

4. СТРОЕНИЕ АТОМА

Как известно, вещество состоит из атомов и молекул.

Атом имеет размер порядка 10^{-8} см. Массу атома обычно выражают в атомных единицах. Атомная единица массы (а.е.м.) – единица массы, применяемая для выражения масс микрочастиц. За 1 а.е.м. принята 1/12 часть массы атома углерода с массовым числом 12 (т.н. углеродная шкала).

1 а.е.м. = $1,6605655 \cdot 10^{-27}$ кг. За атомную массу элемента, состоящего из смеси изотопов, принимают среднее значение атомной массы изотопов с учетом их процентного содержания. Атомная масса меньше суммы масс составляющих атом частиц (протонов, нейтронов, электронов) на величину, обусловленную энергией их взаимодействия (Дефект массы).

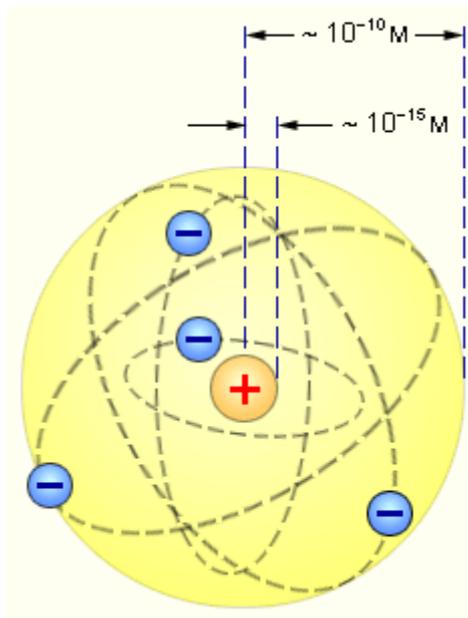


Рис. 9. Модель атома Резерфорда

Согласно простейшей модели (Э.Резерфорд, 1911), атом представляет собой центральное положительно заряженное ядро очень малых размеров ($\sim 10^{-12}$ см) с распределенными вокруг него на больших расстояниях ($\sim 10^{-8}$) электронами. Так как масса электрона очень мала, то вся масса атома практически сосредоточена в ядре. Ядерная модель прекрасно объясняет результаты опытов по изучению рассеяния α -частиц, но у нее есть существенный недостаток –

она не обеспечивает свойство стабильности. Дело в том, что в соответствии с законами электродинамики всякий ускоренно движущийся заряд, в том числе и электрон, равномерно движущийся вокруг ядра по окружности, должен растрчивать свою энергию на излучение. В результате энергия системы будет уменьшаться, а электроны постепенно приближаться к ядру, пока не упадут на него. При этом частота обращения электронов вокруг ядра будет изменяться, а, следовательно, должна меняться и частота испускаемого атомом излучения. Простейшая ядерная модель атома противоречит двум экспериментальным результатам: устойчивости атомов и дискретному характеру атомных спектров.

Следующий шаг в развитии представлений об устройстве атома сделал в 1913 году датский физик Н.Бор. Он сформулировал постулаты, которым должна удовлетворять новая теория о строении атомов.

Бора постулаты – основные допущения в квантовой теории атома Н.Бора: 1) существование ряда стационарных состояний атома, соответствующих определенным значениям его внутренней энергии E ; 2) условие частот ν излучения при переходе атома из одного стационарного состояния (E_1) в другое (E_2): $\nu = (E_1 - E_2)/h$, h – постоянная Планка. Позднее установлено, что постулаты Бора – следствия квантовой механики.

Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний) гласит: атомная система может находиться только в особых *стационарных* или *квантовых* состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия E_n . В стационарных состояниях атом не излучает.

Этот постулат находится в явном противоречии с классической механикой, согласно которой энергия движущегося электрона может быть любой. Он находится в противоречии и с электродинамикой, так как допускает возможность ускоренного движения электронов без излучения электромагнитных волн. Согласно первому постулату Бора, атом характеризуется системой энергетических уровней, каждый из которых соответствует определенному стационарному состоянию: электрон может вращаться вокруг ядра неопределенно долго, не излучая энергию, если на его орбите укладывается целое число длин волн де Бройля. Таким образом устойчивые орбиты в атоме это орбиты, радиусы которых r_n определяются соотношением

$$m_e v r_n = n \hbar \quad (13)$$

Каждая орбита расположена на вполне определенном расстоянии

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2}{Z m_e e^2} \quad (14)$$

от ядра (Z – заряд ядра, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, v – скорость электрона, r – радиус орбиты $\hbar=1,5*10^{-27}$ эрг*сек, n – целое число) и характеризует энергетическое состояние

