Новая теория оптических серий.

J. J. Thomson. On the Origin of spectra and Planck's Law. Phil. Mag. 38, p. 1919.

Со стороны оптических свойств атома любая теория его должна быть развиваема в двух направлениях.

С одной стороны, она должна описывать законы сериального излучения; с другой—должна дать Планковское распределение энергии по спектру черного тела.

Атом Бора с величайшей точностью описывает газовое излучение; но до сих пор без дополнительных гипотез не удалось на основах атома Бора получить формулу для распределения энергии по спектру черного тела. Больше того, основные посылки названной теории настолько необычны, что с точки зрения классической электродинамики истолковать их почти не представляется возможным.

Работа *J. J. Thomson*'а стремится под атом Бора подвести динамические основы. *Thomson* полагает, что непонятные „арифметические принципы" Бора могут быть исключены надлежащим обобщением закона Кулона. Закон Кулона, по мнению автора, справедлив лишь на расстояниях от ядра больших, чем размеры атома; электрическое притяжение между двумя зарядами только ассимптотически приближается к закону Кулона.

Поэтому, электрическая сила, действующая со стороны ядра на электрон, в самом общем виде может быть написана следующим образом:

$$f = \frac{Q}{r^2} f\left(\frac{c}{r}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots (1)$$

где c — некоторая постоянная определяемая так, чтобы при расстояниях бо́льших размеров атома отношение $\frac{c}{r}$ было весьма мало.

c — имеет линейные размеры и, очевидно, величина характерная для данного атома функция $f\left(\frac{c}{r}\right)$ равна единице при малых значениях $\frac{c}{r}$ (за пределами атомного пространства) и обращается многократно в нуль внутри атома.

Понятно, таких функций имеется целое множество; на одну из них указывает *Thomson* именно:

$$f\left(\frac{c}{r}\right) = \frac{Sn\frac{c}{r}}{\frac{c}{r}} = \frac{Snx}{x}$$

где $\frac{c}{r} = x$.

следовательно, электрическая сила будет выражена формулой:

$$f = \frac{Qe\ x^2}{c^2} \cdot \frac{Snx}{x} = \frac{Qex\ Snx}{c^2} \quad \ldots \ldots \ldots (2)$$

Так обобщенный закон Кулона позволяет *J. Thomson*'у нарисовать возможную картину газового излучения. Затруднительные для понимания незатухающие орбиты атома Бора заменяются здесь естественно следующими из обобщенного закона электрического притяжения—положениями равновесия (нулевые положения).

В самом деле, если положить $r = \frac{c}{n\pi}$, то напряжение электрического поля ядра в соответствующих точках обратится в нуль и, следовательно, электрон, попавший в эти места, будет находиться в равновесии бесконечно долго. Выведенный из положения равновесия электрон начнет колебаться, однако, характер этих колебаний определяется по *J. Thomson*'у не электрической силой описанного вида, а особым магнитным полем. Величина магнитной силы направлена радиально вдоль электрических линий сил и определяется формулой:

$$H = \mu\ (a^2 - r^2)\ \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

где a определяет внешнюю границу магнитного поля, а r — расстояние какой-либо точки от ядра.

Такой вид магнитной силы *Thomson* выбирает очевидно затем, чтобы получить Ридберговский закон излучения. В самом деле, если положить внешнюю границу магнитного поля совпадающей с одним из нулевых положений, то будем иметь для

$$a = \frac{c}{n\pi} \text{ для } r = \frac{c}{m\pi}.$$

Отсюда величина магнитной силы в некотором нулевом положении порядка m — будет:

$$H = \mu \cdot \frac{c^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Интегралы дифференциальных уравнений движения электрона в магнитном поле направленном по оси z — ов будут:

$$x = A\ Sn\ \frac{eH}{m}(t - t_0)\ ;\quad y = A\ Cs\ \frac{eH}{m}(t - t_0)\quad z = z_0 + Bt.$$

