

Лекции по атомной и ядерной физике

Лекция 1.

Модель атома водорода по Н.Бору. Постулаты Бора. Уровни энергии атомы водорода. Спектральные серии атома водорода.

Лекция 2.

Элементы квантовой механики. Корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц. Опыт Девиссона и Джермера. Дифракция электронов на двух щелях. Физический смысл волн де Бройля.

Лекция 3.

Соотношение неопределенностей. Уравнение Шредингера.

Лекция 4.

Квантово-механическая частица в одномерном потенциальном ящике. Туннельный эффект.

Лекция 5.

Квантово-механическая модель атома. Атом водорода с позиции квантовой механики. Механический и магнитный моменты электрона в атоме. Смысл квантовых чисел. Вероятность нахождения электрона на заданном расстоянии от ядра. Опыт Штерна и Герлаха. Принцип Паули.

Лекция 6.

Строение и свойства ядер. Нуклоны. Дефект масс. Энергия связи ядра. Удельная энергия связи. Ядерные силы.

Лекция 7.

Ядерные реакции. Энергетический эффект ядерной реакции. Реакция деления тяжелых ядер. Ядерный реактор. Радиоактивный распад. Альфа-распад. Бета-распад. Термоядерная реакция.

Лекция 8.

Элементарные частицы. Античастицы. Виды взаимодействия элементарных частиц. Кварковая модель адронов. Проблема элементарных частиц.

Лекция 1. Модель атома водорода по Н.Бору

Согласно планетарной модели атома, предложенной Э.Резерфордом (E.Rutherford) в 1911 году, атом состоит из малого (диаметром порядка 10^{-15} м) массивного ядра, несущего заряд $+Ze$ (e – заряд электрона, Z – порядковый номер ядра), вокруг которого вращается Z электронов по круговым или эллиптическим орбитам. Диаметр атома порядка 10^{-10} м, что в 10^5 раз больше размеров ядра.

Рассмотрим планетарную модель простейшего атома – атома водорода. Ядро атома водорода представляет собой один протон. Электрон движется вокруг протона по круговой орбите под действием кулоновской силы притяжения к протону. Эта центральная сила равна

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2}, \quad (1)$$

где r – радиус круговой орбиты электрона. По второму закону Ньютона

$$m \frac{v^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2}, \quad (2)$$

где $\frac{v^2}{r} = a_{цс}$ – центростремительное ускорение.

На основании уравнения (2) кинетическая энергия электрона равна

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}. \quad (3)$$

Потенциальная энергия системы из двух частиц, заряженных разноименными одинаковыми по абсолютной величине зарядами (электрона и протона) равна

$$E_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}. \quad (4)$$

Знак «минус» в формуле (4) означает, что в данной системе действуют силы притяжения.

Полная энергия системы равна сумме кинетической и потенциальной энергий:

$$E = E_k + E_p = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r}. \quad (5)$$

Как следует из уравнения (5), полная энергия электрона равна по абсолютной величине кинетической и равна половине потенциальной.

Линейная скорость v электрона на орбите связана с частотой обращения ν :

$$v = 2\pi\nu r. \quad (6)$$

Подставляя это значение в уравнение (3), найдем частоту обращения электрона по орбите вокруг ядра:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m r^3}}. \quad (7)$$

Постулаты Н. Бора

Несмотря на определенные успехи в объяснении строения атома, достигнутые в рамках классической планетарной модели, она столкнулась с рядом непреодолимых противоречий. Так, согласно законам классической электродинамики:

- ◆ заряженная частица (электрон), движущаяся с ускорением (центростремительным), должна непрерывно излучать электромагнитную энергию;
- ◆ частота этого излучения должна быть равна частоте обращения электрона вокруг ядра.

Следовательно, в соответствии с этой моделью, энергия атома должна непрерывно уменьшаться, тогда как частота излучения непрерывно возрастать. Оптический спектр атома водорода в этом случае должен быть непрерывным. Спустя очень короткий промежуток времени (порядка 10^{-11} с) электрон должен был бы упасть на ядро, и атом прекратил бы свое существование. Но атом является устойчивой системой, а оптический спектр атома водорода дискретный (линейчатый), а не непрерывный.

Для устранения недостатков планетарной модели Н. Бор (N.Bohr) создал свою теорию водородоподобного атома, основанную на следующих постулатах:

1. Испускание или поглощение энергии атомом происходит не непрерывно, а только при переходе электрона из одного «стационарного» состояния в другое, т.е. с одной «стационарной» орбиты на другую. При движении электрона по «стационарным» орбитам электрон не излучает энергию.

2. При переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую излучается фотон с энергией, равной разности энергий электрона на верхнем и нижнем уровнях, и соответственно с частотой, определяемой формулой Планка

$$v = \frac{E_l - E_k}{h}, \quad (8)$$

где E_l – энергия электрона на орбите с номером l , E_k – то же на орбите с номером k ($l > k$). Если электрон поглощает энергию (например, квант света), то он переходит с более низкой орбиты на более высокую.

3. Из всех возможных орбит «стационарными» являются только те, для которых момент импульса электрона L кратен целому числу постоянных Планка

$$L = mvr = n\hbar, \quad (9)$$

где $\hbar = h / 2\pi$, h – постоянная Планка, $n = 1, 2, 3 \dots \infty$ – целое число.

Состояние с наименьшей энергией, соответствующее значению $n=1$, называется *основным состоянием*; состояния, соответствующие значениям $n = 2, 3, 4 \dots$, называются *возбужденными*.

Уровни энергии атома водорода

Решая совместно уравнения (2), (5), (9), получим выражение для полной энергии электрона в атоме водорода:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (10)$$

Уравнение (10) определяет *разрешенные* значения энергии электрона в атоме водорода. Число n принимает целые значения $n = 1, 2, 3, \dots \infty$. Таким образом, энергия электрона в атоме водорода может иметь не любые значения, а только *дискретный набор значений*, определяемых числом n , или, как говорят, энергия электрона *квантуется*.

Подставляя значения массы и заряда электрона, постоянных ε_0, \hbar в уравнение (10) и выражая энергию в *электронвольтах* (эВ) ($1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж), получим формулу

$$E_n = -13,6 \cdot \frac{1}{n^2}, \text{ эВ}. \quad (11)$$

Энергия *основного* состояния (при $n = 1$), равна $E_1 = -13,6$ эВ. На рис. 1 приведена диаграмма энергетических уровней электрона в атоме водорода, на которой горизонтальными прямыми отмечены разрешенные значения энергии. Все состояния с величиной $n = 1 \dots \infty$ являются *связанными*. При

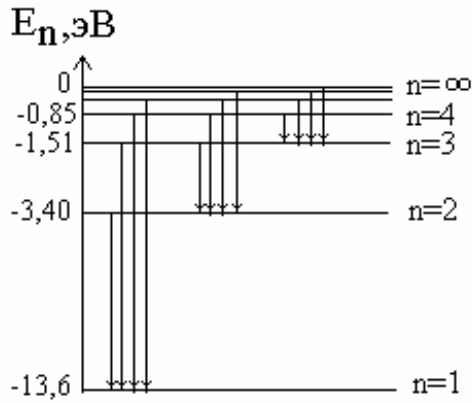


Рис.1

увеличении числа n энергетические уровни сближаются все больше и больше. При $n \rightarrow \infty E \rightarrow 0$. Энергетические состояния с энергией $E \geq 0$ соответствуют тому, что электрон становится свободным (не связанным с ядром).

Диаграмма энергетических уровней (рис.1) позволяет дать несколько важных определений.

Энергия возбуждения $E_{воз}$ – это энергия, которую необходимо сообщить электрону, чтобы он из основного состояния ($n = 1$) перешел в возбужденное. Например, $E_{воз} = 10,2$ эВ – энергия, необходимая для перехода электрона в состояние, соответствующее $n = 2$ (первое возбужденное состояние).

Энергия ионизации $E_{ион}$ – энергия, необходимая для отрыва электрона, находящегося в основном состоянии ($n = 1$), от ядра, т.е. для перевода электрона на уровень с $n = \infty$. Для атома водорода энергия ионизации равна 13,6 эВ.

Согласно постулату Бора, при переходе электрона из одного состояния (с большей энергией) в другое (с меньшей энергией) испускается фотон, частота которого определяется формулой (8). Учитывая выражение (10) для энергии электрона в атоме, получим выражение для частот испускаемых фотонов:

$$\nu_i = \frac{E_l - E_k}{h} = \frac{me^4}{64\pi^3\hbar^3\epsilon_0^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{l^2} \right), \quad (12)$$

или, соответственно, для длин волн испускаемых фотонов:

$$\frac{1}{\lambda_i} = \frac{me^4}{64\pi^3\hbar^3\epsilon_0^2c} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{l^2} \right) = Ry \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{l^2} \right), \quad (13)$$

где $Ry = 1,0974 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – так называемая *постоянная Ридберга*.

Таким образом, модель атома Н.Бора объясняет дискретный (линейчатый) характер спектра испускания атома водорода.

Спектральные серии атома водорода

На диаграмме энергетических уровней (рис.1) показаны возможные переходы электрона с верхних уровней на нижние. При каждом таком переходе излучается фотон с частотой, определяемой формулой (12), или длиной волны, определяемой формулой (13). Переходы электрона с различных верхних уровней на определенный нижний образуют так называемые *спектральные серии* атома водорода. Так, все переходы из состояний с $n = 2, 3, 4, \dots$ в состояние с $n = 1$ образуют так называемую *серию Лаймана* (ультрафиолетовое излучение). Все длины волн этой серии лежат в ультрафиолетовой области шкалы электромагнитных волн. Переходы из состояний с $n = 3, 4, 5, \dots$ в состояние с $n = 2$ образуют *серию Бальмера* (видимый свет). Переходы из состояний с $n = 4, 5, 6, \dots$ в состояние с $n = 3$ образуют *серию Пашена* (инфракрасное излучение). Длины волн всех остальных серий (переходы на уровни с $n = 4, 5$, и т.д.) лежат в инфракрасной области спектра электромагнитного излучения.

Лекция 2. Элементы квантовой механики

Корпускулярно – волновой дуализм микрочастиц

Фотоэффект, эффект Комптона, законы теплового излучения совершенно определенно указывают на корпускулярную природу электромагнитных волн, в частности, видимого света. Интерференция, дифракция и особенно поляризация столь же определенно свидетельствуют о волновой природе света. Отсюда следует вывод, что свет (и вообще любая электромагнитная волна) *сочетает как волновые, так и корпускулярные свойства*, т.е. обладает **корпускулярно – волновым дуализмом**.

Найдем связь между волновыми и корпускулярными характеристиками света. По формуле Планка энергия фотона равна

$$e = h\nu = h \frac{c}{\lambda}.$$

С другой стороны, по формуле Эйнштейна, выражающей эквивалентность массы и энергии, эта же энергия может быть связана с массой фотона:

$$\varepsilon = mc^2.$$

Приравнивая значения энергии и выражая длину волны фотона, получим:

$$\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{h}{p}, \quad (1)$$

где $p = mc$ – импульс фотона.

В 1924 г. Луи де Бройль (L. de Broglie) в своей диссертации «Исследования по теории квантов» предположил, что двойственная *корпускулярно – волновая* природа присуща не только свету, но и *всем материальным частицам*. Соотношение

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p}, \quad (2)$$

аналогичное уравнению (1), где $p = mv$ – импульс частицы, определяет длину волны любой частицы, движущейся со скоростью v . Волна, длина которой определяется уравнением (2), называется *волной де Бройля*.

Хотя в своих ранних работах Л. де Бройль рассматривал электроны, формула (2) справедлива для любых материальных тел. Почему же мы не наблюдаем их для макроскопических объектов, например, для летящей хоккейной шайбы? Рассчитаем соответствующую длину волны де Бройля.

Хоккейная шайба, пущенная сильным ударом, имеет скорость около 40 м/с, масса ее 0,2 кг, откуда длина волны де Бройля по формуле (2) $\lambda = 8,25 \cdot 10^{-35}$ м. Волновые свойства шайбы не проявляются просто потому, что их невозможно зарегистрировать. Вычисленная длина волны намного меньше не только размеров атома (диаметр атома порядка 10^{-10} м), но и размеров атомного ядра (диаметр ядра порядка 10^{-15} м)!

Однако движущийся с такой же скоростью электрон будет иметь длину волны $\lambda = 1,8 \cdot 10^{-5}$ м, которая уже может быть легко обнаружена и измерена экспериментально. Для электронов, ускоренных разностью потенциалов 100 – 10000 В, для тепловых нейтронов, для молекул водорода при комнатной температуре и других «медленных» микрочастиц длины волн де Бройля такого же порядка, что и длины волн мягких рентгеновских лучей. Поэтому волновые свойства таких частиц можно наблюдать, например, с помощью дифракции, аналогично дифракции рентгеновских лучей.

*Экспериментальное подтверждение гипотезы де Бройля.
Опыт Дэвиссона и Джермера*

Впервые гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально в опытах по дифракции электронов американскими физиками К. Дэвиссоном (C. Devisson) и Л. Джермером (L. Germer). Схема опыта представлена на рис.2. Параллельный моноэнергетический пучок электронов, получаемый с помощью электронно-лучевой трубки 1, направляется на мишень 2 (монокристалл никеля). Отраженные электроны улавливаются коллектором 3, соединенным с гальванометром. Коллектор можно устанавливать под любым углом относительно падающего луча.

