

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

~ КЛАССИКИ НАУКИ ~



НИЛЬС БОР

ИЗБРАННЫЕ НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

В ДВУХ ТОМАХ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

И. Е. ТАММА, В. А. ФОКА,
Б. Г. КУЗНЕЦОВА,



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1970

НИЛЬС БОР

ИЗБРАННЫЕ НАУЧНЫЕ ТРУДЫ

I

СТАТЬИ
1909—1925



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1970

СЕРИЯ «КЛАССИКИ НАУКИ»

Серия основана академиком *С. И. Вавиловым*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик *И. Г. Петровский* (председатель),
академик *А. А. Имшенецкий*, академик *Б. А. Казанский*,
член-корреспондент АН СССР *Б. Н. Делоне*, академик *Б. М. Кедров*,
профессор *И. В. Кузнецов* (зам. председателя),
профессор *Ф. А. Петровский*, профессор *Л. С. Полак*,
профессор *Н. А. Фигуровский*, профессор *И. И. Шафрановский*

Составитель *У. И. Франкфурт*

ОТ РЕДАКЦИИ

Научное наследие выдающегося датского ученого Нильса Бора содержит более ста статей по различным вопросам физики, однако собрания его сочинений еще не издавались.

Настоящее двухтомное издание представляет собой первое собрание избранных научных трудов знаменитого ученого.

В первый том включены все основные работы Бора до 1925 г., т. е. до возникновения квантовой механики. Большинство статей тома посвящено первоначальной квантовой теории атома, прежде всего теории спектра атома водорода, теории периодической системы элементов, влиянию электрических и магнитных полей на спектральные линии, теории излучения.

Во второй том включены работы по квантовой механике, теории атомного ядра и другим разделам физики, а также статьи по общим вопросам естествознания.

Том снабжен краткими комментариями, составленным и У. И. Франкфуртом А. М. Френком. Примечания в тексте носят в основном библиографический характер.

Язык статей Бора весьма труден, перевод их сопряжен с большими сложностями. В переводах, как правило, использовались установившиеся современные термины; сохранено лишь небольшое число терминов, вышедших из употребления. Терминология статей, относящихся к различным периодам, сделана по возможности единообразной.

Переводы статей, включенных в первый том, выполнены И. В. Андреевым (статьи 3, 12, 25), С. И. Вавиловым (статьи 7, 14, 19), И. М. Дреминым (статьи 20—22), Т. С. Петелиной (статья 24), А. М. Френком (статьи 5, 6, 8—11, 15—18, 23, 26, 27) и В. Я. Френкелем (статьи 1, 2, 4, 13).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ВОДЫ МЕТОДОМ КОЛЕБАНИЙ СТРУИ*

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при определении коэффициента поверхностного натяжения воды одной из наиболее важных и трудных проблем оказывается обеспечение достаточной чистоты поверхности; поэтому во всех подобных исследованиях этому вопросу уделяется большое внимание.

Однако в 1879 г. Рэлей¹ указал метод устранения этой трудности, оказавшийся совершеннее всех применявшихся ранее методов; этот метод обеспечивает возможность определения коэффициента поверхностного натяжения почти идеально чистой и непрерывно восстанавливаемой поверхности.

В упомянутой работе Рэлей разработал теорию колебаний струи жидкости под действием поверхностного натяжения; из этой теории следует, что поверхностное натяжение жидкости может быть определено, если известны скорость и сечение струи и длина возбуждаемых на поверхности струи волн. В дополнение к теоретическому рассмотрению Рэлей провел также ряд экспериментов. Однако цель этих экспериментов состояла скорее в том, чтобы проиллюстрировать теорию, чем произвести точное измерение величины коэффициента поверхностного натяжения.

Если же поставить перед собой именно эту последнюю задачу, то возникает необходимость рассмотреть некоторые вопросы, не обсуждавшиеся в исследовании Рэлея, поскольку при этом нужно иметь уверенность, во-первых, в достаточной разработанности теории, а во-вторых, в том, что в изучаемом явлении с достаточной точностью выполняются предположения, положенные в основу теоретического рассмотрения.

В настоящей работе произведена попытка осуществления намеченной программы.

* *Determination of the Surface Tension of Water by the Method of Jet Vibration. Phil. Trans. Roy. Soc. (London), 1909, A209, 281—317.*

¹ R a y l e i g h. Proc. Roy. Soc., 1879, XXIX, 71.

Несмотря на большие преимущества указанного метода определения поверхностного натяжения, он используется пока что не очень широко. Кроме Рэля ¹ до настоящего времени этот метод применяли лишь Ф. Пикар ² и Г. Мейер ³ для относительных измерений. К моменту завершения настоящей работы в печати появилась работа П. Педерсена ⁴ на эту тему.

ТЕОРИЯ КОЛЕБАНИЙ СТРУИ

Теория колебаний цилиндрической струи жидкости около ее равновесной формы развита Рэлеем для случая, когда амплитуда колебаний бесконечно мала и жидкость не обладает вязкостью.

Уравнения, полученные Рэлеем, могут рассматриваться как хорошее приближение в случае, когда амплитуда и коэффициент вязкости малы; однако, если эти уравнения используются для точного определения коэффициента поверхностного натяжения, существенно знать степень точности этого приближения в реальных условиях. Поэтому в первой части настоящего исследования мы попытаемся уточнить теорию путем внесения поправок, учитывающих конечность амплитуды и вязкость.

РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ВЯЗКОСТИ

Под влиянием вязкости колебания струи будут затухать. Если задача заключается в отыскании закона убывания амплитуды, то при малом коэффициенте вязкости это можно приближенно сделать с помощью простого учета рассеянной энергии. Некоторые авторы ⁵ считают, что связанные с учетом вязкости поправки к длине волны (или периоду колебаний) в подобном случае могут быть найдены прямо из логарифмического декремента затухания амплитуды волны δ с помощью формулы $T_1 = T (1 + \delta^2/4\pi^2)^{1/2}$, где T_1 — период затухающих колебаний, а T — период незатухающих колебаний. Однако использование такой формулы мне представляется неправильным. Дело в том, что эта формула получена для случая, когда единственное различие уравнений движения для консервативной системы ($a\partial^2q/\partial t^2 + cq = 0$) и для неконсервативной системы

¹ R a y l e i g h. Proc. Roy. Soc., 1890, XLVII, 281.

² P i c c a r d. Archives d. Sc. Phys. et Nat. (Genève), (3), 1890, XXIV, 561.

³ M e y e r. Wied. Ann., 1898, LXVI, 523.

⁴ P. O. P e d e r s e n. Phil. Trans. Roy. Soc., 1907, A207, 341.

⁵ См.: P. O. P e d e r s e n. Phil. Trans. Roy. Soc., 1907, A207, стр. 346, а также: Ph. L e n a r d. Wied. Ann., 1887, XXX, стр. 239, где рассматривается измерение коэффициента поверхностного натяжения воды по методике колебаний капель.

($a\delta^2 q/\delta t^2 + b\delta q/\delta t + cq = 0$) связано с введением диссипативного члена; это справедливо для малых свободных колебаний тела с одной степенью свободы.

В нашей же задаче коэффициент инерции a не будет одинаковым для двух систем, так как в неконсервативной системе a зависит от коэффициента вязкости (то же самое имеет место и во всех аналогичных проблемах гидродинамики, когда потенциал скорости существует для консервативной, но не существует для неконсервативной системы).

Из последующего будет видно, что в действительности поправки к длине волны пропорциональны не δ^2 , а $\delta^{3/2}$.

Чтобы найти изменение длины волны вследствие вязкости, следует рассмотреть вопрос более детально. Подобное исследование было проведено Рэлеем¹ для случая колебаний цилиндра вязкой жидкости под действием капиллярных сил при сохранении симметрии относительно оси цилиндра. Однако последнее условие (симметрия) в указанной работе с самого начала используется в такой форме, что проведенные расчеты нельзя применять к случаю колебаний более общего вида, о которых речь пойдет ниже. Результаты нашего рассмотрения не охватывают частный случай, исследованный Рэлеем, поскольку для упрощения расчетов не принимались специальные меры предосторожности, обеспечивающие возможность перехода к пределу $n = 0$.

Общие уравнения движения несжимаемой вязкой жидкости, свободной от действия внешних сил, имеют вид

$$\begin{aligned} \mu \nabla^2 u - \rho \frac{Du}{Dt} &= \frac{\partial p}{\partial x}, & \mu \nabla^2 v - \rho \frac{Dv}{Dt} &= \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \mu \nabla^2 w - \rho \frac{Dw}{Dt} &= \frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

где u, v, w — компоненты скорости, p — давление, ρ — плотность, μ — коэффициент вязкости и

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \\ \frac{D}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}. \end{aligned}$$

В рассматриваемой задаче движение является стационарным. Положим $w = c + \omega$. Считая, что u, v и w имеют вид $f(x, y) \cdot e^{ibz}$ и достаточно

¹ R a y l e i g h. Phil. Mag., 1892, XXXIV, 145.

малы, чтобы при расчетах можно было пренебречь их произведениями (и величинами того же порядка), из уравнений (1) получаем

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) u &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}, & \left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) v &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) \omega &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

Из уравнений (3) и (2) следует

$$\Delta^2 p = 0. \quad (4)$$

Полагая

$$u = \frac{i}{cb\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + u_1, \quad v = \frac{i}{cb\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + v_1, \quad \omega = \frac{i}{cb\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \omega_1, \quad (5)$$

получаем

$$\left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) u_1 = 0, \quad \left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) v_1 = 0, \quad \left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) \omega_1 = 0 \quad (6)$$

и

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial \omega_1}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

Введем полярные координаты r и ϑ ($x = r \cos \vartheta$, $y = r \sin \vartheta$), а также радиальную и тангенциальную составляющие скорости α и β . С помощью соотношений

$$\begin{aligned} u &= \alpha \cos \vartheta - \beta \sin \vartheta, & v &= \alpha \sin \vartheta + \beta \cos \vartheta, \\ u_1 &= \alpha_1 \cos \vartheta - \beta_1 \sin \vartheta, & v_1 &= \alpha_1 \sin \vartheta + \beta_1 \cos \vartheta, \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \cos \vartheta \frac{\partial}{\partial r} - \sin \vartheta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta}, & \frac{\partial}{\partial y} &= \sin \vartheta \frac{\partial}{\partial r} + \cos \vartheta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta}, \end{aligned} \quad (8)$$

из равенств (5) получаем

$$\alpha = \frac{i}{cb\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \alpha_1, \quad \beta = \frac{i}{cb\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \vartheta} + \beta_1; \quad (9)$$

из уравнений (6) и (7), имея в виду, что $\nabla^2 = \partial^2/\partial r^2 + (1/r)\partial/\partial r + (1/r^2)\partial^2/\partial \vartheta^2 + \partial^2/\partial z^2$, находим

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) \alpha_1 - \frac{\alpha_1}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \beta_1}{\partial \vartheta} &= 0, \\ \left(\nabla^2 - ib \frac{c\rho}{\mu}\right) \beta_1 - \frac{\beta_1}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \alpha_1}{\partial \vartheta} &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

и

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial r} + \frac{\alpha_1}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \beta_1}{\partial \theta} + \frac{\partial \omega_1}{\partial z} = 0. \quad (11)$$

Полагая, что p, α, β, ω и соответственно $\alpha_1, \beta_1, \omega_1$ имеют вид $f(r) e^{in\theta+ibz}$, из уравнения (4) получаем

$$\nabla^2 p = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} - p \left(\frac{n^2}{r^2} + b^2 \right) = 0.$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее условию ограниченности при $r = 0$, имеет вид

$$p = AJ_n(ibr) e^{in\theta+ibz}, \quad (12)$$

где J_n — функция Бесселя n -го порядка. Из уравнений (6) имеем

$$\left(\nabla^2 - ib \frac{cp}{\mu} \right) \omega_1 = \frac{\partial^2 \omega_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega_1}{\partial r} - \omega_1 \left(\frac{n^2}{r^2} + d^2 \right) = 0, \quad (13)$$

$$d^2 = b^2 + ib \frac{cp}{\mu},$$

откуда

$$\omega_1 = BJ_n(idr) e^{in\theta+ibz}. \quad (14)$$

Исключая β_1 из уравнений (10) и (11), имеем

$$r \left(\nabla^2 - ib \frac{cp}{\mu} \right) \alpha_1 + 2 \frac{\partial \alpha_1}{\partial r} + \frac{\alpha_1}{r} = -2 \frac{\partial \omega_1}{\partial z},$$

откуда

$$\left(\nabla^2 - ib \frac{cp}{\mu} \right) (r\alpha_1) = -2ibJ_n(idr) e^{in\theta+ibz}. \quad (15)$$

Поскольку, однако,

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 - ib \frac{cp}{\mu} \right) \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) &= \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \left(\nabla^2 - ib \frac{cp}{\mu} \right) + 2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} = \\ &= \left(r \frac{\partial}{\partial r} + 2 \right) \left(\nabla^2 - ib \frac{cp}{\mu} \right) - 2 \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - ib \frac{cp}{\mu} \right), \end{aligned}$$

это дает

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 - ib \frac{cp}{\mu} \right) \left[r \frac{\partial}{\partial r} J_n(idr) e^{in\theta+ibz} \right] &= \\ &= 2 \left(b^2 + ib \frac{cp}{\mu} \right) J_n(idr) e^{in\theta+ibz} = 2d^2 J_n(idr) e^{in\theta+ibz}, \quad (16) \end{aligned}$$

и из соотношений (15) и (16) следует, что

$$\alpha_1 = \left[\frac{b}{d} B J'_n(idr) + C \frac{1}{r} J_n(idr) \right] e^{in\theta + ibz}, \quad (17)$$

а из (11) получаем

$$\begin{aligned} -\frac{1}{r} \frac{\partial \beta_1}{\partial \theta} &= \frac{\partial \alpha_1}{\partial r} + \frac{\alpha_1}{r} + \frac{\partial \omega_1}{\partial z} = \\ &= \left\{ B \left[ib J''_n(idr) + \frac{b}{d} \frac{1}{r} J'_n(idr) + ib J_n(idr) \right] + C id \frac{1}{r} J'_n(idr) \right\} e^{in\theta + ibz}. \end{aligned} \quad (18)$$

С помощью соотношения

$$J''_n(x) + \frac{1}{x} J'_n(x) + \left(1 - \frac{n^2}{x^2} \right) J_n(x) = 0 \quad (19)$$

из уравнения (18) имеем

$$\beta_1 = \left[B \frac{nb}{d^2} \frac{1}{r} J_n(idr) - C \frac{d}{n} J'_n(idr) \right] e^{in\theta + ibz}. \quad (20)$$

Подставляя в равенства (9) и (5) выражения для p , α_1 , β_1 и ω_1 , задаваемые формулами (12), (14), (17) и (20), получаем

$$\begin{aligned} \alpha &= \left[-A \frac{1}{cr} J'_n(ibr) + B \frac{b}{d} J'_n(idr) + C \frac{1}{r} J_n(idr) \right] e^{in\theta + ibz}, \\ \beta &= \left[-A \frac{n}{bcpr} \frac{1}{r} J_n(ibr) + B \frac{bn}{d^2} \frac{1}{r} J_n(idr) - C \frac{d}{n} J'_n(idr) \right] e^{in\theta + ibz}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$w = c + \omega = c + \left[-A \frac{1}{cr} J_n(ibr) + B J_n(idr) \right] e^{in\theta + ibz}.$$

Предположим, что уравнение поверхности имеет вид

$$r - a = \zeta = D e^{in\theta + ibz}.$$

Из общего граничного условия на поверхности имеем

$$\frac{D}{Dt} (r - a - \zeta) = \left(\alpha \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\beta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + w \frac{\partial}{\partial z} \right) (r - a - \zeta) = 0,$$

откуда, пренебрегая величинами того же порядка малости, что и раньше, находим

$$a - c \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0, \quad \zeta = -\frac{i}{cb} \alpha. \quad (22)$$

Обозначая главные радиусы кривизны через R_1 и R_2 , получаем, далее, аналогичным образом

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{a} - \frac{\zeta}{a^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} = \frac{1}{a} - \alpha \frac{i(n^2 - 1 + b^2 a^2)}{a^2 cb}. \quad (23)$$

Пусть P_r , P_ϑ и P_z — соответственно радиальная, тангенциальная и аксиальная составляющие действующей в вязкой жидкости силы сцепления, отнесенной к единице площади элемента поверхности, расположенного перпендикулярно радиус-вектору. Принимая рассматриваемый радиус-вектор за ось X и используя общепринятые обозначения, имеем

$$P_r = P_{x,x} = -p + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad P_\vartheta = P_{x,y} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right),$$

$$P_z = P_{x,z} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right).$$

Используя соотношения (8), дифференцируя и полагая $\vartheta = 0$, получаем

$$P_r = -p + 2\mu \frac{\partial \alpha}{\partial r}, \quad P_\vartheta = \mu \left(\frac{\partial \beta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \alpha}{\partial \vartheta} - \frac{\beta}{r} \right),$$

$$P_z = \mu \left(\frac{\partial \alpha}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right).$$
(24)

Введем коэффициент поверхностного натяжения T ; предполагая отсутствие «поверхностной вязкости», динамические условия на поверхности с прежней степенью точности можно записать в виде

$$T \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + P_r = \text{const}, \quad P_\vartheta = 0, \quad P_z = 0;$$
(25)

отсюда, принимая во внимание равенства (23) и (24), получаем

$$\left[-T\alpha \frac{i(n^2 - 1 + a^2 b^2)}{a^2 c b} - p + 2\mu \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right]_{r=a} = 0,$$
(26)

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial \alpha}{\partial \vartheta} + \frac{\partial \beta}{\partial r} - \frac{\beta}{r} \right)_{r=a} = 0, \quad \left(\frac{\partial \alpha}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right)_{r=a} = 0.$$
(27)

Подставляя в эти условия значения p , α , β и w , задаваемые формулами (12) и (21), и исключая B/A и C/A , получаем уравнения для определения b . Поскольку вычисления оказываются довольно длинными и приводят к очень громоздкому результату, мы не будем воспроизводить указанную процедуру точно, а ограничимся приближением, достаточным для наших целей.

В экспериментах численное значение величины $|iab|$ оказывается малым, так как длина волны обычно велика по сравнению с диаметром струи: значение же величины $|iad|$, напротив, велико, так как мал коэффициент вязкости. (Во всех экспериментах $|iab| < 0,24$ и $|iad| > 20$.)

При всех значениях x справедливо разложение

$$J_n(x) = \frac{x^n}{2^n \cdot n!} - \frac{x^{n+2}}{2^{n+2} \cdot 1! (n+1)!} + \frac{x^{n+4}}{2^{n+4} \cdot 2! (n+2)!} - \dots \quad (28)$$

Ряд (28) быстро сходится при малых x , но очень медленно — при больших x . Из разложения (28) следует

$$J'_n(x) = \frac{n}{x} J_n(x) \left[1 - \frac{x^2}{2n(n+1)} - \frac{x^4}{2^3 \cdot n(n+1)^2(n+2)} - \dots \right]$$

и далее с помощью (19)

$$J''_n(x) = \frac{n(n-1)}{x^2} J_n(x) \left[1 - \frac{x^2(2n+1)}{2(n-1)n(n+1)} + \frac{x^4}{2^3(n-1)n(n+1)^2(n+2)} + \dots \right].$$

Поэтому, вычисляя диссипативные члены в уравнении для определения b , мы будем полагать

$$J'_n(iab) = -\frac{in}{ab} J_n(iab) \left[1 + \frac{a^2 b^2}{2n(n+1)} \right] \quad (29)$$

и

$$J''_n(iab) = -\frac{n(n-1)}{a^2 b^2} J_n(iab) \left[1 + \frac{a^2 b^2 (2n+1)}{2(n-1)n(n+1)} \right].$$

Для вычисления $J_n(x)$ при больших значениях x мы воспользуемся асимптотическим выражением

$$J_n(x) \sim (2\pi x)^{-1/2} \{ [P_n(x) + iQ_n(x)] e^{i(x - \frac{2n+1}{4}\pi)} + [P_n(x) - iQ_n(x)] e^{-i(x - \frac{2n+1}{4}\pi)} \}, \quad (30)$$

где

$$P_n(x) = 1 - \frac{(4n^2 - 1^2)(4n^2 - 3^2)}{2!(8x)^2} + \frac{(4n^2 - 1^2)(4n^2 - 3^2)(4n^2 - 5^2)(4n^2 - 7^2)}{4!(8x)^4} - \dots$$

и

$$Q_n(x) = \frac{4n^2 - 1^2}{118x} - \frac{(4n^2 - 1^2)(4n^2 - 3^2)(4n^2 - 5^2)}{3!(8x)^3} + \dots$$

Если в формуле (30), справедливой при положительной вещественной части x , взять несколько членов, то она будет давать очень хорошее приближение для $J_n(x)$ при больших x . При использовании формулы (30) x можно записать в виде $a - ib$, где a и b — большие положительные числа. При

этом член с e^{ix} будет преобладающим; пренебрегая членом с e^{-ix} , имеем

$$J'_n(x) = iJ_n(x) \left[1 + \frac{i}{2x} - \frac{4n^2 - 1}{8x^2} + i \frac{4n^2 - 1}{8x^3} - \dots \right]$$

и, согласно (19),

$$J''_n(x) = -J_n(x) \left[1 + \frac{i}{x} - \frac{2n^2 + 1}{2x^2} - \frac{i(4n^2 - 1)}{8x^3} - \dots \right].$$

Исходя из сказанного, мы в дальнейших расчетах положим

$$J'_n(iad) = iJ_n(iad) \left(1 + \frac{1}{2ad} + \frac{4n^2 - 1}{8a^2d} \right)$$

и

$$J''_n(iad) = J_n(iad) \left(1 + \frac{1}{ad} + \frac{2n^2 + 1}{2a^2d^2} \right).$$

(31)

Теперь из соотношений (27) с помощью (29) и (31) мы получаем

$$\begin{aligned} A \frac{1}{c\rho} J_n(iab) \frac{2n(n-1)}{a^2b} \left[1 + \frac{a^2b^2}{2(n-1)(n+1)} \right] + \\ + BJ_n(iad) \frac{2nb}{ad} \left(1 + \frac{3}{2ad} + \frac{4n^2 - 1}{8a^2d^2} \right) - \\ - CJ_n(iad) \frac{id^3}{n} \left(1 + \frac{2}{ad} + \frac{2n^2 + 1}{a^2d^2} \right) = 0 \end{aligned} \quad (32)$$

и

$$\begin{aligned} A \frac{1}{c\rho} J_n(iab) \frac{2n}{a} \left[1 + \frac{a^2b^2}{2n(n+1)} \right] + \\ + BJ_n(iad) d \left(1 + \frac{1}{2ad} + \frac{4n^2 - 1}{8a^2d^2} \right) - CJ_n(iad) \frac{ib}{a} = 0. \end{aligned} \quad (33)$$

Из соотношений (32) и (33) находим

$$BJ_n(iad) \approx A \frac{1}{c\rho} J_n(iab) \frac{2n}{ad} \left[1 + \frac{a^2b^2}{2n(n+1)} \right] \left(1 - \frac{1}{2ad} - \frac{12n^2 - 8n - 3}{8a^2d^2} \right)$$

и

$$CJ_n(iad) \approx A \frac{1}{c\rho} J_n(iab) \frac{i2n^2(n-1)}{a^2d^2b} \left[1 + \frac{a^2b^2}{2(n^2-1)} \right] \left(1 - \frac{2}{ad} - \frac{2n^2-3}{ad} \right).$$

(34)

Формула (26) с учетом равенств (12), (21), (29), (31), (34) и (13) теперь дает

$$\begin{aligned} b^2 - ib \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{4n(n-1)}{a^2c} \left[1 + \frac{a^2b^2}{n(n-1)} \right] \left[1 + \frac{n-1}{ad} + \frac{(n-1)(2n-3)}{2a^2d^2} \right] - \\ - T \frac{iba J'_n(iab)}{\rho c^2 a^3 J_n(iab)} (n^2 - 1 + a^2b^2) = 0. \end{aligned} \quad (35)$$

Полагая в формуле (35) $\mu = 0$, получаем решение Рэля

$$b_0^2 = T \frac{iab_0 J'_n(iab_0)}{\rho c^2 a^3 J_n(iab_0)} (n^2 - 1 + a^2 b_0^2) = \\ = \frac{T(n^2 - n)}{\rho c^2 a^3} \left[1 + \frac{(3n-1)a^2 b_0^2}{2n(n^2-1)} + \frac{3(n+3)a^4 b_0^4}{8n(n-1)(n+1)^2(n+2)} + \dots \right]. \quad (36)$$

Положительный корень этого уравнения мы в дальнейшем будем обозначать через k_0 .

Из соотношений (35) и (36) в используемом приближении получаем

$$b^2 - ib \frac{\mu}{\rho} \frac{4n(n-1)}{a^2 c} \left[1 + \frac{(5n+1)a^2 k_0^2}{2n(n^2-1)} \right] \left[1 + \frac{n-1}{ad} + \frac{(n-1)(2n-3)}{2a^2 d^2} \right] - k_0^2 = 0. \quad (37)$$

В пределах точности того же приближения можно подставить в (37), имея в виду (13),

$$iad = ia \left(ik_0 \frac{cp}{\mu} \right)^{1/2} = (1-i) \left(\frac{a^2 k_0 cp}{2\mu} \right)^{1/2},$$

где выбор знака определяется тем, чтобы вещественная часть iad была положительной [см. соотношение (30)]. При этом равенство (37) принимает вид

$$b^2 - ib \frac{\mu}{\rho} \frac{4n(n-1)}{a^2 c} \left[1 + \frac{(5n+1)a^2 k_0^2}{2n(n^2-1)} \right] \left[1 - (1-i) \frac{n-1}{2} \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k_0} \right)^{1/2} - \right. \\ \left. - i \frac{(n-1)(2n-3)}{4} \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k_0} \right) \right] - k_0^2 = 0. \quad (38)$$

Решая равенство (38) относительно b , получаем, полагая $b = k + i\varepsilon$,

$$k = k_0 \left[1 - \frac{n(n-1)^2}{2} \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k_0} \right)^{1/2} - \frac{3n(n-1)^2}{4} \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k_0} \right)^2 \right] \quad (39)$$

и

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \frac{2n(n-1)}{a^2 c} \left[1 + \frac{(5n+1)a^2 k_0^2}{2n(n^2-1)} \right] \left[1 - \frac{n-1}{2} \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k_0} \right)^{1/2} \right]. \quad (40)$$

Все использовавшиеся уравнения были линейными, так что физический смысл сделанного расчета состоит в доказательстве существования движения потока жидкости с поверхностью, описываемой уравнением

$$r = a + be^{-\varepsilon z} \cos kz \cos n\vartheta,$$

где k и ε определяются формулами (39) и (40).

Поправка на вязкость, которую следует ввести в силу поверхностного натяжения, может быть получена из формул (36) и (39); имеем

$$T = k^2 \frac{\rho c^2 a^3 J_n(iak)}{iak J'_n(iak)(n^2 - 1 + a^2 k^2)} \left[1 + n(n-1)^2 \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k} \right)^{1/2} + \frac{3n(n-1)^2}{2} \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k} \right)^2 \right]. \quad (41)$$

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ КОНЕЧНОСТИ АМПЛИТУДЫ

Теперь мы вычислим поправку к длине волны, связанную с конечной величиной амплитуды волны. Мы используем приближенный метод, который в принципе был указан Стоксом¹.

Последующий расчет будет относиться к двумерным колебаниям цилиндрического потока жидкости без вязкости. Для трехмерного случая задача может быть решена аналогичным способом, но расчеты при этом становятся весьма трудоемкими и вряд ли имеют практическое значение с точки зрения целей настоящего исследования. Если ограничиться рассмотрением струй, диаметр которых мал по сравнению с длиной волны, то движение будет очень незначительно отличаться от двумерного, так что малая поправка к длине волны вследствие конечной величины амплитуды может считаться одинаковой в обоих случаях.

При решении задачи будет предполагаться существование потенциала скорости Φ . Используя полярные координаты и обозначая через α и β соответственно радиальную и тангенциальную составляющие скорости, имеем

$$\alpha = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad \beta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}.$$

Считая жидкость несжимаемой, получаем

$$\frac{\partial \alpha}{\partial r} + \frac{\alpha}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \beta}{\partial \theta} = -\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \right) = 0. \quad (42)$$

Решение уравнения (42), удовлетворяющее условию конечности скорости при $r = 0$, может быть записано в виде

$$\Phi = \sum_n \sum_q A_{n,q} r^n \cos(n\theta + \tau_n) \sin(qt + \varepsilon_q), \quad (43)$$

где n — положительные целые числа.

¹ G. G. Stokes. Camb. Trans., 1847, VIII, 441.

Уравнение поверхности жидкости запишем в виде

$$r = a + \zeta, \quad \zeta = \psi(\vartheta, t).$$

Условия на поверхности в указанных обозначениях имеют вид

$$\frac{D}{Dt}(a + \zeta - r) = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \alpha \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\beta}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right) (a + \zeta - r) \text{ и } p - \frac{T}{R} = 0, \quad (44)$$

где R — радиус кривизны поверхности.

Из равенства (44) находим

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{r=a+\zeta} = 0 \quad (45)$$

и

$$\rho \left\{ \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \right)^2 \right] \right\}_{r=a+\zeta} - T \left[(a + \zeta)^2 + 2 \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} \right)^2 - (a + \zeta) \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \vartheta^2} \right] \left[(a + \zeta)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} \right)^2 \right]^{-1/2} + F(t) = 0. \quad (46)$$

Рассматривая малые колебания поверхности около положения равновесия $r = a$, будем считать ζ малой величиной первого порядка. Из соотношений (43), (45) и (46) видно, что при этом Φ должно быть величиной также первого порядка малости, если $F(t)$ определено таким образом, что Φ не содержит членов, не зависящих от r или ϑ .

Из соотношений (45) и (46) получаем с помощью теоремы Тэйлора

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\left(1 + \zeta \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \dots \right) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} \right) \right]_{r=a} = 0 \quad (47)$$

и

$$\rho \left\{ \left(1 + \zeta \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \dots \right) \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \right)^2 \right] \right\}_{r=a} - T \left[(a + \zeta)^2 + 2 \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} \right)^2 - (a + \zeta) \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \vartheta^2} \right] \left[(a + \zeta)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} \right)^2 \right]^{-1/2} + F(t) = 0. \quad (48)$$

Из уравнений (43), (47) и (48) ζ может быть найдено с точностью до константы, которую можно определить из условия

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{a+\zeta} r dr d\vartheta = \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} (a + \zeta)^2 d\vartheta = \pi a^2. \quad (49)$$

ПЕРВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Найдем решение задачи, пренебрегая всеми членами выше первого порядка малости. Из соотношений (47) и (48) имеем

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right]_{r=a} = 0 \quad (50)$$

и

$$\rho \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right]_{r=a} - T \left(\frac{1}{a} + \frac{\zeta}{a^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \right) + F(t) = 0. \quad (51)$$

Исключая ζ из равенств (50) и (51), получаем

$$\left[\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{T}{a^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r \partial \theta^2} \right) \right]_{r=a} + F'(t) = 0. \quad (52)$$

Если $F'(t) = 0$, то уравнению (52) удовлетворяет функция

$$\Phi = Ar^n \cos n\vartheta \sin qt, \quad \text{где } q^2 = \frac{T}{\rho a^3} (n^3 - n). \quad (53)$$

Подставляя это выражение в равенство (50), находим

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -na^{n-1} A \cos n\vartheta \sin qt, \quad \zeta = \frac{n}{q} a^{n-1} A \cos n\vartheta \cos qt + f(\vartheta). \quad (54)$$

Уравнение (51) при подстановке выражений из (53) и (54) дает соотношение

$$f(\vartheta) + f''(\vartheta) = \text{const},$$

которому удовлетворяет функция

$$f(\vartheta) = C.$$

При этом из (49) следует, что

$$C = 0.$$

В первом приближении уравнение колебаний имеет следующий общий вид:

$$r = a + \sum b_n \cos(n\vartheta + \tau_n) \cos(q_n t + \epsilon_n),$$

где

$$q_n^2 = \frac{T}{\rho a^3} (n^3 - n).$$

Что касается более высоких приближений, то общее уравнение колебаний нельзя записать в каком-либо аналогичном виде, так как колебания различных типов являются независимыми лишь в первом приближении.

