

Глава 1

Строение атома

§ 1. Сложность строения атома и его первые модели

Огромное количество физических явлений сумела объяснить классическая физика XIX века, опираясь на две фундаментальные идеи: гипотезу об эфире и гипотезу об атомно-молекулярном строении вещества. Диалектическое преодоление трудностей, возникших перед этими гипотезами, привело физику в начале XX века к созданию теории относительности и квантовой теории.

Рассмотрим наиболее важные этапы утверждения квантовой теории, применим ее к объяснению явлений, происходящих в твердых телах.

Еще в древнем мире атомисты (Демокрит, Эпикур и их последователи) выдвигали гипотезу о структурном строении вещества. Мельчайшей неделимой частицей вещества считался атом. Такое представление об атоме сохранилось до конца XIX века, но изучение ряда физических явлений привело к необходимости пересмотреть это положение.

Первым явлением, которое вызвало сомнения в неделимости атома, было явление электролиза. В речи, посвященной памяти М. Фарадея (1881 г.), Г. Гельмгольц утверждал, что из фарадеевских законов электролиза следует существование элементарного электрического заряда. Подобную же идею выдвигал один из создателей электродинамики В. Вебер. Используя законы электролиза, Дж. Стоней и Рихард в 1891 году определили величину элементарного электрического заряда $1,3 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE (современное значение этой величины равно $4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE = $1,6 \cdot 10^{-19}$ кулон). Ирландский физик Дж. Стоней предложил назвать элементарный электрический заряд электроном.

В 1869 году при изучении прохождения тока через газы были обнаружены так называемые катодные лучи, изучение которых явилось

вторым моментом, требовавшим пересмотра представлений о строении атома. Наблюдение поведения катодных лучей в электрических и магнитных полях позволило обнаружить, что они имеют отрицательный электрический заряд. Третьим явлением, указавшим на сложность строения атома, был фотоэффект, открытый в 1887 году Г. Герцем. Основные законы этого явления были установлены в 1888 году А. Столетовым. В 1895 году К. Рентген обнаружил в катодной трубке новое излучение-Х-лучи, которые впоследствии получили название рентгеновских лучей. Рентгеновское излучение-четвертое явление, указавшее на сложность строения атома. В эти годы, несмотря на то, что сложность атома была еще не доказана и электрон экспериментально с полной достоверностью еще не изучен, происходит теоретическая разработка учения об электрических зарядах с использованием образа «электрон». В 1895-97 годах создается так называемая электронная теория, автором которой, в основном, был Г. Лоренц. Эта теория, используя понятие «электрон», не смогла, однако, объяснить его физическое существование. Лоренц предлагал различные модели электрона: диэлектрический шарик, равномерно заряженный по объему; шарик, подобный металлическому шару, на котором заряды располагаются по поверхности. К сожалению, природа электрона не установлена до сих пор.

В 1896 году А. Беккерель, а затем Мария и Пьер Кюри обнаружили, что некоторые вещества самопроизвольно (спонтанно) излучают новые, неизвестные до того времени, лучи, которые в электрическом или магнитном полях разделялись на три вида: α , β , γ - лучи. Явление стали называть радиоактивностью. Впоследствии установили, что α - лучи - это поток ядер элемента гелия, β - лучи - поток электронов, а γ - лучи - электромагнитные волны большой частоты. Одни радиоактивные вещества излучали только α - лучи, другие - только β - частицы, γ - лучи могли сопровождать оба эти типа радиоактивного распада. Радиоактивность явилась пятым и, пожалуй, наиболее важным явлением, говорящим о сложном строении атома.

В 1901 году на основании статистических расчетов Ф. Содди и Э. Резерфорд дали математическую теорию радиоактивного распада. Они исходили при этом из сложности строения атома. В 1902 году предлагается первая модель строения атома. Модель была предложена У. Кельвином (Томсон). Атом рассматривался в виде шара, равномерно заряженного положительным электричеством. Внутри него статически располагались отрицательно заряженные частицы - электроны. Их

реальное существование уже было подтверждено в 1897 г. Дж. Томсоном, который измерил отношение величины заряда электрона e к его

массе m , так называемый удельный заряд $\frac{e}{m}$. В 1902-1903 годах Дж.