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m_e}{2\hbar^2} * \frac{1}{n^2}. \quad (15)$$

Орбита с самым малым радиусом соответствует наименьшему значению энергии и называется К - орбитой, за ней следует L- орбита, М – орбита и т.д. При движении электронов по этим орбитам атом находится в устойчивом состоянии. Испускание или поглощение атомом излучения происходит только при переходе электрона с одной орбиты на другую, причем излучаемая частота ν однозначно связана с разностью энергий, участвующих в переходе состояний, $\Delta E=h\nu$, где $h=2\pi \hbar$.

Механическая энергия электрона, движущегося по замкнутой траектории вокруг положительно заряженного ядра, отрицательна. Поэтому всем стационарным состояниям соответствуют значения энергии $E_n < 0$. При $E_n \geq 0$ электрон удаляется от ядра (ионизация). Величина $|E_1|$ называется энергией ионизации. Состояние с энергией E_1 называется основным состоянием атома.

Второй постулат Бора (правило частот) формулируется следующим образом: при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией E_n в другое стационарное состояние с энергией E_m излучается или поглощается квант, энергия которого равна разности энергий стационарных состояний:

$$h\nu_{nm}=E_n-E_m, \quad (16)$$

Отсюда можно выразить частоту излучения.

Второй постулат Бора также противоречит электродинамике Максвелла, так как частота излучения определяется только изменением энергии атома и никак не зависит от характера движения электрона.

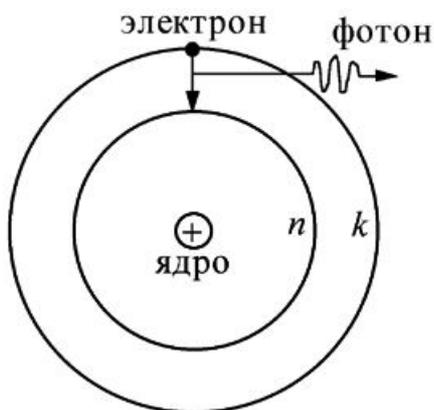


Рис. 10. Схема атома Бора (Излучение или поглощение кванта излучения происходит при переходе атома из одного стационарного состояния в другое).

Теория Бора не отвергла полностью законы классической физики при описании поведения атомных систем. В ней сохранились представления об орбитальном движении электронов в кулоновском поле ядра. Классическая ядерная модель атома Резерфорда была дополнена в теории Бора идеей о квантовании электронных орбит. Поэтому теорию Бора иногда называют полуклассической.

Вычисления на основе этой модели позволили рассчитать спектральные закономерности и постоянную Ридберга. Модель Бора объясняет спектры водорода и водородоподобных атомов, но не годится для атомов с числом электронов больших 2. В более продвинутом варианте рассматриваемой здесь модели учтено движение ядра вокруг общего центра тяжести; круговые орбиты заменены эллиптическими с определенными положениями их плоскости. Все это привело к лучшему пониманию оптических спектров, и, в частности, позволило объяснить простой эффект Зеемана.

Зеемана эффект – расщепление уровней энергии, а, следовательно, спектральных линий атома и других атомных систем в магнитном поле. Во внешнем магнитном поле атомная система, обладающая магнитным моментом μ , приобретает дополнительную энергию, зависящую от проекции μ на направление магнитного поля. Это приводит к расщеплению уровней энергии системы. Открыт в 1896 П.Зееманом.

Постулаты Бора определили направление развития новой науки – квантовой физики атома. Прекрасное согласие боровской теории атома водорода с экспериментом служило веским аргументом в пользу ее справедливости. Однако попытки применить эту теорию к более сложным атомам не увенчались успехом. Бор не смог дать физическую интерпретацию правилу квантования. Это было сделано десятилетием позже де Бройлем на основе представлений о волновых свойствах частиц. Де Бройль предложил, что каждая орбита в атоме водорода соответствует волне, распространяющейся по окружности около ядра атома. Стационарная орбита возникает в том случае, когда волна непрерывно повторяет себя после каждого оборота вокруг

ядра. Другими словами, стационарная орбита соответствует круговой стоячей волне де Бройля на длине орбиты. Это явление очень похоже на стационарную картину стоячих волн в струне с закрепленными концами. В стационарном квантовом состоянии атома водорода на длине орбиты должно укладываться по идее де Бройля целое число длин волн λ , т.е.

$$n\lambda_n = 2\pi r_n. \quad (17)$$

В результате, боровское правило квантования оказалось связанным с волновыми свойствами электронов.

