda < 0$, (спин $\leftarrow$, импульс $\rightarrow$), то спиральность левовинтовая. Для фотонов возможна только спиральность $\lambda = \pm 1$, т.е. спин фотона направлен только по направлению движения или против направления движения.

Адроны

Адроны – структурные частицы, участвующие в сильном взаимодействии. К адронам относятся *мезоны* (средние) и *барионы* (тяжелые). Мезоны имеют целый спин, барионы – полуцелый спин. Адроны обладают сохраняющимися в процессах сильного взаимодействия квантовыми числами: барионным числом B странностью S , очарованием C и др., из которых образуется электрический заряд Q . Все мезоны имеют нулевое барионное число $B = 0$. Мезоны образуют наиболее многочисленные семейства, отличающиеся по массе и свойствам. Среди них пи-мезоны, K -мезоны и другие семейства.

Мезоны

π -мезоны (пионы) – легчайшие частицы из класса мезонов. Заряженные π^+ и π^- -мезоны были открыты в 1947г. фотоэмульсионным методом в составе космических лучей, нейтральные π^0 -мезоны – системой счетчиков с использованием ускорителей заряженных частиц. Масса заряженных пи-мезонов равна 139,56 МэВ, т.е. $273m_e$. Они распадаются по каналу слабого взаимодействия $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ за время $\tau_\pm \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Масса нейтрального пи-мезона $264m_e$. Он распадается по каналу электромагнитного взаимодействия $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, имея время жизни $0,8 \cdot 10^{-16} \text{ сек}$. Спин пионов равен 0.

Согласно мезонной теории ядерных сил пи-мезоны являются квантами ядерного взаимодействия. Они вносят основной вклад в сильное взаимодействие между нуклонами и другими адронами на расстояниях порядка комптоновской длины волны пи-мезона ($r \cong \lambda_\pi^c = \hbar/m_\pi c = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$). Пи-мезоны обладают изотопическим спином $T=1$, который сохраняется в сильных взаимодействиях. Пи-мезоны образуют изотопический триплет с проекциями изоспина $T_z(\pi^+) = +1$, $T_z(\pi^-) = -1$, $T_z(\pi^0) = 0$, которые сохраняются в сильном и электромагнитном взаимодействиях. Для мезонов справедлива формула для электрического заряда

$$Q = T_z + \frac{1}{2}Y \quad ,$$

где T_z – третья проекция изоспина, Y – гиперзаряд.

π -мезоны в большом количестве рождаются в нуклон-нуклонных взаимодействиях при энергии налетающих нуклонов ≥ 290 МэВ. Большие интенсивности пучков π -мезонов получают на сильноточных протонных ускорителях («мезонных фабриках»).

K^- -мезоны (каоны) – группа нестабильных частиц, в которую входят два заряженных K^+ и K^- и два нейтральных K^0 , $\tilde{K}^0$ каона с нулевыми спинами и массами $m_{K^\pm} = 493,67$ МэВ и $m_{K^0} = 497,67$ МэВ. K -мезоны участвуют в сильном взаимодействии и обладают квантовым числом – странностью (S). Каоны K^+ и K^0 с $S = +1$ и $T_3 = +1$ образуют изомультиплет, а у их античастиц K^- и $\tilde{K}^0$ с $S = -1$ и $T_3 = -1$ другой изомультиплет. Из-за различия в странности K^0 и $\tilde{K}^0$ являются частицами, по-разному участвующими в сильном взаимодействии.

K -мезоны представляют собой нижнее по массе состояние с отличной от нуля странностью. Поэтому их распады могут происходить также по слабому взаимодействию с изменением странности на единицу $|\Delta S| = 1$, а времена жизни на 13-14 порядков превышают характерное время сильного взаимодействия. $\tau(K^\pm) = 1,24 \cdot 10^{-8}$ сек. Основные распады: $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu)$ (вероятность 63,5%); $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$ (21%); $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$ (5,59%).

В вакууме для нейтральных K -мезонов существуют две суперпозиции состояний $|K_S^0\rangle \approx |K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\tilde{K}^0\rangle)$: соответствующая короткоживущему мезону K_S^0 и $|K_L^0\rangle \approx |K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\tilde{K}^0\rangle)$ – долгоживущему мезону K_L^0 . Эти мезоны обладают различными временами жизни $\tau(K_S^0) = 0,89 \cdot 10^{-10}$ сек, $\tau(K_L^0) = 5,17 \cdot 10^{-8}$ сек, их массы практически равны. Основные распады:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \text{ вероятность } 63,6\%, \quad K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \text{ (31,4\%),}$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \tilde{\nu}_e (\nu_e) (38,8\%), \quad K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \tilde{\nu}_\mu (\nu_\mu) \text{ (27\%),}$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \text{ (21,5\%).}$$

Под действием слабого взаимодействия, меняющего странность, возможны взаимные превращения нейтральных каонов $K_0 \Leftrightarrow \tilde{K}_0$. За счет суперпозиции квантовых состояний K_S^0 и K_L^0 возникают процессы:

1. $(K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0)$ – мезонных осцилляций, когда K^0 -мезон, возникая за счет сильного взаимодействия, на некотором расстоянии частично превращается в $\tilde{K}^0$ и вызывает реакции, запрещенные для K^0 . Эти взаимопревращения происходят вследствие слабых взаимодействий кварков, из которых состоят K -мезоны:

$$K^0 = \bar{s}d \leftrightarrow s\bar{d} = \tilde{K}^0.$$

Период осцилляций $(K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0)$ равен $\tau = \frac{2\pi}{m_L - m_S} \approx 1,2 \cdot 10^{-9}$ сек.

2. Регенерация (появление в пучке) короткоживущих K_S^0 -мезонов при прохождении через вещество только долгоживущих K_L^0 -мезонов.

Открытие несохранения пространственной четности P в слабом взаимодействии в распадах K -мезонов позволяет экспериментально отличить левое от правого. Только в распадах нейтральных мезонов K_L^0 наблюдается эффект нарушения комбинированной CP -четности $\sim 0,1\%$.

Помимо обычных пи-мезонов и странных K -мезонов открыты многочисленные классы очарованных мезонов, прелестных мезонов, например, к мезонам $(c\bar{c})$ относятся (J/ψ) -мезон со спином 1 и массой 3096,9 МэВ, к мезонам $(b\bar{b})$ относится ипсилон-мезон (Υ) с массой 9460, 32 МэВ и спином 1.

Барионы

К барионам относятся нуклоны p – протон, n – нейтрон и гипероны (странные барионы) и другие семейства барионов. Барионы обладают сохраняющимися в процессах сильного взаимодействия квантовыми числами: барионным числом B странностью S , очарованием C и др. Все барионы обладают барионным квантовым числом, равным единице $B=1$.

Барионное число B (барионный заряд) – аддитивное внутреннее квантовое число, сопоставляемое с барионами.

Закон сохранения барионного числа: Барионный заряд системы частиц равен алгебраической сумме барионных зарядов, входящих в систему частиц, и есть величина, постоянная для данной системы.

Гипероны

Гипероны – тяжелые нестабильные элементарные частицы с массой больше массы нуклона, обладающие барионным зарядом $B = 1$ и большим временем жизни по сравнению с ядерным временем ($\sim 10^{-23}$ сек). Известны гипероны: лямбда (Λ^0), три сигма ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$), два кси (Ξ^0, Ξ^-) и омега (Ω^-). Все гипероны имеют спин $1/2$, спин Ω^- -гиперона $3/2$ и являются фермионами. Время жизни гиперонов порядка 10^{-10} сек, затем они распадаются на легкие частицы пи-мезоны, электроны, нейтрино, γ -кванты. При столкновении п-мезонов и нуклонов с нуклонами гипероны всегда рождаются совместно с K -мезонами и также обладают квантовым числом *странность* S . Основные характеристики гиперонов, относящихся к странным барионам, приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3.

Название гиперона	Символ	Масса, МэВ	Время жизни, 10^{-10} сек	Странность S	Основные распады
Ламбда-ноль	Λ^0	1115,60	2,63	-1	$\Lambda \rightarrow \frac{1}{2}p + \pi^-$ $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$
Сигма-плюс	Σ^+	1189,37	0,8	-1	$\Sigma^+ \rightarrow \frac{1}{2}p + \pi^0$ $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$
Сигма-ноль	Σ^0	1192,47	$6 \cdot 10^{-20}$ сек	-1	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$
Сигма-минус	Σ^-	1197,35	1,48	-1	$\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$

Кси-ноль	Ξ^0	1314,9	2,9	-2	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
Кси-минус	Ξ^-	1321,32	1,65	-2	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$
Омега-минус	Ω^-	1672,2	1,1	-3	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$ $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$ $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$

Примечание: Распады гиперонов с испусканием лептонов не приводятся из-за их малой вероятности.

Мультиплеты – совокупности частиц, обладающих близкими массами, одинаковыми спинами и сохраняющимися в сильном взаимодействии с квантовыми числами: странностью и др.

Близкие по массе адроны, имеющие одинаковые значения барионного числа, спина и квантовые числа могут быть объединены в *изотопические мультиплеты*, которые включают в себя адроны с разными электрическими зарядами. Это группы частиц, имеющих определенные значения проекции изотопического спина T_3 . Их число в мультиплете $2T+1$. Математически объединение адронов в мультиплеты отражает наличие у них симметрии, связанной с группой унитарных преобразований в двумерном комплексном «внутреннем» изотопическом пространстве $SU(2)$. Изотопические мультиплеты суть неприводимые представления группы $SU(2)$. Простейшим примером частиц, которые можно объединить в один изотопический мультиплет (изодублет), являются протон и нейтрон. Они рассматриваются как два зарядовых состояния одной частицы – *нуклона*, из которой состоят ядра атомов.

Электрический заряд частиц, принадлежащих одному изотопическому мультиплету определяется *формулой Гелл-Мана – Нишиджимы*:

$$Q = T_3 + \frac{1}{2} (B+S), \quad (2.1)$$

здесь $T_3 = \pm T, \pm(T-1), \pm(T-2) \dots$ всего $2T+1$ значение, T – изотопический спин, для нуклона $T=1/2$. $T_3 = +1/2$ для протона, $T_3 = -1/2$ для нейтрона.

Изотопические мультиплеты, отличающиеся только значением странности S могут быть объединены в группы по 8 частиц (октеты) и 10 частиц (декуплеты) – *супермультиплеты*. Математически супермультиплеты описываются группой $SU(3)$ -группой унитарных преобразований в трехмерном комплексном пространстве. Группа учитывает приближенную симметрию адронов относительно изотопического спина и странности одновременно.

Основные результаты $SU(3)$ -теории

1. Супермультиплеты – это неприводимые представления группы $SU(3)$ - *синглеты* (1), *октеты* (8), *декуплеты* (10). Примеры группы частиц с одинаковыми значениями спина I и четности P

$I^P = 0^-$ октет мезонов: $\pi^+, \pi^0, \pi^-, \eta, K^+, K^0, K^-, \bar{K}^0$

$I^P = 1/2^-$ октет адронов: $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Lambda, p, n, \Xi^-, \Xi^0$,

$I^P = 3/2^-$ декуплет гиперонов: $\Delta_1^{++}, \Delta_1^+, \Delta_1^0, \Delta_1^-, \Sigma^{*+}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*-}, \Xi^{*-}, \Xi^{*0}, \Omega^-$.

Унитарный октет адронов, включающий изотопический дублет нуклонов, изотриплет Σ -гиперонов, изосинглет- Λ^0 и изодублет Ξ -гиперонов показан на рис. 2.1.

2. Массы частиц внутри мультиплета различаются, следовательно, симметрия $SU(3)$ не является точной и нарушается. Однако расщепление масс внутри супермультиплета не затрагивает массы внутри изотопических мультиплетов $SU(2)$ входящих в состав супермультиплетов. Общепринятой является *полуэмпирическая формула Окубо - Гелл-мана для масс адронов* внутри супермультиплета:

$$m^n = m_0^n + a(B + S) + b \left[T(T + 1) - \frac{1}{4}(B + S) \right], \quad (2.2)$$

где m_0^n , a , b – эмпирические константы для разных мультиплетов, $n=1$ для барионов $n=2$ для мезонов. Для гиперонного декуплета $n=1$, $B=1$, $T=(S+3)/2$, формула принимает простой вид

$$m = c_1 + c_2 S, \text{ где } c_1 = m_0 + a + b7/2, c_2 = a + b3/2.$$

Для масс частиц декуплета должны иметь место соотношения:

$$m_{\Xi^-} - m_{\Sigma^-} = m_{\Sigma^-} - m_{\Lambda^-}, \quad m_{\Omega^-} - m_{\Xi^-} = m_{\Xi^-} - m_{\Sigma^-}.$$

В самом деле: $147 = 1529 - 1382 = 1382 - 1236 = 146$ первая формула верна. Из второй формулы следует предсказание массы частицы *омега-минус гиперон* (Ω^-): $m_{\Omega^-} = 1529 + 147 = 1676$ МэВ. Позднее была открыта частица Ω^- -гиперон с массой 1675 МэВ!

Согласно принципу зарядового сопряжения каждой частице должна соответствовать античастица. **Античастицей** (по отношению к данной частице) называют частицу, обладающую той же массой, спином, временем жизни, что и данная частица, но имеющую зарядовые квантовые числа и магнитные моменты противоположного знака. Например, античастицей электрона e^- является *позитрон* e^+ . Частица и античастица обычно рождаются парами. При встрече они *аннигилируют* (взаимно исчезают), образуя частицы, рождение которых зависит от энергии исходных частиц и не запрещено законами сохранения. Античастица обозначается той же буквой, но со знаком тильда $\sim$ над ней. *Антипротон* $\tilde{p}$ был обнаружен в 1956 г. Его заряд равен и противоположен заряду протона, магнитный момент $\mu_{\tilde{p}} = -\mu_p$, барионный заряд $B = -1$, Проекция изоспина $(T_z)_{\tilde{p}} = -1/2$. Порог рождения антипротона в нуклон-нуклонных соударениях равен $6m_p c^2 = 5,6$ ГэВ. Нейтрон имеет античастицу – *антинейтрон* $\tilde{n}$, у которого электрический заряд $= 0$, но барионное число $B = -1$, схема распада $\tilde{n} \rightarrow \tilde{p} + e^+ + \nu_e$. При встрече антинуклона с нуклоном происходит реакция аннигиляции $p + \tilde{p} \rightarrow 4 \div 5 \pi$ -мезонов (95%) и K -мезонов (5%). Например, античастицей электрона e^- является *позитрон* e^+ .

При аннигиляции электрона и позитрона обычно возникают гамма-кванты. В 1965 г. в США зарегистрировано первое антиядро (*антидейтрон*) ${}^2_{-1}\tilde{n}$ состоящее из антипротона и антинейтрона. В 1970 г. в России зарегистрировано ядро антигелия ${}^3_{-2}\tilde{He}$ из двух антипротонов и одного антинейтрона.

Истинно нейтральными частицами являются частицы, не обладающие никакими зарядовыми квантовыми числами (электрический заряд Q , лептонный заряд L , барионный заряд B , странность S и др.). Это *фотон* γ , *пи-ноль-мезон* π^0 и др.

2.2. Кварковая модель адронов

2.2.1. Кварки и их характеристики. Кварковая структура мезонов и барионов

Если внимательно посмотреть на рис. 2.1., то можно увидеть, что декуплеты и октеты могут быть составлены из 3 частиц, образующих треугольник (триплет). Гипотеза о том, что адроны построены из субчастиц, которые называли кварками, впервые была выдвинута Гелл-Манном и независимо Цвейгом в 1964 г. Первоначально кварковая модель содержала три кварка и объясняла существование адронных супермультиплетов. Идея кварков подсказана унитарной симметрией. Самое простое представление группы $SU(3)$ триплет. Название «кварк» якобы взято Гелл-Маном из фразы «Три кварка для мистера Кларка!» романа Джеймса Джойса «Поминки по Финнегану».

Кварки – бесструктурные частицы со спином $\frac{1}{2}$, являющие составными элементами всех адронов. Обычные барионы состоят из трех кварков, а обычные мезоны из кварка и антикварка. Известны шесть сортов (*ароматов*) кварков: u, d, s, c, b, t . Общее обозначение q_i^α , где аромат обозначается нижним индексом $i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ и цвет – нижним индексом $\alpha = 1, 2, 3$. Каждый сорт кварков существует в трех состояниях, определяемых цветом. Все кварки цветные.

Цвет (цветовой заряд) α – квантовое число, характеризующее кварки и глюоны. Одноцветные кварки при взаимодействии меняют свой цвет, обмениваясь двухцветными глюонами – квантами сильного (цветового) поля. Цвет обеспечивает соблюдение принципа Паули для фермионов: в одном квантовом состоянии может находиться только один кварк.

Характеристики кварков

Все кварки имеют барионное число, дробное $B = 1/3$. Электрический заряд Q у них тоже дробный: кварки u, c, t имеют положительный заряд $Q = +2/3 e$; кварки d, s, b , имеют отрицательный заряд $Q = -1/3 e$, где $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона.

Сорт кварка характеризуется значением внутренних квантовых чисел, входящих в состав электрического заряда Q : третья проекция изотопического спина T_3 , странность S , очарование C , красота b , истинность t . Эти зарядовые квантовые числа определяют «аромат» кварка.

Электрический заряд кварка определяется формулой Гелл-Манна-Нишидзимы

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y = T_3 + \frac{1}{2}(B + S + C - b + t) \quad (2.3)$$

$$Y = B + S + C - b + t. \quad (2.4)$$

Здесь Y – гиперзаряд (гиперонный заряд) удвоенный средний электрический заряд данного изомультиплета. Цвет обеспечивает необходимую антисимметрию волновых функций адронов, построенных из одинаковых кварков. Кварки подчиняются квантовой статистике Ферми и принципу Паули. Каждый кварк имеет свою античастицу. Полные характеристики кварков приведены в табл. 2.4.

Характеристики кварков

Таблица 2.4

Название	Символ	Спин $J, (\hbar)$	Проек изо- спина T_3	Бар. Число B	Стран- ность S	Очаро- вание C	Кра- сота b	Истин ность t	Элек. заряд Q	Масса, МэВ
Верхний (up)	u^a	1/2	+1/2	1/3	0	0	0	0	+2/3	2
Нижний (down)	d^a	1/2	- 1/2	1/3	0	0	0	0	- 1/3	5
Странный	s^a	1/2	0	1/3	--1	0	0	0	- 1/3	95

(strange)										
Очарован. (charm)	c^α	1/2	0	1/3	0	1	0	0	+2/3	1,25 ГэВ
Красивый (beauty)	b^α	1/2	0	1/3	0	0	1	0	-1/3	4,2 ГэВ
Истинный (truth)*	t^α	1/2	0	1/3	0	0	0	+1	+2/3	171 ГэВ

Легкие *верхний u-кварк* и *нижний d-кварк* входят в состав атомного ядра.

Очарованный c-кварк – нестабильный более тяжелый родственник верхнего кварка; является компонентом J/ψ –частицы.

Странный s-кварк – нестабильный более тяжелый родственник нижнего кварка; входит в состав K -мезона.

*)*Истинный t-кварк* – сверхтяжелый кварк, копия верхнего кварка; время жизни – 10^{-25} сек.

t -кварк открыт в 1995 г. на ускорителе со встречными пучками (протон – антипротонном коллайдере , Тэватроне, Ферми лаборатория, США) с энергией в системе центра масс $1,8 \text{ ТэВ} = 1,8 \cdot 10^{12} \text{ эВ}$. Масса t -кварк $m_t = 174 \pm 5 \text{ ГэВ}$.

Красивый (прелестный) b-кварк – нестабильная сверхтяжелая копия нижнего кварка; входит в состав B -мезона.

Согласно кварковой гипотезе адроны являются составными частицами: мезон состоит из кварка и антикварка ($q\bar{q}$), барион из трех кварков (qqq). С учетом цвета $\alpha=1,2,3$ структура адрона записывается в виде формулы

$$\text{Мезоны } M_{ik} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^3 q_i^\alpha \bar{q}_k^\alpha = \frac{1}{\sqrt{3}} (q_i^1 \bar{q}_k^1 + q_i^2 \bar{q}_k^2 + q_i^3 \bar{q}_k^3), \quad (2.5)$$

$$\text{Барионы } B_{ijk} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{\alpha,\beta,\gamma=1}^3 \epsilon_{\alpha\beta\gamma} q_i^\alpha q_j^\beta q_k^\gamma, \quad (2.6)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ – полностью *антисимметричный единичный тензор третьего ранга*.

имеет 27 компонент: $\epsilon_{123} = \epsilon_{231} = \epsilon_{312} = 1$, $\epsilon_{213} = \epsilon_{312} = \epsilon_{321} = -1$. Если компоненты

тензора имеют хотя бы два совпадающих индекса, то они равны нулю. Отметим, что ни мезоны, ни барионы не имеют цветового индекса и являются «белыми» или «бесцветными» частицами.

На рис. 2.1. показаны восемь барионов как трехкварковые структуры в виде октета.

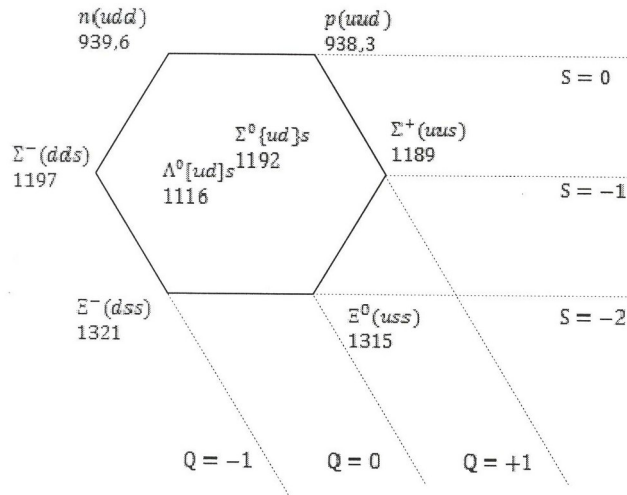


Рис.2.1. Октет барионов с спином $I = 1/2$ и четностью $P = +1$ в координатах (гиперзаряд Y , и третья проекция изоспина T_3): нейтрон, протон, три сигма-гиперона, два кси-гиперона. Ламбда-ноль-гиперон (синглет) и сигма-ноль-гиперон в центре. Числа – массы частиц в МэВ. Буквы в скобках – кварковый состав частицы. Пример: нейтрон n состоит из трех кварков (udd) и имеет массу 939,6 МэВ.

Кварковая структура мезонов

Нестранные мезоны с $S=0$ состоят из пары, включающей один кварк u или d и один антикварк $\bar{u}$ или $\bar{d}$. Возможны 4 комбинации $(u\bar{u}), (u\bar{d}), (\bar{u}d), (d\bar{d})$. В каждой комбинации общий спин J пары равен 1 при параллельной ориентации спинов $\uparrow\uparrow$, или равен 0 при антипараллельной $\uparrow\downarrow$ ориентации спинов кварка и антикварка. Четность мезона отрицательна, т.к. внутренние четности частиц и античастиц противоположны при спине $1/2$. Проекция T_3 изотопического спина пары (кварк, антикварк) может быть 1 или 0. см. табл. 2.4.

Пример 1. Пи-плюс-мезон (π^+) состоит из пары (кварк, антикварк) = (u, d), спин пары $J = 1/2 - 1/2 = 0$, третья проекция изоспина пары $T_3 = 1$, барионное число пары $B = 1/3 - 1/3 = 0$, электрический заряд пары $Q = T_3 + 1/2(B) = +1$, масса $M = 140$ МэВ (1а.е.м. = $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг соответствует 935 МэВ).

Кварковая структура барионов

Нестранные барионы $S = 0$ образуются из кварков u и d это (uuu), (uud), (udd), (ddd).

Странные барионы со странностью $S = -1$ образуются из кварков u, d, s (uus), (uds), (dds).

Странные барионы со странностью $S = -2$ это (uss), (dss).

Пример 2. Протон состоит из трех кварков $p = (u\uparrow, u\uparrow, d\downarrow)$. Общий спин $J = 1/2 + 1/2 - 1/2 = 1/2$. Общая третья проекция изоспина $T_3 = 1/2 + 1/2 - 1/2 = 1/2$. Общее барионное число $B = 1/3 + 1/3 + 1/3 = 1$. Суммарный электрический заряд $Q = T_3 + 1/2 B = 1$. Масса протона $M = 938$ МэВ. Нейтрон состоит из трех кварков $n = (u\uparrow, d\downarrow, d\downarrow)$.

Кварковая модель протона

Согласно кварковой модели, барионы состоят из трех кварков и мезоны из кварка и антикварка. Эти кварки называются *валентными*. Кварки в адронах удерживаются сильным взаимодействием путем обмена особыми безмассовыми частицами, глюонами (квантами сильного взаимодействия), которые являются носителями цветового заряда.

Три валентных кварка (u, u, d) движутся свободно внутри протона. Они окружены «морем» кварк-антикварковых пар. Эти *морские* кварки рождаются глюонами. Глюоны испускают валентные кварки, обмениваясь между собой цветовыми зарядами. Таким образом, глюоны удерживают кварки внутри протона, не допускают их вылетания. Валентные кварки несут ~35%, морские кварки $\geq 10\%$, глюоны ~55% полного импульса протона.

При этом каждый валентный кварк окружен облаком глюонов и морских кварк–антикварковых пар из-за эффекта поляризации вакуума. Масса облаченного кварка соответствует массе кварка в статическом пределе. Такой кварк называется «блоковым» или конституиентным. При увеличении расстояния между кварками их заряд увеличивается из-за антиэкранировки, и сила притяжения между ними возрастает, как натяжение струны, до бесконечности. При увеличении расстояния больше $1 \text{ Ферми} = 10^{-13} \text{ см}$ струна рвется. Немедленно в точке разрыва возникает новая кварк-антикварковая пара, замыкающая разошедшиеся пары кварков.

2.2.2. Экспериментальное подтверждение кварковой модели адронов

1. Глубоконеупругое рассеяние электронов на протонах при больших импульсах электронов привело к упругому рассеянию электрона на большие углы из-за столкновения электрона со свободным кварком внутри протона. В сущности, это старая идея опыта Резерфорда по рассеянию альфа-частиц на ядре атома. Опыты проводились в 1966–1969 гг. на Стэнфордском линейном двухмиллиметровом ускорителе электронов с энергией 21 МэВ, мишень жидководородная.

2. Эксперименты по рассеянию нейтрино на нуклонах в 1973-1975 гг установили, что средняя величина квадрата электрического заряда частиц внутри протона близка к величине $\langle Q^2 \rangle = 1/2 [(2/3 e)^2 + (1/3 e)^2]$.

3. Столкновение пучков электронов и позитронов очень высокой энергии в ускорителях на встречных пучках – исключительно чистый метод получения кварков. При лобовом столкновении e^- и e^+ при энергиях пары $E_{e^-e^+} \geq 7 \text{ ГэВ}$ в реакции аннигиляции рождаются γ -кванты, которые распадаются на кварк и антикварк, которые разлетаются строго в противоположных направлениях порождая каждый свою струю адронов:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow \text{две адронные струи}$$

Феймановская диаграмма аннигиляции электрон-позитронной пары (e^-, e^+) показана на рис. 2.2.:

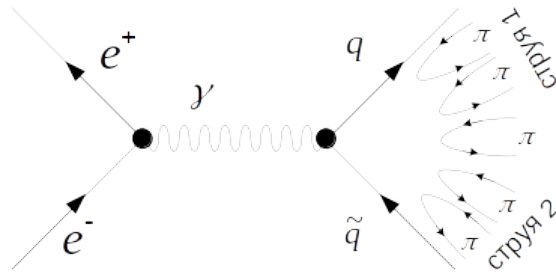


Рис. 2.2. Фейнмановская диаграмма аннигиляции электрон–позитронной пары (e^- , e^+) в две струи.

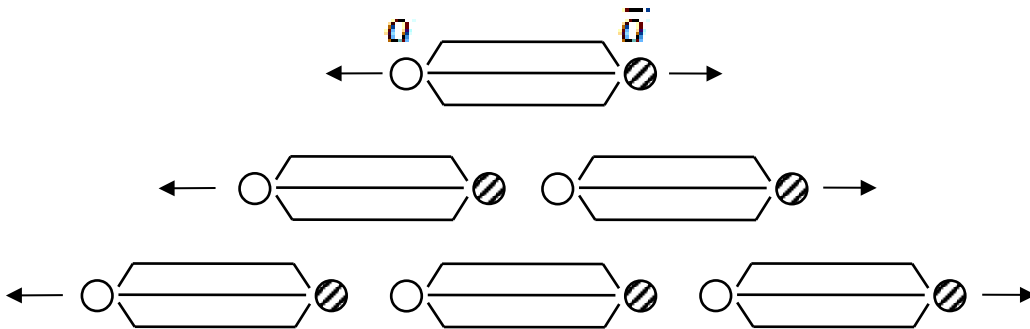


Рис. 2.3. Вверху показана разлетающаяся первоначальная кварк–антикварковая пара. В середине уже два разлетающихся пи-мезона. Внизу показаны три пи-мезона, образующие две струи.

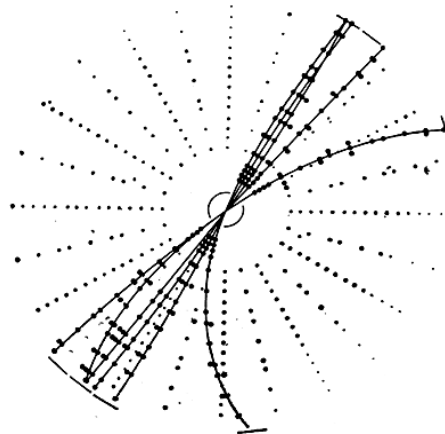


Рис. 2.4. Детектор TASSO на накопительном кольце PETRA регистрирует двухструйное событие при лобовом столкновении электронов и позитронов высоких энергий.

Первоначальная расходящаяся кварк-антикварковая пара растягивает цветовые силовые линии сильного взаимодействия до тех пор, пока возрастающая с расстоянием потенциальная энергия сильного взаимодействия $V(r) \sim \lambda r$ не окажется достаточной для образования новой

пары ($q\bar{q}$). Образование двух струй адронов показано на рис. 2.3. Замедляющиеся кварки испускают адроны (π -мезоны), точно также, как тормозящийся электрический заряд испускает фотоны тормозного излучения. Первоначальные кварки никогда не регистрируются в детекторе. Были определены спины кварков, равные $\frac{1}{2}$. Общее число адронов свидетельствует, что, кварки, возникающие в промежуточном состоянии, имели три различных цвета.

Таким образом, кварковая модель адронов подтверждается всей совокупностью экспериментальных данных. Однако в свободном состоянии кварки не наблюдаются, а только в связанном состоянии внутри адронов. При реакциях между адронами они перераспределяются во вновь образованные частицы.

Эксперименты в области высоких энергий

Основная информация в физике высоких энергий получается при облучении протонных мишеней пучками высокоэнергичных электронов, позитронов, нейтрино и антинейтрино и протонов и антипротонов. Наиболее ценная информация в высокоэнергетическом секторе $> 1000 \text{ ГэВ} = 1 \text{ ТэВ}$, что соответствует расстояниям в 10^{-19} см получается при столкновении e^+e^- и p^+p^+ пучков в ускорителях на встречных пучках (электронных и протонных суперколлайдерах).

Жесткие процессы – высокоэнергетические процессы, в которых каждой из регистрируемых частиц передается большой импульс $\gg 1 \text{ ГэВ/сек}$. Жесткие процессы являются основным источником информации о структуре частиц и о динамике кварк – глюонных процессов. К жестким процессам относятся множественные процессы, инклюзивные процессы, глубоко неупругие процессы, процессы рождения адронных струй.

Множественные процессы – рождение большого количества вторичных адронов в одном акте взаимодействия частиц высокой энергии. При энергиях выше нескольких ГэВ они доминируют над процессами одиночного

рождения частиц. Из-за большого числа вторичных частиц основной метод изучения инклюзивный.

Инклюзивный процесс – процесс взаимодействия частиц высоких энергий, при котором изучаются характеристики только части вторичных частиц независимо от числа и типа других частиц. При энергии столкновения ≥ 5 ГэВ в системе центра инерции (с.ц.и.) рождается > 10 частиц, при ≥ 60 ГэВ число вторичных частиц > 20 . Экспериментальные данные получены в основном для одно- и двухчастичных инклюзивных процессов при энергии столкновения ≤ 2000 ГэВ.

Глубоко неупругие процессы – инклюзивные процессы взаимодействия лептонов и кварков, при которых квадрат передачи 4-импульса лептона адрону значительно превышает характерную энергию покоя адрона ≈ 1 ГэВ. В этих процессах при облучении протонных мишеней электронными, мюонными и нейтринными пучками удалось обнаружить точечные образования внутри адронов, которые называли *партонами*. Впоследствии они были отождествлены с кварками и глюонами.

Глубоко неупругое рассеяние лептонов на адронной мишени позволяет исследовать распределение заряда в протяженном объекте. Угловое распределение рассеянных электронов на протяженном заряженном объекте описывается дифференциальным сечением рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{to} |F(\vec{q})|^2, \quad (2.7)$$

где *формфактор* $F(\vec{q})$ – функция, описывающая влияние протяженности частицы на её взаимодействие с другими частицами и полями.

$F(\vec{q}) = \int \rho(\vec{r}) \exp[i\vec{q} \cdot \vec{r}] dV$ – Фурье – образ распределения заряда в случае статической мишени. $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ импульс, переданный падающим электроном мишени. Сечение рассеяния на точечной мишени (снова опыт Резерфорда !)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{to} = \frac{Z^2 \alpha^2 E^2}{4k^4 \sin^4(\theta/2)} \left(1 - v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (2.8)$$

где $k = |\vec{k}_i| = |\vec{k}_f|$, $\nu = k/E$, θ – угол рассеяния электрона.

Роль электронного пучка состоит в том, что он служит источником виртуальных фотонов, которые взаимодействуют с частицами внутри протона. Если квадрат импульса, переданного протону велик, то неупругое рассеяние электрона на протоне сводится к упругому рассеянию электрона на свободном партоне внутри протона. При этом электрон создает виртуальный γ -квант, который быстро и жестко взаимодействует с партоном. Медленно рассеянный цветной партон взаимодействует с пассивным остатком протона, и формирует бесцветные адроны, которые станут продуктами развала протона. В силу удержания цвета это происходит с вероятностью 1. Протон разваливается на две адронные струи. Одна струя летит в направлении виртуального фотона, другая в направлении первичного протона.

Впервые в 1968 г. на линейном ускорителе электронов в Стандфорде было обнаружено, что форм-факторы глубоко неупругого рассеяния электрона на протоне в области $Q^2 = -q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$ почти не зависят от Q^2 . Явление было названо *скейлингом Бьёркена*. Это означало также, что электрон рассеивался на некоем точечном объекте внутри протона (Фейман назвал его партоном). Анализ квантовых чисел партонов отождествил их с кварками. Среди партонов преобладали частицы со спином $1/2$. Распределение кварковых импульсов говорит о том, что существенную долю импульса протона уносят нейтральные партоны, которые отождествлены с глюонами.

Фотоны с большим импульсом и малой длиной волны могут быть приготовлены в столкновении электрон-позитронных пучков высоких энергий. Электрон-позитронные коллайдеры могут быть использованы для изучения квантовой электродинамики КЭД, слабых взаимодействий, кварков и лептонов и для поиска тяжелых кварков и лептонов. Входной канал реакции аннигиляции $e^- + e^+ \rightarrow q + \bar{q}$ является чисто лептонным.

Струя адронная – рожденная в одном акте взаимодействия группа адронов, для которых продольная компонента импульса каждого адрона много больше поперечной компоненты. Четко выделенные адронные струи

наблюдаются в неупругих жестких процессах при высоких энергиях сталкивающихся частиц. Двух- и трех-струйные события наблюдаются при аннигиляции электрона и позитрона во встречных e^+e^- -пучках. Причем в двухструйных событиях обе струи направлены в противоположные стороны в системе центра инерции. Трехструйные события возникают в реакции $e^- + e^+ \rightarrow q + \bar{q} + g$. Третью адронную струю дает глюон g . 4-струйные события регистрировались при аннигиляции протона и антипротона во встречных $p^- p^+$ пучках. Основную долю частиц в струе составляют π -мезоны ($\approx 90\%$) и только 10% приходится на K -мезоны, нуклоны и антинуклоны. рис. 2.5.

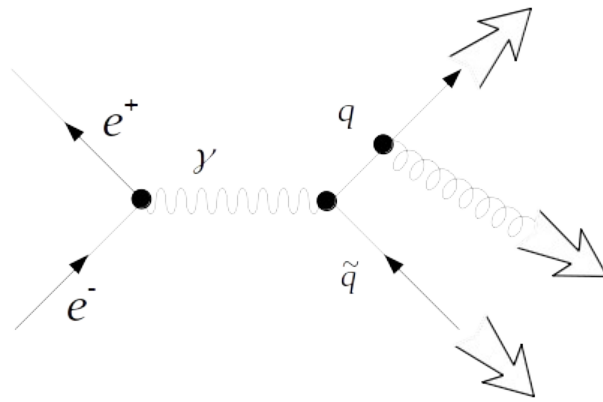


Рис. 2.5. Фейнмановская диаграмма трехструйного события в реакции аннигиляции $e^- + e^+ \rightarrow q + \bar{q} + g$. Две кварковые струи и одна глюонная

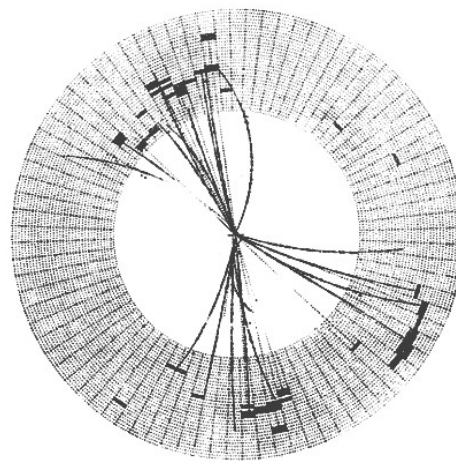


Рис. 2.6. Трехструйное событие в реакции аннигиляции $e^- e^+$, зарегистрированное детектором JADE на ускорителе PETRA

К трехструйным событиям приводит также распад *ипсилон* – мезона Υ ($b\bar{b}$) на три глюона, порождающих адронные струи (см.рис. 2.7.)

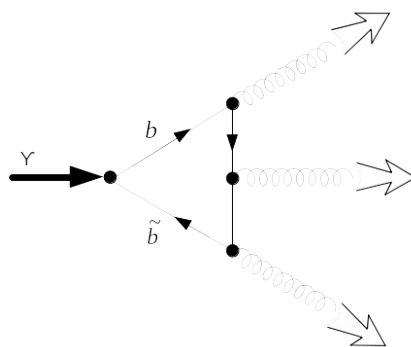


Рис.2.7. Фейнмановская диаграмма трехструйного события

Последние (за 15 лет) экспериментальные достижения в физике элементарных частиц:

Эксперименты проверили теорию электрослабого взаимодействия в диапазоне от субядерных расстояний до галактических.

Детекторы частиц позволили установить, что нейтрино могут менять свой тип. Нейтрино должны иметь массу, необъяснимую теорией электрослабого взаимодействия.

Обнаружен массивный шестой «истинный» кварк при столкновении протонов с антипротонами в лаборатории им. Ферми.

В КЕК (японская лаборатория по физике высоких энергий) и в Стэнфордском центре линейных ускорителей было обнаружено различие между распадам – и B -мезонов и их античастиц. Это может объяснять наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной – очень малое содержание в ней антивещества.

Астрономические наблюдения указывают, что во Вселенной доминирует не- барионная «темная материя» и неизвестная «темная энергия», вызывающая положительное ускоренное расширение Вселенной.

2.3. Электромагнитное взаимодействие

2.3.1. Электромагнитное взаимодействие. Фотон (гамма-квант). Квантовая электродинамика (КЭД). Уравнения Максвелла в ковариантной форме

Четыре вида взаимодействия элементарных частиц

Взаимодействие в физике – это воздействие частиц друг на друга, приводящее к изменению их состояния. Взаимодействие осуществляется посредством тех или иных полей. Согласно квантовой теории поля (КТП) любое поле представляет собой совокупность частиц – квантов этого поля. В природе существует только четыре вида взаимодействия или четыре базовых квантовых поля – сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное. Интенсивность каждого взаимодействия определяется своей константой связи альфа, равной квадрату заряда, деленному на четыре пи ($\alpha_i = q_i^2 / 4\pi$).

Электромагнитное взаимодействие – взаимодействие электрических зарядов с электромагнитным полем. Сила электромагнитного взаимодействия между покоящимися элементарными частицами дальнедействующая и изменяется с расстоянием как $1/r^2$ (закон Кулона). Интенсивность электромагнитных процессов в микромире определяется безразмерным параметром $e^2/\hbar c = 1/137$. Характерные времена радиационных распадов элементарных частиц и возбужденных состояний ядер по каналу электромагнитного взаимодействия составляют $\sim 10^{-12} \div 10^{-20}$ сек. При электромагнитном взаимодействии сохраняются квантовые числа: пространственная четность, зарядовая четность, странность, очарование, красота. Электромагнитное взаимодействие инвариантно относительно обращения времени (т.е. замены t на $-t$). При электромагнитном взаимодействии адронов нарушаются законы сохранения изотопического спина и G -четности. Изотопический спин адронов может меняться при испускании или поглощении фотона на ± 1 или 0). Равенство нулю массы покоя фотона связано с его дальнедействующим характером электромагнитного взаимодействия. Отрицательная зарядовая четность фотона отвечает возможности радиационного распада истинно нейтральных

частиц, обладающих положительной зарядовой четностью на четное число фотонов, например: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Интенсивности процессов электромагнитного взаимодействия мала, по сравнению с интенсивностью процессов сильного взаимодействия. Например, сечение рассеяния фотонов с энергией 320 МэВ на протоне составляет $= 2 \cdot 10^{-6}$ барна и меньше в 10^5 раз сечения рассеяния п-мезона на протоне.

Электромагнитное взаимодействие универсально для различных явлений и процессов, так как зависит только от электрического заряда.

Принцип калибровочной инвариантности электромагнитного взаимодействия состоит в инвариантности наблюдаемых физических величин относительно калибровочных преобразований векторного и скалярного потенциалов.

Фотон (гамма-квант) – квант электромагнитного поля, имеет спин единицу. Фотоны подчиняются статистике Бозе, т.е. в одном квантовом состоянии может находиться любое число фотонов. Сечение рассеяния фотонов с энергиями 1 ГэВ на протоне составляет 10^{-30} см², см. табл.2.6

Квантовая электродинамика (КЭД) – раздел квантовой теории поля, в котором изучают взаимодействие электромагнитного поля с электронно-позитронным полем. Фотонным вакуумом, или вакуумным состоянием электромагнитного поля называется низшее энергетическое состояние этого поля. При возбуждении фотонного вакуума происходит рождение частицы кванта электромагнитного поля. Квантовая электродинамика описывает сильные и быстроменяющиеся электромагнитные поля и взаимодействия фотонов и лептонов. Уравнения Максвелла описывают слабые, медленно меняющиеся электромагнитные поля.

Уравнения Максвелла в ковариантной форме

Уравнения Максвелла с токами и зарядами имеют вид

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{E} &= \rho, \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0, \nabla \times \vec{B} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.\end{aligned}\quad (2.9)$$

Напряженность электрического $\vec{E}$ и индукция магнитного $\vec{B}$ полей выражаются через векторный потенциал $\vec{A}$ и скалярный потенциал φ

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \varphi, \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (2.10)$$

Оба потенциала можно представить через 4-векторный потенциал электромагнитного поля

$$A^\mu = (\varphi, \vec{A}) \quad (2.11)$$

Калибровочные преобразования векторного потенциала и скалярного

$$\begin{aligned}A &\rightarrow A' + \nabla \chi \\ \varphi &\rightarrow \varphi' - \frac{\partial \chi}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.12)$$

возьмем в виде калибровки Лоренца

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha \quad (2.13)$$

где $\partial^\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right)$ – 4-контравариантная производная, $\partial_\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, +\nabla \right)$ – 4-ковариантная производная, $x^\mu = (ct, \vec{x}) = (x^0, x^1, x^2, x^3)$ – 4 радиус-вектор и $x_\mu = (ct, -\vec{x})$.

Если ввести 4-вектор электрического тока $j^\mu = (\rho, \vec{j})$ и антисимметричный тензор напряженности электромагнитного поля

$$F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu, \quad (2.14)$$

то уравнения Максвелла примут вид (по дважды повторяющимся индексам предполагается суммирование).