Теперь займемся вычислением высших приближений для колебаний чисто периодического типа, для которых первое приближение имеет вид

$$\Phi = Ar^n \cos n\vartheta \sin qt, \quad \zeta = \frac{n}{q} a^{n-1} A \cos n\vartheta \cos qt, \quad (55)$$

$$q^2 = \frac{T}{\rho a^3} (n^3 - n).$$

ВТОРОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Из (47) и (48) имеем

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \zeta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} \right]_{r=a} = 0 \quad (56)$$

и

$$\rho \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \zeta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} \right)^2 \right]_{r=a} -$$

$$- T \left[\frac{1}{a} - \frac{\zeta}{a^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \vartheta^2} + \frac{\zeta^2}{a^3} + \frac{1}{2a^3} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \vartheta} \right)^2 + \frac{2\zeta}{a^3} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \vartheta^2} \right] + F(t) = 0. \quad (57)$$

Подставляя значения (55) для Φ , ζ и q , получаем во втором приближении

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right]_{r=a} = - \frac{n^2(2n-1)}{4q} a^{2n-3} A^2 \cos 2n\vartheta \sin 2qt +$$

$$+ \frac{n^2}{4q} a^{2n-3} A^2 \sin 2qt \quad (58)$$

и

$$\rho \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right]_{r=a} - T \left(\frac{1}{a} - \frac{\zeta}{a^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \vartheta^2} \right) + F(t) =$$

$$= - \rho \frac{n(2n+1)(n^2+2n-2)}{8(n^2-1)} a^{2n-2} A^2 (\cos 2n\vartheta \cos 2qt + \cos 2n\vartheta) -$$

$$- \rho \frac{n(4n^3+3n^2-4n-2)}{8(n^2-1)} a^{2n-2} A^2 \cos 2qt - \rho \frac{n(3n^2-2)}{8(n^2-1)} a^{2n-2} A^2. \quad (59)$$

Исключая ζ из равенств (58) и (59), находим

$$\begin{aligned} \left[\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{T}{a^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r \partial \vartheta^3} \right) \right]_{r=a} + F'(t) = \\ = -\rho \frac{3qn(n-1)(2n+1)}{4(n+1)} a^{2n-2} A^2 \cos 2n\vartheta \sin 2qt + \\ + \frac{\rho}{4} qn(4n+3) a^{2n-2} A^2 \sin 2qt. \end{aligned} \quad (60)$$

Полагая

$$F'(t) = \frac{\rho}{4} qn(4n+3) a^{2n-2} A^2 \sin 2qt,$$

мы видим, что уравнению (60) удовлетворяет функция

$$\Phi = Ar^n \cos n\vartheta \sin qt - \frac{3n(n-1)^2(2n+1)}{8(2n^2+1)qa^2} A^2 r^{2n} \cos 2n\vartheta \sin 2qt, \quad (61)$$

где, как и в первом приближении,

$$q^2 = \frac{T}{\rho a^3} (n^3 - n). \quad (62)$$

Подставляя это в (58), получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -na^{n-1} A \cos n\vartheta \sin qt + \\ + A^2 \frac{n^2}{4q} \frac{2n^3 - 7n^2 - 2n + 4}{2n^2 + 1} a^{2n-3} \cos 2n\vartheta \sin 2qt + A^2 \frac{n^2}{4q} a^{2n-3} \sin 2qt, \end{aligned} \quad (63)$$

а из (63) имеем

$$\begin{aligned} \zeta = -\frac{n}{q} Aa^{n-1} \cos n\vartheta \cos qt - A^2 \frac{n^2}{8q^2} \frac{2n^3 - 7n^2 - 2n + 4}{2n^2 + 1} a^{2n-3} \cos 2n\vartheta \cos 2qt - \\ - A^2 \frac{n^2}{8q^2} a^{2n-3} \cos 2qt + f(\vartheta). \end{aligned} \quad (64)$$

Подставляя в (59) найденные значения для Φ , q , ζ и $F'(t)$, имеем уравнение

$$f(\vartheta) + f''(\vartheta) = -A \frac{n^2}{8q^2} (2n+1)(n^2 + 2n - 2) a^{2n-3} \cos 2n\vartheta + \text{const},$$

которому удовлетворяет функция

$$f(\vartheta) = A^2 \frac{n^2}{8q^2} \frac{n^3 + 2n - 2}{2n - 1} a^{2n-3} \cos 2n\vartheta + C. \quad (65)$$

Из условия (49) в этом случае получаем

$$C = -A^2 \frac{n^2}{8q^2} a^{2n-3}. \quad (66)$$

Формулы (64), (65) и (66) дают

$$\begin{aligned} \zeta = & \frac{n}{q} A a^{n-1} \cos n\vartheta \cos qt - \\ & - A^2 \frac{n^2}{8q^2} \frac{2n^3 - 7n^2 - 2n + 4}{2n^2 + 1} a^{2n-3} \cos 2n\vartheta \cos 2qt + \\ & + A^2 \frac{n^2}{8q^2} \frac{n^2 + 2n - 2}{2n - 1} a^{2n-3} \cos 2n\vartheta - A^2 \frac{n^2}{8q^2} a^{2n-3} \cos^2 2qt - A^2 \frac{n^2}{8q^2} a^{2n-3}. \end{aligned} \quad (67)$$

ТРЕТЬЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Из уравнений (47) и (48) находим

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} + \zeta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r^3} + \right. \\ \left. + \frac{2\zeta}{r^3} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} - \frac{\zeta}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right]_{r=a} = 0 \quad (68)$$

и

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \zeta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial t} + \frac{\zeta^2}{2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r^2 \partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^2 - \right. \\ \left. - \zeta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{\zeta}{r^2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r \partial \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \frac{\zeta}{r^3} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^2 \right]_{r=a} - \\ - T \left[\frac{1}{a} - \frac{\zeta}{a^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} + \frac{\zeta^2}{a^3} + \frac{1}{2a^3} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{2\zeta}{a^3} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} - \frac{\zeta^3}{a^4} - \frac{3\zeta}{2a^4} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right)^2 - \frac{3\zeta^2}{a^4} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} + \frac{3}{2a^4} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right)^2 \right] + F(t) = 0. \end{aligned}$$

Подставляя сюда значения Φ , ζ и q из формул (61), (62) и (67), получаем (чтобы не усложнять выкладки сверх необходимого, мы ограничимся вычислением лишь тех членов, которые дают вклад в изменение q)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right]_{r=a} = & \frac{n^3 (n^2 - 1) (28n^3 - 42n^2 + 35n - 6)}{32q^2 (2n^3 + 1) (2n - 1)} A^3 a^{3n-5} \cos n\vartheta \sin qt + \\ & + P_1 \cos 2n\vartheta \sin 2qt + P_2 \sin 2qt + P_3 \cos 3n\vartheta \sin 3qt + \\ & + P_4 \cos 3n\vartheta \sin qt + P_5 \cos n\vartheta \sin 3qt \end{aligned} \quad (70)$$

и

$$\begin{aligned} & \left[\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{T}{a^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r \partial \theta^2} \right) \right]_{r=a} + F'(t) = \\ & = \rho \frac{n^2 (n^2 - 1) (34n^3 - 33n^2 + 50n - 18)}{16 (12n^2 + 1) (2n - 1)} A^3 a^{3n-4} \cos n\vartheta \sin qt + \\ & + S_1 \cos 2n\vartheta \sin 2qt + S_2 \sin 2qt + S_3 \cos 3n\vartheta \sin 3qt + \\ & + S_4 \cos 3n\vartheta \sin qt + S_5 \cos n\vartheta \sin 3qt. \quad (71) \end{aligned}$$

Исключая ζ из соотношений (70) и (71), находим

$$\begin{aligned} & \left[\rho \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{T}{a^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r \partial \theta^2} \right) \right]_{r=a} + F'(t) = \\ & = \rho \frac{n^2 (n^2 - 1) (34n^3 - 33n^2 + 50n - 18)}{16 (2n^2 + 1) (2n - 1)} A^3 a^{3n-4} \cos n\vartheta \sin qt + \\ & + S_1 \cos 2n\vartheta \sin 2qt + S_2 \sin 2qt + S_3 \cos 3n\vartheta \sin 3qt + \\ & + S_4 \cos 3n\vartheta \sin qt + S_5 \cos n\vartheta \sin 3qt. \quad (72) \end{aligned}$$

Полагая $F'(t) = S_2 \sin 2qt$, уравнению (72) можно удовлетворить при

$$\begin{aligned} Q = & Ar^n \cos n\vartheta \sin qt + A_1 r^{2n} \cos 2n\vartheta \sin 2qt + \\ & + A_2 r^{3n} \cos 3n\vartheta \sin 3qt + A_3 r^{3n} \cos 3n\vartheta \sin qt + A_4 r^n \cos n\vartheta \sin 3qt, \quad (73) \end{aligned}$$

если

$$q^2 = \frac{T}{a^2 \rho} (n^3 - n) \left[1 - A^2 a^{2n-4} \frac{n^2 (n^2 - 1) (34n^3 - 33n^2 + 50n - 18)}{16q^3 (2n^2 + 1) (2n - 1)} \right]. \quad (74)$$

Продолжая вычисления таким же образом, как и во втором приближении, получаем

$$\begin{aligned} \zeta = & A \frac{n}{q} a^{n-1} \left[1 - A^2 \frac{n^2}{q} a^{2n-4} \frac{(n^3 - 1) (28n^3 - 42n^2 + 35n - 6)}{32 (2n^2 + 1) (2n - 1)} \right] \cos n\vartheta \cos qt + \\ & + B_1 \cos 2n\vartheta \cos 2qt + B_2 \cos 2n\vartheta + B_3 \cos 2qt + B_4 + \\ & + B_5 \cos 3n\vartheta \cos 3qt + B_6 \cos 3n\vartheta \cos qt + B_7 \cos n\vartheta \cos 3qt, \quad (75) \end{aligned}$$

где коэффициенты B_1, B_2, B_3 и B_4 — те же, что и во втором приближении, а B_5, B_6 и B_7 — величины порядка A^3 .

Полагая коэффициент при $\cos n\vartheta \cos qt$ в формуле (75) равным b , находим в результате всех вычислений, что уравнение поверхности цилиндра

дра из жидкости, совершающего чисто периодические двумерные колебания, имеет вид

$$r = a + b \cos n\vartheta \cos qt + \frac{b^2}{a} \left[-\frac{2n^3 - 7n^2 - 2n + 4}{8(2n^2 + 1)} \cos 2n\vartheta \cos 2qt + \right. \\ \left. + \frac{n^2 + 2n - 2}{8(2n - 1)} \cos 2n\vartheta - \frac{1}{8} \cos 2qt - \frac{1}{8} \right] + \frac{b^3}{a^2} (\dots) + \dots \quad (76)$$

где

$$q^2 = \frac{T}{\rho a^3} (n^3 - n) \left[1 - \frac{b^2}{a^2} \frac{(n^2 - 1)(34n^3 - 33n^2 - 50n - 18)}{16(2n^2 + 1)(2n - 1)} + \right. \\ \left. + \frac{b^4}{a^4} (\dots) + \dots \right].$$

В экспериментах струя обычно совершает стационарные колебания в трех измерениях, так что сечение струи не одинаково во всех точках. Если, однако, скорость струи c столь велика, что длина волны λ велика по сравнению с диаметром струи, то в каждом сечении движение будет очень мало отличаться от движения в двумерном случае, и тогда можно считать, что форма поверхности струи описывается уравнением (76).

Полное решение в трехмерном случае можно записать в виде

$$r = a + b \cos n\vartheta \cos kz + \\ + N_1 \frac{b^2}{a} \left[1 + \alpha_{1,1} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + \alpha_{1,2} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 + \dots \right] \cos 2n\vartheta \cos 2kz + \\ + N_2 \frac{b^2}{a} \left[1 + \alpha_{2,1} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + \dots \right] \cos 2n\vartheta + \dots$$

и

$$k^2 = \frac{1}{c^2} \frac{T}{\rho a^3} (n^3 - n) \left[1 + \beta_1 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + \beta_2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 + \dots \right] \times \\ \times \left\{ 1 + M_1 \frac{b^2}{a^2} \left[1 + \gamma_1 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 + \dots \right] + M_2 \frac{b^4}{a^4} (1 + \dots) + \dots \right\},$$

где константы N_1, N_2, \dots и M_1, M_2, \dots равны соответствующим константам в уравнении (76) при подстановке в него $t = z/c$ и $q = 2\pi\lambda/c = kc$.

Пренебрегая поправками более высокого порядка по b/a , пользуясь формулой Рэля для длины волны бесконечно малых трехмерных колебаний [см. соотношение (36)] и полагая для простоты $n = 2$ (что соответствует проведенным экспериментам), получаем

$$r = a + b \cos 2\vartheta \cos kz + \frac{b^2}{6a} \cos 4\vartheta \cos 2kz + \frac{b^2}{4a} \cos 4\vartheta - \\ - \frac{b^2}{8a} \cos 2kz - \frac{b^2}{8a} \dots \quad (77)$$

и

$$k^2 = \frac{Tika J_2'(ika)}{\rho c^2 a^3 J_2(ika)} (3 + a^2 k^2) \left(1 - \frac{b^2}{a^2} \frac{37}{24}\right). \quad (78)$$

Формула (78) дает искомую поправку к длине волны.

Из уравнения (77) можно сделать еще некоторые заключения. Полагая $z = 0$, получаем

$$r = a - \frac{b^2}{4a} + b \cos 2\vartheta + \frac{5}{12} \frac{b^2}{a} \cos 4\vartheta + \dots \quad (79)$$

Такой вид должно иметь уравнение границы отверстия, из которого вытекает струя, чтобы колебания были чисто периодическими (предполагается, что скорость в каждой точке сечения струи у отверстия одна и та же по величине и направлению). Отсюда видна ошибочность точки зрения П. О. Педерсена, согласно которой струя, вытекающая из отверстия с уравнением границы $r = a + \beta \cos 2\vartheta$, должна совершать колебания более близкие к чисто периодическим, чем струя из эллиптического отверстия ($r = a + \beta \cos 2\vartheta + \beta^2/a \cos 4\vartheta + \dots$).

Полагая $\vartheta = 0$, имеем

$$r = a + \frac{b^2}{8a} + b \cos kz + \frac{1}{24} \frac{b^2}{a} \cos 2kz + \dots \quad (80)$$

Формула (80) представляет собой уравнение волнового профиля, получаемого при пересечении поверхности струи одной из двух взаимно перпендикулярных плоскостей симметрии. Максимальное и минимальное значения r получаются из (80) соответственно при $z = 2\pi n/k$ и $z = (2n + 1)\pi/k$. Имеем

$$\frac{1}{2} (r_{\max} + r_{\min}) = a \left(1 + \frac{1}{6} \frac{b^2}{a^2}\right); \quad \frac{1}{2} (r_{\max} - r_{\min}) = b. \quad (81)$$

Эти формулы будут использоваться при измерениях струй.

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОКРУЖАЮЩЕГО ВОЗДУХА

До сих пор мы пренебрегали плотностью воздуха¹. Однако малая поправка к длине волны из-за инерции воздуха легко может быть получена с достаточной точностью из следующего расчета, в котором рассматриваются бесконечно малые двумерные колебания цилиндрической поверхности, разделяющей две жидкости с различной плотностью.

¹ Рэлей (R a y l e i g h. Phil. Mag., 1892, XXXIV, 145) изучал соответствующую проблему в случае, когда при колебаниях сохраняется симметрия относительно оси жидкого цилиндра.

Считая жидкости невязкими, предположим существование потенциала скорости Φ . Полагая

$$\Phi = f(r) e^{in\theta + iqt},$$

получим уравнение

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{n^2}{r^2} f = 0,$$

из которого следует

$$f(r) = Ar^n + Br^{-n}.$$

Так как скорость должна быть конечной, как внутри, так и вне цилиндра, потенциал должен иметь вид

$$\Phi_1 = Ar^n e^{in\theta + iqt}$$

внутри цилиндра и

$$\Phi_2 = Br^{-n} e^{in\theta + iqt}$$

вне цилиндра.

Пусть поверхность струи описывается уравнением

$$r - a = \zeta = Ce^{in\theta + iqt}.$$

При $r = a$ должны удовлетворяться условия

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} = - \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \quad (82)$$

и

$$p_1 - p_2 = T \frac{1}{R}. \quad (83)$$

Из равенств (82) получаем

$$B = -Aa^{2n}; \quad C = iA \frac{n}{q} a^{n-1},$$

а из равенства (83)

$$\rho_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + F(t) = T \left(\frac{1}{a} - \frac{\zeta}{a^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \right). \quad (84)$$

Подставляя в (84) значения Φ_1 , Φ_2 и ζ , имеем

$$q^2 = \frac{T}{\rho_1 + \rho_2} \frac{n^3 - n}{a^3}.$$

Итак, мы рассмотрели влияние на изучаемое явление таких факторов, как вязкость жидкости, величина амплитуды волны и инерция

воздуха¹. Складывая полученные результаты, получаем следующую формулу для определения коэффициента поверхностного натяжения (мы полагаем $n = 2$, как это имеет место в экспериментах):

$$T = \frac{(\rho_1 + \rho_2) k^2 a^3 c J_2(iak)}{(3 + a^2 k^2) iak J_2'(iak)} \left[1 + 2 \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k} \right)^{3/2} + \right. \\ \left. + 3 \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k} \right)^2 \right] \left(1 + \frac{37}{24} \frac{b^2}{a^2} \right). \quad (85)$$

Прежде чем переходить к экспериментальной части исследования, мы рассмотрим еще один вопрос, который может представить определенный интерес при дальнейшем обсуждении.

Этот вопрос состоит в том, что в экспериментально создаваемых струях скорость в середине струи следует считать большей, чем вблизи поверхности. Приведенный ниже способ позволяет оценить меру затухания этой разницы скоростей, происходящего вследствие вязкости жидкости. Рассмотрим жидкий круговой цилиндр, каждая часть которого движется параллельно его оси, причем скорости в разных частях зависят лишь от расстояния до оси цилиндра и от времени.

Принимая ось цилиндра за ось z , имеем в применявшихся ранее обозначениях

$$\alpha = 0, \quad \beta = 0, \quad w = f(r, t).$$

Из первых двух равенств следует $\partial p / \partial r = 0$; так как, далее, $p = \text{const}$ при $r = a$, имеем $p = \text{const}$.

Положим $w = \Phi(r) e^{-\epsilon t}$; тогда уравнение движения

$$\mu \nabla^2 w - \rho \frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial z}$$

переходит в

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\rho \epsilon}{\mu} \Phi = 0.$$

Решением последнего уравнения, удовлетворяющим условию ограниченности при $r = 0$, является

$$\Phi = C J_0(kr), \quad \text{причем } k^2 = \frac{\rho \epsilon}{\mu}.$$

¹ Все эти поправки следует считать аддитивными, так как можно показать, что и в случае наличия вязкости длина волны должна быть четной функцией b/a .

Динамическое условие на поверхности, $(\partial w / \partial r)_{r=a} = 0$, требует, чтобы k было корнем уравнения

$$J_0'(ka) = 0.$$

(Первыми четырьмя корнями этого уравнения являются $k_0 a = 0$, $k_1 a = \pi \cdot 1,2197$, $k_2 a = \pi \cdot 2,2330$, $k_3 a = \pi \cdot 3,2383$.) Следовательно, общее выражение для w имеет вид

$$w = \sum c_n J_0(k_n r) e^{-\frac{\mu}{\rho} k_n^2 t}.$$

Мы видим, что в этом выражении член с $J_0(k_1 r)$ убывает значительно медленнее всех остальных членов с более высокими индексами корней. Более того, для рассматриваемых струй упомянутый первый член будет преобладающим уже у самого отверстия, так как $\partial w / \partial r$ должно сохранять знак в промежутке изменения r от 0 до a . Поэтому скорость некоторого элемента струи с высокой точностью может быть записана в виде

$$w = c_0 + c_1 J_0(k_1 r) e^{-\varepsilon t}, \quad \varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\pi \cdot 1,2197}{a} \right)^2,$$

где t — время движения элемента, отсчитываемое с момента его выхода из отверстия.

ПОЛУЧЕНИЕ СТРУИ

При постановке эксперимента наиболее важной проблемой является получение струи, которая удовлетворяла бы предположениям, сделанным выше при теоретическом анализе, и в то же время совершала бы колебания только одного определенного типа.

Очевидно, нельзя надеяться выполнить эти требования на участке струи жидкости в непосредственной близости от отверстия. Не говоря уже о возможном изменении величины коэффициента поверхностного натяжения вследствие очень быстрого растяжения поверхности, было бы очень трудно получить чисто гармонические колебания в этой части струи, так как для этого требуется не только строго определенная форма сечения струи у отверстия, но и строго определенная скорость в каждой точке этого сечения. Хотя первому требованию можно удовлетворить соответствующим выбором формы отверстия [см. формулу (79)], несомненно, что второму требованию удовлетворить очень трудно, в частности, вследствие того, что скорость в середине струи по разным причинам всегда больше, чем вблизи поверхности. Поэтому очень большое значение имеет создание

струи достаточно устойчивой, чтобы ее колебания можно было изучить на значительном расстоянии от отверстия, где уже происходит выравнивание скоростей благодаря вязкости жидкости.

Струя, выпускаемая отверстием в тонкой пластине, не очень устойчива и должна быстро распадаться на капли. Если же в качестве сопла использовать оттянутые стеклянные трубки, то при соответствующей форме отверстия удастся получить очень длинные и устойчивые струи.

В экспериментах использовались лишь такие струи, характеристики которых оставались неизменными при двух измерениях.

Отверстия применявшихся трубок имели эллиптическую форму; это достигалось специальным способом нагревания трубки с двух противоположных сторон перед ее вытягиванием. Скручивание трубки приводит к вращению струи вокруг ее оси, так что плоскость колебаний при этом меняет свою ориентацию по мере удаления от отверстия. Чтобы избежать этого эффекта, приходилось в процессе нагревания и вытягивания трубки держать ее концы прикрепленными к ползункам, которые могли перемещаться вдоль направляющей металлической призмы.

Когда стеклянные трубки были оттянуты и обрезаны, они исследовались под микроскопом, и из них отбирались лишь те, которые имели эллиптическое сечение. После этого исследовались струи, образованные отобранными трубками, с целью проверки симметрии относительно двух взаимно перпендикулярных плоскостей, проходящих через ось струи (об этом пойдет речь ниже, см. стр. 38).

Выше упоминалось, что вследствие вязкости жидкости колебания на некотором отрезке струи тем лучше соответствуют теоретическому описанию, чем дальше рассматриваемый отрезок расположен от отверстия. Здесь можно проиллюстрировать это явление примером.

Рассмотрим эксперимент, выполненный с трубкой I (см. табл. 2 на стр. 41).

Использовалась струя со средним радиусом $a = 0,0675$ и скоростью $c = 425$ см/сек. Струя была столь стабильной, что ее длину волны удавалось измерить вплоть до расстояний порядка 35 см от отверстия. Здесь мы рассмотрим такую струю на расстоянии 30 см от отверстия.

Первым следствием вязкости является быстрое затухание первоначального различия в скорости разных точек сечения струи. Расчет на стр. 28 показывает, что упомянутое различие падает пропорционально $e^{-\epsilon t}$, где $\epsilon = \mu/\rho \cdot (\pi \cdot 1,2197/a)^2$. Пусть $a = 0,0675$ и $\mu/\rho = 0,0125$ (температура 11,8 °C); при этом $\epsilon = 40,3$. Пусть, далее, $t = 30/425$; тогда имеем $e^{-\epsilon t} = e^{-2,844} = 0,0582$. Мы видим, что на рассматриваемом расстоянии различия в скорости примерно в 17 раз меньше, чем у отверстия.

Вязкость является также причиной другого эффекта, состоящего в том, что волны на поверхности струи приближаются к одному определен-

ному типу. Выше был найден общий вид поверхности струи в предположении, что амплитуда колебаний бесконечно мала

$$r = a + \sum b_n \cos(n\vartheta + \tau_n) \cos(k_n z + \gamma_n) e^{-\varepsilon_n z},$$

где с достаточной точностью можно считать

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{2n(n-1)}{ca^2}.$$

Если положить $a = 0,0675$, $\mu/\rho = 0,0125$, $c = 425$ и $z = 30$, мы получим $e^{-\varepsilon_2 z} = 0,461$, $e^{-\varepsilon_3 z} = 0,098$, $e^{-\varepsilon_4 z} = 0,0096$, $e^{-\varepsilon_5 z} = 0,00043$, $e^{-\varepsilon_6 z} = 0,000009$ и т. д.

Если теперь уравнение сечения поверхности струи вблизи отверстия имеет вид

$$r = a + b_2 \cos 2\vartheta \cos k_2 z + b_3 \cos 3\vartheta \cos k_3 z + b_4 \cos 4\vartheta \cos k_4 z + \dots,$$

то на расстоянии 30 см от отверстия уравнение приближенно можно записать в виде

$$r = a + \frac{1}{2} \left(b_2 \cos 2\vartheta \cos k_2 z + \frac{1}{5} \cos 3\vartheta \cos k_3 z + \right. \\ \left. + \frac{1}{50} \cos 4\vartheta \cos k_4 z + \frac{1}{1000} b_5 \cos 5\vartheta \cos k_5 z + \dots \right).$$

Для применявшихся струй член $\cos 2\vartheta \cos k_2 z$ уже непосредственно у отверстия оказывался преобладающим, а величины b_3 , b_5 , \dots , были ничтожно малы по сравнению с b_2 , т. е. упомянутое выше обследование обнаруживало почти полную симметрию струи относительно двух взаимно перпендикулярных плоскостей, проходящих через ее ось. Таким образом, в описанном эксперименте струя на расстоянии 30 см от отверстия должна совершать почти чисто гармонические колебания.

В экспериментах использовалась обычная водопроводная вода. Для целей исследования было важно получить струю, которая могла течь произвольно долго без изменений (при постоянной скорости и температуре). Чтобы обеспечить нужную постоянную температуру воды, ее пропускали из крана через длинную спиральную свинцовую трубку, помещенную в водяную ванну, а затем через регулятор, связанный с газовым нагреванием ванны. Этим способом можно было произвольно долго поддерживать постоянную температуру воды с точностью до $0,01^\circ \text{C}$.

Установка для поддержания постоянного напора схематически изображена на рис. 1. Вода, выходящая из нагревательного аппарата, попадала в стеклянный сосуд А, в котором имелась водосливная трубка В,

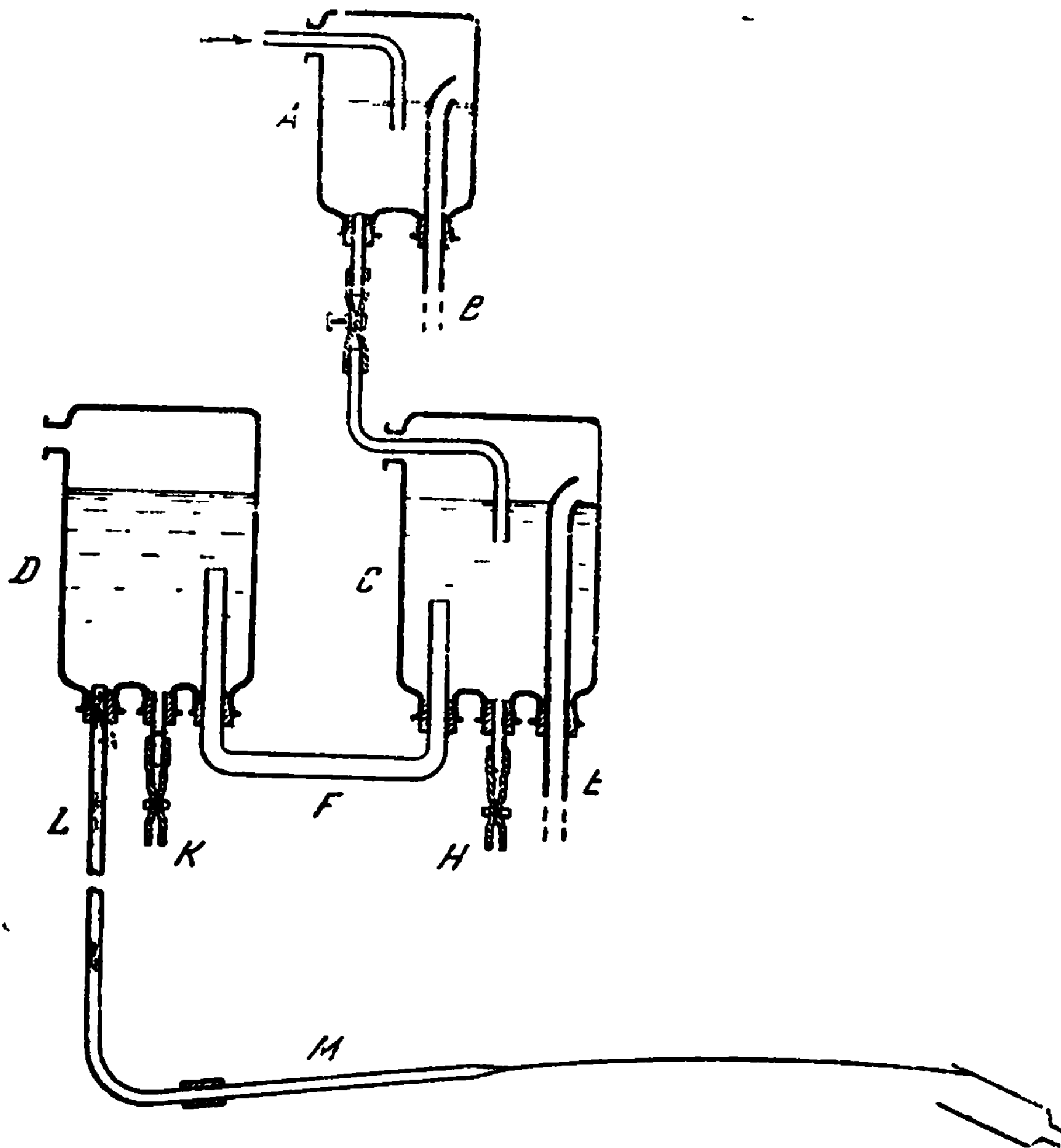


Рис. 1.

обеспечивавшая постоянный уровень воды. Из сосуда *A* вода последовательно переходила в два других сосуда *C* и *D* объемом по 5 литров. В сосуде *C* также имелась водосливная трубка *E*. Оба сосуда соединялись изогнутой стеклянной трубкой *F* большого диаметра. Воду из сосудов можно было выпускать с помощью кранов *H* и *K*. Из сосуда *D* вода с помощью длинной стеклянной трубки *L* подводилась к стеклянной трубке *M*. Вся установка располагалась в подвале, резервуары и трубки были укреплены на каменных фундаментах. Перед каждым экспериментом все резервуары и трубки тщательно очищались и промывались, после чего устанавливалась такая скорость потока, чтобы через обе водосливные трубки протекали струйки постоянной, не очень большой интенсивности.

С помощью описанной установки уровень воды в сосуде *D* был весьма устойчивым и совершенно не зависел от изменений давления в водопроводной трубе. Температура воды во всех экспериментах была равна примерно 12°C .

Для определения коэффициента поверхностного натяжения жидкости нужно знать следующие величины: 1) плотность, ρ ; 2) расход жидкости

в секунду, V ; 3) скорость струи, c ; 4) средний радиус струи, a (эти четыре величины связаны соотношением $V = \rho \pi a^2 c$); 5) длину волны колебаний и, наконец, 6) амплитуду волны (для вычисления поправки).

Плотность ρ водопроводной воды при температуре 12°C оказалась столь близкой к 1 ($\rho \approx 1,0001$), что вполне можно было положить $\rho = 1$; допуская при этом ошибка была намного меньше экспериментальных погрешностей.

Измерение расхода не представляло затруднений; его можно было произвести с относительной точностью 0,02%.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ СТРУИ¹

Если струя вытекает из стеклянной трубки, то скорость не может быть точно вычислена по напору воды вследствие наличия трения в трубке. Поэтому в настоящем исследовании применялся прямой метод измерения скорости струи. В общих чертах метод состоял в следующем. Через равные промежутки времени струя в некоторой фиксированной точке перерезалась острым и тонким ножом и при этом тотчас же фотографировалась. Если расстояние между двумя последовательными разрывами струи, измеренное по фотографии, равно a , а промежуток времени — t , то скорость струи $c = a/t$.

На рис. 2 представлена схема установки (вид сверху и сбоку). Вращающийся механизм $ABCD$ разрезает струю, последовательно включая и выключая освещение. Радиально расположенные ножи, представляющие собой сплюснутые иголки, прикреплены к металлическому диску A ; измеренная ширина их была равна 0,4 мм, а толщина — около 0,03 мм. Ось вращения механизма не была параллельна струе и образовывала с ней небольшой угол, чтобы нож, пересекающий струю, имел бы такую же составляющую скорости, параллельную оси струи, как и частицы воды.

Металлический диск D имеет вблизи края радиальную щель, которая один раз в течение каждого оборота располагается против соответствующей щели в экране E . Весь механизм приводился в действие электрическим мотором, скорость вращения которого можно было регулировать изменением сопротивления. Для обеспечения постоянства скорости на оси механизма укреплен небольшой маховик B . Кроме того, на оси имеется контакт C для подсчета числа оборотов; замыкая электрическую цепь один раз в течение каждого оборота, он приводил в движение электромагнит, кото-

¹ Критический обзор методов измерения скорости, использовавшихся в прежних исследованиях, имеется в работе Педерсена (P. O. Pedersen. Phil. Trans. Roy. Soc., 1907, A207, 341).

