



1.13. Ядерная модель атома, опыты Резерфорда. Полуклассическая теория атома Бора

Теперь мы вернемся к атому и рассмотрим другое направление в развитии физики микроявлений, связанное с разработкой *модели атома*. Успехи, обусловленные открытием электрона, убеждение, что он является составной частью атома, и одновременно наличие очевидных экспериментальных фактов о нейтральности атома позволили Дж. Дж. Томсону предложить в 1903 г. модель строения атома. В ней предполагалось, что кроме электронов, составной частью атома является какая-то положительно электрически заряженная часть. Её Томсон представлял в виде сферы с размерами атома, т.е. диаметром порядка 10^{-8} см (эта величина была взята, исходя из рентгеновских опытов и величин расстояний между плотно расположенными соседними атомными плоскостями в кристаллах), в которую вкраплены электроны в таком количестве, чтобы их суммарный электрический заряд был бы точно равен по абсолютной величине положительному заряду сферы, а масса сферы должна была равняться почти всей массе атома.

Открытие явления радиоактивности дало физикам в руки мощный инструмент для внешнего воздействия на атомы, чем и воспользовался Резерфорд со своими сотрудниками Мардсенем и Гейгером. Они начали систематические исследования по рассеянию пучков альфа-частиц при их прохождении через тонкие пленки различных металлов и почти сразу обнаружили поразительный факт: иногда наблюдалось отражение очень быстрых альфа-частиц прямо назад от пленки просвечиваемого металла.

Такое явление явно не могло быть объяснено в рамках томсоновской модели атома. Альфа-частицы с энергией в несколько миллионов электронвольт (энергия в один электронвольт – это энергия, которую приобретает электрон, ускоряясь при прохождении разности потенциалов в один вольт), с которыми работали физики, должны были пронизывать томсоновский атом – сферу, как нож пронизывает масло, почти не рассеиваясь и тем более не отражаясь прямо назад. Для объяснения этого факта, авторам опытов пришлось



1.13. Ядерная модель атома...

предположить, что в центре атома есть очень малая область, образующая такое сильное электрическое поле, которое способно отбросить падающую на него быструю альфа-частицу прямо назад. Поэтому Резерфорд предположил, что положительный электрический заряд атома не *размазан* по сфере с радиусом 10^{-8} см, как предполагал Томсон, а сосредоточен в гораздо меньшем объеме в центре атома в виде своеобразного «*ядра*» с положительным электрическим зарядом, по величине равным суммарному заряду всех электронов, чтобы соответствовать нейтральности атома. Более того, Резерфорд дал точный расчет, как должны рассеиваться альфа-частицы таким заряженным положительно ядром атома, и его теоретический расчет был блестяще подтвержден в экспериментах многих авторов.

В 1911 году Резерфордом была предложена *ядерная модель атома* и началась новая эра в микрофизике – *эра ядерной физики*. Одновременно с объяснением опытов по рассеянию альфа-частиц на ядрах атомов возникло новое серьезное затруднение. В ядерной модели атома электронам отводилась вполне определенная роль: они должны были вращаться вокруг положительно заряженного ядра, как планеты вокруг Солнца. Но по теории Максвелла всякий ускоренно движущийся электрический заряд, в том числе и электрон, при своем движении вокруг атомного ядра из-за центростремительного ускорения должен был непрерывно излучать энергию, приближаться к ядру и, в конце концов, упасть на него, т.е. атом Резерфорда, согласно теории Максвелла, должен быть абсолютно неустойчивой системой.

Физикам нужно было найти ответ на новый «заковыристый» вопрос: почему все-таки атомы существуют как устойчивые физические системы. Значение возникшего парадокса для того времени хорошо охарактеризовал Нильс Бор, который сказал: «Решающим моментом в ядерной модели Резерфорда было то, что она с самого начала со всей ясностью показала: устойчивость атомов нельзя объяснить на основе классической физики, и квантовый постулат – это единственно возможный выход из создавшейся здесь дилеммы. Именно острота несоответствия заставила меня поверить в правильность квантового постулата».

Бор приехал в Манчестер весной 1912 года, когда вся лаборатория Резерфорда была охвачена стремлением выявить преимущества и недостатки ядерной модели атома, и



1.13. Ядерная модель атома...

Бор стал ее сторонником. Уезжая домой в конце 1912 года, он оставил Резерфорду записку, где указал намеком на свою будущую теорию и ее постулаты.

В начале 1913 года Бор встретился со своим университетским товарищем Хансеном, и, когда Бор рассказал ему идею своей теории, тот его спросил, знает ли Бор спектральные формулы? Бор, оказывается, до сих пор не был знаком с этими опытными результатами и их математическим оформлением. Хансен показал ему формулу Бальмера, описывающую расположение спектральных линий в одной из спектральных серий спектра водорода, и Бору сразу стало ясно, что он на правильном пути. Почти сразу же после встречи с Хансеном Бор написал первую часть своей знаменитой статьи, которая называлась «О строении атомов и молекул».