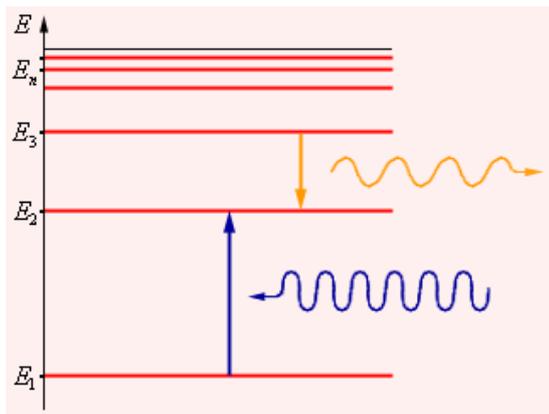


Рис. 11. Энергетические уровни атома.

Успехи теории Бора в объяснении спектральных закономерностей в изучении атома водорода были поразительны. Стало ясно, что атомы – это квантовые системы. Энергетические уровни стационарных состояний атомов дискретны. Почти одновременно с созданием теории Бора было получено прямое экспериментальное доказательство существования

стационарных состояний атома и квантования энергии. Дискретность энергетических состояний атома была продемонстрирована в опыте Д.Франка и Г.Герца (1913 г.), в котором исследовалось столкновение электронов с атомами ртути.

Франка-Герца опыт – эксперимент, доказывающий, что внутренняя энергия атома может принимать лишь дискретные значения.

Представление о дискретных состояниях противоречит классической физике. Поэтому возник вопрос, не опровергает ли квантовая теория законы классической физики. Квантовая физика не отменила фундаментальных классических законов сохранения энергии, импульса, электрического заряда и т.д. Согласно сформулированному Н.Бором **принципу соответствия**, квантовая физика включает в себя законы классической физики, и при определенных условиях можно обнаружить плавный переход от квантовых представлений к классическим. Это можно видеть на примере энергетического спектра атома водорода. При больших квантовых числах $n \gg 1$ дискретные уровни постепенно сближаются, и возникает плавный переход в область непрерывного спектра, характерного для классической физики.

Постулаты Бора не содержали рецепта определения стационарных состояний (орбит) и соответствующих им значений энергии E_n . Вообще непонятно, почему на стационарной орбите электрон не теряет энергию. Для ее преодоления пришлось отказаться от классических представлений и перейти на рельсы квантовой механики (Гейзенберг и Шредингер, 1926). Согласно квантовой механике, при рассмотрении движения электронов и других микрочастиц нельзя говорить об их траектории, так как нельзя одновременно точно знать положение и скорость частицы. В данной модели положение электрона в атоме в данный момент времени определяется не точно, а с некоторой вероятностью, величина которой задается волновой функцией, являющейся решением волнового уравнения. Квантовая механика объяснила почему атом не излучает в стационарном состоянии, а также позволила подсчитать интенсивности спектральных линий. Кроме того, квантовая механика дала объяснение совершенно непонятному с точки зрения классической физики явлению дифракции электронов.

Представление Бора об определенных орбитах, по которым движутся электроны в атоме, оказалось весьма условным. На самом деле движение электрона в атоме очень мало похоже на движение планет или спутников. Физический смысл имеет только вероятность обнаружить электрон в том или ином месте, описываемая квадратом модуля волновой функции $|\Psi|^2$. Волновая функция Ψ является решением основного уравнения квантовой механики – уравнения Шредингера.

Шредингера уравнение – основное динамическое уравнение нерелятивистской квантовой механики; позволяет определить возможные состояния системы, а также изменение состояния во времени. Сформулировано Э.Шредингером в 1926.

Общее временное уравнение Шредингера, позволяющее определить в любой момент времени волновую функцию Ψ для частицы массы m_0 , движущейся в силовом поле $\vec{F} = -\text{grad}U$, описываемом скалярной потенциальной функцией $U(x,y,z)$, имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \Psi + U\Psi \quad (18)$$

Здесь $i = \sqrt{-1}$ - мнимая единица, а \hbar - рационализированная постоянная Планка. Стандартным символом Δ в (18) обозначен дифференциальный оператор Лапласа, который в декартовой системе координат имеет вид

$$\Delta \equiv \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (19)$$

В общем случае в задачах квантовой механики дифференциальное уравнение в частных производных (18) должно решаться с учетом определенных начальных и граничных условий на волновую функцию.