Томсон усовершенствовал модель У. Кельвина. Его расчеты показали, что наиболее благоприятное положение электронов в положительно заряженном облаке будет тогда, когда электроны будут двигаться по оболочкам. В течение 9 лет модель Кельвина - Томсона была единственной. С помощью этой модели удалось объяснить явление дисперсии, поляризацию атомов, электропроводность металлов и др. Однако эта модель не могла объяснить чрезвычайную устойчивость атома. Атом существует в свободном состоянии неограниченное время. Вместе с тем, в электродинамике (в науке о движении и взаимодействии электрических зарядов) была доказана теорема С. Ирншоу о неустойчивости статической системы электрических зарядов: если система зарядов при определённом их положении будет находиться в равновесии, то ничтожно малое смещение хотя бы одного заряда тотчас же нарушит устойчивость всей системы. Поэтому модель Кельвина - Томсона динамически была неустойчивой, реально не могла существовать.

§ 2. Опыт Резерфорда

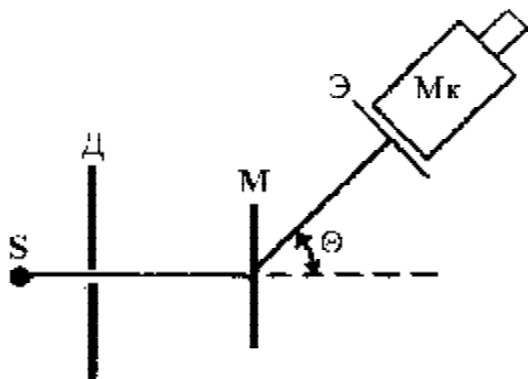


Рис.1.

В 1911 году Э. Резерфорд ставит опыт, целью которого было выяснить реальное расположение зарядов внутри атома. На тонкую металлическую пластинку направлялся пучок α - частиц от радиоактивного препарата (рис.1). Характер рассеяния существенно зависел от строения атомов металличе-

кой пластинки. Рассеянные α - частицы регистрировались по сцинтилляциям (свечению), которые они вызывали в веществе, покрывавшем экран. В другом варианте установки Резерфорда была использована камера Вильсона. В этой камере можно было сфотографировать треки рассеянных частиц, так как они, пролетая через переохлаждённые пары, заполнявшие камеру, ионизировали воздух и тем самым создавали центры конденсации. Возникшие на этих центрах капельки жидкости хорошо рассеивали свет и позволяли фиксировать траекторию частиц. Если исходить из модели атома Томсона – Кельвина, то рассеяние α - частиц должно быть изотропным, равномерным по всем направлениям. При некоторой, очень малой толщине металлической фольги, α - частицы вообще не могут пройти сквозь неё, т.к. положительно заряженные облака атомов составят сплошную стену для одноимённо заряженных α - частиц. Опыт Э. Резерфорда дал совершенно противоположный результат: α - частицы проникали через фольгу и рассеяние было анизотропным, преимущественно по направлению первоначального полёта. Отдельные частицы при этом отражались в обратном направлении. Исходя из гипотезы о том, что положительный заряд в атоме занимает не всё его пространство, а только центральную, очень малую часть и α - частица может пролететь сквозь фольгу, ни разу не испытав прямого столкновения с частями атома, а взаимодействуя с ними только благодаря электрическим зарядам, Э. Резерфорд установил следующее соотношение между углом рассеяния Θ и характеристиками α - частицы, её массой m , скоростью V , зарядом атома рассеивающего вещества Ze и прицельным расстоянием p , смысл которого ясен из рис.2:

$$\text{Ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{MV^2}{2Ze^2} p, \quad (1.2.1)$$

Из формулы (1.2.1) в полном соответствии с экспериментом следовало, что рассеяние α - частиц должно быть анизотропным, и чем больше прицельное расстояние, тем меньше угол рассеяния q . Предыдущую формулу нельзя было проверить экспериментально, т.к. невозможно было определить прицельное расстояние p . Поэтому, считая что столкновение α - частиц с атомами фольги носят случайный, вероятностный характер, Резерфорд преобразует формулу, избавляясь от неизвестной величины p . В результате преобразований получилось следующее выражение (см. Прил.1):

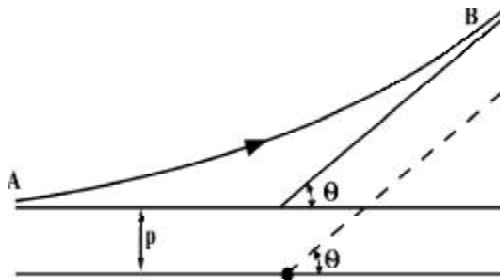


Рис. 2.

$$\Delta N = nN \left(\frac{Ze^2}{MV^2} \right)^2 \sin^{-4} \frac{\theta}{2} \Delta \Omega, \quad (1.2.2)$$

где $\Delta \Omega$ – элемент телесного угла, n – плотность центров рассеяния, ΔN и N – число α - частиц, рассеянных в угловом интервале $\Delta \theta$ под углом θ , и излученных радиоактивным источником.