Что же это за «волшебная» формула Бальмера? Она имеет вид:

$$\nu' = R[(1/2)^2 - (1/n)^2], n = 3, 4, \dots,$$

причем для каждого значения целого числа n мы имеем одну линию серии. Константа R носит название постоянной Ридберга и равна

$$R = 19067,8 \text{ см}^{-1}$$

Величина, стоящая в левой части формулы Бальмера ν' , называется *волновым числом* и имеет смысл обратной величины длине волны $\nu' = 1/\lambda$. Кроме волнового числа, используется также *частота* ν , где $\nu = c/\lambda$.

Используя формулу Бальмера, Бор сразу понял, что в ее правой части стоят разности энергий стационарных состояний атома, и ему оставалось только сообразить, как надо сформулировать основные положения своей теории. Он исходил из трех основных положений или постулатов:

- 1) ядерной модели атома Резерфорда;
- 2) квантового постулата о существовании устойчивых орбит, двигаясь по которым электроны, вопреки классическим законам электродинамики Максвелла, не излучают энергии;
- 3) правил квантования, которые позволяют выбрать дискретный набор устойчивых орбит из непрерывного набора возможных классических орбит.



1.13. Ядерная модель атома...

Дискретный ряд устойчивых орбит можно охарактеризовать значениями их энергий, которые вычисляются чисто классически

$$E_1, E_2, E_3, E_4, \dots$$

Кванты энергии света, излучаемого при переходе электронов с более высоких по энергии орбит на нижние, равны

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1; h\nu_{23} = E_3 - E_2; h\nu_{43} = E_4 - E_3; \dots$$

Энергии орбит мы, следуя Бору, определяем классически, но из непрерывной классической совокупности орбит выбираем только такие, которые удовлетворяют правилам квантования, сформулированным Бором. Классическое определение орбит, т.е. вычисление их радиусов r ; скорости движения электрона, как линейной v , так и угловой $\omega = v/r$, получаем из второго закона динамики Ньютона. Сила, действующая на электрон при его вращении по орбите, а именно, сила кулоновского взаимодействия с положительным зарядом атомного ядра $+Ze$ (Z – порядковый номер химического элемента в Таблице Менделеева) равна по абсолютной величине

$$Ze^2/r^2.$$

Она вызывает центростремительное ускорение, возникающее при вращении электрона по орбите вокруг атомного ядра,

$$v^2/r = \omega^2 r,$$

Тогда

$$Ze^2/r^2 = mrv^2 \text{ или } mr^3\omega^2 = Ze^2. \quad (13.1)$$

Согласно квантовому условию, угаданному Бором, момент количества движения электрона на орбите

$$mvr = m\omega r^2$$

на устойчивых орбитах равен произведению целых чисел $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ на постоянную Планка $\hbar$ (вот здесь вся «изюминка» теории Бора), т.е.

$$mvr_n = m\omega_n r^2 = n\hbar = nh/2\pi \quad (13.2)$$

Деля уравнение (13.1) на уравнение (13.2), получаем для скорости v_n на орбите номера n :



1.13. Ядерная модель атома...

$$v_n = \omega_n r = Ze^2/n\dot{i} \quad (13.3)$$

Подставляя (13.3) в (13.2), имеем для боровских радиусов квантованных орбит r_{nB} значения:

$$r_{nB} = n^2 \dot{i}^2 / Ze^2 m,$$

а для угловой скорости ω_n на орбите номера n :

$$\omega_n = 8\pi^2 m Z^2 e^4 / n^3 \hbar^3.$$

Для *первой* боровской устойчивой орбиты атома водорода (при $n = 1$ и $Z = 1$) получаем:

$$r_{1B} = \dot{i}^2 / me^2.$$

Это и есть атомная длина, которая зависит только от мировых атомных констант $\hbar, e, m$.

Энергия электрона, двигающегося по n -ой орбите, равна сумме кинетической энергии

$$E_{кин}^{(n)} = mv^2/2 = mr^2\omega^2/2 = 2\pi^2 m Z^2 e^4 / n^2 \hbar^2$$

и потенциальной энергии

$$E_{пот}^{(n)} = -Ze^2/r = -4\pi^2 m Z^2 e^4 / n^2 \hbar^2.$$

Для полной энергии получаем:

$$E_n = E_{кин}^{(n)} + E_{пот}^{(n)} = -2\pi^2 m Z^2 e^4 / n^2 \hbar^2.$$

Таким образом, для формулы Бальмера из теории Бора, следует

$$v' = E_n / \hbar - E_2 / \hbar = 2\pi^2 m e^4 \hbar^3 (1/2^2 - 1/n^2),$$

где $n = 3, 4, 5, \dots$ Постоянная Ридберга теперь имеет не только экспериментальное значение, но ей дано и теоретическое обоснование:

$$R = 2\pi^2 m e^4 / c \hbar^3.$$

Если в правую часть этого выражения подставить известные значения для m, e, c и $\hbar$, то получим теоретическую численную величину для постоянной Ридберга, равную $1,097 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$, что прекрасно согласуется с ее опытным значением и является очень важным подтверждением правильности теории Бора. Постоянную Ридберга стали использовать, чтобы со спектроскопической точностью определять ряд констант теории.