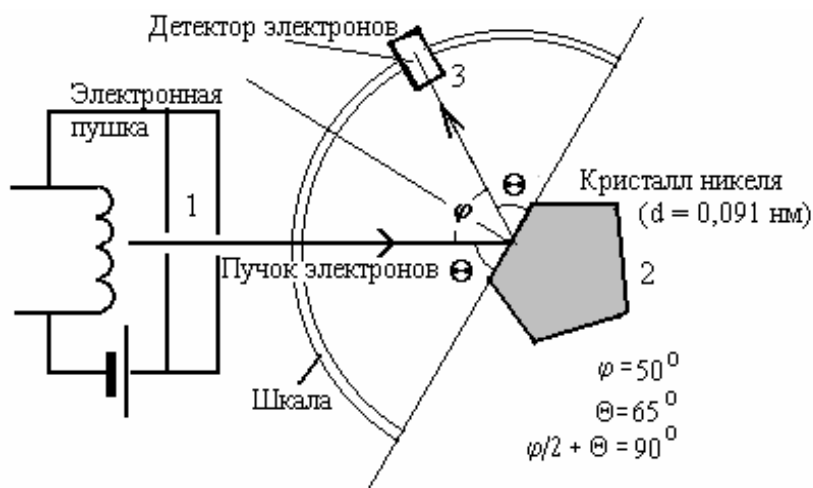


Рис. 2

Рассмотрим результаты опытов Дэвиссона и Джермера. Например, в одном из опытов наблюдалась дифракция электронов с энергией 54 эВ.

Первый дифракционный максимум наблюдался под углом $\varphi = 50^\circ$ (см. рис.2). Импульс электрона связан с его кинетической энергией формулой $p = \sqrt{2m_e E}$. Из формулы де Бройля определяем длину волны электронов:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} = 0,167 \text{ нм}.$$

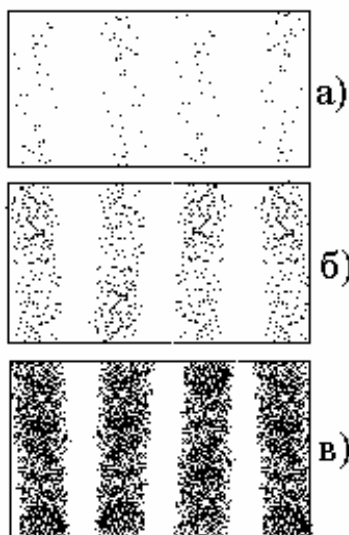
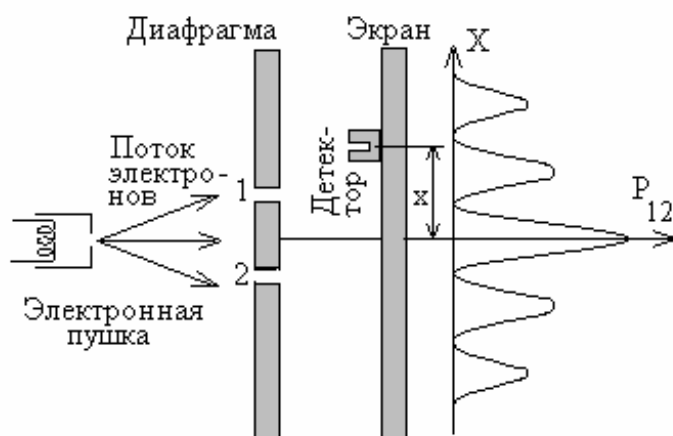
В то же время по формуле Брегга (см. п. 4.2.6) для максимума первого порядка при дифракции на кристалле никеля с периодом решетки $d = 0,091$ нм получаем:

$$\lambda = 2d \sin \theta = 0,167 \text{ нм}.$$

Оба результата хорошо совпадают, что подтверждает наличие волновых свойств у электронов.

Экспериментальная проверка волновой природы частиц продолжалась и в последующие годы. В 1928 – 30 гг. О. Штерн (O. Stern) и И. Эстерман (I. Estermann) провели опыты по дифракции атомов гелия, неона, молекул водорода и дейтерия на кристаллах.

Дифракция электронов на двух щелях



Наиболее наглядные экспериментальные результаты, подтверждающие волновую природу электронов, получены в опытах по дифракции электронов на двух щелях, выполненных впервые в 1961 г. К. Йёнсоном. Эти опыты – прямая аналогия опыта Юнга для видимого света. Схема опыта представлена на рис. 3. Поток электронов, ускоренных разностью потенциалов 40 кВ, после прохождения двойной щели в диафрагме попадал на экран (фотопластинку). В тех местах, где электроны попадают на фотопластинку, образуются черные пятна. В результате попадания большого числа электронов на фотопластинке наблюдается типичная интерференционная картина в виде чередующихся максимумов и минимумов, полностью аналогичная интерференционной картине для видимого света.

Рис. 4

Характерно, что все описанные результаты опытов по дифракции электронов наблюдаются и в том случае, когда электроны пролетают через экспериментальную установку “поодиночке”. Этого можно добиться при очень малой интенсивности потока электронов, когда среднее время пролета электрона от катода до фотопластинки меньше, чем среднее время между испусканием двух последующих электронов с катода. На рис. 4 показаны фотопластинки после попадания различного числа электронов (экспозиция возрастает от рис. 4а к рис. 4в). Последовательное попадание на фотопластинку все большего и большего количества одиночных электронов постепенно приводит к возникновению четкой дифракционной картины. Описанные результаты означают, что в данном эксперименте электроны, оставаясь частицами, проявляют также волновые свойства, причем эти волновые свойства присущи *каждому электрону в отдельности*, а не только системе из большого числа частиц.

Физический смысл волн де Бройля

Что же представляет собой электрон – волну или частицу? Ответ на этот вопрос таков – *ни то, ни другое*. В одних случаях электрон ведет себя как волна соответствующей длины (например, в опытах по дифракции), в других – как обычная частица (например, электроны в электронно – лучевой трубке). В отличие от механических волн, волна де Бройля *не является* распространением колебаний в какой-то упругой среде. Волна де Бройля – это математическая модель, описывающая поведение электронов в соответствующих условиях. После долгих дискуссий физики пришли к следующей интерпретации физического смысла волн де Бройля. Поведение микрочастиц носит *вероятностный характер*, а волна де Бройля – математический инструмент для расчета этой вероятности. В опытах по дифракции микрочастиц там, где интенсивность волн де Бройля максимальна, там вероятность обнаружить микрочастицу максимальна (дифракционный максимум). Наоборот, там, где интенсивность волн де Бройля минимальна, вероятность обнаружить микрочастицу минимальна (дифракционный минимум). Например, на рис. 3 показано распределение вероятности P_{12} попадания электронов в различные участки экрана на расстоянии x от центра. Максимальная вероятность соответствует дифракционному максимуму, нулевая вероятность – дифракционному минимуму. Более строго вероятность попадания микрочастицы в ту или иную область пространства рассчитывается с помощью так называемой *волновой, или пси-функции* (ψ - функции), описанной далее.

Лекция 3. Соотношение неопределенностей

В *классической механике* состояние материальной точки в каждый момент времени характеризуется ее координатами и импульсом (скоростью). Микрочастицы – электроны, протоны и т.п. – закономерностям классической механики не подчиняются. Мгновенные состояния микрочастицы нельзя характеризовать точными значениями ее координат и импульса. Причина в том, что поведение микрочастиц носит вероятностный характер, что проявляется в наличии у таких частиц волновых свойств. Бессмысленно говорить о *длине* волны в данной *точке* (точка не имеет размеров), а поскольку импульс частицы выражается через длину волны, то отсюда следует, что частица с *определенной* координатой имеет *совершенно неопределенный* импульс!

Как же характеризовать состояние микрочастиц?

Одним из основных положений квантовой механики является *соотношение неопределенностей*, которое было сформулировано в 1927 г. В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) и явилось важным шагом в интерпретации закономерностей микромира. Соотношение неопределенностей имеет вид (в проекциях на координатные оси):

$$\begin{cases} \Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar, \\ \Delta y \cdot \Delta p_y \geq \hbar, \\ \Delta z \cdot \Delta p_z \geq \hbar, \end{cases} \quad (16)$$

где $\hbar = h / 2\pi$. Соотношение неопределенностей определяет допустимый принципиальный предел неточностей координат Δx , Δy , Δz и значений проекций импульсов Δp_x , Δp_y , Δp_z , которые характеризуют состояние микрочастицы. Чем точнее определена координата x (малое значение Δx), тем с меньшей точностью возможно охарактеризовать проекцию импульса p_x (большое значение Δp_x), и наоборот.

Физический смысл соотношения неопределенностей Гейзенберга отражает тот факт, что в природе *объективно* не существует состояний частиц с точно определенными значениями обеих переменных x и p_x , y и p_y , z и p_z .

В частном случае неопределенность импульса может равняться нулю (импульс известен точно). Так будет, например, в случае плоской монохроматической волны де Бройля, характеризующей данную частицу: $\lambda = h/p$. Но тогда, согласно соотношению неопределенностей, $\Delta x = \infty$, т.е. о месте, где будет локализована частица, ничего сказать нельзя. Частица с равной вероятностью может быть обнаружена в любой точке пространства от $x = -\infty$ до $x = \infty$. Действительно, монохроматическая волна (волна с точно определенной длиной λ) простирается от $-\infty$ до $+\infty$.

Соотношение неопределенностей может быть записано и для другой пары переменных, характеризующих состояние микрочастицы - для энергии E и времени t :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar ,$$

где Δt – время пребывания частицы в состоянии с энергией E , ΔE - неопределенность величины энергии.

Еще раз подчеркнем, что соотношение неопределенностей не связано с несовершенством измерительной техники, а является *объективным свойством* материи: таких состояний микрочастиц, в которых и координата, и импульс частицы имеют определенное значение, просто *не существует* в природе.

Соотношение неопределенностей делает понятными многие особенности поведения микрочастиц и позволяет быстро и просто оценить параметры их состояния. Рассмотрим применение соотношения неопределенностей к описанию движения электрона в атоме водорода.

Будем считать, что электрон локализован в области пространства, размеры которой равны размерам атома. Тогда неопределенность координаты электрона можно принять равной радиусу атома: $\Delta x = r$. Отсюда, согласно уравнениям (16), неопределенность значения импульса электрона $\Delta p \geq h/2\pi r$. Очевидно, что значение самого импульса не может быть меньше его неопределенности, поэтому минимально возможное значение импульса электрона равно

$$p = \Delta p = \frac{h}{2\pi r} . \quad (17)$$

Уравнение (17) можно записать в виде $p \times r = h/2\pi$, или $mvr = \hbar$. Этот результат – не что иное, как условие стационарной орбиты электрона в атоме

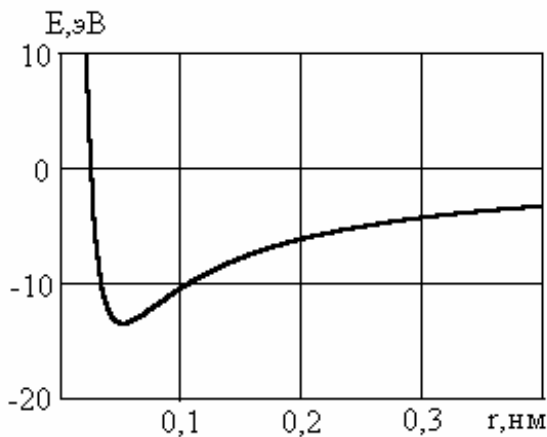


Рис. 5

водорода согласно постулатам Н. Бора. Но если Н. Бор ввел свои постулаты произвольно, и только для атома водорода, то мы получили это условие из общего универсального принципа – соотношения неопределенностей.

Оценим энергию электрона в атоме водорода. Энергия электрона складывается из кинетической энергии $E_k = p^2/2m$ и потенциальной энергии, которая на расстоянии r от ядра равна $E_p = -e^2/4\pi\epsilon_0 r$. Тогда полная энергия, с учетом уравнения

(17), равна

$$E = E_k + E_p = \frac{h^2}{4\pi^2 r^2 2m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (18)$$

Зависимость $E(r)$ представлена на рис.5. Как видим, зависимость имеет минимум при $r = r_0$. Величину r_0 легко найти, взяв производную от энергии E по координате r и приравняв ее нулю:

$$\frac{dE}{dr} = -\frac{h^2}{4\pi^2 r_0^3 m} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^2} = 0.$$

Отсюда

$$r_0 = \frac{h^2 \epsilon_0}{m\pi e^2} = 0,053 \text{ нм}. \quad (19)$$

Мы получили формулу и значение для радиуса первой «орбиты» электрона в атоме водорода. Подставляя значение r_0 в уравнение (5), находим выражение для минимальной энергии электрона в атоме водорода:

$$E_{\min} = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} = 2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} = 13,6 \text{ эВ}, \quad (20)$$

что совпадает со значением энергии электрона на первой «орбите» в атоме водорода по теории Н. Бора.

Полученные результаты имеют глубокий физический смысл. Согласно классическим представлениям, электрон будет иметь минимальную энергию, когда он упадет на ядро. Квантовая механика показывает, что энергия электрона минимальна, если он не «покоится на ядре», а движется в пределах сферы с радиусом r_0 , при этом его точное положение внутри данной сферы *принципиально* не может быть указано. При $r < r_0$ энергия электрона возрастает.

Из сопоставления уравнений (20) и (10) видно, что минимальная энергия E_{\min} , найденная с помощью соотношения неопределенностей, совпадает с минимальным значением энергии электрона в атоме водорода по теории Н. Бора. Однако еще раз подчеркнем, что наши результаты получены из *общего, универсального* принципа неопределенностей как *частный случай*, применительно к атому водорода, тогда как Н.Бор ввел свои постулаты произвольно и исключительно только для атома водорода.

Конечно, рассмотренная задача решена приближенно, тем не менее даже такое приближенное решение объясняет, почему электрон не падает на ядро, и позволяет правильно оценить размеры атома и минимальную энергию электрона.

Остановимся в заключение на смысле, вкладываемом в понятие «орбита электрона» в атоме. В отличие от теории Бора, в квантовой механике не существует *определенных* орбит электрона в атоме. Существование определенных орбит, т.е. *точно* известных расстояний электрона от ядра, противоречит соотношению неопределенностей. Под термином «орбита электрона» в квантовой механике понимается расстояние от ядра, на котором вероятность обнаружить электрон максимальна.

