

**Федеральное агентство по образованию**

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования

**«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

---

**С.И. Кузнецов**

**АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.  
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

**Учебное пособие**

**Издательство ТПУ  
Томск 2006**

УДК 530

К 89

**Кузнецов С. И.**

К 89

Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц.  
Учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006. – 78 с.

Основное внимание в учебном пособии уделено раскрытию физического смысла основных законов, понятий и явлений, связанных с фундаментальными проблемами современной атомной и ядерной физики и физики элементарных частиц. Пособие направлено на развитие творческих способностей студентов, научного мышления и активизацию познавательной деятельности.

Подготовлено на кафедре общей физики ТПУ и соответствует программе курса физики высших технических учебных заведений.

Предназначено для межвузовского использования студентами технических специальностей, изучающих курс физики по очной и дистанционной программам образования.

УДК 530

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом  
Томского политехнического университета

*Рецензенты*

Доктор физико-математических наук, профессор ТГУ  
*А.В. Шаповалов*

Доктор физико-математических наук, профессор ТГПУ  
*А.Г. Парфенов*

© Томский политехнический университет, 2006

© Оформление. Издательство ТПУ, 2006

© С.И. Кузнецов, 2006

## ВВЕДЕНИЕ

Одна из важнейших задач курса физики состоит в формировании у студентов представлений о современной физической картине мира. Окружающие нас тела образуют макромир. В классической физике, описывающий этот макромир, считается, что материя существует в виде вещества и поля. Вещество, в свою очередь, состоит из атомов и молекул. Атомы и молекулы хотя и малы, но принадлежат к числу наиболее крупных по размеру представителей микромира, объекты которого имеют характерные размеры, меньше  $10^{-9}$  м. Следующие, более мелкие по размерам объекты микромира – составные части атомов: электроны и атомные ядра. Электроны и нуклоны (протоны и нейтроны, входящие в состав ядра) считаются по традиции элементарными частицами. Причем, электроны относятся к так называемым фундаментальным элементарным частицам (неделимым), а протоны и нейтроны составные частицы. Они образованы из более мелких частиц, называемых кварками. Какие мощные силы заставляют одноименно заряженные протоны притягиваться друг к другу в ядре, почему отрицательный электрон не падает на положительное ядро. Какие сильные и слабые взаимодействия осуществляются между элементарными частицами. Как связать их с гравитационным взаимодействием, присущим всем телам и частицам. Эти и другие вопросы мы будем обсуждать в данном разделе общего курса физики. От этих вопросов во многом зависит ускорение развития науки и техники.

В последние десятилетия мир переживает невиданный по своим масштабам научно-технический прогресс, который базируется на фундаментальных физических исследованиях, особенно в области современной физики. Достижение нового теоретического и экспериментального понимания физических процессов и явлений, послужит основой создания новейших технических решений, технологий, приборов и устройств.

Совершенно очевидно, что быстро ориентироваться и успешно работать в современном мире могут только те выпускники вузов, которые получили в процессе обучения достаточно широкую и глубокую фундаментальную подготовку и навыки самостоятельной исследовательской работы.

# Тема 1. МОДЕЛИ АТОМОВ. АТОМ ВОДОРОДА ПО ТЕОРИИ БОРА

## 1.1. Закономерности в атомных спектрах

## 1.2. Ядерная модель атомов (модель Резерфорда)

## 1.3. Элементарная теория Бора

## 1.4. Опыт Франка и Герца

### 1.1. Закономерности в атомных спектрах

Итак, что же такое атом? Изолированные атомы в виде разреженного газа или паров металлов испускают спектр, состоящий из отдельных спектральных линий (*линейчатый спектр*). Изучение атомных спектров послужило ключом к познанию строения атомов.

Прежде всего, в экспериментах было замечено, что линии в спектрах расположены не беспорядочно, а сериями. Расстояние между линиями в серии закономерно уменьшается по мере перехода от длинных волн к коротким.

Швейцарский физик Й. Бальмер в 1885 году установил, что *длины волн серии в видимой части спектра водорода* могут быть представлены формулой:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (1.1.1)$$

где  $\lambda_0 = \text{const}$ ,  $n = 3, 4, 5, \dots$

В спектроскопии принято характеризовать спектральные линии не частотой, а величиной обратной длине волны:

$$\lambda = \frac{c}{\nu}; \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} \quad (1.1.3)$$

Если преобразовать (1.1.1) с учетом (1.1.2), то получим:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.1.3)$$

где  $R' = 1,09 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  – постоянная Ридберга,  $n = 3, 4, 5, \dots$

В физике постоянной Ридберга называют и другую величину, равную:  $R = R' \cdot c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ .

Формулу (1.1.3) можно переписать в виде:

$$\nu = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (1.1.4)$$

Дальнейшие исследования показали, что в спектре водорода имеется еще несколько серий:

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

Серия Пашена  $\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 4, 5, 6, \dots$

Серия Брэкета  $\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 5, 6, 7, \dots$

Серия Пфунда  $\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 6, 7, 8, \dots$

Обобщенная формула Й. Бальмера

$$\nu = R\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right) \text{ или } \frac{1}{\lambda} = R'\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad (1.1.2)$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots, n = k + 1, k + 2, \dots$

Ясно было, что атом сложная система, имеющая сложные атомные спектры (рисунок 1.1).

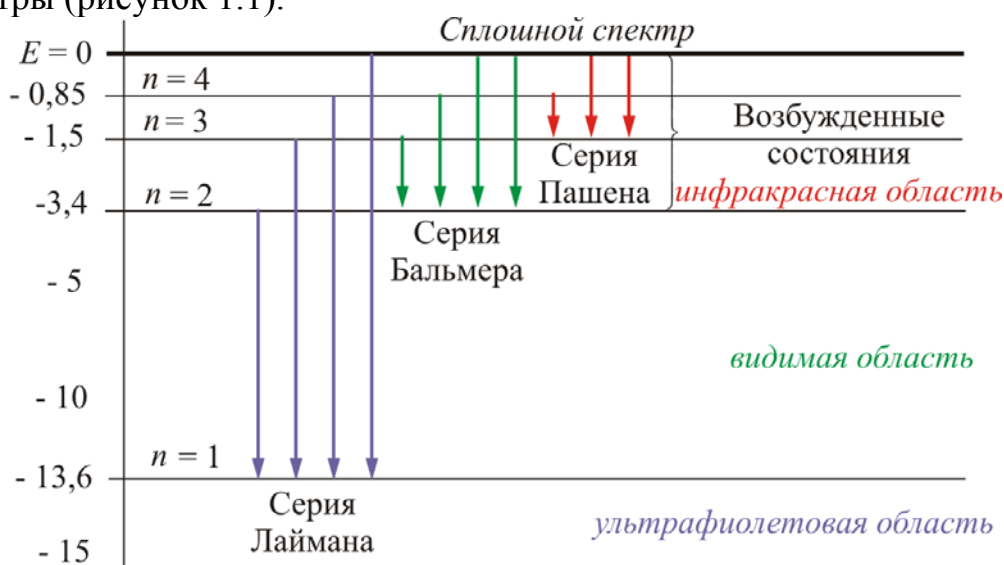


Рисунок 1.1

В то время учеными рассматривались многие модели атомов (рисунок 1.2, а, б, в).

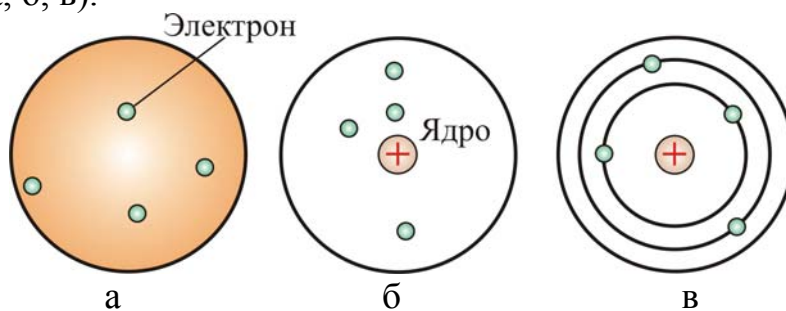
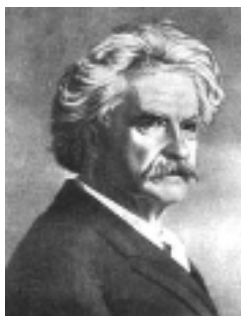


Рисунок 1.2

В 1903 году Дж. Дж. Томсон, предложил модель атома: сфера, равномерно заполненная положительным электричеством, внутри которой находятся электроны (рисунок 1.2, а). Суммарный заряд сферы равен заряду электронов. Атом в целом нейтрален. Теория такого атома давала, что спектр должен быть сложным, но никоим образом не линейчатым, что противоречило экспериментам. Модель атома изображенная на рисунке 1.2, б состояла из сферы, в центре которой находилось положительно заряженное ядро, а вокруг него располагались электроны. Эта модель также не вписывалась в эксперименты. Наиболее известна в то время была модель, предложенная Э. Резерфордом (рисунок 1.2, в).

## 1.2. Ядерная модель атома (модель Резерфорда)

Большую роль в развитии представлений о строении атома сыграли опыты английского физика Э. Резерфорда.



**Резерфорд Эрнест** (1871 – 1937) – английский физик, основоположник ядерной физики. Исследования посвящены радиоактивности, атомной и ядерной физике. Своими фундаментальными открытиями в этих областях заложил основы современного учения о радиоактивности и теории строения атома. В 1899 г. открыл альфа- и бета-лучи. Вместе с Ф. Содди в 1903 г. разработал теорию радиоактивного распада и установил закон радиоактивных превращений. В 1903 доказал, что альфа-лучи состоят из положительно заряженных частиц. Предсказал существование трансурановых элементов. В 1908 г. ему была присуждена Нобелевская премия.

Резерфорд и его сотрудники наблюдали прохождение  $\alpha$ -частиц через тонкие слои вещества (золотую фольгу). Скорость  $\alpha$ -частиц  $= 10^7$  м/с  $= 10^4$  км/сек.

Экспериментальная установка позволяла наблюдать  $\alpha$ -частицы отклоненные золотой фольгой под разными углами.

В то время было известно, что  $\alpha$ -частица имеет положительный заряд равный  $+2e$ .

Опыт осуществлялся по схеме, изображенной на рисунке 1.3.

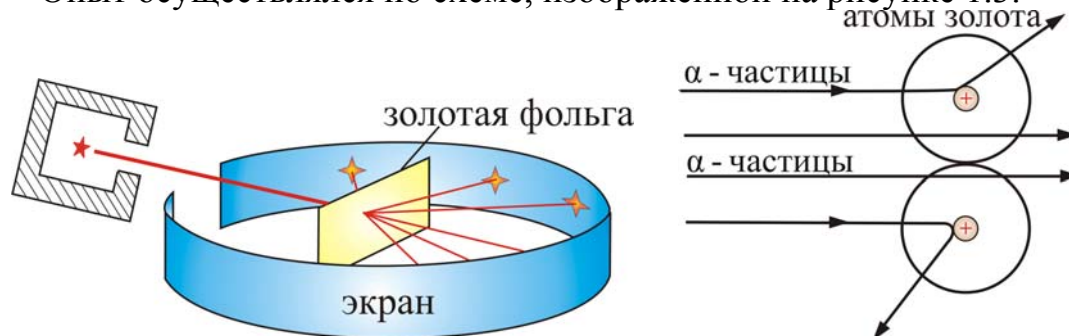


Рисунок 1.3

Узкий пучок  $\alpha$ -частиц испускался радиоактивным веществом и падал на фольгу. При прохождении через фольгу  $\alpha$ -частицы отклонялись на различные углы. Рассеянные частицы ударялись об экран, покрытый ZnS и вызываемые им вспышки света, *сцинтилляции*, наблюдались в микроскоп. Микроскоп и связанный с ним экран можно было вращать вокруг оси, проходящей через центр фольги. Т.е. можно было всегда измерить угол отклонения. Весь прибор помещался в откачиваемый объем, чтобы устранить рассеяние  $\alpha$ -частиц за счет столкновений с молекулами воздуха.

Обнаружилось, что некоторые  $\alpha$ -частицы отклонялись на большие углы, до  $180^\circ$ . Резерфорд понял, что такое отклонение возможно лишь при встрече с положительно заряженной частицей большей массы. А малая вероятность отклонения на большие углы говорила, что эта положительная частица имеет малые размеры, порядка  $10^{-14}$  м. Электроны, по мнению Резерфорда, движутся вокруг ядра.

Однако такая модель была в явном противоречии с классической электродинамикой, т.к. электрон, двигаясь по окружности, т.е. с нормальным ускорением, должен был излучать энергию, следовательно, замедлять скорость и упасть на ядро. Таким образом, *применение классической электродинамики к ядерной модели атома привело к полному противоречию с экспериментальными фактами*. Согласно классической теории, должны иметь место:

- непрерывная потеря электроном энергии в виде излучения электромагнитных волн и неустойчивость атома;
- существование только непрерывного спектра. Спектральных линий не должно быть.

В действительности оказывается, что:

- атом является устойчивой системой;
- атом излучает энергию лишь при определенных условиях;
- излучение атома имеет линейчатый спектр, связанный со строением и свойствами его электронной оболочки.

Эти выводы относятся не только к атому водорода, но и к другим атомам.

Размеры ядер можно определить, используя дифракционное рассеяние при высоких энергиях, а также упругое рассеяние электронов или поглощение нейтронов. Оказалось, что радиус ядра  $R \approx (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м}) A^{1/3}$ .

Если электрон «нацелен» в край ядра, имеющего заряд  $Ze$  и радиус  $R$ , то, согласно классической механике, его угол отклонения определяется соотношением

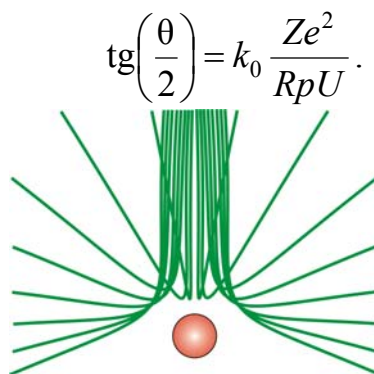


Рисунок 1.4

На рисунке 1.4 изображена компьютерная модель процесса рассеяния электронов на ядре.

### 1.3. Элементарная теория Бора

Выход из тупика был найден датским ученым Нильсом Бором в 1913 году, получивший Нобелевскую премию в 1922 году.



**БОР Нильс Хендрик Давид** (1885 – 1962) – Выдающийся датский физик-теоретик, один из создателей современной физики. Сформулировал идею о дискретности энергетических состояний атомов, в свете новых идей построил атомную модель, открыв условия устойчивости атомов, и объяснил большой круг явлений. Создал первую квантовую модель атома, основанную на двух постулатах, которые прямо противоречили классическим представлениям и законам. Бор много сделал для развития ядерной физики. Он – автор теории составного ядра, один из создателей капельной модели ядра и теории деления атомного ядра.

Бор высказал предположения, которые были названы *постулатами Бора*.

- **Первый постулат** (*постулат стационарных состояний*): электроны движутся только по определенным (стационарным) орбитам. При этом, даже двигаясь с ускорением, они не излучают энергию.

- **Второй постулат** (*правило частот*): излучение и поглощение энергии в виде кванта  $h\nu$  происходит лишь при переходе электрона из одного стационарного состояния в другое. Величина светового кванта равна разности энергий тех стационарных состояний, между которыми совершается скачок электрона  $h\nu = E_n - E_k$ .

Отсюда следует, что изменение энергии атома, связанное с излучением при поглощении фотона, пропорционально частоте  $\nu$ :



$$\nu = \frac{E_n}{h} - \frac{E_k}{h} \text{ или } \omega = \frac{E_n}{\hbar} - \frac{E_k}{\hbar}. \quad (1.3.1)$$

**Правило квантования орбит:** из всех орбит электрона возможны только те, для которых момент импульса равен целому кратному постоянной Планка

$$m_e \nu r = n\hbar, \quad (1.3.2)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  – главное квантовое число.

Получим выражение для энергии электрона в атоме.

Рассмотрим электрон, движущийся в поле атомного ядра с зарядом  $Ze$  (при  $Z = 1$  – атом водорода). Уравнение движения электрона имеет вид:

$$m_e \frac{\nu^2}{r} = k_0 \frac{Ze^2}{r^2}. \quad (1.3.3)$$

Из (1.3.3) видно, что центробежная сила равна кулоновской силе, где

$$k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}.$$

Подставим значение  $\nu$  из (1.3.2) в (1.3.3) и получим выражение для радиусов орбит

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{k_0 m_e Ze^2}. \quad (1.3.4)$$

Радиус первой орбиты водородного атома называют *Боровским радиусом* (рисунок 1.5). При  $n=1$ ,  $Z=1$  для водорода имеем:

$$r_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2 k_0} = 0,529 \text{ \AA} = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м.}$$

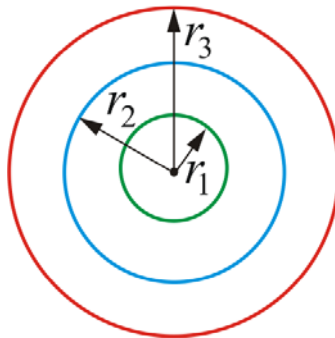


Рисунок 1.5

Внутренняя энергия атома складывается из кинетической энергии электрона (ядро неподвижно) и потенциальной энергией взаимодействия электрона с ядром:

$$E = \frac{m_e \nu^2}{2} - \frac{Ze^2}{k_0 r}.$$

Из уравнения движения электрона следует, что  $\frac{m_e v^2}{2} = \frac{Ze^2}{k_0 2r}$  кинетическая энергия равна потенциальной. Тогда можно записать:

$$E_n = -\frac{1}{2} k_0 \frac{Ze^2}{r_0}.$$

Подставим сюда выражение для радиуса и получим:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2}. \quad (1.3.5)$$

Здесь учтено, что  $4\pi^2 \hbar^2 = h^2$ .

Для атома водорода, при  $Z = 1$  имеем:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \frac{1}{n^2}. \quad (1.3.6)$$

Из (1.3.6), видно, что  $E_n$  принимает только дискретные значения энергии, т.к.  $n = 1, 2, 3, \dots$

Схема энергетических уровней определяемых (1.3.6) показана на рисунках 1.1 и 1.6.

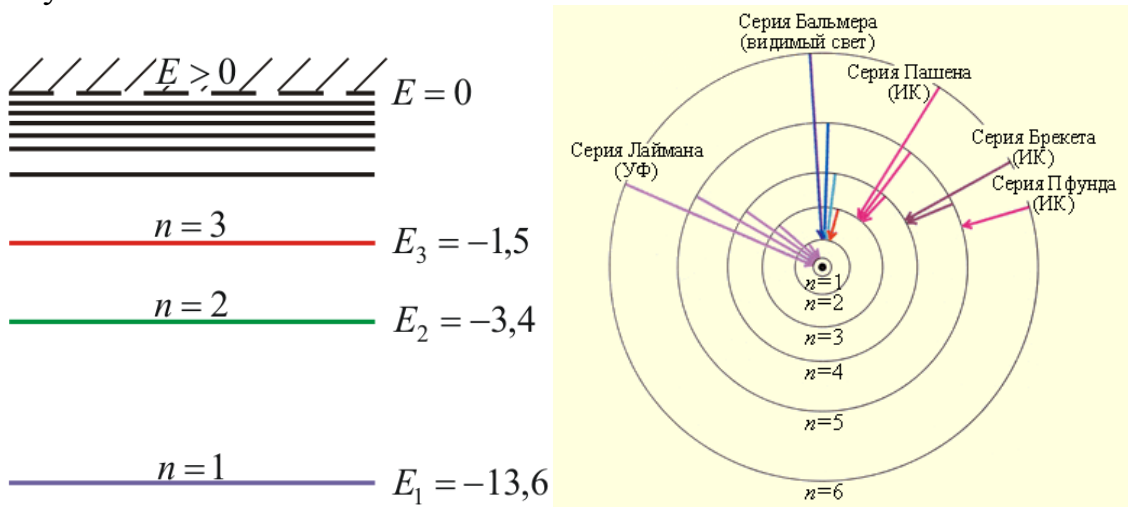


Рисунок 1.6

При переходе электрона в атоме водорода из состояния  $n$  в состояние  $k$  излучается фотон с энергией:

$$\hbar\omega = h\nu = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right).$$

Частота излучения:

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} \left( \frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Мы получили обобщенную формулу Бальмера, которая хорошо согласуется с экспериментом, где постоянная Ридберга:

$$R = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}.$$

Серьезным успехом теории Бора явилось вычисление постоянной Ридберга для водородоподобных систем и объяснение структуры их линейчатых спектров. Бору удалось объяснить линии спектра *ионизованного* гелия. Бор теоретически вычислил отношение массы протона к массе электрона  $m_p / m_e = 1847$ , это находится в соответствии с экспериментом. Все это было важным подтверждением основных идей, содержащихся в теории Бора. Теория Бора сыграла огромную роль в создании атомной физики. В период ее развития (1913 – 1925) были сделаны важные открытия, навсегда вошедшие в сокровищницу мировой науки.

Однако наряду с успехами в теории Бора, с самого начала, обнаружили существенные недостатки. Главнейшим из них была – *внутренняя противоречивость* теории: механическое соединение классической физики с квантовыми постулатами. Теория не могла объяснить вопрос об *интенсивностях* спектральных линий. Серьезной неудачей являлась абсолютная невозможность применить теорию для объяснения спектров атома гелия, содержащего два электрона на орбите и тем более для много электронных атомов.

Стало ясно, что теория Бора является лишь переходным этапом на пути создания более общей и правильной теории. Такой теорией и являлась квантовая механика.

#### 1.4. Опыт Франка и Герца

Существование дискретных энергетических уровней атома подтверждается опытом Франка и Герца. Немецкие ученые Джеймс Франк и Густав Герц, за экспериментальные исследования дискретности энергетического уровня получили Нобелевскую премию в 1925 г.

В трубке (рисунок 1.7), заполненной парами ртути при давлении  $p \approx 1$  мм. рт. ст., три электрода: катод, сетка и анод.

Электроны ускорялись разностью потенциалов  $U$  между катодом и сеткой. Эту разность потенциалов можно было изменять с помощью потенциометра  $\Pi$ . Между сеткой и анодом тормозящее поле 0,5 В (метод задерживающих потенциалов).

