

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Уральский государственный университет им. А.М. Горького»

ИОНЦ «Нанотехнологии и перспективные материалы»

Физический факультет

Кафедра общей и молекулярной физики

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДИСЦИПЛИНЫ

«Введение в физику атомного ядра и физику элементарных частиц»

**Екатеринбург
2008**

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное агентство по образованию

Уральский государственный университет им. А.М.Горького
Физический факультет

Кафедра общей и молекулярной физики

Ишмухаметов Б.Х.

Введение в физику атомного ядра и физику элементарных частиц

Курс лекций

Екатеринбург 2008

Ишмухаметов Б.Х. Введение в физику атомного ядра и физику элементарных частиц: Курс лекций. Екатеринбург, 2008. 112 с.

| Курс лекций «Введение в физику атомного ядра и физику элементарных частиц» является завершающим циклом дисциплин общей физики, читаемых в классических университетах, в которых нет специализации по ядерной физике. В отличие от других устоявшихся курсов, читаемых студентам в рамках цикла дисциплин курса общей физики (Механика, Молекулярная физика, Электричество и магнетизм, Оптика и Атомная физика), в курсе физики атомного ядра и элементарных частиц приходится отражать все те изменения и новые результаты, которые происходили в этой области знаний за последние десятилетия. В связи с трудностями, с которыми приходится сталкиваться студентам при изучении настоящей дисциплины, назрела необходимость создания довольно краткого учебника по данной дисциплине.

Предлагаемый курс лекций представляет собой довольно краткое изложение (объемом в сто с небольшим страниц), но, тем не менее, содержащее все сведения, необходимые студентам для завершения образования в рамках цикла дисциплин курса общей физики. Он содержит основные сведения об элементарных частицах. Подробно рассматриваются законы сохранения и их использование для анализа процессов, происходящих в мире атомных ядер и элементарных частиц. При рассмотрении физики атомного ядра, в пособии рассматриваются довольно подробно две модели атомного ядра: капельная модель (модель Вайцекера) и оболочечная модель. Уместно здесь отметить, что, несмотря на краткость изложения, рассмотрение всех вопросов ведется достаточно строго, в соответствии с принципами университетского образования: студенту должно быть понятно все от самого начала до самого конца. |

СОДЕРЖАНИЕ

Введение. История возникновения и развития физики атомного ядра и физики элементарных частиц	5
1. Масштабы величин, характерные для физики атомного ядра	7
1.1. Характерные размеры в физике атомного ядра и элементарных частиц.....	7
1.2. Характерные времена в ядерной физике.....	8
1.3. Величины энергий, характерные для ядерной физики	8
2. Четыре типа взаимодействия в природе. Их краткая характеристика	8
2.1. Электромагнитные силы	9
2.2. Ядерное сильное взаимодействие	9
2.3. Ядерное слабое взаимодействие	10
2.4. Гравитационное (сверхслабое) взаимодействие.....	11
3. Основные свойства элементарных частиц и методы их определения	11
3.1. Метод определения элементарного заряда. Опыты Милликена.....	12
3.2. Измерение массы покоя частиц	13
3.3. Методы определения спина и магнитного момента ядер.....	14
4. Принципы классификации элементарных частиц.....	19
5. Квантовомеханическое описание нестабильных состояний	23
6. Законы сохранения в физике элементарных частиц	25
6.1. Закон сохранения электрического заряда	27
6.2. Закон сохранения барионного заряда.....	27
6.3. Закон сохранения лептонного заряда	28
6.4. Частицы и античастицы	28
6.5. Закон сохранения момента импульса	29
6.6. Закон сохранения энергии – импульса.....	30
7. Изотопический спин. Зарядовые мультиплеты. Закон сохранения изотопического спина	32
8. Странность. Гиперзаряд. Очарование, Прелесть и Правдивость	34
9. Слабые взаимодействия. Бета распад.....	37
10. Четность. Нарушение закона сохранения четности при слабых взаимодействиях. СРТ – инвариантность	41
11. Квантование электромагнитного поля. Фотоны – кванты электромагнитного взаимодействия	45
12. Сильное ядерное взаимодействие	48
12.1. Мезонная теория ядерных сил. Потенциал Юкавы	48
12.2. Свойства ядерных (адронных) сил	49
13. Теории элементарных частиц. Теория кварков	52
13.1. Мезоны как связанные состояния кварк – антикварк. Мезонные супермультиплеты	54
13.2. Барионы как связанные состояния кварков. Барионные супермультиплеты	54
14. Магнитные моменты нейтронов и протонов. Дальнейшее развитие теории кварков.....	56
15. Единая теория частиц и полей	60
15.1. Элементы единой теории частиц и полей	60
15.2. Электромагнитное взаимодействие	61
15.3. Слабое ядерное взаимодействие	62
15.4. Ядерное сильное взаимодействие	66
15.5. Великое объединение	67
16. Модель ядра – жидкой капли	70
16.1. Первое следствие из формулы Вайцекера.....	72
16.2. Второе следствие из формулы Вайцекера	73
17. Оболочечная модель ядра. Магические числа.....	75

18. Явление радиоактивности. Радиоактивные семейства	81
19. Альфа распад. Основные экспериментальные факты и теория альфа распада.....	88
20. Гамма излучение ядер. Ядерная изомерия. Эффект Мёссбауэра	91
20.1. Ядерная изомерия	92
20.2. Эффект Мёссбауэра.....	93
21. Эффективные сечения и выходы ядерных реакций.....	93
22. Модель составного ядра.....	99
23. Ядерные реакции	100
23.1. Реакции под действием альфа частиц	100
23.2. Реакции под действием нейтронов	101
23.3. Реакции под действием протонов	101
23.4. Реакция под действием дейтронов.....	102
23.5. Реакции под действием гамма квантов (фотоядерные реакции)	102
24. Реакция деления ядра урана. Ядерные котлы.....	103
25. Термоядерные реакции синтеза	106
Литература	111

Введение. История возникновения и развития физики атомного ядра и физики элементарных частиц

Датой возникновения физики атомного ядра и физики элементарных частиц можно считать 1896 год – год, в котором французским физиком Анри Беккереллем было открыто явление радиоактивности. Радиоактивность – это самопроизвольное превращение одних ядер в другие с испусканием α , β и γ частиц.

Годы 1897-1900 ознаменовались открытием первой элементарной частицы – электрона (символ частицы e^-). Английский физик Джозеф Джон Томсон впервые измерил отношение заряда к массе частиц, из которых состояли катодные лучи

В результате исследования излучения абсолютно черного тела и фотоэлектрического эффекта немецкие физики Макс Планк (1900-1905 годы) и Альберт Эйнштейн ввели в физику вторую элементарную частицу – фотон.

Эрнст Резерфорд в результате серии экспериментов по рассеянию альфа частиц веществом, проведенных в период с 1909 по 1911 годы, пришел к заключению, что атомы имеют сложную структуру. Так возникла «планетарная модель» атома, согласно которой атом состоит из компактного ядра и электронной оболочки. В ядре сосредоточена почти вся масса атома. Размеры ядра порядка ($10^{-13} - 10^{-12}$) см, размеры электронной оболочки $\sim 10^{-8}$ см. Таким образом, в 1911 году в физике появилось понятие ядра атома, и была введена третья элементарная частица – протон – положительно заряженная тяжелая частица, ядро простейшего атома водорода.

С 1911 по 1932 год существовала электронно-протонная модель атомного ядра, по которой ядро с массовым числом A и зарядом Z состоит из A протонов и $A-Z$ электронов. Развитие квантовых представлений о природе вещества, а так же новые экспериментальные факты указали на наличие непреодолимых противоречий в электронно-протонной модели ядра. Одно из таких противоречий заключалось в том, что невозможно было локализовать электрон в объеме ядра атома. К этому времени (1931 – 1932 годы) английским физиком Джеймсом Чедвиком был открыт нейтрон. Вновь открытая частица – нейтрон - такая же тяжелая, как и протон, однако лишена электрического заряда. В это же время для объяснения некоторых особенностей радиоактивного β - распада швейцарский физик Вольфганг Паули ввел еще одну элементарную частицу – нейтрино (1930 год), а итальянский физик Энрико Ферми разработал последовательную теорию β - распада (1934 год). Начало тридцатых годов прошлого века можно считать временем возникновения современной теории атомного ядра, согласно которой ядро ${}^A_Z X$ состоит из Z протонов и $A-Z$ нейтронов.

Таким образом, к 1932 – 1934 годам в основном сложились современные представления о структуре вещества. Вещество состоит из молекул и атомов, молекулы состоят из атомов. Атомы имеют сложную структуру и состоят из ядра и электронной оболочки. Ядро же состоит из нейтронов и протонов. Фотоны (по теории Нильса Бора) испускаются и поглощаются при переходе электронов из одних стационарных состояний в другие. Аналогично, электроны и нейтрино (по теории Энрико Ферми) могут испускаться атомными ядрами при превращении нейтронов в протоны.

Развитие квантовой механики привело к понятию античастицы (антивещества). Идея античастиц явилась следствием полученного английским физиком Полем А.М. Дираком релятивистского уравнения для электрона (1928 год). Идея существования антивещества стала общепринятой в физике и нашла экспериментальное подтверждение в 1932 году, когда американским физиком Карлом Андерсоном был открыт позитрон (e^+) – античастица по отношению к электрону (антиэлектрон).

1934 год отмечен также тем, что английские физики Джон Кокрофт и Эрнст Уолтон построили первый ускоритель заряженных частиц. Энергии альфа частиц, получающихся при распаде радиоактивных ядер, стало не хватать, чтобы продолжать исследования ядерной материи: потребовались протоны и альфа частицы, обладающие большими энергиями. Так были впервые осуществлены ядерные реакции с помощью частиц, ускоренных искусственно. В дальнейшем появились более мощные и более совершенные ускорители заряженных частиц.

Исследования свойств ядерных сил привело японского физика Хидеки Юкаву в 1934-1937 годах к созданию мезонной теории ядерных сил, согласно которой силы притяжения между нуклонами (нейтронами и протонами) в ядре возникают в результате обмена π мезонами. Предсказанные Юкавой мезоны были открыты в 1949 году.

Среди других важных событий «героического» периода ядерной физики (тридцатые годы прошлого столетия) следует упомянуть открытие французскими физиками супругами Фредериком и Ирен Жолио – Кюри искусственной радиоактивности и исследование итальянскими физиками под руководством Э. Ферми ядерных реакций, вызываемых нейтронами. Предвоенное развитие ядерной физики завершилось открытием в 1939 году немецкими физиками Отто Ханом и Фрицем Штрассманом реакции деления ядра ${}_{92}^{235}\text{U}$ под действием нейтронов на два сравнимых друг с другом по массе осколка. Как было показано австрийскими физиками Лизой Мейтнер и Отто Фришем, при этом выделяется ядерная энергия порядка двухсот МэВ на делящееся ядро. В 1940 году советские физики Г. Н. Флёрв и К.А. Петржак открыли реакцию спонтанного деления ядра урана.

Дальнейшие исследования в области ядерной физики были обусловлены обстановкой, сложившейся в результате Второй Мировой войны. Открытая накануне войны реакция деления была использована для создания атомной бомбы в США. В конце войны эта бомба была дважды использована для бомбардировки Японии в августе 1945 года.

Окончание войны в истории ядерной физики было ознаменовано новыми открытиями и успехами, связанными, в частности, со строительством новых более мощных и совершенных ускорителей частиц. Использование ускорителей привело к открытию в 1947 году так называемых «странных частиц». Использование реакции деления урана позволило построить в 1954 году первую в мире атомную электростанцию в городе Обнинске (СССР), что дало толчок развитию атомной энергетики.

Американские физики Ф. Райнес и К. Коуэн в 1953 – 1956 годах зарегистрировали антинейтрино. В 1955 году был открыт антипротон О. Чемберленом, Э. Сегрэ, К. Вигандом и Т. Ипсилантисом в Беркли (США). В 1956 году в США был получен антинейтрон (Б. Корк, Г. Ламбертсон, О. Пиччони и В. Венцель).

Соперничество в военной области между СССР и США привело к созданию водородной бомбы, в которой для получения энергии использовалась реакция термоядерного синтеза. Как известно, в СССР водородная бомба была создана и испытана раньше чем в США. В создании этого сверхоружия принимал участие большой коллектив советских ученых. Упомянем наиболее известных: А.Д. Сахаров, Я.Б. Зельдович, И.В. Курчатов, В.Л. Гинзбург. Среди создателей водородной бомбы были и выпускники нашего Уральского Университета. В США работы по созданию водородного оружия возглавлял американский физик венгерского происхождения Эдвард Теллер.

Прогресс в физике элементарных частиц завершился созданием кварковой теории элементарных частиц (1964 год, М. Гелл-Манн и Дж. Цвейг). Согласно кварковой теории, протон и нейтрон являются не «истинно» элементарными частицами, а состоят из трех кварков. Не элементарная (сложная) структура протонов и нейтронов была подтверждена экспериментами по глубоко неупругому рассеянию электронов и предложений для объяснения результатов этих экспериментов «партонной моделью» американского физика Ричарда Фейнмана.

В 1979 году С. Вайнбергом, Ш. Глешоу и А. Саламом было осуществлено «электрослабое» объединение. В предложенной авторами теории было предсказано существование так называемых промежуточных бозонов - W^{\pm} , и Z^0 - частиц, которые и были обнаружены в 1983 году в экспериментах на встречных пучках на ускорителе в ЦЕРНе.

События последних десятилетий ознаменовались открытием *очаровательных, прелестных* и *правдивых частиц*, для объяснения существования которых пришлось увеличивать количество ароматов кварков до шести. В самое последнее время обнаружен пентакварк – барион, состоящий из пяти кварков $\Theta^+ = |uudd\tilde{s}\rangle$. Наконец, нельзя не упомянуть событие последних дней: принято решение ассигновать 5млрд. долларов США на создание установки по осуществлению управляемой реакции термоядерного синтеза с целью создания работающей на этом принципе электростанции. Проект создания установки является международным, в нем участвуют США, Россия, Великобритания, Франция, Германия, Япония и Южная Корея.

1. Масштабы величин, характерные для физики атомного ядра

Приступая к изучению курса физики атомного ядра и элементарных частиц, мы вступаем в область непривычных для нас размеров, времен и энергий, которые характерны для этого раздела физики, в сравнении с другими разделами, такими, например, как атомная физика, или молекулярная физика.

1.1. Характерные размеры в физике атомного ядра и элементарных частиц

Если отталкиваться от размеров объектов, к которым мы привыкли в быту (километры, метры, сантиметры), то, переходя к молекулярной и атомной физике, мы имеем в качестве размеров молекул и атомов протяженности порядка $10^{-7} - 10^{-8}$ см. Так, для атомной физики естественной единицей длины служит величина $a_0 = (\hbar^2 / me^2) = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см. Эта единица длины называется боровским радиусом. В области ядерной физики эти расстояния становятся очень большими и неудобными в употреблении. Размеры ядер определяются длинами порядка 10^{-13} см. В ядерной физике эта единица длины называется 1 ферми. Ситуацию с размерами можно наглядно изобразить следующей схемой. Как можно заключить из приведенной ниже схемы, не следует считать, что между электронной оболочкой атома и его ядром ничего не происходит. Область размерами $(h / m_0 c) = 2,42 \cdot 10^{-10}$ см (комптоновская длина волны для электрона) определяет размеры, характерные для электромагнитных процессов. В настоящее время экспериментальная техника позволяет наблюдать детали структуры поверхности ядра (с помощью изучения процессов рассеяния быстрых электронных пучков на ядрах). Итак, величину 10^{-13} см = 1 ферми принято в ядерной физике считать единицей длины, своеобразным ядерным «аршином». Радиусы нейтрона и протона равны примерно 0,8 ферми.

10^{-6} см	
10^{-7} см	размеры небольших молекул
10^{-8} см	и атомов
10^{-9} см	
10^{-10} см	размеры области, характерной
10^{-11} см	для Э.М. процессов
10^{-12} см.	
10^{-13} см	радиус нейтрона и протона.

$$10^{-14} \text{ см}$$
$$10^{-15} \text{ см}$$

детали структуры поверхности ядра

1.2. Характерные времена в ядерной физике

Какую длительность разумно выбрать в качестве «ядерной секунды»? Что такое миллионная доля секунды с точки зрения процессов, происходящих в ядре? Много это или мало с точки зрения быстроты протекания ядерных процессов? Разумно принять время, за которое протон или нейтрон успевает пройти расстояние, равное протяженности ядра, за минимальную длительность. Принимая, что ядро имеет форму капли, радиус которой равен R , можем считать, что «ядерная секунда» $\tau = \frac{2R}{v}$, где v - скорость протона

(нейтрона) в ядре. Эту скорость можно оценить, полагая, что по порядку величины кинетическая энергия движения протона в ядре равна средней энергии связи частицы в ядре $E_{\text{связи}} \approx (5-10) \text{ МэВ}$. Принимая кинетическую энергию равной указанной величине,

находим для скорости v значение: $v = \sqrt{\frac{2E_{\text{связи}}}{M}}$, где $M = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ - масса протона.

Подставив имеющиеся величины, получим, что $v \approx 0,1c$. Указанные соображения дают нам для «ядерной секунды» значение $\tau = 10^{-22} \text{ с}$. Для процессов взаимодействия света с ядром естественно принять за «ядерную секунду» величину в десять раз меньшую: $\tau' = 10^{-23} \text{ с}$.

1.3. Величины энергий, характерные для ядерной физики

Энергия связи нуклонов в ядре, приходящаяся на одну частицу, как показывает опыт, в среднем составляет величину $E_{\text{связи}} / \text{частица} = (7-8) \text{ МэВ}$. Если сравнить эту энергию с характерной энергией связи атомной физики, которая равна энергии связи

электрона в атоме водорода в основном состоянии $E = (1/2) \frac{m_0 e^4}{\hbar^2} = 13,6 \text{ эВ}$, то можно

заметить, что ядерная энергия в 10^6 раз превосходит атомную. Эта колоссальная энергоёмкость ядерной энергии по сравнению с химической энергией (которая по сути своей определяется энергией связи атомов в веществе) и делает столь привлекательным использование атомной энергии в атомных электростанциях.

2. Четыре типа взаимодействия в природе. Их краткая характеристика

В природе известны четыре типа различных сил: силы тяготения (гравитационные силы), электромагнитные силы, ядерные силы сильного взаимодействия и ядерные силы слабого взаимодействия. В последнее время убедительно показано, что электромагнитное и слабое взаимодействие являются лишь различными проявлениями единого электрослабого взаимодействия. В свою очередь последнее объединяется с сильным ядерным взаимодействием, хотя детали этого объединения ясны еще не до конца. Сейчас разрабатывается амбициозная программа объединения всех взаимодействий (включая гравитацию) в рамках так называемой теории суперструн. Однако, в «обычной» ядерной физике «устаревшее» представление о четырех фундаментальных взаимодействиях вполне достаточно и именно его мы будем в основном придерживаться в курсе.

Первые два типа сил хорошо нам знакомы по их макроскопическому проявлению. Вторые же два типа сил проявляют себя лишь в ядерных и даже внутинуклонных

масштабах. Их действие в быту обычно незаметно. Рассмотрим немного подробнее свойства этих сил

2.1 Электромагнитные силы

Начнем краткий обзор с электромагнитных сил, частным случаем которых являются кулоновские силы, действующие между зарядами. Как известно из электродинамики, электрический заряд q создаёт в пространстве потенциальное электрическое поле,

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{q}{r}$$

потенциал которого $\frac{q}{r}$. Такая аналитическая зависимость потенциала от расстояния делает невозможным пренебречь кулоновскими силами ни на каких расстояниях. Следовательно, мы можем положить радиус действия электромагнитных сил бесконечно большим $R \rightarrow \infty$. Современное представление об электромагнитном поле (квантование электромагнитного поля) представляет процесс взаимодействия между зарядами как процесс обмена квантами электромагнитного взаимодействия (фотонами), в результате которого возникает притяжение или отталкивание между зарядами. Схематически подобный акт взаимодействия может быть представлен диаграммой Фейнмана (Рис. 1). На рисунке 1 изображен процесс взаимодействия между электронами. Взаимодействие осуществляется путем обмена гамма квантом, который изображен волнистой линией. Интенсивность электромагнитного взаимодействия характеризуется так называемой константой связи $\alpha = e^2 / \hbar c = (1/137)$ (постоянная тонкой структуры, появляющаяся в атомной физике).

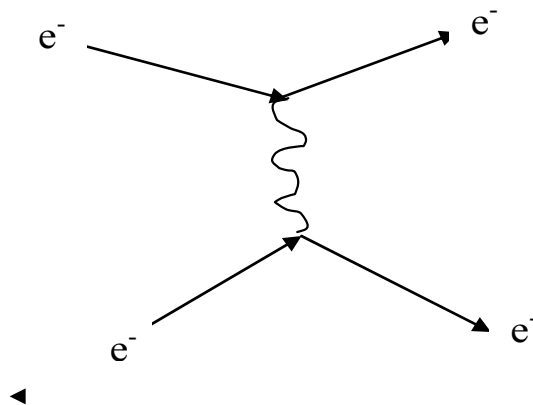


Рис. 1. Взаимодействие между электронами

2.2. Ядерное сильное взаимодействие

Идею квантования электромагнитного поля использовал для объяснения ядерных сил японский физик Хидеки Юкава (1934-1937г). Он предположил, что взаимодействие между нуклонами в ядре осуществляется путем обмена квантами ядерного взаимодействия, обладающими не равной нулю массой покоя. Термин нуклон есть собирательный термин для нейтронов и протонов, использующийся в том случае, когда явление, о котором идет речь, относится и к нейтронам, и к протонам. Согласно мезонной теории ядерных сил, потенциал ядерного сильного взаимодействия имеет

$$\varphi_{яд} = \frac{g}{r} e^{-ar}$$

короткодействующий характер: $\frac{g}{r} e^{-ar}$, где g – ядерный заряд, создающий ядерное поле, величина $a = mc / \hbar$, причем m – есть масса кванта взаимодействия. Юкава назвал частицу (квант взаимодействия) мезоном. Естественно определить радиус взаимодействия

ядерных сил как величину $R_{яд} = 1/a$. Полагая радиус взаимодействия равным 1~2 ферми, мы можем оценить величину константы связи сильного взаимодействия $g^2 / (h/2\pi)c = U_{эз} r e^{ar} / (h/2\pi)c$, где $U_{эз} = g\phi_{яд}$. Используя для входящих в константу связи величин значения из экспериментальных данных ($U_{эз} \sim 10$ МэВ, $r \sim R_{эз} \sim 2$ ферми, $e^{ar} \sim 5$), получаем $g^2 / (h/2\pi)c \sim 0,5 \sim 1$. Более корректные оценки константы взаимодействия могут увеличить её величину до 10. На языке фейнмановских диаграмм процессы ядерного сильного взаимодействия изображены на рисунке 2. На рисунке 2 представлены две возможности взаимодействия нейтрона с протоном. Первая возможность осуществляется при обмене нейтральным пи мезоном,

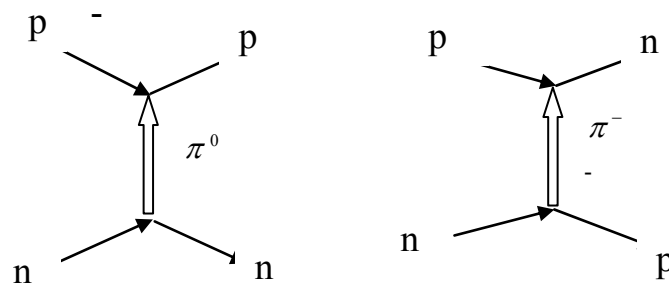


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы процессов ядерного сильного взаимодействия

Вторая возможность реализуется при обмене заряженным π^- мезоном. В последнем случае происходит обмен зарядами: протон становится нейтроном, а нейтрон – протоном. Исходя из величины радиуса ядерных сил, можно получить оценочное значение для массы кванта ядерного взаимодействия (π мезона). Юкава оценил величину этой массы в 300 масс покоя электрона. Используя эту оценку, найдем характерное для ядерного взаимодействия время с помощью соотношения неопределенности $\tau = h / 2\pi m_{\pi} c^2 \sim 10^{-23}$ с.

Элементарные частицы, участвующие в сильных ядерных взаимодействиях, называются адронами. Адроны делятся на барионы (с полуцелым спином и Ферми статистикой) и мезоны (с целочисленным спином и Бозе статистикой)

2.3. Ядерное слабое взаимодействие.

Другим новым типом взаимодействия, с которым нам придется иметь дело в ядерной физике, является ядерное слабое взаимодействие, впервые постулированное в теории β -распада Э. Ферми. Типичным примером такого взаимодействия является процесс превращения нейтрона в протон: $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$. Так распадаются нейтроны пучка в вакууме. Этот процесс определяет бета распад ядер. Но в 1982 году были открыты так называемые промежуточные бозоны, такие, как W^{\pm} и Z^0 . Приведенная выше реакция на самом деле происходит в два этапа. Сначала нейтрон превращается в протон, испуская W^- бозон: $n \rightarrow p + W^-$, затем W^- распадается на электрон и электронное антинейтрино: $W^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e$. Слабое взаимодействие является короткодействующим (так же как и сильное). Следовательно, потенциал слабого взаимодействия подобен потенциалу Юкавы:

$\varphi_{сн}(r) = \frac{f}{r} e^{-br}$, где f – слабый заряд, а $b = (2\pi m_W c / h)$ – обратный радиус слабого взаимодействия. Открытые в 1982 году промежуточные бозоны обладают массами покоя

~ 100 ГэВ. Тогда для радиуса слабого взаимодействия получаем $R_{сл} = (\hbar / 2\pi m_W c) \sim 10^{-15}$ см. Таким образом мы можем заключить, что слабое взаимодействие происходит не только внутри ядра, но даже внутри нуклона. На языке фейнмановских диаграмм, процесс слабого взаимодействия, результатом которого является процесс превращения нейтрона в протон и последующее превращение W^- бозона в электрон и антинейтрино, изображен на рисунке 3. Величина константы связи слабого взаимодействия по последним оценкам $(f^2 / \hbar c) = 10^{-5}$

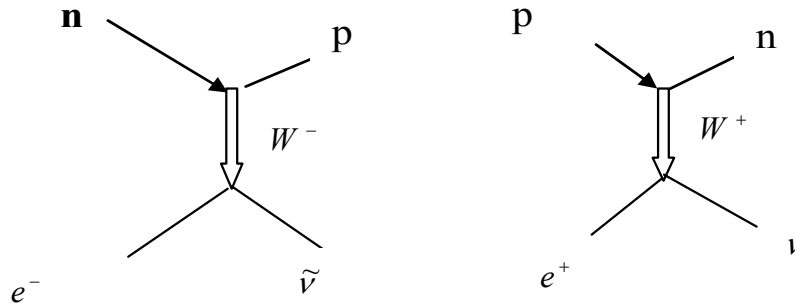


Рис. 3. Фейнмановские диаграммы процессов слабого взаимодействия

Ферми частицы, участвующие только в электромагнитных и слабых (но не сильных) взаимодействиях, называются лептонами.

2.4. Гравитационное (сверхслабое) взаимодействие.

Сила гравитационного взаимодействия двух тел, обладающих массами m_1 и m_2 , по закону всемирного тяготения Ньютона равна:

$$F_{12} = \frac{Gm_1m_2}{r^2}$$

. Гравитационный потенциал, создаваемый массой m , равен $\varphi(r) = \frac{Gm}{r}$, где G - гравитационная постоянная. По аналогии с электромагнитным взаимодействием мы можем считать, что гравитационное

поле создаётся «гравитационным зарядом» $g_{gp} = \sqrt{G}m$. Точно так же мы можем считать, что радиус гравитационного взаимодействия равен бесконечности. Для сравнения найдём отношение силы кулоновского отталкивания к силе гравитационного притяжения между

двумя протонами. Это отношение сил будет равно дроби $F_{кул} / F_{gp} = e^2 / GM_p^2 \sim 10^{36}$, из чего видно, что гравитационное взаимодействие не играет никакой роли в физике элементарных частиц. Однако, для целого ряда явлений гравитационное взаимодействие играет решающую роль. Укажем здесь на решающую роль этого взаимодействия в процессах эволюции звезд. Отметим также, однонаправленность гравитационного взаимодействия – гравитационные силы всегда есть силы притяжения. Для полноты картины приведем и константу связи для гравитационного взаимодействия.

$(GM_p^2 / \hbar c) \approx 5,91 \cdot 10^{-39}$. Квантами гравитационного взаимодействия являются гравитоны – частицы со спином 2.

3. Основные свойства элементарных частиц и методы их определения

Все известные к настоящему времени частицы отличаются друг от друга своими свойствами. Основными свойствами, характеризующими частицы разных типов, являются заряд, масса покоя, спин и стабильность. Существуют частицы нейтральные и

заряженные, с массой покоя равной нулю (фотон) и отличной от нуля массой покоя. Существуют частицы с целочисленным спином и с полуцелым спином, стабильные и нестабильные частицы.

3.1 Метод определения элементарного заряда. Опыты Милликена

Все известные элементарные частицы либо нейтральны, либо обладают зарядом (положительным или отрицательным), кратным элементарному заряду e – заряду электрона. Так, отрицательным зарядом, равным заряду электрона, обладают лептоны (e^- , μ^- , τ^-), мезоны (π^-, K^-), барионы ($\Sigma^-, \Xi^-, \Omega^-, \Delta^-$ – резонанс). Положительный заряд, равный заряду электрона, имеют некоторые мезоны (π^+, K^+), протон (p), барионы (Σ^+, Δ^+ – резонанс). Имеется также частица, обладающая двойным положительным зарядом (Δ^{++} -резонанс). Нейтральными частицами являются три типа нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), мезоны (π^0, K^0, \tilde{K}^0), нейтрон (n), гипероны ($\Lambda^0, \Sigma^0, \Xi^0$).

Подчеркнем еще раз, что, в действительности, адроны, по современным представлениям, не являются элементарными частицами, а состоят из кварков. Кварки, однако, не существуют в свободном состоянии и могут наблюдаться лишь как составные части барионов и мезонов.

Идея о существовании элементарного электрического заряда витала в физике давно. Свое подтверждение эта идея получила в законах электролиза. Один из законов электролиза утверждает, что для получения одного грамм-эквивалента вещества при электролизе необходимо затратить $F = 96484,56 \approx 96500$ кулонов электричества (число Фарадея). Если считать, что в одном грамм-эквиваленте одноатомного вещества содержится $N = 6,0220943 \cdot 10^{23}$ атомов (число Авогадро), и что для нейтрализации такого количества ионов и требуется количество электричества, равное числу Фарадея, то величина элементарного заряда находится просто делением числа Фарадея на число Авогадро: $e = F / N = 1,6021892 \cdot 10^{-19}$ кулона. Однако, имело смысл этот элементарный заряд измерить непосредственно, прямым способом. С этой целью американский физик Роберт Эндрюс Милликен провел серию экспериментов по измерению универсального заряда (1911- 1913 годы). Метод Милликена заключался в измерении заряда очень маленьких капелек масла. Если поместить капельку масла между пластинами конденсатора, к которому не приложено напряжение, то эта капелька будет опускаться с постоянной установившейся скоростью. Это равномерное движение будет следствием равенства сил: разность силы тяжести и архимедовой силы будет уравновешиваться

стоксовой силой вязкости: $mg - F_{Apx} = 6\pi r \eta v_g$, - где m - масса капли, g - ускорение силы тяжести, r - радиус капли, v_g - скорость установившегося движения, η - коэффициент вязкости воздуха, а F_{Apx} - архимедова выталкивающая сила. Выразим силу тяжести и архимедову силу через радиус капли и плотности масла ρ и плотности воздуха ρ' :

$mg = (4/3)\pi r^3 \rho$ и $F_{Apx} = (4/3)\pi r^3 \rho'$. Подставив эти выражения в уравнение равенства сил и, производя необходимые вычисления, для радиуса капли получим:

$$r = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\eta^{1/2} v_g^{1/2}}{g^{1/2} (\rho - \rho')^{1/2}}$$
. Теперь облучим каплю рентгеновским излучением. Капля приобретет некоторый электрический заряд, так как излучение лишит каплю некоторого количества электронов. К пластинам конденсатора приложим электрическое поле, напряженность которого E . Знак электрического поля определим так, чтобы капля начала

двигаться вверх. Динамика движения заряженной капли будет определяться уравнением: $qE - mg = 6\pi r\eta v_E$, где q - заряд капли, а v_E - скорость всплывания капли. Из последнего соотношения найдем заряд капли: $q = 6\pi r\eta(v_E + v_g)/E$. Подействовав еще раз

рентгеновским излучением на каплю, изменим её заряд. Для измененного заряда q' будем иметь: $q' = 6\pi r\eta(v'_E + v_g)/E$. Для разности зарядов $\Delta q = q' - q$ получим: $\Delta q = 6\pi r\eta(v'_E - v_E)/E$. Подставив в полученное выражение значение радиуса капли,

$$\Delta q = 9\sqrt{2} \frac{\pi\eta^{3/2} v_g^{1/2} (v'_E - v_E)}{g^{1/2} (\rho - \rho')^{1/2} E}$$

имеем: $\Delta q = 9\sqrt{2} \frac{\pi\eta^{3/2} v_g^{1/2} (v'_E - v_E)}{g^{1/2} (\rho - \rho')^{1/2} E}$. Изменяя с помощью рентгеновского облучения заряд капли, можно произвести большое число измерений Δq . Составив таблицу для полученных Δq , можно заметить, что полученные значения будут кратны одному и тому же числу, которое и принимается за величину элементарного заряда e . Полученное Милликенем в 1913 году значение для заряда электрона было равно $e = (4,774 \pm 0,009) \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц. Современное значение элементарного заряда равно $e = (4,803242 \pm 0,000014) \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц. Роберт Милликен за эти работы в 1923 году был удостоен Нобелевской премии по физике.

3.2. Измерение массы покоя частиц

Первой элементарной частицей, у которой была измерена масса, был электрон. Из истории физики известно, что в период с 1897 по 1900 годы Дж. Дж. Томсон измерил отношение e/m для катодных лучей. Катодные лучи – это поток электронов. Метод, которым пользовался Томсон, был так называемый метод парабол, о котором подробно рассказывалось в курсе атомной физики. За этот цикл работ Томсон был удостоен Нобелевской премии в 1906 году. В конце девятнадцатого и начале двадцатого веков необходимо было использовать отклонения пучков частиц в электрическом и магнитном полях одновременно, так как не было возможности создавать монохроматические пучки частиц. В настоящее время имеются достаточно хорошие методы монохроматизации пучков частиц, и можно ограничиться отклонением частиц только в каком либо одном из полей. Наиболее удобным оказалось магнитное поле. Представим себе поток монохроматических частиц, попадающих в область постоянного однородного магнитного поля B . Измерив радиус кривизны траектории частиц в области поля, можем найти

импульс частиц. В самом деле $m \frac{v^2}{R} = \frac{e}{c} vB$. Таким образом, для импульса $p = mv$ имеем:

$$p = \frac{eBR}{c} \quad p = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad \text{находим массу покоя частицы:}$$

$$m_0 = (eBR) \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{(v/c)}$$

. Так можно измерять массы покоя заряженных стабильных частиц.

Более сложным является процесс измерения массы нейтральных частиц (таких, например, как нейтрон). Открывшему нейтрон Дж. Чедвику (лауреат Нобелевской премии 1935 года) удалось измерить массу нейтрона, анализируя процесс столкновения нейтронов с ядрами азота в камере Вильсона. Он определил, что масса нейтрона больше массы протона на 1,1%. Измерение массы покоя нестабильных частиц является более сложным делом. В нашем курсе, на этом мы останавливаться не имеем возможности.

3.3. Методы определения спина и магнитного момента ядер

Ядро представляет собой совокупность нейтронов и протонов, то есть является коллективом фермионов. В силу этого, спин ядер, содержащих четное число нуклонов, должен быть целым (в долях \hbar), а спин ядер, содержащих нечетное число нуклонов – полуцелым. Следует отметить тот экспериментальный факт, что, несмотря на большое количество нуклонов в ядре (для тяжелых ядер число нуклонов может превышать две сотни частиц, в качестве примера можно привести ядро ${}^{238}_{92}\text{U}$), спины ядер невелики. Для ядер с четным массовым числом рекордные значения спина достигают величин 6–7 (в долях \hbar). Ядра же с нечетным массовым числом, обладают спином, не превышающим величины 9/2. В качестве примеров приведем ядра ${}^{200}_{83}\text{Bi}$ (спин равен 7), ${}^{211}_{82}\text{Pb}$ (спин равен 9/2).

3.3.1 Определение спинов ядер с помощью использования сверхтонкого расщепления спектральных линий

Один из способов измерения спинов ядер заключается в использовании так называемого сверхтонкого расщепления спектральных линий, открытого Майкельсоном в 1891 году. Это расщепление, как впервые предположил В. Паули, обязано своим происхождением наличию взаимодействия между магнитным моментом ядра $\vec{\mu} = \mu_{\text{я}} g \vec{I}$ с магнитным полем B , создаваемым электронной оболочкой атома. Здесь, g – фактор Ланде для ядра, \vec{I} – квантовый вектор спина ядра и $\mu_{\text{я}} = e\hbar/2M_p c$ – ядерный магнетон. Магнитное поле B , создаваемое движением электронов электронной оболочки атома на ядре, должно быть пропорционально моменту количества движения оболочки \vec{J} : $\vec{B} = -A\vec{J}$, где константа A положительна (вследствие отрицательного заряда электрона). Энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем \vec{B} равна: $\Delta E = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) = C(\vec{I} \cdot \vec{J})$. Эта энергия в $\mu_0 / \mu_{\text{я}} = M_p / m_0 = 1836$ раз меньше энергии «тонкого» взаимодействия, обеспечивающего дублетность термов одноэлектронных атомов. Скалярное произведение квантовых векторов $(\vec{J}\vec{I})$ легко найти с помощью векторной модели. Сумма квантовых векторов \vec{J} и \vec{I} образует вектор $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$, причем квантовое число F может принимать значения, определяемые правилом треугольника:

$$F = |J - I|, |J - I| + 1, |J - I| + 2, \dots, J + I. \quad (3.1)$$

Скалярное произведение векторов найдем, возведя вектор \vec{F} в квадрат: $|\vec{F}^2| = |\vec{J}^2| + |\vec{I}^2| + 2(\vec{J} \cdot \vec{I})$. Из полученного соотношения находим $(\vec{J} \cdot \vec{I}) = (1/2)(|\vec{F}^2| - |\vec{J}^2| - |\vec{I}^2|) = (1/2)(F(F+1) - J(J+1) - I(I+1))$

Таким образом, для энергии ΔE имеем:

$$\Delta E = (C/2)(F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)). \quad (3.2)$$

Так как квантовые числа J и I постоянны, то сверхтонкое расщепление спектральных линий определяется лишь тем, что квантовое число F принимает различные значения, определяемые условием треугольника (3.1). Если квантовое число $I < J$, то энергетический уровень расщепляется на $2I + 1$ подуровней, так как квантовое число F принимает значения $F = J - I, J - I + 1, J - I + 2, \dots, J + I$.

Экспериментально наблюдается оптический спектр, по которому нужно восстановить картину энергетических подуровней. В данном случае, если учесть, что при

оптических переходах выполняются жесткие правила отбора $\Delta I = 0, \Delta m_I = 0$, оказывается, что число спектральных линий будет тоже равно $2I + 1$. Это следует из того, что для оптических спектров для квантового числа F выполняется правило отбора $\Delta F = 0, \pm 1$. Сверхтонкая структура спектра для данного случая приведена на рисунке 4. В рассматриваемом случае спин ядра определяется просто: нужно сосчитать число спектральных линий, из этого числа вычесть единицу и поделить полученное число на два.

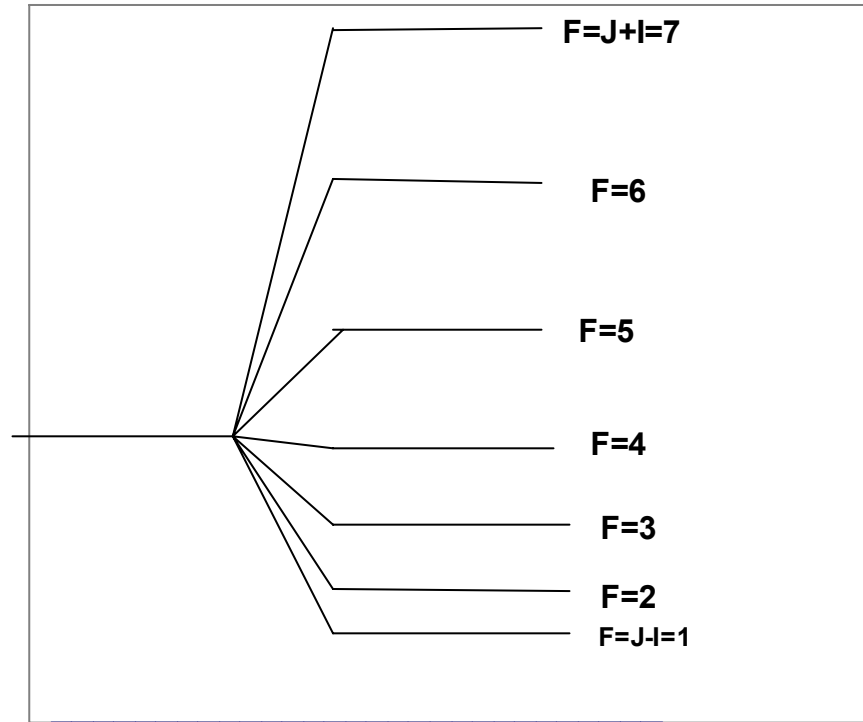


Рис. 4. Сверхтонкая структура спектра для случая $J = 4, I = 3$.

Определение спина ядра в случае, когда $I > J$, является более сложным. Здесь подсчет числа спектральных линий «сверхтонкого» спектра, ничего не даёт. В этом случае может помочь правило интервалов Ланде. Найдем разность соседних уровней сверхтонкой структуры $\Delta E(F + 1) - \Delta E(F)$. Как следует из (3.2), эта разность будет равна:

$$\Delta E(F + 1) - \Delta E(F) = C(F + 1) \quad (3.3)$$

Если теперь по оптическому спектру атома установить картину энергетических уровней, то можно определить, что расстояния между уровнями будут относиться как $(F + 1) : (F + 2) : (F + 3), \dots$. Измерив значения этих интервалов, можно определить квантовое число F . Возможные значения F определяются условием (3.1). Все эти значения можно определить с помощью правила интервалов (3.3). Поскольку значения квантовых чисел I и J остаются постоянными, то можно определить либо $F_{\max} = J + I$, либо $F_{\min} = I - J$. Таким образом можно определить спин ядра и в этом случае.

3.3.2. Определение магнитных моментов ядер с помощью ядерного магнитного резонанса

Ядра с отличным от нуля спином I , обладают моментом импульса $\vec{L} = \vec{I}\hbar$ и магнитным моментом, $\vec{\mu} = g \cdot (e\hbar / 2M_p c) \cdot \vec{I}$, где g - ядерный g-фактор. Здесь $\hbar = h / 2\pi$.

постоянная Планка, деленная на 2π , а M_p - масса протона. Множитель $e\hbar/2M_p c$ является ядерным магнетонном. Поведение магнитного момента ядра во внешнем магнитном поле \vec{B} определяется уравнением:

$$d\vec{L}/dt = [\vec{\mu} \cdot \vec{B}] \quad (3.4)$$

$$d\vec{\mu}/dt = g(e/2M_p c)[\vec{\mu} \cdot \vec{B}] = \gamma[\vec{\mu} \cdot \vec{B}] \quad (3.5)$$

В случае постоянного магнитного поля $\vec{B} = \vec{B}_0$, решением уравнения (3.5) является прецессия магнитного момента $\vec{\mu}$ вокруг магнитного поля \vec{B}_0 с частотой $\Omega = -\gamma\vec{B}$. Если направить постоянное магнитное поле по оси OZ, $\vec{B}_0 = B_0 \cdot \vec{k}$, то решением уравнения (3.5) будет:

$$\mu_z = \mu_z^0 = const, \quad \vec{\mu}_\perp = [\vec{k}[\vec{\mu} \cdot \vec{k}]] = \vec{\mu}_\perp^0 \cos \Omega t + [\vec{\mu}_\perp^0 \vec{k}] \sin \Omega t \quad (3.6)$$

Если в начальный момент времени $\vec{\mu}_\perp^0$ направлено вдоль оси OX ($\vec{\mu}_\perp^0 = \mu_\perp^0 \cdot \vec{i}$), то (3.6) примет вид:

$$\vec{\mu}_\perp = \mu_\perp^0 (\vec{i} \cos \Omega t - \vec{j} \sin \Omega t) \quad (3.7)$$

Легко убедиться, что вращение вектора магнитного момента $\vec{\mu}$ будет происходить в направлении часовой стрелки (если смотреть с положительного направления оси OZ).