А потому для частоты колебания электрона, находящегося в некотором нулевом положении порядка m, получим формулу:

$$\nu = \frac{e}{m}\ \frac{c^2}{\pi^2} \cdot \frac{\mu}{2\pi} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

А это и есть Ридберговский закон излучения. Если атом содержит несколько электронов, то вследствие электрического взаимодействия между ними, положение каждого из них будут смещено, и если положить смещенной внешнюю границу магнитного поля, то, очевидно, вместо предыдущей формулы следует написать выражение:

$$\nu = k \left[\frac{1}{(n + \delta_1)^2} - \frac{1}{(m + \delta)^2}\right].$$

Таким образом, введением особой электрической и магнитной силы вблизи атома мы можем объяснить все многообразие газового излучения.

Thomson, указав на эту возможность, идет дальше. Он старается выбрать магнитную и электрическую силу так, чтобы помимо объяснения законов газового излучения, получился бы еще и квантовый закон излучения. Делает это он таким образом:

Пусть B поток магнитной индукции и пусть R — электрическая сила попрежнему узлового характера, пусть ω сечение трубки потока электрической силы; предположим, что падение магнитной индукции вдоль линий сил пропорционально в данной точке падению потока электрической силы, другими словами, пусть имеется равенство:

$$\frac{dB}{ds} = k\,\frac{d\omega R}{ds} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Причем k есть функция места, т. е. s. Отсюда, интегрируя, имеем:

$$B_{s_1} = \int\limits_{s_2}^{s_1} k\,\frac{d\,(\omega R)}{ds}\cdot ds = \Big[k\omega R\Big]_{s_2}^{s_1} - \int\limits_{s_2}^{s_1} \omega R\cdot\frac{dk}{ds}\cdot ds$$

или

$$B_{s_1} - B_{s_2} = -\int\limits_{s_2}^{s_1} \omega R\,\frac{dk}{ds}\,ds \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Выберем далее фактор пропорциональности так, чтобы величина:

$$\omega\,\frac{dk}{ds} = -A = Const$$

тогда

$$B_{s_1} - B_{s_2} = A\int\limits_{s_2}^{s_1} R ds \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Очевидно, интеграл правой части выражает работу электрической силы при переходе электрона из нулевого положения S_2 в положение S_1.

Итак

$$B_{s_1} - B_{s_2} = AW$$

умножая это равенство на $\frac{e}{m}\,\frac{1}{2\pi}$, получим:

$$\nu_{s_1} - \nu_{s_2} = \frac{Ae}{m}\cdot\frac{1}{2\pi}\cdot W \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Чтобы левая часть совпадала с правой по размерности, мы должны положить

$$\frac{Ae}{m}\cdot\frac{1}{2\pi} = \frac{1}{h} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

где h — постоянная, размерности действия.

Итак:

$$W = h\nu_{s_1} - h\nu_{s_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

Эту формулу *J. Thomson* трактует, как планковский закон излучения; действительно, атом подобного вида нетрудно приспособить по характеру излучения к резонатору *Planck'a*. Формулу (10) в общем случае мы можем переписать так:

$$\frac{Ae}{m}\,\frac{1}{2\pi} = \frac{1}{qh},$$

где q — отвлеченное число, которое можно считать целым.

Если электрон, находящийся в нулевом положении, где магнитная сила исчезает, выбить из этого положения, то он при переходе в новое нулевое положение растратит всю свою кинетическую энергию в виде излучения.

Величина этой энергии определится из формулы (11); и в данном случае, с введением обобщенной постоянной действия, для нея мы будем иметь:

$$W = qh\nu \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

Вид этой формулы уже совершенно совпадает с законом излучения резонатора *Planck'a*. Если бы мы захотели на атоме *J. Thomson'a* обосновать закон распределения энергии по спектру черного тела, в том виде, в котором его дал Planck, то мы, очевидно, должны выбрать только те из них, для которых переход электрона из одного положения равновесия в другое, управляются формулой (12), а не (11). Переходы обоих типов дадут формулу более общую, чем формула *Planck'a*.