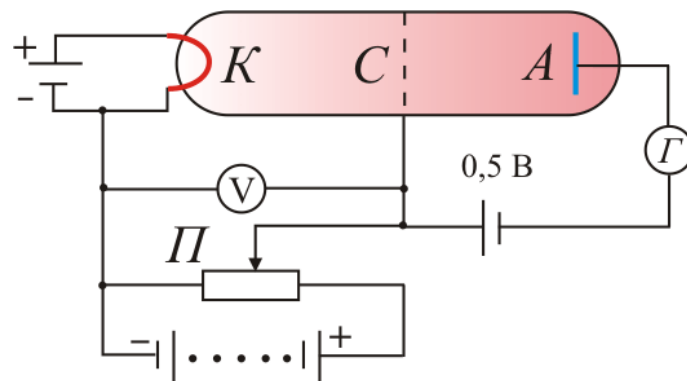


Рисунок 1.7

Определялась зависимость тока через гальванометр  $\Gamma$  от разности потенциалов между катодом и сеткой  $U$ . В эксперименте была получена зависимость, изображенная на рисунке 1.8. Здесь  $U = 4,86$  В – соответствует первому потенциалу возбуждения.

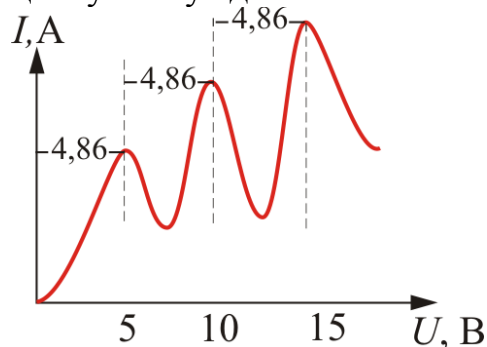


Рисунок 1.8

Согласно Боровской теории. Каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя в одно из возбужденных состояний поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути, должны терять энергию дискретно, определенными порциями, равными разности энергии соответствующих стационарных состояний атома.

Из опыта следует, что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86 В анодный ток *возрастает монотонно*, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при  $2 \cdot 4,86$  В и  $3 \cdot 4,86$  В.

Ближайшим к основному, невозбужденному состоянию атома ртути является возбужденное состояние, отстоящее по шкале энергий на 4,86 В. Пока разность потенциалов между катодом и сеткой меньше 4,86 В, электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При  $e\varphi = 4,86$  эВ энергия электрона становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар, при котором элек-

трон отдает атому ртути всю кинетическую энергию, возбуждая переход одного из электронов атома из нормального состояния в возбужденное. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию уже не смогут преодолеть тормозящий потенциал и достигнуть анода. Этим и объясняется резкое падение анодного тока при  $e\varphi = 4,86$  эВ. При значениях энергии, кратных 4,86, электроны могут испытывать с атомами ртути 2, 3, ... неупругих соударения, потеряв при этом полностью свою энергию и не достигнуть анода, т.е. должно наблюдаться резкое падение анодного тока. Что действительно наблюдалось на опыте.

Таким образом, опыт показал, что электроны передают свою энергию атомам ртути порциями, причем 4,86 эВ – наименьшая возможная порция которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии. Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала проверку экспериментом.

Атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию  $\Delta E$ , переходят в возбужденное состояние и должны вернуться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, квант света с частотой  $\nu = \Delta E / h$ . По известному значению  $\Delta E = 4,86$  В можно вычислить длину волны светового кванта  $\lambda = hc / \Delta E \approx 255$  нм. Таким образом, если теория верна, то атомы ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,86 эВ, должны являться источником ультрафиолетового излучения с  $\lambda \approx 255$  нм. Опыт действительно обнаруживает одну ультрафиолетовую линию с  $\lambda \approx 255$  нм. Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили не только первый, но и второй постулат Бора. Эти опыты сыграли огромное значение в развитии атомной физики.

## Тема 2. ВОДОРОДОПОДОБНЫЕ СИСТЕМЫ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

### 2.1. Квантовомеханическая картина строения атома

### 2.2. Квантовые числа

### 2.3. Пространственное квантование

### 2.4. Спин электрона. Опыт Штерна и Герлаха

#### 2.1. Квантовомеханическая картина строения атома

В теме 1, мы обсуждали ограниченность боровской теории строения атома. Рассмотрим теперь квантовомеханическую теорию атомов, гораздо более полную, чем старая теория Бора. Она сохраняет некоторые аспекты старой теории. Например, электроны могут находиться в атоме только в дискретных состояниях с определенной энергией; при переходе электрона из одного состояния в другое испускается (или поглощается) фотон. *Но квантовая механика – не просто обобщение теории Бора.* Она представляет собой гораздо более глубокую теорию и рисует совершенно иную картину строения атома. *Согласно квантовой механике, не существует определенных круговых орбит электронов,* как в теории Бора. В силу волновой природы *электрон «размазан» в пространстве, подобно «облаку» отрицательного заряда.* Размеры и форму электронного облака, для основного состояния атома можно вычислить по формуле:

$$\Psi(r) = \sqrt{\frac{1}{\pi r_1^3}} e^{-\frac{r}{r_1}}, \quad (2.1.1)$$

где  $\Psi(r)$  – волновая функция положения, зависящая от расстояния  $r$  до центра.

Постоянная  $r_1$  совпадает с радиусом первой боровской орбиты. Следовательно, электронное облако в основном состоянии водорода сферически-симметрично как показано на рисунке 2.1.

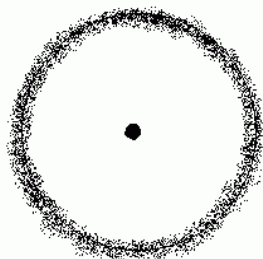


Рисунок 2.1

Электронное облако грубо характеризует «размеры» атома, но поскольку облако может не иметь четко выраженные границы, атомы также не имеют ни точной границы, ни определенного размера.

Как мы увидим в дальнейшем, не все электронные облака сферически-симметричны. Обратите внимание на то, что хотя функция  $\Psi(r)$  при больших радиусах  $r$ , как следует из приведенного выше выражения, сильно убывает, она не обращается в нуль на конечных расстояниях. Поэтому квантовая механика утверждает, что основная часть атома не представляет собой пустое пространство. Т.к.  $\Psi \rightarrow 0$  только при  $r \rightarrow \infty$ , мы заключаем, что и во вселенной **не существует** в подлинном смысле **пустого пространства**.

Электронное облако можно интерпретировать как с корпускулярной, так и с волновой точки зрения. Напомним, что под частицей мы понимаем нечто локализованное в пространстве: в любой момент времени частица занимает вполне определенное положение в пространстве. Следовательно, размытое в пространстве облако является результатом волновой природы электронов. Электронное облако можно также интерпретировать как распределение вероятностей для данной частицы. Мы не можем предсказать траектории, по которой будет двигаться электрон. После измерения его положения точно предсказать, где будет находиться электрон в последующие моменты времени, невозможно. Мы можем лишь вычислить вероятность обнаружить электрон в различных точках. Ясно, что подобная ситуация в корне отличается от классической Ньютонской физики. Как отмечал впоследствии Бор, при испускании атомом светового фотона, бессмысленно даже спрашивать, как электрон переходит из одного состояния в другое.

Решение задачи об энергетических уровнях электрона для водорода (а также водородных систем: атома гелия  $\text{He}^+$ , лития  $\text{Li}^{2+}$  и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом  $Ze$  (для атома водорода  $Z = 1$ )

$$U(r) = -k_0 \frac{Ze^2}{r}, \quad (2.1.2)$$

где  $r$  — расстояние между электроном и ядром. Графически функция  $U(r)$  изображается на рисунке 2.2 жирной кривой.  $U(r)$  с уменьшением  $r$  (при приближении электрона к ядру) неограниченно убывает.

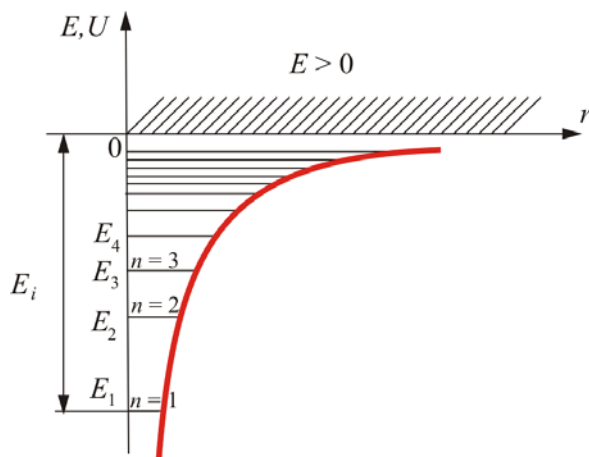


Рисунок 2.2

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией  $\Psi$ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера, учитывающему значения (2.1.2)

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + k_0 \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0, \quad (2.1.3)$$

где  $m$  – масса электрона,  $E$  – полная энергия электрона в атоме.



**Шредингер Эрвин** (1887 – 1961) – австрийский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики. Основные работы в области статистической физики, квантовой теории, квантовой механики, общей теории относительности, биофизики. Разработал теорию движения микрочастиц – волновую механику, построил квантовую теорию возмущений – приближенный метод в квантовой механике. За создание волновой механики удостоен Нобелевской премии.

Рассмотрим энергию электрона. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения типа (2.1.3) имеют решение, удовлетворяющее однозначности, конечности и непрерывности волновой функции  $\Psi$ , только при собственных значениях энергии

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m_e e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2}, \quad (2.1.4)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$ , т.е. дискретного набора отрицательных значений энергии.

Таким образом, как и в случае «потенциальной ямы» с бесконечно высокими стенками, решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению дискретных энергетических уровней. Возможные значения  $E_1, E_2, E_3, \dots$  показаны на рисунке 2.2 в виде горизонтальных полос. Самый низкий уровень  $E_1$ , отвечающий минимальной возможной энергии – основной, все остальные  $E_n > E_1$ , ( $n = 2, 3, 4, \dots$ ) – возбужденные. При  $E < 0$  движение электрона является связанным – он



находится внутри гиперболической «потенциальной ямы». Из рисунка 2.2 следует, что по мере роста главного квантового числа  $n$  энергетические уровни располагаются теснее и при  $n \rightarrow \infty$   $E_\infty \rightarrow 0$ . При  $E > 0$  движение электрона становится свободным; область  $E > 0$  соответствует ионизированному атому.

Итак, если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы (постулаты), то в квантовой механике дискретные значения энергии, являясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера.

## 2.2. Квантовые числа

В квантовой механике доказывается, что уравнению Шредингера удовлетворяют собственные функции  $\Psi_{nlm}$ , определяемые набором трёх квантовых чисел: *главного*  $n$ , *орбитального*  $l$  и *магнитного*  $m$ .

**Главное квантовое число**  $n$  характеризует расстояние электрона от ядра – радиус орбиты.

Согласно (2.1.4)  $n$  определяет энергетические уровни электрона в атоме и может принимать любые целочисленные значения начиная с единицы ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ).

В атомной физике состояния электрона, соответствующие главному квантовому числу  $n$ , ( $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ ) принято обозначать буквами  $K, L, M, N, \dots$

$n$	1	2	3	4
	$K$	$L$	$M$	$N$

**Орбитальное квантовое число**  $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$  характеризует эллиптичность орбиты электрона (рисунок 2.3).

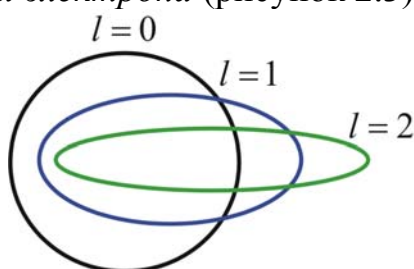


Рисунок 2.3

Квадрат модуля функции  $|\Psi|^2$  характеризует вероятность найти электрон в заданной точке. Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон (не менее 0,95), называют орбиталью. Основные типы орбиталей обозначают буквами  $s, p, d, f, \dots$  (от слов *sharp, principal, diffuse, fundamental*).

$l$	0	1	2	3
	$s$	$p$	$d$	$f$

Вид двух основных типов орбиталей  $s$  (она одна),  $p$  (их три), по которым «размазан» электронный заряд, показан на рисунке 2.4.

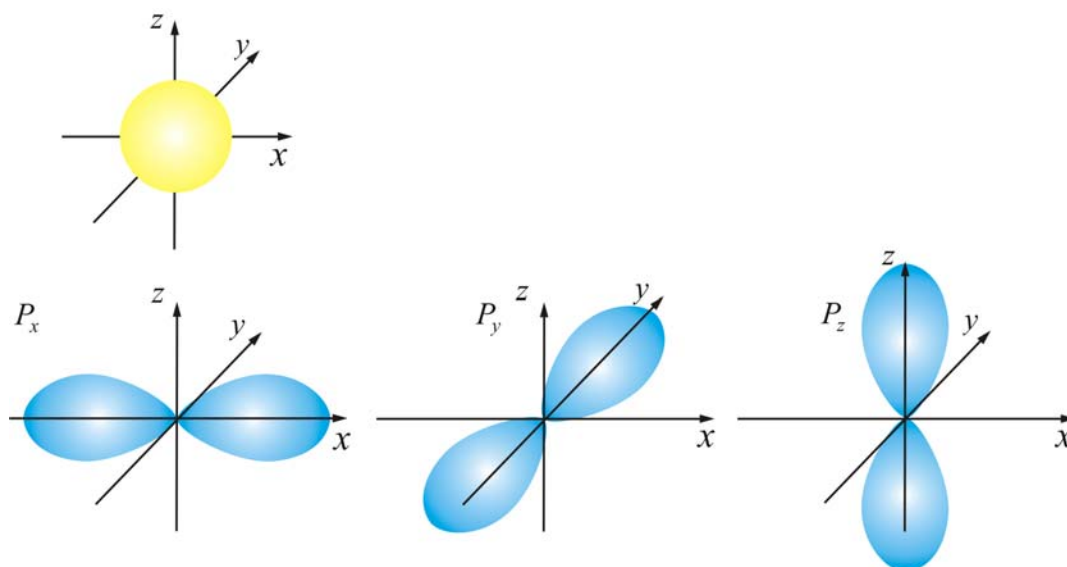


Рисунок 2.4

Орбитали часто называют **подоболочками** оболочек, поскольку они характеризуют формы разных орбит, на которых можно обнаружить электроны, находящиеся в одной оболочке (при заданном квантовом числе  $n$ ).

Решая последовательно задачу об электроном в прямоугольной потенциальной яме мы доказали, что энергия и положение электрона квантуются, т.е. принимают дискретные значения.

Решая уравнения Шредингера для атома можно получить выражения для энергии, момента импульса и других динамических переменных электрона без привлечения каких-либо постулатов.

Рассмотрим (без вывода) движение электрона в потенциальном поле  $U = -Ze^2 / r$ .

Обратимся вновь к стационарному уравнению Шредингера:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0. \quad (2.2.1)$$

Так как электрическое поле – центрально-симметрично, то для решения этого уравнения воспользуемся сферической системой координат  $(r, \theta, \varphi)$ , которые связаны с декартовыми координатами, как это следует из рисунка 2.5, соотношениями:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi;$$

$$y = r \sin \theta \sin \varphi ;$$

$$z = r \cos \theta .$$

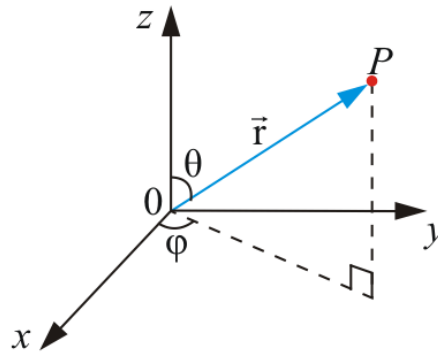


Рисунок 2.5

Подставим в (2.2.1) выражение оператора Лапласа в сферических координатах и получим уравнение Шредингера в виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar} \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0 .$$

(2.2.2)

Уравнение (2.2.2) имеет решение при всех значениях полной энергии  $E > 0$ , что соответствует свободному электрону. При  $E < 0$ , электрон находится в потенциальном поле ядра

$$E_n = -\frac{m_e e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} ,$$

(2.2.3)

где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Таким образом, энергия принимает дискретные значения (квантуется).

Вывод такой же, как и в теории Бора, но в квантовой механике этот вывод получается как естественное следствие из уравнения Шредингера.

В квантовой механике широко используется понятие – *оператор*. Под оператором понимают правило, посредством которого одной функции  $\varphi$  сопоставляется другая функция  $f$  т.е.  $f = \hat{Q}\varphi$ , где  $\hat{Q}$  – символ обозначения оператора.

Есть операторы импульса, момента импульса и т.д. Например,  $\frac{d}{dt}$  – оператор скорости  $\frac{d^2}{dt^2}$  – ускорения. Если  $S$  – путь, то  $\frac{dS}{dt} = v$  – скорость и т.д.

Стационарное уравнение Шредингера можно записать в виде

$$\hat{H}\Psi = E\Psi, \quad (2.2.4)$$

Это традиционный вид записи уравнения Шредингера, здесь

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U - \text{оператор энергии.}$$

Воздействуя на волновую функцию  $\Psi$ , полученную при решении уравнения (2.2.2) оператором *момента импульса* (движение электрона вокруг ядра осуществляется по криволинейной траектории) *можно получить выражение для момента импульса.*

Для момента импульса в квантовой механике вводятся четыре оператора: оператор квадрата момента импульса  $\hat{L}^2$  и три оператора проекций момента импульса на оси координат  $\hat{L}_x, \hat{L}_y, \hat{L}_z$ .

Оказалось, что одновременно определенные значения могут иметь лишь квадрат момента импульса и одна из проекций на координатные оси. Две другие проекции оказываются при этом совершенно неопределенными. Это означает, что «вектор» момента импульса не имеет определенного направления и, следовательно, не может быть изображен, как в классической механике, с помощью направленного отрезка, прямой.

Решение уравнения  $\hat{L}^2\Psi = L^2\Psi$  является очень трудным. Поэтому ограничимся только конечным результатом.

Собственное значение орбитального момента импульса  $L_e$ :

$$L_e = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \quad (2.2.5)$$

где  $l$  – орбитальное квантовое число ( $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$ )

Если обратиться к привычной нам модели атома, то  $n$  – характеризует среднее расстояние электрона от ядра (радиус орбиты),  $l$  – эллиптичность орбиты.

Из выражения для  $L_e$  видно, что орбитальный момент импульса электрона в атоме тоже квантуется.

Основным состоянием электрона в атоме водорода является  $s$  – состояние. Если вычислить наиболее вероятное расстояние от ядра для электрона в  $s$  – состоянии, получим:  $r_0 = \frac{\hbar^2}{me^2}$  – это первый борковский

радиус (в СИ  $r_0 = \frac{1}{k_0} \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$ ).

Для других значений  $n$  получим выражения, соответствующие борковским орбитам.

Боровские орбиты электрона представляют собой геометрическое место точек, в которых с наибольшей вероятностью может быть обнаружен электрон.

По теории Бора вероятность нахождения электрона при любых других значениях  $r$ , кроме  $r = r_0$ , равна нулю (рисунок 2.6).

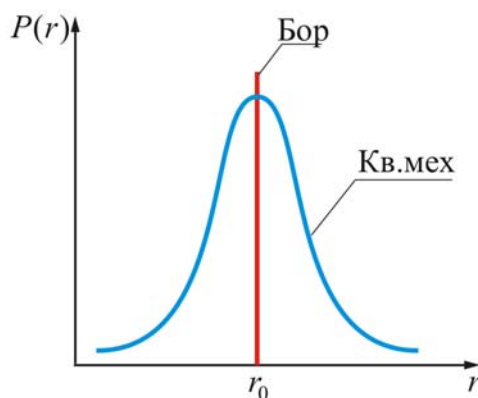


Рисунок 2.6

Согласно квантовой механике эта вероятность лишь достигает максимального значения при  $r = r_0$ . Допускается нахождение электрона и на других расстояниях от ядра, но с меньшей вероятностью.

### 2.3. Пространственное квантование

Из раздела электромагнетизм (п. 5.1) мы знаем, что орбитальный момент импульса электрона  $\vec{L}_e$  и пропорциональный ему магнитный момент  $\vec{P}_m$  ориентированы перпендикулярно плоскости орбиты электрона и противоположно направлены (рисунок 2.7).

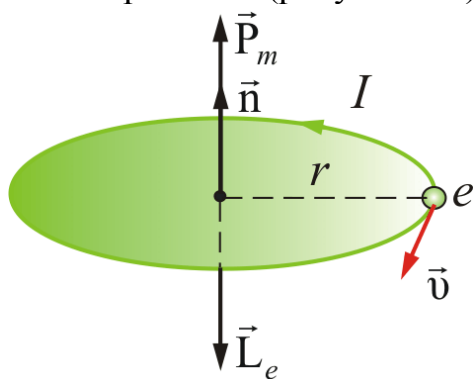


Рисунок 2.7

Между  $\vec{L}_e$  и  $\vec{P}_m$  существует связь:

$$\vec{P}_m = -\gamma \vec{L}_e = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_e, \quad (2.3.1)$$

где  $\gamma = \frac{e}{2m_e}$  – орбитальное гиромагнитное отношение.

Такая связь векторов сохраняется и в теории Бора.

В квантовой механике, естественно, не может быть указана ориентация  $\vec{L}_e$  и  $\vec{P}_m$  относительно плоскости электронной орбиты (орбиты, в буквальном смысле этого слова, нет).

Для указанной ориентации  $\vec{L}_e$  и  $\vec{P}_m$  должно быть выбрано некоторое направление в пространстве, и расположение  $\vec{L}_e$  может быть задано углом между вектором  $\vec{L}_e$  и этим направлением. За указанное направление выбирается либо направление внешнего магнитного поля, либо внутреннего, создаваемого всеми электронами, кроме рассматриваемого (но это трудно и не удобно). Как правило, берут направление внешнего магнитного поля  $\vec{H}$ , совмещенного с осью  $z$ .

В классической физике представлялось само собой разумеющимся, что вектор орбитального момента импульса электрона  $\vec{L}_e$  (или магнитного момента  $\vec{P}_m$ ) может быть ориентирован относительно выбранного направления произвольным образом, т.е. плоскость боровских орбит тоже может быть ориентирована произвольно.

