



ФИЗИЧЕСКИЙ
ФАКУЛЬТЕТ
МГУ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА

teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЧАСТИЦ

КАПИТОНОВ
ИГОРЬ МИХАЙЛОВИЧ

ФИЗФАК МГУ

КОНСПЕКТ ПОДГОТОВЛЕН
СТУДЕНТАМИ, НЕ ПРОХОДИЛ
ПРОФ. РЕДАКТУРУ И МОЖЕТ
СОДЕРЖАТЬ ОШИБКИ.
СЛЕДИТЕ ЗА ОБНОВЛЕНИЯМИ
НА [VK.COM/TEACHINMSU](https://vk.com/teachinmsu).

ЕСЛИ ВЫ ОБНАРУЖИЛИ
ОШИБКИ ИЛИ ОПЕЧАТКИ,
ТО СООБЩИТЕ ОБ ЭТОМ,
НАПИСАВ СООБЩЕСТВУ
[VK.COM/TEACHINMSU](https://vk.com/teachinmsu).



БЛАГОДАРИМ ЗА ПОДГОТОВКУ КОНСПЕКТА
СТУДЕНТКУ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ
ГОНОРОВСКУЮ ЕЛЕНУ ВЛАДИСЛАВОВНУ



Оглавление

Лекция 1. Введение. Радиоактивный Распад	7
РАСПАДЫ И РАДИОАКТИВНОСТЬ. СТАТИСТИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР РАСПАДА	7
РАСПАДЫ И РАДИОАКТИВНОСТЬ.....	8
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ	10
КИНЕМАТИКА РАСПАДА	14
КОЛЛАЙДЕРЫ – УСКОРИТЕЛИ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ.....	16
Лекция 2. Открытие Атомного Ядра. Рассеяние Резерфорда	17
ОТКРЫТИЕ АТОМНОГО ЯДРА. ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА	17
ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ. ФОРМУЛА РЕЗЕРФОРДА	19
КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА.....	21
Лекция 3. Основы Квантовой Механики.....	26
КЛАССИЧЕСКАЯ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЬ.....	26
КВАНТОВОЕ СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ	29
УГЛОВЫЕ МОМЕНТЫ МИКРОЧАСТИЦ. СПИН ЧАСТИЦЫ	32
Лекция 4. Законы Сохранения В Физике Ядра И Частиц	36
ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРООБЪЕКТОВ	36
СИММЕТРИЯ К ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИНВЕРСИИ. КВАНТОВОЕ ЧИСЛО «ЧЕТНОСТЬ»	37
ТОЖДЕСТВЕННОСТЬ ЧАСТИЦ, КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА. ФЕРМИОНЫ И БОЗОНЫ	41
ПРИЛОЖЕНИЕ. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЧАСТИЦ.....	42
Лекция 5. Элементарные Частицы. Часть 1	44
УСКОРИТЕЛИ ПОСЛЕДНЕГО ПОКОЛЕНИЯ. БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ	
КОЛЛАЙДЕР (LHC).....	44
СОВРЕМЕННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ	45
ОТКРЫТИЕ БОЗОНА ХИГГСА	49
НЕЙТРИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ	49
ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ЧАСТИЦАХ.....	50
КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ.....	50
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ. КВАНТЫ ПОЛЕЙ.....	51
ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В МИРЕ ЧАСТИЦ.....	52
Лекция 6. Элементарные Частицы. Часть 2	54
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.....	54
ТЕОРИИ В МИРЕ ЧАСТИЦ, СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ	55
КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА. ДИАГРАММЫ ФЕЙНМАНА. ВИРТУАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ..	56
УЗЛЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.....	56
КВАРКОВЫЕ ДИАГРАММЫ	57

СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТЫ И ИЗОМУЛЬТИПЛЕТЫ ЛЕГЧАЙШИХ АДРОНОВ. ИХ КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА.....	58
Лекция 7. Слабое Взаимодействие И Квантовая Хромодинамика	60
Фундаментальные Частицы	60
Лептонные Заряды. Типы Нейтрино	61
Слабые Распады. Заряженные И Нейтральные Слабые Токи	61
Новое Квантовое Число Сильного Взаимодействия – «Цвет». Цветные Кварки И Бесцветные Адроны	64
Глюоны. Квантовая Хромодинамика	65
Лекция 8. Асимптотическая Свобода	66
Сравнение КЭД И КХД.....	66
Экранировка Электрического Заряда В КЭД.....	68
Экранировка И Антиэкранировка Цветового Заряда В КХД	68
Асимптотическая Свобода.....	70
Радиус Сильного Взаимодействия	71
Внутри Протона	71
Лекция 9. Физика Атомного Ядра	73
Строение Ядра. Кварки В Ядре	73
Нуклон-Нуклонное Взаимодействие. Распределение Заряда И Вещества В Ядре	73
73	
Атомное Ядро Как Нерелятивистская Квантовая Система	75
Масса И Энергия Связи Ядра.....	76
Диаграмма Ядерных Уровней.....	76
Ядерный Парк. Nz-Диаграмма Ядер	77
Синтезированные Сверхтяжелые Ядра. Энергия Отделения Нуклона.....	79
Удельная Энергия Связи Ядра. Источники Ядерной Энергии.	79
Основные Свойства Ядерного Взаимодействия.....	80
Ядро Как Капля Заряженной Жидкости. Формула Вайцзеккера.....	80
Лекция 10. Радиоактивный Распад Атомных Ядер.....	84
Распады Атомных Ядер. Общие Сведения. Типы Распадов.....	84
Альфа-Распад	84
Бета-Распад	85
Предсказание И Открытие Нейтрино. Опыт Райнеса И Коуэна	86
Гамма-Распад. Классификация Фотонов, Их Тип И Мультипольность.....	87
Правила Отбора Для Электромагнитных Переходов	88
Основные Типы Электромагнитных Возбуждений В Системах Зарядов.....	88
Длиноновое Приближение. Вероятности Электромагнитных Переходов В Этом Приближении	89

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АТОМНЫХ ЯДРАХ	90
РОЛЬ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА В БЕТА-РАСПАДЕ. РАЗРЕШЕННЫЕ И ЗАПРЕЩЕННЫЕ БЕТА-ПЕРЕХОДЫ	91
Лекция 11. Ядерные Реакции	93
ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ. ОБОЗНАЧЕНИЯ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ	93
ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ	93
ПОРОГ РЕАКЦИИ	94
МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ	95
РЕАКЦИИ ЧЕРЕЗ СОСТАВНОЕ ЯДРО И ПРЯМЫЕ РЕАКЦИИ	95
ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР. ХРОНОЛОГИЯ	97
ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР	100
АТОМНАЯ БОМБА. ИСТОРИЯ ЕЕ СОЗДАНИЯ	101
СИНТЕЗ ЯДЕР. ОСНОВНЫЕ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА	102
ВОДОРОДНАЯ (ТЕРМОЯДЕРНАЯ) БОМБА	102
СОВЕТСКИЙ ВОЕННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ ПРОЕКТ	104
Лекция 12. Модель Ядерных Оболочек	105
ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ. ИСТОРИЯ ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК	105
ОБОСНОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК. МАГИЧЕСКИЕ ЧИСЛА	105
ЯДЕРНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА	107
ОДНОЧАСТИЧНЫЕ НУКЛОННЫЕ УРОВНИ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ЯМАХ РАЗЛИЧНОГО ТИПА. ЗАПОЛНЕНИЕ ЭТИХ УРОВНЕЙ	108
УЧЕТ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ. ОБЪЯСНЕНИЕ МАГИЧЕСКИХ ЧИСЕЛ	109
РЕАЛИСТИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА НУКЛОННЫХ ОДНОЧАСТИЧНЫХ УРОВНЕЙ	110
СПИН И ЧЕТНОСТЬ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ В ОДНОЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК ...	110
УЧЁТ СПАРИВАНИЯ НУКЛОНОВ В ОДНОЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК	111
ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК	112
Лекция 13. Коллективные Возбуждения Ядер	113
НЕДОСТАТОЧНОСТЬ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДРА 113	
ТИПЫ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР. АНАЛОГИЯ С МОЛЕКУЛОЙ	113
ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕСФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР. СПЕКТР ЭТИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ У ЧЁТНО-ЧЁТНЫХ ЯДЕР. КАК ВРАЩАЕТСЯ ЯДРО	114
КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ (ВИБРАЦИОННЫЕ) УРОВНИ ЯДЕР. АНАЛОГИЯ С КАПЛЕЙ ЖИДКОСТИ .	114
ТИПЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ НИЖАЙШЕЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ В ЯДРАХ	115
СПЕКТР ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КВАДРУПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЧЁТНО-ЧЁТНЫХ ЯДЕР	117
КОМБИНАЦИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ И КОЛЛЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ ЧАСТИЦ В АТОМНОМ ЯДРЕ	118

Поляризационные Колебания В Атомных Ядрах. Гигантский (E1) Резонанс.	
Ножничные Колебания	118
Зеркальная Симметрия. Её Нарушение В Слабых Взаимодействиях.	
Опыт Ву	120
Поляризация Частиц. Спиральность. Спиральность Фотонов, Нейтрино И Других Релятивистских Лептонов	121
Лекция 14. Срт-Симетрии И Объединение Взаимодействий.....	123
Зарядовое Сопряжение	123
Ср-Преобразование И Ср-Инвариантность	123
Срт-Теорема	125
Нарушение Ср-Инвариантности	125
Объединение Взаимодействий. Первые Этапы.....	126
Пропагатор Переносчика Взаимодействий. Переопределение	
Константы Слабых Сил	126
«Бегущие» Константы Взаимодействий.....	127
Великое Объединение Взаимодействий. Симметрии Великого Объединения.	
Распад Протона.....	128
Спонтанное Нарушение Симметрии.....	129
Планковский Масштаб. Суперсимметрия	130
Суперструны.....	130
Распад Единого Взаимодействия При Охлаждении. «Вымораживание» Отдельных Фундаментальных Взаимодействий	131
Лекция 15. Вселенная.....	133
Основные Характеристики Вселенной	133
Тёмные Материя И Энергия. Критическая Плотность.....	133
Расширение Вселенной. Закон Хаббла. Большой Взрыв	134
Микроволновое Реликтовое Излучение	135
Фазовые Переходы В Горячей Вселенной. Догалактические Этапы Её Эволюции 136	
Дозвёздный Нуклеосинтез	137
Звёздная Эра. Ядерные Реакции В Звёздах	138
Эволюция Массивной Звезды	139
Сверхновые – Коллапсирующие И Термоядерные	139
Распространение Нуклидов В Солнечной Системе.....	140
Проблема Горизонта. Инфляционная Космология.....	140
Мультивселенные И Параллельные Миры	141
Конечные Этапы Эволюции Вселенной. Открытие Её Ускоренного Расширения В Современную Эпоху	141

ЛЕКЦИЯ 1. ВВЕДЕНИЕ. РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД РАСПАДЫ И РАДИОАКТИВНОСТЬ. СТАТИСТИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР РАСПАДА

Рассмотрим атом, вокруг которого вращаются электроны. Пока что будем рассматривать электрон как точечную частицу. Возьмем «микроскоп», посмотрим с большим увеличением атомное ядро, размер которого 10^{-12} см, и увидим, что оно состоит из частиц, которые называются нуклонами. Еще увеличим разрешение «микроскопа» и убедимся, что в качестве нуклона может выступать либо протон, либо нейтрон, размером 10^{-13} см. Современные эксперименты позволяют довести разрешение до 10^{-17} см и обнаружить, что нуклоны состоят из кварков. Кварк – это точечная частица. Пока что не можем еще больше увеличить разрешение по некоторым причинам, которые будут рассмотрены далее в этом курсе.

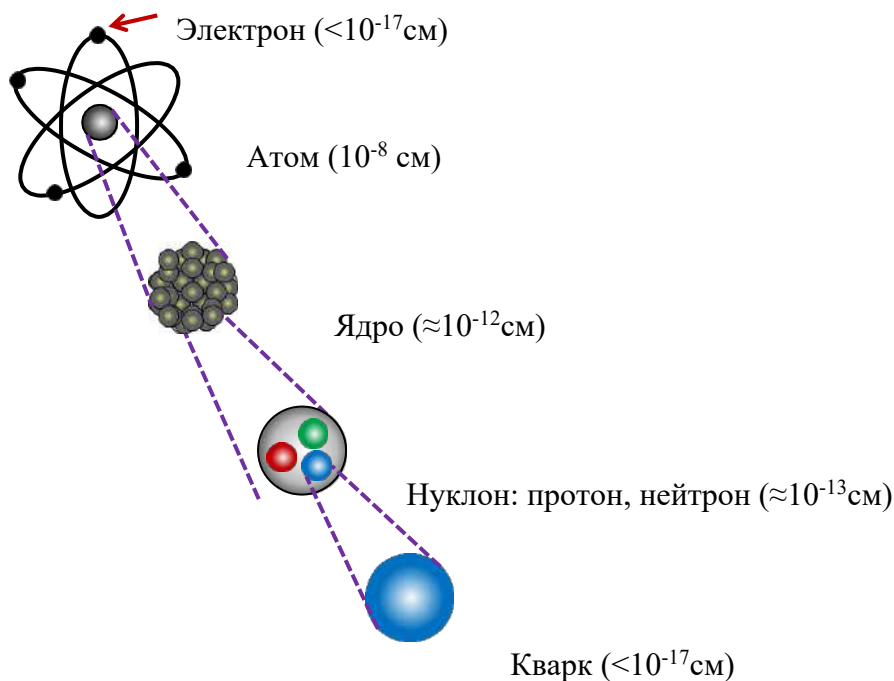


Рис. 1.1. Квантовая лестница

Мы видим, что начиная с некоторого размера молекулы (атома), вещество начинает квантоваться. На первой ступени «квантовой лестницы» в промежутке между 10^{-8} см и 10^{-12} см нет никаких тел, которые бы имели размер в этом промежутке. Также нет никаких тел, которые бы имели размер в промежутке между 10^{-12} см и 10^{-13} см.

РАСПАДЫ И РАДИОАКТИВНОСТЬ

Если взять какой-нибудь радиоактивный источник (Рис. 1.2), который испускает много типов излучения (заряженных и нейтральных) и направить пучок от этого источника через магнитное поле, то одни частицы, заряженные положительно (α -частицы) будут отклоняться налево, а отрицательно заряженные частицы (β -частицы) будут отклоняться направо. Но есть частицы, которые проходят без взаимодействия с магнитным полем – это γ -кванты. Это три основных типа радиоактивного распада.

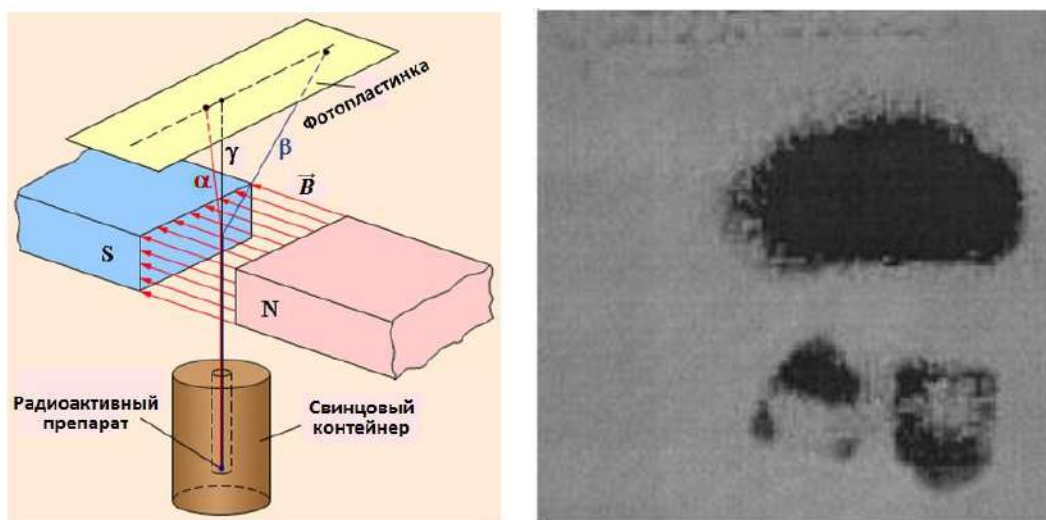


Рис. 1.2. Радиоактивность

Первое свидетельство радиоактивного распада атомных ядер, обнаруженное А. Беккерелем в 1896 г. На фотопластинке отчетливо видны потемнения, образовавшиеся в результате того, что А. Беккерель положил на нее образцы урановой соли (Рис. 1.3.)

Радиоактивность и самопроизвольное испускание

Радиоактивность – самопроизвольное испускание атомными ядрами различных частиц и излучений. К 1900 г. наблюдались основные виды радиоактивности:

- Альфа (α) распад (испускание ядер гелия) – 1898 г. Э. Резерфорд,
- Бета (β) распад (испускание электронов) – 1898 г. Э. Резерфорд,
- Гамма (γ) распад (испускание гамма-квантов) – 1900 г. П. Виллард.

Все эти распады обусловлены внутриядерными процессами. Но сами ядра были открыты лишь в 1911 г. Э. Резерфордом.

Потемнение фотопластинок, наблюдавшееся Беккерелем, было вызвано гамма-квантами и электронами, испускавшимися при радиоактивном распаде ядер урана.

Радиоактивный распад – спонтанный (случайный) процесс, характерный для событий, происходящих в микромире, т.е. на квантовом уровне. Результат каждого

отдельного события нельзя предсказать, лишь его вероятность. Это не связано с несовершенством наблюдательных приборов, а является отражением природной случайности самого квантового явления. Микромир подчиняется законам случая. Всекие случайные процессы характеризуются определенными распределениями вероятностей.

Закон радиоактивного распада

Пусть в момент времени t имеется $N(t)$ одинаковых радиоактивных ядер или нестабильных частиц и вероятность распада отдельного ядра (частицы) в единицу времени равна λ .

Тогда за промежуток dt число радиоактивных ядер (частиц) уменьшится на dN , причём

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (1.1)$$

Знак минус означает, что количество радиоактивных частиц будет уменьшаться.

Если проинтегрируем (1) выражение, получаем:

$$N(t) = N(0) \exp^{-\lambda t} = N(0) \exp^{-t/\tau} \quad (1.2)$$

где $N(0)$ число радиоактивных ядер (частиц) в момент $t = 0$. Наряду с λ используют

$\tau = \frac{1}{\lambda}$ – среднее время жизни ядра (до распада); $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ – период полураспада.

Среднее число \bar{n} распадов за малое время t , если распад происходит с не очень большой скоростью:

$$\bar{n} \approx N\lambda t \quad (1.3)$$

Кривая радиоактивного распада

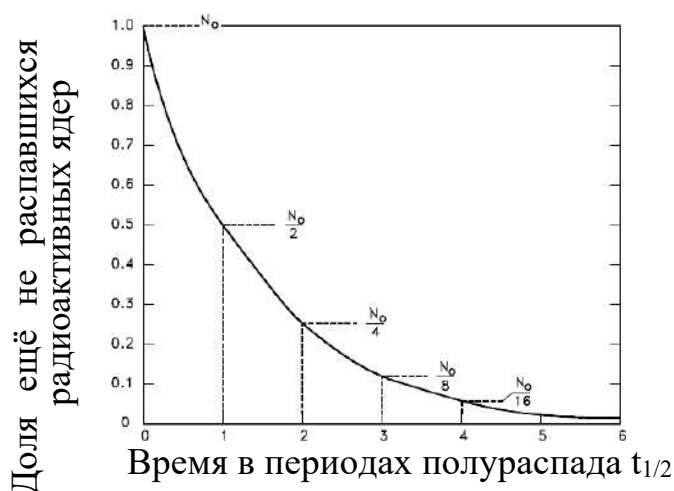


Рис. 1.3. Кривая полураспада

По прошествии каждого такого отрезка между периодами полураспада количество ядер уменьшается вдвое по сравнению с предыдущим.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ

В микромире – мире атомов (10^{-8} см), ядер ($10^{-12} - 10^{-13}$ см) и частиц ($10^{-13} - 10^{-17}$ см), где скорости движения объектов часто сопоставимы, близки или равны скоростям света, отчетливо проявляются эффекты теории относительности. Что в классической теории мы практически не наблюдаем. Рассмотрим необходимые соотношения специальной теории относительности и некоторые примеры.

Основные формулы релятивистской физики:

- Лоренц-фактор: $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, где $\beta = v/c$, а v – скорость,
- Полная энергия: $E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} = \gamma mc^2 = mc^2 + T$, где T – кинетическая энергия, p и m – импульс и масса частицы соответственно.
- Кинетическая энергия: $T = mc^2(\gamma - 1)$,
- Импульс: $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$,
- $v = c \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2}$,
- $p^2c^2 = T(2mc^2 + T) = 2Tmc^2 + T^2$.

Величина $E^2 - p^2c^2 = invariant$, где E – полная энергия частицы или системы частиц, p – импульс частица или суммарный импульс системы частиц, не зависит от системы координат. Эта величина – квадрат массы системы, а масса системы частиц не зависит от того, в какой системе координат вы работаете.

Системы единиц

Система единиц СИ в микромире совершенно не удобна, поэтому используют другие.

Гауссова + некоторые внесистемные величины:

- Единица энергии [1 электронвольт (эВ)]: $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.
1 электронвольт – это энергия, которую приобретает частица зарядом равным заряду электрона, проходя разность потенциалов 1 В.

$1\text{кэВ} = 10^3\text{эВ}$, $1\text{МэВ} = 10^6\text{эВ}$, $1\text{ГэВ} = 10^9\text{эВ}$, $1\text{ТэВ} = 10^{12}\text{эВ}$.

- Единица расстояний [1 Ферми (Фм) или фемтометр (фм)]: $1\text{Фм} = 10^{-13}$ см.

В микромире масса обычно выражается в энергетических единицах mc^2 , например, масса электрона ($9,11 \cdot 10^{-28}$ г): $m_e c^2 = 0,511\text{МэВ}$, масса протона ($1,6727 \cdot 10^{-24}$ г):

$$m_p c^2 = 938,27 \text{ МэВ.}$$

ЭФФЕКТЫ СПЕЦИАЛЬНОЙ И ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ В МИКРОМИРЕ. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФИЗИКИ

Ниже будут рассмотрены примеры следующих эффектов, проявляющихся в микромире:

1. Эффект замедления времени для релятивистской частицы.
2. Эффект сокращения расстояний в направлении движения релятивистской частицы.
3. Эффект, предсказываемый Общей теорией относительности – замедление времени в гравитационном поле (гравитационное красное смещение излучения).

Эффект замедления времени для релятивистской частицы

Рассмотрим частицы, испытывающие распад. Их собственное время жизни (среднее время жизни в покое состоянии) равно τ_0 . Количество таких покоящихся частиц со временем меняется по закону радиоактивного распада

$$N(t) = N(0) \exp \left(-\frac{t}{\tau_0} \right) \quad (1.4)$$

Если частицы двигаются со скоростью v , то за счёт релятивистского замедления времени среднее время их жизни возрастет до $\tau = \gamma \tau_0$, где Лоренц-фактор

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.5)$$

В этом случае количество частиц со временем будет меняться по закону

$$N(t) = N(0) \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) = N(0) \exp \left(-\frac{t}{\gamma \tau_0} \right). \quad (1.6)$$

Наблюдатель находится в покоящейся системе координат. Поскольку Лоренц-фактор всегда меньше единицы, то произойдет замедление скорости распада за счет этого релятивистского эффекта.

Пример. Основной компонентой космических лучей, падающих на Землю, являются протоны, энергия которых может достигать 10^{20} эВ. При попадании протонов в земную атмосферу и взаимодействии с атомными ядрами атмосферы рождаются заряженные пионы (π^\pm), которые затем в свободном полете испытывают распад на релятивистские мюоны (μ^\pm), мюонные нейтрино ν_μ (или их антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$):



$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (1.8)$$

Время распада свободного пиона $\tau_0(\pi_\pm) = 2,6 \cdot 10^{-8}$ сек.

«Ливень» вторичных частиц, рождаемых космическим протоном в атмосфере Земли

Когда протон попадает в атмосферу, он начинает взаимодействовать с ядрами атмосферы, в результате чего получаются другие частицы. Возникает дальнейшее взаимодействие и возникает такой «ливень».

В частности, при взаимодействии протона с азотом, вылетает положительный пион, он летит какое-то время, а потом распадается на положительный мюон и соответствующее нейтрино. Далее это мюон тоже испытывает распад.

В свою очередь мюоны распадаются по схеме

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.9),$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (1.10)$$

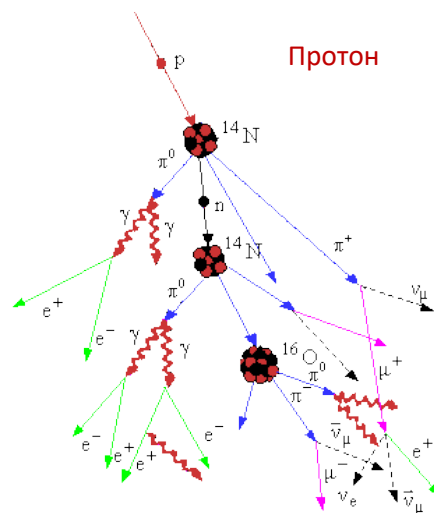


Рис.1.4. Ливень вторичных частиц

Собственное время жизни относительно такого распада $\tau_0(\mu_\pm) = 2,2 \cdot 10^{-6}$ сек.

Релятивистское замедление времени позволяет почти половине мюонов с кинетической энергией 1 ГэВ, родившихся на высоте 5 км, и движущихся в направлении Земли, достичь её поверхности.

Эффект сокращения продольного размера в Большом Адронном Коллайдере (Large Hadron Collider)

Кинетическая энергия ускоренных протонов в ЛHC достигает $7000 \text{ ГэВ} = 7 \text{ ТэВ}$. Такие протоны должны испытывать значительное уменьшение своего продольного размера (в направлении движения) за счёт релятивистского сокращения продольных размеров движущихся тел. Оценим это сокращение. Оно определяется соотношением

$$L = \frac{1}{\gamma} L_0 \quad (1.11)$$

где L и L_0 – продольные размеры движущегося (L) и покоящегося (L_0) тела, а γ – Лоренц-фактор. Найдем, до какой величины сократится продольный размер протона с кинетической энергией 7 ТэВ . Подробнее см. далее в этом курсе.

Эффект гравитационного красного смещения (замедление времени в гравитационном поле)

Явление заключается в том, что при удалении фотона от гравитирующего тела (например, Земли), его измеряемая частота уменьшается (фотон «краснеет»). Явление объясняется тем, что измеряющие эту частоту идеальные стандартные часы (атомы или атомные ядра) сами идут быстрее (увеличивают свои характерные частоты) на большей высоте, а частота фотона в статическом гравитационном поле с высотой не меняется. Так что фотон краснеет только относительно часов.

Гравитационное красное смещение предсказывается ОТО, но правильная величина этого смещения может быть получена и без использования формализма ОТО при учете всего одного положения этой теории:

Полная энергия фотона ω , т.е. его частота, не меняется при движении сквозь статический гравитационный потенциал.

Атомы и атомные ядра обладают свойством идеальных стандартных часов высокой точности. Темп или частота хода таких часов определяется энергией (суть – частотой) электромагнитного перехода между двумя какими-либо атомными (или ядерными) уровнями на Рис. 1.8. а):

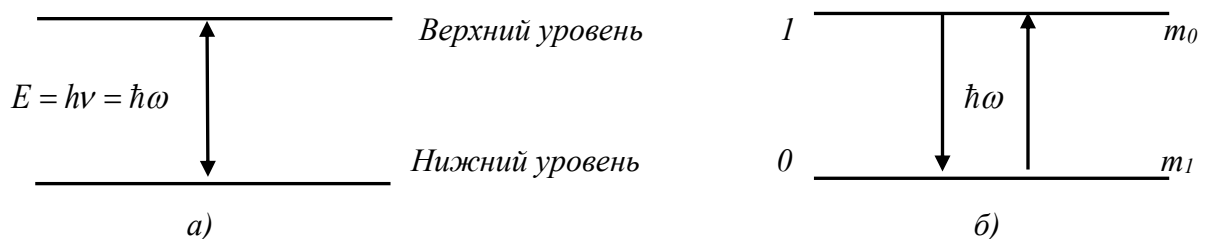


Рис.1.5. Переход между уровнями энергий

Здесь h – постоянная Планка, $\hbar = 2\pi h$ – приведённая постоянная Планка, ν – обычная частота, $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота.

Темп (частота) хода таких атомных (ядерных) часов определяется частотами ν или ω .

Вывод основного соотношения

Рассмотрим атомное ядро (или атом) в двух энергетических состояниях – основном $E_0 = m_0c^2$ и первом возбужденном $E_1 = m_1c^2$.

При переходе $1 \rightarrow 0$ испускается фотон с частотой $\omega = \frac{E_1 - E_0}{\hbar} = \frac{(m_1 - m_0)c^2}{\hbar} = \frac{\Delta mc^2}{\hbar}$.

Поднимем ядро на высоту H в гравитационном поле Земли. И разность энергий уровней возрастёт на приращение потенциальной гравитационной энергии $\Delta U = \Delta mgH$. Частота фотона, отвечающего переходу между уровнями, возрастёт на величину

$$\Delta\omega = \frac{\Delta U}{\hbar} = \Delta m \frac{gH}{\hbar}. \text{ И так, имеем относительное приращение частоты } \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{gH}{c^2}.$$

Свяжем с рассматриваемым двухуровневым ядром соответствующие ядерные часы, темп хода которых задается частотой ω . Подъём из глубины гравитационного потенциала приводит к увеличению темпа работы часов. Пусть при переходе $1 \rightarrow 0$ между уровнями нижнего ядра испущен фотон с частотой ω , летящий в сторону верхнего ядра. Согласно ОТО фотон в стационарном гравитационном потенциале не меняет частоту и он прилетает к верхнему ядру (верхним часам) с той же частотой ω . Верхнее ядро «увидит» снижение частоты прилетевшего снизу фотона по сравнению с собственной (возросшей) частотой на величину $\Delta\omega = \omega \frac{gH}{c^2}$.

Будет зафиксирован снижение темпа работы нижних часов по сравнению с верхними. Снижение темпа работы нижних часов верхний наблюдатель воспринимает как покраснение (увеличение длины волны) прилетевшего снизу фотона.

КИНЕМАТИКА РАСПАДА

Необходимые условия распада $M \rightarrow m_1 + m_2 + m_3 + \dots = \sum_i m_i$ является выполнение условия $M > \sum_i m_i$. Выделяющуюся при распаде энергию

$$Q = (M - \sum_i m_i)c^2 \quad (1.12)$$

называют энергией распада.

При двухчастичном распаде $A \rightarrow B + C$ энергия Q строго определённым образом распределяется между продуктами распада – их спектр дискретен. Пример – распад

пиона: $\pi_+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. При трёхчастичном и более распаде энергия Q случайным образом распределяется между продуктами распада – их спектр непрерывен. Пример – распад нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

Рассмотрим реакцию $A + B \rightarrow C + D + \dots$. Закон сохранения энергии через массы m и кинетические энергии «участников» процесса:

$$(T_A + T_B) + (m_A + m_B)c^2 = (T_C + T_D + \dots) + (m_C + m_D + \dots)c^2. \quad (1.13)$$

Энергия реакции: $Q = (m_A + m_B)c^2 - (m_C + m_D + \dots)c^2$ и закон сохранения реакции приобретает вид: $(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) + Q$.

При $|Q| > 0$ (выделение энергии) $(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) + |Q|$, т.е. суммарная кинетическая энергия «участников» экзотермической реакции возрастает.

Если $|Q| < 0$ и реакция идет с поглощением энергии, то получаем: $(T_C + T_D + \dots) = (T_A + T_B) - |Q|$, реакция возможно только при $T_A + T_B \geq |Q|$.

Порог реакции – минимальная величина $T_A + T_B$, при которой эндотермическая реакция возможна.

Кинематику объектов, вступающих в реакцию, принято рассматривать в двух системах координат:

1. Системе Центра Инерции – СЦИ.
2. Лабораторной Системе Координат – ЛСК.

В СЦИ общий центр инерции объектов покоится. Если объектов два, то они оба движутся навстречу друг другу, т. е. одновременно исполняют роль снаряда и мишени. В ЛСК один объект, исполняющий роль снаряда, летит на другой, неподвижный, исполняющий роль мишени, их общий центр инерции движется. Минимальный порог в СЦИ: $E_{\text{пор(сци)}} = (T_A + T_B)_{\text{min}} = |Q|$. В Лабораторной Системе Координат (ЛСК) порог возрастает за счет того, что центр инерции системы движется. Величина порога при этом возрастает по сравнению с СЦИ на энергию движения центра инерции: $v_{\text{ци}} = 0$. В СЦИ в пороге все продукты реакции покоятся неразделёнными, (но уже несвязанными друг с другом) в том месте, где произошла реакция. В ЛСК в пороге все продукты реакции двигаются с одинаковой скоростью $v_{\text{ци}}$ неразделёнными (но уже несвязанными друг с другом): $v_{\text{ци}} > 0$.

Вывод формулы для пороговой энергии в ЛСК

Используем релятивистский инвариант: $(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i c)^2 = \text{invariant}$.

В СЦИ в пороге: $E = m_C c^2 + m_D c^2 + \dots, \sum_i \vec{p}_i c = 0$, а в ЛСК: $E = T_A + m_A c^2 + m_B c^2$, и

$p^2 c^2 = T_A (2m_A c^2 + T_A)$. Пороговое значение $T_A(por)$ в ЛСК получается приравниванием инварианта в ЛСК пороговому инварианту в СЦИ:

$$\left((T_A)_{por} + m_A c^2 + m_B c^2 \right)^2 - (T_A)_{por} (2m_A c^2 + (T_A)_{por}) = m_C c^2 + m_D c^2 + \dots \quad (1.14)$$

Откуда $(T_A)_{por} = \frac{(m_C + m_D + \dots)^2 c^4 - (m_A + m_B)^2 c^4}{2m_B c^2}$. Это выражение можно привести к виду:

$$(T_A)_{por} = |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} + \frac{|Q|}{2m_B c^2} \right) \approx |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} \right) \quad (1.15)$$

КОЛЛАЙДЕРЫ – УСКОРИТЕЛИ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

Коллайдеры отвечают протеканию реакции в СЦИ. При высоких энергиях они обеспечивают колоссальное преимущество над обычными ускорителями с неподвижной мишенью, так как практически вся энергия ускоренных частиц в них может быть направлена на рождение новых частиц. Например, эксперимент в 1983 г. в CERN, позволивший открыть кванты слабого поля – бозоны W^\pm и Z в реакции $p + p \rightarrow Z$. Для его рождения достаточно иметь в СЦИ (протон-антипротонный коллайдер) частицы с энергиями по 44,7 ГэВ. В то же время для рождения Z -бозона в ЛСК (мишень – жидкий водород, бомбардирующие частицы – антипротоны), нужны антипротоны с энергией не менее 4,420 ТэВ!

Эквивалентные ускорители

Ускорители с неподвижной мишенью (система ЛСК) и на встречных пучках (система СЦИ) называются эквивалентными, если они обеспечивают одну и ту же энергию, идущую на изменение внутреннего состояния сталкивающихся частиц или рождения новых частиц одной массы. Получаем энергию ускорителя в ЛСК, эквивалентную ускорителю в СЦИ: $T = \frac{2T'}{mc^2} (T' + 2mc^2)$, в релятивистском случае:

$T \approx \frac{2T'^2}{mc^2}$, здесь T' - кинетические энергии сталкивающихся частиц в СЦИ.

ЛЕКЦИЯ 2. ОТКРЫТИЕ АТОМНОГО ЯДРА. РАССЕЯНИЕ РЕЗЕРФОРДА

ОТКРЫТИЕ АТОМНОГО ЯДРА. ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА

Ключевые этапы в познании строения ядра

- 1909 г. – Опыты Гейгера и Марсдена (опыт Резерфорда, Англия)
- 1911 г. – Открытие ядра атома (Резерфорд, Англия),
- 1919 г. – Открытие протона (Резерфорд, Англия),
- 1932 г. – Открытие нейтрона (Чэдвик, Англия),
- 1932 г. – Протон-нейтронная модель ядра (Майорана, Италия; Д.Д. Иваненко, СССР; Гейзенберг, Германия)
- 1964 г. – Кварковое строение протона и нейтрона (Гелл-Манн, Цвейг, США)

Атом состоит из трех типов частиц: p, n, e .

Таблица 2.1. Некоторые свойства частиц, из которых состоит атом

Частица	Заряд	Спин	Масса (mc^2), МэВ	Среднее время жизни
p	$+e$	$1/2$	938,272	$> 10^{33}$ лет
n	0	$1/2$	939,565	$880,2 \pm 1,0$ с
e	$-e$	$1/2$	0,511	$> 6,6 \cdot 10^{28}$ лет

Опыт Резерфорда

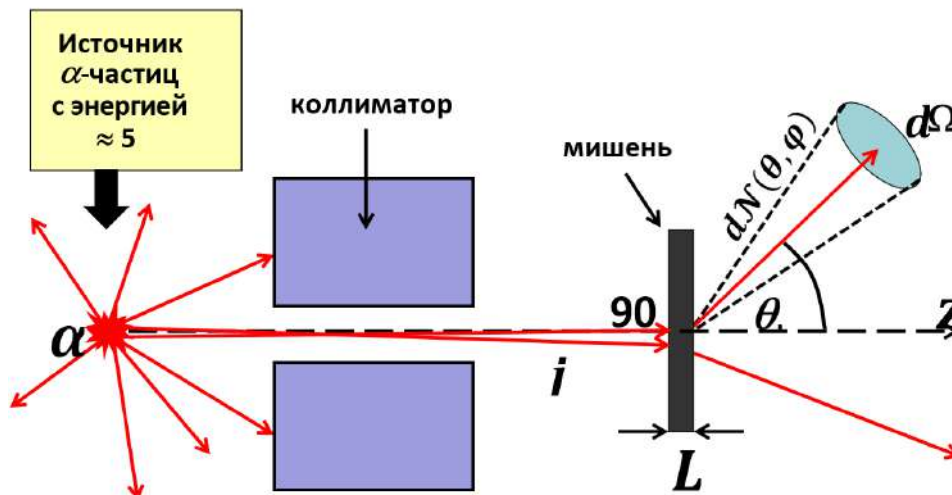


Рис. 2.1. Экспериментальная установка для иллюстрации опыта Резерфорда

В опыте Резерфорда (Рис.2.1) использовались естественные радиоактивные источники альфа-частиц (с энергией примерно 5 МэВ). Мишенью выступали тонкие

фольги платины или золота. Пройдя через коллиматор и попадая на мишень, эти альфа-частицы испытывают действия кулоновского поля ядра и изменяют траекторию. Фиксируются альфа-частицы, попавшие в телесный угол под разными углами θ .

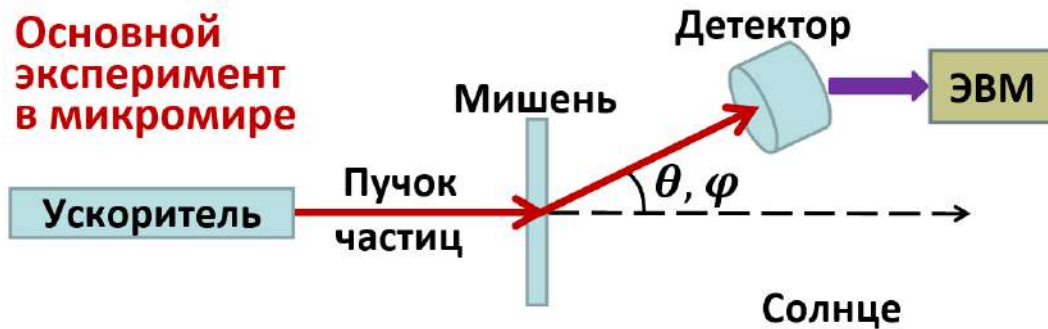


Рис. 2.2. Основная установка в микромире

На Рис.2.2. показан основной эксперимент в микромире (например, рассеяние или ядерная реакция) – опыт по схеме Резерфорда.

До опыта Резерфорда существовала модель атома Томсона (открывателя электрона), согласно которой атом - в целом нейтральная сфера размером 10^{-8} см с равномерно распределёнными по её объёму положительным зарядом и массой. Электроны представлялись вкрапленными в эту сферу, подобно «изюму в пудинге».

В опыте Резерфорда было обнаружено, что примерно в одном случае из 8000 однократно рассеянная α -частица отражается мишенью назад, т. е. меняет импульс на противоположный. Это нельзя объяснить моделью Томсона, в которой атом - слишком рыхлая система и силы, действующие на α -частицу, слишком малы, чтобы резко изменить её траекторию. Повернуть α -частицу обратно может лишь очень компактный ($\ll 10^{-8}$ см). Положительно заряженный объект с массой $M \gg m_\alpha$.

Для того, чтобы в опыте по Резерфордовскому рассеянию альфа-частиц достичь границы ядра, необходимо использовать альфа-частицы от ускорителя.

Замечание. В Гауссовой системе единиц

- *переходная постоянная* $\hbar c = 197$,
- *постоянная тонкой структуры* $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$,

произведение этих констант $\alpha \cdot \hbar c = 1,44 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}$.

Обозначение ядра: ${}^A_Z S$, где $A = Z + N$, Z – число протонов, N – число нейтронов.

Что мог сказать Резерфорд про размер ядра?

Рассмотрим ядро золота в фольге в опыте Резерфорда (см. Рис.2.3). Будем говорить об обратном рассеянии (альфа-частица движется в противоположную сторону после рассеяния). Обозначим за r_{min} – расстояние минимального сближения. Это расстояние отвечает тому случаю, когда вся кинетическая энергия альфа-частицы переходит в энергию кулоновского отталкивания альфа-частица на этом расстоянии, а это кулоновского отталкивание в Гауссовой системе единиц дается формулой (2.3).

Тогда радиус ядра можно найти из формулы:

$$T_{\alpha} = V_{coul} = \frac{Z_{\alpha}Z_c e^2}{r_{min}}, \quad (2.1)$$

Откуда следует, что $r_{min} = 46$ Фм, что больше радиуса атома золота в 10 раз.

