

атома; 2) ядра имеют размеры порядка 10^{-12} см; 3) число электронов в атоме, обращающихся вокруг ядра и связанных с ним силами кулоновского притяжения, равно атомному номеру Z элемента в периодической системе Менделеева, а заряд ядра равен $+Ze$; 4) размеры атома и электронных орбит настолько велики в сравнении с размерами ядра, что внутренняя структура ядра почти не оказывает влияния на взаимодействие электронов с ядром, поэтому силы, связывающие электроны с ядром, подчинены закону Кулона.

§ 56. Противоречие между фактическим строением атомов и выводами классической электродинамики. Строение линейчатых спектров

Изложенное в предыдущем параграфе строение атома, открытое Резерфордом, на первый взгляд очень сходно со строением планетной системы, подобной солнечной системе, в которой силы взаимного притяжения планет заменены кулоновским взаимодействием электронов и ядра. В связи с этой аналогией модель Резерфорда даже получила название *планетарной*.

Однако это кажущееся сходство обманчиво. В противоположность планетам электроны отталкиваются один от другого; внутренние электроны ослабляют воздействие ядра на внешние электроны; они, как принято говорить, *э к р а н и р у ю т* ядро. В противоположность планетам массы и заряды электронов тождественны. И главное: атому свойственна исключительная *у с т о й ч и в о с т ь*, которой нет у планетных систем.

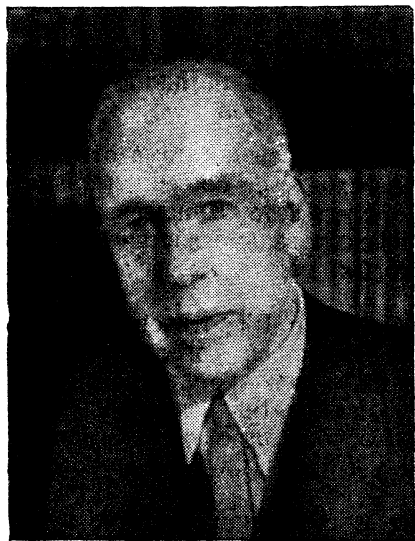
Распределение планетных орбит в солнечной системе, время обращения планет вокруг оси и вокруг Солнца, форма орбит определяются не только массами Солнца и планет, но и теми соотношениями, которые существовали при образовании солнечной системы. Продолжительность года, наверное, значительно изменилась бы, если бы через солнечную систему около Земли прошло постороннее небесное тело.

Иначе обстоит дело в атомах. Неизменность свойств любого элемента указывает, что, как только атом предоставляется самому себе, электроны стремятся занять первоначальное расположение, которое полностью определяется зарядом ядра и его массой. Длины волн спектральных линий не зависят от предшествующих манипуляций, произведенных над веществом. Если бы существовала зависимость спектра от предыдущей истории атома, она, наверное, была бы обнаружена, так как спектральные измерения во многих случаях производятся с точностью более высокой, чем до десятитысячной доли процента.

Между тем модель Резерфорда не могла объяснить характерной устойчивости атома. Напротив, по законам классической электродинамики вращение электронов вокруг ядра должно вызывать

крайнюю неустойчивость: оно должно сопровождаться (по уравнениям Максвелла) электромагнитным излучением, в результате чего энергия электрона, а вместе с ней и скорость его движения вокруг ядра должны постепенно убывать и электрон неизбежно должен в конце концов упасть на ядро.

С точки зрения законов классической электродинамики исключительная устойчивость атомов противоречит факту их ядерного строения. Правильный вывод из этого затруднения теории был сделан в 1913 г. датским физиком Нильсом Бором. Бор предположил, что *обычные законы электродинамики неприменимы к внутриатомным процессам*, и показал, что *внутриатомные процессы подчинены законам теории квантов*, выдвинутой еще в 1900 г. Планком. К такому заключению Бор пришел, анализируя строение линейчатых спектров.



Нильс Бор (1885—1962).

Линейчатые спектры различных элементов сильно отличаются друг от друга. У большинства металлов число линий в этих спектрах очень велико (у железа, например, более 5000 линий). Линии имеют разную интенсивность. Число наблюдаемых линий зависит не только от качества спектроскопа,

но также и от физических условий, при которых получен спектр.

Рассмотрим простейший из атомов — атом водорода. В видимой части его спектра наибольшую интенсивность имеют три линии: красная, сине-зеленая и фиолетовая; их принято обозначать символами H_α , H_β , H_γ . Наряду с ними в видимой части спектра есть ряд других линий меньшей интенсивности.

Имеется также немало линий в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра.

Швейцарский физик Бальмер (в 1885 г.) нашел, что частота ν , которая соответствует различным линиям водорода, расположенным в видимой части его спектра, может вычисляться по формуле

$$\nu = K \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1)$$

где K — постоянная величина (постоянная Бальмера — Ридберга) и n — целое число.