Уравнение Шрёдингера

Уравнение Шрёдингера названо в честь австрийского физика Эрвина Шрёдингера (E. Schrödinger). Это основной теоретический инструмент квантовой механики. В квантовой механике уравнение Шрёдингера играет такую же роль, как уравнение движения (второй закон Ньютона) в механике классической. Уравнение Шрёдингера записывается для так называемой Ψ - функции (пси - функции). В общем случае пси - функция – это функция координат и времени: $\Psi = \Psi(x,y,z,t)$. Если микрочастица находится в стационарном состоянии, то пси - функция не зависит от времени: $\psi = \psi(x,y,z)$.

В простейшем случае одномерного движения микрочастицы (например, только по оси x) уравнение Шрёдингера имеет вид:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi(x) = 0, \quad (21)$$

где $\psi(x)$ – пси - функция, зависящая только от одной координаты x ; m – масса частицы; \hbar - постоянная Планка ($\hbar = h/2\pi$); E – полная энергия частицы, U – потенциальная энергия. В классической физике величина $(E - U)$ равнялась бы кинетической энергии частицы. В квантовой механике вследствие соотношения неопределенностей (см. п. 5.2.2) понятие кинетической энергии лишено смысла. Заметим, что потенциальная энергия U – это характеристика *внешнего силового поля*, в котором движется частица. Это величина вполне определенная. Она также является функцией координат, в данном случае $U = U(x,y,z)$.

В трехмерном случае, когда $\psi = \psi(x,y,z)$, вместо первого слагаемого $\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}$ в уравнении Шрёдингера следует записать сумму трех частных производных от пси-функции по трем координатам.

Для чего применяется уравнение Шрёдингера? Как уже отмечалось, это основное уравнение квантовой механики. Если его записать и решить (что вообще не простая задача) для конкретной микрочастицы, то мы получим значение пси-функции в любой точке пространства, в котором движется частица. Что это дает? Квадрат модуля пси-функции $|\psi|^2$

характеризует *вероятность* обнаружения частицы в той или иной области пространства. Возьмем некоторую точку в пространстве с координатами x, y, z (рис.6). Какова вероятность обнаружить частицу в этой точке? Ответ: эта

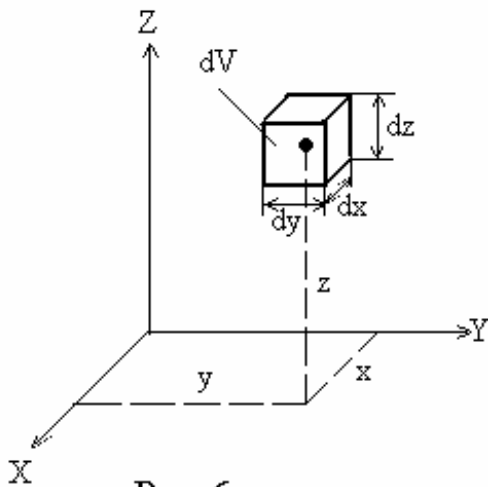


Рис.6

вероятность равна нулю! (точка не имеет размеров, попасть в точку частица просто физически не может). Значит, вопрос поставлен некорректно. Поставим его иначе: какова вероятность обнаружить частицу в малой области пространства объемом $dV = dx dy dz$ с центром в выбранной точке? Ответ:

$$dP = \psi^2(x, y, z)dV, \quad (22)$$

где dP – элементарная вероятность обнаружить частицу в элементарном объеме dV . Уравнение (22) справедливо

для действительной пси-функции (она может быть и комплексной, в этом случае в уравнение (22) надо подставлять квадрат модуля пси-функции). Если область пространства имеет конечный объем V , то вероятность P обнаружить частицу в этом объеме находится интегрированием выражения (22) по объему V :

$$P = \int_V \psi^2(x, y, z)dV. \quad (23)$$

Напомним, что вероятностное описание движения микрочастиц – основная идея квантовой механики. Таким образом, с помощью уравнения Шрёдингера решается основная задача квантовой механики: описание движения исследуемого объекта, в данном случае квантово-механической частицы.

Отметим еще ряд важных обстоятельств. Как видно из формулы (21), уравнение Шрёдингера является дифференциальным уравнением второго порядка. Следовательно, в процессе его решения появятся две произвольные постоянные. Как их найти? Для этого используют так называемые *граничные условия*: из конкретного содержания физической задачи должно быть известно значение пси-функции на границах области движения микрочастицы. Кроме того, используется так называемое *условие нормировки*, которому должна удовлетворять пси-функция:

$$\int_V \psi^2(x, y, z)dV = 1. \quad (24)$$

Смысл этого условия прост: вероятность обнаружить частицу хоть где-нибудь внутри области ее движения есть достоверное событие, вероятность которого равна единице.

Именно граничные условия наполняют решение уравнения Шрёдингера физическим смыслом. Без этих условий решение уравнения есть чисто математическая задача, лишенная физического смысла. В следующем разделе на конкретном примере рассмотрено применение граничных условий и условия нормировки при решении уравнения Шрёдингера.

Лекция 4. Квантово-механическая частица в одномерном потенциальном «ящике»

Потенциальным «ящиком» называют потенциальную яму с вертикальными стенками (рис. 7). Область пространства с координатами от x_1 до x_2 на рис. 7 и есть потенциальный «ящик». В реальной действительности такая ситуация наблюдается, например, для электронов в металле: внутри металла они свободны, но чтобы покинуть металл, электроны должны совершить работу выхода $A_{\text{вых}}$, равную

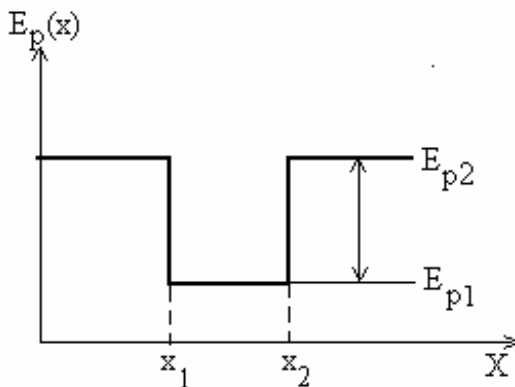


Рис. 7

$$A_{\text{вых}} = E_{p2} - E_{p1}.$$

Рассмотрим простейший пример решения уравнения Шрёдингера для частицы, находящейся в потенциальном ящике с бесконечно высокими стенками (т.е. на границах ящика $E_p \rightarrow \infty$, рис.8). Это, безусловно, идеализация. В действительности стенки ящика будут всегда конечной высоты. Однако на данной модели наиболее просто

показать, что дает решение уравнения Шрёдингера. Итак, рассмотрим одномерный потенциальный ящик с бесконечно высокими стенками (рис.8). Ширина ящика l . Внутри ящика $E_p = 0$, т.е. *частица свободна*. Уравнение Шрёдингера для этого случая примет вид (см. п. 5.3.1):

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi(x) = 0. \quad (25)$$

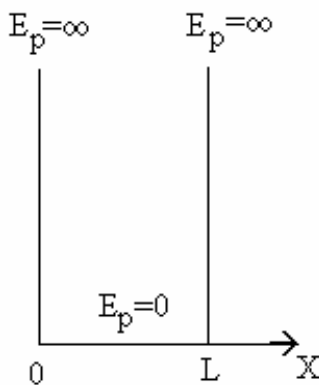


Рис. 8

Граничные условия:

- 1) при $x = 0$ $\psi(0) = 0$,
- 2) при $x = l$ $\psi(l) = 0$.

(26)

Смысл этих условий прост: частица не может находиться на стенках ящика, так как значение $E_p = \infty$ не имеет физического смысла.

Условие нормировки:

$$\int_0^l \psi^2(x) dx = 1. \quad (27)$$

Смысл его: частица достоверно находится внутри ящика, т.е. в области координат $0 < x < l$.

Уравнения (25) – (27) полностью описывают поставленную задачу.

Решим уравнение (25). Обратите внимание, что по форме оно полностью совпадает с дифференциальным уравнением гармонических колебаний (см. п. 1.6.3). Следовательно, и решения этих уравнений будут одинаковы:

$$\psi(x) = A \sin\left(\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \cdot x + \alpha_0\right). \quad (28)$$

Математически задача решена, но физического содержания решение еще не получило. Необходимо, во-первых, определить две произвольные постоянные A и α_0 . Значение α_0 находим сразу из первого граничного условия: $\psi(0) = 0$, откуда $\alpha_0 = 0$. Величину A найдем из условия нормировки, но сделаем это позднее. Осталось неиспользованным второе граничное условие $\psi(l) = 0$. Это возможно, если аргумент у синуса кратен π :

$$\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \cdot l = n\pi, \quad (29)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$. Значение $n = 0$ лишено физического смысла, так как слева в уравнении (29) ни одна величина не равна нулю. Таким образом, мы пришли к выводу: решение уравнения Шрёдингера имеет физический смысл не при любых значениях энергии, а только при таких, когда выполняется условие (29), т.е. при

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot n^2, \quad (30)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$. Подставив в уравнение (28) $\alpha_0 = 0$ и $\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} = \frac{n\pi}{l}$,

получим

$$\psi(x) = A \sin n\pi \frac{x}{l}. \quad (31)$$

Из условия нормировки пси-функции найдем значение A :

$$A^2 \int_0^l \sin^2 n\pi \frac{x}{l} dx = 1,$$

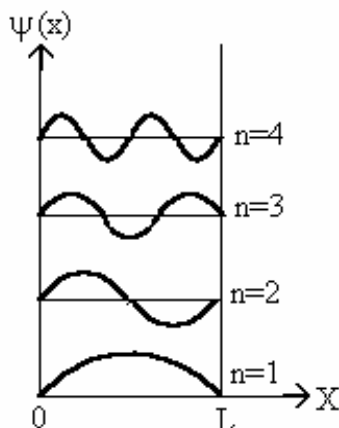


Рис. 9

откуда $A = \sqrt{\frac{2}{l}}$. Окончательно имеем набор пси-функций, зависящих от параметра n :

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin n\pi \frac{x}{l}. \quad (32)$$

Вид первых трех пси-функций представлен на рис. 9.

Величина n характеризует значение энергии частицы и называется *квантовым числом*, так как энергия принимает дискретные значения, или, как говорят, *квантуется*.

На рис.10 показано распределение вероятности $\frac{dP}{dx} = \psi^2(x)$ нахождения частицы в той или иной области ящика при различных значениях квантового числа n .

Подведем итог. Что мы получили в результате решения уравнения Шрёдингера? *Во-первых, набор пси-функций, зависящих от квантового числа n . Во-вторых, значения энергии E , при которых решение уравнения Шрёдингера имеет физический смысл. В-третьих, распределение вероятности обнаружения частицы в различных точках оси x внутри ящика.*

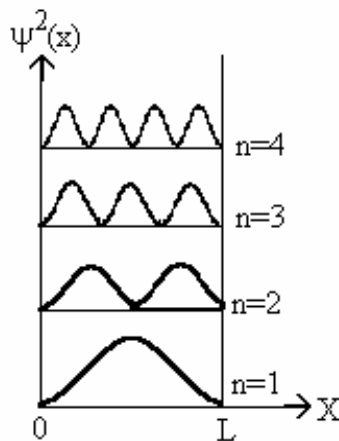


Рис.10

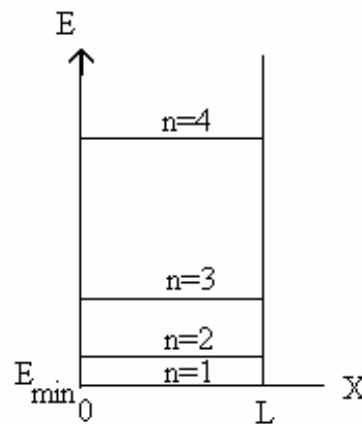


Рис.11

Подобные же результаты получаются при решении уравнения Шрёдингера и в других случаях, например, для атома водорода.

Остановимся подробнее на условии (30):

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \cdot n^2.$$

Оно означает, что энергия частицы внутри ящика с бесконечно высокими стенками может принимать не любые значения, а только *дискретный ряд значений*, пропорциональных квадрату числа n . Иными словами, энергия частицы квантуется. На рис. 11 показаны разрешенные уровни значений

энергии E . Отметим, что $E_{\min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} \neq 0$. Найдем относительное изменение энергии при переходе с одного уровня на соседний:

$$\frac{E_{n+1} - E_n}{E_n} = \frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{\frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} [(n+1)^2 - n^2]}{\frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2} = \frac{2n+1}{n^2} = \frac{2}{n} + \frac{1}{n^2}. \quad (33)$$

Очевидно, что при $n \rightarrow \infty \frac{\Delta E_p}{E_p} \rightarrow 0$, т.е. энергия изменяется непрерывно.

Это соответствует *переходу к классической физике*. Кстати, при $n \rightarrow \infty$ число максимумов на рис. 10 будет очень велико, они будут располагаться столь тесно, что вероятность будет практически постоянна вдоль оси x , как это и считается в классической физике.

Отметим, что условие квантования мы получили из граничного условия $\psi(l) = 0$. Если $l \rightarrow \infty$, т.е. область движения частицы неограничена, то изменение энергии $\Delta E \rightarrow 0$ (см. уравнение (33)), т.е. энергия изменяется непрерывно, никакого квантования нет. Это еще раз говорит о том, что в макромире квантово-механические эффекты не проявляются, они наблюдаются только в микромире.

Условие квантования энергии имеет простой смысл: на длине ящика должно уложиться целое число длин волн де Бройля. Действительно,

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{h}{\sqrt{2m \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ml^2} n^2}} = \frac{2l}{n},$$

откуда $l = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ (см. рис.9). Любые другие состояния невозможны.