В этой формуле все величины экспериментально определимы. Особенно просто можно было проверить соотношение, получающееся из выражения (1.2.2):

$$\Delta N \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 = Const. \quad (1.2.3)$$

Опыт (см. Табл. 1) подтвердил теоретические расчеты Э. Резерфорда, подтвердил его гипотезу о том , что положительный заряд занимает малую центральную часть атомного объема.

Табл. 1

Угол отклонения Θ°	$\sin^{-4} \frac{\Theta}{2}$	Число сцинтилляций	$\Delta N \cdot \sin^4 \frac{\Theta}{2}$
150	1,15	33,1	28,8
135	1,38	43,0	31,2
120	1,79	51,9	29,0
105	2,53	69,5	27,5
75	7,25	221	29,1
60	16,0	447	29,8
45	46,6	1435	30,8
30	223	7800	35,0
15	3445	132000	38,4

Ученик Э.Резерфорда Дж. Чадвик использовал формулу (1.2.2) для определения заряда ядра атома. Он установил, что заряд ядра атома совпадает с порядковым номером элемента в таблице Д.Менделеева(1911-1912 г.г.). На основании своих опытов Э.Резерфорд выдвигает «планетарную» модель атома(1911г.): атом состоит из положительно заряженного ядра и электронной оболочки. Используя обе формулы, Э.Резерфорд смог определить наименьшее прицельное расстояние r , тем самым оценить размеры ядра (10^{-12} см.).

§ 3. Недостатки модели атома Резерфорда

В первую очередь следует остановиться на названии модели. Название «планетарная» не соответствует физическому содержанию модели. Оно возникло из сопоставления атома с солнечной системой и отражает лишь их внешнее сходство. Все тела солнечной системы притягиваются не только к Солнцу, но и друг к другу. Электроны же атома притягиваются лишь к центру – ядру и отталкиваются друг от друга. Атом - чрезвычайно устойчивое образование. И если один или несколько электронов сместить из их положений, то рано или поздно они возвратятся на свои места. Если же хотя бы одну планету сместить с её траектории, то нарушится равновесие всей солнечной системы и самопроизвольно она не возвратится в первоначальное состояние. Поэтому модель атома Резерфорда правильнее называть не «планетарной», а ядерной моделью атома, подчёркивая этим самую суть идеи Э. Резерфорда.

Модель Э. Резерфорда – это значительный шаг вперёд по сравнению с моделью Кельвина - Томсона. Однако, она обладала тем же главным недостатком, что и первая модель: с точки зрения классической электродинамики такой атом должен быть энергетически неустойчивым. Действительно, по законам электродинамики всякий ускоренно движущийся заряд излучает энергию. Чтобы не упасть на ядро, электроны в модели Резерфорда должны двигаться вокруг ядра. Но теряя энергию на излучение, электроны будут приближаться к ядру, пока не «сядут» на его поверхность. Атом перестанет существовать, исчезнет его структура, обнаруженная в опытах Э. Резерфорда. Но в действительности атомы чрезвычайно устойчивые образования. Чтобы сохра-

нить модель Резерфорда, объективно отображающую строение атома, Н. Бор в 1913 г. выдвигает два постулата, которые, однако, по своему духу не совместимы с положениями классической физики.

§ 4. Постулаты Бора. Объяснение образования спектров

Всякий раз, когда наука сталкивается с непреодолимыми трудностями, рождаются смелые, на первый взгляд «безумные» идеи, разрешающие тупик. Физика конца XIX в. и начала XX в. полна такими идеями. Одной из них была идея Н.Бора, объяснившая устойчивость атомов. Эта идея была выражена в двух утверждениях – постулатах Бора.

Постулат 1. Электроны в атоме движутся по определённым стационарным орбитам. Находясь на этих стационарных орбитах электроны не излучают энергию.

Этот постулат был принципиально новым положением в физике.

Постулат 2. При переходе с одной стационарной орбиты на другую электрон поглощает или излучает энергию порциями – квантами:

$$E_{n_1} - E_{n_2} = hn ,$$

где n_1 и n_2 – номера стационарных орбит, n – частота света, $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка, которая является одной из универсальных постоянных в физике.