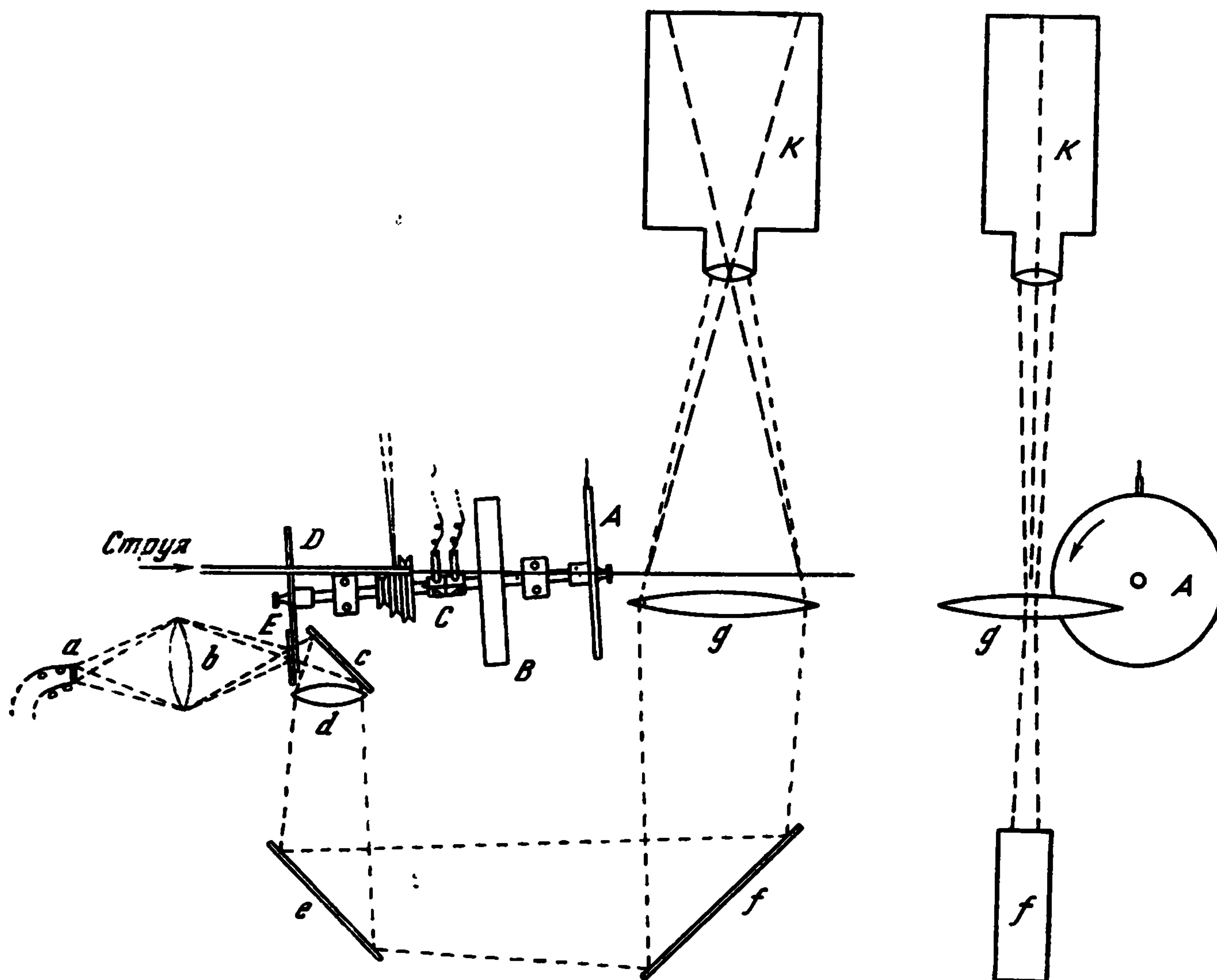


Рис. 2

рый делал отметку на барабане кимографа. Другой электромагнит делал отметки на том же барабане каждую секунду.

Система *abcdefg* обеспечивала освещение струи. Сильно увеличивающая система линз *b* давала на щели экрана *E* изображение горизонтально расположенной линейной спирали лампы Нернста *a*. Зеркала *c*, *e*, *f* и линзы *d* и *g* обеспечивали попадание на струю увеличенного изображения щели, после чего весь свет, падающий от линзы *g*, направлялся в фотокамеру *K*. Пунктирными линиями на рисунке показаны границы светового пучка.

Каждая фотография снималась в течение 12 сек, что соответствует примерно 600 оборотам вращающегося механизма и соответствующему числу экспозиций фотопластинки. Ниже приводятся некоторые из полученных фотографий (см. рис. 3). Направление струи — справа налево. На фотографиях видно, что концы отрезанных ножами кусков струи

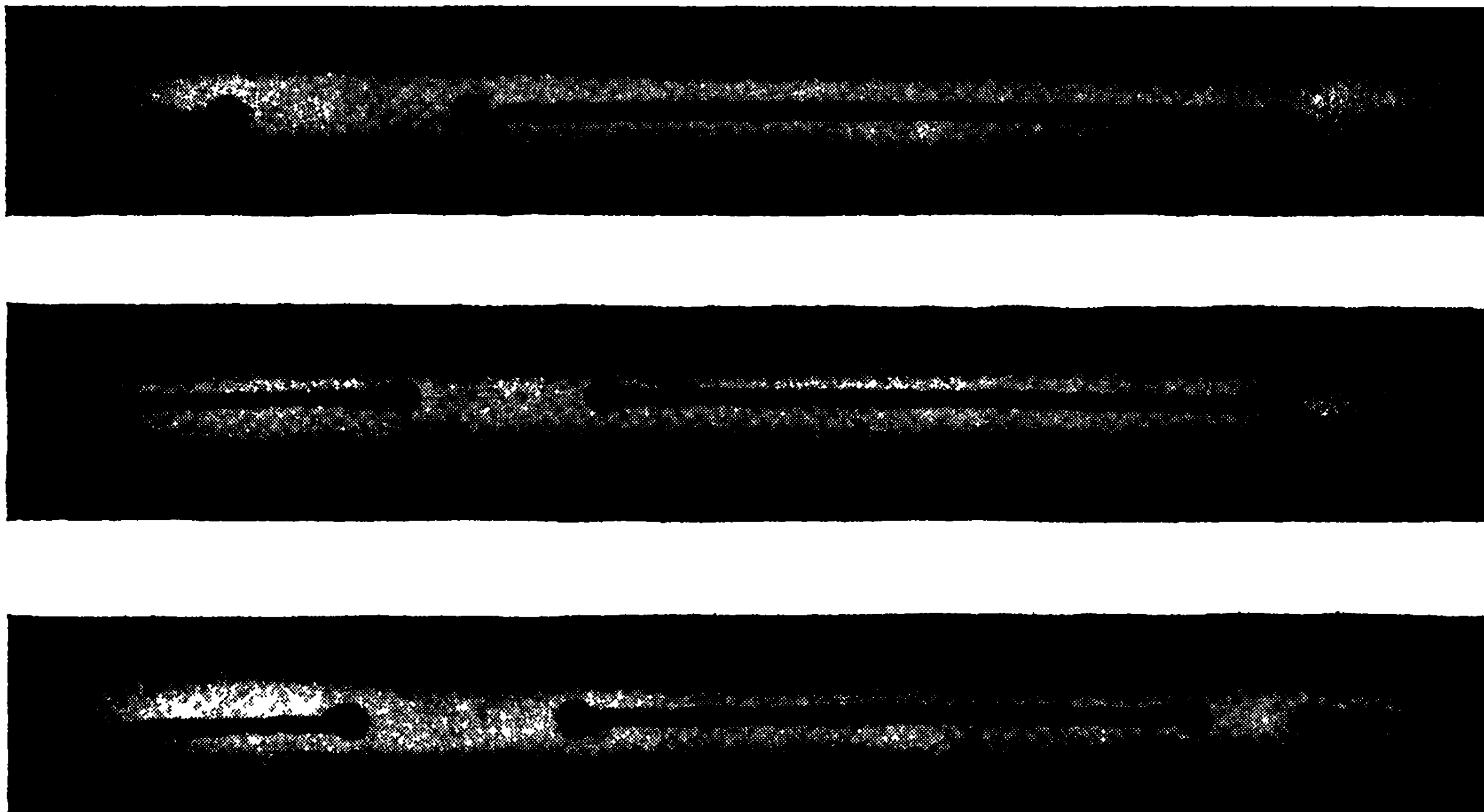


Рис. 3

очень быстро стягиваются к середине кусков и принимают каплеобразный вид.

Для выполнения измерений фотопластинка накладывалась на стеклянный масштаб и изучалась под микроскопом. По масштабу отсчитывались показания штрихов, перпендикулярных направлению струи, когда они совпадали с внешними краями каплеобразных концов отрезка струи. После этого вычислялась координата середины каждого разреза, и разность этих средних координат для двух последовательных разрезов, деленная на увеличение фотографии, отождествлялась с расстоянием, пройденным струей за время одного оборота вращающегося механизма. Такое вычисление справедливо, если, во-первых, движение двух концов разреза будет независимым и, во-вторых, у каждого отрезка струи оба конца сокращаются на одинаковую величину за время, в течение которого разрез перемещается из одного из сфотографированных положений в другое. В пользу реализации этих условий свидетельствует, с одной стороны, тот факт, что часть куска струи вблизи его середины не испытывает никаких изменений в результате разрезания струи (см. фотографии) и, с другой стороны, симметричная форма каждой пары концов, обращенных друг к другу.

Увеличение фотографии находилось фотографированием стеклянного масштаба, расположенного непосредственно под струей.

Промежуток времени между двумя последовательными разрезами определялся по среднему числу оборотов в секунду за время экспозиции. Поскольку фотопластинка также дает усреднение отдельных снимков, таким способом можно достигнуть очень высокой точности. Для контроля при каждом определении скорости струи делались снимки с различными периодами вращения механизма.

В табл. 1 приведены результаты одного эксперимента, в котором было получено четыре фотографии. Найденные значения скорости очень хорошо согласуются друг с другом: максимальное расхождение не превосходит 0,1%.

Таблица 1

Увеличение фотографии, f	Расстояние между разрезами, $a, \text{см}$	Число оборотов в секунду, n	Скорость струи $v=na/f$, см/сек
0,8624	8,37	40,19	390,0
0,8624	6,735	49,92	389,8
0,8624	6,845	49,15	390,1
0,8624	6,54	51,41	389,9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

В проделанных экспериментах амплитуда колебаний струи была столь мала, что длину волны нельзя было измерить с достаточной точностью ни с помощью наблюдений самой струи, ни по ее фотографии.

Метод, использованный для определения длины волны, состоял в нахождении пучностей волны (точек, где касательные плоскости параллельны оси струи) с помощью светового изображения, даваемого струей, как оптической системой.

На рис. 4 изображена горизонтальная струя S , расположенная так, что одна из ее плоскостей симметрии горизонтальна, а другая вертикальна. Лампа Нернста L с вертикальной спиралью прикреплена к телескопу T точно над его осью (слева — вид сверху, справа — вид сбоку); OO_1 — горизонтальная линия, проходящая через пучность перпендикулярно оси струи.

В плоскости левого рисунка (вид сверху) струя играет роль длиннофокусной линзы, передняя поверхность которой образует мнимое изо-

бражение в точке A , а задняя поверхность создает в точке B действительное изображение, измененное преломлением при двойном прохождении передней поверхности. В плоскости правого рисунка (вид сбоку) все отраженные лучи можно считать проходящими через ось струи, ввиду малости ее диаметра. Если теперь сфокусировать телескоп на расстояние TA , то на темном фоне будут видны яркая, маленькая, вертикальная черточка α и менее яркий четко очерченный эллипс β , большая ось которого имеет горизонтальное направление.

При перемещении телескопа в направлении, параллельном струе, расстояние между яркой черточкой и эллипсом меняется, причем при

расположении телескопа как раз против пучности волны яркая черточка совпадает с малой осью эллипса.

Параллельно струе помещался мелкий стеклянный масштаб с ценой деления $0,1$ мм, который был отчетливо виден в поле зрения телескопа вместе с описанными светлыми объектами. При измерении телескоп передвигался параллельно струе и слегка поворачивался вокруг вертикальной оси так, чтобы яркая линия, проходя через середину эллипса, совпадала с волосяной нитью окуляра.

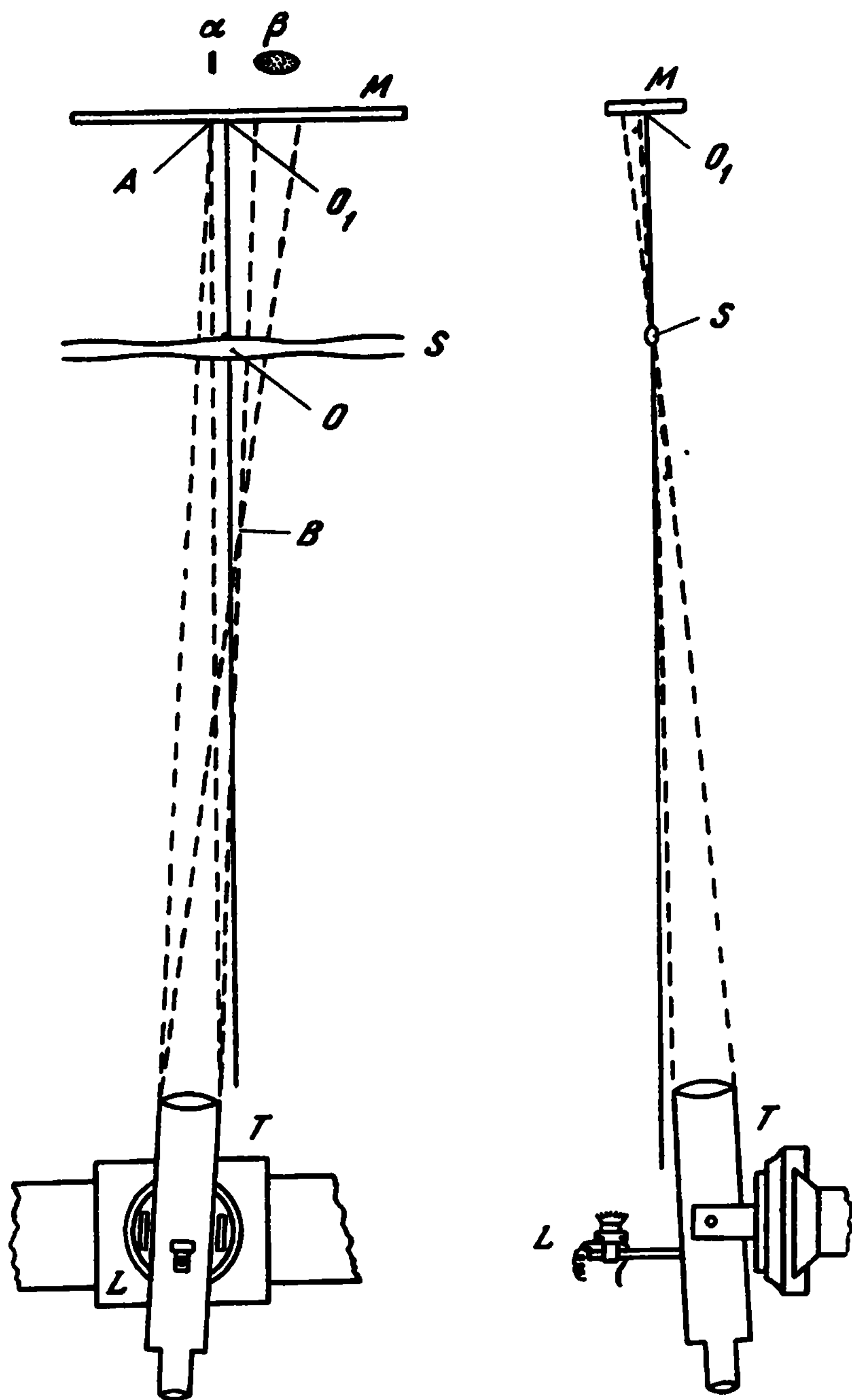


Рис. 4

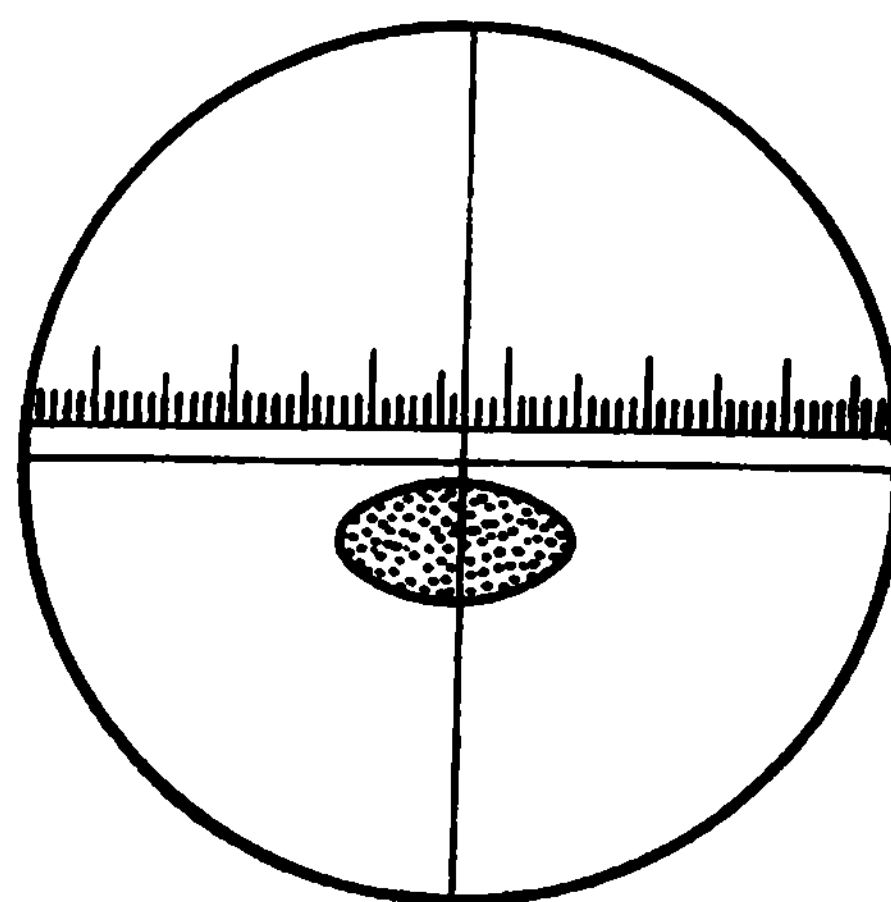


Рис. 5

На рис. 5 показан вид поля зрения телескопа. Каждый раз при достижении такого положения отсчитывалось положение волосяной нити по масштабу. Точность установки и измерений положения составляла 0,01 мм.

Во всем предыдущем рассмотрении предполагалось, что ось струи расположена горизонтально. Если же струя образует некоторый угол с горизонтальной плоскостью (а так оно и есть для большей части длины изучаемой струи вследствие ее кривизны), то яркая линия и малая ось эллипса будут составлять такой же угол с вертикальной волосяной нитью.

В этом случае нужно следить за тем, чтобы середина вертикальной линии, соединяющей центр спирали с осью телескопа, находилась на одной высоте со струей. Если это условие выполнено, то, как показывает более тщательное рассмотрение, две вертикальные плоскости, проходящие соответственно через ось струи и через ось телескопа, будут взаимно перпендикулярны. При этом последняя плоскость как раз пересекает пучность волны, когда вертикальная волосяная нить проходит через середину яркой линии, занимающей положение малой оси эллипса.

Поскольку амплитуда колебаний вследствие вязкости жидкости убывает по мере удаления от отверстия, расстояние OA от струи до фокальной линии не одинаково на всем протяжении струи. Хотя при измерении длины волны на коротком участке струи этот факт не имеет существенного значения, с ним приходится считаться, когда измерения распространяются на участки большой длины. В этом случае фокусировка телескопа должна изменяться в процессе измерения, в результате чего координаты пучностей не удастся измерить с такой точностью, как говорилось выше.

Разность двух последовательных показаний прибора дает расстояние между проекциями соседних пучностей на горизонтальную плоскость. Деля эту разность на $\cos \alpha$, где α — угол наклона струи к горизонтали в измеряемом месте, получаем истинное расстояние между пучностями. Это расстояние можно считать непосредственно равным искомой длине волны. Действительно, считая ось струи прямолинейной и отвлекаясь от возможных нерегулярностей, можно с большой точностью записать уравнение профиля волны в виде (см. стр. 25)

$$r = a + be^{-\epsilon z} \cos kz + \frac{1}{24} \cdot \frac{b^2}{a} e^{-2\epsilon z} \cos 2kz + \frac{1}{8} \cdot \frac{b^2}{a} e^{-2\epsilon z}.$$

Найдем максимумы этой кривой z_n , положив $\partial r / \partial z = 0$; приближенно имеем

$$z_n - n \frac{\pi}{k} = - \frac{\epsilon}{k^2} - \frac{1}{6} \frac{b}{a} \frac{\epsilon}{k^2} e^{-\epsilon z_n}.$$

Первый член в правой части этого равенства есть постоянная величина, а второй член при значениях ϵ , k и b/a , соответствующих условиям

эксперимента, совершенно ничтожен по сравнению с ошибками измерений.

Педерсен также измерял длину волн в струе при очень малых амплитудах. Он указывает¹, что ему не удавалось получить струи с достаточно регулярными колебаниями, чтобы применить описанный им метод измерения длины волны, который в общих чертах сходен с изложенным здесь. По этой причине он использовал другой метод, в основном заключающийся в следующем. Струя освещалась параллельным пучком лучей, которые, претерпев в струе два преломления и одно отражение, давали на фотопластинке изображение волны; поскольку на этом изображении амплитуда была гораздо большей, чем на самой струе, длину волны можно было измерять непосредственно по изображению. Этим методом длина волны определяется как средняя на отрезке струи большой длины. Однако из описанных ниже экспериментов следует, что очень важно иметь возможность определения отдельных длин волн с достаточной точностью, чтобы судить об изменениях длины волны.

Получение изображения с помощью струи применялось также при изучении формы струи, о котором говорилось на стр. 29. Если, наблюдая за изображениями в телескопе, поворачивать трубку вокруг оси, то форма этих изображений непрерывно меняется, поскольку изменение кривизны профиля струи (вид сверху) приводит к смещению точек *A* и *B*. Наиболее быстрое изменение формы изображений наблюдается при близкой к нулю кривизне профиля. Когда кривизна проходит через нуль, точки *A* и *B* совпадают, и в телескопе видно равномерно освещенное правильное эллиптическое пятно. К трубке был прикреплен градуированный диск, по которому отсчитывались показания всякий раз, как только в процессе вращения в телескопе возникало упомянутое светлое пятно. Если струя симметрична относительно двух взаимно перпендикулярных плоскостей, то показания на окружности диска должны обладать такой же симметрией и быть одинаковыми на разных расстояниях от отверстия. Этот метод оказался очень чувствительным; с его помощью удалось обнаружить, что не для всех исследуемых трубок указанное требование выполняется с достаточной степенью точности. Всего было выбрано четыре трубки с удовлетворительными свойствами. То, что создаваемые этими трубками струи совершали исключительно правильные колебания, очень четко подтверждается измерениями длины волны, о чем речь пойдет ниже.

В экспериментах струю следовало располагать так, чтобы ее плоскостями симметрии были горизонтальная и вертикальная плоскости. Это достигалось поворотом трубки в положение, которому соответствует среднее между двумя показаниями диска, обсуждавшимися ранее.

¹ См.: P. O. Pedersen. Phil. Trans. Roy. Soc., 1907, A207, 368.

ФОТОГРАФИРОВАНИЕ СТРУИ

Для измерения величины амплитуды волн были получены увеличенные фотографии струй. Использование монохроматического света и специальные ограничения освещающего пучка позволили с большой четкостью воспроизвести профиль струи на фотопластинках.

С помощью объективного микрометра измерялся диаметр струи в различных местах фотопластинки. Вследствие большой резкости изображения точность измерения составляла около 0,03% измеряемой величины.

Амплитуда волны b/a и средний радиус струи a определялись по максимальному и минимальному диаметрам ($2r_{\text{макс}}$ и $2r_{\text{мин}}$) с помощью соотношений [см. формулу (81)]

$$\frac{b}{a} = \frac{r_{\text{макс}} - r_{\text{мин}}}{r_{\text{макс}} + r_{\text{мин}}} \quad \text{и} \quad a = \frac{1}{2} (r_{\text{макс}} + r_{\text{мин}}) \left[1 - \frac{1}{6} \left(\frac{b}{a} \right)^2 \right].$$

Поскольку амплитуда меняется вдоль длины струи, в качестве $r_{\text{макс}}$ было взято среднее значение для двух соседних максимумов, между которыми расположен минимум с данным значением $r_{\text{мин}}$.

Полученное таким образом значение среднего радиуса очень близко совпадает со значением, вычисленным по данным о скорости струи и расходе воды, как было описано выше. Для иллюстрации этого совпадения приведем результаты двух измерений среднего радиуса струи обоими способами, сделанных для трубок 1 и 4.

Первая трубка

$$\begin{aligned} r_{\text{макс}} &= 0,06929 \text{ см}; & 0,06918 \text{ см}; & \text{расход } V = 0,274 \text{ см}^3/\text{сек}; \\ r_{\text{мин}} &= 0,06559 \text{ см}; & & \text{скорость } c = 440,8 \text{ см/сек}; \\ \frac{b}{a} &= 0,0278; & a = 0,05736 \text{ см}; & a = \sqrt{\frac{V}{\pi c}} = 0,06731 \text{ см}. \end{aligned}$$

Четвертая трубка

$$\begin{aligned} r_{\text{макс}} &= 0,08263 \text{ см}; & 0,08255 \text{ см}; & \text{расход } V = 7,862 \text{ см}^3/\text{сек}; \\ r_{\text{мин}} &= 0,07777 \text{ см}; & & \text{скорость } c = 390,0 \text{ см/сек}; \\ \frac{b}{a} &= 0,031; & a = 0,08017 \text{ см}; & a = \sqrt{\frac{V}{\pi c}} = 0,08011 \text{ см}. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что значения среднего радиуса a , найденные обоими способами, почти в точности равны (расхождение составляет менее 0,1%). После того как было установлено такое совпадение, измерение скорости в дальнейших экспериментах не производилось, а величина a определялась лишь фотографическим способом, что значительно упростило эксперимент.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Выше были описаны методы, использованные нами при различных измерениях. Далее мы описали, каким образом оказалось возможным, используя прибор, изображенный на рис. 1, поддерживать постоянными давление и температуру воды в течение довольно длительного времени, необходимого для определения расхода воды, скорости, среднего радиуса струи и длины волны.

Прежде чем представить экспериментальные результаты, мы должны обратить внимание на некоторые специальные условия, существовавшие при определении искомой длины волны и связанные с тем, что найденное ее значение было различным на разных расстояниях от отверстия. Чтобы непосредственно продемонстрировать это, мы начнем с описания четырех опытов (каждый из которых был проведен на четырех трубках), произведенных при напоре порядка 100 см. При этом были определены значения длины волны на всей длине струи, начиная от выходного отверстия и вплоть до того места, где она еще оставалась стабильной. Результаты представлены в приведенной ниже табл. 2.

Как видно, разности между последовательными показаниями не постоянны, но возрастают, достигают максимума и снова медленно уменьшаются. То же самое можно видеть и из данных табл. 3. В этой таблице цифры в столбцах «средние значения» вычислены на основании данных предыдущей таблицы путем простого пересчета.

Непостоянство этих разностей возникает в результате многих причин, среди которых имеются и такие, влияние которых может быть непосредственно учтено. Первой такой причиной является искривление струи, которое приводит прежде всего к тому, что найденные разности не равны действительной длине волны (см. стр. 37), а также к тому, что скорость и поперечное сечение оказываются не одинаковыми в различных частях исследованного участка струи. Вторая причина заключается в уменьшении амплитуды волны, которое влияет на длину волны согласно формуле (78). Столбцы «исправленные значения» в табл. 3 содержат значения длин волн на разных расстояниях от отверстия, относящиеся к горизонтальной струе, которая имеет те же значения скорости и поперечного сечения, что и исследованная струя на ее горизонтальном участке при колебаниях с бесконечно малыми амплитудами.

Мы видим, что числа в указанном столбце увеличиваются до тех пор, пока не достигают максимума, после чего они уже остаются примерно неизменными. Поэтому можно считать, что все остальные причины, вызывающие изменения длины волны, которые не были учтены, должны возникать за счет нерегулярностей, связанных с формированием струи, причем влияние этих явлений быстро затухает. Мы видим, таким образом, что

Таблица 2

Трубка		I	II	III	IV
Температура, °С		11,82	11,73	11,76	11,80
Расстояние от отверстия горизонтальной части струи, см		26,3	29,4	28,9	34,6
Расход воды, см ³ /сек		6,100	7,678	7,720	8,649
Средний радиус струи в горизонтальной части, см		0,06755	0,07554	0,07595	0,08010
Показание горизонтальной линейки (см), снятое с точностью 0,005 см	Отверстие	0,0	0,0	0,0	0,0
	Пучность I	0,99	2,39	2,375	2,555
	» II	2,03	2,545	2,525	2,76
	» III	3,02	2,56	2,56	2,765
	» IV	2,125	2,575	2,58	2,795
	» V	5,145	*10,07	*10,04	10,875
	» VI	7,30	2,605	2,605	2,83
	» VII	2,17	2,635	2,62	2,85
	» VIII	*9,47	12,675	12,645	13,705
	» IX	2,18	2,635	2,63	2,87
	» X	11,65	15,31	15,265	*16,555
	» XI	2,195	2,65	2,63	2,87
	» XII	13,845	17,96	17,895	19,425
	» XIII	2,215	2,65	2,64	2,885
	» XIV	16,06	20,61	20,535	22,31
	» XV	2,215	2,655	2,645	2,895
	» XVI	18,275	23,265	23,18	25,205
» XVII	2,22	2,66	2,65	2,90	
» XVIII	20,495	25,925	25,83	28,105	
» XIX	2,22	2,66	2,655	2,90	
» XX	22,715	**28,585	**28,485	31,005	
» XXI	2,225	2,655	2,655	2,90	
» XXII	24,94	31,24	31,14	**33,905	
» XXIII	2,225	2,66	2,655	2,90	
» XXIV	**27,165	33,90	33,795	36,805	
» XXV	2,225	2,655	2,655	2,90	
» XXVI	29,39	36,555	36,45	39,705	
» XXVII	2,22	2,65	2,65	2,895	
» XXVIII	31,61	39,205	39,10	42,60	
» XXIX	2,225	2,65	2,65	2,895	
» XXX	33,835	41,855	41,75	45,495	
Амплитуда b/a в пучностях, обозначенных через					
*		0,0417	0,0699	0,0640	0,0382
**		0,0258	0,0472	0,0432	0,0276

Таблица 3

Расстояние от отверстия, см	I		II		III		IV	
	Средние значения	Исправл. значения	Средние значения	Исправл. значения	Средние значения	Исправл. значения	Средние значения	Исправл. значения
5	2,14	2,148	2,55	2,553	2,54	2,545	2,76	2,782
10	2,185	2,189	2,59	2,591	2,595	2,597	2,815	2,829
15	2,210	2,211	2,640	2,638	2,625	2,624	2,850	2,859
20	2,221	2,221	2,654	2,650	2,642	2,639	2,880	2,884
25	2,225	2,224	2,658	2,653	2,652	2,648	2,896	2,897
30	2,224	2,224	2,658	2,654	2,656	2,652	2,900	2,899
35	—	—	2,656	2,653	2,654	2,652	2,901	2,899
40	—	—	2,651	2,652	2,650	2,652	2,898	2,898

влияние этих нерегулярностей на значение длины волны довольно существенно — даже на значительных расстояниях от отверстия. Так, в указанных экспериментах длины волн, измеренные на расстоянии 10 см от отверстия, примерно на 2%, а на расстоянии 20 см — на 0,3% меньше, чем соответствующие значения длин волн на расстоянии 30 см от отверстия. Если поэтому для определения коэффициента поверхностного натяжения использовались данные о длине волны, полученные на расстоянии 10 или 20 см от отверстия, то полученное его значение будет завышенным соответственно на 4 и 0,6%.

Четыре указанных выше эксперимента иллюстрируют, далее, влияние вязкости на рассматриваемое явление, когда амплитуда волны измеряется в двух точках струи, расположенных на значительном расстоянии друг от друга (см. табл. 2 на стр. 41).

Полагая $b/a \doteq Ae^{-\epsilon z}$, мы получаем для каждой из четырех рассмотренных струй соответственно

$$\epsilon = 0,0271, \quad \epsilon = 0,0212, \quad \epsilon = 0,0213, \quad \epsilon = 0,0187.$$

Выше мы нашли [см. формулу (40)]

$$\epsilon = \frac{\mu}{\rho} \frac{4}{ca^3} \left(1 + \frac{11}{12} a^2 k^2 \right) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\mu}{\rho ca^2 k} \right)^{1/2} \right].$$

Отсюда получаем следующие значения μ :

$$\mu = 0,0131, \quad \mu = 0,0129, \quad \mu = 0,0130, \quad \mu = 0,0129.$$

Мы видим, что эти значения не сильно отличаются от наиболее принятого значения μ , а именно от $\mu = 0,0125$ (температура $11,8^\circ \text{C}$). То обстоятельство, что все полученные значения μ превосходят это значение, возможно, объясняется малостью поверхностной вязкости.