Туннельный эффект

Туннельным эффектом называется прохождение микрочастицы сквозь потенциальный барьер. Потенциальный барьер – увеличение потенциальной энергии в некоторой области пространства, «горка» на потенциальной кривой (см. п. 1.3.6). На рис. 12 изображен прямоугольный потенциальный барьер шириной d . Если частица находится в области координат $0 < x < x_1$ и имеет полную энергию E (рис. 12), то по законам классической физики она не может

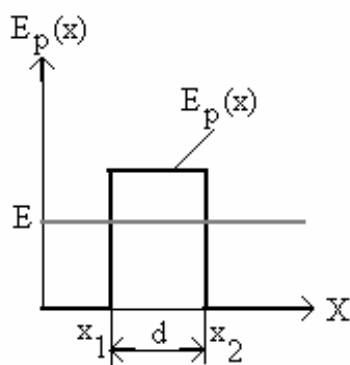


Рис. 12

преодолеть изображенный на рис. 12 потенциальный барьер, так как в области $x_1 < x < x_2$ полная энергия меньше потенциальной, следовательно, кинетическая энергия $E - E_p < 0$, что бессмысленно.

Рассмотрим такой мысленный эксперимент, который, впрочем, каждый легко может проделать реально. Возьмем мяч и бросим его в стенку. Мяч не пробьет стенку, а отскочит назад. Почему? Его энергия мала для пробивания стены. Если вместо мяча пробивать стену снарядом, то результат эксперимента будет положительный (снаряд пробьет стену), так как у снаряда достаточно энергии. Этот эксперимент - наглядная иллюстрация ситуации, изображенной на рис. 12. Для мяча полная энергия E меньше

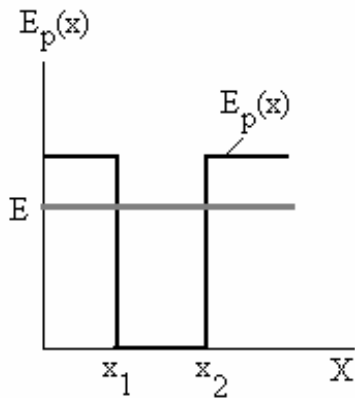


Рис.13

высоты барьера, для снаряда – больше. Таким образом, в классической механике туннельный эффект невозможен. Для квантово-механической частицы возможно прохождение «сквозь» барьер, даже если высота этого барьера больше её полной энергии. Частица как бы проходит сквозь открывшийся для нее «туннель» в стене, откуда и название эффекта. Таким образом, туннельный эффект – явление чисто квантовомеханическое и объясняется законами квантовой механики. Для объяснения туннельного эффекта рассмотрим частицу, находящуюся в потенциальном ящике со

стенками конечной высоты, в отличие от примера, рассмотренного в п. 5.3.2, где высота стенок была бесконечной. Такой ящик изображен на рис. 13. Частица находится в области координат $x_1 < x < x_2$, причем её полная энергия меньше высоты стенок ящика $E < E_p$. Есть ли вероятность выхода частицы из такого ящика? Ответ может дать решение уравнения Шрёдингера. Запишем его для области $x > x_2$:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (E - E_p)\psi(x) = 0.$$

Решение имеет вид (можно проверить подстановкой):

$$\psi(x) = Ae^{-\alpha x}, \quad (34)$$

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(E_p - E)}{\hbar^2}}. \quad (35)$$

Таким образом, имеется конечная, отличная от нуля вероятность нахождения частицы в области координат $x > x_2$, т.е. за пределами ящика, хотя её энергия и меньше высоты стенок. Поведение пси - функции, согласно

решению (34), показано на рис. 14. Пси - функция экспоненциально затухает при удалении от стенок ящика. А что будет, если стенки имеют конечную толщину d (пунктир на рис. 14)? Из рис. 14 наглядно видно, что есть вероятность обнаружить частицу справа от барьера, т.е. частица имеет какую-то вероятность пройти «сквозь» барьер.

Для прямоугольного барьера поведение пси - функции изображено на рис. 15.

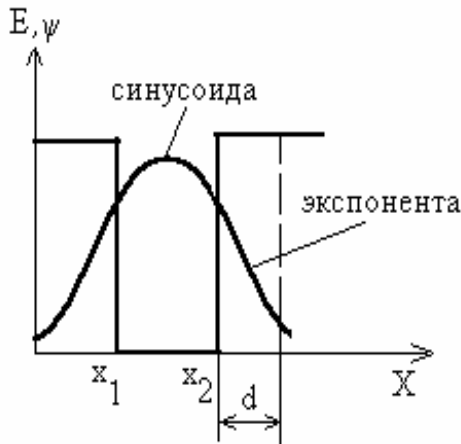


Рис.14

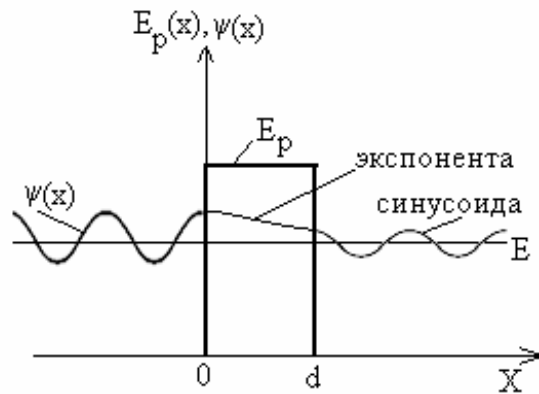


Рис.15

Туннельный эффект принято характеризовать так называемым коэффициентом прозрачности барьера:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(E_p - E)}d} \quad (36).$$

Коэффициент прозрачности характеризует вероятность прохождения частицы сквозь барьер. Эта вероятность очень сильно зависит от толщины барьера d : чем толще барьер, тем меньше вероятность туннельного эффекта. Туннельный эффект используется в электронике (туннельные диоды, автоэлектронная эмиссия). Природа α -распада также связана с туннельным эффектом.

Лекция 5.

Квантово – механическая модель атома

Атом водорода с позиции квантовой механики

Если решить уравнение Шрёдингера для атома водорода, то результаты будут аналогичны полученным нами в п. 5.2.4, а именно:

1. *Набор пси-функций*, зависящих от некоторого параметра (числа) n , которое в данном случае называют *главным квантовым числом*. Оно может принимать значения $n = 0, 1, 2, \dots \infty$.

2. *Дискретный набор значений энергии*, при которых решение уравнения Шрёдингера имеет физический смысл:

$$E_n = - \frac{me^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (37)$$

Обратите внимание, что значения энергии отрицательны. Значения энергии по формуле (37) в точности совпадают со значениями энергии электрона в атоме водорода по теории Н. Бора.

Величины, стоящие в уравнении (37) перед множителем $1/n^2$, представляют собой набор констант, поэтому образуют также некоторую константу. Если выразить её в электронвольтах, то уравнение (37) примет вид:

$$E_n = - \frac{13,6}{n^2} \text{ (эВ)}. \quad (38)$$

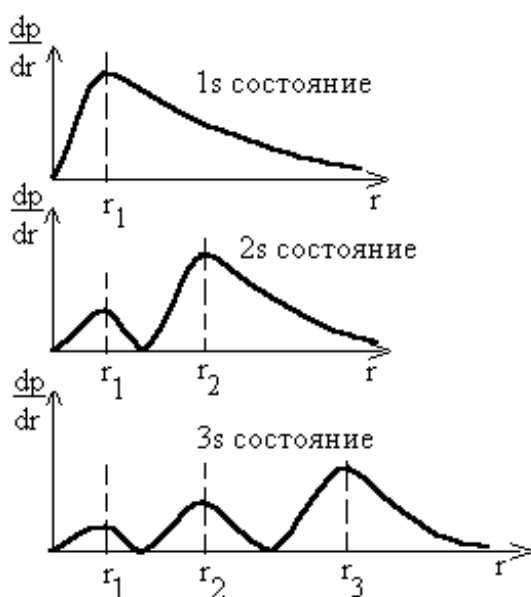


Рис. 16

Так как число n меняется от 1 до ∞ , то минимальное значение энергии $E_{min} = -13,6$ эВ, максимальное (при $n \rightarrow \infty$) $E_{max} = 0$. Последний случай соответствует *свободному* электрону, т.е. электрону, покинувшему атом. Атом при этом превращается в ион. Таким образом, для ионизации атома водорода, т.е. для удаления электрона, требуется энергия 13,6 эВ. Её называют *энергией ионизации*.

В соответствии с принципами квантовой механики понятие «орбита электрона» в атоме лишено

смысла. Орбита – это *определенное* расстояние от ядра, т.е. *определенная* координата, что противоречит соотношению неопределенностей. Как же характеризовать движение электрона?

Набор пси-функций дает *распределение вероятности* нахождения электрона на том или ином расстоянии от ядра. На рис.16 приведены некоторые случаи распределения вероятности $\frac{dP}{dr}$ (r – расстояние от ядра).

Видим, что при некоторых значениях координаты r вероятность максимальна. Эти расстояния можно определить обычными методами поиска экстремумов функции. Значения координаты r , при которых вероятность максимальна, оказываются в точности равными боровским радиусам орбит электрона в атоме водорода:

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} \cdot n^2. \quad (39)$$

Таким образом, в квантово - механической теории атома водорода формула (39) для радиусов орбит электрона определяет *наиболее вероятное расстояние электрона от ядра*, хотя в принципе электрон может находиться на любом расстоянии $0 < r < \infty$.

Механический и магнитный моменты электрона в атоме

Электрон в атоме движется вокруг ядра. В классической физике движению точки по окружности соответствует *момент импульса* $L = mvr$, где m – масса частицы, v – её скорость, r – радиус траектории. В квантовой механике эта формула неприменима, так как неопределены одновременно радиус и скорость. Но сама величина момента импульса существует. Как его определить? Из квантово-механической теории атома водорода следует, что модуль момента импульса электрона может принимать следующие *дискретные* значения:

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \quad (40)$$

где l – так называемое *орбитальное квантовое число*, $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$. Таким образом, момент импульса электрона, как и энергия, *квантуется*, т.е. принимает *дискретные значения*. Заметим, что при больших значениях квантового числа l ($l \gg 1$) уравнение (40) примет вид $L \approx l\hbar$. Это не что иное, как один из постулатов Н. Бора.

Из квантово-механической теории атома водорода следует еще один важный вывод: *проекция момента импульса электрона на какое-либо заданное направление в пространстве z* (например, на направление силовых линий магнитного или электрического поля) также *квантуется* по правилу:

$$L_z = m\hbar, \quad (41)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$ – так называемое *магнитное квантовое число*.

Электрон, движущийся вокруг ядра, представляет собой элементарный круговой электрический ток. Такому току соответствует магнитный момент p_m . Очевидно, что он пропорционален механическому моменту импульса L . Отношение магнитного момента p_m электрона к механическому моменту импульса L называется *гиромагнитным отношением*. Для электрона в атоме водорода

$$\frac{p_m}{L} = -\frac{e}{2m} \quad (42)$$

(знак минус показывает, что вектора магнитного и механического моментов направлены в противоположные стороны). Отсюда можно найти так называемый *орбитальный магнитный момент* электрона:

$$p_m = -\frac{e}{2m} L = -\frac{e\hbar}{2m} \sqrt{l(l+1)}. \quad (43)$$

Эта величина, как видим, также квантуется.

В формуле (43) величина $\frac{e\hbar}{2m}$ является константой. Обозначим её μ_B и назовем *магнетон Бора*. Магнетон Бора служит естественной единицей магнитного момента электрона, так как значения магнитного момента кратны величине μ_B :

$$p_m = -\mu_B \sqrt{l(l+1)}. \quad (44)$$

Смысл квантовых чисел

Состояние электрона в атоме определяется четырьмя квантовыми числами: n, l, m, m_s .

Главное квантовое число n определяет разрешенные значения энергии электрона в атоме водорода, или номер энергетического уровня, на котором находится электрон. Главное квантовое число n может принимать значения $n = 1, 2, 3, \dots \infty$.

Кроме этого, главное квантовое число определяет наиболее вероятное расстояние электрона от ядра (уравнение (39)).

Орбитальное квантовое число l определяет величину орбитального момента импульса электрона. Оно может принимать значения $l = 0, 1, 2, \dots (n-1)$. Система, находящаяся в состоянии с $l = 0$, обладает нулевым моментом импульса, и волновая функция (пси-функция) электрона обладает сферической симметрией. При значениях l , отличных от нуля, волновая функция не обладает сферической симметрией, и система имеет отличный от нуля момент импульса.

Третье квантовое число – *магнитное квантовое число m* – определяет проекцию орбитального момента импульса электрона на заданное

направление. Если имеется внешнее электрическое или магнитное поле, то проекция момента импульса электрона на направление силовых линий поля принимает значения $L_z = m\hbar$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$.

Отсюда следует, что момент импульса определенным образом ориентируется относительно внешнего поля, при этом угол ориентации задается выражением (рис. 17а)

$$\cos \theta = \frac{L_z}{L} = \frac{m}{\sqrt{l(l+1)}}.$$

В качестве примера на рис. 17б изображены возможные ориентации момента импульса электрона относительно внешнего поля для значения $n = 3$ и $l = 2$.