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu \quad (2.15)$$

и уравнение для 4-векторного потенциала станет следующим

$$A^\mu - \partial^\mu (\partial_\nu A^\nu) = j^\mu, \quad (2.16)$$

где $\square \equiv -\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x_\mu} = \frac{\partial^2}{\partial x^1 \partial x^1} + \frac{\partial^2}{\partial x^2 \partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^3 \partial x^3} - \frac{\partial^2}{\partial x^0 \partial x^0}$ – оператор Даламбера.

Если $j^\mu = 0$, то

$$A^\mu = \partial^\mu (\partial_\nu A^\nu) = 0. \quad (2.17)$$

В калибровке Лоренца закон сохранения заряда $\partial_\nu A^\nu = 0$, тогда уравнение для фотонного поля

$$\square A^\mu = 0 \quad (2.18)$$

имеет решение

$$A^\mu = \varepsilon^\mu(q) \exp[-i q \cdot x], \quad (2.19)$$

где ε^μ – 4-вектор поляризации фотона. q – 4-импульс фотона.

Подставляя (2.19) в (2.18), получаем

$$q = q^i = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) = m c u^i = 0, \quad (2.20)$$

т.е. при индексе $i = 0$ масса покоя фотона равна нулю: $m_\gamma = 0$.

2.3.2. Уравнение Клейна-Гордона. Уравнение Дирака. Уравнения Лагранжа. Лагранжиан квантовой электродинамики

Уравнение Клейна-Гордона

Для свободной частицы в СТО справедливо релятивистское соотношение для энергии – импульса

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \text{ или } E^2 = p^2 + m^2 \text{ (при } c=1), \quad (2.21)$$

Подставляя в (2.21) дифференциальные операторы энергии $\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ и импульса $\hat{p} = -i\hbar \nabla$ и полагая $\hbar = c = 1$ получаем операторное уравнение для волновой функции ψ

$$\square \psi \equiv -\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \nabla^2 \psi = m^2 \psi, \text{ или } (-m^2) \psi = 0, \quad (2.22)$$

которое называется уравнение Клейна-Гордона (фактически это релятивистское уравнение Шредингера).

Напомним, что нерелятивистское волновое уравнение Шредингера для свободной частицы

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = - \frac{1}{2m} \nabla^2 \psi.$$

Уравнение Дирака

Если уравнение Клейна–Гордона записать в виде (см. (2.21))

$$\hat{H}^2 \psi = (p^2 + m^2) \psi, \quad (2.23)$$

то уравнение Дирака, это ковариантное линейное уравнение вида

$$\hat{H} \psi = (\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \beta m) \psi, \quad (2.24)$$

или с учетом операторов $\hat{H} = i \frac{\partial}{\partial t}$ и $\vec{p} = -i \nabla$,

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = -i \vec{\alpha} \cdot \nabla \psi + \beta m \psi. \quad (2.25)$$

Умножая это уравнение слева на β , получаем

$$i \beta \frac{\partial \psi}{\partial t} + \beta \vec{\alpha} \cdot \nabla \psi - \beta^2 m \psi = 0. \quad (2.26)$$

Полагая $\beta^2 = 1$, окончательно получаем ковариантную форму уравнения Дирака

$$(i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0 \quad (2.27)$$

где $\gamma^\mu \equiv (\beta, \beta \vec{\alpha})$ – гамма-матрицы Дирака, $\mu = 0, 1, 2, 3$.

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\text{используют также } \gamma^4 = i \gamma^0, \gamma^5 = i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3. \quad (2.28)$$

Шпур (сумма диагональных элементов матрицы) нечетного числа γ -матриц равен нулю.

γ -матрицы антикоммутируют: $\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$, $\gamma_\mu \gamma^\mu = 4$.

Покажите: $Sp1 = 4$, $S\gamma_\mu = 0$, $Sp\gamma_\mu\gamma_\nu = 4g_{\mu\nu}$, $Sp\gamma_5\gamma_\mu = 0$, $Sp\gamma_5 = 0$, $Sp\gamma_\mu\gamma_\rho\gamma_\nu = 0$,
 $Sp\gamma_\mu\gamma_\rho\gamma_\nu\gamma_\sigma = 4(g_{\mu\rho}g_{\nu\sigma} - g_{\mu\nu}g_{\rho\sigma} + g_{\mu\sigma}g_{\nu\rho})$.

Формально из уравнения Клейна–Гордона можно получить уравнение Дирака :

$$\psi - m^2\psi = (P + m)(P - m)\psi = \left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + m\right) \left(i\gamma^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu} - m\right) \psi = 0. \quad (2.29)$$

Уравнение называется *ковариантным*, если оно имеет ту же форму после преобразований координат и функций. Уравнение Клейна–Гордона является *ковариантным* относительно преобразования Лоренца и описывает частицы с целым спином (0,1). Уравнение Дирака является ковариантным и описывает заряженные частицы со спином $\frac{1}{2}$ (электроны и позитроны). Оба уравнения являются принципиально различными.

Уравнение Дирака – релятивистски инвариантное волновое уравнение, описывающее частицы со спином $\frac{1}{2}$ (электроны, мюоны и нейтрино). Предложено Дираком в 1928 г. В действительности уравнение Дирака представляет собой систему из четырех однородных линейных дифференциальных уравнений первого порядка для четырех волновых функций ψ_i ($i = 1, 2, 3, 4$), в совокупности описывающих состояние частицы. Например, нерелятивистское уравнение Шредингера является уравнением для одной волновой функции ψ .

Функция $\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix}$ называется *спинорной* волновой функцией

дираковской частицы.

С помощью матриц Дирака система уравнений для свободной частицы записывается в матричном виде

$$\gamma_\mu \frac{\partial \psi(x)}{\partial x_\mu} + \chi \psi(x) = 0, \quad (2.30)$$

где $\mu = 1, 2, 3, 4$, $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, $x_4 = ict$. По дважды повторяющемуся индексу ведется суммирование: $\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} \equiv \sum_{\mu=1}^4 \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} = \gamma_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \dots$, $\chi = \lambda^{-1}_c = mc / \hbar$ – обратная комптоновская длина волны частицы с массой m .

Для матричных элементов волновой функции получаем четыре уравнения :

$$(\gamma_\mu)_{\alpha\beta} \frac{\partial \psi_\beta}{\partial x_\mu} + \chi \delta_{\alpha\beta} \psi_\beta = 0, \quad \mu = 1, 2, 3, 4 \quad (2.31)$$

Используя представление Паули для гамма-матриц, получаем систему уравнений Дирака:

$$\begin{aligned} -\frac{i}{c} \frac{\partial \psi_1}{\partial t} - i \frac{\partial \psi_4}{\partial x} - i \frac{\partial \psi_4}{\partial y} - i \frac{\partial \psi_3}{\partial z} + \chi \psi_1 &= 0, \\ -\frac{i}{c} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} - i \frac{\partial \psi_3}{\partial x} + i \frac{\partial \psi_3}{\partial y} + i \frac{\partial \psi_4}{\partial z} + \chi \psi_2 &= 0, \\ \frac{i}{c} \frac{\partial \psi_3}{\partial t} + i \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + i \frac{\partial \psi_2}{\partial y} + i \frac{\partial \psi_1}{\partial z} + \chi \psi_3 &= 0, \\ \frac{i}{c} \frac{\partial \psi_4}{\partial t} + i \frac{\partial \psi_1}{\partial x} - i \frac{\partial \psi_1}{\partial y} - i \frac{\partial \psi_2}{\partial z} + \chi \psi_4 &= 0. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Используя оператор 4-импульса $\hat{p}_\mu = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_\mu}$, который является генератором трансляций, уравнение Дирака можно переписать в виде

$$i(\gamma_\mu \hat{p}_\mu + mc)\psi = 0, \quad (2.33)$$

или

$$\left\{ i \left(\gamma_0 \frac{\partial}{\partial x^0} + \gamma_1 \frac{\partial}{\partial x^1} + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial x^2} + \gamma_3 \frac{\partial}{\partial x^3} \right) - \frac{mc}{\hbar} \right\} \psi = 0. \quad (2.34)$$

Уравнение для определения собственных функций и собственных значений оператора следующее:

$$\hat{p}_\mu \psi = p_\mu \psi, \quad (2.35)$$

где собственные значения операторов $p_\mu = (\vec{p}, p_4 = iE / c)$.

Волновая функция свободной частицы с импульсом $\vec{p}$ и энергией E описывается плоской волной де Бройля:

$$\psi(\vec{x}, t) = u(\vec{p}, E) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} (\vec{p}\vec{x} - Et) \right\}. \quad (2.36)$$

С учетом (2.35) и (2.36) уравнение (2.34) может быть переписано в форме

$$(\alpha \vec{p} + \beta mc^2 - E)u(\vec{p}, E) = 0, \quad (2.37)$$

где $\beta = \gamma_4$, $E^2 = (m^2 c^4) + p^2 c^2$.

При заданном значении импульса $\vec{p}$ существуют решения, соответствующие двум знакам энергии

$$E = \pm \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4}. \quad (2.38)$$

Физический смысл существования решений, отвечающих отрицательной энергии, разъясняется существованием частиц и античастиц. Все уровни с $E < 0$ и образуют «море Дирака», возмущение приводит к покиданию частицы (электрона) уровня с отрицательной энергией и образованию незанятого уровня- «дырки», соответствующей античастице (позитрону).

Тензор момента количества движения $\hat{L}_{\mu\nu} = i \left[x_\mu \frac{\partial}{\partial x^\nu} - x_\nu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \right]$ является генератором вращений.

Уравнения Лагранжа

Уравнение Лагранжа для частиц, как известно, имеет вид

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad \text{где } \dot{q}_i = \frac{dq_i}{dt}, \quad (2.39)$$

здесь функция Лагранжа $L \equiv T - V$, Функция Гамильтона $H \equiv T + V$, где T – кинетическая энергия системы, V – потенциальная энергия.

Для полей $\varphi(\vec{x}, t) = \varphi(x^\mu)$ (систем с непрерывно меняющимися координатами)

$$L = \int \hat{L} d^3x, \quad (2.40)$$

плотность оператора Лагранжа (Лагранжиан):

$$\hat{L} \equiv \hat{L} \left(\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu}, x^\mu \right). \quad (2.41)$$

Уравнения Эйлера - Лагранжа для полей следующие:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \hat{L}}{\partial \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu} \right)} \right) - \frac{\partial \hat{L}}{\partial \varphi} = 0 \quad (2.42)$$

Пример1. Лагранжиан $\hat{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)(\partial^\mu \varphi) - \frac{1}{2}m^2 \varphi^2$ при подстановке в уравнение (2.42) дает уравнение Клейна–Гордона

$$\partial_\mu \partial^\mu \varphi - m^2 \varphi \equiv (-\Delta - m^2)\varphi = 0.$$

Пример2. Лагранжиан $\hat{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu \partial^\mu \psi - m\bar{\psi}\psi$ приводит к уравнению Дирака при подстановке в (2.42). Каждая из четырех компонент волновых функций ψ и $\bar{\psi}$ рассматривается как независимая переменная.

Пример3. При подстановке лагранжиана $\hat{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - j^\mu A_\mu$ в уравнение Эйлера–Лагранжа (2.42) получаются уравнения Максвелла:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu,$$

где $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$, электронный ток $j^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$.

Пример 4. В случае *неабелевых (некоммутативных)* калибровочных групп роль электромагнитного поля играют многокомпонентные поля $A_\mu^a(x)$, называемые *полями Янга–Миллса*.

Уравнения Эйлера–Лагранжа для полей Янга–Миллса имеют вид

$$D_\mu F_{\mu\nu} = j_\nu, \quad (2.43)$$

где ковариантная производная

$$D_\mu = \partial_\mu - g\Gamma(A_\mu), \quad j_\nu - \text{ток полей материи},$$

для группы $SU(2)$ $\Gamma(A_\mu) = (2i)^{-1} A_\mu^a \tau_a$, где τ_a – матрицы Паули. ($a = 1, 2, 3$),

для группы $SU(3)$ $\Gamma(A_\mu) = (2i)^{-1} A_\mu^a \lambda_a$, где λ_a – матрицы Гелл–Манна ($a = 1, 2, 3, \dots, 8$),

тензор напряженности поля Янга–Миллса –

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + g[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu], \quad (2.44)$$

где g – константа взаимодействия. Физический смысл $F_{\mu\nu}$ – тензор кривизны внутреннего пространства. Само поле Янга-Миллса описывает параллельный перенос в пространстве внутренней симметрии.

Действительное векторное поле описывает нейтральные частицы, комплексное векторное поле – заряженные частицы.

Лагранжиан квантовой электродинамики (КЭД)

При описании свойств и взаимодействий элементарных частиц вводится понятие физического поля, которое ставится в соответствие каждой частице. Физические поля состоят из отдельных порций – квантов. Математический аппарат квантовой теории поля позволяет описать рождение и уничтожение частицы в каждой пространственно-временной точке. Для описания процессов, происходящих с элементарными частицами в квантовой теории поля, используется формализм Лагранжа. В Лагранжиане, построенном из полей, участвующих во взаимодействии частиц, заключены все сведения о свойствах частиц и динамике их поведения. Лагранжиан состоит из лагранжиана, описывающего поведение свободных полей и лагранжиана взаимодействия различных полей.

В квантовой теории поля волновые функции частиц и полей становятся операторами. Теория квантовой электродинамики содержит одну заряженную частицу-электрон со спином $1/2$, являющийся *фермионом*, и одну частицу поля со спином 1 – безмассовый векторный фотон, являющийся *бозоном*.

Лагранжиан (КЭД) представляет собой сумму кинетической энергии частиц электронного поля – первое слагаемое, кинетической энергии фотонного поля – третье слагаемое, и энергии взаимодействия электронного и фотонного полей – второе слагаемое:

$$\hat{L} = \hat{\bar{\psi}} (\gamma^\mu \partial_\mu - m) \hat{\psi} + e \hat{\bar{\psi}} \gamma^\mu A_\mu \hat{\psi} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} \cdot F^{\mu\nu} \quad (2.45)$$

здесь $\bar{\psi}(x)$ – сопряженный оператор, уничтожает позитрон или рождает электрон в пространственно–временной точке x .

$\psi(x)$ – оператор, уничтожает электрон или рождает позитрон

γ^μ – четыре матрицы Дирака $\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3$.

$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ – частная производная по 4-координате $x_\mu = (ct = x_0, x_1, x_2, x_3)$

m – масса частицы(электрона), e – электрический заряд частицы.

A_μ – 4-потенциал фотонного поля.

$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ – калибровочно–инвариантный тензор напряженности поля фотонов.

$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ – антисимметричный тензор электромагнитного поля.

Слагаемое $\frac{1}{2} m_f^2 A_\mu A^\mu = 0$ в лагранжиане отсутствует, поэтому частица электромагнитного поля – фотон безмассовая ($m_f = 0$).

Лагранжиан КЭД инвариантен относительно локального (в точке x) калибровочного преобразования электронного поля

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow \exp[i\alpha(x)] \bar{\psi}(x), \quad \psi(x) \rightarrow \exp[-i\alpha(x)] \psi(x) \quad (2.46)$$

и фотонного поля

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x), \quad (2.47)$$

$\alpha(x)$ – произвольная функция пространственных координат и времени.

Семейство фазовых преобразований $U(\alpha) \equiv e^{i\alpha} \equiv \exp[i\alpha]$ образует унитарную абелеву группу, обозначаемую символом $U(1)$. Абелевость выражается в том, что закон умножения рассматриваемой группы коммутативен

$$U(\alpha_1)U(\alpha_2) = U(\alpha_2)U(\alpha_1). \quad (2.48)$$

2.3.3. Диаграммы Феймана

Диаграммы Феймана – графический способ описания взаимодействий в квантовой теории поля. Метод предложен Р.Фейманом в 1949 г. для описания амплитуд рассеяния и взаимного превращения элементарных частиц. Составными элементами диаграмм являются вершины, внутренние и внешние линии. Внутренние линии присоединяются к двум вершинам. Внешняя линия присоединяется к одной вершине. Иногда диаграммы ориентируют относительно времени, направление которого показывают отдельной стрелкой. Диаграммы могут быть достаточно сложными и образовывать бесконечные ряды. Их используют для расчетов по теории возмущений в квантовой теории поля. Мы будем применять диаграммы только для иллюстрации процессов.

Существуют правила построения диаграмм Феймана. Каждому элементу диаграмм сопоставляют определенный математический объект (величину и операцию).

Вершина – элементарный графический символ (точка или кружок), изображает акт локального элементарного взаимодействия квантовых полей, соответствует каждому отдельному превращению частиц. *Узел* – кружок, изображающий сложный процесс взаимодействия частиц в вершине.

Внутренним линиям соответствует распространение промежуточной виртуальной частицы от одного акта превращения до другого акта превращения.

Внешним линиям соответствуют волновые функции начальных и конечных реальных частиц, участвующих в процессе.

Например, *лептоны* обозначают *тонкими линиями со стрелкой*.

Фотоны (гамма-кванты) изображают *волнистой линией*.

Кварки обозначаются *толстыми линиями со стрелкой на линии*.

Глюоны – *плоскими пересекающимися винтовыми линиями*.

Вионы обозначают *пунктирными линиями*.

Барионы изображаются *тремя кварковыми линиями*,

Мезоны – *двумя кварковыми линиями*.

Античастицы изображаются линиями со стрелками, направление которых противоположно во времени стрелкам частиц.

Процесс электромагнитного взаимодействия двух электронов можно схематически изобразить на плоскости (координата, время). Часто ось времени ориентируют снизу вверх. Внешними изломанными линиями изображаются мировые линии взаимодействующих частиц до и после взаимодействия. В соответствии с законами сохранения лептонного и электрического зарядов внешние линии нигде не обрываются. Они выходят из $-\infty$ и уходят в $+\infty$. Наклоном линии относительно оси времени можно характеризовать величину импульса электрона. Внутренней волнистой линией изображается виртуальный фотон. Сам процесс взаимодействия изображается точкой пересечения внешней линии с внутренней, которая является вершиной диаграммы. Мировая линия от $-\infty$ до вершины изображает процесс уничтожения электрона с данным 4-импульсом P_1 . Внешняя мировая линия от вершины до $+\infty$ означает процесс рождения электрона с другим 4-импульсом. Позитрон изображается как электрон, движущийся против стрелы времени (из будущего в прошлое) и обладающий отрицательной энергией.

Следует отметить, что различные авторы используют свои обозначения и общего стандарта начертания диаграмм не существует. Иногда на диаграммах дополнительными стрелками показывают направление импульсов частиц, времени и т.д.

Физический смысл диаграмм Феймана состоит в наглядном представлении реальных реакций, происходящих с элементарными частицами в виде последовательности элементарных виртуальных процессов. В каждом узле феймановской диаграммы сохраняются все законы сохранения зарядов, энергии и импульса и момента импульса. Во внутренних линиях, как правило, имеет место нарушение связи между энергией, массой и импульсом частиц $E^2 \neq p^2 c^2 + m^2 c^4$, но закон сохранения энергии выполняется. Такие частицы называются *виртуальными* и говорят

«виртуальные частицы находятся вне массовой поверхности», имея в виду данное неравенство.

В квантовой электродинамике имеется всего одна вершина, одна фотонная линия, электронная линия и позитронная линии со стрелкой против направления времени (см. рис. 2.8 -2.9.)

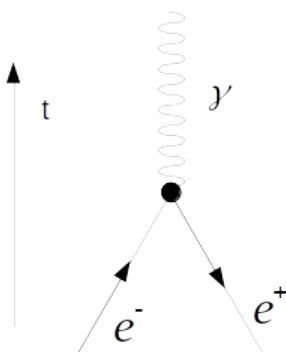


Рис. 2.8. Вершина в КЭД

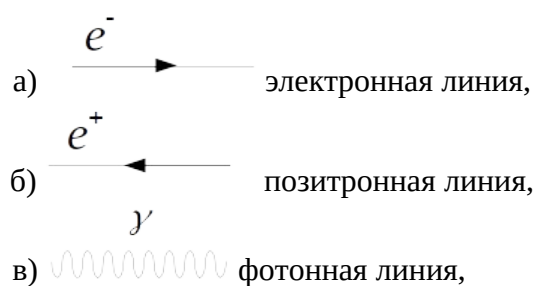


Рис. 2.9. Линии в КЭД: а) электронная линия, б) позитронная линия, в) фотонная линия

На рис. 2.10, 2.12. приведены фейнмановские диаграммы комптоновского рассеяния $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-$ и мёллеровское рассеяние электронов $e_1^- + e_2^- \rightarrow e_1'^- + e_2'^-$

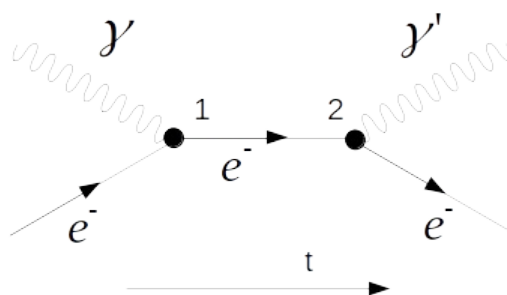


Рис. 2.10. Фейнмановская диаграмма упругого рассеяния гамма-кванта на свободном электроне

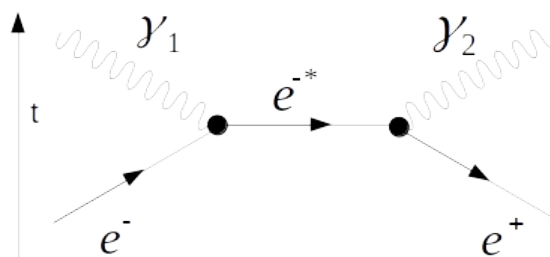


Рис. 2.11. Феймановская диаграмма двухфотонной аннигиляции электрона и позитрона. $e^- + e^+ \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$

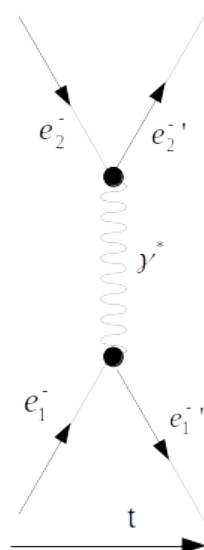


Рис.2.12. Мёллеровское рассеяние электронов. $e_1^- + e_2^- \rightarrow e_1'^- + e_2'^-$. Электрон e_1^- испускает виртуальный γ^* -квант и переходит в состояние $e_1'^-$. Электрон e_2^- упруго рассеивается на виртуальном γ^* -кванте и переходит в состояние $e_2'^-$.

В заключение отметим, что, хотя квантовая электродинамика описывает электромагнитное взаимодействие только двух частиц электрона и фотона, она является законченной теорией, находится в блестящем согласии с экспериментами и объясняет громадное количество природных явлений. Если «выключить» электромагнитное взаимодействие, то распались бы атомы, молекулы, исчезла бы жизнь, а также исчезли бы силы упругости, силы трения, поверхностного натяжения, химические явления.

2.4. Сильное взаимодействие

2.4.1. Сильное взаимодействие. Квантовая хромодинамика (КХД). Лагранжиан КХД

Сильное взаимодействие – взаимодействие, в котором участвуют адроны. Оно является короткодействующим: радиус действия $\sim 10^{-13}$ см. В обычном веществе сильное взаимодействие создает прочную связь между нуклонами в ядрах (энергия связи ~ 8 Мэв/нуклон) и отвечает за стабильность ядер. При высоких энергиях сталкивающихся протонов, меньших 1 ГэВ, сильное взаимодействие приводит к рождению пи-мезонов, при энергиях, больших 1 ГэВ, рождаются странные частицы, очарованные, красивые мезоны и множество резонансов, см табл.3 Приложения.

Квантовая хромодинамика (КХД) – квантовополевая теория сильного взаимодействия цветных кварков и цветных глюонов. Сильное взаимодействие осуществляется путем обмена глюонов между кварками. Теория построена на основе принципа локальной калибровочной инвариантности относительно преобразований в трехцветном комплексном пространстве внутренних симметрий (SU)_c. КХД возникла в начале 70-х гг. XX в. в результате синтеза представлений о цвете кварков, партонной картины глубоко неупругого взаимодействия и математического аппарата неабелевых калибровочных полей.

Лагранжиан КХД строится по образцу лагранжиана КЭД (для простоты принято, что у кварка один аромат и три цвета):

$$\hat{L}_f = \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f + g (\bar{q}_f \gamma^\mu T_a q_f) B_\mu^a - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a \cdot G_a^{\mu\nu}, \quad (2.49)$$

здесь первое слагаемое состоит из кинетической энергии частиц кваркового поля и массового члена частицы, второе слагаемое – это взаимодействие частиц кваркового поля с частицами глюонного поля, последнее слагаемое – кинетическая энергия частиц глюонного поля.

$\hat{q}_f(x) = |q_f^\alpha|$ – оператор кваркового поля Дирака аромата $f=1,2,\dots,6$, с цветом $\alpha=1,2,3$. Черта сверху означает дираковское сопряжение.

m_f – токовая масса кварка данного аромата f .

g – константа цветового взаимодействия (используется система $\hbar = c = 1$).

$T_a = \frac{1}{2}\lambda_a$, где λ_a матрицы (3×3) Гелл-Мана $a=1, 2, \dots, 8$.

Коммутатор матриц $[T_a, T_b] = T_a T_b - T_b T_a = if_{abc} T_c$,

где f_{abc} – действительные константы группы $SU(3)_c$.

γ^μ – матрицы Дирака, $\mu=0, 1, 2, 3$.

$B_\mu^a(x)$ – четырехмерный векторный потенциал глюонного поля (поля Янга-Миллса).

$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu - ig(B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu)$ – тензор напряженности поля Янга-Миллса. (в формуле (2.44) другие обозначения).

Матрицы B_μ и $G_{\mu\nu}$ могут быть разложены по восьми генераторам группы $SU(3)_c$ в фундаментальном представлении $\frac{1}{2}\lambda_{\alpha\beta}^a$, где $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ цветовой заряд. $\lambda_{\alpha\beta}^a$ – матрицы Гелл-Манна ($a = 1, 2, 3, \dots, 8$).

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \dots (\text{см. (2.128)})$$

$$B_\nu = \frac{1}{2}\lambda_{\alpha\beta}^a B_\nu^a, G_{\mu\nu} = \frac{1}{2}G_{\mu\nu}^a \lambda_{\alpha\beta}^a.$$

Калибровочно-инвариантный тензор напряженности глюонного поля имеет вид

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a - gf_{abc} B_\mu^b B_\nu^c. \quad (2.50)$$

Эти генераторы группы соответствуют квантам сильного взаимодействия, т.е. восьми безмассовым двуцветным глюонам $g_a^{\alpha\beta}$: пример – $g_1^{кз}$ («красно-зеленый глюон»).

Такой лагранжиан КХД является инвариантным относительно калибровочных преобразований кварковых полей

$$\begin{aligned}
 q(x) &\rightarrow Uq(x) \equiv \exp[i\alpha_a(x)T_a]q(x), \\
 \bar{q}(x) &\rightarrow U^+q(x) \equiv \exp\left[-i\alpha^*(x)T_a^+\right]q(x),
 \end{aligned}
 \tag{2.51}$$

и глюонных полей

$$B_\mu^a \rightarrow B_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha_a(x) - f_{abc} \alpha_b(x) B_\mu^c. \tag{2.52}$$

Если переписать лагранжиан КХД в символической форме, то

$$L = \bar{q}q + G^2 + g\bar{q}qG + gG^3 + g^2G^4. \tag{2.53}$$

Первые три члена имеют аналоги в КЭД. Первое слагаемое – кинетическая энергия свободного движения кварков, второе – глюонов, третье слагаемое – кварк-глюонное взаимодействие, четвертое слагаемое – самодействие трех глюонов, пятое слагаемое – самодействие четырех глюонов. (см. рис.2.13.). Уравнение Эйлера Лагранжа для полей Янга–Миллса см. формулу (2.43).

2.4.2. Глюоны и их экспериментальное подтверждение

Глюон – квант векторного поля сильного взаимодействия. Глюон является электрически нейтральной частицей со спином 1 и массой 0. Двухцветные глюоны являются переносчиками сильного взаимодействия кварков и склеивают их в адроны. В квантовой хромодинамике установлено существование восьми глюонных полей, отличающихся цветовыми индексами. Глюоны характеризуются спином и цветом, и не имеют других квантовых чисел. Глюоны являются бозонами.

При поглощении и испускании глюона у кварка меняется только его цвет, но сохраняются другие квантовые числа, тип кварка не меняется. Наличие у глюона цветового заряда приводит к самодействию глюонов: т.е. глюоны могут поглощать или излучать другие глюоны. Это свойство обеспечивает убывание цветового эффективного заряда с уменьшением расстояния. *Асимптотическая свобода* – ослабление эффективной константы взаимодействия кварков с уменьшением расстояния порядка 0,1 радиуса адрона. Возрастание константы взаимодействия кварков с расстоянием

порядка радиуса адрона ($\sim 10^{-13}$ см) связано с невылетанием кварков, что проявляется в отсутствии свободных кварков.

Экспериментально глюоны наблюдаются косвенно по образованной глюонами адронной струе в трехструйном распаде тяжелой ипсилон-частицы Υ . Процесс идет через аннигиляцию пары красивых кварк-антикварка в три глюона, которые превращаются в три адронные струи (см. рис.2.7.)

ипсилон частица $\Upsilon (b\bar{b}) \rightarrow ggg \rightarrow 3$ струи.

Такие адронные струи с предсказанным угловым распределением действительно наблюдались экспериментально. Это рассматривается как экспериментальное подтверждение существования векторных глюонов.

Векторный характер глюона отчетливо проявляется в угловом распределении адронных струй в процессе аннигиляции электрона и позитрона в три струи. При энергиях $E_{e^-e^+} \geq 30$ ГэВ помимо кварк-антикварковой пары происходит рождение глюона:

$$e^- + e^+ \rightarrow q + \bar{q} + g.$$

Вероятность рождения глюона глюоном в 2 раза выше вероятности рождения глюоном кварка. Поэтому адронная струя, вызванная глюоном, быстрее распухает с ростом энергии. см рис.2.6.

Основные качественные особенности КХД – векторный характер глюонов, глюон – глюонное взаимодействие и асимптотическая свобода подтверждаются экспериментами.

Проблема удержания цвета, связанная с экспериментально наблюдаемым отсутствием свободных кварков и глюонов и бесцветностью адронных состояний, еще не имеет однозначного решения в КХД.

Подведем итог. Динамической теорией, описывающей адронную физику, является квантовая хромодинамика. КХД удается описать *асимптотическую свободу* – невзаимодействие кварков при малых расстояниях. Это обусловлено убыванием эффективной хромодинамической константы с ростом энергии. Вопрос о существовании кварков в свободном

состоянии в рамках КХД остается нерешенным. Чтобы проводить расчеты в КХД, используется *гипотеза о невылетании кварков (конфаймент)*, тем самым снимается вопрос, почему сильные взаимодействия, переносчиком которых являются глюоны, имеют конечный радиус взаимодействия. Использование асимптотической свободы и гипотезы о невылетании кварков позволяет описывать в КХД процессы с большими поперечными импульсами, рождение лептонных пар, струйные процессы в электрон-позитронной аннигиляции, т.е. такие реакции, в которых детали образования конечных состояний из кварков и глюонов не существенны. Описание спектра масс адронов, эксклюзивных процессов оказывается за пределами возможностей современного аппарата КХД. (см. также табл.2.4 и табл.2.7.).

Если «выключить» сильное взаимодействие, то распались бы ядра атомов, распались протоны и другие адроны. Ядерных реакций с участием сильного взаимодействия не стало. Кварки существовали бы в свободном состоянии. Мир состоял бы из кварков, лептонов и гамма квантов.

Феймановские диаграммы в КХД

В квантовой хромодинамике в феймановских диаграммах, в отличие от квантовой электродинамики, появляется четыре типа вершин (см. рис. 2.13):

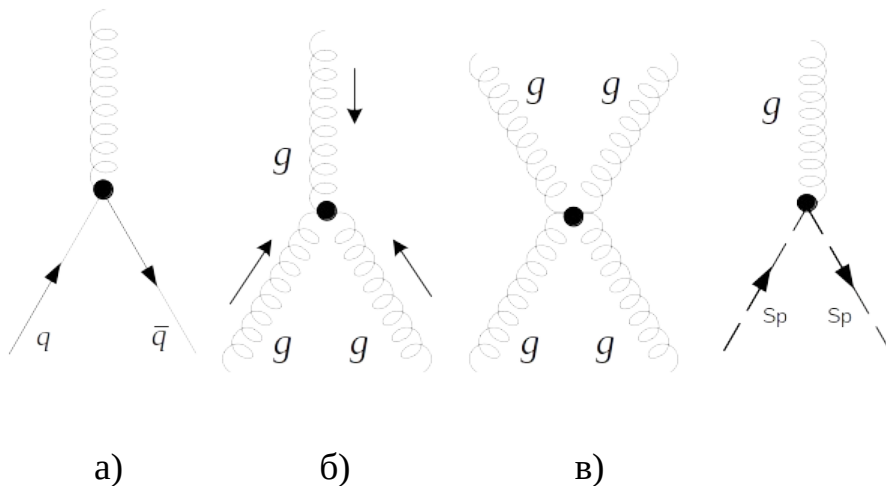


Рис.2.13 Вершины феймановских диаграмм в КХД: а) кварк-глюонная вершина, б) 3-глюонная вершина. в) 4-глюонная вершина, г) 2-глюонная вершина; q - кварк, $\bar{q}$ – антикварк, g – глюон, sp – духи Фадеева-Попова.

и следующие типы линий (см. рис.2.14):

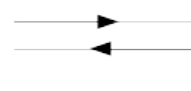
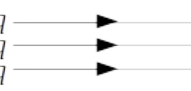
- а)  – линия кварка;
- б)  – линия антикварка (стрелка навстречу времени);
- в)  – линия глюона;
- г)  Две кварковые линии – линия мезона;
- д)  Три кварковые линии – линия бариона.

Рис.2.14. Линии в фейнмановских диаграммах КХД: а) кварковая линия, б) линия антикварка (стрелка навстречу времени), в) глюонная линия, г) линия мезона, д) линия бариона.

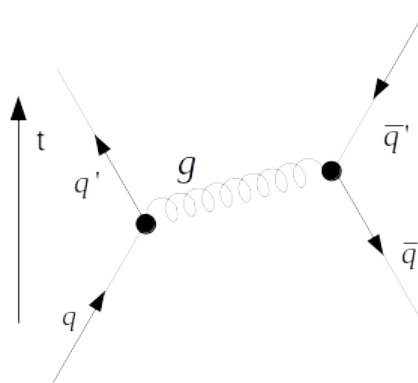


Рис. 2.15. Взаимодействие кварка q с антикварком $\bar{q}$ через глюон g

2.5. Слабое взаимодействие

2.5.1. Слабое взаимодействие. Универсальное четырехфермионное (V-A) – взаимодействие с заряженными и нейтральными токами Виноны (промежуточные векторные бозоны)

Слабое взаимодействие – одно из четырех взаимодействий между элементарными частицами. Оно превращает заряженные лептоны в нейтрино, а кварки одного сорта в кварки другого сорта. Слабое

взаимодействие значительно слабее сильного и электромагнитного, но гораздо сильнее гравитационного. Согласно экспериментальным данным слабое взаимодействие короткодействующее. Радиус слабого взаимодействия $2 \cdot 10^{-16}$ см, т.е. в тысячу раз меньше, чем радиус сильного взаимодействия. Только в слабых взаимодействиях принимают участие нейтрино. При энергиях 1 ГэВ процессы со слабым взаимодействием происходят за время 10^{-10} сек. (см. табл.2.6.). Интенсивность слабых процессов быстро растет с ростом энергии пропорционально квадрату энергии в системе центра инерции.

Реакции, вызываемые слабыми взаимодействиями при энергиях порядка 100 МэВ, имеют сечения в 10^{13} раз меньше, чем сечения сильного взаимодействия. Поэтому реакции, обусловленные слабым взаимодействием, можно практически наблюдать, когда сильное или электромагнитное взаимодействия выключены, например, под действием нейтрино. Характерное время протекания «слабых» процессов превышает в 10^{13} раз характерные времена «сильных» процессов. Это сразу позволяет выделить реакции и распады, идущие по каналу слабого взаимодействия.

В чисто лептонных процессах участвуют только лептоны: распады мюона и таона (тау-лептона), упругое рассеяние нейтрино на электронах. В полулептонных процессах участвуют лептоны и адроны: лептонные распады заряженных π^- и K^- -мезонов, реакции взаимодействия нейтрино с нуклонами. Нелептонные процессы между адронами: распады каонов и гиперонов. Все перечисленные процессы объясняются на основе универсальности слабого взаимодействия, существующего между лептонами и кварками, из которых состоят адроны.

В процессах с участием слабого взаимодействия отсутствует зарядовая и зеркальная симметрия, т.е. нарушается пространственная и зарядовая четности, а также изменяются на единицу квантовые числа адронов странность и очарование ($|\Delta S| = 1$ и $|\Delta C| = 1$).

Наиболее распространенный процесс, обусловленный слабым взаимодействием – бета-распад радиоактивных атомных ядер.

Например, распад свободного нейтрона на протон, электрон, и электронное антинейтрино: ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e^- + \tilde{\nu}_e$. Энерговыведение около 1 Мэв, время распада порядка тысячи сек. Распад нейтрона в кварковой модели показан на рис.2.16.

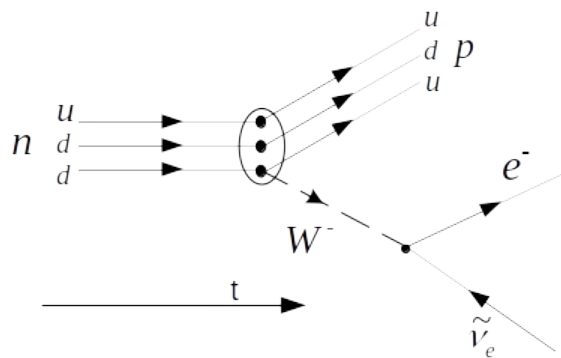


Рис.2.16. Диаграмма распада нейтрона на протон, электрон и антинейтрино:

${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e^- + \tilde{\nu}_e$ в кварковой модели. Один из d - кварков нейтрона испускает отрицательный W^- - бозон и превращается в u - кварк, т.е. меняет свой аромат. W^- - бозон по каналу слабого взаимодействия распадается на электрон e^- и электронное антинейтрино $\tilde{\nu}_e$.

Универсальное четырехфермионное (V-A)-взаимодействие с заряженными и нейтральными токами

Ток в квантовой теории поля – оператор плотности четырехмерного тока описывает превращение одной частицы в другую или рождение пары частица-античастица.

Согласно универсальной теории слабого взаимодействия гамильтониан четырех фермионного слабого взаимодействия представляет собой произведение двух токов j , каждый из которых является комбинацией векторного V и аксиального A токов (V-A) – взаимодействие.

$$\hat{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu(x) j_\mu^+(x) . \quad (2.54)$$

Здесь знак $+$ означает эрмитовое сопряжение, $X = (ct, x_1, x_2, x_3)$ - пространственно-временная точка, $(\mu = 0, 1, 2, 3)$ – индекс 4-фермионного тока, по которому предполагается суммирование.

Ток J_μ составлен из операторов рождения и уничтожения пары фермионов. Символически, опуская векторный индекс μ , заряженный ток можно записать в виде

$$j = (\hat{e}\hat{\nu}_e) + (\hat{u}\hat{\nu}_\mu) + (\hat{t}\hat{\nu}_\tau) + (\hat{u}\hat{d}') + (\hat{c}\hat{s}') + (\hat{t}\hat{b}'), \quad (2.55)$$

заряженный ток недиагонален, т.е. переводит один лептон в другой, один кварк в другую линейную комбинацию.

Например, первое слагаемое в (2.55) равно

$$(\hat{e}\hat{\nu}_e) = \hat{e}^+ \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \hat{\nu}_e = V - A, \quad (2.56)$$

где $\hat{e}^+$ – оператор рождения электрона, $\hat{\nu}_e$ – оператор уничтожения электронного нейтрино, $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ – матрицы Дирака, $V = \hat{e}^+ \gamma_\mu \hat{\nu}_e$ преобразуется как вектор при преобразованиях Лоренца и пространственной инверсии, $A = -\hat{e}^+ \gamma_\mu \gamma_5 \hat{\nu}_e$ – как аксиальный вектор. Три последних оператора в (2.55) являются линейными комбинациями операторов рождения кварков, так что кварковый заряженный ток состоит из девяти слагаемых.

Векторно-аксиальная структура (V-A) токов приводит к характерной зависимости реакций слабого взаимодействия от спинов участвующих частиц. Это связано с тем, что матрица $(1 + \gamma_5)$, действуя на волновую функцию фермиона, выделяет из неё состояния с левой спиральностью. В этом случае спин частицы направлен против импульса частицы, т.е. против направления движения частицы.

Заряженный слабый ток – оператор теории слабого взаимодействия отвечает за переходы, при которых электрический заряд начальных и конечных частиц меняется на единицу элементарного электрического заряда. Заряженный слабый ток описывает взаимодействие лептонов и кварков с полем заряженных промежуточных векторных бозонов W^+, W^- . Он

превращает нейтрон в протон, электрон в нейтрино. Заряженный ток равен сумме лептонного $j_\mu^l(x)$ тока и кваркового тока $j_\mu^q(x)$, каждый из которых является суммой векторного и аксиального токов.

$$j_\mu(x) = j_\mu^l(x) + j_\mu^q(x), \quad (2.57)$$

где $x = (ct, x_1, x_2, x_3)$ – пространственно-временная точка – $\mu = 0, 1, 2, 3$.

В заряженный лептонный ток входят только левые компоненты полей лептонов

$$j_\mu^l(x) = 2 \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{lL}(x) \gamma_\mu l_L(x), \quad (2.58)$$

где $l(x)$ – операторы полей заряженных лептонов, $\bar{\nu}_l(x)$ – операторы нейтрино.

Через операторы полей $u(x)$, $d(x)$, $s(x)$ кварков *заряженный ток Каббибо* записывается так:

$$j_\mu^c = \bar{u}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) [d(x) \cos \theta_c + s(x) \sin \theta_c] \quad (2.59)$$

При учете дополнительного очарованного s -кварка к току Каббибо необходимо добавить *ток ГИМ* (Ш. Глэшоу, Дж. Илиопулос, Л. Майани 1970 г.):

$$j_\mu^{ГИМ} = \bar{c}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) [-d(x) \sin \theta_c + s(x) \cos \theta_c], \quad (2.60)$$

где $s(x)$ – оператор поля s -кварка.

Взаимодействие заряженного тока с полем промежуточных векторных бозонов описывается плотностью лагранжиана

$$\hat{L} = \frac{ig}{2\sqrt{2}} j^\mu(x) W_\mu(x) + h.c., \quad (2.61)$$

где $W_\mu(x)$ – поле заряженных промежуточных векторных бозонов $W^\pm$, g – безразмерная константа взаимодействия (в единицах $c = 1$, $\hbar = 1$), $\hat{H.c.}$ – эрмитовое сопряжение.

Плотность эффективного гамильтониана взаимодействия заряженных токов имеет вид

$$\hat{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu^+(x) j_\mu^-(x), \quad (2.62)$$

где j_μ^+ – ток, эрмитово сопряженный j_μ^- , $G_F = g^2 / 4\sqrt{2}m_W^2$ – фермиевская константа слабого взаимодействия.

Полный заряженный адронный ток для трех кварковых дублетов

$$j_\mu^q(x) = \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q=d,s,b}} \bar{q} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_{q,q} q. \quad (2.63)$$

Кварковые комбинации d', s', b' определяются матрицей Кобаяши–Маскава $U_{q,q}$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

$$\begin{aligned} |U_{ud}| &= 0,973 & |U_{us}| &= 0,23 & |U_{ub}| &\approx 0 \\ |U_{cd}| &\approx 0,24 & |U_{cs}| &\approx 0,97 & |U_{cb}| &\approx 0,06 \\ |U_{td}| &\approx 0 & |U_{ts}| &\approx 0 & |U_{tb}| &\approx 1 \end{aligned} \quad (2.65)$$

равенство $|U_{ub}| \approx 0$ означает, что этот элемент очень мал.

Унитарная 3×3 матрица $[U]$ (Кобаяши, Маскава, 1973) зависит от трех углов Эйлера φ_j и одной фазы δ

$$U_{q,q} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad (2.66)$$

где $c_j = \cos \varphi_j$ $s_j = \sin \varphi_j$

Если фаза отлична от нуля, то это означает, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно CP -преобразования.