Если на систему ядерных спинов больше ничего не действует, то магнитные моменты ядер будут вечно прецессировать вокруг внешнего постоянного магнитного поля. Чтобы вызвать какое либо изменение состояния системы ядерных спинов, нужно воздействовать на эту систему поперечным вращающимся по направлению часовой стрелки вокруг оси OZ магнитным полем $\vec{B}_1(t)$:

$$\vec{B}_1(t) = B_1 (\vec{i} \cos \omega t - \vec{j} \sin \omega t) \quad (3.8)$$

Очень удобно для дальнейшего рассмотрения перейти во вращающуюся с угловой скоростью $\vec{\omega} = -\omega \cdot \vec{k}$ систему координат. Тогда, производная по времени в лабораторной системе координат $d\vec{\mu}/dt$ будет связана с производной по времени во вращающейся системе $\partial\vec{\mu}/\partial t$ соотношением:

$$d\vec{\mu}/dt = \partial\vec{\mu}/\partial t + [\vec{\omega} \cdot \vec{\mu}] = \partial\vec{\mu}/\partial t - [\vec{\mu} \cdot \vec{\omega}].$$

Уравнение (3.5) во вращающейся системе координат примет вид:

$$\partial\vec{\mu}/\partial t = \gamma[\vec{\mu} \cdot (\vec{B}_0 + B_1 \cdot \vec{i}' + (\omega/\gamma)\vec{k})] \quad (3.9)$$

Здесь $\vec{i}', \vec{j}', \vec{k} = \vec{k}'$ - единичные орты во вращающейся системе координат. Для того, чтобы учесть потери энергии ядерными магнитными моментами, введем, следуя Блоху, в правую часть уравнения (3.9) релаксационные члены. Полученное таким образом уравнение

$$\partial\mu'_x/\partial t \cdot \vec{i}' + \partial\mu'_y/\partial t \cdot \vec{j}' + \partial\mu'_z/\partial t \cdot \vec{k} = [(\mu'_x \cdot \vec{i}' + \mu'_y \cdot \vec{j}' + \mu'_z \cdot \vec{k}) \cdot ((\omega - \omega_0)\vec{k} - \omega_1 \vec{i}')] -$$

$$\frac{\mu'_x \cdot \vec{i}' + \mu'_y \cdot \vec{j}'}{T_\perp} - \frac{(\mu'_z - \mu_0) \cdot \vec{k}}{T_{np}} \quad (3.10)$$

и есть феноменологическое уравнение Блоха. Здесь T_{\perp} и T_{np} - поперечное и продольное времена релаксации соответственно. Индукции магнитных полей обозначены через соответствующие частоты: $\omega_0 = -\gamma B_0$ и $\omega_1 = -\gamma B_1$. Векторное уравнение (3.10) эквивалентно трем уравнениям для составляющих магнитного момента μ :

$$\begin{aligned}\partial \mu'_{x'} / \partial t &= -\frac{\mu'_{x'}}{T_{\perp}} + \Delta \omega \cdot \mu'_{y'} \\ \partial \mu'_{y'} / \partial t &= -\Delta \omega \cdot \mu'_{x'} - \frac{\mu'_{y'}}{T_{\perp}} - \omega_1 \mu_z \\ \partial \mu_z / \partial t &= \omega_1 \cdot \mu'_{y'} - \frac{\mu_z - \mu_0}{T_{np}}\end{aligned}\quad (3.11)$$

Здесь введено обозначение $\Delta \omega = \omega - \omega_0$.

Система уравнений (3.11) описывает вынужденные колебания ядерных моментов под действием поля $\vec{B}_1(t)$. Стационарное решение системы легко находится, если положить $\partial \mu'_{x'} / \partial t = \partial \mu'_{y'} / \partial t = \partial \mu_z / \partial t = 0$.

$$\begin{aligned}\mu_{x'} &= -\frac{\Delta \omega \cdot \omega_1 T_{\perp}^2}{1 + \omega_1^2 T_{\perp} T_{np} + \Delta \omega^2 T_{\perp}^2} \mu_0 \\ \mu'_{y'} &= -\frac{\omega_1 T_{\perp}}{1 + \omega_1^2 T_{\perp} T_{np} + \Delta \omega^2 T_{\perp}^2} \mu_0 \\ \mu_z &= \frac{1 + (\Delta \omega T_{\perp})^2}{1 + \omega_1^2 T_{\perp} T_{np} + \Delta \omega^2 T_{\perp}^2} \mu_0\end{aligned}\quad (3.12)$$

Решение (3.12) имеет резонансный характер. Резонанс наступает при условии $\omega = |\gamma B_0|$. Кривые зависимостей для $\mu'_{x'}$ и $\mu'_{y'}$ от частоты поля $B_1(t)$ имеют типичный характер кривых дисперсии и поглощения. Таким образом, измеряя экспериментально резонансную частоту ω можно определить магнитный момент ядра. Такова классическая трактовка явления ядерного магнитного резонанса.

С точки зрения квантовой, ситуация выглядит следующим образом. Ядерный магнитный момент $\vec{\mu} = g \mu_{\gamma} \vec{I}$ во внешнем магнитном поле приобретает энергию:

$$\Delta W = -(\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0) = -g \mu_{\gamma} (\vec{I} \cdot \vec{B}_0) = -g \frac{e \hbar B_0}{2 M_p c} m_I, \quad (3.13)$$

где m_I - магнитное квантовое число, определяющее проекцию вектора спина \vec{I} на ось OZ . Согласно законам квантовой механики эта проекция может принимать квантованные значения: $m_I = -I, -I+1, -I+2, \dots, I-1, I$, всего $2I+1$ значение. Таким образом, в магнитном поле энергетический уровень ядра расщепляется на $2I+1$ зеемановских подуровней, разделенных равными интервалами, расстояние между которыми равно

$\Delta E = \Delta W(I-1) - \Delta W(I) = g \frac{e \hbar B_0}{2 M_p c} = \hbar |\gamma B_0|$. Квантовая система, которую собой представляет ядерный спин, может поглощать или испускать энергию $\Delta E = \hbar |\gamma B_0|$,

совершая при этом квантовый переход с одного уровня на соседний. Этот квантовый переход индуцируется поперечным вращающимся магнитным полем $B_1(t)$.

Так, с точки зрения квантовой механики, выглядит явление ядерного магнитного резонанса.

3.3.3. Метод Раби определения магнитных моментов нейтрона и протона

Принципиально интересно измерить экспериментально магнитные моменты нейтрона и протона в свободном состоянии. Такие измерения осуществил в 1938 году американский физик Раби. На рисунке 5 представлена принципиальная схема экспериментальной установки, с помощью которой были измерены магнитные моменты нейтрона и протона.

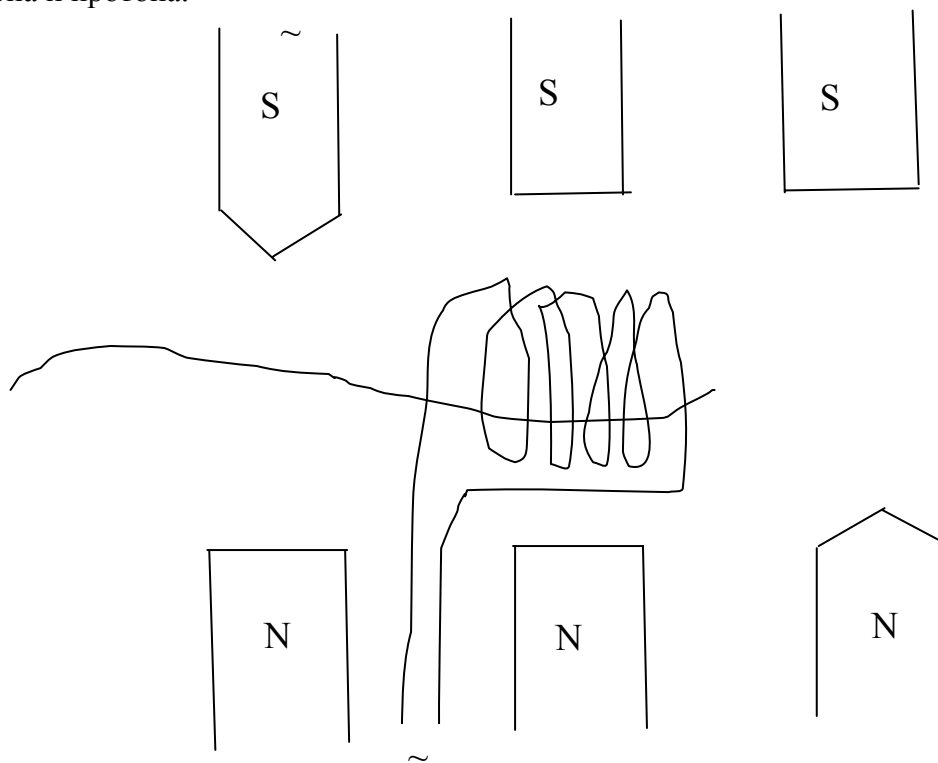


Рис. 5. Принципиальная схема экспериментальной установки, с помощью которой были измерены магнитные моменты нейтрона и протона.

Пучок частиц (нейтронов или протонов) пролетает между тремя парами магнитов, создающих постоянное магнитное поле B_0 . Первая и третья пара магнитов создают неоднородное магнитное поле, причем градиент поля, создаваемый первой парой магнитов, направлен вверх. Третья же пара магнитов создает неоднородное магнитное поле, градиент которого направлен вниз. Вторая пара магнитов создает однородное магнитное поле. Направим теперь в пространство между этими тремя парами магнитов поток частиц, обладающих магнитным моментом $\vec{\mu}$. В неоднородном магнитном поле на магнитный момент частицы будет действовать сила $\vec{F} = (\vec{\mu} \cdot \nabla) \vec{B}$. Если вектор $\vec{\mu}$ направлен вверх, то в пространстве между первой парой магнитов на частицу будет действовать сила \vec{F} , направленная тоже вверх. В пространстве же, между третьей парой магнитов градиент поля направлен вниз. Следовательно, сила \vec{F} , действующая на частицу в этой части пространства будет тоже направлена вниз. Таким образом, траектория пролетающей через данную установку частицы будет подобна кривой, изображенной на

рисунке. Частицы попадают в регистрирующий прибор. Установка должна быть настроена таким образом, чтобы интенсивность пучка частиц, регистрируемых прибором, была максимальной.

В пространстве между второй парой магнитов расположен соленоид, который может создавать поперечное осциллирующее магнитное поле \vec{B}_1 . Если соленоид не работает, то регистрирующий прибор будет регистрировать максимальную интенсивность пучка частиц, прошедших через три пары магнитов. Если же через соленоид пропустить переменный ток, то внутри соленоида будет генерироваться переменное поле \vec{B}_1 . Если частота поля \vec{B}_1 будет далека от резонансной частоты $\omega = |\gamma B_0|$, то с частицами, пролетающими через соленоид, ничего происходить не будет, и прибор по-прежнему будет регистрировать максимальную интенсивность потока частиц. Ситуация в корне изменится, когда частота осциллирующего поля сравняется с резонансной частотой прецессии спинов частиц. В этом случае, частицы, пролетающие через соленоид, будут менять ориентацию магнитного момента на противоположную. При этом, направление силы, действующей на частицу в пространстве между третьей парой магнитов, тоже изменится на противоположное, и частицы будут отклоняться этой силой вверх. Регистрирующий прибор зафиксирует в этом случае нулевую интенсивность потока частиц. Таким образом, можно экспериментально найти резонансную частоту прецессии

$$\omega_{рез} = |\gamma B_0| = g \frac{eB_0}{2M_p c}$$

спинов частиц. Следовательно, можно найти ядерный g-фактор для нейтрона и протона. Впервые полученные значения g для протона и нейтрона методом Раби $g_{протон} = +2,79$, $g_{нейтрон} = -1,91$. Современные значения g факторов равны $g_{протон} = (2,7928456 \pm 0,0000011)$, $g_{нейтрон} = -(1,913148 \pm 0,000066)$. Если бы протон и нейтрон были подобны элементарным частицам, таким, например, как электрон и описывались бы уравнением Дирака, то мы могли бы ожидать для g-факторов значений, $g_{протон} = 1, g_{нейтрон} = 0$. Поскольку, протон и нейтрон не являются элементарными частицами, а состоят из трех кварков, то отличие экспериментальных значений g-факторов от наивно предполагаемых, и указывает на сложность структуры протона и нейтрона. Этот факт (отличие экспериментальных значений g-факторов для протона и нейтрона от единицы и нуля) отмечается как **аномальный магнитный момент протона и нейтрона**.

Интересно отметить, что электрон также обладает аномальным магнитным моментом, измеренным с помощью метода Раби американским физиком П. Кашем. Соответствующее теоретическое значение $g \approx 2(1 + e^2/2\pi\hbar c)$, полученное американским физиком Ю. Швингером в полном согласии с экспериментом, было одним из триумфов квантовой электродинамики, созданной в 40-е годы Швингером, Фейнманом и японским физиком С. Томонагой (лауреаты Нобелевской премии 1965 года).

4. Принципы классификации элементарных частиц

В настоящее время количество открытых элементарных частиц насчитывает около двух сотен. Естественно распределить все это многообразие частиц по типам, ввести классификацию частиц, распределив их по группам, объединив в группы частицы по некоторым схожим свойствам. В настоящее время существуют два подхода. Первый подход разделяет все объекты физики элементарных частиц на две группы: частицы и поля (кванты взаимодействия). Частицы являются источниками полей (электромагнитного, ядерного сильного, ядерного слабого и гравитационного). Полями

считаются кванты взаимодействия: электромагнитного - γ -квант, ядерного сильного – глюоны, ядерного слабого – промежуточные W^\pm и Z^0 - бозоны и гравитационного – гравитоны. Все кванты взаимодействия имеют целочисленный спин. Так фотон, глюоны и бозоны имеют спин, равный единице, а гравитон обладает спином, равным двум. Частицы являются фермионами. Все элементарные частицы могут быть «истинно» элементарными и составными. Если ограничиться лишь элементарными частицами, то тогда мы будем иметь следующую классификацию, «Истинно» элементарными частицами являются шесть лептонов (*электрон* (e^-)) и *электронное нейтрино* (ν_e), *мюон* (μ^-) и *мюонное нейтрино* (ν_μ) и *тауон* (τ^-) и *тауонное нейтрино* (ν_τ)). Кроме этих шести лептонов, «истинно» элементарными частицами являются и кварки (в шести ароматах: u, d, s, c, b, t) Кварки существуют в трех цветах. Таким образом мы имеем шесть лептонов и 18 кварков. Это - истинно элементарные частицы. В качестве квантов взаимодействия (полей) фигурируют γ - *квант*, *три промежуточных бозона* (W^\pm, Z^0), *восемь глюонов* и *гравитоны*. Такова последовательная современная классификация объектов физики элементарных частиц.

Однако, кроме рассмотренной классификации, исторически сложилась и используется другая классификация элементарных частиц, к рассмотрению которой мы и приступим. В этой классификации элементарных частиц все объекты делятся на четыре группы и на так называемые резонансы. Эти группы частиц следующие: фотон и другие кванты взаимодействия, лептоны, мезоны, барионы. Кроме того существуют еще мезонные и барионные резонансы.

γ квант и другие кванты взаимодействия

Название и символ	Масса покоя (МэВ)	Электрический заряд (Q/e)	Стабильность время жизни (τ)	Основные реакции распада
1. γ -квант (фотон)	0	0	Стабилен	
2. Промежуточные бозоны Z^0 -бозон W^\pm бозон	95 ГэВ (81 ± 5) ГэВ	0 ± 1	Не стабилен Не стабилен	$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$
3. Глюоны (восемь глюонов)				
4. Гравитон				

Лептоны

Название и символ	Масса покоя	Электр. заряд (Q/e)	Стабильность Время жизни	Основные реакции распада

	(МэВ)		(τ)	
1.Электрон e^-	0,511003	-1	Стабилен	
2.Электронное нейтрино ν_e	(30 ± 16) эВ	0	Стабильно	
3. Мюон μ^-	105,6592	-1	$2,19713 \cdot 10^{-6}$ с	$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$
4. Мюонное нейтрино ν_μ	<0,52	0	Стабильно(?)	
5. Тауон τ^-	1784	-1	$(4,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-13}$ с	$\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau$ (22%) $\tau^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \nu_\tau$ (18%) $\tau^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \nu_\mu$ (18%) $\tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ (16%) $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ (11%) $\tau^- \rightarrow \pi^- + \rho^0 + \nu_\mu$ (7%)
6. Тауонное нейтрино ν_τ	<250	0		

Следует заметить, что спин всех лептонов равен $(1/2)\hbar$.

3. Мезоны

Наименование и символ	Масса покоя (МэВ)	Q/e	Стабильность (время жизни τ)	Основные реакции распада
1.Пионы				
π^-	139,567	-1	$2,603 \cdot 10^{-8}$ с	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$
π^0	134,963	0	$0,83 \cdot 10^{-16}$ с	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
π^+	139,567	+1	$2,603 \cdot 10^{-8}$ с	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
2. Эта мезоны	548,8	0	$0,7 \cdot 10^{-18}$	$\eta' \rightarrow \gamma + \gamma$ (39%) $\eta' \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (32%) $\eta' \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ (24%)
η''	957,6	0	$\cdot 10^{-23}$ с	$\eta'' \rightarrow \eta' + \pi + \pi$ (66%) $\eta'' \rightarrow \rho^0 + \gamma$ (30%)
3. Странные				

<p>мезоны (каоны)</p> <p>$K^+(K^-)$</p> <p>K_S^0</p> <p>$K^0(\tilde{K}^0)$</p>	<p>496,67</p> <p>497,7</p>	<p>+1(-1)</p> <p>0</p> <p>0(0)</p> <p>0</p>	<p>$1,237 \cdot 10^{-8} \text{ с}$</p> <p>$0,89 \cdot 10^{-10} \text{ с}$</p> <p>$5,18 \cdot 10^{-8} \text{ с}$</p>	<p>$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (63,5%)</p> <p>$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ (22,2%)</p> <p>$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ (5,6%)</p> <p>$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (68,8%)</p> <p>$K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ (31,2%)</p> <p>$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \tilde{\nu}_e(\nu_e)$ (38,7%)</p> <p>$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \tilde{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ (27,1%)</p> <p>$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (21,5%)</p> <p>$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ (12,4%)</p>
<p>4.Очароват. Мезоны</p> <p>D^+</p> <p>D^0</p> <p>F^+</p>	<p>1869</p> <p>1865</p> <p>2021</p>	<p>+1</p> <p>0</p> <p>+1</p>	<p>$9 \cdot 10^{-13} \text{ с}$</p> <p>$\approx 5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$</p> <p>$\approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ с}$</p>	<p>$D^+ \rightarrow \tilde{K}^0 + X$ (~25%)</p> <p>$D^+ \rightarrow K^0 + X$ (~25%)</p> <p>$D^+ \rightarrow e^\pm + X$ (~20%)</p> <p>$D^+ \rightarrow K^- + X$ (~15%)</p> <p>$D^+ \rightarrow \tilde{K}^0 + \pi^+ + \pi^0$ (~10%)</p> <p>$D^0 \rightarrow K^- + X$ (~45%)</p> <p>$D^0 \rightarrow \tilde{K}^0 + X$ (~15%)</p> <p>$D^0 \rightarrow K^0 + X$ (~15%)</p> <p>$D^0 \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^-$ (~10%)</p> <p>?</p>

Символом X обозначены другие частицы. Все мезоны имеют спин равный нулю.

4. Барионы

Название и символ	Масса покоя (МэВ)	Q/e	Стабильность (время жизни τ)	
1. Нуклоны				
Протон p	938,279	+1	$\tau \approx 10^{31}$ лет	$p \rightarrow e^+ + \pi^0$
Нейтрон n	939,573	0	$\tau = (925 \pm 11) \text{ с}$	$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$
2. Гипероны				
Λ^0	1115,6	0	$2,63 \cdot 10^{-10} \text{ с}$	$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (64%)
Σ^+	1189,	+1	$0,80 \cdot 10^{-10} \text{ с}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ (52%)
Σ^0	1192,5	0		$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ (48%)
Σ^-	1197,3	-1	$5 \cdot 10^{-20} \text{ с}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ (100%)

Ξ^0 -	1315	0	$1,48 \cdot 10^{-10}$ с	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ (100%)
Ξ^- -	1321,3	-1	$2,9 \cdot 10^{-10}$ с	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ (100%)
			$1,64 \cdot 10^{-10}$ с	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ (100%)
		-		$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$ (69%)
Ω^- -	1672,5	1	$0,8 \cdot 10^{-10}$ с	$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$ (29%)
				$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$ (8%)
Λ_C^+ -	2282	+1	$(1-2) \cdot 10^{-13}$ с	
Λ_b^0 -	~ 5400	0		

Барионы имеют спин равный $(1/2)\hbar$. Помещенный в эту таблицу Ω^- - гиперон, собственно говоря, является резонансом. Его спин равен $(3/2)\hbar$.

5. Квантовомеханическое описание нестабильных состояний

В квантовой механике стационарное состояние с энергией E_0 описывается волновой функцией, зависящей от времени как

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_0 t\right\} \quad (5.1)$$

Из вида волновой функции (5.1) следует, что $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ от времени не зависит. Чтобы описать нестационарное метастабильное состояние квантовой системы, существует стандартный способ, заключающийся в том, что вместо энергии E_0 в выражении (5.1) нужно подставить величину $E = E_0 - i(\Gamma/2)$:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \cdot \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} (E_0 - i\frac{\Gamma}{2})t\right\} = \psi(\vec{r}) \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_0 t\right\} \cdot e^{-\frac{\Gamma t}{2\hbar}} \quad (5.2)$$

В этом случае, как следует из (5.2), $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ будет затухать со временем как:

$$|\psi(\vec{r}, t)|^2 = |\psi(\vec{r})|^2 \cdot e^{-\frac{\Gamma t}{\hbar}}, \quad (5.3)$$

что и указывает на нестабильность данного состояния. Здесь необходимо выяснить смысл процедуры добавления мнимой добавки $-i(\Gamma/2)$ к энергии состояния. Наблюдаемое значение энергии состояния должно быть всегда действительным. Согласно идеологии квантовой механики, волновая функция состояния (5.2) представляет собой набор состояний с различными значениями энергии:

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) \cdot \exp\left\{-i\frac{E_0 - i(\Gamma/2)}{\hbar} t\right\} = \psi(\vec{r}) \cdot \sum_{E_i} C(E_i) \cdot \exp\left\{-i\frac{E_i}{\hbar} t\right\} =$$

$$\Rightarrow = \psi(\vec{r}) \cdot (2\pi)^{-1/2} \int_{E_0-\Delta E}^{E_0+\Delta E} C(E) \exp\left\{-i \frac{E}{\hbar} t\right\} dE$$

В этом выражении $C(E)$ представляет собой амплитуду вероятности найти при измерении энергии системы значение энергии, равное E . $|C(E)|^2$ представляет собой величину, пропорциональную вероятности найти энергию, равную E при измерении энергии состояния. По теореме обращения преобразования Фурье, найдем $C(E)$:

$$C(E) = (2\pi)^{-1/2} \int_0^{\infty} \exp\left\{i \frac{E}{\hbar} t\right\} \cdot \exp\left\{-i \frac{E_0 - i(\Gamma/2)}{\hbar} t\right\} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{i \frac{E_0 - E}{\hbar} + \frac{\Gamma}{2\hbar}}$$

Следовательно

$$|C(E)|^2 = \frac{\hbar^2}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/4)^2} \sim P(E).$$

Полагая $P(E) = A |C(E)|^2$, найдем нормированную вероятность $P(E)$ из условия

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(E) dE = A \int_{-\infty}^{+\infty} |C(E)|^2 dE = 1$$

Из этого условия легко находим $A = (\Gamma/\hbar^2)$, что дает для нормированной вероятности найти при измерении значение энергии, равное E , выражение:

$$P(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5.4)$$

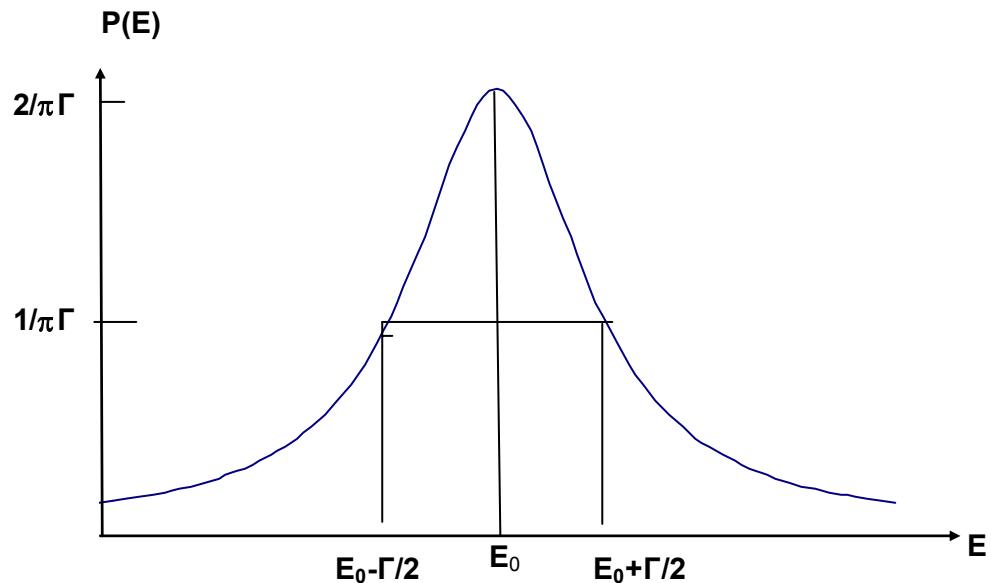


Рис. 6. График нормированной вероятности $P(E)$

График кривой $P(E)$ качественно представлен на приведенном рисунке 6. Из приведенного графика следует, что при измерении энергии квантового состояния, которое описывается волновой функцией (5.2), чаще всего мы будем получать значение энергии $E = E_0$. Но кроме этого значения энергии мы будем иметь и значения $E \neq E_0$. Чаще всего

мы будем наблюдать значения энергии в пределах от $E - \Gamma/2$ до значений $E_0 + \Gamma/2$. В этом случае говорят, что энергия состояния, волновая функция которого есть (5.2), имеет ширину Γ , то есть, энергия такого состояния равна $E = E_0 \pm \Gamma/2$. Ширина Γ связана со временем жизни τ простым соотношением: $\tau = \hbar/\Gamma$. Как следует из графика кривой $P(E)$, мы можем получить и значения энергии, выходящие за пределы ширины Γ , но такие значения будут встречаться значительно реже.

6. Законы сохранения в физике элементарных частиц

Законы сохранения в физике элементарных частиц играют колоссальную роль. В макроскопической физике, например, в механике, о явлении можно судить на основании решения динамических уравнений движения. В физике элементарных частиц такой путь оказывается невозможным. Использование законов сохранения остается, зачастую, единственной возможностью проанализировать происходящее явление.

Как известно из курса механики, закон сохранения означает, что сохраняет свое значение какая – то величина. В механике имеются три закона сохранения: закон сохранения энергии, закон сохранения импульса и закон сохранения момента импульса. В квантовой механике, без которой невозможно изучать физику элементарных частиц, классические понятия импульса, момента импульса и энергии теряют свой наглядный смысл и вместо них появляются операторы соответствующих величин. В таком случае, вместо законов сохранения в смысле макрофизики, можно говорить о постоянстве наблюдаемых соответствующих величин в данном квантовом состоянии. В квантовой механике закон сохранения какой либо величины означает, что квантовомеханическое среднее значение оператора этой величины \hat{F} постоянно, не зависит от времени:

$$d/dt \langle \hat{F} \rangle = d/dt \int \psi^*(\vec{r}, t) \hat{F} \psi(\vec{r}, t) d\vec{r} = 0 \quad (6.1)$$

Так как волновая функция состояния $\psi(\vec{r}, t)$ удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}, t) = \hat{H} \psi(\vec{r}, t), \quad (6.2)$$

где \hat{H} - гамильтониан системы, то, производя дифференцирование в (6.1), получаем:

$$\partial/dt \langle \hat{F} \rangle = (i/\hbar) \left\{ \int \hat{H}^* \psi^*(\vec{r}, t) \hat{F} \psi(\vec{r}, t) d\vec{r} - \int \psi^*(\vec{r}, t) \hat{F} \hat{H} \psi(\vec{r}, t) d\vec{r} \right\}. \quad (6.3)$$

Воспользовавшись свойством эрмитовости оператора \hat{H} :

$$(\hat{H}^* \psi, t)^*(\vec{r}, t) \rightarrow \psi^*(\vec{r}, t) \hat{H},$$

можно переписать (6.2) в более удобном виде:

$$\partial/dt \langle \hat{F} \rangle = (i/\hbar) \int \psi^*(\vec{r}, t) [\hat{H} \hat{F} - \hat{F} \hat{H}] \psi(\vec{r}, t) d\vec{r} \quad (6.4)$$

Из (6.3) следует, что если коммутатор операторов \hat{H} и \hat{F} равен нулю:

$$[\hat{H}, \hat{F}] \equiv \hat{H} \hat{F} - \hat{F} \hat{H} = 0,$$

то наблюдаемая величина $\langle \hat{F} \rangle$ будет интегралом движения, то есть

$$\partial/dt \langle \hat{F} \rangle = 0.$$

Уже из классической физики известно, что законы сохранения связаны со свойствами симметрии изучаемой системы. Так, сохранение импульса (эквивалентное

утверждению о постоянстве центра инерции изолированной системы) следует из однородности пространства, сохранение момента импульса следует из изотропности пространства, а сохранение энергии связано с однородностью времени. Такая же связь имеет место и в квантовой механике.

При преобразованиях симметрии волновая функция изменяется:

$$\psi'(\vec{r}, t) = \hat{U}\psi(\vec{r}, t).$$

Здесь \hat{U} - оператор, с помощью которого преобразуется волновая функция системы. Преобразованная волновая функция $\psi'(\vec{r})$, так же, как и исходная, должна удовлетворять условию нормировки:

$$\int (\psi'(\vec{r}))^* \psi'(\vec{r}) d\vec{r} = \int (\hat{U}\psi(\vec{r}))^* \hat{U}\psi(\vec{r}) d\vec{r} = \int \psi^*(\vec{r}) \hat{U}^* \hat{U} \psi(\vec{r}) d\vec{r} = \int \psi^*(\vec{r}) \psi(\vec{r}) d\vec{r} = 1$$

Из инвариантности условия нормировки мы можем заключить, что оператор преобразования волновой функции должен быть унитарным: $\hat{U}^* \hat{U} = 1$. Норма волновой функции при преобразованиях симметрии должна сохраняться. Следовательно, комплексно сопряженный к оператору преобразования волновой функции оператор \hat{U}^* должен совпадать с обратным оператором:

$$\hat{U}^* = \hat{U}^{-1}.$$

Если преобразование волновой функции с помощью унитарного оператора является операцией симметрии, то преобразованная волновая функция $\psi'(\vec{r}, t)$ должна удовлетворять прежнему уравнению Шредингера:

$$\hat{H}\psi'(\vec{r}, t) = -(h'/i)\partial\psi'(\vec{r}, t)/\partial t$$

Применяя к последнему соотношению оператор $\hat{U}^{-1} = \hat{U}^*$, получим:

$$\hat{U}^{-1}\hat{H}\hat{U}\psi(\vec{r}, t) = -(h'/i)\partial\psi(\vec{r}, t)/\partial t.$$

Поскольку не преобразованная волновая функция должна удовлетворять уравнению Шредингера (6.2), мы имеем: $\hat{U}^{-1}\hat{H}\hat{U} = \hat{H}$, откуда следует, что гамильтониан должен коммутировать с оператором \hat{U} :

$$\hat{H}\hat{U} = \hat{U}\hat{H}$$

Унитарный оператор непрерывного преобразования может быть представлен в виде:

$$\hat{U} = \exp\{i\varepsilon\hat{F}\}, \quad (6.5)$$

где \hat{F} эрмитов оператор ($\hat{F}^* = \hat{F}$), а ε - действительное число. Следовательно, любой интеграл движения, то есть величина, оператор которой коммутирует с гамильтонианом, генерирует некоторое преобразование симметрии системы. Здесь можно указать на аналогию между унитарным оператором и комплексным числом z по модулю равным единице: $z = \exp\{i\alpha\}$. В соотношении (6.5) оператор \hat{F} является генератором преобразования симметрии (оператором сохраняющейся величины – интегралом движения), а оператор \hat{U} - самим преобразованием симметрии системы, унитарным преобразованием волновой функции $\psi(\vec{r}, t)$.

6.1. Закон сохранения электрического заряда

Во всех реакциях, происходящих в мире элементарных частиц, во всех реакциях, происходящих с атомными ядрами, электрический заряд сохраняется. Этот закон может быть записан в виде:

$$\sum_i Q_i = \sum_j Q_j, \quad (6.1.1)$$

где Q_i - заряды частиц, вступающих в реакцию, а Q_j - заряды частиц, образовавшихся в результате реакции. Согласно Вейлю, соответствующим унитарным преобразованием волновой функции будет так называемое преобразование калибровки:

$$\psi'(\vec{r}, t) = e^{i\varepsilon\hat{Q}}\psi(\vec{r}, t). \quad (6.1.2)$$

Здесь \hat{Q} - оператор заряда, а ε - действительное число. Точнее говоря, для частиц заряда e , взаимодействующих с электромагнитным полем, описываемым векторным потенциалом \vec{A} и скалярным потенциалом φ , калибровочное преобразование, оставляющее систему неизменной, имеет вид:

$$\varphi \rightarrow \varphi + (1/c)d\chi/dt \quad \vec{A} \rightarrow \vec{A} + \nabla\chi \quad \psi \rightarrow \psi \cdot \exp\left\{\frac{ie\chi}{\hbar c}\right\}$$

6.2. Закон сохранения барионного заряда

Закон сохранения барионного заряда, строго говоря, не имеет такого же ясного обоснования, как закон сохранения электрического заряда. Однако, во всех до сих пор наблюдаемых превращениях ядер и реакциях с элементарными частицами не было обнаружено нарушений этого закона. Впрочем, современные теории «великого объединения» электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий предсказывают очень слабое нарушение этого закона сохранения, приводящее, в частности, к нестабильности протона. Однако, предсказываемые времена распада протона на много порядков превышают возраст Вселенной.

Чтобы сформулировать этот закон, необходимо знать, что такое барионный заряд. Барионный заряд приписывается всем частицам следующим образом. Всем барионам приписывается барионный заряд $B = 1$, всем антибарионам приписывается барионный заряд $B = -1$, всем остальным объектам приписывается барионный заряд $B = 0$. Таким образом, закон сохранения барионного заряда может быть записан следующим образом:

$$\sum_i B_i = \sum_j B_j. \quad (6.2.1)$$

Здесь B_i и B_j - барионные заряды частиц до и после реакции соответственно. При рассмотрении ядерных реакций следует иметь в виду, что барионный заряд ядра совпадает с его массовым числом $B_{\text{ядра}} = A$ и для ядерных превращений закон (6.2.1) может быть записан в виде:

$$\sum_i A_i = \sum_j A_j \quad (6.2.2)$$

В качестве примеров сохранения барионного заряда, можно привести следующие реакции:

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0, \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0,$$

реакция, в которой получается антипротон:

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}.$$

6.3. Закон сохранения лептонного заряда

Всем лептонам приписывается лептонный заряд в соответствии с таблицей:

лептон	l_e	l_μ	l_τ
e^-, ν_e	+1	0	0
μ^-, ν_μ	0	+1	0
τ^-, ν_τ	0	0	+1

Для антилептонов ($e^+, \mu^+, \tau^+, \tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu, \tilde{\nu}_\tau$) соответствующие знаки лептонных зарядов противоположны таковым для лептонов. Все остальные объекты физики элементарных частиц имеют лептонные заряды, равные нулю. Таким образом, мы имеем три закона сохранения лептонных зарядов:

$$\sum_i l_e^i = \sum_j l_e^j, \quad \sum_i l_\mu^i = \sum_j l_\mu^j, \quad \sum_i l_\tau^i = \sum_j l_\tau^j. \quad (6.3.1)$$

Приведем в качестве примеров следующие реакции, разрешенные этим законом (и действительно происходящие):

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu, \quad n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma.$$

6.4. Частицы и античастицы

Рассмотрев законы сохранения различных типов зарядов (электрического, барионного и трех лептонных) мы находим, что каждой частице можно приписать пятерку различных зарядов: Q, B, l_e, l_μ, l_τ . В 1928 году Дирак предложил свое уравнение для релятивистского описания электрона, из которого следовало, что наряду с электроном, должна существовать и его античастица – позитрон. Позитрон по всем своим свойствам является двойником электрона. Единственно, чем он отличается от электрона, согласно Дираку, – это зарядом. Он имеет положительный заряд, равный заряду электрона по абсолютной величине. После того, как позитрон был обнаружен экспериментально, идея о существовании античастиц приобрела права гражданства в физике. В настоящее время идея существования античастиц в физике элементарных частиц является общепринятой. Итак, что такое античастица? Если частица характеризуется пятеркой зарядов $(Q, B, l_e, l_\mu, l_\tau)$, то ее античастицей будет частица, для которой все эти пять зарядов имеют противоположные знаки. $(-Q, -B, -l_e, -l_\mu, -l_\tau)$. Символ античастицы отличается от символа частицы тем, что над символом античастицы ставится значок тильда. Приведем несколько примеров. Так γ -квант, поскольку все пять его зарядов равны нулю, сам себе античастица: $\tilde{\gamma} \equiv \gamma$. Антиэлектроном является позитрон: $\tilde{e}^- = e^+$. Антипионом положительного пиона является отрицательно заряженный пион: $(\tilde{\pi}^+ = \pi^-)$. Нейтральный

пион является сам себе античастицей: ($\tilde{\pi}^0 \equiv \pi^0$). Антипротон отличается от протона барионным и электрическим зарядом.

6.5. Закон сохранения момента импульса

Один из трех «китов» классической механики – закон сохранения момента импульса – является следствием инвариантности системы относительно операции поворота системы на любой угол относительно любой оси. Как этот закон может быть получен в квантовой механике? Если система инвариантна относительно операции поворота на угол $\delta\vec{\varphi}$, это означает, что в новой системе координат измененная волновая функция $\psi'(\vec{r}') = \psi'(\vec{r} + \delta\vec{r})$, причем $\delta\vec{r} = [\delta\vec{\varphi} \times \vec{r}]$, должна совпадать с прежней волновой функцией $\psi(\vec{r})$. Нам нужно выяснить, как преобразуется вид волновой функции при повороте. Мы имеем соотношение

$$\psi(\vec{r}) = \psi'(\vec{r} + \delta\vec{r}) = \psi'(\vec{r} + [\delta\vec{\varphi} \cdot \vec{r}])$$

Разложим функцию ψ' в ряд по $[\delta\vec{\varphi} \cdot \vec{r}]$:
 $\psi'(\vec{r} + [\delta\vec{\varphi} \cdot \vec{r}]) = \psi'(\vec{r}) + ([\delta\vec{\varphi} \cdot \vec{r}]\nabla)\psi'(\vec{r}) + (1/2!)([\delta\vec{\varphi} \cdot \vec{r}]\nabla)^2\psi'(\vec{r}) + (1/3!)([\delta\vec{\varphi} \cdot \vec{r}]\nabla)^3\psi''(\vec{r}) + \dots$
 $= \{1 + \delta\vec{\varphi} \cdot [\vec{r} \cdot \nabla] + (1/2!)(\delta\vec{\varphi} \cdot [\vec{r} \cdot \nabla])^2 + (1/3!)(\delta\vec{\varphi} \cdot [\vec{r} \cdot \nabla])^3 + \dots\} \psi'(\vec{r})$

Совокупность операторов в фигурной скобке представляет собой разложение оператора

$$(1 + \delta\vec{\varphi}[\vec{r} \cdot \nabla] + (1/2!)(\delta\vec{\varphi}[\vec{r} \cdot \nabla])^2 + \dots) = \exp\{\delta\vec{\varphi}[\vec{r} \cdot \nabla]\} = \exp\{(i/\hbar)\delta\vec{\varphi} \cdot \hat{L}\}.$$

Здесь было использовано определение оператора момента импульса $\hat{L} = (\hbar/i)[\vec{r} \cdot \nabla]$. Мы получили соотношение:

$$\psi(\vec{r}) = \exp\left\{(i/\hbar)\delta\vec{\varphi} \cdot \hat{L}\right\} \psi'(\vec{r}).$$

Нам нужно обратное соотношение. Его легко получить, умножив обе части полученного выражения на обратный оператор $\hat{U} = \exp\{(-i/\hbar)\delta\vec{\varphi} \cdot \hat{L}\}$. После применения данного оператора к полученному равенству, имеем:

$$\psi'(\vec{r}) = \exp\{(-i/\hbar)\delta\vec{\varphi} \cdot \hat{L}\} \cdot \psi(\vec{r}) \quad (6.5.1)$$

Следовательно, генератором преобразования и сохраняющейся величиной является оператор момента импульса \hat{L} . Наблюдаемая величина оператора момента импульса будет интегралом движения.

Рассмотрим реакцию типа $a + A \rightarrow B + \nu$. (Частица a налетает на ядро A , после чего возникает ядро B и вылетает частица ν .) Вектор момента импульса системы до реакции будет равен: $\vec{I}_A + \vec{I}_a + \vec{L}_{aA}$, где \vec{I}_A - спин ядра A , \vec{I}_a - спин налетающей частицы a , \vec{L}_{aA} - момент импульса относительного движения частицы a относительно ядра A . Момент импульса системы после реакции будет равен: $\vec{I}_B + \vec{I}_b + \vec{L}_{bB}$, где I_B, I_b, L_{bB} - спины ядра B , частицы b и момент импульса относительного движения частицы b относительно ядра B соответственно. В квантовом мире закон сохранения момента импульса означает, что сохраняется модуль вектора момента импульса и сумма z компонент момента импульса:

$$|\vec{I}_A + \vec{I}_a + \vec{L}_{aA}| = |\vec{I}_B + \vec{I}_b + \vec{L}_{bB}|. \quad I_A^z + I_a^z + L_{aA}^z = I_B^z + I_b^z + L_{bB}^z \quad (6.5.2)$$

6.6. Закон сохранения энергии – импульса

В нерелятивистской физике (механике Ньютона) существуют два отдельных закона сохранения – закон сохранения энергии и закон сохранения импульса. В релятивистской физике вектор импульса и энергия являются компонентами единого четырехвектора энергии – импульса. Квадрат этого четырехвектора $(\vec{P}, i(E/c))$ является релятивистским инвариантом. Поэтому, в физике элементарных частиц большую роль играет инвариантность квадрата этого четырехвектора:

$$E^2 - P^2 c^2 = Inv \quad (6.6.1)$$

Закон сохранения четырехвектора предполагает сохранение полного импульса и суммарной энергии системы:

$$\sum_i \vec{P}_i = \sum_j \vec{P}_j, \quad \sum_i E_i = \sum_j E_j, \quad (6.6.2)$$

где $\sum_i \vec{P}_i$ и $\sum_j \vec{P}_j$ - векторные суммы импульсов частиц до и после реакции, а $\sum_i E_i$ и $\sum_j E_j$ - суммы энергий системы частиц до и после реакции соответственно. В принципе, закон сохранения энергии – импульса в виде (6.6.2) может быть использован для анализа реакций, происходящих с элементарными частицами. Однако, такой анализ возможен далеко не всегда. Значительно чаще используется закон сохранения инварианта (6.6.1).