Уточнение формулы для коэффициента поверхностного натяжения, связанное с учетом влияния вязкости на величину длины волны, достигается согласно уравнению (41) добавлением множителя

$$1 + 2 \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k} \right)^{1/2} + 3 \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k} \right)^2.$$

Подстановка значений μ , ρ , c , a и k , соответствующих условиям проведенных экспериментов, показывает, что поправка эта очень мала, порядка $0,1\%$ ¹.

Что касается поправки, связанной с конечностью амплитуды колебаний, то здесь можно заметить, что значения коэффициента поверхностного натяжения, представленные в табл. 5 (см. стр. 44), которые вычислялись с помощью формулы (78), не указывают на наличие какого-либо систематического изменения, обязанного своим существованием конечности амплитуды.

Поскольку, однако, поправка, связанная с конечностью амплитуды колебаний, в проведенных экспериментах довольно мала (в пределах от $0,10$ до $0,33\%$), отмеченная согласованность результатов не является убедительным доказательством справедливости теоретической формулы. Здесь можно заметить, что Педерсен² на опыте изучал влияние величины амплитуды колебаний на вычисляемые значения коэффициента поверхностного натяжения и, используя большие значения этих амплитуд, получил результаты, которые, как можно показать, находятся в очень хорошем согласии с обсуждаемой формулой.

В других экспериментах длина волны измерялась только на более коротких участках струи, которые, однако, находились на достаточном расстоянии от отверстия, так что значения длины волны оставались постоянными. В качестве примера такого измерения можно привести данные, полученные на трубке l при напоре порядка 70 см .

¹ Малость этой поправки связана с малостью коэффициента вязкости ($\mu = 0,0125$) и большим значением коэффициента поверхностного натяжения воды ($T = 74$). Однако эта поправка может оказаться достаточно заметной в случае жидкостей, для которых эти параметры имеют другие значения. Если, например, используется анилин ($\mu = 0,062$, $T = 44$), то при тех же экспериментальных условиях поправка составит более 1% .

² P. O. Pedersen. Phil. Trans. Roy. Soc., 1907, A207, 371.

Таблица 4

Показания, см	Разности, см	Показания, см	Разности, см
1,1819	1,796	1,818	1,797
3,615	1,798	3,615	1,800
5,413	1,799	5,415	1,800
7,212	1,801	7,215	1,799
9,013	1,799	9,014	1,799
10,812	1,796	10,813	1,797
12,608		12,610	

В приведенной здесь табл. 4 представлены две серии последовательных показаний, а также значения соответствующих разностей.

Горизонтальный участок струи находился на расстоянии 21,5 см от

Таблица 5

№ трубки	Температура, °C	Расход, см ³ /сек	Средний радиус, см	Длина вол- ны, см	Амплитуда, см	T ₁₂ , дин/см
I	11,8	6,100	0,06755	2,225	0,026	73,24
I	11,4	5,608	0,06758	2,039	—	73,41
I	11,3	4,965	0,06767	1,800	—	73,34
II	11,7	7,678	0,07554	2,658	0,046	73,01
II	11,2	7,076	0,07567	2,443	—	72,98
II	11,4	6,272	0,07587	2,154	—	73,26
III	11,8	7,720	0,07595	2,656	0,042	73,45
III	11,4	6,290	0,07604	2,157	—	73,28
IV	11,8	8,649	0,08010	2,901	0,027	73,21
IV	11,9	7,984	0,08014	2,677	—	73,09
Среднее значение по экспериментам с трубкой I						73,33
Среднее значение по экспериментам с трубкой II						73,08
Среднее значение по экспериментам с трубкой III						73,37
Среднее значение по экспериментам с трубкой IV						73,15
Среднее по всем экспериментам						73,23

отверстия; соответствующий отсчет на стеклянном масштабе составлял 7,5 см. Поправки к этим показаниям не вводились, поскольку они в этом случае были очень малы. Так, например, поправки, связанные с уменьшением амплитуды колебаний, были совершенно незначительны вследствие малости амплитуд. Вместе с тем небольшое уменьшение разностей от середины к началу и концу столбцов вполне соответствует тому, чего следовало ожидать ввиду кривизны струи.

Мы видим, что длины волн очень мало изменяются по своей величине и что струя в рассматриваемом месте должна совершать колебания, которые в чрезвычайно высокой степени свободны от искажений, поскольку уже небольшие отклонения от чисто гармонических колебаний должны вызывать значительные нерегулярности в разностях между показаниями.

Результаты других проведенных экспериментов оказываются в значительной мере подобными описанным здесь. Можно заметить, что в случае четырех трубок мы априори могли ожидать чрезвычайно совершенных колебаний струй. То обстоятельство, что регулярные изменения разностей показаний начинались непосредственно за отверстием (см. табл. 2 на стр. 41), показывает, что уже в этой точке мы имеем дело с явлением, очень близким к одиночному колебанию, а, как отмечалось на стр. 30, на значительных расстояниях от отверстия колебания струи должны быть гораздо более совершенными, чем вблизи него.

Приведенная здесь таблица составлена на основе результатов экспериментальных исследований. Коэффициент поверхностного натяжения вычислялся согласно следующей формуле (см. стр. 27):

$$T_{12} = \frac{(\rho_1 + \rho) k^2 c^2 a^3 J_2(iak)}{(3 + a^2 k^2) iak J_2'(iak)} \left[1 + 2 \left(\frac{2\mu}{\rho c a^2 k} \right)^{1/2} \right] \times \\ \times \left(1 + \frac{37}{24} \frac{b^2}{a^2} \right) [1 \div 0,002(12 - t)].$$

Мы видим, что имеется очень хорошее согласие между результатами каждого измерения (наибольшее отклонение от среднего значения составляет 0,35%).

Можно заметить, что рассмотрение значений, найденных для T_{12} , не дает каких-либо свидетельств об определенном влиянии на результаты измерений как изменений диаметра струи, так и расхода и величины амплитуд колебаний.

Во всех приведенных экспериментах использовалась водопроводная вода. Было произведено исследование, имевшее целью выяснить отличия, которые дало бы использование дистиллированной воды вместо водопро-

Авторы	Публикация	Метод	T _{из} *
Вайнштейн	Metr. Beitr. d. K. Norm. Aich-Komm., VI, 1889	Капиллярные трубки	73,5
Гольдштейн	Ztschr. Phys. Chem., V, p. 233, 1890	»	73,8
Рамзей и Шилдс	Ztschr. Phys. Chem., XII, p. 433, 1893	»	71,6
Квинке	Wied. Ann., LII, p. 1, 1894	»	73,3—7
Фолькман	Wied. Ann., LVI, p. 457, 1895	»	73,7
Домке	Wiss. Abh. d. K. Norm. Aich-Komm., III, 1902	»	73,9
Грабовский	Diss., Königsberg, 1904	»	73,7
Сентис	Thèse, Grenoble, 1897	Капиллярные трубки (виртуальные)	74,2
Холл	Phil. Mag. (5), XXXVI, p. 385, 1893	Уравнивание сил по-верхностного натяжения	73,9
Форк	Ann. d. Phys., XVII, p. 744, 1905	Измерение давления в пузырьках воздуха	77,2
Злобицкий	Rozpr. Akad. Kraków, S. 3, T. VI, A, p. 181, 1906	}	73,7
Рэлей	Phil. Mag., XXX, p. 386, 1890	}	74,8
Дорсей	Phil. Mag., XLIV, p. 369, 1897	}	74,0
Ватсон	Phys. Rev., XII, p. 257, 1901	Капиллярные волны (бегущие)	75,1
Коловрат-Червинский	J. d. Russ. Phys., XXXVI, p. 265, 1904	}	73,2
Калэн	Ann. d. Phys., VII, p. 440, 1902	}	74,6
Грунмах	Wiss. Abh. d. K. Norm. Aich-Komm., III, 1902	Капиллярные волны (стоячие)	76,3
Брюммер	Diss. Rostock, 1903	}	75,3
Левенфельд	Diss., Rostock, 1904	}	75,7
Педерсен	Trans. Roy. Soc., A 207, p. 341, 1907	Колебания струн	74,7

водной. С этой целью два больших резервуара были наполнены соответственно водопроводной и дистиллированной водой. После того как была достигнута одинаковая температура содержимого обоих резервуаров, совершенно одинаковым образом были произведены измерения длины волны в струях, полученных от каждого резервуара. Для этого оба резервуара поочередно соединялись с сосудом А (рис. 1) с помощью сифона. Эксперименты, повторенные несколько раз, продемонстрировали отсутствие каких-либо существенных различий между двумя трубками. Этот результат также следовало ожидать, исходя из более ранних исследований коэффициента поверхностного натяжения воды.

Продолжая теперь сравнение значений этой величины с теми, которые получены в других работах, мы не будем пытаться дать полный обзор весьма обширной литературы, посвященной этому вопросу. В табл. 6 включено лишь несколько результатов, относящихся к исследованиям последних лет, которые содержат наиболее важные данные о коэффициенте поверхностного натяжения.

Эта таблица демонстрирует существенные различия между данными, найденными разными исследователями. Наиболее существенным эффектом, который может служить для объяснения этих различий, является чистота поверхности жидкости, потому что коэффициент поверхностного натяжения очень существенно понижается, когда эта поверхность загрязнена даже исключительно малым количеством посторонних веществ. Это обстоятельство, однако, не объясняет тех различий, которые были получены авторами, применявшими одинаковые методы очистки поверхности (например, Грунмах и Калэн; Форк и Злобицкий).

Тот факт, что разные авторы (например, Фолькман, Дорсей, Форк), работавшие по различным методикам, получили очень хорошее согласие между результатами отдельных своих экспериментов, представляется свидетельством того, что коэффициент поверхностного натяжения тщательно очищенной поверхности является величиной существенно постоянной. Это предположение, далее, подтверждается тем обстоятельством, что некоторые авторы (Калэн, Дорсей и др.) не нашли сколько-нибудь существенного уменьшения коэффициента поверхностного натяжения в течение времени проведения экспериментов.

Результаты исследований А. Поккельс¹, Рэля² и Ф. Нансена³ по влиянию загрязнений на поверхностное натяжение воды также убедительным образом свидетельствуют в пользу приведенных утверждений.

¹ A. P o c k e l s. Nature, XLIII, 437; XLVI, 418; XLVIII, 152; Ann. d. Phys., VIII, 854.

² R a y l e i g h. Phil. Mag., 1899, XLVIII, 321.

³ F. N a n s e n. Norweg. North. Polar. Exped. Scient. Results, 1900, 10.

Вследствие изложенного выше можно думать, что большая часть рассмотренных отклонений должна объясняться не истинными различиями в величине коэффициента поверхностного натяжения, а различиями методов, использованных при измерении этой величины.

Теперь мы более внимательно продолжим рассмотрение некоторых из упомянутых исследований и сравним их результаты с результатами, полученными в настоящей работе.

Мы начнем с исследований Педерсена, поскольку проведенное им определение коэффициента поверхностного натяжения воды осуществлялось тем же методом (колебания струи), который использовался нами. Педерсен получил, как показывает табл. 6, значение, заметно превышающее (примерно на 2%) найденное в настоящей работе. Поскольку, однако, он не исследовал изменения длины волны, а определил ее как некоторое среднее значение на участке струи, расположенном на сравнительно небольшом расстоянии от отверстия, причина расхождений между его и нашими результатами, вероятно, заключается в том, что Педерсен использовал слишком малое значение длины волны (см. стр. 38).

Среди других методов определения коэффициента поверхностного натяжения наиболее часто используются методы капиллярной трубки и капиллярных волн; они представляются наиболее важными.

Из экспериментальных работ, проводившихся с помощью первого из упомянутых методов, нужно особо отметить работу Фолькмана, имея в виду прекрасную воспроизводимость его результатов, достигнутую благодаря особо тщательному измерению размеров трубок и их промывке. Эта воспроизводимость, независимая от размеров трубок и сорта стекла, не лишает оснований критику результатов, которые можно получить с помощью метода капиллярных трубок. Как видим, Фолькман нашел значение коэффициента поверхностного натяжения, которое очень мало отличается от полученного автором: различие составляет примерно 0,7%.

Как видно из табл. 6, большое число исследований было в последнее время проведено методом капиллярных волн. Мы видим, что величины, найденные с помощью этого метода, обычно превышают величины, определенные в данной работе. Взаимная согласованность результатов определений искомой величины в различных исследованиях не очень удовлетворительна. По мнению автора, это объясняется тем, что во многих случаях экспериментальные условия существенно не соответствовали предположениям, принятым при выводе теоретических формул. Сейчас мы попробуем показать, что здесь имеется в виду.

Эксперименты, проведенные по упомянутой методике, могут быть подразделены на две группы. В одних экспериментах используются прямолинейно распространяющиеся волны, образованные с помощью колебаний

стеклянной пластины, укрепленной на одной из пластин камертона, в других — стоячие волны, полученные в результате интерференции между двумя расходящимися круговыми волнами, создаваемыми двумя булавками, укрепленными на обеих пластинах камертона.

В числе авторов, которые использовали первый метод, только Дорсей и Коловрат-Червинский исследовали значение длины волны на различных расстояниях от генератора. Оба исследователя обнаружили существенные нерегулярности вблизи генератора, причем длина волны зависела от расстояния от пластины камертона и оставалась постоянной на больших расстояниях от нее. Упомянутые авторы, зная об этом эффекте, использовали для определения коэффициента поверхностного натяжения только те волны, которые находились на определенном расстоянии от стеклянной пластинки (Дорсей — 4 см, Коловрат-Червинский — 8 см). Поскольку длина волны вблизи стеклянной пластинки была больше, чем вдали от нее, это может объяснить тот факт, что как Дорсей, так и особенно Коловрат-Червинский нашли для коэффициента поверхностного натяжения более низкие значения, чем другие исследователи, использовавшие тот же самый метод, но не предпринимавшие в этом направлении соответствующих предосторожностей.

Другой метод, использующий стоячие волны, также страдает, как заметил и Коловрат-Червинский, определенными дефектами. При измерениях длины волны колебаний по прямой, соединяющей упомянутые булавки, удается исследовать только те из волн, которые находятся на таком небольшом расстоянии от булавок, что нельзя обеспечить исключения каких-либо существенно нерегулярных явлений. По этой причине результаты, найденные по указанной методике, не представляются очень надежными. В частности, очень большие значения коэффициента поверхностного натяжения, полученные в работах Грунмаха, Брюммера и Левенфельда, и значительные расхождения между результатами их отдельных измерений можно, вероятно, объяснить очень малым расстоянием (1,8 см) между булавками, использованными этими исследователями. Калэн, который использовал тот же самый метод, но у которого расстояние между булавками составляло 7 см, также нашел существенно меньшее значение коэффициента поверхностного натяжения, причем взаимная согласованность его результатов намного превосходила наблюдавшуюся упомянутыми выше авторами.

В результате этого рассмотрения автору не представляется необходимым делать вывод о том, что метод капиллярных волн в действительности дает для коэффициента поверхностного натяжения значения, существенно более высокие, чем те, которые были найдены по методу, описанному в настоящей статье.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе для определения величины коэффициента поверхностного натяжения воды использован метод колебаний струи, предложенный Рэлеем. Этот метод имеет фундаментальные преимущества, связанные с тем, что в исследованиях изучается свежееобразованная поверхность.

В первой части настоящей работы показано, что теория Рэлея, развитая для бесконечно малых колебаний струи жидкости без учета вязкости, может быть дополнена и уточнена учетом влияния конечных значений амплитуды и вязкости.

В экспериментальной части этого исследования показано, как наиболее простым способом оказывается возможным обеспечить выполнение на используемом для измерений участке струи условий, на которых основывается теоретический расчет.

Конечным результатом своих измерений автор считает значение коэффициента поверхностного натяжения воды (при температуре 12°C), равное $73,23 \text{ дин/см}$.

Поступила 12 февраля 1909 г.

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СВЕЖЕОБРАЗОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ*

В дополнение к моей статье, опубликованной в «Philosophical Transactions»¹ и посвященной определению коэффициента поверхностного натяжения воды, я хотел бы добавить следующие замечания, относящиеся к определению величины коэффициента поверхностного натяжения свежеобразованной поверхности воды и к некоторым подробностям, существенным для определения этого коэффициента.

Ленард в недавно опубликованной статье² определил коэффициент поверхностного натяжения воды с помощью исследования колебаний падающих капель и нашел для этого коэффициента значения, которые существенно превосходят определенные с помощью других методов. На основании этого, а также и других экспериментальных результатов, опубликованных в его предыдущей статье³, он сделал вывод о том, что коэффициент поверхностного натяжения свежеобразованной поверхности воды очень велик, но в течение очень короткого времени (доли секунды) его величина существенно уменьшается. Он отмечает, что этот результат находится в согласии с экспериментами, опубликованными в моей работе, о которой упоминалось выше. Здесь я хочу попытаться объяснить, какие причины не позволяют мне согласиться с выводами Ленарда.

Определение коэффициента поверхностного натяжения воды в моей работе проводилось с использованием метода колебаний струи. Теоретические основы этого метода, как и метода, использованного Ленардом, были даны Рэлеем⁴.

* *On the Determination of the Tension of a recently formed Water-surface.* Proc. Roy. Soc. (London), 1910, A84, 395—403.

¹ N. B o h r. Phil. Trans. Roy. Soc., 1909, A209, 281 (статья 1). (В последующих ссылках — I с указанием страницы.— *Ред.*)

² P. L e n a r d. Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wiss., Math.-nat. Kl. Jahrg., 1910, Abh. 18. (В последующих ссылках — II с указанием страницы.— *Ред.*)

³ P. L e n a r d. Ann. d. Phys. u. Chem., 1887, 30, 209.

⁴ R a y l e i g h. Roy. Soc. Proc., 1879, 39, 71.

Обращаясь к исследованиям колебания струи, особенно с точки зрения удовлетворения тех предположений, которые были сделаны при теоретическом рассмотрении этого явления, следует сказать, что в моих экспериментах изучалось большое число колебаний, начинающихся непосредственно около отверстия и распространяющихся от него в случае наиболее стабильных струй на расстояния, превышающие 45 см (скорость струи составляла примерно 425 см/сек). Эти измерения показали, что длина волны по своей величине не постоянна всюду, но начиная от отверстия уменьшается вначале довольно быстро, а затем — более медленно. Начиная с расстояния примерно 25 см от отверстия она остается практически постоянной на всем протяжении, где стабильность струи достаточна для выполнения измерений.

Этот результат, следовательно, показывает существование определенных нерегулярностей в данном явлении, которые возникают при образовании струи и довольно быстро (за время порядка 0,06 сек) исчезают (см. I, стр. 40).

Можно думать, что эти нерегулярности являются следствием возможных изменений (со временем) величины коэффициента поверхностного натяжения непосредственно после образования поверхности, а частично возникают за счет нерегулярностей механического (гидродинамического) характера (см. I, стр. 29). Поскольку последние нерегулярности, как объяснено в моей предыдущей работе, должны быстро уменьшаться по мере удаления от источника струи, экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что коэффициент поверхностного натяжения во всех опытах, когда он измерялся по прошествии 0,06 сек после образования поверхности, с хорошей точностью оставался постоянным — до тех пор, пока его еще можно было изучать по использованной методике¹. Это

¹ Ленард замечает в своей последней работе (II, стр. 4), что механические нерегулярности, конечно, должны уменьшаться, но не могут, даже вдали от отверстия, полностью исчезать из-за сопротивления воздуха. Поскольку, однако, сопротивление воздуха очень быстро становится постоянным (по мере удаления от отверстия), мы видим, что влияние этого сопротивления на изучаемый эффект не изменяет существа приведенного выше заключения о постоянстве коэффициента поверхностного натяжения. Оно может вызывать изменения лишь значения этой найденной константы. Что касается вопроса о численной оценке влияния сопротивления воздуха, то я упомяну здесь о неопубликованных экспериментах, выполненных мной в процессе предыдущих исследований. Вокруг струи, на расстоянии порядка 10 см от отверстия, была помещена большая и тщательно изготовленная ирисовая диафрагма, причем струя проходила как раз через центр этой диафрагмы. Она была сначала открыта, так что струю окружало свободное пространство шириной в 5 см (раствор диафрагмы составлял 10 см). После этого диафрагма закрывалась, так что указанное свободное пространство между струей и диафрагмой не превышало 0,2 мм, и одновременно с помощью отражения от поверхности струи телескопом фиксировалась пучность струи на расстоянии 30 см от отверстия (см. I, стр. 36). При этом

постоянное значение и полагалось равным искомому коэффициенту поверхностного натяжения, и лишь оно в каждом случае сравнивалось с результатами измерений этой же величины, проведенных другими методами, в которых исследуемая поверхность существовала намного дольше 0,06 сек.

Что касается вопроса о возможном изменении величины коэффициента поверхностного натяжения за те 0,06 сек, которые следуют за моментом образования поверхности, то мне представляется, что мои эксперименты не дают какого-либо основания для заключения о существовании такого рода изменения, поскольку, как мы увидим, можно не сомневаться в том, что найденные изменения длины волны связаны с различием в величинах скоростей концентрических слоев струи. Последний эффект возникает вследствие трения в процессе образования струи, когда центральные области струи получают большую скорость, чем области, примыкающие к поверхности. Эта разность скоростей уменьшается по мере удаления от источника благодаря вязкости. Поскольку средняя скорость струи остается постоянной, это означает, что скорость внешних слоев возрастает, в то время как скорость центральных частей уменьшается. То обстоятельство, что длина волны вблизи отверстия меньше, чем вдали от него, всегда представлялось мне естественным следствием того, что скорость поверхности (наружных частей струи) меньше и рассматриваемые волны являются поверхностными волнами (скорость колебания частиц жидкости уменьшается по мере удаления от поверхности и обращается в нуль на оси струи). Однако в своей работе (см. II, стр. 4) Ленард придерживается того мнения, что внутреннее перемешивание, возникающее в процессе колебательного движения вследствие взаимного смещения концентрических слоев струи, вызывает кажущееся возрастание массы и поэтому приводит к увеличению времени колебания, а следовательно, и длины волны.

Для более подробного исследования этого вопроса я провел приводимый ниже прямой расчет длины волны исходя из предположения, что различные концентрические слои струи движутся с различными скоростями.

было обнаружено, что указанная пучность в процессе закрытия диафрагмы смещалась лишь очень незначительно (меньше, чем на 0,1 мм). Этот простой эксперимент был повторен несколько раз и всегда с неизменным результатом. Поскольку такое раскрытие диафрагмы, полностью останавливая слои воздуха, приводимые в движение струей, должно очень существенно увеличивать сопротивление (струя вызывает вполне заметный поток воздуха), этот эксперимент, с моей точки зрения, весьма определенно свидетельствует о том, что сопротивление воздуха не может иметь заметного влияния на результаты. Кроме того, в дальнейшем будет показано, что знак поправки на сопротивление воздуха к коэффициенту поверхностного натяжения противоположен предполагавшемуся Ленардом.

Общее уравнение движения несжимаемой жидкости без вязкости в отсутствие внешних сил имеет вид

$$\rho \frac{Du}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \rho \frac{Dv}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \rho \frac{Dw}{Dt} = - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (1)$$

и

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Здесь u, v, w — компоненты скорости, p — давление, ρ — плотность и

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}.$$

В рассматриваемой задаче движение стационарно. Полагая $w = W + \omega$ и принимая, что u, v и ω достаточно малы, чтобы произведениями их, а также и другими величинами того же порядка можно было бы пренебречь в этом расчете, находим из уравнений (1)

$$\begin{aligned} \rho W \frac{\partial u}{\partial z} &= - \frac{\partial p}{\partial x}, & \rho W \frac{\partial v}{\partial z} &= - \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \rho \left(u \frac{\partial W}{\partial x} + v \frac{\partial W}{\partial y} + w \frac{\partial W}{\partial z} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

Вводя полярные координаты r и ϑ ($x = r \cos \vartheta$, $y = r \sin \vartheta$), а также радиальную α и тангенциальную β составляющие скорости с помощью соотношений

$$u = \alpha \cos \vartheta - \beta \sin \vartheta, \quad v = \alpha \sin \vartheta + \beta \cos \vartheta,$$

а также имея в виду, что W зависит только от радиуса, уравнение (3) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \rho W \frac{\partial \alpha}{\partial z} &= - \frac{\partial p}{\partial r}, & \rho W \frac{\partial \beta}{\partial z} &= - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \vartheta}, \\ \rho \left(\alpha \frac{\partial W}{\partial r} + W \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned} \quad (4)$$

а уравнение (2) — в виде

$$\frac{\partial \alpha}{\partial r} + \frac{\alpha}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \beta}{\partial \vartheta} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Полагая теперь, что α, β, ω и p имеют вид $f(r) e^{in\vartheta + ikz}$, из уравнений (4) и (5) находим

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{\partial p}{\partial r} \left(\frac{1}{r} - \frac{2}{W} \frac{\partial W}{\partial r} \right) - p \left(\frac{n^2}{r^2} + k^2 \right) = 0. \quad (6)$$

В случае $W = \text{const}$ решение уравнения, удовлетворяющее условию конечности при $r = 0$, имеет вид

$$p_0 = AJ_n(ikr) e^{in\theta + ikz}, \quad (7)$$

где J_n — функция Бесселя n -го порядка. Полагая

$$p = p_0 e^{\int_0^r \psi(r) dr}, \quad (8)$$

из уравнения (6) получаем

$$\frac{d\psi}{dr} + \psi^2 + \psi \left(\frac{1}{r} + \frac{2}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial r} - \frac{2}{W} \frac{\partial W}{\partial r} \right) - \frac{2}{p_0 W} \frac{\partial p_0}{\partial r} \frac{\partial W}{\partial r} = 0. \quad (9)$$

Положим теперь, что $W = c + \sigma$, где c — средняя скорость струи, а σ — величина, малая по сравнению с этой скоростью. В этом случае ψ мало, и, пренебрегая членами порядка $(\sigma/c)^2$, мы находим из (9)

$$\frac{d\psi}{dr} + \psi \left(\frac{1}{r} + \frac{2}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial r} \right) - \frac{2}{cp_0} \frac{\partial p_0}{\partial r} \frac{d\sigma}{dr} = 0. \quad (10)$$

Численное значение $|ikr|$, соответствующее условиям эксперимента, будет очень малым (длина волны велика по сравнению с диаметром струи). Поэтому, чтобы не усложнять формулы, мы будем при вычислении ψ использовать только первый член разложения $J_n(ikr)$. При этом $(1/p_0) \partial p_0 / \partial r = n/r$ и решение уравнения (9) принимает вид

$$\psi = \frac{2n}{c} r^{-(2n+1)} \left(\int_0^r \frac{d\sigma}{dr} r^{2n} dr + C \right).$$

Учитывая конечность ψ при $r = 0$, находим, что $C = 0$. Интегрируя по частям, получаем

$$\psi = \frac{2n}{cr} \sigma - \frac{4n^2}{cr^{2n+1}} \int_0^r \sigma r^{2n-1} dr. \quad (11)$$

Предположим, что уравнение поверхности имеет вид

$$r - a = \zeta = B e^{in\theta + ikz}.$$

Общие граничные условия дают при этом

$$\frac{D}{Dt} (r - a - \zeta) = \left(\alpha \frac{\partial}{\partial r} + \beta \frac{\partial}{\partial \theta} + w \frac{\partial}{\partial z} \right) (r - a - \zeta) = 0,$$

откуда мы получаем, пренебрегая величинами того же порядка, что и в случае уравнений (3)

$$\alpha - W \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0, \quad \zeta = -\frac{i}{Wk} \alpha.$$

Подобным же образом, обозначая через R_1 и R_2 главные радиусы кривизны, мы имеем далее

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{a} - \frac{\zeta}{a^2} - \frac{1}{a^2} \frac{r \partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} = \frac{1}{a} - \alpha \frac{i(n^2 - 1 + k^2 a^2)}{a^2 W k}.$$

Обозначая коэффициент поверхностного натяжения через T , мы находим следующее динамическое условие на поверхности:

$$T \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - p = \text{const.}$$

Отсюда находим (в тех же приближениях, что и раньше), используя формулу (4):

$$\left[\frac{T(n^2 - 1 - k^2 a^2)}{\rho a^2 k^2 W^2} \frac{\partial p}{\partial r} - p \right]_{r=a} = 0. \quad (12)$$

Из (12) с помощью (7) и (8) получаем

$$k^2 = T \frac{iak J'_n(iak)}{\rho a^3 J_n(iak)} (n^2 - 1 + a^2 k^2) \left[\frac{1}{W^2} \left(1 + \psi \frac{p_0}{\partial p_0 / \partial r} \right) \right]_{r=a}. \quad (13)$$

Наконец, из формулы (13) с помощью (11) и в том же приближении, которое было использовано при вычислении ψ , имеем

$$k^2 = T \frac{iak J'_n(iak)}{\rho c^2 a^3 J_n(iak)} (n^2 - 1 + a^2 k^2) \left(1 - \int_0^a \sigma r^{2n-1} dr \right). \quad (14)$$

Это соотношение, за исключением последнего члена, совпадает с решением, полученным Рэлеем. Мы видим, таким образом, что влияние различия в величинах скоростей концентрических слоев струи состоит в том, что в формуле для длины волны $\lambda = 2\pi/k$ выражение для средней скорости струи c заменяется «эффективной средней скоростью»

$$c' = c + \frac{2n}{a^{2n}} \int_0^a \sigma r^{2n-1} dr. \quad (15)$$

Из выражения (15) мы видим, что чем больше n , тем ближе будет эффективная средняя скорость совпадать со скоростью движения поверхности. Это объясняется тем, что чем больше значение n (т. е. число волн, укладываемое на длине окружности сечения струи), тем быстрее будет уменьшаться скорость колебательного движения частиц жидкости при переходе от поверхности к оси струи.

Теперь можно показать, что c' будет меньше c , если скорость струи имеет наибольшее значение в центре и постепенно уменьшается к поверхности (это и будет иметь место в условиях эксперимента). Поскольку c — средняя скорость струи, то $\int_0^a \sigma r dr = 0$, и в рассматриваемом случае $\int_0^a \sigma r dr > 0$, если $a > r > 0$. Отсюда получаем для $n \geq 2$ (в экспериментах $n = 2$)

$$c' - c = \frac{2n}{a^{2n}} \int_0^a \sigma r^{2n-1} dr = - \frac{2n(2n-2)}{a^{2n}} \int_0^a \left(\int_0^r \sigma r dr \right) r^{2n-3} dr < 0. \quad (16)$$

Мы видим, что указанное различие скоростей приводит к изменению длины волны именно того знака, как это было найдено на опыте. Покажем теперь, что величина скорости изменения длины волны также приблизительно согласуется с законом затухания разности скоростей. Для этого мы используем четыре эксперимента, данные о которых представлены в таблице, приведенной в I (см. стр. 41). В помещенной ниже таблице

Таблица

	I	II	III	IV
a	0,06755	0,07554	0,07595	0,08010
v	426	428	426	429
D_2/D_1	0,54	0,53	0,53	0,50
l	4,30	5,16	5,16	5,59
$\alpha = (D_2/D_1)^{v/100l}$	0,54	0,59	0,59	0,59
$\alpha' = e^{-\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\pi \cdot 1,2197}{\alpha} \right) \frac{1}{100}}$	0,67	0,72	0,73	0,75

приведены размеры среднего радиуса струи a и скорости v (вычисленной по значениям расхода воды и среднего радиуса). В выражении D_2/D_1 числитель означает разность между длиной волны, измеренной по расстоянию между IV и V пучностями, и постоянным значением, к которому она стремится вдали от начала струи, а знаменатель — соответствующую разность между расстоянием от II до III пучности и тем же предельным значением. При этом в значения соответствующих разностей введены небольшие поправки на кривизну струи и на конечность амплитуд волны —

в согласии с тем, как это делалось в работе I в связи с табл. 2 (стр. 41). Далее, через l обозначена разность между средними значениями отсчетов положений IV и V и соответственно II и III пучностей волн; α означает отношение разностей между длиной волны и ее предельным значением в двух местах, отделенных расстоянием, которому соответствует промежуток времени 0,01 сек (при вычислении предполагалось, что эти разности спадают по экспоненциальному закону). Наконец, α' означает отношение максимальных изменений скоростей струи по сечению в двух местах, отделенных тем же интервалом времени 0,01 сек, вычисленное по теоретической формуле (см. I, стр. 28).

Мы видим, что измеренные и рассчитанные значения декремента изменения длины волны согласуются по порядку величины; большего и не нельзя требовать от столь приближенного расчета, поскольку нет никаких оснований ожидать, что распределение скорости по сечению струи, находящемуся столь близко от отверстия, будет полностью описываться одним первым членом общей формулы в I (см. стр. 28).