Однако, такое предположение оказалось ошибочным. В квантовой механике строго доказывается (это следует из решения уравнения Шредингера), что *проекция* ( $L_{ez}$ ) вектора  $\vec{L}_e$  *на направление внешнего магнитного поля* ( $z$ ) может принимать лишь *целочисленные значения кратные  $\hbar$*

$$L_{ez} = m\hbar. \quad (2.3.2)$$

Здесь  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ , магнитное квантовое число.  $l$  – орбитальное квантовое число определяющее модуль вектора  $\vec{L}_e$ ,  $\hbar$  – естественная единица измерения механического момента импульса микрочастиц.

Определим величину модуля  $\vec{L}_e$ . Т.к. проекция не может быть больше модуля вектора, то  $m\hbar \leq \hbar\sqrt{l(l+1)}$ . Отсюда следует, что максимальное значение  $|m| = l$ . Итак,  $m$  может принимать  $(2l + 1)$  значений ( $l = 0$  дает одно «лишнее» значение), т.е.  $\vec{L}_e$  может принимать  $(2l + 1)$  ориентаций в пространстве. На рисунке 2.8 показаны возможные ориентации вектора  $\vec{L}_e$  в состояниях  $s, p, d$ .

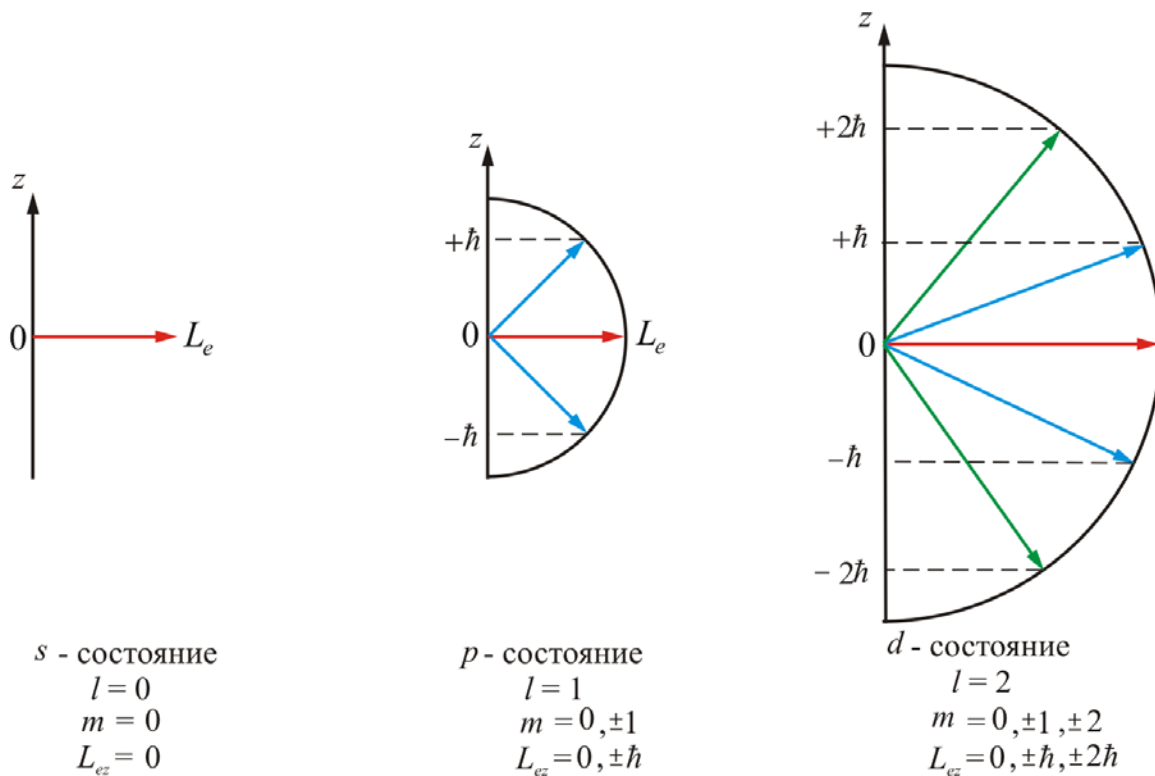


Рисунок 2.8

Таким образом, пространственное квантование приводит к «расщеплению» энергетических уровней на ряд подуровней.

## 2.4. Спин электрона. Опыт Штерна и Герлаха

В 1922 году немецкие физики О. Штерн и В. Герлах поставили опыты, целью которых было измерение магнитных моментов  $P_m$  атомов различных химических элементов. Для химических элементов, образующих первую группу таблицы Менделеева и имеющих один валентный электрон, магнитный момент атома равен магнитному моменту валентного электрона, т.е. одного электрона.

Идея опыта заключалась в измерении силы, действующей на атом в сильно неоднородном магнитном поле. Неоднородность магнитного поля должна быть такова, чтобы она сказывалась на расстояниях порядка размера атома. Только при этом можно было получить силу, действующую на каждый атом в отдельности.

Схема опыта изображена на рисунке 2.9. В колбе с вакуумом  $10^{-5}$  мм. рт. ст., нагревался серебряный шарик  $K$ , до температуры испарения.

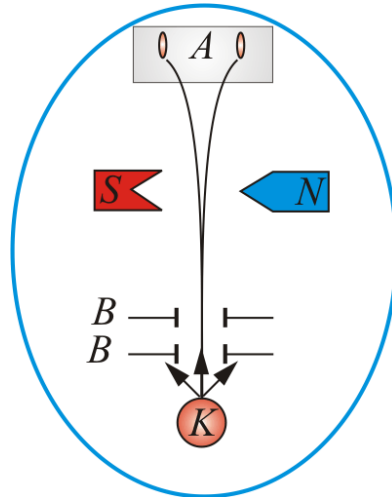


Рисунок 2.9

Атомы серебра летели с тепловой скоростью около 100 м/с через щелевые диафрагмы  $B$  и, проходя резко неоднородное магнитное поле попадали на фотопластинку  $A$ .

Если бы момент импульса атома  $\vec{L}_e$  (и его магнитный момент  $\vec{P}_m$ ) мог принимать произвольные ориентации в пространстве (т.е. в магнитном поле), то можно было ожидать непрерывного распределения попаданий атомов серебра на фотопластинку с большой плотностью попаданий в середине. Но на опыте были получены совершенно неожиданные результаты: на фотопластинке получились *две* резкие полосы – все атомы отклонялись в магнитном поле двояким образом, соответствующим лишь *двум* возможным ориентациям магнитного момента (рисунок 2.10).

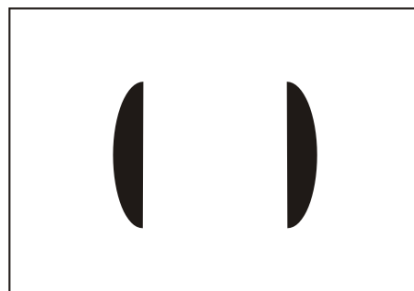


Рисунок 2.10

Этим доказывался квантовый характер магнитных моментов электронов. Количественный анализ показал, что проекция магнитного момента электрона равна магнетону Бора:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}.$$

Таким образом, для атомов серебра Штерн и Герлах получили, что *проекция магнитного момента атома (электрона) на направление магнитного поля численно равна магнетону Бора.*



Напомним, что

$$P_m = \frac{e}{2m_e} L = \frac{e\hbar^2}{2m_e} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}.$$

Опыты Штерна и Герлаха не только подтвердили пространственное квантование моментов импульсов в магнитном поле, но и дали экспериментальное подтверждение тому, что магнитные моменты электронов *тоже* состоят из некоторого числа «элементарных моментов», т.е. имеют дискретную природу. *Единицей измерения магнитных моментов электронов и атомов является магнетон Бора* ( $\hbar$  – единица измерения механического момента импульса).

Кроме того, в этих опытах было обнаружено новое явление. Валентный электрон в основном состоянии атома серебра имеет орбитальное квантовое число  $l = 0$  ( $s$  – состояние). Но при  $l = 0$ ,  $L = \hbar \sqrt{l(l+1)} = 0$  (проекция момента импульса на направление внешнего поля равна нулю). Возник вопрос, пространственное квантование *какого* момента импульса обнаружилось в этих опытах и проекция *какого* магнитного момента равна магнетону Бора.

В 1925 г. студенты Геттингенского университета Гаудсмит и Уленбек предположили существование *собственного механического момента импульса у электрона  $L_s$  (спина)* и, соответственно, *собственного магнитного момента электрона  $m_s$* .

Введение понятия спина сразу объяснило ряд затруднений, имевшихся к тому времени в квантовой механике. И в первую очередь, результатов опытов Штерна и Герлаха.

Авторы дали такое толкование *спина*: электрон вращающийся волчок. Но тогда следует, что «поверхность» волчка (электрона) должна вращаться с линейной скоростью равной  $300c$ , где  $c$  – скорость света. От такого толкования спина пришлось отказаться.

*Спин, как заряд и масса есть свойство электрона.*

П. Дирак впоследствии показал, что существование спина вытекает из решения релятивистского волнового уравнения Шредингера.

Из общих выводов квантовой механики следует, что спин должен быть квантован:  $L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$ , где  $s$  – спиновое квантовое число.

Аналогично, проекция спина на ось  $z$  ( $L_{sz}$ ) (ось  $z$  совпадает с направлением внешнего магнитного поля) должна быть квантована и вектор  $\vec{L}_s$  может иметь  $(2s + 1)$  различных ориентаций в магнитном поле.

Из опытов Штерна и Герлаха следует, что таких ориентаций всего две:  $2s + 1 = 2$ , а значит  $s = 1/2$ .

Для атомов первой группы, валентный электрон которых находится в  $s$  – состоянии ( $l = 0$ ) момент импульса атома равен спину *валентного электрона*. Поэтому обнаруженное для таких атомов пространственное квантование момента импульса в магнитном поле является доказательством наличия у спина лишь *двух* ориентаций во внешнем поле. (Опыты с электронами в  $p$  – состоянии подтвердили этот вывод, хотя картина получилась более сложной) (желтая линия натрия – дуплет из-за наличия спина).

Найдем *численное значение спина электрона*

$$L_s = \sqrt{(1/2)(1/2 + 1)}\hbar = \frac{\sqrt{3}\hbar}{2}.$$

По аналогии с пространственным квантованием орбитального момента  $L_e$  проекция  $L_{sz} = m_s \hbar$ , т.е. тоже должна быть квантованной величиной (аналогично, как  $m = \pm l$ , то и  $m_s = \pm s$ ), т.е.  $m_s = \pm 1/2$  (может принимать только два значения) – можно было бы назвать магнитным спиновым числом. Однако это название редко применяется. Чаще говорят о спиновом квантовом числе, подразумевают именно  $m_s$ , т.е. приписывают спиновому квантовому числу значения  $\pm 1/2$ . Однако следует помнить, что  $s$  имеет только одно значение  $s = 1/2$ .

Итак, *проекция спинового механического момента импульса на направление внешнего магнитного поля может принимать два значения.*

$$L_{sz} = \pm 1/2 \hbar. \quad (2.4.1)$$

Так как мы всегда имеем дело с проекциями, то говоря, что спин имеет две ориентации; имеем в виду, что две проекции.

*Проекция спинового магнитного момента электрона на направление внешнего магнитного поля:*

$$P_{msz} = \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}.$$

Отношение  $\frac{P_{msz}}{L_{sz}} = -\frac{e}{m_e} = \gamma_s$  – *спиновое гиромагнитное отношение.*

## Тема 3. МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ АТОМЫ

### 3.1. Принципы неразличимости тождественных частиц.

#### Фермионы и бозоны

### 3.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

### 3.3. Периодическая система элементов Д.И. Менделеева

### 3.1. Принципы неразличимости тождественных частиц.

#### Фермионы и бозоны

Если перейти от рассмотрения движения одной микрочастицы (одного электрона) к многоэлектронным системам, то проявляются особые свойства, не имеющие аналогов в классической физике. Пусть квантовомеханическая система состоит из одинаковых частиц, например электронов. Все электроны имеют одинаковые физические свойства – массу, электрический заряд, спин и другие внутренние характеристики (например, квантовые числа). Такие частицы называют **тождественными**.

Необходимые свойства системы одинаковых тождественных частиц проявляются в **фундаментальном принципе** квантовой механики – **принципе неразличимости тождественных частиц**, согласно которому невозможно экспериментально различить тождественные частицы.

В классической механике даже одинаковые частицы можно различить по положению в пространстве и импульсам. Если частицы в какой-то момент времени пронумеровать, то в следующие моменты времени можно проследить за траекторией любой из них. Классические частицы, таким образом, обладают индивидуальностью, поэтому классическая механика систем из одинаковых частиц принципиально не отличается от классической механики систем из различных частиц.

В квантовой механике положение иное. Из соотношения неопределенности вытекает, что для микрочастиц вообще не применимо понятие траектории; состояние микрочастицы описывается волновой функцией, позволяющей лишь вычислять вероятность  $|\Psi|^2$  нахождения микрочастицы в окрестностях той или иной точки пространства. Если же волновые функции двух тождественных частиц в пространстве перекрываются, то разговор о том какая частица находится в данной области, вообще лишен смысла: можно говорить лишь о вероятности нахождения в данной области одной из тождественных частиц. Таким образом, в квантовой механике тождественные частицы полностью теряют свою индиви-

дуальность и становятся неразличимыми. Следует подчеркнуть, что принцип неразличимости тождественных частиц не является просто следствием вероятной интерпретации волновой функции, а вводится в квантовую механику как новый принцип, как указывалось выше, является **фундаментальным**.

Принимая во внимание физический смысл величины  $|\Psi|^2$ , принцип неразличимости тождественных частиц можно записать в виде:

$$|\Psi(x_1, x_2)|^2 = |\Psi(x_2, x_1)|^2, \quad (3.1.1)$$

где  $x_1$  и  $x_2$  – соответственно совокупность пространственных и силовых координат первой и второй частиц. Из выражения (3.1.1) вытекает, что возможны два случая:

$$\Psi(x_1, x_2) = \pm \Psi(x_2, x_1),$$

т.е. принцип неразличимости тождественных частиц ведет к определенному свойству симметрии волновой функции. Если при перемещении частиц местами волновая функция не меняет знака, то она называется **симметричной**, если меняет – **антисимметричной**. Изменение знака волновой функции не означает изменение состояния, т.к. физический смысл имеет лишь квадрат модуля волновой функции.

В квантовой механике доказывается, что характер симметрии волновой функции не меняется со временем. Это не является доказательством того, что свойства симметрии или антисимметрии – признак данного типа микрочастиц.

Установлено, что симметрия или антисимметрия волновых функций определяется спином частиц. В зависимости от характера симметрии все элементарные частицы и построенные из них системы (атомы, молекулы) делятся на два класса. *Частицы с полуцелым спином* (например, электроны, нейтроны и протоны) *описываются антисимметричными волновыми функциями и подчиняются статистике Ферми-Дирака*; эти частицы называются **фермионами**. *Частицы с нулевым или целочисленным спином* (например, фотоны, мезоны) *описываются симметричными функциями (волновыми) и подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна*; эти частицы называются **бозонами**. *Сложные частицы* (например, атомные ядра), *составленные из нечетного числа фермионов*, являются **фермионами** (суммарный спин – полуцелый), а *из четного* – **бозонами** (суммарный спин – целый).

Зависимость характера симметрии волновых функций системы тождественных частиц от спина частиц теоретически обосновано швейцарским физиком Паули, что явилось еще одним доказательством того, что спины являются фундаментальной характеристикой микрочастиц.

### 3.2. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

Если тождественные частицы имеют одинаковые квантовые числа, то их волновая функция симметрична относительно перестановки частиц. Отсюда следует, что два одинаковых фермиона, входящих в одну систему не могут находиться в одинаковых состояниях, т.к. для фермионов волновая функция должна быть антисимметричной. Обобщая опытные данные, В. Паули сформулировал **принцип исключения**, согласно которому *системы фермионов встречаются в природе только в состояниях, описываемых антисимметричными волновыми функциями* (квантовомеханическая формулировка принципа Паули).



**ПАУЛИ Вольфганг** (1900 – 1958) – физик-теоретик. Работы относятся ко многим разделам современной теоретической физики, в развитии которых он принимал непосредственное участие, в частности квантовой механике, квантовой электродинамике, теории относительности, квантовой теории поля, ядерной физике, физике элементарных частиц.

Из этого положения вытекает более простая формулировка принципа Паули, которая и была введена им в квантовую теорию (1925 г.) еще до построения квантовой механики: *в системе одинаковых фермионов любые два из них не могут одновременно находиться в одном и том же состоянии*. Отметим, что число одинаковых бозонов, находящихся в одном и том же состоянии, не лимитируется.

Напомним, что состояние электрона в атоме однозначно определяется набором **четырех квантовых чисел**:

- главного  $n$  ( $n = K, L, N, M, \dots$ ).
- орбитального  $l$  ( $l = s, p, d, f, \dots$ ), обычно эти состояния обозначают:  $1s, 2d, 3f$ .
- магнитного  $m$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ ).
- магнитного спинового  $m_s$  ( $m_s = \pm 1/2$ ).

Распределение электронов в атоме происходит по принципу Паули, который может быть сформулирован для атома в простейшем виде: *в одном и том же атоме, не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел  $n, l, m, m_s$* .

$$Z(n, l, m, m_s) = 0 \text{ или } 1,$$

где  $Z(n, l, m, m_s)$  число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемым набором четырех квантовых чисел:  $n, l, m, m_s$ . Таким образом, принцип Паули утверждает, **что два электрона, связан-**

ные в одном и том же атоме различаются значениями по крайней мере одного квантового числа.

Максимальное число  $Z_2(n, l, m_s)$  электронов, находящихся в состояниях, описываемых набором трех квантовых чисел  $n$ ,  $l$  и  $m$  и отличающихся только ориентацией спинов электронов равно:

$$Z_2(n, l, m) = 2, \quad (3.2.1)$$

ибо спиновое квантовое число может принимать лишь два значения  $1/2$  и  $-1/2$ .

Максимальное число  $Z_3(n, l)$  электронов находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами  $n$  и  $l$ :

$$Z_3(n, l) = 2(2l + 1). \quad (3.2.2)$$

При этом вектор орбитального момента импульса электрона  $\vec{L}_e$  может принимать в пространстве  $(2l + 1)$  различных ориентаций (рисунок 3.1).

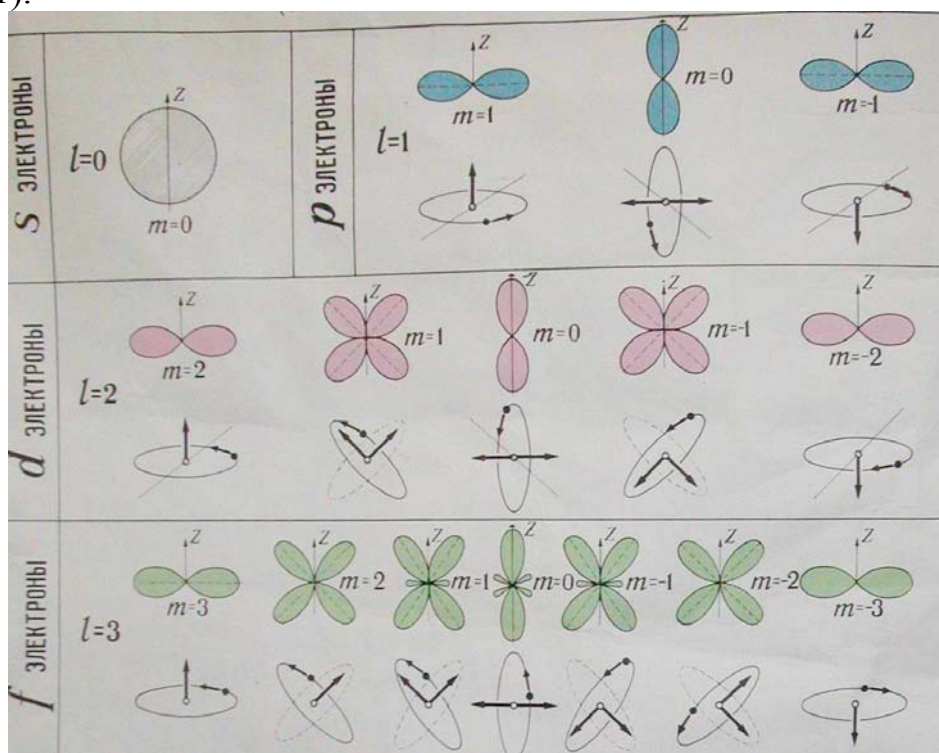


Рисунок 3.1

Максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых значением главного квантового числа  $n$ , равно:

$$Z(n) = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2. \quad (3.2.3)$$

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число  $n$ , называется **электронной оболочкой** или **слоем**.

В каждой из оболочек электроны распределяются по **подоболочкам**, соответствующим данному  $l$ .

Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон называют **подоболочкой** или **орбиталью**. Вид основных типов орбиталей показан на рисунке 3.1.

$l$  так же как и  $n$ , целое и может изменяться в пределах от 0 до  $(n - 1)$ .

Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до  $n - 1$ , число подоболочек равно порядковому номеру  $n$  оболочки. Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами: максимальное число электронов в подоболочке с данным  $l$  равно  $2(2l + 1)$ . Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам приведено в таблице 1.

Таблица 1

Главное квантовое число $n$	1	2	3	4	5
Символ оболочки	K	L	M	N	O
Максимальное число электронов в оболочке	2	8	18	32	50
Орбитальное квантовое число $l$	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Символ подоболочки	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

### 3.3. Периодическая система элементов Д. И. Менделеева

В начале XIX в., с развитием идей химической атомистики и методов химического анализа, появились первые попытки систематизации элементов по их атомному весу, признанному основной количественной характеристикой элемента.

В 1817 г. И.В. Дёберейнер заметил, что атомный вес стронция приблизительно совпадает со средним значением атомных весов кальция и бария, причем свойства элементов, составляющих триаду Ca – Sr – Ba, сходны. В 1829 г. он указал и на другие триады.

В 1843 г. Л. Гмелин привел таблицу химически сходных элементов, расставленных по группам в определенном порядке. Вне групп элементов,

вверху таблицы, Гмелин поместил три "базисных" элемента – кислород, азот и водород. Под ними были расставлены триады, а также тетрады и пентады (группы из четырех и пяти элементов), причем под кислородом расположены группы металлоидов (по терминологии Берцелиуса), т.е. электроотрицательных элементов; электроположительные и электроотрицательные свойства групп элементов убывали сверху вниз.