Рассмотрим теперь, как из трансляционной инвариантности квантовой системы следует закон сохранения импульса. Если квантовая система инвариантна относительно переноса начала системы координат на произвольный вектор \vec{a} , то $\psi'(\vec{r} + \vec{a}) = \psi(\vec{r})$. Разлагая $\psi'(\vec{r} + \vec{a})$ в ряд по вектору \vec{a} , имеем:

$$\begin{aligned} \psi'(\vec{r} + \vec{a}) &= \psi(\vec{r}) + (\vec{a}\nabla)\psi(\vec{r}) + (1/2!)(\vec{a}\nabla)^2\psi(\vec{r}) + (1/3!)(\vec{a}\nabla)^3\psi(\vec{r}) + \dots = \\ &= (1 + (\vec{a}\nabla) + (1/2!)(\vec{a}\nabla)^2 + (1/3!)(\vec{a}\nabla)^3 + \dots)\psi(\vec{r}) = \exp\{(\vec{a}\nabla)\}\psi(\vec{r}). \end{aligned}$$

Чтобы получить закон преобразования функции $\psi'(\vec{r})$, нужно к полученному соотношению применить оператор $\hat{U} = \exp\{(-\vec{a} \cdot \nabla)\} = \exp\{(-i/\hbar)\vec{a} \cdot \hat{p}\}$. Напомним, что оператор градиента связан с оператором импульса соотношением: $\hat{p} = (\hbar/i)\nabla$. Таким образом, мы имеем для преобразования волновой функции соотношение:

$$\psi'(\vec{r}) = \exp\{(-i/\hbar)(\vec{a} \cdot \hat{p})\} \cdot \psi(\vec{r}) \quad (6.6.3)$$

Следовательно, оператор импульса \hat{p} есть генератор унитарного преобразования волновой функции

$$\hat{U} = \exp\{(-i/\hbar)(\vec{a} \cdot \hat{p})\},$$

а оператор импульса есть оператор сохраняющейся величины – наблюдаемой величины импульса.

Аналогично тому, как мы поступали в случае трансляционной инвариантности, получая закон сохранения импульса, можно, воспользовавшись инвариантностью системы относительно изменения начала отсчета времени, вывести закон сохранения энергии. Это представляется читателю сделать самостоятельно.

Покажем теперь, как закон сохранения в виде (6.6.1) дает возможность найти величину пороговой энергии для реакции с образованием большого числа частиц. Рассмотрим реакцию типа

$$a + A = \sum_i b_i$$

Обозначим массы покоя частиц, вступающих в реакцию через m_a и M_A , а массы покоя получающихся в реакции частиц через m_i . В лабораторной системе отсчета ядро A покоится и полная энергия системы до реакции равна: $E = M_A c^2 + \sqrt{(m_a c^2)^2 + p^2 c^2}$. Определим пороговую энергию $E_{\text{порог}}$ как кинетическую энергию налетающей частицы a , необходимую для производства требуемой реакции:

$$E_{\text{порог}} = T_a = \sqrt{m_a^2 c^4 + p^2 c^2} - m_a c^2.$$

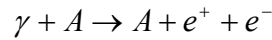
Импульс системы до реакции в лабораторной системе отсчета равен импульсу частицы a : $\vec{p} = \vec{p}_a$. Тогда величина инварианта до реакции будет равна:

$$\begin{aligned} E^2 - p^2 c^2 &= \\ \left(M_A c^2 + \sqrt{m_a^2 c^4 + p^2 c^2} \right)^2 - p^2 c^2 &= M_A^2 c^4 + m_a^2 c^4 + 2 M_A c^2 \sqrt{m_a^2 c^4 + p^2 c^2} = \\ &= M_A^2 c^4 + m_a^2 c^4 + 2 M_A c^2 (E_{\text{порог}} + m_a c^2) = (M_A + m_a)^2 c^4 + 2 M_A c^2 E_{\text{порог}}. \end{aligned}$$

Значение инварианта системы после реакции найдем в системе центра инерции разлетающихся частиц, в которой суммарный импульс частиц равен нулю. В таком случае инвариант системы частиц после реакции будет равен просто квадрату сумм масс покоя разлетающихся частиц, помноженному на c^4 : $E^2 - p^2 c^2 = \left(\sum_{iu} m_i \right)^2 c^4$. Используя условие (6.6.1), для $E_{\text{порог}}$ получаем:

$$E_{\text{порог}} = \frac{\left(\sum_i m_i \right)^2 - (M_A + m_a)^2}{2 M_A} c^2 \quad (6.6.4)$$

Воспользовавшись соотношением (6.6.4), найдем пороговую энергию для реакции рождения электрон – позитронной пары фотоном: $\gamma \rightarrow e^- + e^+$. Так как масса покоя фотона равна нулю, то по формуле (6.6.4) мы получим, что пороговая энергия такой реакции будет бесконечно большой. Однако, в присутствии какой – нибудь частицы, пороговая энергия будет конечной. Чтобы эту энергию найти, запишем реакцию в виде:



Масса частицы A равна M , масса налетающей частицы (фотона) $m = 0$. Массы частиц, получившихся после реакции равны M, m_0, m_0 . Используя формулу (6.4.4), получаем

$$E_{\text{порог}} = \frac{(M + 2m_0)^2 - M^2}{2M} c^2 = 2m_0 c^2 \left(1 + \frac{m_0}{M} \right).$$

Если рождение пары происходит вблизи ядра, то пороговая энергия лишь немного превышает значение, равное сумме масс покоя электрона и позитрона. Если же рождение пары происходит в присутствии электрона, тогда $M = m_0$ и пороговая энергия $E_{\text{порог}} = 4m_0 c^2$ (то есть почти в два раза больше). Найдем пороговую энергию реакции, в которой получается антипротон. Как известно, антипротон получается в результате столкновения протонов: $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$. Тогда $M_A = M_p, m_a = M_p$ а все $m_i = M_p$. Подставляя в формулу (6.4.4), получаем:

$$E_{\text{порог}} = 6M_p c^2.$$

Рассмотренные законы являются абсолютными, то есть, выполняющимися при любых процессах, в любых реакциях. Законы сохранения электрического заряда, лептонных зарядов, барионного заряда, момента импульса и закон сохранения энергии – импульса не имеют исключений и выполняются всегда (впрочем, в отношении закона сохранения барионного заряда - см. оговорку в начале этой главы). Наряду с этими законами, в физике элементарных частиц существуют и так называемые неабсолютные законы, которые выполняются лишь в случае, когда отсутствуют некоторые из четырех рассмотренных взаимодействий (чаще всего, когда процесс или реакция происходит без участия ядерного слабого взаимодействия). Эти неабсолютные законы сохранения оказываются очень полезными при рассмотрении некоторых явлений.

7. Изотопический спин. Зарядовые мультиплеты. Закон сохранения изотопического спина

Понятие изотопического спина ввел Вернер Гейзенберг. Изучая свойства нейтрона и протона, он пришел к выводу, что эти две частицы очень близки по своим свойствам. Различие заключается лишь в том, что протон заряжен, в то время как нейтрон нейтрален. Гейзенберг предложил считать нейтрон и протон разными зарядовыми состояниями одной и той же частицы – нуклона. Для характеристики зарядового состояния Гейзенберг ввел особую величину – изотопический (изобарический) спин – векторную величину, которая определяет зарядовое состояние нуклона. Свойства вектора изоспина \vec{T} аналогичны свойствам обычного спина. Так, для системы нейтрон – протон (нуклон), волновая функция протона и нейтрона в дираковских обозначениях будет иметь вид:

$$|p\rangle = |1/2, +1/2\rangle, \quad |n\rangle = |1/2, -1/2\rangle. \quad (7.1)$$

Здесь указано, что длина вектора \vec{T} и для нейтрона и для протона, определяемая квантовым числом равным $1/2$, равна $\sqrt{T(T+1)} = \sqrt{3/4}$ а третья проекция для протона и нейтрона (точнее, максимальное значение его проекции на любую ось) отличается знаком, Положительно заряженный протон имеет проекцию вектора \vec{T} на третью ось, равную $+1/2$, а нейтрон - $-1/2$. Таким образом, третья проекция вектора изоспина определяет зарядовое состояние частицы. Собственное значение оператора \hat{T}^2 и для протона и для нейтрона равно:

$$\hat{T}^2 |p\rangle = T(T+1) |p\rangle = 3/4 |p\rangle \quad \hat{T}^2 |n\rangle = T(T+1) |n\rangle = 3/4 |n\rangle,$$

а собственные значения оператора \hat{T}_3 будут для протона и нейтрона различными:

$$\hat{T}_3 |p\rangle = +1/2 |p\rangle, \quad \hat{T}_3 |n\rangle = -1/2 |n\rangle.$$

Заряд нуклона определяется выражением:

$$Q_N = e(1/2 + T_3)_N \quad (7.2)$$

Для ядра с массовым числом A , состоящим из Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов, имеем:

$$Q/e = A/2 + T_3,$$

где $T_3 = 1/2Z + (-1/2)N = (Z - N)/2$.

Оказалось, что понятие изотопического спина можно ввести для всех адронов. Термин адроны был введен советским физиком Окунем. Адронами являются все частицы, являющиеся либо источниками сильного ядерного взаимодействия, либо переносчиками такого. Таким образом, адронами являются все барионы, все мезоны и все резонансы.

Для тройки пионов (π^\pm, π^0) вводится изоспин $T=1$. Заряд пиона очень просто связан с третьей компонентой изоспина

$$Q_\pi = e \cdot T_3 \quad (7.3)$$

Ядерное сильное взаимодействие инвариантно относительно поворотов вектора изоспина на любой угол относительно любой оси. (зарядовая независимость сильного взаимодействия). Это обстоятельство делает возможным использовать изоспин системы в качестве сохраняющейся величины (интеграла движения) в процессах, которые происходят в результате сильного ядерного взаимодействия.

Все объекты физики элементарных частиц, которые приведены в таблицах элементарных частиц, могут быть объединены в четыре группы **зарядовых мультиплетов**: синглеты (η, η' - мезоны, Λ^0 и Ω^- гипероны $T=0, T_3=0$), дублеты (K^0, K^+ - каоны, нуклон, Ξ^-, Ξ^0 -гипероны, $T=1/2, T_3=-1/2, +1/2$), триплеты (π^-, π^0, π^+ - пионы, $\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$ -гипероны, $T=1, T_3=-1, 0, +1$) и один квартет ($\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ - резонанс, $T=3/2, T_3=-3/2, -1/2, +1/2, +3/2$).

Закон сохранения изоспина может быть сформулирован следующим образом: при реакциях, происходящих в результате сильного взаимодействия, выполняется закон сохранения вектора изотопического спина и закон сохранения третьей компоненты вектора изоспина:

$$\sum_i \vec{T}_i = \sum_j \vec{T}_j ; \quad \sum_i T_3^i = \sum_j T_3^j ; \quad (7.4)$$

При процессах, происходящих с участием электромагнитного и слабого взаимодействий, закон сохранения изоспина не выполняется. Рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих закон сохранения изоспина. Оказывается, закон сохранения изоспина запрещает такую реакцию:

$$d + d \rightarrow \alpha + \pi^0 .$$

В самом деле, изоспины дейтронов в основном состоянии равны нулю ($T=0$). Изоспин альфа частицы в основном состоянии тоже равен нулю. Изоспин пиона равен $T=1$. Так как рассматриваемая реакция должна происходить в результате сильного взаимодействия, то закон сохранения изоспина запрещает такую реакцию и она, действительно, экспериментально не наблюдается.

Рассмотрим реакции:

$$p + p \rightarrow d + \pi^+ \quad \text{и} \quad p + n \rightarrow d + \pi^0$$

В первом случае изоспины систем до и после реакции одинаковы:

$$|p\rangle|p\rangle = |1/2, +1/2\rangle|1/2, +1/2\rangle = |1, +1\rangle; \quad |d\rangle|\pi^+\rangle = |0, 0\rangle|1, +1\rangle = |1, +1\rangle .$$

Во втором случае дело обстоит немного сложнее:

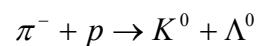
$$|p\rangle|n\rangle = |1/2, +1/2\rangle|1/2, -1/2\rangle = (1/\sqrt{2})(|1, 0\rangle + |0, 0\rangle); \quad |d\rangle|\pi^0\rangle = |0, 0\rangle|1, 0\rangle .$$

В этом случае волновая функция системы $|p\rangle|n\rangle$ представляет собой суперпозицию состояний с изоспинами $|1,0\rangle$ и $|0,0\rangle$ (в равных долях). При прочих равных условиях, эффективное сечение первой реакции должно быть в два раза больше эффективного сечения второй реакции. Эксперимент дает для эффективных сечений следующие результаты: при энергии столкновения 600 МэВ $\sigma(p+p) = (3,15 \pm 0,22)$ миллибарн, а $\sigma(p+n) = (1,5 \pm 0,3)$ миллибарн.

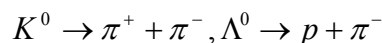
Характерная для слабого взаимодействия реакция: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ иллюстрирует, тот факт, что закон сохранения изоспина не выполняется в процессах, обусловленных слабым взаимодействием. Величина вектора изоспина сохраняет свое значение, в то время как третья компонента изменяет свое значение на единицу. Точно так же и при реакции, происходящей под действием электромагнитного взаимодействия $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, изоспин не сохраняется. В этом случае величина вектора изоспина изменяется на единицу, в то время как третья компонента изоспина сохраняет свое значение. Можно говорить о своеобразных правилах отбора по изоспину. При слабом взаимодействии $\Delta T = 0, \Delta T_3 = \pm 1$. При электромагнитном взаимодействии $\Delta T = \pm 1, \Delta T_3 = 0$.

8. Странность. Гиперзаряд. Очарование, Прелесть и Правдивость

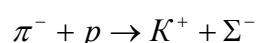
Впервые странные частицы были обнаружены в 1947 году Рочестером и Батлером. При столкновении π^- -пионов с протонами возникали так называемые V-частицы. Эти V-частицы возникали за время порядка 10^{-23} секунды (типичное время для процессов, обусловленных сильным взаимодействием), однако жили очень долго (по масштабам ядерного времени). Время жизни этих частиц составляло $\approx 10^{-10}$ секунды. В одной из характерных реакций, происходящей практически мгновенно, возникало две нейтральные частицы:



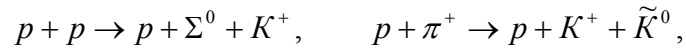
Через время $\tau \approx 10^{-10}$ секунды эти частицы распались на пары заряженных частиц:



которые давали в магнитном поле расходящиеся треки (отсюда и название – V-частицы). Было обнаружено множество подобных реакций, в которых возникали подобные V-частицы. Такое поведение V-частиц показалось странным. Частицы, возникшие при реакции с участием сильного ядерного взаимодействия, должны бы и распадаться за те же характерные времена $\tau \approx 10^{-23} c$. Однако, они живут с точки зрения ядерного времени очень долго, как будто существует какой-то запрет на процесс их немедленного распада. Полную ясность в этом вопросе внесли Гелл-Манн и Нишиджима. Они ввели новое квантовое число – **странность**. Это понятие стало общепринятым. Всем вновь открытым странным частицам приписывалось численная характеристика – странность S . Эталонном странности стал K^+ -каон, которому приписывалась странность $+1: S(K^+) = +1$. Поскольку странные частицы возникали в результате реакций, происходящих при сильном взаимодействии, было естественно предположить, что для этого типа процессов странность должна сохраняться, в реакцию вступают нестранные частицы, странности которых равны нулю, следовательно, сумма странностей возникших странных частиц тоже должна быть равна нулю. Так можно установить странности всех наблюдаемых странных частиц. Например, реакция



позволяет установить, что $S(\Sigma^-) = -1$. В качестве примеров приведем еще реакции:



из которых можно установить, что $S(\Sigma^0) = -1, S(\tilde{K}^0) = -1$. Таким путем были установлены странности всех странных частиц. Из многочисленных экспериментов, в результате которых получают странные частицы, имеем следующий результат:

$$\begin{aligned} S(K^+) &= S(K^0) = +1 \\ S(\tilde{K}^0) &= S(K^-) = -1 \\ S(\Lambda^0) &= S(\Sigma^+) = S(\Sigma^0) = S(\Sigma^-) = -1 \\ S(\Xi^0) &= S(\Xi^-) = -2. \\ S(\Omega^-) &= -3. \end{aligned}$$

Как показывает богатый экспериментальный материал, для реакций, происходящих в результате сильного ядерного взаимодействия, выполняется закон сохранения странности:

$$\sum_i S_i = \sum_j S_j$$

(Сумма странностей частиц, вступающих в реакцию равна сумме странностей частиц, получающихся в результате реакции). Для электромагнитных взаимодействий также выполняется закон сохранения странности. При ядерных слабых взаимодействиях странность не сохраняется.

Ранее мы установили связь между величиной заряда элементарной частицы и третьей компонентой изотопического спина для пионов и нуклонов (см. формулы (7.2) и (7.3)). Чем отличаются нуклоны от пионов? Нуклоны обладают барионным зарядом $B = 1$, а для пионов он равен нулю. Воспользовавшись этим различием, можно объединить формулы (7.2) и (7.3) в одну, если вместо члена $\frac{1}{2}$ в (7.2) поставить слагаемое $B/2$. Тогда соотношение

$$Q = e\left(T_3 + \frac{B}{2}\right) \quad (8.1)$$

будет справедливо и для нуклонов и для пионов. Как следует изменить формулу (8.1), чтобы она включала и все странные частицы? Оказывается, нужно вместо барионного заряда B в формуле поставить сумму $B + S$. Полученная таким образом формула

$$Q = e\left(T_3 + \frac{B + S}{2}\right) \quad (8.2)$$

и есть **формула Гелл-Манна – Нишидзимы**. Сумма барионного заряда и странности называется **гиперзарядом** $B + S = Y$. Через гиперзаряд формула (8.2) примет вид:

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (8.3)$$

Чтобы выяснить смысл введенного гиперзаряда, просуммируем соотношение (8.3) по всем компонентам зарядового мультиплетта и поделим на число частиц в данном мультиплетте. Тогда слева будет находиться средний заряд частицы мультиплетта $\frac{\tilde{Q}}{e}$. В

правой части (8.3) будет лишь $\frac{Y}{2}$, так как сумма всех T_3 по всем компонентам зарядового мультиплета будет равна нулю, и мы получим:

$$\frac{\tilde{Q}}{e} = \frac{Y}{2}. \quad (8.4)$$

Следовательно, гиперзаряд Y равен удвоенному среднему заряду частиц зарядового мультиплета. Формула (8.4) иллюстрируется нижеследующими графиками.

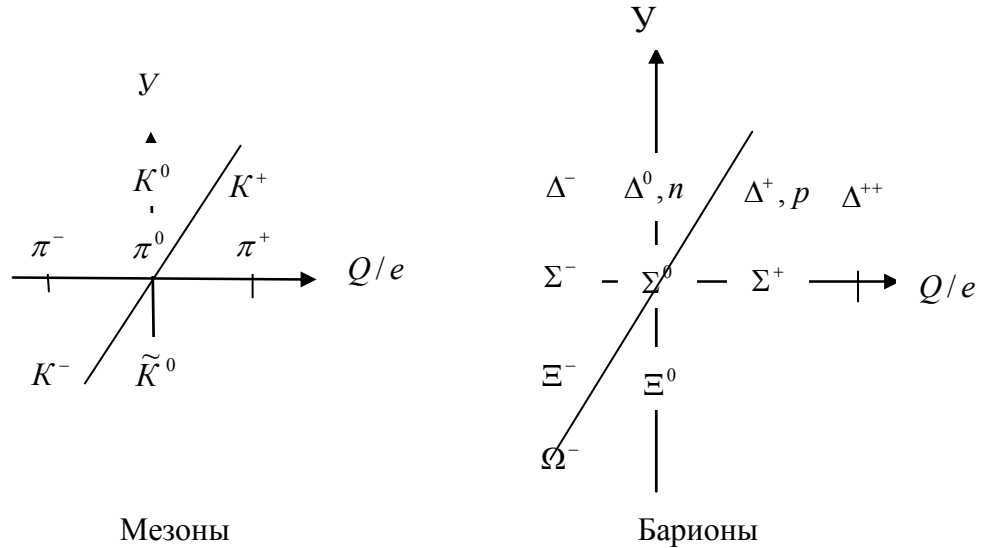


Рис. 7. Иллюстрация формулы (8.4).

В 1974 году была обнаружена очередная новая частица. В одной из лабораторий ей присвоили символ J , а в конкурирующей лаборатории ей был присвоен символ ψ . Так она и осталась существовать в таблицах под двойным символом J/ψ . Эта частица оказалась мезоном, причем для нее не нашлось места в прежней классификации. Пришлось вводить новое квантовое свойство, **очарование** и присвоить соответствующее квантовое число, характеризующее это свойство - C (от английского слова charm). Кстати, сам J/ψ -мезон оказался частицей со скрытым очарованием (то есть $C=0$).

Дальнейшее развитие физики элементарных частиц привело к необходимости ввести еще одно свойство – **прелесть**, которое количественно характеризуется величиной b (от английского слова beauty).

Наконец, самые последние исследования в физике элементарных частиц привели к необходимости ввести еще одно новое квантовое свойство – **правдивость**. Количественная характеристика правдивости характеризуется символом t (от английского слова truth).

При сильных и электромагнитных взаимодействиях выполняются законы сохранения очарования, прелести и правдивости:

$$\sum_i C_i = \sum_j C_j, \quad \sum_i b_i = \sum_j b_j, \quad \sum_i t_i = \sum_j t_j \quad (8.5)$$

(Суммы очарований, прелестей и правдивостей до реакции равна их сумме после реакции). При слабых взаимодействиях эти законы сохранения не выполняются.

После появления этих свойств, приходится изменить определение гиперзаряда. Обобщенным гиперзарядом будет величина

$$Y = B + S + C - b + t.$$

Изменится так же и формула Гелл-Манна – Нишиджимы. Включающая все новые свойства частиц, обобщенная формула примет вид:

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{B + S + C - b + t}{2} \quad (8.6)$$

9. Слабые взаимодействия. Бета распад

Бета распад – это одно из возможных радиоактивных превращений, происходящих в результате слабого ядерного взаимодействия. Наиболее распространенным типом β распада является электронный бета распад:



Здесь мы пишем реакцию так, как она представлялась физикам в тридцатых годах прошлого века (без указания на антинейтрино). Такая реакция будет возможна, если выполняется неравенство:

$$M_{\text{ядра}}({}^A_Z X) > M_{\text{ядра}}({}^A_{Z+1} Y) + m_e$$

Прибавив к обеим частям неравенства по массе Z электронов и пренебрегая энергиями связи электронов в атомах, получим:

$$M_{\text{атома}}({}^A_Z X) > M_{\text{атома}}({}^A_{Z+1} Y) \quad (9.2)$$

Существует и позитронный бета распад, впервые наблюдаемый супругами Ирен и Фредериком Жолио-Кюри в 1934 году при изучении открытой ими искусственной радиоактивности:



Такой процесс будет возможен, если

$$M_{\text{ядра}}({}^A_Z X) > M_{\text{ядра}}({}^A_{Z-1} Y) + m_e.$$

Добавив к обеим частям неравенства по Z электронов, имеем:

$$M_{\text{атома}}({}^A_Z X) > M_{\text{атома}}({}^A_{Z-1} Y) + 2m_e \quad (9.4)$$

Наконец, известен еще и так называемый e^- -захват, при котором ядро захватывает какой-либо электрон атомной оболочки. Чаще всего захватывается электрон из K -оболочки (K -захват):



Этот процесс возможен, если

$$M_{\text{ядра}}({}^A_Z X) + m_e > M_{\text{ядра}}({}^A_{Z-1} Y).$$

Добавив по $Z-1$ электрону, имеем:

$$M_{\text{атома}}({}^A_Z X) > M_{\text{атома}}({}^A_{Z-1} Y) \quad (9.6)$$

Энергия бета превращения заключена между 13,4 МэВ (${}^{12}_5 B \rightarrow {}^{12}_6 C + e^-$) и 18,61 МэВ (${}^3_1 H \rightarrow {}^3_2 He + e^-$). Но самым удивительным фактом является то, что спектр вылетающих

электронов – сплошной. Качественно кривая спектра бета электронов приведена на рисунке 8

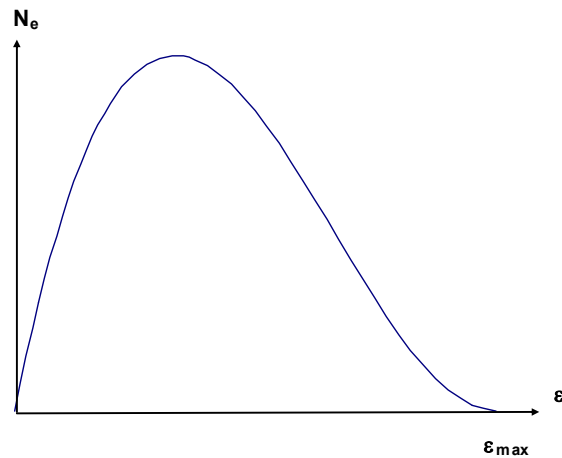


Рис. 8. Качественная кривая спектра бета электронов.

Сплошной спектр вылетающих при бета – распаде электронов представляется очень странным. Если энергия бета - превращения вполне определенная, то, казалось бы, и все бета электроны должны бы иметь определенную энергию, а не любую от энергии равной нулю до максимальной. Еще более странным является тот факт, что реакции бета распада, записанные в форме (9.1), (9.3) и (9.5), указывают на нарушение закона сохранения момента импульса (спина). В самом деле, если массовое число A ядра X четно, то до реакции мы имеем спин ядра X целочисленный. После реакции спин ядра Y тоже целочисленный. Однако, вылетающий электрон всегда уносит полуцелый момент импульса. Явное нарушение абсолютного закона сохранения момента импульса! Совершенно та же ситуация будет и при нечетном массовом числе. Эту странную ситуацию с бета - распадом подробно изучал В. Паули. Он пришел к выводу, что наряду с вылетающим электроном должна вылетать еще одна легкая нейтральная частица. Паули назвал ее маленьким нейтроном. Э.Ферми предложил назвать ее нейтрино (в итальянском языке ино есть уменьшительный суффикс). Термин нейтрино – маленький нейтрон – получил права гражданства. Нейтрино должно быть частицей с полуцелым спином. В этом случае разрешается ситуация и с законом сохранения энергии и с законом сохранения момента импульса. Сумма энергий, уносимых электроном и нейтрино, равна энергии бета - превращения. Сумма моментом импульса тоже будет сохраняться.

Ферми использовал идею существования нейтрино и предложил теорию бета распада, упрощенный вариант которой мы и рассмотрим. В теории квантовых переходов используется формула для вероятности перехода из начального состояния i в конечное k , которая носит название «золотого правила» Ферми:

$$w_{i \rightarrow k} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle k | \hat{H}_{\text{взаимод}} | i \rangle|^2 \cdot \rho(E) \quad (9.7)$$

Здесь $|i\rangle = \psi_i$ и $\langle k| = \psi_k^*$ - волновые функции начального и конечного состояний системы, оператор $\hat{H}_{\text{взаимод}}$ - оператор взаимодействия, являющийся причиной соответствующего перехода, множитель $\rho(E)$ - плотность энергетических состояний. Первый множитель в (9.7) есть квадрат модуля матричного элемента перехода системы из состояния i в

состояние k . Этот множитель фактически не зависит от энергии и дает правила отбора по спину. В варианте теории бета распада Ферми правило отбора очень жесткое: $\Delta I = 0$. В теории бета распада Гамова – Теллера, правило отбора более мягкое: $\Delta I = 0, \pm 1$. Нам будет интересно зависимость вероятности перехода от энергии, которая определяется вторым сомножителем $\rho(E)$.

По определению $\rho(E) = dN / dE$, где dN - число энергетических уровней, приходящихся на единичный интервал энергии dE . Число энергетических уровней мы можем подсчитать, поделив полный объем системы в пространстве импульсов $\int dp_x^e dp_y^e dp_z^e \int dp_x^{\bar{\nu}} dp_y^{\bar{\nu}} dp_z^{\bar{\nu}}$, на минимальный объем квантового состояния в импульсном пространстве. Согласно основному положению квантовой статистики объем квантового состояния вылетающих электрона и антинейтрино $\Delta p_x^e \Delta p_y^e \Delta p_z^e \Delta x^e \Delta y^e \Delta z^e \Delta p_x^{\bar{\nu}} \Delta p_y^{\bar{\nu}} \Delta p_z^{\bar{\nu}} \Delta x^{\bar{\nu}} \Delta y^{\bar{\nu}} \Delta z^{\bar{\nu}} = (2\pi\hbar)^6$. Если не интересоваться, в каком месте ядра происходит бета распад, то произведение координат электронов и антинейтрино можно заменить объемом ядра. В таком случае объем квантового состояния в пространстве импульсов будет равен: $\Delta p_x^e \Delta p_y^e \Delta p_z^e \Delta p_x^{\bar{\nu}} \Delta p_y^{\bar{\nu}} \Delta p_z^{\bar{\nu}} = ((2\pi\hbar)^6 / V^2)$.

При вычислении интегралов по импульсам, необходимо иметь в виду, что интегрировать по импульсам антинейтрино нужно с учетом закона сохранения энергии. Сумма энергий вылетающего электрона, антинейтрино и энергии ядра отдачи должна быть равна энергии бета превращения:

$$E_e + E_{\bar{\nu}} + E_{отдачи} = E_{\max}.$$

Ввиду большой величины массы ядра в сравнении с массой электрона и антинейтрино, энергией отдачи ядра можно пренебречь. Закон сохранения энергии можно учесть автоматически, если ввести в интеграл по импульсам антинейтрино дельта функцию Дирака $\delta(E_{\max} - E_e - E_{\bar{\nu}})$. Тогда число возможных квантовых состояний будет равно

$$dN = \frac{V^2}{(2\pi\hbar)^6} \int dp_x^e dp_y^e dp_z^e \int \delta(E_{\max} - E_e - E_{\bar{\nu}}) dp_x^{\bar{\nu}} dp_y^{\bar{\nu}} dp_z^{\bar{\nu}}$$

Поскольку распределение вылетающих антинейтрино по энергиям не регистрируется в экспериментах по бета – распаду, интеграл по импульсам антинейтрино необходимо брать по всем возможным импульсам вылетающих антинейтрино. Интеграл же по импульсам вылетающих электронов необходимо вычислять лишь по направлениям вылета электронов, так как в экспериментах по бета – распаду регистрируется распределение электронов по энергиям.

Заменив $dp_x dp_y dp_z$ на элементарный объем в пространстве импульсов в сферических переменных:

$$dp_x dp_y dp_z = p^2 dp \sin \theta d\theta d\varphi,$$

замечаем, что в силу сферической симметрии подынтегральных выражений интегрирование по угловым переменным дает 4π . С учетом этого, имеем для dN следующее выражение:

$$dN = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6} p_e^2 dp_e \int \delta(E_{\max} - E_e - E_{\bar{\nu}}) p_{\bar{\nu}}^2 dp_{\bar{\nu}}.$$

Далее, необходимо при интегрировании перейти от импульсов к энергиям. Для частиц с массой покоя не равной нулю имеем закон дисперсии: $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$, из чего

следует: $pdp = (1/c)^2 EdE$ и $p = (1/c)\sqrt{E^2 - m^2c^4}$. Произведя указанные замены, получаем:

$$dN = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar c)^6} E_e (E_e^2 - m_0^2 c^4)^{1/2} \int \delta(E_{\max} - E_e - E_{\bar{\nu}}) (E_{\bar{\nu}}^2 - m_{\bar{\nu}}^2 c^4) E_{\bar{\nu}} dE_{\bar{\nu}} dE_e$$

Последнее интегрирование производится легко, если воспользоваться свойством дельта функции. Окончательно, для dN получается следующее выражение:

$$dN = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar c)^6} E (E^2 - m_0^2 c^4)^{1/2} (E_{\max} - E) ((E_{\max} - E)^2 - m_{\bar{\nu}}^2 c^4)^{1/2} dE \quad (9.8)$$

Здесь опущен индекс у энергии электрона $E_e \equiv E$. Из полученного выражения находим требуемое:

$$\rho(E) = const \cdot E (E^2 - m_0^2 c^4)^{1/2} (E_{\max} - E) ((E_{\max} - E)^2 - m_{\bar{\nu}}^2 c^4)^{1/2} \quad (9.9)$$

Входящая в (9.9) величина E_{\max} представляет собой полную величину энергии бета превращения. Обозначим через $Q = E_{\max} - (m_0 + m_{\bar{\nu}})c^2$ сумму кинетических энергий вылетающих при бета распаде электрона и антинейтрино. Тогда формула (9.9) примет вид:

$$\rho(E) = const \cdot (T + m_0 c^2) ((Q - T) + m_{\bar{\nu}} c^2) \sqrt{T(T + 2m_0 c^2)} \sqrt{(Q - T)((Q - T) + 2m_{\bar{\nu}} c^2)} \quad (9.10)$$

Фигурирующая в (9.10) величина $T = E - m_0 c^2$ есть экспериментально измеряемая кинетическая энергия бета электрона. До сих пор мы не делали никаких предположений относительно массы покоя антинейтрино. Рассмотрим, как это делал Ферми, две возможности. Первая возможность – масса покоя антинейтрино равна массе покоя электрона: $m_{\bar{\nu}} = m_0$. Тогда из (9.10) получим:

$$\rho(E) = const \cdot (T + m_0 c^2) ((Q - T) + m_0 c^2) \sqrt{T(T + 2m_0 c^2)} \sqrt{(Q - T)((Q - T) + 2m_0 c^2)} \quad (9.11)$$

В этом выражении величины T и $(Q - T)$ входят совершенно симметрично. Если нарисовать график вероятности бета распада в зависимости от энергии электрона, то мы получим кривую, совершенно симметричную относительно точек $T = 0$ и $T = Q$. Максимум этой кривой будет соответствовать энергии $T = Q/2$. Экспериментальная же кривая совершенно несимметрична относительно точек $T = 0$ и $T = Q$ и имеет максимум при энергии $T \approx Q/3$. Тогда Ферми предположил, что масса покоя антинейтрино равна нулю: $m_{\bar{\nu}} = 0$. В этом случае формула (9.10) дает следующий результат:

$$\rho(E) = \rho(T) = const \cdot (T + m_0 c^2) (Q - T)^2 \sqrt{T(T + 2m_0 c^2)} \quad (9.12)$$

В таком виде формула (9.12) дает результат более похожий на то, что наблюдается в эксперименте. Укажем здесь на тот факт, что вылетающие электроны замедляются в поле ядра, вследствие чего положение максимума экспериментальной кривой сдвигается еще больше в сторону меньших энергий, в сравнении с тем, что дает (9.12). Так, после работы Ферми считалось, что масса покоя нейтрино равна нулю. В настоящее время, после открытия так называемых нейтринных осцилляций, считается установленным, что масса покоя нейтрино не равна нулю (однако очень мала по сравнению с массой покоя электрона).

10. Четность. Нарушение закона сохранения четности при слабых взаимодействиях. СРТ – инвариантность

Волновая функция квантовомеханической системы содержит в себе всю полноту информации о системе. Сама же волновая функция системы является решением уравнения Шредингера. Свойство гамильтониана, определяющего систему, и свойство волновой функции системы относительно операции **инверсии** называется четностью гамильтониана и четностью волновой функции. Что такое операция инверсии? Если мы имеем радиус-вектор \vec{r} , то определение операции инверсии \hat{P} будет выглядеть следующим образом:

$$\hat{P}(\vec{r}) = -\vec{r} \quad (10.1)$$

В декартовых переменных (10.1) означает, что

$$\hat{P}(x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k}) = (-x \cdot \vec{i} - y \cdot \vec{j} - z \cdot \vec{k}).$$

В сферических же переменных (10.1) выглядит следующим образом:

$$\hat{P}(r, \theta, \varphi) = (r, \pi - \theta, \pi + \varphi)$$

Действие оператора инверсии на волновую функцию определяется посредством:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) \quad (10.2).$$

Заметим, что угловая часть волновой функции сферически симметричной системы $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ является собственной функцией оператора инверсии

$$\hat{P}Y_{lm}(\theta, \varphi) = Y_{lm}(\pi - \theta, \pi + \varphi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

причем собственное значение оператора инверсии равно $\eta_{lm} = (-1)^l$.

Если волновая функция является собственной функцией оператора инверсии, это означает, что применение оператора инверсии эквивалентно умножению волновой функции на комплексный множитель по модулю равный единице:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = e^{i\alpha}\psi(\vec{r}).$$

Применяя оператор инверсии к волновой функции дважды, мы с одной стороны превращаем волновую функцию саму в себя, а с другой стороны умножаем ее на комплексный множитель $e^{i\alpha}$ дважды:

$$\hat{P}\hat{P}\psi(\vec{r}) = e^{2i\alpha}\psi(\vec{r}) = \psi(\vec{r}).$$

Из последнего соотношения заключаем, $e^{2i\alpha} = 1, e^{i\alpha} = \pm 1$. Следовательно, собственные функции оператора инверсии могут быть либо четными ($e^{i\alpha} = +1$), либо нечетными ($e^{i\alpha} = -1$), при этом $\hat{P} = \hat{P}^{-1}$.

Рассмотрим уравнение Шредингера

$$(i\hbar)\frac{\partial\psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H}\psi(\vec{r}, t) \quad (10.3)$$

где \hat{H} - гамильтониан квантовой системы. Если гамильтониан не содержит слагаемых, отвечающих за слабое взаимодействие, то действие оператора инверсии на гамильтониан не изменит его:

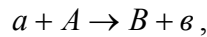
$$\hat{P}\hat{H} = \hat{H}\hat{P}$$

Гамильтониан «хорошей» квантовой системы, не включающий слабое взаимодействие, является четным оператором по отношению к операции инверсии. Волновые функции «хороших» квантовых систем будут собственными функциями оператора инверсии:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \eta\psi(\vec{r}),$$

причем $\eta = \pm 1$.

Естественно предположить, что для «хороших» систем четность должна быть интегралом движения. Рассмотрим реакцию типа



(частица a налетает на ядро A , в результате чего возникает ядро B и вылетает частица e). Волновая функция системы до реакции ψ_i будет:

$$\psi_i = \psi_a \psi_A Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

где ψ_a - волновая функция частицы a , ψ_A - волновая функция ядра A , а $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ - волновая функция относительного движения частицы a относительно ядра A . Эта функция указывает с каким моментом импульса частица a налетает на ядро A . Действуя оператором инверсии на волновую функцию ψ_i , будем иметь:

$$\hat{P}\psi_i = \hat{P}\psi_a \psi_A Y_{lm}(\theta, \varphi) = \eta_a \eta_A (-1)^l \psi_a \psi_A Y_{lm}(\theta, \varphi).$$

Следовательно, четность системы до реакции будет равна:

$$\eta_{\text{до реакции}} = \eta_a \eta_A (-1)^l.$$

Рассуждая аналогичным образом в отношении системы, получившейся после реакции, можем заключить, что четность системы после реакции будет равна

$$\eta_{\text{после реакции}} = \eta_e \eta_B (-1)^{l'}.$$

Здесь η_e - четность волновой функции частицы e , η_B - четность волновой функции ядра B и $(-1)^{l'}$ - четность угловой функции $Y_{l'm'}(\theta, \varphi)$ относительного движения вылетающей частицы e относительно ядра B .

Таким образом, для «хороших» систем, в которых отсутствует слабое взаимодействие, мы имеем мультипликативный закон сохранения четности:

$$\eta_a \eta_A (-1)^l = \eta_e \eta_B (-1)^{l'} \quad (10.4)$$

Вплоть до 1956 года физики полагали, что закон сохранения четности всегда выполняется. К этому времени, китайские физики американского происхождения Ли Цзундао и Ян Чженнин обнаружили, что доказательства закона сохранения четности для слабого взаимодействия не существует. Они подсказали идею эксперимента, в котором можно было проверить, выполняется ли закон сохранения четности при слабых взаимодействиях. Идея эксперимента состояла в том, что если создать каким-либо образом анизотропию в пространстве (скажем, с помощью магнитного поля), то можно обнаружить нарушение четности при бета - распаде какого либо ферромагнитного изотопа. В 1957 году такой эксперимент был осуществлен Ву Цзянсюн – китайкой американского происхождения. В качестве ферромагнитного бета активного изотопа был взят нечетно-нечетный изотоп ${}_{27}^{60}\text{Co}$. Магнитное поле ферромагнитного кобальта (вспомним, что кобальт – ферромагнетик) будет упорядочивать магнитные моменты ядер

${}_{27}^{60}\text{Co}$. Таким образом, будет создано выделенное направление в пространстве – направление намагниченности ферромагнетика. Если бы закон сохранения четности выполнялся, то интенсивность потока вылетающих бета электронов в направлении по полю и в направлении против поля была бы одинаковой. В самом деле, применение операции инверсии к экспериментальной установке оставляло бы направления поля и магнитных моментов ядер прежним (это **аксиальные** векторы), а направления импульсов вылетающих электронов менялись бы на противоположные. При выполнении закона сохранения четности ситуации до и после инверсии были бы эквивалентными, неразличимыми. Эксперимент убедительно показал, что в направлении противоположном полю вылетает почти в 1,5 раза больше электронов, чем в направлении по полю. Так было доказано, что четность в слабых взаимодействиях не сохраняется.

При наличии слабого взаимодействия волновая функция системы не будет ни четно, ни нечетной. В этом случае ее можно представить в виде линейной комбинации четной и нечетной составляющей:

$$\psi(\vec{r}) = \alpha \cdot \psi_{\text{четная}}(\vec{r}) + \beta \cdot \psi_{\text{нечетная}}(\vec{r})$$

Применяя операцию инверсии к такой функции, получим:

$$\hat{P} \cdot \psi(\vec{r}) = \alpha \cdot \psi_{\text{четная}}(\vec{r}) - \beta \cdot \psi_{\text{нечетная}}(\vec{r}),$$

то есть мы не получим прежней функции, ни со знаком плюс, ни со знаком минус. Мы получим просто другую функцию. Максимальное нарушение закона сохранения четности будет наблюдаться в случае, когда $|\alpha/\beta| = 1$.

Л.Д. Ландау попытался «сохранить» в какой-то мере закон сохранения четности. Он ввел понятие комбинированной четности. По предположению Ландау, комбинированная четность должна сохраняться.

Что же такое комбинированная четность? Для ответа на этот вопрос рассмотрим операцию зарядового сопряжения \hat{C} , которая превращает частицу в античастицу. Истинно нейтральные системы будут инвариантны относительно такой операции. Рассмотрим некоторые примеры.