После того как мы увидели теперь, что мои эксперименты не дают никакого повода для заключения об изменении коэффициента поверхностного натяжения в течение времени, непосредственно следующего за образованием поверхности, мы продолжим обсуждение значений коэффициента поверхностного натяжения свежесформированной поверхности воды, найденных Ленардом по методу колебаний падающих капель.

Изучаемая при этом поверхность должна рассматриваться, по моему мнению, значительно более «старой», чем поверхность, исследованная в моих экспериментах, по той причине, что образование капель происходило в течение довольно большого времени. Ленард замечает в своей последней статье (см. II, стр. 11, примечание 18), что это время, составляющее 0,17—1,05 сек в его первой работе и 0,6—0,9 сек — в последней, вносит лишь очень незначительный вклад в общий «возраст» поверхности капель, поскольку новая поверхность образуется в течение этого времени непрерывно. Однако это обстоятельство не представляется мне достаточным, чтобы оправдать пренебрежение этим очень длительным при рассматриваемых условиях временем. Я скорее склонен согласиться с точкой зрения, высказанной в его предыдущей работе, согласно которой возраст поверхности сравним с временем образования капель (см. II, стр. 233).

Сравнение экспериментов Ленарда (II, стр. 236) и Рэля¹, относящихся к измерению величины коэффициента поверхностного натяжения мыльных растворов (пленок), также представляется отчетливо свидетельствующим в пользу того, что время образования капель оказывает существенное влияние на условия, имеющие место на поверхности. В эксперимен-

¹ R a y l e i g h. Proc. Roy. Soc., 1890, 47, 281.

тах Рэля с колеблющейся струей было обнаружено, что коэффициент поверхностного натяжения мыльного раствора, измеренный через 0,01 сек после образования поверхности, очень близок к значению, относящемуся к чистой воде. Вместе с тем Ленард в результате экспериментов с колеблющимися каплями (время их образования было больше $\frac{1}{4}$ сек) нашел, что коэффициент поверхностного натяжения при соответствующей концентрации (1 : 1000) составляет половину его значения для воды и примерно совпадает со стационарным значением коэффициента поверхностного натяжения мыльного раствора.

На основе сказанного может показаться, что высокие значения величины коэффициента поверхностного натяжения свежесформированной поверхности воды и быстрое ее уменьшение, найденное в экспериментах Ленарда, не находятся в согласии с моими прежними экспериментальными данными. Дело в том, что коэффициент поверхностного натяжения менее старой поверхности, чем та, которая исследовалась Ленардом, оказался существенно меньшим и совершенно не менялся в течение всего времени (от 0,06 до 0,11 сек после образования поверхности), которое допускалось этим методом определения коэффициента поверхностного натяжения.

Причину такого большого различия в результатах, найденных по методу колебаний капель и по методу колебаний струи, следует, по моему мнению, искать в том обстоятельстве, что влияние нерегулярностей механического характера, возникающих при отрыве капель, в капельном методе вряд ли учитывается достаточно аккуратно. Исследование влияния таких нерегулярностей в методе колебаний капель представляется значительно более сложным, чем в методе колеблющейся струи, в котором оно облегчается устойчивым характером явления.

В заключение этих замечаний я хотел бы обратить внимание на хорошее соответствие между определенным в моей работе значением коэффициента поверхностного натяжения в случае поверхности воды, возраст которой составляют 0,06 сек (73,23 дин/см при 12° С), и значениями, найденными с помощью статических методов (Фолькман¹— 73,72 дин/см при 12° С и Этвеш²— 73,06 дин/см). Представляется, что это соответствие свидетельствует о том, что коэффициент поверхностного натяжения воды уже через 0,06 сек после образования поверхности (а может быть, и раньше в соответствии с соображениями, изложенными в настоящей статье) принимает постоянное значение, которое сохраняется в течение очень долгого времени при условии, что исключена возможность загрязнения поверхности.

Поступила 22 августа 1910 г.

¹ V o l k m a n n. Wied. Ann., 1895, 56, 457.

² Ö t v ö s. Math. es Termeszettud, 1885, 3, 54.

ЗАМЕЧАНИЕ ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕОРИИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ *

В февральском номере журнала О. Ричардсон опубликовал работу «Электронная теория контактных электродвижущих сил и термоэлектричества». Так как его результаты, относящиеся к эффектам Пельтье и Томсона, противоречат результатам, полученным мною¹, я буду признателен, если мне позволят попытаться кратко пояснить причины этого разногласия.

Ричардсон использует очень интересный метод расчета эффектов Пельтье и Томсона. Согласно этому методу, который основан на выводах из результатов экспериментов по испусканию и поглощению свободных электронов горячей поверхностью металлов, рассматривается перенос электричества при обратимом циклическом процессе в цепи, частично состоящей из металла, причем совершаемая работа и поглощаемая в этом процессе теплота рассматриваются на основе принципов термодинамики. [Следует отметить, что процесс, использованный для расчета эффекта Томсона, строго говоря, не является обратимым и влияние этого факта, как было показано Больцманом² (см. также мою цитированную работу, стр. 72), не может быть сделано как угодно малым при изменении размеров и формы металлического образца, составляющего часть рассматриваемой цепи. Мы, однако, не будем обсуждать здесь этот вопрос более детально.]

В цепи, рассмотренной Ричардсоном, прохождение электричества через металлический образец осуществлялось следующим образом. Электричество в виде свободных электронов «конденсировалось» из окружающего пространства на одном из концов рассматриваемого металлического образца и затем «испарялось» из металла на другом конце. Эффекты Пель-

* *Note on the Electron Theory of thermo-electric Phenomena*. Phil. Mag., 1912, 23, 984—986.

¹ N. B o h r. *Studier over Metallernes Electrontheori*, Diss. Copenhagen, 1911.

² L. B o l t z m a n n. *Sitzungsber. d. Wiener Acad. d. Wiss., math.-nat. Kl.*, 1887, 96, Abt ii., p. 1258.

тье и Томсона рассчитывались затем по разности между полным количеством теплоты, выделившейся в металле за время рассматриваемого процесса, и тем количеством теплоты, которое выделилось на концах металлического образца при конденсации и испарении электронов.

Последняя величина вычислялась по разности потенциальной энергии электрона внутри и вне металлической поверхности. Однако такой способ вычисления, по моему мнению, не является оправданным, так как количество теплоты, выделяющейся на поверхности металла, не может быть определено таким простым образом. Ради краткости рассмотрим здесь только простой пример, когда металлический образец обладает постоянной температурой и состоит из двух стержней различных металлов, соединенных между собой, причем конденсация электричества происходит в одном стержне, а испарение — в другом.

Если через металл проходит электрический ток, то должен существовать поток энергии через любое поперечное сечение внутри металла, обусловленный потоком электронов через это сечение. Величина переносимой энергии на единицу количества электричества будет зависеть не только от потенциальной энергии свободных электронов и от температуры, но также и от условий движения электронов внутри металла. В различных металлах, соответственно различным условиям движения свободных электронов, электрический ток будет по-разному распределен между группами электронов с разными абсолютными величинами скоростей. Если, например, мы предположим, что электроны свободно движутся между молекулами металла, испытывая только отдельные столкновения, и если при этих столкновениях силы между электронами и молекулами изменяются обратно пропорционально n -й степени расстояния между ними, то количество кинетической энергии, проходящей через поверхность внутри металла при протекании через эту поверхность единицы количества электричества, будет равно $2nkT/(n-1)e$ (ср. мою работу, стр. 63 и 66), где e — заряд электрона, T — абсолютная температура и k — универсальная газовая постоянная в пересчете на одну молекулу ($pv = nkT$).

Выражение для эффекта Пельтье, вычисленное непосредственно по разности переноса энергии в двух металлах, будет, следовательно, зависеть не только от (1) разности потенциальных энергий свободных электронов, но также и от (2) разности кинетических энергий, переносимых электрическим током в двух металлах. Если, например, мы предположим, что молекулы одного металла действуют на электроны как твердые сферы ($n = \infty$), а молекулы другого металла — как электрические диполи ($n = 3$, ср. мою работу, стр. 35), то часть эффекта Пельтье, обусловленная (2), будет равна kT/e , что соответствует разности потенциалов $c \cdot 0,0235$ в, совпадающей по порядку величины с наибольшим наблюдаемым эффектом Пельтье.

Возвращаясь теперь к расчету Ричардсона, мы видим, что при определении теплоты, поглощаемой или выделяемой на конце рассматриваемого металлического образца, не учитывалась энергия, необходимая для создания или уничтожения направленного потока электронов, который осуществляет передачу энергии в рассматриваемом процессе. Следовательно, в расчете Ричардсона для эффекта Пельтье, хотя он и считал его вполне общим, т. е. не зависящим от конкретных предположений о силах между молекулами и электронами, учитывалась только часть эффекта, обусловленная возможной разностью потенциалов между двумя металлами; другая же часть, возникающая вследствие возможного различия кинетической энергии, переносимой электрическим током в двух металлах, не принималась во внимание.

Совершенно аналогичные рассуждения справедливы для эффекта Томсона.

Следует, наконец, отметить, что при учете упомянутых выше эффектов вычисленные значения термоэлектрических постоянных будут, вообще говоря, удовлетворять условиям, полученным лордом Кельвином — результат, который, по-видимому, нельзя получить на основе термодинамических принципов (ср. мою работу, стр. 71—75).

P.S. После того, как была написана эта заметка, появилась другая работа Ричардсона¹. В пятом параграфе этой очень интересной работы Ричардсон обобщил свое вычисление, не предполагая более, что потенциальная энергия свободных электронов в металле является постоянной. Однако по тем же причинам, что и ранее, остаются в силе замечания, совершенно аналогичные тем, которые сделаны выше о соотношении между результатами нового расчета Ричардсона и результатами моих вычислений для соответствующего случая.

¹ O. R i c h a r d s o n. Phil. Mag., April, 1912.

ТЕОРИЯ ТОРМОЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ИХ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО*

Проникновение катодных лучей, α - и β -частиц в вещество сопровождается уменьшением их скорости. Теория этих явлений впервые была разработана Дж. Дж. Томсоном¹. В соответствующих расчетах предполагалось, что потеря энергии катодных и β -лучей происходит при столкновении с электронами, содержащимися в атомах веществ. Уиддингтон² недавно показал, что выведенный при этом закон, связывающий скорость частицы с длиной пути, пройденного ею в веществе, находится в хорошем согласии с экспериментом. При этом в вычислениях Дж. Дж. Томсона, относящихся к поглощению α -лучей, использовались несколько иные представления, поскольку считалось, что α -частицы вследствие их предполагаемо больших размеров теряют скорость при столкновениях не только с отдельными электронами, но и с атомами вещества, рассматриваемыми как целое.

В соответствии с теорией рассеяния α -частиц веществом, развитой Резерфордом³, предполагается, что атомы вещества состоят из облака электронов, удерживаемых силами притяжения к ядру. Далее, предполагается, что на это ядро, которое обладает положительным зарядом, равным сумме отрицательных зарядов электронов, приходится основная часть массы атома, а его размеры чрезвычайно малы по сравнению с размерами атома. По этой теории α -частица представляет собой просто ядро атома гелия. Мы видим, что предложенная концепция не дает основания для того, чтобы по-разному рассматривать столкновения α - и β -частиц с атомами — за исключением, разумеется, тех отличий, которые связаны с разницей в их заряде и массе.

* *On the Theory of the Decrease of Velocity of moving electrified Particles on Passing through Matter.* Phil. Mag., 1913, 25, 10—31.

¹ J. J. T h o m s o n. Conduction of Electricity through Gases, 370—382. (В последующих ссылках — I с указанием страницы.— *Ред.*)

² R. W h i d d i n g t o n. Proc. Roy. Soc., 1912, A86, 360.

³ E. R u t h e r f o r d. Phil. Mag., 1911, 21, 669.

Подробная теория поглощения и рассеяния α -лучей, основанная на предложенной Резерфордом модели строения атома, была недавно опубликована Ч. Д. Дарвином¹. По этой теории α -частицы просто проходят сквозь атомы и действуют на отдельные электроны, содержащиеся в них, с силой, обратно пропорциональной квадрату расстояния². Используя некоторые упрощающие предположения о распределении электронов в атомах и о силах взаимодействия между ними, Дарвин, как в случае рассеяния, так и в случае поглощения этих лучей, получил результаты, которые приближенно согласуются с экспериментальными данными.

Однако в упомянутых теориях используются некоторые специальные предположения, которые не представляются мне свободными от возражений принципиального характера, и я сделал попытку в этой статье рассмотреть эту проблему с несколько других позиций. В рассматриваемой далее теории принимается, что потеря скорости движущейся в веществе заряженной частицы связана с передачей кинетической энергии электронам атомов, с которыми она испытывает столкновения. Если предположить, что можно пренебречь влиянием сил, удерживающих электроны в их положениях (или на их орбитах) внутри атома, учитывая кратковременность столкновения между электроном и частицей, то оказывается возможным легко определить траектории электронов в процессе столкновения и, соответственно, передаваемую им энергию и потерю скорости частицы. Если, однако, мы проинтегрируем полную потерю энергии, связанную с взаимодействием со всеми электронами в веществе, то получим бесконечно большее значение для величины поглощения. Дж. Дж. Томсон в своей упомянутой выше теории торможения катодных лучей обходит эту трудность, вводя в качестве эффективного радиуса взаимодействия электронов с частицами некоторое расстояние, сравнимое по величине с расстоянием между электронами в атоме. Этот предел выбирается из тех соображений, что для расстояний, намного его превышающих, действие различных электронов на движущуюся частицу взаимно компенсируется. Как будет показано ниже, одновременное влияние различных электронов на частицу при рассматриваемых расстояниях сильно отклоняет частицы, так что при расчетах рассеяния лучей отмеченный выше предел действительно оказывается такого порядка величины. Однако он оказывается другим в случае торможения частиц, так как ввиду большой скорости частицы на ее движение оказывают очень малое влияние такие столкновения, при которых расстояние электронов от траектории частицы равно по порядку

¹ C. G. Darwin. Phil. Mag., 1912, 23, 907.

² Соответствующие предположения также использовались Дж. Дж. Томсоном в его недавней работе об ионизации, производимой движущейся заряженной частицей. См.: J. J. Thomson. Phil. Mag., 1912, 23, 449. (В последующих ссылках—II.—Ред.)

величины предполагаемому расстоянию между электронами в атоме. Сила, действующая на электрон со стороны частицы, и энергия, передаваемая ему при столкновениях, будет поэтому очень мало зависеть от одновременного влияния других электронов на частицу.

Дарвин в своей теории поглощения α -лучей поступает иначе. Он обходит указанную выше трудность, предполагая, что можно пренебречь силами, действующими на электрон со стороны атома, в течение короткого энергичного столкновения между электроном и α -частицей, когда частица проходит через тот самый атом, которому принадлежит электрон. Он предполагает, далее, что скорость частицы не меняется, если она на своем пути не проходит сквозь атом. Используя эти предположения и сравнивая теорию с экспериментом, Дарвин находит значение диаметра атомов, который уменьшается с увеличением атомного веса. Это значение для самых легких элементов оказывается в несколько раз большим обычно принимаемого значения, а для самых тяжелых элементов — в несколько раз меньше. Мне представляется, однако, незаконным предположение о том, что за пределами атома можно пренебрегать влиянием его электронов на частицу. Конечно, вне этих пределов силы, действующие на частицу со стороны электронов и центрального положительного заряда, будут почти полностью компенсировать друг друга. Но уменьшение скорости определяется лишь движением электронов при столкновении, а не суммарной силой, испытываемой частицей со стороны атома. Эта последняя приводит лишь к рассеянию лучей.

Мы можем, однако, получить естественный предел для влияния электронов на скорость движущейся частицы, приняв во внимание силу, которая удерживает электроны в их положениях в атомах. Под влиянием этих сил электроны, к которым приложен извне возмущающий импульс, будут совершать некое колебательное движение. Отсюда непосредственно видно, что рассматриваемые силы существенно изменяют движение электронов при столкновении и, соответственно, оказывают влияние на потери энергии частицей, если период колебания электронов равен по порядку величины времени столкновения (другими словами, если он равен времени, в течение которого частица проходит расстояние, равное кратчайшему расстоянию от электрона до траектории частицы)¹. Далее, влияние электронов на скорость частицы будет очень быстро убывать с увеличением их расстояния от траектории частицы, если это расстояние таково, что время столкновения велико по сравнению с периодом колебания. Эффективный предел для влияния электронов на скорость частиц, а следовательно, для поглощения лучей, который мы получим таким образом, зависит только от частоты колебаний электронов и скорости частицы. Поэтому

¹ Ср. II.

при одной и той же скорости частицы он может сильно различаться для разных электронов, принадлежащих одному и тому же атому — в соответствии с разным значением их частот. Этот предел будет значительно больше для электронов, принадлежащих элементам с малым атомным весом, чем в случае элементов с большим атомным весом, по крайней мере тех из них, в которых наблюдались колебания очень высоких частот. Как будет видно из дальнейшего, можно считать, что именно этим обстоятельством объясняется относительно меньшее поглощение тяжелыми элементами (при одинаковом весе, отнесенном к 1 см^2).

Мы увидим далее, что намеченная здесь теория торможения движущихся в веществе заряженных частиц во многом аналогична обычной теории дисперсии в электродинамике. При этом различные периоды колебаний для разных длин волн, которые рассматриваются в теории дисперсии, в нашем случае заменяются на различные времена столкновений частиц разных скоростей и на разные расстояния электронов от траектории частиц.

В действительности информация о числе электронов в атоме и об их частотах, которую мы получаем из теории дисперсии, дает нам возможность определить величину поглощения α -лучей только для самых легких элементов; эти величины находятся в очень хорошем согласии с экспериментальными данными. Однако представляется возможным получить большую информацию о высоких частотах колебаний электронов в атоме и соответственно о его внутреннем строении, исследуя торможение движущихся в веществе частиц, так как в теории дисперсии уменьшение влияния электронов с увеличением их частот оказывается значительно более быстрым, чем в теории торможения.

При рассмотрении столкновений между электронами и частицами мы будем сначала пренебрегать силами, действующими на частицы со стороны атомов. Пусть E и M — заряд и масса частицы, а e и m — соответствующие величины для электрона. Предположим далее, что электрон покоится, а частица до столкновения движется со скоростью V , и пусть расстояние от электрона до траектории частицы перед столкновением равняется p . Вычисление орбиты при этом дает ¹

$$\sin^2 \vartheta = \frac{1}{1 + \frac{p^2 V^4}{e^2 E^2} \left(\frac{mM}{m + M} \right)^2},$$

где 2ϑ — угол отклонения частицы от первоначального направления движения при столкновении. Введем для краткости следующее обозначение:

$$\lambda = \frac{eE(M + m)}{V^2 m M}.$$

¹ Ср .I, II, а также: C. G. Darwin. Phil. Mag., 1912, 23, 907.

Направление скорости электрона после столкновения будет составлять угол $\pi/2 - \vartheta$ с направлением движения частицы до столкновения, а ее величина будет равна

$$v = V \frac{M}{M + m} \cdot 2 \sin \vartheta.$$

Следовательно, энергия, переданная электрону при столкновении, будет

$$Q_0 = \frac{2mM^2V^2}{(m + M)^2} \cdot \sin^2 \vartheta. \quad (1)$$

Далее, легко найти, что смещение электрона в направлении, перпендикулярном направлению движения частицы, к моменту наибольшего их сближения равно $eE/mV^2 \cos \vartheta$. Мы видим, что если расстояние p велико по сравнению с λ , то угол ϑ будет очень мал, и скорость электрона после столкновения будет почти перпендикулярна направлению движения частицы. Смещение электрона при столкновении в этом случае будет очень мало по сравнению с p .

Рассмотрим теперь силы, действующие на электроны со стороны атомов. Предположим пока, что собственные частоты электронов так малы, что для столкновений, при которых расстояние p по порядку величины равно λ , время столкновения очень мало по сравнению с периодом колебаний. Как мы увидим далее, для легких элементов это соотношение может выполняться. В этом случае мы должны учитывать действие рассматриваемых сил лишь при таких столкновениях, когда p велико по сравнению с λ . Это существенно упрощает расчеты, так как мы можем принять, что смещение при столкновении пренебрежимо мало по сравнению с p . В дальнейшем мы будем рассматривать отдельно движение электронов в направлениях, параллельном и перпендикулярном направлению движения частицы. Полная энергия, переданная электрону при столкновении, будет при этом равна сумме энергий, соответствующих этим двум движениям.

На рис. 1 линия AB изображает траекторию частицы, которая при рассматриваемых здесь столкновениях (т. е. при p , много большем λ) очень близка к прямой линии, A — положение частицы в момент времени t , C — среднее положение электрона; BC перпендикулярно AB . В соответствии с введенными обозначениями $BC = p$. Полагая, что частица находилась в точке B в момент $t = 0$, имеем $AB = Vt$.

Для составляющей силы, действующей на электрон в направлении CB , имеем

$$F_1 = eE \frac{BC}{AC^3} = \frac{eEp}{(V^2t^2 + p^2)^{3/2}} = m\varphi(t).$$

Уравнение движения электрона в направлении, перпендикулярном направлению движения частицы, имеет вид

$$\frac{d^2x}{dt^2} + n^2x = \varphi(t),$$

где n — частота, возбуждаемая рассматриваемой силой.

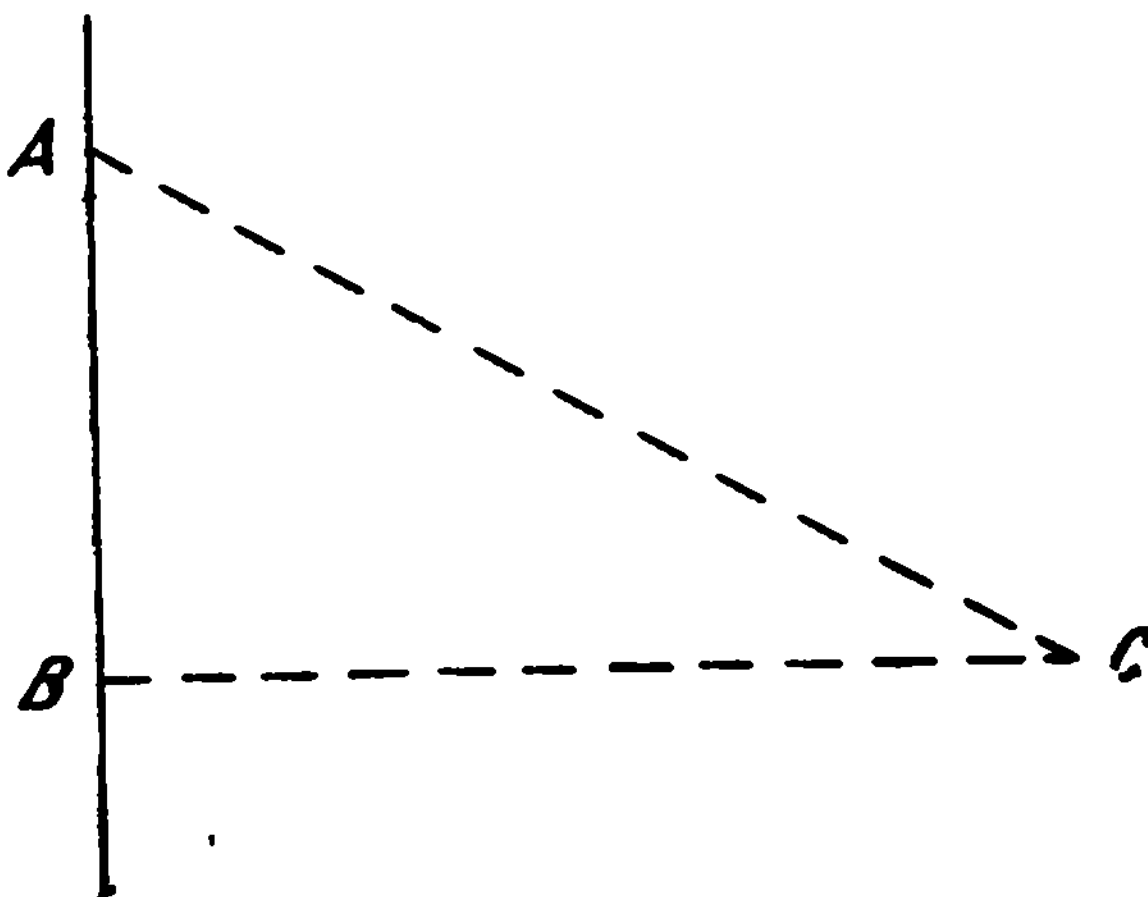


Рис. 1

Решение этого уравнения, удовлетворяющее следующим условиям:

$$x = 0 \text{ и } \frac{dx}{dt} = 0 \text{ при } t = -\infty,$$

представляется в виде ¹

$$x = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^t \sin n(t-z) \varphi(z) dz, \quad \frac{dx}{dt} = \int_{-\infty}^t \cos n(t-z) \varphi(z) dz.$$

Здесь предполагается, что электрон до соударения с частицей покоился. Если же предположить, что электроны в атоме до столкновения находились в движении, это приведет к возникновению в формулах для x и dx/dt дополнительных членов, которые, однако, не войдут в выражение для среднего значения передаваемой энергии. (Заметим, что для справедливости приведенных расчетов необходимо, чтобы размеры орбит электронов были малы по сравнению с p ; относительно выполнимости этого условия см. ниже, стр. 73.)

Для суммы кинетической энергии электрона в момент времени t и его потенциальной энергии, связанной с его смещением относительно этого

¹ См.: R a y l e i g h. «Theory of Sound», I, 75. Для последующего анализа см. также J. H. J e a n s. «Kinetic Theory of Gases», 198.

положения, мы имеем теперь

$$\frac{m}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{mn^2}{2} x^2 = \frac{m}{2} \left[\int_{-\infty}^t \cos nz \cdot \varphi(z) dz \right]^2 + \frac{m}{2} \left[\int_{-\infty}^t \sin nz \cdot \varphi(z) dz \right]^2.$$

Для передаваемой электрону при соударении энергии, связанной с его движением, перпендикулярным направлению движения частицы, получаем, замечая, что в этом случае $\varphi(z)$ — четная функция аргумента,

$$Q_1 = \frac{m}{2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \cos nz \varphi(z) dz \right]^2.$$

Подставляя сюда выражение для $\varphi(z)$, имеем

$$Q_1 = \frac{e^2}{2m} E^2 p^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos nz dz}{(V^2 z^2 + p^2)^{3/2}} \right]^2,$$

или

$$Q_1 = \frac{2e^2 E^2}{mV^2 p^2} f^2 \left(\frac{np}{V} \right),$$

где функция

$$f(x) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos xz}{(z^2 + 1)^{3/2}} dz$$

может быть представлена при всех значениях x в виде сходящегося ряда

$$\begin{aligned} f(x) = & 1 - \frac{1}{1!2!} \frac{3}{1 \cdot 2} \left(\frac{x}{2} \right)^4 - \frac{1}{2!3!} \left(\frac{3}{1 \cdot 2} + \frac{5}{2 \cdot 3} \right) \left(\frac{x}{2} \right)^6 \dots - \\ & - \frac{1}{(n-1)!n!} \left(\frac{3}{1 \cdot 2} + \frac{5}{2 \cdot 3} + \dots + \frac{2n-1}{(n-1) \cdot n} \right) \left(\frac{x}{2} \right)^{2n} \dots + \\ & + \left(2 \ln \gamma + 2 \ln \frac{x}{2} - 1 \right) \left[\left(\frac{x}{2} \right)^2 + \frac{1}{1!2!} \left(\frac{x}{2} \right)^4 + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2!3!} \left(\frac{x}{2} \right)^6 + \dots + \frac{1}{(n-1)!n!} \left(\frac{x}{2} \right)^{2n} + \dots \right] \end{aligned}$$

($\gamma = 0,5772 \dots$ — постоянная Эйлера). Когда x велико, $f(x)$ представляется асимптотическим рядом

$$\begin{aligned} f(x) \sim & \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} e^{-x} x^{1/2} \left[1 + \frac{1 \cdot 3}{8x} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2!} \left(\frac{1}{8x} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \frac{1 \cdot 3 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5}{3!} \left(\frac{1}{8x} \right)^3 - \dots + (-1)^{n+1} \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-3) \cdot 1 \cdot 3 \dots (2n-1)}{n! (8x)^n} \dots \right]. \end{aligned}$$

Для составляющей силы, действующей на электрон в направлении, параллельном направлению движения частицы, имеем (см. рис. 1 на стр. 68)

$$F_2 = eE \frac{\overline{AB}}{AC^3} \frac{eEVt}{(V^2t^2 + p^2)^{3/2}} = m\psi(t).$$

Для энергии, передаваемой электрону при столкновении, получаем таким же образом, как и раньше (учитывая, что $\psi(t)$ — нечетная функция t),

$$Q_2 = \frac{m}{2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \sin nz \psi(z) dz \right]^2.$$

Подставляя выражение для $\psi(z)$, находим

$$Q_2 = \frac{e^2}{2m} E^2 V^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{z \sin nz dz}{(V^2 z^2 + p^2)^{3/2}} \right]^2,$$

или

$$Q_2 = \frac{2e^2 E^2}{mV^2 p^3} g^2 \left(\frac{np}{V} \right),$$

где

$$g(x) = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z \sin xz}{(z^2 + 1)^{3/2}} dz = \frac{x}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos xz}{(z^2 + 1)^{1/2}} dz = f'(x);$$

здесь $f(x)$ имеет тот же смысл, что и раньше.

Энергия движения электрона в направлении, перпендикулярном направлению движения частицы, всегда меньше для связанного электрона, чем для свободного. Это соотношение, однако, не справедливо для движения электрона в направлении движения частицы.

Для полной энергии, переданной электрону при столкновении, получаем

$$Q = Q_1 + Q_2 = \frac{2e^2 E^2}{mV^2 p^3} \cdot P \left(\frac{np}{V} \right), \quad (2)$$

где $P(x) = f^2(x) + g^2(x)$ равно 1 при $x = 0$ и при больших x очень быстро убывает с ростом x . Заметим, что при $x = 0$ $P'(x) = 0$.

Рассмотрим теперь прохождение частицы через вещество. Пусть N — число атомов в единице объема, и каждый атом содержит r электронов,

частота собственных колебаний которых равна n . Пусть, далее, a — константа, много бóльшая λ , но малая по сравнению с V/n (см. стр. 67). Тогда для полной энергии dT , переданной электронам частицей, прошедшей путь dx , имеем

$$dT = Nr \left[\int_0^a Q_0 2\pi p dp + \int_a^\infty Q 2\pi p dp \right] dx.$$

С помощью формул (1) и (2) получаем отсюда

$$dT = \frac{4\pi e^2 E^2 Nr}{mV^2} \left[\int_0^a \frac{p dp}{p^2 + \lambda^2} + \int_a^\infty \frac{1}{p} P\left(\frac{np}{V}\right) dp \right] dx.$$

Пренебрегая величинами порядка $(\lambda/a)^2$ (см. выше), имеем

$$\begin{aligned} dT &= \frac{4\pi e^2 E^2 Nr}{mV^2} \left[\ln \frac{a}{\lambda} + \int_{\frac{an}{V}}^\infty \frac{1}{z} P(z) dz \right] dx = \\ &= \frac{4\pi e^2 E^2 Nr}{mV^2} \left[\ln \frac{a}{\lambda} - \ln \frac{an}{V} \cdot P\left(\frac{an}{V}\right) - \int_{\frac{an}{V}}^\infty \ln z \cdot P'(z) dz \right] dx. \end{aligned}$$

В соответствии с нашим предположением an/V очень мало. Поэтому мы можем положить $P(an/V) = 1$ и в дальнейшем принять в качестве пределов интегрирования 0 и ∞ (так как $P'(0) = 0$).

Полагая

$$\int_0^\infty \ln z P'(z) dz = -\ln k,$$

мы получаем, таким образом,

$$dT = \frac{4\pi e^2 E^2 Nr}{mV^2} \ln \left[\frac{V^2 k M m}{neE(M+m)} \right] dx.$$

Я подсчитал k с помощью приведенных выше формул для $f(x)$ и получил, что

$$k = 1,123.$$

Если мы предположим, что r электронов в атомах имеют различные собственные частоты, которые мы обозначим соответственно через n_1, n_2, \dots

... , n_r , то

$$dT = \frac{4\pi e^2 E^2 N}{mV^2} dx \sum_{s=1}^r \ln \left[\frac{V^3 k M m}{n_s e E (M + m)} \right]. \quad (3)$$

Так как dT означает уменьшение кинетической энергии частицы, т. е. величины $\frac{1}{2} MV^2$, имеем

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{4\pi e^2 E^2 N}{mMV^3} \sum_{s=1}^r \ln \left[\frac{V^3 k M m}{n_s e E (M + m)} \right]. \quad (4)$$

При выводе формулы (4) мы учитывали только взаимодействие частицы с электронами и не учитывали ее взаимодействия с центральным зарядом атома. Однако, как показал Дарвин¹, влияние этого последнего взаимодействия пренебрежимо мало по сравнению с первым; этот вывод справедлив и в представленной здесь теории.