Задать закон движения частицы в квантовой механике это значит определить значение волновой функции в каждый момент времени в каждой точке пространства. Уравнение Шредингера играет в квантовой механике такую же роль, как и второй закон Ньютона в классической механике. Самой поразительной особенностью квантовой физики оказался ее вероятностный характер. Вероятностный характер законов является фундаментальным свойством микромира. Квадрат модуля волновой функции, описывающей состояние квантовой системы, вычисленный в некоторой точке, определяет вероятность обнаружить частицу в данной точке.

Связь между квантовой и классической механикой аналогична связи между волновой и геометрической оптикой. В обоих случаях переход от одной теории к другой соответствует переходу от относительно больших длин волн (частицы или излучения) к малым длинам волн, если их сравнивать с характерным размером L области неоднородности силового поля или оптических свойств среды. Этот вывод иллюстрирует следующая таблица

Волновая оптика	Квантовая механика
$\lambda \geq L$	$\lambda_B \geq L$
Геометрическая оптика	Классическая механика
$\lambda \ll L$	$\lambda_B \ll L$

В таком сравнении теорий траектория движения классической частицы является аналогом светового луча в геометрической оптике.

Элементарные частицы характеризуются массой, зарядом, величиной собственного момента количества движения (спина) и величиной магнитного момента. Существование собственного механического и магнитного моментов у электрона позволяет представить его условно в виде заряженного волчка, вращающегося вокруг собственной оси. При этом в отличие от классического волчка, который может иметь любое значение механического момента, спин электрона имеет только одно вполне определенное значение, равное $\hbar/2$. Соответственно магнитный момент электрона также имеет только одно вполне определенное значение

$M_B = \frac{e}{mc} * \frac{\hbar}{2} = 9,27 * 10^{-21}$ эрг/гс, которое получило название магнетона Бора. Знак магнитного момента электрона отрицателен, т.е. его направление противоположно направлению спина. Понятие спина электрона позволило объяснить тонкую структуру атомного излучения.

Атомы могут присоединять или отдавать электроны, становясь положительно или отрицательно заряженными ионами. Химические свойства атомов определяются в основном числом электронов во внешней оболочке: соединяясь химически, атомы образуют молекулы.

Важная характеристика атома - его внутренняя энергия, которая может принимать лишь определенные (дискретные) значения, соответствующие устойчивым состоянием атома, и изменяется только скачкообразно путем квантового перехода.

Замечание. Если говорить точнее, то волновые свойства электрона, не позволяют ему иметь одну строго определенную энергию: энергия орбитального электрона всегда «размыта» в некотором диапазоне, так что энергетический уровень имеет конкретную ширину, всегда отличную от нуля. Важно, что ширина энергетического уровня зависит от типа химического соединения, в которое входит атом. Следует также помнить, что волновая функция любого электрона атома проходит через ядро. Поэтому атомные свойства сказываются на ядерных, а ядерные – на атомных.

Поглощая определенную порцию энергии, атом переходит в возбужденное состояние (на более высокий уровень энергии). Из возбужденного состояния атом, испуская фотон, может перейти в состояние с меньшей энергией (на более низкий уровень энергии). Уровень соответствующий минимальной энергии атома называется основным, остальные –

возбужденными. Квантовые переходы обуславливают атомные спектры поглощения и испускания, индивидуальные для атомов всех химических элементов. Введение квантовых чисел для атомных электронов позволило адекватно интерпретировать обычную и тонкую структуру оптических спектров. Объяснение сверхтонкой структуры оптического спектра можно получить только с учетом свойств атомного ядра.

Атомные спектры – оптические спектры свободных или слабо связанных атомов (одноатомных газов, паров), возникающие при излучательных квантовых переходах. Атомные спектры – линейчатые, состоят из отдельных спектральных линий, которые характеризуются определенной длиной волны и для простых атомов группируются в спектральные серии. Содержат информацию о строении атомов.

Уровни энергии – значения, которые может принимать энергия квантовой системы (атомы, молекулы, кристалла и др.). Совокупность уровней энергии образует энергетический спектр системы – непрерывный, дискретный или смешанный.

Спектральные линии – линии в спектрах электромагнитных излучений атомов, молекул и др. квантовых систем. Излучение, соответствующее данной спектральной линии характеризуется определённой длиной волны (λ , следовательно, частотой). Каждая спектральная линия отвечает определённому квантовому переходу. В соответствии с направлением перехода различают спектральные линии поглощения и испускания.