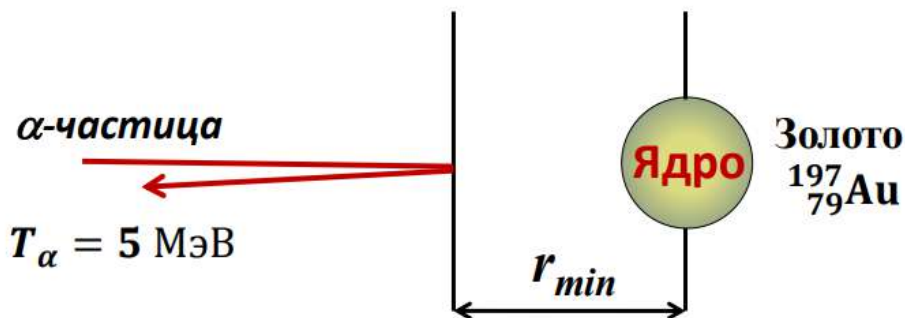


Рис.2.3. Иллюстрация для вычисления размера ядра

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ. ФОРМУЛА РЕЗЕРФОРДА

Эффективное сечение реакции

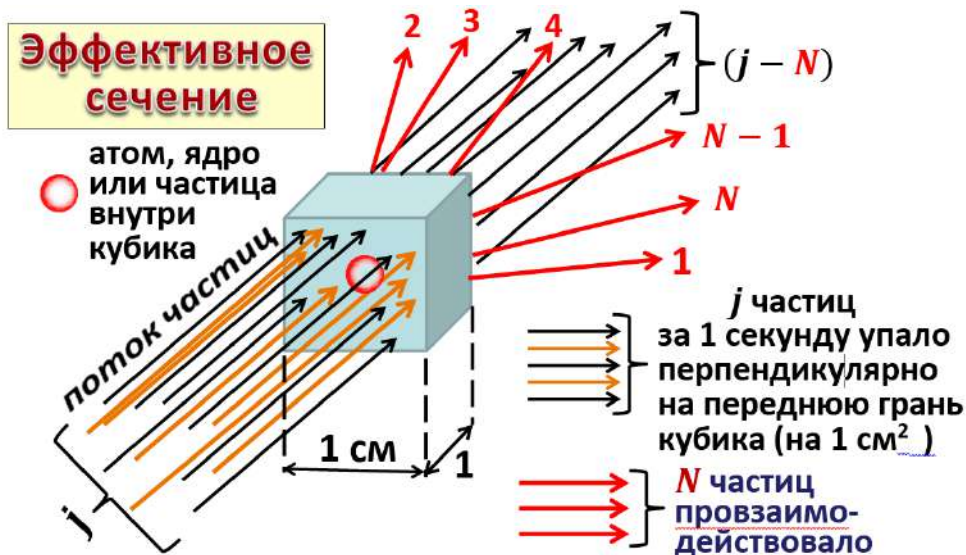


Рис.2.4. Эффективное сечение рассеяния

Все процессы квантового мира носят вероятностный характер, поэтому вводят

понятие вероятности взаимодействия или эффективного сечения. Выделим в пространстве воображаемый кубик (объемом 1 см^3) и поместим туда одно ядро (атом или частицу). На этот воображаемый кубик будем направлять однородный поток одинаковых частиц с плотностью потока j . Взаимодействие положительной альфа-частицы с ядром – случайно. Пусть N частиц провзаимодействовали с ядром.

Вероятность взаимодействия или *эффективного сечения*:

$$\sigma = \frac{N}{j}, \quad (2.2)$$

где j – плотность потока частиц, размерность $[\sigma] = \text{см}^2$.

Теперь рассмотрим случай, когда мишень состоит из множества ядер. Выяснили, что полное сечение на одном ядре в 1 см^3 : $\sigma = N/j$. Тогда число N частиц, испытавших в единицу времени взаимодействие с ядрами тонкой мишени и изменивших траекторию (однократно рассеявшихся), даётся выражением:

$$N = jnSL\sigma = jM\sigma, \quad (2.3)$$

где n – число ядер мишени в 1 см^3 , SL – число кубиков объемом 1 см^3 , $S = \pi r^2$ – площадь поперечного сечения облучаемой части мишени, M – число рассеивающих центров в облучаемой части мишени. Получаем, что $dN(\theta, \phi) = jMd\sigma(\theta, \phi) \Rightarrow$

$$\frac{N(\theta, \phi)}{d\Omega} = jM \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} \quad (2.4)$$

$\frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega}$ - дифференциальное сечение рассеяния (см. Рис.2.1).

Формула Резерфорда

Для однократного кулоновского взаимодействия точечных заряженных частиц и ядер, не имеющих внутреннего вращательного момента (спина) имеет место формула Резерфорда для дифференциального сечения упругого рассеяния (отдачей ядра пренебрегаем):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_\alpha Z_{core} e^2}{4T_\alpha} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2.5)$$

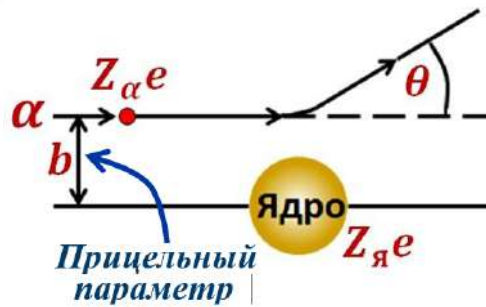


Рис.2.5. Поясняющий рисунок к формуле Резерфорда

Замечание. Для прицельного параметра, угла рассеяния θ и расстояния минимального сближения существует связь:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2b} = \frac{r_{min}}{2b} = \frac{Z_{\alpha} Z_{core} e^2}{2b T_{\alpha}}. \quad (2.6)$$

КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА

Краткая история

- Зарождение представления о кванте излучения (1900 г., Планк)
- Гипотеза о волнах, связанных с каждой материальной частицей (1924 г., де Бройль).
- Введение понятия спина и формулировка принципа запрета для частиц с полуцелым спином (1925 г., Паули).
- Формулировка матричной квантовой механики (1925 г., Гейзенберг).
- Формулировка волновой квантовой механики и получение нерелятивистского волнового уравнения (1926 г., Шредингер).
- Установление принципа (соотношения) неопределённости (1927 г., Гейзенберг).
- Получение релятивистского квантового уравнения (1928 г., Дирак).

1923-1924 гг. Луи де Бройль:

Гипотеза о волнах, связанных с каждой материальной частицей (Nobel Prize 1929 г. за открытие волновой природы электрона)

Были известны следующие соотношения для фотона: $E = \hbar\omega = h\nu = pc$, отсюда следует, что $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{\hbar}{\lambda}$, т.к. $\nu\lambda = c$. Де Бройль обобщил соотношение $p = \hbar / \lambda$ для любой (в том числе и массивной) частицы (вначале – для электрона).

В 1927 г. Дэвиссон и Джермер (США) и Дж. Томсон (Англия) впервые наблюдали дифракцию электронов.

Дифракция

Дифракцию (см. Рис.2.4) можно наблюдать, например, при рассеянии волны на сферическом объекте (ядре) при условиях:

- 1) длина волны падающего излучения больше радиуса ядра,
- 2) четкие границы объекта.

Если выполняются эти два условия, то на экране можно увидеть дифракционную картину - зависимость интенсивности рассеянного излучения. Интенсивность излучения суть дифференциальное сечение рассеяния. Наблюдаем картину из максимумов и минимумов интенсивности.

Частицы – волны де Бройля

Удобные формулы для расчёта длин волн:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \begin{cases} \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{2mc^2T}}, v \ll c \\ \frac{hc}{pc} \approx \frac{hc}{T} = \frac{2\pi\hbar c}{T}, v \approx c \end{cases} \quad (2.7)$$

Промежуточный (универсальный) случай: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{T(2mc^2 + T)}}$.

Два условия дифракции:

- 1) $\lambda < R$,
- 2) Чёткие границы объекта.

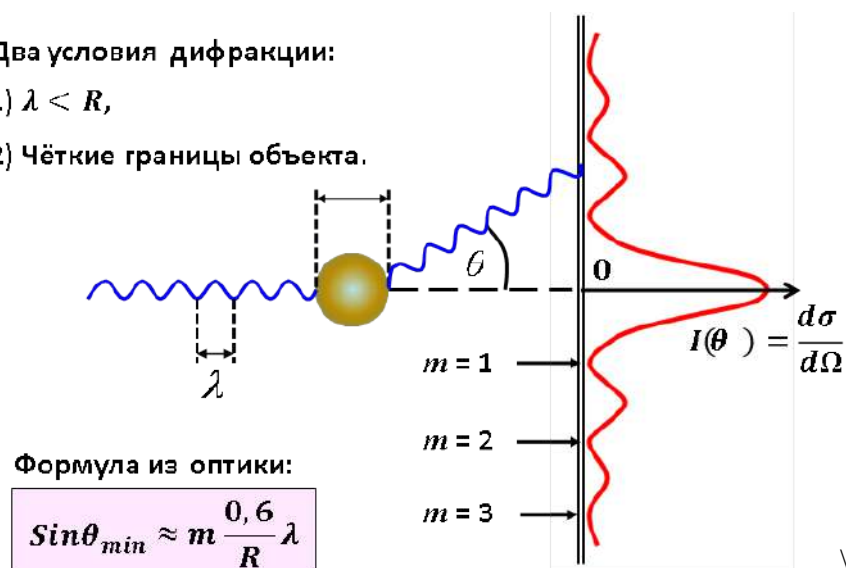


Рис.2.6. Дифракция на круглом (сферическом) объекте

Если предположить, то утверждение про дифракцию частиц верно, то при рассеянии протонов на ядрах кислорода, можно наблюдать дифракцию. Если сделаем так, что длина протонов с энергией 1 ГэВ будет меньше радиуса ядра, то будет

наблюдаться дифракционная картина как на Рис.2.5. Минимумы не достигают нуля в связи с тем, что ядро имеет не вполне четкую границу, немного размазанную.

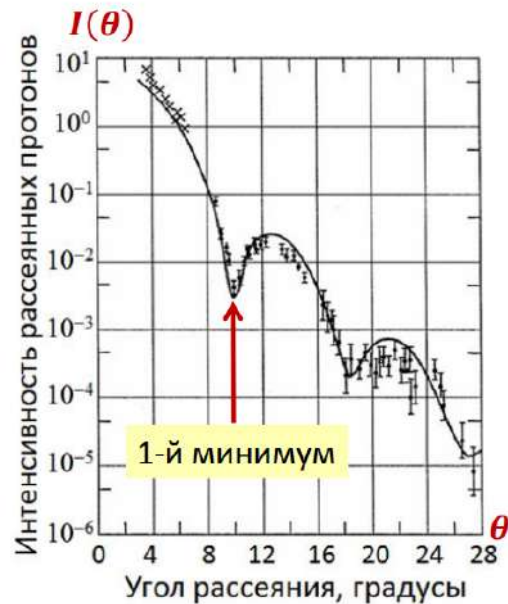


Рис.2.7. Экспериментальные данные при дифракции протонов на ядрах кислорода

Опыт с двумя щелями

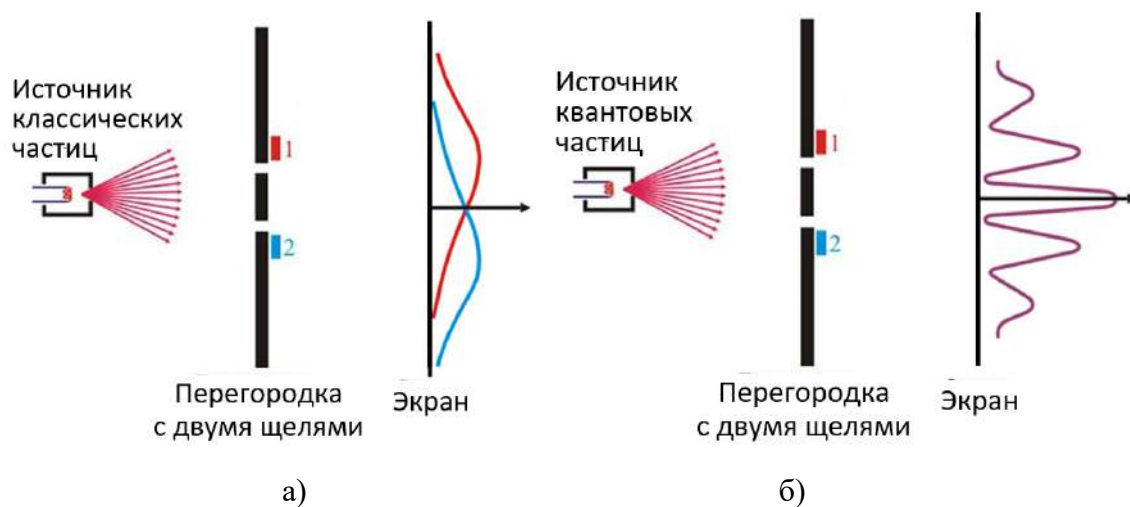


Рис. 2.8. а) - опыт с классическими частицами; б) – опыт с квантовыми частицами.

Результаты опыта с двумя щелями

1. Классические частицы посылаются на две щели. Они ударяют в экран хаотично.
2. Волны посылаются на две близкие щели, что вызывает интерференцию. На экране возникают характерные интерференционные полосы.
3. Квантовые объекты падают на две щели. Квантовая волна, касаясь экрана,

внезапно редуцирует (схлопывается) в частицу и это происходит чаще там, где интерферирующая волна интенсивнее. И так, для квантовых объектов наблюдаются столкновения с экраном как для классических частиц и интерференционные полосы как для волн.

4. Если экспериментатор определяет, через какую щель проходит волна, то она в точке наблюдения редуцирует (схлопывается) и проходит теперь только через одну из двух щелей. Интерференция больше не возникает и интерференционные полосы на экране не появляются. В присутствии наблюдателя эксперимент модифицируется.

Этот опыт свидетельствует о дуализме «волна-частица» квантового объекта

- Когда мы наблюдаем за квантовым объектом, он всегда предстает компактной частицей малых размеров в определенной точке пространства.
- Когда мы не «смотрим» на него, он «размазан» в пространстве в виде некой волны.
- Амплитуда этой волны в данной точке пространства (точнее, квадрат амплитуды) пропорциональна вероятности обнаружить квантовый объект в данной точке пространства.
- Волна схлопывается в компактную частицу с вышеуказанной вероятностью, когда мы «посмотрим» на квантовый объект.

Квантовый объект не имеет определенного положения до проведения измерения.

Каждой частице с импульсом \vec{p} сопоставляется волна де Бройля с длиной волны $\lambda = h/p$ - волна вероятности. В квантовой механике она описывается волновой функцией $\Psi(\vec{r}, t)$. Именно она определяет состояние частицы. Так, волновая функция свободной частицы с энергией E – это плоская монохроматическая волна:

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \exp^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = A \exp^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)} \quad (2.8)$$

где $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$, $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$, а A – амплитуда. Двукратное дифференцирование этого соотношения приводит к уравнению Шредингера для свободной частицы (см. Лекцию 16).

Квадрат модуля волновой функции $|\Psi(\vec{r}, t)|^2$ равен вероятности найти частицу в единичном объеме пространства вокруг точки \vec{r} в момент времени t . Полная вероятность найти частицу во всем пространстве:

$$\iiint |\Psi(\vec{r}, t)|^2 dx dy dz = 1. \quad (2.9)$$

Свет, как и любая другая электромагнитная волна, это сгустки (гроздь) точечных

фотонов в гармоническом порядке летящих в одном направлении.

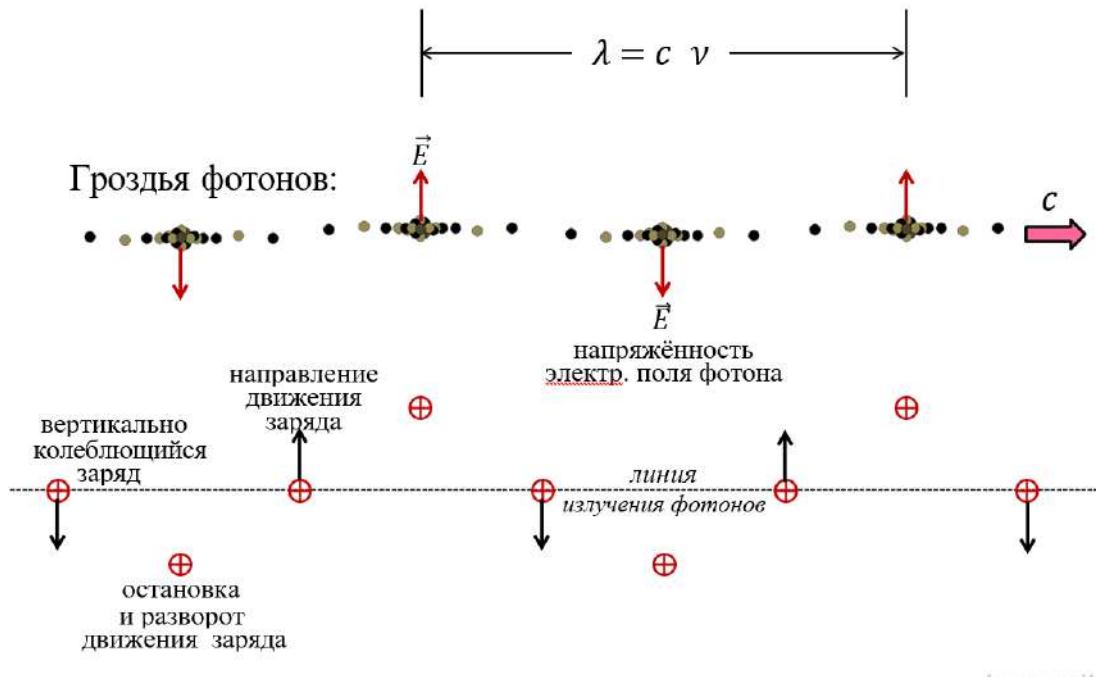


Рис. 2.9. Более детальная структура электромагнитной волны

Уравнение для волновой функции в 1926 г. получил Э. Шредингер. Оно имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi \quad (2.10)$$

Здесь \hat{H} - оператор Гамильтона, квантовый аналог классической функции Гамильтона, равной для одной частицы сумме кинетической энергии и энергии взаимодействия этой частицы с внешним полем:

$$H = T + U(\vec{r}, t). \quad (2.11)$$

Волновая функция не является непосредственно наблюдаемой величиной. Такими величинами являются средние значения $\langle A \rangle$ физических величин A . Величина A имеет разные значения в разных точках. В общем виде сами возможные значения этой величины и соответствующие им волновые функции подчиняются операторному уравнению (уравнению на собственные значения):

$$\hat{A} \Psi = A \Psi. \quad (2.12)$$

Среднее значение физической величины A дается выражением (см. Лекцию 16):

$$\langle A \rangle = \iiint A |\Psi|^2 dx dy dz = \int \Psi^* \hat{A} \Psi dv \quad (2.13)$$

ЛЕКЦИЯ 3. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

КЛАССИЧЕСКАЯ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЬ

Точное описание состояния объекта в классической физике требует одновременного знания его координаты и импульса. Для волнового движения, однако, это невозможно. Рассмотрим плоскую монохроматическую волну:

$$\Psi(\vec{r}, t) = A \exp^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (3.1)$$

Эта волна описывает движение с определенным импульсом $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, но ее координата полностью не определена.

Плоская волна

Формально координата и импульс входят в выражение для плоской волны симметрично и возможны два варианта:

1. Импульс \vec{p} фиксирован, меняется координата \vec{r} (меняющаяся переменная обозначена жирным);
2. Координата \vec{r} фиксирована, меняется импульс \vec{p} :

$$\Psi = A \exp^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = A \exp^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)} = \begin{cases} \Psi(\vec{r}, t) = A \exp^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)} \\ \Psi(\vec{p}, t) = A \exp^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)} \end{cases} \quad (3.2)$$

При распространении волны каждая её фаза, сохраняя своё значение, перемещается в определённом и одинаковом для всех элементов волны направлении со скоростью, присущей данной волне. Этому отвечает условие:

$$(\vec{p}\vec{r} - \omega t) = const \quad (3.3)$$

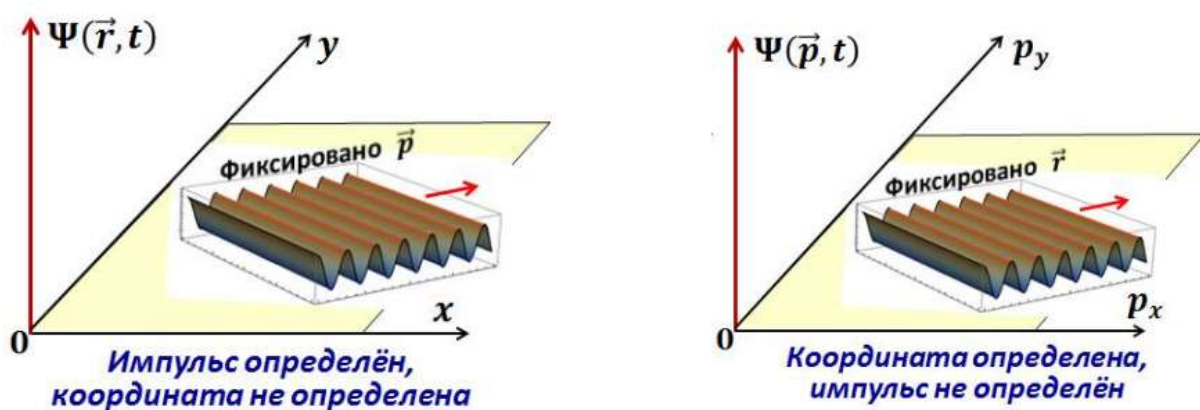


Рис.3.1. Распространение плоской волны в пространстве

Если импульс определен, а координата не определена, то это отвечает распространению плоской волны в координатном пространстве.

Если координата определена, а импульс не определён, то это отвечает распространению плоской волны в пространстве импульсов (Рис.3.1).

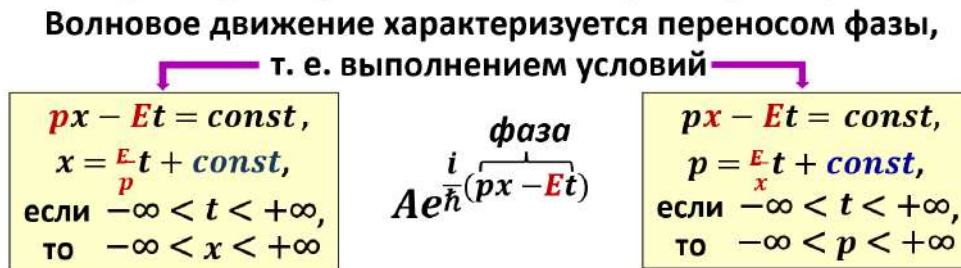


Рис.3.2. Условия при волновом движении

Возможен ли случай, когда состояние волнового движения «концентрируется» в некой ограниченной области пространства? Да, если имеем волновое состояние в виде совокупности плоских волн одинаковой энергии, но с разными и близкими волновыми числами k (импульсами p) - так называемый «волновой пакет».

Рассмотрим в качестве примера пакет волн с однородным распределением волновых чисел в пределах интервала $k_0 - \Delta k \leq k \leq k_0 + \Delta k$. Поскольку все волны, образующие пакет, имеют одну частоту, то представим волновую функцию в виде произведения «пространственной» и «временной» частей:

$$\Psi(x, t) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} A(k) \exp^{i(kx - \omega t)} dk = \psi(x) \exp^{-i\omega t}. \quad (3.4)$$

Для однородного распределения волновых чисел амплитуды A всех парциальных волн одинаковы:

$$\psi(x) = A \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} \exp^{ikx} dk. \quad (3.5)$$

Рассмотрим волновой пакет с гауссовым распределением волновых чисел:

$$A(k) = \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} \exp^{-\frac{k^2}{2a^2}}. \quad (3.6)$$

Говорят о распределении волновых чисел в виде «ящика»:



Рис.3.2. Волновой пакет

Тогда пространственная часть волновой функции определяется выражениями:

$$\psi(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) \exp^{ikx} dk = \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp^{-\frac{k^2}{2a^2}} \exp^{ikx} dk = \exp^{-\frac{k^2}{2a^2}} \quad (3.7)$$

а квадрат модуля волновой функции:

$$|\psi(x)|^2 = \exp^{-a^2 x^2}. \quad (3.8)$$

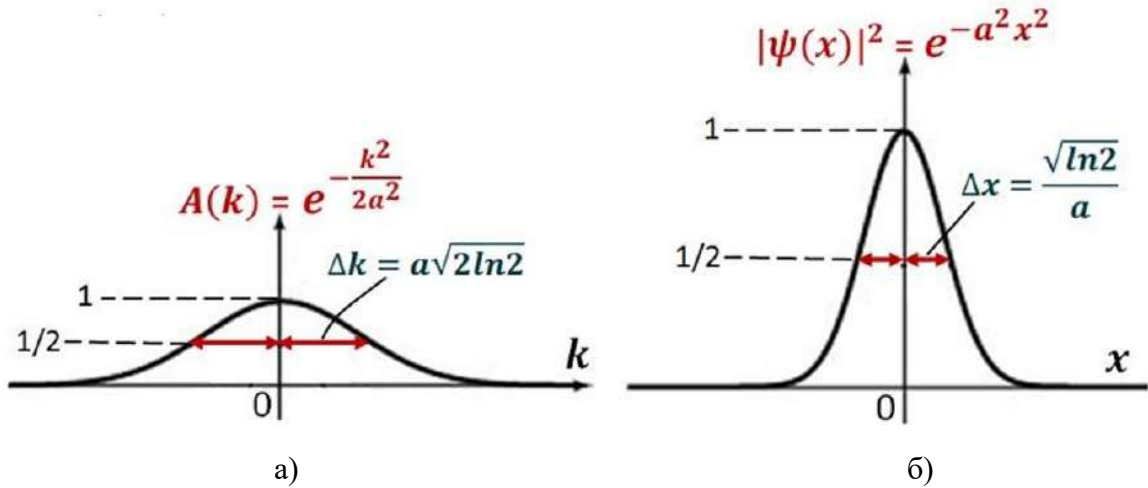


Рис.3.3. а) – Зависимость амплитуды от волнового числа; б) – зависимость квадрата модуля волновой функции от координаты.

Заметим, что $\Delta k \Delta x = a\sqrt{2 \ln 2} \cdot \frac{\sqrt{\ln 2}}{a} \approx 1$.

Итак, для гауссового волнового пакета произведение неопределённости Δk в волновом числе на неопределённость Δx в координате можно оценить выражением:

$$\Delta k \Delta x \approx 1. \quad (3.9)$$

Это выражение играет роль *классического соотношения неопределенности*.

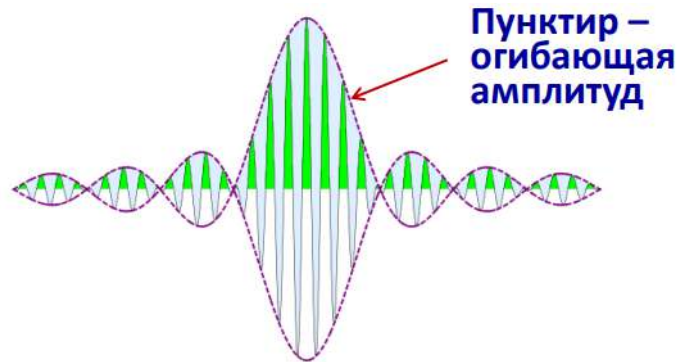


Рис. 3.4. Огибающая амплитуд

Так как в волновом пакете составляющие его (парциальные) волны имеют разные волновые числа k , т. е. разные импульсы p , а значит перемещаются с разными скоростями, то происходит расплывание (расползание) волнового пакета с течением времени. Поэтому, в частности, нельзя компактную квантовую частицу представлять в виде волнового пакета.

КВАНТОВОЕ СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

От классического соотношения неопределенности легко перейти к квантовому.

Учтём, что для квантовой частицы $\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} = \frac{1}{k}$, поэтому $\Delta k = \Delta p \hbar$. Получаем:

$$\Delta k_x \Delta x \approx 1 \text{ и } \Delta p_x \Delta x \approx \hbar.$$

Квантовое соотношение будем записывать в виде:

$$\Delta p \cdot \Delta r \approx \hbar \text{ или } \Delta p \cdot \Delta r \geq \hbar. \quad (3.10)$$

Из этого соотношения следует, что в микромире невозможно точное знание координаты и импульса объекта. *Он не имеет определенной траектории.*

Неопределенность квантового описания

Состояние частицы в классической физике в любой момент времени описывается заданием 6-ти величин – 3-х координат и 3-х проекций импульсов (x, y, z, p_x, p_y, p_z).

Зная эти величины в момент времени t , можно однозначно описать эволюцию системы под действием известных сил во все последующие моменты времени. В квантовом мире не все наблюдаемые величины могут иметь точно определённые значения. В состоянии $\Psi(\mathbf{r}, t)$ можно говорить лишь о вероятностном распределении значений наблюдаемых.

В квантовом мире не все наблюдаемые величины могут иметь точно определённые значения. Так частица не может иметь одновременно определённые значения импульса и координат. Поэтому понятие движения частицы по строго определённой траектории лишено смысла. В состоянии $\Psi(\mathbf{r}, t)$ можно говорить лишь о вероятностном распределении значений наблюдаемых. Также можно говорить лишь о вероятности реакции (или распада), а не об их протекании наверняка.

Из-за того, что количество величин, характеризующих квантовый объект, в любой момент времени сокращается вдвое по сравнению с классическим (либо три координаты x, y, z , либо три проекции импульса p_x, p_y, p_z , и волновая функция может иметь вид либо $\Psi(\mathbf{r}, t)$, либо $\Psi(\mathbf{p}, t)$), квантовое описание выглядит существенно менее определённым и полным, чем классическое и приобретает статистический (вероятностный) характер.

Пары величин, которые в квантовом мире не могут одновременно иметь определённые значения, называют канонически сопряжёнными. Помимо пары импульс и координата, это: энергия E частицы и момент времени t , в который она измеряется, это: z -компонента J_z момента количества движения и угол ϕ поворота в плоскости xy .

Помимо пары: импульс \mathbf{p} и координата \mathbf{r} , это: энергия E частицы и момент времени t , в который она измеряется, это: z -компонента J_z момента количества движения и угол ϕ поворота в плоскости xy .

В любом квантовом состоянии из каждой пары таких величин (\mathbf{p} и \mathbf{r} , E и t , J_z и ϕ) определённое значение может иметь только одна из них, либо обе не имеют определённого значения. Количественно это выражается соотношениями неопределённости Гейзенберга.

Соотношение Гейзенберга

Произведение неопределённостей двух канонически сопряжённых величин должно быть не менее:

$$\Delta p \cdot \Delta r \geq \hbar \quad (3.11)$$

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (3.12)$$

$$\Delta J_z \cdot \Delta \phi \geq \hbar \quad (3.13)$$

В частности, соотношение «энергия-время» означает, что определение энергии с точностью ΔE должно занять интервал времени не менее Δt или по-другому, баланс энергии можно нарушить на ΔE , но на интервал времени не более чем $\Delta t \approx \hbar / \Delta E$.

В окружающей нас повседневности степень квантовой неопределённости ничтожна и практически не проявляется.

Условие

$$(\Delta p \cdot \Delta r)_{class} \gg \hbar \quad (3.14)$$

необходимо для применимости законов классической механики, характеризующих пространственное состояние объектов одновременно определёнными координатами и импульсами и описывающих их движение по чётко сформированным траекториям.

Пример. Используя соотношение неопределённости «импульс-координата», минимальную кинетическую энергию нуклона в ядре: $T_N \geq 4$ МэВ.

Соотношение

$$T \geq \frac{1}{2mc^2} \left(\frac{\hbar c}{R} \right)^2, \quad (3.15)$$

связывающее кинетическую энергию частицы с размером области, в которой она находится, показывает, что частица, заключённая в конечном объёме, не может иметь нулевую энергию.

Распределение заряда нуклона и размер нуклона

Распределение заряда нуклона можно найти по формуле:

$$\rho(r) = \rho(0) \exp \left(-\frac{r}{a} \right) \quad (3.14)$$

где $a = 2,3$ Фм, а $\rho(0) = 3$ е/Фм³. Размер нуклона ≈ 1 Фм.

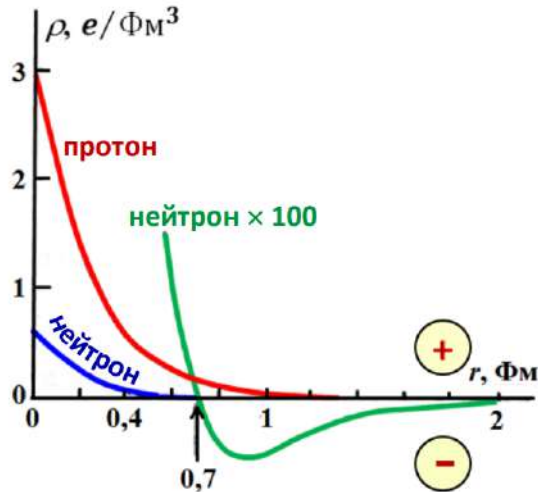


Рис.3.5. Распределение заряда нуклона

Нуклоны двигаются в ядре хаотически со средней скоростью $\approx 0,2$ с.



Рис. 3.6. Современное представление ядра ^{12}C .

УГЛОВЫЕ МОМЕНТЫ МИКРОЧАСТИЦ, СПИН ЧАСТИЦЫ Моменты количества движения (угловые моменты) микрочастиц

У микрочастицы, подчиняющейся квантовым законам, как и у классического тела, различают два типа угловых моментов:

- Собственный угловой момент s (в классическом случае это угловой момент, вызванный вращением тела вокруг собственной, т.е. проходящий через центр масс тела, оси)
- Орбитальный угловой момент l , связанный с движением частицы как целого по

некоторой траектории (орбите).

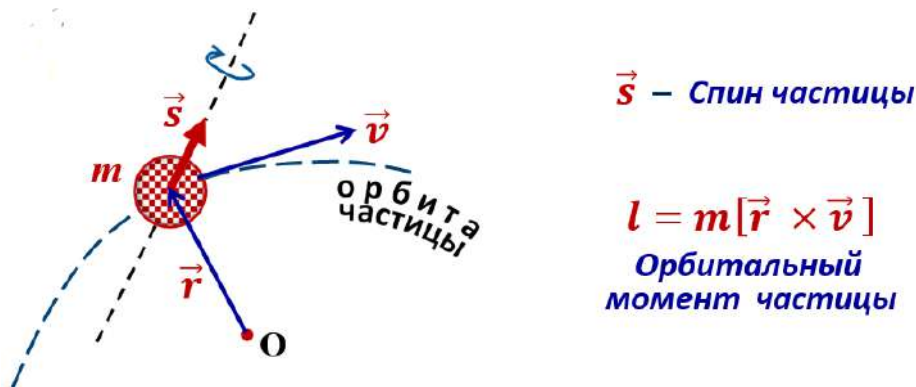


Рис.3.7. Орбитальный момент частицы

Смысл орбитального момента одинаков в классическом и квантовом случае. Собственный момент микрочастицы называют ее *спином* и он не является полным аналогом классического собственного момента. Полным угловым моментом \vec{J} микрочастицы называют векторную сумму ее орбитального и спинового моментов:

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} \quad (3.15)$$

Угловые моменты частиц (орбитальные, спиновые и полные) квантуются. Так величина орбитального момента $|\vec{l}|$ определяется соотношением:

$$|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (3.16)$$

где l называется орбитальным квантовым числом и может принимать только целочисленные значения, включая нуль: $l = 0, 1, 2, \dots, \infty$.

Аналогичные выражения имеют место и для величин спинового и полного угловых моментов:

$$|\vec{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)} \quad (3.17)$$

$$|\vec{J}| = \hbar\sqrt{j(j+1)} \quad (3.18)$$

где s и j – квантовые числа спина и полного моментов.

Принято именно квантовые числа l , s и J называть орбитальным, спиновым (спином) и полным моментами частиц. Спиновое квантовое число может быть как целым, так и полуцелым, и для каждой элементарной частицы оно может принимать единственное присущее этому типу частиц значение.

В отличие от орбитального квантового числа l спиновое квантовое число s может быть как целым, так и полуцелым, т. е., например, $1/2$, $3/2$ или $5/2$, но при этом для

каждой элементарной частицы оно может принимать единственное присущее этому типу частиц значение.

Спин частицы – её неотъемлемая и неизменная внутренняя характеристика (как заряд или масса). Спины электрона, протона, нейтрона, кварков, нейтрино и их античастиц равны $1/2$. Спин фотона равен 1.

Квантовое число j для определенной частицы может принимать набор значений, так как для нее возможны разные значения l . При этом, если спин s частицы полуцелый, то это набор полуцелых чисел. Если спин s частицы целый или нуль, то возможные j образуют набор целых чисел, включая нуль. Это следует из правил сложения двух угловых моментов, например, орбитального и спинового, которые будут сформулированы ниже.

Геометрия квантовых векторов моментов количества движения (угловых моментов). Пространственное квантование

В квантовом мире определенные значения имеют величина (квантовое число) вектора углового момента и его проекция на одну из произвольно ориентированных осей (например, осей x, y, z декартовой системы координат). Обычно в качестве такой оси используют ось z . Если иметь в виду вектор \vec{J} полного углового момента, его квантовое число j и проекцию этого момента j_z на ось z , то справедливо следующее:

$$j_z = \pm j\hbar, \pm(j-1)\hbar, \dots, 0 \text{ или } \pm \frac{1}{2}\hbar \quad (3.19)$$

При этом справедливо соотношение (3.16).

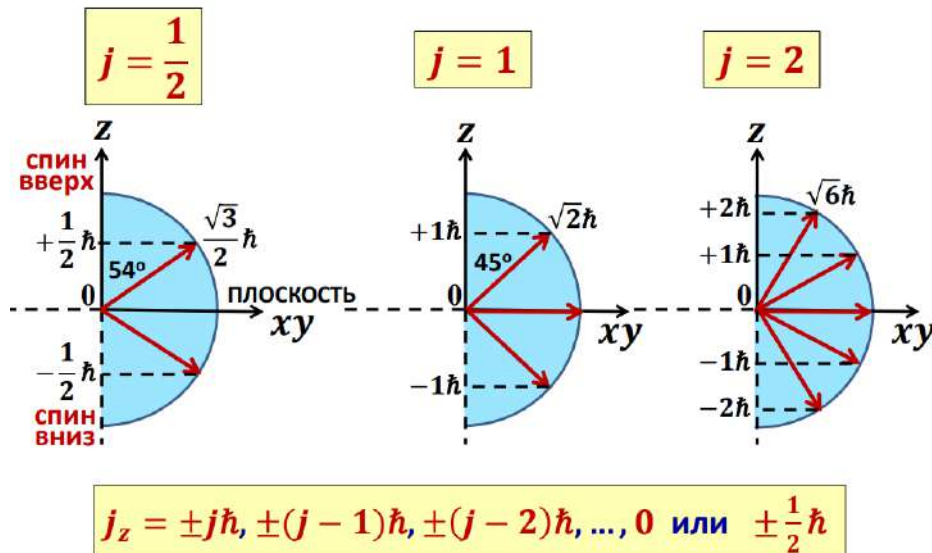


Рис.3.8. Пример проекции полного момента на ось z

Характер неопределенности квантового вектора углового момента непосредственно

следует из соотношения неопределенности, связывающего z-компоненту J_z проекции углового момента и угол ϕ поворота вектора J углового момента в плоскости $xу$:

$$\Delta J_z \cdot \Delta \phi \geq \hbar \quad (3.20)$$

В свою очередь это соотношение неопределенности (как и соотношение неопределенности «энергия-время») легко получить из соотношения неопределенности «импульс-координата».

Сложение квантовых векторов угловых моментов на примере сложения орбитального и спинового моментов:

$$j = |l - s|, |l - s| + 1, \dots, l + s - 1, l + s \quad (3.21)$$

ЛЕКЦИЯ 4. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ФИЗИКЕ ЯДРА И ЧАСТИЦ ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРООБЪЕКТОВ

Элементарной частицей называют такие частицы, которые не удается расщепить на составные части (электрон e , протон p , нейтрон n , кварк q , нейтрино ν , фотон γ , глюон g). Каждая частица обладает набором характеристик: массой m , электрическим зарядом Q , собственным угловым моментом (спином) s , средним временем жизни τ и некоторыми другими. Как устроена частица и почему наделена этими характеристиками, мы либо ничего не знаем, либо знаем очень мало.

Все индивидуальные характеристики частицы спрячем в некотором множителе φ , который назовём внутренней (собственной) волновой функцией частицы.

Если частица не имеет видимых размеров и, возможно, внутреннего строения, то мы воспринимаем её как материальную точку. При этом в φ «спрятаны» такие неизменные характеристики частицы как её масса m , электрический заряд q , спин s , а также проекция s_z этого спина на выделенную ось (ось z) и некоторые другие.

Если частица в момент времени t имеет координаты r , то её волновая функция может быть записана в виде:

$$\Phi = \varphi\Psi(\vec{r}, t), \quad (4.1)$$

где $\Psi(\vec{r}, t)$ - волновая функция. Для свободной частицы дается формулой (.)

Будем говорить о стационарном состоянии – состоянии с фиксированной (неизменной) энергией. Это состояние с определенной частотой колебаний ω , так как $E = \hbar\omega$ (т. е. это состояние монохроматической волны). Простейший пример – свободная частица:

Аналогично, волновую функцию стационарного состояния A частиц (например, атома, атомного ядра) можно представить в виде:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right), \quad (4.2)$$

где $\vec{r} = \overline{r_1, r_2, \dots, r_A}$. Подставляем (4.2) в уравнение Шредингера $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi$ и получаем *стационарное уравнение Шредингера*:

$$\hat{H}\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}). \quad (4.3)$$

Гамильтониан стационарной микросистемы не зависит от времени. Для одной частицы он имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{T} + U(\vec{r}), \quad (4.4)$$

где \hat{T} – оператор кинетической энергии, $U(\vec{r})$ – потенциальная энергия.