Нейтральный ток – оператор, описывающий взаимодействие кварков и лептонов с полем нейтрального промежуточного бозона Z^0 . В этих переходах не меняется электрический заряд конечных и начальных кварков и лептонов. Нейтральный ток состоит из суммы лептонного и адронного (кваркового) тока, каждый из которых является суммой векторного и аксиального токов.

$$j_\mu(x) = j_\mu^l(x) + j_\mu^q(x), \quad (2.67)$$

где $X = (ct, x_1, x_2, x_3)$ – пространственно-временная точка; $\mu = 0, 1, 2, 3$

Взаимодействия с участием нейтральных токов не сохраняют пространственную четность. Примером процесса с нейтральными лептонным и адронным токами является упругое рассеяние нейтрино на протоне $\nu + p \rightarrow \nu + p$.

Взаимодействие нейтрального тока с полем нейтрального бозона описывается полностью плотностью лагранжиана

$$\hat{L} = g j_\mu(x) Z_\mu(x), \quad (2.68)$$

g – безразмерная константа взаимодействия (в единицах $c=1, \hbar=1$) связана с электрическим зарядом e и углом Вайнберга θ_w соотношением $e = g \sin \theta_w \cos \theta_w$ в области передаваемых импульсов, много меньших массы зет-бозона. Взаимодействие нейтральных токов описывается плотностью гамильтониана

$$H = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \rho j_\mu^0(x) j_\mu^{+0}(x), \quad (2.69)$$

G_F – фермиевская константа слабого взаимодействия, $\rho = 1$

Полный слабый нейтральный ток содержит вклады от всех лептонов и всех кварков:

$$j^0 = \bar{\nu}_e \nu_e + \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau \nu_\tau + \bar{e}e + \bar{\mu}\mu + \bar{\tau}\tau + \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{c}c + \bar{b}b + \bar{t}t. \quad (2.70)$$

Важным свойством нейтральных токов является их диагональность. Они переводят каждый лептон или кварк сам в себя.

Нейтральный ток каждого лептона и кварка определяется электромагнитным током и током третьей компоненты слабого изоспина

$$j_{\mu}(x) = j_{\mu}^3(x) - \sin^2 \theta_W j_{\mu}^{em}(x). \quad (2.71)$$

Нейтральный ток для нейтрино (первое слагаемое в (2.70))

$$j_{\mu}^{\nu}(x) = \frac{1}{2} \bar{\nu}(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu(x), \quad (2.72)$$

$\bar{\nu}(x)$ – оператор нейтринного поля.

Нейтральный ток для электрона (электромагнитный ток)

$$j_{\mu}^{em}(x) = e \bar{\psi}(x) \gamma_{\mu} \psi(x), \quad (2.73)$$

где $\bar{\psi}(x)$ содержит операторы уничтожения позитрона и рождения электрона, $\psi(x)$ – содержит операторы уничтожения электрона и рождения позитрона в пространственно–временной точке x . В другой записи (четвертое слагаемое в (2.70))

$$j_{\mu}^e(x) = \bar{e}(x) \left[-\frac{1}{4} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) + \sin^2 \theta_W \gamma_{\mu} \right] e(x), \quad (2.74)$$

здесь $\bar{e}(x)$ – оператор электронного поля, черта над операторами означает дираковское сопряжение, γ_{μ}, γ_5 – матрицы Дирака. Важнейшее свойство электромагнитного тока – его сохранение $\frac{\partial j_{\mu}^{em}(x)}{\partial x_{\mu}} = 0$, является следствием калибровочной инвариантности квантовой электродинамики.

Виноны

Помежуточные векторные бозоны – кванты слабого взаимодействия, массивные частицы со спином единица: W^+, W^-, Z^0 . Масса $W^{\pm}$ равна 80,22 ГэВ, масса Z^0 равна 91,173 ГэВ. Положительно и отрицательно заряженные дубль–ве–бозоны $W^{+,-}$ осуществляют взаимодействие заряженных токов. Нейтральный зет – ноль – бозон Z^0 осуществляет взаимодействие

нейтральных токов (см. рис.2.19.). Заряженный W-бозон в 70% случаев распадается в адронные состояния и в 30% случаев – в лептонные состояния типа (лептон, нейтрино). Нейтральный бозон распадается в 71% в лептонные состояния типа (лептон, антилептон) и (нейтрино, антинейтрино). Фермиевская константа слабого взаимодействия равна $G_F = 10^{-49}$ эрг см³ в системе СГС или $1,1 \cdot 10^{-5}$ (ГэВ)² в системе, где $\hbar = c = 1$:

$$m_W^2 \sin^2 \theta_W = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_F}, \quad (2.75)$$

где α – постоянная тонкой структуры.

В 80-е гг. XX в. было установлено, что слабое и электромагнитное взаимодействия – это различные проявления единого электрослабого взаимодействия.

Если «выключить» слабое взаимодействие, то погасло бы Солнце и звезды, так как прекратился бы водородный цикл сгорания протонов с образованием гелия. Без слабого взаимодействия были бы стабильны нейтрон, мюон, пи-мезон, странные и очарованные частицы.

Фейнмановские диаграммы для слабого взаимодействия

Для слабого взаимодействия на (рис.2.17.) показаны вершины диаграмм и диаграммы рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроны, а также диаграмма для распада мюона.

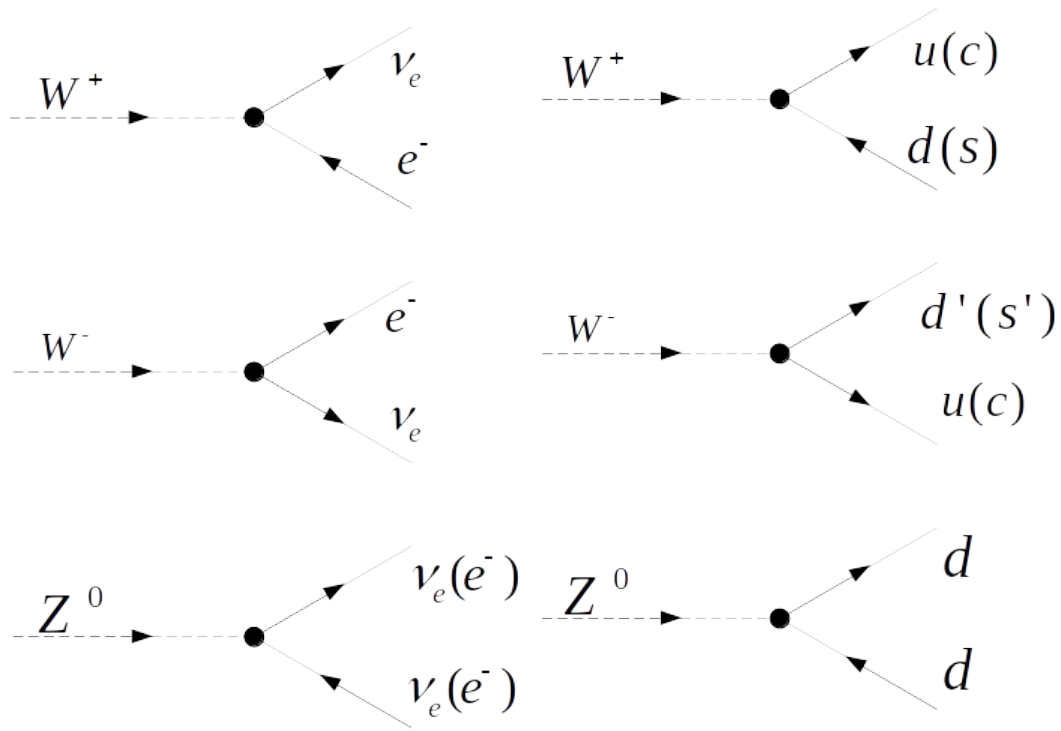


Рис. 2.17. Вершины фейнмановских диаграмм для слабого взаимодействия. В левой колонке показаны элементарные узлы для превращений лептонов.

Заряженные вионы изменяют электрический заряд лептонов. Нейтральный бозон Z^0 осуществляет взаимодействие нейтральных токов. В правой колонке (см.рис.2.17) показаны аналогичные элементарные узлы для превращений кварков по каналу слабого взаимодействия.

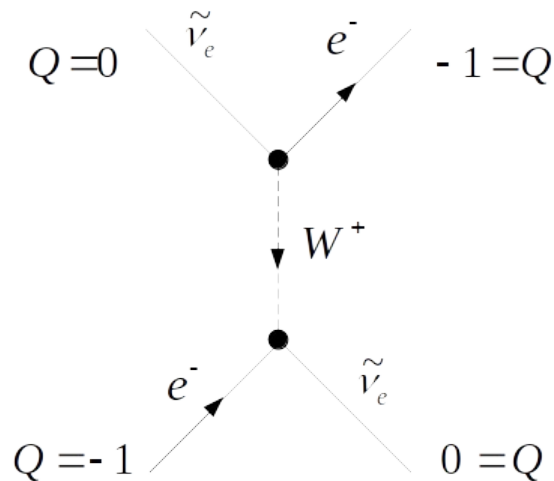


Рис.2.18. Фейнмановская диаграмма для вклада заряженного тока в сечение рассеяния антинейтрино на электроном.

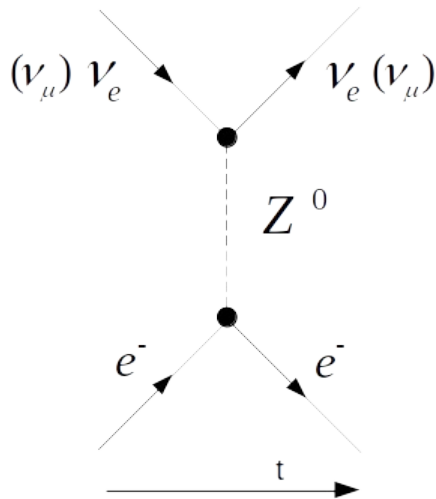


Рис.2.19. Феймановская диаграмма для вклада нейтральных лептонных токов в упругое рассеяние нейтрино на электроны

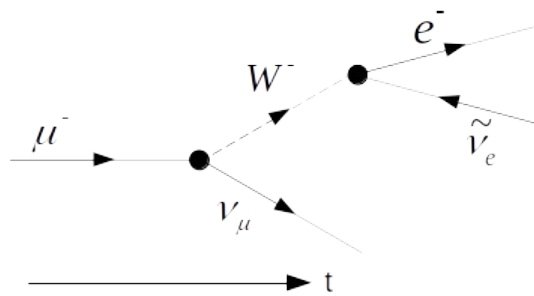


Рис.2.20. Диаграмма для реакции распада отрицательного мюона с участием векторного бозона $\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e$.

2.5.2. Спонтанное нарушение симметрии скалярного поля. Спонтанное нарушение локальной калибровочной симметрии $SU(2)$. Механизм Хиггса .

Спонтанное нарушение симметрии скалярного поля

Рассмотрим поле скалярных частиц описываемых лагранжианом с двухгорбым потенциалом (см. рис. 2.21.)

$$\hat{L} \equiv T - V = (\partial_\mu \varphi)^2 - (\mu^2 \varphi^2 + \lambda \varphi^4) \quad \text{с } \lambda > 0 \text{ и } \mu^2 < 0. \quad (2.76)$$

Возьмем производную от $V(\varphi) = \mu^2 \varphi^2 + \lambda \varphi^4$

$$\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 2\mu\varphi + 4\lambda\varphi^3 = 2\varphi(\mu^2 + 2\lambda\varphi^2) = 0.$$

Потенциал $V(x)$ имеет минимумы в точках

$$\varphi_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = \pm v. \quad (2.77)$$

Разложим лагранжиан в окрестности минимума $\varphi_1 = +v$

$$\varphi(x) = v + \eta(x), \quad (2.78)$$

где $\eta(x)$ – квантовые флуктуации вокруг классического минимума.

Подставим $\varphi^2 = v^2 + 2v\eta + \eta^2$,

и $\varphi^4 = v^4 + 4v^2\eta^2 + \eta^4 + 2v^2\eta^2 + 4v^3\eta + 4v\eta^3$

в лагранжиан (2.76).

Получим лагранжиан возмущения

$$\tilde{L}(\eta) = (\partial_\mu \eta)^2 - 2\lambda v^2 \eta^2 - 4\lambda v \eta^3 - \lambda \eta^4 - \mu v^2 - \lambda v^4. \quad (2.79)$$

Сравним его с лагранжианом для уравнения Клейна-Гордона

$$\hat{L} = (\partial_\mu \varphi)(\partial^\mu \varphi) - m^2 \varphi, \quad (2.80)$$

содержащим явно массовый член. Видно, что второе слагаемое (массовый член) имеет коэффициент $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$. Члены более высокого порядка η^3 и η^4 представляют самодействие поля. Таким образом, спонтанное нарушение симметрии скалярного поля привело к возникновению массы у скалярного поля.

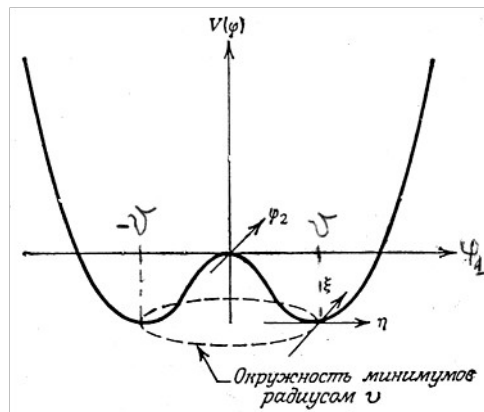


Рис. 2.21. Потенциал $V(\varphi)$ комплексного скалярного поля в случае, когда $\mu^2 < 0$ и $\lambda > 0$

Спонтанное нарушение локальной калибровочной симметрии $SU(2)$.

Механизм Хиггса

Возьмем модельный лагранжиан слабого взаимодействия

$$\bar{L} = (D_\mu \varphi)^\dagger (D_\mu \varphi) - m^2 \varphi^\dagger \varphi - \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i \cdot W_{\mu\nu}^i, \quad (2.81)$$

где φ – есть изотопический спинор ($SU(2)$ – дублет комплексных скалярных полей)

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_\alpha \\ \varphi_\beta \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.82)$$

второе слагаемое массовое, третье слагаемое – самодействие скалярных полей, четвертое слагаемое – кинетическая энергия калибровочных полей.

Для инвариантности лагранжиана относительно локальных фазовых преобразований группы $SU(2)$

$$\varphi \rightarrow \varphi' = \exp[i\alpha_a(x)T_a/2]\varphi \quad (2.83)$$

вводим ковариантные производные согласно примеру 4 формула (2.43):

$$D_\mu \varphi = \partial_\mu \varphi + ig W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \varphi, \quad (2.84)$$

$$(D_\mu \varphi)^\dagger = \partial_\mu \varphi^\dagger - ig W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \varphi^\dagger, \quad (2.85)$$

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - ig [W_\mu W_\nu - W_\nu W_\mu] - \text{напряженность поля Янга–Миллса.}$$

Возникает три калибровочных поля W_μ^a с $a=1,2,3$ дополнительно к четырем скалярным полям φ_i ($i=1, 2, 3, 4$) согласно формуле $W_{\mu\nu} = \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^a \lambda_{a\beta}^{\alpha}$.

В случае, когда $m^2 < 0$ и $\lambda > 0$ потенциал $V(\varphi) = m^2 \varphi^\dagger \varphi + \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2$ имеет минимум при конечном значении $|\varphi|$, при котором

$$|\varphi|^2 = \varphi^\dagger \varphi \equiv \frac{1}{2} (\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varphi_3^2 + \varphi_4^2) = -\frac{m^2}{2\lambda}.$$

Множество точек, в которых потенциал $V(\varphi)$ принимает минимальное значение, инвариантно относительно преобразований группы $SU(2)$.

Возьмем точку минимума $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_4$, $\varphi_3^2 = -\frac{m^2}{\lambda} \equiv \eta^2$, которую обозначим

$$\varphi_0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}. \text{ Это эквивалентно спонтанному нарушению } SU(2) - \text{симметрии.}$$

Разложим теперь $\varphi(x)$ в окрестности этого специально выбранного вакуума

$$\varphi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi(x) \end{pmatrix}, \quad (2.86)$$

подстановка этого выражения в исходный лагранжиан (2.80) приводит к выражению

$$\bar{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 + \frac{g^2}{2} \left| \vec{\tau} \cdot W_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi(x) \end{pmatrix} \right|^2 - \frac{1}{8} \lambda^2 \chi^2 (2\eta + \chi)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (2.87)$$

Таким образом, из четырех скалярных полей φ_i остается только одно хиггсово поле $\chi(x)$.

Подставляя φ_0 в лагранжиан (2.87), выделяя второе слагаемое

$$\frac{g^2}{2} |\vec{\tau} \cdot W_\mu \varphi|^2 = \frac{g^2}{8} \left\| \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix} \right\|^2 = \frac{g^2 \eta^2}{8} [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + (W_\mu^3)^2] \quad (2.88)$$

и сравнивая его с массовым слагаемым для бозона $\frac{1}{2} M^2 (W_\mu)^2$, получаем, что три калибровочных бозона обрели массу

$$M_W = \frac{1}{2} g \eta. \quad (2.89)$$

Сравнивая в следующем третьем слагаемом (2.86) член $\frac{1}{8} \lambda^2 (2\eta)^2$ и массовый член $\frac{1}{2} M_H^2 \chi^2$, получаем бозон Хиггса с массой

$$M_H = \lambda \eta, \quad (2.90)$$

где $\eta = 248$ ГэВ, величина константы λ к сожалению не известна.

Отметим, что бозон Хиггса экспериментально не обнаружен (2010 г). *Механизм Хиггса* называется механизм возникновения массы у калибровочного поля вследствие спонтанного нарушения симметрии.

2.5.3. Электрослабое взаимодействие

Электромагнитное и слабое взаимодействия объединены в единую теорию электрослабого взаимодействия Глэшоу-Вайнберга-Салама на основе калибровочной группы $SU(2) \otimes U(1)$. Наблюдение промежуточных векторных бозонов W^+ , W^- , Z^0 на протон-антипротонных встречных пучках является

прямым экспериментальным подтверждением данной теории. Характерной чертой теории является присутствие киральных фермионов (фермионные поля являются собственными векторами проекционных операторов $1 \pm \gamma_5$), что проявляется как нарушение P -инвариантности в слабых процессах.

Электрослабое взаимодействие – взаимодействие, в котором участвуют кварки и лептоны, излучая и поглощая фотоны или тяжелые промежуточные векторные бозоны W^+ , W^- , Z^0 . Электрослабое взаимодействие описывается квантовополевой калибровочной теорией с группой симметрии $SU(2) \otimes U(1)$ со спонтанно нарушенной симметрией (Вайнберг, Салам, 1967).

В исходной теории имеется три безмассовых векторных поля W_μ^+ , W_μ^- , W_μ^0 , соответствующие симметрии $SU(2)$ с константой g и поле B_μ , связанное с симметрией $U(1)$ с константой g' . Исходная симметрия должна быть спонтанно нарушена так, чтобы получили массы кванты слабого взаимодействия W^+ , W^- , Z^0 , а квант электромагнитного поля (фотон) γ остался безмассовым.

Два нейтральных поля W_μ^0 , B_μ соответствуют линейным комбинациям наблюдаемых физических полей Z_μ и A_μ

$$\begin{aligned} W_\mu^0 &= \cos \theta_w Z_\mu + \sin \theta_w A_\mu, \\ B_\mu &= -\sin \theta_w Z_\mu + \cos \theta_w A_\mu, \end{aligned} \quad (2.91)$$

где θ_w – угол Вайнберга.

Минимальное число скалярных полей, приводящих к возникновению масс трех промежуточных бозонов, равно четырем. В качестве таковых выбирается комплексный дублет, т.е. вектор спинорного представления группы $SU(2)$: $\varphi = (\varphi_1, \varphi_2)$ и $\varphi^+ = (\varphi_1^+, \varphi_2^+)$, где $+$ означает эрмитово сопряжение.

Исходный лагранжиан калибровочных и скалярных полей инвариантный относительно калибровочных преобразований с группой $SU(2) \otimes U(1)$ имеет вид

$$\hat{L} = (D_\mu \varphi)^* (D_\mu \varphi) - m^2 \varphi^* \varphi - \lambda (\varphi^* \varphi)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (2.92)$$

первое слагаемое – динамическое,

второе слагаемое – массовый член, третье слагаемое – самодействие,

четвертое слагаемое – кинетическая энергия калибровочных полей,

пятое слагаемое – кинетическая энергия фотонного поля.

Здесь $\lambda > 0$ – константа взаимодействия поля Хиггса; тензор напряженности фотонного поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$, где B_μ – 4-векторный потенциал электромагнитного поля; $W_{\mu\nu}^i$ – напряженность поля Янга-Миллса.

Ковариантная производная определена выражением

$$D_\mu \varphi = \partial_\mu \varphi + ig W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \varphi + \frac{i}{2} g' B_\mu \varphi, \\ (D_\mu \varphi)^* = \partial_\mu \varphi^* - ig W_\mu^a \frac{\tau^a}{2} \varphi^* - \frac{i}{2} g' B_\mu \varphi^*, \quad (2.93)$$

где g, g' – константы взаимодействия поля Хиггса с полями W и B , τ^a – Матрицы Паули.

Явление (механизм) Хиггса осуществляется при отрицательных квадратах масс скалярных частиц $m^2 = -m_0^2 < 0$. Предполагается, что скалярное поле φ_2 приобретает ненулевое вакуумное среднее $\langle |\varphi_2| \rangle = \eta / \sqrt{2}$. Скалярные поля переопределяются

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \psi_2 + i\psi_1 \\ \eta + \sigma + i\chi \end{pmatrix}, \varphi^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \psi_2 - i\psi_1 \\ \eta + \sigma - i\chi \end{pmatrix}. \quad (2.94)$$

Здесь физическими полями являются ψ_i, σ, χ . Подстановка переопределенных скалярных полей в лагранжиан приводит к появлению члена первой степени по полю $\sigma \cdot (\eta m_0^2 - \lambda \eta^3)$.

Если вакуумное среднее поля σ равно нулю, то $\eta(m_0^2 - \lambda \eta^2) = 0$. Решение $\eta = \frac{m_0}{\sqrt{\lambda}}$ нарушает симметрию. Коэффициенты при квадратах полей ψ_i, χ равны $(m_0^2 - \lambda \eta^2)/2$, т.е. $m_\psi = 0, m_\chi = 0$, а у калибровочного поля σ появляется масса $m_\sigma = \sqrt{2} m_0$. Безмассовые скалярные частицы уходят из физического спектра в результате явления Хиггса. При этом необходимо провести

следующее калибровочное преобразование векторных потенциалов заряженных бозонов:

$$W_\mu^i \rightarrow W_\mu^i + \frac{2}{g\eta} \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu}. \quad (2.95)$$

Заряженные бозоны $W^\pm$ приобретают массу $M_W = g\eta/2$, и нейтральные поля W^0 и Z образуют комбинацию

$$Z_\mu = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} W_\mu^0 - \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} B_\mu - \frac{2}{\eta \sqrt{g^2 + g'^2}} \frac{\partial \chi}{\partial x^\mu}, \quad (2.96)$$

причем нейтральный бозон Z^0 приобретает массу $M_{Z^0} = \eta \sqrt{g^2 + g'^2} / 2$. Угол Вайнберга связан с константами связи

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.97)$$

Таким образом, три безмассовых скаляра в результате механизма Хиггса включаются в массивные векторные поля. Из равенства заряда W элементарному заряду e получаем связь

$$e^2 = g^2 \sin^2 \theta_W = g'^2 \cos^2 \theta_W. \quad (2.98)$$

Для описания взаимодействия векторных и скалярных полей с элементарными спинорами-лептонами и кварками вводятся лептонные мультиплеты

левые $\psi_L^{k=1} = \frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$ и правые $\psi_R^{k=1} = \frac{1-\gamma_5}{2} (e)$, аналогично при $k=2,3$ для

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix},$$

и кварковые мультиплеты

левые $\psi_L^{k=1} = \frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$, правые $\psi_R^{k=1} = \frac{1-\gamma_5}{2} (u)$, $\psi_R^{k=1} = \frac{1-\gamma_5}{2} (d')$

и аналогично при $k=2,3$ для $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$.

Штрихи у кварков d', s', b' означают комбинацию кварков d, s, b определяемую через матрицу Кобаяси–Маскава.

Преобразование левых и правых компонент поля ψ подчиняется калибровочному преобразованию группы $SU(2) \otimes U(1)$

$$\begin{aligned}\psi_L &\rightarrow \exp[i\alpha(x) \cdot \vec{T} + i\beta(x)Y] \psi_L, \\ \psi_R &\rightarrow \exp[i\beta(x)Y] \psi_R.\end{aligned}\quad (2.99)$$

Здесь Y – слабый гиперзаряд, определенный соотношением

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.100)$$

где Q – оператор заряда, являющийся генератором группы $U(1)_Q$, оператор гиперзаряда Y генерирует группу $U(1)_Y$.

Слабые токи описываются группой $SU(2)_c$ зарядами T^i , которые генерируют алгебру группы

$$[T^i, T^j] = i\epsilon_{ijk} T^k. \quad (2.101)$$

Окончательный вид электрослабого взаимодействия лептонов и кварков с векторными полями следующий:

$$L_{\text{int}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\rho W_\rho + h.c - \frac{g}{2\cos\theta_W} j_\rho^0 Z_\rho - e j_\rho^{\text{em}} A_\rho, \quad (2.102)$$

где заряженный ток состоит из лептонного и кваркового

$$j_\rho = j_\rho^l + j_\rho^q = [\bar{\nu}_e \gamma_\rho (1 + \gamma_5) e + \dots] + [\bar{u} \gamma_\rho (1 + \gamma_5) d' + \dots], \quad (2.103)$$

электромагнитный ток состоит из диагональных лептонных (e, μ, τ), обычных кварковых (u, c, t) и комбинационных кварковых токов (d', s', b'),

$$j_\rho^{\text{em}} = [-\bar{e} \gamma_\rho e + \dots] + \frac{2}{3} [\bar{u} \gamma_\rho u + \dots] - \frac{1}{3} [\bar{d}' \gamma_\rho d' + \dots], \quad (2.104)$$

нейтральный ток состоит из кваркового, комбинационного кваркового и электромагнитного токов

$$j_\rho^0 = \frac{1}{2} [\bar{u} \gamma_\rho (1 + \gamma_5) u + \dots] - \frac{1}{2} [\bar{d}' \gamma_\rho (1 + \gamma_5) d' + \dots] - 2\sin\theta_W j_\rho^{\text{em}}. \quad (2.105)$$

Калибровочная константа связи $g = g_W 2\sqrt{2}$. Масса заряженных векторных бозонов

$$M_W^2 \sin^2 \theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}, \quad (2.106)$$

где константа электромагнитного взаимодействия $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$.

Таким образом, окончательный лагранжиан $\hat{L}$ стандартной модели (Вайнберга- Салама) электрослабого взаимодействия имеет вид (см.табл.2.5):

Таблица 2.5

Лагранжиан стандартной модели (Вайнберга- Салама) электрослабого взаимодействия =	$\hat{L} =$
Кинетическая энергия и самодействие частиц полей W^+, W^-, Z^0, γ +	$\left[-\frac{1}{4} W_{\mu\nu} \cdot W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} \cdot B^{\mu\nu} \right] +$
Кинетическая энергия лептонов и кварков и взаимодействие лептонов и кварков с частицами полей W^+, W^-, Z^0, γ +	$\bar{L}_\nu \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L +$ $\bar{\psi} \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi +$
Взаимодействия и массы частиц полей W^+, W^-, Z^0, γ и хиггсовской частицы H +	$\left \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \varphi \right ^2 - V(\varphi) +$
Массы кварков и лептонов и взаимодействие кварков и лептонов с хиггсовской частицей H .	$- (G_1 \bar{L} \varphi R + G_2 \bar{\psi} \varphi R + \text{hermit conj.})$

Примечание к табл.2.5

Здесь индексом L обозначен левый фермионный (лептонный или кварковый) дублет, а индексом R – правый фермионный синглет.

Экспериментальным подтверждением электрослабой теории является:

- открытие нейтральных токов в 1973 г.,
- получение экспериментального значения угла Вайнберга $\sin^2 \theta_w = 0,223 \pm 0,002$,
- открытие векторных бозонов W^+, W^-, Z^0 в 1986 г.,
- открытие t – кварка в 1995 г.

Экспериментальные данные, находящиеся в согласии с электрослабой теорией это:

1. Данные по многочисленным распадам частиц (проверка взаимодействия заряженного тока с W -бозоном.
2. Данные по нейтринным реакциям (проверка взаимодействия с Z, W -бозонами)
3. Данные по массам и ширинам уровней самих векторных бозонов.

Основная проблема, требующая решения, – изучение механизма нарушения исходной инвариантности. Главное – экспериментальное обнаружение хиггсовой скалярной частицы H , электрослабая теория не предсказывает её массу ($m_H = \lambda \eta$, где $\eta = 1/\sqrt{2} G_F = 246$ ГэВ значение константы λ поля Хиггса не известно). Активно обсуждается возможность поиска бозона Хиггса H (электрический заряд 0) в диапазоне $100 \text{ ГэВ} < M_H < 1000 \text{ ГэВ} = 1 \text{ ТэВ}$, (наиболее вероятная между 114 ГэВ и 192 ГэВ) которая будет исследована на новом протон-антипротонном суперколлайдере в ЦЕРНЕ (запущен в 2009 г.) и работающем Тэватроне Лаборатории им Ферми. Другая важная проблема – это механизм нарушения CP - и T -инвариантностей (экспериментально нарушения зарегистрированы, но не известна причина их возникновения).

2.6. Гравитационное взаимодействие

2.6.1. Гравитационное взаимодействие. Уравнения Эйнштейна. Уравнения Фридмана

Гравитационное взаимодействие – тип фундаментального взаимодействия, который характеризуется участием гравитационного поля в процессах взаимодействия элементарных частиц. Гравитационное взаимодействие самое слабое из четырех взаимодействий. Гравитационное взаимодействие универсально: в нем участвуют все элементарные частицы. Если это взаимодействие слабое и тела движутся с нерелятивистскими скоростями, то тяготение описывается теорией Ньютона. В нерелятивистской

классической физике сила взаимодействия двух точечных масс определяется формулой

$$F = G m_1 m_2 / r^2 ,$$

где m_1, m_2 – массы частиц, $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г сек}^2$ – гравитационная постоянная Ньютона. Отношение гравитационной силы к электромагнитной силе равно 10^{-36} , до расстояний равных комптоновской длине волны протона. Гравитационный заряд $g = +(Gm)^{1/2}$.

В случае быстропеременных полей и быстрых движений тел тяготение описывается общей теорией относительности (ОТО) Эйнштейна. Источником гравитационного поля является четырехмерный тензор энергии – импульса, у которого для покоящейся частицы отлична от нуля только одна компонента, являющаяся массой частицы.

Важнейшее свойство гравитационного поля: оно определяет геометрию пространства–времени, в котором движется материя. Основные идеи теории Эйнштейна:

1. В поле тяготения все тела движутся по геодезическим линиям в искривленном пространстве–времени.
2. Искривление пространства–времени определяется не только массой вещества, но и всеми видами энергии физических полей, присутствующими в системе.
3. Изменения гравитационного поля распространяются в вакууме со скоростью света. Сравнение свойств гравитационного и других взаимодействий см. в табл.2.6

В конечных областях искривленного пространства–времени *квадрат пространственно–временного интервала* записывается в криволинейных координатах в общем виде:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu , \tag{2.107}$$

где $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$; x^1, x^2, x^3 , – произвольные пространственные координаты, $x^0 = ct$ – временная координата (по одинаковым верхним и нижним индексам производится суммирование).

$g_{\mu\nu}$ – метрический тензор, его компоненты определяют метрику пространства–времени.

Основная задача теории тяготения – определение гравитационного поля, что соответствует в теории Эйнштейна нахождению геометрии искривленного пространства–времени. Эта задача сводится к нахождению компонент метрического тензора $g_{\mu\nu}$, для этого решаются уравнения ОТО Эйнштейна:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (2.108)$$

здесь $R_{\mu\nu}$ – тензор Риччи, $T_{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса материи.

$R = R_{\nu\rho} g^{\nu\rho}$ – скалярная кривизна пространства.

Последнее слагаемое – это член с космологической постоянной Λ описывает силы гравитационного отталкивания вакуума $\Lambda > 0$, дополнительные к обычным гравитационным силам притяжения. Формально космологический член в уравнении (2.107) эквивалентен дополнительному члену в тензоре энергии-импульса. Этот член дает следующее значение для плотности энергии ε_Λ и давления p_Λ :

$$\varepsilon_\Lambda = - p_\Lambda = c^4 \Lambda / 8\pi G. \quad (2.109)$$

В начальной стадии космологического расширения плотность вакуумоподобного состояния могла быть огромной $p_\Lambda \approx \varepsilon_\Lambda / c^2 \approx 10^{74}$ г/см³, что соответствует $\Lambda \approx 10^{47}$ см⁻². В дальнейшем энергия вакуумоподобного состояния перешла в энергию обычных частиц и космологический член стал очень малым или даже равным нулю.

Уравнения (2.107) нелинейны: они не удовлетворяют принципу суперпозиции: нельзя задать $T_{\mu\nu}$ и вычислить $g_{\mu\nu}$. Уравнения поля

тяготения содержат в себе и уравнения движения масс в поле тяготения. Это означает, что в теории Эйнштейна материя создает искривление пространства-времени, а искривление влияет на движение материи, создающей это искривление.

Нестационарная метрика четырехмерного однородного и изотропного пространства–времени с 6-параметрической группой симметрии как решение уравнений общей теории относительности была впервые найдена А. А. Фридманом в 1922-1924 гг. Квадрат четырехмерного интервала (*метрика Фридмана-Робертсона-Уокера*)

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dl^2,$$

где квадрат элемента длины

$$dl^2 = a^2(t) \frac{(dx^2 + dy^2 + dz^2)}{1 + k(x^2 + y^2 + z^2)^{-1}}, \quad (2.110)$$

c – скорость света, x, y, z – безразмерные пространственные координаты, t – собственное время, показываемое покоящимися часами в каждой точке пространства, $k = -1, 0, +1$, – кривизна пространства. При $k = 0$ пространство с нулевой кривизной (плоское эвклидово), $k = -1$ – пространство с отрицательной кривизной, $k = +1$ пространство с положительной кривизной.

В сферических координатах метрика Фридмана-Робертсона-Уокера имеет вид

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (2.111)$$

$a(t)$ – масштабный фактор, описывает изменение с течением времени расстояний между точками с фиксированными пространственными координатами r, θ, φ и не зависит от них. Он определяется уравнениями Фридмана :

$$\left(\frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{G}{3} \rho a^2 - k^2,$$

$$\frac{d^2 a}{dt^2} = -\frac{G}{6}(\rho + 3p)a, \quad (2.112)$$

(здесь G – гравитационная постоянная, P – давление в космологической среде, ρ – плотность космологической среды)

и уравнением состояния физической среды

$$p = p(\rho). \quad (2.113)$$

По Глинеру Э.Б. в ранней Вселенной плотность *вакуумоподобной* (т.е. лоренц-инвариантной) фазы среды и давление в ней связаны уравнением состояния

$$p = -c^2 \rho. \quad (2.114)$$

Глинер Э.Б.: «Идея вакуумоподобного состояния, в сочетании с постулатом о переходе физической среды в это состояние с ростом плотности, является до сих пор единственной альтернативой заключению о неизбежности сингулярностей в ОТО, в противном случае вытекающем из картины гравитационного коллапса». При гравитационном коллапсе при приближении давления к условию $p = -\rho$ тяготение становится отталкиванием, т.е. возникает расхождение геодезических линий. Когда коллапсирующее тело переходит в вакуумоподобное состояние, гравитационное отталкивание останавливает гравитационный коллапс. Теория Эйнштейна для гравитационного поля – это некантовая теория, как и теория Максвелла для электромагнитного поля.

2.6.2. Квантовая теория гравитации (КТГ). Гравитон

Квантовая теория гравитации (КТГ) – квантовополевая теория гравитационного взаимодействия. Квантовая теория гравитации основана на квантовании гравитационного поля, которое описывается общей теорией относительности Эйнштейна. В случае слабого гравитационного поля метрический тензор искривленного пространства-времени равен обычному метрическому тензору плоского псевдоевклидова пространства-времени

плюс безмассовое поперечное тензорное поле, соответствующее гравитационным волнам.

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2.115)$$

где $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$; $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ – метрический тензор пространства времени Минковского, $|h_{\mu\nu}| \ll 1$. В первом приближении ОТО сводится к релятивистской теории свободного безмассового *поперечного тензорного поля* $h_{\mu\nu}$ – гравитационных волн – в плоском пространстве-времени. В квантовой теории величины $g_{\mu\nu}$ и $h_{\mu\nu}$ становятся операторами. Стандартная процедура квантования показывает, что гравитационные волны можно рассматривать как поток квантов – гравитонов.

Гравитон – квант гравитационного поля, безмассовая нейтральная частица с нулевой массой покоя и спином 2 (в единицах $\hbar$). *Спиральность* гравитона, т.е. проекция спина гравитона на направление импульса гравитона, равна +2, –2. Гравитоны подчиняются статистике Бозе и могут неограниченно накапливаться в одном квантовом состоянии, образуя бозе-конденсат, который представляет собой классическую гравитационную волну (см. табл.2.6.).

Гравитоны могут рассеиваться друг на друге: $g + g \rightarrow g + g$. Сечение рассеяния гравитона на гравитоне: $\sim L^2 (E/mc^2)^2 \sim 10^{-67} \text{ см}^2$. Теоретически вводятся: характерная масса Планка $m_{\text{П}} = (\hbar c/G)^{1/2} = 10^{-5} \text{ г}$. Энергия покоя массы Планка $m_{\text{П}} c^2 = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}$. Длина волны Комптона для массы Планка $L = \hbar / m_{\text{П}} = 10^{-33} \text{ см}$ («квант пространства»). Планковское время $t_{\text{П}} = L/c = 10^{-43} \text{ сек}$ («квант времени»).

Другим возможным процессом является двухгравитонное рождение пары частица-античастица негравитационного поля, например: $g + g \rightarrow (e^-) + (e^+)$. Таким образом, на квантовом уровне обнаруживается взаимопревращаемость всех видов материи, включая гравитационное поле. Гравитация универсально взаимодействует с любой формой энергии, в том

числе с вакуумной энергией, которая проявляется в уравнениях Эйнштейна в виде космологической постоянной (лямбда-член).

Экспериментально гравитоны не наблюдались. Имеются отдельные косвенные наблюдения гравитационных волн на работающих экспериментальных установках.

В настоящее время (2010 г.) предполагается существование новой формы материи в виде «темной энергии», обладающей антигравитацией (отталкиванием), т.е. отрицательным гравитационным зарядом (не следует путать антигравитацию с античастицами, например, позитроном).

Если «выключить» гравитационное взаимодействие, то исчезнет крупномасштабная «пенная» структура Вселенной, а также галактики, звезды, планеты. Частицы и тела перейдут в состояние невесомости, атомы, молекулы и тела сохранятся.

Свойства четырех взаимодействий приведены в табл. 2.6, а характеристики квантов полей – в табл. 2.7

Свойства взаимодействий

Таблица 2.6

Взаимодействие	Радиус действия, см	Время действия, сек	Сечение, мбарн = 10^{-27} см^2	Константа взаимодействия
Сильное	10^{-13}	10^{-23}	10	10
Электромагнитное	∞	10^{-20} 10^{-16}	10^{-3}	10^{-2}
Слабое	$2 \cdot 10^{-16}$	$>10^{-12}$	10^{-11}	10^{-5}
Гравитационное	∞		10^{-40}	10^{-12}

Характеристики квантов физических полей

Таблица 2.7

Название	Символ	Спин	Эл заряд	Масса покоя	Спираль Ность	Цветовой Заряд
Глюоны (кванты сильного поля)	g_1	1	0	0		к з
	g_2	1				к с
	g_3	1				з к
	g_4	1				з с
	g_5	1				с к
	g_6	1				с з
	g_7	1				$(1/2)(кк-зз)$
	g_8	1				$(1/6)(кк+зз-2сс)$
Фотон (квант электро- магнитного поля)	γ	1	0	0	+1	

окончание таблица 2.7

Название	Символ	Спин	Эл заряд	Масса покоя	Спираль Ность	Цветовой Заряд
Кванты слабого поля: W^+ бозон	W^+	1	$+1e$	80,4 МэВ		
W^- бозон	W^-	1	$-1e$	80,4 МэВ		
Z^0 бозон	Z^0	1	0	91 МэВ		
Гравитон (квант гравитац	g	2	0	0		Не обнаружен

поля)						
-------	--	--	--	--	--	--

Примечание: Условный цветовой заряд кварков k –красный, s -синий, z - зеленый.

2.7. Законы сохранения, симметрии и их нарушения

2.7.1. Теорема Нётер. Непрерывные пространственно-временные симметрии (глобальные симметрии). Группа Лоренца. Группа Пуанкаре

Симметрия – инвариантность(неизменность) структуры, свойств, формы, состояния системы. относительно данного преобразования. Понятие симметрии неразрывно связано с представлениями о красоте. «Все симметричное автоматически красиво». Однако в природе может наблюдаться небольшое нарушение симметрии. Состояние физической системы определяется оператором Гамильтона (гамильтонианом), или оператором Лагранжа (лагранжианом) для полей.

Преобразованиями симметрии для физической системы являются преобразования, не меняющие гамильтониана или лагранжиана системы. В математике такие преобразования составляют группу.

Теорема Нётер: Для каждой физической системы, уравнения которой могут быть получены из вариационного принципа, каждому однопараметрическому непрерывному преобразованию симметрии отвечает один закон сохранения некоторой физической величины.

Теорема Нётер – самое универсальное средство, позволяющее находить законы сохранения в лагранжевой классической механике, теории поля, квантовой теории.

Из физических представлений об однородности и изотропии пространства-времени следует, что для любой замкнутой системы действие должно быть инвариантно относительно преобразований группы Пуанкаре. В силу теоремы Нётер это приводит к существованию 10 фундаментальных

сохраняющихся величин: энергии, трех компонентов импульса, и 6 компонент 4-момента импульса.

Эти сохраняющиеся физические величины являются генераторами этих преобразований. В физике симметрии делятся на геометрические и внутренние. Геометрические симметрии подразделяются на непрерывные и дискретные. Преобразования, отвечающие геометрическим симметриям, в четырехмерном пространстве–времени содержат пространственные и временные сдвиги, вращения, зеркальные отражения координатных осей.

Непрерывные пространственно-временные симметрии (глобальные симметрии)

1. Перенос (сдвиг) системы как целого в пространстве понимается как реальный перенос физической системы или параллельный перенос системы отсчета. Симметрия физических законов относительно сдвигов в пространстве означает эквивалентность всех точек пространства (однородность пространства). Ему соответствует закон сохранения импульса в замкнутой системе.

2. Изменение начала отсчета времени (сдвиг во времени). Симметрия относительно сдвига во времени означает эквивалентность всех моментов времени (однородность времени). Ему соответствует закон сохранения энергии в замкнутой системе.

3. Поворот системы как целого в пространстве. Симметрия относительно поворотов означает эквивалентность всех направлений в пространстве (изотропность пространства). «В пространстве нет выделенных направлений». Ему соответствует закон сохранения углового момента (момента импульса) замкнутой системы.

4. Переход к системе отсчета, движущейся относительно данной системы с постоянной (по величине и направлению) скоростью. Симметрия относительного этого преобразования означает, в частности, эквивалентность всех инерциальных систем отсчета. Ему соответствует закон сохранения

равномерного и прямолинейного движения центра инерции в инерциальной системе координат.

Эти четыре непрерывные симметрии отражают свойства плоского 4 – мерного пространства Минковского с псевдоевклидовой метрикой. Преобразования 1 и 2 – сдвиги, 3 и 4 – повороты в пространстве Минковского.

Группа Лоренца – группа вещественных линейных однородных преобразований 4-векторов $x = x^\mu = \{x^0, x^1, x^2, x^3\}$ пространства Минковского M_4 сохраняющих скалярное произведение

$$xy = x^0 y^0 - x^1 y^1 - x^2 y^2 - x^3 y^3 = g_{\mu\nu} x^\mu y^\nu = x^\mu y_\mu, \quad (2.116)$$

где $g = g_{\mu\nu}$ – метрический тензор в M_4 (подразумевается суммирование по повторяющимся индексам). Группа Лоренца является подгруппой группы Пуанкаре (группы симметрии пространства-времени в отсутствие гравитации). Инвариантность действия относительно преобразований группы Лоренца отражает изотропность пространства-времени и влечет за собой сохранение 4-тензора момента.