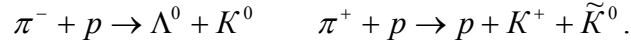
$$\hat{C} |\pi^+ \rangle |\pi^0 \rangle |\pi^- \rangle = |\pi^- \rangle |\pi^0 \rangle |\pi^+ \rangle \quad \hat{C} |p \rangle |\tilde{p} \rangle = |\tilde{p} \rangle |p \rangle.$$

Волновая функция истинно нейтральных систем будет собственной функцией оператора зарядового сопряжения. Волновые функции заряженных систем с помощью операции зарядового сопряжения превращаются в волновые функции систем, состоящих из античастиц. Волновые функции таких систем не могут быть собственными функциями оператора зарядового сопряжения. Если теперь рассмотреть одновременное применение операций инверсии \hat{P} и зарядового сопряжения \hat{C} , (такое совместное применение операций Ландау назвал комбинированной инверсией), то волновая функция истинно нейтральной системы будет собственной функцией оператора комбинированной инверсии:

$$\hat{C}\hat{P}\psi_{\text{нейтральная}} = \eta_{CP}\psi_{\text{нейтральная}},$$

где η_{CP} собственное значение оператора комбинированной инверсии. Ландау рассуждал следующим образом: «Пусть обыкновенная четность не сохраняется, но зато комбинированная четность (четность волновой функции истинно нейтральной системы) должна сохраняться!». Чтобы проверить, сохраняется ли комбинированная четность в экспериментах, проведенных Ву Цзянсюн, нужно провести аналогичный эксперимент с антикобальтом. Тогда, если эксперимент покажет тот же результат, что и эксперимент, осуществленный мадам Ву, можно будет утверждать, что закон сохранения

комбинированной четности выполняется. Но для проверки этого утверждения, необходимо синтезировать антикобальт, что в настоящее время не представляется возможным. Казалось, что проверка этого закона сохранения отодвинута в очень далекое будущее, и закон сохранения хотя бы комбинированной четности спасен. Однако, ситуацию с комбинированной четностью удалось прояснить Гелл-Манну и Пайсу. К этому времени были изучены процессы распада нейтральных каонов. Сами K^0 и \tilde{K}^0 - каоны являются элементарными частицами и возникают в реакциях в результате сильного взаимодействия:



Странности этих каонов противоположны. Однако, возникший пучок каонов очень скоро превращается в поток связанных квантовых состояний по схеме:

$$\begin{aligned} |K^0\rangle &= (1/2)(|K^0\rangle + |\tilde{K}^0\rangle) + (1/2)(|K^0\rangle - |\tilde{K}^0\rangle) \\ |\tilde{K}^0\rangle &= (1/2)(|K^0\rangle + |\tilde{K}^0\rangle) - (1/2)(|K^0\rangle - |\tilde{K}^0\rangle) \end{aligned}$$

Возникающие связанные состояния являются теми самыми долго живущим $|K_L\rangle$ и короткоживущим $|K_S\rangle$ состояниями:

$$|K_L\rangle = (1/\sqrt{2})(|K^0\rangle + |\tilde{K}^0\rangle) \quad |K_S\rangle = (1/\sqrt{2})(|K^0\rangle - |\tilde{K}^0\rangle).$$

Экспериментальные значения времен жизни этих состояний равны $\tau(K_L) = 0,52 \cdot 10^{-7} c$ и $\tau(K_S) = 0,86 \cdot 10^{-10} c$. Следовательно, возникший при реакции поток K^0 каонов, представляет собой поток связанных состояний:

$$|K^0\rangle = (1/\sqrt{2})(|K_L\rangle + |K_S\rangle).$$

Через очень короткое время короткоживущие состояния исчезнут, останутся лишь долгоживущие состояния $|K_L\rangle$. Какова комбинированная четность короткоживущего и долгоживущего каона? Подействуем операцией комбинированной инверсии на $|K_S\rangle$ и $|K_L\rangle$ состояния:

$$\begin{aligned} \hat{C}\hat{P}|K_S\rangle &= \hat{C}\hat{P}(1/\sqrt{2})(|K^0\rangle - |\tilde{K}^0\rangle) = +(1/\sqrt{2})(|K^0\rangle - |\tilde{K}^0\rangle) \\ \hat{C}\hat{P}|K_L\rangle &= \hat{C}\hat{P}(1/\sqrt{2})(|K^0\rangle + |\tilde{K}^0\rangle) = -(1/\sqrt{2})(|K^0\rangle + |\tilde{K}^0\rangle) \end{aligned}$$

Следовательно, комбинированная четность короткоживущего каона $\eta_{CP}(|K_S\rangle) = +1$, а комбинированная четность долгоживущего каона $\eta_{CP}(|K_L\rangle) = -1$. Распады этих каонов происходят по следующим каналам: $|K_S\rangle \rightarrow |\pi^+\rangle + |\pi^-\rangle$, либо $|K_S\rangle \rightarrow |\pi^0\rangle + |\pi^0\rangle$. В этом случае комбинированная четность нейтральной в целом пары пионов равна +1. В самом деле, $\hat{C}\hat{P}|\pi^+\rangle|\pi^-\rangle = |\pi^-\rangle|\pi^+\rangle$ и то же самое получается при распаде на пару нейтральных пионов. Распад долгоживущего каона происходит на тройку пионов: $|K_L\rangle \rightarrow |\pi^+\rangle + |\pi^0\rangle + |\pi^-\rangle$, либо $|K_L\rangle \rightarrow |\pi^0\rangle + |\pi^0\rangle + |\pi^0\rangle$. Комбинированная четность триады пионов в этом случае равна -1. Действительно, $\hat{C}\hat{P}|\pi^+\rangle|\pi^0\rangle|\pi^-\rangle = -|\pi^-\rangle|\pi^0\rangle|\pi^+\rangle$. При распаде долго живущего каона на тройку нейтральных пионов с точки зрения комбинированной четности мы имеем тот же результат. Таким образом, закон сохранения комбинированной четности, как будто бы, выполняется. Однако, более детальное исследование процессов

распада долго живущего каона на триаду нейтральных пионов показало, что небольшая часть (около 0,2% всех случаев) долго живущих каонов распадается на пару (!) нейтральных пионов. Этот факт определенно указывает на то, что закон сохранения комбинированной четности не выполняется.

Рассмотрим еще одну операцию симметрии – операцию обращения времени \hat{T} . Известно, что операция замены времени t на противоположное ($t \rightarrow -t$) оставляет инвариантными законы классической механики. Как с этой обратимостью во времени обстоят дела в квантовой механике? Согласно Вейлю, операция обращения времени в квантовой механике означает следующее:

$$\hat{T}\psi(\vec{r}, t) = \psi^*(\vec{r}, -t).$$

Проверим это утверждение на примере свободной частицы. Волновая функция свободной частицы с импульсом \vec{p} и энергией E есть плоская дебройлевская волна

$$\psi(\vec{r}, t) = \exp\{i/\hbar(\vec{p}\vec{r} - Et)\}.$$

Применяя к этой функции операцию обращения времени, получаем:

$$\hat{T}\psi(\vec{r}, t) = \exp\{-i/\hbar(\vec{p}\vec{r} - E(-t))\} = \exp\{i/\hbar((- \vec{p})\vec{r} - Et)\}.$$

В результате применения операции обращения времени мы действительно получили волновую функцию частицы, движущейся с импульсом $(-\vec{p})$.

В пятидесятых годах прошлого века Людерсом и Паули была доказана теорема, согласно которой любой мыслимый гамильтониан квантовой системы инвариантен относительно одновременного применения к нему операций $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ (теорема Людерса – Паули). Следовательно, в квантовом мире существует CPT инвариантность и можно говорить о сохранении четности η_{CPT} квантовой системы. Следствием CPT инвариантности является, в частности, строгое равенство масс и (для нестабильных частиц) равенство времен жизни частиц и античастиц.

Из факта существования CPT инвариантности мы можем сделать следующие выводы. Поскольку не выполняется закон сохранения пространственной четности, не должен существовать закон сохранения четности относительно операции одновременного применения операций C и T (не выполняется закон сохранения четности η_{CT}). Поскольку не выполняется закон сохранения комбинированной четности, не должен существовать и закон сохранения четности относительно операции обращения времени (не выполняется закон сохранения четности η_T).

11. Квантование электромагнитного поля. Фотоны – кванты электромагнитного взаимодействия.

Современные представления о полях и взаимодействиях существенно отличаются от представлений о поле, как о непрерывном пространстве, в котором обнаруживаются действия сил. Как перейти от классических представлений об электромагнитном поле, как непрерывной среде («эфир» по Фарадею и Максвеллу) к современной квантовой трактовке электромагнитного поля, как совокупности фотонов, будет показано в настоящем параграфе.

Итак, рассмотрим некоторую часть пространства, в котором существует лишь чистое электромагнитное поле излучения и отсутствуют электрические заряды и токи. Пусть этот объем представляет собой куб со стороной, равной L . Полная энергия электромагнитного поля, заключенного в этом объеме $\Omega = L^3$ равна

$$H = (1/8\pi) \int_{\Omega} (E^2 + B^2) dV \quad (1.1)$$

Здесь \vec{E} и \vec{B} - напряженность электрического и индукция магнитного поля соответственно, которые выражаются через векторный \vec{A} и скалярный φ потенциалы посредством хорошо известных соотношений:

$$\vec{E} = -\nabla\varphi - (1/c)\partial\vec{A}/\partial t, \quad \vec{B} = \text{rot}\vec{A}, \quad (11.2)$$

Поскольку в рассматриваемом объеме отсутствуют электрические заряды и токи, можно воспользоваться некоторым произволом при выборе потенциалов и положить скалярный потенциал $\varphi = 0$. В соответствии с таким выбором необходимо потребовать, чтобы $\text{div}\vec{A} = 0$, что соответствует тому обстоятельству, что электромагнитное поле излучения поперечно.

Разложим векторный потенциал в ряд Фурье по плоским волнам:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\Omega\omega}} (\vec{a}_{\vec{k}}(t) e^{i\vec{k}\vec{r}} + \vec{a}_{\vec{k}}^*(t) e^{-i\vec{k}\vec{r}}) \quad (11.3)$$

В этом разложении $\vec{a}_{\vec{k}}(t) = \vec{a}_{\vec{k}}^0 e^{-i\omega t}$, $\vec{a}_{\vec{k}}^*(t) = \vec{a}_{\vec{k}}^{0*} e^{i\omega t}$, $\omega = ck$ а волновой вектор \vec{k} принимает целочисленные значения: $k_{x,y,z} = (2\pi/L) \cdot n_{x,y,z}$. Здесь $n_{x,y,z} = 0, 1, 2, \dots$. Это указывает на тот факт, что вдоль каждого ребра куба укладывается целое число волн. Используя (11.2) и (11.3) найдем поля \vec{E} и \vec{B} :

$$\vec{E} = -\sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\Omega\omega}} (i\omega) (-\vec{a}_{\vec{k}}(t) e^{i\vec{k}\vec{r}} + \vec{a}_{\vec{k}}^* e^{-i\vec{k}\vec{r}}) \quad (11.4)$$

$$\vec{B} = \sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\Omega\omega}} i ([\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}(t)] e^{i\vec{k}\vec{r}} - [\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}^*(t)] e^{-i\vec{k}\vec{r}}) \quad (11.5)$$

Подставляя выражения (11.4) и (11.5) в (11.1) получим:

$$H = \left(\frac{\hbar}{4\Omega} \right) \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} \int_{\Omega} \frac{1}{\sqrt{\omega\omega'}} \left((-\omega\omega' \vec{a}_{\vec{k}} \vec{a}_{\vec{k}} - c^2 [\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}] [\vec{k}' \cdot \vec{a}_{\vec{k}'}]) e^{i(\vec{k} + \vec{k}')\vec{r}} + (\omega\omega' \vec{a}_{\vec{k}} \vec{a}_{\vec{k}'}^* + c^2 [\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}] [\vec{k}' \cdot \vec{a}_{\vec{k}'}^*]) e^{i(\vec{k} - \vec{k}')\vec{r}} + C.C. \right) dV \quad (11.6)$$

В последнем выражении использовано сокращение. Символ С.С. (complex conjugate) означает, что вместо этого символа нужно дописать выражение, комплексно сопряженное всему предшествующему. При интегрировании необходимо иметь в виду следующее обстоятельство. Интегрировать по координатам в (11.6) придется лишь экспоненты, либо $e^{\pm i(\vec{k} - \vec{k}')\vec{r}}$, либо $e^{\pm i(\vec{k} + \vec{k}')\vec{r}}$. Интегралы, содержащие экспоненту первого типа фактически содержат символ Кронекера: $\int_{\Omega} e^{\pm i(\vec{k} - \vec{k}')\vec{r}} dV = \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} = 1$ если $\vec{k} = \vec{k}'$, и равен

нулю, если $\vec{k} \neq \vec{k}'$. Интегралы, содержащие экспоненты второго типа равны нулю, так как содержат интегралы от тригонометрических функций (синусов и косинусов) по целому числу периодов. Тогда в выражении (11.6) в суммах останутся лишь диагональные члены и останутся лишь слагаемые, содержащие $\vec{a}_{\vec{k}} \vec{a}_{\vec{k}}^*$ и $\vec{a}_{\vec{k}}^* \vec{a}_{\vec{k}}$:

$$H = (\hbar/4) \sum_{\vec{k}} \left\{ \omega (\vec{a}_{\vec{k}}^* \vec{a}_{\vec{k}} + \vec{a}_{\vec{k}} \vec{a}_{\vec{k}}^*) + \frac{c^2}{\omega} ([\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}^*][\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}] + [\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}][\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}^*]) \right\} \quad (11.7)$$

Содержащиеся в (11.7) скалярные произведения векторных произведений $[\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}]$, могут быть упрощены:

$$[\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}^*][\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}] = \vec{k} [\vec{a}_{\vec{k}}^* [\vec{k} \cdot \vec{a}_{\vec{k}}]] = (\vec{k}, \vec{k} (\vec{a}_{\vec{k}}^* \vec{a}_{\vec{k}})) - (\vec{k} \vec{a}_{\vec{k}}^*) \vec{a}_{\vec{k}} = \vec{k}^2 (\vec{a}_{\vec{k}}^* \vec{a}_{\vec{k}}),$$

так как скалярные произведения $(\vec{k} \vec{a}_{\vec{k}})$ $(\vec{k} \vec{a}_{\vec{k}}^*)$, вследствие поперечности электромагнитных волн, равны нулю. Вспоминая, что $\omega = c |\vec{k}|$, для (11.7) получаем:

$$H = (\hbar/2) \sum_{\vec{k}} \omega \{ \vec{a}_{\vec{k}}^* \vec{a}_{\vec{k}} + \vec{a}_{\vec{k}} \vec{a}_{\vec{k}}^* \} \quad (11.8)$$

Введем теперь новые обобщенные координаты и импульсы с помощью соотношений:

$$\vec{Q}_{\vec{k}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}} (\vec{a}_{\vec{k}}^* + \vec{a}_{\vec{k}}), \quad \vec{P}_{\vec{k}} = \dot{\vec{Q}}_{\vec{k}} = i\omega \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega}} (\vec{a}_{\vec{k}}^* - \vec{a}_{\vec{k}}) \quad (11.9)$$

Выражая функцию Гамильтона (11.8) через вновь введенные обобщенные координаты и импульсы согласно (11.9), получаем

$$H = \sum_{\vec{k}} (1/2) (P_{\vec{k}}^2 + \omega^2 Q_{\vec{k}}^2) \quad (11.10)$$

Пока что мы получили функцию Гамильтона для электромагнитного поля, то есть получили классическую энергию электромагнитного поля. Процесс квантования поля заключается в том, что координаты $\vec{Q}_{\vec{k}}$ и импульсы $\vec{P}_{\vec{k}}$ в выражении (11.10) становятся операторами, после чего энергия H становится гамильтонианом электромагнитного поля:

$$\hat{H} = \sum_{\vec{k}} (1/2) (\hat{P}_{\vec{k}}^2 + \omega^2 \hat{Q}_{\vec{k}}^2) \quad (11.11)$$

Аддитивный гамильтониан (11.11) представляет собой гамильтониан бесконечной системы линейных гармонических осцилляторов с единичной массой. Энергия этой системы осцилляторов равна сумме энергий линейных гармонических осцилляторов:

$$E = \sum_{\vec{k}} (n_{\vec{k}} + 1/2) \hbar \omega \quad (11.12)$$

Рассмотрим также полный импульс электромагнитного излучения в объеме Ω :

$$\vec{P} = (c/4\pi) \int_{\Omega} [\vec{E} \cdot \vec{B}] dV \quad (11.13)$$

Выполняя с импульсом электромагнитного излучения такие же преобразования, что и осуществленные с энергией электромагнитного излучения, получим:

$$\vec{P} = \sum_{\vec{k}} (n_{\vec{k}} + 1/2) \hbar \vec{k} \quad (11.14)$$

В результате проведенной процедуры квантования электромагнитного поля мы заменили чистое поле электромагнитного излучения системой бесконечного количества осцилляторов. Полученные осцилляторы могут переходить из состояний с квантовыми числами $n_{\vec{k}}$ в состояния с квантовыми числами $n_{\vec{k}} \pm 1$. В этом случае происходит либо

поглощение, либо испускание осцилляторами кванта электромагнитной энергии – фотона, обладающего энергией $\varepsilon_{\vec{k}} = \hbar\omega$ и импульсом $\vec{\pi}_{\vec{k}} = \hbar\vec{k}$. Таким образом, электромагнитное поле заменяется атмосферой непрерывно испускаемых и непрерывно поглощаемых виртуальных фотонов. Процесс взаимодействия между зарядами, согласно современным представлениям, является результатом обмена фотонами между взаимодействующими зарядами.

Каким образом закон дисперсии для фотонов связан с кулоновским характером взаимодействия между зарядами? Закон дисперсии для фотонов имеет вид

$$E^2 = c^2 p^2 \quad (11.15)$$

Заменяя, по Шредингеру, E и \vec{p} на операторы:

$$E \rightarrow \hat{E} = -(\hbar/i)\partial/\partial t, \quad p \rightarrow \hat{p} = (\hbar/i)\nabla,$$

из (11.15) для волновой функции фотона получаем:

$$\Delta\psi - (1/c^2)\partial^2/\partial t^2\psi = 0.$$

Понимая под волновой функцией фотона ψ четырех вектор $((1/c)\vec{A}, i\varphi)$, получаем уравнения Даламбера для потенциалов:

$$\Delta\vec{A} - (1/c^2)\partial^2\vec{A}/\partial t^2 = 0 \quad \Delta\varphi - (1/c^2)\partial^2\varphi/\partial t^2 = 0 \quad (11.16)$$

Мы получили уравнения для потенциалов электромагнитного поля в вакууме. Теперь, чтобы получить уравнения для полей, создаваемых электрическими зарядами и токами, нужно в правую часть (11.16) ввести источники полей – токи и заряды. Введем в качестве источника поля точечный заряд, величиной e , помещенный в начало координат. Тогда уравнение для скалярного потенциала φ приобретет вид:

$$\Delta\varphi - (1/c^2)\partial^2\varphi/\partial t^2 = -4\pi e\delta(\vec{r}), \quad (11.17)$$

где символ $\delta(\vec{r})$ означает дельта функцию Дирака. Если интересоваться стационарными решениями уравнения (11.17), то следует решать уравнение Пуассона:

$$\Delta\varphi = -4\pi e\delta(\vec{r}). \quad (11.17)$$

Решением последнего уравнения является кулоновский потенциал точечного заряда:

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{e}{r}$$

12. Сильное ядерное взаимодействие

12.1. Мезонная теория ядерных сил. Потенциал Юкавы

Одним из важнейших свойств ядерных сил является коротко действующий характер этих сил. Японский физик Хидеки Юкава догадался, что короткодействующий характер ядерных сил обусловлен тем, что масса покоя квантов сильного ядерного взаимодействия должна быть не равна нулю. Тогда для получения уравнения для потенциала ядерных сил нужно использовать закон дисперсии:

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4 \quad (12.1)$$

вместо закона дисперсии для фотонов. Для того, чтобы получить дифференциальное уравнение для потенциала поля ядерных сил, воспользуемся «рецептурой» Шредингера: $\vec{p} \rightarrow \hat{p} = (\hbar/i)\nabla, E \rightarrow \hat{E} = -(\hbar/i)\partial/\partial t$. Тогда из (12.1) следует:

$$\Delta\varphi_{яд} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi_{яд}}{\partial t^2} - \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \varphi_{яд} = 0.$$

Если далее ввести точечный источник ядерного сильного поля, то будем иметь для ядерного потенциала уравнение:

$$\Delta\varphi_{яд} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi_{яд}}{\partial t^2} - \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \varphi_{яд} = -4\pi g\delta(\vec{r}) \quad (12.2)$$

Здесь g - величина «заряда», создающего ядерное поле. Стационарное решение уравнения (12.2) имеет вид:

$$\varphi_{яд}(\vec{r}) = \frac{g}{r} e^{-\kappa r}, \quad (12.3)$$

где $\kappa = \frac{mc}{\hbar}$. Потенциал (12.3) называется потенциалом Юкавы. Наличие экспоненциальной зависимости позволяет ввести радиус ядерных сил. За таковой принимается расстояние, равное $\kappa^{-1} = \frac{\hbar}{mc}$. Это соотношение позволяет оценить массу покоя кванта ядерного взаимодействия. Зная, что радиус ядерных сил равен $1\text{ферми} = 10^{-13}\text{см}$, Юкава оценил величину массы покоя новой, предсказанной им частицы. Эта масса должна равняться $m \approx 300m_0$, где m_0 - масса покоя электрона. Новой частице – кванту сильного ядерного взаимодействия – Юкава дал название **мезон**. После обнаружения таких частиц в 1949 году Юкава (такowymi оказались π^\pm и π^0 мезоны) был удостоен Нобелевской премии по физике.

12.2. Свойства ядерных (адронных) сил

В этом параграфе рассматриваются основные экспериментальные характеристики ядерных сил. Существенным отличительным свойством ядерных сил является их **интенсивность**, обусловленная большой величиной константы связи ядерных сил. Константой связи является безразмерная величина $g^2/\hbar c \approx 1$. Если сравнивать интенсивности ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий, то получится следующая закономерность:

Адронные взаимодействия: электромагнитные взаимодействия: слабые взаимодействия $\approx 1 : 10^{-2} : 10^{-12}$.

Для понимания дальнейшего, нужно определить, что называется энергией связи ядра. Как известно, масса ядра меньше суммы масс составляющих ядро нуклонов. Разность энергий составляющих ядро частиц и энергии ядра и является **энергией связи ядра**

$$E_{связи} = (ZM_p + (A - Z)M_n - M_{ядра})c^2.$$

Здесь Z – число протонов в ядре, $A - Z$ – число нейтронов в ядре, M_p и M_n – массы протона и нейтрона соответственно, $M_{ядра}$ – масса ядра.

Следующим отличительным свойством ядерных сил в сравнении, скажем, с электромагнитными силами, является их *энергоемкость*. Энергия связи нуклонов в ядре равна $\sim 8 \text{ МэВ/частица}$, в то время, как энергия связи электрона в атоме водорода $\sim 13,6 \text{ эВ}$, что примерно в 10^6 раз меньше. Этим объясняется колоссальная величина энергии, выделяющаяся в результате ядерных реакций в сравнении с химическими энергиями, выделяющимися при сжигании различного топлива.

Следует отметить *насыщающий характер* ядерных сил, заключающийся в том, что количество ядерной энергии приблизительно пропорционально количеству нуклонов в ядре. Если бы ядерная энергия была бы пропорциональна числу связей в ядре $A(A-1)/2 \approx A^2/2$, где A - число нуклонов в ядре, то энергия связи ядра была бы пропорциональна квадрату числа нуклонов. Поскольку эксперимент показывает, что это не так, то следует сделать вывод о том, что нуклоны в ядре взаимодействуют лишь со своими ближайшими соседями. Если предположить, что каждый нуклон взаимодействует лишь со своими соседями только в первой координационной сфере, то это предположение может объяснить насыщающий характер ядерных сил.

Ядерные силы обладают свойством *изотопической инвариантности*. Это означает, что ядерная компонента взаимодействия между нуклонами не зависит от сорта нуклонов. То есть силы взаимодействия между нейтроном и нейтроном, между нейтроном и протоном и между протоном и протоном одинаковы. Из этого экспериментального факта следует, что в энергии взаимодействия между нуклонами должно быть слагаемое, содержащее скалярное произведение векторов изотопического спина нуклонов $V(\vec{r})_{\text{изотопинвар}} = V(\vec{r}) \vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2$.

Ядерные силы носят *обменный характер*. Согласно мезонной теории ядерных сил, нуклоны взаимодействуют друг с другом с помощью обмена пионами (π мезонами).

Имея в виду, что спин пиона равен нулю, а спин нуклона равен половине (в долях \hbar), можно представить четыре варианта обменных сил:

1) Силы Вигнера. При этом взаимодействии нуклон испускает нейтральный пион π^0 «центральным» образом, то есть он не уносит ни какого орбитального момента импульса. Такое взаимодействие можно представить на схеме следующим образом: нуклон испускает нейтральный пион «центральным» образом (то есть пион вылетает из нуклона с нулевым орбитальным моментом). Другой нуклон поглощает испущенный нейтральный пион. При этом процессе оба нуклона остаются прежними. Если нуклон, испустивший пион, был нейтроном, то после этого процесса он останется нейтроном. Если нуклон, поглотивший пион, был протоном, то он останется протоном. Направления спинов нуклонов тоже не будут меняться. Затем происходит обмен пионом в обратном порядке.

2) Силы Майорана. При этом взаимодействии нуклоны обмениваются зарядами. Нейтрон испускает отрицательный пион π^- «центральным» образом (то есть пион уносит нулевой момент импульса). При этом нейтрон становится протоном. Взаимодействующий с ним протон, поглощая отрицательный пион «центральным» образом, становится нейтроном. Этот процесс приводит к тому, что после взаимодействия нуклоны обмениваются своими зарядами. Направления спинов взаимодействующих нуклонов не меняются.

3) Силы Бартлета. При этом процессе взаимодействующие нуклоны обмениваются спинами. Нуклон с положительной ориентацией спина испускает «не центральным» образом нейтральный пион, уносящий положительный момент импульса равный единице (в долях \hbar). При этом нуклон изменяет ориентацию спина на противоположную. Другой нуклон, имея отрицательную проекцию спина, поглощает нейтральный пион с положительным моментом импульса. При этом второй нуклон меняет направление проекции спина на противоположную.

4) Силы Гейзенберга. Гейзенберг предложил четвертый вариант сил, при котором взаимодействующие нуклоны обмениваются и зарядами и спинами. Нейтрон с положительной ориентацией спина испускает «не центральным» образом отрицательный пион, уносящий положительный момент импульса, равный единице. Вследствие этого нейтрон становится протоном, а направление спина меняется на противоположное. Взаимодействующий с нейтроном протон, имеющий отрицательную проекцию спина, поглощает отрицательный пион с положительным моментом импульса. При этом протон становится нейтроном, а проекция спина меняется на противоположную.

Как показывает опыт, вклад сил Вигнера и сил Майорана в энергию взаимодействия равен по $\approx 30\%$. Силы Бартлета и силы Гейзенберга дают вклад по 20%

Взаимодействие между нуклонами зависит от **ориентации спинов** нуклонов. Нуклоны с противоположно ориентированными спинами имеют тенденцию к притяжению, в то время, как нуклоны с параллельными спинами имеют тенденцию к отталкиванию. Поэтому, в энергии взаимодействия нуклонов должно входить слагаемое, содержащее скалярное произведение векторов спинов нуклонов: $W_{\bar{s}\bar{s}} = V(\vec{r})\vec{S}_1\vec{S}_2$.

Взаимодействие нуклонов должно содержать слагаемое, характеризующее **не центральный (тензорный) характер**. В энергии взаимодействия нуклонов должно содержаться слагаемое типа: $W_{s_{12}} = V_{s_{12}}(\vec{r}) \cdot S_{12}$. Тензорный характер взаимодействия иллюстрируется на рисунке 9



Рис. 9. Тензорный характер взаимодействия.

Это взаимодействие подобно взаимодействию между магнитными диполями. Меняя ориентацию радиус-вектора расстояния между нуклонами относительно ориентации спинов нуклонов, мы вместо сил притяжения получаем силы отталкивания. Оператор

$$S_{12} = 3 \frac{(\vec{S}_1 \cdot \vec{r})(\vec{S}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - (\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2)$$
 описывает такое взаимодействие.

Необходимо также учитывать наличие **спинорбитального взаимодействия**. Эта составляющая взаимодействия должна содержаться в энергии взаимодействия нуклонов в виде: $V_{LS} = V_{LS}(\vec{r}) \cdot \vec{L}_{12} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2)$, где оператор $\vec{L}_{12} = (1/2)[(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)]$. Здесь \vec{r}_1 и \vec{r}_2 - радиус-векторы нуклонов, \vec{p}_1 и \vec{p}_2 - импульсы нуклонов.

Итогом всего изложенного в данном разделе будет выражение для энергии взаимодействия двух нуклонов:

$$V_{NN} = V_c(\vec{r}) + V_{\bar{s}\bar{s}}(\vec{r})(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2) + V_{s_{12}}(\vec{r}) \cdot S_{12} + V_{\bar{L}\bar{S}}(\vec{r})\vec{L}_{12} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) \quad (12.4)$$

Зависимость от координат каждого слагаемого в (12.4) имеет вид потенциала Ямады–Джонстона. График эмпирической зависимости $V_c(r)$ представлен на Рисунке 10.

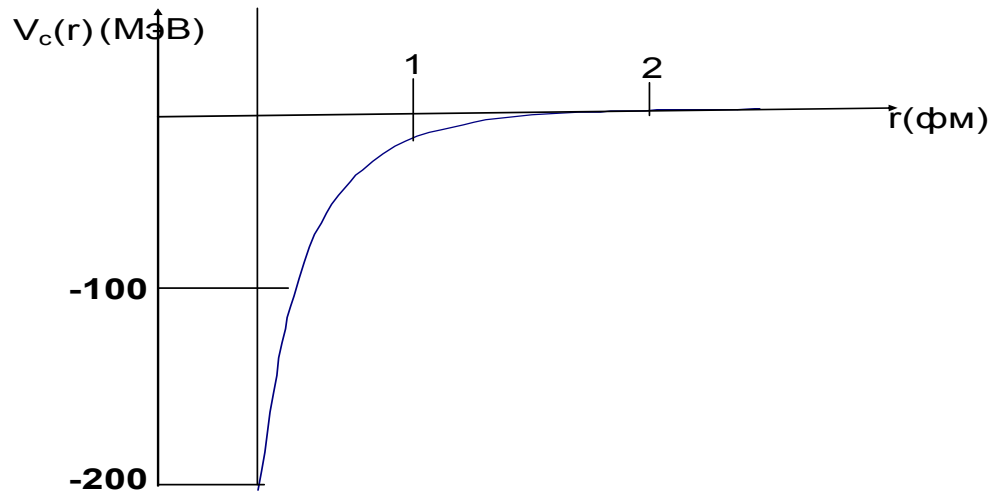


Рис. 10. График эмпирической зависимости $V_c(r)$.

Ядерные силы являются силами притяжения вплоть до $r_0 = 0,48$ фм.

Наличие изотопической инвариантности требует, чтобы каждое слагаемое в (12.4) было бы суммой типа:

$$V_i = V_i' + V_i \vec{T}_1 \vec{T}_2$$

Из всего изложенного в данном разделе видно, насколько сложным является описание взаимодействия между нуклонами. Поэтому во многих случаях физики используют для решения конкретных задач различные модели.

13. Теории элементарных частиц. Теория кварков

Во второй половине прошлого века было открыто огромное число новых элементарных частиц. В настоящее время число известных частиц значительно превосходит число элементов в периодической таблице. Большое число элементарных частиц привело физиков к идее о том, что не все новые частицы являются элементарными, то есть, не состоящими из каких-то более простых частиц. Эта идея была впервые высказана в 1949 году в работе Ферми и Янга «Are Mesons Elementary Particles?». В этой работе вновь открытые π^\pm и π^0 -пионы, которые в то время еще назывались мезонами, рассматривались как состоящие из двух частиц $N\bar{N}$ - пары нуклон – антинуклон. Триада пионов представлялась по следующей схеме:

	\tilde{n}	\tilde{p}
n	$ n\tilde{n}\rangle$	π^-
p	π^*	$ p\tilde{p}\rangle$

Барионный заряд пары нуклон - антинуклон равен нулю (как и у пиона). Два состояния $|n\tilde{n}\rangle$ и $|p\tilde{p}\rangle$ позволяют построить две линейно независимые комбинации волновых функций, одна из которых описывает частицу π^0 , другая – частицу η' .

Недостатком предложенной модели явился тот факт, что для известной в то время частицы η'' в этой схеме не было места. Однако, сама схема была хороша.

Дальнейшее развитие физики элементарных частиц привело к тому, что были открыты странные мезоны – каоны. Для описания системы из девяти мезонов японский физик Саката предложил использовать идею Ферми – Янга, добавив к нуклонам еще Λ^0 гиперон. Предложенная Сакатой схема выглядела следующим образом:

	\tilde{n}	\tilde{p}	$\tilde{\Lambda}^0$
n	$ n\tilde{n}\rangle$	π^-	K^0
p	π^+	$ p\tilde{p}\rangle$	K^+
Λ^0	\tilde{K}^0	K^-	$ \Lambda\tilde{\Lambda}\rangle$

В эту схему удачно укладывались все девять известных к тому времени мезонов, в том числе и нейтральный π^0 пион и η' и η'' - мезоны. Нижеследующие комбинации волновых функций описывают эти частицы:

$$\pi^0 = (1/\sqrt{2})(|p\tilde{p}\rangle - |n\tilde{n}\rangle)$$

$$\eta' = (1/\sqrt{3})(|p\tilde{p}\rangle + |n\tilde{n}\rangle + |\Lambda^0\tilde{\Lambda}^0\rangle),$$

$$\eta'' = (1/\sqrt{6})(|p\tilde{p}\rangle + |n\tilde{n}\rangle - 2|\Lambda^0\tilde{\Lambda}^0\rangle).$$

Некоторое время эта схема существовала. Однако было нелогично считать частицы n, p, Λ^0 с одной стороны элементарными частицами, с другой стороны – частицами, из которых состоят пионы. Так возникла в 1964 году теория кварков, предложенная одновременно Гелл-Манном и Цвейгом. Схема Сакаты оказалась удобной и была сохранена, однако вместо нейтрона, протона и лямбда ноль гиперона были предложены в качестве истинно элементарных частиц новые частицы. Цвейг называл эти частицы тузами, Гелл-Манн – кварками. В физике прижилось последнее название для новых частиц, являющихся кирпичиками, из которых построены все остальные адроны.

Какими свойствами должны обладать кварки? Начнем со спина. Чтобы иметь возможность составлять частицы, обладающие целочисленным спином, необходимо, чтобы кварки имели полуцелый спин. Кваркам приписывается барионный заряд, равный $1/3$. В кварковой модели 1964 года фигурировало три кварка u (от английского up – верхний), d - (от английского down – нижний) и кварк s (от английского strange – странный). Кварку s приписывается странность $S=-1$. Первые два кварка составляют зарядовый дублет, кварк s - синглет. Таким образом, таблица свойств кварков имеет следующий вид:

Кварки	Спин (в долях \hbar)	T	T_3	B	S	Q/e
u	1/2	1/2	+1/2	1/3	0	+2/3
d	1/2	1/2	-1/2	1/3	0	-1/3
s	1/2	0	0	1/3	-1	-1/3

В последней колонке приведены электрические заряды кварков, которые находятся по формуле Гелл-Манна – Нишиджимы:

$$Q/e = T_3 + (1/2)(B + S).$$

13.1 Мезоны как связанные состояния кварк – антикварк. Мезонные супермультиплеты

Чтобы составить псевдоскалярный мезон, у которого спин и барионный заряд равны нулю, необходимо составить пару кварк – антикварк, причем спины составляющих пару должны быть противоположно ориентированными. Так мы получим $(0)^-$ псевдоскалярный мезонный нонет. Если комбинировать пары кварк – антикварк, у которых спины будут параллельными, то мы получим $(1)^-$ псевдовекторный мезонный нонет.

	\tilde{u}	\tilde{d}	\tilde{s}
u	$ u\tilde{u}\rangle$	π^+	K^+
d	π^-	$ d\tilde{d}\rangle$	K^0
s	K^-	\tilde{K}^0	$ s\tilde{s}\rangle$

$(0)^-$ мезонный нонет
псевдоскалярных мезонов

	$\tilde{u}\uparrow$	$\tilde{d}\uparrow$	$\tilde{s}\uparrow$
$u\uparrow$	$ u\uparrow\tilde{u}\uparrow\rangle$	ρ^+	K^{*+}
$d\uparrow$	ρ^-	$ d\uparrow\tilde{d}\uparrow\rangle$	K^{*0}
$s\uparrow$	K^{*-}	\tilde{K}^{*0}	$ s\uparrow\tilde{s}\uparrow\rangle$

$(1)^-$ мезонный нонет
псевдовекторных мезонов

Три диагональные состояния псевдоскалярного $(0)^-$ нонета описывают нейтральные мезоны, $\pi^0 = (1/\sqrt{2})(|p\bar{p}\rangle - |n\bar{n}\rangle)$, $\eta' = (1/\sqrt{3})(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle)$, $\eta'' = (1/\sqrt{6})(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle)$,

Аналогично, для псевдовекторного $(1)^-$ нонета: $\rho^0 = (1/\sqrt{2})(|u\uparrow\tilde{u}\uparrow\rangle - |d\uparrow\tilde{d}\uparrow\rangle)$,
 $\omega^0 = (1/\sqrt{3})(|u\uparrow\tilde{u}\uparrow\rangle + |d\uparrow\tilde{d}\uparrow\rangle + |s\uparrow\tilde{s}\uparrow\rangle)$,
 $\phi^0 = (1/\sqrt{6})(|u\uparrow\tilde{u}\uparrow\rangle + |d\uparrow\tilde{d}\uparrow\rangle - 2|s\uparrow\tilde{s}\uparrow\rangle)$

Эти два мезонных нонета (псевдоскалярный и псевдовекторный) представляют собой мезонные супермультиплеты.

13.2. Барионы как связанные состояния кварков. Барионные супермультиплеты

Чтобы сконструировать барион из кварков, необходимо взять не менее трех кварков (либо взять четыре кварка и один антикварк). Хотя так называемый пентакварк и был недавно обнаружен, мы рассмотрим лишь конструкции из трех кварков. Здесь тоже имеются две возможности. Мы можем комбинировать кварки с параллельными спинами, либо комбинировать состояния, у которых один из кварков имеет ориентацию спина противоположную ориентации двух других. В первом случае мы получим барионный

супермультиплет - $(3/2)^+$ барионный декуплет, во втором случае мы будем иметь другой **супермультиплет** - $(1/2)^+$ барионный октет.

Эти супермультиплеты представлены следующими таблицами.

$ u \uparrow u \uparrow u \uparrow\rangle$	$ u \uparrow u \uparrow d \uparrow\rangle$	$ u \uparrow d \uparrow d \uparrow\rangle$	$ d \uparrow d \uparrow d \uparrow\rangle$
Δ^{++}	Δ^+	Δ^0	Δ^-
$ u \uparrow u \uparrow s \uparrow\rangle$	$ u \uparrow d \uparrow s \uparrow\rangle$	$ d \uparrow d \uparrow s \uparrow\rangle$	
$\Sigma_{1380}^{+\bullet}$	$\Sigma_{1380}^{0\bullet}$	$\Sigma_{1380}^{-\bullet}$	
$ u \uparrow s \uparrow s \uparrow\rangle$		$ d \uparrow s \uparrow s \uparrow\rangle$	
$\Xi_{1530}^{0\bullet}$		$\Xi_{1530}^{-\bullet}$	
$ s \uparrow s \uparrow s \uparrow\rangle$			
Ω_{1672}^-			

Барионный $(3/2)^+$ декуплет

$ uud\rangle$	$ udd\rangle$		
p	n		
$ uus\rangle$	$ uds\rangle$	$ dds\rangle$	
Σ_{1190}^+	Σ_{1190}^0	Σ_{1190}^-	
$ uss\rangle$	$ dss\rangle$		
Ξ_{1315}^0	Ξ_{1315}^-		

Барионный $(1/2)^+$ октет

К приведенным таблицам необходимо сделать следующие замечания. Все частицы декуплета являются так называемыми **резонансами**, (то есть короткоживущими нестабильными частицами). Этот факт отмечен наличием звездочек у символов частиц декуплета. Нижний индекс у символа частицы указывает приближенно массу покоя частицы в МэВ. Каждая нижеследующая строка в таблицах отличается от предыдущей тем, что один из кварков u или d заменяется кварком s . Рассматривая массы частиц декуплета, можно обнаружить, что в среднем массы частиц нижней строчки больше массы частиц верхней строчки на величину ~ 147 МэВ. Если сделать простейшее предположение, что массы u и d кварков одинаковы $m_u = m_d$, а масса s кварка

отличается на 147 МэВ: $m_s = m_u + \Delta$, где $\Delta = 147$ МэВ, то очень просто можно объяснить увеличение массы частиц декуплета с увеличением числа s кварков.

Несколько замечаний необходимо сказать относительно барионного октета. В нем отсутствуют состояния $|uuu\rangle, |ddd\rangle$ и $|sss\rangle$. Почему? Оказывается, невозможно сконструировать эти состояния, не нарушая принципа запрета Паули. Кроме того, состояние $|uds\rangle$ отвечает двум частицам Λ_{1115}^0 и Σ_{1193}^0 . Чтобы прояснить это обстоятельство вспомним, что волновая функция $|uds\rangle$ состояния со спином $3/2$ и проекцией спина $+1/2$ имеет вид:

$$\psi^{(3/2),+1/2} = (1/\sqrt{3})(|u \uparrow d \uparrow s \downarrow\rangle + |u \uparrow d \downarrow s \uparrow\rangle + |u \downarrow d \uparrow s \uparrow\rangle).$$

Но существуют две другие линейно независимые комбинации функций $|u \uparrow d \uparrow s \downarrow\rangle, |u \uparrow d \downarrow s \uparrow\rangle$ и $|u \downarrow d \uparrow s \uparrow\rangle$, которые описывают две разные частицы. Это и есть частицы Λ_{1115}^0 и Σ_{1193}^0 .

14. Магнитные моменты нейтронов и протонов. Дальнейшее развитие теории кварков

Экспериментальные значения магнитных моментов протона и нейтрона были измерены еще в экспериментах Раби. В настоящее время приняты величины магнитных моментов для протона $\mu_p = 2,79\mu_{яд}$ и для нейтрона $\mu_n = -1,91\mu_{яд}$. Отношение магнитных моментов нейтрона и протона $|\mu_p / \mu_n| = 1,46$. Долгое время никто не обращал внимания на тот факт, что это отношение с точностью до 5% равно значению 1,5. В кварковой теории этот факт находит свое подтверждение. Рассмотрим это обстоятельство более подробно. Для этого нам необходимо установить вид волновых функций нейтрона и протона. Легче всего это сделать исходя из волновых функций Δ^+ и Δ^0 резонансов, которые имеют такой же кварковый состав. Волновая функция Δ^+ резонанса со спином $3/2$ и проекцией спина на ось z , равной $+3/2$, имеет вид:

$$\psi_{\Delta^+}^{(3/2),+3/2} = |u \uparrow u \uparrow d \uparrow\rangle.$$

Волновая функция Δ^+ резонанса с проекцией спина ось z , равной $+1/2$, будет

$$\psi_{\Delta^+}^{(3/2),+1/2} = (1/\sqrt{3})(|u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle + |u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle + |u \downarrow u \uparrow d \uparrow\rangle)$$

Для простоты будем считать во втором и третьем слагаемых возможным переставить местами кварки u с противоположными ориентациями спинов. При этом нужно учесть, что статистический вес такого состояния должен удвоиться, а амплитуда такого состояния должна увеличиться в $\sqrt{2}$ раз. Тогда для искомой функции будем иметь:

$$\psi_{\Delta^+}^{(3/2),+1/2} = (1/\sqrt{3})|u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle + (\sqrt{2/3})|u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle.$$

Волновая функция протона должна быть ортогональной к волновой функции Δ^+ резонанса. Такую функцию легко получить, если в выражении для волновой функции Δ^+ резонанса переставить коэффициенты местами и поставить между слагаемыми знак минус:

$$\psi_p^{(1/2),+1/2} = \sqrt{2/3}|u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle - \sqrt{1/3}|u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle.$$

Для дальнейшего введем условную единицу магнитного момента кварков u и d . Считая эти кварки идентичными во всем, что не касается их различия в зарядах, логично

предположить, что магнитные моменты кварков в условных единицах будут равны: $\mu_u = +(2/3)\mu$, $\mu_d = -(1/3)\mu$, где μ - условная единица магнитного момента для кварков. Учитывая, что наблюдаемые величины квадратичны по модулю волновой функции, для магнитного момента протона получаем:

$$\mu_p = (2/3)(\mu_u + \mu_u - \mu_d) + (1/3)(\mu_u - \mu_u + \mu_d) = (10/9 - 1/9)\mu = \mu$$

Аналогично находим магнитный момент нейтрона. Волновая функция Δ^0 резонанса со спином $(3/2)$ и проекцией спина на ось z $(+1/2)$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \psi_{\Delta^0}^{(3/2),+1/2} &= (1/\sqrt{3})(|u \uparrow d \uparrow d \downarrow\rangle + |u \uparrow d \downarrow d \uparrow\rangle + |u \downarrow d \uparrow d \uparrow\rangle) = \\ &= \sqrt{2/3} |u \uparrow d \uparrow d \downarrow\rangle + \sqrt{1/3} |u \downarrow d \uparrow d \uparrow\rangle. \end{aligned}$$

Тогда волновая функция нейтрона будет иметь вид:

$$\psi_n^{(1/2),+1/2} = -\sqrt{1/3} |u \uparrow d \uparrow d \downarrow\rangle + \sqrt{2/3} |u \downarrow d \uparrow d \uparrow\rangle.$$

Это дает возможность найти магнитный момент нейтрона. $\mu_n = (1/3)(\mu_u + \mu_d - \mu_d) + (2/3)(-\mu_u + \mu_d + \mu_d) = (1/3)(2/3)\mu + (2/3)(-4/3)\mu = -(2/3)\mu$.

Таким образом, в кварковой теории $|\mu_p / \mu_n| = 3/2$.

После того, как теория кварков показала свое преимущество перед остальными теориями элементарных частиц, во многих лабораториях были предприняты попытки обнаружить кварки в свободном состоянии. Самый легкий из кварков - u - кварк должен быть стабильным. Были повторены опыты Милликена по измерению элементарного заряда. Однако все попытки обнаружить дробный элементарный заряд оказались неудачными. Ситуация на сей день такова, что кварки в свободном состоянии не наблюдаются. Это обстоятельство получило название «конфайнмента» (от английского слова confinement – заключение под стражу, тюремное заключение). Кварки совершенно свободны внутри адронов, но попытки вытащить их на «свободу» наталкиваются на непреодолимое сопротивление. Суть конфайнмента в том, что сила взаимодействия между кварками не убывает с расстоянием. Наглядно можно представить, что кварки соединены струной с постоянным натяжением. При приложении очень большой силы струна рвется, однако при этом на концах струны образуется пара кварк – антикварк. В то же время, в опытах по рассеянию электронов очень высокой энергии на нуклонах кварки можно наблюдать как точечные объекты внутри нуклонов (партоновая модель Фейнмана).