Для системы частиц с фиксированной энергией стационарное уравнение Шредингера имеет вид: $\hat{H}\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = E\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$, а гамильтониан системы нерелятивистских частиц (например, ядра) может быть записан в виде:

$$\hat{H} = \sum_{\alpha=1}^A \hat{T}_{\alpha} + \sum_{\alpha < \beta}^A V_{\alpha\beta}, \text{ где } V_{\alpha\beta} - \text{ энергия взаимодействия частиц } \alpha \text{ и } \beta.$$

Если состояние системы не меняется в результате какого-либо преобразования, то говорят, что система симметрична (инвариантна) относительно данного преобразования, а само такое преобразование называется преобразованием (или операцией) симметрии.

Инвариантность законов природы (гамильтониана системы) относительно:

- сдвига во времени (однородность времени) приводит к закону сохранения энергии;
- пространственных сдвигов (однородность пространства) приводит к закону сохранения импульса;
- пространственных поворотов (изотропность пространства) приводит к закону сохранения углового момента.

Сохраняющимся величинам в микромире отвечают квантовые числа. Нахождение сохраняющейся физической величины (квантового числа) сводится к нахождению таких преобразований (операций симметрии), при которых система (гамильтониан) не меняется.

Свободный микрообъект (плоская монохроматическая волна) не обладает угловым моментом l , связанным с пространственным перемещением (орбитальным угловым моментом): $l = 0, 1, 2, \dots, \infty$. Определенным орбитальным и полным угловыми моментами обладают микрочастицы в связанном состоянии, т.е. частицы, пространственное движение которых ограничено сферически симметричной потенциальной ямой, в которой они находятся.

СИММЕТРИЯ К ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИНВЕРСИИ. КВАНТОВОЕ ЧИСЛО «ЧЕТНОСТЬ»

Инвариантность микрообъекта (его гамильтониана) пространственному отражению – инверсии $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ (замены знака всех координат) приводит к закону сохранения чётности и ещё одному квантовому числу – чётности.

Гамильтониан атома:

$$\hat{H}_{\text{атом}} = \underbrace{\sum_{i=1}^Z \hat{T}_i}_{\text{Оператор кинетической энергии электронов}} - \underbrace{\sum_{i=1}^Z \frac{Ze^2}{|\vec{r}_i|}}_{\text{Энергия кулоновского притяжения электронов ядром}} + \underbrace{\sum_i \sum_{i < j} \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}}_{\text{Энергия взаимного кулоновского отталкивания электронов}}$$

Гамильтониан атомного ядра:

$$\hat{H}_{\text{ядро}} = \underbrace{\sum_{\alpha=1}^A \hat{T}_{\alpha}}_{\text{Оператор кинетической энергии нуклонов}} + \underbrace{\sum_{i=1}^Z \sum_{i < k} \frac{Ze^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_k|}}_{\text{Энергия кулоновского отталкивания протонов}} + \underbrace{\sum_{\alpha} \sum_{\alpha < \beta} V(|\vec{r}_{\alpha} - \vec{r}_{\beta}|)}_{\text{Энергия ядерного взаимодействия нуклонов}}$$

Выражение для оператора импульса: $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$, $\hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}$, $\hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$;

$$\hat{p}^2 = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right). \quad (4.5)$$

Гамильтонианы атома и атомного ядра не меняются при замене $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Действие оператора пространственной инверсии \hat{P} на волновую функцию системы $\psi(\vec{r})$, где $\vec{r} = \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A$, сводится к следующему:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}). \quad (4.6)$$

Пространственная инверсия связывает диаметрально противоположные точки системы.

Величина $|\psi(\vec{r})|^2$ - это плотность вероятности найти систему в точке \vec{r} и все наблюдаемые физические свойства системы определяются этой величиной. Поэтому инвариантность (нечувствительность) системы к преобразованию $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ сводится к условию:

$$|\psi(\vec{r})|^2 = |\psi(-\vec{r})|^2. \quad (4.7)$$

В итоге получаем:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) = p\psi(\vec{r}) = \begin{cases} \psi(\vec{r}), & p = +1 \\ -\psi(\vec{r}), & p = -1 \end{cases} \quad (4.8)$$

где $p = \pm 1$ и есть квантовое число «четность».

Уравнение на собственные значения любого квантового оператора: $\hat{A}\psi(\vec{r}) = a\psi(\vec{r})$.

Орбитальная, внутренняя и полная чётность

Волновая функция $\psi(\vec{r})$ описывает положение точечной (бесструктурной) частицы или системы точечных частиц в пространстве. Рассмотренная выше чётность p характеризует реакцию функции $\psi(\vec{r})$ на операцию инверсии $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ и поэтому называется *орбитальной чётностью*. Но, частица обладает и внутренними характеристиками (степенями свободы), такими, например, как внутренние (собственные) координаты $\vec{\rho}$, не связанные с её координатами в пространстве \vec{r} , в котором она перемещается как целое. Внутреннее состояние частицы задаётся отдельной волновой функцией $\phi(\vec{\rho})$ и полная волновая функция частицы Ψ есть произведение $\phi(\vec{\rho})$ и $\psi(\vec{r})$:

$$\Psi = \phi(\vec{\rho})\psi(\vec{r}). \quad (4.9)$$

При операции замены знака всех координат (включая внутренние) инверсию испытывает как $\psi(\vec{r})$, так и $\phi(\vec{\rho})$:

$$\hat{P}\Psi = \hat{P}\phi(\vec{\rho}) \cdot \hat{P}\psi(\vec{r}). \quad (4.10)$$

Таким образом, наряду с орбитальной чётностью p частицы, имеет место и внутренняя чётность π , определяемая соотношением $\hat{P}\phi = \pi\phi$, и *полная чётность* P :

$$P = \pi p. \quad (4.11)$$

Внутренняя чётность для протона и нейтрона $+1$, а для фотона равна -1 .

Орбитальная чётность p частицы зависит от её орбитального момента l . Состояние с определённым l описывается сферической функцией $Y_{lm}(\theta, \phi)$, где $m = \pm l, \pm(l-1), \dots, 0$ — это проекция орбитального момента на выделенное направление, а углы θ и ϕ — это углы сферической системы координат.

При инверсии $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ сферические координаты преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} r &\rightarrow r, \\ \theta &\rightarrow \pi - \theta, \\ \phi &\rightarrow \pi + \phi, \end{aligned} \quad (4.12)$$

и имеет место соотношение:

$$\hat{P}Y_{lm} = (-1)^l Y_{lm} \quad (4.13)$$

Следовательно, орбитальная чётность частицы $p = (-1)^l$ и полная четность частицы $P = \pi p = \pi(-1)^l$.

Четность системы частиц

Волновая функция $\Phi(1, 2, \dots, A)$ системы A частиц может быть представлена в виде произведения волновых функций отдельных частиц, т.е.

$$\Phi(1, 2, \dots, A) = \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot \dots \cdot \Psi_A. \quad (4.14)$$

Т.к. $\Psi_\alpha = \phi_\alpha \psi(\vec{r}_\alpha)$, для четности системы частиц получаем:

$$\hat{P}\Phi(1, 2, \dots, A) = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A (-1)^{l_1} (-1)^{l_2} \dots (-1)^{l_A} \Phi(1, 2, \dots, A) \quad (4.15)$$

и полная четность системы:
$$P = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A (-1)^{\sum_{\alpha=1}^A l_\alpha}. \quad (4.16)$$

Для системы двух частиц: $P_{12} = \pi_1 \pi_2 (-1)^{l_1+l_2}$. В системе центра инерции $L = l_1 + l_2$ – орбитальный момент относительного движения двух частиц.

Квантовый объект с определенной четностью имеет в качестве классического аналога тело с центром симметрии. То, что ядро (его волновая функция) имеет определенную четность, означает существование у ядра центра симметрии.

У тела (системы) с центром симметрии свойства диаметрально противоположных точек (участков) идентичны: $|\psi(\vec{r})|^2 = |\psi(-\vec{r})|^2$.

То, что атомные ядра характеризуются определенной четностью, позволяет понять форму, которую может иметь атомное ядро. При этом нужно учесть также несжимаемость и поверхностное натяжение, присущие ядру как капле ядерной жидкости. Поверхностное натяжение минимизирует площадь ядерной поверхности при сохранении объема, оставляя возможным либо сферические ядра, либо не очень сильно от них отличающиеся аксиально симметричные слегка вытянутые или сплюснутые (эллипсоидальные) (см. Рис.4.1).

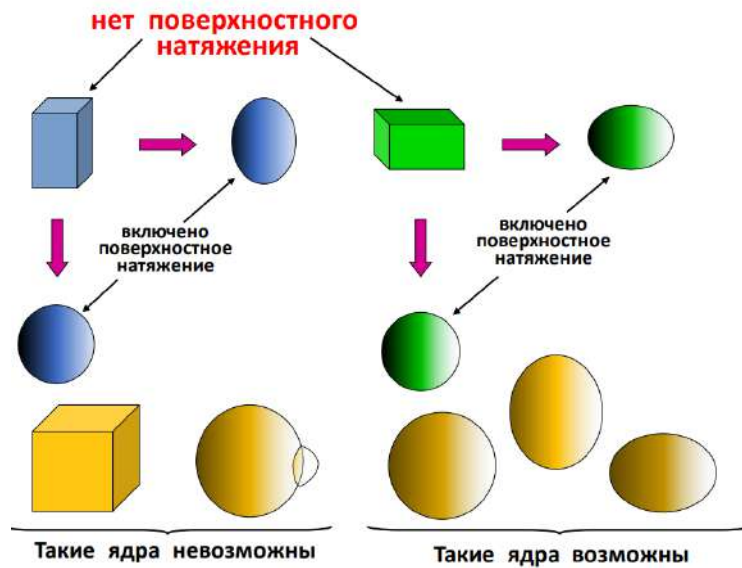


Рис.4.1 Формы атомного ядра

ТОЖДЕСТВЕННОСТЬ ЧАСТИЦ. КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА. ФЕРМИОНЫ И БОЗОНЫ

В микромире частицы одного типа неразличимы, т. е. имеет место принцип тождественности частиц. Перестановка двух одинаковых частиц не меняет состояния системы. Гамильтониан системы частиц инвариантен к перестановке двух любых частиц одного типа. Должна быть сохраняющаяся физическая величина (квантовое число), отвечающая этому преобразованию.

Оператор \hat{P}_{12} перестановки двух одинаковых частиц 1 и 2 определяется следующим образом:

$$\hat{P}_{12}\psi(1, 2, \dots, A) = \psi(2, 1, \dots, A). \quad (4.17)$$

Инвариантность к перестановке означает, что $|\psi(1, 2, \dots, A)|^2 = |\psi(2, 1, \dots, A)|^2$.

Можно записать как

$$\hat{P}_{12}\psi(1, 2, \dots, A) = \psi(2, 1, \dots, A) = \tau\psi(1, 2, \dots, A) = \begin{cases} +\psi(1, 2, \dots, A), \tau = +1 \\ -\psi(1, 2, \dots, A), \tau = -1 \end{cases} \quad (4.18)$$

Частицы, для которых $\tau = +1$, называются *бозонами*.

Частицы, для которых $\tau = -1$, называются *фермионами*.

В квантовой теории поля показывается, что фермионы имеют полуцелый спин, а бозоны – целый.

В системе тождественных фермионов в одном состоянии (с одинаковым набором

квантовых чисел) может быть не более одной частицы (*принцип запрета Паули*), а в системе тождественных бозонов – сколько угодно.

Принцип Паули: $\psi(2,1) = -\psi(1,2)$. Если частицы 1 и 2 в одном состоянии $\psi(2,1) = \psi(1,2) = \psi$ и $\psi = -\psi$, т.е. $2\psi = 0$, $\psi = 0$ и такого состояния нет.

Частицы с полуцелым спином (фермионы) подчиняются статистике Ферми-Дирака и принципу запрета Паули. Частицы с целым спином (бозоны) подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. В потенциальной яме все бозоны могут занимать одно и то же квантовое состояние, даже самое низкое по энергии, образуя конденсат Бозе-Эйнштейна. Согласно принципу Паули два тождественных фермиона (например, с однонаправленными спинами) не могут занимать одно и то же квантовое состояние (см. Рис. 4.2).

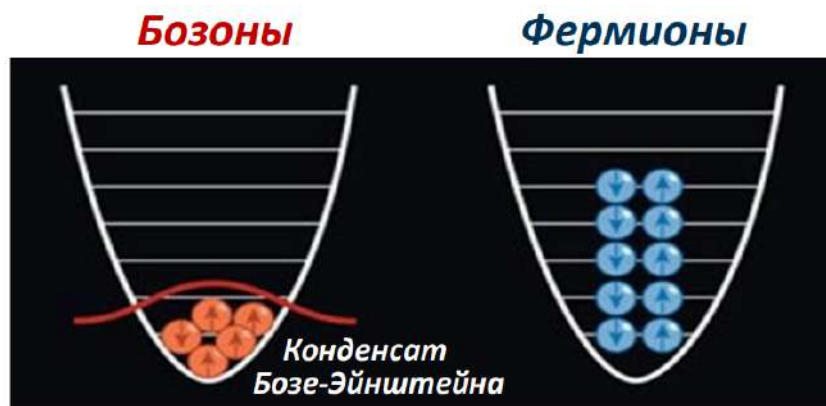


Рис.4.2. Бозоны и фермионы в потенциальной яме.

Разнообразие химических элементов обусловлено тем, что электрон – фермион. Лазер существует потому, что фотон – бозон.

ПРИЛОЖЕНИЕ. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЧАСТИЦ

Классический магнитный дипольный момент:

$$\mu = \frac{q}{2mc} [\vec{r} \times \vec{p}] = \frac{q}{2mc} \vec{l}, \quad (4.19)$$

где q – заряд частицы, m – ее масса (см. (а) на Рис. 4.3).

В микромире аналогом его является магнитный момент орбитального движения:

$$\bar{\mu}_l = \frac{q\hbar}{2mc} \cdot \frac{\vec{l}}{\hbar}. \quad (4.20)$$

Или, вводя понятие «магнетон» $\frac{q\hbar}{2mc}$, имеем $\bar{\mu}_l [magneton] = \vec{l} [\hbar]$.

Микрочастицы имеют собственный (спиновый) магнитный момент $\vec{\mu}_s$, обусловленный наличием у них собственного механического момента количества движения (спина s). Спиновый магнитный момент не является полным аналогом классического магнитного момента, вызванного вращением заряженного классического тела вокруг оси, проходящей через его центр инерции.

Магнитный момент частицы может быть записан с использованием так называемого спинового гиромагнитного фактора g_s в следующем виде:

$$\vec{\mu}_l[\text{magneton}] = g_s \vec{s}[\hbar]. \quad (4.21)$$

Орбитальный магнетизм дается формулой: $\vec{\mu}_l^\alpha = g_l^\alpha \vec{l}_\alpha$, спиновый магнетизм: $\vec{\mu}_s^\alpha = g_s^\alpha \vec{s}_\alpha$. Результирующий магнитный момент частицы, совершающей движение (см. (б) на Рис.4.3):

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_s + \vec{\mu}_l. \quad (4.22)$$

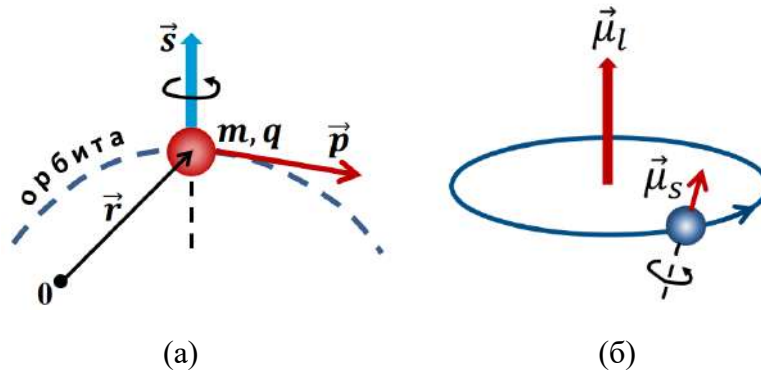


Рис.4.3. (а) – магнитный дипольный момент; (б) – результирующий магнитный момент в микромире.

ЛЕКЦИЯ 5. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ. ЧАСТЬ 1

УСКОРИТЕЛИ ПОСЛЕДНЕГО ПОКОЛЕНИЯ. БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР (ЛНС)

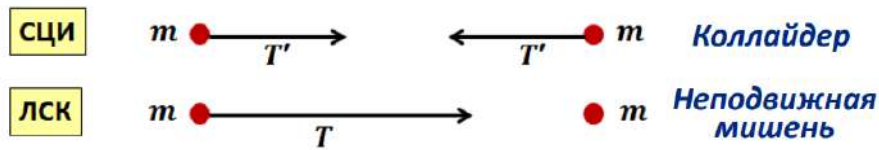


Рис. 5.1. Ускоритель и коллайдер

Ускоритель с неподвижной мишенью эквивалентен коллайдеру при условии:

$$T \approx \frac{2T'^2}{mc^2} \quad (5.1)$$

Покоящийся протон сферически симметричен и его радиус $\approx 0,8 \text{ Фм} = 0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Учитывая Лоренц-фактор протона с кинетической энергией $T_p = 7000 \text{ ГэВ}$:

$$\gamma = 1 + \frac{T_p}{m_p c^2} = 1 + \frac{7000}{0,93827} = 7463 \approx 7500,$$

и получаем, что радиус протона в продольном направлении сократится до $\approx 10^{-4} \text{ Фм} = 10^{-17}$ см. При приближении скорости протонов к скорости света в ЛНС протоны будут представлять собой тоненькие пластинки, практически не имеющие толщины (Рис. 5.2)

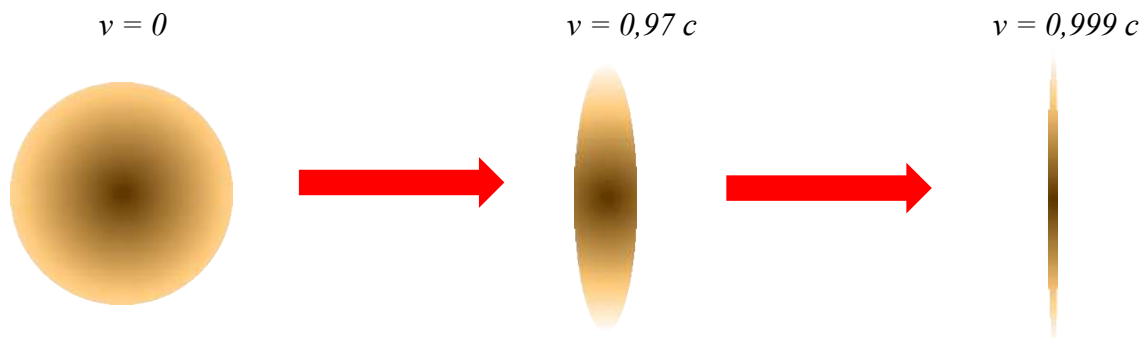


Рис. 5.2. Сокращение продольного размера протона с увеличением скорости

Протон в ЛНС достигает скорости отличной от скорости света всего на 10^{-8} ее части (на $\approx 3 \text{ м/сек}$).

Вдоль траектории протоны двигаются сгустками, которые называются банчами (bunches). Число протонов в банче составляет 10^{11} частиц, длина банча – $7,5 \text{ см}$, поперечный радиус банча – $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Т.е. это хорошо сфокусированные пучки.

Расстояние между банчами – 9,4 см.

Рассмотрим более подробно структуру пучка протонов в ЛHC:

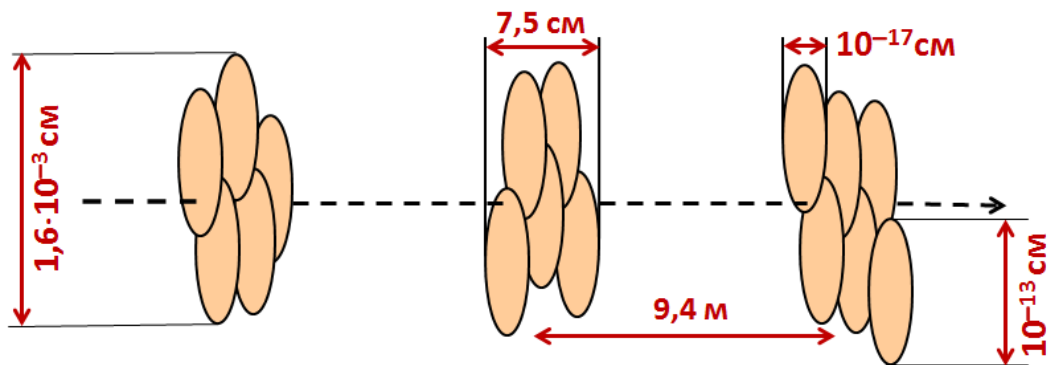


Рис. 5.3. Сгустки (bunches) ускоренных частиц

СОВРЕМЕННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЧАСТИЦ

Коллайдер на базе синхротрона

Коллайдер работает на том типе ускорителей, которые называются синхротронами.

Есть некий синхротрон-инжектор (Рис.5.4), в котором сталкиваются частицы для основного синхротрона, т.е. ускоряются до каких-то немаскимальных энергий. Если в синхротроне, например, протоны и антипротоны двигаются по кольцу, то в одном и том же магнитном поле они будут двигаться в противоположных направлениях. Мы можем в одном и том же ускорительном кольце ускорять частицы и античастицы до одной и той же энергии, затем можно их вывести и поместить в основной синхротрон, энергии этих частиц доводятся до максимальных значений. Затем можно изучать эффекты в области, в которых эти пучки частиц и античастиц будут сталкиваться.

При неограниченном увеличении энергии играет роль принцип фазовой стабильности. Открытие принципа фазовой стабильности (Векслер В.И., СССР, 1944 г. и Макмиллан, США, 1945 г.) сняло ограничение на энергии кольцевых ускорителей.



Рис.5.4. Коллайдер на базе синхротрона

Рассмотрим устройство самого синхротрона (Рис. 5.5). Опять есть некий инжектор (необязательно кольцевой). Синхротрон представляет из себя вакуумную кольцевую камеру, в которой располагаются с какой-то частотой элементы, которые с помощью электрического поля радиочастотного диапазона ускоряют частицы. Темно зеленым отображено – отклоняющие сверхпроводящие электромагниты (диполи) с нарастающим во времени полем, а светло-зеленым – фокусирующие магниты (квадруполи). Для того, чтобы частица двигались по кольцу одного и того же радиуса нужно чтобы они синхронно увеличивали энергию отклоняющего магнитного поля в этих магнитах.

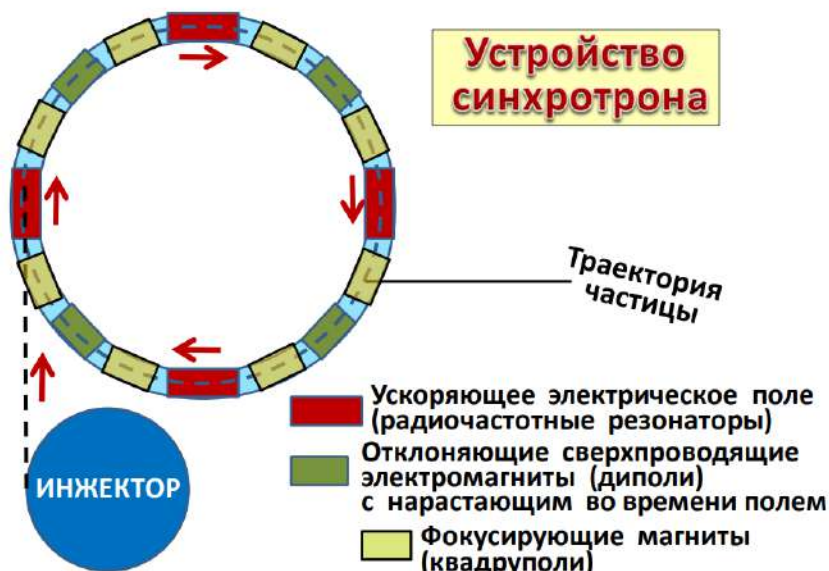


Рис. 5.5. Устройство синхротрона

Большой адронный коллайдер

Он ускоряет и сталкивает протоны и расположен под землей на границе Франции и Швейцарии.

- Первая стадия ускорения:
Линейный ускоритель Linac 2. Протоны ускоряются до энергии 50 МэВ (30% от скорости света).
- Вторая стадия ускорения:
PSB (Proton Synchrotron Booster) – 4 кольца длиной 157 м. Протоны ускоряются до 1.4 ГэВ (91 % от скорости света).
- Третья стадия ускорения:
PS (Proton Synchrotron), длина кольца составляет 628 м. Протоны ускоряются до 25 ГэВ (99,93 % от скорости света с).
- Четвертая стадия:
SPS (Super Proton Synchrotron). Длина кольца – 7 км. Протоны ускоряются до 450 ГэВ (0,999998с).
- Пятая стадия:
Протонный пучок от SPS делится на две части и вращается в противоположных направлениях в двух вакуумных трубках длиной 27 км. Протоны ускоряются до 7 ТэВ и достигают скорости 0,99999999с). Вакуум в трубках 10^{-13} атм. Ускоряющие структуры и поворотные магниты работают при температуре жидкого гелия (-270^0).

В четырех точках пересечения и столкновения протонов располагаются детекторы рождающихся частиц.

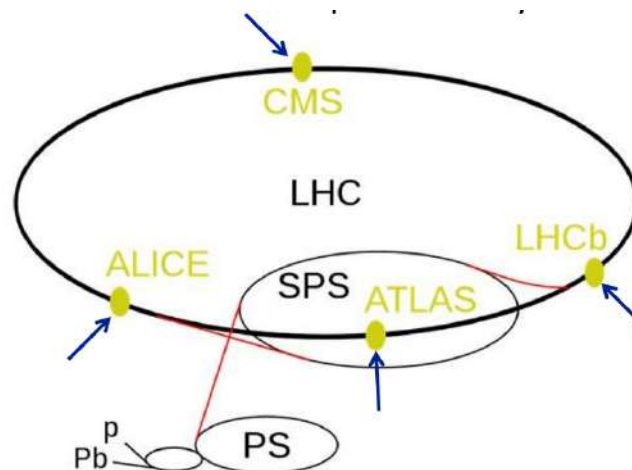


Рис. 5.6. Устройство Большого Адронного Коллайдера

LHC располагается под землей на глубине примерно 100 м.

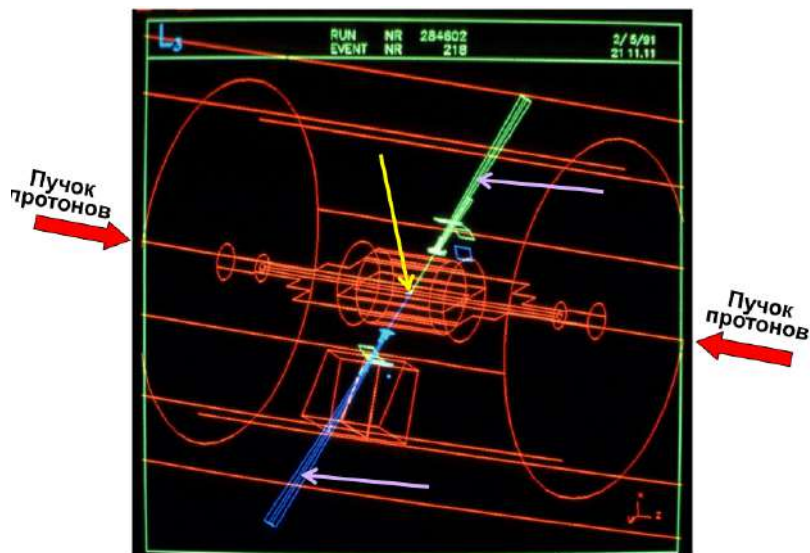


Рис.5.7 Точка столкновения протонов (↓). Продукты реакции в цилиндрическом многослойном детекторе (←).

Рассмотрим столкновение пучка протонов в плоскости, поперек разрезающую цилиндрический многослойный детектор (Рис.5.8). Разные детекторы регистрируют разные частицы. Например, электромагнитный калориметр может зарегистрировать фотоны при его. Когда фотоны попадают в ту часть детектора, которая называется электромагнитным калориметром, то там начинают рождать заряженные частицы, которые можно зарегистрировать.

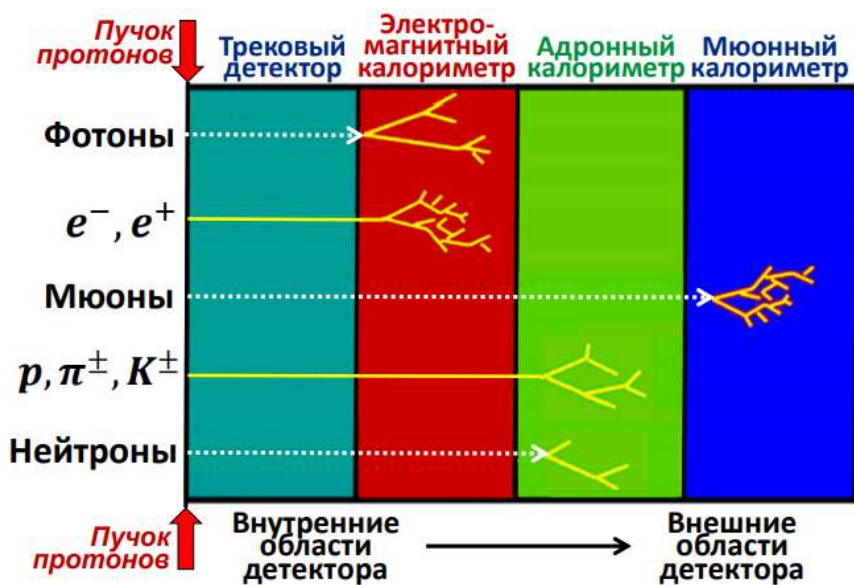


Рис.5.8. Принцип многослойной регистрации частиц в современных детекторах



Рис.5.9. Поперечное сечение детектора ATLAS (вид вдоль оси сталкивающихся пучков протонов)

ОТКРЫТИЕ БОЗОНА ХИГГСА

Бозон Хиггса – квант поля Энглера-Браута-Хиггса

Симметрии теории микромира запрещают элементарным частицам иметь массы, а новое поле нарушает эти симметрии и обеспечивает существование масс частиц. Главная роль поля Энглера-Браута-Хиггса – обеспечить массы всем фундаментальным частицам. Бозон Хиггса – последняя из фундаментальных частиц, предсказываемых Стандартной Моделью элементарных частиц, которую до сих пор не наблюдали. Потерю масс фундаментальными частицам при исчезновении хиггсовского поля можно сравнить с потерей веса телами при исчезновении гравитационного поля. Также как в гравитационном поле (например, Земли) различные тела имеют, как правило, различные веса и теряют эти веса при отключении гравитационного поля, становясь одинаково невесомыми, так и в хиггсовском поле различные фундаментальные частицы имеют различные массы и теряют эти массы при выключении поля, становясь одинаково безмассовыми. Различные веса тел и различные массы фундаментальных частиц обусловлены различными энергиями взаимодействия тел (частиц) с соответствующими полями.

НЕЙТРИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Ускоритель в ЦЕРНе позволяет путем вторичных реакций ускорять пучки различных частиц, например, нейтрино. Нейтринный пучок направляется в подземную лабораторию (Рис.5.10).

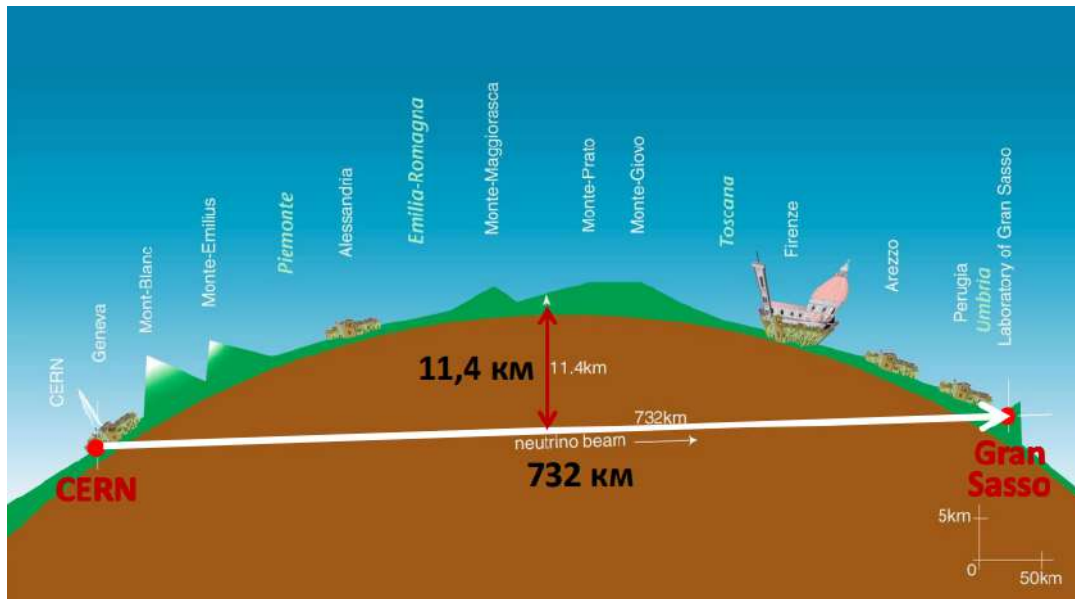


Рис.5.10. Путь нейтринного пучка из CERN в подземную нейтринную лабораторию Gran Sasso (Италия)

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ЧАСТИЦАХ

Всего известно около 540 частиц (включая античастицы). Стабильные частицы: p , e , γ , ν (и их античастицы). $\tau_e > 6,6 \cdot 10^{28}$ лет, $\tau_p > 10^{33}$ лет. Самая долгоживущая нестабильная частица: это нейтрон $\tau_n = 900$ сек. Остальные частицы короткоживущие их времена жизни 10^{-24} – 10^{-6} сек. Большинство частиц-античастиц (их около 500) имеют размеры 1 Фм и состоят из двух или трёх кварков. Они называются адронами. Остальные частицы бесструктурны (10^{-17} см): это 6 кварков + 6 лептонов + кванты полей (глюоны, фотон, W^\pm , Z , гравитон). Их называют фундаментальными.

Продукты распада нейтрона не являются его составными частями, а рождаются в момент распада. Это справедливо и для всех других нестабильных частиц. Частицы распада не входят в состав распадающейся частицы, а рождаются в момент её распада. Это кардинально отличает элементарную частицу от всех других известных объектов. При столкновении двух энергичных частиц наблюдаются события, где рождаются сотни частиц, и все они не осколки столкнувшихся, а полноценные новые частицы.

Возможны два определения элементарной частицы:

- (элементарной) частицей будем называть объект размером ≤ 1 Фм,
- (элементарной) частицей будем называть объект, который нельзя расщепить на составляющие его элементы.

КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ

Кварки, лептоны и кванты физических полей на современном уровне знаний бесструктурны (точечны), их размер $< 10^{-17}$ см. Они образуют самый глубинный слой материи и мы будем называть их фундаментальными частицами. Существует 6 кварков

и 6 лептонов. Они имеют спин $1/2$, т. е. являются фермионами. Эти 12 фундаментальных фермионов делятся на три поколения (или семейства) по 2 кварка и лептона в каждом из них.

Таблица 5.1. Кварки и лептоны

Поколения (семейства):		1	2	3	Заряд
Кварки	Верхние	u	c	t	$+\frac{2}{3}e$
	Нижние	d	s	b	$-\frac{1}{3}e$
Лептоны	Нейтрино	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	Заряженные	e	μ	τ	$-1e$

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ. КВАНТЫ ПОЛЕЙ

Таблица 5.2. Кванты четырех традиционных физических полей: фундаментальные или калибровочные бозоны

Поле (взаимодействие)	Квант (бозон)	Масса (mc^2)	Спин	Радиус взаимодействия
Сильное	ГЛЮОН (8 типов)	0	1	10^{-13} см
Электромагнитное	фотон	0	1	∞
Слабое	W^\pm, Z	80, 91 ГэВ	1	10^{-16} см
Гравитационное	гравитон	0	2	∞

Таблица 5.3. Участие фундаментальных фермионов в традиционных взаимодействиях

		Взаимодействия			
Фундаментальные фермионы		Сильное	Электромагнитное	Слабое	Гравитация
↑ Имеют заряд	Кварки: d, u, s, c, b, t	Глюоны	Фотоны	W^\pm, Z	Гравитоны
	Лептоны: e, μ, τ ν_e, ν_μ, ν_τ				

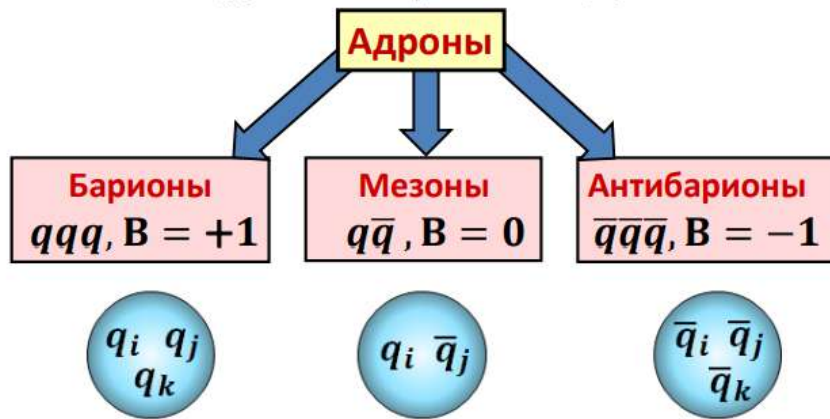


Рис.5.11. Кварковое строение адронов



Рис.5.12. Барийонный заряд, спин и четность адронов

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В МИРЕ ЧАСТИЦ

Аддитивные законы сохранения (энергии, импульса, момента количества движения и др.). Сохраняется сумма соответствующих характеристик (квантовых чисел).

Мультипликативные законы сохранения (например, пространственной чётности). Сохраняется произведение соответствующих характеристик (квантовых чисел).

Таблица 5.4. Таблица законов сохранения

1. Энергии E 2. Импульса \vec{p} 3. Момент количества движения \vec{J} 4. Электрического заряда Q 5. Барионного числа (заряда) B 6. Лептонного числа (заряда) L_e, L_μ, L_τ	Универсальные (выполняются во всех взаимодействиях)
7. Изоспина (Isospin) I	выполняется только в сильном взаимодействии
8. Проекция изоспина I_3 9. Странности (Strangeness) S 10. Очарования (Charm) C 11. Bottomness B 12. Topness T	выполняются в сильном и электромагнитном взаимодействиях

Аддитивными сохраняющимися характеристиками (величинами) помимо энергии E , импульса \vec{p} и момента количества движения \vec{J} , являются электрический заряд Q , барионное квантовое число (барионный заряд) B , лептонное квантовое число (лептонный заряд) L , изоспин I , а также ряд квантовых чисел, имеющих кварковую природу: странность (Strangeness) S , очарование (Charm) C , Bottomness B , Topness T .

Появление нового квантового числа изоспина I и его проекции I_3 есть следствие зарядовой симметрии сильного взаимодействия – независимости сильного взаимодействия от электрического заряда адрона.

При переходе частица античастица сохраняются: спин, масса, время жизни, способ распада, изоспин I и величина магнитного момента. Меняют знак аддитивные квантовые числа: электрический заряд Q , барионное квантовое число (барионный заряд) B , лептонные квантовые числа (лептонные заряды) L_e, L_μ, L_τ , проекция изоспина I_3 , а также кварковые Квантовые числа: странность S , очарование C , Bottomness B , topness T и магнитный момент.

ЛЕКЦИЯ 6. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ. ЧАСТЬ 2

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Различают элементарные частицы двух типов:

1. Адроны. Состоят из кварков. Размер адронов 10^{-13} см. К ним относятся нуклоны и пионы.
2. Фундаментальные или бесструктурные (точечные) частицы. Их размер $<10^{-17}$ см. Это кварки, лептоны (в том числе электрон, нейтрино) и кванты полей (фотон и др.).

Таблица 6.1. Кванты четырех традиционных физических полей: фундаментальные или калибровочные бозоны

Поле (взаимодействие)	Квант (бозон)	Масса (mc^2)	Спин	Радиус взаимо- действия
Сильное	ГЛЮОН (8 типов)	0	1	10^{-13} см
Электромагнитное	фотон	0	1	∞
Слабое	W^\pm, Z	80, 91 ГэВ	1	10^{-16} см
Гравитационное	гравитон	0	2	∞

Таблица 6.2. Участие фундаментальных фермионов в традиционных взаимодействиях

		Взаимодействия			
Фундаментальные фермионы		Сильное	Электромагнитное	Слабое	Гравитация
Имеют заряд	Кварки: d, u, s, c, b, t	Глюоны	ФОТОНЫ	W^\pm, Z	Гравитоны
	Лептоны: e, μ, τ ν_e, ν_μ, ν_τ				

ТЕОРИИ В МИРЕ ЧАСТИЦ. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Квантовая электродинамика (КЭД), квантовая хромодинамика (КХД), электрослабая модель (ЭСМ) - эти теории вместе с теорией Хиггсовского взаимодействия составляют содержание *Стандартной Модели* элементарных частиц.

- КЭД – квантовая электродинамика (теория электромагнитного взаимодействия) Nobel Prize 1965 г., Томонага, Швингер, Фейнман;
- КХД – квантовая хромодинамика (теория сильного взаимодействия);
- ЭСМ – электрослабая модель (теория объединённого слабого и электромагнитного взаимодействия) Nobel Prize 1979 г., Вайнберг, Глэшоу, Салам.

