

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Физический факультет



БИБЛИОТЕКА МЕДИЦИНСКОГО ФИЗИКА

А. П. Черняев, С. М. Варзарь, С. С. Макаров

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ МИКРОМИРА

Учебное пособие

*Рекомендовано методической комиссией
отделения ядерной физики
физического факультета МГУ*

Москва 2019

УДК 61:53(075.9)

ББК 53.6

Ч 49

Ч 49 Черняев А. П., Варзарь С.М., Макаров С. С.

Введение в физику микромира: Учеб. пособие — М.: ООП физического факультета МГУ, 2019. — 81 с.: с ил. — (Библиотека медицинского физика)

ISBN 978-5-6042768-2-2

Серия основана в 2017 году.

Редакционная коллегия: д. ф.-м. н. А. П. Черняев (главный редактор); д. б. н. В. В. Розанов (зам. главного редактора); д. т. н. Б. Я. Наркевич; к. ф.-м. н. С. М. Варзарь; к. ф.-м. н. А. В. Белоусов; к. ф.-м. н. П. Ю. Борщеговская; к. ф.-м. н. У. А. Близнюк; к. т. н. М. В. Желтоножская; Е. Н. Лыкова

Учебно-методическое пособие посвящено базовым разделам физики микромира. В нем рассматриваются фундаментальные законы атомной, квантовой и ядерной физики, описывается устройство некоторых видов медицинского оборудования, в основу работы которого положены эти законы, и его применение. Учебно-методическое пособие предназначено для студентов, аспирантов и специалистов, использующих и разрабатывающих ядерно-физические технологии для медицины, радиохимии, радиобиологии и других областей науки, а также для переподготовки и повышения квалификации медицинских физиков.

УДК 61:53(075.9)

ББК 53.6

ISBN 978-5-6042768-2-2

© Коллектив авторов, 2019

Содержание

Введение	4
Глава 1. Физика атома	8
1.1. Фотоэффект.....	8
1.2. Гипотеза квантов	10
1.3. Линейчатые спектры.....	12
1.4. Модели атома.....	15
1.5. Модель атома Бора	17
1.6. Задачи	21
Глава 2. Квантовая механика.....	23
2.1. Корпускулярно-волновой дуализм	23
2.2. Соотношение неопределенностей.....	25
2.3. Квантовая механика атома водорода.	
Квантовые числа	30
2.4. Понятие волновой функции.....	35
2.5. Квантово-механическая картина строения атома....	37
2.6. Стационарное уравнение Шредингера	39
2.7. Лазеры.....	41
2.8. Задачи	45
Глава 3. Физика ядра и частиц	49
3.1. Структура ядра.....	49
3.2. Энергия связи ядра.....	50
3.3. Ядерные модели	52
3.4. Радиоактивность	57
3.5. Ядерные реакции	61
3.6. Превращение элементов	62
3.7. Задачи	64

Глава 4. Фундаментальные частицы и взаимодействия .	66
4.1. Классификация элементарных частиц.....	66
4.2. Классификация фундаментальных взаимодействий	70
4.3. Диаграммы Феймана	74
4.4. Задачи.....	77
Литература.....	80

Введение

Окружающий человека мир сложен и многообразен. Издавна люди стремились познать его: объяснить из чего он состоит и что является причиной наблюдаемых явлений. Исследования шли в трех направлениях:

- Поиск элементарных составляющих, из которых образована вся окружающая материя;
- Изучение сил, связывающих элементарные составляющие материи;
- Описание движения частиц под действием известных сил.

У философов древней Греции существовало два противоположных взгляда на природу материи. Сторонники одной школы (Демокрит, Эпикур) утверждали, что нет ничего, кроме атомов и пустоты, в которой движутся атомы. Они рассматривали атомы как мельчайшие неделимые частицы, вечные и неизменные, пребывающие в постоянном движении и различающиеся формой и величиной. Сторонники другого направления придерживались прямо противоположной точки зрения. Они считали, что вещество можно делить бесконечно.

В XIX веке в основе представлений человечества об окружающем мире лежало механистическое мировоззрение, которое базировалось на сформулированных Исааком Ньютоном принципах классической механики и позволяло решать большинство практических задач. Но объяснить все многообразие явлений природы с помощью простых сил, действующих между объектами, оказывалось не всег-

да возможным. Необходимость внесения кардинальных изменений в физическую модель мира стала очевидной в конце XIX века после того, как был сделан ряд важнейших экспериментальных открытий:

1895 год — открытие Вильгельмом Рентгеном X-лучей;

1896 год — открытие Анри Беккерелем естественной радиоактивности солей урана;

1897 год — открытие Джозефом Томсоном электрона — первой субатомной частицы;

1898 год — выделение и исследование свойств радия и полония Марией и Пьером Кюри;

1899 год — открытие Эрнстом Резерфордом положительно заряженных альфа-частиц и отрицательно заряженных бета-частиц в излучении от солей урана;

1900 год — открытие Полем Виллардом гамма-излучения.

Как следствие, были пересмотрены теоретические основы физики микромира. В 1900 году Макс Планк сформулировал гипотезу квантов. Через пять лет для объяснения явления фотоэффекта эту идею обобщил Альберт Эйнштейн, показав, что квантованность является общим свойством электромагнитного излучения. Тогда же, в 1905 году, А. Эйнштейн предложил теорию, объясняющую физические явления при скоростях близких к скорости света.

В 1923 году французский физик-теоретик Луи де Бройль обосновал корпускулярно-волновой дуализм. Им была выдвинута гипотеза, что любые частицы обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами, которые связаны с энергией и массой частиц. Прямыми опытами, подтверждающими идею корпускулярно-волнового дуализма, были опыты по дифракции электронов, выполненные в 1927 году. Позднее наблюдалась дифракция и других микрочастиц. В 1929 году «за открытие волновой природы электронов» Луи де Бройль был удостоен Нобелевской премии по физике.

Менее чем через два года после возникновения концепции де Бройля Эрвин Шредингер сформулировал волновое уравнение, известное сейчас как уравнение Шредингера, и использовал его для объяснения атомных феноменов, а Вернер Гейзенберг сформулировал принцип неопределенностей, устанавливающее предел точности квантовых измерений. Успех работ Э. Шредингера и В. Гейзенберга фактически означал появление новой, более общей теории, которая получила название квантовой механики.

Теория относительности и квантовая теория стали фундаментом, на котором построено описание явлений микромира.

Становление и развитие физики микромира сопровождалось проникновением её достижений в медицину. Практически одновременно с обнаружением рентгеновского излучения и излучения радиоактивных изотопов началась их медицинская апробация. По мере создания источников и детекторов излучений возникали и совершенствовались медицинские аппараты для лучевой диагностики и терапии, ядерной медицины.

Современная медицина немыслима без достижений атомной и ядерной физики. В настоящее время в ней широко применяются такие высокотехнологичные физические приборы как лазер, гамма-камера, компьютерные (ОФЭКТ, КТ), МРТ, ПЭТ томографы, установки для стереотаксической хирургии (гамма- и кибер-ножи), большое количество приборов ультразвукового исследования (УЗИ). На сложных физических установках — ускорителях элементарных частиц — получают пучки электронов, протонов, высокоэнергичных фотонов для лечения злокачественных образований. Все большее применение ускорители находят в здравоохранении, где, наряду с лучевой терапией и ядерной медициной, они широко используются для

стерилизации лекарственных препаратов, одноразовых шприцев, имплантатов и других медицинских изделий.

Количество медико-физических приборов и комплексов стремительно растет, они становятся все более сложными и эффективными. Соответственно возрастает потребность в специалистах, которые умеют такое оборудование создавать и безопасно его использовать. Основой для этого являются знания основ физики микромира: строения вещества, методов генерации излучений и взаимодействия излучений с веществом.

Глава 1.

Физика атома

1.1. Фотоэффект

Фотоэффект — это выбивание электронов из вещества падающим светом. Явление фотоэффекта было открыто Генрихом Герцем в 1887 году в ходе его знаменитых экспериментов по излучению электромагнитных волн.

Герц использовал специальный разрядник (вibrator Герца) — разрезанный пополам стержень с парой металлических шариков на концах разреза. На стержень подавалось высокое напряжение, и в промежутке между шариками проскакивала искра. Так, Герц обнаружил, что при облучении шариков ультрафиолетовым светом проскакивание искры облегчалось! Ученый, однако, был поглощён исследованием электромагнитных волн и не принял данный факт во внимание. Год спустя фотоэффект был независимо открыт русским физиком Александром Григорьевичем Столетовым.

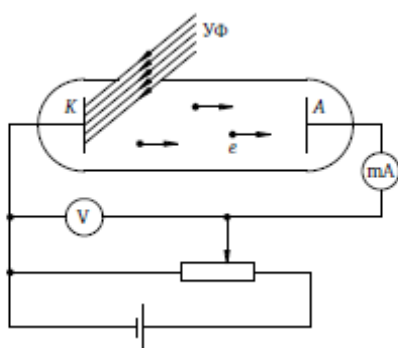


Рис. 1.1.1. Эксперимент Столетова по наблюдению фотоэффекта

На рисунке 1.1.1. представлена упрощённая схема данного эксперимента.

В стеклянную колбу, из которой выкачан воздух (чтобы не мешать лететь электронам), введены два электрода: цинковый катод К и анод А. На катод и анод подаётся напряжение, величину U которого можно

менять с помощью потенциометра и измерять вольтметром V . Катод освещается ультрафиолетовыми лучами УФ через специальное кварцевое окошко, сделанное в колбе (стекло поглощает ультрафиолет, а кварц пропускает). Ультрафиолетовое излучение выбивает с катода электроны e , которые разгоняются напряжением U и летят на анод. Включённый в цепь амперметр mA регистрирует электрический ток. Этот ток называется *фототоком*, а выбитые электроны, его создающие, называются *фотоэлектронами*. В своих опытах Столетов варьировал три величины: анодное напряжение, интенсивность света и его частоту. Тщательные экспериментальные исследования, проведённые Столетовым в течение двух лет, позволили сформулировать основные законы фотоэффекта:

1. Число электронов, выбиваемых из катода за секунду, пропорционально интенсивности падающего на катод излучения (при его неизменной частоте).

2. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой света и не зависит от его интенсивности.

3. Для каждого вещества существует красная граница фотоэффекта — наименьшая частота света ν_0 , при которой фотоэффект ещё возможен. При $\nu < \nu_0$ фотоэффект не наблюдается ни при какой интенсивности света.

Как можно было бы объяснить фотоэффект с точки зрения классической электродинамики и волновых представлений о свете? Известно, что для вырывания электрона из вещества требуется сообщить ему некоторую энергию A , называемую работой выхода электрона. В случае свободного электрона в металле это работа по преодолению поля положительных ионов кристаллической решётки, удерживающего электрон на границе металла. В случае электрона, находящегося в атоме, работа выхода есть работа по разрыву связи электрона

с ядром. В переменном электрическом поле световой волны электрон начинает совершать колебания. И если энергия колебаний превысит работу выхода, то электрон будет вырван из вещества. *Однако в рамках таких представлений невозможно понять второй и третий законы фотоэффекта.*

Таким образом, на рубеже XIX и XX столетий в физике возникла тупиковая ситуация: электродинамика, предсказавшая существование электромагнитных волн и великолепно работающая в диапазоне радиоволн, отказалась объяснять явление фотоэффекта. Выход из этого тупика был найден Альбертом Эйнштейном в 1905 году. Он предложил простое уравнение, описывающее фотоэффект. Все три закона фотоэффекта оказались следствиями уравнения Эйнштейна:

$$\frac{mV^2}{2} = \hbar\nu - A_{\text{выхода}}, \quad (1.1.1)$$

где $A_{\text{выхода}}$ — работа выхода электрона (или энергия, необходимая для отрыва его от поверхности металла), $\hbar\nu$ — энергия фотона, а $\frac{mV^2}{2}$ — кинетическая энергия электронов.

Главная заслуга Эйнштейна состояла в отказе от попыток истолковать фотоэффект с позиций классической электродинамики. Эйнштейн привлек к делу смелую гипотезу о квантах, высказанную Максом Планком пятью годами ранее.

1.2. Гипотеза квантов

Энергия микроскопических систем (атомов и молекул) может принимать только определенные, дискретные значения:

$$E = h\nu, \quad (1.2.1)$$

где ν — частота излучения, h — константа, ныне известная под названием постоянной Планка. Эту гипотезу часто называют

гипотезой квантов Планка (квант означает «определенное количество», «порция»).

Планк вычислил постоянную величину h , современное значение которой равно:

$$h = 6.62176 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с. (1.2.2)}$$

Эйнштейн выдвинул идею, предположив, что энергия осцилляторов квантована, то есть свет должен поглощаться и испускаться квантами. Таким образом, возникла идея, что свет можно представить в виде частиц — квантов света — фотонов. Открытие фотоэффекта послужило одним из важных доказательств того, что при взаимодействии с атомом свет может рассматриваться как частица.

Корпускулярная теория света была подтверждена позже и другими экспериментами. Среди них экспериментально установленный эффект Комптона — рассеяние фотона на свободном электроны, когда часть энергии падающего фотона передается свободному электрону, а энергия самого фотона при этом уменьшается. В экспериментах было установлено удивительное свойство природы — в одних случаях свет следует рассматривать как волну, в других — как частицу.

На атомном уровне энергия передается дискретными порциями, а наименьшая порция переданной энергии называется квантом $E_{\text{фотона}} = h\nu$. Гипотезу квантов можно сформулировать и как утверждение о том, что на атомно-молекулярном уровне колебания происходят не с любыми амплитудами. Допустимые значения амплитуды оказываются дискретными и обусловлены энергией, которую поглотил атом или молекула. Дискретные энергетические состояния атома получили название его уровней (о них мы будем более подробно говорить в следующих разделах).

Успешность гипотезы Планка наводила на мысль, что законы классической физики неприменимы к малым ча-

стицам вроде атомов или электронов, а также к явлениям взаимодействия света и вещества. Подтверждением данной мысли как раз и послужило явление фотозффекта.

1.3. Линейчатые спектры

При наблюдении свечения разреженных газов в его спектре появляются разрывы, увеличивающиеся по мере разрежения газа. В предельном случае чрезвычайно разреженного атомарного газа спектр становится линейчатым, т.е. состоящим из отдельных достаточно тонких линий. Рассмотрим два типа линейчатых спектров: спектр испускания и спектр поглощения.

Спектр испускания. Предположим, что газ состоит из атомов некоторого химического элемента и разрежен настолько, что атомы почти не взаимодействуют друг с другом. Раскладывая в спектр излучение такого газа (нагретого до достаточно высокой температуры), мы увидим примерно следующую картину (рис. 1.3.1 — изображения 1,2,3): Этот линейчатый спектр, образованный тонкими изолированными разноцветными линиями, называется спектром испускания. Любой атомарный разреженный газ излучает свет с линейчатым спектром. Более того, для каждого химического элемента спектр испускания оказывается уникальным, играя роль «удостоверения личности» этого элемента.

По набору линий спектра испускания можно однозначно сказать, с каким химическим элементом мы имеем дело. Поскольку газ разрежен и атомы мало взаимодействуют друг с другом, мы можем заключить, что свет излучают атомы сами по себе. Таким образом, атом характеризуется дискретным, строго определённым набором длин волн излучаемого света.