В 1863 г. А. де Шанкуртуа расположил элементы в порядке возрастания их атомных весов по спирали на поверхности цилиндра, разделенного на вертикальные полосы. Элементы со сходными химическими и физическими свойствами оказывались при этом расположенными на одной вертикали.

В 1864 г. Д. Ньюлендс заметил, что если расположить элементы в порядке возрастания атомного веса, то каждый восьмой элемент, начиная от выбранного произвольно, в какой-то мере подобен первому, как восьмая нота в музыкальной октаве. Ньюлендс назвал эту закономерность **законом октав**. В 1865 г. он построил таблицу, в которой элементы были расположены в порядке возрастания их атомного веса.

Однако таблица Ньюлендса более или менее правильно отражала периодичность в изменении свойств лишь у первых 17 элементов. Поэтому «закон октав» Ньюлендса не получил признания, и о нем забыли на долгие годы.

В период 1857 – 1868 гг. У. Одлинг составил несколько таблиц. В таблице 1857 г. 49 элементов были размещены в 9 группах. В 1861 г. эта классификация была несколько усовершенствована: химически сходные элементы Одлинг объединил в триады, тетрады и пентады, вне этих объединений остались водород, бор и олово. Наибольший интерес представляет таблица 1868 г., в которой элементы (таблица включала 45 элементов из 62 известных в то время) расположены в порядке возрастания их атомных весов.

В 1864 г. Л. Мейер опубликовал таблицу элементов, в которой 44 элемента были расставлены в шести столбцах в соответствии с их валентностью (высшей) по водороду. Таблица состояла из двух частей. В основной таблице, объединяющей шесть групп (первая группа – углерода, вторая – азота, третья – кислорода, четвертая – галогенов, пятая – щелочных металлов, шестая – щелочноземельных металлов), 28 элементов были расставлены в порядке возрастания их атомных весов, в ней фигурировали тетрады и пентады, во вторую (небольшую) таблицу вошли элементы, не укладывающиеся в группы первой таблицы.

В 1869 г. Д.И. Менделеев открыл периодический закон химических и физических свойств элементов в зависимости от атомной массы (рисунк 3.2). Выяснилось, что если расположить все химические элементы в порядке возрастания их атомных масс, то обнаруживается сходство



физико-химических свойств элементов. Через промежутки, называемые периодами, элементы расположенные в одном вертикальном ряду – группе элементов, – обнаруживают повторяемость физических и химических свойств. Во времена Менделеева были известны 64 элемента. Расположив их в систему, Менделеев в некоторых случаях должен был отступить от принципа связи периодичности с возрастанием атомной массы (К и Ar).

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д.И. МЕНДЕЛЕЕВА																	
ПЕРИОДЫ	Г Р У П П Ы Э Л Е М Е Н Т О В																
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII									
1	1 H 1,008						(H)										2 He 4,003
2	3 Li 6,94	4 Be 9,01	5 B 10,81	6 C 12,01	7 N 14,01	8 O 16,0	9 F 19,0										10 Ne 20,18
3	11 Na 22,99	12 Mg 24,3	13 Al 26,98	14 Si 28,09	15 P 30,97	16 S 32,06	17 Cl 35,45										18 Ar 39,95
4	19 K 39,10	20 Ca 40,1	21 Sc 44,96	22 Ti 47,9	23 V 50,9	24 Cr 52,0	25 Mn 54,94	26 Fe 55,85	27 Co 58,93	28 Ni 58,71							36 Kr 83,80
	29 Cu 63,55	30 Zn 65,4	31 Ga 69,7	32 Ge 72,59	33 As 74,92	34 Se 78,96	35 Br 79,9										
5	37 Rb 85,47	38 Sr 87,6	39 Y 88,9	40 Zr 91,2	41 Nb 92,9	42 Mo 95,94	43 Tc (99)	44 Ru 101,1	45 Rh 102,9	46 Pd 106,4							54 Xe 131,3
	47 Ag 107,9	48 Cd 112,4	49 In 114,8	50 Sn 118,7	51 Sb 121,75	52 Te 127,6	53 I 126,9										
6	55 Cs 132,9	56 Ba 137,3	* 57 La 138,9	72 Hf 178,5	73 Ta 180,9	74 W 183,8	75 Re 186,2	76 Os 190,2	77 Ir 192,2	78 Pt 195,1							86 Rn (222)
	79 Au 196,9	80 Hg 200,6	81 Tl 204,4	82 Pb 207,2	83 Bi 208,9	84 Po (210)	85 At (210)										
7	87 Fr (223)	88 Ra (226)	** 89 Ac (227)	104 Rf (261)	105 Db (262)	106 Sg (263)	107 Bh (264)	108 Hs (265)	109 Mt (266)								

* ЛАНТАНОИДЫ	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
** АКТИНОИДЫ	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr

Рисунок 3.2

Оказалось, что при этом часть клеток периодической системы оказалась свободной, т.к. соответствующие им элементы тогда еще не были открыты. Менделееву удалось на основании своей системы предсказать существование ряда новых химических элементов (галлий, скандий, германий и др.) и описать их химические свойства. В дальнейшем все эти элементы были открыты и предсказания Менделеева полностью подтвердились. Ему удалось также внести уточнения в значения атомных масс и химические свойства некоторых элементов. Так, атомные массы берилия, титана, цезия и урана, вычисленные на основе закона Менделеева, оказались правильными, а данные о них, известные ранее, – ошибочными. Это явилось триумфом периодической системы Менделеева. Являясь одним из важнейших законов естествознания, периодический

закон Менделеева составляет основу современной химии, атомной и ядерной физики.

Физический смысл порядкового номера  $Z$  элемента периодической системы Менделеева был выяснен в ядерной модели атома Резерфорда. Порядковый номер совпадает с числом протонов – положительных элементарных зарядов в ядре. Число их закономерно возрастает на единицу при переходе от предыдущего химического элемента к последующему. Это число совпадает с общим количеством электронов в атоме данного элемента.

Химические свойства элементов, их оптические и некоторые другие физические свойства объясняются поведением внешних электронов, называемых *валентными или оптическими электронами*. Периодичность свойств химических элементов связана с периодичностью в расположении валентных электронов атома различных элементов.

Объяснение строения периодической системы элементов, теоретическое истолкование периодической системы Менделеева было дано в квантовой теории Бором в 1922 г. еще до появления квантовой механики. Последовательная теория периодической системы основывается на следующих положениях:

- общее число электронов в атоме данного химического элемента равно порядковому номеру  $Z$  этого элемента;
- состояние электрона в атоме определяется набором его четырех квантовых чисел:  $n, l, m, m_s$ ;
- распределение электронов в атоме по энергетическим состояниям должно удовлетворять принципу минимума потенциальной энергии: с возрастанием числа электронов каждый следующий электрон должен занять возможные энергетические состояния с наименьшей энергией;
- заполнение электронами энергетических уровней в атоме должно проходить в соответствии с принципом Паули.

Порядок заполнения электронами состояний в различных слоях (оболочках), а в пределах одной оболочки – в подгруппах (подоболочках) должен соответствовать последовательности расположения энергетических уровней с различными значениями квантовых чисел  $n$  и  $l$ . Сначала заполняются состояния с наименьшей возможной энергией, а затем состояния с более высокой энергией. Для многих атомов этот порядок соответствует тому, что сначала занимают оболочки с меньшим значением  $n$ , а затем должна занимать электронами следующая оболочка. В пределах одной оболочки сначала заполняются состояния с  $l = 0$ , а затем состояния с большим  $l$ , вплоть до  $l = n - 1$ . Система электронов, построенная на таких основах, должна иметь структуру и число

элементов в одном периоде (длину периода), соответствующие таблице 2.

Таблица 2

$n$	Электрон- ный слой (оболочка)	количество электронов в состоянии					Макси- мальное число элек- тронов
		$s(l=0)$	$p(l=1)$	$d(l=2)$	$f(l=3)$	$g(l=4)$	
1	<i>K</i>	2	—	—	—	—	2
2	<i>L</i>	2	6	—	—	—	8
3	<i>M</i>	2	6	10	—	—	18
4	<i>N</i>	2	6	10	14	—	32
5	<i>O</i>	2	6	10	14	18	50

Реальная периодическая система Менделеева отличается от идеальной. Различия между таблицей 2 и заполнением уровней в реальной периодической системе связано с тем, что каждый элемент атома находится в электрическом поле, положительно заряженного ядра и в поле всех остальных электронов. Задача об отыскании энергетического состояния электрона, движущегося в столь сложном поле, не может быть решена строго даже в квантовой механике. Для того, чтобы разобраться в распределении электронов в атоме по энергетическим состояниям, атом каждого последующего элемента можно приближенно представить себе образованным из атома предыдущего элемента путем прибавления к его ядру протона (и необходимого числа нейтронов) и одного электрона, находящегося на периферии атома. При этом, согласно Бору, распределение электронов по состояниям, имеющиеся в атоме данного элемента, должно соблюдаться и в атоме следующего элемента. Однако взаимодействия между электронами в атоме приводят к нарушению этого. Оказывается, что в результате взаимодействия между электронами для больших главных квантовых чисел  $n$  состояния с большим  $n$  и меньшим  $l$  могут иметь меньшую энергию, т.е. быть энергетически более выгодными, чем состояния с меньшими  $n$ , но с большими  $l$ . В этом состоит причина отступлений в заполнении реальной периодической системы элементов от заполнения таблицы 2.

$Z = 1$  (водород, H). Единственный электрон атома водорода находится в состоянии  $1s$ , характеризуемом квантовыми числами  $n = 1$ ,  $l = 0$ ,  $m_s = \pm 1/2$ ,  $m = 0$  (ориентация его спина произвольна).

$Z = 2$  (гелий, He). Оба электрона атома гелия находятся в состоянии  $1s$ , для атома He записывается  $1s^2$  (для  $1s$  – электрона). На атоме гелия заканчивается заполнение  $K$ -оболочки, что соответствует завершению I периода.

$Z = 3$  (литий, Li). Третий электрон атома лития, согласно принципу Паули, уже не может разместиться в целиком заполненной  $K$ -оболочке и занимает наименьшее энергетическое состояние с  $n = 2$  ( $L$ -оболочка), т.е.  $2s$ -состояние. Электронная конфигурация для атома лития:  $1s^2 2s^1$ . Атом лития начинает II период периодической системы элементов.

$Z = 4$  (бериллий, Be). Четвертым электроном бериллия заканчивается заполнение подоболочки  $2s^2$ . У следующих шести элементов от  $Z = 5$  (бор, B) до  $Z = 10$  (неон, Ne) идет заполнение подоболочки  $2p$ . II период периодической системы заканчивается неоном – инертным газом, для которого подоболочка  $2p$  целиком заполнена.

$Z = 11$  (натрий, Na). Одиннадцатый элемент натрий размещается в  $M$  оболочке ( $n = 3$ ), занимая состояние  $3s$ . Электронная конфигурация имеет вид:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ .  $3s$  электрон (как и  $2s$  электрон лития) является валентным электроном, поэтому оптические свойства подобны свойствам лития.

С  $Z = 12$  (магний, Mg) начинается последовательное заполнение  $M$ -оболочек.  $Z = 18$  (аргон, Ar) является химически инертным и завершает III период периодической системы.

$Z = 19$  (калий, K). Калий должен был бы занять  $3d$ -состояние в  $M$ -оболочке. Однако и в оптическом, и в химическом отношении атом калия схож с атомами лития и натрия, которые имеют  $3s$  валентный электрон в  $s$ -состоянии. Поэтому единственный валентный электрон калия должен также находиться в  $s$ -состоянии, но это может быть только  $s$ -состояние новой оболочки ( $N$ -оболочки), т.е. заполнение  $N$ -оболочки для калия начинается при незаполненной  $M$ -оболочке. Это означает, что в результате взаимодействия электронов состояния  $n = 4, l = 0$  имеет меньшую энергию, чем состояние  $n = 3, l = 2$ . Спектроскопические и химические свойства  $Z = 20$  (кальция, Ca) показывают, что его двадцатый электрон также находится в  $4s$ -состоянии  $N$ -оболочки. В последующих элементах происходит заполнение  $M$ -оболочки (от Sc ( $Z = 21$ ) до Zn ( $Z = 30$ )). Далее  $N$ -оболочка заполняется до Kr ( $Z = 36$ ), у которого опять-таки, как и в случае с Ne и Ar,  $s$ - и  $p$ -состояния наружной оболочки заполнены полностью. Криптоном заканчивается  $N$ -период.

Каждую из двух групп элементов – лантаноиды ( $Z = 57$  (лантан, La) до  $Z = 71$  (лютеций, Lu) и актиноиды (от  $Z = 89$  (актиния, Ac) до  $Z = 103$  (лоуренсия, Lr)) – приходится поместить в одну клетку таблицы, т.к. химические свойства элементов в пределах этих групп очень близки. Это объясняется тем, что для лантаноидов заполнение подоболочки  $4f$ , которая может содержать 14 электронов, начинается лишь после того, как целиком заполнятся подоболочки  $5s, 5p$  и  $6s$ . Поэтому для этих эле-

ментов внешняя  $p$ -оболочка ( $6s^2$ ) оказывается одинаковой. Аналогично, одинаковой для актиноидов является  $Q$ -оболочка ( $7s^2$ ).

Таким образом, открытая Менделеевым периодичность в химических свойствах элементов объясняется повторяемостью в структуре внешних оболочек у атомов родственных элементов. Так, инертные газы имеют одинаковые внешние оболочки из восьми элементов (заключенные в  $s$ - и  $p$ -состояниях); во внешних оболочках щелочных металлов (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) имеется лишь один  $s$ -электрон; во внешней оболочке щелочно-земельных металлов (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) имеется 2 $s$ -электрона; галоиды (F, Cl, Br, I, At) имеют внешние оболочки, в которых недостает одного электрона до оболочки инертного газа и т.д.

## Тема 4. ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

### 4.1. Заряд, масса, размер и состав атомного ядра

### 4.2. Энергия связи ядер. Дефект массы

### 4.3. Ядерные силы

### 4.4. Радиоактивность

### 4.5. Ядерные реакции

### 4.6. Деление ядер

### 4.7. Синтез ядер

### 4.8. Управляемый синтез

#### 4.1. Заряд, масса, размер, и состав атомного ядра

Исследуя прохождение  $\alpha$ -частицы через тонкую золотую фольгу (см. п. 1.2), Э. Резерфорд пришёл к выводу о том, что атом состоит из тяжёлого положительного заряженного ядра и окружающих его электронов.

**Ядром** называется центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома и его положительный заряд.

В **состав атомного ядра** входят элементарные частицы: **протоны** и **нейтроны** (нуклоны от латинского слова *nucleus* – ядро). Такая протонно-нейтронная модель ядра была предложена советским физиком Иваненко Д.Д.. Протон имеет положительный заряд, равный заряду  $e^+ = 1,06 \cdot 10^{-19}$  Кл и массу покоя  $m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$  кг =  $1836m_e$ . Нейтрон ( $n$ ) – нейтральная частица с массой покоя  $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$  кг =  $1839m_e$  (где  $m_e$  – масса электрона, равна  $0,91 \cdot 10^{-31}$  кг). На рисунке 4.1 приведена структура атома гелия по представлениям конца XX – начала XXI в.

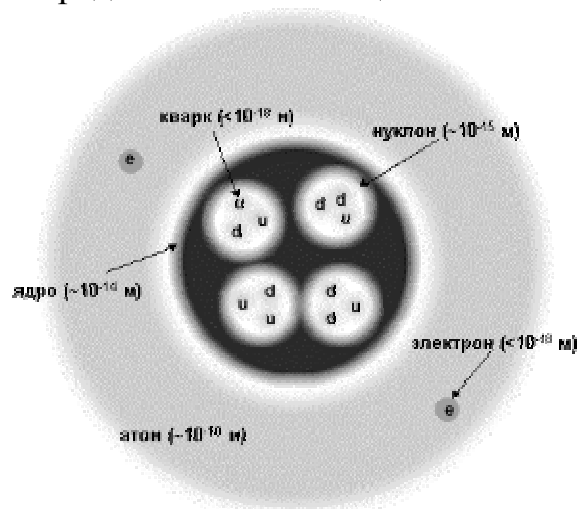


Рисунок 4.1

Заряд ядра равен  $Ze$ , где  $e$  – заряд протона,  $Z$  – зарядовое число, равное порядковому номеру химического элемента в периодической системе элементов Менделеева, т.е. числу протонов в ядре. Число нейтронов в ядре обозначается  $N$ . Как правило  $Z > N$ .

В настоящее время известны ядра с  $Z = 1$  до  $Z = 107 - 115$ .

Число нуклонов в ядре  $A = Z + N$  называется *массовым числом*. Ядра с одинаковым  $Z$ , но различными  $A$  называются *изотопами*. Ядра, которые при одинаковом  $A$  имеют разные  $Z$  называются *изобарами*.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом  ${}^A_ZX$ , где  $X$  – символ химического элемента. Например: водород  $Z = 1$ , имеет три изотопа:  ${}^1_1H$  – протий ( $Z = 1, N = 0$ ),  ${}^2_1H$  – дейтерий ( $Z = 1, N = 1$ ),  ${}^3_1H$  – тритий ( $Z = 1, N = 2$ ), олово имеет 10 изотопов и т.д. В подавляющем большинстве изотопы одного химического элемента обладают одинаковыми химическими и близкими физическими свойствами. Всего известно около 300 устойчивых изотопов и более 2000 естественных и искусственно полученных *радиоактивных изотопов*.

Размер ядра характеризуется радиусом ядра, имеющим условный смысл ввиду размытости границы ядра. Ещё Э.Резерфорд, анализируя свои опыты, показал, что размер ядра примерно равен  $10^{-15}$  м (размер атома равен  $10^{-10}$  м). Существует эмпирическая формула для расчета радиуса ядра:

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad (4.1.1)$$

где  $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$  м. Отсюда видно, что объём ядра пропорционален числу нуклонов.

Плотность ядерного вещества составляет по порядку величины  $10^{17}$  кг/м<sup>3</sup> и постоянна для всех ядер. Она значительно превосходит плотности самых плотных обычных веществ.

Протоны и нейтроны являются *фермионами*, так как имеют спин  $\hbar/2$ .

Ядро атома имеет *собственный момент импульса – спин ядра*, равный:

$$L_{\text{яд}} = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \quad (4.1.2)$$

где  $I$  – *внутреннее (полное) спиновое квантовое число*.

Число  $I$  принимает целочисленные или полуцелые значения 0, 1/2, 1, 3/2, 2 и т.д. Ядра с *четными*  $A$  имеют *целочисленный спин* (в единицах  $\hbar$ ) и подчиняются статистике *Бозе-Эйнштейна* (*бозоны*). Ядра с *нечетными*  $A$  имеют *полуцелый спин* (в единицах  $\hbar$ ) и подчиняются статистике *Ферми-Дирака* (т.е. ядра – *фермионы*).

Ядерные частицы имеют собственные магнитные моменты, которыми определяется магнитный момент ядра  $P_{m_{\text{яд}}}$  в целом. Единицей измерения магнитных моментов ядер служит *ядерный магнетон*  $\mu_{\text{яд}}$ :

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{e\hbar}{2m_p}. \quad (4.1.3)$$

Здесь  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $m_p$  – масса протона.

Ядерный магнетон в  $m_p/m_e = 1836,5$  раз меньше магнетона Бора, откуда следует, что магнитные свойства атомов определяются магнитными свойствами его электронов.

Между спином ядра  $L_{\text{яд}}$  и его магнитным моментом имеется соотношение:

$$P_{m_{\text{яд}}} = \gamma_{\text{яд}} L_{\text{яд}}, \quad (4.1.4)$$

где  $\gamma_{\text{яд}}$  – *ядерное гиромагнитное отношение*. Нейтрон имеет отрицательный магнитный момент  $\mu_n \approx -1,913\mu_{\text{яд}}$  так как направление спина нейтрона и его магнитного момента противоположны. Магнитный момент протона положителен и равен  $\mu_p \approx 2,793\mu_{\text{яд}}$ . Его направление совпадает с направлением спина протона.

Распределение электрического заряда протонов по ядру в общем случае несимметрично. Мерой отклонения этого распределения от сферически симметричного является *квадрупольный электрический момент ядра*  $Q$ . Если плотность заряда считается везде одинаковой, то  $Q$  определяется только формой ядра. Так, для эллипсоида вращения

$$Q = \frac{2}{5} Z_e (b^2 - a^2), \quad (4.1.5)$$

где,  $b$  – полуось эллипсоида вдоль направления спина,  $a$  – полуось в перпендикулярном направлении. Для ядра, вытянутого вдоль направления спина,  $b > a$  и  $Q > 0$ . Для ядра, сплюсненного в этом направлении,  $b < a$  и  $Q < 0$ . Для сферического распределения заряда в ядре,  $b = a$  и  $Q = 0$ . Это справедливо для ядер со спином, равным 0 или  $\hbar/2$ .

## 4.2. Энергия связи ядер. Дефект массы

Нуклоны в ядрах находятся в состояниях, существенно отличающихся от их свободных состояний. За исключением ядра обычного водорода *во всех ядрах*, имеется не менее двух нуклонов, между которыми существует особое *ядерное сильное взаимодействие* – притяжение, обеспечивающее устойчивость ядер несмотря на отталкивание одноименно заряженных протонов.

- *Энергией связи нуклона в ядре называется физическая величина,*



равная той работе, которую нужно совершить для удаления нуклона из ядра без сообщения ему кинетической энергии.

- **Энергия связи ядра** определяется величиной той работы, которую нужно совершить, чтобы расщепить ядро на составляющие его нуклоны без придания им кинетической энергии.

Из закона сохранения энергии следует, что при образовании ядра должна выделяться такая энергия, которую нужно затратить при расщеплении ядра на составляющие его нуклоны. Энергия связи ядра является разностью между энергией всех свободных нуклонов, составляющих ядро, и их энергией в ядре.

При образовании ядра происходит уменьшение его массы: масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов. Уменьшение массы ядра при его образовании объясняется выделением энергии связи. Если  $W_{\text{св}}$  – величина энергии, выделяющейся при образовании ядра, то соответствующая ей масса  $\Delta m$ , равная:

$$\Delta m = \frac{W_{\text{св}}}{c^2}, \quad (4.2.1)$$

называется **дефектом массы** и характеризует уменьшение суммарной массы при образовании ядра из составляющих его нуклонов.