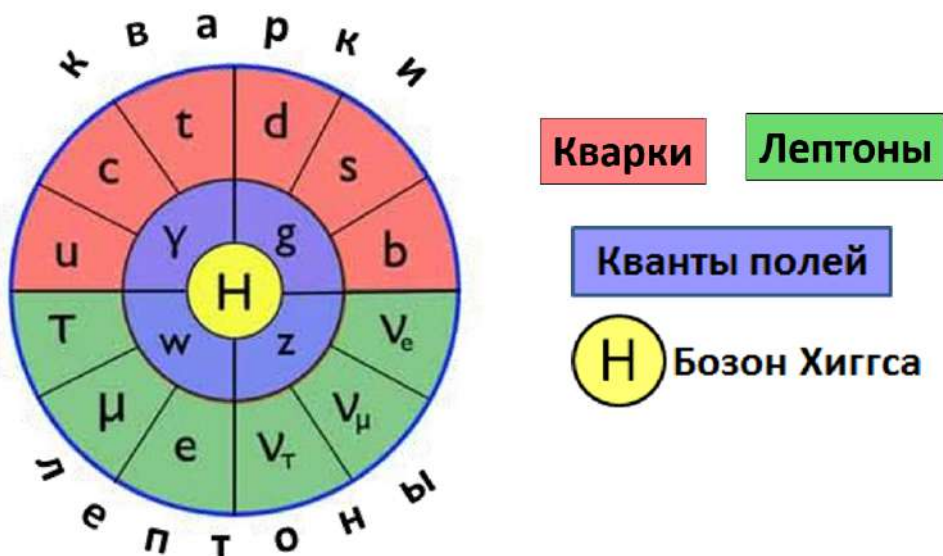


Рис. 6.1. Частицы Стандартной Модели элементарных частиц

Смысл константы взаимодействия α :

Эта константа безразмерна и является характеристикой интенсивности фундаментального взаимодействия. Сила и энергия взаимодействия двух частиц пропорциональны α , а вероятность взаимодействия пропорциональна α^2 .

Численное выражение константы α .

1. Электромагнитное взаимодействие:

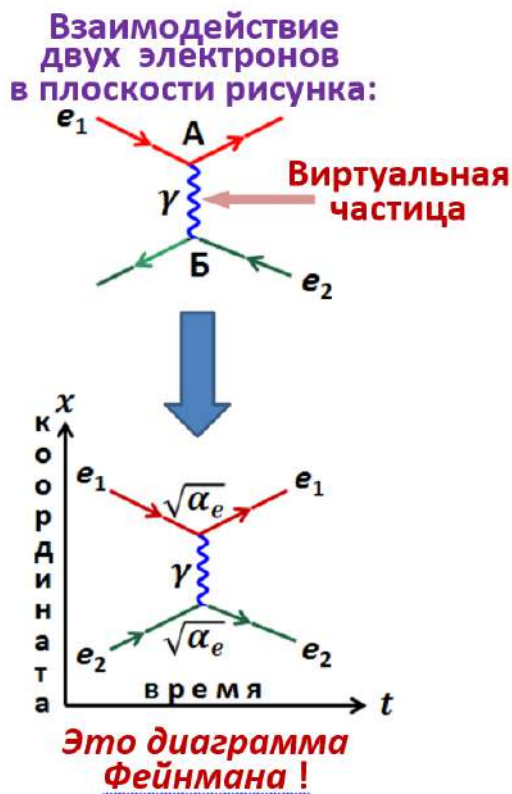
$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}, \quad e - \text{величина элементарного электрического заряда};$$

2. Сильное взаимодействие: $\alpha_s \approx 1$;
3. Слабое взаимодействие: $\alpha_w \approx 10^{-6}$;
4. Гравитационное взаимодействие: $\alpha_G \approx 10^{-38}$.

Гравитационный заряд протона есть $\sqrt{G}m_p$, где G - гравитационная константа Ньютона, а m_p - масса протона.

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА. ДИАГРАММЫ ФЕЙНМАНА. ВИРТУАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Диаграммы Фейнмана – универсальный графический способ изображения развития во времени превращения элементарных частиц в терминах элементарных актов взаимодействия, дополненный алгоритмом расчёта вероятности этих превращений. Своеобразие фейнмановской техники состоит в том, что с одной стороны эта техника является громоздкой и сложной, а с другой – внешней стороны – простой и наглядной.



$$\text{Реальная частица: } E^2 - (pc)^2 = m^2c^4.$$

$$\text{Виртуальная частица: } E^2 - (pc)^2 \neq m^2c^4.$$

По каждой диаграмме по правилам Фейнмана вычисляется амплитуда вероятности A и затем дифференциальное сечение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A|^2. \quad (6.1)$$

Радиус a взаимодействия зависит от массы виртуальной частицы, переносящей это взаимодействие:

$$a \approx \frac{\hbar c}{mc^2}. \quad (6.2)$$

Самый важный фактор, определяющий вероятность процесса, константа взаимодействия α .

Рис.6.2. Диаграмма Фейнмана

УЗЛЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Амплитуда вероятности A_1 простейшего процесса с одним узлом из трёх линий (т.е. амплитуда вероятности испускания или поглощения виртуальной частицы), пропорциональна $\sqrt{\alpha}$. Амплитуда вероятности A_2 двухузловой диаграммы (испускание и затем поглощение виртуальной частицы) в соответствии с правилом произведения вероятностей даётся соотношением $A_2 \sim \sqrt{\alpha}\sqrt{\alpha} = \alpha$. Для диаграммы с N узлами амплитуда вероятности $A_N \sim (\sqrt{\alpha})^N$. Таким образом, для амплитуды A_{ee} электрон-

электронного рассеяния, описываемой диаграммой с двумя узлами, имеем:

$A_{ee} \sim \sqrt{\alpha_e} \sqrt{\alpha_e} = \alpha_e$. Сама вероятность этого процесса:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_{ee}|^2 \sim (\alpha_e)^2 = \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \approx \left(\frac{1}{137}\right)^2. \quad (6.3)$$

Эффект Комптона – рассеяние фотона на свободном электроне. Один из двух возможных вариантов этого процесса:

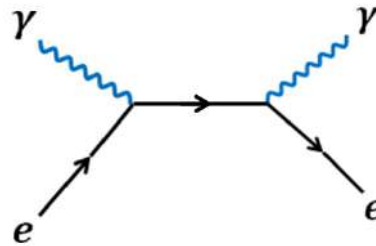


Рис.6.3. Эффект Комптона

Возможны две диаграммы:

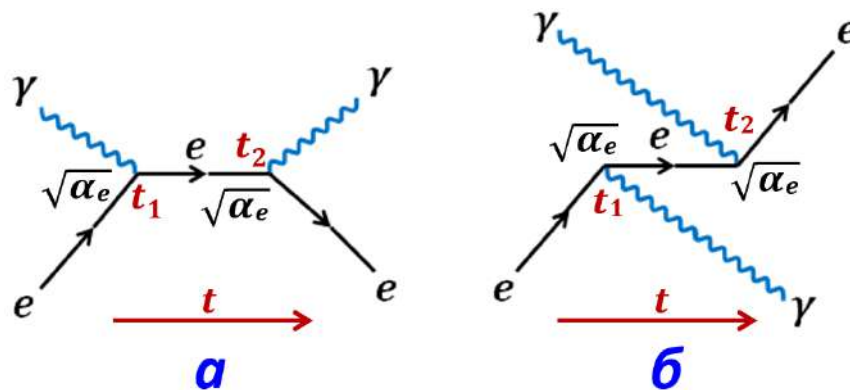


Рис.6.4. Две возможные диаграммы эффекта Комптона

Вероятность процесса Комптона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_a + A_b|^2 \sim (\alpha_e)^2 \sim e^4. \quad (6.4)$$

КВАРКОВЫЕ ДИАГРАММЫ

Приведем в пример диаграмму рассеяния электрона на электроне:

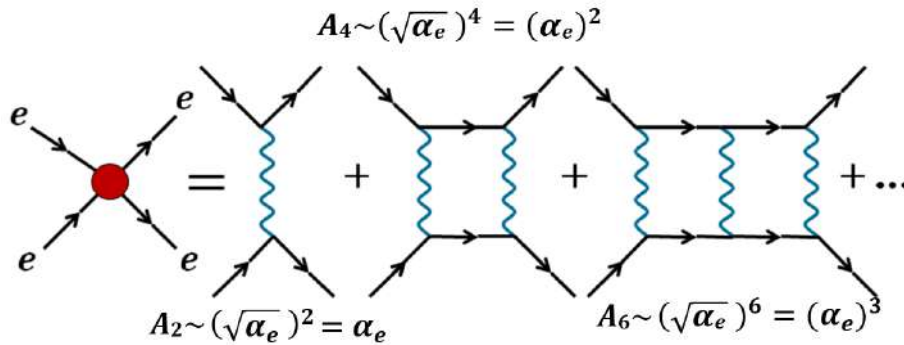


Рис.6.5. Рассеяние электрона на электроне

Стрелки на линиях частиц и античастиц направлены в противоположные стороны (см. Рис.6.6)

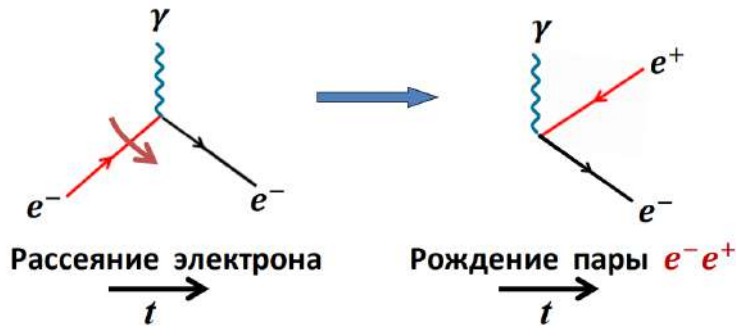


Рис.6.6. Изображения частицы и античастицы в диаграммах

СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТЫ И ИЗОМУЛЬТИПЛЕТЫ ЛЕГЧАЙШИХ АДРОНОВ. ИХ КВАРКОВАЯ СТРУКТУРА

К кварковой модели привели два обстоятельства:

1. Барионы и мезоны образуют группы (так называемые супермультиплеты) по 8-10 частиц с одинаковой спин-чётностью, расположенные в ограниченном интервале масс.
2. Характеристики адронов связаны правилом Накано – Нишиджимы – Гелл-Манна (ННГ) – 1953 г:

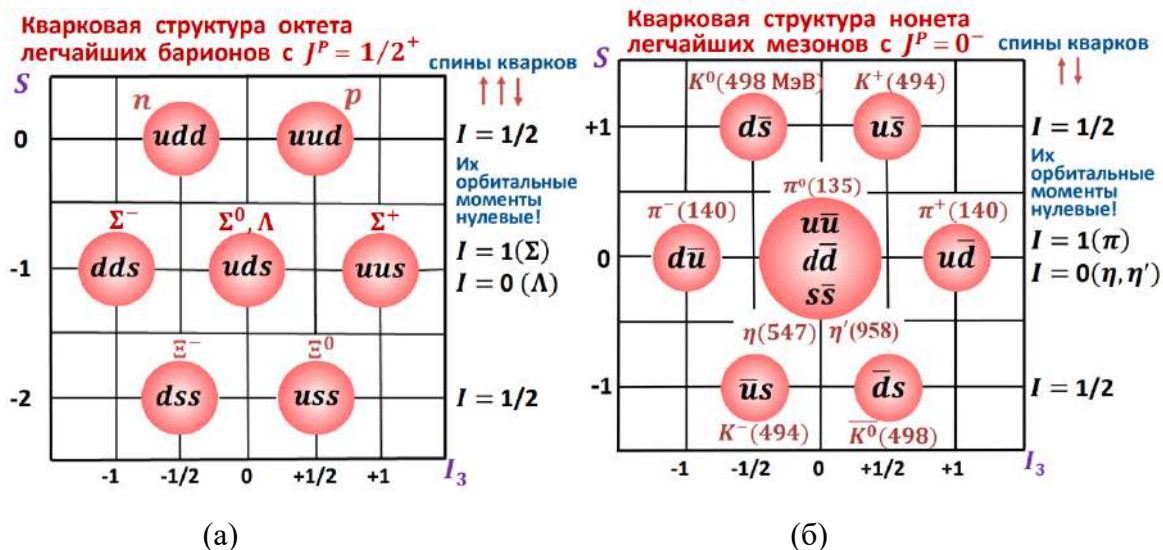
$$Q = I_3 + \frac{B+S}{2} = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (6.5)$$

где Q – электрический заряд адрона (в e), I_3 – проекция изоспина, B – барионный заряд, S – странность, $Y = B + S$ – гиперзаряд.

Правило ННГ остаётся справедливым и с учётом квантовых чисел C (очарование), B (bottomness) и T (top), т. е. при: $Y = B + S + C + B + T$.

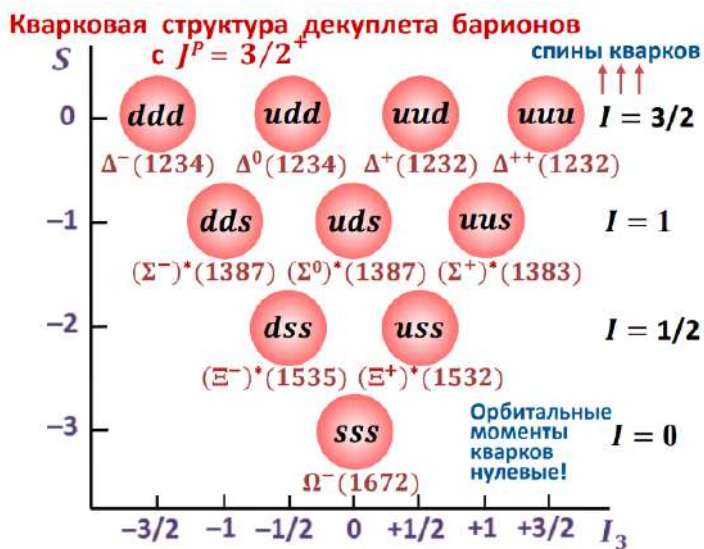
Появление нового квантового числа изоспина I и его проекции I_3 есть следствие зарядовой симметрии сильного взаимодействия – независимости сильного взаимодействия частиц мультиплетта адронов от электрического заряда адрона мультиплетта.

Носителем квантового числа изоспина на кварковом уровне является изодублет кварков u (up) и d ($down$). Эти кварки исполняют роль «изоспиновых квантов»: $p = uud$, $n = ddu$ (и др. см. на Рис.6.7).



(а)

(б)



(в)

Рис.6.7. Кварковая структура

ЛЕКЦИЯ 7. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Кварки, лептоны и кванты физических полей на современном уровне знаний бесструктурны (точечны), их размер $< 10^{-17}$ см. Они образуют самый глубокий слой материи и мы будем называть их фундаментальными частицами (см. Рис. 7.1.).



Рис.7.1. Фундаментальные частицы

Существует 6 кварков и блептонов. Они имеют спин 1/2, т. е. являются фермионами. Эти 12 фундаментальных фермионов делятся на три поколения (или семейства) по 2 кварка и лептона в каждом из них (см. Таблицу 7.1).

Таблица 7.1. Поколения кварков и лептонов

Поколения (семейства):		1	2	3	Заряд
Кварки	Верхние	u	c	t	$+\frac{2}{3}e$
	Нижние	d	s	b	$-\frac{1}{3}e$
Лептоны	Нейтрино	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	Заряженные	e	μ	τ	$-1e$

Характерное время и радиус слабого взаимодействия

Характерное время взаимодействия обратно пропорционально квадрату константе взаимодействия (см. Лекцию 6). Характерное время сильного взаимодействия 10^{-22} с, электромагнитного взаимодействия - 10^{-18} с, слабого взаимодействия - 10^{-10} с.

Радиус a взаимодействия зависит от массы виртуальной частицы, переносящей это взаимодействие:

$$a \approx \frac{\hbar c}{mc^2}, \quad (7.1)$$

Для слабого взаимодействия этот радиус составляет $2 \cdot 10^{-16}$ см.

Таблица 7.2. Участие фундаментальных фермионов в различных взаимодействиях

		Взаимодействия			
Фундаментальные фермионы		Сильное	Электро-магнитное	Слабое	Гравитация
Имеют заряд	Кварки: d, u, s, c, b, t	Глюоны	Фотоны	W^\pm, Z	Гравитоны
	Лептоны: e, μ, τ ν_e, ν_μ, ν_τ				

ЛЕПТОННЫЕ ЗАРЯДЫ. ТИПЫ НЕЙТРИНО

Таблица 7.3. Характеристики лептонов (спин $1/2$)

Лептон	Масса mc^2 , МэВ	Эл. заряд (e)	Лептонный заряд			Время жизни
			L_e	L_μ	L_τ	
e^-	0,511	-1	+1	0	0	$> 6,6 \cdot 10^{28}$ лет
ν_e	< 2 эВ	0	+1	0	0	Стабильно
μ^-	105,7	-1	0	+1	0	$2,2 \cdot 10^{-6}$ с
ν_μ	$< 0,19$	0	0	+1	0	Стабильно
τ^-	1777	-1	0	0	+1	$2,9 \cdot 10^{-13}$ с
ν_τ	$< 18,2$	0	0	0	+1	Стабильно

Для антилептонов электрические и лептонные заряды меняют знак.

СЛАБЫЕ РАСПАДЫ. ЗАРЯЖЕННЫЕ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ СЛАБЫЕ ТОКИ

Распады за счет слабых сил идут через W^\pm -бозоны с сохранением электрического, барионного и лептонного зарядов. Однако четность, изоспин, проекция изоспина, странность (S), очарование (C), Bottomness (B) и Topness (T), т.е. кварковые квантовые числа (ароматы) могут не сохраняться (при слабых распадах что-то из них обязательно не сохраняется).

Пример. Распад нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

Это единственный распад нейтрона, допустимый законами сохранения энергии, электрического, барионного и лептонного зарядов.

Слабые распады через W^\pm - бозоны. Заряженные слабые токи

Слабые распады могут быть трех типов:

1. Бездронные (лептонные), например: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$;
2. Лептон-адронные (полулептонные), например: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$;
3. Адронные (безлептонные), например: $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$.

Как появляется (исчезает) отрицательно заряженный слабый ток?

Видно на Рис. 7.2., что за появление (исчезновение) W^- (как и W^+) отвечает либо пара («вилка») кварк-антикварк как одного, так и разных поколений, либо пара заряженный лептон-антинейтрино одного поколения.

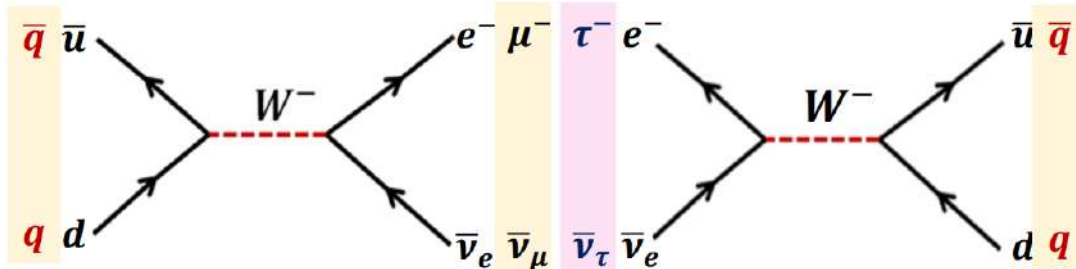


Рис.7.2. Диаграммы появления (исчезновения) слабого тока

Все варианты кварк-лептонных вилок для W^\pm показаны на Рис. 7.3.

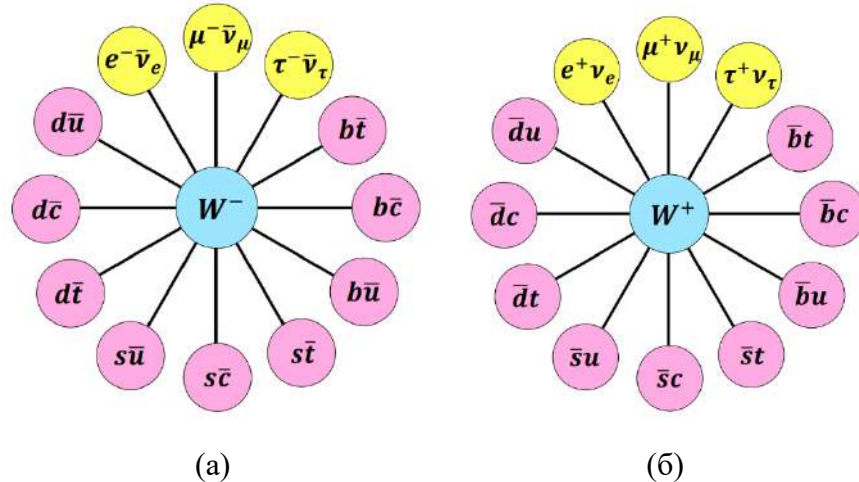


Рис.7.3. (а) – цветок отрицательно заряженных слабых токов; (б) – цветок положительно заряженных слабых токов.

Слабые процессы через Z-бозоны. Нейтральные слабые токи

Слабые токи не меняют аддитивных квантовых чисел, т.е. сохраняют I, I_3, S, C, B, T . Они истинно нейтральны (Рис.7.4).

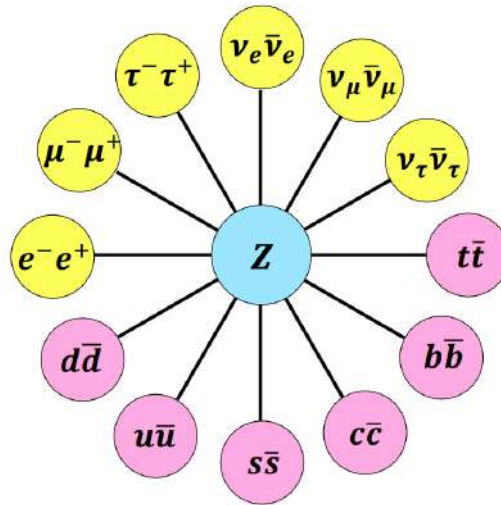


Рис.7.4. Цветок нейтральных слабых токов.

Изомультиплеты

Не только нуклонам, но и всем адронам можно приписать определенный изоспин I . Их можно разбить на группы (так называемые изомультиплеты), состоящие из частиц с одним и тем же изоспином, но разными его проекциями I_3 . Частицы, образующие изомультиплет, ведут себя одинаково в сильном взаимодействии и имеют приблизительно одинаковые массы (небольшие различия в массах имеет электромагнитную природу). Все члены изомультиплета соответствуют как бы одной частице, различным образом ориентированной в зарядовом (изоспиновом) пространстве, т.е. имеющим разные электрические заряды. Если известны все члены изомультиплета, то легко найти изоспин мультиплета из соотношения:

$$2I + 1 = n, \quad (7.2)$$

где n – число частиц в изомультиплете (равное числу проекций изоспинового вектора на оси 3).

Аналогия спин-изоспин

Два состояния частицы (с обычным спином $1/2$), различающиеся проекцией спина на ось z ($+1/2$) или ($-1/2$) в обычном пространстве, рассматривают не как две разные частицы, а как два состояния одной частицы. Аналогично, протон и нейтрон можно считать не двумя разными частицами, а двумя зарядовыми состояниями одной частицы – нуклона (с изоспином $1/2$, направленным либо вверх вдоль оси 3 (протон), либо вниз (нейтрон)) в специальном трёхмерном зарядовом (см. Рис.7.5)

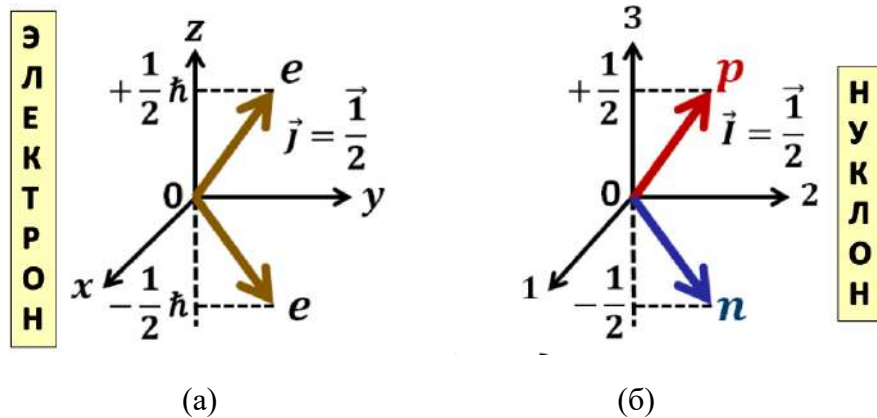


Рис.7.5. (а) – реальное пространство; (б) – зарядовое пространство.

НОВОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ – «ЦВЕТ». ЦВЕТНЫЕ КВАРКИ И БЕСЦВЕТНЫЕ АДРОНЫ

В 1964-1965 г. было постулировано новое квантовое число «цвет».

1-й постулат: Кварки могут быть красными, зелёными, синими; антикварки - антикрасными, антизелёными, антисиними.

2-й постулат: Наблюдаемые (существующие в природе) адроны должны быть абсолютно бесцветными (белыми) – в них кварки разного цвета образуют бесцветные комбинации, т. е. перемешаны равномерно (присутствуют в равных долях).

О таких цветовых состояниях говорят как о цветовых *синглетах*. В этом аналогия между оптическим и квантовым цветом.

С учетом второго постулата остается единственный набор белых адронов:

1. Смесь красного, зелёного и синего поровну – КЗС(барионы).
2. Смесь антикрасного, антизелёного и антисинего поровну – $\overline{\text{КЗС}}$ (антибарионы).
3. Смесь цвета и его антицвета поровну – (мезоны и антимезоны).

Цветовые кварковые синглеты (истинные адроны) не меняются при вращениях в трёхмерном цветовом пространстве. При таком вращении происходит циклическая замена цветов.

Сильное взаимодействие устроено так, что цветные состояния значительно тяжелее бесцветных, поэтому энергетически менее выгодны. Это роднит межкварковые силы с электрическими и понять это помогает аналогия с атомами. Нейтральные атомы, где заряда скомпенсированы, значительно устойчивей ионов, имеющих большую дополнительную электрическую энергию и стремящихся превратиться в нейтральные атомы под действием сил кулоновского притяжения. Нейтральные атомы в этом плане аналогичны белым адронам, а ионы – цветным состояниям. Рассмотренная аналогия

позволяет трактовать цвет как заряд сильного взаимодействия. Так вводится цветовой заряд сильного взаимодействия (по аналогии с электрическим зарядом, ответственным за электромагнитное взаимодействие). Для цветового заряда так же, как и для электрического имеет место закон сохранения.

ГЛЮОНЫ. КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

Сильное взаимодействие осуществляется обменом безмассовой электрически нейтральной частицей со спином 1, отрицательной четностью и нулевым изоспином – глюоном. Испуская или поглощая глюон, кварк определенного цвета может сохранять этот цвет или изменять цвет. Цвет исполняет роль заряда сильного взаимодействия. При испускании и поглощении глюона выполняется закон сохранения цвета или цветового заряда.

Цветовая структура глюонов

Из цвета и антицвета получаем 9 парных комбинация «цвет-антицвет», показанных в *Таблице 4*. Эти 9 комбинаций делятся на 6 недиагональных явно окрашенных пар и 3 диагональных, обладающих скрытым цветом.

Таблица 11. Комбинации цветов

	\bar{K}	$\bar{3}$	\bar{C}
K	$K\bar{K}$	$K\bar{3}$	$K\bar{C}$
3	$3\bar{K}$	$3\bar{3}$	$3\bar{C}$
C	$C\bar{K}$	$C\bar{3}$	$C\bar{C}$

Цветовая структура 8 глюонов, реализующих сильное взаимодействие на Рис.7.6:

<p>Шесть явно окрашенных: $K\bar{3}, 3\bar{K}, K\bar{C}, C\bar{K}, 3\bar{C}, C\bar{3}$</p>	<p>Два со скрытым цветом: $\frac{1}{2}K\bar{K} + \frac{1}{2}3\bar{3}$ и $\frac{1}{6}K\bar{K} + \frac{1}{6}3\bar{3} + \frac{2}{3}C\bar{C}$</p>
--	--

Рис. 7.6. Цветовая структура глюонов

Поясним смысл числовых коэффициентов в цветовых комбинациях глюонов со скрытым цветом. Они показывают вероятность пребывания в глюоне данной пары «цвет-антицвет» или долю времени, которую глюон проводит в форме данной пары. Отметим что глюоны со скрытым цветом могут быть выбраны и двумя другими эквивалентными способами путём циклической замены цветов: $K \leftrightarrow 3 \leftrightarrow C \leftrightarrow K$.

ЛЕКЦИЯ 8. АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА

СРАВНЕНИЕ КЭД И КХД

В КХД (теории сильного взаимодействия), в отличие от КЭД (теории электромагнитного взаимодействия), имеется не один (фотон), а восемь переносчиков взаимодействия – глюонов. Это связано с наличием цвета и с тем, что сами глюоны (как и кварки) окрашены, т.е. несут цветовой заряд, исполняя роль заряда сильного взаимодействия. Глюоны сами участвуют в сильном взаимодействии не только с кварками, но и с другими глюонами. Глюоны способны испускать и поглощать глюоны.

На Рис. 8.1 представлены специфические узлы сильного взаимодействия. В узлах этих глюонных диаграмм выполняется закон сохранения цвета.

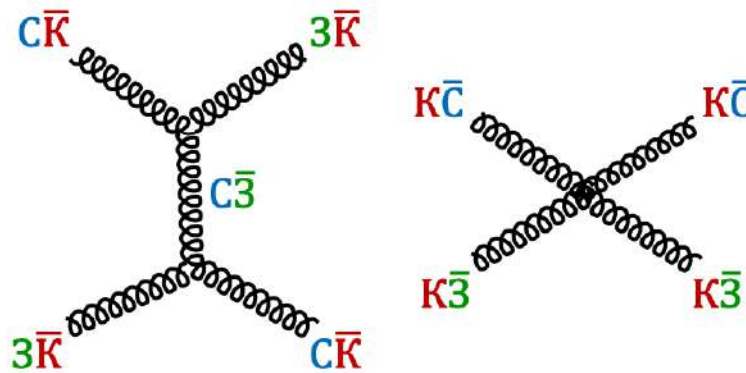


Рис. 8.1. Специфические узлы сильного взаимодействия

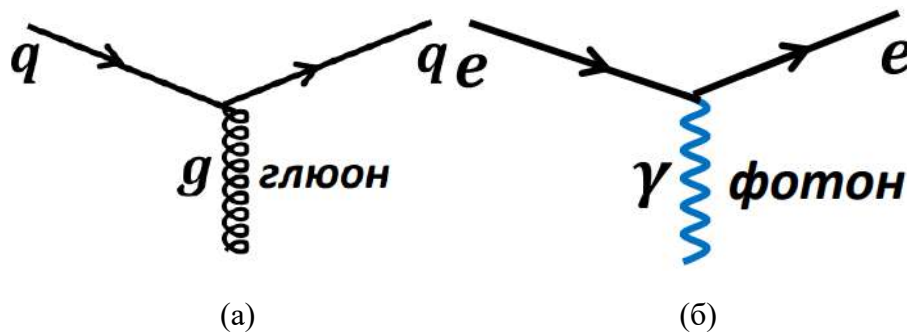


Рис. 8.2. (а) – традиционные узлы сильного взаимодействия; (б) – традиционные узлы электромагнитного взаимодействия.

Рассмотрим квантовые флуктуации вакуума (его электромагнитные поляризация) на Рис.8.3. Вместо электрона (позитрона) в этих вакуумных флуктуациях участвуют все заряженные частицы и их античастицы.

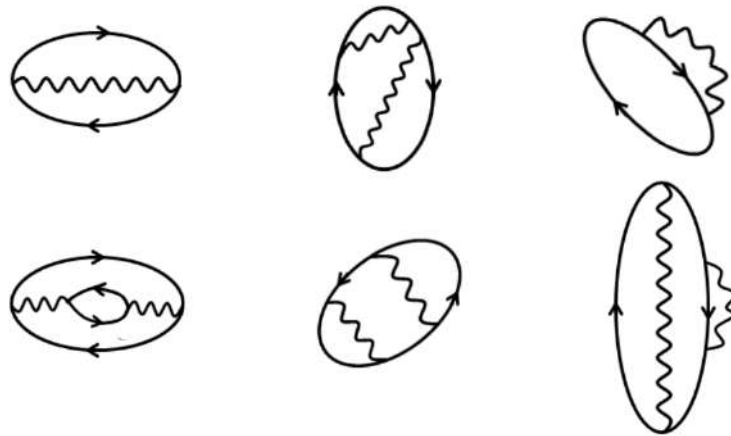


Рис. 8.3. Квантовые флуктуации вакуума

Три наиболее очевидных свидетельства реальности виртуальных частиц и активности вакуума (его поляризации):

1. Магнитный момент электрона на 0,1% больше того, который должен быть для «голового» (дираковского) электрона.
2. Расщепление уровней $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ атома водорода (лэмбовский сдвиг уровней).
3. Эффект Казимира. Притяжение проводящих незаряженных тонких металлических пластин под действием квантовых флуктуаций вакуума.

Эффект Казимира

В вакууме рождаются и исчезают виртуальные фотоны, соответствующие всем длинам волн электромагнитного спектра. Однако в пространстве между близко расположенными проводящими поверхностями ситуация меняется. В нем возможно лишь такие волны, длины которых целое или полуцелое число раз укладываются между поверхностями (допустимы только такие флуктуации электромагнитного поля, значения которых равны нулю в месте расположения каждой пластины). Возбуждение волн с другими длинами (а их больше) в этом промежутке подавляется, т.е. подавляется рождение соответствующих виртуальных фотонов. В результате, давление виртуальных фотонов изнутри на две поверхности оказывается меньше, чем давление на них извне, где рождение фотонов ничем не ограничено. Чем ближе друг к другу поверхности, тем меньше длин волн между ними оказываются в резонансе и больше – оказываются подавленными. Как следствие, растет сила притяжения между поверхностями. Эффект подтвержден экспериментально с точностью 1-3%.

Силу Казимира можно найти из формулы:

$$\frac{F_c}{S} = \frac{\hbar c \pi^2}{240 d^4}. \quad (8.1)$$

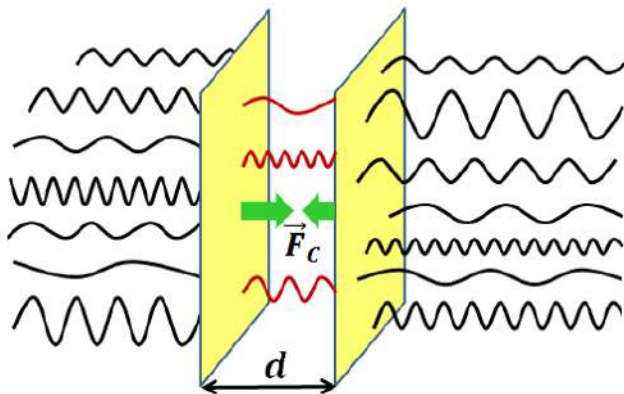
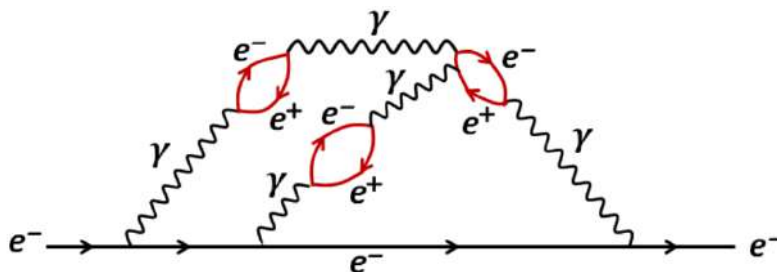


Рис.8.4. Эффект Казимира

ЭКРАНИРОВКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В КЭД

Одна из возможных диаграмм, отвечающих свободному электрону:



8.5. Диаграмма, отвечающая свободному электрону

Позитрон в петле (e^-e^+ -диполе) располагается ближе к родительскому электрону. Таким образом, возникает такая поляризация e^-e^+ -диполей, при которой их положительные стороны (т.е., позитроны) развернуты в сторону родительского электрона.

ЭКРАНИРОВКА И АНТИЭКРАНИРОВКА ЦВЕТОВОГО ЗАРЯДА В КХД

«Стандартные» кварк-глюонные диаграммы (см. Рис.8.6 (а)) приводят к эффекту экранировки цветового заряда, аналогичному эффекту экранировки электрического заряда, создаваемому диаграммами, как на Рис.8.6 (б)в Этом же время чисто глюонные диаграммы (Рис.8.6.(в)) приводят к эффекту, обратному экранировке цветового заряда.

Влияние этих диаграмм (диаграмм антиэкранировки) преобладает над влиянием диаграмм экранировки и за счёт них цветовой заряд кварка, измеряемый пробным цветовым зарядом, уменьшается с приближением пробного заряда к кварку.

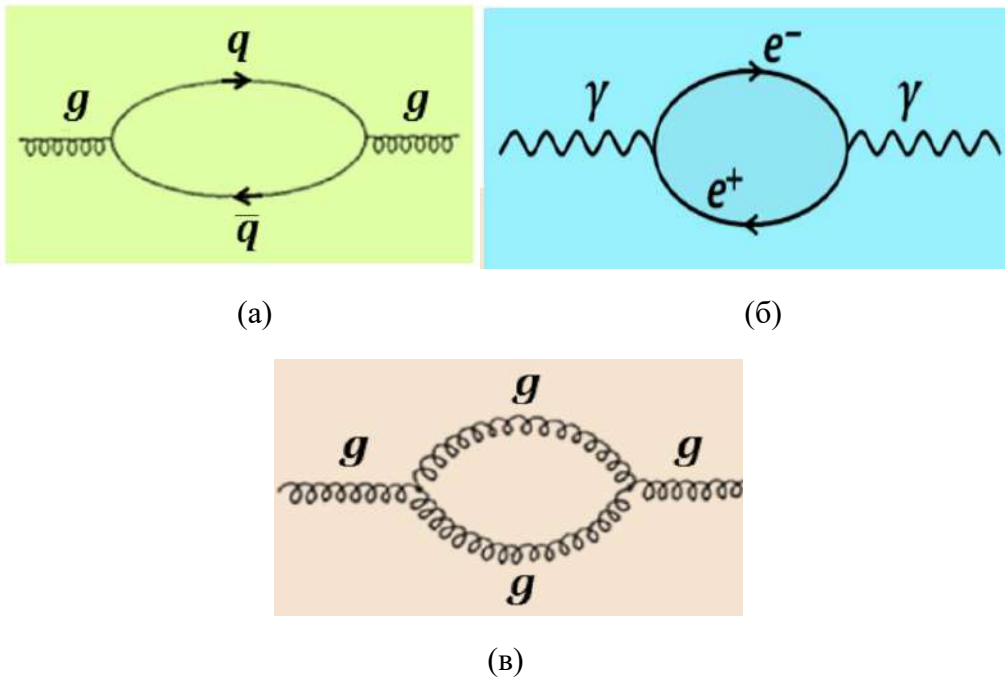


Рис.8.6. (а) - кварк-глюонные диаграммы; (б) – диаграмма для гамма-кванта; (в) – глюонная диаграмма.

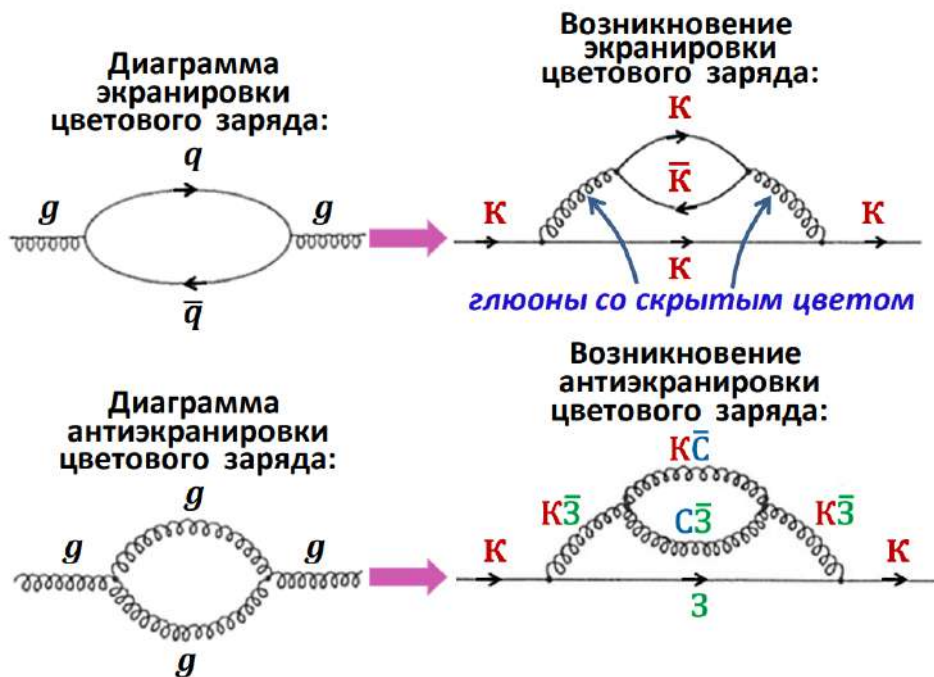


Рис.8.7. Диаграммы экранировки и антиэкранировки цветного заряда

Возникновение антиэкранировки можно объяснить с помощью следующего рассуждения: цветовой заряд кварка выносится глюоном во внешнюю область. Глюоны «размазываются» (расщепляют) цветовой заряд по окружающей его области

пространства, так что цветовой заряд, содержащийся в любой сфере, окружающей кварк, достигает сферы все меньшего радиуса, содержащей все меньший цветовой заряд внутри, и поэтому сила цветового взаимодействия уменьшается с приближением пробного заряда к кварку. Цветовые заряды, как и электрические, вне достигнутой сферы не оказывают никакого влияния на взаимодействие внутри сферы.

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА

За счёт глюонных диаграмм цветовой заряд кварка, измеряемый пробным зарядом, уменьшается с приближением пробного заряда к кварку. Сближаясь, два кварка будут «чувствовать» все более ослабленные цветовой заряды друг друга и сила их цветового взаимодействия будет ослабевать. В пределе очень малых расстояний кварки перестают взаимодействовать и ведут себя как свободные. В этом суть явления *асимптотической свободы* в сильном взаимодействии кварков.

Обратной стороной асимптотической свободы является рост энергии притяжения двух кварков с увеличением расстояния между ними, приводящий к невылетанию кварков из адронов. Это явление называется пленением или *конфайнментом* (confinement) кварков.