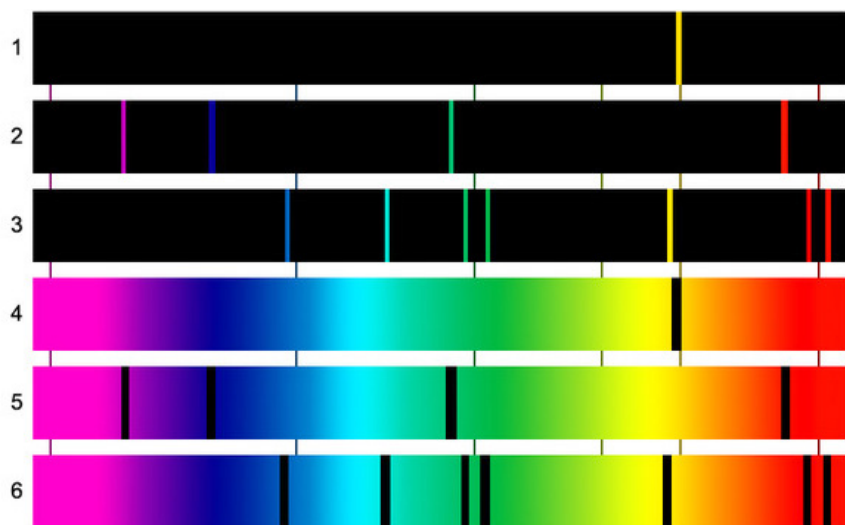


Рис.1.3.1. Спектры испускания: 1) натрия 2) водорода 3) гелия.
Спектры поглощения: 4) натрия 2) водорода 3) гелия

Спектр поглощения. Атомы излучают свет, переходя из возбуждённого состояния в основное. Но вещество может не только излучать, но и поглощать свет. Атом, поглощая свет, совершает обратный процесс — переходит из основного состояния в возбуждённое. Снова рассмотрим разреженный атомарный газ, но на сей раз при достаточно низкой температуре. Свечения газа мы не увидим; не будучи нагретым, газ не излучает — атомов в возбуждённом состоянии оказывается для этого слишком мало. Если сквозь наш холодный газ пропустить свет с непрерывным спектром, то можно увидеть что-то вроде этого (рис. 1.3.1 изображения 4,5,6): На фоне непрерывного спектра падающего света появляются тёмные линии, которые образуют так называемый спектр поглощения. Откуда берутся эти линии? Под действием падающего света атомы газа переходят в возбуждённое состояние.

При этом оказывается, что для возбуждения атомов годятся не любые длины волн, а лишь некоторые, строго определённые для данного сорта газа. Вот именно эти длины волн газ и «забирает себе» из проходящего света. Более того, газ изымает из непрерывного спектра ровно те самые длины волн, которые излучает сам! Тёмные линии в спектре поглощения газа в точности соответствуют ярким линиям его спектра испускания. Глядя на спектры испускания и поглощения, физики XIX века пришли к выводу, что атом не является неделимой частицей и обладает некоторой внутренней структурой. В самом деле, что-то ведь внутри атома должно обеспечивать механизм излучения и поглощения света! Кроме того, уникальность атомных спектров говорит о том, что этот механизм различен у атомов разных химических элементов; стало быть, атомы разных химических элементов должны отличаться по своему внутреннему устройству.

Спектральный анализ. Использование линейчатых спектров в качестве уникальных «паспортов» химических элементов лежит в основе спектрального анализа — метода исследования химического состава вещества по его спектру. Идея спектрального анализа проста: спектр излучения исследуемого вещества сопоставляется с эталонными спектрами химических элементов, после чего делается вывод о присутствии или отсутствии того или иного химического элемента в данном веществе. При определённых условиях методом спектрального анализа можно определить химический состав не только качественно, но и количественно. В результате наблюдения различных спектров были открыты новые химические элементы! Первыми из таких элементов были цезий и рубидий; они получили название по цвету линий своего спектра. В 1868 году в спектре Солнца были обнаружены линии, не соответствующие ни одному из

известных химических элементов. Новый элемент был назван гелием (от греческого гелиос — солнце). Впоследствии гелий был обнаружен в атмосфере Земли. Вообще, спектральный анализ излучения Солнца и звёзд показал, что все входящие в их состав элементы имеются и на Земле. Таким образом, оказалось, что все объекты Вселенной собраны из одного и того же «набора кирпичиков».

1.4. Модели атома

Модель Томсона. Одну из первых моделей строения атома придумал английский физик Джозеф Джон Томсон (удостоенный Нобелевской премии за открытие электрона). В конечном счёте она оказалась неверной, но сыграла важную роль, будучи стимулом для последующих экспериментальных исследований.

Схематично модель Томсона, получившая название «пудинг с изюмом», представлена на рис.1.4.1. Согласно этой модели, атом состоит из отрицательно заряженных электронов и равного количества положительного электричества равномерно распределенного внутри сферы $R \approx 10^{-8}$ см. Излучение атомов объясняется колебаниями электронов около положений равновесия. Однако вся совокупность экспериментальных данных по атомным спектрам не укладывалась в модель Томсона. Например, были подобраны формулы, хорошо описывающие спектр

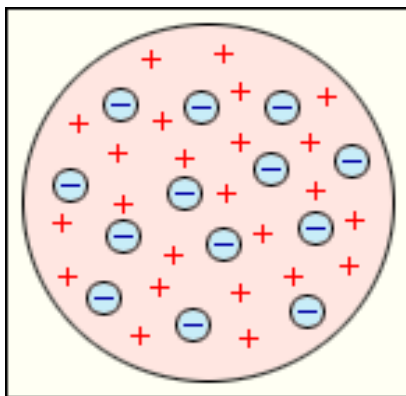


Рис.1.4.1. Модель Томсона

излучения атома водорода, но эти формулы из модели Томсона никак не следовали.

Планетарная модель атома. Э. Резерфорд проанализировал результаты работы Г. Гейгера и Э. Марсдена по рассеянию α -частиц на тонкой золотой фольге, в которой совершенно неожиданно было обнаружено, что небольшое число α -частиц отклоняется на угол больше 90° . Этот результат противоречил господствовавшей в то время модели атома Дж. Дж. Томсона. Для объяснения результатов, полученных Гейгером и Марсденом, Резерфорд разработал модель рассеяния точечного электрического заряда другим точечным зарядом на основе закона Кулона и законов движения Ньютона. Согласно данной модели дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистской точечной заряженной частицы в кулоновском поле точечного ядра записывается в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.4.1)$$

где Z_1 и Z_2 — заряды налетающей частицы и ядра-мишени, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл — элементарный электрический заряд, E — кинетическая энергия налетающей частицы, θ — угол рассеяния.

Угловое распределение α -частиц, рассеянных на золоте, свидетельствовало о том, что положительный заряд атома сосредоточен в пространственной области размером меньше $5 \cdot 10^{-12}$ см. Результирующий заряд ядра оценивался как $Ae/2$, где A — вес атома в атомных единицах массы, e — фундаментальная единица заряда. Точность определения величины заряда ядра золота составила $\approx 20\%$. Так возникла планетарная модель атома (рис. 1.4.2), положения которой заключались в следующем:

а) атом пустой и состоит из расположенных в его центре ядра и вращающихся вокруг него электронов;

б) размеры ядра в десятки тысяч раз меньше размеров атома, а его масса составляет более 99.9% массы атома;

в) атом нейтрален, заряд его ядра составляет $+Ze$, а вокруг него вращается Z электронов.

Модель оказалась простой и изящной. Она объяснила рассеяние частиц на большие углы и назад.

Планетарная модель атома Резерфорда явилась значительным шагом на пути к современным представлениям о строении атома. Однако она не была совершенной моделью. Любая частица движется по окружности с ускорением, а, следовательно, как установлено в классической электродинамике, излучает. Кроме того, с уменьшением радиуса вращения электрона должна изменяться, и частота его вращения вокруг атома. Поэтому спектр атома должен быть непрерывным, а не дискретным. Полученное противоречие попытался решить Бор в предложенной им модели атома.

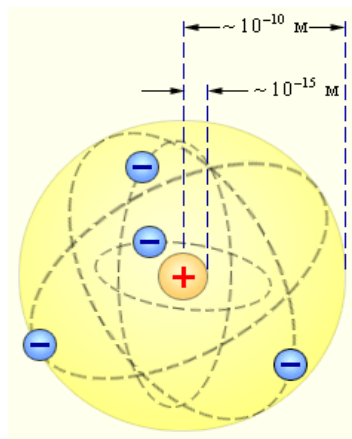


Рис. 1.4.2. Планетарная модель атома Резерфорда

1.5. Модель атома Бора

Планетарная модель атома, созданная Резерфордом, встретила полное недоумение, так как она противоречила казавшимся тогда незыблемыми основам физики. Нужно

было как-то объяснить, почему вращающиеся вокруг ядра электроны не излучают энергию и не падают на атомные ядра. Большое значение в развитии представлений о строении атома сыграла модель Н. Бора, которая представляла собой введение квантовых условий в модель Резерфорда, построенную на основе классических представлений. В 1913 г. Н. Бор сформулировал свои знаменитые постулаты.

Постулаты Бора:

1. В атоме существуют стационарные (не изменяющиеся со временем) состояния, характеризующиеся определенными дискретными (квантовыми) значениями энергии, находясь в которых атом не излучает энергию. Стационарным состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением.

2. В стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь дискретные квантованные значения момента импульса, удовлетворяющие уравнению:

$$m_e v_n r_n = n\hbar, (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.5.1)$$

где n — квантовое число орбиты или главное квантовое число, v_n — скорость электрона, находящегося на n -ой орбите атома, r_n — радиус n -ой орбиты.

3. При переходе электрона с одной орбиты на другую излучается (поглощается) один фотон с энергией, равной разности энергий соответствующих стационарных состояний:

$$\hbar\nu = E_n - E_m, \quad (1.5.2)$$

где n и m — целые числа, характеризующие номера орбит.

Как уже упоминалось, в разделе 1.3, спектр излучения разреженных газов является не непрерывным, а дискрет-

ным. Так как возбужденные газы испускают свет только определенных длин волн, в спектроскопе или спектрометре наблюдается не непрерывный, а линейчатый спектр. Водород представляет собой простейший атом: вокруг ядра обращается только один электрон. На рис. 1.5.1 представлен линейчатый спектр атома водорода.

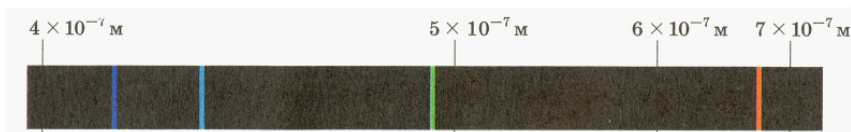


Рис. 1.5.1. Линейчатый спектр атомарного водорода

В 1885 г. Дж. Дж. Бальмер показал, что четыре видимые линии в спектре водорода связаны между собой эмпирическим соотношением:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, 5, \dots \quad (1.5.3)$$

где R — постоянная Ридберга ($R = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$).

Исследования спектра водорода, выполненные несколько позже, показали, что в ультрафиолетовой (УФ) и инфракрасной (ИК) областях спектра имеются и другие серии линий, аналогичные по своей структуре серии Бальмера, но с другими длинами волн.

Например, в ультрафиолетовой области спектра атома водорода находится серия Лаймана:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 2, 3, 4, \dots, \quad (1.5.4)$$

В инфракрасной области спектра атома водорода оказались расположенными три серии спектральных линий: серия Пашена, Брэкета и Пфунда.

Шведский ученый Ридберг объединил вышеперечисленные формулы в одну общую формулу:

$$v = R \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.5.5)$$

которая получила название обобщенной формулы Бальмера-Ридберга. В ней i — целое число, каждое значение которого соответствует определенной спектральной серии, упомянутой выше (например, $i=3$ соответствует серии Пашена).

В заключении, стоит отметить, что модель Бора обладала рядом существенных недостатков:

- Теория Бора *непоследовательна*. С одной стороны, она отвергает описание атома на основе классической физики, так как постулирует наличие стационарных состояний и правила квантования, непонятные с точки зрения механики и электродинамики. С другой стороны, классические законы: второй закон Ньютона и закон Кулона — используются для записи уравнения движения электрона по круговой орбите.

- Теория Бора не смогла дать адекватное описание самого простого после водорода атома гелия. Подавно не могло быть и речи о распространении теории Бора на более сложные атомы.

- Даже в самом атоме водорода теория Бора смогла описать не всё. Например, дав выражения для частот спектральных линий, модель Бора не объясняла различие в их интенсивностях. Кроме того, оставался неясным механизм образования молекулы водорода из двух атомов.

Несмотря на свои недостатки, теория Бора стала важнейшим этапом развития физики микромира. Полуклассическая-полуквантовая модель Бора послужила промежуточным звеном между классической физикой и последовательной *квантовой механикой*, построенной десятилетием позже — в 1920-х годах.

1.6. Задачи

Задача 1. Фотоэлектроны, вырываемые с поверхности металла, полностью задерживаются при приложении задерживающего напряжения U_0 . Фотоэффект для этого металла начинается при частоте падающего монохроматического света ν_0 . Определите: 1) работу выхода электронов из этого металла; 2) частоту применяемого облучения.

Решение. Поскольку, согласно условию задачи, фотоэффект начинается при ν_0 (красная граница фотоэффекта), работа выхода электронов:

$$\hbar\nu_0 = A_{\text{выхода}} \quad (1)$$

Записав уравнение Эйнштейна:

$$\frac{mV^2}{2} = \hbar\nu - A_{\text{выхода}}, \quad (2)$$

где $A_{\text{выхода}}$ — работа выхода электрона (или энергия, необходимая для отрыва его от поверхности металла), $\hbar\nu$ — энергия фотона, а $\frac{mV^2}{2}$ — кинетическая энергия электронов.

Учитывая, что:

$$\frac{mV_{\text{max}}^2}{2} = eU_0 \quad (3)$$

Окончательно, подставляя уравнение (3) в (2) находим ν :

$$\nu = \frac{A_{\text{выхода}} + eU_0}{h} \quad (4)$$

Задача 2. Протон с кинетической энергией $T = 2$ МэВ налетает на неподвижное ядро ^{197}Au . Определить дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$ на угол $\theta = 60^\circ$. Как изменится величина дифференциального сечения рассеяния, если в качестве рассеивающего ядра выбрать ^{27}Al ?

Решение. Дифференциальное сечение упругого кулоновского рассеяния на угол θ определяется формулой Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

где Z_1 — заряд налетающей частицы, Z_2 — заряд ядра. Тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1 \times 79 \times 1.44 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{4 \times 2 \text{ МэВ}} \right)^2 \times \frac{1}{(1/2)^4} \approx 3200 \Phi_{\text{М}}^2 / \text{ср} = 326 / \text{ср}.$$

Из формулы Резерфорда следует, что отношение дифференциальных сечений рассеяния при замене ядра ^{197}Au на ^{27}Al будет определяться отношением квадратов зарядов этих ядер:

$$R = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Au}} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Al}} = \frac{Z_{\text{Au}}^2}{Z_{\text{Al}}^2} = \frac{79^2}{13^2} = 37,$$

то есть при одинаковых условиях сечение рассеяния на золоте будет в 37 раз больше, чем на алюминии.

Задача 3. Спектр биологической ткани включает в себя спектры атомов, из которых она состоит. Наиболее интенсивные линии спектра среди них составят атомы водорода, поскольку их количество наибольшее. Определить частоту волны излучения, если оно возникает в результате перехода между пятой и второй орбитами в атоме водорода.

Решение. Воспользуемся формулой (1.5.5):

$$\nu_{nm} = R \left(\frac{1}{i^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Учитывая, что $R = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$, получим частоту испускаемого света:

$$\nu_{25} = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м} / \text{с} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{5^2} \right) = 6.9 \cdot 10^{14} \text{ Гц}.$$

Ответ: $\nu_{25} = 6.9 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$.