Квантовые переходы – скачкообразные переходы квантовой системы (атома, молекулы, атомного ядра, кристалла) из основного возможного состояния в другое.

Квантовые числа – целые или дробные числа, определяющие возможные дискретные значения физических величин, характеризующих квантовые системы (атомное ядро, атом, молекулу и др.) и отдельные элементарные частицы.

Замечание. Не следует полагать, что атомы испускают исключительно оптические спектры. При переходах электронов с внешних электронных оболочек атома на внутренние возникает рентгеновское излучение (линейчатый спектр, диапазон длин волн $10^{-3} - 10^2$ нм). Линейчатый характер подобных спектров отличает их от рентгеновских лучей, возникающих при торможении быстрых электронов в веществе (непрерывный спектр).

Элементарные частицы характеризуются массой, зарядом, величиной собственного момента количества движения (спина) и величиной магнитного момента. Существование собственного механического и магнитного моментов у электрона позволяет представить его условно в виде заряженного волчка, вращающегося вокруг собственной оси. При этом в отличие от классического волчка, который может иметь любое значение механического момента, спин электрона имеет только одно вполне определенное значение, равное $\hbar/2$. Соответственно магнитный момент электрона также имеет только одно вполне определенное значение

$$M_B = \frac{e}{m_e c} * \frac{\hbar}{2} = 9,27 * 10^{-21} \text{ эрг/Гс,}$$

которое получило название магнетона Бора. Знак магнитного

момента электрона отрицателен, т.е. его направление противоположно направлению спина. Понятие спина электрона позволило объяснить тонкую структуру атомного излучения.

Каждый электрон в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами: главным квантовым числом n , принимающим значения $n=1, 2, 3, 4, \dots$, азимутальным $l=0, 1, 2, \dots, n-1$, магнитным m_l , принимающим значения $(2l+1)$ значений, и спиновым m_s , принимающим значения $+1/2$ и $-1/2$. Состояния с $l=0, 1, 2, 3, 4, \dots$ принято обозначать буквами s, p, d, f, g, \dots и соответственно называть s -, p -, d -, f -, g -... состояниями. Электроны с данным n образуют электронный слой, который состоит из n оболочек с $l=0, 1, 2, \dots, (n-1)$ и в соответствии с принципом Паули содержит $2n^2$ электронов. Отсюда получаем следующее распределение электронов по слоям и оболочкам

Табл. Распределение электронов по слоям и оболочкам

n	1			2			3			4			...
l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	...		
Обозначение слоёв и оболочек	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	...		
Число электронов в слое	2	2+6=8		2+6+10=18			2+6+10+14=32			...			

Видно, что максимально возможное число электронов в первом слое ($n=1$) равно 2 (1s-состояния); во втором слое – 8 (2s- и 2p-состояния); в третьем и четвёртом слоях – соответственно 18 и 32 электрона). Тем самым устанавливается связь между слоистым расположением электронов в атоме и периодической системой: периоды таблицы содержат 2, 8, 18 и 32 элемента. Интересно, что встречаются два раза периоды их 8 и 18 элементов. Это объясняется тем, что электроны в атомах располагаются в тех состояниях (из числа возможных), которые соответствуют наименьшей энергии. Энергия электрона на орбите тем выше, чем больше n , а при данном n тем

выше, чем больше l . Поэтому последовательность энергетических уровней отдельных состояний электрона не всегда совпадает с последовательностью главных квантовых чисел n .

Главное квантовое число n определяет квантование энергии атома. Для квантования момента импульса вводится так называемое **орбитальное квантовое число** l . Проекция момента импульса на любое выделенное в пространстве направление (например, направление вектора \vec{B} магнитного поля) также принимает дискретный ряд значений. Для квантования проекции момента импульса вводится **магнитное квантовое число** m . Квантовые числа n , l , m связаны определенными правилами квантования. Например, орбитальное квантовое число l может принимать целочисленные значения от 0 до $(n - 1)$. Магнитное квантовое число m может принимать любые целочисленные значения в интервале $\pm l$. Таким образом, каждому значению главного квантового числа n , определяющему энергетическое состояние атома, соответствует целый ряд комбинаций квантовых чисел l и m . Каждой такой комбинации соответствует определенное распределение вероятности $|\Psi|^2$ обнаружения электрона в различных точках пространства («электронное облако»).