Удаление взаимодействующих кварка и антикварка друг от друга приводит к делению их трубкообразного цветового поля с рождением новых кварк-антикварковых пар (см. Рис.8.8). Ситуация напоминает попытки оторвать друг от друга полюса магнита.

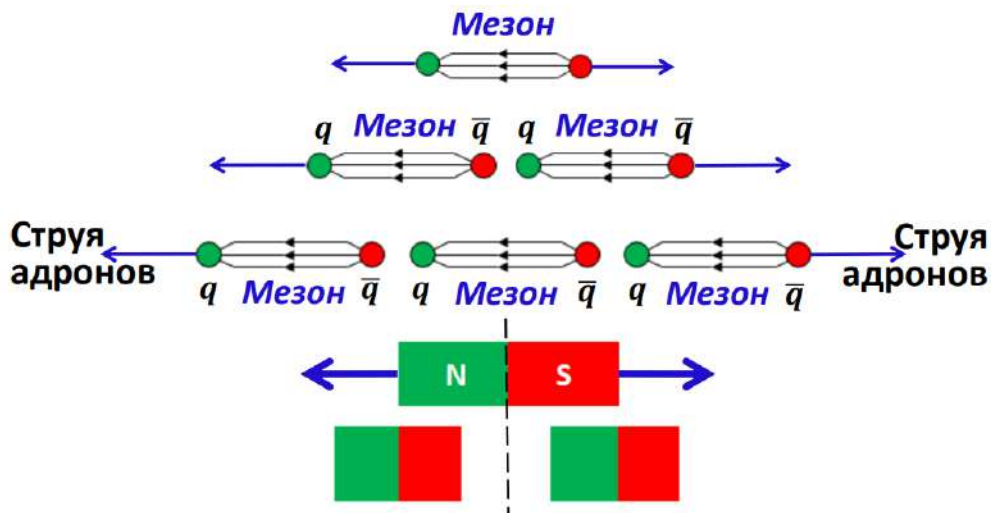


Рис.8.8. Удаление друг от друга взаимодействующих кварка и антикварка

Аналогом трека кварка (или глюона), вылетающего из области сильного взаимодействия, его следом, является многочастичный сгусток быстрых адронов — адронная струя. Эту струю можно отождествить с самим кварком в полной аналогии с тем, как цепочку капелек в камере Вильсона отождествляют с частицей, вызвавшей эту

цепочку капелек.

РАДИУС СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Безмассовость глюона, казалось бы, должна давать бесконечный радиус сильного взаимодействия (как электромагнитного или гравитационного). Однако, вместо дальнедействующего сильного поля мы наблюдаем короткодействующие силы, радиус которых ≈ 1 Фм, т.е. ограничен размером адрона. Сами адроны, состоящие из цветных кварков, лишены цвета. Они «белые» и не могут быть источником глюонов. Их источником могут быть лишь цветные кварки. Но они заперты внутри бесцветных адронов и внутри этих объектов, лишённых с точки зрения внешнего наблюдателя цвета, интенсивно обмениваются цветными глюонами.

Таким образом, основная область сильного (цветного) взаимодействия ограничена размерами адрона (≈ 1 Фм) и не может далеко распространяться за его пределы.

Исследование структуры протона с помощью рассеяния на нём высокоэнергичных электронов

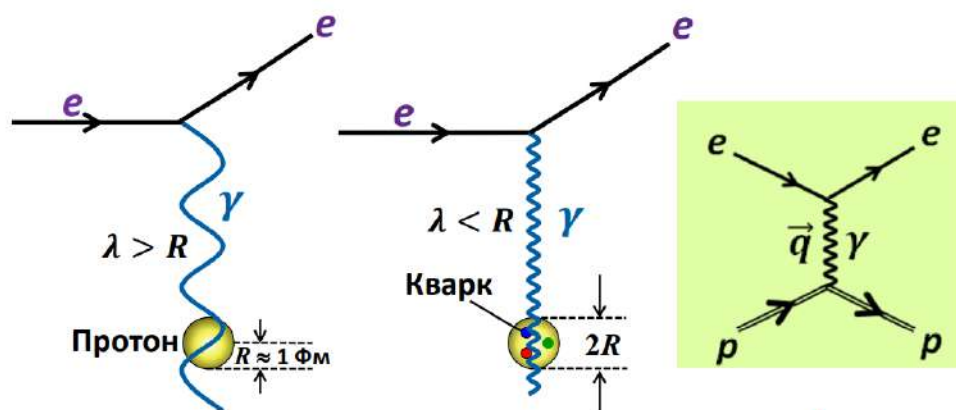


Рис.8.9. Рассеяние на протоне высокоэнергичных электронов

ВНУТРИ ПРОТОНА

Доли внутреннего импульса (массы) протона, которую несут кварки и глюоны ($q = 3$ ГэВ/с):

- **u**-кварки – 33%,
- **d**-кварки – 16%,
- Глюоны – 46%,
- Антикварки – 5%.

Около 50% массы нуклона приходится на глюоны.



Рис.8.10. Виртуальный фотон

Как формируется масса протона?

Протон состоит из двух u-кварков и одного d-кварка, взаимодействующих между собой посредством сильного поля, переносчиками которого являются безмассовые глюоны. Т. е. около 99% массы протона (и нейтрона) формируется за счёт кинетической энергии кварков и энергии глюонного поля. И то и другое – результат сильного взаимодействия.

Как мы теперь знаем природа массы самих голых кварков другая. Они не имеют внутренней структуры и поэтому их массы не могут возникать за счёт кинетической и потенциальной энергии объектов этой структуры. Аналогичная ситуация имеет место и с массой всех других фундаментальных, т. е. бесструктурных, частиц (лептонов и квантов полей). Ответ на вопрос о природе масс фундаментальных частиц был дан Стандартной Моделью. Согласно ей массы фундаментальных частиц являются результатом их взаимодействия с Хиггсовским полем. Квантом этого поля является бозон Хиггса. Это поле присутствует всюду во Вселенной. Главная роль поля Хиггса – обеспечить массы всем фундаментальным частицам.

ЛЕКЦИЯ 9. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА СТРОЕНИЕ ЯДРА. КВАРКИ В ЯДРЕ

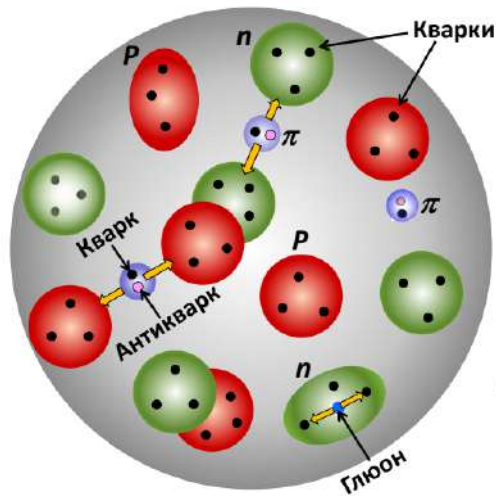


Рис.9.1. Современное представление ядра

Взаимодействие кварков - обмен глюонами.

НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА И ВЕЩЕСТВА В ЯДРЕ

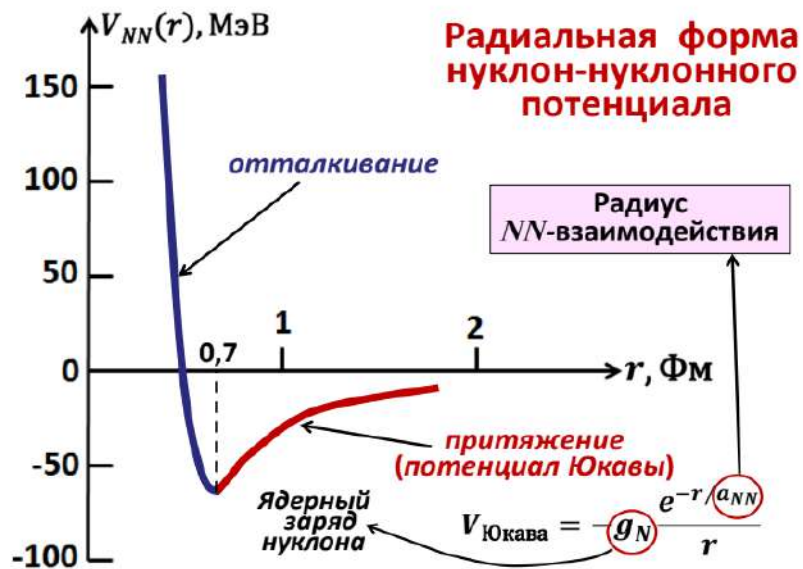


Рис.9.2. Радиальная форма нуклон-нуклонного потенциала

Квант ядерного поля. Теория Юкавы

Основная идея: нуклон-нуклонное (NN) взаимодействие осуществляется, как и

дифракционную картину (по горизонтали указана интенсивность). Возникает многолучевая интерференция. Используя формулу из оптики, при дифракции на каком-то объекте (при неозодимых условиях дифракции см. Лекцию 2) можно оценить радиус ядра, подставляя м углы рассеяния и соответствующие им m – порядки минимумов.

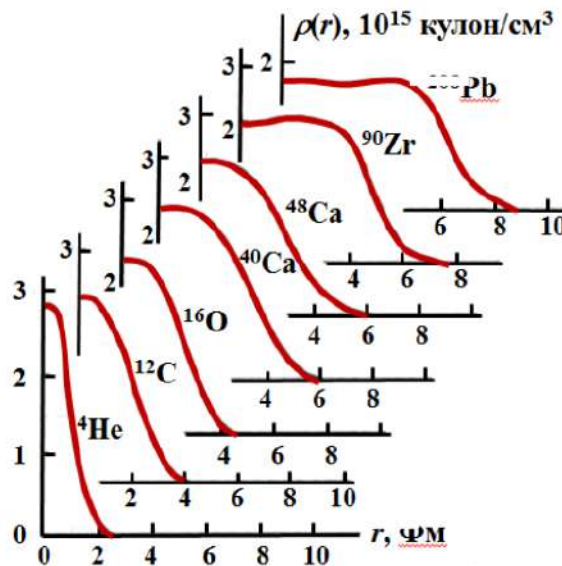


Рис.9.5. Экспериментальная плотность $\rho(r)$ распределения заряда в ядре

Распределение Ферми:

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + \exp \frac{r-R}{a}}, \quad (9.1)$$

где $t = 4 \cdot \ln 3$ а $\approx 2,4$ Фм, $a \approx 0,55$ Фм.

Эмпирические соотношения:

$R \approx 1,1 \cdot A^{1/3}$ Фм - распределение Ферми;

$R = 1,2 \cdot A^{1/3}$ Фм - ядро как однородная сфера.

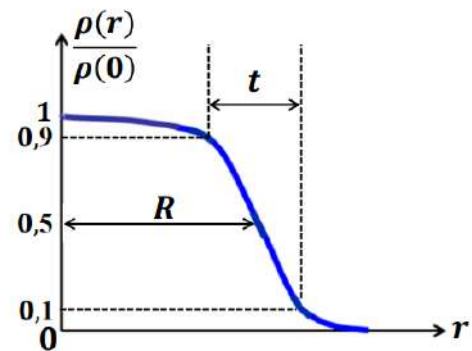


Рис.9.6. Распределение Ферми

АТОМНОЕ ЯДРО КАК НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ СИСТЕМА

Атомное ядро – система с фиксированной полной энергией. Состояния таких систем называются стационарными. Для них имеет место стационарное уравнение Шредингера:

$$\hat{H}\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = E\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A), \quad (9.2)$$

\hat{H} – гамильтониан (оператор полной энергии системы частиц), E – полная энергия системы, $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$ – волновая функция системы. Волновая функция системы и её энергия полностью определяются видом гамильтониана.

Гамильтониан (оператор энергии) атомного ядра:

$$\hat{H}_{\text{ядро}} = \underbrace{\sum_{\alpha=1}^A \hat{T}_{\alpha}}_{\text{Оператор кинетической энергии нуклонов}} + \underbrace{\sum_{i=1}^Z \sum_{i < k}^Z \frac{Ze^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_k|}}_{\text{Потенциал кулоновского отталкивания протонов}} + \underbrace{\sum_{\alpha}^A \sum_{\alpha < \beta}^A V(|\vec{r}_{\alpha} - \vec{r}_{\beta}|)}_{\text{Потенциал ядерного взаимодействия нуклонов}}$$

где $\hat{T}_{\alpha} = (\hat{p}_{\alpha})^2 / 2m_N$.

МАССА И ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА

Энергия связи ядра $W(A, Z)$ это минимальная энергия, необходимая для деления ядра на составляющие его нуклоны (протоны и нейтроны):

$$W(A, Z) = (Zm_p c^2 + Nm_n c^2) - M(A, Z)c^2, \quad (9.3)$$

где $M(A, Z)$ – масса ядра.

ДИАГРАММА ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

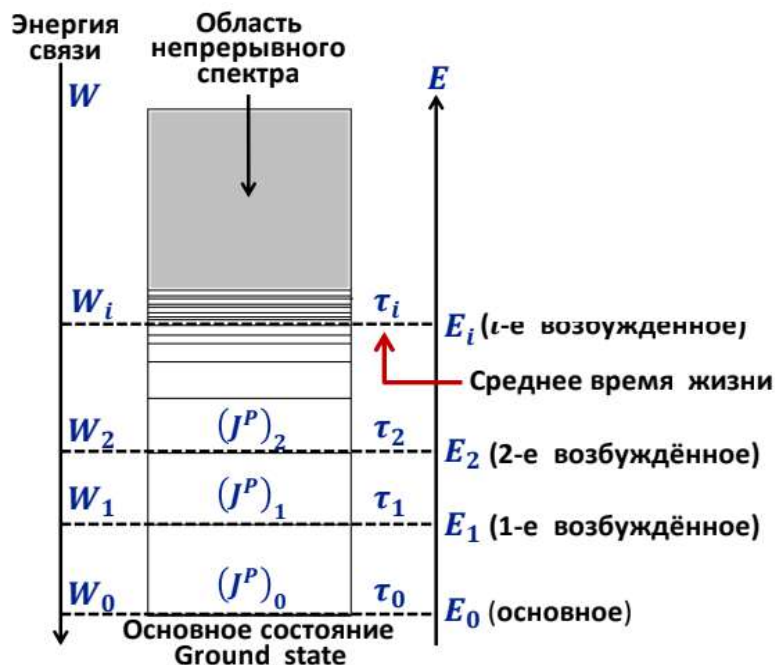


Рис.9.7. Диаграмма ядерных уровней

Энергия основного состояния ядра:

$$E_0 \rightarrow Mc^2 = (Zm_p + Nm_n)c^2 - W_0, \quad (9.4)$$

где W_0 – энергия связи ядра в основном состоянии. Энергии E_i остальных состояний определяются как $E_i = W_0 - W_i$. При этом принято энергию основного состояния полагать нулевой: $E_0 = 0$.

Спин атомного ядра

Спин ядра J это полный момент количества движения покоящегося ядра. Он является результатом векторного сложения спинов s_α нуклонов ядра и их орбитальных (угловых) моментов внутри ядра:

$$\vec{J}_{core} = \sum_{\alpha=1}^A (\vec{l}_\alpha + \vec{s}_\alpha). \quad (9.5)$$

То, что атомные ядра характеризуются определённой чётностью, означает, что они имеют центр симметрии. Это позволяет понять форму, которую может иметь атомное ядро. При этом нужно учесть также несжимаемость и поверхностное натяжение, присущие ядру как капле ядерной жидкости. Поверхностное натяжение минимизирует площадь ядерной поверхности при сохранении объёма, оставляя возможными либо сферические ядра, либо не очень сильно от них отличающиеся – аксиально симметричные, слегка вытянутые или сплюснутые (эллипсоидальные).

В соответствии с зарядовой независимостью ядерных сил нейтрон и протон можно рассматривать как два зарядовых состояния нуклона. Этой (зарядовой) симметрии отвечает квантовое число изоспин, которым наделена любая сильно взаимодействующая частица (кварк или адрон). Так протон и нейтрон, из которых состоит ядро, наделяются изоспином $I = 1/2$, причём протону (по договоренности) отвечает проекция изоспина $I_3 = + 1/2$, а нейтрону проекция $I_3 = - 1/2$. Так как ядро состоит из протонов и нейтронов, то изоспином наделяется и ядро в целом в любом энергетическом состоянии.

ЯДЕРНЫЙ ПАРК. NZ-ДИАГРАММА ЯДЕР

Нуклид это ядро с определенным числом протонов (Z) и нейтронов (N). В природе существует и искусственно получено большое число нуклидов – ядер с различными Z и $A = Z + N$. Диапазон изменений Z и A для известных ядер соответственно $1 \div 118$ и $1 \div 294$. Всего известно около 3500 нуклидов, т.е. ядерный мир значительно богаче мира химических элементов (атомов).

Все известные ядра можно разделить на 2 группы:

1. Стабильные (их 262).
2. Радиоактивные (их около 3200).

Нейтрон-Протонная (NZ) диаграмма стабильных и долгоживущих (с периодом полураспада $t_{1/2} > 5 \cdot 10^8$ лет) ядер представлена на Рис.9.8. Их 287 и все они присутствуют в природе.

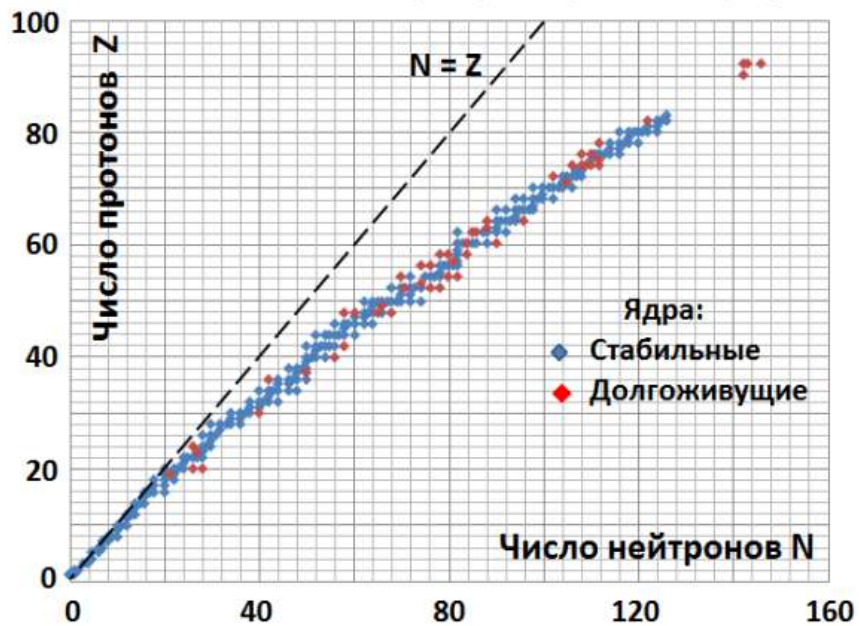


Рис.9.8. Нейтрон-Протонная диаграмма стабильных и долгоживущих ядер

На Рис.9.9 представлена N-Z диаграмма всех известных ядер (их около 35000)

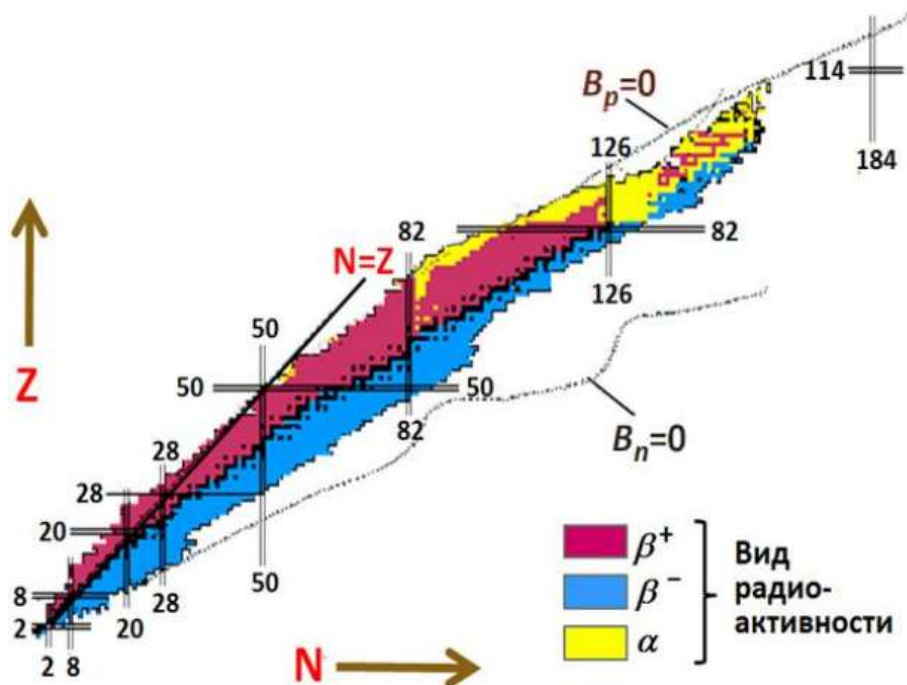


Рис.9.9. N-Z диаграмма

СИНТЕЗИРОВАННЫЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА. ЭНЕРГИЯ ОТДЕЛЕНИЯ НУКЛОНА

Синтезированные сверхтяжелые ядра - элементы с Z от 100 вплоть до 118.

Энергия отделения нуклона B_n (B_n или B_p) – это минимальная энергия, необходимая для вырывания нуклона из ядра. Это энергия наиболее слабо связанного нуклона (сидящего наиболее высоко в ядерной потенциальной яме).

Найдём энергию отделения нейтрона B_n . Отделению нейтрона отвечает процесс



Энергия, необходимая для такого процесса, определяется разностью масс системы (в энергетических единицах) после и до процесса, т. е. энергия отделения нейтрона

$$B_n = M(A-1, Z)c^2 + m_n c^2 - M(A, Z)c^2 =$$

(переходя от масс к энергиям связи W)

$$= W(A, Z) - W(A-1, Z) - W(1, 0) = W(A, Z) - W(A-1, Z).$$

Аналогично, энергия отделения протона:

$$B_p = W(A, Z) - W(A-1, Z-1). \quad (9.7)$$

УДЕЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА. ИСТОЧНИКИ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ.

$W(A, Z)$ тем больше, чем больше A . Удобно иметь дело с так называемой удельной энергией связи ε (средней энергией связи на один нуклон): $\varepsilon = W(A, Z)/A$.



Рис.9.10. Зависимость удельной энергии связи от массового числа

Ядерную энергию можно получить двумя способами:

1. Синтезом (слиянием) лёгких ядер (Fusion).
2. Делением тяжёлых ядер (Fission).

В обоих процессах (показанных стрелками на Рис.9.9) совершается переход к ядрам, в которых нуклоны связаны сильнее, и часть энергии высвобождается.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

- Притяжение.
- Короткодействие (1 Фм).
- Большая величина (интенсивность).
- Насыщение.

Для ядер с $A > 20$ удельная энергия связи $\varepsilon \approx 8$ МэВ и слабо меняется с ростом A , т.е. насыщается. Поэтому энергия связи таких ядер $W \approx \varepsilon A$, т.е. пропорциональна A . Такое поведение W означает, что каждый нуклон внутри ядра взаимодействует не со всеми остальными, а лишь с ближайшими нуклонами. Если бы нуклон в ядре одинаково взаимодействовал со всеми другими, то энергия связи ядра была бы пропорциональна A^2 , а не A .

Действительно, в этом случае энергия связи была бы пропорциональна числу двухнуклонных связей, т.е. числу сочетаний из A по 2, которое, как известно, равно $A(A - 1)/2 \sim A^2$ (при $A \gg 1$).

Обсуждая свойство насыщения ядерных сил, начнем с утверждения, что, исключая самые легкие ядра, нуклоны внутри ядра распределены почти равномерно со средним межнуклонным расстоянием 2 Фм, практически не зависящим от массы ядра.

Природа насыщения ядерных сил в их короткодействии. Радиус действия ядерных сил $r_{core} \approx 2$ Фм. В системе нуклонов каждый нуклон взаимодействует лишь с теми, которые удалены от него не дальше чем на $r_{NN} \approx 2$ Фм и полная энергия E его взаимодействия фиксирована и равна $E = (n - 1) \cdot e$ где n – число нуклонов внутри сферы радиуса r_{core} , а e – энергия одного двухнуклонного взаимодействия. При этом полная энергия системы A связанных нуклонов, т.е. её энергия связи:

$$W = \frac{1}{2} A(n-1)e \sim A. \quad (9.8)$$

ЯДРО КАК КАПЛЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЖИДКОСТИ. ФОРМУЛА ВАЙЦЕККЕРА

Свойство насыщения ядерных сил, вытекающее в свою очередь из их короткодействия и отталкивания на малых расстояниях, делает ядро похожим на жидкость. Силы, связывающие молекулы жидкости, тоже насыщаются, а энергия испарения линейно растет с увеличением массы жидкости. На этой основе был создан способ описания ядра в модели жидкой капли (Вайцеккер, 1935 г.).

Формула Вайцеккера для энергии связи ядра (1935 г.) основана на модели

жидкой капли и содержит ряд членов:

- Объёмная энергия,
- Поверхностная энергия,
- Кулоновская энергия,
- Энергия симметрии,
- Энергия спаривания.

Объёмная энергия: $E_v = a_v A$, где $a_v > 0$ константа.

Поверхностная энергия: $E_s = a_s A^{2/3}$, где $a_s > 0$ константа

В бесконечной ядерной материи выделим ограниченное поверхностью ядро и разорвем связи с внешними нуклонами. Число потерянных связей пропорционально числу нуклонов на поверхности ядра, т.е. площади S его поверхности, которая равна

$$S = 4\pi R^2 = 4\pi \cdot 1,44 A^{2/3} \text{ Фм}, \quad (9.9)$$

так как радиус ядра $R \approx 1,2 \cdot A^{1/3}$ Фм.

Итак, за счёт поверхности энергия связи ядра уменьшается на величину $R \approx 1,2 \cdot A^{1/3}$ и в формулу для энергии связи ядра необходимо добавить со знаком минус слагаемое пропорциональное $A^{2/3}$.

Кулоновская энергия:

Энергия кулоновского отталкивания, уменьшающая энергию связи ядра, даётся классической электростатической энергией однородного сферического распределения Z элементарных зарядов e :

$$E_c = \frac{3}{5} \cdot \frac{Z(Z-1)}{R} e^2 = a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}, \quad (9.10)$$

где $a_c = \frac{3e^2}{5r_0} = 0,72$ Фм, $R = r_0 \cdot A^{1/3} = 1,2 \cdot A^{1/3}$ Фм.

Энергия симметрии:

Необходимо учесть квантовую природу ядерной капли: ядро состоит из фермионов (протонов и нейтронов), подчиняющихся принципу запрета Паули.

$$E_{sym} = a_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} = a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A}. \quad (9.11)$$

Имеем для формулы Вайцекера:

$$W(A, Z) = E_v - E_s - E_c - E_{sym} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A}. \quad (9.12)$$

Хорошую подгонку ($\approx 1\%$) под эксперимент даёт следующий набор констант:

$$a_v = 15,6 \text{ МэВ}, a_s = 17,2 \text{ МэВ}, a_c = 0,72 \text{ МэВ}, a_{sym} = 23,6 \text{ МэВ}.$$

Равновесное число протонов Z_{eq} в ядре при фиксированном A определяется минимумом по Z суммы кулоновской энергии (E_c) и энергии симметрии (E_{sym}). Откуда легко получить линию стабильности на NZ -диаграмме атомных ядер:

$$Z_{eq} = \frac{2a_{sym}A}{a_c A^{2/3} + 4a_{sym}} \approx \frac{A}{0,015A^{2/3} + 2} \quad (9.13)$$

Если пренебречь кулоновской энергией (лёгкие ядра), то $Z_{eq} = 2$. При учёте кулоновской энергии (средние и тяжёлые ядра) $Z_{eq} < 2$ и линия стабильности с ростом Z всё более смещается в сторону большего числа нейтронов.

Уточнение формулы Вайцеккера. Эффект спаривания

С точки зрения эффекта (сил) спаривания все ядра в основном состоянии разбиваются на три группы:

- чётно-чётные (все нуклоны спарены),
- нечётно-нечётные (неспарены по одному протону и нейтрону),
- нечётные ядра (неспарен либо один протон, либо один нейтрон).

В основном состоянии ядра возникает дополнительная связь (притяжение) между двумя нуклонами одного типа (двумя протонами или двумя нейтронами), находящимися на одном энергетическом уровне.

Необходимо в формулу Вайцеккера добавить слагаемое (его эмпирический вид):

$$E_{sp} = \frac{\delta}{A^{3/4}},$$

где $\delta = +34 \text{ МэВ}$ (ядро чётно-чётное),

$\delta = 0$ (ядро нечётное),

$\delta = -34 \text{ МэВ}$ (ядро нечётно-нечётное).

Формула Вайцеккера:

$$W(A, Z) = 15,6A - 17,2a^{2/3} - 0,72 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - 23,6 \frac{(A-2Z)^2}{A} + \frac{\delta}{A^{3/4}}, \quad (9.14)$$

где $\delta = +34 \text{ МэВ}$ (ядро чётно-чётное),

$\delta = 0$ (ядро нечётное),

$\delta = 34$ МэВ (ядро нечётно-нечётное).

ЛЕКЦИЯ 10. РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД АТОМНЫХ ЯДЕР РАСПАДЫ АТОМНЫХ ЯДЕР. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ. ТИПЫ РАСПАДОВ

Числовые характеристики распада:

- τ – среднее время жизни ядра в неустойчивом состоянии,
- w – вероятность распада ядра в единицу времени, $w = 1/\tau$,
- $t_{1/2} = \tau \cdot \ln 2$ – период полураспада.

Закон радиоактивного распада:

$$N(t) = N(0) \exp \frac{-t}{\tau}. \quad (10.1)$$

Необходимым условием распада является:

$$M \rightarrow m_1 + m_2 + m_3 + \dots = \sum_i m_i. \quad (10.2)$$

Виды распада:

- α -распад (испускание ядер ${}^4\text{He}$),
- β -распад (испускание электрона, нейтрино и антинейтрино),
- γ -распад,
- спонтанное деление (1940, СССР, Флёрв, Петржак),
- испускание 1-2 нуклонов,
- испускание кластеров (ядер от ${}^{12}\text{C}$ до ${}^{32}\text{S}$).

АЛЬФА-РАСПАД

Вероятность α -распада

Вероятность α -распада в единицу времени: $W \approx \nu P$.

Здесь $\nu = \frac{v_\alpha}{2R_{core}}$ - частота появления α -частицы на границе ядра ($\approx 10^{22}$ в сек), а P вероятность проникновения α -частицы через границу ядра ($P < 10^{-14}$).

Экстремально низкая вероятность проникновения α -частицы через границу ядра объясняется потенциальным барьером, с которым сталкивается α -частица на этой границе.

Кулоновский барьер для α -распада

Квантовая механика предсказывает ненулевую вероятность прохождения частицы через барьер (эффект туннелирования). Вероятность прохождения через барьер

впервые рассчитана советским аспирантом Георгием Гамовым в 1928 г. применительно к α -распаду. Решалось стационарное уравнение Шредингера для α -частицы в потенциале ядра и кулоновского поля. Для вероятности P прохождения через барьер получено:

$$P \approx \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2m_\alpha[V_{\text{кул}}(r) - T_\alpha]} dr\right] \quad (10.3)$$

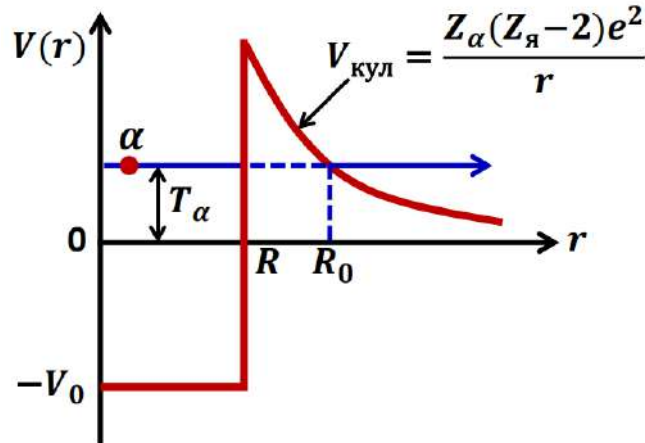


Рис.10.1. Кулоновский барьер

Квантовый эффект туннелирования сродни классическому эффекту прохождения волны через полупрозрачную зеркальную среду.

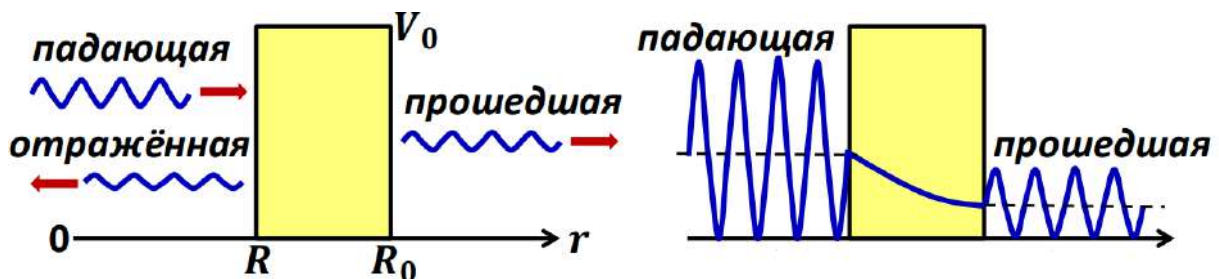


Рис.10.2. Волна-частица и потенциальный барьер

Хотя α -распад вызван ядерным (сильным) взаимодействием, его вероятность определяется кулоновским, т. е. электромагнитным взаимодействием.

БЕТА-РАСПАД

β -распад это самопроизвольное испускание ядром лептонов ($e^\pm, \nu_e, \bar{\nu}_e$) Это процесс внутринуклонный. За этот процесс ответственно слабое взаимодействие.

α -распад процесс внутринуклонный. Его реализацию в ядрах обеспечивает принцип Паули, минимизирующий энергию симметрии системы нуклонов:

Радиус действия слабых сил

Слабое взаимодействие осуществляется обменом промежуточными бозонами W и Z частицами большой массы (80 и 91 Гэв/с²), являющимися квантами слабого поля. Они открыты в 1983 г. в CERN (Европейская организация ядерных исследований, Швейцария).

Испускание в момент слабого взаимодействия частиц большой массы W и Z нарушает закон сохранения энергии на величину $\Delta E = m_{W,Z}c^2$. Такие нарушения допустимы квантовой механикой на времена Δt , диктуемые соотношением неопределенности «время-энергия» $\Delta t \Delta E \approx \hbar$, т.е. на времена $\Delta t \approx \hbar / \Delta E$.

Откуда получаем, что радиус действия слабых сил:

$$a_w < c\Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_{W,Z}c^2} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Фм.} \quad (10.4)$$

ПРЕДСКАЗАНИЕ И ОТКРЫТИЕ НЕЙТРИНО. ОПЫТ РАЙНЕСА И КОУЭНА

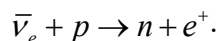
Нейтрино

4 декабря 1930 года профессор Цюрихского высшего технического училища Вольфганг Паули (1900–1958), один из создателей современной квантовой физики, направил на международную конференцию по радиоактивности, проходившую в Тюбингене (Германия), письмо, в котором изложил свою гипотезу о существовании нейтрино. Эту «призрачную» частицу он назвал нейтроном, поскольку «настоящий» нейтрон тогда еще не был открыт. Название «нейтрино» (по итальянски, «нейтрончик») спустя два года предложил итальянский физик Энрико Ферми (1901–1954).

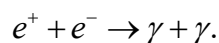
Нейтрино (антинейтрино) было открыто в 1956 г. в США в 6-летнем опыте Фредерика Райнеса и Клайда Коуэна.

Исторический опыт Райнеса и Коуэна

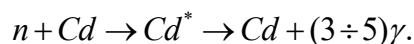
Реакция регистрации антинейтрино:



Реакция регистрации позитрона:



Реакция регистрации нейтрона:



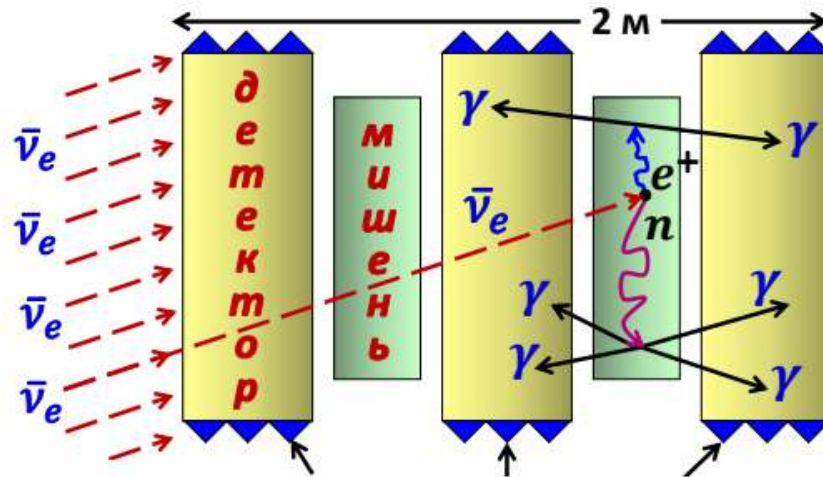


Рис.10.3. Схема экспериментальной установки в опыте Райнеса и Коуэна

Мишени 2 бака по 200 л с раствором хлористого кадмия в воде ($\text{CdCl}_2 + \text{H}_2\text{O}$). Кадмий интенсивно поглощает нейтроны. Детекторы три бака по 1400 л ($1,91, 30,6 \text{ м}^3$) с жидким водородосодержащим сцинтиллятором. Световые вспышки в сцинтилляторе регистрировались 110 фотоумножителями, окружавшими баки со сцинтилляторами.

Реакторное антинейтрино проходит без взаимодействия 10^{13} км твердого вещества.

ГАММА-РАСПАД. КЛАССИФИКАЦИЯ ФОТОНОВ, ИХ ТИП И МУЛЬТИПОЛЬНОСТЬ

Гамма-распад атомных ядер. Электромагнитные переходы в ядрах

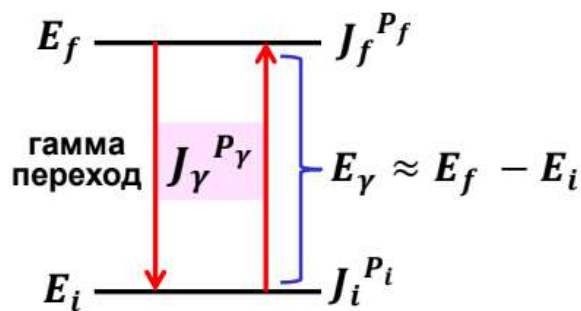


Рис.10.4. Гамма переход

Сохранение момента количества движения требует:

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{J}_\gamma \text{ или } |J_i - J_f| \leq J_\gamma \leq J_i + J_f.$$

Сохранение чётности требует:

$$P_f = P_i P_\gamma \text{ или } P_\gamma = P_i P_f.$$

Квантовая классификация фотонов

$L_\gamma = 1$ (дипольный), 2 (квадрупольный), 3 (октупольный), и так далее до бесконечности.

Спин фотона: $S_\gamma = 1$,

Орбитальный момент фотона: $L_\gamma = 0, 1, 2, \dots$

Чётность фотона: $P_\gamma = \pi_\gamma \cdot (-1)^{L_\gamma} = (-1)^{L_\gamma+1}$.

ПРАВИЛА ОТБОРА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Фотон определённой мультипольности J может иметь три значения L :

- $L = J, P = (-1)^{J+1}$ - магнитные (MJ-фотоны)
- $L = J \pm 1, P = (-1)^J$ - электрические (EJ-фотоны)

Нельзя говорить о типе и мультипольности фотона без указания точки (центра ядра), относительно которого он летит (которым поглощается или излучается).

Правила отбора по чётности:

- $P_i P_f = (-1)^{J+1}$ для MJ-фотонов
- $P_i P_f = (-1)^J$ для EJ-фотонов

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СИСТЕМАХ ЗАРЯДОВ

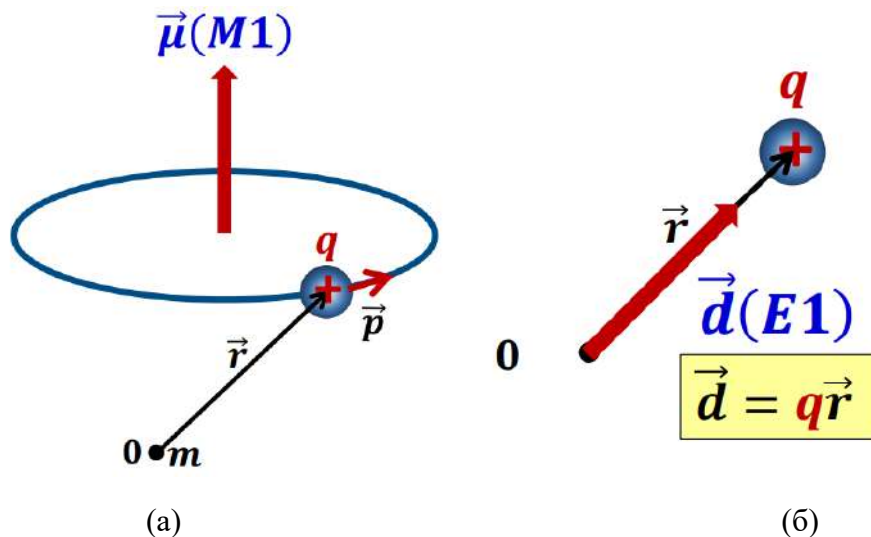


Рис.10.5. (а) - магнитный дипольный момент частицы, (б) - электрический дипольный момент частицы.