Глава 2.

Квантовая механика

2.1. Корпускулярно-волновой дуализм

Корпускулярно-волновой дуализм — это физический принцип, утверждающий, что любой объект природы может вести себя и как частица, и как волна.

Луи де Бройль в 1923 году дал обоснование теории Бора, основываясь на законах симметрии природы. Он предположил, что если фотоны обладают волновыми и корпускулярными свойствами, то и любые другие частицы, например, электроны, наряду с корпускулярными свойствами обладают также волновыми свойствами. В этом случае частице массы m , движущейся со скоростью v , соответствует длина волны λ , называемая *дебройлевской длиной волны*:

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (2.1.1)$$

Давайте посчитаем длину дебройлевской волны объекта массой 1 кг, движущегося со скоростью 1 м/с:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{1 \cdot 1} = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ м} \quad (2.1.2)$$

Это на 25 порядков меньше размера атома. Воображение отказывается представить себе столь малую величину. Разумеется, никакого волнового поведения у нашего объекта при таких условиях не обнаруживается — он стопроцентно ведёт себя как частица, то есть как материальная точка классической механики. Таким образом, мы совсем не наблюдаем

волновых свойств у окружающих нас тел (например, мы не наблюдаем интерференцию движущихся автомобилей или бильярдных шаров).

Совсем другое дело — электрон. Масса электрона равна $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг и столь малое значение массы (а стало быть, и импульса) может дать длину волны де Бройля, достаточную для экспериментального обнаружения волновых свойств.

Каждому электрону в атоме, считал де Бройль, соответствует стоячая волна. Хорошо известно, что в пространстве, ограниченном стенками, могут возникнуть лишь стоячие волны, а остальные будут затухать. Такие волны по гипотезе де Бройля могут возникать вдоль орбиты атома. В этом случае, возникшие стоячие волны будут замыкаться на себя, то есть на длине орбиты должно помещаться целое число волн:

$$2\pi r_n = n\lambda, n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.1.3)$$

Подставляя (2.1.1) в (2.1.3), получаем:

$$mvr_n = n\hbar. \quad (2.1.4)$$

Выражение (2.1.4) представляет собой один из постулатов Бора или, как принято его называть, условие квантования. Используя это условие, получаются дискретные значения радиусов орбит и энергий атомов. Таким образом, любой частице может быть приписана определенная длина волны.

Спустя несколько лет его гипотеза была подтверждена экспериментально. К. Д. Дэвиссон и Л. Х. Джермер в 1927 году, ис-



Рис. 2.1.1. Дифракция электронов

следуя рассеяние электронов на поверхности металла, обнаружили дифракционную картину (рис.2.1.1).

С другой стороны, ранее был открыт фотоэффект — рассеяние фотона на связанном (с атомом) электроны, а также эффект Комптона — аналогичное рассеяние фотона на свободном (не связанном с атомом) электроны. Объяснить оба эффекта можно в случае, если фотон представляет собой не волну, а частицу.

Таким образом, был сформулирован *принцип дополнительности*, который утверждает, что полное понимание природы света и материи требует учета как волновых, так и корпускулярных свойств.

Анализ недостатков теории Бора при ее огромной значимости для развития физики атома позволил понять, почему в начале 20-х годов прошлого века многие физики стали все более отчетливо сознавать необходимость создания новой, более последовательной теории. И менее чем через два года после того, как де Бройль выдвинул гипотезу о волнах материи, Эрвин Шредингер и Вернер Гейзенберг независимо разработали новую, более общую теорию.

Новая теория, получившая название квантовой механики, воссоздала из корпускулярно-волнового дуализма единую последовательную теорию.

Квантовая механика — это теория, устанавливающая способ описания и законы движения микрочастиц, связь величин, описывающих частицы и системы.

2.2. Соотношение неопределенностей

Обнаружение корпускулярных свойств электромагнитных волн и волновых свойств частиц показало, что объекты микромира подчиняются необычным законам. Эти законы

совершенно неожиданы для нас, привыкших наблюдать за макроскопическими телами.

Наше сознание выработало некоторые образы частицы и волны, вполне пригодные для описания объектов классической физики. Частица — это маленький, локализованный в пространстве сгусток вещества. Волна — это распределённый (не локализованный) в пространстве колебательный процесс. Как же эти понятия могут совмещаться в одном объекте (например, в электроны)?

Вообразить такое действительно получается с трудом. Но что поделать — это факт. Природа оказывается намного богаче нашего воображения. В своей повседневной жизни мы находимся очень далеко от микромира, и в привычном нам диапазоне макроскопических тел природа демонстрирует свои крайние проявления — в виде только частиц или только волн. Вот почему корпускулярные и волновые свойства представляются нам несовместимыми друг с другом. Но на самом деле это не так: в микромире оказывается, что один и тот же объект (например, электрон) легко может обладать обоими свойствами одновременно — словно человек, обладающий разными, несовместимыми на первый взгляд чертами характера. Так, будучи частицей, электрон локализован в пространстве; но, будучи волной, локализован не в точке, а «размазан» по некоторой области. Координаты и скорость электрона не могут быть измерены одновременно сколь угодно точно. Неопределённость координаты D_x и неопределённость соответствующей проекции импульса D_{p_x} оказываются связанными соотношением неопределённостей Гейзенберга:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{h}{2\pi} \quad (2.2.1)$$

Соотношение неопределённостей (2.2.1) имеет фундаментальный характер — оно применимо к любым объектам

природы. Чем точнее мы знаем координаты объекта (то есть чем в меньшей пространственной области он локализован), тем больше получается разброс значений его импульса (то есть тем с большей скоростью объект готов вылететь из этой области). И наоборот, чем точнее мы знаем импульс объекта, тем меньше у нас информации о том, где этот объект находится. Но коль скоро нет возможности одновременно точно измерить координаты и скорость, то теряет смысл понятие траектории движения объекта.

Механика Ньютона перестаёт работать в микромире и уступает место *квантовой механике*.

Пример. Электронный микроскоп (рис. 2.2.1).

Принцип волнового дуализма, соотношения неопределенностей лежит в основе конструкции электронных микроскопов. Поэтому прохождение электронов в них может быть интерпретировано как прохождение света в оптическом микроскопе. Физическая идея электронного микроскопа заключается в рассеянии электронов на биологических объектах (тонких срезах). При этом энергия электронов должна быть такой, чтобы не разрушать молекулярные связи. Оптические микроскопы позволяют рассматривать детали объектов до 0.1–0.2 мкм.

Разрешающая способность электронного микроскопа в $1000 \div 10000$ раз превосходит разрешение оптического



Рис. 2.2.1. Электронный микроскоп

микроскопа и для лучших современных приборов может составлять порядка ангстрема.

Увеличение в самых сильных оптических микроскопах оказывается в ~500 раз хуже, чем в электронных микроскопах, и достигает примерно миллион раз.

Существует несколько видов электронных микроскопов: просвечивающий, растровый, растровый просвечивающий и растровый туннельный. Схематическая конструкция, построения изображения и основные элементы двух типов электронных микроскопов (просвечивающего и растрового) представлены на рис.2.2.2.

На рис.2.2.2б представлена схема просвечивающего электронного микроскопа, позволяющего получить двухмерное изображение объекта. На рис.2.2.2а изображен растровый сканирующий микроскоп, на котором получают трехмерное изображение объекта.

Конструктивно электронный микроскоп состоит из электронной пушки, которая представляет собой ускоритель электронов на низкие энергии от 30 до 200 кэВ, системы электрических и магнитных фокусирующих и рассеивающих линз (играющих ту же роль, что оптические линзы — объектив и окуляр), детектора рассеянных на биологическом образце электронов (фотопластинки или люминесцентного экрана

Просвечивающий электронный микроскоп (ПЭМ) — это установка, в которой изображение от ультратонкого объекта (толщиной порядка 0,1 мкм) формируется в результате взаимодействия пучка электронов с веществом образца с последующим увеличением магнитными линзами (объектив) и регистрацией на флуоресцентном экране. С помощью первой магнитной линзы формируется параллельный пучок электронов, который падает на объект. Электроны проходят сквозь объект, причем они по-разному рассеиваются на ка-

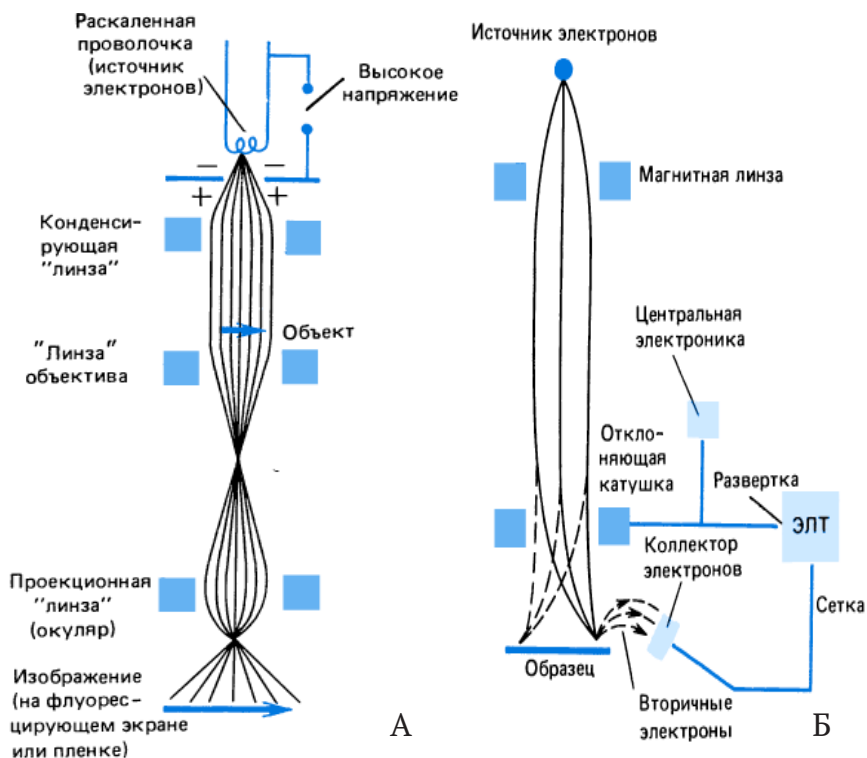


Рис.2.2.2. Схема растрового (а) и просвечивающего (б) электронного микроскопа

ждой из рассматриваемых структур, формируя изображение элементов объекта. Их энергия выбирается так, чтобы они не разрушали рассматриваемые элементы объекта. Далее пучок попадает на вторую магнитную линзу — объектив, которая увеличивает изображение. Затем, как в обычном оптическом телескопе, электроны проходят через окуляр.

Сканирующий (или растровый) электронный микроскоп (РЭМ) основан на отражении электронного пучка от объекта. Принцип работы РЭМ, заключающийся в сканировании поверхности образца сфокусированным электронным

пучком, анализе отраженных от поверхности электронов и рентгеновского излучения, возникающего в результате их взаимодействия с веществом.

Изображение поверхности объекта формируется с пространственным разрешением в несколько нанометров, что позволяет получать сведения о составе, строении и некоторых других свойствах приповерхностных слоёв исследуемых образцов.

Современные растровые микроскопы так же, как и просвечивающие микроскопы, позволяют увеличивать изображение до 1 миллиона раз. В них используются пучки электронов до энергии 50 кэВ. Наилучшее разрешение на 2009 год составляет 0.4 нм.

Анализ пучка отраженных электронов позволяет получать информацию о рельефе поверхности, о кристаллической структуре приповерхностных слоёв, а анализ возникающего в процессе взаимодействия пучка электронов с образцом рентгеновского излучения, позволяет качественно и количественно охарактеризовать химический состав приповерхностных слоёв.

На электронных микроскопах можно исследовать крупные молекулы, структуру вещества или тканей. Изменяя напряжение можно варьировать разрешение микроскопа.

Электронные микроскопы широко используются в биологии, медицине, науках о материалах, нанотехнологиях, промышленности.

2.3. Квантовая механика атома водорода. Квантовые числа

Квантовые числа — целые или дробные числа, определяющие возможные значения физических величин, харак-

теризующих квантовую систему (молекулу, атом, атомное ядро, элементарную частицу). Квантовые числа отражают дискретность (квантованность) физических величин, характеризующих микросистему. Набор квантовых чисел, исчерпывающе описывающих микросистему, называют полным. Так состояние электрона в атоме водорода определяется четырьмя квантовыми числами:

Главное квантовое число (n) — квантовое число, определяющее энергетические уровни электрона в атоме: $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$, $n \in [1, \infty)$.

Однако экспериментальные данные о спектрах сложных атомов не объяснялись с точки зрения теории Бора. Объяснение этих данных потребовало введение еще одного квантового числа, которое получило название орбитального квантового числа.

Орбитальное квантовое число (l) — квантовое число, определяющее момент импульса электрона в атоме, изменяется в пределах: $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$, $l \in [0, n - 1]$. С классической точки зрения это квантовое число можно интерпретировать как момент количества движения, например, Луны, вращающейся вокруг Земли. При вращении электрона в атоме он обладает некоторым моментом количества движения или моментом импульса.

Момент импульса электрона (механический орбитальный момент равен $l = mvrn$) в квантовой механике имеет вид:

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)}. \quad (2.3.1)$$

В атоме водорода полная энергия не зависит от значения l , а зависит только от n . Но в атомах с двумя и большим числом электронов энергия зависит от обоих квантовых чисел n и l .

Магнитное квантовое число (m) — квантовое число, определяющее проекцию момента импульса электрона на

заданное направление: $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$, всего $(2l+1)$ значений $m_l \in [-l, +l]$.

В квантовой механике ориентацию момента импульса обычно задают, указывая компоненту вдоль оси z . Компонента L_z связана с магнитным квантовым числом m соотношением:

$$L_z = m\hbar. \quad (2.3.2)$$

Спин электрона (s) — собственный неуничтожаемый механический момент импульса, не связанный с движением электрона в пространстве. Спин¹ элементарных частиц, а также других микрочастиц, (в том числе ядер и атомов) — это квантовая величина, у которой нет классического аналога; это — внутреннее неотъемлемое свойство электрона. У электрона спин равен $\frac{1}{2}$. Вводится понятие проекции спина на некоторую ось, проходящую через частицу. Проекция спина $s = \frac{1}{2}$ составляют $+\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$, то есть проекции спина принимают значения от $+s$ до $-s$: $s \in \{+s, -s\}$.

Как оказалось, этих четырех квантовых чисел (n, l, m, s) достаточно, чтобы описать спектры всех сложных атомов с любой заданной точностью.

В дальнейших исследованиях было установлено, что электроны в атоме не могут иметь четыре квантовых числа одинаковыми. Хотя бы одним из них, состояния двух электронов обязательно должны отличаться. Такой принцип был введен Вольфгангом Паули и получил название принцип запрета Паули. Он гласит: два электрона не могут находиться в атоме в одном и том же квантовом состоянии.

Этот принцип составляет основу для понимания не только структуры сложных атомов, но и природы молекул, химической связи и ряда других явлений.

¹ Для понимания смысла спина его можно представить в виде внутреннего вращения материи частицы вокруг некоторой оси, которую считают направлением спина.