Группа Лоренца – шестипараметрическая группа Ли. Имеется три независимых пространственных вращения $R_{ij}(\alpha)$ на угол α в плоскости (x^i, x^j) :

$$\begin{aligned} x^\mu &\rightarrow x'^\mu, \quad x'^0 \rightarrow x^0, \\ x'^i &= x^i \cos \alpha + x^j \sin \alpha, \\ x'^j &= x^j \cos \alpha - x^i \sin \alpha \end{aligned} \quad (2.117)$$

и три независимых (частных) преобразования Лоренца – гиперболические повороты (*бусты*) $B_{0k}(\beta)$ на угол β в плоскости (x^0, x^k) :

$$\begin{aligned} x^\mu &\rightarrow x'^\mu, \quad x'^i \rightarrow x^i, \quad x'^j \rightarrow x^j \\ x'^0 &= x^0 \cosh \beta + x^k \sinh \beta, \\ x'^k &= x^k \cosh \beta + x^0 \sinh \beta, \end{aligned} \quad (2.118)$$

здесь $i, j = 1, 2, 3$ и их циклические перестановки: 2, 3, 1 ; 3, 2, 1.

Трансформационные свойства физического поля по отношению к преобразованиям группы Лоренца задают спин частицы: скаляру соответствует спин $J = 0$, спинору – спин $J = 1/2$, вектору-спин $J = 1$.

Группа Пуанкаре (неоднородная группа Лоренца) – группа движений пространства Минковского, является полупрямым произведением группы преобразования Лоренца и группы четырехмерных сдвигов (трансляций). Группа Пуанкаре – группа всех вещественных преобразований 4-векторов $x = x^\mu = \{x^0, x^1, x^2, x^3\}$ пространства Минковского M_4 вида

$$x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu + a^\mu, \quad (2.119)$$

где a^μ – 4-вектор смещения (трансляции), Λ – преобразование из группы Лоренца.

Элемент группы Пуанкаре обычно обозначается $\{a, \Lambda\}$, а закон композиции имеет вид

$$\{a_1, \Lambda_1\} \{a_2, \Lambda_2\} = \{a_1 + \Lambda_1 a_2, \Lambda_1 \Lambda_2\}. \quad (2.120)$$

Группа Пуанкаре является группой глобальной симметрии в релятивистской физике. Она была введена в 1905г. А. Пуанкаре. Это – неабелева (некоммутативная) некомпактная группа Ли.

Дискретные пространственно-временные симметрии

Зеркальная симметрия (симметрия относительно пространственной инверсии) – изменение пространственных координат событий на противоположные: $(x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z, \text{ или } \mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r})$. Наличие зеркальной симметрии означает, что процессы природы, обусловленные сильным или электромагнитным взаимодействием, имеют два зеркально-симметричных перехода с одинаковой вероятностью. Зеркально-симметричные состояния отличаются противоположными направлениями скоростей $\mathbf{v}$ (импульсов $\mathbf{p}$ частиц) и электрических полей $\mathbf{E}$, и имеют одинаковые направления магнитных полей $\mathbf{B}$ и спинов $\mathbf{I}$ частиц $(\mathbf{v}, \mathbf{p}, \mathbf{B}, \mathbf{I}) \rightarrow (-\mathbf{v}, -\mathbf{p}, \mathbf{B}, \mathbf{I})$. Зеркальной симметрии соответствует закон сохранения пространственной четности $P = \pm 1$.

1. **Симметрия относительно обращения времени.** Обращение времени (T –

отражение) – операция замены времени при котором система последовательно в обратном порядке проходит те же состояния, что и в исходном движении, но с измененными на противоположные значениями скоростей, спинов и магнитными полями и токами

Если обращенное во времени движение системы является одним из допустимых движений системы, то говорят о T -инвариантности движения систем при данном взаимодействии.

Пример 1. Уравнения классической механики без трения и уравнения Максвелла обладают свойством T -инвариантности.

Пример 2. Уравнения Шредингера T -инвариантно, если одновременно с заменой ($t \rightarrow -t$) произвести замену мнимой единицы на комплексно-сопряженную ($i \rightarrow -i$), что не является унитарной операцией. Поэтому не существует понятия временной четности.

Пример 3. Принцип детального равновесия является следствием симметрии квантовых уравнений относительно обращения времени: вероятность прямого процесса равна вероятности обратного процесса ($w_{12} = w_{21}$).

2.7.2. Внутренние симметрии. Калибровочная симметрия. Группа $U(1)$. Группа $SU(2)$. Группа $SU_c(3)$. Теорема CPT. Киральная симметрия. Нарушение симметрии

Внутренние симметрии – инвариантность относительно преобразований над частицами или полями с различными квантовыми числами. Преобразования, отвечающие внутренним симметриям, обычно связывают между собой различные, но родственные частицы. Внутренние симметрии бывают глобальные и локальные. Симметрия называется глобальной, если параметры преобразований не зависят от пространственно-временных координат. В противном случае симметрия называется локальной.

Калибровочная симметрия

Калибровочная симметрия – частный случай внутренней симметрии, общее название класса симметрий уравнений движения квантовой теории поля. Эти преобразования над полями не меняют вид этих уравнений. Требование калибровочной симметрии приводит к необходимости существования компенсирующих калибровочных полей, осуществляющих взаимодействия частиц. Примерами являются электромагнитное поле и поля Янга–Миллса.

Глобальные калибровочные симметрии в пространстве внутренних симметрий отвечают законам сохранения заряда.

Пример 1. Заряженные поля описываются комплексной волновой функцией

$$\psi(x) = |\psi(x)| \exp[i\varphi(x)], \quad (2.121)$$

где x – пространственно–временная точка.

Частицам с противоположными зарядами, например электрическими соответствуют функции поля, отличающиеся знаком фазы $\varphi(x)$. Фазу можно считать угловой координатой в некотором фиктивном двумерном «зарядовом пространстве». В квантовой теории наблюдаемым зарядом соответствуют билинейные комбинации типа $\psi_1^*(x)\psi_2(x) = |\psi(x)|^2 \exp[\varphi_1(x) - \varphi_2(x)]$. Сама фаза φ физического смысла не имеет, наблюдаемой является разность фаз двух полей. Поскольку умножение всех полей на единый фазовый множитель $\exp[i\alpha]$, а сопряженных полей на $\exp[-i\alpha]$ не меняет разностей фаз, поля $\psi(x)$ и $\psi'(x) = \exp[i\alpha]\psi(x)$ физически эквивалентны. Это означает, что поля $\psi(x)$ и $\psi'(x)$ удовлетворяют одному и тому же уравнению, а лагранжиан для поля $\psi(x)$ инвариантен относительно преобразования $\psi'(x) = \exp[i\alpha]\psi(x)$. Преобразования меняют значение фазы поля $\varphi(x) \rightarrow \varphi(x) + \alpha$, поэтому их можно рассматривать как вращение в «зарядовом пространстве».

Инвариантность лагранжиана означает неизменность формы лагранжиана относительно калибровочных преобразований (фазовых преобразований) полей, которые он описывает.

Группа – множество, на котором определена операция, называемая умножением: каждой упорядоченной паре элементов g, g' ставится в соответствие третий элемент $g'' = gg'$ и удовлетворяющая групповым аксиомам: 1) в группе существует единичная операция e ; 2) для каждой операции g существует обратная g^{-1} такая, что $gg^{-1} = g^{-1}g = e$; 3) операция умножения ассоциативна $g(g'g'') = (gg')g''$. Умножение в группе в общем случае некоммутативно $gg' \neq g'g$. Группа преобразований – это взаимное отображение различных множеств на себя. Группы, для которых умножение некоммутативно, (неперестановочно) называются *неабелевыми* группами.

В названии матричных групп отражены свойства их элементов. Буква **L** – *линейность*, *унитарность* – **U**, *ортогональность* – **O**. Если матрицы имеют единичный определитель (*унимодулярны*), в названии ставится буква **S**. В скобках после названия указывается ранг (число строк) матриц. Задать представление группы – значит задать n матриц, удовлетворяющих коммутационным соотношениям с заданным набором структурных констант. В группах вращений, которые мы далее будем рассматривать, операторы поворотов являются генераторами группы. Генераторы являются матрицами той же размерности, что элементы группы. Коммутатор двух генераторов линейно выражается через генераторы $[X_i, X_k] = X_i X_k - X_k X_i = \sum_j C_{ik}^j X_j$. Числа C_{ik}^j называются *структурными константами группы*.

Группа U(1) (унитарная группа комплексных матриц с рангом 1). (Применяется для КЭД). Преобразования с различными параметрами коммутируют между собой и составляют абелеву группу U(1).

$$\psi_i \rightarrow \psi'_i = \exp[i\alpha(x)Q_i]\psi_i, \quad \psi^*_i \rightarrow \psi'^*_i = \psi^*_i \exp[-i\alpha(x)Q_i], \quad (2.122)$$

где α – произвольное число (параметр преобразования), а числа Q_i (генераторы группы) – заряды, фиксированы для каждого поля ψ_i . Эта инвариантность приводит к аддитивному закону сохранения заряда

$\sum_i Q_i = \text{const}$. Преобразование (2.121) тогда отвечает преобразованию «поворотов» полей вокруг фиксированной оси

$$\begin{aligned}\psi'_{i1} &= \psi_{i1} \cos Q\alpha - \psi_{i2} \sin Q\alpha, \\ \psi'_{i2} &= \psi_{i1} \sin Q\alpha + \psi_{i2} \cos Q\alpha.\end{aligned}\quad (2.123)$$

Электрический заряд Q_1 – сохраняющаяся величина, источник электромагнитного поля и его безмассовых фотонов.

Фазовое преобразование $\Phi_i' \rightarrow \exp[iS\omega]\Phi_i$ соответствует внутренней симметрии лагранжиана сильного взаимодействия. $S = \text{const}$ – закон сохранения странности в сильном взаимодействии.

Если $\alpha = \alpha(x)$ произвольная функция пространственных координат, тогда мы получаем *локальное калибровочное (фазовое) преобразование*

$$\psi_i(x) \rightarrow \psi'_i(x) = \exp[i\alpha(x)Q_i]\psi_i. \quad (2.124)$$

Если лагранжиан симметричен относительно преобразований поворотов нескольких комплексных полей, то возникают неабелевы группы симметрии с несколькими параметрами. Например, группа для изотопического спина $SU(2)$. Два преобразования являющиеся ее элементами, не коммутируют друг с другом. Вторым примером является группа для цветовой симметрии $SU_c(3)$.

Группа $SU(2)$ (унимодулярная унитарная группа с рангом 2) – группа вращений во внутреннем пространстве для частиц с изотопическим спином $\frac{1}{2}$ (Применяется для теории слабого взаимодействия). Образована из множества унитарных матриц 2×2 с $\det U = 1$. Фундаментальное представление группы $SU(2)$ являются матрицы

$$U = \exp\left\{\frac{i}{2}\tau_j\omega_j\right\} = \exp\{i\omega_j\hat{T}_j\}, \quad (2.125)$$

где $j=1, 2, 3$, ω_j – действительные параметры.

Векторный оператор изотопического спина $\hat{T}$ имеет три компоненты $\hat{T}_j = \frac{1}{2}\tau_j$, ($j=1, 2, 3$), где τ_j ($j=1, 2, 3$) *изоспиновые* матрицы Паули, которые являются генераторами группы

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.126)$$

единичный оператор $\hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ и нулевой $\hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$.

Для матриц Паули справедливо перестановочное соотношение $\tau_i \tau_j = i \cdot \tau_k$, где $i = \sqrt{-1}$.

Волновая функция нуклона является двухкомпонентной функцией – изотопическим спинором:

$$\psi_N = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \psi_p + \psi_n = \psi_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.127)$$

Оператор $\tau^+ = \frac{1}{2}(\tau_1 + i\tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ уничтожает протон $\tau^+ \psi_p = 0$, и переводит нейтрон в протон $\tau^+ \psi_n = \psi_p$.

Оператор $\tau^- = \frac{1}{2}(\tau_1 - i\tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ уничтожает нейтрон $\tau^- \psi_n = 0$, и переводит протон в нейтрон $\tau^- \psi_p = \psi_n$.

Группа $SU_c(3)$ (цветовая унимодулярная унитарная группа с рангом 3) образована из множества унитарных матриц 3×3 с $\det U = 1$. (Применяется для КХД). Фундаментальным представлением группы является триплет. Это три цветовых заряда $\alpha = 1, 2, 3$ (к – красный, с – синий, з – зеленый). Фундаментальное представление группы $SU_c(3)$ следующее

$$U = \exp \left\{ \frac{i}{2} \lambda_j \omega_j \right\}, \quad (2.128)$$

где $j = 1, 2, 3, \dots, 8$, ω_j – действительные параметры.

Генераторами группы являются 8 матриц Гелл-Манна λ_j

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & -i \\ 1 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (2.129)$$

С условием $Sp \lambda_a = 0$, $Sp \lambda_a \lambda_d = 2\delta_{ab}$.

Собственные вектора

$$K = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, Z = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, C = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.130)$$

Зарядовая симметрия. Сильные и электромагнитные взаимодействия инвариантны относительно операции зарядового сопряжения: замены всех частиц на античастицы.

Зарядовая симметрия приводит к закону сохранения зарядовой четности (*C–четности*).

Зарядовая четность C определяется как собственное значение оператора зарядового сопряжения. Этот оператор антикоммутирует с оператором полного заряда системы. Поэтому только состояния с полным зарядом, равным нулю, могут обладать определенным значением зарядовой четности. В слабых взаимодействиях происходит нарушение законов сохранения пространственной *P*-четности и зарядовой *C*-четности. Однако слабые взаимодействия обладают *CP*-инвариантностью (законом сохранения комбинированной четности) кроме распада нейтрального каона K_L^0 , где она с вероятностью $\sim 0,2\%$ нарушается.

Теорема CPT (Г.Людерс и В.Паули 1955 г.): Уравнения квантовой теории поля инвариантны относительно *CPT*-преобразования. Уравнения не меняют своего вида, если одновременно произвести три преобразования: зарядового сопряжения *C*, поменяв частицы на античастицы, пространственной инверсии *P* (замены координат r на $-r$) и обращения времени *T* (замены t на $-t$).

Если в природе происходит некий процесс, то в ней может происходить и сопряженный *CPT*-процесс, в котором все частицы заменены на античастицы, проекции спинов изменили знак на противоположный, а начальные и конечные состояния поменялись местами. Ни одного случая нарушения *CPT*-инвариантности экспериментально не обнаружено. Пример: позитрон e^+ , летящий по оси x – это электрон e^- , летящий по оси минус x из будущего в прошлое.

Киральная симметрия – приближенная симметрия сильного взаимодействия относительно преобразований, меняющих четность. Если пренебречь массами легких кварков u, d, s по сравнению с энергией сильного взаимодействия (~ 1 Гэв), то лагранжиан КХД инвариантен относительно вращений в пространстве $SU(3)$. При этом кварки переходят друг в друга. Вследствие векторного характера взаимодействия кварков с глюонами можно независимо вращать левые и правые составляющие кварковых полей q_L и q_R . Классическим примером киральных преобразований служит вращение дираковского спинора с фазой, пропорциональной γ_5 . Четырехкомпонентное поле Дирака ψ можно представить в виде композиции двух двухкомпонентных вейлевских спиноров φ^α ($\alpha = 1, 2, 3$)

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix} \quad (2.131)$$

поле левой частицы определяется спинором $\psi_L = \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ 0 \end{pmatrix}$, а правой –

$$\psi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix}.$$

Киральным преобразованием дираковского спинора служит операция

$$\psi \rightarrow \exp[i\beta\gamma_5]\psi, \quad (2.132)$$

где β – параметр преобразования.

Действия матрицы на правый и левый спинор отличаются знаком

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \gamma_5 \begin{pmatrix} \varphi_L \\ \varphi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_L \\ -\varphi_R \end{pmatrix}, \quad (2.133)$$

где I – единичная матрица 2×2 .

Киральные поля преобразуются по закону

$$\psi_L \rightarrow \exp[i\beta]\psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \exp[-i\beta]\psi_R. \quad (2.134)$$

Нарушение симметрии

Многие из симметрий природы являются приближенными или нарушенными. В природе существуют состояния с явной и со спонтанно

нарушенной симметрией. Явное нарушение симметрии обусловлено нарушением симметрии эффективного гамильтониана системы. (например, нарушение изотопической инвариантности свидетельствует о различии масс протона и нейтрона). *Спонтанное (самопроизвольное) нарушение симметрии* выражается в том, что физическая система находится в состоянии, лишенном симметрии, которой обладают уравнения, описывающие движения этой системы. Это происходит в тех случаях, когда симметричное состояние не обладает минимальной энергией, а основное состояние вырожденно.

Пример 1. Спонтанное нарушение симметрии в быту (А. Салама): Гости сидят за круглым столом. Салфетки лежат симметрично слева и справа от каждого гостя. Наблюдается изначальная симметрия. Как только один гость самопроизвольно возьмет одну салфетку слева или справа от себя, остальные будут вынуждены сделать также (например, все возьмут салфетку слева). Произойдет спонтанное нарушение симметрии.

Пример 2. Модель спонтанного нарушения симметрии: шарик падает строго по оси цилиндрической бутылки с выпуклым дном. Условие задачи и уравнения движения шарика абсолютно симметричны относительно поворота вокруг оси бутылки, однако результат не симметричен. В первый момент шарик коснется дна точно посередине, но скатится к краю дна в какую-либо точку. Все положения шарика на периферии дна устойчивы и равноправны. Низшее энергетическое состояние оказывается вырожденным, т.е. имеющим дополнительную степень свободы (поворот вокруг оси бутылки). Поскольку положение равновесия на вершине выпуклости было неустойчиво, конечное состояние системы сосуд+шарик у стенки симметрией вращения не обладает. Произошло спонтанное нарушение симметрии.

Теорема Голдстоуна: Спонтанное нарушение непрерывной глобальной симметрии приводит к появлению безмассовой бесспиновой частицы. Эта частица называется *голдстоуновский бозон*. Спонтанно нарушенная симметрия остается симметрией системы. Она проявляется в появлении

«голдстоуновской моды». Примером голдстоуновского возбуждения в нерелятивистской квантовой теории являются спиновые волны в ферромагнетике и фононы в кристалле и жидком гелии.

Однако спонтанное нарушение *локальной* симметрии приводит к появлению массы у калибровочного поля. Симметрия системы проявляется в возникновении «хиггсовской моды». Калибровочная симметрия превращает голдстоуновский бозон в продольную компоненту возникающего массивного поля Хиггса.

Спонтанное нарушение симметрии происходит из-за нарушения симметрии вакуума, который при симметричном лагранжиане может быть вырожденным. Например, лагранжиан (оператор энергии поля) обладает симметрией, а описываемое им устойчивое физическое состояние с наименьшей плотностью энергии (вакуум) нет. При этом симметричные состояния неустойчивы и самопроизвольно, под действием малейших возмущений, переходят в устойчивые несимметричные состояния.

Вырождение вакуума – это существование различных состояний квантовой системы с бесконечным числом степеней свободы, в которых некоторая физическая величина принимает одинаковые значения. Вакуумное состояние системы, обладающей некой симметрией, оказывается неинвариантно относительно этой симметрии.

Состояние со спонтанно нарушенной симметрией всегда вырожденно. Изменением параметра вырождение снимается, и спонтанное нарушение симметрии устраняется.

Важным примером физической теории с вырождением вакуума является теория электрослабого взаимодействия, в которой вырождение вакуума достигается с помощью введения скалярных полей Хиггса. В этом случае безмассовые голдстоуновские бозоны не возникают, но калибровочные бозоны приобретают массу. Например, локальная внутренняя симметрия $SU(2) \otimes U(1)$ электрослабого взаимодействия нарушается спонтанно до группы $U(1)_Q$.

Вместо четырех безмассовых частиц остается только одна – фотон, остальные три векторные частицы приобретают массу (см.(п-2.5.2.)).

Хиггса бозоны – гипотетические бесспиновые (спин $J = 0$) скалярные частицы, обеспечивающие механизм спонтанного нарушения калибровочной симметрии состояний физической системы. Экспериментально нейтральные хиггсовы бозоны H^0 могут наблюдаться как «тормозное» излучение калибровочных бозонов Z^0 , $W^\pm$. Возможно ассоциативное рождение бозонов Хиггса с векторными бозонами в процессах электрон-позитронной аннигиляции или адрон-адронном столкновении (протон-протонные встречные пучки).

2.7.3. Законы сохранения

Законы сохранения – физические закономерности, согласно которым численные значения некоторых физических величин не изменяются со временем в любых процессах или в определенном классе процессов в замкнутой системе. Все законы сохранения разделяются на три группы.

1. Законы сохранения, связанные с симметрией четырехмерного пространства-времени: законы сохранения энергии, импульса, момента импульса.

2. Законы сохранения, связанные с внутренними симметриями: закон сохранения электрического заряда соответствует повороту электромагнитного поля в некоем внутреннем пространстве.

3. Приближенные законы сохранения, справедливые для некоторых видов взаимодействий.

2.8. Единая теория поля

2.8.1. Теории Великого объединения (ТВО). Бегущие константы связи

Единое описание трех взаимодействий: сильного, электромагнитного и слабого – является целью *теорий великого объединения* (ТВО). В основе

модели великого объединения лежит гипотеза о том, что сильное взаимодействие, описываемое квантовой хромодинамикой (КХД) и обладающее локальной цветовой симметрией $SU(3)_c$ и электрослабое взаимодействие (ЭСВ) с локальной симметрией $SU(2) \otimes U(1)$ являются низкоэнергетическими «остатками» единого калибровочного взаимодействия с более широкой группой локальной симметрии G , описываемой единой константой α_G . В этих теориях выбирается в качестве основной достаточно большая калибровочная группа и в такую группу «вкладываются» группы КХД и электрослабой теории.

Объединенная симметрия G спонтанно нарушена на сверхмалых расстояниях на много порядков меньше тех, при которых происходит объединение электромагнитного взаимодействия и слабого взаимодействия в электрослабое взаимодействие.

Фундаментальными фермионными полями в теории великого объединения являются кварки u , d и лептоны, которые группируются в *три поколения*: кварки u , d с электроном e^- и электронным нейтрино ν_e образуют первое поколение, кварки c , s с мюоном μ и мюонным нейтрино ν_μ образуют второе поколение, и кварки t , b вместе с тау-лептоном τ и тау-лептонным нейтрино ν_τ – третье поколение:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \\ \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \\ \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \\ \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}. \quad (2.135)$$

Массы кварков и лептонов растут с увеличением номера поколения. Важным следствием ТВО является предсказание нестабильности (распада) протона.

Группа локальной симметрии теории великого объединения должна включать группы локальной внутренней симметрии $G \supset SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$ сильного, слабого и электромагнитного взаимодействия с тремя константами

связи, зависящими от цветового заряда g_3 , слабого заряда g_2 , электрического заряда g_1 и двенадцатью калибровочными бозонными полями: восемью глюонами, тремя вионами и фотоном.

С ростом энергии эффективные константы слабого и электромагнитного взаимодействия должны расти, а хромодинамическая константа уменьшаться так, чтобы при энергиях 10^{15} ГэВ (энергетический масштаб великого объединения) все три константы стали равными.

Взаимодействия в Стандартной модели зависят от 28 фундаментальных констант, включающих:

- 1 постоянную гравитации G ,
- 1 постоянную тонкой структуры α ,
- 1 постоянную связи слабых взаимодействий g_W ,
- 1 постоянную связи сильных взаимодействий g_s ,
- 1 массу W -бозона, m_W
- 1 массу хиггсовского бозона m_H
- 3 массы трех заряженных лептонов m_e, m_μ, m_τ
- 3 массы нейтрино $m(\nu_1), m(\nu_2), m(\nu_3)$
- 6 масс кварков $m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$
- 4 параметра, описывающих смешивание ароматов кварков,
- 6 параметров, описывающих смешивание сортов лептонов, которые измеряются из анализа нейтринных осцилляций.

Бегущие константы связи

Константа связи (константа взаимодействия или эффективные заряды) – параметр, характеризующий силу взаимодействия частиц. Константа взаимодействия определяется через амплитуду рассеяния двух частиц при данной энергии и данной передаче импульса. По величине константы

взаимодействия, найденной из величины сечения рассеяния двух покоящихся нуклонов, различают следующие взаимодействия:

Электромагнитная константа взаимодействия (постоянная тонкой структуры)

$\alpha = \frac{g_1}{4\pi\hbar c}$ определяется из вершины фейнмановской диаграммы, соответствующей переходу $e^- \rightarrow e^- + \gamma$. Практически её определяют в опытах, где электрон взаимодействует с медленно меняющимся электромагнитным полем, т.е. фотон входит в вершину при нулевых значениях энергии и импульса, а электрон находится строго на массовой поверхности. Величина g_1 строго совпадает с элементарным электрическим зарядом e . $\alpha = \frac{1}{137,03604} \approx 10^{-2}$. При импульсах $\sim 10^2$ ГэВ/сек, квантовая электродинамика теряет смысл как самостоятельная КТП, и входит в электрослабое взаимодействие.

Бегущая константа связи КЭД

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (2.136)$$

описывает зависимость эффективного заряда от расстояния между заряженными частицами. При всех достижимых значениях величины квадрата 4-импульса Q^2 величина $\alpha(Q^2)$ с ростом Q^2 растет очень медленно, начиная со значения $1/137$, т.к. преобладает эффект экранировки электрического заряда $\mu \approx m_W \approx 100$ ГэВ – масса промежуточных векторных бозонов.

Константа сильного взаимодействия $\alpha_s = \frac{g_3}{\hbar c}$ не может быть определена при малых импульсах из-за роста цветового заряда g_3 на больших расстояниях. Она определяется из кварк-глюонной вершины $q \rightarrow q + g$ и заметно зависит от энергии.

Бегущая константа связи КХД

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}, \quad (2.137)$$

где $n_f = 6$ – число кварковых ароматов.

Из анализа нарушения скейлинга сечения рассеяния $\alpha_s(M_Z^2) \approx 0,1187$ (M_Z – масса Z -бозона, $M_Z \cong 91,2$ ГэВ). Эксперименты дают значение энергетического масштаба (параметр скейлинга) КХД $\Lambda_c \approx 217$ МэВ.

Величина $\alpha_s(Q^2)$ круто падает с ростом Q^2 и становится малой для взаимодействия на малых расстояниях из-за антиэкранировки глюонами цветового заряда. Это называется *асимптотической свободой* частиц. При значениях $Q^2 \gg \Lambda^2$ эффективная константа $\alpha_s(Q^2)$ мала и допустимо описание взаимодействующих кварков и глюонов методами теории возмущений. При $Q^2 \sim \Lambda^2$ константа велика и кварки и глюоны объединяются в сильно взаимодействующие кластеры, т.е. адроны. Для экспериментов при квадратах импульса $Q^2 = (30 \text{ ГэВ})^2$ постоянная $\alpha_s \approx 0,1$.

Фермиевская константа слабого взаимодействия определяется из четырехточечной вершины $\mu^+ \rightarrow e + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e$ и равна $G_F = 1,16632 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^2$. При импульсах порядка M_W/c вершина существенно зависит от импульсов, и должна быть выражена через массу промежуточного Z -бозона и константу электромагнитного взаимодействия α .

$$m_W^2 \sin^2 \theta_W = \frac{\pi \alpha(M_Z)}{\sqrt{2} G_F}, \text{ здесь } M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}.$$

Константа слабого взаимодействия

$$\alpha_W(Q) = \frac{g_2^2(Q)}{\hbar c} = \frac{G_F m_N^2 c}{\hbar^3} \approx 10^{-5}, \quad (2.138)$$

где $g_2 = \sqrt{G_F} m_N c$ – «слабый заряд».

Из экспериментов получено значение $\sin^2 \theta_W \approx 0,231$, θ_W – электрослабый угол смешивания.

Константа слабого взаимодействия $\alpha_w(Q)$ уменьшается с ростом энергии Q , из-за экранировки промежуточными бозонами, медленнее, чем α_s .

На малых расстояниях $\sim 10^{-17}$ см все силы взаимодействий в основном приводят к потенциалу $\sim \frac{g_i^2}{r}$.

Если рассматривать *обратные константы связи* $1/\alpha_i$, то их зависимость от логарифма импульса Q приблизительно линейная и тогда строят график зависимости трех обратных констант $1/\alpha_s$, $1/\alpha_w$, $3/(8\alpha)$. Их линии сбегаются в одну точку $1/\alpha_G$, из которой выходит одна растущая линия.

Таким образом, все константы взаимодействий сбегаются к одному числу при массах, энергиях (импульсах) $Q = M_X \sim 10^{15}$ ГэВ (что отвечает расстояниям 10^{-28} см). Это означает, что сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия ранее были единым взаимодействием при таких больших энергиях, а затем при понижении энергии отделились друг от друга. Теория великого объединения должна работать в громадном диапазоне $m_w \approx 100$ ГэВ до $M_X \approx 10^{15}$ ГэВ (см. рис. 2.22).

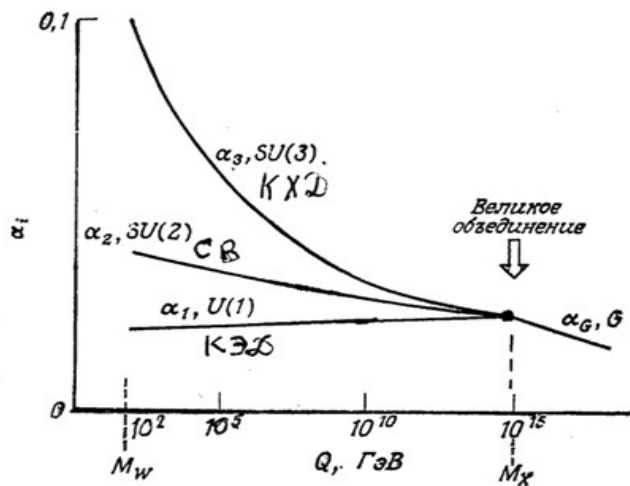


Рис.2.22. Зависимость бегущих констант связи $\alpha_i \equiv \frac{g_i^2}{4\pi}$ от импульса Q . Указано гипотетическое великое объединение сильного и электрослабого взаимодействий на громадных энергиях $M_X \approx 10^{15}$ ГэВ

Модели Великого Объединения предсказывают новые эффекты:

1. Распад протона в реакциях ${}^1_1p \rightarrow \pi^0 + e^+$ или ${}^1_1p \rightarrow \pi^+ + \tilde{\nu}$ со временем $\tau_p \approx 10^{30}$ лет.

При этом возникают сверхтяжелые бозоны X^+, Y^+ , которые могут два кварка превратить в лептон и антикварк, что нарушает закон сохранения барионного заряда

$$p \begin{pmatrix} u + u \rightarrow X^+ \rightarrow e^+ + \tilde{d} \\ d \rightarrow \phantom{u + u \rightarrow X^+ \rightarrow e^+ + \tilde{d}} d \end{pmatrix} \pi^0. \quad (2.139)$$

2. Объясняют явление квантования электрического заряда, которое проявляется в том, что заряды кварков кратны $\frac{1}{3}e$, а заряды лептонов $\pm e$ или 0.

Минимальной группой G , включающей произведение $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$ является группа $SU(5)$, однако она исключается экспериментальным значением времени жизни протона $\tau \geq 10^{31}$ лет. Поэтому ортогональная группа $SO(10)$ предпочтительнее.

Согласно теориям великого объединения в огромном энергетическом диапазоне от 10^2 до 10^{15} ГэВ нельзя ожидать никакой принципиально новой физики (великая «пустыня»). В теориях великого объединения нет принципа, который позволил бы выбрать в качестве основной нужную калибровочную группу. Кроме того, в эти теории входит большое количество численных параметров, связанных с хиггсовым сектором и с константами юкавского взаимодействия.

Что касается гравитационного взаимодействия, то оно отделилось от единого взаимодействия ранее, чем «великое взаимодействие» при еще

больших энергиях $\sim 10^{19}$ ГэВ. *Константа гравитационного взаимодействия* определяется $\alpha_{Gr} = \frac{Gm_N^2}{\hbar c} = \frac{g_4^2}{\hbar c} \approx 5,3 \cdot 10^{-18}$, где $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³/г сек – гравитационная постоянная, m_N – масса нуклона, $\sqrt{G}m_N = g_4$ – «гравитационный заряд».

В физике элементарных частиц в настоящее время (2010 г) бесструктурными «фундаментальными» частицами считаются: 6 лептонов, 6 кварков это фермионы- частицы вещества, и 13 бозонов – частицы полей: 8 глюонов, фотон, 3 виона и гравитон. Для квантов пространства-времени получены только оценки размеров $\sim 10^{-33}$ см и времени $\sim 10^{-43}$ сек.

1.8.2. Единая теория поля

Единая теория поля – единая физическая теория, объединяющая сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное взаимодействия в настоящее время (2010 г.) еще не построена.

Существует два пути построения единой теории поля:

1. «От гравитации к квантам». Объединение пространственно-временной симметрии гравитационного взаимодействия с внутренними и калибровочными симметриями сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий достигается путем введения искривленного пространства-времени размерности $(4+d)$, где d – число. Предполагается, что дополнительные d -измерения каким-либо образом компактифицируются в замкнутое d -мерное пространство с характерными планковскими размерами. Симметрия этого d -пространства определяет симметрию сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий.

2. «От квантов к гравитации». Введение суперкалибровочных моделей, обладающих суперсимметрией и содержащих в качестве составляющих неабелевы калибровочные векторные поля. *Суперсимметрия* – это симметрия относительно преобразований, преобразующих бозонные поля целого спина в фермионные поля полуцелого спина. Эти преобразования

образуют группу, являющуюся расширением группы Пуанкаре. Представления группы суперсимметрии – суперполя заданы на суперпространствах, включающих кроме обычных координат, алгебраические объекты, являющиеся спинорами относительно группы Пуанкаре (спинорные координаты). В механизме нарушения суперсимметрии существенную роль должна играть *супергравитация* – суперсимметризованная теория тяготения Эйнштейна, содержащая гравитационные супермультиплеты (*гравитон* со спином 2 и *гравитино* со спином 3/2, которые, напоминаем, не наблюдались экспериментально). Предпочтителен, на наш взгляд, второй путь.

Существует *теорема Райферти*: нет физически удовлетворительного способа нетривиально объединить группы Ли (L) конечного ранга, относящиеся к внутренней симметрии и группу Пуанкаре (P) пространственно-временной симметрии. Единственный способ объединения указанных групп – прямое произведение $L \otimes P$, когда преобразования соответствующих симметрий действуют независимо.

Массы, встречающиеся в ТВО, меняются в огромном диапазоне энергий: от нескольких электрон-вольт (возможная масса нейтрино) до 10^{15} ГэВ. В рамках единых теорий пока нет удовлетворительного объяснения такой иерархии масс (так называемая проблема «*иерархии масс*»). В теории великого объединения гравитация не вписывается естественным образом, так как переносчиками взаимодействия в этих теориях являются калибровочные векторные поля спина 1, а кванты гравитационного поля (гравитоны имеют спин 2). Включение гравитации в единую теорию фундаментальных взаимодействий требует прежде всего построения квантовой теории гравитации (КТГ).

Таким образом, для создания единой теории поля необходимо найти симметрию, которая объединяет бозоны и фермионы, и организовать суперпространство, которое содержит пространственные и спинорные координаты и поместить туда поля материи.

2.83. Суперсимметрия. Суперпространство

Суперсимметрия объединяет в одни супермультиплеты бозоны и фермионы. Сейчас нет экспериментального подтверждения суперсимметрии (т.е. она может быть только нарушенной), но с теоретической точки зрения суперсимметричные полевые модели обладают взаимным сокращением многих ультрафиолетовых расходимостей.

Преобразование суперсимметрии перемешивает бозонные и фермионные поля. Для соблюдения требований суперсимметрии, в стандартной модели, каждой частице должна быть поставлена в соответствие частица со спином, смещенным на $\frac{1}{2}$. В случае точной суперсимметрии все эти частицы должны иметь одинаковые массы. Кваркам и лептонам должны соответствовать суперпартнеры со спином 0, всем калибровочным бозонам со спином 1 – суперпартнеры со спином $\frac{1}{2}$, бозону Хиггса со спином 0 – суперпартнер со спином $\frac{1}{2}$. Так как эти суперпартнеры не наблюдаются в данных диапазонах энергий, это означает, что суперсимметрия если и существует, то является нарушенной.

Супералгеброй, лежащей в основе физически симметричных теорий, является алгебра супертрансляций. Она порождается конечным числом четных и нечетных генераторов. Операторы рождения бозонов и фермионов можно рассматривать как систему образующих бесконечномерной градуированной алгебры. Операторы рождения бозонов считаются четными элементами алгебры, фермионные операторы считаются нечетными элементами алгебры. Нечетные генераторы переводят бозоны в фермионы. Учитывая связь спина со статистикой нечетные генераторы преобразуются по представлениям с полуцелым спином. Четные генераторы преобразуются по представлениям с целым спином. Простейшее допущение состоит в том, что нечетные генераторы являются спинорами.

Спиноры – это величины, преобразующиеся по фундаментальным представлениям группы комплексных матриц второго порядка с

детерминантом, равным единице. Эта специальная линейная группа комплексных регулярных матриц обозначается символом $SL(2, C)$. Существует два фундаментальных представления группы $SL(2, C)$, которые комплексно сопряжены друг с другом. Соответствующие спиноры обозначаются символами $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ («ку-альфа» и «ку с чертой-альфа с точкой»). Индексы $\alpha, \dot{\alpha}$ принимают два значения $\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$.

Четные генераторы должны образовывать 4-вектор трансляций P_μ где ($\mu = 0, 1, 2, 3$). Наиболее простая алгебра супертрансляций

$$\tilde{\mathfrak{t}} = \{P_\mu, Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} \quad (2.140)$$

порождается четырьмя четными генераторами P_μ и четырьмя нечетными генераторами $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$. Перестановочные соотношения между генераторами «спиновых трансляций» и обычных трансляций следующие:

$$[Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}]_+ \equiv Q_\alpha \bar{Q}_{\dot{\alpha}} + \bar{Q}_{\dot{\alpha}} Q_\alpha = 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu. \quad (2.141)$$

Все остальные коммутаторы обращаются в нуль. σ^μ – матрицы второго порядка, $\sigma^0 = I$, I – единичная матрица, σ^i , $i = 1, 2, 3$ – спиновые матрицы Паули.

Важнейшее физическое предположение относительно супералгебры (2.139) состоит в том, что четные генераторы являются 4-вектором энергии-импульса системы. Операторы энергии и импульса – это генераторы трансляций времени и пространства.

Простейший гамильтониан в суперсимметричной теории имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{4} [Q_1, \bar{Q}_1]_+ + \frac{1}{4} [Q_2, \bar{Q}_2]_+ \quad (2.142)$$

Откуда следует, что энергия суперсимметричной системы не может иметь отрицательных значений.

Суперпространство

Суперпространство – расширенное пространство в теории суперсимметрии, которое кроме обычных пространственно-временных координат включает также спинорные координаты.

Спинорные переменные θ^α антикоммутируют друг с другом и коммутируют с координатами пространства-времени x^μ :

$$\begin{aligned}\theta^\alpha \theta^\beta + \theta^\beta \theta^\alpha &= 0, \quad \alpha, \beta = 1, 2, \\ x^\mu \theta^\beta - \theta^\beta x^\mu &= 0, \quad \mu = 0, 1, 2, 3.\end{aligned}\quad (2.142)$$

Спинорные переменные могут рассматриваться как *нечетные образующие грассмановой алгебры*. Координаты x^μ служат *четными образующими грассмановой алгебры* (см. математическое приложение 1). Антикоммутативность θ^α необходима для обеспечения правильной связи спина со статистикой. Важное следствие антикоммутативности грассмановых переменных – их *нильпотентность*:

$$(\theta^\alpha)^2 = \theta^\alpha \theta^\alpha = 0 \text{ для любого } \alpha \ (\forall \alpha). \quad (2.143)$$

Концепция суперпространства играет ключевую роль в суперсимметрии: группа преобразований суперсимметрии реализуется как группа движений в суперпространстве, а соответствующие супермультиплеты компактно представляются *суперполями* – функциями, заданными на суперпространстве.

Для простой суперсимметрии ($N=1$) известны *вещественное суперпространство* $R^{4/4N}$ и *комплексное суперпространство* $C^{4/2}$:

$$R^{4/4} = \{x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\}. \quad (2.144)$$

Суперпространство $R^{4/4}$ содержит, наряду с векторной координатой x^μ (4 четных координаты x^0, x^1, x^2, x^3), дополнительные (4 нечетных координаты $\theta^1, \theta^2, \bar{\theta}^1, \bar{\theta}^2$), спинорные координаты $\theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$ ($\alpha, \dot{\alpha} = 1, 2$). Спинорные координаты объединяются в вещественный майорановский спинор $\theta = \begin{pmatrix} \theta^\alpha \\ \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \end{pmatrix}$.

Киральное суперпространство, содержащее в 2 раза меньше спинорных координат, чем $R^{4/4}$, это

$$C^{4/2} = \{z_L\} \equiv \{x_L^\mu, \theta_L^\alpha\}. \quad (2.145)$$

Оно является комплексным, и его спинорные координаты образуют двухкомпонентный (левый L) вейлевский спинор $\theta_L^\alpha = \begin{pmatrix} 0 \\ \theta^\alpha \end{pmatrix}$.

В отсутствие гравитации вещественное суперпространство $R^{4/4}$ есть гиперповерхность в комплексном суперпространстве $C^{4/2}$, определяемая уравнениями

$$\begin{aligned} x_L^\mu &= x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta} \\ \theta_L^\alpha &= \theta^\alpha, \quad (\bar{\theta}_L^{\dot{\alpha}}) = \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}. \end{aligned} \quad (2.146)$$

Здесь черта означает комплексное сопряжение, $\sigma^\mu = (\mathbf{1}, \sigma)$, σ -матрицы Паули. Группой простой супергравитации является группа общих преобразований кирального суперпространства $C^{4/2}$

$$\begin{aligned} x'^\mu &= x_L^\mu + \lambda^\mu(x_L, \theta_L), \\ \theta'_L{}^\alpha &= \theta_L^\alpha + \lambda^\alpha(x_L, \theta_L), \end{aligned} \quad (2.147)$$

ограниченных условием, что их супердетерминант (березиан) равен единице

$$\text{Ber} \frac{\partial(x'_L, \theta'_L)}{\partial(x_L, \theta_L)} = 1.$$

Это означает, что суперобъем $C^{4/2}$ сохраняется. Инфинитезимально (в случае бесконечно малого преобразования) это условие имеет вид

$$\frac{\partial \lambda^\mu}{\partial x_L^\mu} - \frac{\partial \lambda^\alpha}{\partial \theta^\alpha} = 0.$$

Простейшим неприводимым суперполем является киральное ($N=1$) суперполе

$$\varphi(x_L, \theta) = \varphi(x_L) + \theta^\alpha \psi_\alpha(x_L) + \theta^\alpha \theta_\alpha F(x_L), \quad (2.148)$$

описывающее скалярный супермультиплет вне массовой поверхности.

Этот супермультиплет включает в себя:

1) два вещественных поля – скалярное и псевдоскалярное

$$\varphi(x_L) \equiv A(x_L) + iB(x_L), \quad (\text{спин}=0);$$

2) спинор $\psi_\alpha(x_L)$ (спин 1/2);

3) и два вещественных вспомогательных поля

$$F(x_L) \equiv F_1(x_L) + iF_2(x_L).$$

2.8.4. Супергравитация

Супергравитация – суперсимметризованная теория тяготения, т.е. теория тяготения Эйнштейна для системы материальных полей инвариантной относительно простой или расширенной суперсимметрии. Она представляет собой теорию с локализованной калибровочной суперсимметрией. В соответствии с числом N майорановских спинорных генераторов супергравитацию называют *простой* ($N=1$) или *расширенной* ($N>1$). В этом смысле обычная теория гравитации является $N=0$ супергравитацией (без спинорных генераторов). Далее рассматривается только простая супергравитация.

Переносчик поля тяготения в супергравитации входит в один супермультиплет со своими суперпартнерами. В простой суперсимметрии гравитационный супермультиплет состоит из *гравитона*, описываемого *тетрадой* $e_\mu^\alpha(x)$ (спиральность $\lambda = \pm 2$), где $\alpha = 0, 1, 2, 3$, и одного *гравитино*, описываемого *полем Рариты-Швингера* $\psi_\mu^\alpha(x)$ (спиральность $\lambda = \pm 3/2$), где $\mu = 0, 1, 2, 3$ – векторный индекс и спинорный индекс $\alpha = 1, 2$ 4-мерного касательного пространства.