После того как, была предложена теория кварков и после того, как эта теория прекрасно себя зарекомендовала, наступил десятилетний «счастливый» период в физике элементарных частиц. «Счастливым» это время можно назвать потому, что теория кварков объяснила все частицы, которые к тому времени были известны, предсказала некоторые новые частицы, которые действительно были открыты. Возникло такое положение в физике элементарных частиц, при котором все возможные по кварковой теории состояния нашли свое экспериментальное подтверждение в образе известных частиц. И в то же время не было никакой возможности для того, чтобы согласно кварковой теории, появилась еще хотя бы одна новая частица. Этой идиллии был положен конец в 1974 году, когда одновременно в двух лабораториях была обнаружена новая частица, которая не укладывалась в рамки классификации состояний, базирующейся на теории кварков 1964 года. Новой частицей оказался мезон. Одна группа исследователей, работающая на протонном ускорителе в Брукхейвене (США), назвала эту частицу мезоном J . Другая группа, использовавшая для получения новой частицы ускоритель, работающий на встречных электронно – позитронных пучках в Стенфорде (США), назвала эту частицу мезоном ψ . Вновь открытый мезон получил в качестве наименования двойной символ J/ψ - мезон.

А что же теория кварков? К счастью, теория кварков допускает увеличение числа кварков. Для объяснения существования новых частиц нужно ввести еще один кварк. Этот кварк c получил название *очаровательный* кварк (от английского charm – очарование). Кварк c имеет следующие свойства: он является синглетом $T = 0, T_3 = 0$, барионный заряд как и у остальных кварков $B = 1/3$. Электрический заряд кварка c может быть найден по формуле Гелл-Манна – Нишиджимы. Он равен $Q/e = +2/3$.

Итак, мы имеем четыре кварка, следовательно, появляется много новых мезонных и барионных состояний. Рассмотрим сначала мезонные состояния. Таких состояний будет уже не $3 \times 3 = 9$, а $4 \times 4 = 16$ псевдоскалярных и псевдовекторных состояний. Таблицы псевдоскалярных и псевдовекторных мезонов примут вид:

	\tilde{u}	\tilde{d}	\tilde{s}	\tilde{c}
u	$ u\tilde{u}\rangle$	π^+	K^+	\tilde{D}^0
d	π^-	$ d\tilde{d}\rangle$	K^0	D^-
s	K^-	\tilde{K}^0	$ s\tilde{s}\rangle$	F^-
c	D^0	D^+	F^+	$ c\tilde{c}\rangle$

Супермультиплет псевдоскалярных мезонов

	$\tilde{u} \uparrow$	$\tilde{d} \uparrow$	$\tilde{s} \uparrow$	$\tilde{c} \uparrow$
$u \uparrow$	$ u \uparrow \tilde{u} \uparrow\rangle$	ρ^+	K^{*+}	\tilde{D}^{0*}
$d \uparrow$	ρ^-	$ d \uparrow \tilde{d} \uparrow\rangle$	K^{0*}	D^{*-}
$s \uparrow$	K^{*-}	\tilde{K}^{0*}	$ s \uparrow \tilde{s} \uparrow\rangle$	F^{*-}
$c \uparrow$	D^{0*}	D^{*+}	F^{*+}	$ c \uparrow \tilde{c} \uparrow\rangle$

Супермультиплет псевдовекторных мезонов

Легко представить, что произойдет с $(3/2)^+$ декуплетом. Коллектив частиц, принадлежащих этому супермультиплету, образует пирамиду – супермультиплет, состоящий из двадцати частиц. Эта пирамида изображена на рисунке 11.

В основании изображенной пирамиды располагается уже знакомый нам $(3/2)^+$ декуплет. Выше располагаются частицы, содержащие по одному очаровательному кварку. Это будут шесть очаровательных частиц. Еще выше располагаются три дважды очаровательные частицы. Наконец, венчает пирамиду трижды очаровательная частица. Таким образом, мы получаем супермультиплет из двадцати частиц.

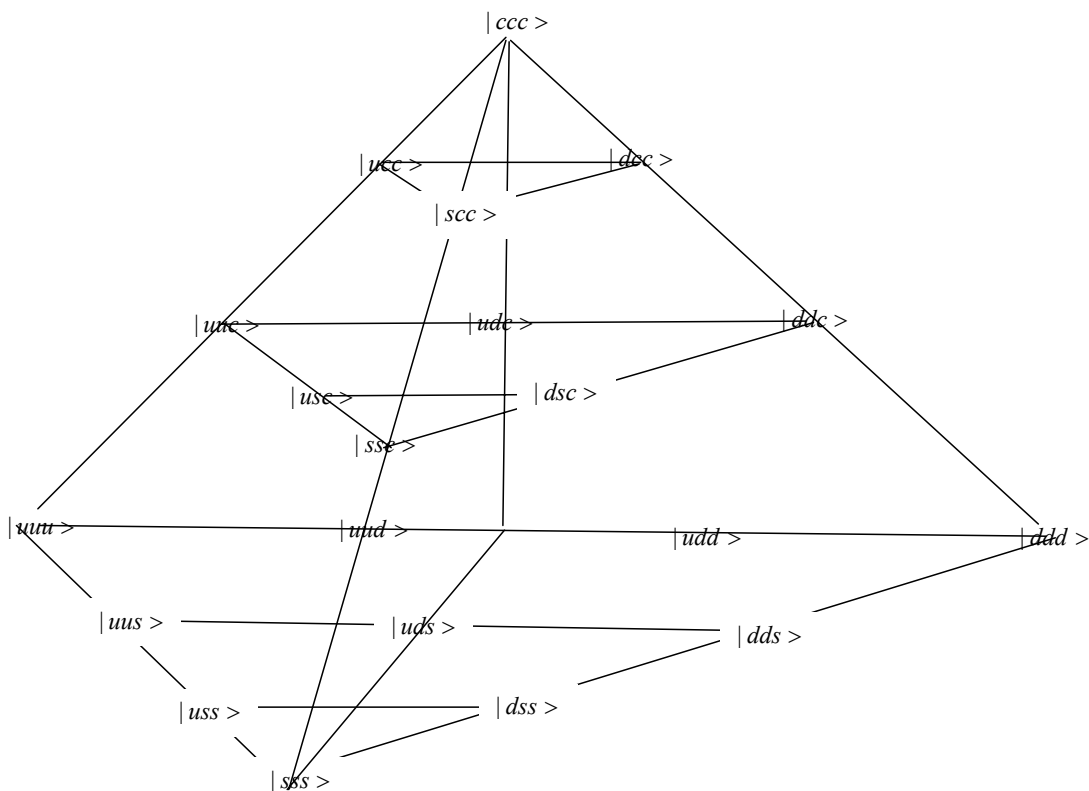


Рис. 11. Пирамида – супермультиплет, состоящий из двадцати частиц.

Аналогично будет и с $(1/2)^+$ барионным октетом. Если из пирамиды «отстричь» все «верхушки», то мы получим восьмигранник, гранями которого будут четыре треугольника и четыре шестиугольника. В центрах шестиугольников находятся состояния, которые будут описывать по две частицы. Это состояния $|uds\rangle$, $|usc\rangle$, $|dsc\rangle$ и $|udc\rangle$. Таким образом супермультиплет $(1/2)^+$ будет содержать тоже двадцать частиц. Как мы видим, введение четвертого кварка приводит к тому, что появляются новые состояния, следовательно, предсказывается существование новых частиц. Мезонные состояния, как следует из приведенных таблиц для мезонов к настоящему времени все открыты. Что касается предсказанных барионных состояний, некоторые из них тоже обнаружены. Другие же барионы, можно надеяться, со временем будут открыты.

Более того, вскоре были обнаружены частицы, для объяснения существования которых необходимо было ввести пятый кварк b - **преlestный кварк** (от английского beauty – красота, прелесть). Иногда пятый кварк называется донным (от английского bottom). Наконец, совсем недавно были обнаружены частицы, для объяснения существования которых было необходимо ввести шестой кварк t - **вершинный или правдивый кварк** (от английских слов top, truth).

В настоящее время существует шесть кварков. Ниже в таблице приведены свойства всех шести кварков.

Свойства кварков

Кварки	Масса (МэВ)	Спин	B	T	T_3	S	C	β	t	Q/e
u	≈ 5	1/2	1/3	1/2	+1/2	0	0	0	0	+2/3
d	≈ 7	1/2	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	-1/3
s	≈ 150	1/2	1/3	0	0	-1	0	0	0	-1/3

c	≈ 1350	1/2	1/3	0	0	0	+1	0	0	+2/3
b	≈ 4700	1/2	1/3	0	0	0	0	+1	0	-1/3
t	> 22000	1/2	1/3	0	0	0	0	0	+1	+2/3

Отметим, что заряды кварков находятся по обобщенной формуле Гелл-Манна - Нишиджимы:

$$Q/e = T_3 + \frac{B + S + C - \beta + t}{2}$$

Наконец, отметим, что совсем недавно был открыт так называемый пентакварк – барион со странностью +1. В соответствии со свойствами кварков, он имеет следующий кварковый состав: $|uudd\bar{s}\rangle$.

15. Единая теория частиц и полей

В последние десятилетия двадцатого века было осуществлено так называемое **объединение** взаимодействий. Три взаимодействия - электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия были объединены в единое взаимодействие, то есть эти взаимодействия стало возможным рассматривать с единой точки зрения. Было осуществлено **«великое объединение»** (по английски *The Grand Unification*). В настоящей главе мы рассмотрим, как это все осуществлялось.

15.1 Элементы единой теории частиц и полей

Проведем небольшую «инвентаризацию» нашего «хозяйства» в мире элементарных частиц. Мы имеем шесть лептонов ($e^-, \nu_e; \mu^-, \nu_\mu; \tau^-, \nu_\tau$) и шесть **ароматов** кварков ($u, d; s, c; b, t$). Рассматривая различные аспекты теории кварков, мы не акцентировали внимание на том факте, что «угловые» частицы в кварковом $(3/2)^+$ барионном декуплете являются квантовыми состояниями, в которых три одинаковых кварка с параллельными ориентациями спинов находятся в одном и том же квантовом состоянии. Это обстоятельство несовместимо с принципом Паули. Чтобы согласовать наличие таких состояний с принципом Паули, кваркам было приписано еще одно квантовое свойство – **цвет**. Шесть ароматов кварков могут существовать в трех различных цветах – **красном, зеленом и синем**. Все наблюдаемые связанные состояния кварков должны быть бесцветными (белыми). Если наблюдаемой частицей будет барион, то он должен быть совокупностью трех кварков обязательно в трех различных цветах (считается, что комбинация красного, зеленого и синего цветов дает белый цвет). Если же наблюдаемая частица – мезон, то это должна быть комбинация кварка с антикварком (цвет+антицвет = белый цвет).

Составим таблицу всех элементарных частиц в порядке возрастания зарядов и масс.

Лептоны	Q/e	Кварки красные	Q/e	Кварки зеленые	Q/e	Кварки синие	Q/e
ν_τ	0	t_R	+2/3	t_G	+2/3	t_B	+2/3
τ^-	-1	b_R	-1/3	b_G	-1/3	b_B	-1/3
ν_μ	0	c_R	+2/3	c_G	+2/3	c_B	+2/3
μ^-	-1	s_R	-1/3	s_G	-1/3!	s_B	-1/3

ν_e	0	u_R	+2/3	u_G	+2/3	u_B	+2/3
e^-	-1	d_R	-1/3	d_G	-1/3	d_B	-1/3

Рассматривая приведенную таблицу, мы находим, что для объяснения всех «обычных» объектов реального мира (нейтроны, протоны, ядра, атомы, молекулы и т.д.), достаточно лишь элементарных частиц нижних двух строк. Элементарные частицы средних двух строк и верхних двух строк необходимы лишь для объяснения различных экзотических частиц, открытых в недавнее время в реакциях, произведенных с помощью мощных ускорителей. Частицы нижних двух строк называются **частицами первого поколения**, частицы третьей и четвертой строк называются **частицами второго поколения**, и, наконец, частицы верхних двух строк носят название **частиц третьего поколения**. Дальнейшее изложение будет относиться лишь к частицам первого поколения. В связи с рассмотрением проблем объединения взаимодействий, сделаем небольшой обзор трех взаимодействий.

15.2. Электромагнитное взаимодействие

Процессы электромагнитного взаимодействия рассматриваются в квантовой электродинамике (КЭД). Электромагнитное взаимодействие является результатом обмена между заряженными частицами **виртуальными** гамма квантами (виртуальными фотонами).

Может возникнуть вопрос, как обстоит дело с законами сохранения энергии и импульса. Ведь фотон обладает энергией и импульсом, следовательно, электрон, испустивший фотон, должен изменить свое состояние (точно также и электрон, поглотивший фотон). А между тем, взаимодействующие электроны своих состояний не меняют. В чем же здесь дело? Противоречие разрешается, если вспомнить соотношения, неопределенностей Гейзенберга $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$, $\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar$. Если процесс происходит за время $\Delta t < \hbar / \Delta E$ (такой процесс и является виртуальным), то на законы сохранения энергии и импульса можно не обращать внимания. Иными словами, для очень быстрых в указанном смысле процессов, законы сохранения энергии и импульса могут нарушаться. Виртуальный фотон может появиться в любой момент времени и исчезнуть, просуществовав такое количество времени, которое ему позволяет соотношение неопределенности. Точно так же могут возникать любые виртуальные частицы, включая и заряженные, единственным ограничением будет требование, чтобы заряженная частица должна появляться вместе со своей античастицей. Закон сохранения заряда не может нарушаться даже виртуально.

Что происходит с реальным электроном, окруженным атмосферой виртуальных фотонов и облаком виртуальных электрон-позитронных пар? Облако виртуальных фотонов не вносит существенных изменений в характер распределения зарядов вокруг электрона, а вот наличие электрон-позитронных пар вносит весьма существенные изменения. Дело в том, что облако электрон-позитронных пар будет поляризоваться полем электрона. Реальный электрон будет окружен «шубой» из позитронов, в то время как виртуальные электроны будут удаляться на бесконечность. Отсюда вытекает, что заряд «голового» электрона будет существенно больше заряда электрона, измеренного экспериментально. В квантовой электродинамике заряд голого электрона считается равным бесконечности. Наблюдаемый заряд есть разность между зарядом голого электрона и зарядом поляризующего облака позитронов (который, разумеется, тоже бесконечен). Экспериментальное значение константы связи $e^2 / \hbar c = 1/137$, наблюдается на расстояниях $\approx 10^{-8}$ см. Если бы мы могли измерять заряд на существенно меньших расстояниях, мы бы обнаружили значительное увеличение электрического заряда (и, следовательно, увеличение «константы связи»). Безмассовость фотона и сохранение

электрического заряда в квантовой электродинамике связаны с существованием группы симметрии $U(1)$, в рамках которой описывается электромагнитное взаимодействие. КЭД можно назвать теорией $U(1)$. Символ 1 означает, что фотон может осуществлять взаимодействие только с частицами одного типа. Фотон не может переводить частицы одного типа в частицы другого типа.

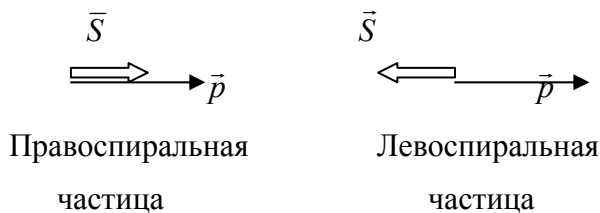
		Поглощающая частица
		e^-
Излучающая частица	e^-	γ

Применительно к электромагнитному взаимодействию симметрия $U(1)$ означает, что электромагнитные силы не меняют природу частицы. В матрице один-на один находится фотон, который лишь преобразует один электрон в другой электрон.

.

15.3. Слабое ядерное взаимодействие

Для обсуждения вопросов, связанных со слабым взаимодействием, необходимо рассмотреть такое свойство свободных фермионов, как спиральность. Свободные фермионы, обладающие спином, имеют также импульс \vec{p} . Поскольку вектор импульса задает в пространстве выделенное направление, то для спина фермиона имеются лишь две возможности: ориентировать проекцию спина либо параллельно направлению вектора импульса, либо ориентировать проекцию спина антипараллельно направлению вектора импульса. Первое состояние частицы называется **правоспиральным**, второе – **левоспиральным**. На следующей схеме изображены эти состояния.



Спиральность частицы с отличной от нуля массой можно изменить, если перейти в систему отсчета, движущуюся со скоростью, большей чем скорость частицы. То есть массовые частицы могут поменять свою спиральность. Частицы с массой покоя равной нулю сохраняют свою спиральность, так как они движутся со скоростью света. В теории слабого взаимодействия считается, что **слабым зарядом обладают лишь левоспиральные частицы и правоспиральные античастицы**. Наоборот, правоспиральные частицы и левоспиральные античастицы не обладают слабым зарядом. В соответствии с этим, можно разделить все фермионы на дублеты, обладающие слабым зарядом, и синглеты, имеющие слабый заряд, равный нулю. Таких дублетов имеется среди частиц четыре: один дублет из лептонов и три дублета из кварков (с учетом цвета кварков). К приводимой ниже таблице требуются некоторые пояснения. Заряд $U(1)$ есть средний электрический заряд дублета или синглета. Мы можем заметить, что для слабого взаимодействия можно предложить формулу:

$$Q/e = q_{\text{слабый}} + U(1)$$

Эта формула является аналогом формулы Гелл-Манна – Нишиджимы для слабого взаимодействия. Фигурирующие в последней колонке таблицы частицы W^+, W^- , являются промежуточными бозонами. По современным представлениям бета распад

происходит в два этапа. На примере бета превращения нейтрона в протон это можно проиллюстрировать следующим образом. На кварковом уровне нейтрон $|n\rangle = |udd\rangle$, а протон $|p\rangle = |uid\rangle$. С точки зрения кварковой теории при бета распаде нейтрона один из кварков d превращается в кварк u : $d \rightarrow u + W^-$. Затем этот промежуточный бозон распадается на электрон и антинейтрино: $W^- \rightarrow e^-_{\text{левоспир}} + \tilde{\nu}$.

Дублеты

	Слабый заряд	Заряд $U(1)$	Электрический заряд	Переходы
$\nu_{\text{левоспиральн}}$ $e^-_{\text{левоспиральн}}$	+1/2 -1/2	-1/2	0 -1	$W^+ \downarrow \uparrow W^-$
$u_{\text{левоспиральн}}$ $d_{\text{левоспиральн}}$	+1/2 -1/2	+1/6	+2/3 -1/3	$W^+ \downarrow \uparrow W^-$
$e^+_{\text{правоспиральн}}$ $\tilde{\nu}_{\text{правоспиральн}}$	+1/2 -1/2	+1/2	+1 0	$W^+ \downarrow \uparrow W^-$
$\tilde{d}_{\text{правоспиральн}}$ $\tilde{u}_{\text{правоспиральн}}$	+1/2 -1/2	-1/6	+1/3 -2/3	$W^+ \downarrow \uparrow W^-$

Синглеты

частицы	Заряд $U(1)$	Электрический заряд	Слабый заряд
$e^-_{\text{правоспиральн}}$	-1	-1	0
$e^+_{\text{левоспиральн}}$	+1	+1	0
$u_{\text{правоспиральн}}$	+2/3	+2/3	0
$\tilde{u}_{\text{левоспиральн}}$	-2/3	-2/3	0
$d_{\text{правоспиральн}}$	-1/3	-1/3	0
$\tilde{d}_{\text{левоспиральн}}$	+1/3	+1/3	0

Поскольку слабым зарядом обладают левоспиральные частицы с не равной нулю массой покоя (электрон, кварки), постольку слабый заряд может не сохраняться. Он может возникать или исчезать при переходе из системы отсчета, в которой частица была правоспиральной в систему отсчета, в которой частица становится левоспиральной и наоборот. Слабое взаимодействие существует между частицами, образующими дублеты.

Такого типа взаимодействие описывается теорией называемой $SU(2)$ теорией. В этой теории взаимодействующие партнеры могут переходить друг в друга. Изображение матрицы слабого взаимодействия имеет вид:

		Поглощающие частицы	
		$e^-_{\text{левоспиральный}}$	$\nu_e^{\text{левоспиральное}}$
излучающие частицы	$e^-_{\text{левоспиральный}}$	W^0	W^-
	$\nu_e^{\text{левоспиральное}}$	W^+	W^0

Взаимодействующими частицами являются электронное антинейтрино, которое по определению всегда левоспиральное, и левоспиральный электрон. Элементами матрицы являются нейтральные W^0 бозоны, которые указывают на то, что слабое взаимодействие может происходить и без превращения частиц (электрон, обменявшись W^0 бозоном с электроном, остается электроном). Нетрудно убедиться, что слабые заряды W бозонов равны их электрическим зарядам. В рассматриваемой схеме слабого взаимодействия присутствует заряд $U(1)$, чему отвечает некоторая симметрия. Эта симметрия, присутствующая в слабом взаимодействии, связана с квантом взаимодействия, который назовем квантом V^0 . Подобно бозону W^0 и фотону γ , V^0 бозон не имеет ни электрического, ни слабого заряда. Реальная действительность показывает, что бозоны W^0 и V^0 не наблюдаются в чистом виде. Наблюдаемыми являются их смешанные состояния. Одним из таких состояний является фотон, другим – нейтральный бозон Z^0 . Это позволяет осуществить так называемое электрослабое объединение с помощью теории $SU(2) \times U(1)$ симметрии.

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline & e^- & \nu_e \\ \hline e^- & V^0 & \\ \hline \nu_e & & V^0 \\ \hline \end{array} + \begin{array}{|c|c|c|} \hline & e^-_{\text{левоспиральный}} & \nu_e \\ \hline e^-_{\text{левоспиральный}} & W^0 & W^- \\ \hline \nu_e & W^+ & W^0 \\ \hline \end{array}$$

$$= \begin{array}{|c|c|c|} \hline & e^-_{\text{левоспиральный}} & \nu_e \\ \hline e^-_{\text{левоспиральный}} & W^0 + V^0 = \gamma + Z^0 & W^- \\ \hline \nu_e & W^+ & W^0 + V^0 = \gamma + Z^0 \\ \hline \end{array}$$

Как мы уже отмечали, постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2 / \hbar c$, являющаяся константой электромагнитного взаимодействия, на самом деле не является постоянной величиной. Вследствие того, что точечный бесконечный заряд электрона окружен атмосферой виртуальных фотонов и поляризованных электрон-позитронных пар, по мере того, как мы будем все более и более приближаться к бесконечному «затравочному» заряду электрона, мы будем наблюдать все большее и большее значение заряда электрона, а, следовательно и все большее и большее значение константы связи. В то же время константа связи слабого взаимодействия $\alpha_{\text{сл}}$, как показывают оценки, будет уменьшаться. Что происходит с этими константами связи представлено на Рисунке 12.

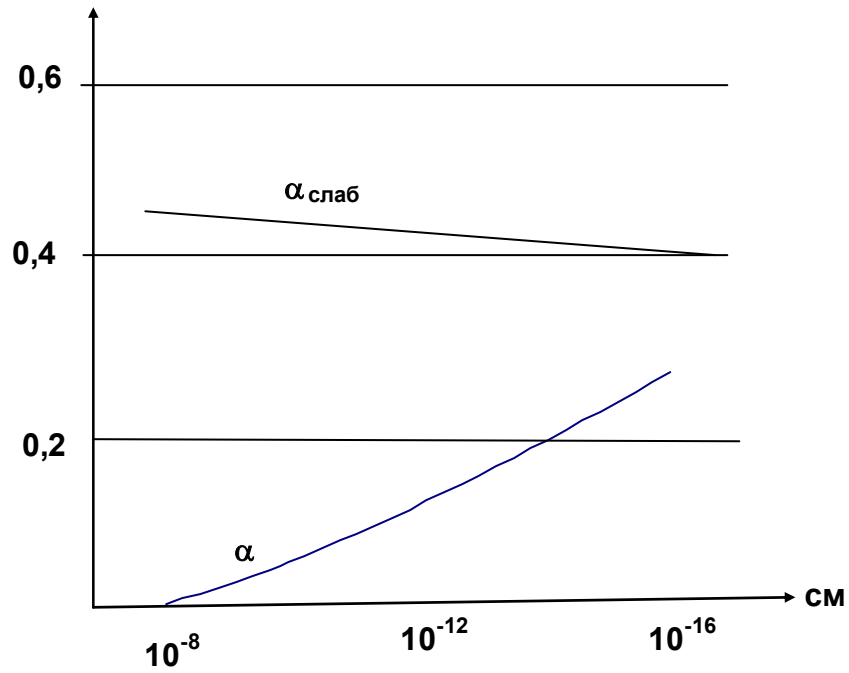


Рис. 12. Графики изменения констант связи.

«Константа» слабого взаимодействия при уменьшении расстояния имеет слабую тенденцию к убыванию от значения $\alpha_{сл} \approx 0,5$ до значения $\alpha_{сл} \approx 0,4 - 0,3$ «Постоянная» тонкой структуры α увеличивается в десятки раз и при расстоянии $R \approx 10^{-16}$ см достигает величины $\alpha \approx 0,1 - 0,2$.

Из этого следует, что при таких расстояниях энергии квантов слабого и электромагнитного взаимодействий становятся одинаковыми и наступает полная неразличимость (симметрия) между слабым и электромагнитным взаимодействием. Это расстояние ($10^{-15} - 10^{-16}$ см), можно считать *масштабом электрослабого объединения* ($R_{электрослаб}$). Зная величину масштаба объединения, можно оценить величину массы покоя квантов слабого взаимодействия - W - бозонов. На основании соотношения неопределенности Гейзенберга $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ и оценивая $\Delta t \sim R_{электрослаб} / c$, для массы покоя W - бозонов имеем: $M_W = \hbar c / R_{электрослаб} \approx 10^5 \text{ МэВ} \approx 100 \text{ ГэВ}$. Авторы теории электрослабого объединения, Вейнберг, Глешоу и Салам предсказали существование промежуточных бозонов W . Эти бозоны были открыты в экспериментах на ускорителях на встречных пучках в ЦЕРНе в 1982 году. Массы промежуточных бозонов оказались равными: $M_{W^\pm} = (81 \pm 5) \text{ ГэВ}$, $M_{Z^0} \sim 95 \text{ ГэВ}$. Напомним, что в прежних теориях бета распада превращение нейтрона в протон рассматривалось как процесс $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$. Еще Э. Ферми предполагал, что этот процесс происходит в два этапа. Но в тридцатых-сороковых годах попытки обнаружить промежуточные бозоны были безуспешными. Лишь в конце двадцатого века эти промежуточные бозоны были открыты. И сейчас реакцию бета распада нужно писать так, как это и предполагал Э.Ферми: $n \rightarrow p + W^-$ (это первый этап), и, затем $W^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}$.

15.4. Ядерное сильное взаимодействие

Теория сильного взаимодействия называется *квантовой хромодинамикой* (КХД). Название «хромо» означает, что в теории рассматриваются силы, действующие не между электрическими зарядами, а силы, действующие между цветовыми зарядами. Эти силы характеризуются константой сильного взаимодействия, которая в сотни раз больше постоянной тонкой структуры. Квантами сильного взаимодействия являются глюоны (от английского glue-клей). Кварки могут существовать в трех различных цветах. Существует несколько различных способов определения цветовых зарядов. Здесь мы будем пользоваться способом, предложенным Ховардом Джорджи (Н. Georgi). При таком способе определения цветового заряда, заряд определяется с помощью трех чисел. Три цвета определяются следующим образом: цветовой заряд красный минус зеленый (R-G), цветовой заряд зеленый минус синий (G-B), цветовой заряд синий минус красный (B-R). Тройка чисел, характеризующая цвет кварка, определяется как это показано в таблице:

	Цветовые	заряды		
В	$R - G$	$G - B$	$B - R$	
А	Красный q_R	+1/2	0	-1/2
Р	Зеленый q_G	-1/2	+1/2	0
К	Синий q_B	0	-1/2	+1/2

Сильное взаимодействие описывается теорией с $SU(3)$ симметрией, в которой взаимодействие между кварками описывается матрицей глюонов 3×3 :

	q^R	q^G	q^B
Кварк красный q^R	$G_1 + G_2$	$G_{R \rightarrow G}$	$G_{R \rightarrow B}$
Кварк зеленый q^G	$G_{G \rightarrow R}$	$G_1 + G_2$	$G_{G \rightarrow B}$
Кварк синий q^B	$G_{B \rightarrow R}$	$G_{B \rightarrow G}$	$G_1 + G_2$

Смысл этой матрицы сильного взаимодействия между кварками заключается в том, что, например, красный кварк, испустив глюон $G_{R \rightarrow G}$, превращается в зеленый:

$$q^R \rightarrow q^G + G_{R \rightarrow G}.$$

Из этих соображений можно установить, какими цветами должны обладать глюоны. Так, в приведенном выше примере можно установить цвет глюона $G_{R \rightarrow G}$. Из условия сохранения цветового заряда, будем иметь

$$(+1/2, 0, -1/2) = (-1/2, +1/2, 0) + (+1, -1/2, -1/2)$$

Следовательно, тройка чисел, определяющая цветовой заряд глюона $G_{R \rightarrow G}$ будет $(+1, -1/2, -1/2)$. Точно также можно установить цветовые заряды остальных глюонов. Стоящие по главной диагонали бесцветные глюоны G_1 и G_2 , имеют нули в качестве тройки чисел, определяющих цветовой заряд. Таким образом, мы получаем таблицу цветовых зарядов глюонов:

	R-G	G-B	G-R	Σ
G_1	0	0	0	0
G_2	0	0	0	0
$G_{R \rightarrow G}$	+1	-1/2	-1/2	0
$G_{G \rightarrow R}$	-1	+1/2	+1/2	0
$G_{G \rightarrow B}$	-1/2	+1	-1/2	0
$G_{B \rightarrow G}$	+1/2	-1	+1/2	0
$G_{B \rightarrow R}$	-1/2	-1/2	+1	0
$G_{R \rightarrow B}$	+1/2	+1/2	-1	0
Σ	0	0	0	

15.5 Великое объединение

Рассмотрим поведение констант связи рассмотренных трех взаимодействий с уменьшением масштаба взаимодействия (с уменьшением расстояния, на котором взаимодействуют частицы). Постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2 / \hbar c$ (константа электромагнитного взаимодействия), как мы уже имели возможность в этом убедиться, растет с уменьшением расстояния между взаимодействующими частицами. Как выше указывалось, это связано с тем, что уменьшается экранирующий слой виртуальных позитронов, окружающих точечный электронный заряд. Что касается константы слабого взаимодействия $\alpha_{слаб} = f^2 / \hbar c$, то она имеет тенденцию к уменьшению. Константа сильного взаимодействия $\alpha_{сильн.} = g^2 / \hbar c$ будет уменьшаться с уменьшением расстояния. Это связано с тем, что ядерное сильное взаимодействие всегда есть взаимодействие притяжения. Поэтому, виртуальное облако глюонов, окружающих точечный кварк, состоит преимущественно из глюонов того же цвета, что и цвет самого кварка. При уменьшении расстояния мы будем обнаруживать все меньшее и меньшее цветное облако, следовательно, мы будем наблюдать уменьшение цветного заряда с уменьшением расстояния между взаимодействующими частицами. В принципе, при уменьшении расстояния до нуля, мы придем к нулевому цветному заряду кварка. Исследования, проведенные авторами теории великого объединения, показывают, что при расстояниях $\sim 10^{-29}$ см, все три константы взаимодействия становятся одинаковыми. Зависимости констант взаимодействия от расстояния даны на Рисунке 13.

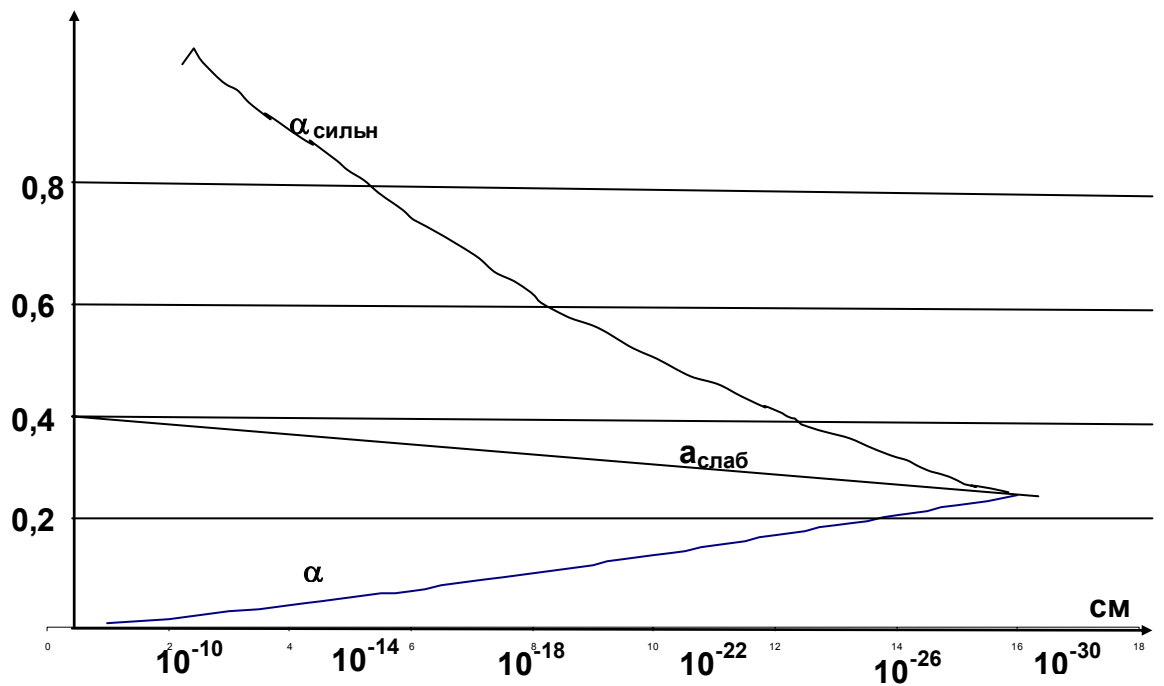


Рис 13. Зависимости констант взаимодействия от расстояния.

Авторы теории великого объединения (Джорджи, Квинн и Вайнберг) построили теорию, как теорию, базирующуюся на $SU(5)$ - симметрии. Группа симметрии $SU(5)$ должна «покрыть» группы симметрии сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий $SU(3)$, $SU(2)$ и группу $U(1)$. В теории великого объединения предполагается, что существует лишь пять истинно элементарных частиц первого поколения. Это три правоспиральных d кварка, правоспиральный позитрон и антинейтрино (по определению всегда правоспиральное). Свойства истинно элементарных частиц представлены в таблице:

	Q/e	$q_{слаб}$	$R-G$	$G-B$	$B-R$
$d_{правоспир}^R$	-1/3	0	+1/2	0	-1/2
$d_{правоспир}^G$	-1/3	0	-1/2	+1/2	0
$d_{правоспир}^B$	-1/3	0	0	-1/2	+1/2
$e_{правоспир}^+$	+1	+1/2	0	0	0
$\tilde{\nu}$	0	-1/2	0	0	0
Σ	0	0	0	0	0

Как следует из таблицы, d кварки отвечают за сильное взаимодействие (они обладают цветом). Правоспиральный позитрон и антинейтрино являются источниками слабого взаимодействия (обладают слабым зарядом). Поскольку частицы имеют электрический заряд, они также являются источниками электромагнитного взаимодействия.

Все другие частицы (u кварки, левоспиральные d кварки) состоят из этих пяти частиц:

$$u_{\text{левостир}}^{R,G,B} = d_{\text{правостир}}^{R,G,B} + e_{\text{правостир}}^+, \quad d_{\text{левостир}}^{R,G,B} = d_{\text{правостир}}^{R,G,B} + \tilde{\nu}, \quad e_{\text{левостир}}^+ = e_{\text{правостир}}^+ + \tilde{\nu}$$

$$\tilde{u}_{\text{левостир}}^{\tilde{R}} = d_{\text{правостир}}^G + d_{\text{правостир}}^B, \quad \tilde{u}_{\text{левостир}}^{\tilde{G}} = d_{\text{правостир}}^B + d_{\text{правостир}}^R, \quad \tilde{u}_{\text{правостир}}^{\tilde{B}} = d_{\text{правостир}}^R + d_{\text{правостир}}^G.$$

Матрица группы $SU(5)$ имеет вид:

	$d_{\text{правостир}}^R$	$d_{\text{правостир}}^G$	$d_{\text{правостир}}^B$	$e_{\text{правостир}}^+$	$\tilde{\nu}$
$d_{\text{правостир}}^R$	$G_1 + G_2 + \gamma + Z^0$	G_{R-G}	G_{R-B}	$X_{-4/3}^R$	$X_{-1/3}^R$
$d_{\text{правостир}}^G$	G_{G-R}	$G_1 + G_2 + \gamma + Z^0$	G_{G-B}	$X_{-4/3}^G$	$X_{-1/3}^G$
$d_{\text{правостир}}^B$	G_{B-R}	G_{B-G}	$G_1 + G_2 + \gamma + Z^0$	$X_{-4/3}^B$	$X_{-1/3}^B$
$e_{\text{правостир}}^+$	$X_{+4/3}^{\tilde{R}}$	$X_{+4/3}^{\tilde{G}}$	$X_{+4/3}^{\tilde{B}}$	$\gamma + Z^0$	W^+
$\tilde{\nu}$	$X_{+1/3}^{\tilde{R}}$	$X_{+1/3}^{\tilde{G}}$	$X_{+1/3}^{\tilde{B}}$	W^-	$\gamma + Z^0$

Новая теория предсказывает существование новых квантов взаимодействия двенадцати новых X – частиц, которые являются переносчиками всех трех типов взаимодействия. На расстояниях $R = 10^{-29}$ см наступает полная симметрия между всеми тремя взаимодействиями. Это расстояние $R_{\text{объединения}} = 10^{-29}$ см называется масштабом «великого» объединения. Оценивая энергию новых X частиц, получим $E_X \approx \hbar c / R_{\text{объединения}} \approx 10^{15}$ ГэВ. Энергия таких частиц на тринадцать порядков выше энергии промежуточных бозонов. Получить предсказанные X частицы вряд ли будет когда -нибудь возможно. Однако, некоторые следствия новой теории можно попытаться проверить. Одним из важных следствий является нестабильность протона. Рассмотрим этот факт подробнее.

Кварковый состав протона, с учетом всех обстоятельств (цвет, спин и заряд) имеет следующий вид:

$$|p\rangle = |u_{\text{правостир}}^R u_{\text{левостир}}^G d_{\text{правостир}}^B\rangle.$$

Кварк d может виртуально испустить одну из возможных X частиц. Пусть эта частица будет $X_{-4/3}^B$: $d_{\text{правостир}}^B \rightarrow X_{-4/3}^B + e_{\text{правостир}}^+$. Виртуальный квант X моментально может быть захвачен одним из кварков u : $u_{\text{левостир}}^G + X_{-4/3}^B \rightarrow \tilde{u}_{\text{левостир}}^{\tilde{R}}$. После этих процессов от протона останется позитрон и пара кварк – антикварк: $|p\rangle \rightarrow |u_{\text{правостир}}^R \tilde{u}_{\text{левостир}}^{\tilde{R}}\rangle + e_{\text{правостир}}^+$. Пара кварк - антикварк представляет собой π^0 - пион. В результате такого виртуального процесса протон превратится в пару частиц $|p\rangle \rightarrow |\pi^0\rangle + e^+$. Основным канал распада нейтрального пиона есть превращение его в пару гамма квантов: $|\pi^0\rangle \rightarrow 2\gamma$. Возникший позитрон тоже имеет тенденцию к аннигиляции с любым электроном: $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$. Одним из результатов реакции распада протона будет наблюдаемый процесс одновременного вылета четырех гамма квантов.

Другая возможность виртуального превращения d кварка связана с испусканием $X_{-1/3}^B$ частицы: $|d_{\text{правоспир}}^B\rangle \rightarrow |X_{-1/3}^B\rangle + |\tilde{\nu}\rangle$. u кварк, захватив X частицу, превратится в анти d кварк: $|u_{\text{левоспир}}^G\rangle + |X_{-1/3}^B\rangle \rightarrow |\tilde{d}_{\text{левоспир}}^{\tilde{R}}\rangle$. При этом протон превратится в антинейтрино и пару u-анти d кварк: $|p\rangle \rightarrow |u_{\text{правоспир}}^R \tilde{d}_{\text{левоспир}}^{\tilde{R}}\rangle + |\tilde{\nu}\rangle = |\pi^+\rangle + |\tilde{\nu}\rangle$. Такова вторая возможность распада протона. Однако, эту возможность труднее проверить экспериментально. Первая возможность распада протона на нейтральный пион и позитрон вполне доступна проверке. Расчеты показывают, что время жизни протона относительно первой реакции распада равно $\tau = 10^{31}$ лет. Это колоссальное время жизни, на много порядков превосходит время существования нашей Вселенной. Однако, если взять 1000тонн вещества, то в этом количестве вещества содержится около $5 \cdot 10^{32}$ нуклонов. Можно ожидать, что в течение года около 50 протонов будут распадаться. Имеется определенная возможность обнаружения такого количества распадов.

16. Модель ядра – жидкой капли

Построение теории ядер, учитывающей все особенности сил взаимодействия между нуклонами, сталкивается с большими трудностями. Поэтому физики пошли по пути создания различных моделей ядра, которые могут хорошо описывать некоторые характерные особенности взаимодействия между нуклонами. Так в тридцатых годах прошлого века возникла капельная модель ядра, предложенная немецким физиком Карлом фон Вайцзекером. Экспериментальные факты указывали на то, что поведение ядра похоже на поведение капли жидкости. Прежде чем приступить к изложению капельной модели ядра, необходимо определить, что физики называют энергией связи ядра. Сумма масс составляющих ядро частиц (сумма масс протонов и нейтронов, составляющих ядро) всегда больше массы ядра. Эту разницу физики и считают энергией связи ядра. Ядро ${}^A_Z X$ состоит из Z протонов (Z называют порядковым числом ядра, это номер элемента в периодической таблице элементов Д.И.Менделеева) и (A-Z) нейтронов (число A, указывающее на количество нуклонов в ядре, называют массовым числом). Следовательно, по определению

$$E_{\text{связи}} = (ZM_p + (A - Z)M_n - M_{\text{ядра}}(A, Z)) \cdot c^2, \quad (16.1)$$

где M_p - масса протона, M_n - масса нейтрона и $M_{\text{ядра}}$ - масса ядра.

Наряду с такой формой определения энергии связи, можно пользоваться и другой формой:

$$E_{\text{связи}} = (Z \cdot M_{1H} + (A - Z) \cdot M_n - M_{\text{атома}}(A, Z)) \cdot c^2, \quad (16.2)$$

в которой вместо массы протона стоит масса нейтрального атома водорода M_H , а вместо массы ядра – масса нейтрального атома $M_{\text{атома}}$. Определенная с помощью (16.2) энергия связи, отличается от вычисленной по формуле (16.1) на разницу энергий связи электронов в Z атомах водорода и энергии связи электронов в нейтральном атоме ${}^A_Z X$. Этой разностью энергий связи, составляющей несколько десятков (иногда сотен) эВ, в сравнении с ядерными энергиями можно пренебречь. Но, строго говоря, формула (16.1) – точная, это определение, а формула (16.2) – приближенная. Наряду с понятием энергии связи, используется термин **дефект массы** ядра. Дефектом массы ядра $\Delta(Z, A)$ называется разность между массой данного ядра (выраженной в атомных единицах массы) и его массовым числом A:

$$\Delta(Z, A) = M_{\text{ядра}} - A \quad (16.3)$$

Атомная единица массы (1 а.е.м) определяется как (1/12) массы нейтрального атома $^{12}_6\text{C}$: $1 \text{ а.е.м} = (1/12) M_{^{12}_6\text{C}}$. В энергетических единицах $1 \text{ а.е.м} = 931,502 \text{ МэВ}$. Используя определение дефекта масс ядра, можно переопределить определение энергии связи ядра:

$$E_{\text{связи}} = Z \cdot \Delta_p + (A - Z) \cdot \Delta_n - \Delta_{\text{ядра}}(A, Z) \quad (16.4)$$

Здесь $\Delta_p = 0,007276470 \text{ а.е.м}$. - дефект массы протона, $\Delta_n = 0,008665012 \text{ а.е.м}$. - дефект массы нейтрона. Точно также, как мы перешли от точной формулы для энергии связи (16.2) к приближенной (16.2), можно получить для энергии связи приближенную формулу

$$E_{\text{связи}} = Z \cdot \delta_{^1_1\text{H}} + (A - Z) \cdot \delta_n - \delta_{\text{атома}}(A, Z), \quad (16.5)$$

где $\delta_{^1_1\text{H}} = 0,007825050 \text{ а.е.м}$. -дефект массы атома водорода ^1_1H , $\delta_n = \Delta_n$, и $\delta_{\text{атома}}$ - дефект массы нейтрального атома.