Оболочки или уровни атома связывают с главным квантовым числом n . Для разных значений орбитального момента l энергия уровня может оказываться различной. В этом случае уровень расщепляется на подуровни (подоболочки). Подоболочки атома обозначают буквами латинского алфавита:

$$\begin{array}{cccccc} 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & \dots \\ s & p & d & f & g & \dots \end{array}$$

Магнитно-резонансный томограф (МРТ)². Физические основы МРТ-томографии основываются на использовании ядерного магнитного резонанса и определяются магнитными свойствами атомных ядер. Биологическая среда — это в основном ядра атомов водорода ^1H (протоны). Они обладают ядерным спином \vec{I} и механическим моментом вращения \vec{P} , который обуславливает появление магнитного момента $\vec{\mu}$ ядра (рис.2.3.1а). При наличии внешнего магнитного поля ядро вращается вокруг своей оси и способно взаимодействовать с внешним магнитным полем, то есть прецессировать вокруг его направления (рис 2.3.1б). Частоту прецессии определяют из уравнения Лармора:

$$\omega_0 = \gamma B_0, \quad (2.3.3)$$

где ω_0 — угловая частота Лармора; γ — гиромангнитное отношение, зависящее от свойств ядер ($\mu = \gamma P$); B_0 — напряженность постоянного магнитного поля, в котором находятся ядра вещества.

² Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) был открыт в 1938 году И. Раби, за что в 1944 году он был удостоен Нобелевской премии. За открытие и первое успешное определение ЯМР сигнала в жидкостях и твердых телах Ф. Блох и Э. Парселл в 1952 году получили Нобелевскую премию в области физики. Позднее, еще три Нобелевские премии по химии, медицине и биологии были получены за открытия в области применения ЯМР. В 1991 году и 2002 году за работы по развитию ЯМР — спектроскопии были получены две Нобелевские премии по химии, а в 2003 году — Нобелевская премия по физиологии и медицине. Хотя ЯМР –томография и ЯМР –спектроскопия были изобретены в 1960 году российским ученым В. А. Ивановым.

Вторым физическим законом, положенным в основу МРТ-томографа, является наличие у ядер (как и у атомов) квантовой характеристики — спина. Протоны имеют полусельный спин $s=1/2$, что является причиной существования двух уровней, отличающихся спином. Поэтому для протонов существует два конуса прецессии: один — для ядер в состоянии с низкой энергией, а другой — для ядер в состоянии с высокой энергией.

Полезный сигнал в МРТ-томографах возникает в результате взаимодействия радиоволн с веществом. В состоянии равновесия несколько большее количество ядер находится на нижнем энергетическом уровне, что приводит к возникновению макроскопической намагниченности. Для того, чтобы вызвать переход ядра с нижнего энергетического уровня на верхний, необходимо воздействовать на систему.

Радиоволны можно рассматривать как кванты энергии. Действие радиочастотного импульса (рис.2.3.1в) приводит к квантовому переходу ядер с более низкого энергетического уровня в возбужденное состояние (на более высокий по энергии уровень). Переход осуществляется при поглощении квантов энергии (радиосигнала частоты ν). Их энергия равна

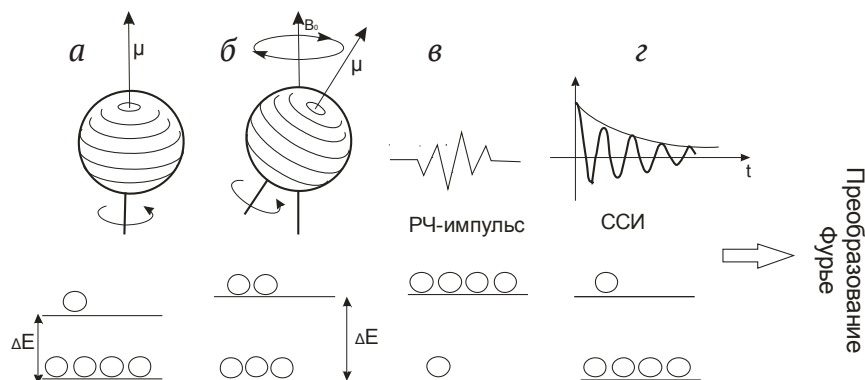


Рис.2.3.1. Принцип приема и передачи сигнала в МРТ-томографе

разности энергий между двумя уровнями $\hbar\nu = \Delta E$. При отключении радиосигнала (рис.2.3.1г) протоны возвращаются в прежнее состояние и излучают энергию ΔE , что соответствует ЯМР-сигналу. При этом каждое ядро, возвращающееся в низшее энергетическое состояние, будет излучать энергию. Если радиочастотный импульс близок по частоте к ларморовой частоте ядер, то наблюдается резонанс. В этом случае амплитуда получаемого сигнала значительно усиливается.

Этот сигнал обрабатывают с помощью преобразования Фурье. Оно представляет собой математическую процедуру, в рамках которой испускаемый сигнал при возвращении ядер на низшее энергетическое состояние раскладывают на частотные компоненты и определяют интенсивность каждой из них. Далее эти компоненты суммируются, обрабатываются на компьютере, позволяя сформировать изображение объекта.

Принцип действия МРТ-томографа напоминает принципы достижения инверсионной заселенности высокоэнергичных уровней атомов или их соединений в рабочих кристаллах лазеров. Возвращение этих атомов в основное состояние позволяет усилить световой или радиочастотный сигнал.

Таким образом, в МРТ-томографе происходит облучение радиосигналом определенного среза тканей, а при выключении его возникает ответный сигнал облученных тканей. Расшифровка этого сигнала позволяет судить о наличии патологий в тканях. Осуществляя много срезов и объединяя полученные результаты можно определить размер патологического очага.

2.4. Понятие волновой функции

Волновая функция (или вектор состояния) — комплексная функция, описывающая состояние квантово-механической системы в момент времени t :

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)} \quad (2.4.1)$$

Её знание позволяет получить максимально полные сведения о системе, принципиально достижимые в микромире. Так с её помощью можно рассчитать все измеряемые физические характеристики системы, вероятность пребывания её в определенном месте пространства и эволюцию во времени. Волновая функция может быть найдена в результате решения волнового уравнения Шредингера.

Волновая функция $\psi(x, y, z, t) \equiv \psi(x, t)$ точечной бесструктурной частицы (например, электрона) является комплексной функцией координат этой частицы и времени. Квадрат модуля волновой функции отдельной частицы $|\psi(\vec{r}, t)|^2 = \psi^*(\vec{r}, t)\psi(\vec{r}, t)$ дает вероятность обнаружить частицу в момент времени t в точке пространства, описываемой координатами \vec{r} , а именно, $|\psi(\vec{r}, t)|^2 dv \equiv |\psi(x, y, z, t)|^2 dx dy dz$ это вероятность найти частицу в области пространства объемом $dv = dx dy dz$ вокруг точки x, y, z .

Волновая функция $\psi(\vec{r}, t)$ частицы не учитывает ее внутренних характеристик и степеней свободы, т.е. описывает ее движение как целого бесструктурного (точечного) объекта по некой траектории (орбите) в пространстве. Этими внутренними характеристиками частицы могут быть её спин, спиральность, изоспин (для сильновзаимодействующих частиц), цвет (для кварков и глюонов) и некоторые другие. Внутренние характеристики частицы задаются специальной волновой функцией её внутреннего состояния ϕ . При этом полная волновая функция частицы Ψ может быть представлена в виде произведения функции орбитального движения ψ и внутренней функции ϕ :

$$\Psi = \phi\psi, \quad (2.4.2)$$

поскольку обычно внутренние характеристики частицы и её степени свободы, описывающие орбитальное движение, не зависят друг от друга.

В качестве примера ограничимся случаем, когда единственной внутренней характеристикой, учитываемой функцией ψ , является спин частицы, причем этот спин равен $1/2$. Частица с таким спином может пребывать в одном из двух состояний — с проекцией спина на ось z , равной $+1/2$ (спин вверх), и с проекцией спина на ось z , равной $-1/2$ (спин вниз). Эту двойственность описывают спиновой функцией χ взятой в виде двухкомпонентного спинора:

$$\chi^{-1/2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \chi^{+1/2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.4.3)$$

Тогда волновая функция $\Psi_{+1/2} = \chi^{+1/2}\psi$ будет описывать движение частицы со спином $1/2$, направленным вверх, по траектории, определяемой функцией ψ , а волновая функция $\Psi_{-1/2} = \chi^{-1/2}\psi$ будет описывать движение по той же траектории этой же частицы, но со спином, направленным вниз.

Суть всего сказанного сводится к следующему. Если мы трактуем электроны (или какие-либо другие частицы) как волны, то волновая функция Ψ описывает амплитуду соответствующей волны материи. Если же мы трактуем электроны как частицы, то Ψ следует интерпретировать на основе вероятности нахождения электрона в заданной точке.

2.5. Квантово-механическая картина строения атома

Размеры и форму электронного облака в заданном состоянии атома можно вычислить, например, для простейшей

модели, когда атом представляет собой гармонический осциллятор. В этом случае волновая функция основного состояния атома водорода имеет вид:

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{1}{\pi r_1^3}} e^{-\frac{r}{r_1}} \quad (2.5.1)$$

где $\psi(r)$ — волновая функция, описывающая положение электрона в атоме, которая зависит от расстояния до центра и не зависит от угловых координат и времени, а постоянная r_1 совпадает с радиусом первой боровской орбиты атома водорода.

Представленная в соотношении (2.5.1) волновая функция иллюстрируется на рис.2.5.1. Видно, что электронное облако в основном состоянии водорода сферически симметрично. Оно имеет разную вероятность нахождения электрона или размытость волны электрона в зависимости от расстояния до ядра. Таким образом, электронное облако можно интерпретировать как с корпускулярной, так и с волновой точек зрения.

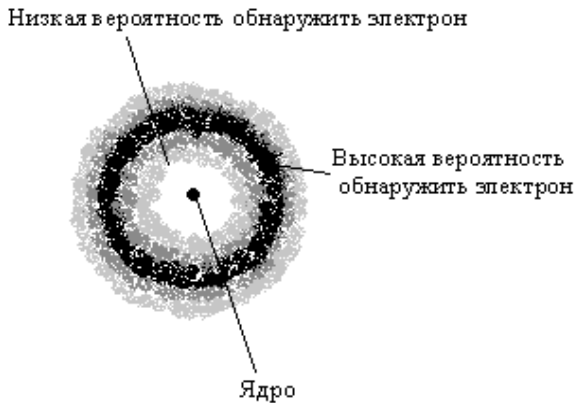


Рис.2.5.1. Электронное облако (распределение вероятности) для атома водорода

2.6. Стационарное уравнение Шредингера

Уравнение Шредингера — основное уравнение нерелятивистской квантовой механики, описывающее динамику частиц. Предложено Э. Шредингером в 1926 г.

К середине 20-х годов стало очевидно, что полуклассическая теория атома Н. Бора не может дать полного описания свойств атома. В 1925–1926 гг. в работах В. Гейзенберга и Э. Шредингера был разработан общий подход описания квантовых явлений — квантовая теория. Эволюция квантовой системы в нерелятивистском случае описывается волновой функцией, удовлетворяющей уравнению Шредингера

Состояние классической частицы в любой момент времени описывается заданием ее координат и импульсов (x, y, z, p_x, p_y, p_z). Зная эти величины в момент времени t , можно определить эволюцию системы под действием известных сил во все последующие моменты времени. Координаты и импульсы частиц сами являются величинами, непосредственно измеряемыми на опыте. В квантовой физике состояние системы описывается волновой функцией $\psi(x, y, z, t)$. Т. к. для квантовой частицы нельзя одновременно точно определить значения ее координат и импульса, то не имеет смысла говорить о движении частицы по определенной траектории, можно определить только вероятность нахождения частицы в данной точке в данный момент времени, которая определяется квадратом модуля волновой функции

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (2.6.1)$$

Эволюция квантовой системы в нерелятивистском случае описывается волновой функцией, удовлетворяющей уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi, \quad (2.6.2)$$

где $\psi(x, y, z, t)$ — волновая функция, \hat{H} — оператор Гамильтона (оператор полной энергии системы). В нерелятивистском случае:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \hat{p}^2 + \hat{U}(x, y, z, t), \quad (2.6.3)$$

где m — масса частицы, \hat{p} — оператор импульса, $\hat{U}(x, y, z, t)$ — оператор потенциальной энергии частицы. Задать закон движения частицы в квантовой механике это значит определить значение волновой функции в каждый момент времени в каждой точке пространства. Уравнение Шредингера играет в квантовой механике такую же роль, как и второй закон Ньютона в классической механике. В стационарном состоянии:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)e^{-iEt/\hbar} \quad (2.6.4)$$

Так как вероятность найти частицу в момент t в точке x, y, z пропорциональна $|\Psi(x, y, z, t)|^2$, то в данном случае она $\sim |\psi(x, y, z)|^2$, т.е. не зависит от времени. Аналогично, вероятность обнаружить значение физической величины, характеризующей систему, также не изменяется со временем, т.к. выражается через квадраты модулей волновых функций.

Уравнение Шредингера для стационарного состояния, когда потенциальная энергия частицы явным образом не зависит от времени, имеет вид

$$\hat{H}\psi(x, y, z) = E\psi(x, y, z) \quad (2.6.5)$$

Это уравнение называют стационарным уравнением Шредингера.

2.7. Лазеры

Лазер (оптический квантовый генератор) — выдающееся достижение физики XX века. Уникальные свойства лазерного луча находят применение в самых разнообразных сферах — от мощных промышленных агрегатов до мелкой бытовой техники. Остановимся более подробно на рассмотрении физических принципов работы лазеров.

Рассмотрим два энергетических состояния атома: основное состояние с энергией E_1 и возбуждённое состояние с энергией $E_2 > E_1$. Переходя из возбуждённого состояния в основное, атом излучает фотон с энергией $h\nu = E_2 - E_1$. Если возбуждённый атом предоставлен сам себе, то он переходит в основное состояние самопроизвольно. Момент перехода предсказать невозможно, и потому излучение в этом случае называется *спонтанным*. Спонтанное излучение различных атомов является некогерентным, поскольку атомы излучают совершенно независимо друг от друга. Оказывается, однако, что атом можно *заставить* излучить фотон, *заставив* электрон перескочить с верхнего уровня на нижний. Это произойдёт под действием внешнего электромагнитного поля, частота которого совпадает с частотой перехода $\nu = (E_2 - E_1)/h$. Эффект аналогичен явлению резонанса при вынужденных колебаниях; в качестве вынуждающей силы выступает при этом электро-магнитное поле. Излучение

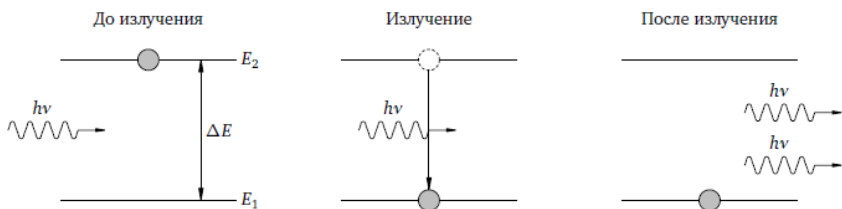


Рис. 2.7.1. Схема получения индуцированного излучения

атома, вызванное внешним электромагнитным полем, называется *вынужденным* или *индуцированным* (рис.2.7.1).

Левая часть рисунка соответствует начальной ситуации, когда на возбуждённый атом, находящийся в состоянии с энергией E_2 , падает фотон, энергия $h\nu$ которого в точности равна разности $E = E_2 - E_1$ энергий возбуждённого и основного состояний.

Средняя часть рисунка показывает вынужденный переход атома в основное состояние: под воздействием падающего фотона электрон соскакивает с верхнего уровня на нижний.

В правой части рисунка мы видим результат этого соскока. Падающий фотон никуда не делся, а атом, перейдя в основное состояние, излучил ещё один фотон, *тождественный падающему фотону*. Таким образом, вместо одного падающего фотона на входе возникло два фотона-близнеца на выходе.