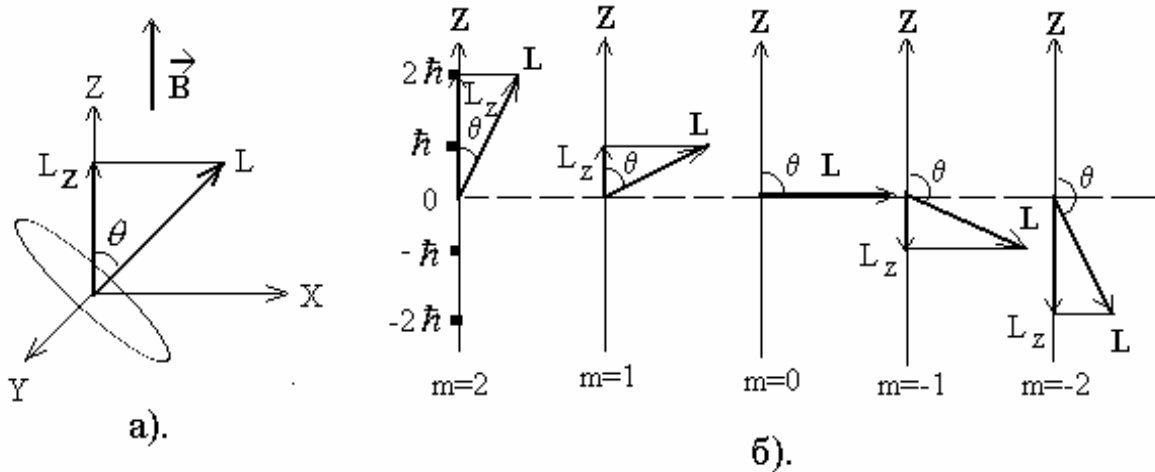


Рис.17

Вероятность нахождения электрона на заданном расстоянии от ядра

Вероятность нахождения электрона на том или ином расстоянии от ядра принято наглядно изображать с помощью так называемых *электронных облаков*. Чем плотнее (гуще) облако, тем больше вероятность нахождения электрона в данной области пространства. На рис. 18 изображены примеры электронных облаков. Не следует думать, что электрон «размазан» в пространстве и образует облако. Электрон представляет собой точечную частицу и занимает определенное положение в пространстве. Если бы можно было сфотографировать электрон с большой выдержкой, то те места, где он находится вероятнее всего (т.е. чаще всего, дольше всего), получились бы

более плотными, где вероятность меньше – более светлыми. Изображенные на рис. 18 электронные облака – такие воображаемые «фотографии».

Опыт Штерна и Герлаха

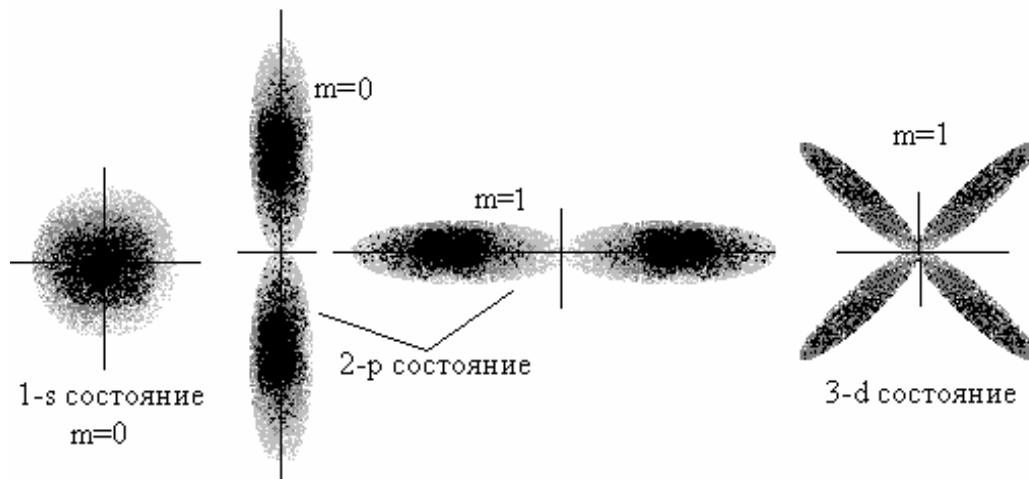


Рис.18

Экспериментальное измерение магнитных моментов атомов было осуществлено немецкими физиками О. Штерном (O.Stern) и В. Герлахом (W. Gerlach). Идея опытов основана на том, что на частицу, обладающую магнитным моментом, в неоднородном внешнем магнитном поле действует сила F . Экспериментальная трудность состоит в том, что необходимо получить магнитное поле с неоднородностью, ощутимой на расстояниях порядка размеров атома, т.е. примерно 10^{-10} м. Этого удалось добиться с помощью магнитов со специально подобранными полюсными наконечниками. В опыте Штерна и Герлаха, схема которого изображена на рис. 19, узкий пучок атомов серебра, испаряемых нагретым катодом K , пройдя через диафрагму B , попадает в сильно неоднородное магнитное поле между полюсами магнита и далее на фотопластинку P .

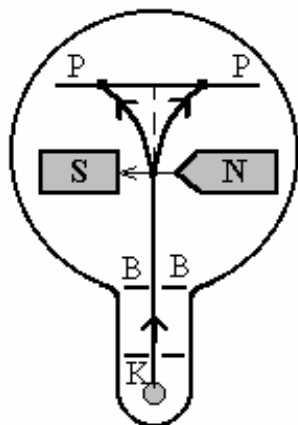


Рис. 19

Опыты Штерна и Герлаха обнаружили ошибочность классического предположения о том, что магнитный момент p_m и механический момент импульса L атома произвольно ориентируются относительно направления внешнего поля. Если бы момент импульса атома L (и его магнитный момент p_m) мог принимать произвольные ориентации в магнитном поле, то можно было бы ожидать непрерывного распределения атомов по пластинке P с большей плотностью попаданий в середину пластинки и меньшей плотностью на ее краях. Опыты, проведенные с атомами серебра и других элементов

периодической системы, привели к совсем иному результату. На фотопластинке получились лишь *две* узкие полосы – все атомы отклонялись в магнитном поле только в *двух* направлениях, что соответствует лишь *двум* возможным ориентациям магнитного момента во внешнем поле.

Важной особенностью атомов первой группы элементов таблицы Менделеева, с которыми ставились опыты Штерна и Герлаха, является то, что валентный электрон в основном состоянии атома имеет орбитальное квантовое число l , равное нулю, т.е. электрон находится в s -состоянии. Однако в состоянии с квантовым числом $l = 0$ орбитальный момент импульса электрона равен нулю, поэтому возникает вопрос об интерпретации результатов опытов Штерна и Герлаха.

Для объяснения результатов приходится предположить, что у электрона, помимо орбитального момента импульса L и соответствующего ему магнитного момента p_m , имеются *собственный механический момент импульса* L_s , называемый *спином* электрона, и соответствующий ему *собственный магнитный момент* p_{ms} . Из принципов квантовой механики следует, что спин должен быть квантован по закону

$$L_s = \sqrt{s(s + 1)},$$

где s – *спиновое* квантовое число. Проекция спина на ось z , совпадающую с направлением внешнего магнитного поля, также должна быть квантована, и вектор \vec{L}_s может иметь $(2s + 1)$ различных ориентаций во внешнем магнитном поле. Из опытов Штерна и Герлаха следует, что для спина электрона таких ориентаций существует всего *две*, так что $(2s+1)=2$, т.е. $s = \frac{1}{2}$.

Для атомов первой группы периодической системы, валентный электрон которых находится в состоянии с $l = 0$, момент импульса всего атома равен спину валентного электрона. Поэтому обнаруженное для таких атомов пространственное квантование момента импульса атома в магнитном поле явилось доказательством наличия у спина лишь *двух* ориентаций во внешнем поле.

По аналогии с пространственным квантованием орбитального момента импульса электрона \vec{L} проекция вектора \vec{L}_s на направление внешнего поля также должна быть квантованной величиной и определяться по формуле

$$L_{sz} = m_s \hbar,$$

где число m_s может принимать всего два значения: $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Таким образом, проекция спинового механического момента импульса на направление внешнего поля может принимать два значения:

$$L_{sz} = \pm \frac{1}{2} \hbar.$$

Принцип Паули

В 1925 году швейцарский физик В. Паули (V. Pauli) установил закон, называемый *принципом Паули*. Он гласит: в любой квантово-механической системе (в том числе в атоме) не может быть двух электронов, находящихся в одинаковых стационарных состояниях, определяемых одинаковым набором четырех квантовых чисел: главного n , орбитального l , магнитного m и спинового m_s .

Пользуясь принципом Паули, можно найти максимальное число электронов в атоме, имеющих заданные значения трех (n, l, m) , двух (n, l) и одного (n) квантовых чисел. Найдем максимальное число электронов $Z(n, l, m)$, находящихся в состояниях, определяемых набором трех квантовых чисел (n, l, m) , т.е. отличающихся лишь ориентацией спинов электронов. Так как число m_s может принимать значения $+\frac{1}{2}\hbar$ и $-\frac{1}{2}\hbar$, то, очевидно, имеем

$$Z(n, l, m) = 2.$$

Вычислим далее максимальное число электронов $Z(n, l)$, находящихся в состояниях, определяемых двумя квантовыми числами: n и l . Так как при заданном числовом значении l вектор момента импульса \vec{L} может иметь $(2l + 1)$ различных ориентаций в пространстве, то число таких электронов равно

$$Z(n, l) = 2(2l + 1).$$

Значения максимального числа электронов $Z(n, l)$ для различных значений квантового числа l приведены в таблице 1.

Найдем максимальное число $Z(n)$ электронов, находящихся в состояниях, определяемых заданным значением главного квантового числа n . Так как число l при заданном значении n изменяется от 0 до $(n - 1)$, то, суммируя $Z(n, l)$ по значениям l от 0 до $(n - 1)$, получим

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

Таблица 1

| | | | | | |
|--|-----|-----|-----|-----|-----|
| Значения орбитального квантового числа l | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 |
| Символ соответствующего | s | p | d | f | g |

| | | | | | |
|-------------------------------|---|---|----|----|----|
| состояния электронов | | | | | |
| Максимальное число электронов | 2 | 6 | 10 | 14 | 18 |

Принято говорить, что электроны в атоме, занимающие совокупность состояний с одинаковым значением главного квантового числа n , образуют *электронный слой* или *оболочку*. В зависимости от значений числа n различают следующие слои (оболочки): K ($n = 1$), L ($n = 2$), M ($n = 3$), N ($n = 4$) и т.д. по алфавиту.

В таблице 2 приведены значения максимального числа электронов, находящихся в состояниях, характеризуемых данными значениями главного n и орбитального l квантовых чисел.

Таблица 2

| Слой | Число электронов в состояниях | | | | | Максимальное число электронов |
|------|-------------------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|-------------------------------|
| | s ($l=0$) | p ($l=1$) | d ($l=2$) | f ($l=3$) | g ($l=4$) | |
| К | 2 | - | - | - | - | 2 |
| L | 2 | 6 | - | - | - | 8 |
| M | 2 | 6 | 10 | - | - | 18 |
| N | 2 | 6 | 10 | 14 | - | 32 |
| O | 2 | 6 | 10 | 14 | 18 | 50 |

Большим успехом физики явилось теоретическое истолкование периодической системы элементов Менделеева. Оно основано на следующих положениях:

1. Порядковый номер химического элемента равен общему числу электронов в атоме данного элемента.

2. Состояние электронов в атоме определяется набором четырех квантовых чисел n , l , m и m_s . Распределение электронов в атоме по энергетическим состояниям должно удовлетворять принципу минимума потенциальной энергии: с возрастанием числа электронов каждый следующий электрон должен занять разрешенное энергетическое состояние с минимальной энергией.

3. Заполнение электронами энергетических состояний в атоме должно происходить в соответствии с принципом Паули.

Лекция 6. Строение и свойства ядер

Нуклоны

Атомные ядра состоят из протонов и нейтронов. Эти частицы, входящие в состав ядра, принято называть *нуклонами* (от латинского *nucleus* – ядро). Число протонов, входящих в ядро, определяет величину его заряда и называется *зарядовым числом* Z . Зарядовое число равно порядковому номеру элемента в таблице Менделеева. Общее количество нуклонов в ядре равно *массовому числу* A . Разность $A - Z$ равна количеству нейтронов в ядре.

Протон имеет положительный электрический заряд, равный по величине заряду электрона, т.е. $+e$, нейтрон не имеет электрического заряда. Массы покоя протона m_p и нейтрона m_n почти равны: $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг, $m_n = 1,6750 \cdot 10^{-27}$ кг, т.е. масса нейтрона на 0,14% больше массы протона.

Нуклоны имеют спин $m_s = \frac{1}{2} \hbar$ и собственные магнитные моменты.

Между нуклонами в ядре действуют *ядерные силы*, характеризующиеся очень большой величиной (они гораздо сильнее электрических сил, не говоря уже о гравитационных) и малым радиусом действия. За размеры ядра принимают размеры той области пространства, в которой проявляется действие ядерных сил. Радиус ядра можно оценить по эмпирической формуле

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}},$$

где $R_0 \approx 1,25 \cdot 10^{-15}$ м. Таким образом, масса ядра, определяемая его массовым числом, пропорциональна объему: $V = \frac{4}{3} \pi R^3 \sim A$. Следовательно, плотность вещества во всех ядрах примерно одинакова и составляет $\rho_{\text{я}} \approx 10^{17}$ кг/м³. При такой плотности шар радиусом всего 250 м обладал бы массой, равной массе Земли.

Дефект масс

Масса ядра $m_{\text{я}}$ всегда *меньше* суммарной массы свободных нуклонов, образующих данное ядро, на величину

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}}. \quad (45)$$

Величина Δm называется *дефектом массы* ядра. В экспериментах легче измерить массу атома, чем массу ядра. В уравнении (45) массу ядра можно заменить массой атома, добавив к массе ядра массу всех электронов атома, а массу протона – массой атома водорода m_{H} :

$$\Delta m = [Zm_H + (A - Z)m_n] - m_a.$$

Энергия связи ядра

Атомное ядро представляет собой связанную систему нуклонов, удерживаемых ядерными силами. Для разделения ядра на отдельные нуклоны необходимо затратить энергию. Эта энергия называется *энергией связи* ядра и является характеристикой прочности ядра: чем больше энергия связи, тем прочнее ядро. Энергия связи является одной из важнейших характеристик атомных ядер.

Из закона сохранения энергии следует, что при образовании ядра из составляющих его нуклонов должна выделяться та же энергия, которую необходимо затратить при расщеплении ядра на отдельные нуклоны.