Формула (4) представляет уменьшение скорости движущейся заряженной частицы на единицу пути как функцию скорости частицы, числа электронов в атоме и их собственных частот. Если V очень велико, логарифмы в формуле (4) можно считать постоянными. При этом получим соотношение, связывающее скорость частицы V с расстоянием, которое она прошла в веществе. Обозначая скорость при $x = 0$ через V_0 , имеем

$$V_0^4 - V_x^4 = ax, \quad (5)$$

где

$$a = \frac{16\pi e^2 E^2 N}{mM} \sum_{s=1}^r \ln \left[\frac{V_0^3 k M m}{n_s e E (M + m)} \right].$$

Это соотношение имеет ту же форму, что и выведенное Дж. Дж. Томсоном, и, как показано Уиддингтоном, приближенно выполняется в случае катодных лучей (см. стр. 63). Для больших скоростей, отвечающих более энергичным β -лучам, зависимость V от x должна быть видоизменена с учетом быстрого возрастания массы частицы по мере приближения ее скорости к скорости света (см. ниже, стр. 81).

В случае меньших скоростей частиц логарифмический член, входящий в соотношение между V и x , приводит к некоторому изменению этого соотношения, понижая степень V в правой части уравнения (5), что находится в соответствии с экспериментами по α -лучам.

¹ C. G. Darwin. Phil. Mag., 1912, 23, 907.

Если мы примем, что число электронов пропорционально атомному весу, а собственная частота электронов также возрастает с его ростом, то мы непосредственно увидим, что формула (4) описывает некоторые наиболее существенные особенности поглощения α -лучей различными элементами. Она объясняет тот факт, что поглощение возрастает с увеличением атомного веса элементов (при одинаковом весе поглощающего вещества, отнесенного к единице поверхности — в см^2)¹.

Далее находит свое объяснение и то обстоятельство, что отношение величин поглощения для разных элементов меняется с ростом скорости α -лучей, причем это изменение тем заметнее, чем больше скорость этих лучей и атомный вес элемента².

Однако при более подробном количественном сравнении теории с экспериментом мы должны заметить, что при выводе формулы (4) мы использовали некоторые предположения о частоте колебаний и скорости электронов, которые могут не удовлетворяться для всех электронов рассматриваемых атомов при данной скорости частиц. Вот эти предположения.

1. Частота n мала по сравнению с V/λ .
2. Скорость невозмущенного движения электронов по орбитам, τ , мала по сравнению со скоростью частиц.
3. Размеры рассматриваемых орбит ρ малы по сравнению с V/n (см. стр. 68).

Так как по порядку величины τ и ρ связаны соотношением $\tau = n\rho$, мы видим, что условие „2“ выполняется одновременно с условием „3“. При расчетах было сделано еще одно предположение.

4. В столкновениях, при которых мы должны принимать во внимание силы, действующие на частицу со стороны атомов, смещение электронов под действием сил со стороны частицы мало по сравнению с размерами их невозмущенных орбит. Другими словами, при таких столкновениях не происходит ионизации. Поскольку, однако, силы взаимодействия электронов с частицей по порядку величины равны силе их взаимодействия с центральным зарядом и другими электронами (при одних и тех же расстояниях), мы видим, что условие „4“ выполняется, если справедливо условие „3“.

Если указанные соотношения не выполняются, то представляется очень трудным учесть, какие изменения будут внесены этим в результат. Однако легко видеть, что если величины $n\lambda/V$ и $n\rho/V$ малы, то соответствующие поправки пропорциональны их квадратам³.

W. N. Bragg, R. Kleeman. Phil. Mag., 1905, 10, 318.
 T. S. Taylor. Phil. Mag., 1909, 18, 604.
 Ср. II, стр. 902.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ

I. α -лучи

Рассмотрим сначала поглощение α -лучей, поскольку поведение этих лучей в отношении рассеяния на малые углы известно гораздо лучше, чем в случае β - и катодных лучей.

Абсолютные измерения зависимости изменения скорости α -лучей от толщины пройденного вещества недавно были произведены Гейгером¹ для случая воздуха. Этот автор нашел, что для большей части треков с очень хорошей точностью удовлетворяется соотношение

$$V^3 = KR, \quad (6)$$

где V — скорость α -лучей и R — соответствующий пробег в воздухе. При определении K принималось во внимание, что пробег α -лучей от радия C в воздухе при 760 мм рт. ст. и 20 °C равен 7,06 см² и что начальная скорость этих лучей равна $1,98 \cdot 10^9$ см/сек³. При этом K оказывается равным $1,10 \cdot 10^{27}$.

Тэйлор выполнил для различных элементов подробные измерения коэффициентов относительного поглощения лучей, соответствующих различным длинам пробега в воздухе. Длина пробега в воздухе в этих экспериментах для α -лучей, предварительно прошедших через поглощающий экран, менялась от 5 до 2 см. Цифры в приведенной ниже табл. 1 для поглощения в разных элементах, отнесенного к поглощению в воздухе, получены интерполяцией табл. 2 и 3 из работы Тэйлора⁴. Приведенные пробеги представляют собой средние значения величин пробегов в воздухе для α -частиц, прошедших через экран.

Таблица 1

Пробег в воздухе	2,24	4,87	Пробег в воздухе	2,24	4,87
Водород	0,267	0,224	Олово	$2,33 \cdot 10^3$	$2,56 \cdot 10^3$
Воздух	1,00	1,00	Золото	$4,71 \cdot 10^3$	$5,57 \cdot 10^3$
Алюминий	$1,69 \cdot 10^3$	$1,75 \cdot 10^3$	Свинец	$3,06 \cdot 10^3$	$3,53 \cdot 10^3$

¹ H. Geiger. Proc. Roy. Soc., 1910, A83, 505.

² W. H. Bragg, R. Kleeman. Phil. Mag., 1905, 10, 518.

³ Приведенное выше значение для V получено умножением величины $V (M/E)$, взятой из работы Э. Резерфорда (E. Rutherford. Phil. Mag., 1906, 12, 358), на значение E/M , в случае гелия равное $4,87 \cdot 10^3$.

⁴ T. S. Taylor. Phil. Mag., 1909, 18, 608—610.

Точно так же и значения коэффициентов поглощения являются средними значениями, вычисленными из различных серий экспериментов с одним и тем же поглощающим материалом.

Пробеги 2,24 и 4,87 выбраны так, чтобы соответствующие скорости, рассчитанные по формуле (5), составляли $1,35 \cdot 10^9$ и $1,75 \cdot 10^9$. Далее по этой же формуле мы получаем величину dV/dx , которая для воздуха равна соответственно $-2,01 \cdot 10^8$ и $-1,20 \cdot 10^8$. Отсюда с помощью табл. 1 находим соответствующие значения $-(dV/dx)$, которые приведены в табл. 2.

Таблица 2

Скорость	$1,35 \cdot 10^9$	$1,75 \cdot 10^9$	Скорость	$1,35 \cdot 10^9$	$1,75 \cdot 10^9$
Водород	$5,4 \cdot 10^7$	$2,7 \cdot 10^7$	Олово	$4,7 \cdot 10^{11}$	$3,1 \cdot 10^{11}$
Воздух	$2,01 \cdot 10^8$	$1,20 \cdot 10^8$	Золото	$9,5 \cdot 10^{11}$	$6,7 \cdot 10^{11}$
Алюминий	$3,4 \cdot 10^{11}$	$2,1 \cdot 10^{11}$	Свинец	$6,1 \cdot 10^{11}$	$4,2 \cdot 10^{11}$

Водород

Сравнение приведенных выше значений с теоретическими данными мы начнем с водорода, как вещества, для которого предположения, приведенные на стр. 73, выполняются лучше всего.

Подставляя значения

$$e = 4,65 \cdot 10^{-10}, \quad E = 2e, \quad e/m = 5,31 \cdot 10^{17}, \quad E/M = 1,46 \cdot 10^{14}$$

и

$$N = 2,59 \cdot 10^{19} \text{ (при 760 мм рт.ст. и } 20^\circ \text{C)}$$

в формулу (4), получаем

$$\left. \begin{aligned} \text{при } V = 1,35 \cdot 10^9 \quad \frac{dV}{dx} &= 4,42 \cdot 10^6 \sum_{s=1}^r (\ln(n_s \cdot 10^{-19}) + 0,59), \\ \text{при } V = 1,75 \cdot 10^9 \quad \frac{dV}{dx} &= 2,03 \cdot 10^6 \sum_{s=1}^r (\ln(n_s \cdot 10^{-19}) - 0,18). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Из экспериментов по преломлению и дисперсии в водороде и сопоставления с теорией Друде К. и М. Казбертсоны нашли, что молекула водо-

рода в нормальном состоянии содержит два электрона с собственной частотой $n = 2,21 \cdot 10^{16}$ ¹.

Полагая $r = 2$ и $n_1 = n_2 = 2,21 \cdot 10^{16}$, из приведенных выше формул получаем

$$\text{при } V = 1,35 \cdot 10^9 \quad \frac{dV}{dx} = - 4,9 \cdot 10^7$$

и

$$\text{при } V = 1,75 \cdot 10^9 \quad \frac{dV}{dx} = - 2,6 \cdot 10^7.$$

Эти значения находятся в хорошем соответствии со значениями dV/dx в табл. 2, т. е. соответственно

$$\frac{dV}{dx} = - 5,4 \cdot 10^7 \quad \text{и} \quad \frac{dV}{dx} = - 2,7 \cdot 10^7.$$

Небольшое различие между измеренными и вычисленными значениями не превосходит ожидаемого, так как соответствующие значения определены с точностью не более 10% вследствие экспериментальных ошибок в значениях входящих в формулы констант. Мы обсудим теперь, в какой мере условия, приведенные на стр. 73, выполняются в рассматриваемом случае. Для $V = 1,75 \cdot 10^9$ см/сек получаем

$$\lambda = \frac{eE(M+m)}{V^2 M m} = 1,6 \cdot 10^{-10} \quad \text{и} \quad \frac{V}{n} = 0,8 \cdot 10^{-7}.$$

Мы видим, что первое условие удовлетворяется с хорошей точностью. Далее, максимальное значение, которое мы можем принять для величины ρ (стр. 73), составляет примерно 10^{-8} см, т. е. размер молекулы водорода. Соответственно максимально возможное значение для величины $\rho n/V$ равно примерно 0,1. Поскольку, как указано на стр. 73, поправки, обусловленные конечностью величины $\rho n/V$, пропорциональны ее квадрату, следует ожидать, что в рассматриваемом случае они будут очень малы.

¹ См.: C. and M. Cuthbertson. Proc. Roy. Soc., 1909, A83, 166, а также P. Druде. Ann. d. Phys., 1904, 14, 714. Согласие с теорией Друде не является, однако, вполне удовлетворительным, так как эффективное число электронов оказывается несколько меньшим 2. Представляется возможным объяснить это обстоятельство тем, что собственная частота электронов не одинакова для смещения во всех направлениях, что и следовало ожидать для системы, имеющей лишь одну ось симметрии — ось двухатомной молекулы. Этот вопрос мы обсудим в следующей работе; пока же мы используем приведенное выше значение n , так как поправки к нему, которые следует ввести в соответствии с проведенным выше обсуждением, не превосходят по величине неизбежных ошибок, связанных с неопределенностью входящих в вычисления экспериментальных констант.

Сделаем здесь одно замечание. Приведенное выше значение V/n показывает, что эффективный предел влияния электронов на скорость частиц, о котором говорилось на стр. 65, для частиц рассматриваемого диапазона скоростей при их движении в водороде примерно в 8 раз превышает размер молекулы. Для β -лучей, скорость которых близка к скорости света, он превосходит размеры молекулы более чем в 100 раз.

Мы видим, что поглощение α -лучей в водороде можно удовлетворительно объяснить на основе предположения о том же числе электронов в молекуле и тех же частотах, которые были приняты и для объяснения рефракции и дисперсии в этом газе. Здесь можно заметить, что если бы мы приняли предположение о большем (чем два) числе электронов в молекуле водорода, то из теории получались бы слишком большие собственные частоты для «избыточных» электронов, так как на эти электроны должно приходиться не более 10% поглощения, определяемого двумя «основными» электронами. Предполагая, что молекула содержит два избыточных электрона, мы получаем для соответствующей им величины n значения по меньшей мере порядка 10^{18} . Такие значения трудно согласовать с экспериментальными данными о характеристическом рентгеновском излучении (см. ниже, стр. 79). Если принять Резерфордскую модель строения атома, то эксперименты по поглощению α -лучей представляются убедительным подтверждением того факта, что атом водорода содержит наряду с положительно заряженным ядром только один электрон.

Гелий

В случае гелия не производилось измерения коэффициента поглощения для различных скоростей. Единственный эксперимент с гелием, проведенный Адамсом¹, содержит измерения пробега в гелии α -лучей полония. Адамс нашел, что поглощение в гелии примерно в 1,15 раза больше, чем в водороде.

В соответствии с экспериментами Казбертсонов² и теорией Друде дисперсия в гелии может быть объяснена, если принять, что в каждом атоме гелия содержится два электрона (соответствующее расчетное значение составляет 2,3) с собственной частотой колебаний $n = 3,72 \cdot 10^{16}$.

Подставляя эти значения в формулу (4), получаем для гелия значения dV/dx , которые оказываются несколько меньшими, чем в случае водорода: при $V = 1,75 \cdot 10^9$ см/сек отношение этих величин равно 0,92, а при $V = 1,35 \cdot 10^9$ см/сек — 0,90.

¹ E. P. Adams. Phys. Rev., 1907, 24, 115.

² C. and M. Cuthbertson. Proc. Roy. Soc., 1910, A84, 15.

Если такое расхождение в действительности имеет место, то это свидетельствует о том, что уже в случае гелия не учтенные поправки играют заметную роль. Адамс¹ указывает, что это расхождение может быть объяснено небольшими примесями к гелию более тяжелых газов, считая, что чистота использованного гелия была недостаточной. Поскольку, однако, величина $\rho n/V$ в случае гелия должна считаться примерно в два раза большей, чем в случае водорода, мы видим, с другой стороны, что поправки, которые для гелия составляют около 30%, для водорода не будут превосходить 10%. Последующие результаты, относящиеся к кислороду и алюминию, по-видимому, свидетельствуют о том, что рассматриваемые поправки все же значительно меньше.

Полученное из экспериментов по дисперсии и поглощению α -лучей значение $r = 2$ для числа электронов в атоме гелия соответствует тому, что и следовало ожидать по Резерфордской теории строения атома. Резерфорд, исходя из анализа поведения α -лучей, установил, что атомы гелия, образуемые из α -частиц, содержат два электрона вне центрального ядра.

Кислород

Адамс¹ нашел, что отношение величины поглощения в кислороде и воздухе равно 1,03. Поэтому в соответствии с табл. 2 мы имеем для кислорода

$$\text{при } V = 1,35 \cdot 10^9 \frac{dV}{dx} = -2,07 \cdot 10^8,$$

$$\text{при } V = 1,75 \cdot 10^9 \frac{dV}{dx} = -1,24 \cdot 10^8.$$

Сравнивая это с формулами (7), получаем теперь

$$\sum_{s=1}^r (\ln(n_s \cdot 10^{-19}) + 0,59) = -47,$$

$$\sum_{s=1}^r (\ln(n_s \cdot 10^{-19}) - 0,18) = -61.$$

Отсюда, вычитая, имеем

$$r \cdot 0,77 = 14 \text{ или } r = 18.$$

Согласно Резерфордской модели атома, мы должны ожидать, что на молекулу кислорода приходится 16 электронов. Согласие между этим значением и приведенной выше величиной является вполне удовлетворительным.

.....
E. P. A d a m s. Phys. Rev., 1907, 24, 113.

Мы имеем далее из тех же формул

$$\sum_{s=1}^r \ln(n_s \cdot 10^{-19}) = -58.$$

Из экспериментов по дисперсии¹ следует, что молекула кислорода содержит четыре электрона с собственной частотой $2,25 \cdot 10^{16}$. Таким образом, мы получаем

$$\sum_{s=5}^r \ln(n_s \cdot 10^{-19}) = -58 + 4 \cdot 6,1 = -34.$$

Если теперь принять, что 12 остальных электронов, которые по предположению содержатся в молекуле кислорода, имеют равные собственные частоты колебаний n' , то

$$\ln(n' \cdot 10^{-19}) = -2,8 \text{ и } n' = 0,6 \cdot 10^{18}.$$

Мы очень мало знаем о более высоких частотах колебаний электронов в кислороде. Однако некоторую оценку того, что следует здесь ожидать, мы можем получить из экспериментов по характеристическому рентгеновскому излучению. Уиддингтон² нашел, что скорость электронов, начиная с которой возбуждается характеристическое рентгеновское излучение того или иного элемента, равна $A \cdot 10^8$ см/сек, где A — атомный вес элемента. Энергия таких электронов составляет $(m/2) A^2 \cdot 10^{16}$. Далее минимальная порция энергии, которая, согласно теории излучения Планка, может быть испущена атомным осциллятором, равна $h\nu$, где ν — число колебаний в секунду, а $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек. Следует ожидать, что это значение энергии равно (во всяком случае — по порядку величины) кинетической энергии электрона, скорость которого соответствует порогу возбуждения рентгеновского излучения. Приравнивая эти величины друг другу, получаем $h\nu = (m/2) A^2 \cdot 10^{16}$, откуда $\nu = A^2 \cdot 6,7 \cdot 10^{14}$. Для кислорода не проводилось измерений характеристического рентгеновского спектра; но если считать справедливым закон Уиддингтона для этого элемента и положить $A = 16$, в приведенном выше выражении для ν , мы получим $\nu = 1,7 \cdot 10^{17}$ и соответственно $n = 2\nu = 1,1 \cdot 10^{18}$. Соответствие между этой величиной и полученным выше по поглощению α -лучей значением n' (по порядку величины) является исключительно хорошим.

Оценка величины поправок, которые нужно внести в формулу (4) в случае кислорода, должна проводиться с учетом соотношения между частотами и размерами орбит электронов в атоме. Поэтому мы проведем

¹ C. and M. Cuthbertson. Proc. Roy. Soc., 1909, A83, 166.

² R. Whiddington. Proc. Roy. Soc., 1911, A85, 323.

Таблица 3

Вещество	r	$-\sum_{s=1}^r (\ln n_s \cdot 10^{-19})$	Атомный вес
Алюминий . . .	14	41	27
Олово	38	94	119
Золото	61	126	197
Свинец	65	132	207

соответствующее обсуждение в последующей статье, о которой уже упоминалось на стр. 76.

Сравнивая значения, приведенные в табл. 2, с формулой (4), получаем тем же способом, что и для кислорода, значения r и $\sum \ln (n_s \cdot 10^{-19})$ для алюминия, золота и свинца (см. табл. 3).

В соответствии с теорией Резерфорда мы должны ожидать для r значений, примерно равных половине атомного веса элемента. Мы видим, что в случае алюминия это действительно имеет место; но для элементов с более высоким атомным весом величина r существенно меньше этих значений. Значения $\sum \ln n_s$ оказываются такими, как если бы атомы содержали электроны, характеризующиеся различными собственными частотами, меняющимися по порядку величины от значений, определенных по дисперсии в прозрачных средах, до значений, получаемых по характеристическому рентгеновскому излучению. Однако здесь следует заметить, что величина поправок, которые нужно вводить в формулу (4), по-видимому, возрастает с ростом атомного веса вещества. Для элементов с высоким атомным весом неопределенность в вычисленных значениях r возникает еще и потому, что эти значения определяются вычитанием величин поглощения при разных скоростях; а при этом разность неучтенных поправок может оказаться значительной.

II. Катодные и β -лучи

Наиболее детальные измерения торможения катодных лучей при прохождении через вещество были проведены Уиддингтоном¹. Используя катодные лучи со скоростью от $5 \cdot 10^9$ до $9 \cdot 10^9$ см/сек, он нашел, что зави-

¹ R. Whiddington. Proc. Roy. Soc., 1912, A84, 560.

симось скорости от пройденного в веществе пути описывается формулой вида (5). Определение входящей в эту формулу константы a дало:

$$\text{для алюминия: } a = 7,32 \cdot 10^{42},$$

$$\text{для золота: } a = 2,54 \cdot 10^{43},$$

$$\text{для воздуха (при 760 мм рт. ст. и } 15^\circ \text{ C): } a = 2,0 \cdot 10^{40}.$$

Подставляя в выражение для a , приведенное на стр. 72, $V_0 = 7 \cdot 10^9$ см/сек, а также значения величин r и $\sum \ln n_s$, найденные выше по поглощению α -лучей, имеем

$$\text{для алюминия: } a = 1,9 \cdot 10^{43},$$

$$\text{для золота: } a = 7,3 \cdot 10^{43},$$

$$\text{для воздуха: } a = 1,1 \cdot 10^{40}.$$

Мы видим, что измеренные и вычисленные значения согласуются по порядку величины, но различие между ними все же существенно; в случае алюминия и золота вычисленные значения в 3 раза больше измеренных, а в случае воздуха — в 2 раза меньше. При объяснении этого различия следует иметь в виду исключительные экспериментальные трудности. Отсюда следует, что отношение скорости торможения в алюминии и в воздухе, найденное в экспериментах Уиддингтона, оказывается примерно в 5 раз меньше, чем в опытах с α -лучами. Это обстоятельство трудно согласовать как с данными опытов с α -лучами различных скоростей, так и с результатами сравнения экспериментов с β - и α -лучами, согласно которым скорость торможения в различных веществах, рассчитанная на один атом, больше для веществ с большим атомным весом, а отношение скоростей торможения для двух данных элементов возрастает с ростом скорости лучей.

Измерения торможения β -лучей были проведены в случае очень высоких энергий В. Вильсоном¹ и недавно О. Байером² для меньших энергий. При этом Байер в экспериментах с алюминием, используя β -лучи со скоростями от $1 \cdot 10^{10}$ до $2 \cdot 10^{10}$ см/сек, нашел, что изменение скорости описывается соотношением того же вида, как и найденное Уиддингтоном. Для скорости $1,5 \cdot 10^{10}$ см/сек он нашел, что константа a равна примерно $1,1 \cdot 10^{42}$.

Подставляя в выражение для a на стр. 72 значения r и $\sum \ln n_s$, определенные из данных по α -лучам, находим в случае рассматриваемой скорости

$$a = 1,7 \cdot 10^{42}.$$

¹ W. Wilson. Proc. Roy. Soc., 1910, A84, 141.

² O. v. Baeyer. Phys. Zs., 1912, 13, 485.

При этом продольная масса электрона M , движущегося со скоростью, примерно равной половине скорости света, полагалась равной $1,54 m$. (Влияние зависимости массы частиц от скорости на величину константы a при этой скорости уже значительно, но такая зависимость не изменяет существенным образом вид соотношения между V и x .)

Таким образом мы видим, что в случае β -лучей большой скорости соответствие с опытом оказывается лучшим, чем в приведенном выше случае катодных лучей.

Байер провел также измерения торможения β -лучей в олове, меди и платине. Результаты этих опытов показывают, что скорость торможения примерно пропорциональна плотности вещества (при неизменной скорости β -лучей). В случае элементов с более высоким атомным весом поглощение несколько больше при той же массе, отнесенной к 1 см^2 . Эти результаты находятся в соответствии с предсказаниями теории.

Результаты эксперимента Вильсона по торможению очень быстрых β -лучей в алюминии лучше описываются выражением вида $E_s - E_x = kx$, где E — энергия β -частицы, чем формулой (4). Этого как раз и следовало ожидать из теоретических соображений. Действительно, при скоростях, очень близких к скорости света, величина V^2 меняется медленно по сравнению с энергией частицы вследствие очень сильной зависимости ее массы от скорости. При этом из формулы (3) следует, что соотношение между энергией частицы и пройденным ею в веществе расстоянием для рассматриваемых скоростей становится таким, какое было найдено Вильсоном. Из табл. 2 работы Вильсона¹ имеем

$$\text{при } V = 2,8 \cdot 10^{10} \text{ см/сек} \quad \frac{dE}{dx} = -8,0 \cdot 10^{-6}.$$

Из формулы (3), подставляя использованные ранее значения r и $\Sigma \ln n_s$, получаем при этой скорости

$$\frac{dE}{dx} = -8,8 \cdot 10^{-6}.$$

Это значение удовлетворительно согласуется с данными Вильсона. Лучшее согласие между теорией и экспериментом для быстрых β -лучей, чем для медленных β -лучей и катодных лучей, вероятно, связано с более простыми экспериментальными условиями в случае быстрых лучей, так как эти последние при прохождении через вещество в большей степени сохраняют первоначальную однородность скоростей, чем медленные лучи.

¹ См. W. Wilson. Proc. Roy. Soc., 1910, A84, 147.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенная в этой статье теория торможения заряженных частиц при их движении через вещество связывает скорость торможения с частотой собственных колебаний электронов в атомах поглощающего вещества.

Показано, что поглощение α -лучей в самых легких элементах может быть рассчитано с помощью данных о числе электронов в атомах и их собственных частотах, получаемых из теории дисперсии; полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом. Показано, что и для элементов с большим атомным весом имеется согласие по порядку величины между ожидаемым числом и собственными частотами электронов и соответствующими им значениями, полученными с помощью рассматриваемой теории из данных по поглощению α -лучей.

Показано, далее, что теория может объяснить вид найденных из экспериментов с катодными и β -лучами соотношений, связывающих скорость лучей с величиной пройденного ими в веществе пути. Величины констант, входящих в рассматриваемые соотношения, очень хорошо согласуются с экспериментальными данными в случае быстрых β -лучей и несколько хуже — для медленных β -лучей и катодных лучей. Последнее обстоятельство, вероятно, связано с большими экспериментальными трудностями при работе с этими лучами.

Принимая теорию Резерфорда о строении атома, можно с большой уверенностью утверждать на основании данных о поглощении α -лучей, что атом водорода содержит один электрон, а атом гелия — два электрона вне положительно заряженного ядра; последнее обстоятельство непосредственно следовало из теории Резерфорда.

Аналогичные вопросы, а также некоторая дальнейшая информация о строении атомов, которую можно получить из экспериментов по поглощению α -лучей, будут обсуждены подробнее в последующей статье.

Я хотел бы выразить искреннюю благодарность проф. Резерфорду за то внимание, с которым он относился к этой работе, и за ценные советы, полученные от него.

Физическая лаборатория
Манчестерского университета
Август 1912 г.

О СТРОЕНИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ *

ВВЕДЕНИЕ

Для объяснения результатов опытов по расстоянию α -частиц веществом Резерфорд¹ выдвинул свою теорию строения атома. Согласно этой теории, атом состоит из положительно заряженного ядра и системы окружающих его электронов, удерживаемых силами притяжения ядра. Общий отрицательный заряд электронов равен положительному заряду ядра. В ядре содержится основная часть массы атома, а его линейные размеры исключительно малы по сравнению с линейными размерами всего атома. Число электронов в атоме приблизительно равно половине атомного веса. К этой модели атома нужно относиться с большим вниманием, ибо, как показал Резерфорд, предположение о существовании таких ядер необходимо для объяснения опытных данных по рассеянию α -лучей на большие углы².

При попытке объяснить некоторые свойства веществ на основе этой модели атома мы, однако, сталкиваемся с серьезными трудностями, вытекающими из кажущейся неустойчивости системы электронов. В ранее принятых моделях атома, например предложенной Дж. Дж. Томсоном³, эти трудности не возникали. По теории последнего, атом состоит из равномерно заполненного положительным электрическим зарядом шара, в котором электроны движутся по окружностям.

Основное различие между моделями, предложенными Томсоном и Резерфордом, заключается в том, что силы, действующие на электроны в модели Томсона, допускают определенные конфигурации и движения, обеспечивающие устойчивое равновесие системы; такие конфигурации, по-видимому, не существуют для модели Резерфорда. Суть обсуждаемого различия яснее всего проявляется, если заметить, что среди величин,

* *On the Constitution of Atoms and Molecules*. Phil. Mag. 1913, 26, p. 1—25 (часть I), p. 476—502 (часть II), p. 857—875 (часть III).

¹ E. Rutherford. Phil. Mag., 1911, 21, 669.

² См. также: Geiger, Marsden. Phil. Mag., 1913, April.

³ J. J. Thomson. Phil. Mag., 1904, 7, 237.

характеризующих первый атом, имеется одна — радиус положительно заряженного шара — с размерностью длины, притом того же порядка, что и линейная протяженность атома, тогда как среди величин, характеризующих второй атом (заряды и массы электронов и положительного ядра), такая длина отсутствует, и ее нельзя определить с помощью перечисленных величин.

Способ рассмотрения проблемы такого рода претерпел, однако, за последние годы существенные изменения благодаря развитию теории теплового излучения и появлению прямых подтверждений в опытах над различными явлениями (теплоемкость, фотоэффект, рентгеновские лучи и т. д.) тех новых предположений, которые были введены в эту теорию. Обсуждение этого вопроса приводит к выводу, что классическая электродинамика, очевидно, неприменима для описания поведения систем атомных размеров¹. Что касается законов движения электронов, то представляется необходимым ввести в эти законы чуждую классической электродинамике величину, а именно постоянную Планка, или, как ее часто называют, элементарный квант действия. Если ввести эту величину, то вопрос о стабильных конфигурациях электронов в атомах существенно меняется, так как размерность и величина этой постоянной таковы, что вместе с массой и зарядом частиц она позволяет определить длину нужного порядка.

Настоящая статья является попыткой показать, что применение указанной выше идеи к модели атома Резерфорда создает основу для теории строения атома. Затем будет показано, что дальнейшее развитие теории ведет нас и к объяснению свойств молекул.

В первой части предлагаемой работы на основе теории Планка рассматривается механизм связывания электронов с ядром. Будет показано, что принятая точка зрения позволяет легко объяснить закономерности в спектре водорода. В дальнейшем будут даны исходные предпосылки для основной гипотезы, на которой построены все рассуждения, содержащиеся в следующих частях статьи.

Я хочу здесь выразить свою благодарность проф. Резерфорду за его дружеский и ободряющий интерес к этой работе.

¹ См., например: «Théorie du rayonnement et les quanta». Rapports de la réunion à Bruxelles. Nov. 1911, Paris, 1912.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

СВЯЗЫВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ЯДРОМ

§ 1. Общие соображения

Недостаточность классической электродинамики для объяснения свойств атома на основе модели Резерфордовского типа ясно проявляется при рассмотрении простейшей системы, состоящей из положительно заряженного ядра очень малого размера и электрона, движущегося по замкнутой орбите вокруг ядра. Ради простоты примем, что масса электрона пренебрежимо мала по сравнению с массой ядра, а скорость электронов мала по сравнению со скоростью света.

Сначала допустим, что излучение энергии отсутствует. В этом случае электрон будет двигаться по стационарным эллиптическим орбитам. Частота обращения ω и длина большой оси орбиты $2a$ будут зависеть от величины энергии, которую надо сообщить системе, чтобы удалить электрон на бесконечно большое расстояние от ядра. Если обозначить заряды электрона и ядра соответственно через e и E , а массу электрона — через m , получим

$$\omega = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{W^{3/2}}{eE \sqrt{m}}, \quad 2a = \frac{eE}{W}. \quad (1)$$

Далее легко показать, что среднее значение кинетической энергии электрона за одно полное обращение равно W . Мы видим, что если значение W не задано, то нельзя определить значения ω и a , характерные для рассматриваемой системы.

Теперь рассмотрим влияние излучения энергии, как оно обычно измеряется, по ускорению электрона. В этом случае электрон уже не будет двигаться по стационарным орбитам. Энергия W будет непрерывно убывать, и электрон будет приближаться к ядру, описывая все меньшие орбиты со все возрастающей частотой; в то время как электрон в среднем выигрывает в кинетической энергии, система в целом теряет энергию. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока размеры орбит станут того же порядка, что и размеры электронов или ядра. Простой расчет показывает,

что испускаемая во время указанного процесса энергия неизмеримо больше той, которая испускается при обычных молекулярных процессах

Очевидно, что поведение такой системы совершенно отлично от того, что действительно происходит с атомной системой в природе. Во-первых, реальные атомы длительное время имеют определенные размеры и частоты. Далее представляется, что если рассмотреть какой-либо молекулярный процесс, то после излучения определенного количества энергии, характерного для изучаемой системы, эта система всегда вновь окажется в состоянии устойчивого равновесия, в котором расстояния между частицами будут того же порядка величины, что и до процесса.

Существенным пунктом планковской теории излучения является утверждение, что излучение энергии атомной системы происходит не непрерывно, как принято в классической электродинамике, а, напротив, определенными отдельными актами испускания. Количество испускаемой атомным вибратором энергии при каждом акте излучения равно $\tau h\nu$, где τ — целое число, h — универсальная постоянная¹.

Возвращаясь к рассмотренному выше простому случаю одного электрона и одного положительно заряженного ядра, мы допустим, что электрон в начале взаимодействия с ядром находится далеко от ядра и не обладает относительно него заметной скоростью. Допустим далее, что после встречи с ядром электрон попадает на стационарную орбиту вокруг ядра. По причинам, которые выяснятся позже, мы примем, что орбита, о которой идет речь, круговая. Это допущение не вызовет изменений для систем, содержащих только один электрон.