Если каким-либо способом перевести в возбужденное состояние множество атомов, а при определенных условиях «сбросить» их одновременно в основное состояние, можно существенно увеличить интенсивность излучения. В этом заключается идея лазера.

У некоторых атомов или молекул среди возбужденных состояний существуют такие, в которых атомы могут находиться существенно дольше, чем в обычных возбужденных состояниях. Такие состояния называют метастабильными.

При облучении рубина сине — зеленым светом (с помощью специальной мощной лампы — вспышки) ионы хрома возбуждаются и из основного состояния, которому соответствует энергетический уровень 1 (рис.2.7.2), переходят в возбужденное состояние 3. Через очень короткий промежуток времени порядка 10^{-8} с большинство ионов хрома самопроизвольно переходят с энергетического уровня 3 на метастабильный уровень 2, в котором они могут

находиться около 10^{-3} с (в 10^5 раз дольше, чем в обычном возбужденном состоянии).

Таким образом, возникает «перенаселенность» метастабильного уровня 2 и выполняются условия, когда число возбужденных атомов больше числа невозбужденных атомов. Этот способ, основанный на трехуровневой схеме, лежит в основе принципа действия рубинового лазера.

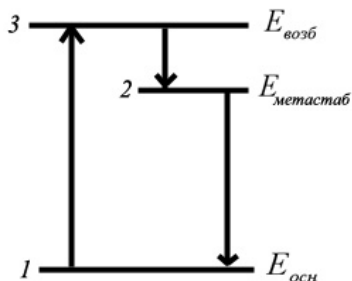


Рис. 2.7.2. Схема уровней рубинового лазера

В медицине лазерное излучение находит все более широкое применение. Наша страна первой в мире стала развивать методы лечения и диагностики в медицине с использованием лазерного излучения.

К областям применения лазерного излучения в медицине относится хирургия, терапия внутренних органов и диагностика. В хирургии лазерное излучение используется для разрезания, ампутации, сшивания тканей в результате сильного нагрева ткани до вскипания и образования тромбов (коагуляции). Большое количество лазерных технологий

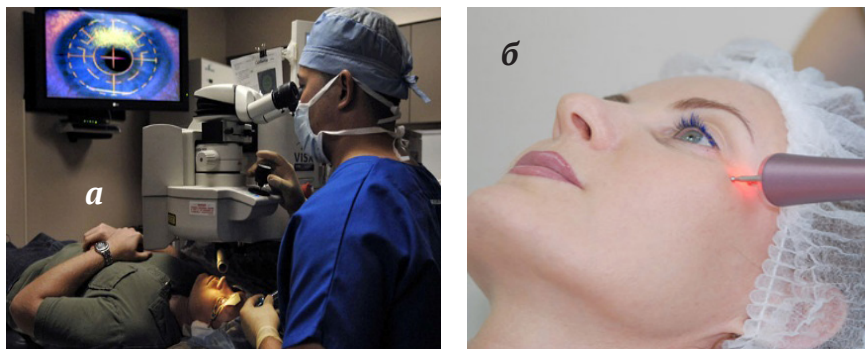


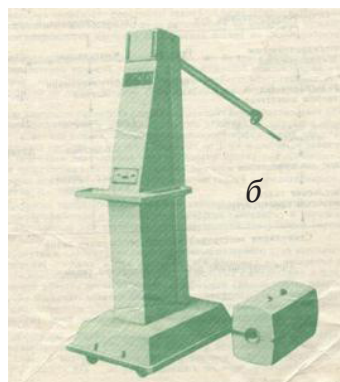
Рис.2.7.3. Лазерный аппарат в офтальмологии (а) и косметологии (б)

действует в офтальмологии, например, для «приваривания» сетчатки, сварки сосудов глазной сосудистой оболочки (рис.2.7.3а). Лазеры также применяются для обработки каких-либо объектов, например, в косметологии (рис.2.7.3б), бородавок, папиллом, после чего новообразование засыхает и отпадает. Операция является бесконтактной, практически бескровной, стерильной, локальной, даёт гладкое заживление рассечённой ткани.

В медицине установлено, что лазерный луч оказывает разрушающее действие на клетки. Механизм разрушения основан на термическом эффекте, вследствие которого возникает разность температур между поверхностными и внутренними частями объекта. Примером прибора, используемого для этих целей, является, например, лазерный аппарат АТКУС-10, созданный в ЗАО «Полупроводниковые приборы» (рис.2.7.4а). На рис.2.7.4б приведена лазерная хирургическая установка «Скальпель 1», которая применяется при операциях на органах желудочно-кишечного тракта, при остановке кровотечений из острых язв желу-



а



б

Рис.2.7.4. Хирургические аппараты: а) лазерный аппарат АТКУС-10 б) лазерная установка «Скальпель-1»

дочно-кишечного тракта, при кожно–пластических операциях, при лечении гнойных ран, при гинекологических операциях.

2.8. Задачи

Задача 1. Рассчитать длины волн λ протона и электрона с кинетической энергией $T = 10$ МэВ.

Решение. Протон нерелятивистский ($T_p \ll m_p c^2$). В этом случае

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{hc}{\sqrt{2m c^2 T}},$$

учитывая, что $hc = 197$ МэВ·Фм, имеем

$$\lambda_p = \frac{197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{\sqrt{2 \times 9383 \text{ МэВ} \times 10 \text{ МэВ}}} \approx 1.4 \text{ Фм}.$$

Электрон релятивистский ($T_e \gg m_e c^2$). В этом случае

$$\lambda_e = \frac{hc}{T_e} = \frac{197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{10 \text{ МэВ}} \approx 20 \text{ Фм}.$$

Задача 2. Каково строение электронных оболочек атома кислорода ^{16}O ?

Решение. Первой оболочке соответствуют квантовые числа $n_1 = 1, l_1 = 0, m_1 = 0, s_1 = -1/2, s_2 = +1/2$.

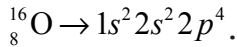
На ней располагается два электрона, отличающиеся одним квантовым числом — проекцией спина ($1s^2$).

Второй оболочке соответствуют квантовые числа $n = 2, l = 0, m_3 = 0, s_1 = -1/2, s_2 = +1/2, n = 2, l = 1, m_l \in [-1, 0, +1], s_1 = -1/2, s_2 = +1/2$.

Как видим, она раздваивается на две подоболочки, с $l = 0$ и $l = 1$. На первой подоболочке помещается два электрона,

как в более легких атомах. На второй помещаются оставшиеся четыре электрона — для трех значений магнитного квантового числа m и двух значений проекции спина s .

Таким образом, структура атома кислорода выглядит так:



Ответ: строение электронных оболочек ${}^1_8\text{O} \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^4$.

Задача 3. Какова должна быть кинетическая энергия электронов, чтобы с их помощью исследовать внутреннюю структуру атома, атомного ядра и нуклона?

Решение. Для исследования внутренней структуры объекта необходимо, чтобы длина волны пробной частицы (в данном случае электрона) была не больше размера этого объекта. В случае атома необходимо иметь $\lambda \leq R_{\text{ат}}$. Электрон нерелятивистский, поэтому

$$\lambda_e = \frac{h}{p_e} = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{2m_e c^2 \cdot T_e}} \leq R_{\text{ат}}.$$

Откуда получаем

$$T_e \geq \frac{1}{2m_e c^2} \left(\frac{2\pi\hbar c}{R_{\text{ат}}} \right)^2 \approx \frac{1}{10^6 \text{ эВ}} \left(\frac{1240 \cdot 10^6 \text{ эВ} \cdot 10^{-13} \text{ см}}{10^{-8} \text{ см}} \right)^2 \approx 160 \text{ эВ}.$$

В случае ядра электрон должен быть релятивистским, т.е. имеем

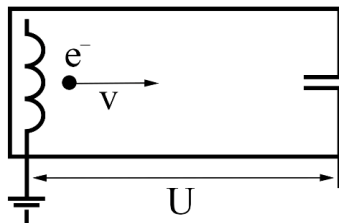
$$\lambda_e = \frac{2\pi\hbar c}{p_e c} \approx \frac{2\pi\hbar c}{T_e} \approx \frac{1240 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{T_e (\text{МэВ})} \leq R_{\text{яд}},$$

что для ядра с $A \approx 60$, имеющего $R_{\text{яд}} \approx 4 \text{ Фм}$, дает $T_e \geq 300 \text{ МэВ}$.

В случае нуклона имеющего $R_N \approx 1 \text{ Фм}$ и учитывая, что электрон должен быть релятивистским, получаем

$$T_e = \frac{2\pi\hbar c}{R_N} \approx \frac{1240 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{1 \text{ Фм}} \approx 1 \text{ ГэВ}.$$

Задачи 4. Какое разрешение можно достигнуть на электронном микроскопе, имеющем ускоряющее напряжение 100 кВ? С какой скоростью при этом электроны попадают на исследуемую биологическую ткань?



Решение. Скорость электронов v в электронном микроскопе определяется из соотношения

$$\frac{mv^2}{2} = eU$$

Отсюда скорость электронов составляет

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m}} = c \sqrt{\frac{2eU}{mc^2}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \sqrt{\frac{2 \cdot 100 \text{ кэВ}}{0.5 \text{ кэВ}}} = 0.63c = 1.9 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

Разрешение электронного микроскопа определяется длиной волны, ускоряемых электронов. Длина волны электронов λ вычисляется, по формуле

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emU}} = \frac{h}{\sqrt{2emc^2U}} c = \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} c}{\sqrt{2 \cdot 0.5 \text{ МэВ} \cdot 0.1 \text{ МэВ}}} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 6.2 \cdot 10^{-13} \text{ м}$$

Ответ: $\lambda = 6.2 \cdot 10^{-13} \text{ м}$, $v = 1.9 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Задача 5. Волновая функция описывает расстояние электрона до ядра водорода:

$$\psi = Ae^{-\frac{r}{A}}.$$

r — расстояние между электроном и ядром, A — первый Боровский радиус. На каком расстоянии от ядра электрон, скорее всего, находится?

Решение. 1) Выразив объем через радиус ядра, найдем вероятность того, что электрон находится в пределах некоторого расстояния от ядра:

$$dW = |\psi|^2 dV = 4\pi r^2 |\psi|^2 dr = 4\pi r^2 A^2 e^{-\frac{2r}{A}} dr$$

2) Вероятность того, что электрон находится в пределах элементарного «кольца» dr :

$$\omega = \frac{dW}{dr} = 4\pi r^2 A^2 e^{-\frac{2r}{A}}$$

3) Чтобы найти наиболее вероятное расстояние, найдем экстремум из последнего выражения:

$$\frac{d\omega}{dr} = (4\pi r^2 A^2 e^{-\frac{2r}{A}})' = 8\pi r A^2 e^{-\frac{2r}{A}} + 4\pi r^2 A^2 e^{-\frac{2r}{A}} \left(-\frac{2}{A}\right)$$

$$\frac{d\omega}{dr} = 0$$

Решив это уравнение, получим $r = A$ — самое вероятное расстояние между электроном и ядром.

Глава 3.

Физика ядра и частиц

3.1. Структура ядра

В начале 30-х годов была предложена модель атомного ядра, которая до сих пор остается общепризнанной. Согласно этой модели, атомное ядро состоит из элементарных частиц двух типов — **протонов** и **нейтронов**.

Протон представляет собой ядро простейшего атома — водорода. Он имеет положительный заряд $e^{+}=+1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл и массу $m_p = 1.672623 \cdot 10^{-27}$ кг = 938.2723 МэВ/с².

Нейтрон электрически нейтрален, что и объясняет его название. Его масса оказалась несколько больше массы протона: $m_n = 1.674929 \cdot 10^{-27}$ кг = 939.5656 МэВ/с²

Протоны и нейтроны объединяют общим наименованием **нуклонов**. Различные типы ядер называют **нуклидами**.

Каждое ядро атома характеризуется двумя числами: зарядом Z и массовым числом A . Заряд ядра Z равен числу протонов в ядре и совпадает с порядковым номером химического элемента в периодической системе. Массовое число A равно числу нуклонов в ядре, то есть сумме числа протонов и нейтронов.

$N=A-Z$ — число нейтронов, находящихся в ядре. Обычно атомное ядро обозначают символом ${}^A_Z X$, где X — символ химического элемента, A — массовое число, Z — атомный номер.

Ядра, содержащие одинаковое число протонов, но различное число нейтронов, называются изотопами. В ядрах

одного химического элемента число нейтронов может быть различным, а число протонов всегда одно и то же.

Ядра имеют примерно сферическую форму и их радиус удобно определять по приближенной формуле:

$$R_{\text{я}} = (1.2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) \cdot A^{1/3}. \quad (3.1.1)$$

3.2. Энергия связи ядра

Ядро атома гелия состоит из двух протонов и двух нейтронов. Если мысленно на одну чашу весов положить ядро гелия, а на другую — два протона и два нейтрона, то мы увидим, что четыре отдельных нуклона весят больше, чем само ядро гелия (рис. 3.2.1).

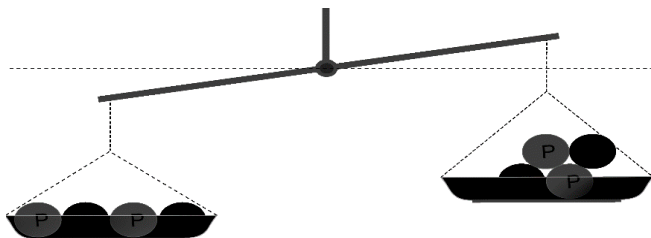


Рис. 3.2.1. К объяснению энергии связи нуклонов в ядре

Для ядер урана все наоборот. Исходное ядро оказывается тяжелее, чем два осколка. Поэтому оно по закону сохранения энергии может распадаться на другие частицы самопроизвольно. Тяжелые ядра обычно делятся на два осколка.

Поэтому в легких ядрах энергия выделяется при их слиянии, а в тяжелых — при их делении.

Разность масс (или энергий) между ядром и составляющим его нуклонами называют полной энергией связи ядра. Она

показывает, какую энергию необходимо затратить, чтобы разделить ядро на составляющие его протоны и нейтроны.

Удельной энергией связи (или средней энергией связи на нуклон) по определению называют полную энергию связи ядра $E_{\text{св}}$ деленную на число нуклонов A в ядре:

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{св}}}{A}. \quad (3.2.1)$$

Для вычисления массы ядра введем понятие дефекта масс Δ , который вычисляется по формуле:

$$\Delta(A, Z) = M_{\text{ам}} c^2 - A \cdot 1a.е.м. \quad (3.2.2)$$

Тогда для вычисления удельной энергии связи нуклонов в ядре используется соотношение, учитывающие дефекты масс ядер и нуклонов (Z протонов и N нейтронов):

$$\varepsilon(A, Z) = (Z\Delta_p + N\Delta_n - \Delta(A, Z)) / A. \quad (3.2.3)$$

На рис.3.2.2 показана измеренная экспериментально зависимость средней энергии связи на нуклон от массового числа A стабильных ядер. С увеличением A кривая сначала

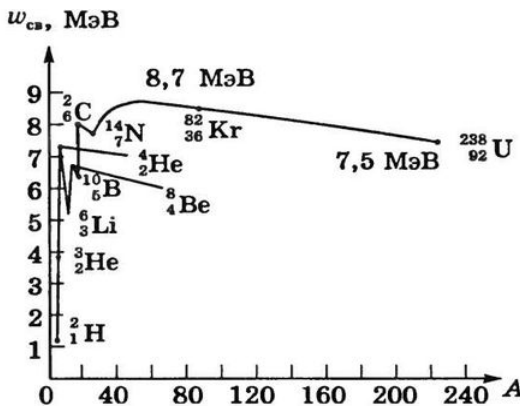


Рис. 3.2.2. Зависимость удельной энергии связи ядер от атомного номера

ла выходит на насыщение при A примерно равном 50. При $A > 60$ кривая медленно спадает. Из зависимости удельной энергии связи от массового числа видно, что на начальном участке вплоть до железа выделение энергии происходит при слиянии ядер. Для ядер тяжелее железа энергия выделяется при их распаде.