Состояния, в которых орбитальное квантовое число $l=0$, описываются сферически симметричными распределениями вероятности. Они называются s -состояниями ($1s, 2s, \dots, ns, \dots$). При значениях $l>0$ сферическая симметрия электронного облака нарушается. Состояния с $l=1$ называются p -состояниями, с $l=2$ – D -состояниями и т.д. Электрон в состоянии $1s$ (основное состояние атома водорода) может быть обнаружен на различных расстояниях от ядра. С наибольшей вероятностью его можно обнаружить на расстоянии, равном радиусу r_1 первой боровской орбиты. Вероятность обнаружения электрона в состоянии $2s$ максимальна на расстоянии $r=4r_1$ от ядра. В обоих случаях атом водорода можно представить в виде сферически симметричного электронного облака, в центре которого находится ядро.

Таким образом, важнейшей характеристикой атома является его внутренняя энергия, которая может принимать лишь определенные (дискретные) значения, соответствующие устойчивым состояниям атома, и изменяется только скачкообразно путем квантового перехода.

Замечание. Если говорить точнее, то волновые свойства электрона, не позволяют ему иметь одну строго определенную энергию: энергия орбитального электрона всегда «размыта» в некотором диапазоне, так что энергетический уровень имеет конкретную ширину, всегда отличную от нуля. Важно, что ширина энергетического уровня зависит от типа химического соединения, в которое входит атом. Следует также помнить, что волновая функция любого электрона атома проходит через ядро. Поэтому атомные свойства сказываются на ядерных, а ядерные – на атомных.

Атомные спектры – оптические спектры свободных или слабо связанных атомов (одноатомных газов, паров), возникающие при излучательных квантовых переходах. Атомные спектры – линейчатые, состоят из отдельных спектральных линий, которые характеризуются определенной длиной волны и для простых атомов группируются в спектральные серии. Содержат информацию о строении атомов.

Квантовые числа – целые или дробные числа, определяющие возможные дискретные значения физических величин, характеризующих квантовые системы (атомное ядро, атом, молекулу и др.) и отдельные элементарные частицы.

Замечание. Не следует полагать, что атомы испускают исключительно оптические спектры. При переходах электронов с внешних электронных оболочек атома на внутренние возникает рентгеновское излучение (линейчатый спектр, диапазон длин волн $10^{-3} - 10^2$ нм). Линейчатый характер подобных спектров отличает их от рентгеновских лучей, возникающих при торможении быстрых электронов в веществе (непрерывный спектр).

Существенно важную информацию об атомах физики получают при исследовании их электромагнитного излучения. Опыт показывает, что оптические спектры атомов являются линейчатыми. Это означает, что спектры излучения атомов состоят из отдельных спектральных линий. При этом каждый атом имеет свой характерный линейчатый оптический спектр.

Рассмотрим возникающие здесь проблемы на примере атома водорода.

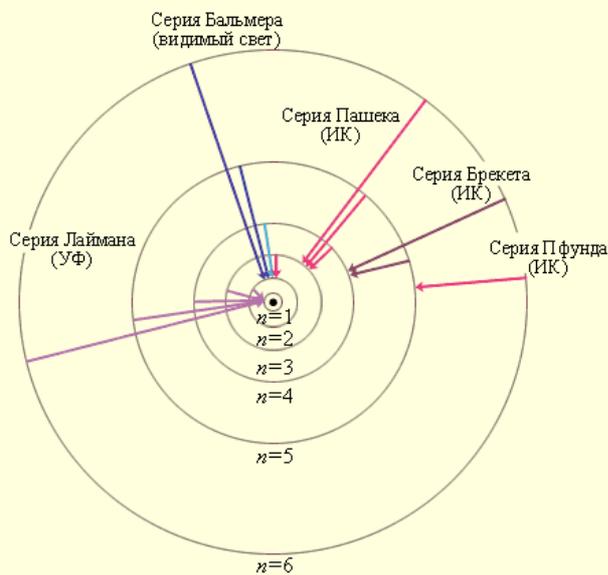


Рис. 12. Стационарные орбиты электронов в атоме водорода.

Так, для простейшего атома водорода еще в 1885 г. была найдена эмпирически формула, получившая название обобщенной формулы Бальмера. Оказалось, что с большой точностью длины волн излучения для всех спектральных линий атома водорода описываются удивительно простым по форме соотношением

$$\frac{1}{\lambda_{nk}} = \tilde{R} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k > n \quad (20)$$

или для частот излучения

$$\omega_{nk} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k > n \quad (21)$$

В этих формулах $R = 2.067 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ - постоянная Ридберга, $\tilde{R} = R / 2\pi c = 109678 \text{ см}^{-1}$, а n и k - целые числа.