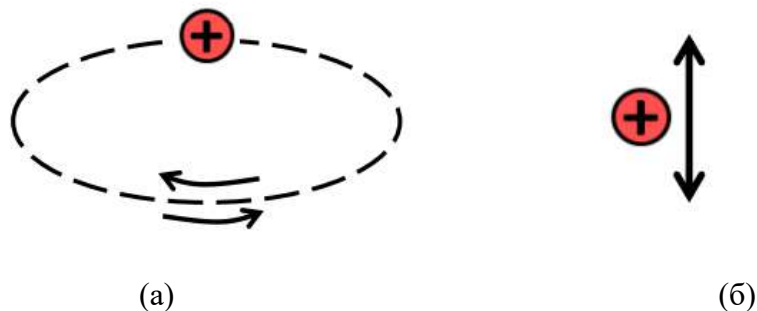


Рис.10.6. (а) - Колебание магнитного дипольного момента частицы создающее **M1**-излучение, (б) - Колебание электрического дипольного момента частицы создающее **E1**-излучение.

ДЛИНОВОЛНОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ. ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЭТОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Длинноволновое приближение: длина волны фотона (λ) много больше размера системы (R).

В длинноволновом приближении, т. е. при $\lambda \gg R$ можно предсказать каковы вероятности поглощения (испускания) фотонов различного типа и мультипольности .

Пусть на ядро падает плоская монохроматическая электромагнитная волна. Её векторный потенциал (классический аналог волновой функции фотона) имеет вид:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \exp^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \tag{10.5}$$

где $\vec{k} = \vec{p} / \hbar$ – волновой вектор, а $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число. Такая волна при $\lambda \gg R$ ($kR \ll 1$) внутри системы (при $r < R$) допускает разложение в ряд:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \exp^{-i\omega t} \left[1 + i\vec{k}\vec{r} + \frac{1}{2}(i\vec{k}\vec{r})^2 + \dots \right]. \tag{10.6}$$

Первое слагаемое отвечает однородному (одинаковому во всём пространстве) полю, вызывающему электрические дипольные колебания:

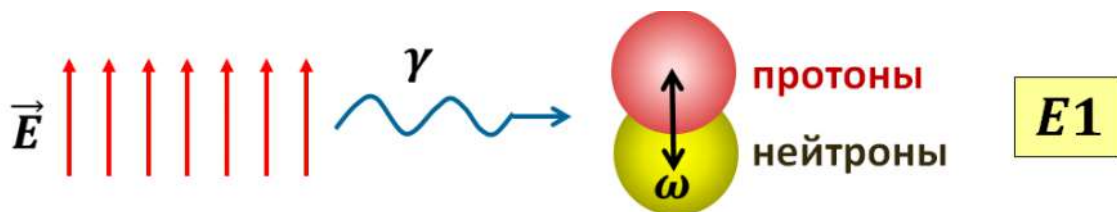


Рис.10.7. Электрические дипольные колебания соответствующие однородному полю

Продолжая аналогичный анализ для более высоких членов разложения можно прийти к следующему соответствию слагаемых этого разложения фотонам различного

типа.

Таким образом в длинноволновом приближении плоская монохроматическая волна является суперпозицией парциальных волн с различными орбитальными моментами L фотонов. Пространственная часть этих волн играет роль амплитуд этих парциальных волн в определённой точке пространства r . Поэтому интенсивность конкретной парциальной волны в этой точке даётся квадратом модуля амплитуды соответствующей парциальной волны. Вероятность w_L фотонам с определённым L быть поглощёнными ядром пропорциональна числу фотонов с данным L в объёме ядра, т.е. интенсивности парциальной волны, которая, в свою очередь, даётся квадратом модуля амплитуды этой волны:
 $w_L \sim |A_L|^2$.

Таблица 10.1. Амплитуды парциальных волн

Амплитуды парциальных волн:	
электрических	магнитных
$A_{E1} \sim (kr)^0 = 1,$	$A_{M1} \sim (kr)^1,$
$A_{E2} \sim (kr)^1,$	$A_{M2} \sim (kr)^2,$
$A_{E3} \sim (kr)^2,$	$A_{M3} \sim (kr)^3,$
$A_{E4} \sim (kr)^3,$	$A_{M4} \sim (kr)^4,$
..... L L
$A_{EJ} \sim (kr)^{J-1}.$	$A_{MJ} \sim (kr)^J.$

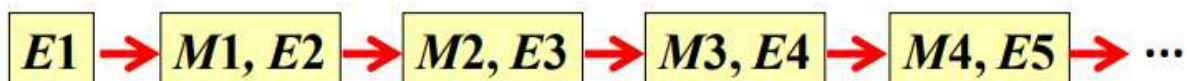
Для отношения вероятностей электромагнитных переходов различного типа и мультипольности при $\lambda \gg R$ имеем:

$$\frac{w(MJ)}{w(EJ)} \approx (kR)^2 \ll 1. \quad (10.7)$$

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Преимущественное взаимодействие атомов и ядер с $E1$ -фотонами при $\lambda \gg R$ объясняется тем, что у такой электромагнитной волны внутри таких малых объектов как атомы и ядра оказываются практически только $E1$ -фотоны, в меньшей степени – $M1$, $E2$, в ещё меньшей степени – $M2$, $E3$ и так далее.

Таким образом, если правилами отбора разрешено поглощение (испускание) фотонов любого типа и мультипольности, то при $\lambda \gg R$ вероятности их поглощения (испускания) будут падать в следующей последовательности:



Скорости гамма-переходов в ядре из 100 нуклонов, рассчитанные S.A.Moszkowski

(1965 г.) представлены на Рис. 10.8.

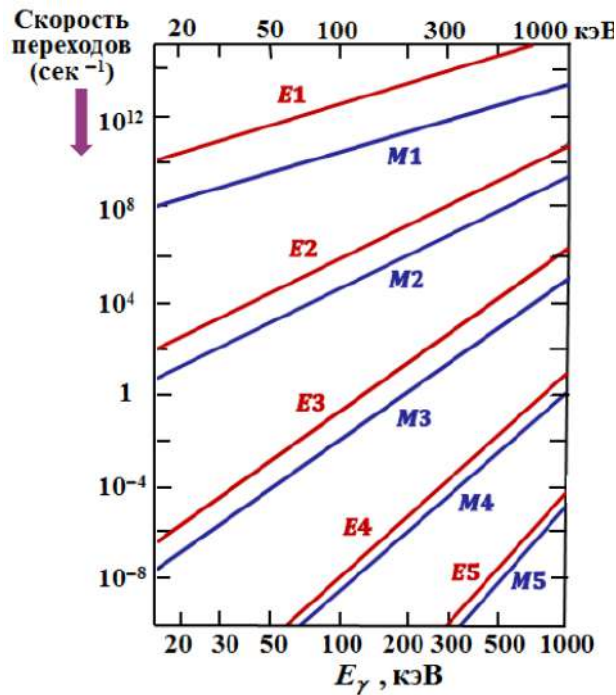
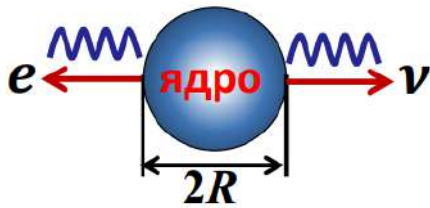


Рис.10.8. Скорости гамма-переходов

РОЛЬ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА В БЕТА-РАСПАДЕ. РАЗРЕШЕННЫЕ И ЗАПРЕЩЕННЫЕ БЕТА-ПЕРЕХОДЫ

Роль орбитального момента в β -распаде



Пространственно-временные волновые функции лептонов:

$$\psi_e = \exp^{i(\vec{k}_e \vec{r}_e) - w_e t}, w_e = E_e / \hbar$$

$$\psi_\nu = \exp^{i(\vec{k}_\nu \vec{r}_\nu) - w_\nu t}, w_\nu = E_\nu / \hbar$$

Рис.10.9. Иллюстрация к обозначениям

Пространственно-временная волновая функция лептонной пары:

$$\psi_\beta = \psi_e \cdot \psi_\nu = \underbrace{e^{i[(\vec{k}_e \vec{r}_e + \vec{k}_\nu \vec{r}_\nu) - (\omega_e + \omega_\nu)t]}}_{e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}} \text{ в системе центра инерции}} \quad (10.8)$$

Здесь, где $\vec{k}_\beta = \vec{p}_\beta / \hbar$ — относительный импульс лептонов, а $\vec{r} = \vec{r}_\nu - \vec{r}_e$ их

относительная координата в системе центра инерции.

Если приведённая длина волны лептонной пары $\lambda_\beta = 1/k_\beta \gg R$, где R – радиус ядра, или $k_\beta R \ll 1$, то внутри ядра справедливо разложение:

$$e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}} = 1 + i\vec{k}_\beta \vec{r} + \frac{1}{2} (i\vec{k}_\beta \vec{r})^2 + \frac{1}{6} (i\vec{k}_\beta \vec{r})^3 + \dots$$

$L_\beta = 0 \quad \uparrow \quad 1 \quad \uparrow \quad 2 \quad \uparrow \quad 3$

и возникает та же иерархия β -распадов по вероятности в зависимости от уносимого лептонной парой относительного орбитального момента L_β , какая имеет место и при γ -распаде.

Для типичных β -переходов: $k_\beta R = 0.01$.

Принятая иерархия β -переходов по вероятности:

- $L_\beta = 0$ - самые вероятные (разрешённые)
- $L_\beta = 1$ - менее вероятные (запрещённые, 1-я степень запрета)
- $L_\beta = 2$ - ещё менее вероятные (запрещённые, 2-я степень запрета)
- $L_\beta = n$ - запрещённые, n-я степень запрета.

Различают разрешённые и запрещённые β -переходы двух типов:

1. Ферми:

$$\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = \vec{0} \quad \begin{array}{c} \uparrow \\ e \\ \downarrow \\ \nu \end{array}$$

2. Гамова-Теллера:

$$\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = \vec{1} \quad \begin{array}{c} \uparrow \uparrow \\ e \quad \nu \end{array}$$

Во всех рассмотренных видах радиоактивного распада ядер (α, β, γ) вероятность распада зависит от относительного орбитального момента L продуктов распада. Во всех случаях (при прочих равных условиях) вероятность падает с ростом L . Однако в α -распаде это не является определяющим фактором формирования вероятности распада. Значительно более важную роль там играет кулоновский барьер. В β - и γ -распадах, где кулоновский барьер не играет роли, фактор подавления вероятности за счёт орбитального момента является определяющим.

ЛЕКЦИЯ 11. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ. ОБОЗНАЧЕНИЯ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

Любой процесс столкновения элементарной частицы с ядром или ядра с ядром будем называть ядерной реакцией.

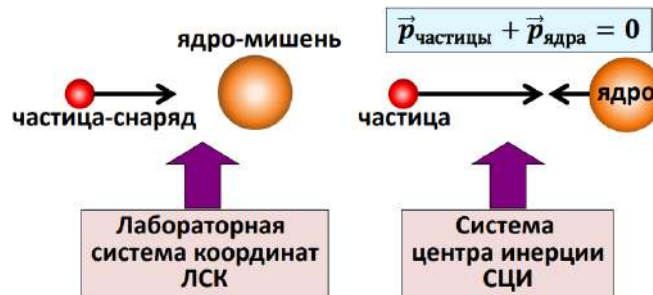


Рис.11.1. Ядерная реакция

Первая ядерная реакция осуществлена Э. Резерфордом в 1919 г.:
 $\alpha + {}_7^{14}\text{N} \rightarrow {}_8^{17}\text{O} + p$.



Рис.11.2. каналы ядерной реакции

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Законы сохранения момента количества движения и изоспина

Рассмотрим реакцию $a + A \rightarrow B + b$.

Сохранение момента количества движения требует выполнения равенств:

$$\bar{J}_a + \bar{J}_A + \bar{L}_{aA} = \bar{J}_b + \bar{J}_B + \bar{L}_{bB}, \quad (11.1)$$

$$(J_z)_a + (J_z)_A + (L_z)_{aA} = (J_z)_b + (J_z)_B + (L_z)_{bB}, \quad (11.2)$$

где J – спины участвующих частиц (ядер), а L – их относительные орбитальные моменты.

Сохранение изоспина имеет место в сильном (ядерном) взаимодействии и требует выполнения равенств:

$$\bar{I}_a + \bar{I}_A = \bar{I}_b + \bar{I}_B, \quad (11.3)$$

$$(I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B, \quad (11.4)$$

где I – изоспины участвующих частиц (ядер), а I_3 – их третьи проекции.

Относительных изоспинов нет.

Закон сохранения чётности

Сохранение чётности (кроме слабого взаимодействия) требует равенства:

$$\pi_a \pi_A (-1)^{L_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{L_{bB}}, \quad (11.5)$$

где $\pi_{a,b,A,B}$ – внутренние чётности объектов, L_{bB} – их относительные орбитальные чётности, L_{aA} и L_{bB} – относительные орбитальные моменты начальных и конечных частиц (ядер).

Рассмотрим реакцию: $A + B \rightarrow C + D + \dots$

Если для энергии реакции Q имеет место соотношение:

$$Q = (m_A + m_B)c^2 - (m_C + m_D + \dots)c^2 < 0 \quad (11.6)$$

то реакция возможна, если суммарная кинетическая энергия объектов A и B превышает некое «пороговое» значение.

ПОРОГ РЕАКЦИИ

Формула для пороговой энергии ядерной реакции в ЛСК (вывод в Лекции 1):

$$(E_A)_{por} = |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} + \frac{|Q|}{2m_B c^2}\right) \approx |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B}\right) \quad (11.7)$$

Ещё одна универсальная формула для пороговой энергии в ЛСК (вывод в Лекции 1):

$$(E_A)_{por} = \frac{(m_C + m_D + \dots)^2 c^4 - (m_A + m_B)^2 c^4}{2m_B c^2} \quad (11.8)$$

МЕХАНИЗМЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Будем классифицировать ядерные реакции по времени их протекания. В качестве временного масштаба удобно использовать ядерное время τ_{core} – время пролёта частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{сек} \begin{cases} \text{Нуклон:} \\ 25 \text{ МэВ, } A = 25, \\ 100 \text{ МэВ, } A = 200. \end{cases}$$

1. Если время реакции $t \approx \tau_{\text{core}}$, то это прямая реакция (время реакции минимально).
2. Если $t \gg \tau_{\text{core}}$, то реакция идёт через составное ядро.

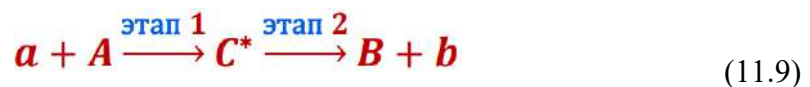
Прямая реакция:

Частица a передает энергию одному-двум нуклонам ядра и они сразу покидают его, не обмениваясь энергией с другими нуклонами. Частица a может также испытать рассеяние на ядре.

Составное ядро:

Частица a запутывается в ядре, делясь энергией со многими нуклонами ядра. В ядре устанавливается статистическое равновесие и оно живёт долго до распада.

При протекании реакции через составное ядро она идёт в два этапа:



1 – образование составного ядра C в возбужденном состоянии C^* , 2 – его распад.

Энергия возбуждения составного ядра в пренебрежении его отдачей:

$$E_C^* \approx T_a + B_a, \quad (11.10)$$

где T_a – кинетическая энергия частицы a , B_a – энергия отделения этой частицы из составного ядра.

В среднем на один нуклон составного ядра приходится энергия:

$$\frac{E_C^*}{A} \approx \frac{T_a + B_a}{A} < B_{n,p}. \quad (11.11)$$

РЕАКЦИИ ЧЕРЕЗ СОСТАВНОЕ ЯДРО И ПРЯМЫЕ РЕАКЦИИ

Если реализуется вариант реакции через составное ядро, то энергия частицы-снаряда a делится среди многих нуклонов ядра. Каждый из них имеет энергию недостаточную для вылета из ядра. Проходит много времени прежде чем в результате

случайных соударений нуклонов на одном из них (или группе связанных нуклонов) сконцентрируется энергия достаточная для вылета из ядра и частица b вылетает из ядра (см. Рис.11.3)

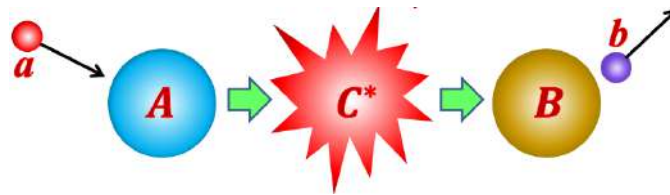


Рис.11.3. Составное ядро

Распад составного ядра:



Составное ядро живёт долго ($t \gg \tau$) и после большого числа случайных межнуклонных взаимодействий «забывает» историю своего образования. Поэтому эффективное сечение реакции, идущей через составное ядро, можно представить в виде:

$$\sigma_{ab} \equiv \sigma_{a+A \rightarrow B+b} = \sigma_{aC} \cdot W_b,$$

стадии реакции

(11.13)

где σ_{aC} – сечение образования составного ядра, W_b – вероятность распада составного ядра.

Резонансы, представленные на Рис. 11.4, – уровни составного ядра.

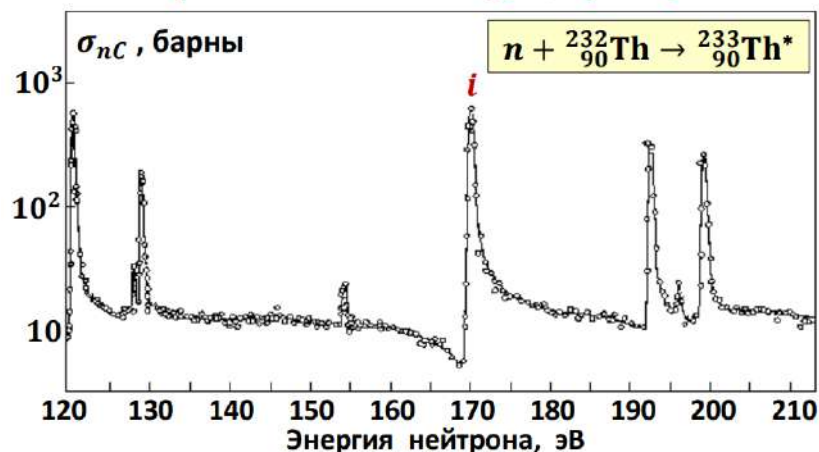


Рис.11.4. Уровни составного ядра.

Время жизни резонанса τ и его ширина на половине высоты Γ связаны соотношением:

$$\tau \cdot \Gamma = \hbar$$
(11.14)

Форма резонанса – Брейт-Вигнеровская:

$$\sigma_i(E^*) = \frac{\sigma_0(i)}{(E^* - E_i)^2 + \frac{(\Gamma_i)^2}{4}}, \quad (11.15)$$

где Γ_i - ширины резонансов.

Прямые ядерные реакции

Прямые реакции протекают без образования составного ядра за времена \approx характерного ядерного времени (времени пролета частицы-снаряда через ядро). В прямых реакциях налетающая частица передает свою энергию одному-двум нуклонам ядра-мишени, которые сразу вылетают из ядра, не успев обменяться этой энергией с остальными нуклонами ядра.

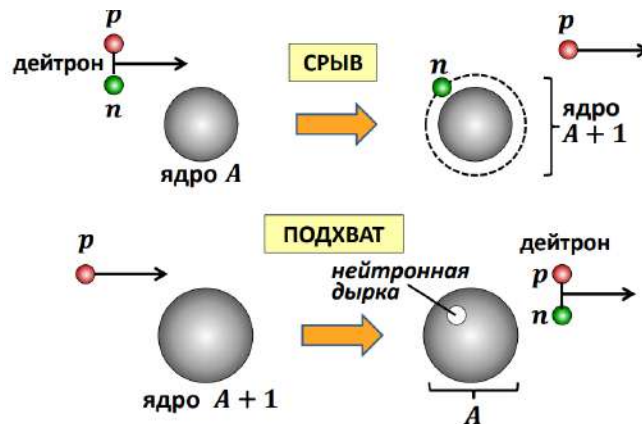


Рис.11.5. Реакции однокнуклонной передачи (срыва и подхвата нуклона)

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР. ХРОНОЛОГИЯ

Хронология

- 1938. Открытие деления атомных ядер (Германия) Ган и Штрассман – опыт, Мейтнер и Фриш – интерпретация.
- 1942. Осуществлена первая управляемая реакция деления в первом ядерном реакторе (США).
- 1945. Взорваны первые три атомные бомбы (США), в том числе над Хиросимой и Нагасаки.
- 1946. Первый ядерный реактор в Европе (СССР).
- 1949. Взорвана первая советская атомная бомба.
- 1951-52. Первые наземные термоядерные испытания (США).
- 1953. Первый взрыв водородной бомбы (СССР).
- 1954. Испытана полноценная (двухфазная) водородная бомба (США).
- 1954. Первая атомная электростанция (СССР).

- 1961. Взорвана самая мощная в истории водородная бомба (СССР).

Делением атомных ядер называют их распад на два (реже, три и более) осколка сравнимой массы. Деление может быть самопроизвольным (спонтанным) или вынужденным (вызванным взаимодействием с налетающей частицей или ядром). Деление энергетически выгодно для тяжёлых ядер и является основным источником ядерной энергии. Энерговыведение в этом процессе составляет примерно 10^{14} Дж/кг и на много порядков превосходит энерговыведение всех других освоенных человеком источников энергии. Энергия деления используется в атомных электростанциях (АЭС) и ядерном оружии.

Как извлечь ядерную энергию?

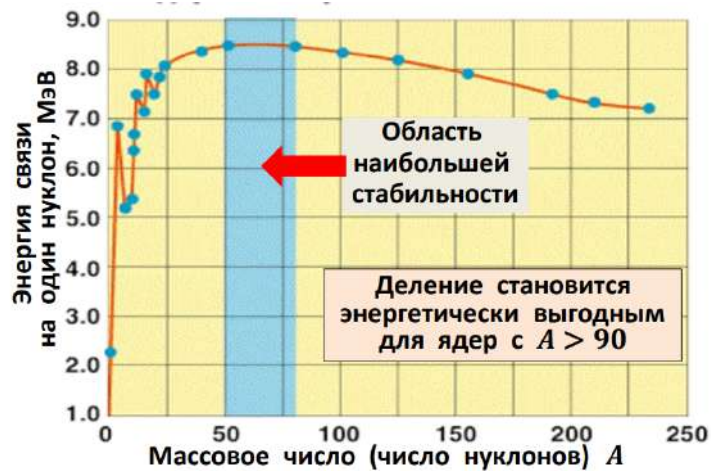


Рис.11.6. Зависимость массового числа от энергии связи на один нуклон



Рис.11.7. Зависимость массового числа от удельной энергии связи

Процесс деления атомного ядра сходен с процессом деления жидкой капли на

Рис.11.8.

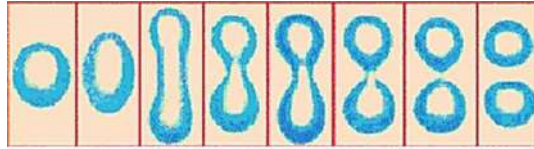


Рис.11.8. Процесс деления жидкой капли

Процесс деления легко понять, используя ядерную модель жидкой капли и формулу Вайцзеккера для энергии связи ядра:

$$M(A, Z)c^2 = (Zm_p c^2 + Nm_n c^2) - W(A, Z).$$

Его энергия связи (спариванием пренебрегаем):

$$W(A, Z) = E_v - E_s - E_c - E_{sym} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(A-2Z)^2}{A}.$$

В процессе деления меняются лишь поверхностная и кулоновская энергии и изменение энергии ядра можно записать в виде: $\Delta M(A, Z)c^2 = \Delta E_s + \Delta E_c$.

Начало процесса деления отвечает переходу от сферического ядра к вытянутому при сохранении его объёма. При этом поверхностная энергия растёт, так как растёт площадь поверхности, а кулоновская энергия уменьшается, так как растёт среднее расстояние между протонами. Поверхностное натяжение растёт с увеличением поверхности и стремится вернуть ядру форму сферы. Кулоновское отталкивание протонов наоборот стремится увеличить отклонение формы ядра от сферической. Результат противоположных этих тенденций (и сумма) зависит от соотношения кулоновской и поверхностной энергий.

Для не слишком тяжёлых ядер и поверхностная энергия на ранних стадиях деления растёт быстрее, чем падает кулоновская. Для таких ядер возникает потенциальный барьер деления: $E_s > E_c$.

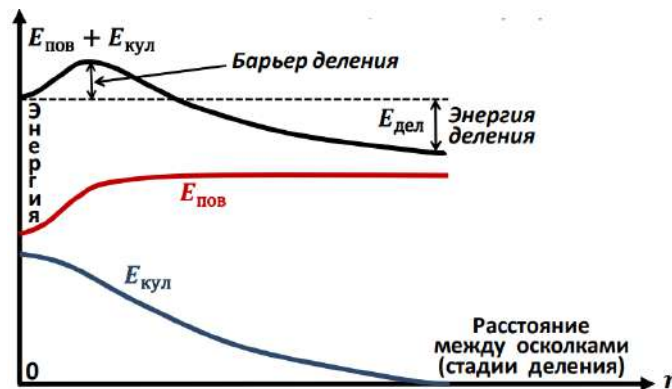


Рис.11.9. Потенциальный барьер деления

Кулоновское отталкивание протонов (кулоновская энергия) инициирует деление

ядра. Поверхностное натяжение (поверхностная энергия) препятствует делению ядра. Поэтому статус (способность) ядра к делению можно характеризовать отношением E_s / E_c . В свою очередь это отношение пропорционально величине Z^2 / A , называемой параметром деления:

$$\frac{E_c}{E_s} = \frac{a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/2}}}{a_s A^{2/3}} \sim \frac{Z^2}{A}. \quad (11.17)$$

ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР

Условие осуществления цепной реакции деления: число нейтронов, вызывающих деление в следующем поколении, должно быть не меньше, чем в предыдущем.

- Если оно не зависит от поколения, т. е. неизменно, то коэффициент размножения нейтронов $k = 1$ – режим критический – и цепная реакция протекает в стационарном режиме (это имеет место в ядерных реакторах).
- Если оно уменьшается ($k < 1$) – режим подкритический – и цепная реакция затухает.
- Если оно увеличивается ($k > 1$) – режим надкритический – и цепная реакция лавинообразно (экспоненциально) нарастает и завершается ядерным взрывом.

Единственным встречающимся в природе элементом, который может служить в качестве ядерного горючего, является уран. Цепная реакция возможна лишь на уране-235 и за счет его присутствия – в обогащённой им смеси изотопов урана ${}_{92}^{235}\text{U}$ делится нейтронами любых энергий – как быстрых (энергии 1-3 МэВ), образующихся при делении, так и тепловых с энергиями 0,02-0,04 эВ, находящихся в тепловом равновесии с атомами среды. Тепловые нейтроны, поглощённые ядром ${}_{92}^{235}\text{U}$, приводят к образованию ядра ${}_{92}^{236}\text{U}$ в состоянии с энергией возбуждения $\approx 6,5$ МэВ, равной энергии отделения Вп нейтрона от ядра ${}_{92}^{236}\text{U}$. Эта энергия выше барьера деления ${}_{92}^{236}\text{U}$ (около 6 МэВ) и поэтому происходит мгновенное деление. Эффективное сечение деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами очень велико (580 барн против нескольких барн для быстрых нейтронов деления), что и приводит к эффективному делению.

Замедление нейтронов

Замедление нейтронов – необходимый этап работы ядерного реактора на тепловых нейтронах. Замедлители – лёгкие вещества (элементы), слабо поглощающие нейтроны. Лучшие замедлители – тяжёлая вода и углерод (графит).

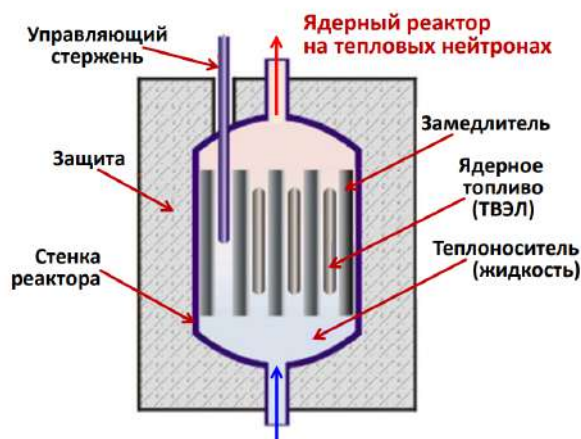


Рис.11.10. Ядерный реактор на тепловых нейтронах

АТОМНАЯ БОМБА. ИСТОРИЯ ЕЕ СОЗДАНИЯ

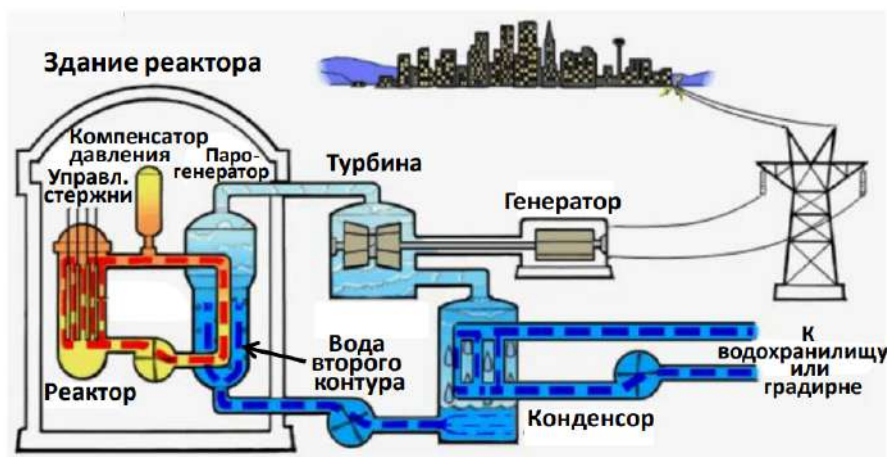


Рис.11.11. Атомная электростанция (АЭС)

Атомная бомба

В атомной бомбе используется цепная реакция деления ядер урана-235 или плутония-239, так как они делятся нейтронами любых энергий и вероятность деления этих ядер наибольшая. Замедления нейтронов не требуется.

Плутония-239 в природе нет. Его получают, облучая уран-238 нейтронами:



Критическая масса – минимальная масса делящегося вещества, в которой протекает незатухающая цепная реакция деления. Критическая масса минимальна для

сферических тел.

Для ядерного взрыва нужно мгновенно соединить несколько кусков делящегося материала с докритическими массами в один кусок с массой больше критической. Уменьшить критическую массу в 2-3 раза и более можно, сжимая делящееся вещество и используя внешнюю оболочку, отражающую нейтроны. Для ядерного взрыва достаточно иметь 5-6 кг плутония-239 или 20 кг высокообогащённого (90-95%) урана-235.

Время ядерного взрыва $\approx 10^{-6}$ сек. В центре давление до 10^{12} атмосфер, температура до 10^8 К (число поколений деления ≈ 80).

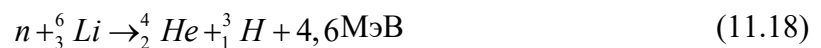
СИНТЕЗ ЯДЕР. ОСНОВНЫЕ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА

Таблица.11.1. Реакции синтеза с изотопами водорода

Реакция	Энерго-выделение, МэВ	Сечение (барны), энергия 1 МэВ
$p + p \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$	2,2	10^{-23}
$p + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$	5,5	10^{-6}
$\rightarrow {}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + n$	3,3	0,09
$\rightarrow {}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$	17,6	5,0

Из этой таблицы видно, что наиболее подходящими реакциями являются две последние.

Ещё одна важная для термоядерного проекта реакция:



Температура при взрыве атомной бомбы недостаточна для инициации самоподдерживающейся реакции синтеза. Ключевой явилась идея о сжатия дейтерия или дейтерий-тритиевой смеси. Необходимы давления в десятки млн. атм.

ВОДОРОДНАЯ (ТЕРМОЯДЕРНАЯ) БОМБА

Ядерный взрыв генерирует интенсивное рентгеновское излучение, которое, фокусируясь на термоядерном заряде (дейтериде лития ${}^6\text{LiD}$ с примесью трития), сжимает и нагревает его, инициируя термоядерный синтез (термоядерный взрыв). Рентгеновское излучение испускается в 1-ю микросекунду ядерного взрыва (Рис.11.12).

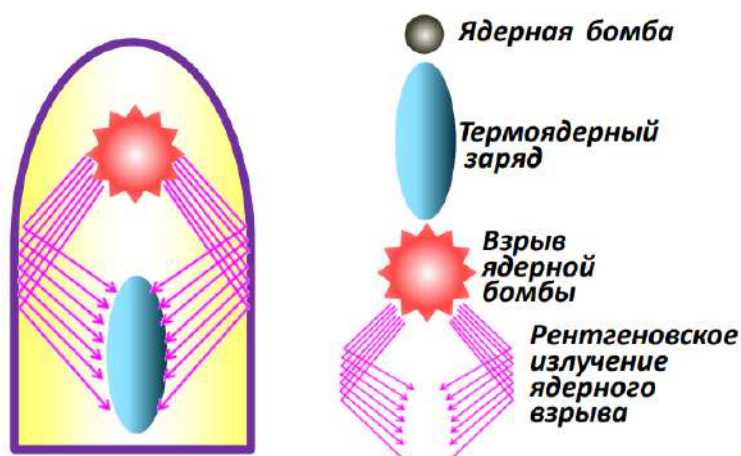


Рис.11.12. Принцип действия современной термоядерной (водородной) бомбы



Рис.11.13. Двухступенчатая бомба Теллера-Улама

Основная идея работы двухступенчатой бомбы Теллера-Улама (Рис.11.13): рентгеновское излучение атомного взрыва опережает ударную волну деления и успевает вызвать синтез до того, как вся система разлетится.

СОВЕТСКИЙ ВОЕННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ ПРОЕКТ

Царь бомба (100 Мт)



Рис.11.14. Ключевые разработчики советской водородной бомбы

Характеристики: трёхфазная водородная бомба мощностью 101,5 Мт. Термоядерный двухстадийный заряд 1-й степени должен был дать взрыв мощностью 1,5 Мт. Термоядерный взрыв 2-й степени - 50 Мт. Оболочка урана-238 должна была дать ещё 50 Мт. Проектная мощность уменьшена вдвое за счёт замены урана-238 инертным к делению свинцом. Взорвана 30.11.1961 над Новой Землёй. Сброшена на парашюте с самолёта на высоте 10,5 км. Взрыв на высоте 4 км. Мощность взрыва 58 Мт.

ЛЕКЦИЯ 12. МОДЕЛЬ ЯДЕРНЫХ ОБОЛОЧЕК

ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ. ИСТОРИЯ ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

Модели ядра можно разбить на два больших класса: микроскопические, рассматривающие поведение отдельных нуклонов в ядре, и коллективные, рассматривающие согласованное движение больших групп нуклонов в ядре. Среди микроскопических моделей выделяется модель оболочек. Она во многом аналогична модели атомных оболочек, но имеет от неё ряд принципиальных отличий.

Модель ядерных оболочек была сформулирована в 1949 г. В 1953 г. за создание этой модели Мария Гепперт-Майер и Ханс Йенсен были удостоены Нобелевской премии.

ОБОСНОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК. МАГИЧЕСКИЕ ЧИСЛА

Основной факт, подтверждающий оболочечное строение ядра, это «магические числа» нуклонов. Ядра, у которых число нейтронов или протонов равно этим числам, обладают повышенной устойчивостью и распространённостью.

Магические числа нуклонов: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Магическим числам нуклонов отвечают ядра с заполненными нуклонными оболочками, имеющие особую устойчивость, подобно атомам благородных газов с заполненными атомными оболочками.



Рис.12.1. Экспериментальные данные, подтверждающие наличие магических ядер

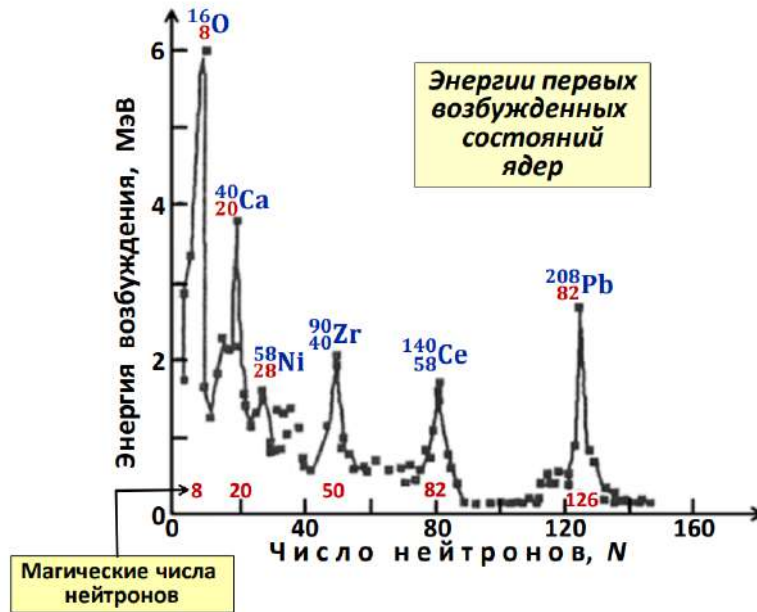


Рис.12.2. Энергии первых возбужденных состояний ядер

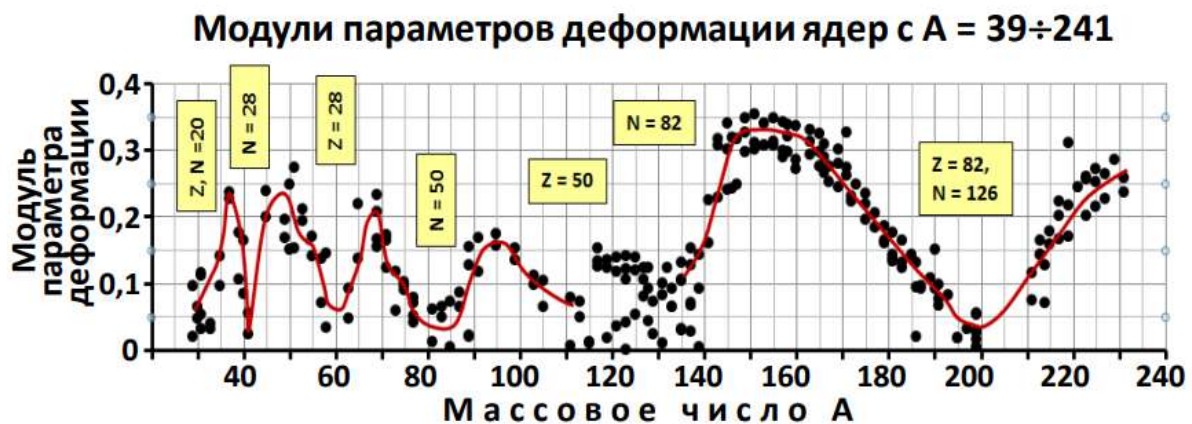


Рис.12.3. Модули параметров деформации ядер

Параметр деформации:

$$\beta = \frac{b-a}{\bar{R}}, \quad (12.1)$$

где $\bar{R} = \frac{1}{2}(b+a)$.

Нуклоны в ядре группируются по энергии, образуя нуклонные оболочки, аналогичные электронным оболочкам в атомах.

ЯДЕРНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА

Возможность введения модели оболочек для ядра означает, что многочастичная ядерная задача допускает такую переформулировку, при которой усреднение отдельных короткодействующих межнуклонных потенциалов внутри ядра приводит к возникновению почти одинакового для всех нуклонов потенциала притяжения (яме), причём нуклоны в этой яме можно приближённо рассматривать как независимые частицы.

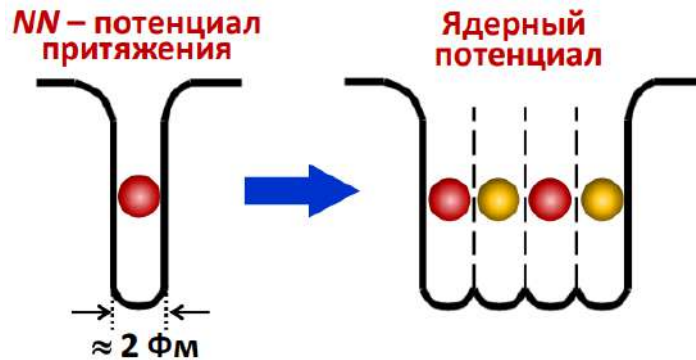


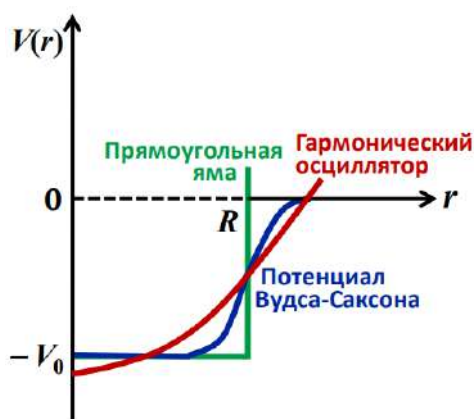
Рис.12.4. Потенциальные ямы

Нуклоны считаются независимыми в общем (одинаковом для всех нуклонов) сферическом потенциале и достаточно решить стационарное уравнение Шредингера для одного нуклона. Многочастичная задача превращается в одночастичную.

Гармонический осциллятор:

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2} M \omega^2 r^2, \quad (12.2)$$

где M – масса частицы, ω – параметр, определяющий расстояние между уровнями.



Потенциал Вудса-Саксона:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (12.3)$$

где $V_0 \approx 50$ МэВ, $a \approx 0,55$ Фм.

Рис.12.5. Модельные потенциалы

Как возникает потенциал Вудса – Саксона? - В силу короткодействия нуклон-

нуклонного потенциала глубина ядерной потенциальной ямы в некотором месте ядра в 1-ом приближении пропорциональна плотности нуклонов в этом месте.

ОДНОЧАСТИЧНЫЕ НУКЛОННЫЕ УРОВНИ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ЯМАХ РАЗЛИЧНОГО ТИПА. ЗАПОЛНЕНИЕ ЭТИХ УРОВНЕЙ

Стационарное уравнение Шредингера для одного нуклона в сферическом потенциале $V(r)$:

$$\hat{H}\psi(r) = \left[\frac{\hat{p}^2}{2M} + V(r) \right] \psi(r) = E\psi(r), \quad (12.4)$$

где $\hat{p}^2 = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$ - оператор квадрата импульса нуклона.