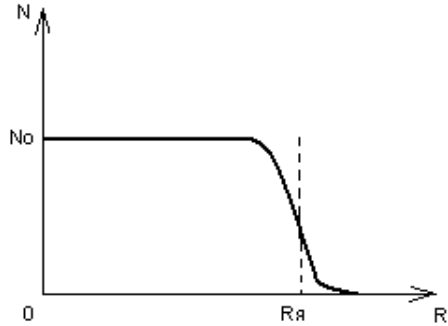


Рис. 3.2.3. Зависимость ядерных сил от расстояния

Стабильные ядра существуют благодаря действию сил более интенсивных, чем кулоновские. Эти силы получили название **сильного** или **ядерного взаимодействия**. Сильное (ядерное) взаимодействие — это притяжение, действующее между всеми нуклонами в равной степени. Радиус его действия составляет 10^{-13} см. Зависимость ядерных сил от расстояния представлена на рис. 3.2.3. Видно, что интенсивность сильных взаимодействий внутри ядра постоянна и быстро спадает на его границе.

3.3. Ядерные модели

В данном разделе мы познакомимся с основными существующими моделями строения ядер.

Модель жидкой капли

Исходя из аналогии между заряженной жидкой каплей радиуса $R = r_0 A^{1/3}$ (где $r_0 = 1.3$ Фм) и атомным ядром, К. Вайцеккер в 1935 г. предложил полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра $E_{св}$:

$$E_{\text{св}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 / A^{1/3} - a_4 (A - 2Z)^2 / A + a_5 A^{-3/4} \quad (3.3.1)$$

- Первое слагаемое в выражении для энергии связи ядра, подобного жидкому или твердому телу, пропорционально массовому числу A .

- Второй член, который учтен в рассматриваемой модели — поверхностная энергия ядра. Она уменьшает энергию связи ядра, так как нуклоны, находящиеся на поверхности, имеют меньше соседей, чем внутренние частицы. Это хорошо известный эффект поверхностного натяжения жидкой капли. Поверхностная энергия пропорциональна поверхности сферического ядра. Следовательно, она должна зависеть от массового числа как $A^{2/3}$.

- Третий член в выражении для энергии связи обусловлен кулоновским взаимодействием протонов. В капельной модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса $R = r_0 A^{1/3}$.

- Четвертый член учитывает энергию симметрии ядра, которая отражает повышенную стабильность ядер с $N = Z$.

- Пятый член учитывает наблюдаемое в эксперименте скачкообразное изменение энергии связи ядра при добавлении к нему или удалении из него одного нуклона.

Модель описывает: энергию связи ядра, ядерные реакции при низких энергиях, идущие через составное ядро Бора, реакции деления ядер.

Модель не описывает некоторые члены в формуле для энергии связи ядра, например, энергию спаривания, существование и особую устойчивость магических ядер.

Модель Ферми-газа

Основанием для ее введения служит то обстоятельство, что незначительная часть объема ядра занята нуклонами: поскольку размер нуклона в ядре ~ 0.45 Фм (а свободного нуклона ~ 0.8 Фм), то нуклонами занята только $1/50$ объема

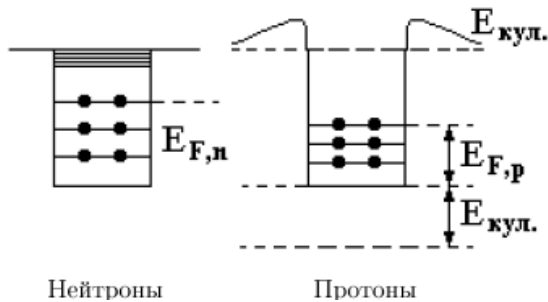


Рис. 3.3.2. Схематическое изображение потенциальных ям для ядер, содержащих нейтроны и протоны

ядра. Нуклоны в ядре — вырожденный Ферми-газ, заключенный в потенциальной яме (рис. 75).

Вводятся следующие предположения:

- Температура ядра очень мала, и нуклоны занимают низкие энергетические уровни — вырожденный Ферми-газ (из фермионов, т.к. $J = 1/2$).

- Нуклоны заполняют все уровни до энергии Ферми: $E_F = p_F^2/2m \sim 50$ МэВ, p_F — импульс Ферми, нуклоны в ядре испытывают Ферми-движение.

В соответствии с принципом Паули на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух нуклонов.

Модель описывает следующие характеристики ядра:

- Число состояний нуклонов в шестимерном фазовом объеме;

- Среднюю энергию, приходящуюся на 1 нуклон.

Эта модель так же, как модель жидкой капли, не описывает существование особо устойчивых магических ядер. Для их описания служит оболочечная модель ядра.

Оболочечная модель ядра

Модели жидкой капли и Ферми-газа — грубые модели. Хотя они и описывают важнейшие свойства ядер, но не

объясняют свойства возбужденных состояний ядер и особую стабильность магических ядер, когда Z или N (или оба числа) равны одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (в атоме магические числа равны: 2, 10, 18, 36, 54, 86).

Основанием для введения модели служит наличие магических чисел у ядер, свидетельствующее, что у ядер так же, как у атомов, существуют оболочки.

Таким образом, главным предположением в модели является наличие оболочки ядра — совокупности близких по энергии уровней.

Как и в атоме, для описания ядерных оболочек вводят следующие обозначения: n — главное квантовое число, определяющее расположение уровней при одном и том же номере оболочки l . Оно принимает значения:

1, 2, 3, ... l — имеет значения 0, 1, 2, 3, ...

s, p, d, f, \dots оболочки.

При данном l есть два подуровня $j = l \pm 1/2$.

Оболочечный уровень нуклона в ядре обозначается: $1d_{5/2}$, т.е. $n = 1, l = 2$, полный момент $j = l + s = 5/2$; $(2j + 1)$ нуклонов на каждом уровне.

Модель описывает, как идет заполнение ядерных оболочек. Однако, данная модель **не** объясняет деформированные ядра! Для объяснения существования деформированных ядер используются значения квадрупольных электрических моментов и обобщенная модель ядра.

Обобщенная модель ядра

Модель рассматривает заполненную оболочку как остов, и в ее поле вращается дополнительный нуклон (рис. 3.3.3). Остов ядра деформируется валентным нуклоном, что приводит к появлению квадрупольного электрического момента ядра Q .

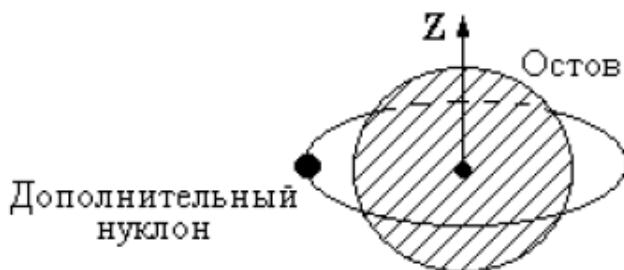


Рис. 3.3.3. Иллюстрация вращения дополнительного нуклона вокруг остова

Модель используется для описания деформированных атомных ядер, которые могут быть вытянутыми или сплюснутыми относительно оси симметрии ядра. Ось симметрии ядра, как правило, совпадает с направлением суммарного спина ядра. О деформации ядра можно судить по величине квадрупольного электрического момента ядра.

На рис. 3.3.4 показано поведение квадрупольного электрического момента для разных ядер. Значение $Q = 0$ соответствует сферически симметричным атомным ядрам, значения

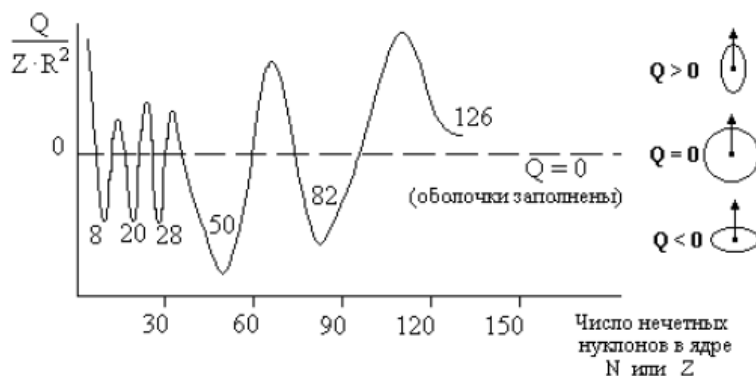


Рис. 3.3.4. Иллюстрация поведения квадрупольного электрического момента для разных ядер

$Q > 0$ — вытянутым атомным ядрам, $Q < 0$ — сплюснутым атомным ядрам.

Модель согласуется с поведением квадрупольного электрического момента для разных ядер.

3.4. Радиоактивность

В 1896 году Анри Беккерель открыл, что соли урана испускают невидимые лучи. Если излучение пропустить через магнитное поле, то оно расщепляется на три компоненты. В дальнейшем Резерфорд назвал их α -, β - и γ -лучами. Хорошо известный из учебников рис. 3.4.1 появился впервые в 1903 г. в докторской диссертации Марии Кюри.

Беккерель в 1900 году установил, что β -лучи состоят из таких же частиц — электронов, которые открыл Томсон. В 1903 году Резерфордом было показано, что α -лучи — это ядра атомов гелия.

Ядра, испускающие α , β и γ лучи, получили название радиоактивных ядер, которые обладают свойством радиоактивности.

Радиоактивностью называется способность ядер самопроизвольно превращаться в другие ядра с испусканием проникающего излучения.

Альфа-распад. Радиоактивное ядро, испуская α -частицу, отличается от исходного, поскольку теряет по два протона и два нейтрона.

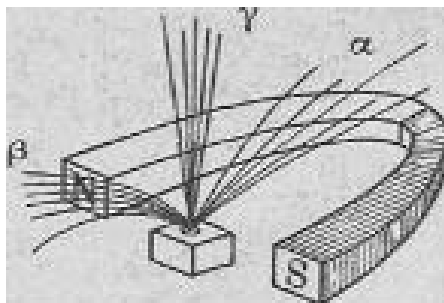


Рис. 3.4.1. Поведение α , β , γ -лучей в магнитном поле

Этот распад характерен для ядер с зарядом $Z > 83$ и отдельных ядер при $Z < 83$.

Примером α -распада служит распад ядра ${}^{226}_{88}\text{Ra}$:
 ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$
 или распад ядра плутония, представленный на рис.3.4.2.

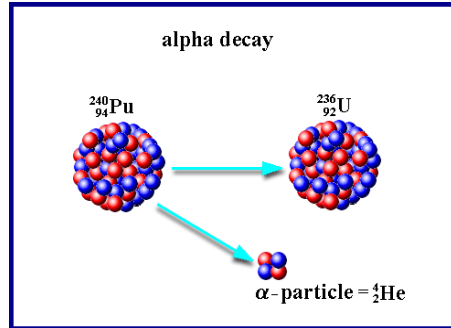
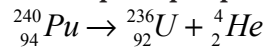
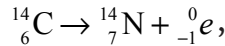


Рис.3.4.2. Пример α -распада

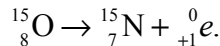


Бета-распад. β -распад ядер обусловлен испусканием либо электронов, либо их античастиц — позитронов.

Примером β^- -распада является распад углерода ${}^{14}_6\text{C}$:



а примером β^+ -распада — распад изотопа кислорода ${}^{15}_8\text{O}$:



Необходимо подчеркнуть, что испускаемый при β -распаде электрон не имеет отношения к орбитальным электронам, поскольку он вылетает не с орбиты атома, а из ядра (рис.3.4.3).

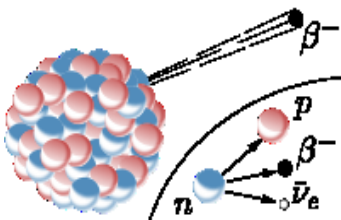
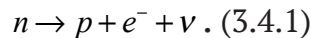
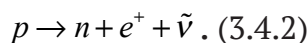


Рис. 3.4.3. Пример β -распада

Он рождается внутри ядра. Это происходит в процессе, когда один из нейтронов ядра превращается в протон и при этом (для сохранения заряда) испускает электрон:



Когда внутри ядра протон превращается в нейтрон, испускается позитрон:



В реакциях (3.4.1) и (3.4.2) появляется новая частица, получившая название нейтрино (в переводе с итальянского «нейтрончик»). Она была открыта из анализа законов сохранения энергии и импульса.

Гамма-распад. Гамма-излучение представляет собой фотоны высокой энергии от сотен килоэлектрон-вольт и выше. Распад ядра с испусканием γ -излучения во многом напоминает испускание фотонов возбужденными атомами. Так как γ -излучение не несет заряда, при γ -распаде не происходит превращения одного химического элемента в другой.

Радиоактивные распады лежат в основе действия современных медицинских приборов. Так альфа-распад и β -распад широко используются в ядерной медицине для контактной терапии опухолей. Такой вид терапии называют контактной лучевой терапией или брахитерапией.

Гамма-распад лежит в принципе действия таких диагностических установок как гамма-камера (ГК) и методов, как однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ) (рис. 3.4.4). Суть метода в том, что радиоактивные ядра в растворе вводятся в кровь человека, их распределение в тканях человека хорошо видно, так как они испускают фотоны высоких энергий, которые свободно проникают

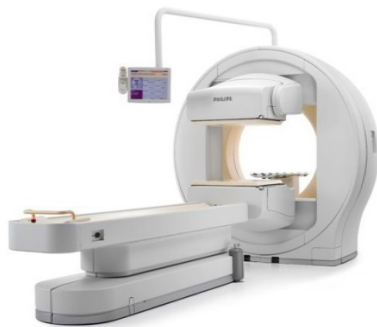


Рис.3.4.4. Устройство гамма-камеры и внешний вид ОФЭКТ

сквозь ткань и вылетают наружу, где регистрируются специальными детекторами.

В лучевой терапии используются в большом количестве установки, в которых фотоны высоких энергий (~ 1.25 МэВ) возникают в результате γ -распада ядер ^{60}Co .

Законы радиоактивного распада ядер

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Радиоактивный распад — статистический процесс. Каждое радиоактивное ядро может распасться в любой момент и закономерность наблюдается только в среднем, в случае распада достаточно большого количества ядер.

Постоянная распада λ -вероятность распада ядра в единицу времени.

Если в образце в момент времени t имеется N радиоактивных ядер, то количество ядер dN , распавшихся за время dt пропорционально N .

$$dN = -\lambda N dt \quad (3.4.3)$$

Проинтегрировав (3.4.3) получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.4.4)$$

N_0 — количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$.

Данный закон показывает, что число радиоактивных ядер, в рассматриваемом радиоактивном образце, экспоненциально убывает со временем (рис. 3.4.5).