Эту формулу чаще записывают не для частоты $\nu = \frac{c}{\lambda}$, а для волнового числа $\frac{1}{\lambda}$ (числа волн на 1 см). В этом случае коэффициент пропорциональности называют *постоянной Ридберга*:

$$\frac{K}{c} = 109\,677,58 \frac{1}{\text{см}}.$$

Если в формулу Бальмера подставлять вместо n целые числа, то получатся частоты различных линий видимой части водородного спектра. Когда $n=1$, ν отрицательно, для $n=2$ $\nu=0$; следовательно, эти значения n не имеют физического смысла. Но если $n=3$, то ν точно совпадает с частотой красной водородной линии H_α ; при $n=4$ получается частота зеленой линии H_β и при $n=5$ — частота фиолетовой линии H_γ . Другие значения n точно определяют частоты более 30 линий, спектроскопически обнаруженных в видимой части спектра водорода.

По мере возрастания n дробь $\frac{1}{n^2}$ уменьшается и согласно формуле Бальмера разность частот двух соседних линий также уменьшается. При достаточно больших n линии чрезвычайно тесно следуют одна за другой. На рис. 227, где числа обозначают длины волн в единицах Ангстрема ($1\text{ \AA} = 10^{-8}\text{ см}$), показано это постепенное сгущение водородных линий по мере приближения к пределу, достигаемому при неограниченном возрастании n .

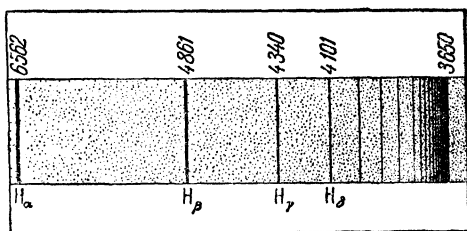


Рис. 227. Линии серии Бальмера.

В приведенной ниже таблице сопоставлены величины, вычисленные по формуле Бальмера, с найденными экспериментально.

Некоторые линии серии Бальмера

Линия	n	$\nu_{\text{выч}}, \text{ гц}$	$\nu_{\text{эксп}}, \text{ гц}$
H_α	3	$456,995 \cdot 10^{12}$	$456,996 \cdot 10^{12}$
H_β	4	$616,943 \cdot 10^{12}$	$616,943 \cdot 10^{12}$
H_γ	5	$690,976 \cdot 10^{12}$	$690,975 \cdot 10^{12}$
H_δ	6	$731,192 \cdot 10^{12}$	$731,193 \cdot 10^{12}$
H_ϵ	7	$755,440 \cdot 10^{12}$	$755,441 \cdot 10^{12}$

Пользуясь соображениями шведского ученого Ридберга о спектрах других элементов, соотечественник Бальмера Ритц пришел к заключению, что в спектре водорода, как и в спектрах других элементов, существуют несколько серий линий, причем формула Бальмера описывает частоты только одной серии. В связи с этим Ритц предложил следующую общую формулу для частот линий спектра водорода (формула Бальмера — Ритца):

$$\nu = K \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n''^2} \right), \quad (2)$$

где K имеет прежний смысл, числа n' и n'' целые и могут принимать различные значения. Для $n'=2$, $n''=3, 4, 5, \dots$ получается серия Бальмера; значениям $n'=1$ и $n''=2, 3, 4, \dots$ соответствует другая серия, полностью расположенная в ультрафиолетовой области; для $n'=3$, $n''=4, 5, \dots$ получается серия, целиком находящаяся в инфракрасной области. Многие линии, принадлежащие к этим сериям, действительно были обнаружены экспериментально.

Как видно из формулы (2), частоты различных линий спектра водорода выражаются разностью двух членов вида $\frac{K}{n^2}$, получивших название *термов*. Пользуясь этим определением, можно сказать, что частота любой линии спектра водорода представляется разностью соответствующих термов.

Для спектров других элементов справедливы формулы, похожие на формулу Ритца. Однако если у водорода термы зависят только от n и постоянной величины K , то у других элементов выражение термов часто можно представить в виде

$$\frac{K}{(n+a)^2},$$

где a — некоторое число, меньшее единицы, изменяющееся от элемента к элементу и от серии к серии. Число серий при этом становится больше, чем у водорода, и спектр значительно усложняется.

Все приведенные выше формулы чисто эмпирические: они представляют собой правила, при помощи которых удастся представить спектральные линии в определенной системе. Однако с самого начала было ясно, что эти правила скрывают за собой глубокий физический смысл.

Были сделаны попытки объяснить строение линейчатых спектров с помощью классической теории внутриатомных вибраторов. Теория внутриатомных вибраторов, разработанная Лоренцем, Друде и др., основывалась на представлении, что внутри атома оптически деятельные электроны под действием электромагнитных волн света приходят в гармоническое колебательное движение относительно некоторых центров равновесия. На основе этой модели были удовлетворительно объяснены экспериментально установленные законы поглощения и дисперсии света.

Ожидали, что теория внутриатомных вибраторов, совмещенная с ядерной моделью атома, разъяснит также происхождение линейчатых спектров. Однако проведенные вычисления показали невозможность даже приближенного решения задачи таким способом.