Теперь допустим, что электрон испускает монохроматическое излучение с частотой ν , равной половине частоты обращения электрона по своей окончательной орбите. Тогда, согласно теории Планка, можно ожидать, что количество энергии, испускаемой в этом процессе, равно $\tau h\nu$, где h — постоянная Планка, а τ — целое число. Если допустить, что излучение монохроматично, то само собой напрашивается второе допущение относительно частоты излучения, а именно, что число оборотов электрона в начале излучения равно нулю. Вопрос о строгости обоих допущений и применимости теории Планка будет подробнее рассмотрен в § 3.

Положив

$$W = \tau h \frac{\omega}{2}, \quad (2)$$

с помощью формулы (1) мы получим

$$W = \frac{2\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^2 h^3}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 m e^2 E^2}{\tau^3 h^3}, \quad 2a = \frac{\tau^2 h^2}{2\pi^2 m e E}. \quad (3)$$

¹ См., например: M. P l a n c k. Ann. d. Phys., 1910, 31, 758; 1912, 37, 642; Verh. Deutsch. Phys. Ges., 1911, S. 138.

Если в этих выражениях придать τ разные значения, получим ряд значений W , ω и a , соответствующих ряду конфигураций системы. Согласно предыдущим рассуждениям, мы приходим к выводу, что эти конфигурации соответствуют состояниям системы, в которых нет излучения энергии, а потому они будут стационарными, пока система не будет возмущена извне. Мы видим, что значение W максимально, когда τ получает наименьшее значение, равное 1. Этот случай будет соответствовать наиболее устойчивому состоянию системы, т. е. будет соответствовать той связи электрона, для разрыва которой придется затрачивать наибольшее количество энергии.

Если подставить названные выше значения $\tau = 1$ и $E = e$ и экспериментальные значения

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17}, \quad h = 6,5 \cdot 10^{-27},$$

то получим

$$2a = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad \omega = 6,2 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}, \quad \frac{W}{e} = 13 \text{ в.}$$

Мы видим, что эти величины того же порядка, что и линейные размеры атома, оптические частоты и ионизационные потенциалы.

На всеобщее значение теории Планка для обсуждения поведения атомных систем впервые указал Эйнштейн¹. Соображения Эйнштейна были затем развиты и применены к различным явлениям в особенности Штарком, Нернстом и Зоммерфельдом. Соответствие наблюдаемых значений частот и размеров атома и вычисленных на основе соображений, подобных приведенным выше, было предметом многочисленных обсуждений. Гааз² впервые указал на это в работе, где постоянная Планка объяснялась исходя из атомной модели Дж. Дж. Томсона с учетом линейных размеров и частоты атома водорода.

Системы, подобные рассматриваемым в настоящей работе, у которых силы взаимодействия между частицами меняются обратно пропорционально квадрату расстояния, обсуждались с точки зрения теории Планка

¹ A. E i n s t e i n. Ann. d. Phys., 1905, 17, 132; 1906, 20, 199; 1907, 22, 180 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собрание научных трудов. М., 1966, Т. III, стр. 92, 128, 134.—*Ред.*).

² А. Е. Н а а s. Jahr. d. Rad., 1910, 7, 261; см. также: A. S c h i d l o f. Ann. d. Phys., 1911, 35, 90; E. W e r t h e i m. Phys. Zeitschr., 1911, 12, 409; Verh. Deutsch. Phys. Ges., 1912, S. 431; F. A. L i n d e m a n n. Там же, 1911, S. 482, 1107; F. H a b e r. Там же, 1911, S. 1117.

Дж. Никольсоном¹. В ряде работ он показал, что неизвестное до сих пор происхождение линии в спектре туманностей и солнечной короны представляется возможным объяснить, если допустить наличие в этих телах определенных гипотетических элементов с точно указанными свойствами. Атомы этих элементов должны состоять из кольца с небольшим числом электронов, окружающего положительное ядро исчезающе малых размеров. Соотношения между частотами, соответствующими указанным линиям, сравнимы с соотношениями между частотами, соответствующими различного рода колебаниям электронного кольца. Никольсон указал на связь с теорией Планка, показав, что соотношение длин волн различных групп линий в спектре солнечной короны можно с большой точностью передать, если принять, что отношение энергии системы к числу оборотов кольца равно целому кратному постоянной Планка. Величина, которую Никольсон принял за энергию, в два раза больше той, которую мы выше обозначили через W . В последней из названных работ Никольсон счел необходимым придать теории более сложную форму, сохранив тем не менее выражение отношения энергии к частоте в виде простой функции целых чисел.

Казалось бы, что исключительно хорошее соответствие между вычисленными и наблюдаемыми значениями отношения соответствующих длин волн является сильным аргументом в пользу правильности основ расчетов Никольсона. Но против его теории можно выдвинуть серьезные возражения. Эти возражения тесно связаны с проблемой однородности излучения. В расчетах Никольсона частота линий в спектре отождествляется с частотой колебания механической системы, находящейся в точно заданном положении равновесия. Поскольку применяется теория Планка, мы можем ожидать, что излучение испускается квантами. Но системы, подобные рассматриваемым здесь, у которых частота является функцией энергии, не в состоянии испускать конечное количество монохроматического излучения, ибо по мере излучения меняется энергия системы, а следовательно, и частота. Кроме того, по расчетам Никольсона, системы неустойчивы для некоторых видов колебаний. Отвлекаясь от этих возражений, которые могут быть только формальными (см. стр. 104), нужно отметить, что в такой форме теория представляется неспособной объяснить известные законы Бальмера и Ритца, охватывающие частоты линий в спектрах обычных элементов.

Мы попытаемся показать, что упомянутые трудности исчезают, если рассматривать вопрос с точки зрения, принятой в настоящей работе. Прежде чем перейти к изложению теории, совершенно необходимо еще раз привести рассуждения, характеризующие расчеты на стр. 87. Основные допущения ее следующие.

¹ J. W. N i c h o l s o n. Month. Not. Roy. Astr. Soc., 1912, 72, 49, 139, 677, 693, 729.

1. Динамическое равновесие системы в стационарных состояниях можно рассматривать с помощью обычной механики, тогда как переход системы из одного стационарного состояния в другое нельзя трактовать на этой основе.
2. Указанный переход сопровождается испусканием *монохроматического* излучения, для которого соотношение между частотой и количеством выделенной энергии именно такое, которое дает теория Планка.

Первое допущение напрашивается само собой, поскольку известно, что при расчете движения электронов обычная механика теряет свою абсолютную применимость и справедлива только для средних значений. С другой стороны, при расчетах динамического равновесия в стационарном состоянии, в котором нет относительных смещений частиц, нет необходимости различать действительные движения и средние. Второе допущение находится в явном противоречии с общепринятым пониманием электродинамики, но представляется необходимым для объяснения экспериментально установленных фактов.

В расчетах на стр. 87 мы применили, кроме того, более специальное допущение, а именно допущение, что различным стационарным состояниям соответствует испускание различного числа планковских квантов энергии и что частота излучения, испускаемого при переходе системы из состояния, в котором энергия еще не излучалась, в одно из стационарных состояний, равно половине частоты обращения электрона в последнем состоянии. Однако мы можем (см. § 3) получить соотношения (3) для стационарных состояний, применяя предположения несколько другого вида. Пока мы отложим рассмотрение специальных предположений и сначала покажем, как можно объяснить линейчатые спектры водорода для стационарных состояний с помощью упомянутых выше основных допущений и соотношений (3).

§ 2. Испускание линейчатых спектров

Спектр водорода. Вся совокупность опытных данных указывает на то, что атом водорода состоит просто из единственного электрона, вращающегося вокруг положительного ядра¹ с зарядом e . Восстановление атома

¹ См., например: N. B o h r. Phil. Mag., 1913, 25, 24 (статья 4). Сделанный в цитируемой работе вывод подтверждается тем обстоятельством, что в опыте Дж. Дж. Томсона с положительными лучами водород является единственным элементом, который никогда не встречается с положительным зарядом, соответствующим потере более чем одного электрона. Ср.: Phil. Mag., 1912, 24, 672.

водорода, после того как электрон был удален, — например при электрическом разряде в вакуумной трубке, — соответствует рассмотренному на стр. 87 связыванию одного электрона положительным ядром. Если в соотношениях (3) положить $E = e$, мы получим для общего количества энергии, излученной при образовании стационарного состояния,

$$W_r = \frac{2\pi^2 me^4}{\tau^2 h^2}.$$

Количество энергии, испускаемой при переходе системы из состояния, соответствующего $\tau = \tau_1$, в другое, где $\tau = \tau_2$, будет

$$W_{r_2} - W_{r_1} = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right).$$

Предполагая теперь, что рассматриваемое излучение монохроматично и что количество испускаемой энергии равно $h\nu$, где ν — частота излучения, получаем

$$W_{r_2} - W_{r_1} = h\nu,$$

и отсюда

$$\nu = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right). \quad (4)$$

Мы видим, что это соотношение объясняет закономерность, связывающую линии спектра водорода. Если взять $\tau_2 = 2$ и варьировать τ_1 , получим обычную серию Бальмера. Если взять $\tau_2 = 3$, получим в инфракрасной области серию, которую наблюдал Пашен¹ и еще ранее предсказал Ритц. При $\tau_2 = 1$ и $\tau_2 = 4, 5, \dots$ получим в крайней ультрафиолетовой и, соответственно, крайней инфракрасной областях серии, которые еще не наблюдались, но существование которых можно предположить.

Соответствие здесь как качественное, так и количественное. Если положить

$$e = 4,7 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17} \text{ и } h = 6,5 \cdot 10^{-27},$$

то получим

$$\frac{2\pi^2 me^4}{h^3} = 3,1 \cdot 10^{15}.$$

¹ F. Paschen. Ann. d. Phys., 1908, 27, 565.

Эмпирическое значение сомножителя вне скобок в формуле (4) равно $3,290 \cdot 10^{16}$. Соответствие между теоретическим и наблюдаемым значениями лежит в пределах ошибок измерений постоянных, входящих в теоретическую формулу. В § 3 мы еще вернемся к рассмотрению этого соответствия.

Мы хотели бы отметить, что указанной теории как раз соответствует факт невозможности наблюдения более чем 12 линий серии Бальмера в опытах с вакуумными трубками, хотя в спектрах некоторых небесных тел наблюдаются 33 линии. Согласно равенствам (3), диаметр орбиты электрона в различных стационарных состояниях пропорционален τ^2 . При $\tau = 12$ диаметр равен $1,6 \cdot 10^{-6}$ см, т. е. среднему расстоянию между молекулами в газе при давлении примерно 7 мм рт. ст.; при $\tau = 33$ диаметр равен $1,2 \cdot 10^{-5}$ см, что соответствует среднему расстоянию между молекулами при давлении примерно 0,02 мм рт. ст. Согласно теории, очень низкое давление газа является условием, необходимым для появления большого числа линий; чтобы одновременно получить достаточную для наблюдения интенсивность, заполненный газом объем должен быть очень большим. Если теория верна, мы никогда не должны надеяться в опытах с вакуумными трубками наблюдать линий серии Бальмера, соответствующих большим числам для спектра испускания водорода. Но такие линии можно все-таки наблюдать, исследуя спектры поглощения этого газа (см. § 4).

Можно заметить, что указанным способом нельзя получить другие серии, которые обычно приписываются водороду, например серию, которую впервые наблюдал Пикеринг¹ в спектре звезды ζ Кормы, и группу серий, недавно найденных Фаулером² при исследовании смеси водорода и гелия в вакуумных трубках. Мы увидим, однако, что с помощью описанной выше теории можно естественным образом объяснить эти серии, если приписать их гелию.

Нейтральный атом этого элемента состоит, согласно теории Резерфорда, из положительного ядра с зарядом $2e$ и двух электронов. Если рассматривать теперь связь одного единственного электрона с ядром гелия, то, подставляя $E = 2e$ в формулы (3) и поступая таким же образом, как и раньше, получаем

$$\nu = \frac{8\pi^2 me^4}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right) = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3} \left[\frac{1}{(\tau_2/2)^2} - \frac{1}{(\tau_1/2)^2} \right].$$

Полагая в этой формуле $\tau_2 = 1$ или $\tau_2 = 2$, получаем серии линий в крайнем ультрафиолете. Если взять $\tau_2 = 3$ и варьировать τ_1 , получим серию,

¹ E. C. Pickering. *Astrophys. Journ.*, 1896, 4, 369; 1897, 5, 92.

² A. Fowler. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1912, Dec., 73.

включающую две из наблюдавшихся Фаулером серий; он назвал их первой и второй главными сериями спектра водорода. Если взять $\tau_2 = 4$, получим серию, которую Пикеринг наблюдал в спектре ζ Кормы. Каждая вторая линия в этой серии идентична одной из линий серии Бальмера в спектре водорода. То обстоятельство, что эти линии интенсивнее всех остальных в серии, можно объяснить, таким образом, наличием в указанной звезде водорода. Эта серия наблюдалась и в опытах Фаулера; в своей работе он назвал ее резкой серией спектра водорода. Если, наконец, взять $\tau_2 = 5, 6, \dots$, то получим серии, яркие линии которых должны лежать в инфракрасной области.

Причина того, почему указанный спектр не наблюдался в обычных гелиевых трубках, состоит быть может в том, что в таких трубках ионизация гелия не настолько полная, как в упомянутой звезде или в опытах Фаулера, где в смеси водорода и гелия происходил сильный разряд. По указанной выше теории условием появления спектра является приведение атома гелия в состояние, в котором атомом потеряны оба электрона. При этом нужно допустить, что энергия, необходимая для удаления из атома гелия второго электрона, намного больше энергии, необходимой для удаления первого. Кроме того, из опытов с положительными лучами известно, что атом водорода может приобретать отрицательный заряд. Наличие водорода в опытах Фаулера, возможно, сказывается в том, что некоторые атомы гелия теряют большее число электронов, чем в случае чистого гелия.

Спектры других элементов. Для систем, содержащих большее число электронов, мы должны в соответствии с результатами опыта ожидать существования в линейчатых спектрах более сложных закономерностей, чем для рассмотренных до сих пор. Я попытаюсь показать, что принятая точка зрения во всяком случае допускает определенное понимание наблюдаемых закономерностей.

По теории Ридберга, обобщенной Ритцем¹, частота, соответствующая линии какого-либо элемента, может быть представлена выражением

$$\nu = F_r(\tau_1) - F_s(\tau_2),$$

где τ_1 и τ_2 — целые числа, а F_1, F_2, F_3, \dots — функции τ вида

$$\frac{K}{(\tau + \alpha_1)^2}, \quad \frac{K}{(\tau + \alpha_2)^2}, \quad \dots$$

K — универсальная постоянная, равная стоящему вне скобок сомножителю в формуле (4) для спектра водорода.

¹ W. Ritz. Phys. Zs., 1908, 9, 521.

То обстоятельство, что частота может быть представлена в виде разности двух функций от целых чисел, позволяет заключить, что происхождение линий в данных спектрах подобно тому, какое мы приняли для водорода. Это значит, что линии соответствуют тому излучению, которое имеет место при переходе системы из одного стационарного состояния в другое. Для многоэлектронных систем рассмотрение может быть очень сложным, так как существует множество конфигураций электронов, которые нужно учитывать как стационарные состояния. Это должно объяснить существование различных групп серий, соответствующих указанным веществам. Здесь я попытаюсь показать, что теоретически весьма просто объяснить, почему постоянная K , входящая в формулу Ридберга, одинакова для всех элементов.

Примем, что соответствующий спектр относится к излучению, испускаемому при связывании одного электрона, и что система, присоединившая электрон, нейтральна. Сила, действующая на электрон, находящийся на большом расстоянии от ядра и ранее присоединенного электрона, будет примерно та же, что и в предыдущем случае, когда электрон связывался ядром водорода. Поэтому энергия, соответствующая стационарному состоянию, будет для больших τ примерно равна той, которая получается из формулы (3) на стр. 87, если положить $E = e$. Отсюда для больших τ получаем

$$\lim [\tau^2 \cdot F_1(\tau)] = \lim [\tau^2 \cdot F_2(\tau)] = \dots = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3}$$

в соответствии с теорией Ридберга.

§ 3. Общие соображения. Продолжение

Вернемся к обсуждению (см. стр. 90) того специального допущения, которое мы использовали при выводе формул (3) для стационарных состояний системы, состоящей из ядра и одного вращающегося вокруг него электрона.

Прежде всего мы допустили, что различные стационарные состояния соответствуют испусканию различного числа квантов энергии. Если рассматривать системы, у которых частота является функцией энергии, это допущение представляется маловероятным, поскольку с испусканием кванта частота меняется. Теперь покажем, что даже если отказаться от этого допущения, мы все-таки получим равенство (2) (см. стр. 87) и этим сохраним формальную аналогию с теорией Планка.

Отметим прежде всего, что для объяснения закономерностей в спектрах с помощью формул (3) для стационарных состояний вовсе не было необ-

ходимости предполагать, что в каком-либо случае излучался более чем один квант. Дальнейшие выводы относительно частоты излучения можно получить, сравнивая расчеты энергии излучения в области больших длин волн, выполненные на основе изложенных выше допущений и на основе обычной механики. Известно, что последние находятся в соответствии с опытами над тепловым излучением в упомянутой области.

Мы примем, что соотношение между общим количеством выделенной энергии и числом оборотов электронов для различных стационарных состояний задается формулой $W = f(\tau) h\nu$ вместо равенства (2). Поступая таким же образом, как и раньше, мы в этом случае вместо (3) получаем

$$W = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^2 f^2(\tau)}, \quad \omega = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^3 f^3(\tau)}.$$

Если, как и раньше, допустить, что количество энергии, выделяемое при переходе системы из состояния $\tau = \tau_1$ в состояние $\tau = \tau_2$, равно $h\nu$, то вместо соотношения (4) получим

$$\nu = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2h^2} \left[\frac{1}{f^2(\tau_1)} - \frac{1}{f^2(\tau_2)} \right].$$

Ясно, что для получения формулы, аналогичной формуле для серии Бальмера, мы должны положить $f(\tau) = c\tau$.

Чтобы определить c , рассмотрим теперь переход системы между двумя последовательными состояниями с $\tau = N$ и $\tau = N - 1$. Вводя $f(\tau) = c\tau$, для частоты испускаемого излучения получаем

$$\nu = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^2 h^2} \cdot \frac{2N - 1}{N^2 (N - 1)^2}.$$

Для частоты обращения электрона до и после испускания имеем

$$\omega_N = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^3 h^3 N^3} \quad \text{и} \quad \omega_{N-1} = \frac{\pi^2 m e^2 E^2}{2c^3 h^3 (N - 1)^3}.$$

Если N велико, отношение между частотой до и после испускания равно примерно единице и в соответствии с обычной электродинамикой можно ожидать, что отношение между частотой излучения и частотой обращения электрона тоже примерно равно единице. Это условие выполняется только в том случае, если $c = 1/2$. Взяв $f(\tau) = \tau/2$, мы вновь приходим к равенству (2), а следовательно, и к формулам (3) для стационарных состояний.

Если рассмотреть переходы системы между состояниями, соответствующими $\tau = N$ и $\tau = N - n$, где n мало по сравнению с N , то в том же

приближении, что и раньше, получим, полагая, $f(\tau) = \tau/2$

$$\nu = n\omega.$$

Возможность испускания излучения с такой частотой можно объяснить также из аналогии с обычной электродинамикой, поскольку электрон, движущийся по эллиптической орбите вокруг ядра, испускает излучение, которое по теореме Фурье может быть разложено на компоненты с частотами $n\omega$, где ω — частота обращения электрона.

Так мы приходим к предположению, что равенство (2) объясняется не тем, что различным стационарным состояниям соответствует излучение различного числа квантов энергии, а тем, что частота квантов энергии, испускаемых при переходе из состояния, в котором еще энергия не испускалась, в одно из стационарных состояний, кратна числу $\omega/2$, где ω — частота обращения электрона в рассматриваемом состоянии. Из этого предположения мы приходим к тому же выражению для энергии стационарного состояния, что и раньше, а отсюда с помощью основных предположений, изложенных на стр. 89—90, к тому же выражению для закономерности в спектре водорода. Вследствие этого мы можем рассматривать наши предыдущие рассуждения на стр. 87 только как простую форму изложения теории.

Прежде чем закончить рассмотрение этого вопроса, вернемся на мгновение назад к вопросу о значении соответствия между наблюдаемыми и вычисленными значениями константы в формуле (4) для серии Бальмера в спектре водорода. Если исходить из вида закономерности для спектра водорода и принять, что различные линии соответствуют монохроматическому излучению, испускаемому при переходе между различными стационарными состояниями, из изложенного выше мы приходим к тому же выражению для константы, что и в формуле (4). При этом надо только допустить, что, во-первых, излучение испускается в виде квантов $h\nu$ и, во-вторых, что частота излучения, испускаемого при переходе системы между последовательными стационарными состояниями, совпадает с частотой обращения электрона в области больших длин волн.

Поскольку все допущения, лежащие в основе излагаемой теории, имеют фундаментальный характер, мы вправе ожидать — если вообще весь наш метод рассмотрения справедлив — абсолютного, а не только приближенного совпадения наблюдаемого и вычисленного значений этой константы. Поэтому формула (4) может быть использована при обсуждении результатов экспериментального определения констант e , m , h .

Хотя, естественно, не может быть и речи о механическом обосновании приведенных в этой работе расчетов, тем не менее можно дать очень простую интерпретацию расчетов на стр. 87 с помощью понятий обычной

механики. Если через M обозначить момент импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, то для круговой орбиты сразу имеем $\pi M = T/\omega$, где ω — частота обращения, а T — кинетическая энергия электрона. Для круговой орбиты $T = W$ (см. стр. 86), а, следовательно, из формулы (2) получаем

$$M = \tau M_0,$$

где

$$M_0 = \frac{h}{2\pi} = 1,04 \cdot 10^{-27}.$$

Если принять, что электрон в стационарном состоянии движется по круговой орбите, то результат расчета на стр. 87 может быть выражен простым требованием: в стационарном состоянии системы момент импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, равняется целому кратному некоторой универсальной величины независимо от заряда ядра. Возможную значимость момента импульса для рассмотрения атомной системы по теории Планка особенно подчеркивал Никольсон¹.

Большое количество различных стационарных состояний наблюдается только при исследовании поглощения и испускания излучения. В большинстве других физических явлений атомы вещества находятся только в одном определенном состоянии, а именно в состоянии при низкой температуре. Из всего сказанного мы непосредственно приходим к выводу, что «основному» состоянию соответствует то из стационарных состояний, при образовании которого было испущено наибольшее количество энергии. Согласно формулам (3) на стр. 87, это то состояние, для которого $\tau = 1$.

§ 4. Поглощение излучения

Чтобы удовлетворить закону Кирхгофа, необходимо ввести такие предположения о механизме поглощения излучения, которые соответствовали бы используемым при рассмотрении испускания. Так, мы должны предположить, что система, состоящая из ядра и вращающегося вокруг него электрона, при определенных условиях может поглощать излучение, частота которого равна частоте монохроматического излучения, испускаемого при переходе системы между стационарными состояниями. Рассмотрим испускание излучения при переходе системы между двумя стационарными состояниями A_1 и A_2 , которым соответствуют значения τ , равные τ_1 и τ_2 , где $\tau_1 > \tau_2$. Подобно тому как необходимым условием испускания рассматриваемого излучения было пребывание системы в состоянии A_1 ,

¹ J. W. Nicholson. Цит. соч., S. 679.

мы должны допустить, что необходимым условием поглощения излучения является пребывание системы в состоянии A_2 .

Эти соображения кажутся соответствующими опытам по поглощению в газах. Например, в газообразном водороде при нормальных условиях нет поглощения излучения, соответствующего линейчатому спектру этого газа; поглощение наблюдается у водорода только в светящемся состоянии. Это можно было ожидать из всего сказанного. На стр. 91 мы предположили, что указанное излучение будет испускаться только в том случае, если переход системы происходит между стационарными состояниями, для которых $\tau \geq 2$. Но состояние атома водорода в нормальных условиях соответствует $\tau = 1$. Кроме того, атомы водорода при нормальных условиях соединяются в молекулы, т. е. в системы, у которых частота электронов отличается от их частоты в атомах (см. часть III). Из того факта, что некоторые вещества, например пары натрия, поглощают в несветящемся состоянии излучение тех линий, которые соответствуют линейчатому спектру излучения этих веществ, мы можем заключить, что излучение, соответствующее упомянутым линиям, испускается] при переходах системы между двумя состояниями, одним из которых является основное.

Насколько сильно приведенное выше объяснение отличается от объяснения, основанного на обычной электродинамике, видно наиболее ясно из того факта, что мы вынуждены были допустить поглощение системой электронов излучения, частота которого отличается от частоты колебаний электронов, вычисленной обычным образом. В этой связи будет интересно упомянуть об одном обобщении, вызванном опытами по фотоэффекту; они могут пролить некоторый свет на указанную проблему. Рассмотрим такое состояние системы, в котором электрон свободен, т. е. он обладает достаточно большой кинетической энергией, чтобы удалиться от ядра бесконечно далеко. Если предположить, что движение электрона описывается обычной механикой и что нет (заметного) излучения энергии, то полная энергия системы (как и в ранее рассмотренных стационарных состояниях) постоянна. Должна существовать полная непрерывность между обоими видами состояний, потому что различие между частотами и размерами системы в последовательных стационарных состояниях убывает с возрастанием τ . В дальнейшем ради краткости мы назовем оба упомянутых вида состояний «механическими», подчеркивая этим только то предположение, что движение электрона в обоих случаях может быть описано обычной механикой.

Продолжая аналогию между двумя видами механических состояний, мы могли бы ожидать, что поглощение излучения возможно не только при переходе системы между двумя различными стационарными состояниями, но и между стационарным состоянием и состоянием, в котором

электрон свободен. Как и раньше, частота этого излучения должна определяться равенством $E = h\nu$, где E — разность полных энергий системы в обоих состояниях. Как мы увидим, такое поглощение в точности совпадает с тем, которое наблюдается в опытах по ионизации ультрафиолетовым светом и рентгеновскими лучами. Очевидно, этим путем получается такое же выражение для кинетической энергии электрона, вырванного из атома под действием фотона, как и выведенное Эйнштейном¹, т. е. $T = h\nu - W$, где T — кинетическая энергия вырванного электрона, а W — общая энергия, выделенная при первоначальном присоединении электрона.

Приведенные рассуждения могут объяснить также результат некоторых опытов Вуда² по поглощению света в парах натрия. В этих опытах наблюдалось поглощение, соответствующее большому числу линий главной серии спектра натрия, и, кроме того, непрерывное поглощение, начинающееся на границе серии и простирающееся до далекого ультрафиолета. Это как раз то, что следует из упомянутой аналогии, и более детальное рассмотрение, как мы увидим, позволяет нам провести эту аналогию дальше. Как указывалось на стр. 92, радиусы электронных орбит в стационарных состояниях, соответствующих большим значениям τ , велики по сравнению с обычными атомными размерами. Это обстоятельство служит объяснением отсутствия линий, соответствующих большим τ , в серии Бальмера спектра водорода в опытах с вакуумными трубками. Это же проявляется и в спектре испускания натрия: в главной серии спектра испускания этого вещества наблюдается слишком мало линий. Поскольку в опытах Вуда давление было бы не очень низким, состояния, соответствующие большим значениям τ , не могли возникнуть; в спектре же поглощения наблюдается примерно 50 линий. В этих опытах, следовательно, наблюдалось поглощение, не сопровождающееся переходом между двумя стационарными состояниями. Согласно излагаемой здесь теории, мы должны предположить, что за этим поглощением следует испускание энергии, возвращающее систему в первоначальное состояние. Если между системами нет соударений, то эта энергия испускается в виде излучения, частота которого равна частоте поглощенного излучения; таким образом, происходит по существу не поглощение, а только рассеяние первоначального излучения. Действительное поглощение произойдет только в том случае, если благодаря соударениям эта энергия превратится в кинетическую энергию свободных частиц. По аналогии из описанного экспери-

¹ A. E i n s t e i n. Ann. d. Phys., 1905, 17, 146 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собрание научных трудов. М., 1966, т. III, стр. 104.— *Ред.*).

² R. W. W o o d. Physical Optics, 1911, S. 513 (см. перевод: Р. Вуд. Физическая оптика. М.—Л., 1936.— *Ред.*).

мента мы можем заключить, что связанный электрон — даже если не происходит ионизация — обладает поглощающим (рассеивающим) действием на монохроматическое излучение, как только частота излучения больше W/h , где W — общая энергия, выделенная при связывании электрона. Это говорит в пользу теории поглощения, подобной намеченной выше, поскольку в таком случае не может быть речи о совпадении частоты излучения с какой-либо характеристической частотой колебаний электрона. Мы увидим позже, что предположение о существовании поглощения, соответствующего переходу между двумя механическими состояниями, находится в полном согласии с предположением, что свободный электрон оказывает поглощающее (рассеивающее) действие на свет любой частоты. Соответствующие рассуждения справедливы и для испускания излучения.

По аналогии с используемым в настоящей работе предположением о том, что испускание излучения с линейчатым спектром соответствует рекомбинации атомов, после того как ранее были удалены один или несколько слабо связанных электронов, мы можем предположить, что монохроматическое рентгеновское излучение испускается при рекомбинации системы после предварительного удаления сильно связанного электрона, например, при соударении с катодными частицами¹. В следующей части настоящей работы, где речь будет идти о строении атома, мы рассмотрим этот вопрос подробнее и попытаемся показать, что расчет, основанный на этом допущении, находится в количественном согласии с результатами эксперимента. Здесь мы хотим лишь упомянуть об одной проблеме, с которой мы сталкиваемся при таких расчетах.

Опыты с рентгеновскими лучами позволяют думать, что на основе обычной электродинамики нельзя рассматривать не только испускание и поглощение излучения, но даже и соударения двух электронов, из которых один является связанным в атоме. Это, по-видимому, проще всего выявляется весьма показательными расчетами энергии β -частиц, недавно опубликованными Резерфордом². Эти расчеты наводят на мысль, что очень быстрый электрон, проходящий через атом и сталкивающийся со связанными электронами, теряет энергию определенными конечными квантами. Сразу видно, что этот вывод сильно отличается от результатов, которые получаются, если рассматривать столкновения на основе обычных законов механики. То, что классическая механика не дает правильного результата при рассмотрении такого вопроса, можно было заранее ожидать вследствие неприменимости закона равномерного распределения кинетической энергии вообще при рассмотрении взаимодействия между свободными

¹ Ср.: J. J. Thomson. Phil. Mag., 1912, 23, 456.

² E. Rutherford. Phil. Mag., 1912, 24, 453, 893.

и связанными в атоме электронами. Однако с точки зрения «механических» состояний мы увидим, что результат расчетов Резерфорда и отсутствие равномерного распределения кинетической энергии объясняются следующим согласующимся с приведенной выше аналогией предположением: два свободных или связанных сталкивающихся электрона находятся в механическом состоянии как до, так и после соударения. Очевидно, что принятие такого предположения не вызывает необходимости изменения классического подхода к столкновениям двух свободных частиц. Но из рассмотрения столкновения между свободным и связанным электронами вытекает, что связанный электрон не может приобретать энергию меньшую, чем разность энергий между двумя последовательными стационарными состояниями, а, следовательно, свободный электрон, сталкивающийся с ним, не может терять меньшее количество энергии.

Нет необходимости специально подчеркивать предварительный и гипотетический характер изложенных соображений. Однако мы намеревались показать, что указанное обобщение теории стационарных состояний может дать простую основу для описания ряда экспериментальных фактов, которые нельзя объяснить с помощью обычной электродинамики, и что использованные предположения не кажутся несовместимыми с экспериментальными данными о явлениях, удовлетворительное объяснение которых дают классическая динамика и волновая теория света.

§ 5. Основное состояние атомной системы

Вернемся теперь к основной теме настоящей статьи — рассмотрению основного состояния системы, состоящей из ядра и связанного электрона. Для системы, состоящей из ядра и вращающегося вокруг него электрона, это состояние согласно сказанному выше определяется условием, чтобы момент импульса электрона относительно ядра равнялся бы $h/2\pi$.

Согласно теории, изложенной в этой статье, единственным нейтральным атомом, имеющим только один электрон, является атом водорода. Основное состояние этого атома соответствует значениям a и ω , вычисленным на стр. 88. К сожалению, мы очень мало знаем о поведении атома водорода, так как при обычных температурах молекула водорода слабо диссоциирует. Чтобы получить возможность более детального сравнения с экспериментом, необходимо рассматривать более сложные системы.

Возможно, что в системах, где положительно заряженное ядро связывает несколько электронов, конфигурация электронов в состоянии, представляющимся основным, такова, что они располагаются в кольце вокруг ядра. При рассмотрении этой проблемы на основании обычной электродинамики мы сталкиваемся — помимо вопроса об излучении энер-

гии — с новыми трудностями, связанными с устойчивостью кольца. Оставим пока эту трудность и рассмотрим вначале размеры и частоту системы по теории излучения Планка.