Среднее время жизни τ —

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (3.4.5)$$

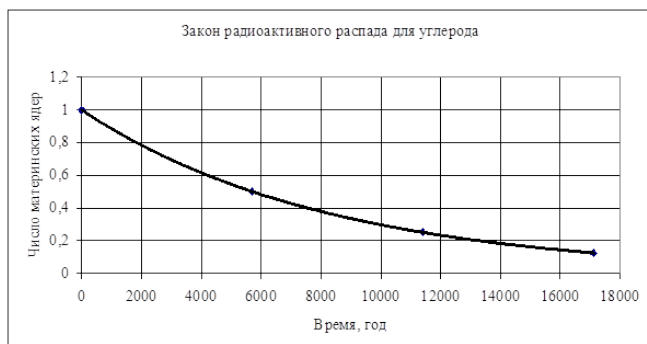


Рис. 3.4.5. Закон радиоактивного распада для ядер углерода $^{14}_6\text{C}$

Период полураспада $T_{1/2}$ — время, за которое первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda = \tau \ln 2 \quad (3.4.6)$$

Активность A — среднее количество ядер распадающихся в единицу времени

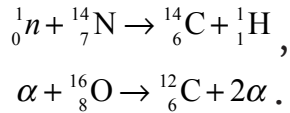
$$A(t) = \lambda N(t) \quad (3.4.7)$$

Активность измеряется в кюри (Ки) и беккерелях (Бк):
 $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10}$ распадов/с, $1 \text{ Бк} = 1$ распад/с.

3.5. Ядерные реакции

Ядерной реакцией называется процесс, в котором происходит взаимодействие ядра с любой частицей или ядром, в результате которого образуются новые ядра или частицы. В результате ядерных реакций может происходить превращение одного химического элемента в другой. Такой процесс называют трансмутацией.

Примеры ядерных реакций:



Условие для осуществления ядерных реакций является выполнение законов сохранения: энергии, импульса, момента импульса, электрического заряда, барионного числа. Сохранение числа нуклонов до и после ядерной реакции получило название закона сохранения барионного числа.

Остановимся более подробно на основных законах сохранения. Будем рассматривать реакции, происходящие при столкновении двух частиц:

$$1 + 2 = 1 + 2 + 3 + \dots + i + \dots$$

1. Закон сохранения электрического заряда

$$Q_1 + Q_2 = \sum Q_i.$$

2. Закон сохранения числа барионов (барионного заряда B — для частиц и числа нуклонов A — для ядер).

3. Закон сохранения лептонного заряда (L_e, L_μ, L_τ).

4. Закон сохранения полного момента количества движения.

5. Закон сохранения квантовых чисел (странность, шарм и очарование).

Более подробно о пунктах 3–5 написано в разделе 4.1–4.2.

3.6. Превращение элементов

Деление ядер — процесс расщепления атомного ядра на два (реже три) ядра с близкими массами. Образовавшиеся в результате этого процесса новые ядра с атомными весами A_1 и A_2 называются осколками деления, причем $A_1 + A_2 + \text{нейтроны}$. Деление ядра сопровождается испусканием (обычно двух или трех) нейтронов.

Нейтроны, испускаемые в каждом акте деления, можно использовать для осуществления цепной реакции: один нейтрон первоначально вызывает деление одного ядра урана; два или три образовавшихся нейтрона вызовут дополнительные акты деления и т.д., так что процесс лавинообразно нарастает, как показано на рис.3.6.1. Лавинообразный рост числа делящихся ядер получил название цепной

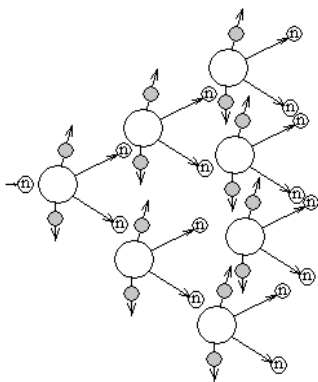


Рис. 3.6.1. Цепная реакция

реакции. Среднее число нейтронов, которое образуется в цепной реакции, называют коэффициентом размножения нейтронов k . Для того, чтобы происходила цепная реакция достаточно, чтобы было $k > 1$.

Ядерным топливом с использованием тепловых нейтронов для деления ядер служит ${}_{92}^{235}\text{U}$ или ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. Эти элементы позволили реализовать цепную ядерную реакцию, которая в дальнейшем использовалась для создания реакторов и ядерного оружия.

Устройство, в котором осуществляется управляемая цепная реакция, называют реактором.

Ядерный синтез. Образование ядер в процессе слияния отдельных протонов и нейтронов или легких ядер называется термоядерным синтезом. Примером реакции, в которой синтезируются более тяжелые ядра, является следующая: ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$.

Для осуществления такой реакции необходимо преодолеть кулоновское отталкивание между дейтерием и тритием. Поэтому сталкивающиеся ядра должны иметь большую кинетическую энергию, которая может быть достигнута

при температурах порядка 10^8 К. Такие реакции называют термоядерными.

3.7. Задачи

Задача 1. Для терапии в ядерной медицине широко и эффективно используются изотопы, испускающие α -частицы. Среди них последнее время активно внедряется изотоп ^{211}At , при распаде которого возникают α -частицы с энергией 5.87. МэВ. Сколько онкоклеток может поразить альфа-частица до своей остановки, если считать, что размер клетки составляет 10^2 микрон.

Решение. Для воды эмпирическое соотношение между энергией тяжелой заряженной частицей E и ее пробегом в среде R приближено записывается в виде:

$$R = aE^p.$$

Для α -частицы коэффициент $a = 1.73 \cdot 10^{-3}$, $p = 1.5$. Тогда пробег в теле человека составит:

$$R = 1.73 \cdot 10^{-3} \cdot 5.87^{1.5} = 0.025 \text{ см.}$$

При этом она поразит N онкологических клеток:

$$N = \frac{R}{d} = \frac{0.025 \text{ см}}{10^2 \text{ мкм}} = 2.5.$$

Ответ: α -частица поразит $N = 3$ клетки.

Задача 2. Оценить размер атомов кислорода и железа. Какой размер самых тяжелых атомов?

Решение. Радиус атома зависит от главного квантового числа n как:

$$r_n = n^2 r_0,$$

где $r_0 = 0.53 \cdot 10^{-8}$ см.

В атоме кислорода электроны ($z = 8$) располагаются на двух оболочках с $n = 1$ и $n = 2$. Поэтому радиус атома составит

$$r_o = n^2 r_0 = 2^2 \cdot 0.53 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 2.12 \cdot 10^{-8} \text{ см}.$$

В атоме железа электроны ($z = 26$), как видно из периодической системы Менделеева, располагаются на четырех оболочках с $n \in (1 \div 4)$. Поэтому радиус атома железа составит

$$r_{\text{Fe}} = n^2 r_0 = 4^2 \cdot 0.53 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 8.48 \cdot 10^{-8} \text{ см}.$$

Согласно периодической системе Менделеева тяжелые атомы, например, уран, располагаются на оболочке с главным квантовым числом $n = 7$. Поэтому их размер составляет

$$r_U = n^2 r_0 = 7^2 \cdot 0.53 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 25.97 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}.$$

Ответ: размер железа и урана соответственно $r_{\text{Fe}} = 8.48 \cdot 10^{-8}$ см, $r_{\text{U}} = 2.6 \cdot 10^{-3}$ мкм.

Задача 3. Определить время, когда произошла смерть мамонта, обнаруженного на севере Сибири, если количество ядер углерода $^{14}_6\text{C}$ в его теле уменьшилось в 4 раза. Период полураспада углерода $^{14}_6\text{C}$ составляет $T_{1/2} = 5730$ лет.

Решение. Воспользуемся соотношением:

$$\frac{N_0}{4} = N_0 e^{-\lambda T}.$$

Откуда:

$$T = \frac{\ln 4}{\lambda} = \frac{2 \ln 2}{\lambda} = \frac{2 \cdot 0.693}{3.84 \cdot 10^{-12}} = 0.36 \cdot 10^{12} \text{ с}.$$

Учитывая, что одна секунда это:

$$1 \text{ с} = \frac{1}{60 \cdot 60 \cdot 24 \cdot 365} = 3.17 \cdot 10^{-8} \text{ лет/с} = 1.13 \cdot 10^4 \text{ лет}$$

Ответ: $T = 1.13 \cdot 10^4$ лет.

Глава 4.

Фундаментальные частицы и взаимодействия

4.1. Классификация элементарных частиц

Понятие «элементарная частица» сформировалось с установлением дискретного характера строения вещества на микроскопическом уровне:

1. Атомы
2. Ядра
3. Нуклоны
4. Партоны (кварки и глюоны)

Фундаментальными называют частицы, которые по современным представлениям не имеют внутренней структуры. В 1963 году М. Гелл-Маном и Цвейгом была предложена идея кварковой структуры адронов. За последние 40 лет эта идея была подтверждена целым рядом экспериментов. Экспериментально открыты 12 фундаментальных фермионов (спин $\frac{1}{2}$). Они приведены в табл. 4.2.1.

В современной физике термин «элементарные частицы» употребляется для наименования большой группы мельчайших наблюдаемых частиц материи. Эта группа частиц весьма обширна: протоны p , нейтроны n , π - и K -мезоны, гипероны, очарованные частицы (J/ψ ...) и множество резонансов (всего ~ 350 частиц). Эти частицы получили название «адроны». Выяснилось, что эти частицы не элементарны, а представляют собой составные системы, конституента-

Таблица 4.2.1

Фундаментальные фермионы

Взаимодействие				Поколения			Заряд, Q/e
				1	2	3	
	Электро- магнит- ное	Слабое	Лептоны	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
				e	μ	τ	-1
Сильное			Кварки	u d	c s	t b	+2/3 -1/3

ми которых являются истинно элементарные или, как их стали называть, «фундаментальные» частицы — партоны, открытые при изучении структуры протона. Изучение свойств партонов позволило отождествить их с кварками и глюонами, введенными в рассмотрение Гелл-Манном и Цвейгом при классификации наблюдаемых элементарных частиц. Кварки оказались фермионами со спином $J = 1/2$. Им были приписаны дробные электрические заряды и барионное число $B = 1/3$ поскольку барион, у которого $B = 1$, состоит из трех кварков. Кроме того, для объяснения свойств некоторых барионов возникла необходимость введения нового квантового числа — цвета. Каждый кварк имеет три цветовых состояния, обозначаемые индексами 1, 2, 3 или словами красный (R), зеленый (G) и синий (B). Цвет никак не проявляет себя у наблюдаемых адронов и работает только внутри них. К настоящему времени открыто 6 ароматов (типов) кварков. Поскольку каждый кварк имеет 3 цвета, в рассмотрении должны участвовать 18 кварков. Кварки не имеют структуры.

Вместе с тем, среди элементарных частиц оказался целый класс частиц, получивших название «лептоны». Они также являются фундаментальными частицами, т.е. не имеют

структуры. Их шесть: три заряженных e , μ , τ и три нейтральных ν_e , ν_μ , ν_τ . Лептоны участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны и кварки с полуцелым спином $J = (n+1/2)\hbar$, $n = 0, 1, \dots$ относятся к фундаментальным фермионам. Наблюдается удивительная симметрия между лептонами и кварками: шесть лептонов и шесть кварков.

Окружающее нас вещество состоит из фермионов первого поколения ненулевой массы. Влияние частиц второго и третьего поколений проявилось в ранней Вселенной. Среди фундаментальных частиц особую роль играют фундаментальные калибровочные бозоны, имеющие целочисленное внутреннее квантовое число спин $J = n\hbar$, $n = 0, 1, \dots$ Калибровочные бозоны ответственны за четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное (глюон g), электромагнитное (фотон γ), слабое (бозоны W^\pm, Z^0), гравитационное (гравитон G). Они также являются бесструктурными, фундаментальными частицами.

Тип кварка (u, d, s, c, b, t) принято называть его ароматом (*flavor*). В таблице 4.2.2 перечислены характеристики кварков. Помимо перечисленных в таблице характеристик, кварки обладают еще одним квантовым числом, называемым «цвет» (*color*). Каждый из 6 ароматов кварков (u, d, s, c, b, t) существует в трех цветовых разновидностях, например: зеленой, синей и красной. Антикварки имеют соответствующий антицвет: антизеленый, антисиний, антикрасный. Адроны «бесцветны», то есть цвета составляющих их кварков перемешаны поровну и в сумме дают отсутствие цвета («белый» цвет).

Кварки в свободном состоянии не наблюдаются, они входят в состав адронов — частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. Адроны, имеющие полуцелый спин, называются барионами. Известные барионы состоят из трех кварков (qqq) и имеют барионный заряд $B = 1$. К числу барионов относятся протон и нейтрон с кварковыми струк-

турами $p=(uud)$, $n=(udd)$. Адроны, состоящие из кварков пяти ароматов (u, d, c, s, b), были подробно изучены с помощью ускорителей. t -кварк столь массивен, что для его образования потребовались ускорители колоссальных энергий. В апреле 1995 года он был обнаружен в экспериментах Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL).

Частицы, имеющие целый спин, называются мезонами. Они имеют барионный заряд $B = 0$. Мезоны состоят из кварка и антикварка (qq^-).

Переносчики сильного взаимодействия — глюоны имеют не один, а два цветовых индекса (цвет и антицвет). Всего имеется 8 цветных глюонов, поскольку комбинация $3\bar{3} + 3\bar{3} + 3\bar{3}$ не имеет цветового заряда (т.е. является «белой») и, следовательно, не переносит сильное взаимодействие. В свободном состоянии глюоны не существуют. Они, как и кварки, «заперты» внутри бесцветных адронов.

Таблица 4.2.2

Кварки ($J=1/2, B=1/3$)

Характеристика	Символ	d	u	s	c	b	t
электрический заряд	Q/e	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
Изоспин	I	1/2	1/2	0	0	0	0
проекция изоспина	I ₃	-1/2	+1/2	0	0	0	0
странность (strangeness)	S	0	0	-1	0	0	0
Charm	C	0	0	0	+1	0	0
bottomness (beauty)	B	0	0	0	0	-1	0
topness (truth)	T	0	0	0	0	0	+1

Кроме кварков существует еще шесть типов фермионов со спином $1/2$, называемых лептонами. Они не участвуют в сильных взаимодействиях. В отличие от кварков, любой из шести лептонов наблюдается в свободном состоянии. Электрон — самый изученный лептон. Два других заряженных

лептона — мюон (открыт в 1937 году в космических лучах) и тау-лептон (открыт в 1975 году на ускорителе). Остальные три лептона — это нейтрино, нейтральные частицы с очень большой проникающей способностью и, вероятно, очень малой массой (если она вообще у них есть). Каждому заряженному лептону соответствует свое нейтрино. Для каждого из шести лептонов существует антилептон с такой же массой и противоположным электрическим зарядом и лептонным квантовым числом.

Для практически полного описания окружающего мира достаточно кварков и лептонов первого поколения. Роль частиц второго и третьего поколений до конца не ясна. Предполагается, что существование трех поколений фермионов должно вести к CP-нарушению в природе и к преобладанию вещества над антивеществом, что, в конечном счете, обуславливает существование окружающего нас мира.

4.2. Классификация фундаментальных взаимодействий

Взаимодействие фундаментальных частиц осуществляется за счет 4 типов взаимодействий: гравитационного, сильного, электромагнитного и слабого (таблица 4.3.1).

Гравитационные силы практически не проявляются в физике частиц, например, интенсивность гравитационного взаимодействия двух протонов в 10^{38} раз меньше интенсивности их электромагнитного взаимодействия. В дальнейшем мы обсудим три типа фундаментальных взаимодействий: сильное, электромагнитное и слабое.

Взаимодействия фундаментальных фермионов осуществляются за счет обмена переносчиками взаимодействия — фундаментальными (или калибровочными) бозонами.