Между энергией и массой существует соотношение $E = mc^2$, вытекающее из специальной теории относительности. Энергию связи ядра $E_{св}$ можно выразить через дефект массы ядра Δm . С учетом уравнения (45) имеем:

$$E_{св} = \Delta mc^2 = c^2 [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a].$$

В ядерной физике принято массы ядер измерять в *атомных единицах массы* (а.е.м.), а энергию – в *мегаэлектронвольтах* (МэВ). 1 а.е.м. = $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг, $1 \text{ а.е.м.} \times c^2 = 931 \text{ МэВ}$. Таким образом, если энергию связи ядра выразить в мегаэлектронвольтах, а дефект массы – в а.е.м., то формула для расчета энергии связи ядра примет вид:

$$E_{св} = 931 [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a], \text{ МэВ.}$$

Удельная энергия связи ядра

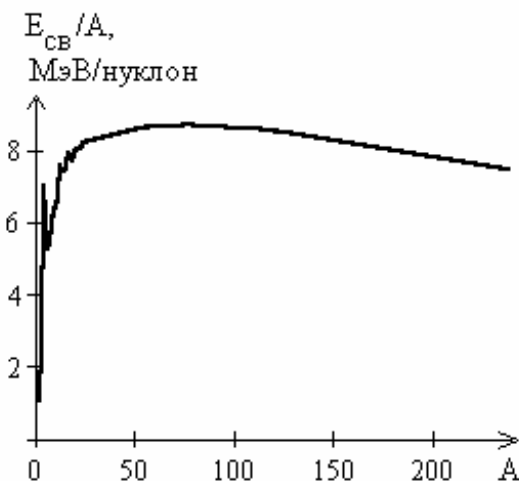


Рис.20

Удельной энергией связи ядра называется энергия связи, приходящаяся на один нуклон $E_{св}/A$. На рис. 20 представлен график зависимости удельной энергии связи от массового числа. Анализируя этот график, можно сделать следующие выводы:

1. Удельная энергия связи не является постоянной величиной для различных ядер, т.е. прочность связи нуклонов в различных ядрах различна. Наиболее прочно нуклоны связаны в ядрах с

массовыми числами в диапазоне примерно от 40 до 100. Для этой группы ядер удельная энергия связи равна примерно 8,7 МэВ/нуклон.

2. Удельная энергия связи ядер с массовым числом $A > 100$ уменьшается и для урана составляет 7,6 МэВ.

3. В легких ядрах удельная энергия связи уменьшается с уменьшением числа нуклонов в ядре. Характерным для кривой удельной энергии связи в этой группе ядер является наличие острых максимумов и минимумов. Максимальное значение удельной энергии связи приходится на ядра ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$, а минимальное – на ядра ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$.

Ядерные силы

Между нуклонами в ядре действуют силы притяжения – *ядерные силы*. Ядерные силы относятся, наряду с гравитационными и электромагнитными, к числу так называемых *фундаментальных сил* природы. В квантовой механике вместо понятия «сила» чаще используется понятие «взаимодействие». Синонимом выражения «ядерные силы» является выражение «*сильное взаимодействие*». Этим выражением подчеркивается тот факт, что ядерные силы гораздо более «сильные», чем электромагнитные и тем более гравитационные. Ведь ядерные силы удерживают в ядре одноименно заряженные протоны, которые по закону Кулона отталкиваются, и незаряженные нейтроны. Не будь ядерных сил, ядра разлетелись бы на отдельные нуклоны. Таким образом, ядерные силы самые «сильные» в природе.

Ядерные силы обладают рядом специфических свойств:

1. В отличие от электромагнитных и гравитационных сил, радиус действия которых равен бесконечности, ядерные силы являются короткодействующими, так как они очень быстро убывают с расстоянием. На расстояниях, превышающих примерно $r_0 \approx 10^{-15}$ м, ядерные силы становятся практически равными нулю. Величина r_0 называется *радиусом действия* ядерных сил.

2. Ядерные силы обладают свойством *насыщения*, заключающимся в том, что каждый нуклон в ядре взаимодействует лишь с определенным числом ближайших соседей.

3. Величина сильного взаимодействия зависит от взаимной ориентации спинов нуклонов.

4. Ядерные силы обладают свойством *зарядовой независимости*, выражающимся в том, что величина ядерных сил не зависит от электрического заряда взаимодействующих нуклонов.

Свойства насыщения и короткодействия ядерных сил объясняются их природой. Эти силы относятся к числу так называемых *обменных сил*, т.е. возникают между двумя частицами благодаря *обмену* третьей частицей. Такой частицей, выполняющей роль «переносчика» сильного взаимодействия, является π - мезон. Существует три типа π - мезонов: π^+ , π^- ,

π^0 – мезоны. Нуклон в ядре испускает π -мезон, который затем поглощается соседним нуклоном. В свою очередь, этот второй нуклон испускает π -мезон, который поглощается первым нуклоном. Обмен мезонами и приводит к взаимодействию между нуклонами.

Обмен π - мезонами можно выразить следующими реакциями:

$$p \leftrightarrow \pi^+ + n,$$

$$n \leftrightarrow \pi^- + p,$$

$$p \leftrightarrow \pi^0 + p,$$

$$n \leftrightarrow \pi^0 + n.$$

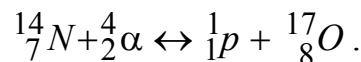
Таким образом, в ходе обмена π - мезонами протоны непрерывно превращаются в нейтроны, а нейтроны – в протоны. Поэтому в составе ядра вообще нет принципиальной разницы между протонами и нейтронами. Их можно рассматривать как два состояния одной частицы – нуклона.

Лекция 7. Ядерные реакции

Энергетический эффект ядерной реакции

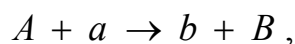
Атомные ядра способны вступать в соединения с другими ядрами, особенно легкими, такими, как *дейтон* ${}^2_1\text{H}$ (ядро изотопа водорода – дейтерия), *тритон* ${}^3_1\text{H}$ (ядро изотопа водорода – трития), α - частица (ядро атома гелия ${}^4_2\text{He}$), а также с другими легкими частицами. Соединение ядер с другими ядрами или частицами, а также распад ядер принято называть *ядерными реакциями*.

В общепринятой сокращенной форме записи ядерных реакций сначала пишут символ исходного ядра, затем в скобках записывают налетающую и образующуюся частицы и за скобками в конце – символ образовавшегося ядра. Например, запись ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, p){}^{17}_8\text{O}$ означает, что в данной ядерной реакции в результате бомбардировки ядра ${}^{14}_7\text{N}$ α -частицей образовались протон и новое ядро ${}^{17}_8\text{O}$:



В ядерных реакциях выполняются законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов (массового числа).

Рассмотрим некоторую ядерную реакцию, уравнение которой в общем виде запишем так:



где A и B – исходное и образовавшееся ядра соответственно, a и b – легкие частицы. Массы частиц и ядер, участвующих в реакции, обозначим соответственно m_A , m_a , m_B , m_b . Сумма масс частиц, вступающих в реакцию, $(m_A + m_a)$ не равна сумме масс частиц – продуктов реакции $(m_B + m_b)$. Величина

$$\Delta m = (m_A + m_a) - (m_B + m_b)$$

называется *дефектом масс* ядерной реакции, а величина

$$Q = c^2 \Delta m$$

называется *энергией* ядерной реакции или *тепловым эффектом* ядерной реакции. В общем случае

$$Q = 931 \left(\sum_i m_{i \text{ исх}} - \sum_j m_{j \text{ кон}} \right), \text{ МэВ},$$

где масса частиц и ядер выражена в *атомных единицах массы*.

Если $\Delta m > 0$, то тепловой эффект реакции положителен, и она идет с выделением энергии (экзотермическая реакция). Если $\Delta m < 0$, то тепловой эффект отрицателен и реакция может идти только с поглощением энергии (эндотермическая реакция).

Основные виды ядерных реакций рассмотрим в следующих разделах.

Реакция деления тяжелых ядер

Среди ядерных реакций особое место занимает реакция деления тяжелых ядер. Реакция деления впервые была осуществлена при бомбардировке ядер урана нейтронами. Образующиеся в результате деления продукты реакции радиоактивны. Сам процесс деления ядра сопровождается излучением нескольких (двух – трех) нейтронов, т.е. в результате реакции деления происходит лавинообразное увеличение числа нейтронов.

Распад ядра урана на два ядра – осколка сопровождается выделением большого количества энергии – примерно 200 МэВ на каждое распадающееся ядро. При делении всех ядер, содержащихся в 1 грамме урана, в миллионные доли секунды выделяется количество энергии, эквивалентное сгоранию 2,6 тонны угля.

В основе теории деления тяжелых ядер лежит капельная модель ядра, согласно которой ядро представляет собой как бы каплю заряженной жидкости. Как в капле обычной жидкости, поверхность ядра может колебаться. Ядро делится в том случае, если действие сил отталкивания между протонами превосходит силы притяжения между нуклонами. В тяжелых ядрах это возможно из-за большого числа протонов и больших размеров ядра. Напомним, что ядерные силы короткодействующие и при больших размерах ядра они не способны противостоять силам электрического отталкивания, действующим на любых расстояниях.

Ядра, для которых $(Z^2/A) > 17$, способны к реакции деления, причем чем больше параметр (Z^2/A) , тем легче должно делиться ядро. Для некоторых ядер для возбуждения реакции деления достаточно энергии связи нейтрона. Такие ядра испытывают процесс деления при проникновении в них даже тепловых (медленных) нейтронов. К числу таких ядер относятся ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. Ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ делятся только под действием *быстрых* нейтронов.

Для практического применения реакции деления тяжелых ядер важное значение имеет не только выделение большой энергии при каждом акте деления, но и появление при этом двух – трех нейтронов. Если каждый из этих нейтронов, взаимодействуя с ядрами делящегося вещества, вызовет в них процесс деления, то число актов деления со временем будет лавинообразно нарастать, а реакция деления превратится в *цепную реакцию*.

Однако не все образующиеся при делении ядер нейтроны захватываются соседними ядрами. Часть нейтронов захватывается неделящимися ядрами, часть вылетает из зоны реакции, не успев вступить в процесс деления, и т.д. Поэтому *непрерывным условием* возникновения цепной реакции является наличие массы делящегося вещества, превышающей некоторую минимальную, или *критическую* массу. Если масса вещества меньше критической, большая часть нейтронов покидает активную зону, не успев вступить в реакцию. Для уменьшения потерь нейтронов делящееся вещество окружают отражателем, который возвращает нейтроны в активную зону. В качестве отражателя чаще всего используют графит или тяжелую воду D_2O , в которой изотоп обычного водорода 1_1H заменен изотопом тяжелого водорода – дейтерием 2_1H .

Ядерный реактор

Устройство, в котором осуществляется *управляемая* цепная реакция деления тяжелых ядер называется *ядерным реактором*. На рис. 21 приведена схема ядерного реактора. В активной зоне реактора находятся кассеты с ядерным горючим и замедлитель нейтронов (тяжелая вода или графит). Активная зона окружена отражателем тепловых нейтронов. Далее находится защитный слой, предохраняющий персонал от действия нейтронов и гамма-лучей, выходящих из активной зоны реактора. Скорость протекания реакции регулируется с помощью регулирующих стержней, изготовленных из вещества, сильно поглощающего нейтроны (например, из бора или кадмия). При введении стержней в зону реакции усиливается поглощение нейтронов, и скорость реакции уменьшается, при выведении стержней – наоборот, скорость реакции увеличивается. Перемещение стержней осуществляется системой автоматического регулирования.

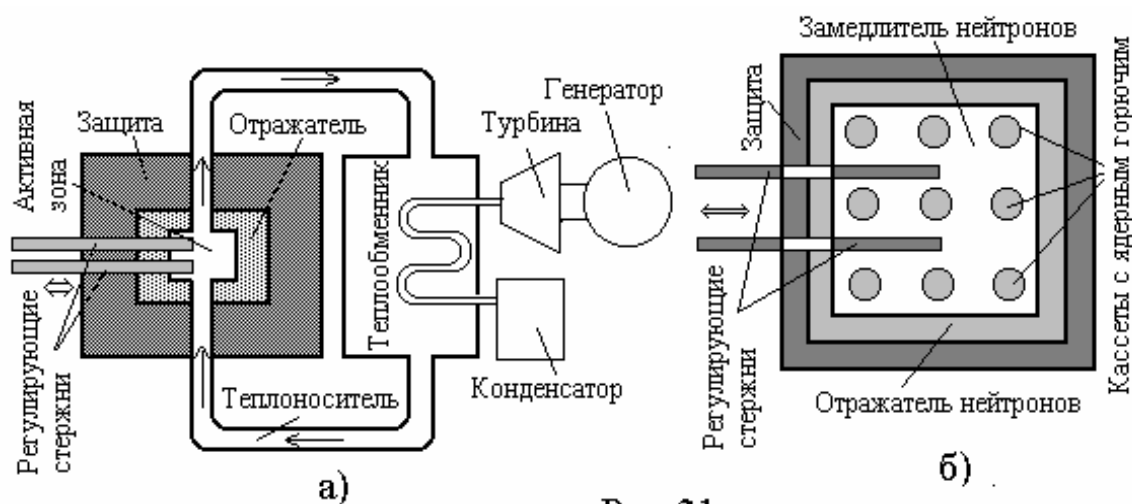
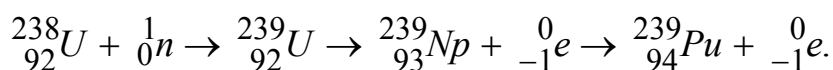


Рис. 21

Кроме реакторов на медленных (тепловых) нейтронах существуют реакторы на быстрых нейтронах. Примером реакторов такого типа являются *бридерные* реакторы (*бридеры*, или *реакторы – размножители*). В этих реакторах ядра сжигаемого ядерного горючего в процессе цепной реакции вновь превращаются в ядра делящихся изотопов, при этом количество образующегося горючего превосходит количество сжигаемого.