Идея о квантах была высказана ещё в 1900 г. М. Планком для объяснения закономерностей излучения абсолютно чёрного тела, а затем использовалась А. Эйнштейном в 1905 г. для объяснения явления фотоэффекта. Однако, оба великих предшественника Н. Бора видели поначалу в идее квантования лишь удобный приём, разрешающий трудности классической физики. Первоначально он высказал ещё и третье положение: не только энергия, но и момент количества движения электрона должен изменяться порциями согласно равенству

$$mVr = n \frac{h}{2\pi} = nh , \quad (1.4.1)$$

где $n=0,1,2 \dots$ называется главным квантовым числом, r – радиус электронной орбиты, V – скорость электрона. Но обычно говорят о двух постулатах Бора. Постулаты Бора, объясняя устойчивость атома, позволили объяснить также большую группу оптических явлений: поглощение, испускание света, характеристический рентгеновский спектр и др.

Некоторые недостатки теории Н. Бора были устранены А. Зоммерфельдом, установившим, что возможны не только круговые, но и эллиптические орбиты электронов, в одном из фокусов которых находится ядро. А. Зоммерфельд помимо главного квантового числа ввёл дополнительные квантовые числа.

Теория атома Бора – Зоммерфельда, использованная для объяснения оптических спектров, давала лучшее соответствие с экспериментальными данными, чем первоначальная теория Н. Бора. Опытным путём В. Ритц и др. установили формулы для спектральных линий водорода и водородоподобных атомов и ионов. Частота спектральных линий водорода определялась по формуле:

$$n = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1.4.2)$$

где $n_1 = 1, 2, 3, \dots, n_2 = n_1 + i, i = 1, 2, 3, \dots$, R - так называемая постоянная

Ридберга, а величина $\frac{R}{n^2}$ называется термом.

Если $n_1 = 1$, а $n_2 = 2, 3, \dots$, то получается целая серия линий (серия Лаймана). Если $n_1 = 2$, а $n_2 = 3, 4, \dots$, то линии получили название серии Бальмера. Часть линий этой серии находятся в видимой части спектра водорода. Если $n_1 = 3$, а $n_2 = 4, 5, \dots$, то серия называется серией Пашена и т. д.

Покажем, что из постулатов Н. Бора можно получить формулу (1.4.2). Предположим, что электрон в атоме движется по круговой орбите, роль центростремительной силы выполняет кулоновская сила взаимодействия электрона с ядром, имеющим заряд Ze . Можно написать

$$\frac{mV^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

откуда:

$$mV^2 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.4.3)$$

Но

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -E_{\text{пот.}}$$

- есть потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром. За нулевой уровень энергии мы принимаем уровень, соответствующий энергии взаимодействия ядра с электроном, когда последний находится в бесконечности. По этой причине энергия взаимодействия электрона с ядром будет отрицательной величиной. С другой стороны, $mV^2 = 2E_{\text{кин.}}$ - есть удвоенная кинетическая энергия электрона на его орбите. Тогда

$$E_{\text{пол.}} = E_{\text{кин.}} + E_{\text{пот.}} = -\frac{mV^2}{2} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} . \quad (1.4.4)$$

Воспользуемся условием квантования момента количества движения в первоначальном варианте теории Бора (формула 1.4.1). Из неё получаем:

$$r = \frac{nh}{2\pi mV} . \quad (1.4.5)$$

Объединяя формулы (1.4.3), (1.4.4), (1.4.5), получим для полной энергии электрона следующее выражение:

$$E_{\text{пол.}} = \frac{m}{2} \left(\frac{Ze^2}{2e_0 hn} \right)^2 = R' \cdot \frac{1}{n^2} , \quad (1.4.6)$$

которое совпадает с термом Ритца. Поэтому, составляя разность двух термов (так называемый комбинационный принцип Ритца), мы можем получить энергию одной из спектральных линий, излучаемых или поглощаемых атомом:

$$\nu_{n_1 n_2} = \frac{R'}{h} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) . \quad (1.4.7)$$

Эта формула совершенно тождественна с эмпирической формулой (1.4.2).

Из формулы (1.4.6) следует важный вывод, что энергия электрона в атоме определяется его квантовым числом n . Электроны, имею-

щие одно и то же квантовое число n , заполняют одну энергетическую оболочку атома. В соответствии со значением n электронные оболочки получили названия, а именно: $n=1,2,3,4,\dots$

оболочка $K, L, M, N, \dots$

Ниже (гл.1§9) мы установим правило заполнения электронами энергетических оболочек атома.

Используя формулу (1.4.5), можно рассчитать радиус орбиты электрона в атоме водорода в его основном состоянии (при $n=1$)- радиус Боровской орбиты. Он равен $r_0 = 0.53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$.