Действие для простой супергравитации имеет вид

$$I = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{2\kappa^2} eR - \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \bar{\psi}_\mu \gamma_5 \gamma_\nu D_\lambda \psi_\rho \right\}, \quad (2.149)$$

где $L_0 = -\frac{1}{2\kappa^2} eR$ – обычный лагранжиан для скалярного действия Эйнштейна-Гильберта. $R = g^{ik} R_{ik}$ скалярная кривизна пространства. R_{ik} – тензор Риччи связан с тензором кривизны пространства.

$$L_1 = -\frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \bar{\psi}_\mu \gamma_5 \gamma_\nu D_\lambda \psi_\rho$$

– рарита-швингеровский лагранжиан для гравитино, взаимодействующего с полем тяготения. Он возникает в

результате замены производной $\partial_\lambda \equiv \frac{\partial}{\partial x^\lambda}$ на ковариантную производную D_λ , включающую нужную лоренцеву связность,

γ_5, γ_μ – матрицы Дирака, $\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$ – символ Леви-Чивита.

Инвариантность действия. Локальная суперсимметрия. Действие (2.149) инвариантно относительно группы общих координатных преобразований пространства и времени:

координаты $x^{\mu'} = x^\mu + \lambda^\mu(x)$,

тетрада $e_{\mu}^{a'} = e_{\mu}^a(x) + \frac{\partial \lambda^v(x)}{\partial x^\mu} e_v^a(x)$,

спин-векторное поле $\psi_{\mu}' = \psi_{\mu}(x) + \frac{\partial \lambda^v(x)}{\partial x^\mu} \psi_v(x)$. (2.150)

Здесь $\lambda_\mu(x)$ – инфинизимальный векторный параметр, произвольная функция пространственно–временной точки x .

Действие (2.149) инвариантно также относительно преобразований локальной суперсимметрии со спинорными параметрами $\varepsilon_\alpha(x)$. В инфинитезимальной форме (т.е. преобразований около единицы) они имеют вид

$$\begin{aligned} \delta e_{\mu}^a(x) &= \frac{\kappa}{2} \bar{\varepsilon}(x) \gamma^a \psi_{\mu}(x), \\ \delta \psi_{\mu}(x) &= \frac{1}{\kappa} D_{\mu} \varepsilon(x). \end{aligned} \quad (2.151)$$

В случае, когда параметры $\varepsilon_\alpha(x)$ зависят от x , преобразования (2.151) являются *локальными преобразованиями суперсимметрии*.

Суперпространство. Преобразования локальной суперсимметрии (2.151) и группа общесоординатных преобразований пространства-времени (2.150) объединяются в супергруппу общесоординатных преобразований суперпространства. Для простой суперсимметрии ($N=1$) известны вещественное суперпространство $R^{4/4N}$ и комплексное суперпространство $C^{4/2}$:

$$R^{4/4} = \{x^\mu, \theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}\}. \quad (2.152)$$

$$C^{4/2} = \{z_L\} \equiv \{x_L^u, \theta_L^\alpha\} \quad (2.153)$$

Гравитационное аксиальное суперполе определяется следующими геометрическим образом. В комплексном суперпространстве $C^{4/2}$ вводится вещественная гиперповерхность

$$R^{4/4} = \{x^u = \text{Re } x_L^u, \theta_L^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} = \overline{\theta_R^\alpha}\}. \quad (2.154)$$

Мнимая часть векторной координаты отождествляется с аксиальным гравитационным суперполем H^u :

$$\text{Im } x_L^u = H^u(x, \theta, \bar{\theta}) \quad (2.155)$$

Группа общих преобразований координат

$$\begin{aligned} x^{u'} &= x_L^u + \lambda^u(x_L, \theta_L), \\ \theta_L^{\alpha'} &= \theta_L^\alpha + \lambda^\alpha(x_L, \theta_L) \end{aligned} \quad (2.156)$$

индуцирует на нем калибровочные преобразования.

Минимизируя инвариантный суперобъем $R^{4/4}$, т.е. варьируя действие (2.149) по H^u , получаем на языке обычных компонентных полей уравнения Эйнштейна, уравнение Рариты-Швингера и уравнения вспомогательных полей, последние необходимы для замыкания алгебры локальных суперсимметрий и независимости их преобразований от конкретных моделей.

Нелинейные уравнения Эйнштейна (уравнения гравитационного поля) без космологической постоянной имеют вид

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \kappa^2 T_{\mu\nu}, \quad (2.157)$$

где $R_{\mu\nu}$ – тензор Риччи, $R = R_{\mu\nu} g^{\mu\nu}$, $T_{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса материи,

$$\kappa^2 = \frac{8\pi G}{c^4},$$

$g_{\mu\nu}$ – метрический тензор, входит в состав квадрата пространственно-временного интервала $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$, где $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$, $(x^1, x^2, x^3$ –

произвольные пространственные координаты, $x^0 = ct$ – временная координата).

Ковариантизированное уравнение Рариты-Швингера для гравитино

$$\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho} (\gamma^5 \gamma^\nu D^\lambda \psi^\rho) = \kappa J_{\alpha\mu}, \quad (2.158)$$

где $J_{\alpha\mu}$ – сохраняющийся ток суперсимметрии.

Сравним это уравнение с лагранжианом Рариты-Швингера в действии

$$L_1 = -\frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \bar{\psi}_\mu \gamma_5 \gamma_\nu D_\lambda \psi_\rho. \quad (2.159)$$

В заключение приведем высказывание математика Лейтеса Д. А. : «Мы живем в (4,4)-мерном супермногообразии, подстилающим многообразием которого является обычное 4-мерное пространство-время. Группой преобразования этого супермногообразия является супергруппа Ли, точки которой составляет группа Пуанкаре».

2.8.4. Суперструны. Динамика суперструны. Гетерозисная струна

Струны – это одномерные релятивистские объекты, длина которых порядка планковских масштабов (10^{-33} см). Помимо линейных размеров суперструны характеризуются спиновыми (фермионными) степенями свободы, распределенными вдоль струн. Число физических фермионных степеней свободы равно числу бозонных степеней свободы, что обеспечивает суперсимметрию всей теории. При квантовании одна струна представляет собой бесконечную последовательность нормальных мод – последовательность массивных состояний в квантовой теории поля. При этом расщепление масс Δm^2 пропорционально натяжению струны T . В теории суперструны $T \approx (10^{19} \text{ ГэВ})^2$, в отличие от адронной физики, где $T \sim (1 \text{ ГэВ})^2$.

При расстояниях между кварками внутри адронов ($\sim 10^{-13}$ см) энергетически выгодным является конфигурация глюонного поля в виде бесконечно тонкой трубки (релятивистской струны), а не заполняет все пространство, как в электродинамике. Энергия двух кварков, связанных

такой трубкой глюонного поля, пропорциональна расстоянию между ними. Следовательно силы притяжения между кварками не убывают с расстоянием, а остаются постоянными. Поэтому никакое внешнее воздействие не может разорвать эту связь и привести к рождению свободного кварка. Релятивистская струна, связывающая кварк и антикварк генерирует линейно растущий с расстоянием потенциал. Такой потенциал описывает удержание кварков в адронах. Причина возникновения конфигураций глюонного поля, локализованных вдоль линии, – это вакуумные поля в КХД, которые создают внешнее давление на глюонную трубку. Такие локализованные конфигурации глюонного поля моделирует релятивистская струна (поперечные размеры глюонной трубки считаются бесконечно малыми). Релятивистская струна значительно проще, чем такая сложная модель как квантовая хромодинамика, однако струнная модель воспроизводит основные предсказания КХД.

Суперструны – релятивистские суперсимметричные протяженные объекты, являющиеся обобщением бозонной релятивистской струны с включением фермионных степеней свободы. Струны бывают открытые и замкнутые. Открытые струны («палочки») в качестве низших безмассовых состояний содержат частицы спина 1-кванты поля Янга-Миллса и спина $\frac{1}{2}$. Замкнутые струны («колечки») содержат частицы со спином 2 – гравитоны, а также со спином $\frac{3}{2}$, 1, $\frac{1}{2}$, 0. В случае суперструн включаются суперпартнеры спина $\frac{3}{2}$ – *гравитино*. Минимальная размерность пространства-времени равна 10 – одна временная координата + девять пространственных. При компактификации 10-мерного пространства шесть пространственных координат образуют компактное многообразие с характерными размерами порядка $1/m_p$, а оставшиеся 4 измерения образуют наше пространство Минковского. На этом пути в теории суперструн возникает локальная квантовая теория поля, объединяющая гравитацию и поля Янга-Миллса, которые являются переносчиками всех взаимодействий.

На расстояниях много больших планковской длины (10^{-33} см), или при энергиях, меньших планковской массы (10^{19} ГэВ), массивные состояния отщепляются, и возникает эффективная локальная теория поля (супергравитация и суперсимметричная янг-миллсовская теория с фиксированными параметрами и составом частиц). При этом наблюдаемые частицы кварки, лептоны, калибровочные векторные бозоны должны быть среди безмассовых возбуждений ($m \ll 10^{19}$ ГэВ). На расстояниях меньше 10^{-33} см (или энергиях больше 10^{19} ГэВ) массивные состояния присутствуют и осуществляют модификацию общей теории относительности на этих масштабах. Действие ОТО представляет собой только первый член разложения эффективной суперструнной теории.

Динамика суперструны

Подобно тому как точка описывает в пространстве-времени мировую линию, струна при своем движении замечает мировую поверхность. Эта двумерная поверхность может быть вложена в пространство любой размерности. Обычно вкладывают в 10-мерное «фоновое» пространство. Так как струна является суперсимметричной, пространство дополняется грассмановыми образующими. Число грассмановых образующих зависит от типа суперсимметрии. Мировая поверхность параметризуется двумя параметрами (σ, τ) , имеющими смысл длины вдоль струны σ и собственного времени τ . Точка на мировой поверхности имеет координаты суперпространства $X^\mu(\sigma, \tau)$ где $\mu = 1, 2, \dots, 9$ и грассмановы образующие $\theta^\alpha(\sigma, \tau)$, где $\alpha = 1, 2$.

Действие для струны является обобщением действия для точечной частицы (см. табл.2.7).

Для частицы действие $S = \int ds$, для струны действие $S = \int d\Sigma$. Действие для точечной частицы в квантовой механике $S \approx \int \frac{\dot{x}^2}{2} dt$, действие для бозонной струны имеет вид

$$S = -\frac{T}{2} \int d\sigma d\tau \eta_{\mu\nu} (-g)^{1/2} g^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu, \quad (2.160)$$

где T – натяжение струны, $\eta_{\mu\nu}$ -метрика в десятимерном пространстве (Минковского), $g^{\alpha\beta}$ - метрика в σ, τ пространстве.

В случае суперструны производные $\partial_\alpha X^\mu$ заменяются на удлинённые производные

$$\partial_\alpha X^\mu \rightarrow \partial \Pi_\alpha^\mu = \partial_\alpha X^\mu - i\bar{\theta} \gamma^\mu \partial_\alpha \theta, \quad (2.161)$$

так что действие становится инвариантным относительно преобразований суперсимметрии, а также добавляются члены, кубичные и квадратичные по координатам.

Рассматривая X^μ и θ^α как поля, заданные на двумерной поверхности, теорию с новым действием можно рассматривать как двумерную ОТО с полями материи X^μ и θ^α . В табл. 2.7 приведены сравнительные характеристики частиц и струн.

Таблица 2.7

Частица	струна
Действие S = длине мировой линии = $\int ds$	действие S = площади мировой поверхности = $\int d\Sigma$
Действие для точечной частицы в квантовой механике $S \approx \int \frac{\dot{x}^2}{2} dt$	Параметрически инвариантное действие для бозонной струны имеет вид $S = -\frac{T}{2} \int d\sigma d\tau \eta_{\mu\nu} (-g)^{1/2} g^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^\nu$
Производные $\partial_\alpha X^\mu$	Удлинённые производные $\partial \Pi_\alpha^\mu = \partial_\alpha X^\mu - i\bar{\theta} \gamma^\mu \partial_\alpha \theta$,

Гетерозисная струна

Это замкнутая ориентированная струна. Она названа *гетерозисной* струной, так как является киральным объединением (гибридом) бозонной релятивистской струны в 26-мерном пространстве-времени и фермионной струны в 10-мерном пространстве-времени.

Независимые динамические переменные гетерозисной струны получаются следующим образом: из бозонной струны берутся только левосторонние переменные: 8 поперечных координат и 16 внутренних координат. Из фермионной суперструны берутся только правосторонние переменные: 8 поперечных бозонных координат и 8 майорано–вейлевских фермионных переменных. Предполагается, что внутренние бозонные координаты компактифицируются на специальный тор T^{16} , базисные векторы которого генерируют целочисленную четную самодуальную решетку. Одной из двух существующих решеток такого типа является решетка, построенная на корневых векторах группы $E_8 \times E_8$, где E_8 – максимальная исключительная группа в классификации Картана.

Такая гибридная струнная модель не имеет *тахсионных* состояний (состояния с мнимой массой), релятивистски инвариантна в 10-мерном пространстве Минковского, обладает суперсимметрией. Безмассовые состояния в этой теории образуют неприводимый мультиплет для $(N=1, D=10)$ – супергравитации и неприводимый мультиплет для $(N=1, D=10)$ -суперсимметричной теории Янга–Миллса с калибровочной группой $E_8 \times E_8$. Благодаря строго определенным групповым свойствам состояний, в гетерозисной струне появляется соответствующая калибровочная симметрия. Такой механизм генерирования внутренней неабелевой калибровочной симметрии в результате компактификации присущ только струнным теориям.

Для гетерозисной струны поля Янга–Миллса неразрывно связаны с гравитацией в силу своего происхождения. В теории взаимодействующих

гетерозисных струн связь между калибровочной константой g и гравитационной постоянной G_N имеет вид

$$G_N = \frac{g}{\sqrt{T}}, \quad (2.162)$$

где T – натяжение струны.

Пример 1: В струнной теории с калибровочной группой $E_8 \times E_8$ после компактификации (уменьшении числа измерений) одна из групп E_8 оказывается нарушенной до E_6 , которая далее нарушается до $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1) \times G$, где G – дополнительная группа.

Пример 2: В суперструнной теории $E_8 \times E_8$ реальный мир описывается первой группой E_8 , вторая группа E_8 описывает «теневого мир», который взаимодействует с обычной материей гравитационными силами. В результате оба мира, существуя параллельно, практически не чувствуют друг друга после планковской эпохи (возраст Вселенной $\leq 10^{-43}$ сек. её температура $\geq 10^{19}$ ГэВ). В каждом из миров устанавливается свое термодинамическое равновесие за счет своих внутренних негравитационных взаимодействий. Если вначале обычная и темная материя были хорошо перемешаны, то это состояние будет сохраняться до тех пор, пока негравитационные силы не станут важными на макроскопических масштабах. Калибровочная группа теневого мира E_8 может нарушаться как и группа E_8 обычного мира. Однако анализ изначального нуклеосинтеза с учетом темной материи запрещает полную симметрию между нашим миром и миром темной материи.

Последовательная квантовая теория суперструн, которая формулируется в $D=10$ -мерном пространстве–времени Минковского может быть реалистической теорией только в том случае, если происходит динамическая компактификация шести измерений до планковских размеров. То есть вакуумное пространственно-временное многообразие имеет вид $M^{10} \rightarrow M^4 \times K^6$, где M^4 – 4-мерное пространство Минковского, а K^6 – некоторое компактное 6-мерное многообразие (называемое *многообразием Калаби-Яо*). Возможно теория суперструн позволит практически однозначно выбрать компактное

многообразие K^6 , а его топологические свойства определяют основные черты низкоэнергетической динамики суперструн, описывающей современную физику элементарных частиц. В низкоэнергетическом пределе ($E \ll 10^{19}$ ГэВ) суперструнные теории переходят в супергравитацию и в суперсимметричную теорию Янга–Миллса.

Таким образом, теория суперструн органически включает в себя суперсимметрию, идею Калуцы–Клейна о многомерности нашего пространственно-временного мира, а также идею о нелокальности объектов – носителей фундаментальных взаимодействий. Важными свойствами суперсимметричных теорий является отсутствие *аномалий*, т.е. нарушений на квантовом уровне классических симметрий в теории (калибровочной инвариантности и лоренц-инвариантности). В суперструнных теориях может быть только две основные калибровочные группы: специальная ортогональная группа (группа вращений в 32-мерном пространстве) – $SO(32)$ и группа, являющаяся прямым произведением двух исключительных групп Ли по классификации Картана: $E_8 \times E_8$. Последняя группа предпочтительнее, т.к. группа E_8 содержит все известные группы Великого Объединения: $E_8 \supset E_6 \supset SO(10) \supset SU(5) \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Суперструны органически вписываются в современную теорию элементарных частиц. С точки зрения предсказаний они переходят в низкоэнергетическом полевым пределе в суперсимметричные Теории Великого Объединения (ТВО). Основными преимуществами суперструнного подхода являются следующие:

1. Суперструны позволяют объединить все фундаментальные взаимодействия, включая гравитацию.
2. Они практически однозначно фиксируют основную калибровочную группу в теории великого объединения.
3. Четырехмерность нашего мира в суперструнном подходе трактуется как следствие динамических уравнений этой теории.

4. В идеальном случае теории будут включать всего два фундаментальных параметра: натяжение струны T и одну из констант янг-миллсовского g или гравитационного взаимодействия суперструн.

Принципиальные вопросы, которые необходимо решить для обоснования суперструнной теории:

- 1) строго доказать конечность или перенормируемость во всех порядках струнной теории возмущений;
- 2) динамически обосновать процесс компактификации, уменьшающий количество измерений многомерных пространств теории;
- 3) установить механизм нарушения суперсимметрии при энергиях $E \leq 10^2 \text{ ГэВ}$;
- 4) найти фундаментальные причины обращения в нуль космологической постоянной нашего 4-мерного мира.

Недостатком современных формулировок полевых теорий суперструн является то, что в теорию сразу закладывается определенная фоновая метрика (обычно - метрика 10-мерного плоского пространства Минковского).

При формулировке полевой теории струн также необходим принцип, аналогичный принципу эквивалентности в общей теории относительности, но сформулированный в пространстве струнных конфигураций.

Генеральная тенденция продвижения исследований в область все более высоких энергий эквивалентна обратному движению во времени к начальному образованию Вселенной из сингулярности, в результате Большого Взрыва. При этом образование и раннюю эволюцию Вселенной рассматривают как эксперимент в физике частиц сверхвысоких энергий.

Квантовая теория поля сближается с космологией и нерелятивистской теорией фазовых переходов при исследовании явления Хиггса. Например, уравнения электромагнитного поля являются симметричными, поведение электромагнитного поля внутри сверхпроводника несимметрично. Проникновение магнитного поля в сверхпроводник происходит в результате спонтанного нарушения симметрии, и магнитное поле, точнее фотон,

приобретает массу, обратно пропорциональную глубине проникновения поля в сверхпроводник.

В заключение, в табл. 2.8 приведены области применения основных теоретических схем в физике элементарных частиц:

Таблица 2.8

Расстояние $R, \text{ см}$	Энергия $E, \text{ ГэВ}$	Масса	Группа симметрии	Теория
от 10^{-14} до 10^{-16}	1	M_p	$U(1)$ $SU(3)$	КЭД КХД
10^{-16}	10^2	M_W	$SU(2) \times U(1)$	Электрослабая теория
$10^{-16} - 10^{-29}$	$10^2 - 10^{15}$	M_{TBO}	$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Суперсимметрия?	КХД + Электрослабая теория «стандартная схема»
$10^{-29} - 10^{-33}$	$10^{15} - 10^{19}$	M_K	$E_6, SO(10), SU(5)$	ТВО, Супергравитация
$< 10^{-33}$	$> 10^{19}$	M_P	$E_8 \times E_8, SO(32)$	Суперструны бозонная, $D_{кр}=26$, фермионная, $D_{кр}=10$

2.9. Большие машины физики

2.9.1. Ускорители

Ускорители заряженных частиц – установки, служащие для ускорения заряженных частиц до высоких энергий. Во всех ускорителях увеличение энергии заряженных частиц происходит под действием внешних продольных электрических или электромагнитных полей. Ускорители состоят из:

- источника ускоряемых частиц;
- генераторов электрических или электромагнитных ускоряющих полей;
- вакуумной камеры в которой движутся частицы в процессе ускорения;
- устройства для впуска (*инжекции*) и выпуска (*эжекции*) пучка из ускорителя;
- фокусирующих устройств, обеспечивающих длительное движение частиц без ударов о стенки вакуумной камеры;

- магнитов, искривляющих траектории ускоряемых частиц;
- устройства для исследования коррекции положения и конфигурации ускоряемых пучков.

В целях радиационной безопасности ускорители окружаются защитными стенами и перекрытиями (биологическая защита). Ускорители на энергии выше нескольких ГэВ в целях безопасности обычно располагают под землёй.

По принципу устройства различают ускорители прямого действия (*высоковольтные*, ускоряющие постоянным электрическим полем и *индукционные*, ускоряющие вихревым электрическим полем) и *резонансные* ускорители, использующие высокочастотные электромагнитные поля.

По траектории пучка ускорители делятся на два класса: *линейные* ускорители и *циклические (кольцевые)*. К последним относятся синхротроны.

По типу ускоряемых частиц ускорители состоят из *электронных* ускорителей и *протонных* ускорителей. Электронные ускорители характеризуются синхротронным излучением при движении электронов и позитронов в магнитных полях. Протонные ускорители практически не теряют энергию на синхротронное излучение до энергии частиц ~ 1 ТэВ и не требуют высокого темпа ускорения.

С 90-х гг. XX в. всё большее значение приобретают накопительные и встречные кольца, в которых плотные пучки заряженных частиц циркулируют длительное время, не меняя своей энергии. При взаимодействии частиц, движущихся навстречу друг другу, может реализоваться вся приданная им при ускорении энергия. Самое важное преимущество метода встречных пучков – в достижении энергии реакции, недоступной ускорителям с неподвижной мишенью.

Максимальная энергия реакции при столкновении одинаковых встречных частиц с одинаковыми импульсами p_0 равна сумме энергий обеих частиц:

$$E_r = E_1 + E_2 = 2E_1 \approx 2p_0c$$

для ускорителя с неподвижной мишенью $E_r^* \approx \sqrt{2mc^2 E_1}$, Таким образом, $E_r \gg E_r^*$.

До 80-х гг. XX в. основные открытия в физике элементарных частиц делались на *протонных синхротронах* – циклических резонансных ускорителях протонов с изменяющимся во времени магнитным полем и синхронно изменяющейся частотой электрического ускоряющего поля ω . Электромагниты, расположенные по кольцу в определенном порядке, поворачивают и фокусируют протоны в поперечных направлениях, а также обеспечивают устойчивость орбитальной траектории. Ускоряющие электрические станции, размещенные между электромагнитами, ускоряют протоны. Основные характеристики – предельная энергия и интенсивность ускоренного пучка (среднее число ускоренных протонов в секунду.)

2.9.1 Супермашины физики: Тэватрон лаборатории Ферми. ЦЕРН – Большой адронный коллайдер. Международный линейный коллайдер (ILC) (проект)

С 90-х гг. XX в. основные результаты получают на электрон-позитронных кольцевых ускорителях и протон-антипротонных кольцевых ускорителях со встречными пучками, которые называют *коллайдерами*. Основными характеристиками являются *светимость* (число событий, происходящих в единицу времени при столкновении двух пучков. при единичном сечении взаимодействия $[L] \sim 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$), рабочее время жизни пучков больше десяти минут.

В настоящее время (2009 г.) в Центре DESY, Гамбург, Германия работает электрон-протонный коллайдер HERA с энергией в системе центра масс около 300 ГэВ. В США в **FNAL** (Национальной ускорительной лаборатории им. Э.Ферми, Батавия, вблизи Чикаго) с 1985 г. работает ускорительный комплекс - протон-антипротонный коллайдер **TEVATRON** с энергией в системе центра масс 2000 ГэВ= 2 ТэВ, диаметр кольца – 2 км, 744 сверхпроводящих магнита, максимальная магнитная индукция – 4,4 Тл,

среднее давление в вакуумной камере – 10^{-10} торр. Пока это самый мощный ускоритель из действующих. Также в США работает коллайдер RHIC, который сталкивает ядра золота с энергией 100 ГэВ/нуклон.

ЦЕРН – Большой адронный коллайдер

ЦЕРН – западноевропейский центр ядерных исследований создан в 1954 г. близ Женевы для экспериментальных и теоретических исследований в физике элементарных частиц. Число членов сейчас 20. Россия и США имеют статус наблюдателя. В ЦЕРНЕ постоянно работают 2500 человек. Еще 8000 физиков и инженеров из 580 университетов и институтов 85 стран участвуют в различных экспериментах временно.

В 1987 г. в ЦЕРНЕ был запущен Большой электрон-позитронный коллайдер (LEP). В нем электроны и позитроны ускорялись в накопительном кольце длиной 27 км и затем сталкивались, выделяя энергию 180 ГэВ. В середине 90-х гг. XX в. он был демонтирован, а тоннель был использован для ускорительного кольца БАК.

В 1996 г. ЦЕРН приступил к сооружению **Большого адронного коллайдера (БАК)** – протон-протонного ускорителя на встречных пучках нового поколения. После 13 лет строительства в конце 2008 г. осуществлен пробный запуск коллайдера. Стоимость БАК – 8 млрд. дол. Таким образом, ЦЕРН становится ведущим мировым центром исследований в физике в настоящее время (2010 г.). Потребуется несколько лет, чтобы вывести БАК на проектные параметры.

Большой адронный коллайдер («сталкиватель») (БАК или LHC) – комплекс ускорительных установок, соединенных каналами, транспортирующими пучки протонов. Он состоит из трех ускорителей:

0 ступень – базовый ускоритель-инжектор подает протоны с энергией 50 МэВ в *бустер* (промежуточный накопитель) и затем в первую ступень;

I ступень – протонный синхротрон (PS) с энергией ~26 ГэВ;

II ступень – синхрофазотрон (протонный суперсинхротрон) (*SPS*), на выходе которого протоны имеют энергию ~ 450 ГэВ, периметр этого ускорителя – 6,9 км, он расположен под землей на глубине 40 м;

III ступень – большое ускорительное кольцо (*LHC*).

Новой является III ступень – большой ускоритель, расположенный в кольцевом тоннеле длиной 27 км на глубине 50 – 175 м. Почти 7 тыс. сверхпроводящих магнитов общим весом 4000 т., по которым потечет ток 1,8 млн ампер, направляют два пучка протонов с энергией 7 ТэВ $= 7 \cdot 10^{12}$ эВ по вакуумным трубам навстречу друг другу. Трубы пересекаются в четырех точках, в каждой располагается одна экспериментальная установка. Эти детекторы *CMC*, *LHCb*, *ATLAS*, *ALICE*, которые имеют собственные центры управления, независимые от центра управления всем ускорительным комплексом. Обработка потоков информации с детекторных установок будет осуществляться иерархической глобальной информационной сетью суперкомпьютеров, связанных высокоскоростными линиями связи с пропускной способностью десятки Гбайт/сек.

CMC (компактный мюонный соленоид) – огромный детектор общего назначения. Содержит 5 огромных цилиндрических слоев детекторов и концевые крышки. Предназначен для поиска бозонов Хиггса и других новых явлений.

LHCb – детектор расположенный по одну сторону от точки столкновения. Предназначен для поиска красивых «*b*» кварков.

ATLAS – тороидальная установка – детектор общего назначения с уникальной конструкцией, основанной на тороидальных магнитах вместо традиционного соленоида. Большие диски детекторов регистрируют ключевые частицы (мюоны). Основная цель эксперимента с детектором *ATLAS* – обнаружить бозон Хиггса. Ежесекундно в детекторе будет происходить 800 млн столкновений протонов, а вероятность наблюдения хиггсовского бозона 10^{-13} , т.е. один в день.

ALICE (Большой эксперимент на коллайдере ионов) – установка для изучения образования кварк-глюонной плазмы. В этом состоянии находилось вещество на ранней стадии образования Вселенной. Ионы свинца при энергиях в 300 раз выше прежних экспериментов будут сталкиваться во встречных пучках. Также будут изучаться протон-протонные столкновения как опорная точка для других экспериментов.

Цели для БАК:

- Главная цель – подтверждение ранее открытых частиц и явлений (например, получение нескольких истинных t -кварков в секунду) и исследование их с большей точностью.
- Осуществить поиск бозов Хиггса – квантов нового взаимодействия Хиггса, которое ограничивает дальность слабого взаимодействия. Бозон Хиггса взаимодействует с W - и Z -бозонами, а также кварками и лептонами, наделяя их массой. Бозоны Хиггса – кванты нового поля Хиггса, якобы существующего в природе.
- Решить проблему иерархии: частицы с энергиями до 10^{15} ГэВ, воздействуя на бозон Хиггса, должны придать ему сравнительно высокую массу, однако его масса, по косвенным экспериментальным данным не больше 1 ТэВ.
- Определить частицы нового типа, составляющие темную материю.
- Проверить существование дополнительных скрытых измерений пространства – времени или s -частиц суперсимметрии.

Международный линейный коллайдер (ILC) (проект)

Последователем Большого адронного коллайдера должен стать Международный линейный коллайдер (*ILC*) – электрон-позитронный ускоритель на встречных пучках. В 2005 г. проведено планирование разработки *ILC*. В 2007 г. конструкторская группа оценила затраты в 6,7 млрд без стоимости детекторов. Из-за потерь энергии на синхротронное излучение затраты на строительство будут пропорциональны квадрату энергии столкновения. Поэтому *ILC* будет состоять из двух линейных

ускорителей каждый длиной 11,3 км один для электронов, другой для позитронов. Каждый линейный ускоритель (*линак*) будет разгонять электроны и позитроны до энергии 250 ГэВ, а затем сталкивать их пучки. 5 раз в секунду *ILC* будет генерировать, ускорять и сталкивать 3 тыс. электронных и позитронных сгустков в импульсе длительностью 1 мкс, это соответствует мощности 10 МВт для каждого пучка. Общая эффективность составляет 20%, следовательно, полная мощность, потребляемая *ILC* для ускорения частиц, составит почти 100 МВт. Проектируемая энергия ускорителя в системе центра масс $500 \div 800$ ГэВ.

Источник электронов. Для создания пучка электронов мишень из арсенида галлия будет облучаться лазером. В каждом лазерном импульсе из мишени будут выбиваться миллиарды поляризованных электронов. Электроны сразу будут ускорены до 5 ГэВ в коротком линейном сверхпроводящем радиочастотном ускорителе (СПРЧ), а затем инжектированы в 6,7 км накопительное кольцо, расположенное в центре ускорителя. Двигаясь в кольце, электроны генерируют синхротронное излучение, и сгустки электронов (банчи) сожмутся. Спустя 200 мсек они покинут кольцо, затем после дополнительного сжатия их длина составит 0,3 мм и энергия 15 ГэВ. После они вводятся в главный электронный 11,3 км СПРЧ – линейный ускоритель (*линак*), где их энергия возрастет до 250 ГэВ.

Источник позитронов. На середине пути в *линаке* электронный пучок отклоняется в специальный магнит, где часть их энергии преобразуется в гамма-излучение. Гамма-кванты фокусируются на вращающуюся титановую мишень, образуя множество электрон-позитронных пар. Позитроны захватываются, ускоряются до 5 ГэВ, направляются во второе сжимающее кольцо, и наконец во второй позитронный линейный СПРЧ – ускоритель на противоположном конце *ILC*, где достигают энергии 250 ГэВ.

Детектор. Электроны и позитроны с окончательными энергиями 250 ГэВ фокусируются рядом магнитных линз в плоские ленты шириной 640 нанометров и толщиной 6 нанометров и сталкиваются в детекторе, который

содержит новые трековые детекторы и калориметры. После столкновения сгустки электронов и позитронов выводятся из области взаимодействия и направляются на так называемую ловушку пучка – мишень, в которой частицы поглощаются, и их энергия рассеивается.

Основным элементом сверхпроводящего радиочастотного устройства (СПРЧ) является ниобиевый резонатор длиной 1 м, состоящий из девяти ячеек, который охлаждается до 2 градусов Кельвина. Криомодуль образуют 8 или 9 таких резонаторов, состыкованных друг с другом и погруженных в емкость со сверхохлажденным жидким гелием. В каждом из двух линейных ускорителей будут установлены около 900 таких криомодулей, т.е. около 16 тыс. резонаторов во всем ILC. При применении СПРЧ энергия электронов и позитронов на каждом метре может увеличиваться на 35 МэВ.

Предполагаемые площадки: Европа, ЦЕРН; США, Национальная лаборатория ускорителей им Ферми в Батавии; в Японии вдоль одного из горных хребтов. Проектное время постройки – 2015 г. [В мире науки, 2008 г, №5, с. 19-41] .

Основные открытия сделанные на ускорителях за прошедшие годы

Таблица 2.9

Ускоритель	Дата	Тип пучка	Энер. ГэВ	Открытия
Брукхейвенский	1952 1967	p	3	Ассоциативное рождение странных частиц
Берклиевский беватрон	1954 1972	p	6,4	Антипротон, адронные резонансы
Церновский синхротрон	1960	p	30	Слабые нейтральные токи
Брукхейвенский AGS	1960	p	33	Ω^- -гиперон, CP-нарушение, J -частица
Линейный ускоритель SLAC'a	1966	e^-	30	Скейлинг в рассеянии e^- на p Нарушение четности в слабых нейтральных токах.
ускоритель	1972	p	400	Ипсилон-частица ($b\bar{b}$)-мезон

Лаб. Ферми США				
кольцо SPEAR SLAC'a	1972	(e^-, e^+)	$4,2 \times 4,2$	Ψ -частица-доказательство c -кварка, mu -лептон.
e^- -кольцо (CESR) в Корнеле США	1978	(e^-, e^+)	8×8	Возбужденные состояния Υ - частицы - доказательство b -кварка
(e^-, e^+) -ускор. PETRA (DESY, ФРГ	1979	(e^-, e^+)	19×19	Струи частиц - доказательство глюона
ЦЕРН, $(p, \bar{p})$ - коллайдер	1981	$(p, \bar{p})$	270×270	Слабые векторные бозоны W^+, W^-, Z^0

Современные астрофизические представления. Вселенная

2.10.1. Космология – наука о Вселенной в целом. Принцип Коперника и космологический принцип. Характеристики Вселенной

Вселенной называется окружающая нас часть материального мира, доступная наблюдению. Возможно существование других вселенных, так как Вселенная необязательно исчерпывает собой весь существующий мир. Вселенную как целое, её строение и эволюцию (развитие во времени) изучает *космология*.

Основные космологические принципы:

1. Фундаментальные законы природы (законы физики), установленные и проверенные в лабораторных экспериментах на Земле, остаются верными и для всей Вселенной, и все явления могут быть объяснены на основе этих законов.

2. *Принцип Коперника* – Наше положение во Вселенной не является центральным, выделенным.

3. *Сильный антропологический (антропный) принцип* – Сама Вселенная, законы физики, которыми она управляется, должны быть такими, чтобы во Вселенной на некотором этапе ее эволюции допускалось существование наблюдателей (человечества). Комментарий: универсальные физические постоянные, взятые в виде совокупности, «тонко подстраивают», т.е. определяют структуру и эволюцию Вселенной, включая появление человечества.

Основные характеристики Вселенной

1. Вселенная расширяется с положительным ускорением. Все галактики удаляются от нашей Галактики и друг от друга со скоростью v , пропорциональной расстоянию l до них. Экспериментально это проявляется в виде смещения спектральных линий звезд далеких галактик к красному концу спектра. Закон Хаббла: $v = H_0 l$. Скорость удаления галактик определяют по Доплер-эффекту – смещению линий в спектрах далеких галактик. Относительное смещение длины волны линий в спектре $z = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$, здесь λ_0 – лабораторная длина волны линии спектра, λ – длина волны смещенной линии в спектре движущейся галактики. При небольших смещениях $z \leq 0,5$, удаление $l = cz / H_0$ (Мпк). Значение постоянной Хаббла: $H_0 = 50 \div 100$ км/сек Мпк.

Радиус Вселенной $4 \cdot 10^{28}$ см. Кривизна пространства равна нулю.

2. Плотность вещества во Вселенной близка к критической плотности $4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³.

3. Общее вещество во Вселенной состоит из видимого (светящегося) вещества, темной материи и темной энергии.

Видимое вещество во Вселенной состоит из водорода 80 – 70 % и гелия 20 – 30%. Видимое вещество, состоящее из барионов, составляет только 5 % космологической плотности Вселенной.

Темной материи – 23%. Она представляет собой холодную небарионную среду с космологической плотностью, большей плотности барионов. Эта

темная материя взаимодействует со светящимся веществом гравитационным образом. Экспериментально темная материя проявляется:

В превосходстве динамической (вириальной) массы галактики MV^2R/G (где V - скорость вращения галактики, G – гравитационная постоянная, R - расстояние) над массой видимого вещества галактики, полученного из соотношения масса-светимость.

Обнаружение горячего газа в скоплении галактик с температурой $3 \cdot 10^7$ К, и концентрацией 10^{-3} см^{-3} .

В эффекте гравитационного линзирования (отклонения света) далеких галактик и квазизвездных источников.

Возможно, темная материя, окружающая Галактику, есть результат поляризации вакуума «гравитационным зарядом» Галактики.

Темной энергии вакуума – 70%, не принимающей участия в гравитационном сгущивании вещества; она представляет собой среду с отрицательным давлением и создает антигравитацию.

4. Во Вселенной не обнаружено заметного количества антивещества (барионная асимметрия Вселенной).

5. Вселенная заполнена микроволновым электромагнитным излучением с длиной волны 7,35 см, которое имеет незвездное происхождение. Температура реликтового излучения $T=2,725$ °К.

6. Вселенная обладает крупномасштабной трехмерной ячеисто–сетчатой структурой в виде «пены».

2.10.2. Возникновение Вселенной и ее эволюция

Вселенная образовалась в результате Большого Взрыва примерно 13,7 млрд. лет из особого возбужденного вакуумподобного состояния, обладающего большой размерностью и большой плотностью энергии (космологической сингулярности типа диска). В таком состоянии возникают сильнейшее напряжения и отрицательные давления, вызывающие стремительное расширение сингулярности и генерацию материи внутри нее. При разрыве и уходе в бесконечность трех действительных

пространственных координат и одной мнимой координаты (времени) возникло четырехмерное пространство-время. Остальные координаты остались свернутыми в трубочки толщиной около 10^{-33} см. С точки зрения математики пространства с четырьмя измерениями обладают наибольшим числом особенностей. Комментарий: по-видимому, материя в таком псевдоэвклидовом четырехмерном мире обладает наибольшим числом возможных способов распределения в пространстве в каждый момент времени.

Следующая, *инфляционная стадия* раздувания Вселенной началась с момента 10^{-43} сек, и продолжалась, до 10^{-35} сек. В ходе Большого Взрыва, т.е. космологического расширения, возмущения метрики спонтанно рождались параметрическим образом из вакуумных флуктуаций. Скалярная мода возмущения метрики привела к космологическому возмущению плотности и образованию галактик, векторная мода – обеспечила вихревое движение вещества, тензорная мода возмущения метрики породила гравитационные волны. За это время Вселенная увеличилась более чем в $(10^{10})^5$ раз, и достигла размера порядка современного радиуса 10^{28} см. Единое взаимодействие расщепилось сначала на гравитационное, затем на сильное и электрослабое, которое разделилось на электромагнитное и слабое. Температура начала убывать обратно пропорционально квадратному корню из времени.

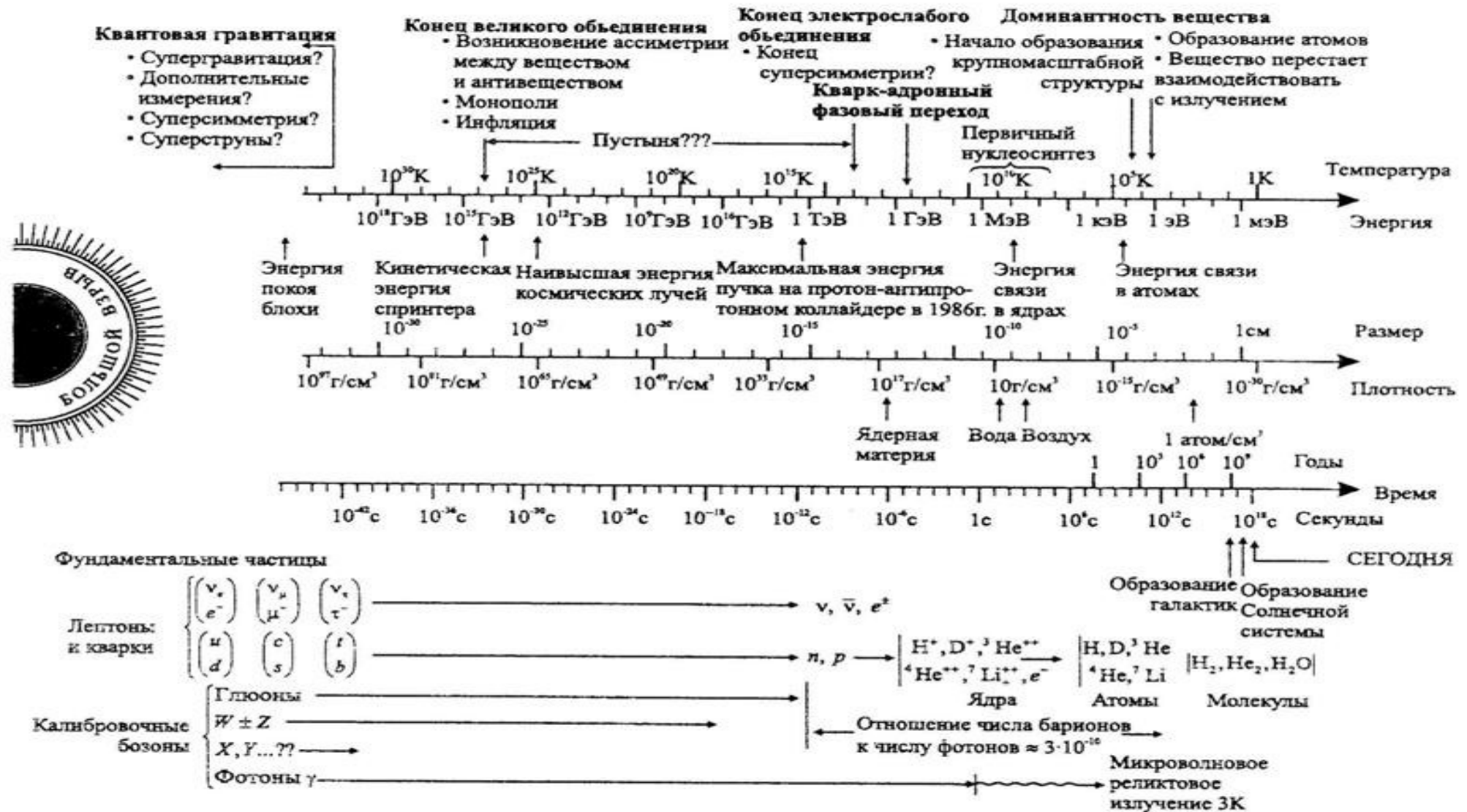
Стадия горячей Вселенной началась с *эры адронов* при температуре 10^{12} К, плотности 10^{14} г/см³ и длилась 10^{-4} сек, было равновесие между частицами и античастицами, остались барионы (протоны и нейтроны), мезоны, античастицы пропали, т.к. их оказалось меньше, возникла *барионная асимметрия* Вселенной (преобладание вещества над антивеществом). Из равновесия с гамма-излучением вышли последовательно гипероны, нуклоны, мезоны. Именно из них и возникла вещественная Вселенная.

В *эре лептонов* при температуре, большей 10^{10} и меньшей 10^{12} К и плотности, меньшей 10^{14} и большей 10^4 г/см³, в течение времени, меньше 10

сек и больше 10^{-4} сек вымирают электрон-позитронные пары. Через 0,2 сек остаются реликтовые нейтрино существующие до настоящего времени. (пока не обнаружены экспериментально).

В *эре фотонов* спустя примерно 300 000 лет при температуре, меньшей 10^{10} K и большей 3000 K, и плотности, меньшей 10^{-21} г/см³ и большей 10^4 г/см³, образуются атомы; свет (фотоны) отделяется от вещества (на каждый атом во Вселенной приходится 1 млрд реликтовых фотонов).