Активная зона реактора – размножителя заполняется природным ураном, обогащенным изотопом ${}^{235}_{92}\text{U}$. Замедлитель в таком реакторе отсутствует, и общий объем реактора невелик. В результате деления ядер изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$ образуются быстрые нейтроны, которые захватываются ядрами изотопа ${}^{238}_{92}\text{U}$ и превращают их в ядра изотопа ${}^{239}_{92}\text{U}$. Последние путем двух бета – распадов превращаются в ядра изотопа плутония ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ по схеме



Изотопы ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ по своей способности к делению не уступают изотопам ${}^{235}_{92}\text{U}$. На каждое деление ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ в среднем образуется 1,5 ядер ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Число вторичных нейтронов, испускаемых при делении ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$, равно 2,5, из них один нейтрон идет на поддержание цепной реакции в уране ${}^{235}_{92}\text{U}$.

Радиоактивный распад. Закон радиоактивного распада

Явление радиоактивного распада заключается в самопроизвольном (спонтанном) превращении атомных ядер некоторых элементов (например, урана тория, радия и др.) в ядра атомов других элементов с испусканием α - или β - частиц, сопровождающимся γ - излучением. α - частицы представляют собой ядра гелия ${}^4_2\text{He}$, β - частицы – электроны или позитроны (антиэлектроны), γ - лучи – это коротковолновое электромагнитное излучение, обладающее в бóльшей степени корпускулярными, чем волновыми свойствами (см. п. 5.6.8).

Радиоактивность наблюдается как у изотопов, встречающихся в природе в естественном состоянии (естественная радиоактивность), так и у искусственно полученных изотопов (искусственная радиоактивность).

Радиоактивное излучение производит ионизирующее действие на вещество (сюда относится и его биологическое действие), потемнение фотоэмульсии, вызывает свечение некоторых фосфоресцирующих веществ.

Радиоактивный распад – это свойство атомного ядра, определяющееся только его внутренним состоянием и не зависящее от внешних условий.

Поэтому для данного ядра вероятность распада в единицу времени λ является постоянной величиной. Следовательно, число ядер dN , распадающихся за время dt , определяется только общим количеством радиоактивных ядер N , имеющихся в данный момент времени:

$$dN = -\lambda N dt. \quad (46)$$

Знак «минус» указывает на то, что величина dN отрицательна, так как число нераспавшихся ядер N со временем убывает. Интегрируя уравнение (46), получаем

$$\ln N = -\lambda t + \ln c. \quad (47)$$

Используя начальное условие $N=N_0$ при $t=0$ и потенцируя, получим закон радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (48)$$

согласно которому число ядер радиоактивного изотопа уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону. Величина λ называется *постоянной радиоактивного распада*.

Продолжительность жизни радиоактивного изотопа характеризуется *периодом полураспада* $T_{1/2}$, равным времени, в течение которого распадается половина первоначального количества ядер данного радиоактивного изотопа. Из соотношения (48) имеем при $t = T_{1/2}$:

$$\frac{1}{2} = \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda T_{1/2}},$$

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

Периоды полураспада различных естественных изотопов весьма различны и меняются от долей секунд до сотен лет.

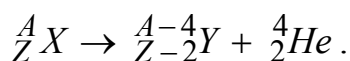
Количество ядер, распадающихся в единицу времени, называется *активностью* радиоактивного препарата $A = \left| \frac{dN}{dt} \right|$. Из соотношения (48) следует, что

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N. \quad (49)$$

В системе СИ активность измеряется в *Беккерелях (Бк)*: 1 Бк = 1 расп/с.

α - распад

α - распад – это самопроизвольное радиоактивное превращение материнского ядра в новое дочернее ядро с испусканием α - частицы. α - распад происходит по схеме



α - распад – достаточно распространенный ядерный процесс. Известно более 160 α - активных изотопов.

Энергия α - частиц всех радиоактивных изотопов заключена в узком интервале значений, лежащих около 6 МэВ. Энергетический спектр α - частиц дискретен, т.е. энергия α - частиц, испускаемых определенным радиоактивным изотопом, строго определенная.

Проходя через вещество, α - частица теряет свою энергию главным образом на ионизацию молекул вещества. Расстояние, проходимое α - частицей в веществе (длина пробега) в зависимости от плотности вещества, колеблется от сотых долей миллиметра до нескольких сантиметров.

Опыты по рассеянию α - частиц тяжелыми α - радиоактивными ядрами показали, что высота потенциального барьера для α - частиц, вылетающих из ядра, существенно превышает их энергию (рис. 22). Это невозможно объяснить с точки зрения классической физики. Однако с точки зрения квантовой механики существует вероятность прохождения α - частицы сквозь потенциальный барьер (туннельный эффект).

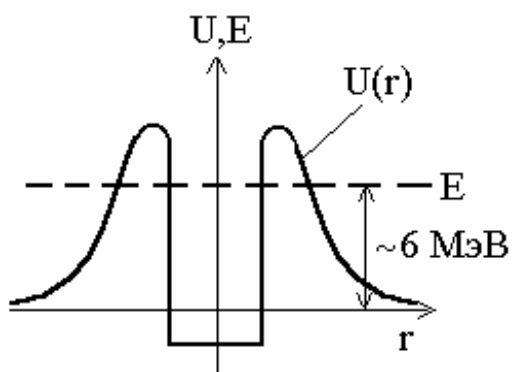
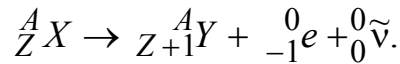


Рис.22

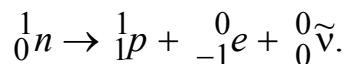
β - распад

Название « β - распад» объединяет три вида ядерных превращений: электронный (β^-) распад, позитронный (β^+) распад и электронный захват (К - захват).

Электронный, или β^- - распад, протекает по следующей схеме:

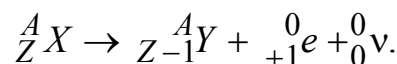


Символ $\tilde{\nu}$ обозначает *антинейтрино* – частицу с нулевым электрическим зарядом и очень малой, практически нулевой массой (символ $\bar{\nu}$ обозначает *античастицу*). При данном типе β - распада в ядре происходит превращение одного из нейтронов в протон с одновременным образованием электрона и антинейтрино, вылетающих из ядра:

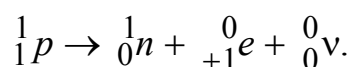


Необходимость участия в процессе β - распада антинейтрино обусловлена, в частности, законом сохранения момента импульса (спина). Дело в том, что все частицы, участвующие в процессе β^- - распада (нейтрон, протон, электрон и антинейтрино) имеют спиновое квантовое число $\frac{1}{2}$. Равенство спиновых квантовых чисел в левой и правой частях уравнения β - распада возможно только при противоположной ориентации спинов у двух из трех вновь образующихся частиц. При отсутствии нейтрино равенство спинов в правой и левой частях уравнения β - распада невозможно, так как у нейтрона спин равен $\frac{1}{2}$, а у протона и электрона в сумме – или 0 (противоположная ориентация спинов), или 1 (параллельная ориентация).

Позитронный, или β^+ - распад, происходит по схеме:

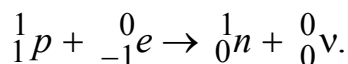


В данной реакции символом ν обозначено нейтрино. В этом случае один из протонов материнского ядра превращается в нейтрон с образованием позитрона и нейтрино:



Третий вид β - распада – электронный, или К-захват, заключается в том, что ядро захватывает один из электронов ближайшей к ядру электронной оболочки своего атома (обычно К-оболочки, редко – L-

оболочки). В результате один из протонов ядра превращается в нейтрон с образованием нейтрино:



На освободившееся место в электронной оболочке переходят электроны с вышележащих оболочек, в результате чего возникает рентгеновское излучение. В результате этого процесса образуется дочернее ядро с зарядовым числом на единицу меньше, чем у материнского ядра.

При *естественной* радиоактивности наблюдается лишь первый вид β -распада – электронный. Это объясняется тем, что масса и энергия покоя нейтрона больше массы и энергии покоя протона, поэтому возможно *самопроизвольное* превращение нейтрона в протон с образованием β -частиц и с выделением энергии.



Рис.23

В отличие от α -частиц, β -частицы имеют сплошной энергетический спектр. Наибольшая энергия, которую имеют β -частицы, возникающие при распаде ядра, называется верхней границей энергии β -спектра (рис.23). Сплошной спектр энергии β -частиц объясняется образованием антинейтрино (или нейтрино) в процессе β -распада, так как выделяющаяся при распаде энергия, равная разности энергий покоя

материнского и дочернего ядер, может по-разному распределяться между электроном и антинейтрино.

При движении в веществе β -частицы теряют свою энергию постепенно во многих последовательных столкновениях с атомами вещества, часть из которых приводит к ионизации атомов. Однако поскольку ионизирующая способность β -лучей примерно в 100 раз меньше, чем α -лучей, то и длина свободного пробега у β -частиц в веществе во столько же раз больше. В воздухе, например, β -частицы могут проходить расстояние до 8 метров.

Термоядерная реакция

Ядерная энергия может освобождаться не только при делении тяжелых ядер, но и при слиянии (синтезе) легких ядер в более тяжелые, причем в гораздо большем количестве (рис. 20). Однако слияние (синтез) легких ядер не происходит при обычных условиях, так как одноименно заряженные атомные ядра испытывают кулоновское отталкивание. Энергия такого отталкивания рассчитывается по формуле

$$U = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

где Z_1 и Z_2 – зарядовые числа ядер, r – расстояние между ними.

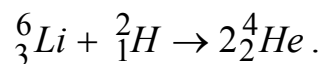
При сближении ядер до расстояния, соответствующего радиусу действия ядерных сил ($\sim 10^{-15}$ м) между ядрами возникает ядерное притяжение, по величине превышающее кулоновское отталкивание. В этом случае два ядра сливаются в одно с большей энергией связи и происходит высвобождение энергии.

Энергию, необходимую для слияния ядер, можно им сообщить либо путем их ускорения в ускорителях элементарных частиц, либо путем повышения температуры. Ускорить частицы до требуемых энергий на ускорителе легко, однако создать устройство, *производящее* таким образом энергию (т.е. ядерный реактор), невозможно. Причина в том, что на ускорение протонов приходится затрачивать значительно бóльшую энергию, чем её выделяется в результате малочисленных случаев синтеза ядер, вызванных ускоренными протонами.

Второй путь – нагревание водорода. При нагревании молекулы водорода сначала диссоциируют на атомы, которые в дальнейшем в результате столкновений превращаются в ионы, и при температуре порядка $2 \cdot 10^5$ К весь газ оказывается практически ионизированным, т.е. превращается в *плазму*. Нагретая до достаточно высокой температуры плазма благодаря реакции синтеза ядер является мощным источником энергии. Реакции синтеза, протекающие при высоких температурах, называются *термоядерными реакциями*. Примером термоядерной реакции является следующая:



В этой реакции выделяется энергия 17,6 МэВ. Другой пример термоядерной реакции:



В этой реакции выделяется энергия 22,4 МэВ.

Оценим температуру плазмы, при которой может происходить реакция синтеза гелия из дейтерия и трития (уравнение (50)). Для слияния в ядро гелия ядра дейтерия и трития должны преодолеть электрическое отталкивание и сблизится до расстояния примерно 10^{-15} м (радиус действия ядерных сил, см. п. 5.5.5). Для этого необходима энергия

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot \pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-15}} = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}.$$

Соответствующая температура $T = \frac{U}{k} = \frac{2,3 \cdot 10^{-13}}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ К}$ (k – постоянная Больцмана). За счет туннельного эффекта (см. п. 5.2.5) ядра

дейтерия и трития могут преодолеть потенциальный барьер и при более низких температурах. Эксперимент показывает, что реакция синтеза начинается уже при $T \approx 10^7$ К. Однако это все равно огромная температура, которая в естественных условиях встречается лишь внутри звезд. В земных условиях получить такую температуру можно только при взрыве атомной бомбы. Это неуправляемый вариант реакции синтеза, используемый в водородной бомбе.

Для промышленного использования энергии синтеза необходимо осуществить *управляемую* термоядерную реакцию. При успешном решении проблемы управляемой термоядерной реакции человечество было бы обеспечено практически неисчерпаемым источником энергии, превосходящим все остальные источники. Проблема управляемого термоядерного синтеза заключается не столько в создании условий, необходимых для протекания термоядерной реакции и интенсивного выделения энергии, сколько в *поддержании* этих условий.

Одна из технических проблем связана с тем, что нагретую плазму необходимо изолировать от стенок реактора, так как ни один материал не может выдержать температуру в десятки миллионов градусов. Плазму можно изолировать от стенок реактора с помощью сильных магнитных полей. В настоящее время наибольшие успехи в исследовании управляемого термоядерного синтеза получены на реакторах типа «Токамак» (по начальным слогам словосочетания «*тороидальная камера с магнитной катушкой*», которое отражает принцип действия этого реактора).