Если ядро массой  $M_{\text{яд}}$  образовано из  $Z$  протонов с массой  $m_p$  и из  $(A - Z)$  нейтронов с массой  $m_n$ , то

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{яд}}. \quad (4.2.2)$$

Вместо массы ядра  $M_{\text{яд}}$  величину  $\Delta m$  можно выразить через атомную массу  $M_{\text{ат}}$

$$\Delta m = Zm_H + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}}, \quad (4.2.3)$$

где  $m_H$  – масса водородного атома. При практическом вычислении  $\Delta m$  массы всех частиц и атомов выражаются в **атомных единицах массы** (а.е.м.). Одной атомной единице массы соответствует атомная единица энергии (а.е.э.): 1 а.е.э. = 931,5016 МэВ.

Дефект массы служит мерой энергии связи ядра:

$$W_{\text{св}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{яд}}]. \quad (4.2.4)$$

**Удельной энергией связи ядра**  $\omega_{\text{св}}$  называется энергия связи, приходящаяся на один нуклон:

$$\omega_{\text{св}} = \frac{W_{\text{св}}}{A}. \quad (4.2.5)$$

Величина  $\omega_{\text{св}}$  составляет в среднем 8 МэВ/нуклон. На рисунке 1 приведена кривая зависимости удельной энергии связи от массового числа  $A$ , характеризующая различную прочность связей нуклонов в ядрах разных химических элементов. Ядра элементов в средней части пе-

риодической системы ( $28 < A < 138$ ), т.е. от  ${}^{8}_{14}\text{Si}$  до  ${}^{38}_{50}\text{Ba}$ , наиболее прочны.

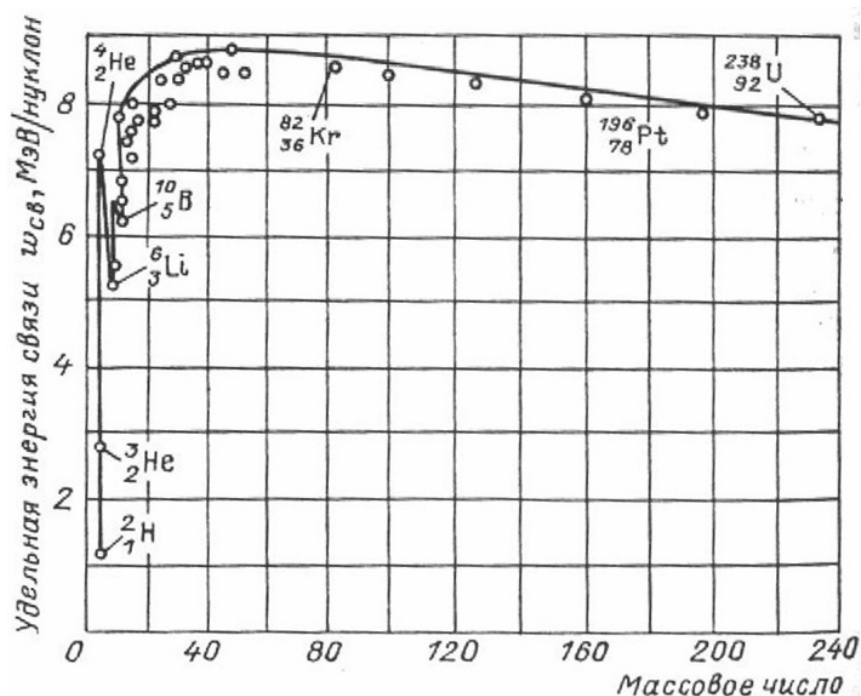


Рисунок 4.2

В этих ядрах  $\omega_{\text{св}}$  близка к 8,7 МэВ/нуклон. По мере увеличения числа нуклонов в ядре удельная энергия связи убывает. Ядра атомов химических элементов, расположенных в конце периодической системы (например, ядро урана), имеют  $\omega_{\text{св}} \approx 7,6$  МэВ/нуклон. Это объясняет возможность выделения энергии при делении тяжелых ядер. В области малых массовых чисел имеются острые «пики» удельной энергии связи. Максимумы характерны для ядер с четными числами протонов и нейтронов ( ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{12}_6\text{C}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ), минимумы – для ядер с нечетными количествами протонов и нейтронов ( ${}^6_3\text{Li}$ ,  ${}^{10}_5\text{B}$ ,  ${}^{14}_7\text{N}$ ).

Если ядро имеет наименьшую возможную энергию  $W_{\text{мин}} = -W_{\text{св}}$ , то оно находится **в основном энергетическом состоянии**. Если ядро имеет энергию  $W > W_{\text{мин}}$ , то оно находится **в возбужденном энергетическом состоянии**. Случай  $W = 0$  соответствует расщеплению ядра на составляющие его нуклоны. В отличие от энергетических уровней атома, раздвинутых на единицы электрон-вольт, энергетические уровни ядра отстоят друг от друга на мегаэлектрон вольты (МэВ). Этим объясняются происхождение и свойства гамма-излучения.

Данные об энергии связи ядер и использование капельной модели ядра позволили установить некоторые закономерности строения атомных ядер.

Критерием устойчивости атомных ядер является соотношение между числом протонов и нейтронов в устойчивом ядре для данных изобаров ( $A = \text{const}$ ). Условие минимума энергии ядра приводит к следующему соотношению между  $Z_{\text{уст}}$  и  $A$ :

$$Z_{\text{уст}} = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}. \quad (4.2.6)$$

Берется целое число  $Z_{\text{уст}}$ , ближайшее к тому, которое получается по этой формуле.

При малых и средних значениях  $A$  числа нейтронов и протонов в устойчивых ядрах примерно одинаковы:  $Z \approx A - Z$ .

С ростом  $Z$  силы кулоновского отталкивания протонов растут пропорционально  $Z \cdot (Z - 1) \sim Z^2$  (*парное взаимодействие протонов*), и для компенсации этого отталкивания ядерным притяжением число нейтронов должно возрастать быстрее числа протонов.

### 4.3. Ядерные силы

Ядерное взаимодействие свидетельствует о том, что в ядрах существуют особые **ядерные силы**, не сводящиеся ни к одному из типов сил, известных в классической физике (гравитационных и электромагнитных).

**Ядерные силы** являются короткодействующими силами. Они проявляются лишь на весьма малых расстояниях между нуклонами в ядре порядка  $10^{-15}$  м. Длина  $(1,5 \div 2,2) \cdot 10^{-15}$  м называется *радиусом действия ядерных сил*.

Ядерные силы обнаруживают **зарядовую независимость**: притяжение между двумя нуклонами одинаково независимо от зарядового состояния нуклонов—протонного или нейтронного. Зарядовая независимость ядерных сил видна из сравнения энергий связи *зеркальных ядер*. Так называются ядра, в которых одинаково общее число нуклонов, но число протонов в одном равно числу нейтронов другом. Например, ядра гелия  ${}^3_2\text{He}$  и тяжелого водорода — трития  ${}^3_1\text{T}$ .

Энергии связи этих ядер составляют 7,72 МэВ и 8,49 МэВ.

Разность энергий связи ядер, равная 0,77 МэВ, соответствует энергии кулоновского отталкивания двух протонов в ядре  ${}^3_2\text{He}$ . Полагая эту

величину равной  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$  можно найти, что среднее расстояние  $r$  между протонами в ядре  ${}^3_2\text{He}$  равно  $1,9 \cdot 10^{-15}$  м, что согласуется с величиной радиуса ядерных сил.

Ядерные силы обладают **свойством насыщения**, которое проявляется в том, что нуклон в ядре взаимодействует лишь с ограниченным числом ближайших к нему соседних нуклонов. Именно поэтому наблюдается линейная зависимость энергий связи ядер от их массовых чисел  $A$ . Практически полное насыщение ядерных сил достигается у  $\alpha$ -частицы, которая является очень устойчивым образованием.

Ядерные силы зависят от **ориентации спинов** взаимодействующих нуклонов. Это подтверждается различным характером рассеяния нейтронов молекулами орто- и параводорода. В молекуле ортоводорода спины обоих протонов параллельны друг другу, а в молекуле параводорода они антипараллельны.

Опыты показали, что рассеяние нейтронов на параводороде в 30 раз превышает рассеяние на ортоводороде. Ядерные силы не являются центральными.

Итак, перечислим **общие свойства ядерных сил**:

- малый радиус действия ядерных сил ( $R \simeq 1$  Фм);
- большая величина ядерного потенциала  $U \sim 50$  МэВ;
- зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц;
- тензорный характер взаимодействия нуклонов;
- ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы);
- ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения;
- зарядовая независимость ядерных сил;
- обменный характер ядерного взаимодействия;
- притяжение между нуклонами на больших расстояниях ( $r > 1$  Фм), сменяется отталкиванием на малых ( $r < 0,5$  Фм).

Взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения квантов ядерного поля –  $\pi$ -мезонов. Они определяют ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами. Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами массы  $m$ , приводит к появлению потенциала  $U_{\text{я}}(r)$ :

$$U_{\text{я}}(r) = g_{\text{я}} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r}.$$

#### 4.4. Радиоактивность

**Радиоактивностью** называется превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием некоторых частиц.

**Естественной радиоактивностью** называется радиоактивность, наблюдающаяся у существующих в природе неустойчивых изотопов.

**Искусственной радиоактивностью** называется радиоактивность изотопов, полученных в результате ядерных реакций.

На рисунке 4.3 показан классический опыт, позволивший обнаружить сложный состав радиоактивного излучения.

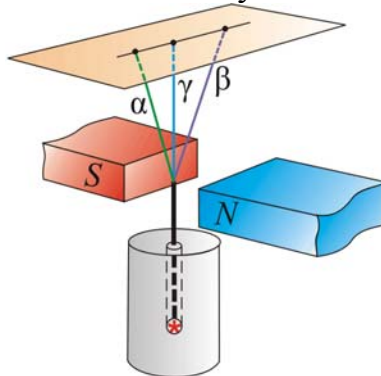


Рисунок 4.3

Радиоактивный препарат помещался на дно узкого канала в свинцовом контейнере. Против канала помещалась фотопластинка. На выходящее из канала излучение действовало сильное магнитное поле, перпендикулярное к лучу. Вся установка размещалась в вакууме.

В таблице 1 приведены основные типы радиоактивности.

Таблица 1

Тип радиоактивности	Изменение заряда ядра $Z$	Изменение массового числа $A$	Характер процесса
$\alpha$ -распад	$Z - 2$	$A - 4$	Вылет $\alpha$ -частицы – системы двух протонов и двух нейтронов, соединенных воедино
$\beta$ -распад	$Z \pm 1$	$A$	Взаимные превращения в ядре нейтрона ( ${}^1_0n$ ) и протона ( ${}^1_0p$ )
$\beta_-$ – распад	$Z + 1$	$A$	${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + ({}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e)$
$\beta_+$ – распад	$Z - 1$	$A$	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_1e + {}^0_0\nu_e)$
Электронный захват ( $e^-$ или К-захват)	$Z - 1$	$A$	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_1e + {}^0_0\nu_e)$ ${}^0_0\nu_e$ и ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ – электронное нейтрино и антинейтрино.
Спонтанное деление	$Z - (1/2)A$	$A - (1/2)A$	Деление ядра обычно на два осколка, имеющие приблизительно равные массы и заряды

Обычно все типы радиоактивности сопровождаются испусканием гамма-излучения – жесткого, коротковолнового электромагнитного излучения. Гамма-излучение является основной формой уменьшения энергии возбужденных продуктов радиоактивных превращений. Ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется *материнским*; возникающее *дочернее* ядро, как правило, оказывается возбужденным, и его переход в основное состояние сопровождается испусканием  $\gamma$ -фотона.

Самопроизвольный распад атомных ядер подчиняется **закону радиоактивного распада**:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4.4.1)$$

где  $N_0$  – количество ядер в данном объеме вещества в начальный момент времени  $t = 0$ ,  $N$  – число ядер в том же объеме к моменту времени  $t$ ,  $\lambda$  – *постоянная распада*, имеющая смысл вероятности распада ядра за 1 секунду и равная доле ядер, распадающихся за единицу времени.

Закон самопроизвольного радиоактивного распада основывается на двух предположениях:

- постоянная распада не зависит от внешних условий;
- число ядер, распадающихся за время  $dt$ , пропорционально наличному количеству ядер. Эти предположения означают, что радиоактивный распад является статистическим процессом и распад данного ядра является случайным событием, имеющим определенную вероятность.

Величина  $1/\lambda$  равна **средней продолжительности жизни** (среднее время жизни) радиоактивного изотопа. Действительно, суммарная продолжительность жизни  $dN$  ядер равна  $t |dN| = t\lambda N dt$ . Средняя продолжительность  $\tau$  жизни всех первоначально существовавших ядер

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N t dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (4.4.2)$$

Характеристикой устойчивости ядер относительно распада служит **период полураспада**  $T_{1/2}$ . Так называется *время, в течение которого первоначальное количество ядер данного радиоактивного вещества уменьшается наполовину*. Связь  $\lambda$  и  $T_{1/2}$ :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693 \tau. \quad (4.4.3)$$

Естественная радиоактивность наблюдается у ядер атомов химических элементов, расположенных за свинцом в периодической системе

Менделеева. Естественная радиоактивность легких и средних ядер наблюдается лишь у ядер  ${}^{40}_{19}\text{K}$ ,  ${}^{87}_{37}\text{Rb}$ ,  ${}^{115}_{49}\text{In}$ ,  ${}^{138}_{57}\text{La}$ ,  ${}^{147}_{62}\text{Sm}$ ,  ${}^{175}_{71}\text{Lu}$ ,  ${}^{187}_{75}\text{Re}$ .

При радиоактивном распаде ядер выполняется закон сохранения электрического заряда:

$$Z_{\text{яд}}e = \sum_i Z_i e, \quad (4.4.4)$$

где  $Z_{\text{яд}}e$  – заряд материнского ядра,  $Z_i e$  – заряды ядер и частиц, возникших в результате радиоактивного распада. Этот закон применяется при исследовании всех ядерных реакций.

Правило сохранения массовых чисел при явлениях естественной радиоактивности:

$$A_{\text{яд}} = \sum A_i, \quad (4.4.5)$$

где  $A_{\text{яд}}$  – массовое число материнского ядра,  $A_i$  – массовые числа ядер или частиц, получившихся в результате радиоактивного распада.

**Правила смещения (правила Фаянса и Содди)** при радиоактивных  $\alpha$ - и  $\beta_-$  – распадах:

при  $\alpha$ -распаде  ${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4} Y + {}_2^4 \text{He},$

при  $\beta_-$ -распаде  ${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^A Y + {}_{-1}^0 e.$

Здесь  ${}_Z^A X$  – материнское ядро,  $Y$  – символ дочернего ядра,  ${}_2^4 \text{He}$  ядро гелия,  ${}_{-1}^0 e$  – символическое обозначение электрона, для которого  $A = 0$  и  $Z = -1$ .

Если дочернее ядро оказывается также радиоактивным, то возникает цепочка радиоактивных превращений. Естественно-радиоактивные ядра образуют *три радиоактивных семейства*, называемых семейством урана ( ${}^{238}_{92}\text{U}$ ), семейством тория ( ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ) и семейством актиния ( ${}^{235}_{89}\text{Ac}$ ). Свои названия они получили по «родоначальнику» – долгоживущему изотопу с наибольшим периодом полураспада. Все семейства после цепочки  $\alpha$ - и  $\beta_-$ -распадов заканчиваются на устойчивых ядрах изотопов свинца –  ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ ,  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$  и  ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ . Семейство нептуния, начинающееся от трансуранового элемента нептуния  ${}^{237}_{93}\text{Np}$ , получено искусственным путем и заканчивается на  ${}^{200}_{83}\text{Bi}$ .

Если происходит цепочка радиоактивных распадов и за время  $dt$  из общего числа  $N_{\text{м}}$  материнских ядер распадается  $\lambda_{\text{м}} N_{\text{м}} dt$  ядер, а за это же время распадается  $\lambda_{\text{д}} N_{\text{д}} dt$  дочерних ядер, то общее изменение  $dN_{\text{д}}$  числа ядер дочернего вещества за единицу времени выразится следующим образом:

$$\frac{dN_{\text{д}}}{dt} = \lambda_{\text{м}} N_{\text{м}} - \lambda_{\text{д}} N_{\text{д}}. \quad (4.4.6)$$

В случае подвижного равновесия между материнским и дочерним веществами  $dN_{\text{д}}/dt = 0$  и выполняется условие радиоактивного равновесия

$$\lambda_{\text{м}} N_{\text{м}} = \lambda_{\text{д}} N_{\text{д}}. \quad (4.4.7)$$

## 4.5. Ядерные реакции и их основные типы

**Ядерная реакция** – это превращение атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с  $\gamma$ -квантами) или друг с другом. Наиболее распространенным видом ядерной реакции является реакция, записываемая символически следующим образом:

$$X + a \rightarrow Y + b, \text{ или } X(a, b)Y,$$

где  $X$  и  $Y$  – исходные и конечные ядра,  $a$  и  $b$  – бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частицы.

В ядерной физике эффективность взаимодействия характеризуют эффективным сечением  $\sigma$ . С каждым видом взаимодействия частицы с ядром связывают своё эффективное сечение:

- эффективное сечение расщепления определяет процесс расщепления;
- эффективное сечение поглощения – процессы поглощения.

Эффективное сечение ядерной реакции  $\sigma$  находится по формуле:

$$\sigma = dN / (nNdx), \quad (4.5.1)$$

где  $N$  – число частиц, падающих за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества, имеющего в единице объёма  $n$  ядер;  $dN$  – число этих частиц, вступающих в реакцию в слое толщиной  $dx$ . Эффективное сечение  $\sigma$  имеет размерность площади и характеризует вероятность того, что при падении пучка частиц на вещество произойдёт реакция.

Единица измерения эффективного сечения ядерных процессов – **барн** ( $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$ ).

В любой ядерной реакции **выполняются законы сохранения электрических зарядов и массовых чисел**: сумма зарядов (и сумма массовых чисел) ядер и частиц, вступающих в реакцию, равна сумме зарядов (и сумме массовых чисел) конечных продуктов (ядер и частиц) реакции. Выполняются также **законы сохранения энергии, импульса и момента импульса**.

В отличие от радиоактивного распада, который всегда протекает с выделением энергии, ядерные реакции могут быть как **экзотермиче-**



*ские* (с выделением энергии), так и *эндотермические* (с поглощением энергии).

Важнейшую роль в объяснении механизма многих ядерных реакций сыграло предположение Н. Бора (1936 г.) о том, что ядерные реакции протекают в две стадии по следующей схеме:



Первая стадия – это захват ядром  $X$  частицы  $a$ , приблизившийся к нему на расстояние действия ядерных сил (примерно  $2 \cdot 10^{-15}$  м), и образование промежуточного ядра  $C$ , называемого составным (или компаунд – ядром). Энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между нуклонами составного ядра, в результате чего оно оказывается в возбуждённом состоянии. При столкновении нуклонов составного ядра один из нуклонов (или их комбинация, например дейтрон) или  $\alpha$ -частица может получить энергию, достаточную для вылета из ядра. В результате наступает вторая стадия ядерной реакции – распад составного ядра на ядро  $Y$  и частицу  $b$ .

В ядерной физике вводится *характерное ядерное время* – время, необходимое для пролета частицей расстояния порядка величины равной диаметру ядра ( $d \approx 10^{-15}$  м). Так для частицы с энергией 1 МэВ (что соответствует её скорости  $10^7$  м/с) характерное ядерное время  $\tau \approx 10^{-22}$  с. С другой стороны доказано, что время жизни составного ядра  $10^{-16} - 10^{-12}$  с, т.е. составляет  $(10^6 - 10^{10})\tau$ . Это означает, что за время жизни составного ядра, может произойти очень много столкновений нуклонов между собой, т.е. перераспределение энергии между нуклонами действительно возможно. Следовательно, составное ядро живет настолько долго, что полностью «забывает», каким образом оно образовалось. Поэтому характер распада составного ядра (испускаемые им частицы  $b$ ) – вторая стадия ядерной реакции – не зависит от способа образования составного ядра – первой стадии.

Если испущенная частица тождественна с захваченной ( $b \equiv a$ ), то схема (4.5.2) описывает рассеяние частицы: упругое – при  $E_b = E_a$ ; неупругое – при  $E_b \neq E_a$ . Если же испущенная частица не тождественна с захваченной ( $b \neq a$ ), то имеем сходство с ядерной реакцией в прямом смысле слова.

Некоторые реакции протекают без образования составного ядра, они называются прямыми ядерными взаимодействиями (например, реакции вызываемые быстрыми нуклонами и дейтронами).

Ядерные реакции классифицируются по *следующим признакам*:

- *по роду участвующих в них частиц* – реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например, протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц); реакции под действием  $\gamma$ -квантов;

- *по энергии вызывающих их частиц* – реакции при малых энергиях (порядка электрон-вольт), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (порядка до нескольких МэВ), происходящие с участием  $\gamma$ -квантов и заряженных частиц (протон,  $\alpha$ -частицы); реакции происходящие при высоких энергиях (сотни и тысячи МэВ), приводящие к появлению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц и имеющих большое значение для их изучения;

- *по роду участвующих в них ядер* – реакции на лёгких ядрах ( $A < 50$ ); реакции на средних ядрах ( $50 < A < 100$ ); реакции на тяжёлых ядрах ( $A > 100$ );

- *по характеру происходящих ядерных превращений* – реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата (в этих реакциях составное ядро не испускает никаких частиц, а переход в основное состояние, испуская один или несколько  $\gamma$ -квантов).

## 4.6. Деление ядер

Изучение взаимодействия нейтронов с веществом привело к открытию ядерных реакций нового типа. В 1939 г. О. Ган и Ф. Штрассман исследовали химические продукты, получающиеся при бомбардировке нейтронами ядер урана. Среди продуктов реакции был обнаружен барий – химический элемент с массой много меньше, чем масса урана. Задача была решена немецкими физиками Л. Мейтнер и О. Фришем, показавшими, что при поглощении нейтронов ураном происходит деление ядра на два осколка.



где  $k > 1$ .