Помимо основного наинизшего энергетического уровня в атоме, имеются уровни возбуждённых состояний. Из формулы (1.4.7) следует, что при

$$n_1 = 1 \quad \text{и} \quad n_2 = \infty \quad \hbar n = R' = E_{\text{иониз.}} = -13,6 \text{ эВ}.$$

Этот случай соответствует полному удалению электрона из атома водорода, а соответствующая величина энергии называется энергией ионизации атома водорода. На схеме энергетических уровней (рис. 3) нормальное состояние электрона в атоме водорода будет характеризоваться энергией -13.6 эВ , если отсчёт энергии производить от нулевого уровня, соответствующего ионизованному состоянию атома. На рис.3 изображена схема образования спектра испускания. Если стрелки линий перехода электрона с уровня на уровень направить в обратную сторону, то получится схема образования спектра поглощения. Однако, спектры испускания и поглощения не обязательно имеют одинаковое количество линий. В спектре испускания могут быть дополнительные линии, т.к. электрон может постепенно переходить с верхнего уровня на основной уровень данной серии линий (рис.3).

Дадим объяснение возникновению рентгеновских лучей. Различают рентгеновский линейчатый или характеристический и сплошной спектры. Рент-

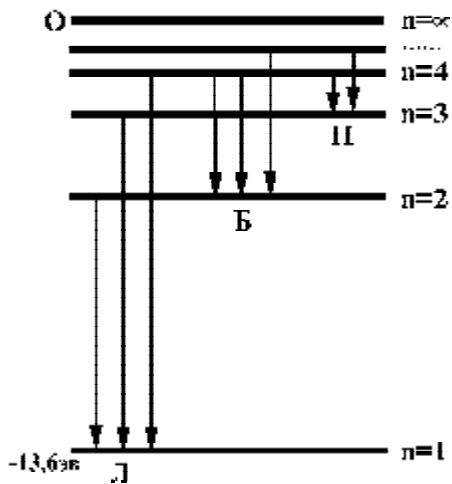


Рис. 3.

геновское характеристическое излучение возникает при переходе электронов атома на внутреннюю электронную оболочку при наличии там свободного места. При этом освобождается энергия в виде квантов, которые называются рентгеновскими лучами. У атомов каждого химического элемента свои энергетические уровни, поэтому у каждого химического элемента своё характеристическое рентгеновское излучение и соответствующий спектр. Этот спектр состоит из отдельных линий. При помощи изучения характеристического рентгеновского спектра можно производить структурный анализ веществ.

Возможен и другой путь возникновения рентгеновских лучей. Они возникают при резком торможении потока электронов, например, в результате столкновения с антикатодом в рентгеновской трубке. Это тормозное излучение, в отличие от характеристического, не определяется веществом антикатада, а зависит исключительно от энергии и быстроты торможения налетающих электронов. Тормозное излучение имеет сплошной спектр, так как состоит из очень большого числа близко расположенных линий.

Если энергия электронов, испускаемых катодом в рентгеновской трубке, достаточна для вырывания электронов из *K* или *L*, *M*...-оболочки атомов антикатада, то наряду с тормозным излучением возникает и характеристическое излучение. Характеристический спектр у данного сорта атомов не меняется при вхождении их в какие-нибудь химические соединения. Этим отличается рентгеновский спектр от оптического: рентгеновское излучение возникает благодаря переходам электронов на внутренних оболочках атомов, оптическое излучение связано с переходами во внешней оболочке.

Рентгеновский спектр сложного соединения есть наложение рентгеновских спектров атомов отдельных сортов. Это связано с тем, что при образовании химического соединения внутренние электронные оболочки не меняются. Во взаимодействие вступают лишь электроны внешних оболочек, происходит их перестройка у взаимодействующих атомов. По этой причине оптический спектр сложного соединения непохож на оптический спектр атомов, вступавших в соединение. Оптический спектр отдельных атомов – это линейчатый спектр; оптический спектр сложных молекулярных соединений (жидких и газообразных) – полосатый спектр. Наличие полос обусловлено не только сложным движением электронов, но и движением молекул, их вращением и колебанием. Сплошной оптический спектр получается от раскалённых твёрдых тел, иногда – от жидких и газообразных веществ

(многоатомных, высокомолекулярных) в том случае, если отдельные полосы накладываются одна на другую. Раскалённые твёрдые тела дают сплошной оптический спектр потому, что атомы твёрдого тела сильнее взаимодействуют друг с другом, чем атомы жидкости, а тем более – газов. Это приводит к усложнению (перестройке) энергетического состояния оптических (внешних) электронов атомов твёрдых тел. Испускаемые кванты могут ничтожно мало отличаться по частоте, что приводит к образованию сплошного оптического спектра.