Чтобы лучше понять сущность возникающих здесь затруднений, снова обратимся к атому водорода. По законам классической электродинамики электрон, вращающийся вокруг ядра, должен вести себя до некоторой степени подобно колеблющейся струне. Струна издает звук, характеризуемый одной частотой, только при весьма определенном и правильном способе возбуждения ее колебаний; вообще же струна излучает сложный звук, состоящий из основного тона и обертонов, или «гармоник», частоты которых в 2, 3, ... и вообще в целое число раз больше, чем у основного тона. Подобно этому, когда орбита электрона является окружностью, электрон согласно законам классической электродинамики излучает электромагнитные волны с частотой ν_0 , равной числу обращений по кругу в секунду. Но при движении по эллипсу, в фокусе которого находится ядро, электрон должен был бы по законам классической электродинамики излучать электромагнитные волны, состоящие из ряда гармонических колебаний с частотами

$$\nu_1 = \nu_0; \quad \nu_2 = 2\nu_0; \quad \nu_3 = 3\nu_0 \quad \text{и т. д.},$$

где ν_0 , как и прежде, — частота обращения электрона. Однако в действительном распределении спектральных линий нет ничего похожего на такое кратное распределение частот.

Отсюда ясно, что если бы классическая электродинамика была применима к внутриатомным процессам, то это обнаружилось бы в совершенно ином строении линейчатых спектров, чем то, которое существует в действительности.

Далее, как уже упоминалось, из основных законов электродинамики с необходимостью вытекает, что вращающийся электрон должен непрерывно излучать энергию и по мере убыли своей энергии приближаться к ядру. Следовательно, частота обращения ν_0 и частота излучаемого света должны были бы постепенно возрастать. Частоты, излучаемые сразу большим числом атомов, оказались бы, таким образом, распределенными по всему спектру — от красной до фиолетовой части, иными словами, линейчатого спектра не существовало бы вообще.

Таким образом, если бы классическая электродинамика, справедливость которой в области макрофизических процессов прекрасно подтверждена многочисленными опытами, была бы применима и для внутриатомных процессов, то: 1) спектр излучения атома состоял бы из серий линий с частотами, кратными частоте обращения электрона вокруг ядра (чего нет на самом деле); 2) совокупность большого числа атомов одного элемента излучала бы непрерывный спектр (тогда как излучается линейчатый спектр); 3) вследствие

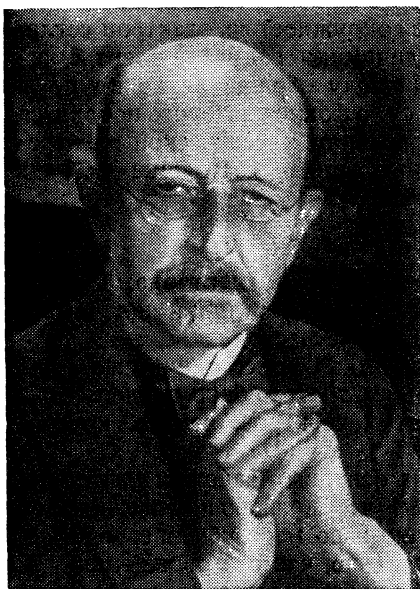
непрерывных потерь энергии на излучение и вызванного этим приближения внутриатомных электронов к ядру все атомы были бы неустойчивы (тогда как в действительности атомы отличаются исключительной устойчивостью и спектры, характеризующие их структуру, остаются неизменными даже при соударении атомов).

§ 57. Опытные основания теории квантов¹⁾ в первые годы ее развития

Неприменимость классической электродинамики к равносному («черному») излучению обнаружилась еще в 1895 г., когда английские физики Релей и Джинс, исходя из законов классической

электродинамики и обосновав расчет с безупречной убедительностью, получили такое распределение энергии по частотам в черном излучении, которое вообще не допускало возможности равновесия черного излучения с телом.

В области малых частот теоретическая кривая, полученная Релеем и Джинсом, совпадает с экспериментальной кривой распределения энергии, найденной Вином, Луммером и др. Но в области больших частот возникает резкое различие. В то время как экспериментальная кривая с ростом частоты идет вниз, приближаясь к нулю, теоретическая непрерывно и круто поднимается вверх. Вследствие такого роста в области больших частот суммарная энергия равносного излучения по всем частотам при любой, даже низкой, тем-



Макс Планк (1858—1947).

пературе должна была бы быть бесконечно большой, что находится в вопиющем противоречии с опытом (печь не могла бы нагреть комнату). Это расхождение явилось очень серьезным ударом для классической физики и получило название «ультрафиолетовой катастрофы» (ультрафиолетовая — так как расхождение проявляется в области больших частот, соответствующих ультрафиолетовой части спектра).

¹⁾ Сведения по теории квантов сообщены: т. I (изд. 1959 г.) § 85, 86, 90, 127; т. II (изд. 1959 г.) § 31, 35, 54. (В изданиях 1954—1957 гг. это по т. I, § 91, 92, 94, 121 и по т. II, § 37, 96.) См. также § 1 и 49 в данном томе.