Последняя стадия пылевой Вселенной включает *звездную эру*, которая началась спустя 1 млн лет после Большого Взрыва при температурах, меньше 3000 K и плотностях, меньших 10^{-21} г/см³. Тяготение стало сжимать первичные газовые сгустки с массой порядка 10^5 масс Солнца в плоские тела («блины») с массой 10^{13} масс Солнца, из которых образовались галактики (звездные скопления). Вспыхнули звезды первого поколения галактик. Изменения температуры, энергии, плотности и размеров Вселенной в зависимости от времени представлены на рис. 2.23.



Согласно В.В. Бордюжа «Темные компоненты вселенной» (УФН т.180, №4, 439, 2010) новой космологической парадигмой является мультиверс-вечно растущий фрактал. Состоящий из большого числа частей (вселенных) с различными константами связи, массами частиц и другими константами природы. Наша Вселенная, одна из них. За время своего существования 13.7 млрд лет она прошла инфляцию, разогрев, эру излучения, эру вещества и теперь в вакуум-доминированной эре.

Вакуум – это стабильное состояние квантовых полей без возбуждения волновых мод. Неволновые моды представляют собой конденсаты. Вакуум во Вселенной представляет собой комбинацию взаимно связанных гравитационного конденсата, хиггсовского конденсата, кварк-глюонного конденсата.

Гравитационный вакуумный конденсат – новая вакуумная структура, включает в себя топологические дефекты с различной размерностью: кротовые норы (трехмерные дефекты), микромембраны (двумерные дефекты), микроструны (одномерные дефекты) и точечные дефекты – монополи.

Согласно компенсационной гипотезе Вселенная, расширяясь с ускорением, понижала температуру, проходила цепочку релятивистских фазовых переходов, уменьшала свою симметрию и тратила энергию, образуя квантовые конденсаты.

'т Хофт ввел *голографический принцип*, согласно которому “физика” трехмерной системы может быть описана теорией действующей на её двумерной границе.

Бекенштейн показал, что выраженная в планковских единицах энтропия черных дыр пропорциональна $\frac{1}{4}$ площади горизонта событий. Это энтропийное ограничение дает верхний предел средней плотности энергии Вселенной. Новые квантовые степени свободы рождались с увеличением хаббловского горизонта и их непрерывное пополнение требовало некой энергии.

Гравитация на макроскопической шкале – это проявление термодинамики вакуума. Термодинамика черных дыр является следствием тепловой природы вакуума Минковского и уравнение Эйнштейна имеет термодинамическое происхождение, т.е. это уравнение состояния Вселенной.

Современное значение плотности темной энергии(DE) $\rho_{DE} \sim 0,7 \times 10^{-29} \text{ г/см}^3$ если $H_0 = 70,5 \text{ км/с Мпк}$, а в планковую эпоху $\rho_{DE} \sim 0,5 \times 10^{94} \text{ г/см}^3$ при $M_{Pl} = 1.2 \times 10^{19} \text{ Гэв}$ что на 123 порядка превышает плотность наблюдаемой темной энергии. Это объясняется тем, что в период ранней эволюции Вселенной при уменьшении энергии от 10^{19} Гэв до 150 Мэв конденсаты квантовых полей компенсировали 78 порядков плотности вакуумной энергии всего за 10^{-5} с . Затем за 14 млрд лет ($\approx 4 \times 10^{17} \text{ с}$) вакуумная компонента потеряла еще 45 порядков.

Если следующий фундаментальный уровень материи (**преоны** – частицы из которых якобы состоят кварки) будет обнаружен, тогда роль трех поколений частиц прояснится. Первое поколение частиц дает наблюдаемый нами барионный мир. Учет симметрии между поколениями (как следствие их наличия) дает всю темную материю. Структурирование темной материи и барионного компонента могут дать гипотетические частицы, возникающие только при рассмотрении симметрии между поколениями.

В заключении следует заметить, что при изучении Вселенной и её объектов проверка теорий затруднена или невозможна, вследствие чего «в астрофизике часто ошибаются, но никогда не сомневаются» (Л. Ландау).

2.11. Галактика и звезды

2.11.1. Характеристика Галактики как звездного скопления и её эволюция

Наша **Галактика** (Млечный Путь) – обширная звездная система, содержащая 10^{11} звезд, к которой принадлежит и наше Солнце. Звезды движутся практически без столкновений. Форма Галактики напоминает две

сложенные тарелки. По своей структуре Галактика является эллиптической со спиральными рукавами. Большая часть звезд образует диск, меньшая часть – гало сферической формы. В центре диска имеется утолщение (балдж), внутри которого ядро Галактики. Солнце находится в дисковой составляющей на расстоянии 8 килопарсек от центра Галактики, примерно $2/3$ радиуса, в *коротационном торе* (в стационарной области, где дифференциальная скорость вращения звезд вокруг галактического центра совпадает со скоростью вращения Галактики как целого).

Характеристики Галактики: Диаметр 10^{21} м $\approx 3 \cdot 10^4$ световых лет, плотность в ядре $5 \cdot 10^6$ звезд/килопарсек³, плотность в окрестности Солнца $1/8$ звезд/килопарсек³, линейная скорость вращения 220-250 км/сек в окрестности Солнца, период вращения 240-250 млн/лет – галактический год, видимая масса Галактики составляет 10^{11} масс Солнца. Масса Солнца $= 1,99 \cdot 10^{30}$ кг. (1 парсек = 3,263 световых года = $3,086 \cdot 10^{16}$ метра).

Галактический центр находится в созвездии Стрельца, невидим в оптическом диапазоне. Является радиоисточником. Около центра источники инфракрасного излучения. Галактический центр – также источник непрерывного рентгеновского излучения с энергией квантов в диапазоне 1 килоэлектронвольт – 1 Мегаэлектронвольт. Предполагают, что в центре Галактики находится массивная черная дыра. Ближайшей к нашей является галактика Туманность Андромеды, которая движется к нашей Галактике.

Эволюция Галактики. Галактики и другие локализованные объекты возникли из первичных флуктуаций (малых отклонений в ранней Вселенной от точной однородности и изотропности в горячей стадии). Эти первичные космологические неоднородности плотности вещества Вселенной усиливались гравитационной неустойчивостью, т.е. развивались возмущения плотности и скорости среды под действием сил собственного тяготения. Гравитационная неустойчивость приводит также к фрагментации (дроблению) вещества. В модели фрагментации первыми возникают сгущения вещества с $M = 10^{15}$ масс Солнца. Они имеют форму «блинов» –

сильно сплюснутых газовых облаков повышенной плотности. Со временем блины разрастаются, и смыкаются друг с другом, образуя ячеистую структуру. Образование галактик в этой модели связано с дроблением «блинов» на части. Наблюдаемая крупномасштабная структура Вселенной – пространственное распределение галактик и их скоплений в виде ячеистой трехмерной «пены» качественно согласуется с моделью фрагментации.

Эволюция галактики начинается со стадии газового облака приблизительно сферической формы, облако состоит из водорода, оно неоднородно. Отдельные сгущения газа, двигаясь, сталкиваются друг с другом. Потеря кинетической энергии сгущениями приводит к сжатию облака к оси вращения полем тяготения. Если облако вращается быстро, получается спиральная галактика, если медленно – эллиптическая галактика.

Звезды – гигантские светящиеся плазменные (газовые) шары, равновесие которых обеспечивается балансом между силой гравитации и давлением горячего вещества (газа) и излучения.

Эволюция звезд. Звезды рождаются из межзвездных облаков, в которых развиваются тепловые и гидродинамические неустойчивости. Следствием этих неустойчивостей является гидродинамический коллапс (схлопывание) части облака и образование гравитационно-связанного объекта – протозвезды. Протозвезды светят за счет выделения гравитационной энергии при сжатии. Время образования протозвезды от начала коллапса 10^5 – 10^6 лет. При увеличении массы и сжатия температура центральной области протозвезды достигает 10^7 К, начинаются термоядерные реакции превращения водорода в гелий (4 протона превращаются в ядро гелия с выделением энергии 26 МэВ), протозвезда вспыхивает, превращается в звезду и выходит на главную последовательность звездной диаграммы, где проводит свое основное время жизни. После выгорания водорода в центре звезды и образования гелиевого ядра выделение ядерной энергии в нем прекращается и ядро начинает сжиматься. Водород продолжает гореть в тонкой оболочке окружающей гелиевое ядро. Оболочка расширяется,

светимость звезды растет, поверхностная температура уменьшается, и звезда становится красным гигантом.

В звездах с массой, меньшей 8 масс Солнца, ядерное горение заканчивается после образования углеродного с примесью кислорода звездного ядра массой около солнечной. После сброса всей оболочки это ядро превращается в белый карлик. Если масса звезды больше 10 масс солнца, то ядро звезды горит до образования железного ядра. В таком ядре выделение ядерной энергии невозможно и происходит гравитационный коллапс. В результате – взрыв сверхновой звезды с выделением огромного количества гравитационной энергии, которую уносят нейтрино. После взрыва и сброса оболочки возникает нейтронная звезда.

2.11.2. Классификация звезд. Солнце, его характеристики и эволюция

Классификация звезд осуществляется с помощью *Диаграммы Герцшпрунга – Расселла*. (ДГР) – графического изображения зависимости светимости звезды от эффективной температуры (см рис 2.24). Звездные классы: **О, В, М, А, F, G, K, T, N**. (Для запоминания: «**О** Боже **М**ой, **А**Ф**Г**анистан, **К**уда **Т**ы **Н**есёшься?»).



Рис.2.24. Схематизированная диаграмма Герцшпрунга-Ресселла. L – светимость звезды, T – эффективная температура. L_0 – светимость Солнца. Температуры растут налево по оси абсцисс

Солнце (желтый карлик класса G4 находится на главной последовательности) – звезда представляет собой газовый шар в состоянии плазмы («горячий огонь»). Под действием тяготения Солнце стремится сжаться. Сжатию препятствует давление газа, возникающее из-за высокой температуры. Источником энергии Солнца является термоядерная реакция горения ядер водорода и превращения четырех протонов в одно ядро гелия в центральной области Солнца.

Характеристики Солнца: радиус $7 \cdot 10^8$ м, масса $2 \cdot 10^{30}$ кг, плотность $1,4 \text{ г/см}^3$, температура поверхности $5800 \text{ }^\circ\text{K}$, излучаемая мощность (светимость) $4 \cdot 10^{26}$ Вт. Химический состав: водород 74%, гелий 24%, углерод, азот, кислород, неон 3%, возраст $5 \cdot 10^9$ лет.

Теоретические значения в центре Солнца: температура $13 \cdot 10^6 \text{ K}$, плотность 98 г/см^3 , давление $2 \cdot 10^{11}$ атмосфер.

Эволюция Солнца. Наша звезда Солнце – звезда третьего поколения Галактики образовалась в результате вспышки Сверхновой на краю спирального рукава Ориона Галактики, вдоль которого располагаются скопления молодых звезд и облака межзвездного газа и пыли.

Когда Солнце достигнет возраста 9 млрд. лет термоядерная реакция горения водорода в центре Солнца прекращается. Водород в центре Солнца превратится в гелий, и образуется гелиевого ядро. Водород горит только в тонкой оболочке. Ядро сжимается, оболочка расширяется, желтая звезда Солнце превращается в красный гигант размером с орбиту Марса за время 0,5 млрд лет. Затем начинает гореть гелий, превращаясь в углерод в течение $5 \cdot 10^7$ лет. Вся оболочка сбрасывается, и красный гигант становится медленно остывающим белым карликом – конечной стадией эволюции звезд данного класса. Со временем светимость Солнца возрастает на 1 % на каждые 100 млн лет. Ближайшей к Солнцу звездой класса G4 является (α Центавра A), находящаяся на расстоянии 1,32 парсека = 4,307 световых года = $4,0735 \cdot 10^{16}$ км.

Красные гиганты – относительно холодные звезды высокой светимости с протяженными оболочками. Красные гиганты имеют большие радиусы и огромные излучающие поверхности. Максимум излучения приходится на красную и инфракрасную области спектра электромагнитного излучения. Красные гиганты имеют гелиевое ядро, окруженное тонким слоевым источником энерговыделения, где горит водород, или углеродно-кислородное ядро, окруженное двумя слоями горения водородным и гелиевым. Плотность вещества в ядрах красных гигантов достигает 10^8 – 10^9 г/см³, температура 10^8 – 10^9 К.

Белые карлики – компактные звезды с массой порядка массы Солнца и радиусами около 1% радиуса Солнца. Белые карлики существуют благодаря устойчивому равновесию между силами тяготения, которые стремятся сжать звезду и давлением вырожденного электронного газа, препятствующего этому. Плотность вещества белого карлика 10^5 – 10^6 г/см³, температура

поверхности около 10^4 К. Основной источник светимости белого карлика – энергия теплового движения ионов вещества звезды. Электроны имеют квантовомеханический импульс $p_e \sim \hbar n_e^{1/3}$. Давление электронного газа пропорционально концентрации частиц и энергии Ферми $P \sim n_e E_F$. Для релятивистского электронного газа $E_F = cp_F$, концентрация пропорциональна плотности $n_e \sim \rho$. Следовательно, давление электронного газа $P_e \sim \rho \cdot \rho^{1/3} \sim \rho^{4/3}$. Если гравитационное давление $P_g \sim \frac{M^2}{R^4} > P_e$ больше давления электронного газа, то происходит гравитационный коллапс звезды.

Зависимость давления от плотности вещества $P = K\rho^{4/3}$, где $K = 0,364 G_N M^{2/3}$. Существует верхний предел массы холодного неврашающегося белого карлика (*предел Чандрасекара*): Предельная масса белого карлика $M_{lim} = \frac{5,83}{\mu_e^2} M_O \approx 1,44 M_O$,

где M_O – масса Солнца, μ_e – молекулярная масса, приходящаяся на один электрон. Если масса звезды M больше M_{lim} , начинается процесс *нейтронизации* вещества звезды. Ядра начинают захватывать электроны в реакции обратного бета-распада ${}_Z^AX + e^- \rightarrow {}_{Z-1}^AY + \nu$, когда энергия Ферми электронов превышает порог нейтронизации. Ядра перегружаются нейтронами, и с некоторого момента начинают выбрасывать нейтроны, плотность звезды возрастает и приближается к ядерной. Размер звезды уменьшается. Белый карлик, пройдя предел Чандрасекара, превращается в нейтронную звезду.

Нейтронные звезды – сверхплотные звезды, состоящие из нейтронов с малой примесью электронов, сверхтяжелых атомных ядер и протонов. Нейтронные звезды были предсказаны в 30-х гг. XX в. и открыты в виде *пульсаров* в 1967 г.. Пульсары испускают периодическое радиоизлучение с периодом 0,01-1сек, которое вызвано быстрым вращением нейтронной звезды. Нейтронные звезды могут проявлять себя в виде рентгеновских

пульсаров. Плотность нейтронной звезды огромна $\sim 10^{14}$ г/см³. Температура 10^9 К.

Нейтронные звезды возникают в процессе *нейтронизации вещества*, т.е. реакции слияния электронов и протонов с образованием нейтронов в ядрах и в свободном состоянии и испусканием нейтрино



Порог нейтронизации

$$E_c = E_{cv}(A, Z) - E_{cv}(A, Z - 1) + Q_n, \quad (2.165)$$

$$Q_n = (m_n - m_p - m_e)c^2 = 0,7825 \text{ МэВ} - \text{энергия бета-распада нейтрона.}$$

При выполнении условия нейтронизации когда энергия Ферми электронного газа E_F больше порога нейтронизации E_c реакция (2.164) становится энергетически выгодной.

Пример: Реакции нейтронизации ${}_{26}^{56}Fe + e^- \rightarrow {}_{25}^{56}Mn + \nu_e$ и далее ${}_{25}^{56}Mn + e^- \rightarrow {}_{24}^{56}Cr + \nu_e$ лишают звезду «электронной опоры». Давление электронного газа падает, и против силы тяготения действует только давление вырожденного газа нейтронов, обеспечивая гидростатическое равновесие нейтронной звезды. Масса нейтронной звезды с массой 1,5 массы Солнца имеет радиус около 10 км.

Для массивных звезд с массой, больше 40 масс Солнца, гравитационный коллапс не останавливается на стадии нейтронной звезды, а продолжается дальше, после преодоления гравитационного радиуса образуя объект – **черную дыру**.

Гравитационный радиус

$$r_g = \frac{2G_N M}{c^2} \approx 2,95 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ км},$$

где M – масса черной дыры, $M_\odot$ – масса Солнца.

При этом звезда гаснет, т.к. гравитационное поле черной дыры удерживает свет звезды. Однако происходит квантовое испарение черной дыры за счет рождения пары квантовых частиц в её гравитационном поле. Частица с

положительной энергией уходит на бесконечность, а другая с отрицательной энергией, туннелирует через горизонт событий внутрь черной дыры, и уменьшает ее массу.

2.11.3. Космические лучи

Космические лучи – поток заряженных частиц высокой энергии, приходящих к Земле со всех направлений космического пространства. Важной особенностью космических лучей составляет нетепловое происхождение их энергий, достигающих 10^{11} ГэВ. Поток первичных космических лучей, падающих на границу атмосферы, составляет ~ 1 частицу/см²сек. *Первичные* космические лучи, падающие на внешнюю границу атмосферы Земли, состоят из солнечных космических лучей, галактических и метagalactic космических лучей. При вхождении их в атмосферу Земли, сталкиваясь с атомами воздуха, возникают вторичные космические лучи, которые регистрируются приборами.

Существование космических лучей было установлено по ионизации воздуха с высотой над поверхностью Земли (Гесс, 1912). Отклонение лучей в магнитном поле свидетельствует, что первичные лучи являются заряженными частицами. Их энергия лежит в диапазоне $10^6 \div 10^{20}$ эВ. Поток первичных космических лучей, падающих на границу атмосферы, составляет ~ 1 частица/см² сек. Состав космических лучей: протоны $\sim 90\%$, ядра гелия $\sim 7\%$, ядра элементов ($10 < Z < 30$) $\sim 1\%$, электроны $< 1\%$ с энергией 1 ГэВ и γ -кванты с интенсивностью ~ 10 фотон/м²сек и энергией 50 МэВ. Солнечные космические лучи в среднем имеют энергию < 400 МэВ, и интенсивность при вспышке на Солнце $\sim 10^6$ част/см²сек.

Первичные космические лучи в атмосфере создают ливни *вторичных* космических лучей, которые тратят свою энергию на ионизацию атмосферы. Средний массовый пробег протонов в атмосфере до ядерного взаимодействия составляет ≈ 80 г/см², что составляет 1/13 часть всей толщины атмосферы. Вторичные космические лучи на уровне моря содержат ядерно-активную

компоненту, мюонную компоненту и электронно-фотонную компоненту (см. рис.2.25).Вторичные космические лучи можно трактовать как излучение внутри защиты (атмосферы).

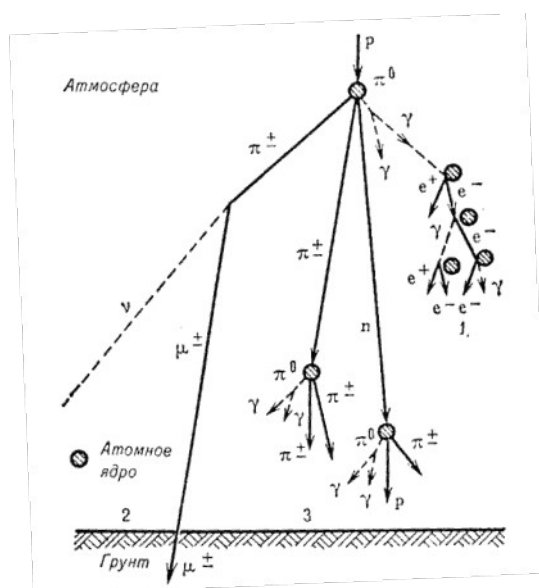


Рис.2.25. Протон первичного космического излучения, сталкиваясь с атомом атмосферы, рождает нуклоны и заряженные пионы, образующие ядерно-активную компоненту вторичного излучения (3). Заряженные пи-мезоны, распадаясь, рожают мюонную и нейтринную компоненты (2). Нейтральные пионы, распадаясь, рожают каскады гамма-квантов, образующие электрон-позитронные пары (1)

Ядерно-активная компонента состоит из протонов, нейтронов и пионов. На уровне моря остается менее 1% ядерно-активных частиц.

Жесткая мюонная и нейтринная компоненты образуются при распаде заряженных пионов $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu})$. Высокоэнергетические мюоны обладают большой проникающей способностью, доходят до уровня моря и регистрируются на глубине 1 км.

Мягкая электронно-фотонная компонента возникает при распаде нейтрального пиона $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. В кулоновском поле ядра каждый гамма-квант рождает электрон-позитронную пару $\gamma \rightarrow e^{-} + e^{+}$.

Источниками галактических космических лучей являются вспыхивающие сверхновые звезды. Космические лучи с энергиями $\geq 10^{17}$ эВ

ускоряются во внегалактических источниках, например за счет движущихся магнитных неоднородностей (модель Ферми). Основной вклад в радиационный фон у орбиты Земли вносят солнечные космические лучи и заряженные частицы, находящиеся в радиационных поясах Земли.

Радиационные пояса Земли состоят из областей с высокой концентрацией протонов и электронов, которые удерживаются магнитным полем Земли, имеющим форму диполя, и охватывают Землю «как кожура яблока».

Изучение космических лучей дает ценные сведения об электромагнитных условиях в различных областях космического пространства. Сами космические лучи являются уникальным источником частиц сверхвысоких энергий, не доступных современным ускорителям.

3. ПРИКЛАДНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

3.1. Ядерная энергетика

3.1.1. Классификация ядерных реакторов. Ядерный реактор: активная зона, топливо, отражатель, теплоноситель, радиационная защита, работа и системы управления

Ядерная энергетика (атомная энергетика) – отрасль энергетики, использующая ядерную энергию для электрофикации и теплофикации; область науки и техники, разрабатывающая методы и средства преобразования ядерной энергии в электрическую и тепловую. Основа ядерной энергетики – атомные электростанции, сокращенно АЭС (правильнее говорить ядерные энергетические станции). Первая АЭС (5 МВт) была пущена в СССР в 1954 г. К началу 1990 г. в 27 странах работало 430 ядерных энергетических реакторов общей мощностью около 340 ГВт. Во Франции доля АЭС 80% всей выработанной электроэнергии. В 1992 г. в СССР было 15 АЭС, 45 энергоблоков, мощностью 36,6 млн кВт. В России в 2009 г. осталось 9 АЭС.

Кольская, Калининская, Нововоронежская, Балаковская АЭС работают на реакторах ВВЭР. Ленинградская, Смоленская, Курская, Билибинская имеют реакторы типа РБМК. Белоярская АЭС мощностью 600 МВт имеет реактор на быстрых нейтронах (БН), теплоноситель–натрий.

В одном блоке мощностью 1 млн кВт содержится 500-700 тыс тонн строительных материалов, 40-60 тыс тонн стационарных металлоконструкций, 1% из них приобретает повышенную радиактивность.

Классификация ядерных реакторов по назначению и мощности

Ядерные реакторы делятся на:

- *Экспериментальные* (критические сборки), предназначенные для изучения физических величин, знание значений которых необходимо для проектирования и эксплуатации реакторов, имеют подвижную геометрию, минимальные размеры, мощность не превышает нескольких киловатт.

- *Исследовательские* реакторы (включая импульсные реакторы). Потоки нейтронов и γ - квантов, генерируемые в активной зоне,

используются для исследований в ядерной физике, физике твердого тела, радиационной химии, биологии, материаловедении, испытании приборов и устройств на радиационную стойкость, для производства изотопов, имеются каналы для вывода нейтронов и γ -квантов из активной зоны, мощность <100 МВт. Энергия, как правило, не используется.

– *Изотопные* ядерные реакторы используются, как правило, для получения радионуклидов, в том числе $^{239}_{94}\text{Pu}$ (в гражданских и военных целях).

– *Энергетические* ядерные реакторы. Тепловая энергия деления ядер используется для выработки электроэнергии, теплофикации, опреснения морской воды, для силовых установок кораблей. Мощность (тепловая) современных энергетических ядерных реакторов достигает 3-5 Гигаватт. Далее будем рассматривать только энергетические реакторы.

Ядерный реактор

Ядерный реактор – устройство, в котором осуществляется управляемая ядерная цепная реакция деления, сопровождающаяся выделением энергии. В соответствии с типом цепной реакции различают ядерные реакторы на медленных (тепловых), промежуточных и быстрых нейтронах. Основными частями любого ядерного реактора являются: активная зона, отражатель нейтронов, теплоноситель, система регулирования цепной реакции деления, радиационная защита, другие конструктивные элементы, пульт дистанционного управления.

Активная зона

В качестве ядерного горючего применяются делящиеся нуклиды $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$. В активной зоне находится ядерное топливо, протекает цепная ядерная реакция деления, выделяется энергия. В реакторах на тепловых

нейтронах и в реакторах на промежуточных нейтронах ($1\text{--}10^3$ эВ) активная зона содержит ядерное топливо, смешанное с изотопом $^{238}_{92}\text{U}$ и замедлителем нейтронов (вода H_2O , тяжелая вода D_2O , графит). В ядерных реакторах на тепловых нейтронах может быть использован природный уран. В реакторах на быстрых нейтронах ($E \geq 10$ кэВ) замедлителя в активной зоне нет.

В зависимости от конструкции (обычно цилиндрической) активной зоны, т.е. относительного расположения горючего и замедлителя, различают гомогенные и гетерогенные ядерные реакторы. В гомогенных реакторах ядерное топливо и замедлитель представляют собой однородную смесь (например, раствор сульфатной соли U_2SO_4 в обычной или тяжелой воде). В гетерогенных реакторах ядерное топливо расположено в активной зоне дискретно в виде блоков, между которыми находится замедлитель.

Тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы) – стержни из металла (циркония), внутри которых находятся таблетки ядерного топлива. Расстояние между ТВЭЛами не должно превышать сумму длин замедления и диффузии нейтронов. ТВЭЛы собирают в пакеты (~100-200 шт) – тепловыделяющие сборки (ТВС), которые образуют правильную решетку в активной зоне.

Топливо

В энергетических реакторах в качестве топлива обычно используется обогащенное керамическое топливо двуокись урана U_2O и карбид урана UC , нитрид урана UN , содержащее 4% изотопа $^{235}_{92}\text{U}$ и 96% $^{238}_{92}\text{U}$. Для высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов применяется технология изготовления топливных частиц, покрытых непроницаемой оболочкой и диспергированных в графите. Таблетки U_2O с плотностью $10,97 \text{ г/см}^3$ столбиком укладывают в тепловыделяющий элемент из циркония или нержавеющей стали. Толщина стенки ТВЭЛа 6-8 мм. ТВЭЛы заполняют гелием и заваривают герметично.

Уран – серебристый, блестящий металл, сравнительно мягкий, хорошо поддается механической обработке, плотность $19,05 \text{ г/см}^3$, температура

плавления 1136 °С, порошок урана самовозгорается, критическая масса $^{235}_{92}\text{U}$ 50 кг, шар диаметром 17 см.

Плутоний – хрупкий серебристо-белый металл, плотность 19,86 г/см³, температура плавления 640 °С. Порошок и стружка самовозгораются, критическая масса 5,6 кг., (шар радиусом 4,1 см). Токсичность плутония ^{239}Pu ($T_{1/2} = 24\,400$ лет) в 10^4 раз выше токсичности $^{235}_{92}\text{U}$. Допустимая концентрация в открытых водах 81,4 Бк/л, в атмосфере рабочих помещений $3,3 \cdot 10^{-5}$ Бк/л.

Отражатель нейтронов

Критическую массу реактора можно уменьшить, окружив активную зону рассеивающим веществом, например, графитом или бериллием, тогда это вещество действует как отражатель. Отражатель сокращает утечку нейтронов из активной зоны реактора и экономит делящееся вещество. Отражатель увеличивает средний съем мощности с единицы веса горючего вещества. Отражатель должен иметь малую длину рассеяния и, следовательно, малую транспортную длину, малый коэффициент диффузии для тепловых нейтронов, малое сечение поглощения нейтронов и одновременно быть хорошим замедлителем.

Таким образом, отражатель должен быть легким элементом с большим сечением рассеяния и малой длиной рассеяния. Этим условиям удовлетворяет, например, бериллий. Толщина отражателя примерно равна удвоенной диффузионной длине тепловых нейтронов.

Теплоносители

В энергетических реакторах теплота, генерируемая в топливе при его делении, отводится циркулирующим через активную зону теплоносителем и передается на установку, вырабатывающую электроэнергию. В качестве теплоносителей используются жидкости: легкая вода H_2O , тяжелая вода

D_2O , органические жидкости (терфенил), газы (двуокись углерода CO_2 , гелий) и жидкие металлы (натрий, висмут+свинец).

Требования, предъявляемые к теплоносителям: большая теплоемкость, слабое поглощение нейтронов, слабая химическая активность. Вода – наиболее широко используемый теплоноситель, обладает хорошей конвекционной теплопроводностью до $300^\circ C$. Чтобы вода не закипала, применяют давление $\sim 16 \text{ МПа} = 160 \text{ атм}$ в реакторах с водой под давлением. При высоких температурах вода химически активна, вызывает коррозию. Реактор с кипящей водой в активной зоне имеет давление $\sim 8 \text{ атм}$.

Газоохлаждаемые реакторы разрабатывались в Великобритании. CO_2 – углекислый газ, давление $4,2 \text{ МПа}$ в первом контуре, низкая стоимость, низкое сечение поглощения нейтронов, температура выхода из активной зоны $\sim 650^\circ C$. Недостатки: малая передающая способность, прокачка газа осуществляется с большой скоростью и давлением.

Жидкометаллическое охлаждение применяется в реакторах на быстрых нейтронах, где энерговыделение громадно $\sim 0,5 \text{ кВт/см}^3$. Жидкий натрий обладает малым замедлением нейтронов, имеет низкое сечение захвата нейтронов $0,53 \text{ барн}$, натрий остается жидким в диапазоне $98-883^\circ C$.

К недостаткам относятся: вспомогательные нагреватели натрия при остановке реактора, обладает высокой наведенной активностью, индуцированной ^{23}Na , дает бурную экзотермическую реакцию (взрыв) при контакте с водой. Перспективными являются смесь висмута со свинцом.

Радиационная защита

Из реактора выходит мощный поток нейтронов, превышающий в 10^{11} раз предельно допустимые санитарные нормы. За счет деления ядер и β -распада осколков образуется поток γ -излучения примерно такой же мощности. Защита ядерных энергетических реакторов является «тяжелой»,

многослойной. Как правило, это многослойный слой бетона, с железным заполнителем и тонкими слоями поглотителей и замедлителей (в канальных реакторах).

Процессы, происходящие при работе ядерного реактора:

1. Цепная реакция деления ядер ядерного топлива с выделением тепловой энергии. Плотность тепловыделения составляет сотни кВт на 1 литр активной зоны. Нейтроны в ядерном реакторе проходят цикл рождения, замедления, поглощения, деления ядер. Давление нейтронного газа в реакторе составляет 10^{-6} мм рт. ст.

2. Выгорание и воспроизводство ядерного топлива. Ядро $^{235}_{92}\text{U}$ делится тепловыми нейтронами на два осколка. Примерно 29% осколков – это радиоактивные изотопы благородных газов криптона и ксенона ^{36}Kr , ^{54}Xe . («ядерный реактор газует»). Выгорание 1 г ядерного горючего дает 1 МВт·сут энергии. Воспроизводство ядерного горючего происходит при поглощении нейтронов ядрами $^{238}_{92}\text{U}$, которые после двух β -распадов превращаются в ядра плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$ (уран-плутониевый цикл.).

3. Отравление активной зоны (накопление радиоактивных осколков деления), шлакование (накопление стабильных ядер осколков деления). При делении $^{235}_{92}\text{U}$ или $^{239}_{94}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами с вероятностью 6% получается осколок $^{135}_{52}\text{Te}$, который через 0,5 мин путем β -распада превращается в изотоп йода $^{135}_{53}\text{I}$, который путем β -распада с периодом полураспада 6,74 ч превращается в изотоп ксенона $^{135}_{54}\text{Xe}$. Он является сильнейшим поглотителем тепловых нейтронов с сечением $\sigma = 3,6 \cdot 10^6$ барн. Затем происходит β -распад и образуется практически стабильный изотоп цезия $^{135}_{54}\text{Cs}$.

При работающем с постоянной мощностью реакторе устанавливается равновесная концентрация $^{135}_{54}\text{Xe}$, которая мала, так как при больших потоках тепловых нейтронов идет реакция $^{135}_{54}\text{Xe} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^{136}_{54}\text{Xe}$. При остановке

реактора поглощение нейтронов прекращается, а изотоп йода $^{135}_{53}\text{J}$ продолжает распадаться, и количество ксенона $^{135}_{54}\text{Xe}$ растет. Это приводит к временному снижению реактивности реактора.

Возникает «йодная яма» – снижение реактивности ядерного реактора после его остановки и снижению мощности. При запасе реактивности 0,1 сек и потоке медленных нейтронов 10^{14} частиц/сек·см² через полчаса после остановки реактор нельзя запустить в течение полутора суток. Если его запустить путем вывода стержней регулирования полностью (что запрещено), он взорвется.

Управление ядерным реактором

Управление ядерным реактором осуществляется путем регулирования числа нейтронов в реакторе. Без запаздывающих нейтронов число мгновенных нейтронов в цепной ядерной реакции возрастает по экспоненте

$$n(t) = n_0 \exp\left\{\frac{k_{ef} - 1}{\tau} t\right\} = n_0 \exp\left\{\frac{t}{T}\right\}, \quad (3.1)$$

где $T = \frac{\tau}{k_{ef} - 1}$ период реактора – время, в течение которого число нейтронов возрастает в $e=2,73$ раза, $k_{ef} = k_{\infty} \theta = \eta \epsilon p f \theta$ – коэффициент размножения нейтронов.

Основной энергетической характеристикой реактора является *мощность* – количество тепловой энергии, выделяющееся с единицу времени. Мощности один *Мегаватт* соответствует, цепная реакция деления $3 \cdot 10^{16}$ актов деления/сек.

Основным параметром, определяющим ход мощности, является *реактивность*

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}}, \quad (3.2)$$

$\rho = 0$ критический режим, $\rho < 0$ подкритический режим, $\rho > 0$ надкритический режим на мгновенных нейтронах.

Если β – доля запаздывающих нейтронов, то наличие запаздывающих нейтронов увеличивает среднее время жизни нейтронов $\bar{\tau} = \tau(1 - \beta)$. Тогда реактивность $\rho = \beta$ – это критичность на мгновенных нейтронах, $\rho > \beta$ – надкритичность на мгновенных нейтронах. Если в реактор мгновенно введена положительная реактивность, то плотность потока нейтронов возрастает в $\frac{\beta}{\rho - \beta}$ раз – скачок на мгновенных нейтронах. При большом увеличении реактивности период разгона реактора описывается формулой

$$T \approx \frac{\tau}{k(\rho - \beta)}. \quad (3.3)$$

В реакторах на быстрых нейтронах с $\tau \approx 10^{-6}$ сек при скачках реактивности $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 1,2\%$ и средней доле запаздывающих нейтронов $\beta = 0,0040$, период разгона $T = 1,25 \cdot 10^{-4}$ сек.

Эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta = 0,0021$ для плутониевого реактора, $\beta = 0,0065$ для уранового реактора. Поэтому очень важно, чтобы реактор был сконструирован так, чтобы исключить возможность внезапного увеличения реактивности на величину $\Delta\rho = \beta$.

Поведение реактора характеризуется специальными параметрами:

- мощностным коэффициентом реактивности,
- температурным коэффициентом реактивности,
- паровым пустотным коэффициентом реактивности.

Для управления реактором необходимо и достаточно, чтобы эти коэффициенты были отрицательными, например, при возрастании температуры в реакторе реактивность должна падать. В реакторе РБМК паровой коэффициент является положительным (техническая ошибка: создание опасной конструкции).

Система управления и защиты ядерного реактора (СУЗ)

Система управления и защиты ядерного реактора включает в себя следующие подсистемы:

Систему оперативного регулирования. Она управляет относительно небольшой (десятые доли положительной и отрицательной реактивности т.е. $\Delta\rho \sim 0,1 \beta$) достаточной для обеспечения необходимых переходных режимов.

Систему аварийной защиты (САЗ). Она быстро вводит большую отрицательную реактивность порядка нескольких β ($\Delta\rho \sim 1 \div 10 \beta$) по сигналу о выходе технологических параметров за допустимые пределы и останавливает цепную реакцию.

Систему компенсации. Она сравнительно медленно вводит положительную реактивность для компенсации снижения реактивности за счет температурных эффектов, выгорания ядерного горючего и накопления осколков.

Изменение реактивности в нужную сторону осуществляется движением регулирующих стержней по показаниям следящих за мощностью ионизационных камер и других технологических датчиков.

Система управления и защиты – система высокого класса, обеспечивающая при грамотных действиях персонала, безопасное управление ядерным реактором в нормальных и регламентных аварийных ситуациях за счет надлежащей обратной связи. Система состоит из пульта управления, каналов связи и датчиков.

Работа ядерного реактора

Начальная загрузка ядерного топлива на 5-10% превышает величину критической массы. Избыточная реактивность реактора в начале кампании подавляется стержнями регулирования, состоящими из поглотителей нейтронов [кадмий сечение $\sigma(^{113}_{48}\text{Cd}) = 2 \cdot 10^4 \text{ барн}$; бор сечение $\sigma(^{10}_5\text{B}) = 4 \cdot 10^5 \text{ барн}$ для тепловых нейтронов], которые в остановленном реакторе погружены глубоко в активную зону. В момент первоначального пуска регулирующие стержни поднимают так, чтобы $k_{ef} = 1$ и реактивность $\rho = 0$. Затем стержни поднимают до достижения требуемого уровня мощности

$\rho = 0,005 < \beta$. В условиях стационарной работы реактора коэффициент размножения нейтронов должен равняться 1, а реактивность оставаться $\rho = 0$. В течение кампании регулирующие стержни поднимают, компенсируя снижение коэффициента размножения, за счет выгорания топлива, температурных эффектов и отравления на величину $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 10^{-4} \div 10^{-5}$. После окончания кампании процессы идут в обратном порядке.

3.1.2. Радиационная безопасность и аварии ядерных реакторов

Радиационная безопасность – комплекс мероприятий, ограничивающих облучение и радиоактивное загрязнение до наиболее низких уровней, достигаемых средствами, приемлемыми для общества.

Радиационная авария – нарушение пределов безопасности, при котором произошел выход радиоактивных продуктов или ионизирующего излучения за предусмотренные границы в количествах, превышающих установленные значения.

Ядерная авария – авария, связанная с повреждением ТВЭлов ядерного реактора и с аварийным облучением персонала, вызванная нарушением контроля и управления ядерной реакцией в активной зоне, образованием критической массы при перегрузке, транспортировке и хранению ТВЭлов, нарушением теплоотвода от ТВЭлов.

Необходимо четко представлять, что аварии на атомных электростанциях (АЭС) происходили, происходят и будут происходить, как и на всяких других технических устройствах, созданных человеком. За период с 1971 г. по 1984 г. в 14 странах мира произошла 151 авария на АЭС, большинство из них имели низкие уровни по шкале аварийности.

Согласно докладу WASH-1400 Комиссии по ядерному регулированию США 1975 г. (детальное исследование легководородных реакторов) и документам ОСП-72/80 СССР п.43.5. основная опасность связана с рассеянием очень больших количеств радиоактивных материалов, которые накапливаются в активной зоне ядерного реактора в течение его работы, при

возникновении аварийной ситуации. Необходимо подчеркнуть, что любое возможное взрывное энерговыделение в реакторе в худшем случае составляет очень малую часть энергии тактического ядерного боеприпаса ($\ll 1$ килотонны тринитротолуола).

Утечка накопленной радиоактивности из реактора возможна при разрушении и преодолении всех барьеров, препятствующих выходу радиоактивных веществ: первого барьера (оболочка ТВЭлов), второго барьера (корпус реактора), третьего барьера (защитная оболочка-купол над реактором или над всем первым контуром теплоносителя).

Расплавление всего или части топлива может произойти, если скорость отвода тепла из активной зоны станет значительно меньше, чем скорость генерации тепла в топливе. Можно выделить два класса аварий, при которых это происходит: 1. Аварии с потерей теплоносителя и 2. Переходные процессы (т.е. временные отклонения важных рабочих параметров реактора от их номинальных значений), включая внезапное положительное увеличение реактивности.

Аварии с потерей теплоносителя. Если в первом контуре, находящемся под давлением, возникает брешь или разрыв трубопровода большого диаметра, это приводит к потере теплоносителя, оголению и расплавлению активной зоны, реакции окисления циркония с образованием водорода, разложению воды с образованием водорода и кислорода, тепловому взрыву, проплавлению дна стального корпуса реактора, проплавлению бетонного пола защитной оболочки, выходу радиоактивных газов через почву или разрушенной оболочки над реактором. Пример: авария с риском для окружающей среды (5 уровень), вызванная ошибками персонала, закрытыми клапанами на аварийных линиях питательной воды первого контура на втором реакторном блоке АЭС Тримайл Алэнд США в 1979 г. (двухконтурный легководородный реактор с водой под давлением, с защитным куполом) (см. рис. 3.1.). Несмотря на взрыв, защитная оболочка уцелела и остановила дальнейшее развитие аварии [11].

Аварии, связанные с вводом избыточной реактивности и принудительным уменьшением расхода теплоносителя. Пример: тяжелая авария (6 уровень) – глобальная авария (7 уровень) авария, вызванная системными ошибками руководства и персонала, на 4-м энергоблоке АЭС Чернобыль, Украина 26 апреля 1986 г. (реактор РБМК-1000, одноконтурный гетерогенный канальный реактор, графит-замедлитель, кипящая легкая вода-теплоноситель, без защитного купола, с положительным паровым коэффициентом реактивности). Грубейшие ошибки персонала: отключение всех систем защиты реактора, вывод почти всех регулирующих стержней из реактора, принудительное уменьшение расхода теплоносителя через реактор путем подключения рециркуляционных насосов к турбогенератору, вращающемуся по инерции после его отключения, привело к взрыву реактора и пожару, с образованием радиоактивного загрязнения обширных территорий[12].

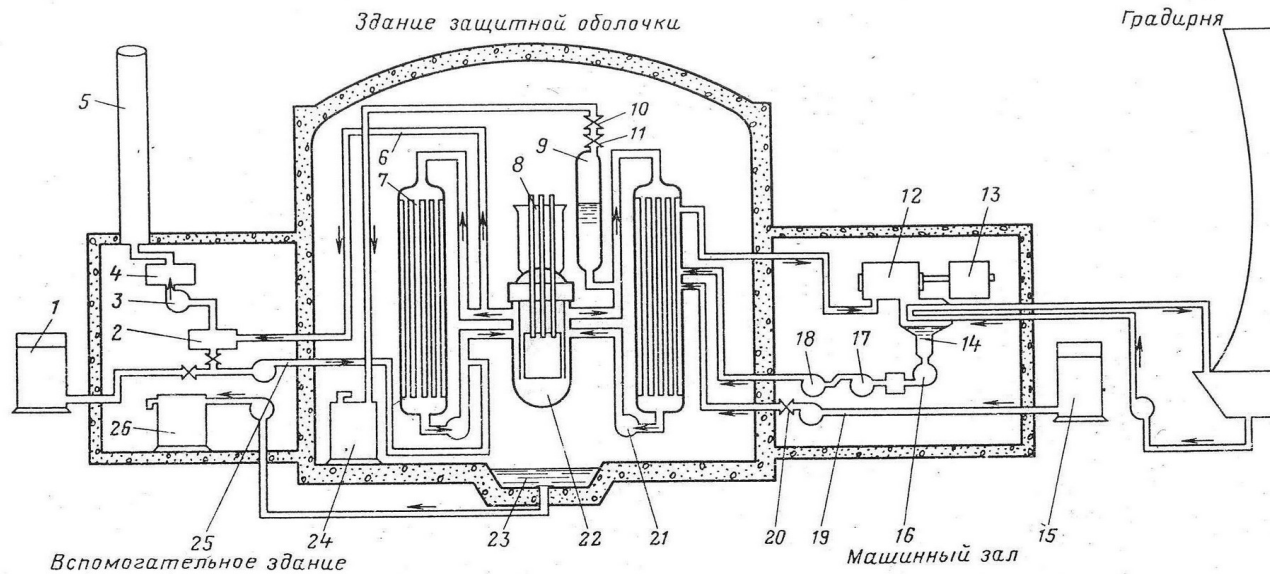


Схема АЭС Three Mile Island:
 1 – бак хранения борированной воды; 2 – бак с водой для подпитки; 3 – вентиляционный отсек; 4 – бак выдержки радиоактивных газов; 5 – вытяжная труба; 6 – линия выпуска; 7 – парогенератор; 8 – стержни регулирования; 9 – компенсатор объема; 10 – предохранительный клапан; 11 – запорный клапан; 12 – турбина; 13 – генератор; 14 – конденсатор; 15 – бак хранения конденсата; 16 – насос конденсатора; 17 – вспомогательный насос; 18 – главный насос питательной воды; 19 – аварийная линия питательной воды; 20 – запорный клапан; 21 – циркуляционный насос первого контура; 22 – реактор; 23 – водоотстойник; 24 – дренажный бак; 25 – линия системы впрыска высокого давления; 26 – бак хранения радиоактивных сбросов

Рис.3.1. PWR -двухконтурный легководородный реактор с водой под давлением, аналог российскому ВВЭР (водо-водяному энергетическому реактору)

3.2 Дозиметрия

3.2.1. Ионизирующее излучение и его характеристики. Флюенс. Экспозиционная доза. Поглощенная доза. Коэффициент качества излучения. Эквивалентная доза. Единицы измерения доз.