Рассмотрим теперь основные положения капельной модели ядра. Ядерная жидкость, аналогично обычной жидкости, считается несжимаемой, следовательно, ее объем должен быть пропорционален количеству образующих ядро нуклонов: $(4/3)\pi R_{\text{ядра}}^3 \sim A$. Из этих соображений можно считать, что $R_{\text{ядра}} = R_0 \cdot A^{1/3}$. Вайцекер предложил для энергии связи ядра пятичленную формулу. Первым слагаемым в этой формуле будет, так называемая объёмная энергия E_V , которая будет пропорциональна числу нуклонов в ядре:

$$E_V = C_V \cdot A,$$

где C_V - некоторый коэффициент. Следующим слагаемым будет поверхностная энергия E_S , которая будет уменьшать энергию связи ядра. На образование поверхности капли требуется некоторая энергия, поэтому:

$$E_S = -C_S \cdot A^{2/3}$$

Ядерная капля – капля заряженной положительным зарядом жидкости, поэтому третьим слагаемым в формуле Вайцекера будет энергия электростатического отталкивания E_Q , которая тоже будет уменьшать энергию связи ядра. Считая заряд ядра распределенным равномерно по объёму, будем иметь

$$E_Q = -(3/5)(Ze)^2 / R_{\text{ядра}} = -C_Q Z^2 A^{-1/3}.$$

Изотопическая инвариантность ядерных сил требует равноправия между числом протонов и числом нейтронов в ядре. Четвертым слагаемым в формуле для энергии связи будет слагаемое, делающее невыгодным иметь ядру большую разность между числом протонов Z и числом нейтронов $N=(A-Z)$ в ядре. Эта разница $N-Z = (A-2Z)$. Соответствующая энергия называется симметричной энергией:

$$E_{\text{symm}} = -C_{\text{symm}} (A - 2Z)^2 / A.$$

Последнее слагаемое в формуле Вайцекера учитывает свойства нуклонов – ферми частиц. Фермионы имеют тенденцию образовывать пары частиц с противоположными ориентациями спинов. Поэтому чётно - чётные ядра (ядра, у которых Z чётно и $(A-Z)$ чётно) будут наиболее устойчивыми. Ядра чётно - нечётные (Z чётно, $(A-Z)$ нечётно) и ядра нечётно – чётные (Z нечётно, $(A-Z)$ чётно) будут менее устойчивыми. Совсем

неустойчивыми будут нечетно - нечетные ядра (Z нечетно, $(A-Z)$ нечетно). Стабильных нечетно нечетных ядер всего четыре: ${}^2_1H \equiv {}^2_1D, {}^6_3Li, {}^{10}_5B, {}^{14}_7N$. Все остальные нечетно-нечетные ядра нестабильны (радиоактивны). Пятое слагаемое в формуле для энергии связи запишется в виде:

$$E_{\delta} = -\delta \cdot A^{-3/4},$$

Коэффициент $\delta = -34 \text{ МэВ}$ для четно-четных ядер, $\delta = 34 \text{ МэВ}$ для нечетно-нечетных ядер и равен нулю для ядер с нечетным A . Собирая все рассмотренные слагаемые в единое целое, имеем формулу Вайцекера для энергии связи ядра:

$$E_{\text{связи}} = C_V A - C_S A^{2/3} - C_Q Z^2 A^{-1/3} - C_{\text{symm}} (2Z - A)^2 A^{-1} - \delta A^{-3/4}. \quad (16.5)$$

Эмпирические коэффициенты в (16.5) подбираются так, чтобы найденная по формуле (16.5) энергия связи давала более близкую к реальной величину энергии связи. В настоящее время для этих коэффициентов приняты такие значения: $C_V = 15,75 \text{ МэВ}, C_S = 17,8 \text{ МэВ}, C_Q = 0,710 \text{ МэВ}, C_{\text{symm}} = 23,7 \text{ МэВ}$. Для подсчета энергии связи нет необходимости пользоваться формулой Вайцекера, так как известны все необходимые дефекты масс всех ядер. Тем не менее формула Вайцекера позволяет найти некоторые закономерности, характеризующие стабильность и устойчивость ядер.

16.1. Первое следствие из формулы Вайцекера.

Рассмотрим вопрос об устойчивости ядер-изобар (изобары – ядра, имеющие различные Z , но одинаковые A). Используя формулу Вайцекера, найдем энергию ядра

$$E_{\text{ядра}} = M_{\text{ядра}} c^2 = Z M_p c^2 + (A - Z) M_n c^2 - C_V A + C_S A^{2/3} + C_Q Z^2 A^{-1/3} + C_{\text{symm}} (2Z - A)^2 A^{-1}$$

Здесь опущено последнее слагаемое в формуле Вайцекера, учитывающее различие между четно - четными и нечетно - нечетными ядрами. Найдем минимум энергии ядра, как функцию зарядового числа Z . Для этого, продифференцируем энергию ядра по переменной Z , считая A постоянной величиной:

$$\partial E_{\text{ядра}} / \partial Z = (M_p - M_n) c^2 + 2C_Q Z A^{-1/3} + 4C_{\text{symm}} (2Z - A) A^{-1} = 0$$

Из полученного равенства имеем:

$$Z = \frac{A}{\frac{8C_{\text{symm}}}{4C_{\text{symm}} + \Delta M c^2} + \frac{2C_Q}{4C_{\text{symm}} + \Delta M c^2} A^{2/3}}, \quad (16.6)$$

Здесь введено обозначение $(M_n - M_p) c^2 = \Delta M c^2 = 1,3 \text{ МэВ}$. Подставляя известные значения для коэффициентов C_{symm} и C_Q , будем иметь:

$$Z = \frac{A}{1,97 + 0,015 A^{2/3}}. \quad (16.7)$$

Полученная формула правильно отражает характер зависимости между числом протонов и нейтронов в стабильных ядрах. При малых A (легкие ядра) второе слагаемое в (16.7) не играет существенной роли, и мы можем приближенно считать $Z \approx A/2$. С ростом A второе слагаемое в знаменателе начинает играть значительную роль и для

тяжелых ядер Z становится значительно меньше, чем $A/2$. Для тяжелых ядер (например ${}_{92}^{238}\text{U}$) $Z \approx \frac{A}{2,6}$.

16.2. Второе следствие из формулы Вайцекера

В качестве второго следствия рассмотрим вопрос об устойчивости ядерной капли относительно деформации формы ядра. Теорию, рассматривающую деформацию ядер, впервые предложили Бор и Уилер и, независимо и одновременно, советский физик Я.И.Френкель.

Рассмотрим деформацию ядра, при которой ядро теряет сферическую форму и становится телом вращения относительно оси Z . При такой деформации можно зависящий от угла θ радиус ядра разложить в ряд по полиномам Лежандра от косинуса полярного угла θ :

$$r(\theta) = r(1 + \sum_i \alpha_i P_i(\cos \theta)) \quad (16.8)$$

В этом разложении $P_i(\theta)$ - полиномы Лежандра, коэффициенты α_i - амплитуды деформации. Первые три полинома имеют вид: $P_0(\cos \theta) = 1$, $P_1(\cos \theta) = \cos \theta$, $P_2(\cos \theta) = \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2}$. Для рассмотрения вопросов устойчивости ядра при деформациях, достаточно ограничиться рассмотрением малых деформаций, и в (16.8) можно оставить лишь два слагаемых

$$r(\theta) = r(1 + \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\theta)) \quad (16.9)$$

В этом разложении опущено слагаемое $\alpha_1 P_1(\cos \theta)$, так как это слагаемое описывает поступательное смещение всего ядра как целого на расстояние $\alpha_1 r$, при котором не возникает никакой деформации. Какие слагаемые в формуле Вайцекера будут изменяться? Изменяться будет поверхностная энергия (поверхность будет увеличиваться) и кулоновская энергия отталкивания (кулоновская энергия будет уменьшаться, так как среднее расстояние между протонами будет увеличиваться). Прежде всего, необходимо рассмотреть, что следует из несжимаемости жидкости. При этом мы будем сохранять члены второго порядка по α_2 (и первого порядка по α_0).

$$\begin{aligned} \frac{4\pi R_0^3}{3} &= \int_0^{R_0} r^2 dr \int_0^\pi (1 + \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\cos \theta))^3 \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \\ &= \frac{2\pi R_0^3}{3} \int_0^\pi (1 + 3\alpha_0 + 3\alpha_2 P_2(\cos \theta) + 3\alpha_2^2 P_2^2(\cos \theta)) \sin \theta d\theta \end{aligned}$$

Интеграл по θ легко вычисляется:

$$\int_0^\pi (1 + 3\alpha_0 + 3\alpha_2 P_2(\cos \theta) + 3\alpha_2^2 P_2^2(\cos \theta)) \sin \theta d\theta = 2(1 + 3\alpha_0 + (3/5)\alpha_2^2),$$

Так как объём ядра постоянен (ядерная жидкость считается несжимаемой), необходимо потребовать, чтобы $\alpha_0 = -(1/5)\alpha_2^2$.

Найдем величину поверхности деформированного ядра. Элемент поверхности ядра будет равен $dS = 2\pi R \sin \theta \cdot dl$, где $dl = \sqrt{R^2 d\theta^2 + dR^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{dR}{d\theta}\right)^2} R d\theta$. Полагая, что, как и ранее $R(\theta) = R_0(1 + \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\cos \theta))$, находим величину поверхности деформированного ядра. С точностью до членов второго порядка малости по α_2 , будем иметь:

$$S_{\text{деф}} = 2\pi R_0^2 \int_0^\pi (1 + \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\theta))^2 (1 + 9\alpha_2^2 \cos^2 \theta \cdot \sin^2 \theta)^{1/2} \sin \theta d\theta$$

Вычисление интеграла по θ дает:

$$S_{\text{деф}} \approx 2\pi R_0^2 \int_0^\pi (1 + 2\alpha_0 + \alpha_2^2 P_2^2(\theta) + (9/2)\alpha_2^2 \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta = 4\pi R_0^2 (1 + 2\alpha_0 + (4/5)\alpha_2^2)$$

Учитывая соотношение $\alpha_0 = -(1/5)\alpha_2^2$, заключаем, что

$$(E_S)_{\text{деф}} = (E_S)_{\text{недеф}} (1 + (2/5)\alpha_2^2).$$

Для оценки изменения кулоновской энергии ядра, нужно найти, как изменяется средняя величина $\langle 1/R \rangle$. Определим $\langle 1/R \rangle$ следующим образом:

$$\langle 1/R \rangle = \frac{3}{4\pi R_0^3} \int_0^{R_0} (1/r) r^2 dr \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{3}{2R_0}.$$

Тогда для деформированного ядра имеем:

$$\langle 1/R \rangle_{\text{деф}} = \frac{3}{4\pi R_0^3} \int_0^{R_0} (1/r) r^2 dr \int_0^\pi (1 + 2\alpha_0 + \alpha_2^2 P_2^2(\cos \theta)) \sin \theta d\theta = \frac{3}{2R_0} (1 + 2\alpha_0 + (1/5)\alpha_2^2)$$

Следовательно, кулоновская энергия ядра будет уменьшаться. С учетом связи между α_0 и α_2^2 , получим:

$$(E_Q)_{\text{деф}} = (E_Q)_{\text{недеф}} (1 - (1/5)\alpha_2^2).$$

Таким образом при деформации ядра, его энергия меняется следующим образом:

$$E_{\text{деф}} = (E_{\text{недеф}}) + (1/5)(2C_S A^{2/3} - C_Q Z^2 A^{-1/3}) \alpha_2^2 \quad (16.10)$$

Полученная формула позволяет ответить на вопрос, устойчиво ли будет ядро, если в нем возникнет небольшая деформация формы. Все зависит от знака коэффициента, стоящего перед квадратом амплитуды деформации α_2^2 . Если $2C_S A^{2/3} - C_Q Z^2 A^{-1/3} > 0$, ядро будет стабильным. Если, наоборот, $2C_S A^{2/3} - C_Q Z^2 A^{-1/3} < 0$, то такому ядру выгодно деформироваться. При $2C_S A^{2/3} - C_Q Z^2 A^{-1/3} = 0$, ядру безразлично, какую форму иметь. Рассмотренная теория даёт для критического значения $(Z^2/A)_{\text{кр}} = 2C_S / C_Q \approx 50$. Стабильными могут быть лишь те ядра, для которых значение этого параметра меньше пятидесяти. Авторы предложенной теории рассмотрели поведение ядра при больших деформациях его формы. Для этого в формуле (16.8) нужно учесть слагаемые, содержащие P_3, P_4 и другие слагаемые, содержащие следующие полиномы Лежандра. Такое расширение теории позволяет рассмотреть деформации ядра, при которой возникает перемишка. С увеличением амплитуды деформации эта перемишка может

разорваться и ядро испытает реакцию деления на два осколка. Качественно этот процесс можно проиллюстрировать на графике.

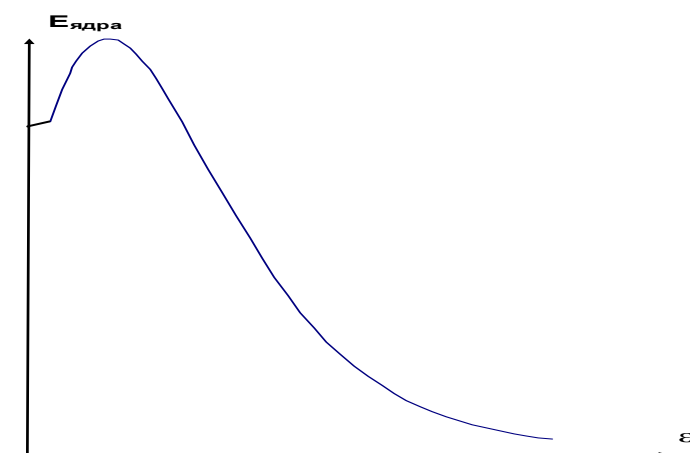


Рис. 13. Качественная иллюстрация деления ядра на два осколка.

На этом графике в качестве параметра деформации выбрана величина ε , которая при малых деформациях совпадает с α_2 , с увеличением деформации ε становится расстоянием между центрами будущих осколков ядра, и, наконец, когда ядра разделились, параметр ε становится расстоянием между разлетающимися осколками разделившегося ядра. Кривая $E_{\text{ядра}}(\varepsilon)$ имеет вид кривой с потенциальным барьером. Как известно из квантовой механики, ядро может испытать туннельный эффект относительно реакции деления. Этот эффект приводит к понижению значения критического параметра $(Z^2 / A)_{\text{кр}}$ до значений ~ 40 . Так, для ядра ${}^{240}_{96}\text{Cm}$ (Кюрий), которое испытывает реакцию спонтанного деления, значение параметра $(Z^2 / A) = 38,4$.

17. Оболочечная модель ядра. Магические числа

Еще в 1934 году немецким физиком Эльзассером был установлен факт существования так называемых магических ядер (и магических чисел). Ядра, число нейтронов или число протонов которых равны одному из магических чисел, особенно устойчивы. Магическими являются следующие числа: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Долгое время этот экспериментальный факт оставался незамеченным. Лишь после окончания второй Мировой войны, он был использован для построения модели ядерных оболочек. В существовании магических чисел проглядывалась аналогия с электронными состояниями в водородоподобном атоме. Известно, что электронные состояния водородоподобного атома образуют оболочки (K, L, M, N и так далее). Число состояний в этих оболочках равно кратности вырождения $g(n) = 2n^2$. У авторов оболочечной модели (Мария Гёпперт-Майер, Йенсен) возникла идея – найти эффективное поле, действующее на нуклон в ядре, после чего решить уравнение Шредингера с таким полем и получить систему магических чисел. В качестве эффективного поля была использована идея самосогласованного поля. Нуклоны в ядре при своем движении влияют на другие нуклоны, Поле, действующее на нуклон, само зависит от состояния данного нуклона. Такое поле называется **самосогласованным** полем. В простейшем рассмотрении, согласно авторам модели, силы взаимодействия между нуклонами должны зависеть лишь от расстояния между ними. Потенциал взаимодействия между двумя нуклонами будет равен $V_{12} = V_0 f(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$. Грубую оценку для потенциала, действующего на нуклон 1, можно получить, усреднив потенциал взаимодействия между нуклонами по всем нуклонам 2.

Усреднение производится следующим образом. Нужно умножить V_{12} на функцию $\rho(\vec{r}_2)$ распределения нуклонов 2 в ядре и проинтегрировать по положению нуклона 2:

$$V(1) = V_0 \int f(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho(\vec{r}_2) d^3 r_2 \quad (17.1)$$

Если функция f очень короткодействующая, то в (17.1) вместо $\rho(\vec{r}_2)$ мы можем подставить $\rho(\vec{r}_1)$. Тогда вместо (17.1) мы получим для самосогласованного потенциала формулу

$$V(\vec{r}_1) = CV_0 \rho(\vec{r}_1), \quad (17.2)$$

где $C = \int f(\vec{r}) d^3 r$. Следовательно, в данном приближении самосогласованный потенциал, действующий на нуклон в ядре, пропорционален значению плотности вещества в этом ядре. Для распределения плотности вещества в ядре Э.Ферми предложил следующую эмпирическую формулу:

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{(r-R)/\delta}} \quad (17.3)$$

Согласно (17.3), величина R определяется как радиус ядра. При $r = R$, $\rho(R) = (1/2)\rho(0)$. Для радиуса ядра имеется приближенная формула

$$R = (1,2 \cdot A^{1/3} - 0,5) \text{ Фм.}$$

Для ядер с $A > 20$ для радиуса ядра можно пользоваться приближенным соотношением

$$R \approx 1,2 \cdot A^{1/3}$$

Толщина границы ядра определяется как область шириной t , на которой плотность вещества в ядре уменьшается от значения $\rho(r) = 0,9\rho(0)$, до значения $\rho(r) = 0,1\rho(0)$. Величину δ , на основании (17.3), можно определить как ширину границы t . В самом деле, исходя из (17.3), имеем: $9 = \frac{1 + e^{t/2\delta}}{1 + e^{-t/2\delta}}$ что дает для $e^{t/2\delta}$ квадратное уравнение $(e^{t/2\delta})^2 - 8e^{t/2\delta} - 9 = 0$, решением которого будет $e^{t/2\delta} = 9$. Окончательно получаем $t = 4\delta \ln 3$, таким образом для δ имеем значение $\delta = 0,227t$. Как показывает опыт, ширина границы примерно одна и та же для всех ядер, и равна $t = 2,4 \text{ Фм}$. Качественный ход зависимости $\rho(r)$ приведен на рисунке 14:

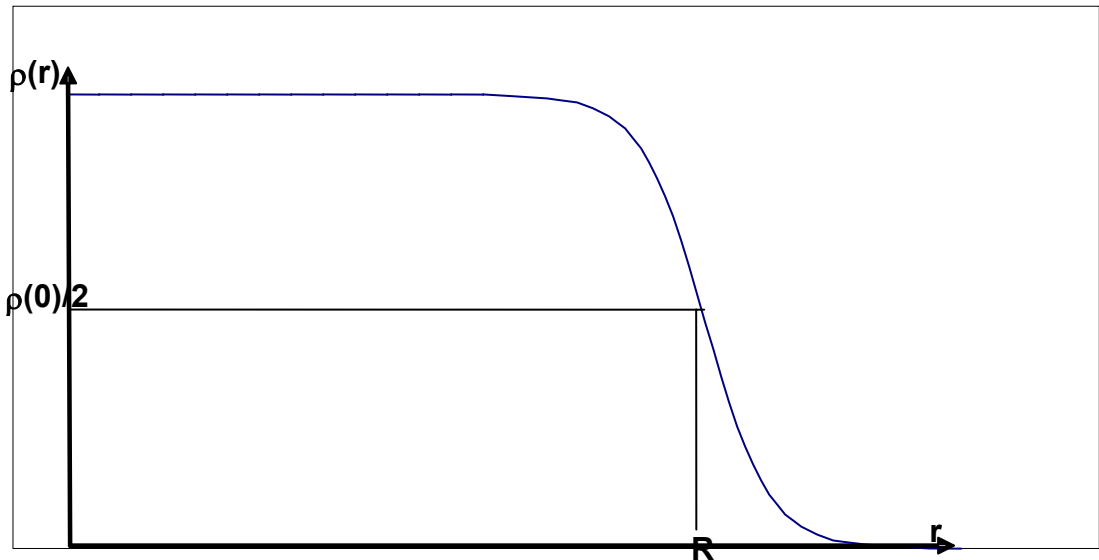


Рис. 14. Качественный ход зависимости $\rho(r)$.

Система магических чисел может быть получена при решении уравнения Шредингера для нуклона. При этом в качестве самосогласованного потенциала использовался сферически симметричный потенциал прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками, потенциал сферического гармонического линейного осциллятора

$$U(r) = -U_0 + (1/2)M\omega^2 r^2, \quad (17.4)$$

и потенциал Вудса – Саксона

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + e^{(r-R)/\delta}},$$

представляющий собой самосогласованный потенциал (17.2), в котором для плотности вещества в ядре использована формула Ферми (17.3). Все эти потенциалы дают примерно одинаковую совокупность магических чисел. В интересах простоты изложения, будем использовать потенциал трехмерного гармонического осциллятора (17.4).

Нам нужно решить уравнение Шредингера

$$-(\hbar^2 / 2M)\Delta\psi(\vec{r}) + (-U_0 + (M\omega^2 / 2)r^2)\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}). \quad (17.5)$$

Воспользовавшись сферической симметрией потенциала, ищем решение в виде

$$\psi(\vec{r}) = R(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (17.6)$$

где $R(r)$ - радиальная функция, зависящая только от модуля радиус-вектора, а $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ - шаровая функция, зависящая только от угловых переменных. Учитывая, что оператор Лапласа в сферической системе координат имеет вид $\Delta = (1/r^2)\partial/\partial r(r^2\partial/\partial r) + (1/r^2)\Delta_{\theta\varphi}$, а также свойство шаровых функций $\Delta_{\theta\varphi}Y_{lm}(\theta, \varphi) = -l(l+1)Y_{lm}(\theta, \varphi)$, после подстановки (17.6) в (17.5) и сокращения на шаровую функцию, для уравнения Шредингера получим обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$R''(r) + (2/r)R'(r) + (2M/\hbar^2)(E + U_0 - (M\omega^2/2)r^2 - (\hbar^2/2M)l(l+1)r^{-2})R(r) = 0.$$

Будем отсчитывать энергию нуклона от дна потенциальной ямы $E + U_0 = W$ и сделаем стандартную замену неизвестной функции $R(r) = \chi(r)/r$, которая приведет к исчезновению первой производной от неизвестной функции. Тогда для нахождения решения будем иметь для новой неизвестной функции $\chi(r)$ уравнение:

$$\chi''(r) + (2M/\hbar^2)(-M\omega^2/2)r^2 + W - (\hbar^2 2M)l(l+1)r^{-2})\chi(r) = 0.$$

В полученном уравнении, чтобы применить метод ВКБ, необходимо либо использовать подстановку Лангера, удаляющую особую точку $r = 0$ на бесконечность, либо воспользоваться рецептом Ландау – произвести замену $l(l+1) \rightarrow (l+1/2)^2$. После этого, мы будем иметь уравнение:

$$\chi''(r) + \frac{2M}{\hbar^2} \left(-\frac{M\omega^2}{2}r^2 + W - \frac{\hbar^2}{2M}(l+1/2)^2 \frac{1}{r^2} \right) \chi(r) = 0. \quad (17.7)$$

Для нахождения спектра энергии используем условие квантования Бора - Зоммерфельда:

$$\int_{r_1}^{r_2} k(r) dr = \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{-\frac{M^2\omega^2}{\hbar^2}r^2 + \frac{2MW}{\hbar^2} - \frac{(l+1/2)^2}{r^2}} dr = (n_r + 1/2)\pi \quad (17.8)$$

Пределы интегрирования r_1 и r_2 ограничивают область изменения переменной интегрирования, в которой подкоренное выражение в (17.8) положительно. Интеграл квантования в (17.8) сводится к табличному с помощью замены переменной интегрирования $r^2 = y$. Тогда для (17.8) будем иметь:

$$\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{-ar^4 + br^2 - c} \frac{dr}{r} = (1/2) \int_{y_1}^{y_2} \sqrt{-ay^2 + by - c} \frac{dy}{y} = (1/2) \left(\frac{b}{2\sqrt{a}} - \sqrt{c} \right) \cdot \pi.$$

Окончательно, для энергии нуклона в ядре W получаем:

$$W = (2n_r + l + 3/2)\hbar\omega = (n + 3/2)\hbar\omega. \quad (17.9)$$

Обратим внимание на тот факт, что главное квантовое число $n = 2n_r + l$ и орбитальное квантовое число l , должны быть обязательно одинаковой четности.

Для получения совокупности магических чисел, необходимо найти кратность вырождения $g(n)$ числа состояний с фиксированным значением главного квантового числа n . Для этого, отметим то обстоятельство, что уравнение Шредингера (17.5) можно было бы решать и в декартовой системе координат, так как и в декартовой системе координат, в силу того, что $U(r) = -U_0 + (M\omega^2/2)r^2 = -U_0 + (M\omega^2/2)(x^2 + y^2 + z^2)$, переменные разделяются. При таком способе решения мы получили бы энергию W в виде суммы энергий трех линейных гармонических осцилляторов:

$$W = (n_x + n_y + n_z + 3/2)\hbar\omega. \quad (17.10)$$

Кратностью вырождения энергетического спектра (17.10) является число возможностей различных троек квантовых чисел n_x, n_y, n_z , при которых их сумма $n = n_x + n_y + n_z = \text{const}$. Найдем кратность вырождения $g(n)$. Найдем сначала число возможностей, при которых сохраняется сумма квантовых чисел $n_x + n_y$. Это число, очевидно, будет равно $n - n_z + 1$. Тогда

$$g(n) = \sum_{n_z=0}^n (n - n_z + 1) = n(n+1) - (1/2)n(n+1) + n + 1 = \frac{(n+1)(n+2)}{2}.$$

Если вспомнить, что нуклоны обладают полуцелым спином, то истинная кратность вырождения состояний удвоится:

$$g(n) = (n+1)(n+2). \quad (17.11)$$

Формула (17.11) приводит к следующей системе магических чисел.

n	$g(n)$	$\sum g(n)$	эксперимент
0	2	2	2
1	6	8	8
2	12	20	20
3	20	40	28
4	30	70	50
5	42	112	82

Из приведенной таблицы видно, что только первые три магических числа совпадают с теми, которые наблюдаются в действительности. Далее, теоретические магические числа расходятся с экспериментальными. Что еще в теории ядерных оболочек не учтено? Авторы теории оболочек, по совету Ферми, решили добавить в гамильтониан спин-орбитальное взаимодействие, которое, как известно, в атоме приводит к тонкой структуре энергетического спектра. Для нуклонов, как можно ожидать, эффект спинорбитального взаимодействия гораздо сильнее. Идея авторов модели заключалась в том, что в расщепившемся спектре энергий наиболее низкий энергетический уровень будет образовывать отдельную оболочку, и тогда эту оболочку можно либо считать отдельной оболочкой, либо подсоединить ее к предшествующей оболочке. Тогда система магических чисел изменится и можно будет получить истинную совокупность магических чисел. Энергия спин-орбитального взаимодействия в атомной физике выражается формулой

$$\Delta W_{ls} = -\mu_0 (1/r) dU(r) / dr (\vec{l}\vec{s}),$$

в которой $\mu_0 = e\hbar/2m_0c$ - магнетон Бора, \vec{l}, \vec{s} - безразмерные квантовомеханические векторы орбитального и спинового моментов электрона в атоме. Применяя эту формулу для нуклона в ядре, мы получим:

$$\Delta W_{ls} = -\mu_{яд} (1/r) dU(r) / dr (\vec{l}\vec{s}).$$

Полученная формула дает для энергии спинорбитального взаимодействия правильный знак. Однако, величина спинорбитального расщепления на порядок меньше требуемой. Поэтому М. Гёпперт-Майер и Йенсен пришли к выводу, что требуемая величина энергии спинорбитального взаимодействия для нуклона в ядре должна быть получена из мезонной теории ядерных сил. Для энергии спинорбитального взаимодействия нуклона в ядре авторы оболочечной модели постулировали формулу

$$\Delta W_{ls} = -C(\vec{l}\vec{s}), \quad (17.12)$$

в которой $C > 0$ - константа теории. Скалярное произведение $(\vec{l}\vec{s})$ вычисляется согласно векторной модели.

Вектор полного момента импульса нуклона равен $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$. Квадрат вектора \vec{j} равен:

$$j(j+1) = l(l+1) + s(s+1) + 2(\vec{l}\vec{s}),$$
откуда получаем

$$(\vec{l}\vec{s}) = (1/2)\{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\}.$$
Из полученного выражения, при $j = l + 1/2$, будем иметь $(\vec{l}\vec{s}) = l/2$, а при $j = l - 1/2$, $(\vec{l}\vec{s}) = -(l+1)/2$. С учетом добавочной спинорбитальной энергии (17.12), полная энергия нуклона в ядре будет

$$W = (n + 3/2)\hbar\omega - (C/2) \cdot l \quad \text{при } j = l + 1/2.$$

$$W = (n + 3/2)\hbar\omega + (C/2)(l+1) \quad \text{при } j = l - 1/2. \quad (17.13)$$

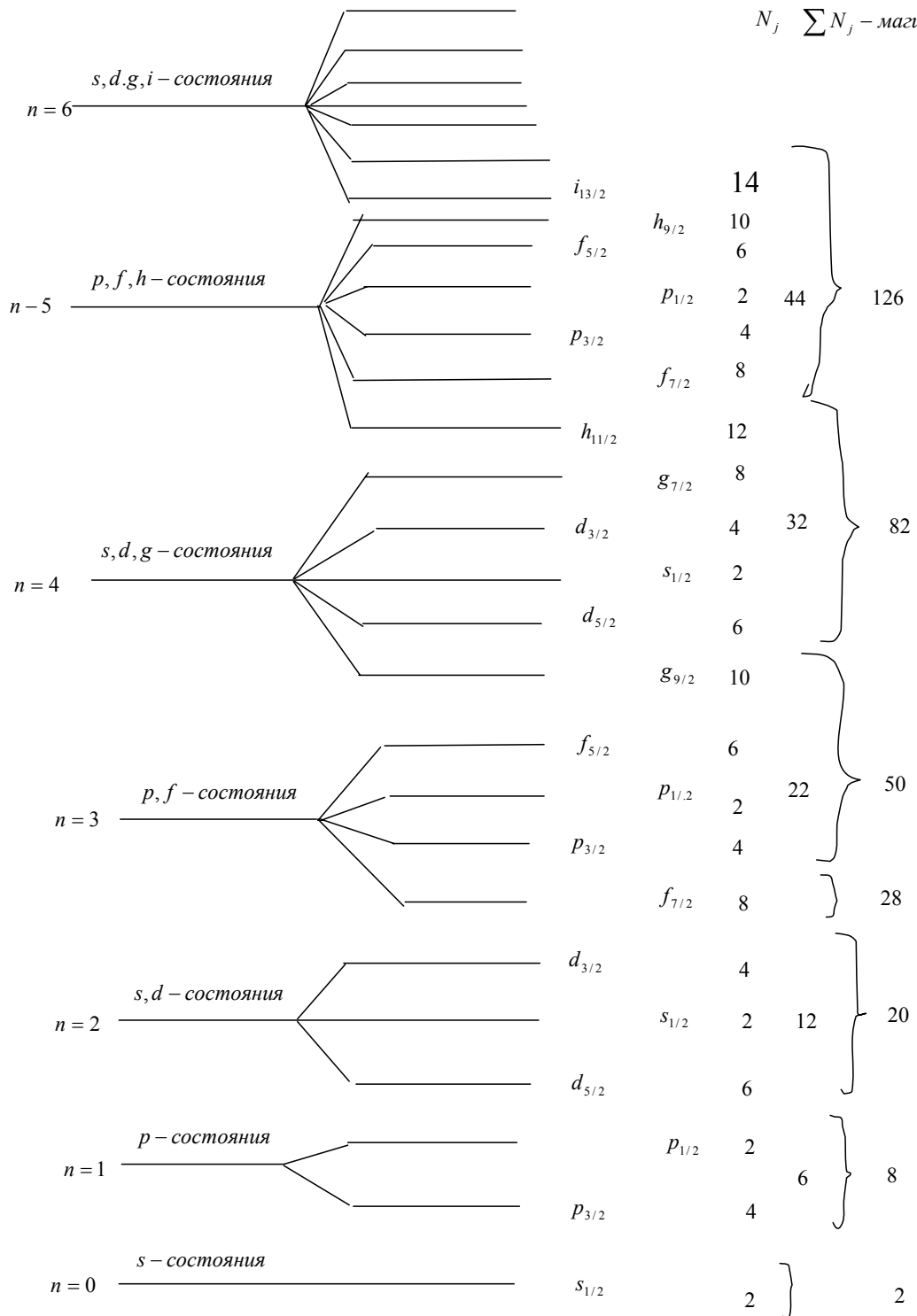
Обратим внимание на то обстоятельство, что из-за знака константы C порядок следования расщепленных уровней, противоположный таковому в атоме. Ниже будет находиться уровень с $j = l + 1/2$. Разность энергий расщепленных уровней будет равна

$$\Delta W = (C/2)(2l + 1).$$

Видно, что «вилочка» расщепившихся уровней тем шире, чем больше орбитальное квантовое число l .

В приведенной диаграмме энергетических уровней, в левой части изображены энергетические уровни трехмерного осциллятора без учета спин-орбитального взаимодействия. В средней части диаграммы показано расщепление, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием. Далее даны числа заполнения оболочек, и наконец, даны магические числа, которые совпадают с экспериментальными. Кроме получения магических чисел, оболочечная модель позволяет найти спин ядра, у которого либо не хватает одного нуклона до полного заполнения оболочки, либо имеется один лишний нуклон сверх заполненной оболочки.

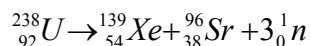
$$N_j \quad \sum N_j - \text{магич.число}$$



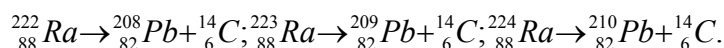
18. Явление радиоактивности. Радиоактивные семейства

Радиоактивностью называется самопроизвольное превращение одних ядер в другие, при этом из радиоактивного ядра вылетают различные частицы. К настоящему времени известны а) α - распад, б) β - распад, и более экзотические виды радиоактивности, к которым относятся: в) спонтанное деление, г) протонный и двухпротонный распады и д) вылет более тяжелых частиц (ядер ${}^{14}_6\text{C}$, ${}^{24}_{10}\text{Ne}$). Все виды радиоактивного распада сопровождаются испусканием γ квантов, поскольку ядра, получившиеся в результате радиоактивного превращения, находятся в возбужденном состоянии и освобождаются от

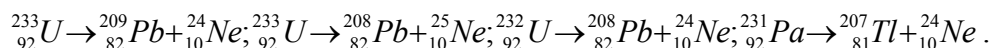
избытка энергии испуская фотоны. Уделяя основное внимание α и β распадам, укажем на некоторые примеры, относящиеся к разновидностям радиоактивности. Так в 1940 году советскими физиками Г.И. Флеровым и К.А. Петржаком было открыто явление спонтанного деления ядер урана. В качестве примера приведем процесс:



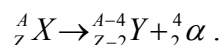
Для ядер, имеющих избыточное число протонов, наблюдается однопротонная и двухпротонная радиоактивность. В 1984 году в Оксфорде было зафиксировано спонтанное превращение радия в свинец с испусканием ядер изотопа углерода ${}^14_6\text{C}$:



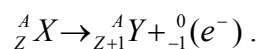
В следующем году группой советских физиков в Дубне и группой американских физиков открыто радиоактивное превращение с испусканием более тяжелых ядер неона:



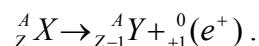
В дальнейшем, ограничимся рассмотрением α -распада, так как подробное рассмотрение β распада содержится в главе 8. При радиоактивных превращениях выполняются правила смещения Содди – Фаянса (законы сохранения электрического и барионного зарядов). При α -распаде элемент смещается на две клетки влево в периодической таблице элементов, массовое же число элемента уменьшается на четыре:



При электронном β распаде элемент перемещается на одну клетку вправо в периодической таблице элементов, массовое же число его не меняется:



При позитронном β распаде элемент смещается на одну клетку влево:

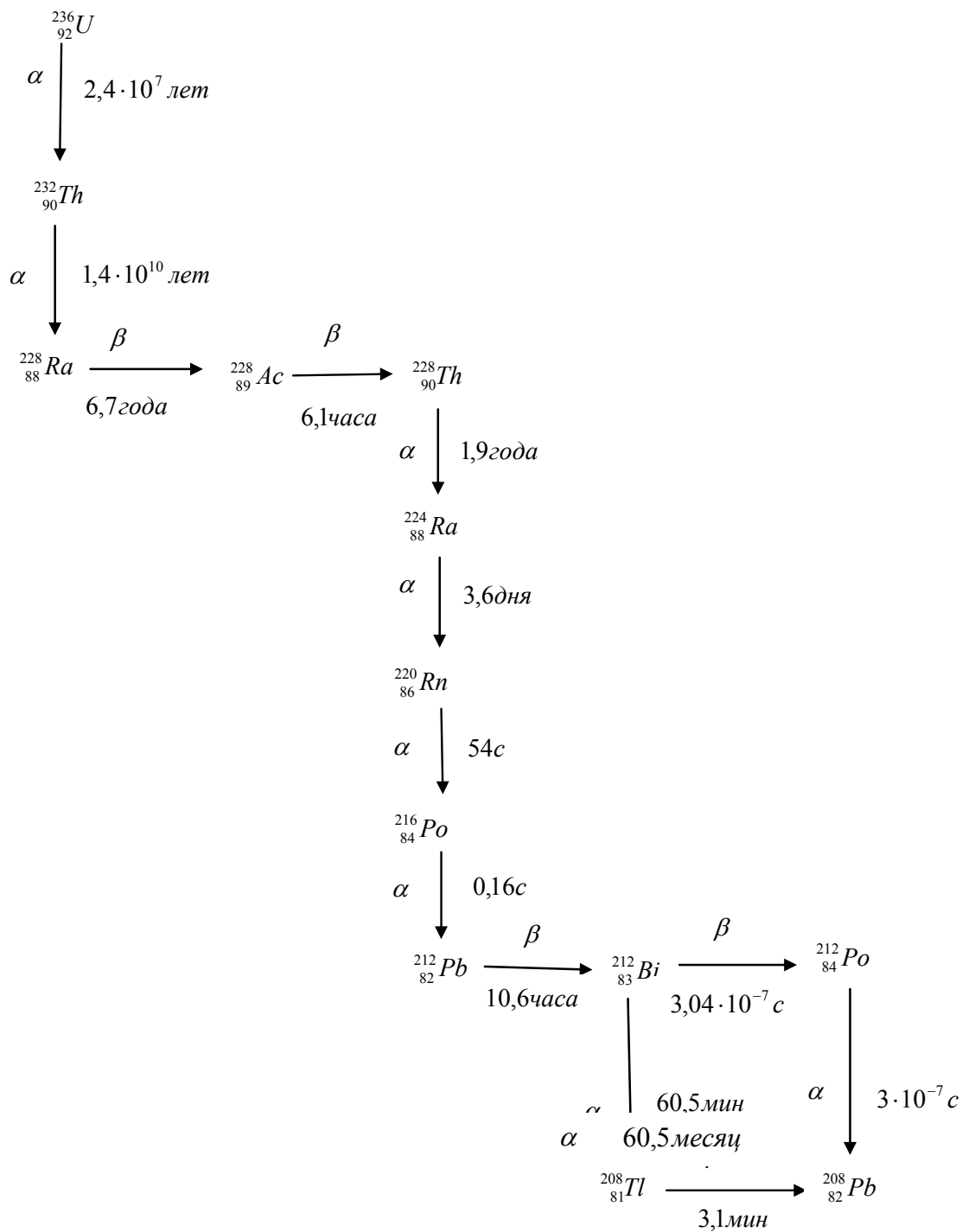


Совокупность радиоактивных ядер, получающихся одно из другого путем последовательных радиоактивных превращений, называется радиоактивным семейством (рядом). При альфа и бета превращениях массовое число ядра A либо меняется на четыре, либо не меняется. Поэтому существуют всего четыре радиоактивных ряда (семейства).

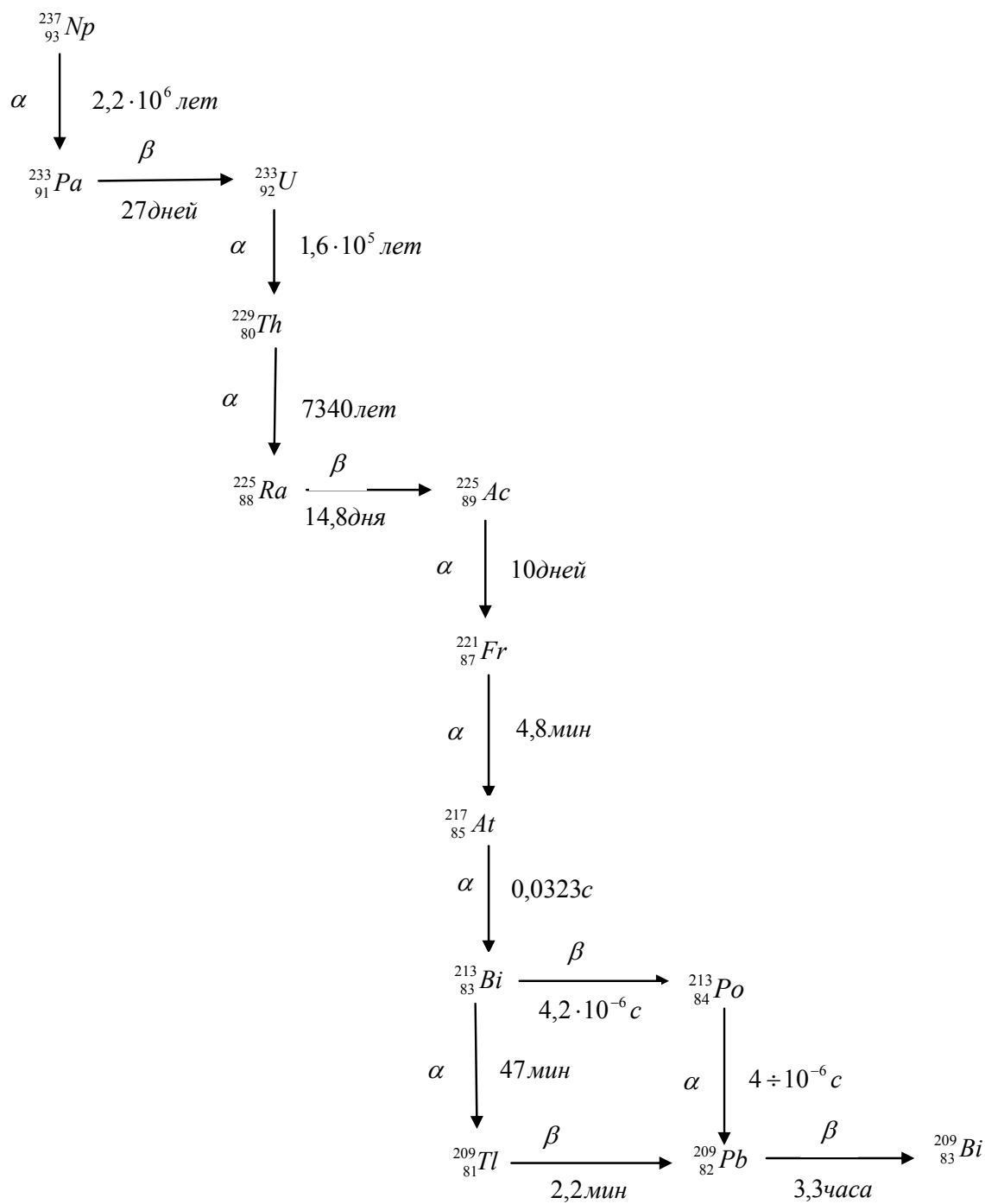
Далее приведены четыре радиоактивных ряда (семейства) с указанием основных каналов распада. Радиоактивный ряд $A = (4n + 2)$ был первым, исследование которого начали еще супруги Кюри.