В отличие от оптических спектров, которые могут быть спектрами и испускания и поглощения, рентгеновские спектры являются только спектрами испускания. Это объясняется тем, что атом может поглотить для образования вакантного места в оболочке только такой квант, энергия которого равна или больше энергии ионизации электрона из этой оболочки. Электрон покидает вообще этот атом или, в крайнем случае, «оседает» на одном из свободных уровней внешней электронной оболочки. Рентгеновские кванты обусловлены переходом электронов из L, M, N и т.д. оболочек на ниже лежащую оболочку атома. Поэтому энергия излучаемого кванта всегда будет меньше энергии, нужной для вырывания электрона из этой оболочки.

§ 5. Квантовые числа

В теории атома Бора-Зоммерфельда наряду с квантовым числом n были введены ещё два квантовых числа: побочное или орбитальное квантовое число l и магнитное (азимутальное) квантовое число m_l . Орбитальное квантовое число может иметь все целочисленные значения от 0 до $(n-1)$. В современной квантовой теории атома это квантовое число сохранено. Но в отличие от теории атома Бора-Зоммерфельда, именно оно, а не главное квантовое число, определяет квантование момента количества движения. По современной теории момент количества движения M может принимать значения

$$M_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} .$$

Если в теории Бора наименьший момент электрона равнялся $\frac{h}{2p}$,

то в современной квантовой теории $M=0$ при $l=0$

Орбитальное квантовое число связано с размерами орбиты электрона. Введена следующая символика обозначения орбит: орбита с $l=0$ называется s-орбита, с $l=1$ - p-орбита, с $l=2$ - d-орбита и т. д. Электроны, заполняющие эти орбиты, соответственно называются s-, p-, d- и т. д. электронами.

Каждая оболочка, соответствующая определённому главному квантовому числу содержит n орбит или подоболочек. Находясь в магнитном поле, орбита ориентируется определённым образом. Это происходит потому, что орбитальное движение электрона эквивалентно некоторому току. Орбитальный ток электрона можно характеризовать магнитным моментом, а всякий магнит ориентируется определённым образом в магнитном поле.

Исходя из квантовых предпосылок, Н. Бор и А. Зоммерфельд квантуют ориентацию орбитального момента электрона и связанного с ним магнитного момента. Последний может ориентироваться по отношению к внешнему магнитному полю определённым, дискретным числом способов. Для характеристики этого свойства вводится треть, магнитное квантовое число m_l , которое принимает все значения от $-l$ до $+l$ т.е. всего различных ориентаций орбитального момента может быть $2l+1$. Возможные значения проекций орбитального магнитного момента электрона выражаются равенством $m_{lz} = m_l m_B$,

где $m_B = \frac{ehm_0}{4\pi m}$ называется магнетоном Бора. Между проекциями мо-

мента имеется соотношение $m_l = \frac{1}{2} \frac{em_0}{m} M_l$.

Используя правило буравчика, с учётом знака заряда электрона, можно определить, что орбитальный магнитный момент электрона направлен противоположно его орбитальному моменту количества движения.

Отношение величины магнитного момента к величине механического момента в единицах $\frac{em_0}{2m}$ называется гиромагнитным отношением. Для орбитального движения электрона это число равно единице.

С помощью трёх квантовых чисел n, l, m_l удалось понять особенности оптических спектров водорода и водородоподобных атомов и ионов. В теории Бора-Зоммерфельда впервые было введено понятие о так называемом вырождении энергетического состояния. При данном главном квантовом числе n орбитальное квантовое число l может изменяться от 0 до $(n-1)$. В это же время магнитное квантовое число при данном l может изменяться от $-l$ до $+l$. Полное число возможных комбинаций при данном главном квантовом числе n и при различных l

и m_l равно $\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$.

Это означает, что при данном n в электронной оболочке, соответствующей этому n , имеется n^2 электронных орбит. Но т.к. энергия электрона в оболочке определяется его главным квантовым числом n (формула 1.4.6), то говорят, что оболочка n^2 раз вырождена. Это вырождение энергетического уровня может быть «снято», т.е. состояние отдельных электронов в оболочке можно энергетически разделить, если на атом подействовать внешним магнитным или электрическим полями. Обнаружено влияние ядра атома на состояние электрона: его энергетический уровень разделяется на отдельные подуровни. Этим объясняется так называемая сверхтонкая структура спектральных линий, обнаруженная в 1928 г. нашими учёными Л. Добрецовым и А. Терениным.