Таблица 4.3.1

Фундаментальные взаимодействия

Взаимодействие	Частицы	Кванты	t жизни, с	R действия, см
Сильное	Адроны (кварки)	глюоны	10^{-25} – 10^{-20}	$\sim 10^{-13}$
Электромагнитное	заряженные частицы	фотоны	10^{-18}	∞
Слабое	все частицы	W^+ , W^- , Z^0	10^{-12}	10^{-16}
Гравитационное	все частицы	гравитоны		∞

Взаимодействие частиц, имеющих электрический заряд, происходит посредством обмена квантами электромагнитного поля — фотонами (или γ -квантами). Фотон электрически нейтрален. Сильное взаимодействие осуществляется за счет обмена глюонами (g) — электрически нейтральными безмассовыми переносчиками сильного взаимодействия. Глюоны переносят цветовой заряд (смотри ниже). В слабом взаимодействии принимают участие все лептоны и все кварки. Переносчиками слабого взаимодействия являются массивные W - и Z - бозоны. Существуют положительные W^+ -бозоны и отрицательные W^- -бозоны, являющиеся античастицами по отношению друг к другу. Z - бозон электрически нейтрален.

Одной из задач физики является объединение различных взаимодействий в рамках единого описания. В 1960-х годах слабое и электромагнитное взаимодействия были объединены в единую теорию электрослабого взаимодействия. Теория, описывающая с единых позиций электромагнитное и слабое взаимодействия кварков и лептонов, называется Моделью электрослабого взаимодействия Глэшоу-Вайнберга-Салама. Объединение происходит при энергиях порядка энергии покоя Z - бозона, т.е. при энергиях порядка 90 ГэВ. Возмож-

но, что процесс дальнейшего объединения взаимодействий может быть решен при энергиях, превышающих на 10–12 порядков энергии, доступные на современных ускорителях. При таких больших энергиях теоретически оказывается возможным свести к одному взаимодействию электрослабое и сильное взаимодействия. Такая теория называется Теорией Великого Объединения (ТВО). Точнее, существует целый ряд таких теорий. Для того, чтобы сказать, какая из множества версий (если она вообще реализуется) наиболее адекватно описывает природу, требуется много дополнительной экспериментальной информации. Часть такой информации будет возможно получить на установке ATLAS.

В ТВО, помимо известных калибровочных бозонов — переносчиков сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий, возникают X и Y калибровочные бозоны. Взаимодействие, происходящее при помощи X - и Y - бозонов, по современным теоретическим представлениям должно нарушать законы сохранения лептонного и барионного числа, и, как следствие, могло бы приводить к распаду протона. Такие распады должны происходить крайне редко, иначе сегодня наш мир не существовал бы. Оценки показывают, что период полураспада протона превышает 1032 лет. Это означает, что энергии покоя X - и Y - бозонов должны превышать 1015 ГэВ. На современных ускорителях прямое наблюдение столь тяжелых бозонов невозможно. Для поиска распада протона строятся огромные установки, содержащие сотни и тысячи тонн вещества (обычно воды) и погруженные в это вещество детекторы.

Теории суперсимметрии (СУСИ-теории) служат еще одним возможным кандидатом на единую теорию взаимодействия фундаментальных частиц. В СУСИ-теориях не делается различия между частицами с целым и полуцелым спинами. Каждой частице с целым спином ставится в соответствие

частица с полуцелым спином и наоборот. Такие частицы называются суперпартнерами. В рамках СУСИ-теорий в общую схему взаимодействия возможно включение гравитации, что представляется трудной задачей в ТВО. Основным недостатком СУСИ-теорий является то, что из всех открытых к настоящему времени фундаментальных частиц ни одна не может рассматриваться как суперпартнер другой. Таким образом, число фундаментальных частиц сразу удваивается, причем половина их не обнаружена экспериментально.

В CERN с осени 1995 года ведутся эксперименты по обнаружению суперпартнеров W - бозонов, а в лаборатории им. Ферми — кварков и глюонов. Возможно, что наилегчайшие из нейтральных суперсимметричных частиц могут составлять до 90% темного вещества во Вселенной. Если СУСИ-теория верна, то в экспериментах на детекторах ATLAS и CMS становится возможным обнаружить некоторые легчайшие суперсимметричные частицы.

Стандартная Модель предполагает, что существует еще одно поле, которое практически неотделимо от пустого пространства. Его принято называть полем Хиггса. Считается, что все пространство заполнено этим полем, и что частицы приобретают массу путем взаимодействия с ним. Те из них, которые сильно взаимодействуют с полем Хиггса, являются тяжелыми частицами, а слабо взаимодействующие — легкими. Этот эффект аналогичен эффекту движения тела в вязкой жидкости, когда оно за счет взаимодействия с жидкостью приобретает дополнительную эффективную массу. Еще один пример — электрон в кристалле. Из-за электромагнитного взаимодействия с атомами кристаллической решетки электрон приобретает эффективную массу, отличную от массы свободного электрона.

В силу корпускулярно-волнового дуализма полю Хиггса должна соответствовать, по крайней мере, одна частица —

квант этого поля, называемая частицей Хиггса или хиггсовским бозоном. Считается, что хиггсовский бозон имеет нулевой спин. Экспериментальное наблюдение хиггсовского бозона — одно из величайших научных открытий XXI века.

4.3. Диаграммы Феймана

В квантовой теории существует удобный метод описания и расчета процессов взаимодействия частиц, основанный на использовании диаграмм Фейнмана (ДФ). В диаграммах Фейнмана физическому процессу сопоставляется его графическая схема. Каждой участвующей в процессе частице соответствует линия. Обычно линии фермионов — тонкие прямые линии. Линии бозонов изображают либо волнистыми, либо штриховыми прямыми. Частицам, не являющимся по современным представлениям бесструктурными, иногда сопоставляются на диаграммах либо толстые линии, либо пучки параллельных линий.

Взаимодействие частиц на диаграмме изображается вершиной (или узлом), в котором сходятся две фермионных и одна бозонная линии. Каждой вершине в амплитуде вероятности процесса соответствует константа взаимодействия. В случае электромагнитных процессов вершинной константой является величина

$$(\alpha_e)^{1/2} = e/(\hbar c)^{1/2} \quad (4.4.1)$$

Величина квадрата этой константы при не очень высоких энергиях равна

$$\alpha_e = e^2/(\hbar c) = 1/137 \quad (4.4.2)$$

Частицы, изображенные линиями, начинающимися и кончающимися в вершинах — это т.н. виртуальные частицы.

Линиям виртуальных частиц в расчете ДФ сопоставляются функции распространения этих частиц, называемые пропагаторами. Именно виртуальные частицы ответственны за реализацию взаимодействия частиц. Для процессов взаимодействия, которые и осуществляются путем рождения и поглощения виртуальных частиц, характерно, что в течение интервала времени взаимодействия Δt имеет место отклонение ΔE энергии виртуальной частицы от ее точного значения, соответствующего закону сохранения, причем

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar \quad (4.4.3)$$

(соотношение неопределенности Гейзенберга для энергии и времени).

Для виртуальных частиц

$$E^2 \neq p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (4.4.4)$$

На рис. 4.1 изображена ДФ для рассеяния фотона на электроне (вектор времени направлен слева направо). Перемена направлений на фермионной линии дает ДФ рассеяния фотона на позитроне. Диаграммы Фейнмана обладают замечательными свойствами: если на рис. 4.4.1 направить вектор времени снизу вверх (или, сохраняя направление вектора времени, повернуть ДФ на 90°), диаграмма будет изображать двухфотонную аннигиляцию $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$. Противоположное вращение ДФ приводит к графическому изображению обратного процесса — рождения пары при взаимодействии фотонов.

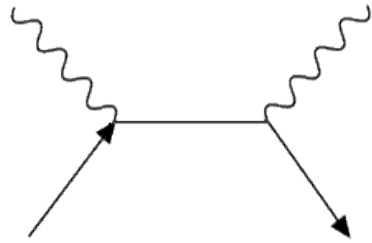


Рис. 4.4.1 Двухфотонная аннигиляция

Диаграммы Фейнмана не только являются иллюстрацией реакций с частицами, но и позволяют — даже без проведе-

ния точного расчета — сделать некоторые важные оценки соотношения вероятностей процессов. Например, с их помощью легко доказать доминирующую роль низших по константе (или количеству виртуальных частиц) диаграмм в электромагнитных взаимодействиях.

Рассмотрим в качестве примера рассеяние электрона на электроне. Квантом электромагнитного взаимодействия является виртуальный фотон. На рис. 4.4.2 показана обобщенная диаграмма этого процесса, которая может быть представлена как сумма диаграмм с разным количеством вершин.

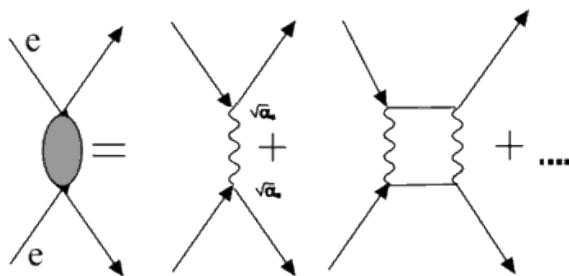


Рис. 4.4.2. Рассеяние электрона на электроне

Поскольку взаимодействие электромагнитное, каждой вершине соответствует константа электромагнитного взаимодействия

$$(\alpha_e)^{1/2} = e/(\hbar c)^{1/2}.$$

Первая из диаграмм Фейнмана, дающая вклад в процесс рассеяния электрона на электроне, имеет две вершины, ее вклад в амплитуду вероятности процесса (матричный элемент процесса M) пропорционален квадрату константы $M \sim \alpha_e$. Вероятность процесса, характеризуемая величиной эффективного сечения, пропорциональна квадрату матричного элемента, соответствующего отдельной диа-

грамме. Поэтому вклад первой из диаграмм в правой части рис. 4.2 в вероятность рассеяния пропорционален величине $\alpha^2 \cong (1/137)^2$.

Вклады диаграмм более высокого порядка, т.е. с большим числом вершин, много меньше вклада этой первой диаграммы. Например, вторая из диаграмм Фейнмана в правой части рис. 4.4.2, дает в вероятность процесса рассеяния электрона на электроне вклад, пропорциональный $\alpha^4 \cong (1/137)^4$.

4.4. Задачи

Задача 1. Показать, что без введения квантового числа «цвет», принимающего три значения, кварковая структура Δ^{++} , Δ^- , Ω^- противоречит принципу Паули.

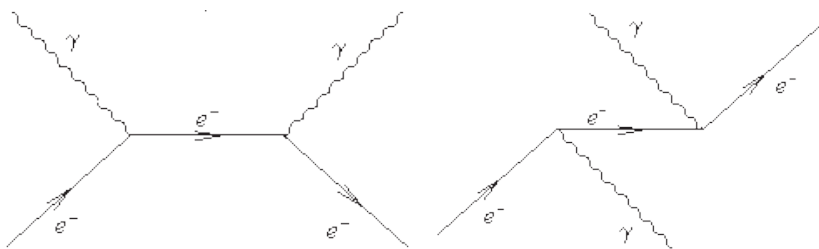
Решение. Указанные частицы имеют кварковый состав $\Delta^{++} - (uuu)$, $\Delta^- - (ddd)$, $\Omega^- - (sss)$. Эти частицы имеют $J^P = 3/2^+$. Орбитальный момент относительного движения кварков в них равен нулю. Кварки являются фермионами и имеют спин. Для них возможны только две проекции $s = 1/2$ и $s = -1/2$. Таким образом, для того, чтобы образовать состояние $3/2^+$, все три кварка, обладающие одним ароматом, должны иметь одинаковые проекции спинов. Согласно принципу Паули, два фермиона не могут находиться в одном состоянии (иметь одинаковые квантовые числа). Чтобы удовлетворить принципу Паули, необходимо ввести для кварков квантовое число — «цвет». «Цвет» должен иметь три разные значения для трех кварков, у которых остальные квантовые числа совпадают. Квантовое число «цвет» имеет следующие значения — красный, синий, зеленый.

Задача 2. Нарисовать основные диаграммы Фейнмана для следующих процессов: 1) эффект Комптона; 2) элек-

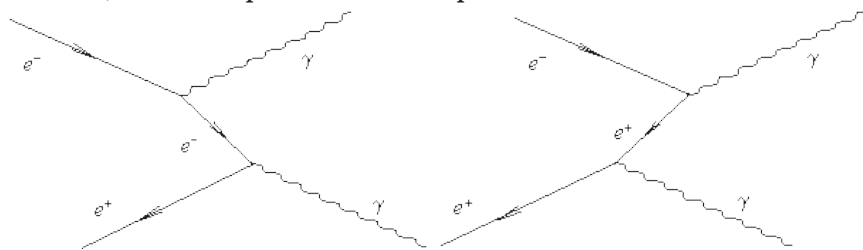
трон-позитронная аннигиляция; 3) фотоэффект в кулоновском поле ядра; 4) образование электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра. Какие виртуальные частицы участвуют в этих процессах?

Решение. Согласно правилам построения диаграмм, изложенных в пункте 4.4, процессы можно изобразить следующим образом:

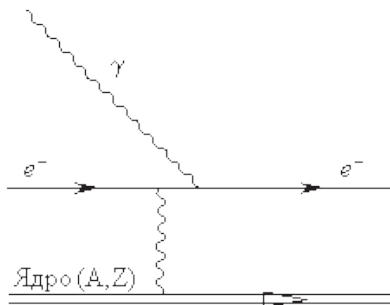
1) Эффект Комптона. Виртуальная частица — электрон.



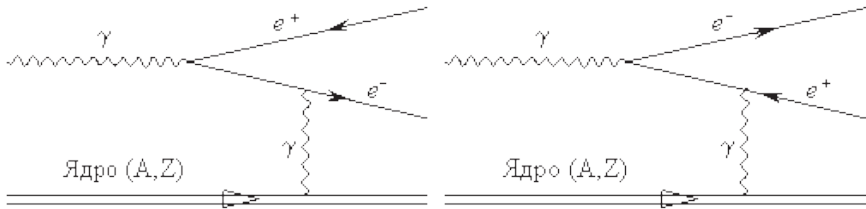
2) Электрон-позитронная аннигиляция. Виртуальная частица — электрон или позитрон.



3) Фотоэффект в кулоновском поле ядра. Виртуальная частица — фотон.



4) Образование электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра. Виртуальная частица — фотон.



Литература

1. Ремизов А. Н. Медицинская и биологическая физика. Москва. «Высшая школа», 1996.
2. Черняев А. П. Ядерно-физические методы в медицине: учебное пособие — М.: КДУ 2016. 192 с.
3. Костылев В. А., Наркевич Б. Я. Медицинская физика., Издательство «Медицина», 2008.
4. Черняев А. П. Общая физика. Курс физики для медиков: учебное пособие — М.: КДУ 2016. 338с.
5. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П., Частицы и атомные ядра: Учебник. Иад. 2-е, испр. и доп. — М.: Издательство ЛКИ, 2007.— 584 с.
6. Федорова В. Н., Фаустов Е. В. Медицинская и биологическая физика. Курс лекций с задачами. Изд- во ГОЭТАР-Медиа, 2009.
7. Черняев А. П. Лекции по физике. Курс физики для медиков. Москва. Типография ЛЕНАНД, 2011.
8. Громов С. В. Физика. Москва. «Просвещение», 2003.
9. Сарычева Л. И. Введение в физику микромира — физика частиц и ядер. Москва. НИИЯФ МГУ, 2008.
10. Яковлев И. В. Физика. Москва. Издательство МЦНМО, 2016
11. Трофимова Т. И., Фирсов А. В. Курс физики ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЯ. Москва. Издательский центр «Академия», 2011
12. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>