Рис. 13. Спектральные линии водорода.

Известны следующие серии спектральных линий излучения атома водорода, названные в честь их первооткрывателей:

- $n=1$ - серия Лаймана (ультрафиолетовое излучение)
- $n=2$ - серия Бальмера (видимый свет)
- $n=3$ - серия Пашена (инфракрасное излучение)
- $n=4$ - серия Брэккетта (инфракрасное излучение) и др.

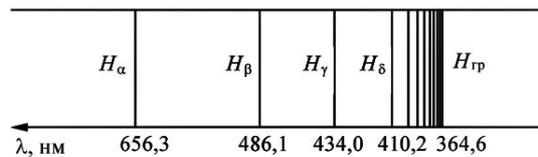
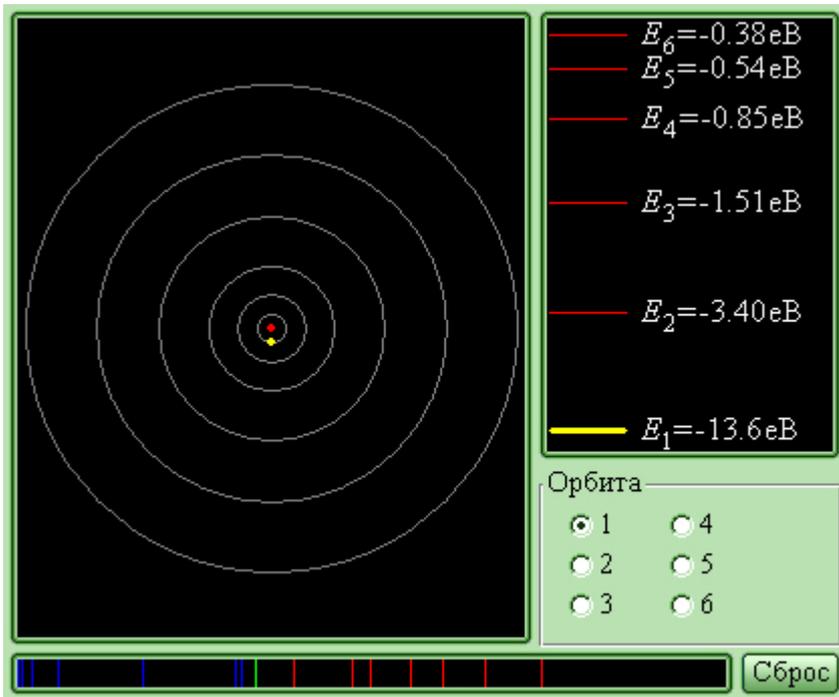
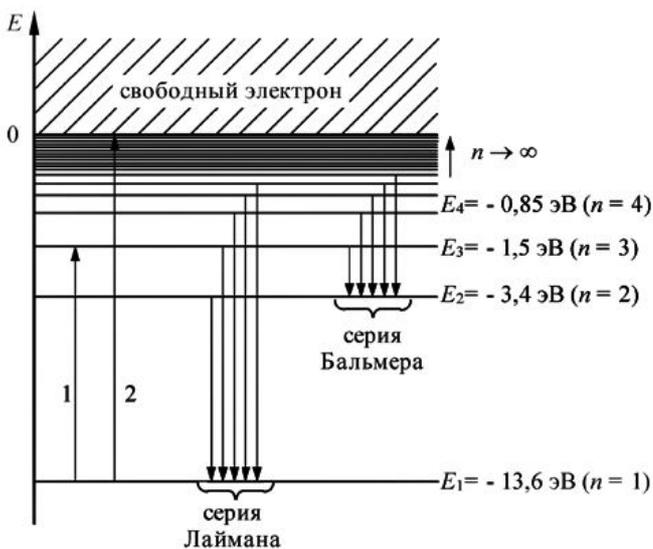


Рис. 14. Схема линий серии Бальмера в видимой части спектра атома водорода.



Отметим, что частота любой линии спектра излучения атома водорода может быть представлена в виде разности двух одноподобных выражений, которые зависят от целочисленных параметров и называются спектральными термами. Действительно $\omega_{nk} = T(n) - T(k)$

для которого терм

$$T(n) = \frac{R}{n^2} \quad (22)$$

Рис. 15. Энергетический спектр электрона в атоме водорода.