Дозиметрия – раздел прикладной ядерной физики, в которой рассматриваются физические величины, характеризующие распределение ионизирующего излучения и его взаимодействие с веществом. Дозиметрические величины устанавливают связь между измеряемой физической величиной и величиной радиационного эффекта в веществе.

Во всех случаях взаимодействия излучения с веществом происходит преобразование энергии излучения в другие виды энергии. Радиоактивные частицы взаимодействуют с ядрами, электронами, атомами и молекулами. Первопричиной радиационных эффектов является поглощенная энергия.

Радиационно-индуцированный эффект – это нагрев тела, изменение его физических свойств (структуры), химических свойств, биологических изменений.

Важнейшая задача дозиметрии – определение дозы излучения в различных средах и особенно в тканях живого организма.

Ионизирующее излучение – поток частиц или электромагнитных квантов, взаимодействие которого с веществом приводит к ионизации его атомов и молекул. Ионизирующим излучением являются потоки электронов, позитронов, дейтронов, α -частиц и других заряженных частиц, а также потоки нейтронов, рентгеновского и γ -излучения. Видимый свет и ультрафиолетовое излучение не относят к ионизирующему излучению, хотя УФ-излучение ионизирует воздух.

Ионизирующее излучение формирует поле излучения. *Поле излучения* – область пространства, каждой точке которого поставлены в соответствие физические величины, являющиеся характеристиками поля излучения. Это флюенс, плотность потока частиц, керма и энергетический спектр.

Флюенс (перенос) ионизирующих частиц – отношение числа ионизирующих частиц dN , проникающих в объём элементарной сферы к площади dS поперечного сечения этой сферы

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \text{ [част/см}^2\text{]}. \quad (3.4)$$

Плотность потока ионизирующих частиц – флюенс частиц за малый промежуток времени, деленный на этот промежуток

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} \text{ [част/см}^2 \text{ сек]}. \quad (3.5)$$

Керма (кинетическая энергия, освобожденная в веществе) – сумма начальных кинетических энергий всех заряженных частиц, образованных косвенным ионизирующим излучением в единице массы облучаемого вещества в результате взаимодействия с веществом

$$K = \frac{dE_k}{dm} \text{ [Дж/кг]}. \quad (3.6)$$

Керма – мера энергии, переданной излучением заряженным частицам в данной точке облучаемого объёма.

Энергетический спектр ионизирующих частиц – распределение ионизирующих частиц по их энергиям.

Экспозиционная доза (доза облучения) – отношение суммарного заряда всех ионов одного знака, созданных в воздухе при полном торможении всех вторичных электронов, которые были образованы фотонами в малом объёме воздуха, деленный на массу воздуха в этом объёме:

$$X = \frac{dQ}{dm} \text{ [Кл/кг]}. \quad (3.7)$$

Рентген – внесистемная единица экспозиционной дозы. При дозе в 1 рентген в 1 см^3 воздуха (при 0°C и 760 мм рт ст) образуется $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов, имеющих заряд 1 СГС^q каждого знака.

$$1 R = 2,54 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг} \text{ соответствует } 96 \text{ эрг/г}. \quad (3.8)$$

Мощность экспозиционной дозы – приращение экспозиционной дозы за малый промежуток времени, деленное на этот промежуток:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \text{ [мкР/сек]}, \quad (3.9)$$

где микроРентген = 10^{-6} Рентген.

Дозиметрические приборы регистрируют только мощность экспозиционной дозы.

Поглощенная доза излучения – средняя энергия ионизирующего излучения, поглощенная элементом вещества, деленная на единицу массы вещества в этом объеме:

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \text{ [Дж/кг]}, \quad (3.10)$$

В системе СИ 1 Грей = 1 Дж/кг = 100 рад = 100 эрг/г.

При расчете поглощенной дозы принимается следующий состав мягкой биологической ткани: 76,2% кислорода, 11,15 углерода, 10,15 водорода, 2,6% азота (по массе). Тканевая молекула живого организма $(C_5H_{40}O_{18}N)_x$. В условиях электронного равновесия экспозиционной дозе 1Р соответствует поглощенная доза в воздухе 0,873 рад, в ткани человека 0,96 рад.

Для электромагнитного фотонного излучения, чем выше Z , тем больше поглощенная доза. Поглощенная доза для нейтронного излучения зависит от энергии нейтронов.

Коэффициент качества излучения k – безразмерный коэффициент показывает во сколько раз радиационноопасность в случае хронического облучения выше, чем в случае образцового гамма-излучения с энергией 1 МэВ. Коэффициент качества для различных видов излучения приведен в табл.3.1.:

Таблица 3.1

Вид излучения	Коэффициент качества k
Рентгеновское и γ излучение	1
Электроны и позитроны	1
Нейтроны с энергией <20 кэВ	3

Окончание таблицы 3.1

Вид излучения	Коэффициент качества k
Протоны с энергией <10 МэВ	10
Нейтроны с энергией 0.5 МэВ	10
Нейтроны с энергией 5 МэВ	7
α -излучение с энергией <10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Эквивалентная доза – поглощенная доза излучения, умноженная на средний коэффициент качества излучения для биологической ткани стандартного состава

$$H = kD, \quad (3.11)$$

$[H]=1$ *Зиверт* = 100 *бэр* (внесистемная единица *бэр* – биологический эквивалент рентгена).

Эквивалентная доза используется в радиационной безопасности для учета вредных эффектов при хроническом облучении человека малыми дозами, не превышающими 250 мЗв в год (5 предельно допустимых доз в год). Эквивалентную дозу нельзя использовать для оценки последствий аварийного облучения человека. Не существует приборов, измеряющих поглощенную и эквивалентную дозы. Их можно только рассчитать.

Естественный фон ионизирующего излучения – космические лучи, радиоактивность почвы, воды, воздуха создают в среднем *мощность эквивалентной дозы*

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} = 0,125 \text{ сантизиверт/год} = 0,125 \text{ бэр/год}. \quad (3.12)$$

3.2.2. Действие ионизирующих излучений на структуру вещества. Химическое действие ядерных излучений

Энергия заряженных частиц, γ -квантов и нейтронов в основном тратится на ионизацию и возбуждение атомов. Ионизация в конечном счете ведет к нагреванию вещества и не вызывает в нем необратимых изменений. Однако заметная доля энергии потока частиц затрачивается на необратимое изменение структуры вещества, которое называется *радиационным повреждением*.

Радиационные дефекты – устойчивые нарушения правильного расположения атомов или ионов в узлах кристаллической решетки при облучении потоками микрочастиц.

Главным механизмом является ударное выбивание атомов из кристаллической решётки с образованием первичного радиационного дефекта типа Френкеля (вакансия и междуузельный атом). Заряженные частицы и нейтроны выбивают атомы непосредственно, γ -кванты через промежуточные фотоэлектроны или комптоновские электроны.

Часто появление в решетке новых атомов возникает при внедрении падающих тяжелых частиц и за счет ядерных реакций с распадами продуктов реакций. Такие явления возникают при облучении нейтронами и ионной бомбардировке.

Возникновение F-центров окраски происходит, когда в кристалле поваренной соли NaCl отрицательный ион хлора Cl^- теряет два электрона и выскакивает из решетки $\text{Cl}^- \rightarrow \text{Cl}^+ + 2e^-$. Вместо него вакансия заменяется электроном.

Генерация радиационных дефектов меняет свойства материалов: Возникает радиационное распухание – изменение формы и размеров облученных образцов. Изменяются механические свойства – модуль упругости растет, пластическое разрушение сменяется хрупким разрушением. В полупроводниках радиационные дефекты выступают как

центры рассеяния носителей заряда и меняют концентрацию и природу основных носителей заряда, т.е. *p-n* проводимость.

Изменение механических свойств, однородности состава и геометрических размеров конструкционных материалов ограничивают срок работы ядерных реакторов. Облучение полупроводников сопровождается существенными изменениями параметров полупроводниковых приборов. Все материалы и приборы обладают определенной радиационной стойкостью, которая обязательно учитывается при конструировании. Изменение свойств на 20-30% и минимальные уровни облучения приведены в табл. 3.2.:

Таблица 3.2.

Неорганические материалы	Доза излучения Грей	У- Флюенс нейтронов Част/см^{-2}
Стекло	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{17}$
Сталь конструкционная	$5 \cdot 10^7$	10^{19}
Бетон	$5 \cdot 10^7$	$10^{20} - 5 \cdot 10^{20}$
Кремниевые транзисторы	$10^3 - 10^5$	$3 \cdot 10^{11} - 10^{13}$
Германиевые транзисторы	$10^4 - 10^6$	$4 \cdot 10^{12} - 10^{14}$
Радиолампы	-	10^{16}

Химическое действие ядерных излучений

Ядерные излучения могут вызвать в веществах различные химические реакции. *Радиационная химия* – раздел химии, которая изучает химические процессы, происходящие под действием ионизирующих излучений. Механизм радиационно-химических реакций следующий. Поток частиц вызывает в среде возбуждение, ионизацию и диссоциацию молекул. Возникшие возбужденные молекулы и ионы вступают в химическую реакцию непосредственно или через образование свободных радикалов. Энергия ядерных излучений $\sim \text{МэВ} \gg$ энергии потенциальных барьеров и химических связей 1-10 эв. Ядерные излучения образуют химически

высокоактивные ионы и радикалы и осуществляют сильно эндотермические химические реакции с высоким активационным барьером.

Характеристикой радиационно-химической реакции являются *выход* G – число молекул, превратившихся или снова образовавшихся в веществе на 100 эв поглощенной энергии излучения. Для большинства радиационно-химических реакций $G = 4 \div 10$. Для устойчивых к радиации молекул $G = 0,1$. Для цепных радиационно-химических процессов $G = 10^5 \div 10^6$.

В газовой фазе первичные продукты – ионы и возбужденные короткоживущие молекулы $\sim 10^{-8}$ сек, реагируя с молекулами среды и друг с другом приводят к образованию свободных радикалов, ион-радикалов и стабильных продуктов.

В жидкой фазе в облученной воде и разбавленных водных растворах в результате радиационно-химических реакций образуются гидратированные (в воде) и *сольватированные* электроны (электроны, захваченные средой в результате поляризации молекул, окружающих такие электроны). При радиолизе воды возникают переплетающиеся многоступенчатые реакции и образуются радикалы OH^- , H^- , водород, кислород, перекись водорода H_2O_2 и ионы H_3O^+ .

В твердых телах с ионным типом связи эффекты облучения обусловлены микродефектами вдоль треков, что приводит к деструкции. В твердых телах с ковалентными связями (в полимерах) происходит отрыв атомов и разрыв главной цепи макромолекулы. В целлюлозе при облучении происходит преимущественно деструкция, в полиэтилене – преимущественно сшивание полимерных молекул.

3.3. Биологическое действие излучений

3.3.1. Действие ионизирующих излучений на биомолекулы. клетки, органы, организм в целом. Лучевая болезнь человека. Фоновое облучение человека

Ядерные излучения оказывают сильное поражающее действие на все живые существа от вирусов и бактерий до млекопитающих.

Первичным действием излучения является ионизация макромолекул нуклеиновых кислот и белков. Существует два механизма повреждения биомолекул: в прямом механизме ядерная частица непосредственно воздействует на сами макромолекулы, которые поглощают энергию излучения. В косвенном механизме излучение производит радиолиз воды, продукты которого – свободные радикалы $\text{OH}^\cdot$, $\text{H}^\cdot$, $\text{HO}_2^\cdot$, H_2O_2 вступают с химическими реакциями с макромолекулами. При поглощенной дозе в 1 рад в каждой клетке осуществляются сотни тысяч актов ионизации в клеточных структурах.

Под действием первичных процессов в макромолекулах в клетках возникают функциональные изменения. Некоторые клетки или одноклеточные организмы, например кишечная палочка, гибнут от единичного акта ионизации. Внутри клетки ядро и митохондрии гораздо чувствительнее цитоплазмы. Радиационное поражение клетки происходит в три этапа:

физический, с образованием активных центров (ионизированные молекулы и радикалы);

химический, в виде взаимодействия радикалов белков, нуклеиновых кислот с водой, кислородом, биомолекулами с образованием органических перекисей и различных реакций окисления,

биохимический, состоящий в том, что освобожденные ферменты из клеточных органелл проникают через биологические мембраны, в которых

увеличена их проницаемость, из-за перекисного окисления липидов, и приводят к распаду нуклеиновых кислот и белков клетки.

Наиболее важные изменения в клетках: повреждение механизма деления и хромосомного аппарата клетки, блокирование процессов обновления и дифференцирования клетки, блокирование процессов размножения клеток и последующей физиологической регенерации тканей.

У человека наиболее чувствительны к облучению *кроветворные органы* (костный мозг, селезенка, лимфатические железы), эпителий половых желез и слизистая оболочка кишечника.

Кислородный эффект – увеличение поражения макромолекул, клеток и организма в целом в три раза при повышении концентрации кислорода от 0 до 30%.

Лучевая болезнь человека

Лучевая болезнь человека возникает в результате действия на организм человека ионизирующего излучения. В зависимости от характера пространственного распределения дозы различают лучевую болезнь, вызванную общим облучением или местным, по распределению дозы во времени – острую и хроническую лучевую болезнь. Развитие лучевой болезни может быть обусловлено внешним облучением или воздействием радионуклидов, поступивших внутрь организма. Так, йод $^{137}_{53}\text{J}$ накапливается в щитовидной железе, плутоний $^{239}_{94}\text{Pu}$ – в легких, стронций $^{90}_{38}\text{Sr}$ – в костях.

Острая лучевая болезнь имеет следующие периоды:

Период формирования: фаза первичной реакции, фаза кажущегося благополучия, фаза выраженных клинических изменений, фаза непосредственного восстановления.

Период восстановления 4-8 недель. Период исходов и последствий.

Хроническая лучевая болезнь:

1-я степень (легкая): нервно-регуляторные нарушения сердечно-сосудистой системы и нестойкое умеренное падение количества эритроцитов и реже падение количества тромбоцитов.

2-я степень (средняя) – углубление нервно-регуляторных нарушений с появлением функциональной недостаточности пищеварительных желез, сердечно-сосудистой и нервной систем, нарушение обменных процессов, стойкое падение лейкоцитов и тромбоцитов.

Симптомы лучевой болезни при кратковременном общем облучении совпадают с длительным облучением солнечным светом.

Радиопротекторы – органические вещества, содержащие серу, ослабляющие биологическое действие ионизирующих излучений. Молекулы этих веществ активно вмешиваются в процесс миграции энергии, оттягивая на себя значительную часть поглощенной энергии, что резко снижает поражение микромолекул организма. Радиопротекторы действуют до облучения, и их принимают заранее. Примерами радипротекторов являются серотонин (5-окситриптамиин) и цистомин (дисульфид β -меркаптоэтиламин). 50% защитного действия серотонина состоит в гипоксическом действии биогенных аминов. Биогенные амины разрушают перекиси и подавляют перекисное окисление липидов в микросомах. Радиопротекторы позволяют сохранять работоспособность персонала в течение определенного времени при получении летальных доз.

Фоновое облучение человека

Фоновое облучение среды существовало всегда. Оно создается космическим излучением, естественными и искусственными радиоактивными веществами, содержащимися в теле человека и в окружающей среде (воздух, вода, почва).

На уровне моря космическое излучение дает мощность поглощенной дозы $\dot{D} = 0,032$ мкГр/час. Мощность эквивалентной дозы $\dot{H} = 0,035$ мкЗв/час. На высоте 4 км уже $\dot{D} = 0,14$ мкГр/час, $\dot{H} = 0,2$ мкГр/час.

Для средних широт на уровне моря на открытой местности $\dot{D} = 2,8 \cdot 10^{-4}$ Гр/год + нейтронная компонента $3,5 \cdot 10^{-6}$ Гр/год. Если принять коэффициент качества для нейтронной компоненты $k=6$, то эффективная эквивалентная доза космического излучения составляет $\dot{H} = 300$ мкЗв/год. Мощность поглощенной дозы в воздухе на высоте 1 м от радионуклидов внешней среды колеблется в пределах $3,7 \div 9,4 \cdot 10^{-8}$ Гр/час. В районах с повышенным содержанием тория ${}^{232}_{90}\text{Th}$ в почве (моноцитовые пески) или ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ в воде в Индии, Бразилии, Франции, Иране $\dot{D}_{lim} = 2 \cdot 10^{-6}$ Гр/час и $5 \cdot 10^{-5}$ Гр/час соответственно.

Мощность поглощенной дозы в домах из дерева 0,04 мкГр/час, из кирпича – 0,9 мкГр/час, из бетона – 0,14 мкГр/час.

Эффективная доза внутреннего облучения вдвое больше дозы внешнего облучения $\dot{H}_{\text{внутр}} = 1,34$ мЗв/год, в основном за счет изотопов радона в воде.

Дозы от искусственных источников в окружающей среде и быт

Технологически повышенный естественный радиационный фон возникает при сжигании угля в электростанциях и домах. Уголь содержит изотопы калия ${}^{40}_{19}\text{K}$, урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ и тория ${}^{232}_{90}\text{Th}$ в равновесии с продуктами их распада. В угольной золе содержится в среднем удельная активность показанная в табл. 3.3

Таблица 3.3

нуклид	${}^{40}\text{K}$	${}^{238}\text{U}$	${}^{226}\text{Ra}$	${}^{210}\text{Pb}$	${}^{210}\text{Po}$	${}^{232}_{90}\text{Th}$	${}^{232}_{90}\text{Th}$	${}^{228}_{88}\text{Ra}$
Удельная Активность Бк/кг	265	200	240	930	1700	70	110	130

Средняя эквивалентная индивидуальная доза облучения в районе расположения угольной ТЭС электрической мощностью 1 ГВт · год:

$$\dot{H}_{\text{экв}} = 1140(\text{кости}) + 145(\text{костный мозг}) + 420(\text{легкие}) + 5,3(\text{все тело}) = 1710 \text{ мкЗв/год}$$

Население, проживающее в районе АЭС мощностью 1 ГВт · год, получает эквивалентную дозу в 5-40 раз меньшую, чем в районе угольной ТЭС при зольности угля 10% и коэффициенте очистки образующейся золы 0,975.

Мощности дозы облучения всего тела при полетах и от бытовых приборов приведена в табл.3.4

Таблица 3.4

Источник излучения	Активность Бк=расп/сек	Мощность поглощенной дозы, мкГр/час	Мощность эквивалентной дозы, мкЗв/час
Самолет на 8км	-	0,84	1,35
Часы с $^{226}_{88}\text{Ra}$	$3,7 \cdot 10^3$	0,074	0,074
Часы с ^3_1H	$40 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^{-5}$
Часы с $^{147}_{61}\text{Pm}$	$1,5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Цветной телевизор 5 см от экрана	-	100	100
Цветной телевизор 250 см от экрана	-	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$

Следует отметить, что всякое дополнительное облучение всегда добавляется к фоновому облучению. Дозы имеют кумулятивный характер.

3.3.2. Нормы и правила радиационной безопасности (НРБ –99/2009). Основные санитарные правила (ОСП-72/80)» – основные руководящие документы в области радиационной безопасности

При работе с источниками ионизирующего облучения необходимо соблюдать три принципа радиационной безопасности :

Исключение всякого необоснованного облучения.

Не превышение дозового предела.

Снижение дозы облучения до возможно более низкого уровня.

Для того чтобы предупредить соматические и свести к минимуму генетические последствия, необходимо ограничивать дозу внешнего и внутреннего облучения персонала и всего населения при применении, хранении, транспортировке радиоактивных веществ, при использовании ядерных реакторов, ускорителей заряженных частиц, рентгеновских аппаратов и других источников ионизирующих излучений.

В России действует межведомственный документ, регламентирующий допустимые количественные уровни воздействия ионизирующих излучений с учетом внешнего и внутреннего облучения человека. Это новые редакции «Нормы и правила радиационной безопасности НРБ-99/2009» и «Основные санитарные правила ОСП-72/80», которые имеют законодательный характер, а также Федеральный Закон «О радиационной безопасности населения» [20]. Нормами радиационной безопасности регламентированы: три категории облучаемых лиц

Категория А – персонал (лица, непосредственно работающие с источниками излучения).

Категория Б – ограниченная часть населения (лица, находящиеся на территории источников излучения).

Категория В – население области, края, республики, страны, и три группы критических органов.

Первичными нормативами являются предельно допустимая доза *ПДД* облучения работающего персонала и предельно допустимые дозы *ПД* категории Б. см табл.3.5

Дозовые пределы внешнего и внутреннего облучения

Таблица 3.5

Группа критических органов	<i>ПДД</i>	<i>ПД</i>
	Категория А мЗв/год	КатегорияБ мЗв/год
I все тело,гонады, красный косный мозг	50	5
II мышцы, щитовидная железа, жировая ткань, печень.почки, ЖКТракт, легкие, хрусталик глаза и др. органы (кроме Iи III)	150	15
III кожный покров, костная ткань, кисти, предплечья, лодыжки, стопы	300	30

Предельно допустимые дозы *ПДД* не включают в себя дозы естественного фона и дозы, получаемые при медицинском обследовании и лечении.

Облучение персонала

Максимальная индивидуальная эквивалентная доза облучения персонала не должна превышать *ПДД* за год, указанной в таблице. Доза, накопленная к возрасту 30, лет не должна превышать 12 *ПДД* для уменьшения вероятности генетических последствий. Лица моложе 18 лет к работе с излучением не допускаются.

Аварийное облучение персонала

При спасении жизни людей, для предотвращения крупной аварии и переоблучения большого числа людей допускается облучение некоторых лиц дозой, превышающей 2 *ПДД* или 5 *ПДД*. В каждом отдельном случае необходимо информировать персонал о риске и возможных последствиях переоблучения. Такое облучение может допускаться только с согласия исполнителя и с разрешения руководства. Однократное внешнее облучение свыше 5 *ПДД* , а также однократное поступление в организм радионуклида

свыше 5 ПДД должно рассматриваться как потенциально опасное. После такого воздействия работник должен быть направлен на медицинское обследование.

Поскольку «даже знание законов радиации не освобождает от мутации», поэтому в последнем разделе кратко рассмотрим вопросы защиты от ионизирующих излучений.

3.4. Защита от излучений

3.4.1. Классификация защит. Защита от внешних потоков α -частиц и β -частиц. Защита от γ -излучения. Защита от нейтронного излучения. Радиационная защита от внутреннего облучения

Защита – материалы, располагаемые между источником излучения и зоной размещения персонала или оборудования для ослабления поток ионизирующих излучений. Защита должна обеспечивать:

- а) допустимый уровень облучения персонала, обслуживающего установку, (биологическая защита),
- б) допустимый уровень радиационных повреждений конструкционных и защитных материалов (радиационная защита),
- в) допустимый уровень радиационного энерговыделения и температурного распределения в конструкционных защитных материалах (тепловая защита).

Типы защит. Сплошная защита, целиком окружающая источник. Раздельная защита (мощные источники окружаются первичной защитой, затем теплоноситель, потом вторичная защита). Теневая защита, защищаемая область ограничена «тенью отбрасываемой защитой». Частичная защита-ослабленная защита (например, в направлении дна корабля).

По компоновке выделяют гомогенную защиту и гетерогенную (из разных материалов). По форме поверхности часто встречается плоская, сферическая и цилиндрическая защиты.

Критерий бесконечности защиты: любое окружение выделенной защитной среды любым дополнительным материалом не меняет показаний детектора. Физически это означает, что вероятность регистрации рассеянной за пределами защиты среды практически равна нулю. Фон после любой защиты источника всегда выше, чем при его отсутствии.

Защита от заряженных частиц

С точки зрения радиационной опасности, дозиметрия и защита от заряженных частиц имеют значение при облучении тяжелыми частицами высоких энергий в космических полетах, в полетах на самолетах на большой высоте, при использовании пучков ускоренных протонов, дейтронов, других тяжелых ионов, пучков электронов высоких энергий, при смешанном β - γ -облучении радиоактивными газами, а также в радиотерапии радиоактивными аппликаторами.

Защита от внешних потоков альфа-частиц

α -частицы – ядра атома гелия (${}^4_2\text{He}$) и легкие α -частицы (${}^3_2\text{He}$) испускаются тяжелыми ядрами. Энергия α -частиц лежит в пределах от 4 до 10 МэВ. Основные потери энергии ионизационные. Пробег в воздухе до 10 см, в веществе доли миллиметра. α -излучение обладает очень малой проникающей способностью, но большой ионизирующей способностью. Коэффициент качества α -излучения $k = 20$. α -частицы опасны при внутреннем облучении.

Защита от внешнего α -облучения: слой воздуха ≥ 10 см, тонкая алюминиевая фольга, лист пластика или стекла, хирургические перчатки, одежда полностью экранируют α -излучение.

Пробег α -частиц различных энергий в воздухе, биоткани, алюминии показаны в табл.3.6 [16]

Таблица 3.6

Энергия МэВ	Объем ионизации 10^4 ион/см ³	Пробег в воздухе см	Пробег в ткани мкм	Пробег в алюминии мкм
1	7,2	0,52	7,2	
1,5	6,3	0,74	11	
2	5,3	1,01	14	
3	4	1,67	22	
4		2,37	26,2	16,5
5	2,9	3,29	36,7	22,2
6	2,5	4,37	48,8	28,8
7		5,58	62,4	36,2
8	2,0	7,19	78	43,4
9		8,66	94,4	52,2
10	1,7	10,2	112	61,6

Защита от внешних потоков β -частиц

Активность точечного источника β -частиц, с которой можно работать без защиты (при выходе 1 β -частица/распад), определяется формулой

$$\varphi = A \frac{3,7 \cdot 10^4}{4\pi R^2}, \quad (3.13)$$

где A (мкКи) – активность источника, φ (част/см² сек) – предельно допустимая плотность потока β -частиц, соответствующая мощности допустимой эквивалентной дозы 2,8 мбэр/час определяется табл. 3.7.

Таблица 3.7.

Энергия частиц МэВ	Плотность потока β -частиц φ_{β} , част/см ² сек	Плотность потока электронов φ_e , част/см ² сек
0,1	2	5
0,5	7	17
1	12	20
2	18	24
3	20	24
5	20	24
10	-	23

При расчете дозы внешнего воздействия принято считать, что чувствительный слой кожи массовой толщиной 100 мг/см² расположен под покровным слоем толщиной 7мг/см².

В табл. 3.7 приведены значения плотности потока β -частиц и электронов при нормальном падении, соответствующие предельно допустимой мощности эквивалентной дозы $\dot{H} = 2,8$ мбэр/час.

Ослабление веществом моноэнергетических заряженных частиц, в том числе электронов, не носит экспоненциального характера, однако для β -частиц, имеющих непрерывный спектр энергий для небольших толщинах d защиты можно считать, что поток β -частиц ослабляется по закону

$$\varphi(d) = \varphi_0 \exp\{-\mu d\} = \varphi_0 \exp\left\{-\frac{0,693d}{\Delta_{1/2}}\right\}, \quad (3.14)$$

где $\Delta_{1/2}$ – слой половинного ослабления.

Для алюминия установлена эмпирическая связь между слоем половинного ослабления и граничной энергией электронов β -спектра

$$\Delta_{1/2} (\text{см}) = 0,095 \left(\frac{Z}{A} \right) E_{\beta}^{\frac{3}{2}} (\text{МэВ}), \quad (3.15)$$

Толщина защиты от β -излучения должна быть более максимальной длины свободного пробега β -частиц в веществе защиты.

$$d_{\text{защиты}} = 2 \cdot R_{\text{max}} \quad (3.16)$$

Хрусталик глаза обладает повышенной чувствительностью по сравнению с кожей, а покрывающие его роговые слои имеют толщину всего 300 мг/см². При работе с β -излучателями с энергией до 3,5 МэВ рекомендуются защитные очки из органического стекла толщиной 6 мм. Для защиты кожи рук используют перчатки и дистанционный инструмент.

Для моноэнергетических электронов с энергией от 0,5 МэВ до 3 МэВ максимальный массовый пробег в алюминии определяется по формуле

$$R_{Al} (\text{мг/см}^2) = 526 E_e (\text{МэВ}) - 94. \quad (3.17)$$

Основной задачей защиты от мощных потоков β -частиц является защита от возникающего тормозного γ -излучения. Основная доля энергии тормозящихся β -частиц трансформируется в сравнительно низкоэнергетическое рентгеновское излучение, поглощаемое экранами от β -излучения. Однако образующиеся высокоэнергетические γ -кванты требуют защитных экранов.

Защита от гамма - излучения

При измерениях полей γ -излучения в реальных условиях наряду с нерассеянным излучением регистрируют многократно рассеянные в среде γ -кванты.

Закон ослабления мощности дозы излучения однородной защитой толщиной x в геометрии узкого пучка для плоского мононаправленного источника имеет вид

$$\dot{D} = \dot{D}_0 \exp\{-\mu x\} = \dot{D}_0 \exp\left\{-\frac{0,693x}{\Delta_{1/2}}\right\} = \dot{D}_0 \exp\{-\mu_m x_m\}. \quad (3.18)$$

$\dot{D}_0$ – мощность дозы при нулевой защите, μ – линейный коэффициент ослабления,

x – толщина слоя защиты, $x_m = \rho \cdot x$ – массовая толщина слоя защиты, $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$ – массовый коэффициент ослабления, ρ – плотность вещества, $\Delta_{1/2}$ – слой половинного ослабления.

Закон ослабления мощности дозы облучения однородной защитой в геометрии параллельного *широкого* пучка

$$\dot{D} = \dot{D}_0 \exp[-\mu x] \cdot B(\mu x, h\nu, Z), \quad (3.19)$$

где $B = B(\mu x, h\nu, Z)$ – дозовый фактор накопления

$$B \propto (1 + \mu x)^n > 1, \quad n \approx 2 \div 3.$$

Приближенный расчет защиты от γ -излучения

Толщина защитного экрана, снижающего уровень излучения в два раза, называют слоем половинного ослабления $\Delta_{1/2}$. Для точечного источника или плоского однонаправленного моноэнергетического источника в геометрии широкого пучка *кратность ослабления* можно записать в виде

$$k(d) = \exp\left\{\frac{0,693d}{\Delta_{1/2}}\right\} = 2^n, \quad (3.20)$$

где $n = \frac{d}{\Delta_{1/2}}$ – число слоев половинного ослабления, необходимых для достижения заданной кратности ослабления.

Приближенно зависимость кратности ослабления от числа слоев можно представить в виде табл.3.8

Таблица 3.8

Кратность Ослабления (разы)	2	4	8	16	32	64	125	250	500	1000	2000
Число слоев n	1	2	3	4	5	6	~7	~8	~9	~10	~11

Толщина защиты оценивается по формуле $d = n\Delta_{1/2}$, величину $\Delta_{1/2}$ определяют экспериментально.

Защита от нейтронного излучения

Ослабление плотности потока коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества происходит по экспоненциальному закону

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp[-n\sigma_t x] = \varphi_0 \exp[-\Sigma_t x], \quad (3.21)$$

где φ_0 – плотность потока нейтронов до прохождения слоя $\varphi(x)$, плотность потока нейтронов после прохождения слоя толщиной x , $n = \frac{N}{V}$ – число ядер в 1см^3 вещества. Макроскопическое сечение $\Sigma_t = n \cdot \sigma_t = \frac{\rho N_0}{A} \sigma_t$ является линейным коэффициентом ослабления нейтронов в веществе.

Полное микроскопическое сечение (на одно ядро) взаимодействия нейтронов с ядрами:

$$\sigma_t = \sigma_{se} + \sigma_{si} + \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots, \quad (3.22)$$

где σ_{se} – сечение упругого рассеяния (n, n) , σ_{si} – сечение неупругого рассеяния (n, n') , σ_γ – сечение радиационного захвата (n, γ) , σ_f – сечение деления, σ_p – сечение реакции (n, p) , σ_α – сечение реакции (n, α) , $\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$ – сечение поглощения, $\sigma_c = \sigma_\gamma + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots$ сечение захвата.

Плотность потока нейтронов на расстоянии R от точечного изотропного источника быстрых нейтронов, испускающего N_0 моноэнергетических нейтронов в 1 сек определяется выражением

$$\varphi(R) = \frac{N_0 f}{4\pi r^2} \exp\left\{-\frac{R}{\lambda}\right\} = \frac{\varphi_0}{r^2} \exp\left\{-\frac{R_m}{\lambda_m}\right\}, \quad (3.23)$$

где $\lambda = 1/\Sigma_t$ (см) – линейная длина релаксации нейтронов в веществе, $\lambda_m = \lambda \cdot \rho$ (г/см²) – «массовая» длина релаксации, $R_m = R \cdot \rho$ – «массовое» расстояние.

При проектировании защиты от нейтронного излучения необходимо:

1. Замедлить быстрые нейтроны промежуточными процессами упругого и неупругого рассеяния легкими водородсодержащими веществами (вода, парафин, полиэтилен, гидриды металлов, бетон, графит, карбид бора), так как средняя потеря энергии при упругом рассеянии на легких ядрах максимальна.

2. Замедлить быстрые нейтроны в процессе неупругого рассеяния на тяжелых ядрах, так как сечение неупругого рассеяния нейтронов возрастает

на тяжелых ядрах с увеличением энергии нейтрона. Тяжелые элементы (железо, свинец, молибден, вольфрам и титан) необходимы также для снижения потоков вторичного γ -излучения внутри защиты, возникающего при радиационном захвате нейтронов.

3. Обеспечить быстрое поглощение тепловых и медленных нейтронов эффективными поглотителями с высоким эффективным сечением Σ_a поглощения тепловых нейтронов (бор, кадмий, гадолиний). При поглощении теплового нейтрона ядром водорода возникает γ -квант с энергией 2,2 МэВ, а при поглощении ядром кадмия одного нейтрона возникает ~ 10 γ -квантов.

Пример оптимальной гетерогенной защиты от мощного нейтронного излучения толщиной 250 см, считая от источника: бор – 1,3 мм, 140 см – вода, 55,3 см - железо, бор – 8,66 мм, вода - 23,5 см, железо – 22,9 см.

На АЭС обычно используют тяжелую защиту в виде нескольких метров бетона с добавками металлического скраба и дроби, эффективно ослабляющего как нейтронное и так γ – излучение.

Радиационная защита от внутреннего облучения

Радионуклиды, попавшие внутрь организма, обладают повышенной опасностью. Это обусловлено:

Способностью некоторых нуклидов избирательно накапливаться в отдельных органах тела, называемых критическими органами. Пример 30%-ного радиоактивного йода депонируется в щитовидной железе, составляющей только 0,03 % массы тела.

Время выведения нуклида может быть велико по сравнению с временем облучения, определяемым периодом полураспада. *Эффективный период T_{ef} полувыведения нуклида из организма*

$$T_{ef} = \frac{T_b T_{1/2}}{T_b + T_{1/2}}, \quad (3.24)$$

где T_b – биологический период полувыведения нуклида из организма. $T_{1/2}$ – период полураспада радиоактивного нуклида.

Высокоионизирующие α -излучения и β -излучения опасны при внутренних облучениях вследствие высокого значения коэффициента качества излучения.

Радиоактивные излучения проникают в организм через органы дыхания, через желудочно-кишечный тракт (ЖКТ), через кожу и её повреждения. Наиболее опасен первый путь. За 6 рабочих часов человек вдыхает 9 м^3 воздуха, в целом за сутки 20 м^3 , а с пищей принимает только 2,2 л воды.

Меры по защите от воздействия радионуклидов, попавших внутрь организма:

Механическое удаление нуклида: рвотные средства, повторные промывания желудка и кишечника, выдача адсорбентов нуклида, обильное питье. Для нуклидов ^{24}Na , ^{137}Cs , ^3H применяют метод изотопного разбавления.

Ускоренное выведение методом замещения или комплексообразования: Для ^{226}Ra , ^{90}Sr , ^{140}Ba используют сернокислый барий до 50 г/сутки, глюконат кальция, хлористый кальций, хлористый аммоний. Для плутония ^{239}Pu применяют внутривенное введение пентацина. Для изотопов йода ^{131}I , ^{133}I , ^{135}I (периоды полураспада 8 сут, 0,87сут, 0,28 сут соответственно) используют стабильный аналог в виде йодной настойки или таблеток йодистого калия.

Изотопы йода попадают в воздух производственных помещений при работе ядерных реакторов, АЭС, заводов по переработке отработанного ядерного горючего, и при авариях и взрывах ядерных устройств.

Критическим контингентом с точки зрения опасности облучения изотопами йода являются дети до двух лет. Основным фактором радиационной опасности является пероральное(через рот) поступление йода с молоком коров, а не ингаляция (вдыхание) йода. В случае разового (аварийного) выброса йода во внешнюю среду загрязнение молока коров

достигает максимума на четвертый день. Доза на щитовидную железу у ребенка от потребления молока 1 л/сут может в сотни раз превзойти дозу от вдыхания воздуха.

Наибольшие источники радиационной опасности – это отвалы урановых рудников, ядерные энергетические установки, АЭС, хранилища радиоактивных отходов.

3.4.2. Применение радиоактивных излучений в науке и технике

Методы использования ядерных излучений делятся на четыре группы:

1. *Метод меченных атомов* (изотопных индикаторов) состоит в добавлении к исследуемому элементу малого количества его радиоактивного изотопа и последующем слежении за его перемещениями и химическими превращениями атомов исследуемого элемента. Чувствительность метода обратно пропорциональна периоду полураспада используемого радиоактивного изотопа.

2. Использование большой проникающей способности γ -излучения для определения толщины и пустот в исследуемом материале.

3. Использование ионизирующей способности излучений. Радиоактивные излучения, проходя через газ, ионизируют его и делают электропроводным. Так работают нейтрализаторы статического электричества в текстильной промышленности.

4. Метод активационного анализа состоит в изменении нуклонного состава или энергетического состояния ядер вещества после облучения нейтронами или γ -квантами. В результате часть ядер становится радиоактивными или превращается в возбужденные. Идентификация элементов и их количественное определение производится путем измерения интенсивности и энергии наведенной радиоактивности, а также по периоду полураспада радиоактивных ядер.

Нейтронный активационный анализ обладает высокой чувствительностью, связанной с большими сечениями захвата тепловых

нейтронов. Для γ -активационного анализа используется тормозное излучение высокой интенсивности. Активационный анализ используется при поиске полезных ископаемых и в археологии (радиоуглеродный анализ изотопа $^{14}_6\text{C}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 5700$ лет).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дисциплина «Физика атомного ядра и частиц» является заключительной частью „Курса общей физики”, традиционно читаемого физикам различных специальностей. Следует сказать, что «Физика атомного ядра» – давно сложившаяся дисциплина, имеющая многочисленные технические приложения и являющаяся основой ядерных, нейтронных и радиационных технологий, которые изменили мир в XX в. Прикладная ядерная физика решает проблемы ядерной энергетики в настоящее время и термоядерной. энергетики в будущем.

«Физика частиц» напротив, является незавершенной, быстро развивающейся фундаментальной наукой, в которой возможны новые революционные открытия, могущие кардинально изменить представления человека о природе мира. В исследованиях по физике частиц используются ускорительные комплексы стоимостью миллиарды долларов, выдающие терабайты информации, которые обрабатывают терафлопные вычислительные машины, объединенные в сети, работают тысячи высококвалифицированных ученых, генерируются сотни безумных идей, ставятся решающие эксперименты и рождаются новые теории, и все это ради познания истинной структуры Мира. Работа идет непрерывно. Ведущая роль

принадлежит эксперименту. И часто «факты, о которых мы докладывали на предыдущей конференции, ныне не имеют место». Однако «Если мы закроем дверь ошибке, то как же к нам войдет истина?» - сказал Р.Тагор. «И узнаешь ты истину, и истина сделает тебя свободным», - ответила Библия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ*Основной*

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: в 2 т. Т.1; Физика атомного ядра. Т.2; Физика элементарных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1983. 376 с.; (5 изд. в 3 кн. 1998 г.)
2. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика /М.: Наука,. 1980. 728 с.
3. В.М. Михайлов, О.Е. Крафт. Ядерная физика /Л.: Наука, 1988.
4. Физика микромира. Маленькая энциклопедия / гл. ред. Д.В. Ширков. – М.: Сов. Энциклопедия, 1980. 526 с.
5. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988. 272 с. (уникальный список литературы, включающий обзоры по всем разделам).
6. Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. Введение в физику частиц. М.: Мир, 1987. 456 с.
7. Спивак Л.В. Ядерная физика: сборник задач. Пермь: ПВИ РВ. 2000. 126 с.

Дополнительный

1. Окунь Л.Б. Кварки и лептоны. М., 1990.
2. Квантованные поля / Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков Д.В. М.: Наука, 1980.
3. Хуанг Керзон. Кварки, лептоны и калибровочные поля. М.: Мир, 1985. 386 с.
4. Барбашов Б.М. Нестеренко В.В. Суперструны – новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий // УФН. 1986. Т.150, вып.4. С. 498-524.
5. Генденштейн Л.Э. Криве И.В. Суперсимметрия в квантовой механике // УФН. 1985. Т. 146, вып.4. С. 553-590.
6. Грин М., Шварц Дж., Виттен Э. Теория суперструн. М., 1990.
7. А.Д.Чернин. Темная энергия и всемирное антитяготение // УФН. 2008. Т. 178, №3. С. 267-300.
8. Глиннер Э.Б. Раздувающаяся вселенная и вакуумоподобное состояние физической среды // УФН. 2002. Т. 172, №2. С. 221-228.
19. Новиков И.Д. Эволюция Вселенной. М.: Наука. 1990.

10. Камерон И. Ядерные реакторы. М.: Энергоатомиздат. 1987. 320 с.
(информация об аварии на АЭС Тримайл Айленд США в 1975 г.)
11. Информация об аварии на Чернобыльской АЭС и её последствиях подготовленная для МАГАТЭ // Атомная энергия. 1986. Т. 61, вып.5, 1986. С. 301-320.
12. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности. М.: Энергоатомиздат, 1987. 191 с.
13. Иванов В.И. Курс дозиметрии. М.: Атомиздат, 1978. 392 с.
14. Защита от ионизирующих излучений. Т.1. Физические основы защиты от излучений / Н.Г. Гусев, В.П. Машкович, А.П. Суворов. М.: Атомиздат, 1980. 461 с.
15. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982.
16. Справочник по физике / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. М.: Наука, 1968. 940 с.
17. Физическая энциклопедия. М: Большая Российская энциклопедия, 1988-1998.
18. Таблицы физических величин: справочник / под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
19. О радиационной безопасности населения: Федеральный закон от 9 января 1996 г. №3-ФЗ, в ред. от 23.07.2008 г. №160-ФЗ.
20. Ю.Весс , Дж. Беггер Суперсимметрия и супергравитация М.: Мир,1986.- 184 с.

Приложение 1. Суперматематика. Алгебра Грассмана. Расслоение. Калибровочные поля

Суперматематика - математический аппарат суперсимметричных теорий состоящий из алгебры и анализа с коммутирующими и антикоммутирующими переменными.

Рассмотрим ассоциативную алгебру A порожденную образующими $a_1, \dots, a_p, a_{p+1}, \dots, a_{p+q}$. Первые p образующие являются четными. Остальные q образующие нечетные. Справедливы следующие правила:

1. число $\times$ чет. элемент = чет. элемент
2. число $\times$ нечет. элемент = нечет. элемент
3. чет элем+чет элем чет элем
4. нечет элем+нечет элем=нечет элем
5. чет $\times$ чет=чет элем
6. нечет $\times$ нечет=чет элем
7. чет $\times$ нечет=нечет $\times$ чет=нечет элем

Любой элемент алгебры A может быть представлен единственным образом в виде суммы четного и нечетного элементов.

Алгебра A , в которой определено понятие четности называется Z_2 - градуированной алгеброй.