При делении ядра урана тепловой нейтрон с энергией  $\sim 0,1$  эВ освобождает энергию  $\sim 200$  МэВ. Существенным моментом является то, что этот процесс сопровождается появлением нейтронов, способных вызывать деление других ядер урана – цепная реакция деления. Таким образом, один нейтрон может дать начало разветвленной цепи делений ядер, причем число ядер, участвующих в реакции деления будет экспоненциально возрастать. Открылись перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях:

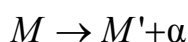
- *управляемая ядерная реакция деления* – создание атомных реакторов;
- *неуправляемая ядерная реакция деления* – создание ядерного оружия.

В 1942 г. в США был построен первый ядерный реактор. В СССР первый реактор был запущен в 1946 г. В настоящее время тепловая и электрическая энергия вырабатывается в сотнях ядерных реакторов, работающих в различных странах мира.

Как видно из рисунка 4.2, с ростом значения  $A$  удельная энергия связи увеличивается вплоть до  $A \approx 50$ . Это поведение можно объяснить сложением сил; энергия связи отдельного нуклона усиливается, если его притягивают не один или два, а несколько других нуклонов. Однако в элементах со значениями массового числа больше  $A \approx 50$  удельная энергия связи постепенно уменьшается с ростом  $A$ . Это связано с тем, что ядерные силы притяжения являются короткодействующими (радиусом действия порядка размеров отдельного нуклона). За пределами этого радиуса преобладают силы электростатического отталкивания. Если два протона удаляются более чем на  $2,5 \cdot 10^{-15}$  м, то между ними преобладают силы кулоновского отталкивания, а не ядерного притяжения.

Следствием такого поведения удельной энергии связи в зависимости от  $A$  является существование двух процессов – ***синтеза и деления ядер***. Рассмотрим взаимодействие электрона и протона. При образовании атома водорода высвобождается энергия 13,6 эВ и масса атома водорода оказывается на 13,6 эВ меньше суммы масс свободного электрона и протона. Аналогично масса двух легких ядер превышает массу после их соединения на  $\Delta M$ . Если их соединить, то они сольются с выделением энергии  $\Delta M c^2$ . Этот процесс называется ***синтезом ядер***. Разность масс может превышать 0,5%.

Если расщепляется тяжелое ядро на два более легких ядра, то их масса будет меньше массы родительского ядра на 0,1%. У ***тяжелых ядер существует тенденция к делению*** на два более легких ядра с выделением энергии. Энергия атомной бомбы и ядерного реактора представляет собой энергию, высвобождающуюся при делении ядер. Энергия водородной бомбы – это энергия, выделяющаяся при ядерном синтезе. Альфа-распад можно рассматривать как сильно асимметричное деление, при котором родительское ядро  $M$  расщепляется на маленькую альфа-частицу и большое остаточное ядро  $M'$ . Альфа-распад возможен только если в реакции



масса  $M$  оказывается больше суммы масс  $M'$  и альфа-частицы. У всех ядер с  $Z > 82$  (свинец)  $M > M' + M_\alpha$ . При  $Z > 92$  (уран) полупериоды альфа-распада оказываются значительно короче возраста Земли и такие элементы не встречаются в природе. Однако их можно создать искусственно. Например, плутоний ( $Z = 94$ ) можно получить из урана в ядерном реакторе. Эта процедура стала обычной и обходится всего в 15 долларов за 1 г. До сих пор удалось получить элементы вплоть до  $Z = 106$ , однако гораздо более дорогой ценой и, как правило, в ничтожных количествах. Можно надеяться, что радиохимики научатся получать, хотя и в небольших количествах, новые элементы с  $Z > 106$ .

Если бы массивное ядро урана удалось разделить на две группы нуклонов, то эти группы нуклонов перестроились бы в ядра с более сильной связью. В процессе перестройки выделилась бы энергия. Спонтанное деление ядер разрешено законом сохранения энергии. Однако потенциальный барьер в реакции деления у встречающихся в природе ядер настолько высок, что вероятность спонтанного деления оказывается много меньше вероятности альфа-распада. Период полураспада ядер  $^{238}\text{U}$  относительно спонтанного деления составляет  $8 \cdot 10^{15}$  лет. Это более чем в миллион раз превышает возраст Земли. Если нейтрон сталкивается с тяжелым ядром, то оно может перейти на более высокий энергетический уровень вблизи вершины электростатического потенциального барьера, в результате возрастет вероятность деления. Ядро в возбужденном состоянии может обладать значительным моментом импульса и приобрести овальную форму. Участки на периферии ядра легче проникают сквозь барьер, поскольку они частично уже находятся за барьером. У ядра овальной формы роль барьера еще больше ослабляется. При захвате ядром  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  медленного нейтрона образуются состояния с очень короткими временами жизни относительно деления. Разность масс ядра урана и типичных продуктов деления такова, что в среднем при делении урана высвобождается энергия 200 МэВ. Масса покоя ядра урана  $2,2 \cdot 10^5$  МэВ. В энергию превращается около 0,1% этой массы, что равно отношению 200 МэВ к величине  $2,2 \cdot 10^5$  МэВ.

*Оценка энергии, освобождающейся при делении, может быть получена из формулы Вайцеккера:*

$$E_{\text{св}} = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 Z^2 / A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z)^2 / A + \alpha_5 A^{-3/4}.$$

При делении ядра на два осколка изменяются поверхностная энергия  $E_{\text{п}} = \alpha_2 A^{2/3}$  и кулоновская энергия  $E_{\text{к}} = \alpha_3 Z^2 / A^{1/3}$ , причем поверхностная энергия увеличивается, а кулоновская энергия уменьшается.

Деление возможно в том случае, когда энергия, высвобождающаяся при делении  $E > 0$ .

$$E \approx \alpha_3 \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} 0,37 - \alpha_2 A_1^{2/3} 0,26 > 0.$$

Здесь  $A_1 = A/2$ ,  $Z_1 = Z/2$ . Отсюда получим, что деление энергетически выгодно, когда  $Z^2/A > 17$ . Величина  $Z^2/A$  называется **параметром делимости**. Энергия  $E$ , освобождающаяся при делении, растет с увеличением  $Z^2/A$ .

В процессе деления ядро изменяет форму – последовательно проходит через следующие стадии (рисунок 4.4): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка. Как меняется потенциальная энергия ядра на различных стадиях деления?

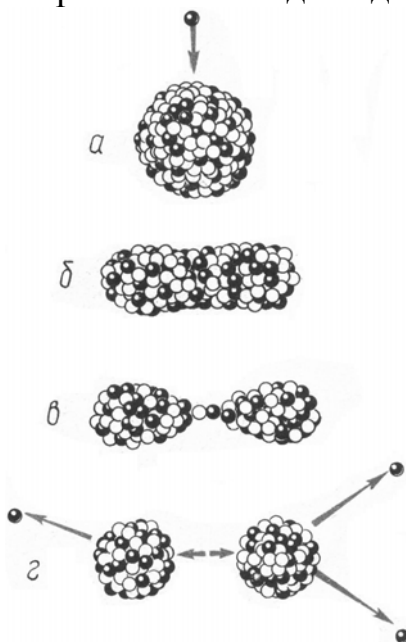


Рисунок 4.4

После того как деление произошло, и осколки находятся друг от друга на расстоянии, много большем их радиуса, потенциальную энергию осколков, определяемую кулоновским взаимодействием между ними, можно считать равной нулю.

Вследствие эволюции формы ядра, изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий  $E'_п + E'_к$ . Предполагается, что объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия  $E'_п$  при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская энергия  $E'_к$  уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между нуклонами. В случае малых эллипсоидальных деформаций рост

поверхностной энергии происходит быстрее, чем уменьшение кулоновской энергии.

В области тяжелых ядер сумма поверхностной и кулоновской энергий увеличивается с увеличением деформации. При малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а, следовательно, и делению. Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того чтобы ядро мгновенно разделилось, ему необходимо сообщить энергию, превышающую высоту барьера деления  $H$ .

Высота барьера  $H$  тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии  $E_k / E_n$  в начальном ядре. Это отношение, в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра делимости  $Z^2/A$ . Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера  $H$ , так как параметр делимости увеличивается с ростом массового числа:

$$E_k / E_n = (\alpha_3 Z^2) / (\alpha_2 A) \sim A.$$

Более тяжелым ядрам, как правило, нужно сообщить меньшую энергию, чтобы вызвать деление. Из формулы Вайцеккера следует, что высота барьера деления обращается в нуль при  $Z^2 / A > 49$ . Т.е. согласно капельной модели в природе должны отсутствовать ядра с  $Z^2 / A > 49$ , так как они практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка  $10^{-22}$  с) самопроизвольно делятся. Существование атомных ядер с  $Z^2 / A > 49$  («остров стабильности») объясняется оболочечной структурой атомных ядер. Самопроизвольное деление ядер с  $Z^2 / A < 49$ , для которых высота барьера  $H$  не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. С точки зрения квантовой механики такое деление возможно в результате прохождения осколков через потенциальный барьер и носит название *спонтанного деления*. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра делимости  $Z^2 / A$ , т.е. с уменьшением высоты барьера деления. Вынужденное деление ядер с  $Z^2 / A < 49$  может быть вызвано любыми частицами: фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами,  $\alpha$ -частицами и т.д., если энергия, которую они вносят в ядро достаточна для преодоления барьера деления.

Массы осколков, образующихся при делении тепловыми нейтронами не равны. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов осколка образовала устойчивый магический остов. На рисунке 4.5 приведено распределение по массам при делении  $^{235}\text{U}$ . Наиболее вероятная комбинация массовых чисел – 95 и 139.

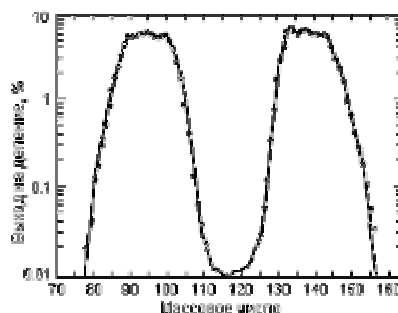


Рисунок 4.5

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре  $^{235}\text{U}$  равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1,25 – 1,45. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к  $\beta$ -распаду – радиоактивны.

В результате деления высвобождается энергия  $\sim 200$  МэВ. Около 80% ее приходится на энергию осколков. За один акт деления образуется более двух *нейтронов деления* со средней энергией  $\sim 2$  МэВ.

В 1 г любого вещества содержится  $mc^2 = 9 \cdot 10^{13}$  Дж. Деление 1 г урана сопровождается выделением  $\sim 9 \cdot 10^{10}$  Дж. Это почти в 3 млн. раз превосходит энергию  $2,9 \cdot 10^4$  Дж сжигания 1 г угля. Конечно, 1 г урана обходится значительно дороже 1 г угля, но стоимость 1 Дж энергии, полученной сжиганием угля, оказывается в 400 раз выше, чем в случае уранового топлива. Выработка 1 кВт·ч энергии обходилась в 1,7 цента на электростанциях, работающих на угле, и в 1,05 цента на ядерных электростанциях.

Благодаря *цепной реакции* процесс деления ядер можно сделать *самоподдерживающимся*. При каждом делении вылетают 2 или 3 нейтрона (рисунок 4.6). Если одному из этих нейтронов удастся вызвать деление другого ядра урана, то процесс будет самоподдерживающимся.

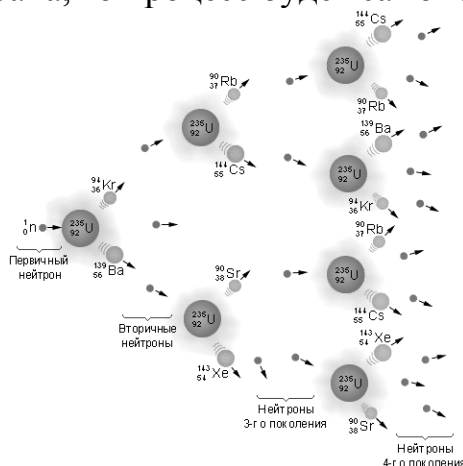


Рисунок 4.6

Совокупность делящегося вещества, удовлетворяющая этому требованию, называется критической сборкой. Первая такая сборка, названная ядерным реактором, была построена в 1942 г. под руководством Энрико Ферми на территории Чикагского университета. Первый ядерный реактор был запущен в 1946 г. под руководством И. Курчатова. Первая атомная электростанция мощностью 5 МВт была пущена в СССР 27.6.1954 г. в г. Обнинске (рисунок 4.7).

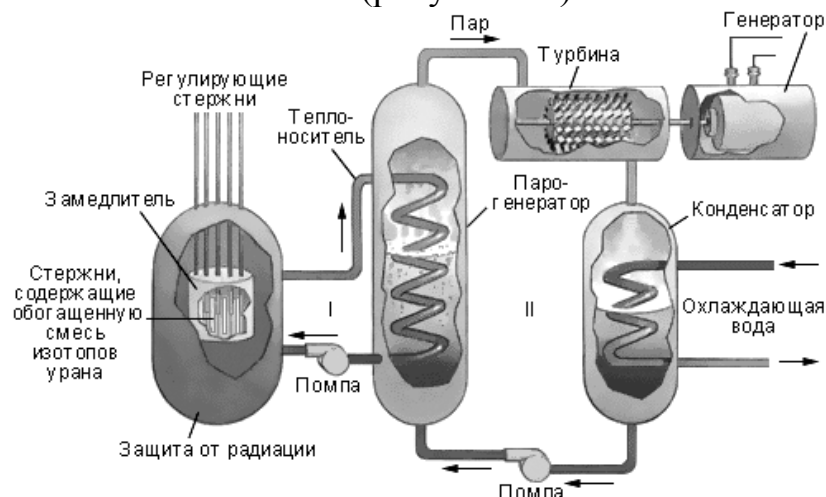


Рисунок 4.7

Массу  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  можно также сделать **надкритической**. В этом случае возникающие при делении нейтроны будут вызывать несколько вторичных делений. Поскольку нейтроны движутся со скоростями, превышающими  $10^8$  см/с, надкритическая сборка может полностью прореагировать (или разлететься) быстрее, чем за тысячную долю секунды. Такое устройство называется **атомной бомбой**. Ядерный заряд из плутония или урана переводят в надкритическое состояние обычно с помощью взрыва. Подкритическую массу окружают химической взрывчаткой. При ее взрыве плутониевая или урановая масса подвергается мгновенному сжатию. Поскольку плотность сферы при этом значительно возрастает, скорость поглощения нейтронов оказывается выше скорости потери нейтронов за счет их вылета наружу. В этом и заключается условие надкритичности.

На рисунке 4.8 изображена схема атомной бомбы «Малыш», сброшенной на Хиросиму. Ядерной взрывчаткой в бомбе служил  $^{235}\text{U}$ , разделенный на две части, масса которых была меньше критической. Необходимая для взрыва критическая масса  $^{235}\text{U}$  создавалась в результате соединения обеих частей «методом пушки» с помощью обычной взрывчатки.

При взрыве 1 т тринитротолуола (ТНТ) высвобождается  $10^9$  кал или  $4 \cdot 10^9$  Дж. При взрыве атомной бомбы, расходующей 1 кг плутония



или  $^{235}\text{U}$ , высвобождается около  $8 \cdot 10^{13}$  Дж энергии.

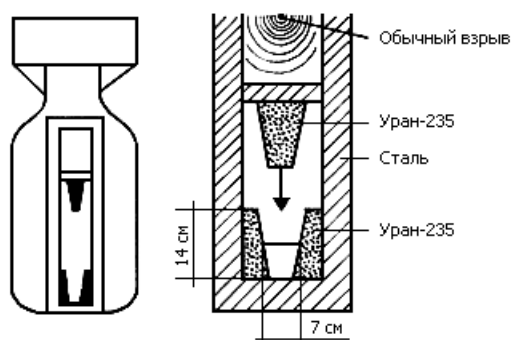


Рисунок 4.8

Это почти в 20 000 раз больше, чем при взрыве 1 т ТНТ. Такая бомба называется 20-килотонной бомбой. Современные бомбы мощностью в мегатонны в миллионы раз мощнее обычной ТНТ-взрывчатки.

Производство плутония основано на облучении  $^{238}\text{U}$  нейтронами, ведущем к образованию изотопа  $^{239}\text{U}$ , который в результате бета-распада превращается в  $^{239}\text{Np}$ , а затем после еще одного бета-распада в  $^{239}\text{Pu}$ . При поглощении нейтрона с малой энергией оба изотопа  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  испытывают деление. Продукты деления характеризуются более сильной связью (на  $\sim 1$  МэВ на нуклон), благодаря чему в результате деления высвобождается примерно 200 МэВ энергии.

Каждый грамм израсходованного плутония или урана порождает почти грамм радиоактивных продуктов деления, обладающих огромной радиоактивностью.

## 4.7. Синтез ядер

Масса или энергия покоя двух легких ядер оказывается больше, чем у суммарного ядра. Если легкие ядра привести в соприкосновение, то результирующее ядро имело бы меньшую массу и высвободилась бы энергия, равная разности масс. Если соединить два дейтрона и получить ядро гелия, масса которого меньше суммарной массы двух дейтронов на 24 МэВ, то высвободится энергия синтеза 24 МэВ. При объединении двух дейтронов с образованием гелия в энергию превращается 0,6% их первоначальной массы покоя. Процесс синтеза примерно в 6 раз эффективнее процесса деления урана. В воде озер и океанов имеются неограниченные запасы недорогого дейтерия. Серьезным препятствием на пути к получению энергии в неограниченных количествах из «воды» является закон Кулона. Электростатическое отталкивание двух дейтронов при комнатной температуре не позволяет им сблизиться до расстояний,

на которых сказываются короткодействующие ядерные силы притяжения.

Предположим, что для преодоления электростатического отталкивания два дейтрона должны сблизиться до  $10^{-14}$  м. Найдем высоту электростатического потенциального барьера в МэВ:

$$U = k_0 \frac{e^2}{r} = 9 \cdot 10^9 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{10^{-14}} \text{ Дж} = 2,3 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,14 \text{ МэВ}.$$

Пусть энергия каждого дейтрона равна  $(3/2)kT$ . Определим температуру нагрева дейтронов, чтобы преодолеть этот потенциальный барьер.

Два дейтрона должны иметь энергию 0,14 МэВ, или каждый из них 0,07 МэВ. Таким образом,

$$(3/2)kT = 0,07 \text{ МэВ} = 1,15 \cdot 10^{-14} \text{ Дж},$$

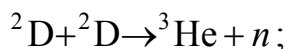
откуда

$$T = 5,6 \cdot 10^8 \text{ К}.$$

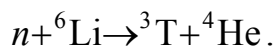
Если бы удалось нагреть дейтерий до температуры  $\sim 5 \cdot 10^8$  К, то в нем осуществилась бы реакция синтеза. Благодаря тому, что имеется возможность проникновения сквозь барьер, нет необходимости в создании столь высоких температур. Для получения управляемой термоядерной энергии и для инициирования термоядерного взрыва водородной бомбы достаточно температуры около  $5 \cdot 10^7$  К.

*Ядерные реакции, требующие для своего осуществления температур порядка миллионов градусов, называются **термоядерными**.* Мгновенные температуры, развивающиеся при взрыве атомной бомбы, оказываются достаточно высокими, чтобы поджечь термоядерное горючее.

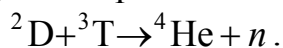
Вместо жидкого дейтерия в качестве горючего используется соединение LiD, причем только с изотопом  ${}^6\text{Li}$ . Изотоп  ${}^6\text{Li}$  поглощает нейтроны, возникающие в реакции:



таким образом,



Затем тритий ( ${}^3\text{T}$ ) вступает в реакцию



Происходит выгорание дешевого дейтерида лития-6 ( ${}^6\text{Li}^2\text{D}$ ) с образованием  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и нейтронов. Начавшись, термоядерные реакции сопровождаются выделением энергии, и этим обеспечивается поддержание высоких температур, пока большая часть вещества быстро не «выгорит». Происходит взрыв водородной бомбы. Термоядерное горю-

чее для водородной бомбы (дейтерид лития-6) дешево, и нет ограничений на его количество при использовании в отдельной бомбе. Проводились испытания бомб мощностью 60 мегатонн (с ТНТ-эквивалентом  $6 \cdot 10^7$  т).

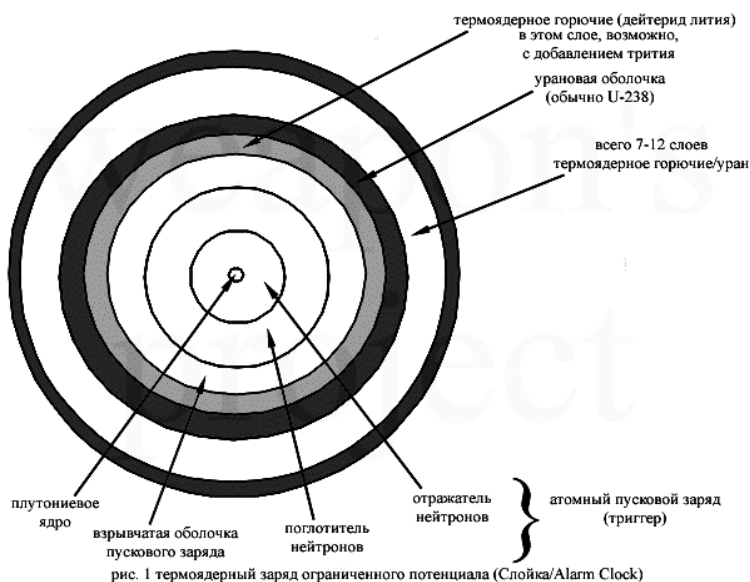


Рисунок 4.9

Энерговыведение при взрыве термоядерной водородной бомбы можно почти удвоить (при этом стоимость ее увеличится не намного) за счет использования оболочки из  $^{238}\text{U}$  (рисунок 4.9). В этом случае нейтроны, возникающие в результате термоядерных реакций, вызывают деление ядер  $^{238}\text{U}$ , что приводит к увеличению числа нейтронов, бомбардирующих  $^6\text{Li}$ , и т.д.

В большинстве взрывов водородных бомб энерговыведение, обусловленное делением ядер, оказывается таким же, как и получаемое в процессе синтеза, и сопровождается опасными выпадениями радиоактивных продуктов деления.