§ 6. Опыты Франка и Герца

Несмотря на то, что модель атома Бора-Зоммерфельда объясняла многие опытные факты, нужно было иметь прямое экспериментальное подтверждение наличия в атоме стационарных электронных состояний. Такой опыт был поставлен Дж. Франком и Г. Герцем в 1913г. Идея опыта заключалась в следующем: пучок электронов, имеющих определённую энергию, направлялся в сосуд A (рис.4), где в газообразном состоя-

нии находилось некоторое вещество (например, пары ртути).

Сосуд *A* имел металлические стенки, поэтому внутри него отсутствовало внешнее электрическое поле и электроны могли менять свою скорость (и, следовательно, энергию) только в результате столкновений с атомами газообразного вещества. В сосуд *B* электроны попадали через отверстие *b*, находившееся в стороне от линии отверстия *a*, что сделано для того, чтобы избежать прямого попадания электронов от источника в сосуд

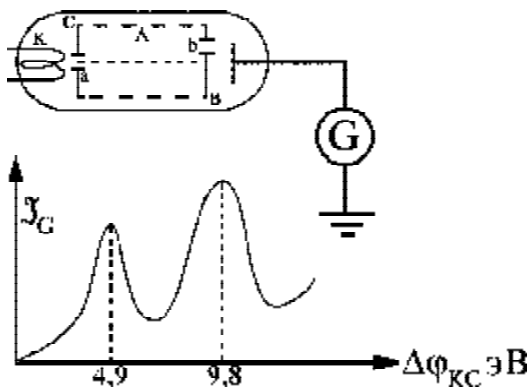


Рис.4.

B. Изменяя скорость влетающих электронов, удалось обнаружить следующий факт: пока энергия электронов была меньше 4,9 эВ, до тех пор электроны, попадавшие после многократных соударений с атомами ртути в сосуд *B*, имели ту же величину скорости, а следовательно и ту же энергию, которую они имели, влетая в сосуд *A*. Это можно объяснить тем, что соударения электронов с атомами ртути в сосуде *A* были упругими.

Масса атома ртути во много раз больше массы электрона, поэтому при соударениях электроны изменяли лишь направление, но не величину своей скорости (упругий удар). При достижении электронами энергии 4,9 эВ практически в сосуд *B* приходили электроны с нулевой скоростью. Это означало, что соударения стали носить резонансный неупругий характер: вся энергия электронов поглощалась атомами ртути. Возбуждённые атомы ртути испускали кванты, энергия которых соответствовала энергии 4,9 эВ. При увеличении энергии электронов до 9,8 эВ наступало новое резонансное поглощение электронов. Следующий пик поглощения наступал при энергии 14,7 эВ. Рассмотренный эксперимент убедительно показал, что электроны в атоме движутся по стационарным устойчивым орбитам и только при переходе с орбиты на орбиту поглощают или излучают энергию. Таким образом экспериментально были подтверждены постулаты Бора.

Теория Бора, разрешившая ряд трудностей классической опти-

ки, была внутренне противоречивой. С одной стороны она вводила совершенно чуждые старой физике понятия, с другой стороны опиралась на классическую механику. Объяснив спектр водорода, теория Бора встретила с непреодолимыми затруднениями при объяснении спектра уже следующего элемента в таблице Менделеева – гелия. Эта теория давала правильные значения частот спектральных линий, и, вместе с тем, она оказалась бессильной при объяснении интенсивности этих линий. Можно перечислить и другие затруднения теории Бора. Поэтому возникла необходимость в создании новой, последовательной, внутренне непротиворечивой теории. Такой теорией для микроявлений стала квантовая механика (см. §§ 10 и 11).

§ 7. Опыт Штерна и Герлаха

Экспериментальная проверка пространственного квантования орбитального и магнитного момента электрона была произведена в 1921 г. О.Штерном и В.Герлахом. Рассмотрим схему этого опыта (рис.5).

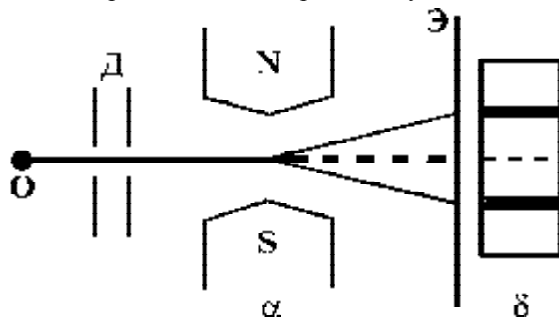


Рис. 5.