Родоначальником ряда $A = (4n + 1)$ является трансурановый элемент ${}_{93}^{237}\text{Np}$. Именно по этой причине долго не удавалось обнаружить этот радиоактивный ряд. Лишь после того, как научились получать трансурановые элементы, удалось обнаружить это радиоактивное семейство.

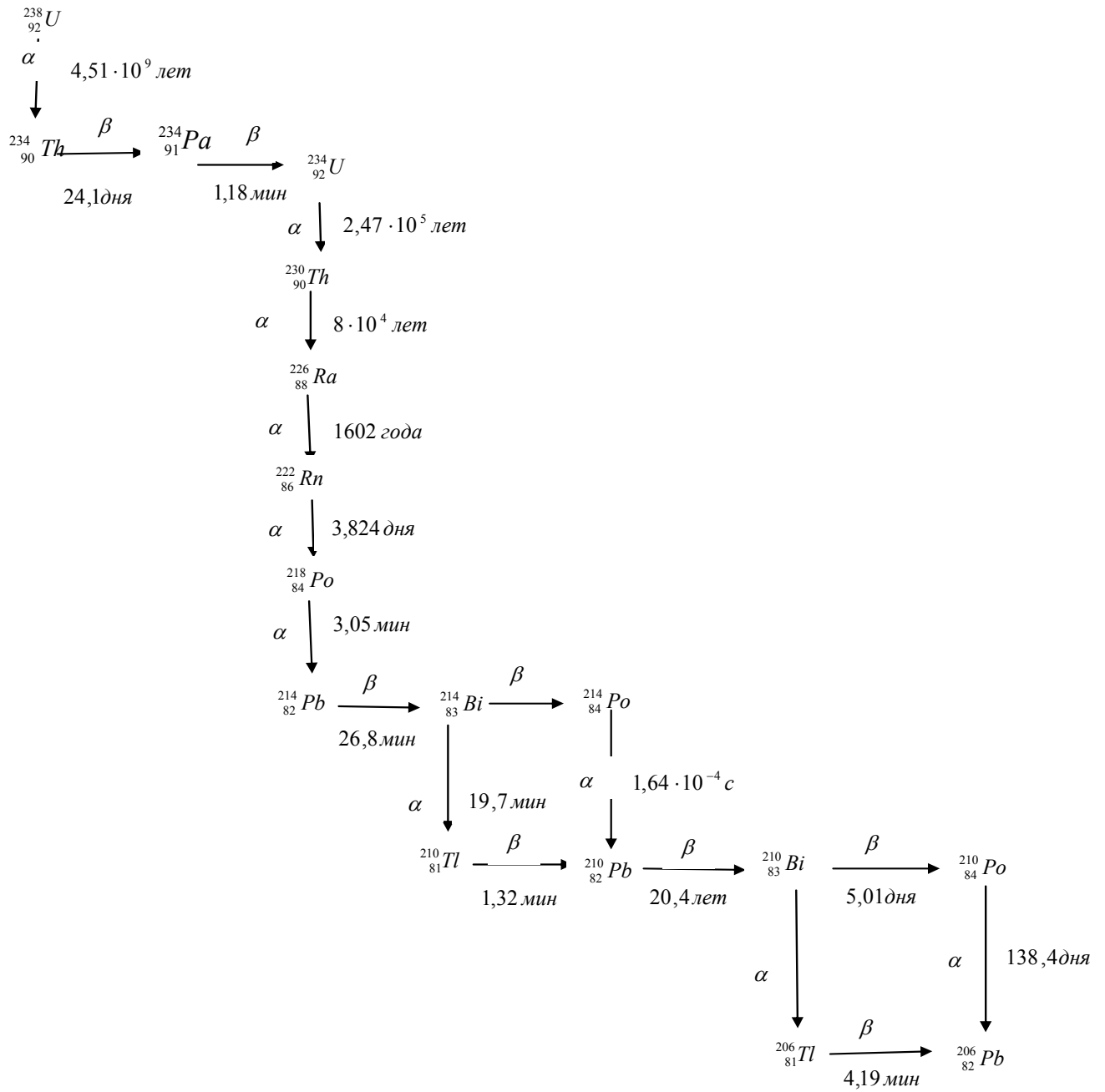
Ряд ${}_{92}^{236}\text{U} \rightarrow {}_{82}^{208}\text{Pb} (A = 4n)$

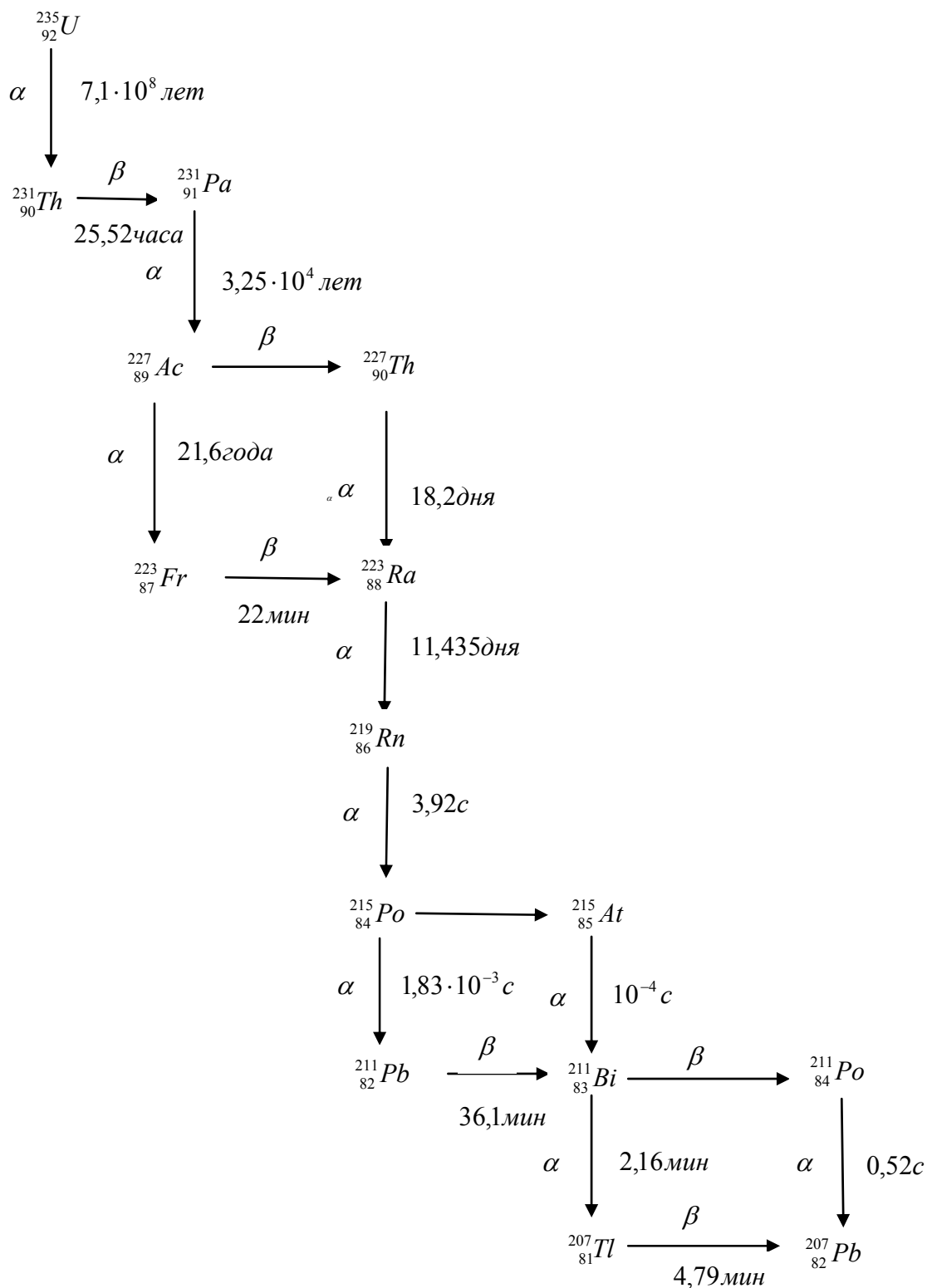
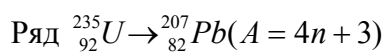


Ряд ${}_{93}^{237}\text{Np} \rightarrow {}_{83}^{209}\text{Bi} (A = 4n + 1)$



Ряд ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$ ($A = 4n + 2$)





Радиоактивное превращение – это вероятностный процесс. Для каждого радиоактивного ядра существует определенная вероятность испытать радиоактивное превращение. Вероятность испытать радиоактивное превращение в единицу времени (за одну секунду) называется постоянной распада λ . Если в начальное время имеется N ядер радиоактивного препарата, и каждое из ядер имеет вероятность λ испытать превращение

в течение секунды, то за время dt количество ядер, претерпевших радиоактивный распад, будет равно:

$$-dN = \lambda N dt \quad (18.1)$$

Последнее соотношение представляет собой дифференциальное уравнение, решение которого имеет вид:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (18.2)$$

где N_0 - количество ядер радиоактивного препарата в момент времени $t = 0$. Уравнение (18.2) представляет собой **основной закон радиоактивного распада**. Величина λN , (количество распадающихся ежесекундно ядер), называется активностью препарата. Единицей активности радиоактивного препарата является *кюри* (Ки). Один Ки – это активность такого препарата, в котором происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов/с. По первоначальному определению 1Ки равнялось активности одного грамма $^{226}_{88}\text{Ra}$. Кроме кюри используется единица *беккерель* = 1распад/с (1Бк) и *резерфорд* = 10^6 беккерель (1Рд).

Наряду с постоянной распада λ широко используется понятие периода полураспада T . Периодом полураспада называется время T , за которое распадется половина первоначального количества радиоактивных ядер. Полагая в (18.1) время $t = T$ и, согласно определению периода полураспада $N = N_0 / 2$, легко получаем для периода полураспада T выражение:

$$T = \ln 2 / \lambda = 0,6931 / \lambda \quad (18.2)$$

Наряду с постоянной распада и периодом полураспада, используется термин время жизни радиоактивного атома $\tau = \lambda^{-1}$. Время жизни ядра есть время τ , за которое количество радиоактивных ядер уменьшится в e раз.

Не всегда элемент, получившийся путем радиоактивного распада из первоначального, является стабильным. В свою очередь, он претерпевает распад. Вновь получившийся элемент тоже может быть нестабильным и так далее.

Таким образом, может возникнуть целый ряд радиоактивных элементов. В этом случае вместо уравнения (18.1) возникает цепочка дифференциальных уравнений.

Обозначив через N_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) количество ядер, получающихся одно из другого, (причем последний тип ядра N_n стабилен), и соответствующие этим ядрам постоянные распада через λ_i , (при этом нужно положить $\lambda_n = 0$), имеем:

$$\begin{aligned} dN_1 / dt + \lambda_1 N_1 &= 0 \\ dN_2 / dt + \lambda_2 N_2 &= \lambda_1 N_1 \\ dN_3 / dt + \lambda_3 N_3 &= \lambda_2 N_2 \\ &\dots\dots\dots \\ dN_n / dt &= \lambda_{n-1} N_{n-1} \end{aligned} \quad (18.3)$$

Решение этой системы уравнений имеет вид:

$$N_1(t) = N_0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_2(t) = N_0 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (18.4)$$

$$N_3(t) = N_0 \left(\frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_1 - \lambda_3)} e^{-\lambda_3 t} \right)$$

Структура всех $N_i(t)$ довольно прозрачна и мы не будем выписывать общий вид i -го слагаемого. Для стабильных ядер, исходя из закона сохранения полного числа ядер, получим:

$$N_n(t) = N_0 - \sum_{i=1}^{n-1} N_i(t) \quad (18.5)$$

19. Альфа распад. Основные экспериментальные факты и теория альфа распада

Отметим, что последними стабильными элементами в периодической таблице Д.И. Менделеева являются ${}_{82}Pb$ и ${}_{83}Bi$. Все элементы с $Z > 83$ не стабильны и, как правило, альфа радиоактивны. Испускание α частицы материнским ядром будет возможно, если масса материнского ядра будет превосходить сумму масс дочернего ядра и α частицы. Таким образом, необходимым условием для α распада будет выполнение неравенства:

$$M(Z, A) > M(Z - 2, A - 4) + M_\alpha$$

Необычным, удивительным является тот факт, что при колоссальной разнице периодов полураспада радиоактивных элементов, энергии вылетающих при распаде α частиц меняются в небольших пределах. Так, в радиоактивном семействе $A = 4n + 2$, начальным элементом которого является наиболее долгоживущий ${}_{92}^{238}U$, период полураспада урана 238 равен $T = 4,51 \cdot 10^9$ лет. Самый короткоживущий элемент этого ряда ${}_{84}^{214}Po$ имеет период полураспада $T = 1,64 \cdot 10^{-4}$ с. В то же время энергии вылетающих α частиц меняются в пределах от 2МэВ до 9МэВ. Подобная ситуация наблюдается и для других рядов. Для ряда $A = 4n$ имеем $T = 1,41 \cdot 10^{10}$ лет (${}_{90}^{232}Th$) и $T = 3,04 \cdot 10^{-7}$ с для ${}_{84}^{212}Po$. В квантовой механике известен один эффект, вероятность осуществления которого экспоненциально зависит от энергии частицы. Это - туннельный эффект. То, что в альфа - распаде решающую роль играет туннельный эффект, понял бывший в то время советским физиком, Георгий Гамов (1928год). В то время еще не было известно о существовании нейтронов, не существовало еще нейтронно - протонной модели ядра. Гамов полагал, что ядра состоят из альфа - частиц. Догадка Гамова об альфа - распаде как квантовом туннельном эффекте, оказалась верной, и мы имеем теорию альфа распада по Гамову.

Согласно этой теории, вылет α частицы из дочернего ядра является следствием двух обстоятельств: α частица должна оказаться вблизи границы ядра, после чего она может испытать туннельный эффект. Вероятность α распада, как вероятность сложного процесса, будет равна произведению вероятностей оказаться α частице около границы ядра и вероятности туннельного эффекта. Таким образом, постоянная альфа распада λ будет равна:

$$\lambda = \nu \cdot D, \quad (19.1)$$

где ν - частота столкновений альфа частицы со стенками ядра, D - коэффициент прозрачности потенциального барьера, которым является потенциальное поле для альфа

частицы, находящейся внутри дочернего ядра. При оценке частоты столкновений ν возникает много вопросов. Во-первых, альфа частицы не сохраняют своей индивидуальности в ядре. В ядре все время происходит процесс распада и образования альфа частиц. Далее, как считать путь прохождения альфа частицы от одной границы ядра до другой. К счастью, основную роль играет второй множитель в (19.1) – коэффициент прозрачности D - вероятность осуществления туннельного эффекта. Имея это в виду, качественно оценим частоту столкновений альфа частицы со стенками ядра, считая, что «готовая» альфа частица движется с энергией $E_\alpha = E$ в дочернем ядре по диаметру ядра. Тогда для частоты столкновений получим:

$$\nu = \frac{V_\alpha}{2R} = \frac{\sqrt{2E}}{2\sqrt{M_\alpha R}} = \frac{\sqrt{E}}{\sqrt{2M_\alpha R}} \quad (19.2)$$

Потенциал, в котором находится альфа частица, представляет собой потенциальную энергию взаимодействия альфа частицы и дочернего ядра. Когда альфа частица вылетела из ядра, потенциальная энергия ее взаимодействия с дочерним ядром представляет собой кулоновскую потенциальную энергию отталкивания

$$U(r) = \frac{2Ze^2}{r} \quad (19.3)$$

Здесь Ze заряд дочернего ядра, $2e$ - заряд альфа частицы. Находясь же внутри ядра, α частица будет находиться под действием ядерных сил притяжения, превосходящих кулоновские силы отталкивания. Результирующая кривая потенциальной энергии взаимодействия частицы с дочерним ядром будет иметь вид, изображенный на приводимом ниже рисунке 15.

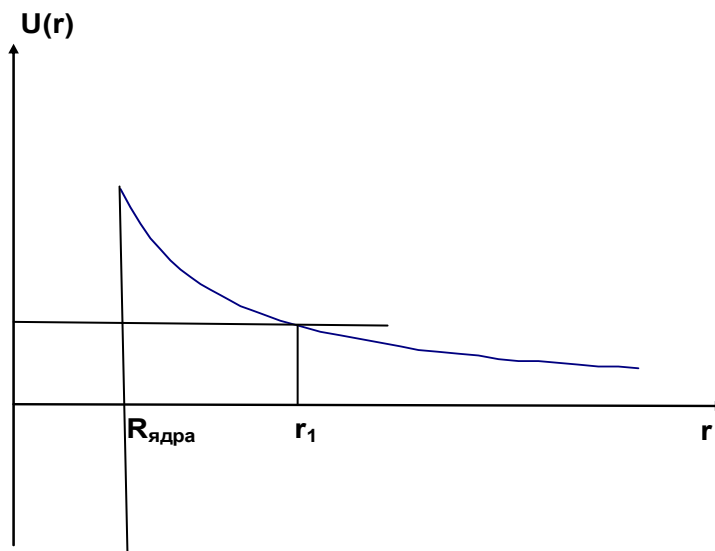


Рисунок 15. Результирующая кривая потенциальной энергии взаимодействия частицы с дочерним ядром.

Такой вид будет иметь энергия взаимодействия для «центрального» вылета α частицы, когда альфа частица вылетает по линии, являющейся продолжением радиуса ядра. В случае «нецентрального» вылета α частицы, в потенциальную энергию отталкивания нужно добавить так называемую «центробежную» потенциальную энергию

$\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M_\alpha r^2}$. Тогда вместо энергии отталкивания (19.3) нужно использовать эффективную энергию:

$$U^{\text{эфф}}(r) = \frac{2Ze^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M_\alpha r^2}.$$

Центробежная добавка к кулоновской энергии отталкивания, как показывают оценки, дает лишь вклад, составляющий несколько процентов. В дальнейшем мы пренебрежем вкладом центробежной энергии при вычислении коэффициента прозрачности.

В таком приближении коэффициент прозрачности потенциального барьера (вероятность туннельного эффекта) находится по формуле:

$$D = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{R_{\text{ядра}}}^{r_1} \sqrt{2M_\alpha \left(\frac{2Ze^2}{r} - E \right)} dr \right\} \quad (19.4)$$

Здесь верхний предел интегрирования есть точка пересечения кривой потенциальной энергии отталкивания с горизонтальной прямой $U(r_1) = E$. Интегрирование в (19.4) может быть проведено точно и дает следующий результат:

$$D = \exp \left\{ -\frac{8Ze^2}{\hbar V_\alpha} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{\frac{E}{(2Ze^2/R_{\text{ядра}})}} - \sqrt{\frac{E}{(2Ze^2/R_{\text{ядра}})}} \sqrt{1 - \frac{E}{(2Ze^2/R_{\text{ядра}})}} \right] \right\} \quad (19.5)$$

В (19.5) $V_\alpha = \sqrt{\frac{2E}{M_\alpha}}$ - скорость α частицы. Считая, что высота потенциального барьера, который преодолевает альфа частица, значительно больше энергии альфа частицы $(2Ze^2/R_{\text{ядра}}) \gg E$, в полученном точном выражении можно пренебречь вторым слагаемым в фигурных скобках и получить приближенное выражение для вероятности туннельного эффекта:

$$D = \exp \left\{ -\frac{4\pi Ze^2}{\hbar V_\alpha} \right\} \quad (19.6)$$

Объединяя (19.2) и (19.6), для постоянной распада λ будем иметь:

$$\lambda = \frac{\sqrt{E}}{\sqrt{2M_\alpha R_{\text{ядра}}}} \exp \left\{ -\frac{4\pi Ze^2}{\hbar V_\alpha} \right\} \quad (19.7)$$

Или, для периода полураспада T получим:

$$T = \ln 2 / \lambda = \frac{\ln 2 \cdot \sqrt{2M_\alpha R_{\text{ядра}}}}{\sqrt{E}} \exp \left\{ \frac{4\pi Ze^2}{\hbar V_\alpha} \right\} \quad (19.8)$$

В экспериментах по альфа распаду была обнаружена зависимость $\ln T$ от энергии:

$$\ln T = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (19.9)$$

(закон Гейгера – Неттола). «Константы» C и D в формуле (19.9) слегка варьируются. Из полученной Гамовым формулы для периода полураспада (19.8), если пренебречь слабой

зависимостью от энергии $\ln E$ и слабой зависимостью $R_{\text{ядра}}$ от массового числа A , можно получить (19.9), учитывая, что $V_{\alpha} \sim \sqrt{E}$.

20. Гамма излучение ядер. Ядерная изомерия. Эффект Мёссбауэра

Гамма излучением ядер называется самопроизвольное испускание ядром γ квантов, которое сопровождается либо альфа, либо бета радиоактивностью. Испускание γ квантов - это радиационный переход из возбужденного состояния ядра в состояние с меньшей энергией. Радиационный переход может быть однократным, при котором возбужденное ядро сразу переходит в основное состояние, или каскадным, при котором возбужденное ядро переходит в основное состояние путем последовательного испускания двух или более гамма квантов.

Энергия гамма квантов определяется разностью энергий E ядра в возбужденном и основном состояниях. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса:

$$E = E_{\gamma} + T_{\text{ядра}}, \quad \vec{0} = \vec{P}_{\gamma} + \vec{P}_{\text{ядра}},$$

где $T_{\text{ядра}}$ и $\vec{P}_{\text{ядра}}$ - кинетическая энергия и импульс ядра отдачи. Из приведенных соотношений легко получить оценку для $T_{\text{ядра}}$:

$$T_{\text{ядра}} = \frac{P_{\gamma}^2}{2M_{\text{ядра}}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{\text{ядра}}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_{\text{ядра}}c^2}.$$

Полагая $E \approx 10 \text{ МэВ}$, для ядер с $A \approx 10^2$, для $T_{\text{ядра}}$ получим величину $T_{\text{ядра}} \approx 10 \leftrightarrow 100 \text{ эВ}$. Вследствие большой величины массы ядра, γ квант уносит подавляющую часть энергии возбужденного ядра.

По сравнению с энергией вылетающих альфа частиц энергии гамма квантов невелика и достигает значений $E_{\gamma} \leq 0,5 \text{ МэВ}$. Энергии гамма квантов, испускаемых дочерним ядром после бета распада, достигает значений $E_{\gamma} \approx 2,5 \text{ МэВ}$.

Вероятность гамма превращения может быть вычислена по «золотому правилу» Ферми:

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle k | \hat{H} | i \rangle|^2 \rho(E), \quad (20.1)$$

где $\langle k | \hat{H} | i \rangle = \int \psi_k^* \hat{H} \psi_i dV$ - матричный элемент гамильтониана возмущения \hat{H} , ψ_i и ψ_k - волновые функции начального i и конечного k состояний, $\rho(E)$ - плотность энергетических уровней конечных состояний. Гамильтониан возмущения \hat{H} описывает электромагнитное взаимодействие зарядов, которое может быть представлено в виде разложения по мультиполям. Это разложение по мультиполям вместе с тем является разложением по хорошему порядку малости (R/λ) , где R - радиус ядра, а λ - длина волны испускаемого гамма кванта. Оценка величины этого параметра дает значение:

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{RE}{2\pi\hbar c} \approx 10^{-2} \leftrightarrow 10^{-3}, \quad (20.2)$$

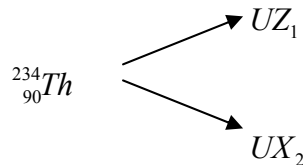
что обеспечивает быструю сходимость ряда. Так как вероятность перехода (20.1) пропорциональна квадрату модуля матричного элемента, то для гамма квантов с мультипольностью l имеем:

$$w \sim (R/\lambda)^{2l} \sim A^{2l/3} E^{2l} \quad (20.3)$$

Отсюда следует, что главную роль в испускании гамма квантов будут играть слагаемые с минимально возможными l .

20.1. Ядерная изомерия

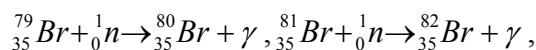
При изучении гамма превращений атомных ядер физики обнаружили явление *изомерии атомных ядер*. Впервые с явлением изомерии физики встретились еще в 1921 году. Немецкий физик Отто Ганн обнаружил, что при бета распаде тория $^{234}_{90}\text{Th}$ получаются два радиоактивных вещества, которые он назвал UZ_1 и UX_2 :



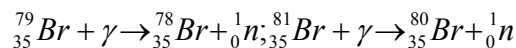
Эти элементы оказались ядрами протактиния $^{234}_{91}\text{Pa}$, но почему – то. при этом наблюдалось два периода полураспада $T_1 = 6,7\text{часа}$ и $T_2 = 1,22\text{мин}$

Разобраться в природе этого явления помогли эксперименты советских физиков И.В. Курчатова, Б.В. Курчатова, Л.В. Мысовского и Л.И. Русинова (1935год).

При облучении нейтронами естественной смеси изотопов брома $^{79}_{35}\text{Br}$ и $^{81}_{35}\text{Br}$ получались два изотопа брома:



однако, получившиеся два изотопа брома, испытывая бета распад, обнаруживали три (!) периода полураспада ($T_1 = 18\text{мин}, T_2 = 4,4\text{ч}, T_3 = 34\text{ч}$). Чтобы выяснить, какому из получившихся изотопов принадлежат два периода полураспада, была осуществлена с естественной смесью изотопов брома реакция выбивания нейтронов гамма квантами:



Полученные изотопы брома тоже имели три периода полураспада: $T_1 = 18\text{мин}, T_2 = 4,4\text{ч}$ и $T'_3 = 6,4\text{мин}$. Ясно, что изотоп $^{80}_{35}\text{Br}$ является обладателем двух периодов полураспада $T_1 = 18\text{мин}$ и $T_2 = 4,4\text{ч}$. Положение дел в данной ситуации удалось разъяснить в 1936 году Карлом фон Вайцекером, предположившим, что у изотопа $^{80}_{35}\text{Br}$ имеется метастабильное долгоживущее состояние. Результаты эксперимента объясняются следующим образом. Ядро изотопа брома $(^{80}_{35}\text{Br})^*$ получается в сильно возбужденном состоянии, из которого оно переходит в основное состояние либо «сразу» (со временем $\tau \approx 10^{-13}\text{с}$), либо в два этапа. В этом случае ядро брома сначала переходит в метастабильное долгоживущее состояние $(^{80}_{35}\text{Br})^m$, из которого медленно, с периодом $T_2 = 4,4\text{ч}$ переходит в основное состояние. Ядро брома, находящееся в основном состоянии, после бета распада, с периодом полураспада $T_1 = 18\text{мин}$, превращается в ядро криптона. Ядерная изомерия – явление довольно распространенное. Два ядра являются изомерами, если их составы тождественны ($Z_1 = Z_2, A_1 = A_2$), однако другие их свойства различны. Одно из ядер – изомеров находится в возбужденном состоянии, следовательно, оно имеет другую энергию.

20.2. Эффект Мёссбауэра

В 1958 году немецким физиком Мёссбауэром было открыто *резонансное поглощение* гамма квантов, которое получило наименование *эффекта Мёссбауэра*. Суть явления заключается в следующем. Ввиду очень малой ширины резонансного уровня ядра, испускающего гамма квант, становится невозможным процесс поглощения этого, испущенного ядром, гамма кванта другим, покоящимся ядром. Поясним это утверждение конкретным примером. В качестве примера возьмем ядро железа ${}^{57}_{26}\text{Fe}$. Энергия возбуждения первого уровня этого ядра равна 14кэВ, а естественная ширина этого уровня, определяющаяся очень малым временем жизни этого состояния $\tau = 10^{-8}\text{с}$, равна $\Gamma \approx \hbar / \tau \approx 10^{-7}\text{эВ}$. В то же время, энергия испущенного гамма кванта, вследствие явления отдачи ядра, будет меньше энергии возбуждения на величину энергии отдачи:

$$E_{\text{отдачи}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{\text{ядра}}c^2} \approx 0,00183\text{эВ},$$

Что, по крайней мере на четыре порядка превышает естественную ширину резонансной линии. Получается, что испущенный ядром железа гамма квант не может быть поглощен другим ядром железа. На самом деле, слабое поглощение гамма квантов ядром железа будет наблюдаться в силу того, что тепловое движение ядер приводит к доплеровскому уширению резонансной линии. Это доплеровское уширение при комнатных температурах составляет величину $\Gamma_{\text{дон}} \approx 0,018\text{эВ}$ для ядра ${}^{57}_{26}\text{Fe}$. Мёссбауэр захотел путем понижения температуры уменьшить долю поглощения гамма квантов в принципе, понизив температуру железа, сделать невозможным резонансное поглощение.

Однако, с уменьшением температуры эффект получился обратный – резонансное поглощение резко возросло. В чем здесь дело? Оказывается, при понижении температуры начинает сказываться то обстоятельство, что ядра железа, испускающие гамма кванты, оказываются все более и более связанными с кристаллом силами кристаллической связи. Поэтому, отдачу будет ощущать не только испускающее гамма квант ядро, но и изрядная часть окружения этого ядра, содержащая порядка 10^8 атомов. В силу этого, резко уменьшается энергия отдачи ядра, и становится возможным резонансное поглощение квантов другим ядром. *Испускание и поглощение γ -квантов без отдачи импульса и является сущностью эффекта Мёссбауэра*. Благодаря своей колоссальной точности, эффект Мёссбауэра позволяет измерять ничтожные изменения энергии, которые никакими другими методами не могут быть измерены. Так, с помощью этого эффекта было обнаружено гравитационное смещение спектральных линий, предсказанное общей теорией относительности.

21. Эффективные сечения и выходы ядерных реакций

Взаимодействие ядерных частиц характеризуется величиной, которая называется эффективным сечением σ . При осуществлении ядерной реакции, как правило, имеется пучок частиц, направляемый на мишень, содержащую ядра, взаимодействие с которыми частиц пучка изучается, и прибор, регистрирующий результат произведенной реакции. Если N_0 - плотность потока частиц, направляемых на мишень, n - полное число ядер мишени, то число рассеянных в элементарном телесном угле $d\Omega$ частиц dN будет равно

$$dN = N_0 n \sigma(\theta) d\Omega, \quad (21.1)$$

где $\sigma(\theta) = (d\sigma / d\Omega)_{\theta}$ - дифференциальное эффективное сечение. Если известно дифференциальное эффективное сечение $\sigma(\theta)$, то, проинтегрировав дифференциальное

сечение по телесному углу, получим полное (интегральное) эффективное сечение какого либо определенного процесса (реакции):

$$\sigma_i = \int \sigma(\theta) d\Omega = 2\pi \int \sigma(\theta) \sin \theta d\theta \quad (21.2)$$

Просуммировав эффективные сечения по всем типам ядерных реакций i , получим полное эффективное сечение

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \quad (21.3)$$

Эффективное сечение имеет размерность площади. Если считать радиус ядра $R \sim 10^{-12} \text{ см}$, логично принять для измерения эффективного сечения $\sigma \sim \pi R^2 \sim 10^{-24} \text{ см}^2 = 1 \text{ барн}$. Реальные эффективные сечения могут быть на несколько порядков больше геометрических размеров ядер (для резонансных процессов). Во многих случаях, наоборот, эффективные сечения могут составлять малые доли барна. Дифференциальные сечения измеряются в единицах $1 \text{ барн} / \text{стерадиан}$.

В реальных экспериментах не всегда удается измерить само эффективное сечение σ . Вместо эффективного сечения измеряемой величиной является выход ядерной реакции. Выходом ядерной реакции W называется доля частиц пучка, испытавших ядерное взаимодействие с ядрами мишени. Если плотность потока частиц равна N_0 , а концентрация ядер мишени равна n , то ежесекундно прореагирует $\Delta N = N_0 n \sigma$. Таким образом, для выхода ядерной реакции имеем:

$$W = \Delta N / N_0 = n \sigma \quad (21.4)$$

Рассмотрим реакцию типа $a + A \rightarrow B + b$, (или, в другой записи $A(a, b)B$). Согласно «золотому правилу» Ферми, вероятность осуществления такой реакции в единицу времени, равна:

$$w_{A \rightarrow B} = (2\pi / \hbar) | \langle k | H | i \rangle |^2 \rho(E) \quad (21.5)$$

Здесь $\langle k | H | i \rangle$ - матричный элемент вероятности перехода из состояния $a + A$ в состояние $B + b$, \hat{H} - оператор, в результате действия которого происходит переход и $\rho(E) = dN / dE$ - плотность состояний. Основная зависимость от энергии матричного элемента вероятности перехода $\langle k | H | i \rangle$ определяется зависимостью амплитуд волновых функций налетающей частицы ψ_a и вылетающей частицы ψ_b . Если налетающая частица a заряжена, то плоская волна, которой была волновая функция частицы a до того, как она сблизилась с ядром, будет испытывать туннельный эффект. В результате этого амплитуда волновой функции частицы a после проникновения в глубь

ядра будет уменьшена на множитель \sqrt{D} , где $D = \exp \left\{ \frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r) - E)} dr \right\}$ -

коэффициент прозрачности потенциального барьера, которым является кулоновское поле ядра A . Приближенное выражение для коэффициента прозрачности можно получить, если использовать выражение D для альфа частицы (19.6), в котором заряд альфа частицы $z_\alpha = 2e$ заменить на заряд частицы a :

$$D_a = \exp \left\{ - \frac{2\pi z_a Z_A e^2}{\hbar v_a} \right\} \quad (21.6)$$

Аналогичное рассуждение можно провести и по поводу волновой функции вылетающей частицы b . Следовательно,

$$| \langle k | H | i \rangle |^2 \sim \text{Const} \cdot \exp \left\{ -\frac{2\pi z_a Z_A e^2}{\hbar v_a} - \frac{2\pi z_b Z_B e^2}{\hbar v_b} \right\}, \quad (21.7)$$

где z_a, z_b - заряды налетающей частицы a и вылетающей частицы b , Z_A, Z_B - заряды ядер A и B и v_a, v_b - скорости частиц a и b , соответственно.

Чтобы найти число квантовомеханических состояний dN , нужно полный объем квантовой системы в пространстве импульсов поделить на минимальный объем квантовомеханического состояния (в пространстве импульсов). Минимальный объем квантовомеханического состояния, в соответствии с квантовой статистикой, равен: $\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = (2\pi\hbar)^3 / \Omega$, где Ω - объем пространства, в котором происходит рассматриваемая реакция (за таковой может быть принят объем ядра). Тогда

$$dN = \int dp_x dp_y dp_z \cdot \frac{\Omega}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{4\pi\Omega}{(2\pi\hbar)^3} p_b^2 dp_b$$

Интегрирование по импульсам здесь проводится по всем направлениям вылета частицы b . Используя релятивистское соотношение для энергии свободной частицы $E_b^2 = m_b^2 c^4 + p_b^2 c^2$, получаем: $E_b dE_b = c^2 p_b dp_b$, что дает возможность выразить dp_b через dE_b :

$$dp_b = (1/v_b) dE_b. \quad (21.8)$$

Используя полученные соотношения, для $w_{A \rightarrow B}$ имеем:

$$w_{A \rightarrow B} = \frac{1}{\pi\hbar^4} | \langle k | H | i \rangle |^2 \frac{p_b^2}{v_b \Omega} \quad (21.9)$$

Эффективное сечение (функция возбуждения) $\sigma(E)$ связана с вероятностью $w_{A \rightarrow B}$ равенством:

$$w_{A \rightarrow B} = n v_a \sigma(E). \quad (21.10)$$

Из (21.9) и (21.10) следует:

$$\sigma(E) = \frac{1}{\pi\hbar^4} | \langle k | \Omega H | i \rangle |^2 \frac{p_b^2}{v_a v_b}. \quad (21.11)$$

При получении последнего соотношения учтено, что концентрация ядер мишени $n = \Omega^{-1}$, так как Ω представляет собой объем, приходящийся на одно ядро мишени. Матричный элемент оператора $\Omega H = \tilde{H}$, вследствие нормировки волновых функций на объем Ω , будет конечен. Окончательно имеем для функции возбуждения (эффективного сечения ядерной реакции) выражение:

$$\sigma(E) = \frac{1}{\pi\hbar^4} | \langle k | \tilde{H} | i \rangle |^2 \frac{p_b^2}{v_a v_b}. \quad (21.12)$$

При этом следует иметь в виду, что квадрат матричного элемента $| \langle k | \tilde{H} | i \rangle |^2$ зависит от энергии согласно (21.7):

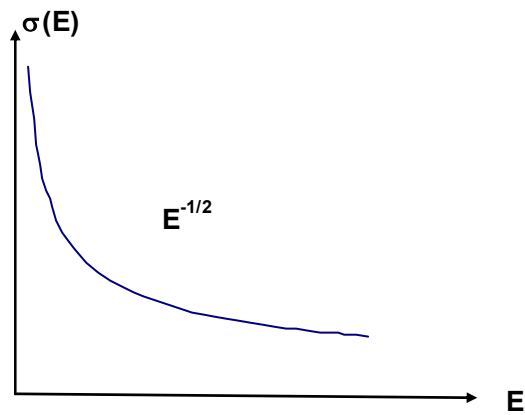
$$|\langle k | \tilde{H} | i \rangle|^2 = \text{const} \cdot \exp\left\{-\frac{2\pi z_a Z_A e^2}{\hbar v_a} - \frac{2\pi z_b Z_B e^2}{\hbar v_b}\right\}.$$

Рассмотрим, как в некоторых случаях функция возбуждения будет зависеть от энергии налетающей частицы $E = E_a$.

1. Упругое рассеяние. Реакция типа $a + A = A + a$, или $A(a, a)A$ в другой записи. В этом случае ядро $B \equiv A$, частица $b \equiv a$, энергия до и после реакции у ядра A остается прежней ($E_a \equiv E_b \equiv E$). Импульсы и скорости частицы одинаковы. Следовательно, $\sigma(E) = \text{const}$. Графиком зависимости $\sigma(E)$ будет горизонтальная прямая.

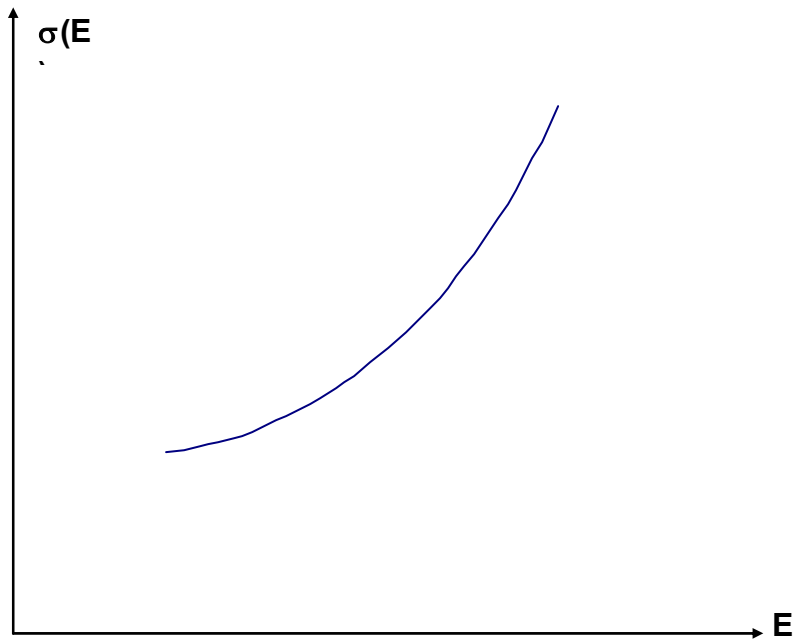
2. Экзотермическая реакция. В этом случае вылетающая частица b будет иметь энергию порядка нескольких МэВ. Следовательно, скорость и энергия частицы b будут постоянны. Здесь следует рассмотреть два случая. Первый случай, частица a не заряжена (реакции типа $(n, b), (\gamma, b)$). В этом случае зависимость $\sigma(E)$ будет иметь вид $\sigma(E) \sim 1/v_a \sim 1/\sqrt{E}$. Графиком $\sigma(E)$ будет гипербола (в осях $\sigma(v_a)$). (Рисунок 15 а)

Во втором случае налетающей частицей будет заряженная частица (реакции типа $(p, b), (\alpha, b)$). В этом случае множитель v_a^{-1} будет умножаться на $\exp\left\{-\frac{2\pi z_a Z_A}{\hbar v_a}\right\} \sim \exp\left\{-\frac{\text{const}}{\sqrt{E}}\right\}$, что существенно изменит характер зависимости $\sigma(E)$. (Рисунок 15б)



частица a нейтральная

Рис. 15а. Зависимость $\sigma(E)$.

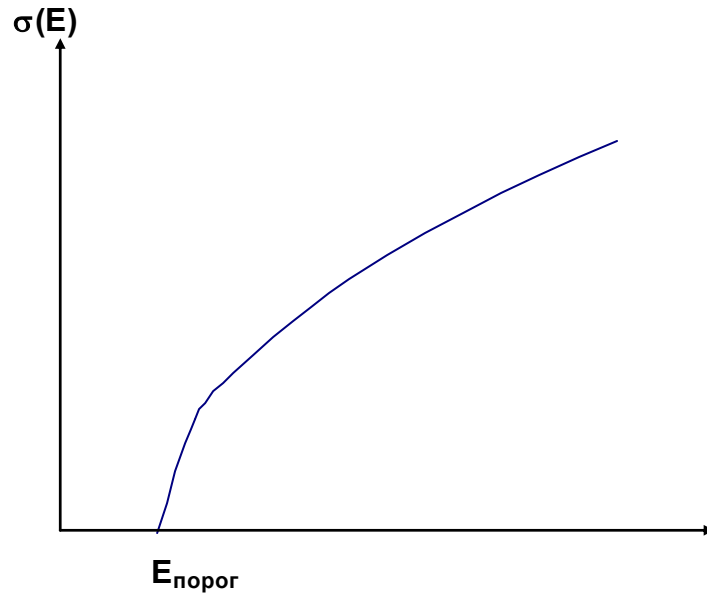


частица a заряжена

Рис. 156. Зависимость $\sigma(E)$.

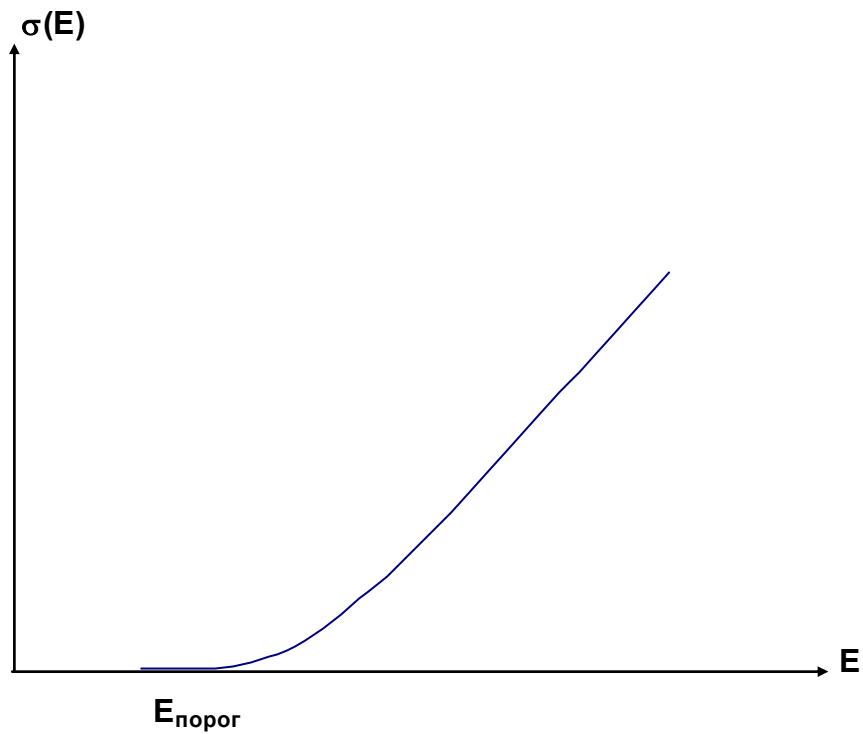
3. Эндотермическая реакция. Для осуществления такой реакции необходима пороговая энергия порядка $E_{\text{порог}} \approx \text{несколько МэВ}$. В этом случае энергия и скорость налетающей частицы будет велика, и ее можно положить равной постоянной величине E . Также мало меняющимися величинами будут импульс частицы p_a и скорость v_a . В случае, когда вылетает нейтральная частица ($z_b = 0$), зависимость $\sigma(E)$ будет определяться множителем $p_b^2 / v_b \sim p_b \sim \sqrt{E_b} = \sqrt{E - E_{\text{порог}}}$. Если вылетает заряженная частица, то на эту зависимость $\sigma(E)$ для нейтральной частицы будет накладываться сильная зависимость от энергии, определяемая множителем

$$\exp\left\{-\frac{2\pi z_b Z_B}{\hbar v_b}\right\} = \exp\left\{-\frac{\text{const}}{\sqrt{E - E_{\text{порог}}}}\right\}$$



вылетает нейтральная частица b

Рис. 16а. Зависимость $\sigma(E)$



Вылетает заряженная частица b .