## 4.8. Управляемый синтез

Чтобы с помощью ядерного синтеза получить полезную энергию, термоядерные реакции должны быть управляемыми. Необходимо найти способы создания и поддержания температур во много миллионов градусов. Одна из технических проблем связана с тем, что высокотемпературный газ, или плазму, нужно удерживать таким образом, чтобы не расплавились стенки соответствующего объема. На решение этой технической задачи уже затрачены и затрачиваются огромные усилия. Плазму пытаются изолировать от стенок с помощью сильных магнитных полей. Задача заключается в том, чтобы удерживать плазму в изоли-

рованном состоянии в течение достаточно продолжительного времени и при этом выработать мощность, превышающую ту, которая была затрачена на запуск термоядерного реактора. На рисунке 4.10 показана предполагаемая схема конструкции реактора.

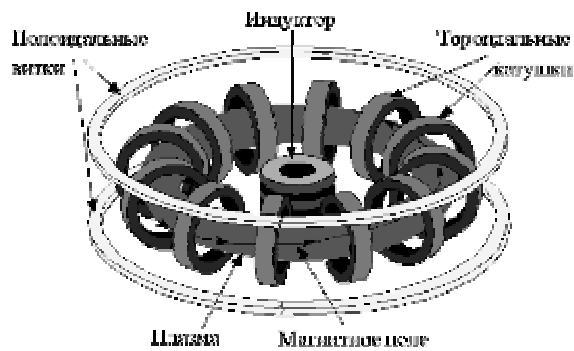


Рисунок 4.10

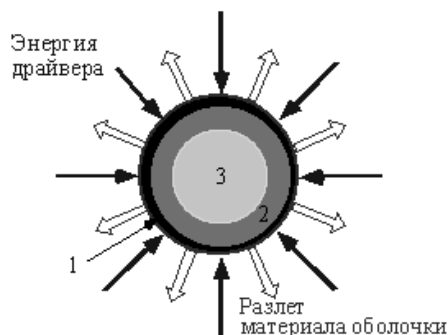


Рисунок 4.11

Электростанция, работающая на термоядерной реакции, из-за отсутствия в ней продуктов деления должна иметь значительно меньшую радиоактивность по сравнению с ядерными реакторами. Однако в термоядерных установках испускается, а затем захватывается большое число нейтронов, что, как правило, приводит к образованию радиоактивных изотопов. Поэтому вокруг камеры с плазмой предполагается создавать оболочку («бланкет») из лития. И в этом случае нейтроны будут производить тритий (изотоп водорода  $^3\text{T}$  с периодом полураспада 12 лет), который можно использовать в дальнейшем как горючее.

В настоящее время, в рамках осуществления мировой термоядерной программы, интенсивно разрабатываются новейшие системы типа токамак. На рисунке 4.12 изображена схема токамака: 1 – первичная обмотка трансформатора; 2 – катушки тороидального магнитного поля; 3 – лайнер, тонкостенная внутренняя камера для выравнивания тороидального электрического поля; 4 – катушки тороидального магнитного поля; 5 – вакуумная камера; 6 – железный сердечник (магнитопровод).

Первый Российский сферический токамак «Глобус-М» создан в Санкт Петербурге под руководством Ж.И. Алферова. Планируется создание крупного токамака ТМ-15, для исследования управления конфигурацией плазмы. Начато сооружение Казахстанского токамака КТМ для отработки технологий термоядерной энергетики. На рисунке 4.13 приведена схема токамака КТМ в сечении и его вид с вакуумной камерой.

Идея лазерного термоядерного синтеза заключается в облучении лазерным излучением небольшой сферической оболочки, заполненной газообразным или твердым топливом (рисунок 4.11).

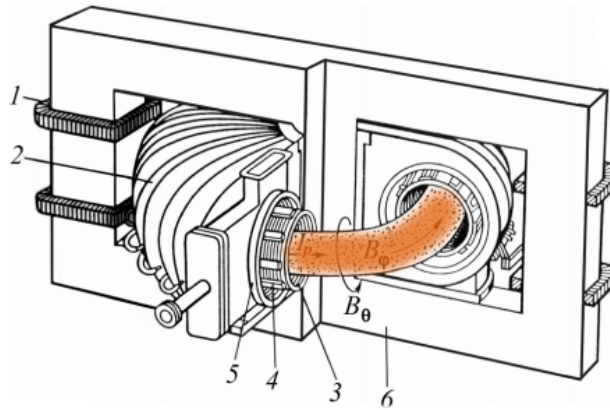


Рисунок 4.12

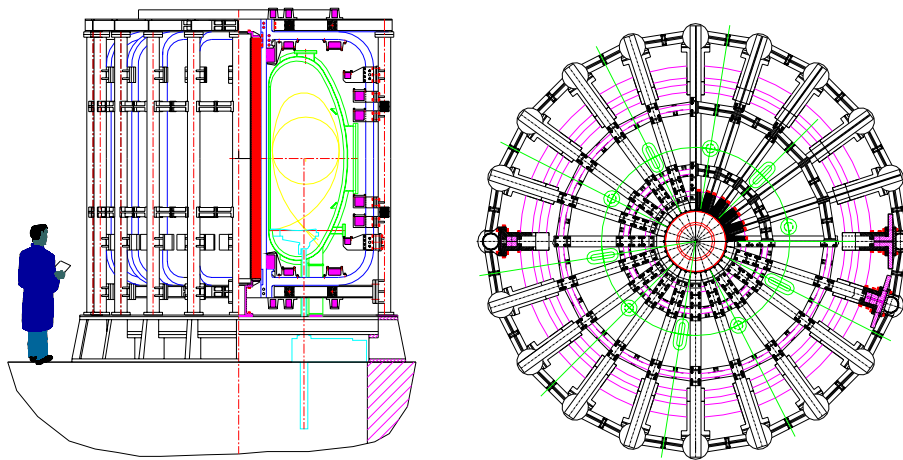


Рисунок 4.13

Под действием излучения материал оболочки 1 испаряется и создает реактивные силы, способные сжать оболочку и содержащуюся в ней реагирующую смесь 2 и 3.

Параллельно с лазерами, в 60-ые гг. развивались и другие мощные драйверы – ионные и электронные пучки, которые также могли бы обеспечивать требуемые мощности на поверхности мишеней. Были разработаны импульсные системы питания, способные создавать и подводить к мишеням энергию  $1 - 10$  МДж за  $10^{-8}$  с, т.е. получать пиковые мощности на уровне  $10^{15}$  Вт. Появление новой технологии повлекло за собой интенсивные исследования физики взаимодействия мощного излучения и пучков частиц с твердым телом и привело к разработке термоядерных мишеней, способных давать положительный выход энергии.

В природе существует еще один механизм удержания, обеспечивающий непрерывное выделение термоядерной энергии, – это гравитационное удержание. Однако чтобы обеспечить достаточно сильное гравитационное поле, потребуется масса порядка солнечной. Как мы увидим в следующей главе, источниками энергии в звездах, безусловно, являются термоядерные реакции.

## Тема 5. ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

### 5.1. Общие сведения об элементарных частицах

### 5.2. Виды взаимодействий

### 5.3. Краткая классификация и свойства частиц

### 5.4. Странные частицы

### 5.5. Кварки и очарование

### 5.6. Великое объединение (идеи объединения фундаментальных взаимодействий)

#### 5.1. Общие сведения об элементарных частицах

Дать строгое определение понятия *элементарных частиц* оказывается затруднительным. В качестве первого приближения можно понимать под *элементарными частицами* такие микрочастицы, внутреннюю структуру которых на современном уровне развития физики нельзя представить как объединение других частиц. Во всех наблюдавшихся до сих пор явлениях каждая такая частица ведёт себя как единое целое. Элементарные частицы могут превращаться друг в друга (протон в нейтрон и наоборот,  $\gamma$ -квант в  $e^-e^+$  и наоборот и т.д.).

В настоящее время общее число известных элементарных частиц (вместе с античастицами) приближается к 400. Пока мы встречались только с электроном  $e^-$  (позитроном  $e^+$ ), протоном  $p$ , нейтроном  $n$ , фотоном  $\gamma$  и электронным (анти) нейтрино  $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ ). Эти частицы стабильны или квазистабильны, и они существуют в природе в свободном или слабосвязанном состоянии. Так, квазистабильные нейтроны входят в состав атомных ядер, многие из которых являются абсолютно устойчивыми. Почти все остальные элементарные частицы крайне нестабильны и образуются во вторичном космическом излучении или получают в лаборатории с помощью ускорителей, а затем быстро распадаются, превращаясь в конечном итоге в стабильные частицы. Основные классы элементарных частиц и их наиболее важные представители рассмотрены ниже.

Для описания свойств отдельных элементарных частиц вводится целый ряд физических величин, значениями которых они и различаются. Наиболее известными среди них являются масса, среднее время жизни, спин, электрический заряд, магнитный момент. О других характеристиках частиц, в том числе о зарядах, отличных от электрического, будем говорить по ходу изложения.

На рисунке 6.1 показаны масштабы пространства и способы их исследования.

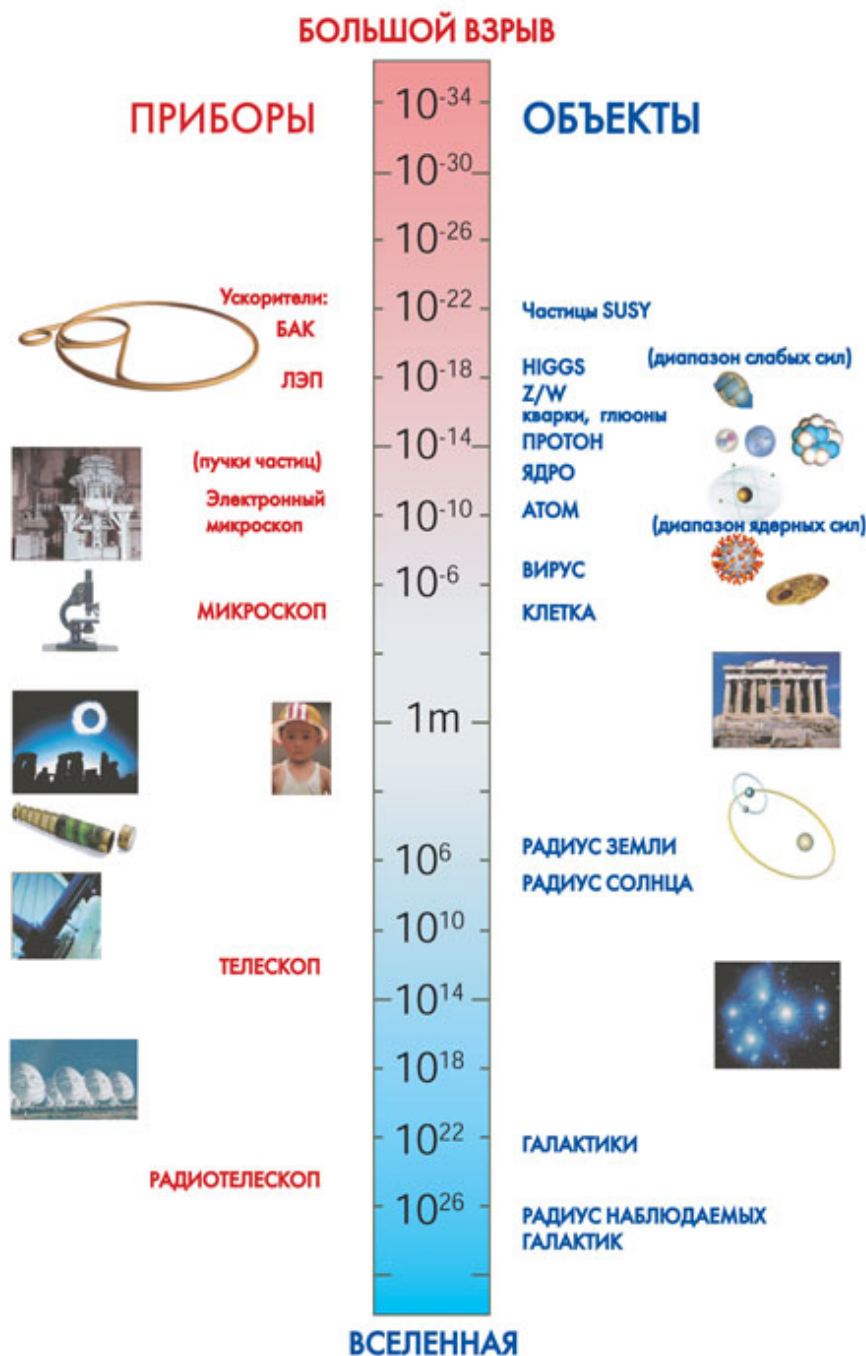


Рисунок 5.1

Из соотношений неопределенности следует, что для выявления деталей структуры порядка  $\Delta r$  нужно иметь зондирующие частицы с импульсом ( $\Delta p > h / \Delta r$ ). Если принять  $\Delta p = E / c$ , то  $\Delta r = hc / E$ . Современные ускорители позволяют получать частицы с энергией до  $1000 \text{ ГэВ} \approx 10^{12} \text{ эВ}$ . Следовательно, с их помощью можно проникнуть в глубь вещества на расстояния порядка:

$$\Delta r \approx (10^{-34} \cdot 10^8) / (10^{12} \cdot 10^{-19}) \approx 10^{-19} \text{ м.}$$

Различают *три уровня микромира*:

- молекулярно-атомный  $E = 1 - 10 \text{ эВ}$ ,  $\Delta r \approx 10^{-8} - 10^{-10} \text{ м.}$
- ядерный  $E = 10^6 - 10^8 \text{ эВ}$ ,  $\Delta r \approx 10^{-14} - 10^{-15} \text{ м.}$
- элементарные частицы  $E > 10^8 \text{ эВ}$ ,  $\Delta r < 10^{-15} \text{ м.}$

## 5.2. Виды взаимодействий

Известны *четыре вида взаимодействий* между элементарными частицами: *сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное* (они перечислены в порядке убывания интенсивности). *Интенсивность взаимодействия принято характеризовать так называемой константой взаимодействия  $\alpha$ , которая представляет собой безразмерный параметр, определяющий вероятность процессов, обусловленных данным видом взаимодействия.* Для электромагнитного взаимодействия константа равна

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2},$$

где  $E$  – энергия взаимодействия двух электронов находящихся на расстоянии  $\lambda$ . Следовательно,

$$E' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\lambda} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2 m_e c}{\hbar}.$$

Тогда характеристическое отношение имеет вид:

$$\alpha = \frac{E}{m_0 c^2} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Константа электромагнитных взаимодействий безразмерная величина:

$$\alpha = \frac{\text{Кл}^2 \cdot \text{м} \cdot \text{с}}{\text{ф} \cdot \text{Дж} \cdot \text{с} \cdot \text{м}} = \frac{\text{Кл}^2 \cdot \text{В}}{\text{Кл} \cdot \text{Кл} \cdot \text{В}} = 1.$$

Константы других видов взаимодействий определяют относительно значения константы электромагнитного взаимодействия.

Отношение констант даёт относительную интенсивность соответствующих взаимодействий.

**Сильное взаимодействие.** Этот вид взаимодействия обеспечивает связь нуклонов в ядре. Константа сильного взаимодействия имеет величину порядка  $1 \div 10$ . Наибольшее расстояние, на котором проявляется



сильное взаимодействие, (радиус действия), составляет примерно  $10^{-15}$  м.

**Электромагнитное взаимодействие.** Константа взаимодействия равна  $1/137 \approx 10^{-2}$  (константа тонкой структуры). Радиус действия не ограничен ( $r = \infty$ ).

**Слабое взаимодействие.** Это взаимодействие ответственно за все виды  $\beta$ -распада ядер (включая  $e$  – захваты), за распады элементарных частиц, а также за все процессы взаимодействия нейтрона с веществом. Константа взаимодействия равна порядку величины  $10^{-10} \div 10^{-14}$ . Слабое взаимодействие, как и сильное, является короткодействующим.

**Гравитационное взаимодействие.** Константа взаимодействия имеет значение порядка  $10^{-38}$ . Радиус действия не ограничен ( $r = \infty$ ). Гравитационное взаимодействие является универсальным, ему подвержены все без исключения элементарные частицы. Однако в процессах микромира гравитационное взаимодействие ощутимой роли не играет. В таблице 1 приведены значения (по порядку величин) константы разных видов взаимодействия, а также среднее время жизни частиц, распадающихся за счёт данного вида взаимодействия (время распада).

Таблица 1

Тип взаимодействий	Механизм обмена	Интенсивность, $\alpha$	Радиус, $r$ , м	Характерное время жизни, $\tau$ , с
Сильное	глюонами	$\approx 1$	$\approx 10^{-15}$	$\approx 10^{-23}$
Электромагнитное	фотонами	$\approx \frac{1}{137}$	$\infty$	$\approx 10^{-18}$
Слабое	промежуточные бозоны	$\approx 10^{-10}$	$\approx 10^{-18}$	$\approx 10^{-13}$
Гравитационное	гравитоны	$\approx 10^{-38}$	$\infty$	?

### 5.3. Краткая классификация и свойства частиц

Для того чтобы объяснить свойства и поведение элементарных частиц, их приходится наделять, кроме массы, электрического заряда и типа, рядом дополнительных, характерных для них величин (квантовых чисел), о которых мы поговорим ниже.

Элементарные частицы обычно подразделяются на **четыре класса**. Помимо этих классов предполагается существование ещё одного класса частиц – **гравитонов** (квантов гравитационного поля). Экспериментально эти частицы ещё не обнаружены.

Дадим краткую характеристику четырем классам элементарных частиц.

К одному из них относится только одна частица – **фотон**.

**Фотоны**,  $\gamma$  (кванты электромагнитного поля), участвуют в электромагнитных взаимодействиях, но не обладают сильным и слабым взаимодействием.

Второй класс образуют **лептоны**, третий – **адроны** и, наконец, четвертый – **калибровочные бозоны** (рисунок 5.2)

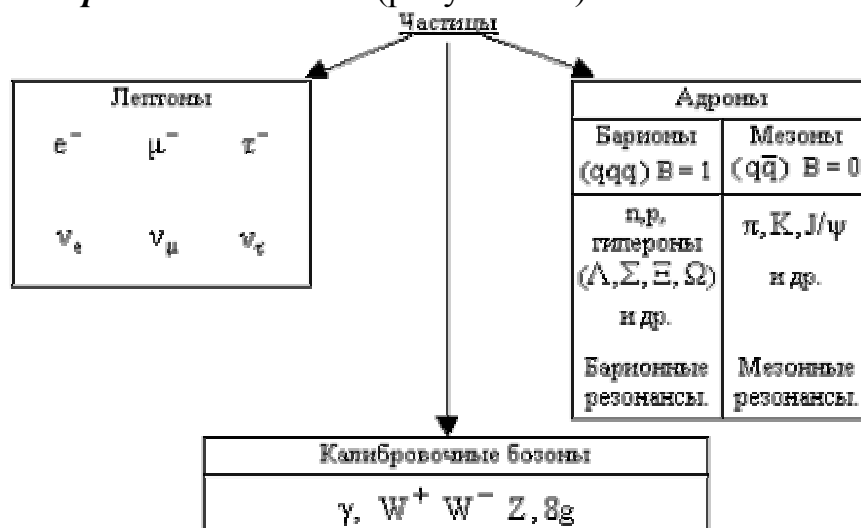


Рисунок 5.2

**Лептоны** (греч. «лептос» – лёгкий) – частицы участвующие в электромагнитных и слабых взаимодействиях. К ним относятся частицы, не обладающие сильным взаимодействием: электроны ( $e^-, e^+$ ), мюоны ( $\mu^-, \mu^+$ ), таоны ( $\tau^-, \tau^+$ ), а также электронные нейтрино ( $\nu_e, \tilde{\nu}_e$ ), мюонный нейтрино ( $\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$ ) и тау нейтрино ( $\nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$ ). Все лептоны имеют спины, равные  $1/2\hbar$  и следовательно, являются **фермионами**. Все лептоны обладают слабым взаимодействием. Те из них, которые имеют электрический заряд (т.е. мюоны и электроны), обладают также и электромагнитным взаимодействием. Эти частицы являются шестой компонентой космического излучения. Нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

**Адроны** (греч. «адрос» – крупный, массивный) – частицы участвующие в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Сегодня известно свыше сотни адронов и их подразделяют на **барионы** и **мезоны**.

**Барионы** – адроны, состоящие из трёх кварков ( $qqq$ ) и имеющие барионное число  $B = 1$ .

Класс барионов объединяет в себе нуклоны ( $p$ ,  $n$ ) и нестабильные частицы с массой большей массы нуклонов, получившие название **гиперонов** ( $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ ). Все гипероны обладают сильным взаимодействием и, следовательно, активно взаимодействуют с атомными ядрами. Спин всех барионов равен  $1/2\hbar$ , так что барионы являются **фермионами**. За исключением протона все барионы нестабильны. При распаде бариона, наряду с другими частицами, обязательно образуется барион. Эта закономерность является одним из проявлений закона сохранения барионного заряда.

**Мезоны** – адроны, состоящие из кварка и антикварка ( $q\bar{q}$ ) и имеющие барионное число  $B = 0$ .

Мезоны – сильно взаимодействующие нестабильные частицы, не несущие так называемого барионного заряда. К их числу принадлежат  $\pi$ -мезоны или пионы ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), К-мезоны или каоны ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$ ) и эта-мезон ( $\eta$ ). Массы  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов одинакова и равна  $273,1 m_e$ ,  $m_{\pi^0} \approx 264,1 m_e$  время жизни соответственно  $2,6 \cdot 10^{-8}$  и  $0,8 \cdot 10^{-16}$  с. Масса К-мезонов составляет  $970 m_e$ . Время жизни К-мезонов имеет величину порядка  $10^{-8}$  с. Масса эта-мезонов  $1074 m_e$ , время жизни порядка  $10^{-19}$  с. В отличие от лептонов, мезоны обладают не только слабым (и, если они заряжены, электромагнитным), но также и сильным взаимодействием, проявляющимся при взаимодействии их между собой, а также при взаимодействии между мезонами и барионами. Спин всех мезонов равен нулю, так что они являются **бозонами**.

**Калибровочные бозоны** – частицы переносящие взаимодействие между фундаментальными фермионами (кварками и лептонами). Это частицы  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  и восемь типов глюонов  $g$ . Сюда же можно отнести и фотон  $\gamma$ .