В сферическом потенциале состояние частицы (нуклона) характеризуется определённым орбитальным моментом – сохраняющимся квантовым числом l . С ростом энергии частицы одно и то же значение l встречается у неё вновь и вновь. Порядковый номер появления у частицы состояния с одним и тем же l с ростом энергии называют радиальным квантовым числом n . Таким образом, любое состояние частицы (и её волновая функция ψ в сферическом поле) характеризуется двумя целыми числами n и l : $\psi \equiv \psi_{nl}$.

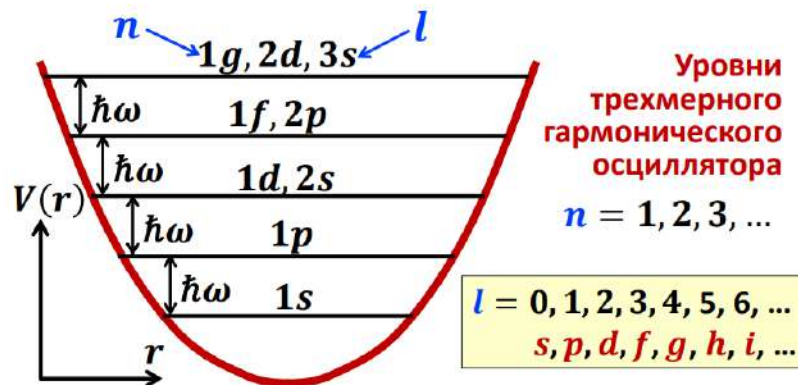


Рис.12.6. Уровни трехмерного гармонического осциллятора

Уровни гармонического осциллятора эквидистантны. Расстояние между ними для частицы даётся выражением:

$$\hbar\omega = \left(\frac{2V_0\hbar^2}{MR^2} \right)^{1/2}. \quad (12.5)$$

Заполнение нуклонами одночастичных уровней (подоболочек) происходит в соответствии с принципом Паули. В основном состоянии заняты самые нижние уровни. При этом одночастичные уровни для протонов и нейтронов заселяются независимо. Число нуклонов одного типа на подоболочке даётся формулой:

$$v_l = 2(2l + 1), \quad (12.6)$$

где $2l + 1$ – число ориентаций вектора l , а 2 число ориентаций спина нуклона $\bar{s} = 1/2$.

УЧЕТ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ. ОБЪЯСНЕНИЕ МАГИЧЕСКИХ ЧИСЕЛ

Роль спин-орбитальных сил в формировании ядерной модели оболочек

Для объяснения магических чисел необходимо учитывать спин-орбитальную составляющую нуклон-нуклонных сил. Нуклон сильнее взаимодействует с другими нуклонами, если его спин \bar{s} и орбитальный момент \bar{l} направлены в одну сторону. С учётом ls -составляющей потенциал, в котором находится ядерный нуклон, имеет вид:

$$U(r) = V(r) + a \cdot \bar{l}\bar{s}, \quad (12.7)$$

Здесь $V(r)$ – ядерный потенциал притяжения – потенциальная яма глубиной ≈ 50 МэВ, а $a < 0$ – константа, величина которой единицы МэВ.

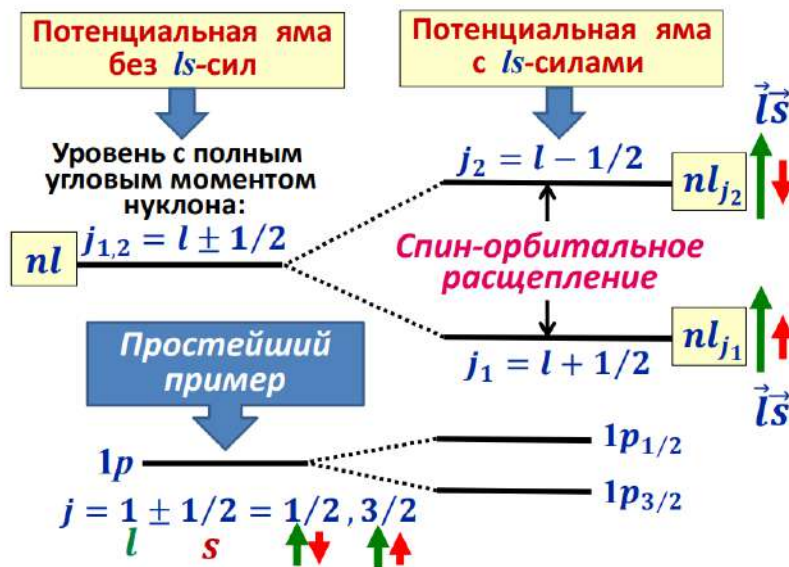


Рис.12.7. Роль спин-орбитальных сил в формировании ядерной модели оболочек

Число нуклонов одного типа на подоболочке равно числу проекций вектора полного момента нуклона j :

$$v_j = 2j + 1. \quad (12.8)$$

РЕАЛИСТИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА НУКЛОННЫХ ОДНОЧАСТИНЬИХ УРОВНЕЙ

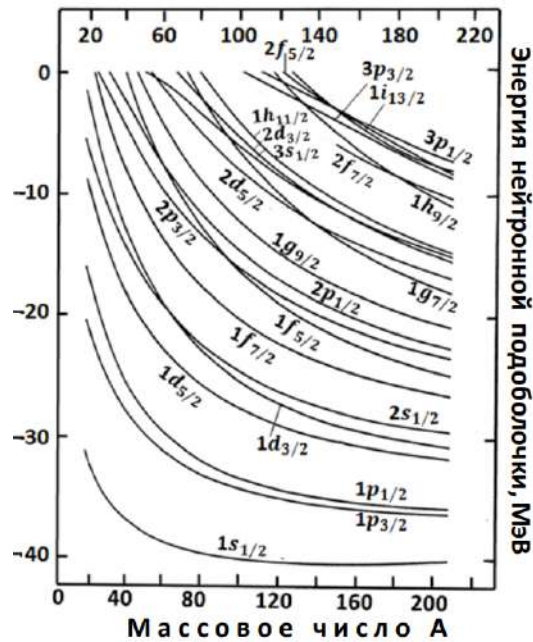


Рис. 12.8. Зависимость энергии ядерных нейтронных подоболочек от числа нуклонов в потенциале Вудса –Саксона

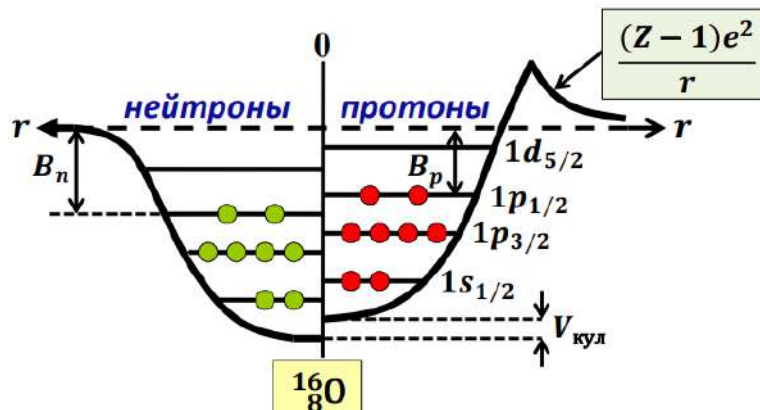


Рис.12.9. Нейтронные и протонные подоболочки

СПИН И ЧЕТНОСТЬ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ В ОДНОЧАСТИНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

- Ядро с заполненными подоболочками:

На них нуклонами заняты состояния со всеми возможными проекциями полного момента \bar{J} на выделенное направление (ось z). Каждому нуклону с проекцией $+j_z$ будет соответствовать нуклон с $-j_z$ и суммарный момент нуклонов на каждой подоболочке $J = 0$. Чётность замкнутой подоболочки положительна, так как она содержит чётное число $(2j + 1)$ нуклонов одной чётности.

Итак, для ядер с замкнутыми подболочками: $J^P = 0^+$.

- Один нуклон сверх заполненных подболочек:

Остов заполненных подболочек имеет спин-чётность 0^+ . Поэтому J^P такого ядра определяется полным моментом j и чётностью $p = (-1)^l$ нуклона сверх замкнутых подболочек, где l – орбитальный момент внешнего нуклона. Таким образом, в рассматриваемом случае:

$$J^P = j^p = j^{(-1)^l}. \quad (12.9)$$

- Не хватает одного нуклона до заполнения подболочки:

Ядро с «дыркой» в заполненной подболочке также имеет:

$$J^P = j^p = j^{(-1)^l}, \quad (12.10)$$

где j , p и l относятся к отсутствующему нуклону.

Пусть полный и орбитальный моменты нуклона на такой подболочке соответственно j и p . Обозначим момент и чётность подболочки с «дыркой» J и P . Так как добавление нуклона в подболочку замыкает её, имеем

$$\bar{J} + \bar{j} = \bar{0}, J = j$$

$$P \cdot p = +1, P = p$$

То-есть, для ядра с «дыркой» имеем те же правила нахождения спина и чётности основного состояния, что и для ядра с одним нуклоном сверх замкнутых подболочек:

$$J^P = j^p = j^{(-1)^l}.$$

УЧЁТ СПАРИВАНИЯ НУКЛОНОВ В ОДНОЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

В основном (и низколежащих) состояниях ядра нуклоны одного типа на подболочке объединяются в пары с противоположными по знаку j_z . Полный момент количества движения каждой такой пары протонов или нейтронов равен 0. Поэтому, если на подболочке n_l находится чётное число нуклонов каждого сорта, то все они объединены в пары (спарены) и подболочка имеет $J = 0$. Если на подболочке нечётное число нуклонов одного типа, то один из них не связан в пару и J подболочки равен j этого неспаренного нуклона, т. е. $J = j$. Итак, в основном состоянии ядра имеем:

- чётно-чётное ядро:	$J^P = 0^+$;
- нечётное ядро:	$J = j, \quad P = (-1)^l$;
- нечётно-нечётное ядро:	$ j_p - j_n \leq J \leq j_p + j_n,$ $P = (-1)^{l_p + l_n}.$

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ЯДЕРНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

- Рассмотренный вариант ядерной модели оболочек называют одночастичной моделью оболочек (ОМО). Это самый простой вариант модели оболочек. Он относится к сферическим ядрам (ядрам с заполненными оболочками и близкими к ним, в частности к магическим ядрам) и предполагает, что между нуклонами на подоболочках нет взаимодействий кроме сил спаривания. Всё взаимодействие между нуклонами в ядре сведено к их общей потенциальной яме.
- Более сложный вариант модели оболочек, так называемая многочастичная модель оболочек (ММО), учитывает, что межнуклонные силы в ядре не исчерпываются общей для всех нуклонов потенциальной ямой. Есть некая добавка к этой одинаковой для всех нуклонов потенциальной яме, которая не может быть учтена этой ямой. Т.е. существует некое остаточное взаимодействие между нуклонами, принципиально не сводимое к общей потенциальной яме. В ММО делается попытка учесть это остаточное взаимодействие.
- Большинство ядер несферические и к ним неприменима сферическая модель оболочек. Для несферических ядер разработана модель оболочек, учитывающая, что нуклоны в таких ядрах движутся в несферической потенциальной яме.

ЛЕКЦИЯ 13. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР НЕДОСТАТОЧНОСТЬ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДРА

В коллективных ядерных возбуждениях большие группы нуклонов совершают согласованное (скоррелированное) движение.

Возбуждённые состояния ядер в модели оболочек возникают при переходе одного, двух или нескольких нуклонов на более высокие свободные подоболочки. Энергии таких возбуждений – мегаэлектронвольты. Опыт показывает, что у ядер есть множество возбуждений с существенно меньшими энергиями, которые нельзя объяснить в рамках модели оболочек.

Среднее расстояние между оболочками: $\Delta E_{shell} = \hbar\omega \approx 41 \cdot A^{-1/3}$.

У тяжёлых ядер расстояние между подоболочками ≈ 1 МэВ.

ТИПЫ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР. АНАЛОГИЯ С МОЛЕКУЛОЙ

Для объяснения многообразия ядерных возбуждений удобно использовать аналогию с молекулярной спектроскопией (двухатомная молекула):

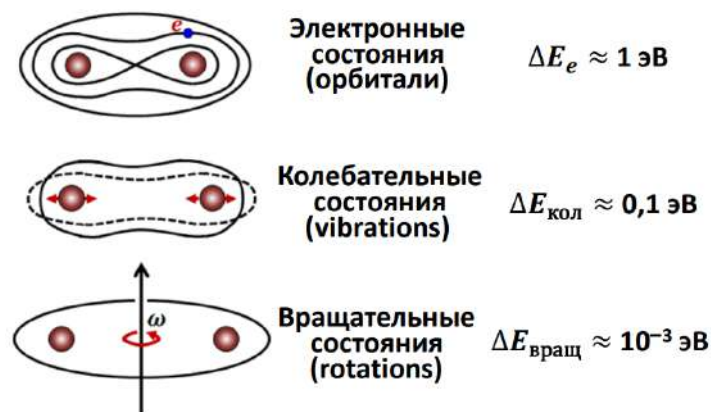
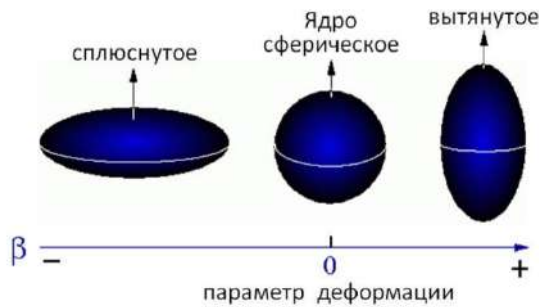


Рис.13.1. Ядерные возбуждения

В молекулах (и атомных ядрах!) возникают три накладывающиеся ветви возбуждений, из которых одна одночастичная (оболочечная) и две коллективных (вибрации и вращения). Энергии коллективных возбуждений могут быть существенно меньше энергии одночастичных.

ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕСФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР. СПЕКТР ЭТИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ У ЧЁТНО-ЧЁТНЫХ ЯДЕР. КАК ВРАЩАЕТСЯ ЯДРО



Вращательные уровни чётно-чётных несферических ядер

Классическая энергия вращения:

$$E_{rot} = \frac{G\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2G}, \quad (13.1)$$

Рис.13.2. Типичные формы ядер

где G – момент инерции, L – орбитальный момент. В основном состоянии (ground state) чётно-чётного ядра (т.е. при отсутствии вращения): $J_{gs}^P = 0^+$.

Если ядро вращается, его спин целиком обусловлен этим вращением и $J = L$. В квантовой механике $J^2 = \hbar^2 J(J+1)$ и получаем:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2G}. \quad (13.2)$$

Квантовая механика запрещает вращение ядра вокруг оси симметрии, в том числе сферического ядра вокруг любой оси, проходящей через его центр.

В сферически симметричном ядре ядерный потенциал, действующий на нуклоны, при повороте вокруг любой оси, проходящей через его центр, не меняется и, следовательно, не возникает сил, заставляющих нуклоны такого ядра согласованно участвовать во вращательном движении. Аналогично этому не имеет смысла говорить о вращении деформированного ядра, имеющего форму аксиально-симметричного эллипсоида, вокруг оси симметрии z .

Возможно лишь вращение вокруг осей перпендикулярных оси симметрии.

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ (ВИБРАЦИОННЫЕ) УРОВНИ ЯДЕР. АНАЛОГИЯ С КАПЛЕЙ ЖИДКОСТИ

Вращательные уровни чётно-чётного ядра имеют лишь чётные J : $J = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, \dots$

Нечётные J исключаются соображениями симметрии. При этом чётность состояний с $J = 0, 2, 4, 6, 8, \dots$ положительна ($+$). Поэтому чётность вращательных состояний также положительна. Таким образом, вращательные уровни чётно-чётного ядра с ростом энергии образуют следующий ряд значений J^P : $0^+, 2^+, 4^+, \dots$

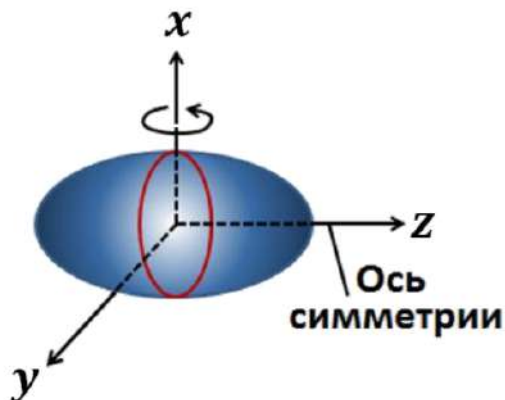


Рис. 13.3. Вращение несферического ядра

Несферическое ядро может вращаться только вокруг осей перпендикулярных оси симметрии ядра (пусть это ось z), например вокруг оси x (Рис.13.3).

Как вращается ядро? - Ядро не может вращаться как единое с неизменным внутренним строением тело (например, как твёрдое тело), поскольку у такого ядра нет внутреннего возбуждения, т.е. такому вращению по-прежнему отвечает основное состояние ядра. При вращении ядра с возбуждением вращательного состояния по его поверхности как бы распространяется

круговая волна внешних нуклонов, а сферическая сердцевина ядра (в соответствии с принципами квантовой механики) не участвует во вращении и не даёт вклада в его момент инерции. Это отличное от основного состояния внутреннее поведение нуклонов и обеспечивает ядерное возбуждение.

Колебательные (вибрационные) уровни сферических ядер

В сферических ядрах вращательные состояния отсутствуют и низкоэнергичная часть спектра обусловлена колебаниями формы ядра вокруг равновесной. При рассмотрении таких колебаний помогает аналогия между ядром и каплей жидкости.

Для описания таких колебаний можно использовать (с учётом квантования) математический аппарат, впервые применявшийся Рэлеем (1877 г.) при рассмотрении классических колебаний формы капли жидкости. Эти колебания классифицируются по угловому моменту (мультипольности) J возбуждения и чётности P .

В свободном невозбужденном состоянии капля жидкости принимает сферическую форму. Поэтому легче всего (с наименьшей энергией) возбуждаются малые гармонические колебания вокруг равновесной сферической формы без изменения объёма.

Последовательность деформаций на Рис.11.8. отвечает изменяющимся квадрупольным деформациям, т.е. электрическим квадрупольным ($J = 2$) колебаниям.

ТИПЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ НИЖАЙШЕЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТИ В ЯДРАХ

В ядре невозможны электрические дипольные ($J = 1$) колебания, когда нейтроны и протоны двигаются синхронно (синфазно) неразделёнными (Рис.13.4 (а)).

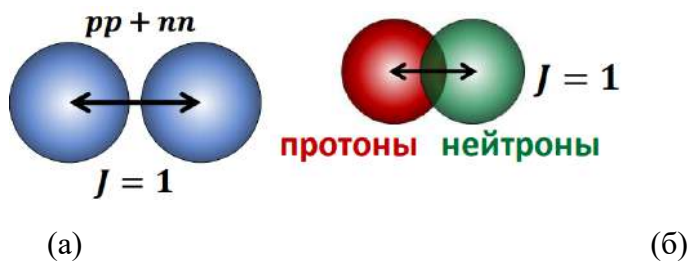


Рис.13.4. (а) – невозможные электрические дипольные колебания, (б) – возможные электрические дипольные колебания.

При таких движениях ядро перемещается как единое целое без изменения своего внутреннего состояния т.е. без возбуждения.

В ядре возможны электрические дипольные ($J = 1$) колебания, когда нейтроны и протоны двигаются противофазно и происходит разделение протонной и нейтронной составляющих ядра (поляризация ядра) без изменения положения его центра тяжести.

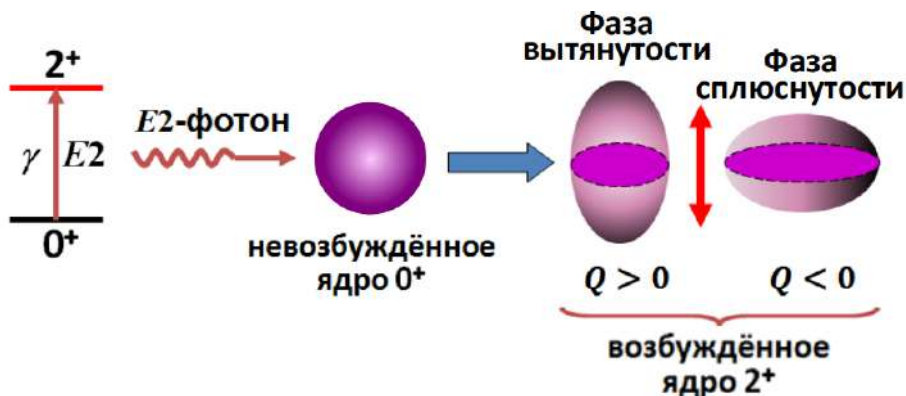
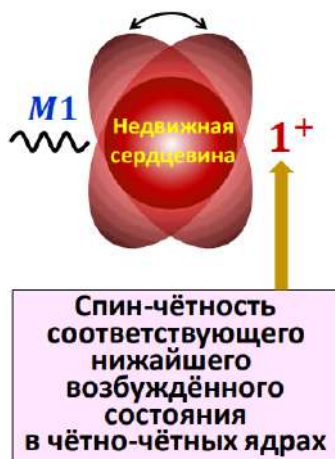


Рис.13.5. Синфазные электрические квадрупольные колебания в ядре возможны



В ядре возможны M1-колебания (возбуждения) следующего типа на Рис.13.6.

Такие M1-колебания не являются возбуждениями атомных ядер. При таких колебаниях внутренняя структура объекта не меняется и поэтому нет его возбуждения. Объект колеблется (вращается туда-сюда), не меняя внутреннего строения.

Рис.13.6. M1-колебания

Электрические монопольные $E0$ -колебания - так называемая «дыхательная мода»

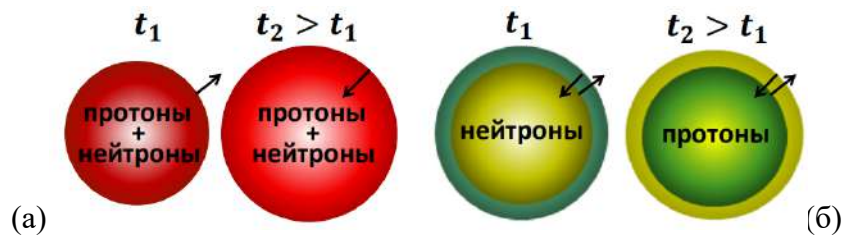


Рис.13.7. (а) – синфазное дыхательное колебание протонов и нейтронов, (б) - противофазное дыхательное колебание протонов и нейтронов.

Спин-чётность соответствующих нижайших возбуждённых состояний в чётно-чётных ядрах 0^+ .

СПЕКТР ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КВАДРУПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЧЁТНО-ЧЁТНЫХ ЯДЕР

Гармонические колебания каждой мультипольности и частоты ω квантуются, т.е. имеется квант энергии $\hbar\omega$ каждой мультипольности, называемый фононом этой мультипольности. В возбуждённом ядре одновременно может быть несколько фононов различной мультипольности. Энергия возбуждения такого ядра даётся выражением:

$$E = \sum_J n_J \cdot \hbar\omega_J, \quad (13.3)$$

где n_J – число фононов мультипольности J , а $\hbar\omega_J$ – энергия фонона этой мультипольности.

Возбуждения с $J = 0$ лежат высоко по энергии из-за того, что ядро, как и жидкость, с трудом поддаётся сжатию и растяжению. Нижайшим по энергии и мультипольности колебанием формы ядра, как правило, является синфазное $E2$ -колебание ($J = 2$), которому в чётно-чётном ядре отвечает возбуждение со спин-чётностью 2^+ .

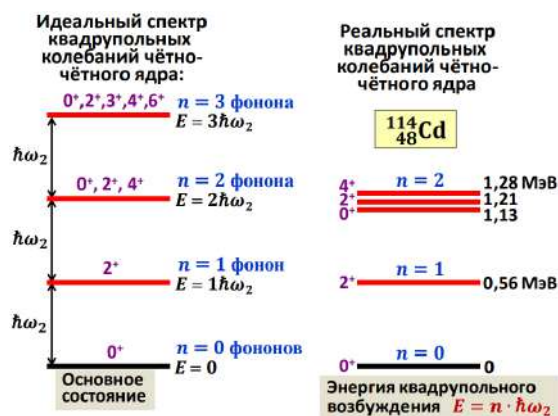


Рис.13.8. Спектр квадрупольных колебаний чётно-чётного ядра

КОМБИНАЦИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ И КОЛЛЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ ЧАСТИЦ В АТОМНОМ ЯДРЕ

В ядре возможно одновременное возбуждение одночастичных и коллективных степеней свободы.



Рис.13.9. возбуждение одночастичных и коллективных степеней свободы

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В АТОМНЫХ ЯДРАХ. ГИГАНТСКИЙ (E1) РЕЗОНАНС. НОЖНИЧНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

С ростом энергии в ядрах появляются возбуждения, в которые вовлечены внутренние (наиболее сильно связанные) нуклоны. К таким возбуждениям относятся поляризационные коллективные возбуждения, в процессе которых происходит динамическое пространственное разделение протонов и нейтронов ядра и последнее приобретает соответствующий, гармонически меняющийся со временем электромагнитный момент.

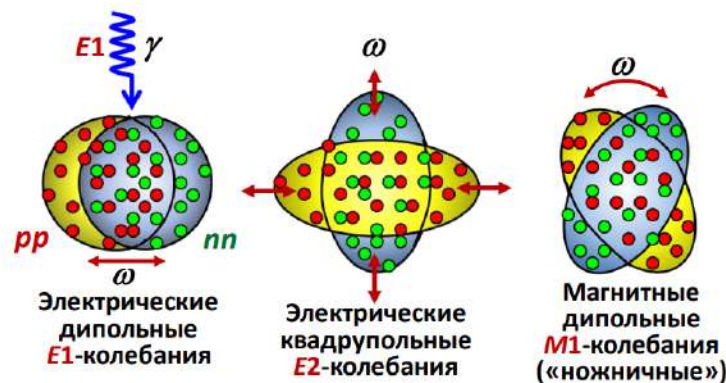


Рис.13.10. Поляризационные колебания в атомных ядрах

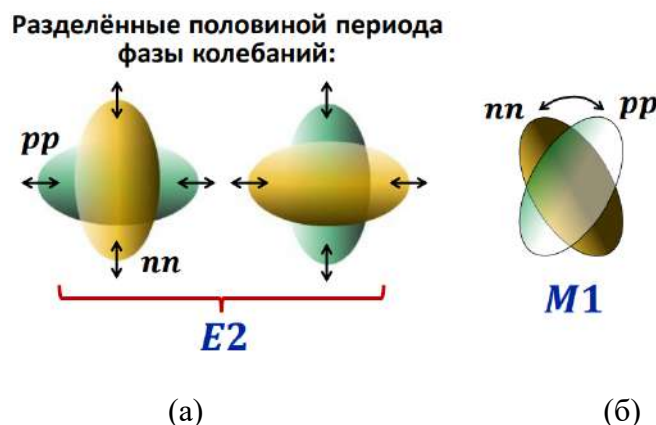


Рис.13.11. (а) - Поляризационные электрические квадрупольные ($E2$), (б) – поляризационные ножничные ($M1$) колебания.

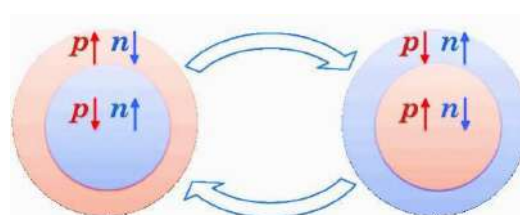


Рис.13.12. Монопольные (дыхательные) поляризационные спиновые колебания (с переворотом спинов нуклонов).

Заключительные замечания об атомных ядрах

Атомное ядро – единственная квантовая система многих тел, подверженная всем видам фундаментальных взаимодействий. Ядерная материя – новое, не встречающееся в обычном окружающем нас мире состояние вещества, проявляющее необычайное разнообразие противоречивых (и даже несовместимых) свойств:

- Она похожа на газ (газ ферми-частиц),
- Она похожа и на жидкость (ферми-жидкость),
- Она похожа и на твёрдое тело,
- Она может вести себя как плазма,
- Она наделена свойствами сверхтекучести,
- Она показывает нетривиальные нуклонные корреляции,
- Она проявляет необычайное разнообразие возбуждений,
- Она является – неисчерпаемым источником энергии.

ЗЕРКАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ. ЕЁ НАРУШЕНИЕ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ. ОПЫТ ВУ

Квантовое число чётность (P) – следствие зеркальной симметрии. Чётность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Состояния систем, участвующих в таких взаимодействиях, характеризуются определённой чётностью

положительной: $\psi(-\vec{r}) = \psi(\vec{r})$;

отрицательной: $\psi(-\vec{r}) = -\psi(\vec{r})$.

Операция пространственной инверсии \hat{P} сводится к преобразованию координат $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ и эквивалентна последовательности двух следующих операций (Рис.13.13):

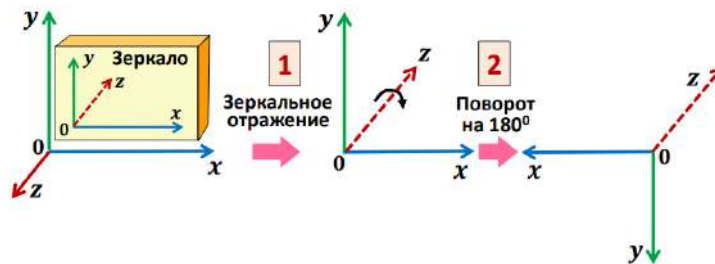


Рис.13.13. Пространственная инверсия

Так как физические законы инвариантны к вращениям, то вместо полной пространственной инверсии можно ограничиться зеркальным отражением.

При пространственной инверсии вместо левой операции полной инверсии можно использовать правую операцию зеркального отражения (Рис.13.14):

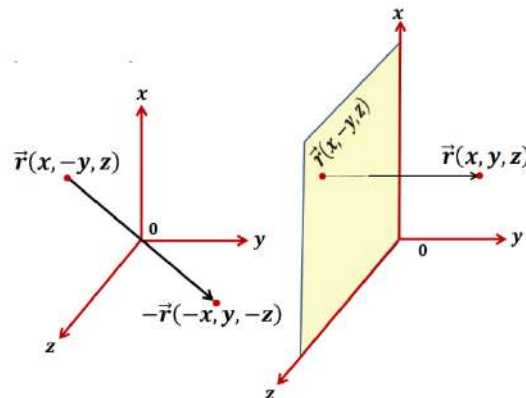


Рис.13.14. Правая операция зеркального отражения

До 1954 г. инвариантность всех физических законов относительно пространственной инверсии не вызывала сомнений. В 1954-1956 гг. появились новые факты, в частности, θ - τ – парадокс: операция зеркального отражения.

Наблюдались следующие слабые распады:

$$K^+ \begin{cases} \theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 & - 21\%, \text{ чётность положительна,} \\ \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- & - 5,6\% \text{ чётность отрицательна.} \end{cases} \quad (13.4)$$

В 1956 г. американские теоретики Lee и Yang высказали гипотезу о несохранении чётности в слабых взаимодействиях. В 1957 г. в Колумбийском университете (США) под руководством мадам Wu выполнен опыт, подтвердивший эту гипотезу.

Опыт Wu

Изучался распад: ${}_{27}^{60}\text{Co}(5^+) \rightarrow {}_{28}^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$ (13.5)

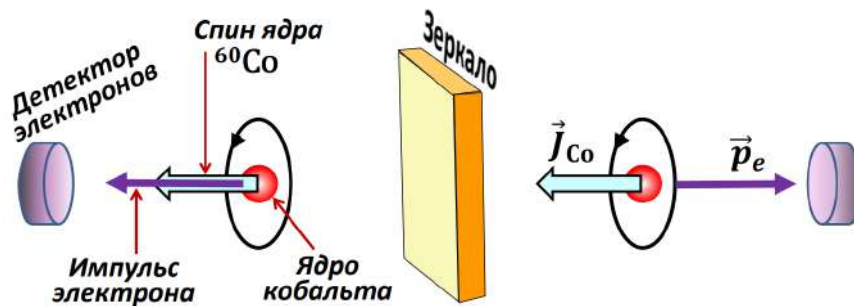


Рис.13.15. Опыт Wu

При зеркальном отражении меняется направление импульса электрона и не меняется направление спина ядра кобальта.

При зеркальной симметрии число электронов, летящих налево и направо должно быть одинаковым. В опыте Wu число электронов, летящих направо, было больше числа электронов, летящих налево. Зеркальная симметрия оказалась нарушенной.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ. СПИРАЛЬНОСТЬ. СПИРАЛЬНОСТЬ ФОТОНОВ, НЕЙТРИНО И ДРУГИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛЕПТОНОВ

Если в системе частиц вероятности различных направлений спина одинаковы, то поляризация нулевая. Если все спины направлены в одну сторону, то поляризация стопроцентная (единичная).

Для отдельной частицы говорят о поперечной или продольной поляризации (Рис.13.16):

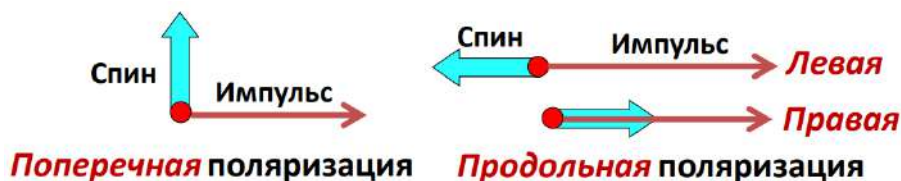


Рис.13.16. Поперечная и продольная поляризации

Продольную поляризацию частицы характеризуют величиной спиральности h :

$$h = \frac{\bar{J}\bar{p}}{|\bar{J}| \cdot |\bar{p}|}, \quad (13.6)$$

где \bar{J} - вектор спина частицы, а \bar{p} - её импульс.

Правополяризованные частицы имеют $h = +1$; *левополяризованные*: $h = -1$.

В 1958 г. было установлено, что спиральность нейтрино отрицательна ($h = -1$), а антинейтрино – положительна ($h = +1$).

В слабых взаимодействиях отсутствует инвариантность к пространственной инверсии и несохранение чётности в этих взаимодействиях.

Продольная поляризация безмассовой частицы

Любая частица с нулевой массой продольно поляризована, т. е. имеет не более двух ориентаций спина – параллельную и антипараллельную её импульсу независимо от величины спина.

Это следствие релятивистской кинематики (Рис.13.17):

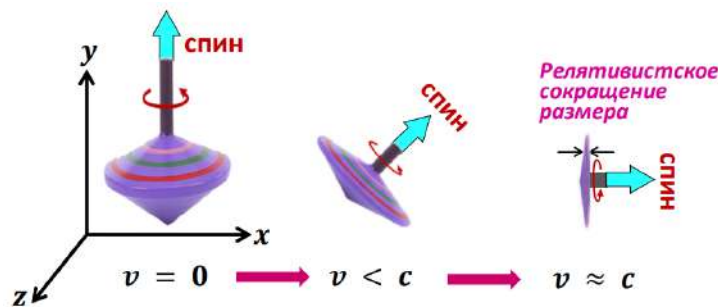


Рис.13.17. Ориентация спина

Импульс, спиральность и спин фотона

Фотон может быть в обоих этих конфигурациях (Рис.13.18):

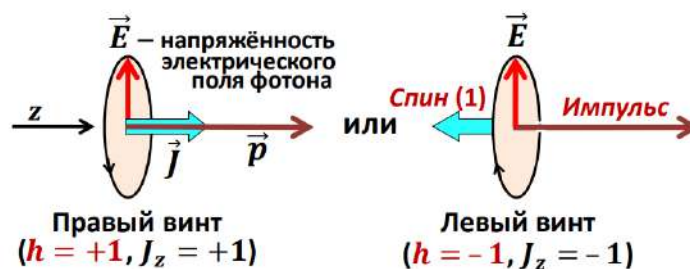


Рис.13.18. Обоснование продольной поляризации фотона

Ультррелятивистские фермионы, участвующие в любом слабом процессе с изменением заряда, могут иметь спиральность только -1 для частиц и $+1$ для античастиц.

ЛЕКЦИЯ 14. СРТ-СИМЕТРИИ И ОБЪЕДИНЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЗАРЯДОВОЕ СОПРЯЖЕНИЕ

Операция зарядового сопряжения C (charge) сводится к изменению знаков всех аддитивных квантовых чисел (зарядов). При этом масса, импульс и спин не меняются. Это операция, переводящая частицу в античастицу и наоборот:

$$\begin{aligned}\hat{C}|частица\rangle &= |античастица\rangle, \\ \hat{C}|античастица\rangle &= |частица\rangle,\end{aligned}\tag{14.1}$$

Зарядовая симметрия означает, что если существует какой-либо процесс с участием частиц, то при замене их на античастицы (зарядовом сопряжении) процесс также существует и с той же вероятностью.

Разная поляризация нейтрино и антинейтрино означает, что зарядовой симметрии нет в слабых взаимодействиях.

Таким образом, в слабых взаимодействиях нарушаются одновременно P - и C -инвариантность. C -инвариантность имеет место в сильных и электромагнитных взаимодействиях (уравнения Максвелла не меняются при замене знаков зарядов).

CP-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ И CP-ИНВАРИАНТНОСТЬ

Однако, последовательность операций P и C (или в обратном порядке C и P), Называемая CP -преобразованием, применённая к нейтрино и антинейтрино, приводит их к реальным, т.е. к существующим в природе объектам:

$$\begin{aligned}\hat{P}\hat{C}|L_e = +1, h = -1\rangle &= |L_e = -1, h = +1\rangle \\ \hat{P}\hat{C}|L_e = -1, h = +1\rangle &= |L_e = +1, h = -1\rangle\end{aligned}\tag{14.2}$$

Было высказано предположение, что хотя в слабых взаимодействиях нет отдельно P - и C -инвариантности, но есть CP -инвариантность. Было выполнено много экспериментов по проверке этого предположения. В частности, изучались CP -сопряжённые распады заряженных пионов:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu,\tag{14.3}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu.\tag{14.4}$$

Существуют следующие четыре варианта распада заряженных покоящихся пионов (их спин нулевой), удовлетворяющих законам сохранения импульса и углового момента (Рис.14.1):

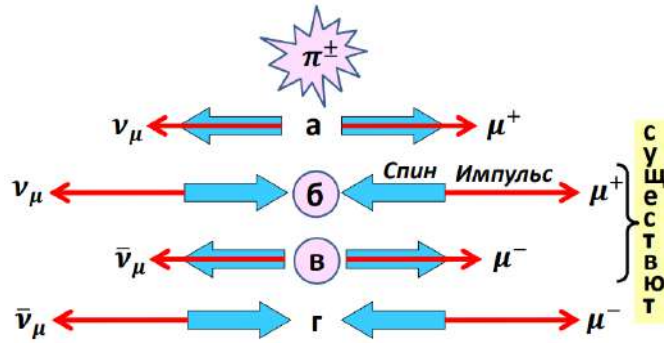


Рис.14.1. Распады заряженных покоящихся пионов

В природе реализуются лишь варианты распада б и в.

Разрешённые варианты распада заряженного пиона (б и в) связаны друг с другом CP -преобразованием:

$$\begin{aligned} \widehat{CP}|\mathbf{б}\rangle &= |\mathbf{в}\rangle, \\ \widehat{CP}|\mathbf{в}\rangle &= |\mathbf{б}\rangle. \end{aligned} \quad (14.5)$$

Итак, распад заряженного пиона CP -инвариантен.

Обращение времени (T -преобразование):

Операция обращения времени (T -преобразование) сводится к преобразованиям:

$$t \overset{\hat{T}}{\leftrightarrow} -t, \quad \vec{r} \overset{\hat{T}}{\leftrightarrow} \vec{r}. \quad (14.6)$$

Импульс и момент количества движения меняют знаки при T -преобразовании:

$$\vec{p} \overset{\hat{T}}{\leftrightarrow} -\vec{p}, \quad \vec{J} \overset{\hat{T}}{\leftrightarrow} -\vec{J}. \quad (14.7)$$

Симметрия к обращению времени означает симметрию к обращению порядка событий.

Симметрия по отношению к обращению времени не означает, что само время разворачивается и течёт назад. Время течёт в прежнем направлении. Вместо этого указанная симметрия означает, что события, которые происходят во времени в одном порядке, могут происходить с тем же успехом и в обратном порядке. Более точно нужно говорить о симметрии к обращению порядка событий. Чтобы заставить объект очерчивать траекторию в обратном направлении, следует обратить его скорость в любой точке этой траектории. Процедура обращения скорости объекта вдоль его траектории вынудит объект совершать движение, которое воспроизводится на кино-плёнке, прокручиваемой в обратном направлении.

При T -симметрии вероятности прямых ($\mathbf{a} + \mathbf{b} \rightarrow \mathbf{c} + \mathbf{d}$) и обратных ($\mathbf{c} + \mathbf{d} \rightarrow \mathbf{a} + \mathbf{b}$) реакций одинаковы.

Сильное и электромагнитное взаимодействия T инвариантны.

СРТ-ТЕОРЕМА

Формулировка 1. Наш мир и мир, полученный из нашего путём зарядового сопряжения, пространственной инверсии и обращения времени, физически идентичны (т.е. «живут» по одним и тем же физическим законам).

Формулировка 2. Наш мир и мир, являющийся его зеркальным отражением с заменой всех частиц на античастицы и движением всех объектов в обратном направлении, идентичны.

CPT -инвариантность следует из самых общих принципов квантовой теории поля. Её нарушение потребовало бы радикального изменения таких основ этой теории, как принцип причинности и связь спина с квантовой статистикой. Простейшие тесты CPT -инвариантности – равенство масс и времён жизни частиц и античастиц.

Нарушение CP -инвариантности (при справедливости CPT -теоремы) убедительно, хотя и косвенно, доказывает нарушение T -инвариантности.

НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ

В 1964 г. было обнаружено нарушение CP -инвариантности в распадах нейтральных каонов (Кронин и Фитч – Принстон, США). В 2001-2004 гг. нарушение CP -инвариантности обнаружено и в процессах с участием B^0 и \bar{B}^0 -мезонов. В 1998 г. нарушение T -симметрии в процессах с нейтральными каонами было установлено в прямых экспериментах (не как неизбежное следствие нарушения CP -инвариантности).