Еще до теории Бора были установлены эмпирические формулы для других спектральных серий в спектре водорода. Серия Лаймана соответствует переходам с верхних состояний на первую устойчивую орбиту, серия Пашена – переходам с верхних орбит на третью боровскую орбиту и серия Бреккета – переходам на четвертую орбиту. Они полностью согласовывались с теорией Бора.

Переходы для этих серий и серии Бальмера показаны на рис. 18а,б. Далее, были получены формулы для спектральных серий в спектрах водородоподобных ионов, т.е. ионов с одним электроном, но с зарядом атомного ядра, равным $+Ze$ (с $Z > 1$).

Кроме спектроскопических опытов для проверки теории Бора, были проделаны эксперименты с неупругими столкновениями электронов с атомами, которые позволили опре-

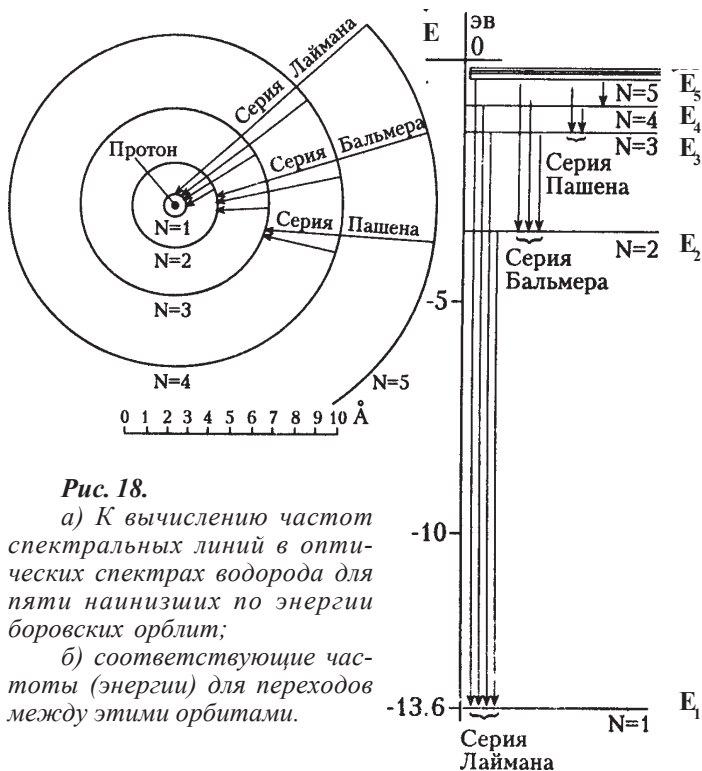


Рис. 18.

а) К вычислению частот спектральных линий в оптических спектрах водорода для пяти наинизших по энергии боровских орбит;

б) соответствующие частоты (энергии) для переходов между этими орбитами.



1.13. Ядерная модель атома...

делить разности энергий между различными устойчивыми состояниями атомов, а также их ионизационный потенциал, т.е. энергию, необходимую для полного отрыва электрона из атома.

Такие опыты впервые произвели немецкие физики Ф. Франк и Г. Герц. Они показали, что при скоростях электрона, меньших разности энергий первого возбужденного состояния атома и его нормальной энергии, столкновения всегда были упругими. Когда же кинетическая энергия падающего на атом электрона была больше этой разности, столкновения становились неупругими и часть кинетической энергии падающего электрона переходила в энергию возбуждения атома, что тоже подтвердило правильность теории Бора.

Выше было получено выражение для радиуса боровских орбит, в которое входит комбинация произведения мировых атомных констант: h, e, m : $r_{IB} = h^2/me^2$. Подстановка численных констант в абсолютных единицах CGSE дает величину, равную $0,528 \times 10^{-8}$ см, что совпадает с порядком величины атомных расстояний, полученную при определении межплоскостных расстояний в кристаллах твердых тел кс помощью дифракции рентгеновских лучей.

Итак, теория Бора удачно описывала много свойств атомов, в первую очередь, водорода. Однако основной ее постулат – о неизлучающих электронных орбитах – и правила квантования, которые Бор ввел для их определения, оставались загадкой для физики.