### Свойства элементарных частиц

Каждая частица описывается набором физических величин – квантовых чисел, определяющих её свойства. Наиболее часто употребляемые характеристики частиц следующие.

**Масса частицы,  $m$ .** Массы частиц меняются в широких пределах от 0 (фотон) до 90 ГэВ ( $Z$ -бозон).  $Z$ -бозон – наиболее тяжелая из известных частиц. Однако могут существовать и более тяжелые частицы. Массы адронов зависят от типов входящих в их состав кварков, а также от их спиновых состояний.

**Время жизни**,  $\tau$ . В зависимости от времени жизни частицы делятся на *стабильные частицы*, имеющие относительно большое время жизни, и *нестабильные*.

К *стабильным частицам* относят частицы, распадающиеся по слабому или электромагнитному взаимодействию. Деление частиц на стабильные и нестабильные условно. Поэтому, к стабильным частицам принадлежат такие частицы, как электрон, протон, для которых в настоящее время распады не обнаружены, так и  $\pi^0$ -мезон, имеющий время жизни  $\tau = 0.8 \cdot 10^{-16}$  с.

К *нестабильным частицам* относят частицы, распадающиеся в результате сильного взаимодействия. Их обычно называют **резонансами**. Характерное время жизни резонансов –  $10^{-23}$ – $10^{-24}$  с.

**Спин  $J$** . Величина спина измеряется в единицах  $\hbar$  и может принимать 0, полуцелые и целые значения. Например, спин  $\pi$ , К-мезонов равен 0. Спин электрона, мюона равен 1/2. Спин фотона равен 1. Существуют частицы и с большим значением спина. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми–Дирака, с целым спином – Бозе–Эйнштейна.

**Электрический заряд  $q$** . Электрический заряд является целой кратной величиной от  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кулон, называемой элементарным электрическим зарядом. Частицы могут иметь заряды 0,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ .

**Внутренняя четность  $P$** . Квантовое число  $P$  характеризует свойство симметрии волновой функции относительно пространственных отражений. Квантовое число  $P$  имеет значение  $+1$ ,  $-1$ .

Наряду с общими для всех частиц характеристиками, используют также квантовые числа, которые приписывают только отдельным группам частиц.

**Квантовые числа**: барионное число  $B$ , странность  $s$ , очарование (*charm*)  $c$ , красота (*bottomness* или *beauty*)  $b$ , верхний (*topness*)  $t$ , изотопический спин  $I$  приписывают только сильно взаимодействующим частицам – адронам.

**Лептонные числа  $L_e, L_\mu, L_\tau$** . Лептонные числа приписывают частицам, образующим группу лептонов. Лептоны  $e, \mu$  и  $\tau$  участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Лептоны  $\nu_e, \nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  участвуют только в слабых взаимодействиях. Лептонные числа имеют значения  $L_e, L_\mu, L_\tau = 0, +1, -1$ . Например,  $e^-$ , электронное нейтрино  $\nu_e$  имеют  $L_e = +1$ ;  $e_\mu^+, \tilde{\nu}_e$  имеют  $L_e = -1$ . Все адроны имеют  $L_e = L_\mu = L_\tau = 0$ .

**Барионное число  $B$** . Барионное число имеет значение  $B = 0, +1, -1$ . Барионы, например,  $n, p, \Lambda, \Sigma$ , нуклонные резонансы имеют барионное

число  $B = +1$ . Мезоны, мезонные резонансы имеют  $B = 0$ , антибарионы имеют  $B = -1$ .

**Странность**  $s$ . Квантовое число  $s$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$  и определяется кварковым составом адронов. Например, гипероны  $\Lambda, \Sigma$  имеют  $s = -1$ ;  $K^+, K^-$ -мезоны имеют  $s = +1$ .

**Charm**  $c$ . Квантовое число  $c$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ . В настоящее время обнаружены частицы, имеющие  $c = 0, +1$  и  $-1$ . Например, барион  $\Lambda^+$  имеет  $c = +1$ .

**Bottomness**  $b$ . Квантовое число  $b$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ . В настоящее время обнаружены частицы, имеющие  $b = 0, +1, -1$ . Например,  $B^+$ -мезон имеет  $b = +1$ .

**Topness**  $t$ . Квантовое число  $t$  может принимать значения  $-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$ . В настоящее время обнаружено всего одно состояние с  $t = +1$ .

**Изоспин**  $I$ . Сильно взаимодействующие частицы можно разбить на группы частиц, обладающих схожими свойствами (одинаковое значение спина, чётности, барионного числа, странности и др. квантовых чисел, сохраняющихся в сильных взаимодействиях) – *изотопические мультиплеты*. Величина изоспина  $I$  определяет число частиц, входящих в один изотопический мультиплет.  $n$  и  $p$  составляют изотопический дуплет  $I = 1/2$ ;  $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$  входят в состав *изотопического триплета*  $I = 1$ ,  $\Lambda$  – *изотопический синглет*  $I = 0$ , число частиц, входящих в один *изотопический мультиплет*,  $2I + 1$ .

$G$  – **чётность** – это квантовое число, соответствующее симметрии относительно одновременной операции зарядового сопряжения  $c$  и изменения знака третьей компоненты  $I$  изоспина.  $G$  – чётность сохраняется только в сильных взаимодействиях.

## 5.4. Странные частицы

В начале 50-ых годов XX в. было обнаружено, что некоторые из недолго до того открытых частиц, а именно  $K, \Lambda, \Sigma$ , ведут себя странно в двух отношениях.

- Во-первых, они всегда рождаются парами. Например, реакция  $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$  проходит с вероятностью, близкой к 1, а реакция  $\pi^- + p \rightarrow K^0 + n$  никогда не наблюдалась. Это казалось тем более странным, что вторая реакция не нарушала ни одного из известных законов сохранения и для её осуществления было достаточно энергии.

- Во-вторых, хотя рождение *странных* частиц (как их стали назы-

вать) было обусловлено сильным взаимодействием (т.е. происходило с большой вероятностью), их распады не имели характерного для сильного взаимодействия времени жизни, хотя они и распадались на сильно взаимодействующие частицы (например,  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ ). Вместо величин порядка  $10^{-23}$  с, как следовало ожидать для частиц, распадающихся за счёт сильного взаимодействия, их время жизни оказалось в пределах от  $10^{-10}$  до  $10^{-8}$  с, что характерно для слабого взаимодействия.

Для объединения этих фактов были введены новое квантовое число **странность** и **новый закон сохранения (странности)**. Так вот в первой реакции странность частиц до реакции совпадает со странностью частиц после реакции, а во второй реакции странность не сохраняется и поэтому эта реакция не идет.

Для объяснения особенностей распада странных частиц предполагается, что странность сохраняется в сильном взаимодействии и не сохраняется в слабом взаимодействии. Следовательно, хотя закон сохранения запрещает распад странных частиц на более лёгкие не странные частицы, за счёт сильного взаимодействия, такие распады и происходят за счёт слабого взаимодействия. Но слабые распады происходят гораздо медленнее, что соответствует большим временам жизни.

Сохранение странности оказалось первым примером «частично сохраняющейся величины» странность сохраняется в сильном и не сохраняется в слабом взаимодействии.

## 5.5. Кварки и очарование

Почти все наблюдаемые частицы принадлежат одному из двух семейств: **лептонам** и **адронам**. Основное различие между ними состоит в том, что адроны не участвуют в сильном взаимодействии, а лептоны участвуют. Другое важное различие состоит в том, что в 60-ых годах были известны четыре лептона ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ) и их античастицы и более сотни адронов.

Лептоны считаются элементарными частицами, т.к. они, насколько известно, не распадаются на составные части, не обнаруживают никакой внутренней структуры и не имеют определённого размера. (Попытки определить размеры лептонов показали, что верхний предел составляет  $10^{-18}$  м). С другой стороны, адроны оказались более сложными частицами. Эксперименты показали, что адроны обладают внутренней структурой, и их обилие наводит на мысль, что адроны совсем не элементарны. Для решения этой проблемы М. Гелл-Манн и Г. Цвейг в

1963 г. независимо высказали идею согласно которой все известные адроны не элементарны, а построены из трёх более фундаментальных точечных объектов, называемых **кварками**. Подобно лептонам кварки представляют собой **истинно элементарные частицы**. Три «сорта» кварков были обозначены буквами

u (up – вверх);

d (down – вниз);

s (strange – странный).

Предполагается, что кварки имеют дробный электрический заряд (равный  $1/3$  или  $2/3$  заряда электрона, т.е. меньше заряда, который раньше считался минимальным). Все известные в то время адроны теоретически можно было построить из кварков трёх видов: u, d, s. Мезоны состоят из сочетания кварк-антикварк. Например,  $\pi^+$ -мезон представляет собой пару  $ud$ . Барионы состоят из трёх кварков. Например, нейтрон  $n = ddu$ , а антипротон  $\bar{p} = u\bar{u}\bar{d}$ .

Вскоре после появления гипотезы кварков физики занялись поиском этих частиц с дробным знаком. Хотя имеются новейшие экспериментальные доказательства их существования, непосредственно обнаружить кварки не удалось. Было высказано предположение, что кварки очень сильно связаны и не существуют в свободном состоянии (заключены в адронах).

В 1964 г. ряд физиков высказал предположение о существовании четвертого кварка. Они основывались на глубокой симметрии природы, включая связь кварков и лептонов. Если существуют (как считали в 60-ых годах) четыре лептона, то и кварков должно быть четыре.

Четвертый кварк получил название **очарованный**. Его электрический заряд должен быть равен  $2/3e$ . Кроме того, этот кварк должен обладать ещё одним свойством, отличающим его от трёх остальных кварков. Это новое свойство или квантовое число, было названо **очарованием**. Предполагалось, что очарование ведёт себя подобно странности: сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействии и не сохраняется в слабом взаимодействии. У нового очарованного кварка  $s = +1$ , у его антикварка  $s = -1$ .

Между тем до 1974 г. необходимости в очарованном кварке не возникало. В этом году был открыт тяжёлый  $J/\Psi$ -мезон: его масса 3100 МэВ. Для объяснения существования этого тяжёлого мезона и других тяжёлых мезонов, которые были открыты позже и понадобился очарованный кварк.

После открытия (экспериментального)  $\tau$ -лептона с массой 178 МэВ и соответствующего  $\nu_\tau$ -семейства лептонов стало насчитывать

шесть частиц (и шесть античастиц). Исходя из симметрии природы физики предположили существование ещё двух кварков b-кварки (*bottom* – низ или *beauty* – красивый) и t-кварки (*top* – верх или *truth* – истинное). Соответственно новые свойства (квантовые числа), отличающие новые кварки от ранее известных, называются t и b - свойствами или *истиной* и *красотой*.

Вскоре после возникновения модели кварков было выдвинуто предположение, что кварки обладают ещё одним свойством (или качеством), которое получило название *цвет*. Различие между пятью и шестью кварками u, d, s, c, b, t стали называть *ароматом*. Согласно существующим представлениям, каждый из ароматов кварка может иметь три цвета, обычно обозначаемых как *красный*, *зеленый* и *синий*. Цвета антикварков называются соответственно антикрасный, антизеленый и антисиний. Барионы содержат три кварка – по одному каждого цвета; мезоны состоят из пары кварк – антикварк определенного цвета и соответствующего антицвета, поэтому и барионы, и мезоны оказываются «белыми» или «бесцветными».

Первоначально цвета кварков были введены для того, чтобы удовлетворить принципу Паули для частиц со спинами  $1/2$  (или любым полуцелым спином, например,  $3/2$ ,  $5/2$  и т. д.) – таким, как электрон или нуклон. Т.к. спин кварков равен  $1/2$ , они должны подчиняться принципу Паули. Но у трёх барионов uuu, ddd, sss все три кварка имели бы одинаковые квантовые числа, и по крайней мере у двух из них спины имели бы одинаковое направление (т.к. существует только два возможных направления спина  $+1/2$  и  $-1/2$ ). Это означало бы нарушение принципа Паули. Но если бы кварки обладали дополнительным числом (цветом), которое у каждого кварка принимало своё значение, то кварки могли бы различаться этим квантовым числом и принцип Паули не нарушался бы. Хотя цвет кварков и связанное с ним (тремякратное) увеличение числа кварков были введены искусственно, это позволило улучшить согласие теории с экспериментом и, в частности, предсказать правильное время жизни  $\pi^0$ -мезона. Кроме того, представление в цвете вскоре стало центральным моментом теории, поскольку именно с цветом стали связывать взаимодействие, удерживающее кварки в адроне. Каждому кварку приписывается *цветовой заряд*, аналогичный электрическому заряду и сильное взаимодействие между кварками часто называют *цветовым взаимодействием*. Новая теория сильного взаимодействия получила название *квантовой хромодинамики* («хрома» – цвет).

Считается, что сильное взаимодействие адронов сводится к взаимодействию составляющих его кварков. Частицы, переносящие взаимодействие, называются *глюонами* (от англ. glue – клей). Согласно теории



существует восемь глюонов все с нулевой массой покоя, часть из них имеют цветовой заряд. Таким образом, глюоны пришли на смену мезонам в качестве частиц, переносящих сильное взаимодействие (цветовое). Переносчиками слабого взаимодействия являются  $W^\pm$  и  $Z^0$  – частицы. Это взаимодействие обусловлено слабым зарядом, которым обладает каждая частица.

*Таким образом, у каждой элементарной частицы есть электрический заряд, слабый заряд, цветовой заряд и гравитационная масса* (хотя одна или даже несколько из этих характеристик могут быть равны нулю). Например, цветовой заряд всех лептонов равен нулю, поэтому они не участвуют в сильном взаимодействии.

Резюмируя все выше изложенное, можно сделать вывод, что в современных теориях истинно элементарными частицами являются фотон, лептоны, кварки, глюоны,  $W^\pm$  и  $Z^0$  – частицы. До сих пор наблюдались только комбинации кварков (барионы, мезоны). Весьма вероятно, что кварки не существуют в свободном состоянии. С другой стороны, некоторые физики считают, что лептоны и кварки не являются фундаментальными частицами, а состоят из ещё более фундаментальных частиц.

## **5.6. Великое объединение (идеи объединения фундаментальных взаимодействий)**

Одна из главных задач физики описать разнообразие природы единым способом. Самые большие научные достижения прошлого были шагами к этой цели: объединение земной и небесной механики Исааком Ньютоном в XVII столетии; оптики с теорией электричества и магнетизма Джеймсом Клерком Максвеллом в XIX столетии; геометрии пространства–времени и гравитации Альбертом Эйнштейном с 1905 по 1916 г. а также химии и атомной физики в квантовой механике в 20-ых годах.

Последняя в ряду таких объединений – **Стандартная модель** взаимодействия элементарных частиц (СМ), включающая в себя минимальную модель электрослабого взаимодействия Глэшоу-Вайнберга-Салама и Квантовую хромодинамику (КХД). Можно сказать, что на сегодняшний день именно СМ является реальным итогом многолетней работы сотен тысяч людей от теоретиков до простых инженеров и лаборантов.

Есть идеи относительно того, как теория сильных взаимодействий может быть объединена с теорией слабых и электромагнитных взаимо-

действий – такое объединение часто называется Великим Объединением, но они могут сработать, только если подключить гравитацию. Это само по себе является тяжелой задачей.

В теории ненарушенной калибровочной симметрии, которая лежит в основе Стандартной модели сильного и электрослабого взаимодействий, массы всех фундаментальных частиц равны нулю. Ненулевыми они становятся в результате спонтанного нарушения симметрии в процессе взаимодействия с хиггсовым полем, квантами которого являются **бозоны Хиггса** с нулевым спином и неизвестной (плохо предсказываемой теоретически) массой. Существование бозонов Хиггса предсказано в теории электрослабого взаимодействия, а их поиск является одной из важнейших задач физики элементарных частиц ближайшего будущего.

Стандартная Модель – квантово-полевая теория. Основные объекты такой теории – поля, включая электромагнитное поле. Колебания таких полей переносят энергию и импульс. Эти волны собираются в пакеты, или кванты, которые наблюдаются в лаборатории как элементарные частицы. В частности, квант электромагнитного поля – частица, известная как фотон.

Стандартная Модель включает в себя поля для каждого типа элементарных частиц, рисунок 5.3. Стандартная Модель физики элементарных частиц описывает каждую частицу материи и каждую силу как квантовые поля. Элементарные частицы материи – три поколения фермионов (a). Каждое поколение этих частиц имеет сходную структуру свойств. Фундаментальные взаимодействия переносятся бозонами (b), которые организованы согласно трем близко родственными симметриями. Кроме того, одна или большее количество частиц или полей Хиггса (c) порождают массы других полей.

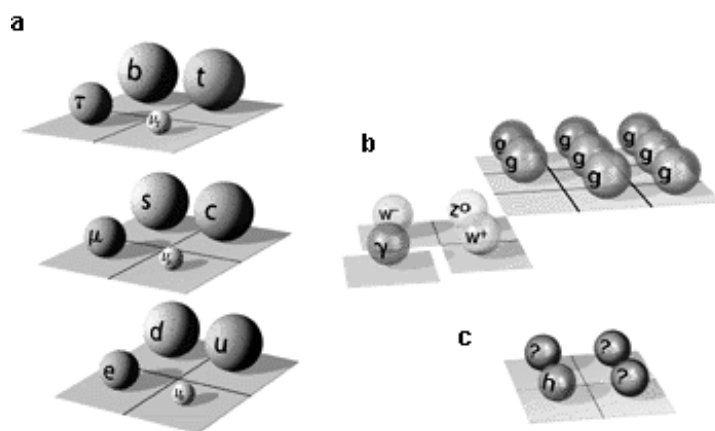


Рисунок 5.3

Имеются лептонные поля, кванты которых представляют собой знакомые нам электроны.

Более тяжелые частицы, известные как мю-мезоны ( $\mu$ ) и тау-мезоны ( $\tau$ ), а также соответствующие им электрически нейтральные частицы, известные как нейтрино ( $\nu$ ). Имеются также поля для кварков различных типов, некоторые из которых связаны вместе внутри протонов и нейтронов, составляющих ядра обычных атомов. Силы между этими частицами обусловлены процессами обмена фотонами и калибровочными бозонами  $W^+$ ,  $W^-$  и  $Z^0$ , передающими слабые взаимодействия, а также восемью типами глюонов, ответственных за сильное взаимодействие. Эти частицы демонстрируют широкое разнообразие масс, в котором скрыта еще не открытая закономерность, где электрон 350 000 раз легче, чем самый тяжелый кварк, а нейтрино еще легче, чем электрон.

Стандартная Модель не позволяет рассчитать любую из этих масс, пока мы не введем в нее дополнительные скалярные поля. «Скаляр» означает, что эти поля не чувствительны к направлению в пространстве, в отличие от электрических, магнитных и других полей Стандартной Модели. Скалярные поля могут заполнять все пространство, не противореча изотропным свойствам пространства. Взаимодействие других полей Стандартной Модели со скалярными полями, как полагают, дает массы частицам Стандартной Модели.

Чтобы завершить Стандартную Модель, необходимо подтвердить существование скалярных полей и выяснять, сколько существует типов полей. Это – проблема обнаружения новых элементарных частиц, часто называемых частицами Хиггса, которые могут быть зарегистрированы как кванты этих полей. Имеется достаточно оснований ожидать, что эта задача будет выполнена к 2020 г., поскольку ускоритель, называемый Большим Адронным Коллайдером Европейской лаборатории физики элементарных частиц близ Женевы (CERN) будет работать для этого более десяти лет. По меньшей мере, должна быть обнаружена единственная электрически нейтральная скалярная частица.

Объединение разнородных явлений в одной теории уже долгое время является центральной темой физики. Стандартная Модель физики частиц успешно описывает три (электромагнетизм, слабые и сильные взаимодействия) из четырех известных науке сил, но впереди еще окончательное объединение с общей теорией относительности, которая описывает гравитацию и природу пространства и времени (таблица 5.2).

Таблица 5.2

электричество	электромагнетизм	электрослабое взаимодействие	Стандартная Модель	?
магнетизм				
свет				
бета распад	слабое взаимодействие			
нейтрино				
протоны	сильное взаимодействие			
нейтроны				
пионы				
земное притяжение	универсальная гравитация		Общая Теория Относительности	
небесная механика				
	геометрия пространства-времени			

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы закончили изучение последнего и наиважнейшего раздела курса общей физики «Атомная и ядерная физика. Физика элементарных частиц». Из пройденного материала видно, что среди всех дисциплин в вузе нет таких, которые могли бы сравниться с курсом физики по богатству и многообразию идей, методов исследования и фундаментальности изучаемых в нем достижений науки и техники.

В последние десятилетия мир переживает невиданную по своим масштабам и скорости осуществления научно-техническую революцию. Современная наука и техника, развивающаяся необыкновенно быстрыми темпами, приводит к резкому повышению требований, которые предъявляются к современному курсу физики в вузе. Эти требования находят свое выражение в повышении научно-технического уровня курса, внедрению инновационных технологий, направленных на развитие творческих способностей студентов, научного мышления и активизацию познавательной деятельности.

Данный краткий курс лекций охватил все основные разделы классической и современной физики. Мы изучили основы классической механики и, рассмотрев границы ее применимости, перешли к специальной теории относительности. Далее, были рассмотрены основы термодинамики и молекулярной физики, учение о электричестве и магнетизме, колебательные и волновые процессы, включая учение об электромагнитных волнах и оптику. Существенное место отведено квантовым свойствам излучения, основам квантовой оптики и элементам квантовой механики.

В конце курса мы разобрали вопросы, посвященные современным достижениям атомной физики, физики атомного ядра и элементарных частиц, и современным представлениям физической картины мира – это достижения физики XXI века. Они стали возможными благодаря быстрому расширению технических возможностей эксперимента и развитию квантовой механики, ее применениях к теории твердых тел, расчетам ускорителей ядерных и термоядерных реакторов, квантовых генераторов и усилителей и т.д.

Из сказанного ясно, какое значение имеет для будущего инженера изучение физики.

Сергей Иванович Кузнецов

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.  
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Учебное пособие.

Научный редактор: кандидат физико-математических наук доцент  
В.В. Ларионов

Компьютерный набор и верстка: Е.Ф. Перелыгин

Подписано к печати

Формат 60х84/16. Бумага офсетная.

Печать RISO. Усл. печ. л. 4,48 Уч.-изд. л. 4,1.

Тираж 150 экз. Заказ №      Цена свободная.

Издательство ТПУ. 634050, Томск, пр. Ленина, 30.