Рис. 16б. Зависимость $\sigma(E)$

В первом случае зависимость $\sigma(E)$ будет иметь вид $\sigma(E) \approx \sqrt{E - E_{\text{порог}}}$. Это будет кривая с вертикальной касательной в точке $E = E_{\text{порог}}$ (Рисунок 16а). Во втором случае

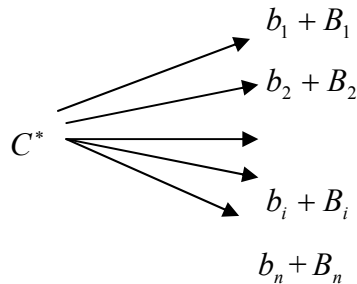
экспоненциальный множитель существенно исказит эту зависимость и графиком кривой будет кривая, изображенная на рисунке 16б.

22. Модель составного ядра

Далеко не всегда ядерные реакции происходят «в один присест», то есть, таким образом, как это мы рассмотрели в предыдущей главе. Возможны резонансные ядерные реакции. Механизм таких реакций был понят и разъяснен Н.Бором. Согласно Н. Бору, не всегда влетающая в ядро частица вызывает ядерное превращение. Может оказаться, что внесенная частицей a в ядро энергия, распределяется между нуклонами в ядре. Создается ситуация, при которой некоторое время, довольно большое по ядерным масштабам, энергии нуклонов возбужденного ядра (компаунд ядра по Н.Бору) недостаточно, чтобы какая либо из частиц покинула ядро. Спустя некоторое время создается флуктуация, в результате которой энергия концентрируется на каком ни - будь нуклоне, или альфа частице, или еще на каком ни будь комплексе частиц, после чего частица может покинуть ядро. В этом случае ядерная реакция происходит не сразу («в один присест»), а в два этапа. Сначала возникает компаунд ядро C^* :

$$a + A = C^*,$$

которое существует некоторое время, затем компаунд ядро C^* превращается в какое - ни - будь ядро B . Каналов, по которым может произойти ядерное превращение, как правило, очень много. Схематически этот процесс превращения компаунд ядра C^* можно изобразить следующей схемой:



Каждый из этих каналов ядерной реакции характеризуется своей вероятностью. Чтобы найти функцию возбуждения для такой реакции, нужно воспользоваться теорией квантовомеханических переходов второго порядка. Для этого, необходимо немного изменить формулировку «золотого правила» Э.Ферми (21.12), а именно, вместо $|\langle k | \tilde{H} | i \rangle|^2 = H_{AB}^2 = H_{BA}^2$ в (21.12) должно фигурировать выражение:

$$H_{AB}^2 \rightarrow \frac{H_{CA}^2 H_{CB}^2}{|E_C - E|^2}.$$

Здесь $E_C = E_0 - i(\Gamma/2)$ - энергия метастабильного компаунд ядра C^* . Тогда «золотое правило» (21.12) приобретет вид:

$$\sigma_{A \rightarrow B}(E) = \frac{1}{\pi \hbar^4} \frac{H_{CA}^2 H_{CB}^2}{(E_0 - E)^2 + \Gamma^2/4} \frac{p_b^2}{v_a v_b} \quad (22.1)$$

Входящая в (22.1) полная ширина уровня энергии ядра C^* равна сумме всех Γ_i , характеризующих каждый из каналов распада компаунд ядра:

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (22.2)$$

Матричные элементы H_{CA} и H_{CB} находятся из соотношения неопределенностей Гейзенберга:

$$w_{CA} = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma_{CA}}{\hbar} = \frac{1}{\pi\hbar^4} H_{CA}^2 \frac{p_a^2}{v_a} \quad w_{CB} = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma_{CB}}{\hbar} = \frac{1}{\pi\hbar^4} H_{CB}^2 \frac{p_b^2}{v_b}.$$

Найдя из приведенных соотношений квадраты модулей матричных элементов и подставив их в (22.1), имеем:

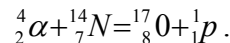
$$\sigma_{A \rightarrow B}(E) = \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_{CA}\Gamma_{CB}}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (22.3)$$

Фигурирующая в (22.3) величина $k_a = p_a / \hbar$ - есть волновой вектор налетающей на ядро A частицы a . Полученная формула (22.3) носит название формулы Брейта – Вигнера. Эта формула широко применяется для анализа резонансных ядерных реакций.

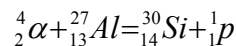
23. Ядерные реакции

23.1. Реакции под действием альфа частиц

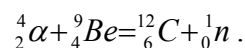
После открытия радиоактивности физики получили в свое распоряжение первую возможность воздействия на ядра. Альфа частицы, обладающие энергией в несколько МэВ, дали возможность осуществить первую ядерную реакцию. Эрнст Резерфорд в 1919 году наблюдал реакцию типа (α, p) :



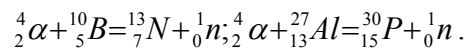
В первой трети прошлого века интенсивно изучались реакции под действием альфа частиц. В основном это были реакции, при которых альфа частица захватывалась ядром и при этом вылетал протон (α, p) . Приведем в качестве примера реакцию



В основном под действием альфа частиц происходили реакции такого типа. Однако в 1932 году английский физик Чедвик открыл реакцию, при которой впервые была получена новая частица нейтрон:



Начиная с этого момента, физики получили в свои руки новый более мощный способ исследования ядер – нейтроны. В отличие от альфа - частиц, нейтральный нейтрон не испытывает кулоновского отталкивания при взаимодействии с ядром. Приведем в качестве примера еще некоторые реакции под действием альфа частиц:

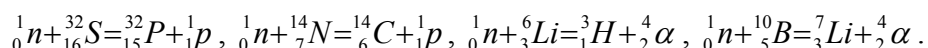


В этих реакциях, осуществленных в 1934 году супругами Ирен и Фредериком Жолио-Кюри, были впервые получены позитронно-активные ядра ${}^{13}_7N$ и ${}^{30}_{15}P$. Под действием альфа частиц в основном происходят реакции (α, p) и (α, n) .

23.2. Реакции под действием нейтронов

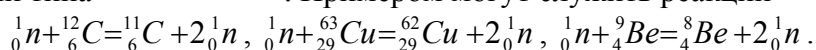
Под действием нейтронов происходят реакции следующих типов: (n, γ) (радиационный захват нейтрона), (n, p) , (n, α) , реакция деления ядра (n, f) и реакции с вылетом множественного числа частиц $(n, 2n)$, (n, np) и т. д. Кроме того, происходят реакции упругого (n, n) и неупругого (n, n') рассеяния нейтронов. Приведем примеры реакций под действием нейтронов. В качестве реакции радиационного захвата нейтрона приведем реакцию ${}_0^1n + {}_{49}^{115}\text{In} \rightarrow {}_{49}^{116}\text{In} + \gamma$. Получившийся при этом нечетно-нечетный изотоп ${}_{49}^{116}\text{In}$, бета активен с периодом полураспада $T = 54 \text{ мин}$.

Реакции с вылетом протонов (n, p) и альфа частиц (n, α) являются эндотермическими, так как для вылета из ядра протона и альфа частицы необходимо преодолеть кулоновский потенциальный барьер. Примерами могут служить следующие реакции:



Реакция деления ядер под действием нейтронов (n, f) , в виду ее важности, будет рассмотрена отдельно.

Если кинетическая энергия нейтронов превосходит величину $T \geq 10 \text{ МэВ}$, происходят реакции типа $(n, 2n)$; (n, np) . Примером могут служить реакции



Последняя реакция интересна тем, что для ее осуществления требуется кинетическая энергия нейтронов всего лишь порядка 2 МэВ . Отметим также, что получившийся изотоп ${}_4^8\text{Be}$ нестабилен и в течение времени $\tau \sim 10^{-16} \text{ с}$ распадается на две альфа частицы.

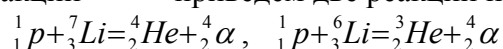
Упругое рассеяние нейтронов замечательно тем, что ядро после столкновения с нейтроном, остается в прежнем состоянии. Нейтрон тоже остается нейтроном, однако, в лабораторной системе координат нейтрон обязан отдать часть своей энергии ядру. Вследствие этого процесса упругое столкновение нейтронов с ядрами используется для замедления быстрых нейтронов.

Процесс неупругого столкновения нейтрона с ядром характерен тем, что после столкновения нейтрон теряет часть своей энергии. Ядро же, отобрав часть энергии у нейтрона, после столкновения будет находиться в возбужденном состоянии.

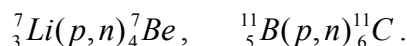
23. 3. Реакции под действием протонов

После того, как были построены ускорители заряженных частиц, появилась возможность производить ядерные реакции с помощью ускоренных до больших энергий протонов. С помощью протонов происходят следующие реакции: (p, α) , (p, n) , (p, p) , (p, γ) (радиационный захват протона) и значительно реже реакция с выбиванием дейтрона (p, d) .

В качестве примеров реакции (p, α) приведем две реакции на легких ядрах:



Реакции (p, n) являются эндотермическими, так как масса нейтрона больше массы протона на $1,3 \text{ МэВ}$. Типичными примерами таких реакций будут:

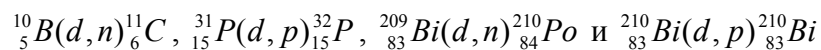


Реакции радиационного захвата протона (p, γ) обычно маловероятны. Укажем на реакцию с большим выходом. ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma){}^8_4\text{Be}$

Реакция (p, d) встречается значительно реже остальных, так как дейтрон представляет собой слабосвязанное ядро, для образования которого нужна большая энергия. Примером может служить реакция

23.4. Реакция под действием дейтронов

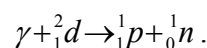
Под действием дейтронов возможны лишь два типа реакций (d, p) и (d, n) . Этот тип реакций изучали в 1935 году Оппенгеймер и Филлипс. Как следует из результатов экспериментов, дейтрон, слабосвязанное ядро, имеющее сигарообразную форму, при подлете к ядру, поляризуется сильным кулоновским полем ядра. При этом, если высота потенциального барьера существенно превышает энергию связи дейтрона ($E_{\text{связи}} \approx 2,2 \text{ МэВ}$), поляризация может привести к тому, что дейтрон разделится на нейтрон и протон. В результате этой поляризации ядро захватывает нейтрон, а протон улетает прочь. При малых кинетических энергиях налетающего на ядро дейтрона, преимущественно происходит реакция (d, p) . Если же энергия дейтрона сравнима с высотой потенциального барьера или даже превосходит ее, то обе реакции (d, p) и (d, n) становятся равновероятными. В качестве примеров приведем реакции:



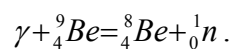
Реакции под действием дейтронов носят название реакции срыва.

23.5. Реакции под действием гамма квантов (фотоядерные реакции)

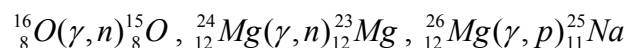
Энергии гамма квантов, получающихся в результате радиоактивных превращений, обычно не превышают нескольких МэВ. Поскольку энергия связи нуклона в ядре составляет примерно 8 МэВ, то долгое время единственной реакцией, которую удавалось осуществить под действием гамма квантов, была реакция фоторасщепления дейтрона, энергия связи которого равна 2,2 МэВ:



При этом в качестве источников гамма квантов использовался препарат ${}^{208}_{81}\text{Tl}$ (по старой терминологии ThC''), являющийся источником гамма квантов с энергией 2,62 МэВ. С помощью подобных гамма квантов удалось произвести еще одну реакцию – фоторасщепление бериллия:



Получившийся при этом метастабильный ${}^8_4\text{Be}$ за время $\tau \sim 10^{-16} \text{ с}$ распадается на две альфа частицы. При распаде бериллия испускаются гамма кванты с энергией $E_\gamma = 17,6 \text{ МэВ}$. Такого типа реакции, в которых получают метастабильные ядра, были использованы для производства фотоядерных реакций. Так удалось осуществить реакции:



и целый ряд других реакций.

Однако, такие гамма кванты не позволяли исследовать зависимости функции возбуждения фотоядерных реакций $\sigma(E)$ от энергии гамма квантов. Такая возможность

появилась лишь с созданием бетатронов – ускорителей электронов. Ускоренные электроны испускают гамма кванты тормозного излучения, имеющие сплошной спектр энергий. Систематические эксперименты по изучению $\sigma(E_\gamma)$ для различных фотоядерных реакций привели к открытию так называемого гигантского резонанса. Оказалось, что зависимость функции возбуждения $\sigma(E_\gamma)$ фотоядерной реакции от энергии гамма кванта имеет резонансный характер, причем ширина наблюдаемого резонанса Γ аномально велика. Для объяснения этого явления были рассмотрены колебания ядра (А.Б.Мигдал в СССР и Гольхабер и Теллер в США). Было выяснено, что главную роль в резонансе играют дипольные колебания ядра под действием электромагнитного поля гамма квантов. При энергии гамма квантов $E_\gamma \approx (10 - 20) \text{ МэВ}$ все протоны ядра совершают гармонические колебания относительно всех нейтронов ядра, в результате чего ядро поляризуется. Ядерное вещество представляет собой колеблющиеся друг относительно друга протонную и нейтронную сферы. Ядро становится осциллятором. Резонансная частота таких колебаний

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{M}},$$

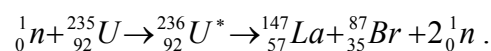
где κ – коэффициент упругости, M – масса осциллятора. При гармонических колебаниях нейтронной части ядра относительно протонной, возникает некоторое количество «оголенных» нейтронов и протонов, которое и обуславливает величину коэффициента упругости. Количество «оголенных» нуклонов, очевидно, будет пропорционально поверхности ядра $S_{\text{ядра}} \sim R_{\text{ядра}}^2$. Масса же ядра пропорциональна объему ядра $M_{\text{ядра}} \sim R_{\text{ядра}}^3$. Тогда для резонансной частоты гигантского резонанса имеем:

$$\omega_0 \sim \sqrt{\frac{R_{\text{ядра}}^2}{R_{\text{ядра}}^3}} \sim R_{\text{ядра}}^{-1/2} \sim A^{-1/6} \sim A^{-0,17}.$$

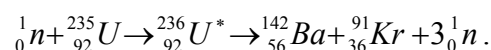
Этот результат хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью $E_{\text{рез}} \sim A^{-0,19}$.

24. Реакция деления ядра урана. Ядерные котлы

Реакция деления ядра урана была обнаружена в 1938 – 1939 годах одновременно во Франции (Ирен Кюри и Петр Савич) и в Германии (О. Ган и Ф. Штрассман). В Париже наблюдали реакцию:



О. Ган и Ф. Штрассман наблюдали другую реакцию:



Тогда же Л. Мейтнер оценила энергетический эффект данной реакции. По ее оценкам выделяется энергия порядка 200 МэВ на каждое делящееся ядро.

Подобные реакции происходят с образованием компаунд ядра. Теория подобных реакций, разработанная на основе капельной модели ядра, была в это же время предложена Н. Бором и Д. Уилером и советским физиком Я.И.Френкелем. Реакция деления компаунд ядра ${}_{92}^{236}\text{U}$ очень сложна и в настоящее время очень хорошо изучена. Имеется много каналов распада ${}_{92}^{236}\text{U}$, при которых ядро делится на два неравных осколка и при этом вылетают от одного до трех нейтронов. При каждой такой реакции выделяется

энергия порядка 200 МэВ на делящееся ядро. Статистические результаты изучения такой реакции представлены на графике (Рисунок 17) в виде двугорбой кривой, из которой видно, что деление ядра на равные осколки имеет вероятность выхода меньше сотой доли процента.

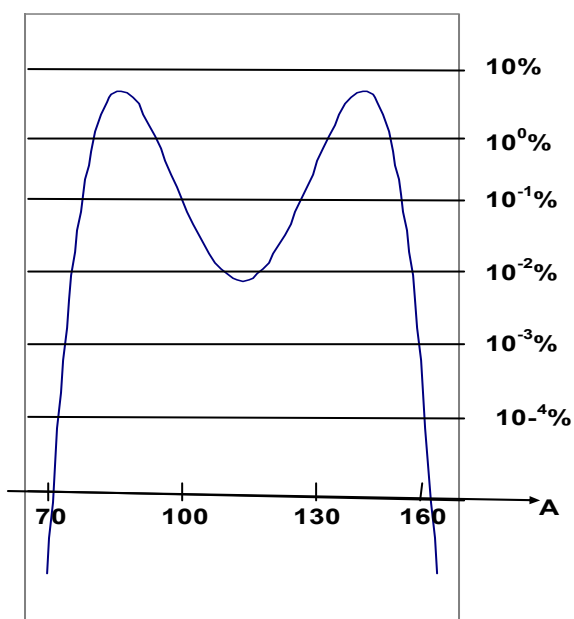


Рис. 18. Распределение вероятностей деления урана ${}^{236}_{92}\text{U}$ на осколки по массовому числу A .

Выделяемая при реакции деления энергия состоит из нескольких частей. В приводимой ниже таблице показано каким образом распределена эта энергия по различным способам ее выделения

Кинетическая энергия осколков	166,2
Энергия нейтронов деления	$4,8 \pm 0,1 \text{ МэВ}$
Энергия мгновенных гамма квантов	$8,0 \pm 0,8 \text{ МэВ}$
Энергия бета частиц продуктов деления	$7,0 \pm 0,3 \text{ МэВ}$
Энергия гамма излучения продуктов деления	$7,2 \pm 1,1 \text{ МэВ}$
Энергия антинейтрино продуктов деления	$9,6 \pm$
Всего	$202,8 \pm 4,1 \text{ МэВ}$

Реакция деления ядра урана позволяет использовать энергию деления как в военных, так и в мирных целях. Как известно, использование реакции деления в военных целях было произведено в конце второй мировой войны. В августе 1945 года США сбросили атомную бомбу на Хиросиму (ядерным горючим в этой бомбе был изотоп ${}^{235}_{92}\text{U}$) и на Нагасаки (в этой бомбе ядерным горючим был трансурановый элемент плутоний). (Япония). Изотоп урана ${}^{235}_{92}\text{U}$ обладает так называемой критической массой. Это означает, что в сплошном куске металлического ${}^{235}_{92}\text{U}$, имеющего массу больше определенной величины (около 1 килограмма), самопроизвольно возникает взрыв, поскольку в нем возникает неуправляемая цепная реакция деления. Принцип устройства

атомной бомбы довольно прост. Нужно иметь две или более частей урана, составляющих в сумме массу, равную критической, или несколько более таковой, которые в момент взрыва приводятся в соприкосновение (обычным взрывом).

Труднее было решить задачу осуществить управляемую реакцию деления в мирных целях. Так, первая в мире атомная электростанция была построена в 1954 году в Обнинске (СССР). Контролируемое выделение ядерной энергии производится в устройствах, называемых реакторами. В настоящее время существует большое разнообразие различных ядерных реакторов. Для примера рассмотрим гетерогенный реактор на тепловых нейтронах первой атомной электростанции, который работает в Обнинске.

Активная зона реактора представляет собой графитовый цилиндр диаметром 1,5 м и высотой 1,7 м. В этом цилиндре имеется 128 вертикальных рабочих каналов, в которых помещаются стальные тонкостенные трубки. По этим трубкам циркулирует под давлением 100 атм дистиллированная вода высокой чистоты, которая является теплоносителем. На трубки надеты втулки из уранового сплава, который является ядерным горючим. Урановый сплав представляет собой смесь изотопов ${}^{238}_{92}\text{U}$ (95%) и ${}^{235}_{92}\text{U}$

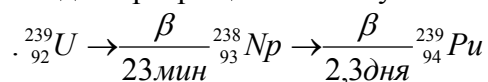
(5%). В естественной смеси изотоп ${}^{235}_{92}\text{U}$ содержится лишь в количестве 0,7%. В активной зоне имеется 22 канала для управляющих стержней, приготовленных из материала с большой поглощающей способностью нейтронов. Это стержни из карбида бора. В начале, после полной загрузки активной зоны реактора, эти стержни полностью вдвинуты в каналы. По мере «выгорания» горючего, стержни постепенно выдвигаются из каналов, регулируя плотность нейтронов в реакторе. Имеется еще канал аварийной защиты, который предотвращает аварийную ситуацию в реакторе. Графит, из которого изготовлен цилиндр реактора, является замедлителем нейтронов. Дело в том, что нейтроны, получающиеся при делении урана, обладают энергиями порядка нескольких МэВ.

Нейтроны такой энергии не могут вызывать реакции деления в ядре ${}^{235}_{92}\text{U}$. Чтобы нейтроны могли вызвать реакцию деления, их необходимо замедлить. Замедление нейтронов происходит в результате многочисленных упругих столкновений с ядрами графита. Теплоноситель – вода нагревается в реакторе до температуры от 190°C до 270°C .

Эта вода становится радиоактивной из-за реакции ${}^{16}_8\text{O}(n,\gamma){}^{17}_8\text{O}$. Чтобы исключить возможное вредное воздействие, нагретая вода поступает в теплообменник – парогенератор, где, охлаждаясь до температуры 190°C отдает свое тепло воде второго контура. Во втором контуре образуется пар с давлением 12,5 атмосфер и температурой $250^{\circ} - 260^{\circ}\text{C}$, который поступает в турбогенератор электростанции.

Общая загрузка реактора составляет 550 кг обогащенного урана. Этого количества хватает на 100 суток работы электростанции. Расход горючего ${}^{235}_{92}\text{U}$ составляет 30 г/сутки. Средний поток нейтронов в активной зоне равняется $5 \cdot 10^{13}$ нейтронов / $\text{см}^2 \cdot \text{с}$. Полезная мощность электростанции составляет 5000 кВт. Номинальная мощность реактора равна 30000 кВт.

Упомянем еще реакторы на быстрых нейтронах. В реакторах на быстрых нейтронах замедлитель в активной зоне отсутствует. В результате деления ${}^{235}_{92}\text{U}$, возникшие быстрые нейтроны захватываются ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$. Возникший в результате такого захвата ${}^{239}_{92}\text{U}$ путем двух последовательных бета распадов превращается в плутоний

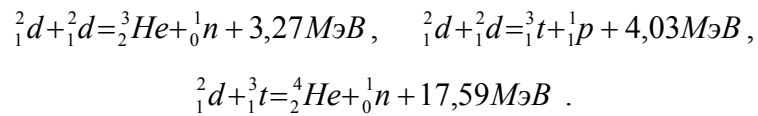


Полученный изотоп плутония по своей способности к делению не уступает изотопу ${}^{235}_{92}\text{U}$. Таким образом, расход ${}^{235}_{92}\text{U}$ сопровождается образованием другого ядерного горючего – плутония, причем нового горючего получается больше, чем заложенного ${}^{235}_{92}\text{U}$. Такие реакторы называются реакторами – размножителями, бридерными реакторами.

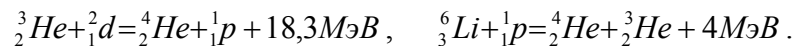
25. Термоядерные реакции синтеза

Существует два различных способа получения ядерной энергии. Первый способ, рассмотренный в предыдущей главе – деление тяжелых ядер, находящихся в конце периодической таблицы (деление урана, плутония). Другой путь заключается в синтезе легких ядер в более тяжелые. Таким путем тоже можно получать ядерную энергию, синтезируя ядра, вплоть до железа, у которого энергия связи, приходящаяся на один нуклон, достигает максимума. Таким путем выделяется энергия в недрах звезд.

Рассмотрим некоторые реакции синтеза ядер:



Существуют и другие экзотермические реакции синтеза:



Энерговыведение приведенных реакций примерно такое же, что и в реакциях деления. Что необходимо сделать, какие условия нужно создать, чтобы стала возможной в земных условиях термоядерная реакция синтеза, которая реализуется лишь в недрах звезд? Для этого необходимо сблизить ядра до расстояний, при которых начнут действовать ядерные силы притяжения, при которых станет возможным туннельный эффект. Какие возможности имеются для сближения ядер, которые, будучи положительно заряженными, испытывают кулоновское отталкивание? Единственным способом может служить повышение температуры. Оценим, до какой температуры нужно нагревать вещество, чтобы в результате теплового движения ядра смогли сблизиться на требуемые расстояния.

Если считать, что ядра необходимо сблизить до соприкосновения друг с другом, чтобы между ядрами возникли адронные силы притяжения, то оценка требуемых для такого сближения температур дает величину:

$$T \approx \frac{e^2}{kr} \approx 10^9 - 10^{10} \text{ K},$$

где $r \approx 2\text{ферми}$. В настоящее время достижение таких высоких температур не представляется возможным. Однако, существуют два обстоятельства, которые могут облегчить осуществление термоядерного синтеза при более низких и сделать возможным синтез при более низких температурах. Первым обстоятельством, облегчающим осуществление термоядерного синтеза, является уже упоминаемый туннельный эффект, который может способствовать осуществлению термоядерного синтеза при сближении ядер на не столь близкие расстояния. Вторым обстоятельством будет наличие «хвоста» в функции распределения Максвелла по скоростям (энергиям) ядер. Кроме большого числа ядер, имеющих скорости вблизи максимума максвелловского распределения по скоростям, имеется изрядное число ядер со скоростями, существенно превышающими значение средней квадратичной скорости. Эти обстоятельства существенно облегчают достижение термоядерного синтеза и делают его возможным при более низких температурах.

Пусть требуемое расстояние, на которое требуется сближать ядра, по порядку величины равно $r \sim 10^{-11} \text{ см}$. Энергия кулоновского отталкивания двух дейтронов на

$$E_{\text{кул}} = \frac{e^2}{r} = 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ эрг}$$

таком расстоянии равна . Поделив эту энергию на постоянную Больцмана, получаем для температуры значение $T \approx 10^8 \text{ К}$. При такой температуре вещество находится в полностью ионизированном состоянии (в состоянии плазмы). В настоящее время температуры такого порядка достигаются в специальных экспериментальных установках (токамаках и стеллаторах). Какие условия необходимы, для того, чтобы установка, работающая на реакции термоядерного синтеза, могла давать полезную для использования энергию? Ответ на этот вопрос дал американский физик Лоусон. Какого бы типа установку, использующую реакцию термоядерного синтеза, мы не использовали, необходимо для поддержания работы реактора иметь инжектор – устройство, в котором горючее доводится до состояния плазмы. По мере «выгорания» горючего в реакторе, плазма из инжектора «впрыскивается» в реактор. Часть энергии, получающаяся в реакторе, должна быть использована для работы инжектора. Если при этом будет некоторый остаток энергии, то он может быть использован для других нужд. При таких условиях мы можем построить электростанцию, работающую на использовании энергии термоядерного синтеза. Если вся энергия, получающаяся в реакторе, полностью пойдет на поддержание условий в инжекторе, мы будем иметь демонстрационный термоядерный реактор, который будет работать, используя всю вырабатываемую энергию для поддержания своей работы. Если же энергии, получающейся в результате работы реактора, не будет хватать даже для работы инжектора, то на поддержание работы реактора нам необходимо тратить дополнительную энергию.

Рассмотрим вопрос подробнее. При работе реактора, в активной зоне выделяются три типа энергий. Первый тип энергии – энергия, выделяющаяся в процессе термоядерного синтеза. В результате столкновений ядер будет каждую секунду выделяться в активной зоне реактора энергия (мощность):

$$N_{\text{синтеза}} = An^2 \langle \sigma v \rangle \varepsilon, \quad (25.1)$$

где ε - энергия, выделяющаяся в одном акте синтеза, n - концентрация ядер горючего в плазме, σ - эффективное сечение реакции синтеза, v - скорость ядер, A - численный коэффициент, который для дейтерий – дейтериевой плазмы равен $1/2$, а для дейтерий – тритиевой плазмы равен $1/4$. Поясним формулу (25.1). Множитель An^2 дает число столкновений между n ядрами плазмы. Для дейтерий – дейтериевой плазмы это как раз и будет $1/2 n(n-1) \approx n^2/2$. Множитель $\langle \sigma v \rangle$ дает объем цилиндра, построенного на площадке величиной σ с высотой равной скорости ядра v . Все ядра, находящиеся в этом объеме в течение секунды прореагируют с данным ядром.

Кроме рассмотренной энергии, в нагретой до очень высокой температуры плазме, будет еще и тепловая энергия, величина которой равна $3nkT$. Эта тепловая энергия состоит из двух равных долей, по $(3/2)nkT$ каждая, являющихся тепловой энергией электронов и ядер. Поскольку в активной зоне реактора частицы могут находиться лишь некоторое время τ , которое называется временем удержания плазмы, в активной зоне реактора будет еще и тепловая мощность:

$$N_{\text{теплов}} = 3nkT / \tau. \quad (25.2)$$

Кроме этих двух мощностей, нужно учитывать еще и радиационную мощность:

$$N_{\text{радиаци}} = Cn^2 \sqrt{T}. \quad (25.3)$$

Поясним радиационное слагаемое. Радиационные потери представляют собой испускание гамма квантов при торможении заряженных частиц (тормозное излучение). Множитель n^2 с точностью до множителя A дает частоту столкновений в единицу времени, средние скорости частиц, согласно распределению Максвелла частиц по скоростям, пропорциональны \sqrt{T} . Таким образом, слагаемое (25.3) дает правильную зависимость радиационной мощности от концентрации и температуры.

Если считать, что все три вида энергии могут использоваться с одинаковым коэффициентом полезного действия η , имеем полезную мощность:

$$N_{\text{полезн}} = \eta(A n^2 \langle \sigma v \rangle \varepsilon + 3nkT / \tau + C n^2 \sqrt{T}) \quad (25.4)$$

Из активной зоны реакторы каждую секунду уходят тепловая и радиационная энергии. Для того, чтобы реактор работал на уровне нулевой полезной мощности, должно выполняться равенство:

$$\eta(A n^2 \langle \sigma v \rangle \varepsilon + 3nkT / \tau + C n^2 \sqrt{T}) = 3nkT / \tau + c n^2 \sqrt{T} \quad (25.5)$$

Из полученного равенства для параметра $n\tau$ имеем:

$$n\tau = \frac{3kT}{\frac{\eta}{1-\eta} A \langle \sigma v \rangle \varepsilon - C \sqrt{T}} = f_{\eta}(T) \quad (25.6)$$

Полученное соотношение для параметра $n\tau$ носит название критерия Лоусона. В правой части (25.6) стоит универсальная функция температуры T , коэффициента полезного действия η и сорта горючего $f_{\eta}(T)$. Согласно Лоусону, если $n\tau$ больше, чем $f_{\eta}(T)$, возможно экономически выгодное получение энергии с помощью использования реакции термоядерного синтеза. На рисунке 19 приведены графики зависимости функции $f_{\eta}(T)$ для дейтерий дейтериевой и

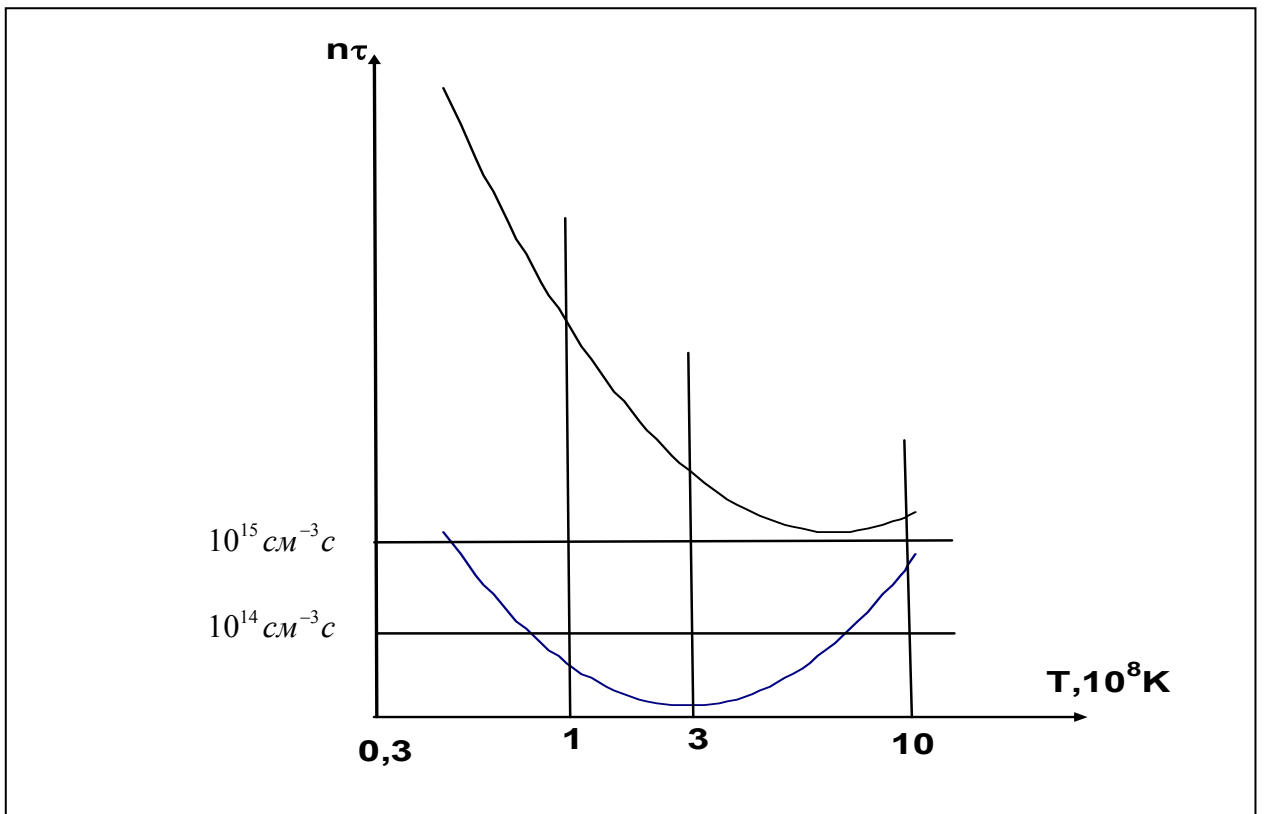


Рис. 19. графики зависимости функции $f_{\eta}(T)$ для дейтерий дейтериевой и тритий – дейтериевой плазмы.

тритий – дейтериевой плазмы для оптимистического коэффициента полезного действия $\eta = 1/3$. Из приведенного графика следует, что для дейтерий- – тритиевой плазмы оптимальной будет температура $T = 3 \cdot 10^8 K$. Для дейтерий – дейтериевой плазмы оптимальной будет температура $T = 10^9 K$.

Рассмотрим основные способы, с помощью которых в настоящее время ведутся работы по осуществлению управляемой реакции термоядерного синтеза. По – видимому, главным направлением является создание установок типа токамака или стеллятора, в которой можно создать и достаточно долго удерживать высокотемпературную дейтериевую плазму. Термин **Токамак** является сокращением слов токи, камеры, магнитные катушки. Токамак предложен советскими физиками И.Е. Таммом и А.Д.Сахаровым. Токамак представляет собой тороидальную камеру, в которой может существовать нагретая до десятков миллионов градусов плазма.. Удерживать плазму от столкновений со стенками камеры можно с помощью тороидального магнитного поля. Токамак – тор, в котором существует дейтерий – дейтериевая, или дейтерий – тритиевая плазма. Для удержания плазмы от столкновений со стенками тора необходимо создать магнитное поле, силовые линии которого представляют собой концентрические окружности. Схематически установку, предложенную И.Е.Таммом и А.Д.Сахаровым, можно представит с помощью рисунка 20. На рисунке внешняя и внутренняя окружности представляют собой стенку тора. Шрихпунктирные окружности представляют собой некоторые из многочисленных силовых линий магнитного поля, создаваемого внутри тора. Заряженные ионы плазмы внутри тора будут навиваться на силовые линии магнитного поля, будут фактически «приклеены» к ним. Если создать кольцевой ток в торе, то возникнет плазменный шнур, который будет самопроизвольно сжиматься и несколько утончаться вследствие , так называемого *пинч эффекта*

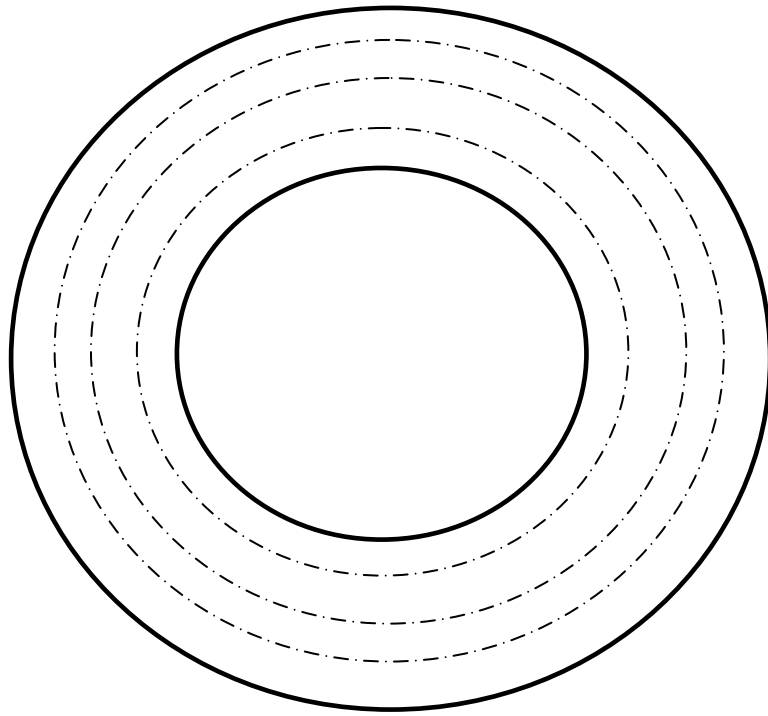


Рис.20. Схематически установку, предложенную И.Е.Таммом и А.Д.Сахаровым.

Пинч эффект возникает в результате воздействия магнитного поля самого тока на себя. Если мы проанализируем воздействие магнитного поля плазменного шнура на ионы, движущиеся в этом шнуре, то мы убедимся что сила Лоренца, действующая на ионы плазмы, будет сжимать плазменный шнур. Этот пинч – эффект способствует увеличению времени существования плазмы. Создание постоянного магнитного поля, удерживающего ионы плазмы от столкновений со стенками тора, осуществляется с помощью сверхпроводящих соленоидов.

В СССР было создано несколько токамаков. В самом крупном из действующих токамаков, созданных в 1975 году – токамаке Т 10 было достигнуто значение параметра $n\tau \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ при температуре плазмы $T \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ К}$. Неустойчивость плазменного шнура обусловлена различными причинами. Одна из причин – «выжимание» плазменного шнура от внутренней стенки тора к стенке с большим радиусом. Это явление возникает вследствие того, что давление магнитного тороидального поля в области, близкой к стенке тора с меньшим радиусом больше давления магнитного поля в области, прилегающей к стенке тора с большим радиусом. Другой причиной является неоднородность плазменного шнура. Части шнура с меньшим радиусом будут сильнее пережиматься магнитным полем вследствие пинч – эффекта, что приведет к разрыву плазменного шнура.

На построенном в США токамаке TFTR было достигнуто рекордное значение времени $\tau = 0,19 \text{ с}$. Внешний радиус тора равняется $R = 248 \text{ см}$. На этой установке была получена температура $T = 2,2 \cdot 10^8 \text{ К}$. Стоимость указанного токамака – 314 миллионов долларов США.

Американский физик Спитцер предложил для создания условий длительного существования плазмы установку, которую он назвал стеллатором. Если тороидальную камеру изогнуть в виде восьмёрки, то такая камера, грубо говоря, будет представлять собой стеллатор. Если создаваемые внутри каждой из двух областей «восьмерки» магнитные поля будут совершенно идентичны, то частицы, благополучно миновавшие одну из областей, могут благополучно «проскочить» и другую такую область. Таким образом можно увеличить время существования плазмы.

Существуют и альтернативные способы осуществления термоядерного синтеза. Советский физик академик А.М.Прохоров предложил интересный способ осуществления такой реакции. Способ заключался в том, что крупинки твердого термоядерного горючего (дейтерия) в свободном падении проходили через область, в которой создавалась высокая температура, создаваемая батареей лазеров, излучение которых фокусировалось в этой очень малой области (практически – точке). Лазерное излучение разогревало кусочки дейтерия. При этом твердый дейтерий начинал испаряться. При испарении происходило сильное сжатие остающейся некоторое время твердой фазы до таких условий, при которых начиналась термоядерная реакция. Такая установка могла работать в импульсном режиме. Термоядерный синтез происходил в этой установке, А.М.Прохоров даже демонстрировал этот процесс по телевидению.

Упомянем еще об одном способе, предложенном советским физиком, академиком Я.Б.Зельдовичем, который заключается в использовании так называемых мезоатомов. Если в атоме дейтерия заменить электрон мюоном (старое название мю – мезон) то получится мезоатом. Радиус такого мезоатома $r_\mu = \hbar^2/m_\mu e^2 = 2,55 \cdot 10^{-11} \text{ см}$. Без всякого нагревания такой мезоатом может сблизиться с другим атомом дейтерия. При этом может осуществиться термоядерный синтез. Правда, мюон нестабилен, его время жизни равно $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, однако расчеты показывают, что за это время мезоатом успеет осуществить достаточное число реакций синтеза.

Однако, несмотря на наличие некоего количества альтернативных способов осуществления управляемого термоядерного синтеза, международное научное сообщество в качестве основного избрало способ осуществления термоядерного синтеза с помощью строительства более мощных токамаков. Мы можем надеяться, что в не столь далеком будущем будет создан демонстрационный термоядерный реактор. Наконец, после создания демонстрационного реактора будет открыт путь к строительству электростанции, работающей на использовании реакции термоядерного синтеза.

Литература

1. Таблицы физических величин. Справочник под редакцией академика И.К. Кикоина, М. Атомиздат. 1976.
2. Д.В. Сивухин, Общий курс физики, том 5, Атомная и ядерная физика. М. Физматлит МФТИ 2002.
3. К.Н. Мухин, Экспериментальная ядерная физика тома 1 и 2, М., Атоиздат, 1974.
4. Г. Фрауенфельдер, Э. Хенли, Субатомная физика, М., Мир, 1989.
5. Л.Б. Окунь, Физика элементарных частиц., М., Наука, 1988.
6. В. Вайскрпф, Физика в двадцатом столетии, М., Атоиздат, 1977.
7. Р. Фейнман, Характер физических законов, Библиотечка «Квант», М., «Наука». 1982.
8. Я. Кокеде, Теория кварков, М., «Мир», 1971.
9. 50 лет современной ядерной физике, Сборник статей, М., Энкергоатомиздат, 1982.
10. Ф. Индурайн, Квантовая хромодинамика., М., «Мир». 1986.
11. А.Г. Ситенко, В.Н. Тартаковский, Лекции по теории ядра, М., Атомиздат, 1972.
12. Л.Д. Ландау, Я.Б. Смородинский, Лекции по теории ядра, М. Физматгиз, 1955.
13. Х. Джорджи, Единая теория Элементарных частиц и сил. УФН, том 136, стр. 287, (1982).
14. Я.Б. Зельдович, М.Ю. Хлопов, Драма идей в познании природы, Библиотечка «Квант», М., «Наука», 1988.
15. Л. Валантэн, Субатомная физика ядра и частиц., М., «Мир», 1986.
16. В.М. Михайлов, О.Е. Крафт, Ядерная физика., Ленинград, Издательство Ленинградского Университета, 1988.

17. Б.Х. Ишмухаметов, Одноэлектронные задачи квантовой механики в квазиклассическом рассмотрении., Издательство Уральского Госуниверситета им. А.М. Горького. Свердловск 1981.
18. Дж. Хединг., Введение в метод фазовых интегралов (Метод ВКБ)., М. 1965.
19. И.М. Дремин, А.Б. Кайданов, Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий. УФН, том 176 стр 275 (2005)
20. Ф.А. Вильчек, Асимптотическая свобода : от парадоксов к парадигмам. УФН, том 175, стр 1324, (2005)