Нарушение CP -инвариантности в распадах K^0

Электрически нейтральный каон K^0 проявляет себя либо в виде «долгоживущей» частицы K_L^0 ($5,2 \cdot 10^{-8}$ сек), либо в виде «короткоживущей» частицы K_S^0 ($0,9 \cdot 10^{-10}$ сек). Кронин и Фитч в 1964 г. обнаружили, что K_L^0 с вероятностью $\approx 10^{-3}$ испытывает CP -запрещённые распады:

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- (\approx 2 \cdot 10^{-3}), \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^0 \pi^0 (\approx 9 \cdot 10^{-4}). \end{aligned} \quad (14.8)$$

Кроме того, обнаружено, что в CP -сопряжённых распадах:

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \pi^- e^+ \nu_e \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e \end{aligned} \quad \left\langle \begin{array}{l} \leftarrow \\ \leftarrow \end{array} \right\rangle CP\text{-преобразование} \quad (14.9)$$

первый несколько (на 0,3%) вероятнее. При CP -инвариантности они должны быть равновероятны. K_L^0 истинно нейтральная частица и при CP -инвариантности должно быть:

$$\pi^+ e^- \bar{\nu}_e \xleftarrow{\text{вероятность 50\%}} K_L^0 \xrightarrow{\text{вероятность 50\%}} \pi^- e^+ \nu_e \quad (14.10)$$

Итак, небольшое нарушение CP -инвариантности в распадах нейтральных каонов свидетельствует о нарушении T -инвариантности в слабых процессах.

ОБЪЕДИНЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ. ПЕРВЫЕ ЭТАПЫ

Пройденные этапы объединения взаимодействий:

- Объединение электрических и магнитных сил (Максвелл, 1864).
- Объединение электромагнитных и слабых сил (Вайнберг, Салам, Глэшоу, 1967).

ПРОПАГАТОР ПЕРЕНОСЧИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ. ПЕРЕОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ СЛАБЫХ СИЛ

Константы взаимодействий

Ранее использовались следующие константы взаимодействий:

$$\alpha_s = 1, \alpha_e = 10^{-2}, \bar{\alpha}_w \approx 10^{-6}, \alpha_G \approx 10^{-38} \quad (14.11)$$

Для безмассовых переносчиков взаимодействий (глюон, фотон, гравитон):

$$\alpha_i = \frac{(g_i)^2}{\hbar c} \quad (14.12)$$

где $i = s, e, G$ и единичные заряды gi относятся к протону (в частности $ge \equiv e$).

В случае массивных переносчиков (W^\pm, Z), т.е. в случае слабых сил, на вероятность взаимодействия, существенно её снижая, влияет и масса виртуальной частицы – переносчика взаимодействия. Чем больше эта масса, тем сильнее нарушается энергетический баланс и тем ниже вероятность рождения такого переносчика. Константа $\bar{\alpha}_w \approx 10^{-6}$ включает массу переносчика слабых сил. Получим оценку константы слабых сил α_w без участия массы переносчика.

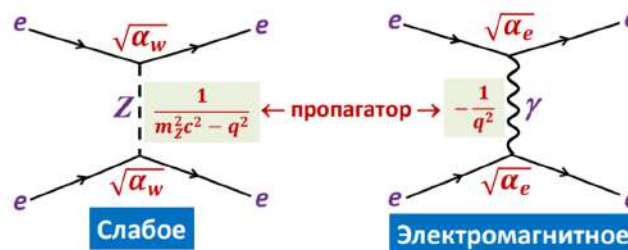


Рис.14.2. Диаграммы взаимодействия двух электронов

На Рис.14.2. линиям реальных частиц отвечают их волновые функции, Вершинам (узлам) – константы связ, а виртуальным частицам - функции их распространения, пропагаторы.

Амплитуда вероятности двухузловой диаграммы:

$$A_2(i) \sim \sqrt{\alpha_i} \cdot propagate \cdot \sqrt{\alpha_i} = \alpha_i \frac{c^2}{m_i^2 c^4 - q^2 c^2} \quad (14.13)$$

При $qc \ll m_i c^2$ величина пропагатора определяется массой переносчика m_i .

Для слабого взаимодействия двух электронов имеем:

$$A_2(weak) \sim \frac{\alpha_w c^2}{m_z^2 c^4 - q^2 c^2} \approx \frac{\alpha_w c^2}{(m_z^2 / m_p^2 - 1) m_p^2 c^4} \approx \frac{\alpha_w}{(m_z / m_p)^2} \cdot \frac{1}{(m_p c)^2} \quad (14.14)$$

В то же время для электромагнитного взаимодействия двух электронов имеем:

$$A_2(electromagnetic) \sim \frac{\alpha_e c^2}{q^2 c^2} \approx \alpha_e \frac{1}{(m_p c)^2} \quad (14.15)$$

При этом старую слабую константу связывает с новой соотношение:

$$\bar{\alpha}_w \approx \frac{\alpha_w}{(m_z / m_p)^2} \quad (14.16)$$

Итог переопределения константы слабого взаимодействия

Итак, $\alpha_w > \alpha_e = 1/137$, т.е. «слабость» слабого взаимодействия по сравнению с электромагнитным – следствие большой массы промежуточных бозонов. Сам единичный слабый заряд g_e больше электромагнитного ($g_e \equiv e$) почти в 2 раза.

«БЕГУЩИЕ» КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Изменение констант взаимодействия с энергией

Константы взаимодействий, строго говоря, не являются константами, а зависят от энергии (см. Таблицу 1).

Таблица 14.1. Изменение констант взаимодействия с энергией

Энергия, ГэВ	α_s	α_e	α_w
0,01	10	1/137	1/26
0,1	1	1/135	1/27
1	0,45	1/133	1/28
100	0,12	1/128	1/30

↑ экранировка

↑ антиэкранировка

$\bar{\alpha}_w \approx 10^{-6}$

Понижение с ростом энергии константы сильного взаимодействия – следствие антиэкранировки «сильного» (цветового) заряда, приводящей к асимптотической свободе с ростом энергии. Антиэкранировка имеет место и для слабого заряда и понижает его константу с ростом энергии. Для константы электромагнитного взаимодействия из-за экранировки имеет место рост с энергией.

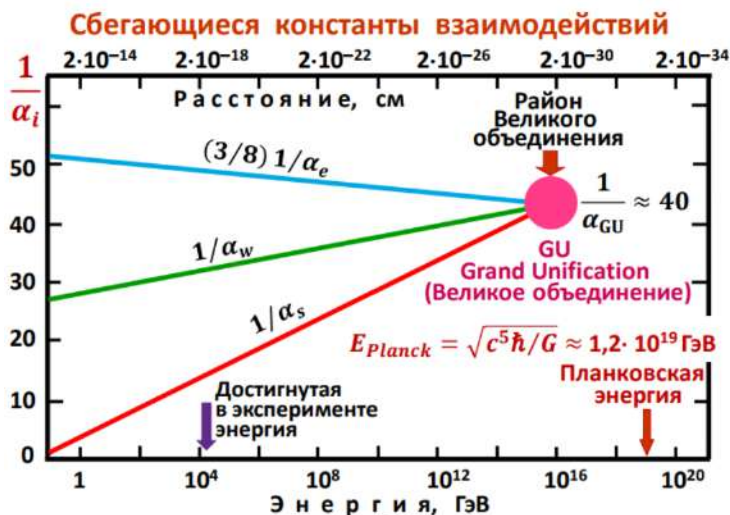


Рис.14.3. Сбегающиеся константы взаимодействий

ВЕЛИКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ. СИММЕТРИИ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ. РАСПАД ПРОТОНА

Теории Великого объединения

Великое объединение – это объединение трёх взаимодействий – сильного, электромагнитного и слабого. Полагают, что оно возникает при энергиях $\approx 10^{16}$ ГэВ (температурах $\approx 10^{28}$ К), т.е. на 12 порядков выше достижимых в настоящее время. Симметрия единого поля (поля Великого объединения) выражается в том, что кварки и лептоны безмассовы и неразличимы перед лицом этого поля и ведут себя как компоненты единого объекта, образующего общий мультиплет фундаментальных фермионов. В одной из первых теорий Великого объединения (Georgi, Glashow, 1974)

переносчиками единого поля являются бозоны X и Y , имеющие спин 1 , дробные электрические заряды $+4/3 e$ и $+1/3 e$ и цвет как у кварков (красный, зелёный и синий).

Распад протона

X - и Y -бозоны участвуют в процессах, переводящих кварки в лептоны и наоборот, т.е. не сохраняющих ни барионный, ни лептонный заряды, например (Рис.14.4):

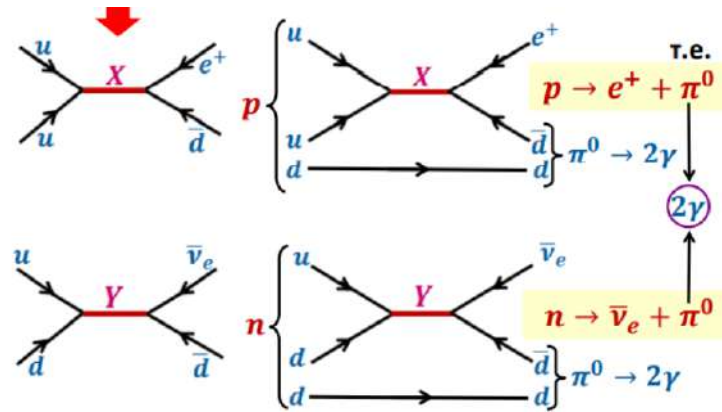


Рис.14.4. Распад нуклона

Время жизни относительно гипотетического распада протона

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0$$

$$\downarrow$$

$$2\gamma$$

$$\tau_p(\text{теория}): \text{от } 10^{31} \text{ до } 10^{32} \text{ лет,}$$

что при массе в 1 тонну даёт примерно один распад за десятилетие.

Предсказываемый простейшими Теориями Великого Объединения распад протона искался во многих низкофоновых (подземных) экспериментах, но так и не был обнаружен.

Было установлено, что время жизни относительно рассматриваемого возможного распада $> 10^{33}$ лет.

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ

Если систему частиц, нагретую до температур выше точки Великого объединения ($> 10^{28} \div 10^{29}$ К), подвергнуть охлаждению, то она, согласно ТВО (Теориям Великого Объединения), испытает по крайней мере два фазовых перехода с понижением степени симметрии: 1. При температуре $\approx 10^{28}$ К (энергии $\approx 10^{16}$ ГэВ) наступит конец Великого объединения. X - и Y -бозоны приобретают массы $\approx 10^{16}$ ГэВ/ c^2 . Остальные частицы остаются безмассовыми. 2. При температуре $\approx 10^{15}$ К (энергии ≈ 100 ГэВ) разрушится электрослабая симметрия и слабое взаимодействие отделится от электромагнитного. В этот момент кварки, лептоны и бозоны W и Z приобретают массы.

Оба фазовых перехода с понижением степени симметрии происходят самопроизвольно (спонтанно) и поэтому носят название *спонтанного нарушения симметрии*. Для этого постулируют существование особых полей, квантами которого являются частицы типа бозонов Хиггса.

Установлено, что именно механизм Хиггса ответственен за появление масс у фундаментальных частиц. При спонтанном нарушении симметрии симметричные состояния (расположенные выше основного, т.е. при более высоких энергиях, за счёт сверхмалых возмущений переходят в несимметричные устойчивые состояния.

ПЛАНКОВСКИЙ МАСШТАБ. СУПЕРСИММЕТРИЯ

Суперсимметрия

Объединение всех взаимодействий, включая гравитацию, как полагают, происходит при Планковской энергии:

$$E_{Planck} = \sqrt{\frac{c^5 \hbar}{G}} \approx 1,2 \cdot 10^{19} \quad (14.17)$$

Теоретические модели, посвящённые такому объединению, имеют дело с суперсимметрией (SUSY) – симметрией между фермионами и бозонами (теории Великого объединения рассматривают симметрию между кварками и лептонами). Этой (SUSY) более высокой симметрии отвечает инвариантность к преобразованию, меняющему спин частицы. У каждого фермиона появляется партнёр – бозон и наоборот.

Таблица 14.2. Суперсимметричные частицы

№	Частица	Спин	SUSY-партнёр	Спин
1	кварк	1/2	скварк	0
2	лептон	1/2	слептон	0
3	нейтрино	1/2	снейтрино	0
4	фотон	1	фотино	1/2
5	глюон	1	глюино	1/2
6	W-бозон	1	вино	1/2
7	Z-бозон	1	зино	1/2
8	хиггс	0	хиггсино	1/2
9	гравитон	2	гравитино	3/2

СУПЕРСТРУНЫ

Возможно единой теорией станет теория суперструн – одномерных объектов планковского масштаба (10⁻³³ см). Все известные частицы согласно теории суперструн это различные способы колебаний элементарной струны.

Есть ли следующая ступень у квантовой лестницы (см Рис.1.1)? Полагают, что есть замкнутые струны – петли и струны с открытыми концами.

Наряду с одномерными могут быть и многомерные струны (поверхности) – браны: 2-браны (мембраны), 3-браны, 4-браны и так далее.

Теория струн также утверждает, что Вселенная имеет гораздо больше измерений, чем доступно нашему глазу, но дополнительные измерения по выражению Брайана Грина «туго скручены и спрятаны в складчатой структуре космического пространства». Теория требует минимум 6 дополнительных пространственных измерений.

Соединение Вселенной с тремя обычными измерениями, представленными сеткой, и сильно увеличенные участки пространства с дополнительными измерениями в форме гипотетических мельчайших пространств.

Теория струн разрабатывается с 1968 г. Она сложна, далека от завершения и пока не имеет никаких наблюдательных подтверждений. По выражению Эдварда Виттена, одного из ведущих специалистов в теории струн, «Теория струн – эта часть физики двадцать первого века, случайно попавшая в двадцатый век».

Если теория струн действительно окажется единой теорией всех сил (взаимодействий), то последовательность исторических этапов объединения взаимодействий будет выглядеть следующим образом:

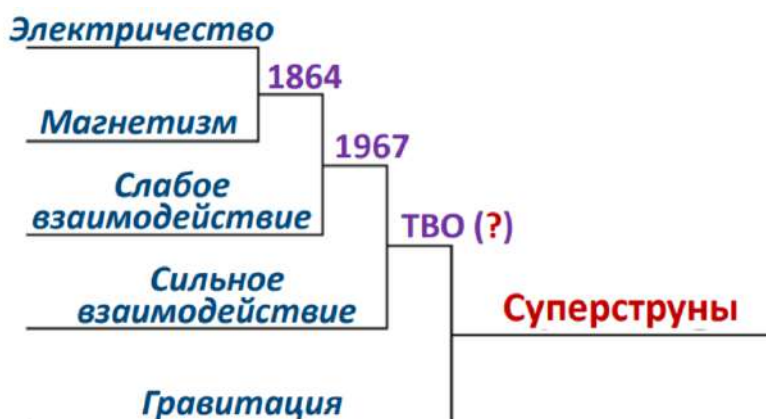


Рис.14.5. Этапы объединения взаимодействий

РАСПАД ЕДИНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ. «ВЫМОРАЖИВАНИЕ» ОТДЕЛЬНЫХ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Гипотетический распад единого взаимодействия на отдельные составляющие по мере охлаждения физической системы, сопровождаемый снижением степени симметрии:



Рис.14.6. Снижение степени симметрии

Мы не в состоянии достичь энергий Великого объединения и Суперсимметрии. Однако Вселенная после Большого Взрыва, охлаждаясь, должна была пройти все стадии фазовых переходов с понижением степени симметрии (см. Рис.14.7).

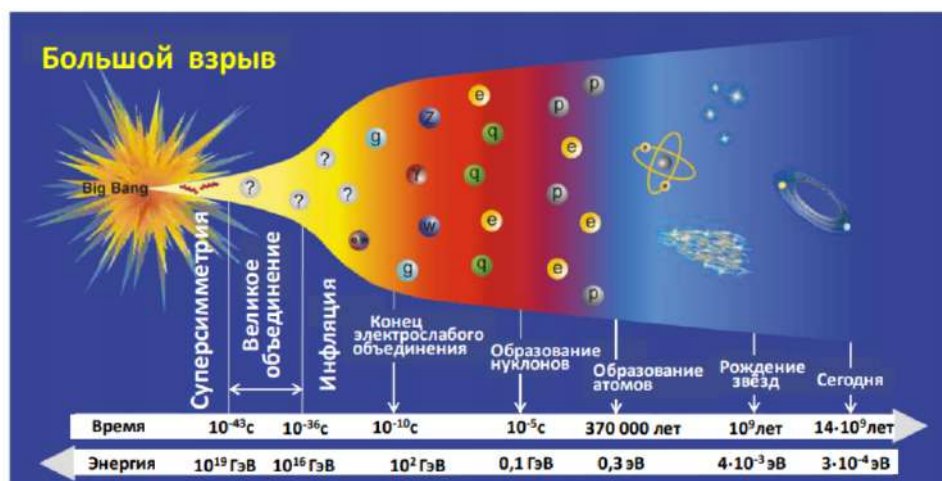


Рис.14.7. Стадии фазовых переходов

ЛЕКЦИЯ 15. ВСЕЛЕННАЯ

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВСЕЛЕННОЙ

Таблица 15.1. Основные характеристики наблюдаемой части Вселенной в настоящее время

Возраст t_0	$13,80 \pm 0,04$ млрд лет
Радиус (горизонт видимости) $R_0 = ct_0$	$\approx 4 \cdot 10^{28}$ см
Количество вещества-энергии	$\approx 10^{56}$ г
Средняя плотность вещества-энергии	$\approx 10^{-29}$ г/см ³
Барионное число (число нуклонов)	$\approx 10^{78}$
Доля антивещества	$< 10^{-4}$
Постоянная Хаббла H	$67,8 \pm 0,9$ км/сек·мегапарсек

Средняя плотность Вселенной ρ :

$$\frac{\rho}{\rho_k} = 1,000 \pm 0,007, \quad (15.1)$$

где ρ_k – так называемая критическая плотность:

$$\rho_k = \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 0,86 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3. \quad (15.2)$$

Здесь H – постоянная Хаббла. Соотношение ρ и ρ_k определяет геометрию и судьбу Вселенной.

В среднем во Вселенной в 1 м^3 содержится количество материи-энергии эквивалентное 5-ти атомам водорода. Но в среднем лишь 1 атом водорода можно обнаружить в 4 м^3 нашей Вселенной.

ТЁМНЫЕ МАТЕРИЯ И ЭНЕРГИЯ. КРИТИЧЕСКАЯ ПЛОТНОСТЬ

Темная материя – это небарионная, гравитирующая стабильная материя, способная к кластеризации, не участвующая в электромагнитном и сильном взаимодействиях. Основной кандидат это WIMP-частицы (Weakly Interacting Massive Particles). Массы частиц WIMP от 10 ГэВ до 10 ТэВ. Они, по-видимому, участвуют в слабом взаимодействии. Возможно это нейтральные суперсимметричные частицы. В состав холодной тёмной материи могут давать вклад реликтовые чёрные дыры, аксионы и некоторые другие экзотические формы материи.

Темная энергия – это энергия вакуумного типа (вакуумоподобная материя, квинтэссенция, космологический λ -член в уравнении Эйнштейна для Вселенной). Она

обладает антигравитирующим свойством и ответственна за ускоренное расширение Вселенной.

РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ. ЗАКОН ХАББЛА. БОЛЬШОЙ ВЗРЫВ

Нестационарность (расширение или сжатие) Вселенной – естественный и неизбежный результат любой её модели, учитывающей гравитацию (ньютоновскую или эйнштейновскую) и Космологический Принцип (гипотезу об однородности и изотропности Вселенной). То, что Вселенная расширяется, следует из красного смещения спектров видимого излучения удалённых галактик (т.е. увеличения длин волн излучения) за счёт эффекта Доплера. В 1929 г. Хабблом (США) Установлено, что Вселенная расширяется экспериментально установлен Закон Расширения Вселенной (закон Хаббла): скорость v разлёта двух удалённых галактик и расстояние R между ними связаны соотношением $v = HR$, где H – постоянная Хаббла (≈ 68 км/сек·мегапарсек).

Закон Хаббла является прямым математическим следствием Космологического Принципа и мог быть установлен уже в 18 веке. Видимая Вселенная в больших масштабах (> 100 Мегапарсек) однородна и изотропна.

То, что средняя плотность вещества-энергии во Вселенной, по-существу, равна критической, означает, что Вселенная «плоская» (описывается геометрией Евклида) и будет расширяться неограниченно долго.

Иллюстрация справедливости закона Хаббла в однородной и изотропной Вселенной

Пусть имеются равноотстоящие галактики 1, 2, 3, 4. При однородном расширении Вселенной расстояние между ними за одно и то же время Δt возрастёт на одно и ту же величину ΔR , а за времена $2\Delta t$ – на величину $2\Delta R$:

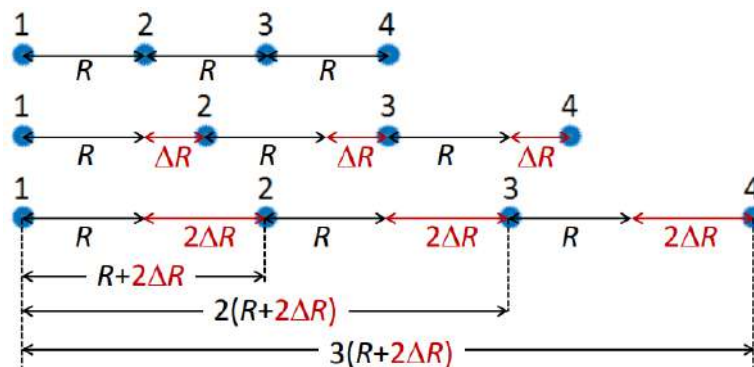


Рис.15.1. Иллюстрация справедливости закона Хаббла

Таким образом, при однородном расширении Вселенной расстояние между Галактиками (а значит и скорость v их удаления друг от друга) увеличивается пропорционально расстоянию R между ними, т.е. $v \sim R$, откуда и следует закон Хаббла $v = HR$.

Большой взрыв

В основе современной Стандартной космологической модели лежит концепция Большого Взрыва. Её первооснова – наблюдаемое разбегание галактик. Обратив стрелу времени, можно получить для возраста Вселенной (времени её «начала», когда все галактики сольются в одной точке) величину около 14 млрд лет. Существует несколько прямых следствий событий далёкого прошлого, подтверждающих концепцию Большого взрыва:

1. Микроволновое фоновое (реликтовое) излучение (температура 2,7 К)
2. Высокая распространённость гелия ($\approx 1/4$ всех ядер по массе).
3. Соотношение между числом фотонов и барионов ($\approx 10^9 : 1$ в пользу фотонов).

МИКРОВОЛНОВОЕ РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

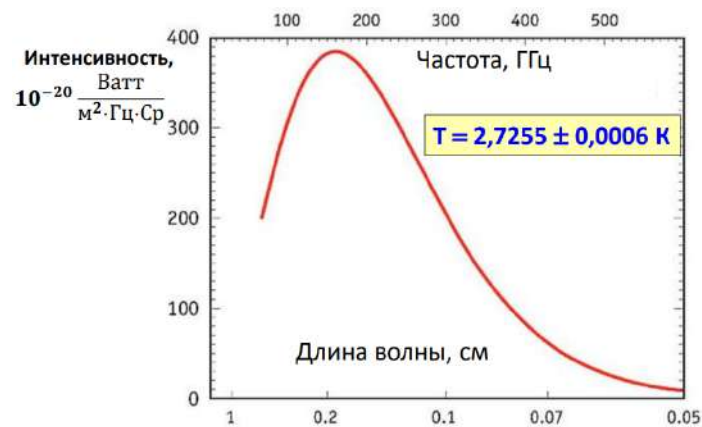


Рис.15.2. Спектр микроволнового реликтового излучения

Всё пространство заполнено реликтовым излучением, бомбардирующим Землю со всех направлений и детально исследованным со спутников.

Это излучение возникло в горячем ($T \approx 3000$ К) состоянии примерно через 370 тысяч лет после Большого взрыва и остыло к настоящему времени до температуры $\approx 2,7$ К, соответствующей микроволнам (волнам миллиметрового диапазона).

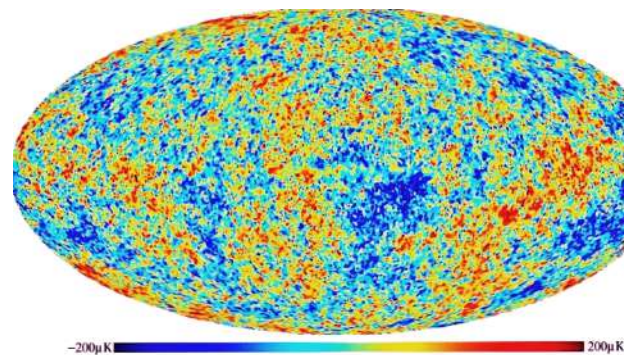


Рис.15.3. Микроволновое излучение

Оказалось (1992 г.), что это излучение практически изотропно, т.е. одинаково во всех направлениях. Степень его анизотропии всего 10^{-5} .

Реликтовое излучение – это остывший отблеск Большого Взрыва. Оно возникло через 373 000 лет после Большого Взрыва, когда излучение перестало взаимодействовать с веществом вследствие превращения его в нейтральные атомы и размер Вселенной был ≈ 1025 см, а её температура была 3000 К. К настоящему времени размер Вселенной ≈ 1028 см (или более) и температура реликтового излучения 2,73 К.

Возникает вопрос: как 14 млрд лет назад из «ничего» (нулевой энергии) возникла столь массивная Вселенная? Неужели мы имеем дело с невообразимо масштабным нарушением закона сохранения энергии?

На самом деле нарушения сохранения энергии нет, поскольку энергия гравитационного поля, связанного с объектом массой m , не только отрицательна, но и точно уравнивает энергию массы покоя частицы, mc^2 . Если бы нам пришлось сжать объект до математической точки (сингулярности), то, как следует из общей теории относительности Эйнштейна, энергия его гравитационного поля равнялась бы $-mc^2$. Таким образом существует точное равновесие энергии массы покоя и гравитационной энергии: $mc^2 - mc^2 = 0$.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ. ДОГАЛАКТИЧЕСКИЕ ЭТАПЫ ЕЁ ЭВОЛЮЦИИ

Фазовые переходы с понижением степени симметрии происходят самопроизвольно (спонтанно) и поэтому носят название спонтанного нарушения симметрии.

Для этого постулируют (Хиггс, 1964) особое скалярное поле (их может быть несколько), квантами которого являются бозоны типа хиггсовских.

Подтверждено, что именно механизм Хиггса ответственен за появление масс у фундаментальных частиц. При спонтанном нарушении симметрии симметричные состояния (расположенные выше основного, т.е. при более высоких энергиях) при постепенном понижении энергии (охлаждении) за счёт сверхмалых возмущений переходят в несимметричные устойчивые состояния (См. Лекцию 14).

Примеры:

1. Спонтанное намагничивание твёрдого тела ниже температуры температуры Кюри ферромагнетизм.
2. Кристаллизация жидкости ниже критической температуры.
3. Конденсация паров жидкости.
4. Сверхпроводимость.

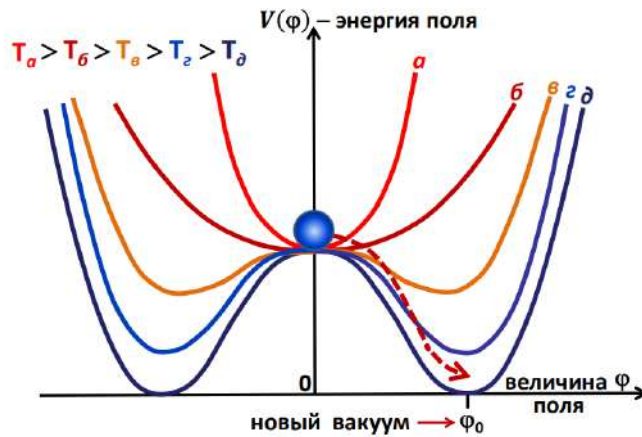


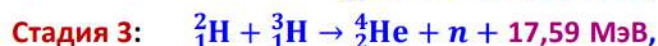
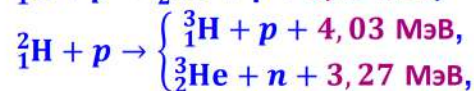
Рис.15.4. Зависимость потенциальной энергии хиггсовских полей от температуры

ДОЗВЁЗДНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ

Таблица 15.2. Догалактический этапы эволюции Вселенной

Время от Big Bang	Температура К	Этап/Событие
$< 10^{-43}$ сек	$> 10^{32}$	Квантовый хаос. Суперсимметрия (объединение взаимодействий)
10^{-43} сек	10^{32}	Планковский момент Отделение гравитации
$10^{-43} - 10^{-36}$ с	$10^{32} - 10^{28}$	Великое объединение
10^{-36} сек	10^{28}	Конец Великого объединения
10^{-10} сек	10^{15}	Конец электрослабого объединения. Кварки, лептоны, бозоны приобретают массы
10^{-6} сек	10^{13}	Кварк-адронный фазовый переход
1 – 300 сек	$10^{10} - 10^9$	Дозвёздный синтез гелия
373 000 лет	$3 \cdot 10^3$	Образование атомов. Разделение вещества и излучения. (Вселенная прозрачна для излучения)

Цепочка основных реакций выглядит так:



В период 1 - 300 сек после Большого Взрыва образуются первые ядра тяжелее водорода. В это время плотность Вселенной упала до $\approx 1 \text{ г/см}^3$, а температура – до $10^{10} - 10^9 \text{ К}$.

90% гелия-4 во Вселенной образуется в дозвездную эру (в звёздах его образуется не более 10%). Это доказывает существование дозвёздной стадии Вселенной, т.е. подтверждает концепцию Большого Взрыва.

Первые звёзды образуются уже через 0,3 млрд лет, первые галактики (скопления звёзд) - примерно через 0,4 млрд лет после Большого Взрыва. Солнечная система зародилась через 9 млрд лет.

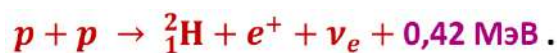
Все они состоят из вещества. Куда девалось огромное количество антивещества? Ведь Вселенная образовалась со всеми нулевыми суммарными аддитивными квантовыми числами и количество вещества в ней должно было равняться количеству антивещества. Одно из объяснений состоит в том, что в период ($10^{-36} \div 10^{-32}$ сек) в результате нарушения CP-инвариантности и несохранения барионного числа возник небольшой ($\approx 10^{-9}$) избыток вещества над антивеществом и лишь этот избыток сохранился во Вселенной, поскольку остальная и главная доля материи и антиматерии ($\approx 1 - 10^{-9}$) аннигилировала, превратившись в фотоны (соотношение между числом фотонов и барионов ($\approx 10^9 : 1$ в пользу фотонов)).

ЗВЁЗДНАЯ ЭРА. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЁЗДАХ

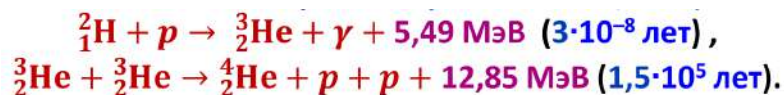
Гравитационное сжатие сгустков (компактных зон) в гигантских молекулярных облаках приводит к их разогреву и в конечном итоге к зажиганию звёзд. Сначала, за время $10^5 \div 10^6$ лет, образуется протозвезда, разогретая до 10^6 К. Она светит за счёт освобождения гравитационной энергии при сжатии. Когда масса протозвезды достигает 0,1 массы Солнца (0,1 Мс) в протозвезде возникает дополнительный (ядерный) источник энергии:



При дальнейшем сжатии и гравитационном разогреве протозвезды до 107 К начинается новый этап её горения – она превращается в обычную звезду, основным источником энергии которой являются реакции термоядерного синтеза. Стартовой среди них реакция, идущая за счёт слабого взаимодействия:



Дальнейшие реакции (один из вариантов так называемого протон-протонного цикла):



Протон-протонный (pp) цикл сводится к процессу:



ЭВОЛЮЦИЯ МАССИВНОЙ ЗВЕЗДЫ

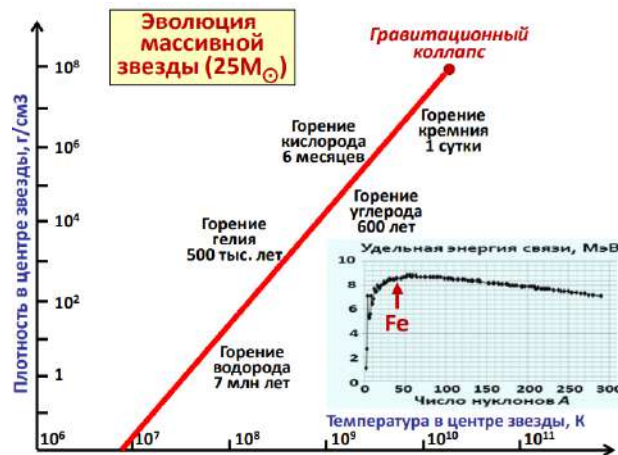


Рис.15.5. Эволюция массивной звезды

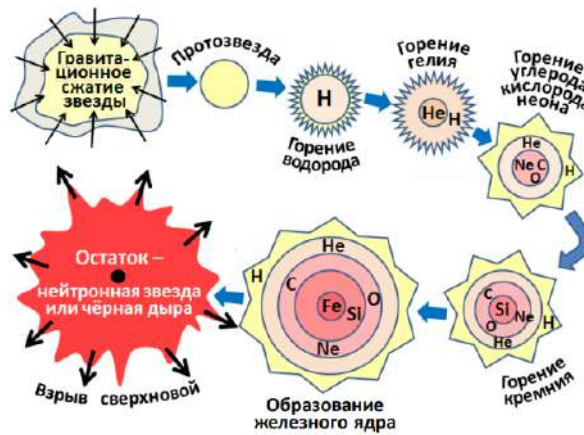


Рис.15.6. Основные этапы эволюции массивной звезды

СВЕРХНОВЫЕ – КОЛЛАПСИРУЮЩИЕ И ТЕРМОЯДЕРНЫЕ

Реакции термоядерного синтеза в состоянии генерировать ядра вплоть до ядер «железного пика» ($A \approx 60$). Заключительной стадией жизни звёзд с массой $> 10M_{\odot}$ является вспышка Сверхновой (энергия взрыва достигает 10^{53} эрг).

В центре массивной звезды внутри кремниевой оболочки начинает формироваться железное ядро. Эта центральная «железная» область массивной звезды начинает сжиматься. Ядерные источники внутри такой звезды исчерпаны и ядерный разогрев сердцевины звезды прекращается. Ядро массивной звезды, прошедшей все стадии ядерного синтеза, разогревается лишь за счёт выделяющейся при сжатии гравитационной энергии. Остановка ядерного синтеза в центре звезды и охлаждение за счёт нейтронизации приводят к падению давления внутри звезды.

Когда коллапсирующее ядро звезды достигает ядерной плотности ($10^{14} \div 10^{15}$ г/см³), коллапс резко прекращается. Падающие на ядро звезды внешние слои натываются на внезапно остановившийся плотный кор и возникает отражённая волна давления, которая со скоростью больше скорости звука в веществе звезды проходит до её поверхности. Звезда из режима коллапса переходит в режим взрыва.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НУКЛИДОВ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ

После взрыва сверхновой уплотнившееся ядро звезды может образовать нейтронную звезду или чёрную дыру в зависимости от массы вещества, оставшегося в центре взорвавшейся сверхновой. В нейтронную звезду превращаются звёзды с начальной массой до $30 \div 40 M_{\odot}$, в чёрную дыру – самые массивные звёзды с начальной массой больше $30 \div 40 M_{\odot}$.

Наряду с взрывом одиночной массивной звезды посредством коллапса железного ядра существует и другой механизм взрыва сверхновой, реализующийся в двойной звездной системе с белым карликом. Их называют SN Ia. Эти сверхновые – результат термоядерной детонации белого карлика, захватывающего вещество звезды-соседки, и увеличивающей свою массу до критической. Наблюдение за ними привело к открытию тёмной энергии.

Для образования тяжёлых ядер решающую роль играют реакции множественного захвата нейтронов более лёгкими ядрами. Нужные нейтронные потоки формируются при взрывах сверхновых и в оболочках красных гигантов.

ПРОБЛЕМА ГОРИЗОНТА. ИНФЛЯЦИОННАЯ КОСМОЛОГИЯ

См. Рис.15.7 – луч из точки а не успел дойти до точки б, а температуры в этих точках одинаковы. Области пространства расширились слишком быстро для установления теплового равновесия.

Области пространства удаляются друг от друга со скоростями больше скорости света. Предел скорости, устанавливаемый светом, относится к движению сквозь пространство, но не к скорости расширения самого пространства. Общая теория относительности не накладывает никаких ограничений на скорость расширения пространства. Галактики «вморожены» в пространство и могут удаляться друг от друга со сверхсветовыми скоростями.

Проблема горизонта портит стандартную теорию Большого взрыва, потому что области пространства отдаляются слишком быстро для установления теплового равновесия.

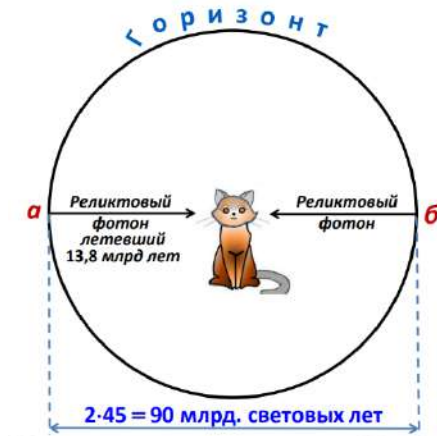


Рис. 15.7. Проблемы горизонта

Инфляционная теория решает эту проблему, уменьшая скорость разделения областей пространства в начальные моменты времени и обеспечивая таким образом достаточно времени для выравнивания температуры. Затем наступает непродолжительный период чрезвычайно быстрого ускоряющегося расширения, которое компенсирует «вялый старт» и быстро разносит участки пространства на огромные расстояния.

Инфляция – быстрое расширение Вселенной, обусловленное особым состоянием имевшегося во Вселенной в самую раннюю эпоху состоянием скалярного поля, заполняющего всё пространство и играющего роль антигравитирующего вакуума.

Эволюция Вселенной в инфляционном сценарии отличается от стандартного сценария Большого Взрыва. Инфляция также предсказывает плоское (Евклидово) пространство.

Инфляция рассматривает температурную карту реликтового излучения как проявление квантовых флуктуаций в момент Большого взрыва.

МУЛЬТИВСЕЛЕННЫЕ И ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ МИРЫ

Многие из магистральных разработок в фундаментальной теоретической физике – релятивистской и квантовой физике, космологии, теории объединения, вычислительной физике – приводят к идее о том или ином типе параллельных вселенных.

К идее о параллельных мирах приводят:

- Квантовая механика с её вероятностными предсказаниями.
- Инфляционная космология с её дочерними вселенными.
- Теория струн с её разнообразием форм и размеров дополнительных пространственных измерений и сценарием мира на бране.

К параллельным мирам приводит даже естественная идея о бесконечности нашей Вселенной.

КОНЕЧНЫЕ ЭТАПЫ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ. ОТКРЫТИЕ ЕЁ УСКОРЕННОГО РАСШИРЕНИЯ В СОВРЕМЕННУЮ ЭПОХУ

Конечные стадии открытой Вселенной: 1014 лет – угасание всех звёзд, 1033–35 лет – распад барионов (протонов), 1069–96 лет – испарение чёрных дыр, 10100 лет –

лептонная пустыня (электроны, позитроны, нейтрино, антинейтрино) и фотоны + тёмная материя и вакуум

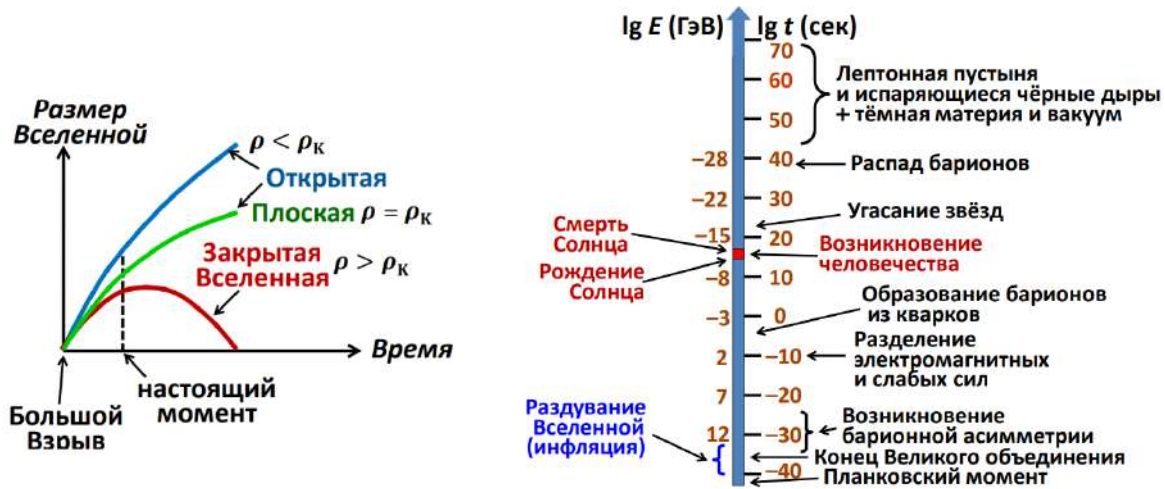


Рис.15.8. Конечные стадии эволюции Вселенной

Конечные стадии открытой Вселенной:

10^{14} лет – угасание всех звёзд,

10^{33-35} лет – распад барионов (протонов),

10^{69-96} лет – испарение чёрных дыр,

10^{100} лет – лептонная пустыня (электроны, позитроны, нейтрино, антинейтрино) и фотоны + тёмная материя и вакуум.



ФИЗИЧЕСКИЙ
ФАКУЛЬТЕТ
МГУ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА

teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