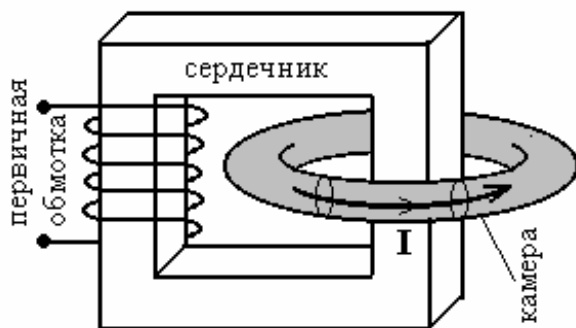


Рис.24

«Токамак» представляет собой, по сути дела, трансформатор, у которого вторичная обмотка имеет один виток (рис.24). Этот виток не что иное, как замкнутая кольцевая камера, имеющая форму тора (бублика). Камера заполнена смесью дейтерия и трития при низком давлении. При пропускании тока по первичной обмотке в камере происходит электрический пробой, газ ионизируется и становится проводящим. Протекающий в газе электрический ток нагревает его до высокой температуры. Вокруг протекающего в камере электрического тока возникает магнитное поле, силовые линии которого охватывают камеру. В результате возникающие силы Ампера, направленные внутрь плазменного шнура, сжимают его. Сжатие будет происходить до тех пор, пока давление, вызванное магнитными силами, не уравновесится обычным газокинетическим давлением частиц плазмы. В результате сжатия плазменный шнур изолируется от стенок камеры и, казалось бы, проблема решена. К сожалению, плазменный шнур находится в состоянии неустойчивого равновесия. При малейшем отклонении от равновесной

камере происходит электрический пробой, газ ионизируется и становится проводящим. Протекающий в газе электрический ток нагревает его до высокой температуры. Вокруг протекающего в камере электрического тока возникает магнитное поле, силовые линии которого охватывают камеру. В результате возникающие силы Ампера, направленные внутрь плазменного шнура, сжимают его. Сжатие будет происходить до тех пор, пока давление, вызванное магнитными силами, не уравновесится обычным газокинетическим давлением частиц плазмы. В результате сжатия плазменный шнур изолируется от стенок камеры и, казалось бы, проблема решена. К сожалению, плазменный шнур находится в состоянии неустойчивого равновесия. При малейшем отклонении от равновесной

конфигурации плазменного шнура (например, при изгибе) происходит изменение собственного магнитного поля, которое усиливает это отклонение, плазменный шнур теряет устойчивость, и реакция прекращается.

Лекция 8. Элементарные частицы

Элементарные частицы в точном значении этого термина – *первичные, неделимые* частицы, из которых состоит вся материя. Понятие «элементарная частица» трансформировалась по мере развития знаний о строении материи. На рубеже 19 – 20 веков мельчайшей частицей вещества (т.е. элементарной частицей) считался *атом* (по-гречески *ατομος* – ”неделимый”). В дальнейшем выявилась сложная структура атома, состоящего из ядра и электронов. В свою очередь ядра, как оказалось, также являются сложными структурами и состоят из протонов и нейтронов. В настоящее время считается, что протоны и нейтроны также состоят из более элементарных частиц – *кварков*. В строгом смысле именно кварки в настоящее время должны считаться элементарными частицами. Однако в современной физике термин «элементарные частицы» употребляется не в своем точном значении, а менее строго – для наименования большой группы мельчайших частиц материи, которые не являются атомами или атомными ядрами, т.е. объектами заведомо составной природы. В эту группу входят *протон (p), нейтрон (n), фотон (γ), π - мезоны* и другие частицы – всего более 350 частиц, в основном нестабильных. Очевидно, что при наличии такого большого числа элементарных частиц возникает необходимость их классификации.

В основу всякой классификации должен быть положен какой-то признак. Элементарные частицы принято классифицировать в основном по двум признакам: 1) по способности к различным видам взаимодействия и 2) по массе.

Античастицы

Каждой из элементарных частиц, за небольшим исключением, соответствует своя *античастица*. Масса покоя, спин, время жизни и некоторые другие характеристики у частиц и античастиц одинаковы. Электрические заряды и магнитные моменты частицы и античастицы равны по величине, но противоположны по знаку. Однако наличие электрического заряда не является обязательным условием существования пары частица – античастица. Кроме разноименных электрических зарядов, частицы и античастицы имеют противоположные знаки барионного заряда (барионы и антибарионы) и лептонного заряда (лептоны и антилептоны) (см. п. 5.7.2).

В качестве примеров уже рассмотренных частиц и античастиц можно указать на электрон и позитрон (антиэлектрон), протон и антипротон, нейтрон и антинейтрон, π^+ и π^- - мезоны, нейтрино и антинейтрино. Частицами, не имеющими античастиц, являются, например, фотон или π^0 -мезон. Такие частицы принято называть *истинно нейтральными*. Нейтрон, например, хотя и не имеет электрического заряда, не является истинно нейтральной частицей, так как он имеет античастицу – антинейтрон,

отличающийся знаком барионного заряда B ($B = +1$ для нейтрона и $B = -1$ для антинейтрона).

При соединении частицы и античастицы (этот процесс называется *аннигиляцией*) выделяется энергия, равная, как минимум, суммарной энергии покоя частицы и античастицы. Для рождения пары частица – античастица требуется энергия, *превышающая* суммарную энергию покоя пары частиц, так как родившимся частицам необходимо сообщить импульс (иначе они тут же аннигилируют), а следовательно, и кинетическую энергию.

Виды взаимодействия элементарных частиц

Различные процессы с элементарными частицами заметно различаются по интенсивности их протекания. В соответствии с этим взаимодействия элементарных частиц можно разделить на четыре класса: *сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное*.

Сильное взаимодействие вызывает процессы, протекающие с наибольшей интенсивностью, оно приводит к самой сильной связи элементарных частиц. Именно сильное взаимодействие обуславливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает устойчивость ядер. Потому сильное взаимодействие называют также *ядерным*.

Электромагнитное взаимодействие осуществляется через электрическое поле. Очевидно, что это взаимодействие возможно только между электрически заряженными телами. Электромагнитное взаимодействие заметно слабее сильного (ядерного). Именно это взаимодействие обуславливает связь электронов с ядром в атоме и атомов в молекуле.

Слабое взаимодействие вызывает очень медленно протекающие процессы с элементарными частицами. Примером процесса, обусловленного слабым взаимодействием, является бета-распад, а примером элементарной частицы, способной только к слабому взаимодействию, может служить нейтрино. Именно крайне малой интенсивностью слабого взаимодействия объясняется тот факт, что нейтрино свободно пронизывают толщу Земли и Солнца, не испытывая при этом поглощения.

Гравитационное взаимодействие является универсальным, оно наблюдается между любыми материальными телами, но в микромире оно не играет существенной роли. По сравнению с остальными тремя взаимодействиями оно пренебрежимо мало.

Интенсивность различных взаимодействий по сравнению с сильным распределяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{сильное} &\sim 1 \\ \text{электромагнитное} &\sim 10^{-2} \dots 10^{-3} \\ \text{слабое} &\sim 10^{-10} \dots 10^{-14} \\ \text{гравитационное} &\sim 10^{-38} \dots 10^{-40} \end{aligned}$$

По способности к тому или иному виду взаимодействия все элементарные частицы делятся на два класса: *адроны* и *лептоны*. *Адроны* способны ко всем четырем взаимодействиям, *лептоны* не испытывают сильного взаимодействия.

Кроме способности к различным взаимодействиям, элементарные частицы имеют другие характеристики, прежде всего *массу, время жизни, спин, электрический заряд*. По массе все частицы делятся на тяжелые – *адроны*, средние – *мезоны*, легкие – *лептоны*. По времени жизни частицы делятся на стабильные (время жизни $\tau \rightarrow \infty$), квазистабильные ($\tau > 10^{-20}$ с) и нестабильные ($\tau = 10^{-23} \dots 10^{-24}$ с). Например, время жизни протона $\tau > 10^{30}$ лет, электрона - $\tau > 10^{21}$ лет, нейтрона ~ 1000 с.

Спин может быть целым или полуцелым кратным величине $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Например, спин π -мезона равен 0, протона, нейтрона, электрона - $\frac{1}{2}$, фотона - 1.

Электрический заряд является целым кратным величине $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл (элементарный электрический заряд).

Помимо указанных величин, элементарные частицы характеризуются еще рядом квантовых чисел. Все *лептоны* имеют *лептонный заряд L*, равный +1 для лептонов, -1 для антилептонов и 0 для всех остальных частиц. Все *барионы* имеют *барионный заряд B*, равный +1 для барионов, -1 для антибарионов и 0 для всех остальных частиц. У фотона $B = 0$ и $L = 0$.

Кроме барионного и лептонного зарядов элементарные частицы могут иметь еще три квантовых числа: «странность» S , «очарование» c и «красоту» b . Для обычных частиц $S = 0$, $c = 0$, $b = 0$, для «очарованных» частиц $c \neq 0$, для «красивых» частиц $b \neq 0$.

Квантовые числа элементарных частиц разделяются на *точные*, которые связаны с физическими величинами, сохраняющимися во всех процессах, и *неточные*, для которых соответствующие физические величины в некоторых процессах не сохраняются. Точными квантовыми числами являются: электрический заряд q , лептонный заряд L и барионный заряд B , спин. Странность S , очарование c и красота b – неточные квантовые числа, они сохраняются в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но не сохраняются в слабом взаимодействии.

Классификация самых распространенных элементарных частиц приведена в таблице 1.

Таблица 1

Элементарные частицы

| Частица | Античастица | Обозначения | Электрический заряд, Кл | Масса, МэВ | Время жизни, с | Спин, \hbar |
|----------------|-------------|-------------|-------------------------|------------|----------------|---------------|
| Фотон | | γ | 0 | 0 | ∞ | 1 |
| лептоны | | | | | | |

| | | | | | | |
|---------------------------|--------------|----------------------|--------------------------|--------|----------------------|---------------|
| Электрон | Позитрон | e^-, e^+ | $\pm 1,6 \cdot 10^{-19}$ | 0,511 | ∞ | $\frac{1}{2}$ |
| Нейтрино (электронное) | Антинейтрино | $\nu_e, \bar{\nu}_e$ | 0 | 0 | ∞ | $\frac{1}{2}$ |
| адроны | | | | | | |
| <i>мезоны</i> | | | | | | |
| π- мезоны (пионы) | | π^+, π^- | $\pm 1,6 \cdot 10^{-19}$ | 139,6 | $2,5 \cdot 10^{-8}$ | 0 |
| | | π^0 | 0 | 135,0 | $2 \cdot 10^{-16}$ | |
| <i>Барионы</i> | | | | | | |
| протон | антипротон | p, \bar{p} | $\pm 1,6 \cdot 10^{-19}$ | 938,26 | $\rightarrow \infty$ | $\frac{1}{2}$ |
| нейтрон | антинейтрон | n, \bar{n} | 0 | 939,55 | $1 \cdot 10^3$ | $\frac{1}{2}$ |

Кварковая модель адронов

Гипотеза о том, что адроны построены из более элементарных частиц – *кварков*, была выдвинута Дж. Цвейгом (G. Zweig) и независимо М. Гелл-Манном (M. Gell-Mann) в 1964 г. Согласно кварковой модели адронов, мезоны состоят из кварка и антикварка, символически $M = (q\bar{q})$; а барионы – из трех кварков, символически $B = (qqq)$. Кварковый состав некоторых адронов приведен в таблице 2, а характеристики кварков – в таблице 3.

Таблица 2

Кварковый состав некоторых адронов

| Мезоны | | | Барионы | |
|------------|------------|---|------------|-------------|
| π^+ | π^- | π^0 | Протон p | Нейтрон n |
| $u\bar{d}$ | $\bar{u}d$ | $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$ | uud | udd |

От всех других элементарных частиц кварки отличаются тем, что в свободном состоянии они, по-видимому, не существуют, хотя имеются убедительные экспериментальные доказательства их существования в связанном состоянии внутри адронов. Эта особенность кварков связана с природой их взаимодействия, происходящего с помощью обмена особыми частицами, *глюонами* (от английского *glue* – клей) и приводящего к тому, что силы притяжения между кварками не ослабляются с расстоянием, а, наоборот, растут. Как следствие, для отделения кварков друг от друга требуется бесконечно большая энергия.

Проблема элементарных частиц

Развитие физики элементарных частиц выделило из всех микросоставляющих материи группу частиц, играющих особую роль и имеющих наибольшее основание в настоящее время именоваться *истинно элементарными частицами*. К ним относятся *лептоны*, *кварки* и частицы –

переносчики фундаментальных взаимодействий (сильного, электромагнитного и слабого): глюоны, фотоны, промежуточные бозоны. К этой группе, скорее всего, следует причислить и гравитон – гипотетическую частицу – переносчик гравитационного взаимодействия (таблица 3).

Таблица 3

| Название | Частицы вещества | | | | | | | Кванты полей | | | | | |
|---|------------------|----------------|----------------|---------------|----------------|---------------|---------------|---------------|----------|------------------|---------|-------|----------|
| | Кварки | | | | | | Лептоны | | Фотон | Векторные бозоны | | Глюон | Гравитон |
| | | | | | | | нейтринно | электрон | | | | | |
| Символ | u | d | s | c | b | t | ν_e | e | γ | Z | W | g | ? |
| Масса, МэВ | 300 | 300 | 500 | 1500 | 5000 | 175 | 0(?) | 0,511 | 0 | 91,2 | 80,6 | 0 | 0 |
| Электрический заряд (в долях от заряда электрона) | $\frac{2}{3}$ | $-\frac{1}{3}$ | $-\frac{1}{3}$ | $\frac{2}{3}$ | $-\frac{1}{3}$ | $\frac{2}{3}$ | 0 | -1 | 0 | 0 | ± 1 | 0 | 0 |
| Барионный заряд | $\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{3}$ | $\frac{1}{3}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Спин | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | 1 | 1 | 1 | 1 | 2 |
| Время жизни | | | | | | | ∞ | ∞ | ∞ | | | | |

Тем не менее, многие вопросы в теории элементарных частиц остаются без ответа. Например, указывает ли существование различных квантовых чисел кварков и лептонов (барионного, лептонного зарядов, странности, очарования и т.д.) на их сложную структуру? Если да, то где конец этой «лестницы» в глубь материи? Существует ли последняя ступень - истинно элементарная, далее неделимая частица, или делимость материи бесконечна? Если нет, то чем объясняются значения тех или иных квантовых чисел элементарных частиц?

Логическим развитием теории элементарных частиц должно стать включение в общую схему взаимодействий элементарных частиц гравитационного взаимодействия, учет которого может оказаться принципиальным на самых малых расстояниях ($\sim 10^{-33}$ см). Именно на базе одновременного учета всех видов взаимодействий наиболее вероятно ожидать создания будущей теории элементарных частиц.