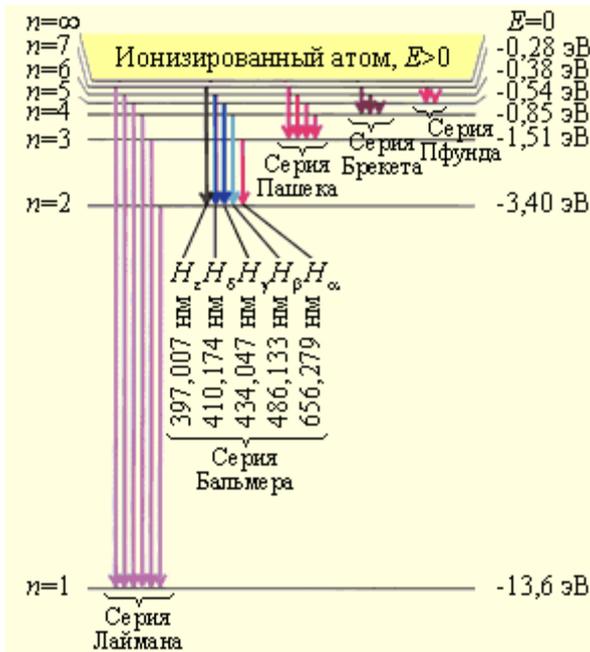
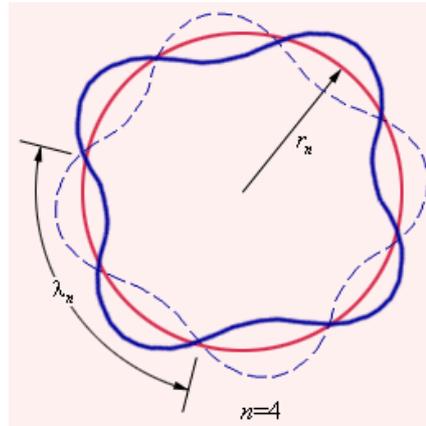


Рис. 16. Тонкая структура спектра атома водорода

Рис.17. Волна де Бройля в атоме при квантовом числе $n=2$



В соответствии с корпускулярно-волновым дуализмом, электрон на атомной орбите удобно представить в виде волны де Бройля (рис. 17).

В рамках квантовой механики, образ атома водорода представляется в виде облака плотности вероятности нахождения электрона в заданной точке пространства. Некоторые квантовые состояния атома водорода, описываемых волновыми функциями (решениями уравнения Шредингера) представлены на рис. 18.

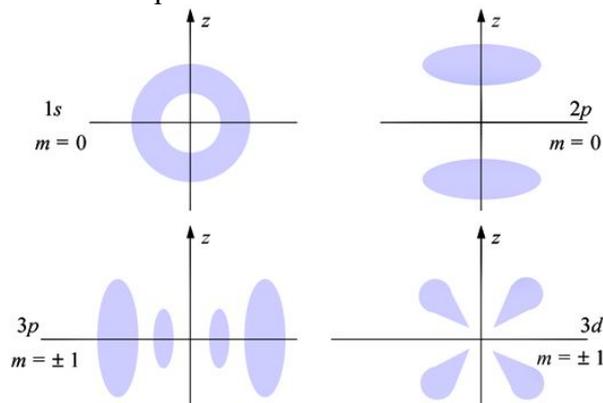


Рис. 18. Радиальная электронная плотность вероятности в виде «облака», густота которого в разных точках пространства пропорциональна этой плотности вероятности.

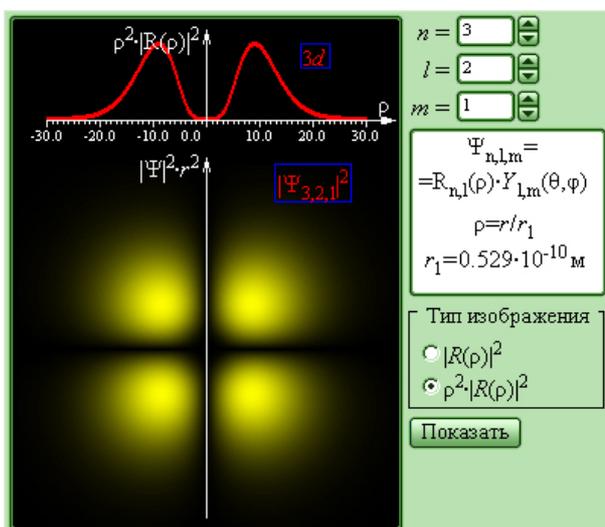


Рис. 19. Пример квантово-механического расчёта атома водорода