Алгебра Грассмана – алгебра, порожденная антикоммутирующими образующими $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$, одна из простейших градуированных ассоциированных алгебр с единицей.

$$\theta_i \theta_k + \theta_k \theta_i = 0, \quad \theta_k^2 = 0 \text{ для любого } k.$$

Размерность алгебры Грассмана как линейного пространства равна 2^n . базис состоит из 2^n одночленов:

$$1, \theta_i \ (i \leq n), \theta_i \theta_k \ (i < j \leq n), \theta_i \theta_j \theta_k \ (i < j < k \leq n), \dots, \theta_1 \theta_2 \dots \theta_n.$$

Любой элемент алгебры Грассмана можно представить в виде конечной суммы

$$f(\theta) = f + \sum_i f^i \theta_i + \sum_{i < j} f^{ij} \theta_i \theta_j + \dots + f^{12\dots n} \theta_1 \theta_2 \dots \theta_n.$$

Интеграл на грассмановой алгебре задается правилами Березина

$$\int d\theta^\alpha = 0, \quad \int d\theta^\alpha \theta_\beta = \delta_\beta^\alpha = \begin{cases} 1, & \alpha = \beta \\ 0, & \alpha \neq \beta \end{cases}.$$

Кратный интеграл понимается как повторный. Возможно интегрирование по частям.

Справедлива формула для любого грассманового числа f

$$\int d\theta^\alpha \frac{\partial f}{\partial \theta^\alpha} = 0.$$

Интегрирование по грассмановым переменным эквивалентно дифференцированию:

$$\int d\theta^\alpha f(\theta) = \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta_\alpha}.$$

Интегрирование по грассмановым переменным позволяет построить функциональный интеграл, представляющий функцию Грина фермионных полей.

Дельта-функция Грассмана $\delta^\Gamma(\theta_1 - \theta_2) = \theta_1 - \theta_2$ действует как обычная дельта-функция:

$$\int d\theta f(\theta) \delta^\Gamma(\theta - \theta_1) = f(\theta_1),$$

и удовлетворяет равенству $[\delta^\Gamma(\theta_1 - \theta_2)]^2 = 0$.

Расслоение (расслоенное пространство) – нетривиальная топологическая структура необходимая при описании взаимодействия между пространственными и внутренними степенями свободы физической системы. Расслоение $\xi = (E, p, F, B)$ – составной объект, включающий:

E – пространство расслоения,

B – база расслоения,

$p: E \rightarrow B$ – непрерывное отображение пространства расслоения E в базу B , пространство F – слой отображения.

Над каждой точкой базы $x \in B$ можно определить полный прообраз $F_x = p^{-1}(x) \in E$, принадлежащий пространству расслоения E .

Множество F_x называется *слоем* над точкой x .

Локально расслоение устроено как прямое произведение $B \times F$.

В расслоении можно определить обратное к p непрерывное отображение $s: B \rightarrow F$, такое что $ps(x) = x$ для любой точки $x \in B$.

Отображение s называется *сечением* в расслоении пространства E .

Наиболее интересны расслоения, у которых в слое действует группа преобразований слоя G . Слои над различными точками должны быть гомеоморфны друг другу (преобразовываться друг в друга).

Интуитивно *расслоение* – это объединение слоев $p^{-1}(x)$ $x \in B$ параметризованных точками базы и склеенных под действием группы преобразования слоев G . Наглядно это «рыба покрытая многослойной чешуей». G – структурная группа расслоения.

Расслоение ξ называется *главным*, если слой расслоения совпадает с группой G .

Расслоение в физике

Пример 1. В квантовой электродинамике (КЭД) электромагнитное (фотонное) поле описывается комплексной функцией $A_\mu(x)$, заряженное (электронное) поле – функцией $\psi(x)$. Эти комплексные функции не меняются при калибровочных преобразованиях, которые представляют собой изменение фазы $\alpha(x)$ электрон-позитронного поля Дирака

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x), \quad \bar{\psi}(x) = \exp[i\alpha(x)] \bar{\psi}(x).$$

с одновременным добавлением к потенциалу электромагнитного поля $A_\mu(x)$ производной этой фазы

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x), \quad A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x).$$

Вещественная функция $\alpha(x)$ служит координатой в зарядовом (внутреннем пространстве).

Пример 2. С точки зрения геометрии обычное 4-мерное пространство x^μ и зарядовое пространство образуют расслоение: базой B расслоения служит обычное пространство x^μ . Слой над каждой точкой базы является одномерное зарядовое пространство E с координатой α . Образующие группу G калибровочные преобразования $\psi(x) \rightarrow \psi'(x)$, $A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x)$ действуют в слоях и сводятся к сдвигам координаты.

Введение ковариантной производной $\nabla_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} - iA_\mu(x)$ компенсирует зависимость вида преобразования от точки базы.

Ковариантная производная – это обобщение градиента в случае криволинейных координат и неевклидовой геометрии.

Связность (дифференциально-геометрическая) – правило, сопоставляющее каждому тензору T_j^i его ковариантную производную $\nabla_k T_j^i$.

Связность в расслоении со структурной группой G – то же, что калибровочное поле.

Калибровочные поля

Калибровочные поля – поля обеспечивающие инвариантность теории относительно калибровочных преобразований. Простейший пример калибровочного поля – электромагнитное поле $A_\mu(x)$, связанное с абелевой (коммутативной) калибровочной группой $U(1)$.

Калибровочные преобразования – преобразования полей, зависящих от пространственно-временной точки x , которые описывают переход к новому базису в пространстве внутренних симметрий, сопровождающийся появлением дополнительного, калибровочного поля.

Требование локальной калибровочной инвариантности выполняется только в том случае, когда во всех производных, действующих на свободные поля в лагранжиане, осуществлена замена

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ig \sum_{\alpha=1}^r T^\alpha V_\mu^\alpha,$$

где V_μ^α – калибровочные поля; T^α – генераторы группы симметрии в матричном представлении, соответствующем свободному полю; r – размерность группы.

Расслоения являются геометрической конструкцией адекватной идее калибровочного поля. Калибровочное поле – есть *связность* в главном расслоении со структурной группой G определяющей калибровочное преобразование.

В классической электродинамике группа $G \sim U(1)$ – унитарная группа
В теории Янга-Миллса $G = SU(2) \times U(1)$ – полупростая группа Ли.

Геометрическая формулировка теории калибровочных полей

Согласно физическому принципу относительности реальной физической конфигурации отвечает класс калибровочно-эквивалентных конфигураций. Условие выбора однозначного представителя в каждом классе эквивалентных конфигураций, необходимое при вычислении континуальных интегралов, эквивалентно построению сечений в соответствующем расслоении. Локально такие сечения всегда существуют. Глобальных сечений (калибровок) построить нельзя. Это означает, например, что «не существует рыбы со сплошной чешуей».

Пример 3. В каждой точке многообразия M вводят репера из ортонормированных касательных векторов $e_\mu^a(x)$, где $a=1, 2 \dots n$, $\mu=0, 1, 2, 3$.

$e_\mu^a(x)e_\mu^b(x) = \eta^{ab}$ – метрика плоского пространства.

$e_{a\mu}(x) = \eta_{ab} e_\mu^b(x)$,

$e_\mu^a(x)e_{\nu}^a(x) = g_{\mu\nu}(x)$ – метрический тензор на M .

Вектора e_μ^a образуют базис касательного пространства T_x состоящего из всех векторов касательных к M в точке x . Этот репер называется *тетрадой*.

a – «лоренцовый» индекс, поднимает и опускает η_{ab} .

индекс пространства-времени μ поднимает и опускает $g_{\mu\nu}$.

Приложение 2

СПИСОК формул для дисциплины «Физика атомного ядра и частиц»

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

${}^A_Z X$ – символ нуклида (ядра атома).

$A = Z + N$. – число нуклонов в ядре.

$R = r_0 A^{1/3}$ – радиус ядра.

$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left\{\frac{r - R_{1/2}}{\delta}\right\}}$ – плотность ядра в зависимости от расстояния от центра ядра.

$|I| = \hbar \sqrt{I(I+1)}$ – модуль спина ядра.

$\mu = \mu_B I$ – абсолютное значение магнитного момента ядра.

$\mu_B = \frac{e\hbar}{m_p c}$ – ядерный магнетон Бора.

$eQ = \int \rho(r) (3z^2 - r^2) dv$ – электрический квадрупольный момент ядра.

$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M$ – дефект массы ядра.

$E_{\text{св}} = \Delta M c^2 = (Zm_p + Nm_n - M) c^2$ – энергия связи ядра.

$E_{\text{св}} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_t \frac{(N-Z)^2}{A} + a_p \delta A^{-1/2}$ – полуэмпирическая формула для энергии связи ядра.

$H\psi = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_r \psi + U\psi = E\psi$ – уравнение Шрёдингера для нуклона в ядре,
где $U = V(r) + U_{\text{SL}}$, – потенциальная энергия,

$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left\{\frac{r-a}{\delta}\right\}}$ – потенциал Вудса–Саксона, где $V(r=a) = \frac{V_0}{2}$, $\delta = 0,55 \text{ Фм}$.

$U_{\text{SL}} = U(r) (\mathbf{s}, \mathbf{l})$ – спин-орбитальное взаимодействие нуклонов.

$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ – вектор полного момента нуклона.

(n, l, j, m) – четыре квантовых числа, описывающих состояние нуклона в ядре.

$n=1,2,3,\dots$ – главное квантовое число, нумерует энергию,

$l=0, 1, 2, 3, \dots n-1$, – орбитальное квантовое число, нумерует момент импульса,

$j=l \pm \frac{1}{2} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$, – квантовое число. нумерует значение полного момента нуклона,

$m = \pm j = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}, \dots$ – магнитное квантовое число, нумерует проекцию полного момента.

$n l_j$ – термы нуклонов.

$V=V_0+V_{\text{обм.}}$ – полный потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия,

$V_0 = V_1(r) + V_2(r)(\hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2) + V_3(r)[3(\hat{s}_1 \cdot n)(\hat{s}_2 \cdot n) - \hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2] + V_4(r)(\hat{s} \cdot \hat{L})$ – потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия,

$V_{\text{обм}} = V_1'(r)P_r + V_2'(r)(\hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2)P_s + V_3'(r)[3(\hat{s}_1 \cdot n)(\hat{s}_2 \cdot n) - \hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2]P_{rs} + V_4'(r)(\hat{s} \cdot \hat{L})P_r$, – обменный потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия.

$N(t) = N_0 \exp\{-\lambda t\} = N_0 e^{-\lambda t}$ – закон радиоактивного распада.

$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$ – период полураспада ядра.

$A = \lambda N = A_0 \exp\{-\lambda t\}$ – активность радиоактивного изотопа.

$N = N_A \frac{m}{A}$ – число ядер в массе вещества.

$\lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1$ – вековое уравнение.

${}_Z^A X = {}_{Z-2}^{A-4} Y + {}_2^4 \text{He}$ – формула для альфа-распада ядра,

$E_{\text{св } \alpha} = c^2 [M(A, Z) + M(A-4, Z-2) + M_\alpha(4, 2)] < 0$ – энергия связи альфа-частицы в ядре.

$E_\alpha = |E_{c\alpha}| = T_\alpha + T_\gamma$ – энергия альфа-распада.

$D = \exp\{-2g\gamma\}$ – коэффициент прозрачности при альфа-распаде,

$$g = \frac{R}{\lambda_B}, \quad \lambda_B = \frac{\hbar}{p_B} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_\alpha B}}, \quad B = \frac{Ze^2}{R}, \quad \gamma \sim 1.$$

$B_\alpha = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\alpha}$ – энергия центробежного барьера при альфа-распаде.

${}^A_Z X = {}^A_{Z+1} Y + {}_{-1}e^- + \tilde{\nu}_e$ – отрицательный бета-распад,

${}^A_Z X = {}^A_{Z-1} Y + {}_{+1}e^+ + \nu_e$ – положительный бета-распад,

${}_{-1}e^- + {}^A_Z X = {}^A_{Z+1} Y + \nu_e$ – электронный захват.

$E_{\beta^-} = c^2 [M(A, Z) - M(A, Z+1) - m_e]$ – максимальная энергия отрицательного бета распада.

$E_{\beta^+} = c^2 [M(A, Z) - M(A, Z-1) - m_e]$ – максимальная энергия положительного бета распада.

$E_K = c^2 [M(A, Z) - M(A, Z-1) + m_e]$ – максимальная энергия электронного захвата.

Четыре радиоактивные семейства

${}^{232}_{90}\text{Th}$	${}^{208}_{82}\text{Pb}$ свинец
${}^{238}_{92}\text{U}$	${}^{206}_{82}\text{Pb}$ свинец
${}^{235}_{92}\text{U}$	${}^{207}_{82}\text{Pb}$ свинец
${}^{237}_{93}\text{Np}$	${}^{209}_{82}\text{Bi}$ висмут

$A = 4n + a$ – массовое число нуклидов радиоактивных семейств.

$E_0 = E_\gamma + T_\gamma$ – разность между двумя уровнями энергии ядра.

$T_\gamma \approx E_\gamma^2 / 2M_\gamma c^2$ – энергия свободного ядра отдачи при излучении гамма-кванта.

$T_\gamma = \frac{E_0^2}{2(M \cdot N) c^2}$ – энергия закрепленного в решетке мессбауэровского ядра.

$\left(- \frac{dT}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \left\{ \ln \left[\frac{m_e v^2}{I(1 - v^2/c^2)} \right] - \frac{v^2}{c^2} \right\}$ – формула Бора для ионизационных потерь тяжелой заряженной частицы.

$\left(-\frac{dT}{dx}\right)^{(e)}_{\text{полн}} = \left(-\frac{dT}{dx}\right)^{(e)}_{\text{ион}} + \left(-\frac{dT}{dx}\right)^{(e)}_{\text{рад}}$ – полные потери при прохождении легкой заряженной частицы в веществе

$$\frac{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{рад}}}{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{ион}}} \approx \frac{T_e Z}{800} \text{ – формула Бете-Гайтлера}$$

$R_\alpha (\text{см}) = 0,31 T^{3/2}$ для $(4 \text{ МэВ} < T < 7 \text{ МэВ})$ или $(2 \text{ см} < R_\alpha < 7 \text{ см})$ – полный пробег альфа-частицы в воздухе.

$I(x) = I_0 \exp\{-\mu x\}$ – ослабление интенсивности узкого пучка гамма-квантов.

$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}$ – слой половинного ослабления для узкого пучка гамма-квантов.

$\mu = n\sigma_f + nZ\sigma_c + n\sigma_\pi$ – линейный коэффициент ослабления узкого пучка гамма-квантов.

$\mu(n, Z, E_\gamma) \sim n(Z^5 E_\gamma^{-7/2} + Z/E_\gamma + Z^2 \ln 2E_\gamma)$ – приближенная формула для линейного коэффициента ослабления узкого пучка гамма-квантов.

$A + a \rightarrow b + B$ – формула одноканальной ядерной реакции.

$Q_A + q_a \rightarrow Q_B + q_b$ или $Z_A + z_a \rightarrow Z_B + z_b$ – закон сохранения электрического заряда в ядерной реакции.

$\vec{I}_A + \vec{i}_a + \vec{L}_{Aa} \rightarrow \vec{I}_O \rightarrow \vec{I}_B + \vec{i}_b + \vec{L}_{Bb}$ – закон сохранения спина в ядерной реакции.

$\vec{P}_A + \vec{p}_a \rightarrow \vec{p}_b + \vec{P}_B$ – закон сохранения импульса в ядерной реакции.

$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2$ – закон сохранения энергии в ядерной реакции.

$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1$ – энергия реакции.

$T_{a \min} = \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right)|Q|$ – энергетический порого в эндоэнергетической реакции.

$d\sigma = \frac{dN}{nv}$ – дифференциальное сечение.

$$\sigma_a = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) \pi \lambda^2 \cdot D_l \eta_l - \text{сечение поглощения.}$$

$$W = \frac{v}{N_0} = n \int_0^T \frac{\sigma(T)}{\left| \frac{dT}{dx} \right|} dT - \text{выход в ядерной реакции.}$$

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma^* \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \cdot \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} - \text{формула Брейта-Вигнера для сечения радиационного захвата нейтрона.}$$

$$\sigma(n, n') = \sigma^* \frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)} \cdot \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} - \text{формула Брейта-Вигнера для резонансного сечения неупругого рассеяния нейтрона.}$$

$$\sigma(n, \gamma) \sim \frac{1}{v^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{0 + \Gamma_\gamma^2} \sim \frac{1}{v} - \text{«закон } 1/v \text{» для нейтронного сечения.}$$

${}_{92}^{235}\text{U} + {}_0^1n \rightarrow {}_{56}^{140}\text{Ba} + {}_{36}^{94}\text{Kr}^* + 2{}_0^1n + Q$ - один из выходных каналов реакции деления ядра урана-235 нейтроном.

$Q_T = T_{\text{оск л}} + T_{\text{оск т}} + E_n + E_{\gamma \text{ м}} + E_\beta + E_{\gamma \text{ пр}} + E_\gamma = 204 \text{ МэВ}$ – полная энергия деления ядра урана.

$I(x) = I_0 \exp\{-n\sigma x\}$ – закон ослабления узкого пучка нейтронов в веществе.

$\xi = \ln \frac{T'}{T''} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \cdot \ln \frac{A-1}{A+1}$ – среднелогарифмическая потеря энергии нейтрона при замедлении в веществе.

$\bar{\lambda}_s = \frac{1}{n\sigma_s}$ – длина замедления нейтрона.

$\lambda_{tr} = \frac{\bar{\lambda}_s}{1 - \overline{\cos \theta}}$ где $\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3A}$ – транспортная длина замедления нейтрона

$D = \frac{\lambda_{tr} v}{3}$ – коэффициент диффузии нейтрона.

$n = n_0 \exp\left\{ + \frac{K-1}{\tau} t \right\}$ – закон размножения нейтронов в цепной реакции деления.

$K_{\infty} = \frac{n\eta\epsilon pf}{n} = \eta\epsilon pf$ – формула четырех сомножителей для коэффициента размножения нейтронов в бесконечной среде.

$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{\gamma}({}^{235}_{92}\text{U}) + R\sigma_{\gamma}({}^{238}_{92}\text{U})} = 1,33$ – среднее число быстрых нейтронов деления.

$f = \frac{\sigma_U \rho_U}{\sigma_U \rho_U + \sigma_3 \rho_3}$ – коэффициент теплового использования нейтронов.

${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n} + 17,6 \text{ МэВ}$ – термоядерная реакция синтеза изотопов водорода

$4{}^1_1\text{p} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$, $Q = 26,73 \text{ МэВ}$ – итоговая реакция превращения четырех протонов в ядро гелия в водородном цикле.

${}^2_1\text{d} + {}^2_1\text{d} \rightarrow {}^3_1\text{t} + {}^1_1\text{p} + 4,0 \text{ МэВ}$,

${}^2_1\text{d} + {}^2_1\text{d} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n} + 3,3 \text{ МэВ}$,

${}^3_1\text{t} + {}^2_1\text{d} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n} + 17,6 \text{ МэВ}$,

${}^6_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{t} + 4,8 \text{ МэВ}$ – четыре реакции предположительно происходящих в термоядерной бомбе.

$n\tau \geq 10^{14} \text{ см}^3 \text{сек}$, $T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ К}$ – критерий Лоусона для реакции термоядерного синтеза.

ФИЗИКА ЧАСТИЦ

$Q = T_3 + 1/2$ $Y = T_3 + 1/2 (B + S + C - b + t)$ – формула Гелл-Мана-Нишиджимы

$M_{ik} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^3 q_i^{\alpha} \tilde{q}_k^{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{3}} (q_i^1 \tilde{q}_k^1 + q_i^2 \tilde{q}_k^2 + q_i^3 \tilde{q}_k^3)$ – мезоны (кварк-антикварковая пара)

$B_{ijk} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{\alpha, \beta, \gamma=1}^3 \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} q_i^{\alpha} q_j^{\beta} q_k^{\gamma}$ – барионы (три кварка)

$e^- + e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow q + \tilde{q} \rightarrow$ две адронные струи – реакция электрон-позитронной аннигиляции с образованием двух адронных струй,

$e^- + e^+ \rightarrow q + \tilde{q} + g \rightarrow$ три адронные струи – реакция электрон-позитронной аннигиляции с образованием трех адронных струй.

$(\square - m^2)\psi = 0$ – уравнение Клейна-Гордона

$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$ – уравнение Дирака.

$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix}$ – спинорная волновая функция дираковской частицы

$\varphi(\vec{x}, t) = \varphi(x^\mu)$

$L = \int \mathcal{L} d^3x$, - функция Лагранжа, $\hat{L}$ - лагранжиан

$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \hat{L}}{\partial \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x^\mu} \right)} \right) - \frac{\partial \hat{L}}{\partial \varphi} = 0$ – уравнение Эйлера-Лагранжа.

$\hat{L} = \hat{\bar{\psi}}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\hat{\psi} + e\hat{\bar{\psi}}\gamma^\mu A_\mu \hat{\psi} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} \cdot F^{\mu\nu}$ – лагранжиан квантовой электродинамики.

$\hat{\psi}(x) = \exp[i\alpha(x)]\hat{\psi}(x)$, $\hat{\bar{\psi}}(x) \rightarrow \exp[-i\alpha(x)]\hat{\bar{\psi}}(x)$ – калибровочное преобразование электронного поля.

$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x)$ – калибровочное преобразование фотонного поля в КЭД.

$\hat{L}_f = \hat{\bar{q}}_f(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)\hat{q}_f + g(\hat{\bar{q}}\gamma^\mu T_a q)B_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a \cdot G_a^{\mu\nu}$ – лагранжиан квантовой хромодинамики

$q(x) \rightarrow Uq(x) \equiv \exp[i\alpha_a(x)T_a]q(x)$,

$\bar{q}(x) \rightarrow U^+q(x) \equiv \exp[-i\alpha^*(x)T_a^+]\bar{q}(x)$ – калибровочное преобразование кварковых полей, и

$B_\mu^a \rightarrow B_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a(x) - f_{abc}\alpha_b(x)B_\mu^c$ – калибровочное преобразование глюонных полей.

$L = \bar{q}q + G^2 + g\bar{q}qG + gG^3 + g^2G^4$ – формальный лагранжиан квантовой хромодинамики

$\Upsilon(b\bar{b}) \rightarrow ggg \rightarrow 3$ струи – распад ипсилон-мезона на три глюона с образованием трех струй адронов.

$\hat{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu^-(x) j_\mu^+(x)$ – гамильтониан взаимодействия заряженных токов

$j_\mu^-(x) = j_\mu^l(x) + j_\mu^q(x)$ – полный заряженный ток

$j = (\hat{e}\hat{\nu}_e) + (\hat{u}\hat{\nu}_\mu) + (\hat{e}\hat{\nu}_\tau) + (\hat{u}\hat{d}) + (\hat{s}\hat{s}') + (\hat{t}\hat{b})$ – полный заряженный ток

$j_\mu^l(x) = 2 \sum_{l=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{lL}(x) \gamma_\mu l_L(x)$ – заряженный лептонный ток

$j_\mu^q(x) = \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q=d,s,b}} \bar{q} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_{q,q} q$ – кварковый заряженный ток

$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$ – Матрица Кобаяши-Маскавы

$\hat{H} = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \rho j_\mu^0(x) j_\mu^{+0}(x)$ – гамильтониан взаимодействия нейтральных токов

$j^0 = \hat{\bar{\nu}}_e \hat{\nu}_e + \hat{\bar{\nu}}_\mu \hat{\nu}_\mu + \hat{\bar{\nu}}_\tau \hat{\nu}_\tau + \hat{\bar{e}} \hat{e} + \hat{\bar{u}} \hat{u} + \hat{\bar{t}} \hat{t} + \hat{\bar{d}} \hat{d} + \hat{\bar{s}} \hat{s} + \hat{\bar{b}} \hat{b} + \hat{\bar{t}} \hat{t}$ – полный нейтральный ток

$\hat{L} = (D_\mu \varphi)^\dagger (D_\mu \varphi) - m^2 \varphi^\dagger \varphi - \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i \cdot W^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$ – исходный лагранжиан электрослабого взаимодействия.

$\hat{L} =$	Лагранжиан стандартной модели (Вайнберга- Салама) электрослабого взаимодействия
$\left[-\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i \cdot W^{\mu\nu}_i - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} \cdot B^{\mu\nu} \right] +$	Кинетическая энергия и самодействие частиц полей W^+, W^-, Z^0, Y^+
$\bar{L} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L + \bar{R} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R +$	Кинетическая энергия лептонов и кварков и взаимодействие лептонов и кварков с частицами полей W^+, W^-, Z^0, Y^+

$\left \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \varphi \right ^2 - v(\varphi) +$	Взаимодействия и массы частиц полей W^+, W^-, Z^0, Y и хиггсовской частицы +
$- (G_1 \bar{L} \varphi R + G_2 \bar{L} \varphi_c R + \text{hermit copr.})$	Массы кварков и лептонов и взаимодействие кварков и лептонов с хиггсовской частицей.

Примечание: в таблице индексом L обозначен левый фермионный (лептонный или кварковый) дублет, а индексом R – правый фермионный синглет.

$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ – квадрат пространственно-временного интервала в криволинейных координатах.

$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}$ – уравнения Эйнштейна для общей теории относительности

$U(1)$ – унитарная группа комплексных матриц с рангом 1 для КЭД.

$\psi_i \rightarrow \psi'_i = U \psi_i = \exp\{i\alpha(x)Q_i\} \psi_i$, $\psi^*_i \rightarrow \psi'^*_i = U^\dagger \psi^*_i = \exp\{-i\alpha(x)Q_i\} \psi^*_i$ – локальное калибровочное (фазовое) преобразование, $\alpha(x)$ - параметр преобразования, Q_i – заряд.

$SU(2)$ – унимодулярная унитарная группа с рангом 2,

$U = \exp\left\{\frac{i}{2} \tau_j \omega_j\right\} = \exp\{i\omega_j \hat{T}_j\}$ – фундаментальное представление группы $SU(2)$

где $j = 1, 2, 3$, ω_j – действительные параметры, $\hat{T}_j = \frac{1}{2} \tau_j$ – изоспиновые матрицы Паули.

$SU_c(3)$ – цветная унимодулярная унитарная группа с рангом 3, $\alpha = 1, 2, 3$

$U = \exp\left\{\frac{i}{2} \lambda_j \omega_j\right\}$ – фундаментальное представление группы $SU_c(3)$, где

$j = 1, 2, 3, \dots, 8$, ω_j – действительные параметры, λ_j – матрицы Гелл-Манна.

$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$ – бегущая константа связи электромагнитного

Взаимодействия

$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}$ – бегущая константа связи сильного взаимодействия

$$\alpha_W = \frac{G_F m_N^2 c}{\hbar^3} = \frac{g_2^2}{\hbar c} \approx 10^{-5} - \text{константа связи слабого взаимодействия}$$

$$\alpha_G = \frac{G m_N^2}{\hbar c} = \frac{g_4^2}{\hbar c} \approx 5,3 \cdot 10^{-18} - \text{константа гравитационного взаимодействия.}$$

Λ_v^u – Группа Лоренца – шестипараметрическая группа Ли. Имеет три независимых пространственных вращения $R_{ij}(\alpha)$ на угол α в плоскости (x^i, x^j) :

$$x^u \rightarrow x'^u, \quad x'^0 \rightarrow x^0,$$

$$x'^i = x^i \cos \alpha + x^j \sin \alpha,$$

$$x'^j = x^j \cos \alpha - x^i \sin \alpha,$$

и три независимых (частных) преобразования – гиперболические повороты (бусты) $B_{0k}(\beta)$ на угол β в плоскости (x^0, x^k) :

$$x^u \rightarrow x'^u, \quad x'^i \rightarrow x^i, \quad x'^j \rightarrow x^j$$

$$x'^0 = x^0 \text{ch} \beta + x^k \text{sh} \beta,$$

$$x'^k = x^k \text{ch} \beta + x^0 \text{sh} \beta,$$

здесь $i, j = 1, 2, 3$ и их циклические перестановки: 2, 3, 1; 3, 2, 1.

Группа Пуанкаре – группа всех вещественных преобразований 4-векторов $x = x^u = \{x^0, x^1, x^2, x^3\}$ пространства Минковского M_4 вида

$$x'^u = \Lambda_v^u x^v + a^u$$

где a^u – 4-вектор смещения (трансляции), Λ – преобразование из группы Лоренца.

$G \supset SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$ – группа Теории Великого Объединения

$$\begin{pmatrix} u \\ d \\ \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \\ \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \\ \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} - \text{три поколения фундаментальных частиц}$$

$E_8 \times E_8$, $SO(32)$ – две группы единой теории поля следующие из теории суперструн.

$E_8 \times E_8$
 $E_8 \supset E_6 \supset SO(10) \supset SU(5) \supset SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ – исключительная группа Картана, включающая все группы физических взаимодействий.

ПРИКЛАДНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

$$n(t) = n_0 \exp\left\{ + \frac{k_{ef} - 1}{\tau} t \right\} = n_0 \exp\left\{ + \frac{t}{T} \right\}$$
 – число мгновенных нейтронов в цепной ядерной реакции, где $T = \frac{\tau}{k_{ef} - 1}$ – период реактора – время, в течение которого число нейтронов возрастает в $e=2,73$ раза, $k_{ef} = k_{\infty} \theta = \eta \epsilon p f \theta$ – коэффициент размножения нейтронов.

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}}$$
 – реактивность.

$\rho = 0$ критический режим, $\rho < 0$ подкритический режим, $\rho > 0$ надкритический режим на мгновенных нейтронах.

β – доля запаздывающих нейтронов,

$\bar{\tau} = \tau(1 - \beta)$ – среднее время жизни нейтронов в реакторе

$\rho = \beta$ – критичность на мгновенных нейтронах,

$\rho > \beta$ – надкритичность на мгновенных нейтронах.

$$T \approx \frac{\tau}{k(\rho - \beta)}$$
 – период разгона реактора

$$\Phi = \frac{dN}{dS}$$
 [част/см²] – флюенс (перенос) ионизирующих частиц

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt}$$
 [част/см² сек] – плотность потока ионизирующих частиц

$$K = \frac{dE_k}{dm}$$
 [Дж/кг] – керма – мера энергии переданной излучением заряженным частицам в данной точке облучаемого объёма.

$$X = \frac{dQ}{dm}$$
 [Кл/кг] – экспозиционная доза (доза облучения)

Рентген – внесистемная единица экспозиционной дозы. При дозе в 1 рентген в 1 см³ воздуха (при 0°C и 760 мм рт.ст.) образуется $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов имеющих заряд 1 СГС Q каждого знака.
 $1 R = 2,54 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг соответствует 96 эрг/г,

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} [\text{мкР/сек}] - \text{мощность экспозиционной дозы}$$

где микроРентген = 10^{-6} Рентген.

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} [\text{Дж/кг}] - \text{поглощенная доза излучения}$$

В системе СИ 1 Грей = 1 Дж/кг = 100 рад = 100 эрг/г

$H = kD$ - эквивалентная доза

$[H] = 1$ Зиверт = 100 бэр. (внесистемная единица бэр-биологический эквивалент рентгена).

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} = 0,125 \text{ сантизиверт/год} = 0,125 \text{ бэр/год}$$

$\varphi = A \frac{3,7 \cdot 10^4}{4\pi R^2}$ - Активность точечного источника β -частиц, с которой можно работать без защиты.

$\varphi(d) = \varphi_0 \exp\{-\mu d\} = \varphi_0 \exp\left\{-\frac{0,693d}{\Delta_{1/2}}\right\}$ - Закон ослабления мощности дозы излучения однородной защитой толщиной x в геометрии узкого пучка для плоского мононаправленного источника β -частиц имеющих непрерывный спектр энергий для небольших толщин d защиты.

$\Delta_{1/2} (\text{см}) = 0,095 \left(\frac{Z}{A}\right) E_{\beta}^{\frac{3}{2}} (\text{МэВ})$ - слой половинного ослабления для алюминия (E_{β} -граничная энергия электронов β -спектра).

$d_{\text{защиты}} = 2 R_{\text{max}}$ - Толщина защиты от β -излучения (R_{max} - максимальная длина свободного пробега β -частиц в веществе защиты).

$\dot{D} = \dot{D}_0 \exp\{-\mu x\} = \dot{D}_0 \exp\left\{-\frac{0,693x}{\Delta_{1/2}}\right\} = \dot{D}_0 \exp\{-\mu_m x_m\}$ - мощность поглощенной дозы для узкого пучка гамма-квантов.

$\dot{D} = \dot{D}_0 \exp\{-\mu x\} \cdot B(\mu x, h\nu, Z)$ - мощность поглощенной дозы для широкого пучка гамма-квантов, где $B = B(\mu x, h\nu, Z)$ - дозовый фактор накопления $B \propto (1 + \mu x)^n > 1$, $n \approx 2 \div 3$.

$k(d) = \exp\left\{\frac{0,693d}{\Delta_{1/2}}\right\} = 2^n$ – кратность ослабления защиты от узкого пучка гамма-квантов

$\varphi(x) = \varphi_0 \exp\{-n\sigma_t x\} = \varphi_0 \exp\{-\Sigma_t x\}$ – ослабление плотности потока коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества.

$\varphi(R) = \frac{N_0 f}{4\pi^2 R} \exp\left\{-\frac{R}{\lambda}\right\} = \frac{\varphi_0}{R^2} \exp\left\{-\frac{R_m}{\lambda_m}\right\}$ – плотность потока нейтронов на расстоянии от точечного изотропного источника быстрых нейтронов. λ – длина релаксации.

$T_{ef} = \frac{T_b T_{1/2}}{T_b + T_{1/2}}$ – эффективный период T_{ef} полувыведения радионуклида из организма.

Приложение 3

Примерный Тематический план дисциплины «Физика атомного ядра и частиц»

Введение

1. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

Тема 1. Свойства атомных ядер: статические характеристики ядра. состав ядра.

Основные характеристики ядра: заряд, масса, радиус ядра, спин, магнитный момент и электрический квадрупольный момент. Дефект массы ядра. Энергия связи ядра.

Тема 2. Ядерные модели

Классификация ядерных моделей. Капельная модель ядра. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра. Модель ядерного ферми газа. Оболочечная модель ядра.

Ядерные силы и нуклон-нуклонное взаимодействие

Свойства ядерных сил. Дейтрон. Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия.

Тема 3. Радиоактивность

Основные типы радиоактивного распада. Закон радиоактивного распада. Период полураспада. Последовательный радиоактивный распад.

Альфа-распад

Основные свойства альфа -распада. Квантовая теория альфа-распада. Закон Гейгера-Неттола.

Тема 4. Бета-распад

Виды и свойства бета-распада. Элементы теории бета-распада. Радиоактивные семейства.

Тема 5. Гамма-излучение ядер

Гамма-излучение возбужденных ядер и его характеристики. Эффект Мёссбауэра (ядерный гамма-резонанс). Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия. Прохождение гамма-квантов через вещество Закон ослабления узкого пучка гамма-квантов. Линейный и массовый коэффициент ослабления. Взаимодействие γ -квантов с веществом.

Тема 6. Прохождение заряженных частиц через вещество

Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество. Формула Бора для ионизационных потерь. Прохождение легких заряженных частиц через вещество. Радиационные потери. Полный пробег частиц.

Тема 7. Ядерные реакции

Классификация ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях. Энергетическая схема ядерных реакций. Порог ядерной реакции.

Ядерные реакции под действием нейтронов

Свойства нейтронов, классификация нейтронов. Ядерные реакции под действием нейтронов. Формулы Брейта-Вигнера для сечения радиационного захвата нейтрона и упругого рассеяния нейтрона. Закон « $1/v$ ».

Тема 8. Деление ядер

Реакции деления тяжелых ядер. Механизм деления ядра и энергия активации. Состав продуктов деления ядра и энергия деления. Элементарная теория деления.

Цепные реакции деления

Цепные реакции деления ядер урана. Формула для размножения в цепной реакции. Коэффициенты размножения. Формула четырех сомножителей.

Замедление и диффузия нейтронов

Ослабление потока нейтронов. Замедление нейтронов. Диффузия нейтронов

Тема 9. Термоядерные реакции

Термоядерные реакции. Термоядерные реакции на Солнце и звездах. Водородный цикл. Углеродный цикл. Нуклеосинтез. Термоядерный взрыв. Управляемый термоядерный синтез.

Тема 10. Источники и методы регистрации частиц

Источники заряженных частиц. Ускорители. Источники γ -квантов. Источники нейтронов. Методы регистрации частиц. Детекторы их типы и характеристики. Трековые детекторы. Ядерные фотоэмульсии. Пузырьковые камеры. Камера Вильсона. Электронные детекторы. Счетчики заряженных частиц и γ -квантов. Гамма – спектрометры и нейтронные детекторы.

2. ЧАСТИЦЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Тема 1. Классификация элементарных частиц

Система естественных единиц ($\hbar = c = 1$), Элементарные частицы. Лептоны. Адроны. Мезоны. Барионы. Мультиплеты.

Тема 2. Кварковая модель адронов

Кварки и их характеристики. Кварковая структура мезонов и барионов. Экспериментальное подтверждение кварковой модели адронов. Эксперименты в области высоких энергий.

Тема 3. Электромагнитное взаимодействие

Электромагнитное взаимодействие. Фотон (гамма-квант). Квантовая электродинамика (КЭД). Уравнения Максвелла в ковариантной форме. Уравнение Клейна-Гордона. Уравнение Дирака. Уравнения Лагранжа. Лагранжиан квантовой электродинамики. Диаграммы Феймана.

Тема 4. Сильное взаимодействие

Сильное взаимодействие. Квантовая хромодинамика (КХД). Лагранжиан КХД. Глюоны и их экспериментальное подтверждение.

Тема 5. Слабое взаимодействие

Слабое взаимодействие. Универсальное четырехфермионное (V-A) – взаимодействие с заряженными и нейтральными токами. Виртоны (промежуточные векторные бозоны). Спонтанное нарушение симметрии скалярного поля. Спонтанное нарушение локальной калибровочной симметрии $SU(2)$. Механизм Хиггса. Электрослабое взаимодействие.

Тема 5. Гравитационное взаимодействие

Гравитационное взаимодействие. Уравнения Эйнштейна. Уравнения Фридмана. Квантовая теория гравитации (КТГ). Гравитон.

Тема 6. Законы сохранения, симметрии их нарушения

Непрерывные пространственно-временные симметрии (глобальные симметрии). Внутренние симметрии, Калибровочная симметрия, Группа $U(1)$, Группа $SU(2)$, Группа $SU_c(3)$. Теорема СРТ Киральная симметрия. Нарушение симметрии. Законы сохранения.

Тема 7. Единая теория поля

Единая теория поля. Суперсимметрия. Супергравитация. Суперструны.

Тема 8. Большие машины физики

Ускорители. Супермашины физики: Тэватрон Лаборатории Ферми. ЦЕРН Большой адронный коллайдер. Международный линейный коллайдер (*ILC*) (проект)

Тема 9. Современные астрофизические представления, Вселенная

Космология – наука о Вселенной в целом. Принцип Коперника и космологический принцип. Характеристики Вселенной. Возникновение Вселенной и ее эволюция.

Тема 10. Галактика и звезды

Характеристика Галактики как звездного скопления и её эволюция. Классификация звезд. Солнце, его характеристики и эволюция.

3. ПРИКЛАДНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**Тема 1. Ядерная энергетика**

Классификация ядерных реакторов. Ядерный реактор: активная зона, ядерное топливо, отражатель, теплоноситель, радиационная защита, работа и системы управления. Радиационная безопасность и аварии ядерных реакторов.

Тема 2. Дозиметрия.

Ионизирующее излучение и его характеристики. Флюенс. Экспозиционная доза. Поглощенная доза. Коэффициент качества излучения. Эквивалентная доза. Единицы измерения доз. Действие ионизирующих излучений на структуру вещества. Радиационные дефекты. Химическое действие излучений.

Тема 3. Биологическое действие излучений

Действие ионизирующих излучений на биомолекулы. клетки, органы, организм в целом. Фоновое облучение человека. «Нормы и правила радиационной безопасности (НРБ-99/2009) » и «Основные санитарные правила (ОСП-72/80)» - основные руководящие документы в области радиационной безопасности.

Тема 4. Защита от излучений

Классификация защит. Защита от внешних потоков α -частиц и β -частиц. Защита от γ -излучения. Защита от нейтронного излучения. Радиационная защита от внутреннего облучения.

Применение радиоактивных излучений в науке и технике.

Заключение

Приложение 4

Экзаменационные вопросы по дисциплине «Физика ядра и частиц»

1. Физика атомного ядра

1. Свойства атомных ядер. Состав и статические характеристики ядер.
2. Модели атомных ядер. Капельная модель. Модель ядерного ферми газа. Оболочечная модель.
3. Свойства ядерных сил и нуклон-нуклонное взаимодействие. Дейтрон и его характеристики.
4. Радиоактивность. альфа-распад, бета-распад.
5. Гамма-излучение возбужденных ядер и его характеристики. Эффект Мёссбауэра (ядерный гамма-резонанс). Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия.
6. Ядерные реакции. Сечение и выход ядерной реакции. Реакции деления тяжелых ядер. Механизм деления ядра и энергия активации. Состав продуктов деления ядра и энергия деления. Элементарная теория деления.
7. Цепные ядерные реакции деления. Формула 4-х сомножителей.
8. Термоядерные реакции. Термоядерный взрыв. Управляемый термоядерный синтез.
9. Взаимодействие ядерного излучения с веществом. Прохождение заряженных частиц через вещество.
10. Прохождение гамма-квантов через вещество. Прохождение нейтронов через вещество. Формулы Брейта Вигнера.
11. Источники частиц. Источники заряженных частиц. Ускорители. Источники γ -квантов. Источники нейтронов.
12. Методы регистрации частиц. Детекторы их типы и характеристики. Трековые детекторы. Ядерные фотоэмульсии. Пузырьковые камеры. Камера Вильсона.
13. Электронные детекторы. Счетчики заряженных частиц и γ -квантов. Гамма спектрометры и нейтронные детекторы.
14. Ядерные реакторы. Классификация. Устройство. Работа. Управление. Аварии.

2. Физика частиц

15. Частицы. Элементарные частицы и их классификация. Лептоны. Мезоны. Адроны.
16. Кварки и их характеристики. Кварковая модель адронов.
17. Эксперименты в области высоких энергий. Глубоконеупругое рассеяние электронов и нейтрино на протонах. Структура адронов (партоны). Аннигиляция e^-e^+ в адроны, двух и трехструйные события.
18. Электромагнитное взаимодействие. Гамма-квант. Элементы квантовой электродинамики (КЭД). Уравнение Клейна-Гордона. Уравнение Дирака. Лагранжиан КЭД. Диаграммы Феймана.
19. Сильное взаимодействие. Элементы квантовой хромодинамики. Лагранжиан КХД. Глюоны.

20. Слабое взаимодействие. Элементы теории слабого взаимодействия. Вионы (Векторные бозоны).
21. Дискретные симметрии. Калибровочные симметрии $U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$. Спонтанное нарушение симметрии. Механизм Хиггса.
22. Объединение взаимодействий. Элементы теории электрослабого взаимодействия. Бегущие константы связи.
23. Гравитационное взаимодействие. Квантовая теория гравитации, гравитон, гравитино. Супергравитация.
24. Понятие о единой теории поля. Суперструны и суперсимметрия.
25. Большие машины физики. Теватрон. Большой адронный коллайдер в ЦЕРНЕ. Международный линейный коллайдер (проект).
26. Современные астрофизические представления. Космология. Вселенная, её характеристики, образование и эволюция.
27. Галактики. Звезды, их классификация и эволюция. Белые карлики. Красные гиганты. нейтронные звезды. Черные дыры.
28. Ядерная астрофизика. Водородный и углеродный циклы. Ядерный нуклеосинтез.

3. Прикладная ядерная физика.

29. Классификация нейтронов. Замедление и диффузия нейтронов.
30. Дозиметрия. Флюенс. Экспозиционная доза. Поглощенная доза. Эквивалентная доза.
31. Действие ионизирующих излучений на структуру вещества. Радиационные дефекты. Химическое действие излучений.
32. Действие ионизирующих излучений на биомолекулы, клетки, органы, организм в целом. Фоновое облучение человека. «Нормы и правила радиационной безопасности (НРБ-99/2009) » и «Основные санитарные правила (ОСП-72/80)» - основные руководящие документы в области радиационной безопасности.
33. Классификация защит. Защита от внешних потоков α -частиц и β -частиц. Защита от γ -излучения. Защита от нейтронного излучения. Радиационная защита от внутреннего облучения.