Если взять соотношение для ν_s в интегральной форме, то получим:

$$\nu_s = \frac{Ae}{m.2\pi} \int_a^s R ds \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

a — определяет внешнюю границу магнитного поля, которое, как прежде, совпадает с одним из нулевых положений.

Чтобы из этой формулы получить Ридберговский закон, мы должны обобщить соответствующим образом Кулонову силу.

Пусть попрежнему:

$$R = \frac{Qe}{r^2} f\left(\frac{c}{r}\right) = \frac{Qe}{c^2} x^2 f(x) = \frac{Qe}{c^2} x^2 \frac{dF(x)}{dx} \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

Если вставить это выражение в соотношение для ν_s, будем иметь:

$$\nu_s = \frac{Ae}{m.2\pi} \int_a^s - \frac{Qe}{c} \frac{dF(x)}{dx} dx = \frac{Ae}{m.2\pi} \cdot \frac{eQ}{c} \left[F(a) - F(s) \right]$$

или

$$\nu_s = \frac{Qe}{hc} \left[F(a) - F(s) \right] \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

очевидно вид функции $F(x)$ должен быть подобран так, чтобы в знаменателе содержался x^2, и чтобы при малых значениях x'а производная $\frac{dF(x)}{dx}$ равнялась бы единице и внутри атома dx многократно обращалась в нуль.

Однако, при таких условиях задача однозначно не решается. Без труда можно придумать целый ряд функций, удовлетворяющих указанным ограничениям.

Соотношению (15) можно придать иной вид, исходя из следующих соображений. Работа, которую нужно затратить, чтобы электрон сбить из положения равновесия и увести в бесконечность, на основании формулы (4) может быть написана

$$\int_{r_0}^{\infty} eRdr = -\frac{Qe}{c} \int_{x_0}^{0} \frac{dF(x)}{dx} dx = -\frac{Qe}{c} \left[F(o) - F(x_0) \right]$$

где x_0 — величина, определяющая крайнее положение электрона.

С другой стороны та же работа, выраженная через ионизирующий потенциал V будет $= Ve$; следовательно:

$$\frac{Qe}{c}\left[F(o) - Fx(x_0)\right] = Ve$$

откуда

$$c = \frac{Q}{V}\left[F(o) - F(x_0)\right]$$

Вставляя это в формулу (15) будем иметь.

$$\nu_s = \frac{e.V}{h\left[F(o) - F(x_0)\right]}\left[F(a) - F(x)\right] \quad . \; . \; . \; . \; (16)$$

Thomson полагает $F(x) = \left\{\frac{Sn^2x}{x^2} + Snx\ Cs^2x\right\}$

Для нахождения нулевых положений *Thomson* пользуется решениями такого трансцендентного уравнения: $Csx = o$. что верно лишь приближенно.

Поэтому окончательный вид формула (16) получит такой:

$$\nu_s = \frac{e.V}{h\left(1 - \frac{4}{\pi^2}\right)}\left\{\frac{1}{(P_0 + 0{,}5)^2} - \frac{1}{(P + 0{,}5)^2}\right\}$$

где Po и P суть целые значения.

Или

$$\nu_s = \frac{eV.\pi^2}{h(\pi^2 - 4)}\left\{\frac{1}{(P_0 + 0{,}5)^2} - \frac{1}{(P + 0{,}5)^2}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; (17)$$

Трудно, конечно, говорить о том, какое значение может иметь работа *Thomson'a* для оптических явлений, связанных с структурой атома; тем не менее, несмотря на некоторую фантастичность его соображений, здесь мы имеем дело с интересной попыткой обойти каббалистику, внесенную в науку теорией квантов. Стремление дать динамическое толкование загадочных арифметических принципов в сериальном измерении можно только приветствовать.

А. Предводителев.