Слева в установке находится источник атомов. Пройдя ряд диафрагм, пучок атомов попадает в сильное неоднородное магнитное поле, а затем – на экран, где и фиксируется. Если бы магнитные моменты атомов ориентировались произвольным образом, то после прохождения через магнитное поле пучок развернулся бы в веер и на экране возникло бы размытое пятно. На экране же всегда получались дискретные полосы в том количестве, которое требовалось по условию квантования орбитального движения. Пространственное квантование было подтверждено экспериментально. Но в одном из опытов Штерн и Герлах использовали атомы серебра. Из многих соображений следовало,

что орбитальный момент атома серебра равен нулю, т.е. валентный электрон находится в s -состоянии ($l=0$). Тогда и магнитный момент атома серебра должен был быть также равен нулю и расщепление пучка в магнитном поле не должно было произойти. Опыт дал неожиданный результат: пучок атомов серебра после прохождения неоднородного магнитного поля расщепился на две части. Это можно было объяснить только так: магнитным моментом обладает сам электрон и это его свойство независимо от его орбитального движения. Из факта расщепления пучка атомов серебра всего на две части следовало, что собственный магнитный момент электрона может ориентироваться во внешнем магнитном поле только двумя способами. Оказалось, что собственный магнитный момент электрона равен магнетону Бора. Обнаружение магнитного момента у электрона позволило объяснить дублетный характер линий спектра щелочных металлов: собственный магнитный момент электрона ориентируется параллельно или антипараллельно по отношению к орбитальному магнитному моменту. Это приводит к расщеплению энергетического уровня электрона на два подуровня, что и сопровождается появлением двойных линий в спектре (тонкая структура спектра).

В 1925 г. учёные Г. Юленбек и С. Гаудсмит, исходя из общих положений квантовой механики, предположили, что наряду с собственным магнитным моментом электрон обладает и собственным механическим моментом. Это свойство, названное спином, как было показано П. Дираком в его релятивистской (учитывающей результаты теории относительности) теории электрона, является первичным неотъемлемым свойством частицы, не сводящимся к чему-либо более простому. Поэтому неправильно, используя заведомо неверную модель для электрона, считать, что спин возникает вследствие вращения электрона – шарика вокруг собственной оси (см. Прил.2).

Спин электрона однозначно связан с его собственным магнитным моментом. На направление внешнего магнитного поля спин может иметь лишь две проекции, которые выражаются при помощи постоянной Планка следующим образом:

$$P_{sH} = \pm \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}.$$

Можно ввести спиновое квантовое число $s = \pm \frac{1}{2}$. Как и для орбитальных моментов, можно составить гиромагнитное отношение для

спинового состояния: $G_s = \frac{em_0}{m}$.

Оно в 2 раза больше гиромагнитного отношения для орбитальных моментов. Этот факт позволяет однозначно решить, какие моменты (орбитальные или собственные) играют роль в том или ином явлении. Мы воспользуемся этим при рассмотрении ферромагнитных свойств твёрдых тел (гл.5 §8).

Введённое выше спиновое квантовое число для электрона оказалось дробным числом. Позднее установили, что внутреннее состояние всех элементарных частиц можно описывать при помощи этого квантового числа. У одних частиц оно также дробное, у других – целочисленное. Элементарные частицы, спиновое квантовое число (кч) которых целое число, подчиняются особым законам, совокупность которых называется статистикой, отличным от законов (статистики) для частиц с дробным спиновым квантовым числом. Частицы, имеющие целое спиновое кч, (фотон, π -мезон, гравитон и др.), называются бозонами. Они подчиняются статистике Бозе - Эйнштейна, названной так в честь учёных, установивших эти законы. Частицы с полуцелым спиновым квантовым числом называются фермионами (электрон, протон, нейтрон и др.). Они подчиняются статистике Ферми-Дирака. Мы вернёмся к вопросу о статистиках в §§ 12,13 и 14 настоящей главы и в других главах этой книги.

§ 8. Принцип Паули

С введением спинowego квантового числа состояние электрона в атомной оболочке должно определяться четырьмя квантовыми числами: n, l, m_l, s . Так как спиновое кч электрона имеет два значения ($\pm \frac{1}{2}$) то, следовательно, каждое энергетическое состояние с данным главным квантовым числом n будет теперь «вырождено» $2n^2$ раз (гл.1 §5). В 1925 г. В. Паули сформулировал правило заполнения орбит в электронных оболочках. Это правило – принцип Паули – читается так: с данным набором всех четырёх квантовых чисел в атоме может находиться только один электрон (есть и другие эквивалентные формулировки).

Квантовая механика показала, что принципу Паули подчиняются не только электроны в атоме, но и все фермионы, образующие какой-нибудь ансамбль взаимодействующих частиц.