Рассмотрим кольцо, состоящее из n электронов, вращающихся вокруг ядра с зарядом E и расположенных на равных угловых интервалах по окружности радиуса a .

Суммарная потенциальная энергия системы, состоящей из электронов и ядра, будет

$$P = - \frac{ne}{a} (E - es_n),$$

где

$$s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{s=n-1} \operatorname{cosec} \frac{s\pi}{n}.$$

Для радиальной составляющей силы, действующей на электрон со стороны ядра и остальных электронов, имеем

$$F = - \frac{1}{n} \frac{dP}{da} = - \frac{e}{a^2} (E - es_n).$$

Обозначая кинетическую энергию электрона через T , пренебрегая электромагнитными силами, возникающими при движении электрона (см. часть III), и считая действующую на электрон центростремительную силу равной радиальной составляющей силы, получаем

$$\frac{2T}{a} = \frac{e}{a^2} (E - es_n),$$

или

$$T = \frac{e}{2a} (E - es_n).$$

Отсюда для частоты обращения электронов находим

$$\omega = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e(E - es_n)}{ma^3}}.$$

Общее количество энергии W , которое необходимо сообщить системе, чтобы удалить электроны на бесконечно большое расстояние от ядра и друг от друга, равно

$$W = -P - nT = \frac{ne}{2a} (E - es_n) = nT,$$

т. е. суммарной кинетической энергии электронов.

Нетрудно видеть, что единственное различие между этой формулой и формулой для движения одного электрона по круговой орбите вокруг ядра состоит в замене E на $E - es_n$. Непосредственно видно также, что движению одного электрона по эллиптической орбите соответствует движение n электронов, каждый из которых движется по эллипсу с ядром в фокусе, причем в каждый момент времени электроны располагаются на равных угловых интервалах по окружности с центром в ядре. Большая ось орбиты и частота обращения отдельного электрона при таком движении определяются из формулы (1) на стр. 86, если в последней заменить E на $E - es_n$ и W на W/n . Примем теперь, что система из n электронов, вращающихся в кольце вокруг ядра, образована аналогично системе из одного электрона, вращающегося вокруг ядра. Таким образом, предполагается, что до своего присоединения к ядру электроны находились далеко от него и не обладали заметными скоростями, а присоединение сопровождалось испусканием монохроматического излучения. Как и в случае одного электрона, здесь общее количество энергии, испускаемой при связывании, равняется конечной кинетической энергии электронов.

Если теперь допустить, что при образовании системы электроны в каждое мгновение располагаются на равных угловых интервалах по окружности с центром в ядре, то по аналогии с расчетами на стр. 87 мы приходим к предположению о существовании ряда стационарных конфигураций, в которых кинетическая энергия одного электрона равна $\tau h\omega/2$, где τ — целое число, h — постоянная Планка, ω — частота обращения. Наибольшее количество энергии выделяется, как и раньше, при образовании конфигурации, для которой $\tau = 1$. Эту конфигурацию мы примем за основное состояние системы, если все электроны в этом состоянии находятся в одном кольце. Как и в случае одного электрона, момент импульса каждого электрона равен $h/2\pi$. Следует также отметить, что вместо рассмотрения отдельных электронов можно рассматривать кольцо как одно целое; это приведет к тому же результату, поскольку в таком случае частота обращения заменяется вычисленной из обычной электродинамики частотой $n\omega$ излучения всего кольца, а T заменяется полной кинетической энергией nT .

Могут существовать еще многие другие стационарные состояния, которые соответствуют другим способам образования системы. Существование таких состояний (см. стр. 93) представляется необходимым допустить для объяснения линейчатых спектров систем со многими электронами. На это указывает и упомянутая на стр. 88 теория Никольсона, к которой мы вскоре вернемся. Но насколько я могу судить, изучение спектров не указывает на существование стационарных состояний, при которых все электроны располагаются в одном кольце и которым соот-

ветствуют большие значения выделенной энергии, чем тем состояниям, которые мы называли основными.

Могут существовать и такие стационарные конфигурации электронов вокруг ядра с зарядом E , при которых не все электроны заключены в одном кольце. Но вопрос о существовании таких стационарных конфигураций не существен для определения основного состояния, поскольку мы предполагаем, что в таком состоянии все электроны заключены в одном кольце. Системы, соответствующие сложным конфигурациям, будут рассмотрены на стр. 105.

Если воспользоваться соотношением $T = h\omega/2$, то с помощью приведенных выше выражений для T и ω получим те значения a и ω , которые соответствуют основному состоянию системы и которые отличаются от определяемых формулами (3) на стр. 87 только заменой E на $E - es_n$.

Вопрос об устойчивости электронного кольца, вращающегося вокруг положительного заряда, весьма обстоятельно рассмотрен Дж. Дж. Томсоном¹. Никольсон² применил вычисления Томсона к рассмотренному здесь случаю кольца, вращающегося вокруг ядра, линейными размерами которого можно пренебречь. Изучение указанной проблемы, естественно, распадается на две части: первая касается устойчивости относительно смещения электронов в плоскости кольца, вторая — перпендикулярно этой плоскости. Как показывают расчеты Никольсона, ответ на вопрос об устойчивости весьма различен для обоих рассматриваемых случаев. Тогда как при смещениях второго рода кольцо вообще устойчиво, если число электронов невелико, по отношению к смещениям первого рода во всех рассмотренных Никольсоном случаях оно неустойчиво.

Однако в соответствии с принятой в настоящей работе точкой зрения вопрос об устойчивости при смещениях электронов в плоскости кольца тесно связан с вопросом о механизме связи электронов и не может быть рассмотрен на основе обычной динамики. В дальнейшем мы воспользуемся гипотезой, что устойчивость электронного кольца, вращающегося вокруг ядра, связана с условием универсального постоянства момента импульса в сочетании с дополнительным требованием, чтобы расположение частиц соответствовало наибольшему количеству выделенной при его образовании энергии. Мы покажем, что в отношении устойчивости при смещении электронов перпендикулярно плоскости кольца эта гипотеза эквивалентна той, которая принимается при обычных механических расчетах.

Вернемся к теории Никольсона о происхождении линий, замеченных в спектре солнечной короны. Мы увидим сейчас, что упомянутые на

¹ J. J. Thomson. Цит. соч.

² J. W. Nicholson. Цит. соч.

стр. 89 трудности, возможно, носят только формальный характер. Во-первых, исходя из приведенной точки зрения теряет силу возражение, касающееся неустойчивости системы относительно смещений электронов в плоскости кольца. Во-вторых, если допустить, что в случае спектра короны речь идет не о действительном испускании, а о рассеянии излучения, то возражение, касающееся излучения квантами, не будет относиться к указанным расчетам. Это допущение представляется вероятным, если принять во внимание условия на небесных телах. Благодаря колоссальной разреженности материи, число соударений, нарушающих стационарные состояния и порождающих действительное испускание света, соответствующее переходу между различными стационарными состояниями, будет сравнительно мало. С другой стороны, в солнечной короне существуют интенсивные световые возмущения всех частот, которые могут возбудить собственные колебания системы в различных стационарных состояниях. Если вышеуказанные предположения справедливы, мы приходим к совершенно другой форме законов, охватывающих рассмотренные Никольсоном спектральные линии, и законов, выясняющих рассмотренные в настоящей статье обычные линейчатые спектры.

При переходе к рассмотрению систем с более сложными свойствами мы воспользуемся следующей легко доказуемой теоремой. *В любой системе, состоящей из покоящегося ядра и электронов, движущихся по круговым орбитам со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света, кинетическая энергия численно равна половине потенциальной.*

С помощью этой теоремы мы приходим к тому же выводу, что и в случаях одного электрона и вращающегося вокруг ядра кольца. Общая энергия, выделяющаяся при образовании системы из частиц, бесконечно удаленных друг от друга и не обладающих скоростью друг относительно друга, равна кинетической энергии электронов при их окончательном расположении в системе.

Как и в предыдущем случае одного кольца, здесь мы приходим к предположению, что для каждого равновесного расположения должен существовать ряд геометрически подобных стационарных конфигураций системы, в которых кинетическая энергия каждого электрона равна частоте обращения, умноженной на $(\tau/2)h$, где τ — целое число, а h — постоянная Планка. Для каждого такого ряда стационарных конфигураций должна существовать одна, соответствующая наибольшему количеству выделенной энергии, которой отвечает $\tau = 1$ для каждого электрона. Принимая во внимание, что отношение кинетической энергии к частоте для частицы, вращающейся по круговой орбите, равно умноженному на π моменту импульса относительно центра орбиты, мы приходим к следующему простому обобщению гипотез, использованных на стр. 97 и 103.

В любой молекулярной системе, состоящей из положительно заряженных ядер и электронов, где ядра находятся в покое друг относительно друга, а электроны движутся по круговым орбитам, момент импульса относительно центра орбиты для каждого электрона в основном состоянии системы будет равняться $h/2\pi$, где h — постоянная Планка¹.

В соответствии с рассуждениями на стр. 104 допустим, что расположение, удовлетворяющее этому условию, устойчиво, если общая энергия системы при этом меньше, чем для любого другого близкого расположения, удовлетворяющего тому же условию для момента импульса.

Как уже подчеркивалось во введении, в следующей работе упомянутая выше гипотеза будет использована как основа теории строения атомов и молекул. Будет показано, что она ведет к результатам, которые находятся в согласии с экспериментальными данными о различных явлениях.

Основанием гипотезы служил исключительно ее вывод из теории излучения Планка. Позже была предпринята попытка шире осветить ее основу с другой точки зрения.

5 апреля 1913 г.

¹ В соображениях, приведших к этой формуле, мы допустили, что скорость электронов мала по сравнению со скоростью света. Границы применимости этого допущения будут обсуждены во второй части работы.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

СИСТЕМЫ, СОДЕРЖАЩИЕ ТОЛЬКО ОДНО ЯДРО

§ 1. Общие допущения

Поскольку мы следуем теории Резерфорда, будем считать, что атомы элементов состоят из положительно заряженного ядра, окруженного роем электронов. В ядре сосредоточена основная часть массы атома, а его размеры чрезвычайно малы по сравнению с расстояниями между окружающими его электронами.

Как и в предыдущей части работы, мы примем, что рой электронов образован последовательным связыванием ядром электронов, ранее почти покоящихся; при этом связывание сопровождается излучением энергии. Это происходит до тех пор, пока общий отрицательный заряд связанных электронов становится равным положительному заряду ядра. Система, следовательно, становится нейтральной и уже не в состоянии действовать с заметной силой на электроны, расстояния которых от ядра велики по сравнению с размерами орбит связанных электронов. Рассмотрим в качестве примера такого процесса образование атомов гелия из α -частиц, которые, согласно принятому здесь взгляду, представляют собой ядра атомов гелия.

Благодаря ограниченному размеру ядра его внутреннее строение не будет оказывать заметного влияния на структуру электронного роя, а поэтому не будет сказываться на обычных физических и химических свойствах атома. Последние зависят только от общего заряда и массы ядра; внутреннее строение ядра влияет только на явления радиоактивности.

Из результатов опытов по рассеянию α -лучей Резерфорд¹ установил, что заряд ядра соответствует числу электронов в атоме, равному примерно половине атомного веса. Этот результат, по-видимому, совпадает с результатом вычисления числа электронов в атоме из опытов по рассеянию рентгеновских лучей². Совокупность всех экспериментальных данных подтверждает гипотезу³, что действительное число электронов

¹ См. также: Geiger, Marsden. Phil. Mag., 1913, 25, 604.

² См.: C. G. Barkla. Phil. Mag., 1911, 21, 648.

³ A. v. d. Broek. Phys. Zs., 1913, 14, 32.

в нейтральном ядре за некоторым исключением равно числу, указывающему место данного элемента в системе элементов, расположенных по возрастающим атомным весам. По этим воззрениям атом кислорода, например, являющийся восьмым элементом периодической системы, имеет 8 электронов и ядро, несущее 8 единичных зарядов.

Предположим, что электроны расположены на равных угловых интервалах в коаксиальных кольцах, вращающихся вокруг ядра. Для определения частоты и размеров кольца используем основную гипотезу из части I, а именно, что в основном состоянии атома момент импульса каждого электрона относительно центра своей орбиты равен универсальной величине $h/2\pi$, где h — постоянная Планка. Условием устойчивости мы считаем минимум энергии системы при данном расположении по сравнению со всеми другими близкими расположениями, удовлетворяющими тому же условию для момента импульса электронов.

Если известны заряд ядра и число электронов в различных кольцах, то, как это будет показано в § 2, условие для момента импульса электронов полностью определяет расположение электронов в системе, т. е. частоту обращения и линейные размеры колец. Но благодаря возможности различного распределения электронов в кольцах, расположение, удовлетворяющее одновременно условию для момента импульса и условию устойчивости, не является единственным.

В § 3 и 4 будет показано, что на основе общих представлений об образовании атомов мы приходим к выводам о расположении электронов в кольцах, которые согласуются с вытекающими из химических свойств элементов.

В § 5 будет показано, что теория позволяет вычислить минимальную скорость катодных лучей, необходимую для возбуждения характеристического рентгеновского излучения; эта величина хорошо согласуется с экспериментальными данными.

В § 6 кратко рассматривается отношение теории к явлениям радиоактивности.

§ 2. Конфигурация и устойчивость системы

Рассмотрим электрон с массой m и зарядом e , вращающийся по круговой орбите радиуса a со скоростью v , малой по сравнению со скоростью света. Радиальную силу, действующую на электрон, обозначим через $(e^2/a^2) F$; F в общем случае зависит от a . Условие динамического равновесия гласит

$$\frac{mv^2}{a} = \frac{e^2}{a^2} F.$$

Вводя условие универсального постоянства момента импульса электронов, имеем

$$mva = \frac{h}{2\pi}.$$

Тогда из обоих условий получаем

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m} F^{-1} \quad \text{и} \quad v = \frac{2\pi e^2}{h} F, \quad (1)$$

и отсюда для частоты обращения

$$\omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} F^2. \quad (2)$$

Если F известно, размеры и частота упомянутых орбит определяются просто из формул (1) и (2). Для кольца из n электронов, вращающегося вокруг ядра с зарядом $+ne$, имеем (ср. часть I, стр. 102)

$$F = N - s_n, \quad \text{где} \quad s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{n-1} \operatorname{cosec} \frac{s\pi}{n}.$$

Значения s_n от $n = 1$ до $n = 16$ даны в таблице на стр. 112.

Мы показали (см. часть I, стр. 105), что для систем, состоящих из ядер и электронов, вращающихся вокруг них по круговым орбитам со скоростями, малыми по сравнению со скоростью света, суммарная кинетическая энергия электронов равна общему количеству энергии, испущенной при образовании системы из первоначального расположения, в котором частицы покоились и находились бесконечно далеко друг от друга. Если обозначить эту энергию через W , имеем

$$W = \sum \frac{m}{2} v^2 = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \sum F^2. \quad (3)$$

Если в соотношениях (1), (2) и (3) подставить значения $e = 4,7 \cdot 10^{-10}$, $e/m = 5,31 \cdot 10^{-17}$ и $h = 6,5 \cdot 10^{-27}$, получим

$$\begin{aligned} a &= 0,55 \cdot 10^{-8} F^{-1}, & v &= 2,1 \cdot 10^8 F, \\ \omega &= 6,2 \cdot 10^{15} F^2, & W &= 2,0 \cdot 10^{-11} \sum F^2. \end{aligned} \quad (4)$$

В первой части работы мы пренебрегли магнитными силами, возникающими при движении электронов; это означает, что предполагалась малая скорость частиц по сравнению со скоростью света. Приведенные выше расчеты показывают, что это осуществляется, если F мало по сравне-

нию с 150. Как мы увидим, последнее условие выполняется для всех электронов в атомах элементов с небольшим атомным весом и для большей части электронов в атомах других элементов.

Если скорость электронов не мала по сравнению со скоростью света, то постоянство момента импульса уже не предопределяет постоянства отношения между энергией и частотой обращения. В этом случае на основе соображений части I без введения новых допущений нельзя определить расположение электронов в системе. Но дальнейшее рассмотрение показывает, что постоянство момента импульса все-таки остается главным условием. Если применять это условие к скоростям, не малым по сравнению со скоростью света, то мы получим то же выражение для v , что и в (1), с той лишь разницей, что величина m в выражениях для a и ω

заменяется на $m/\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$, а в выражении для W — на

$$m \cdot 2 \frac{c^2}{v^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \right).$$

Как уже установлено в части I, основанный на обычной механике расчет показывает, что кольцо электронов, вращающееся вокруг ядра, вообще неустойчиво при смещениях электронов в плоскости кольца. Чтобы избежать этой трудности, мы предположили, что обычные принципы механики столь же мало применимы при рассмотрении упомянутой проблемы, как и при рассмотрении механизма связывания электронов. Мы также предположили, что устойчивость относительно таких смещений обеспечена введением гипотезы универсального постоянства момента импульса электронов.

Как легко показать, последнее предположение включено в § 1 в условие устойчивости. Рассмотрим кольцо электронов, вращающееся вокруг ядра, и допустим, что система находится в динамическом равновесии, причем a_0 — радиус кольца, v_0 — скорость электронов, T_0 — общая кинетическая энергия и P_0 — потенциальная энергия. Как показано в части I (стр. 102), $P_0 = -2T_0$. Рассмотрим сначала такую конфигурацию системы, при которой под влиянием внешних сил электроны вращаются вокруг ядра с одинаковым моментом импульса в кольце радиуса $a = \alpha a_0$. В этом случае $P = (1/\alpha)P_0$ и вследствие одинаковости моментов импульса $v = (1/\alpha)v_0$ и $T = (1/\alpha)^2 T_0$. Если использовать соотношение $P_0 = -2T_0$, то получим

$$P + T = \frac{1}{\alpha} P_0 + \frac{1}{\alpha^2} T_0 = P_0 + T_0 + T_0 \left(1 - \frac{1}{\alpha} \right)^2.$$

Мы видим, что общая энергия при новой конфигурации больше, чем при первоначальной. Согласно условию устойчивости § 1, система устой-

чива при рассмотренном смещении. В этой связи нужно отметить сделанное в части I предположение, что частота испускаемого или поглощаемого системой излучения не может определяться частотами колебаний электронов в плоскости орбит, как это вытекает из расчетов с помощью обычной механики. Напротив, мы предположили, что частота излучения определяется условием $h\nu = E$, где ν — частота, h — постоянная Планка, E — разность в энергиях двух различных стационарных состояний системы.

Для исследования устойчивости электронного кольца, вращающегося вокруг ядра, относительно смещений электронов, перпендикулярных к плоскости кольца, рассмотрим расположение системы, при котором электроны смещены соответственно на $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$, и примем, что электроны под действием внешних сил вращаются по круговым орбитам вокруг оси системы в плоскостях, параллельных первоначальным плоскостям, с теми же радиусами и моментами импульса, как и раньше. Кинетическая энергия при смещении меняется; если пренебречь степенями $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$ выше второй, то прирост потенциальной энергии имеет вид

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{a^3} N \sum (\delta z)^2 - \frac{1}{32} \frac{e^2}{a^2} \sum \sum \left| \operatorname{cosec}^3 \frac{\pi(r-s)}{n} \right| (\delta z_r - \delta z_s)^2,$$

где a — радиус кольца, Ne — заряд ядра, n — число электронов. Согласно условию устойчивости § 1, система будет устойчивой при рассматриваемых смещениях, если приведенное выше выражение положительно для произвольных значений $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_n$. Простым расчетом можно показать, что последнее требование эквивалентно условию

$$N > p_{n,0} - p_{n,m}, \quad (5)$$

где m — целое число (меньшее n), для которого

$$p_{n,k} = \frac{1}{8} \sum_{s=1}^{s=n-1} \cos 2k \frac{s\pi}{n} \operatorname{cosec}^3 \frac{s\pi}{n}$$

имеем наименьшее значение. Это условие идентично условию равновесия, выведенного на основе рассуждений обычной механики для смещений электронов перпендикулярно плоскости кольца¹.

Для наглядной иллюстрации представим себе, что рассматриваемые смещения вызваны внешними силами, действующими на электрон параллельно оси кольца. Если смещения происходят бесконечно медленно, то движение электронов в каждое мгновение происходит нормально перво-

Ср.: J. W. Nicholson. Month. Not. Roy. Astr. Soc., 1912, 72, 52.

начальной плоскости кольца; момент импульса каждого электрона относительно центра своей круговой орбиты, очевидно, равен первоначальному значению. Прирост потенциальной энергии системы будет равняться работе внешних сил, вызвавших смещения. С помощью таких рассуждений мы приходим к допущению, что в противоположность случаю колебаний в плоскости кольца обычная механика может применяться при расчете колебаний электронов, перпендикулярных плоскости кольца. Это предположение подтверждается согласием с наблюдениями, выполненными Никольсоном в связи с его теорией о происхождении линий в спектрах солнечной короны и звездных туманностей (см. часть I, стр. 89 и 104). Кроме того, позже будет показано, что это предположение согласуется и с опытами по дисперсии.

Значения s_n и $p_{n,0} - p_{n,m}$ от $n = 1$ до $n = 16$ даны в табл. 1.

Таблица 1

n	s_n	$p_{n,0} - p_{n,m}$	n	s_n	$p_{n,0} - p_{n,m}$
1	0	0	9	3,328	13,14
2	0,25	0,25	10	3,863	18,13
3	0,577	0,58	11	4,416	23,60
4	0,957	1,41	12	4,984	30,80
5	1,377	2,43	13	5,565	38,57
6	1,828	4,25	14	6,159	48,38
7	2,305	6,35	15	6,764	58,83
8	2,805	9,56	16	7,379	71,65

Из таблицы видно, что число электронов, которые могут вращаться вокруг ядра с зарядом Ne в одном кольце, очень медленно растет с увеличением N ; для $N = 20$ наибольшее значение $n = 10$; для $N = 40$, $n = 13$; для $N = 60$, $n = 15$. Мы видим далее, что рой из n электронов не может вращаться вокруг ядра с зарядом ne в единственном кольце, если только n не меньше 8.

Выше мы предполагали, что электроны движутся под влиянием стационарной радиальной силы и что их орбиты в точности круговые. Первое условие не выполняется, если рассматриваемая система содержит несколько электронных колец, вращающихся с разными частотами. Если же расстояние между кольцами не мало по сравнению с их радиусами, а отношение частот не близко к единице, то отклонение орбиты от круговой очень мало. Тогда движение электронов почти идентично установленному

из допущения, что заряд электронов равномерно распределен по кольцу. Если отношение радиусов колец не близко к единице, то получаемые из этого допущения условия устойчивости можно считать достаточными.

В § 1 мы предположили, что электроны в атоме вращаются в коаксиальных кольцах. Расчет показывает, что плоскости колец могут разделиться только в случае систем, содержащих большое число электронов; в системах, содержащих ограниченное число электронов, все кольца лежат в одной единственной плоскости, проходящей через ядро. Простоты ради мы будем рассматривать только последние.

Рассмотрим электрический заряд E , равномерно распределенный по окружности радиуса a . В точке, расположенной на расстоянии z от плоскости и r от оси кольца, электростатический потенциал задается выражением

$$U = \frac{1}{\pi} E \int_0^{\pi} \frac{d\vartheta}{\sqrt{a^2 + r^2 + z^2 - 2ar \cos \vartheta}}.$$

Если положить $z = 0$ и $r/a = \operatorname{tg}^2 \alpha$ и использовать обозначение

$$K(\alpha) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\vartheta}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \vartheta}},$$

то для радиальной силы, действующей на электрон в некоторой точке плоскости кольца, получим

$$e \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{Ee}{r^2} Q(\alpha),$$

где

$$Q(\alpha) = \frac{2}{\pi} \sin^4 \alpha [K(2\alpha) - \operatorname{ctg} \alpha \cdot K'(2\alpha)].$$

Соответствующая сила, перпендикулярная плоскости кольца, на расстоянии r от центра кольца на небольшом расстоянии δz от его плоскости будет равна

$$e \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{Ee\delta z}{r^3} R(\alpha),$$

где

$$R(\alpha) = \frac{2}{\pi} \sin^6 \alpha [K(2\alpha) + \operatorname{tg}(2\alpha) \cdot K'(2\alpha)].$$

Краткая таблица функций $Q(\alpha)$ и $R(\alpha)$ дана на стр. 115.

Далее рассмотрим систему, содержащую некоторое число концентрических электронных колец, вращающихся в одной и той же плоскости

вокруг ядра с зарядом Ne . Пусть радиусы колец будут a_1, a_2, \dots , а число электронов на различных кольцах — n_1, n_2, \dots .

Положив $a_r/a_s = \operatorname{tg}^2 \alpha_{r,s}$, получим для радиальной силы, действующей на электрон в r -м кольце,

$$\frac{e^2}{a_r^2} F_r,$$

где

$$F_r = N - s - \sum n_s Q(\alpha_{r,s}).$$

Суммирование проводится по всем кольцам, за исключением рассматриваемого.

Если распределение электронов в различных кольцах известно, то по формуле (1) на стр. 109 с помощью вышеизложенного можно определить a_1, a_2, \dots . Расчет можно провести путем последовательных приближений; при этом мы исходим из значений для величин α и по ним вычисляем величины F , а затем вновь определяем значения α по формуле (1), что дает $F_s/F_r = a_r/a_s = \operatorname{tg}^2(\alpha_{r,s})$ и т. д.

Как и в случае единственного кольца, мы здесь также предположим, что система устойчива относительно смещений электронов в плоскости своей орбиты. При расчете, подобном приведенному на стр. 111, строго говоря, нужно учитывать взаимодействие колец. Это взаимодействие приведет к тому, что величины F в отличие от случая единственного вращающегося кольца не будут уже постоянными; они будут меняться с радиусами колец. Но если отношение радиусов колец не очень близко к единице, то изменение F слишком мало, чтобы влиять на результат расчета.

Если мы рассматриваем устойчивость системы относительно смещений электронов перпендикулярно плоскости кольца, то необходимо делать различие между смещениями, при которых центр тяжести электронов в отдельных кольцах остается неизменным, и смещениями, при которых все электроны сдвигаются внутри колец в том же направлении. Условие стабильности для смещений первого рода вытекает из условия (5) на стр. 111, если для каждого кольца заменить N величиной G_r . Эта величина определяется из условия, чтобы $e^2/a_r^3 G_r \delta z$ было равно перпендикулярной (плоскости кольца) составляющей той силы, которая действует на электрон, испытывающий малое смещение δz , со стороны ядра и электронов других колец. Используя те же обозначения, что и выше, получаем

$$G_r = N - \sum n_s R(\alpha_{r,s}).$$

Если все электроны одного из колец смещаются внешними силами в одном и том же направлении, то подобное смещение вызовет соответ-

ствующее смещение электронов в остальных кольцах и это воздействие окажет влияние на устойчивость. Рассмотрим, например, систему m концентрических колец, вращающихся в одной плоскости вокруг ядра с зарядом Ne и допустим, что в различных кольцах электроны смещены перпендикулярно этой плоскости соответственно на $\delta z_1, \delta z_2, \dots, \delta z_m$. В принятых здесь обозначениях прирост потенциальной энергии системы имеет вид

$$\frac{1}{2} N \sum n_r \frac{e^2}{a_n^3} (\delta z_n)^2 - \frac{1}{4} \sum \sum n_r n_s \frac{e^2}{a_r^3} R(\alpha_{r,s}) (\delta z_r - \delta z_s)^2.$$

Условие стабильности утверждает, что это выражение должно быть положительным для произвольных значений $\delta z_1, \dots, \delta z_m$. Это условие можно просто учесть обычным способом. По сравнению с условием устойчивости относительно рассмотренных выше смещений это условие не оказывает заметного влияния, за исключением случаев, когда система содержит различные кольца с небольшим числом электронов.

Значения $Q(\alpha)$ и $R(\alpha)$ для α от $\alpha = 20^\circ$ до $\alpha = 70^\circ$, дающие представление о порядке величины этих функций, приведены в табл. 2.

Таблица 2

α	$\text{tg}^2 \alpha$	$Q(\alpha)$	$R(\alpha)$	α	$\text{tg}^2 \alpha$	$Q(\alpha)$	$R(\alpha)$
20	0,132	0,001	0,002	50	1,420	1,708	4,438
25	0,217	0,005	0,011	55	2,040	1,233	1,839
30	0,333	0,021	0,048	60	3,000	1,093	1,301
35	0,490	0,080	0,217	65	4,599	1,037	1,115
40	0,704	0,373	1,549	70	7,548	1,013	1,041
45	1,000	—	—				

Величина $\text{tg}^2 \alpha$ в этой таблице означает отношение радиусов колец ($\text{tg}^2 \alpha = a_r/a_s$). Значения $Q(\alpha)$ показывают, что, если только отношение радиусов колец не близко к единице, воздействие внешних колец на размеры внутренних очень мало, а соответствующее воздействие внутренних колец на внешние приблизительно компенсирует действие части заряда ядра соответственно числу электронов в кольце. Значения $R(\alpha)$ показывают, что воздействие внешних колец на устойчивость внутренних, хоть и больше, чем влияние на их размеры, все-таки мало. Но если значение отношения радиусов не очень велико, воздействие внутренних колец на стабильность внешних заметно больше, чем нужно для нейтрализации соответствующей части заряда ядра.

Наибольшее число электронов, которое может содержаться во внутреннем кольце без нарушения его устойчивости, примерно равно вычисленному на стр. 112 для единственного кольца, вращающегося вокруг ядра. Однако для внутренних колец мы получаем значительно меньшие числа, чем соответствующие условию (5) при замене Ne общим зарядом ядра и электронов внутреннего кольца.

Если система колец, вращающихся вокруг ядра в одной плоскости, устойчива относительно малых смещений электронов, перпендикулярных этой плоскости, то в общем не существует таких устойчивых расположений колец, удовлетворяющих условию постоянства моментов импульсов электронов, при которых все кольца не лежали бы в этой плоскости. Исключение встречается только в особом случае двух колец с одинаковым числом электронов. В этом случае возможно устойчивое расположение, при котором оба кольца имеют одинаковые радиусы и вращаются вокруг ядра на равных расстояниях в параллельных плоскостях, причем электроны в одном кольце расположены как раз напротив свободных промежутков в другом кольце. Но последнее расположение неустойчиво, если будет устойчивым расположение, при котором все электроны обоих колец находятся внутри одного кольца.

§ 3. Строение атомов, имеющих очень малое число электронов

Как упоминалось в § 1, условие универсального постоянства моментов импульсов электронов вместе с условием устойчивости в большинстве случаев недостаточно, чтобы полностью определить свойства систем. В этом и последующих параграфах сделана попытка, используя известные свойства рассматриваемых элементов, получить указания о возможных расположениях электронов в атомах на основе общей точки зрения об образовании атомов. При этом мы примем, что число электронов в атоме равно порядковому номеру элемента в ряду элементов, расположенных в порядке возрастания атомного веса. Исключения из этого правила будут допускаться только в тех местах, где были замечены отклонения от периодического закона химических свойств элементов. Чтобы ясно показать применяемые принципы, мы в дальнейшем рассмотрим подробно те атомы, которые содержат очень мало электронов.

Ради простоты будем понимать под символом N (n_1, n_2, \dots) такую плоскую систему электронных колец, вращающихся вокруг ядра с зарядом Ne , которая удовлетворяет условию моментов импульсов электронов с использованной в § 2 точностью. Здесь n_1, n_2, \dots , — числа электронов в кольцах, считая с внутреннего кольца. Через a_1, a_2, \dots , и $\omega_1, \omega_2, \dots$

обозначим соответственно радиусы и частоты обращения колец в той же последовательности. Общее количество энергии W , испускаемое при образовании системы, будет обозначаться просто $W [N (n_1, n_2, \dots)]$.

$N = 1$

Водород

В части I работы мы рассмотрели связывание электрона положительным ядром с зарядом e и показали, что бальмеровский спектр водорода можно объяснить на основе предположения о существовании ряда стационарных состояний, в которых момент импульса электронов относительно ядра равен целому кратному величине $h/2\pi$, где h — постоянная Планка. Для частот спектра была найдена формула

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{1}{\tau_1^2} \right),$$

где τ_1 и τ_2 — целые числа. Подставляя сюда использованные на стр. 109 значения e , m , h , для сомножителя перед скобками получаем¹ $3,1 \cdot 10^{15}$; значение постоянной, полученной для бальмеровского спектра равно $3,290 \cdot 10^{15}$.

Для основного состояния нейтрального атома водорода из формул (1) и (2) § 2, положив $F = 1$, получим

$$1 (1): \quad a = \frac{h^2}{4\pi e^2 m} = 0,55 \cdot 10^{-8}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} = 6,2 \cdot 10^{15},$$

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} = 2,0 \cdot 10^{-11}.$$

Эти значения соответствуют ожидаемому порядку величины. Для W/e получаем 0,043, что соответствует 13 e . Величина ионизационного потенциала атома водорода, вычисленная Дж. Дж. Томсоном из опытов с положительными лучами, равна 11 e^2 . Другими данными для атома водорода мы не располагаем. Ради краткости мы в дальнейшем будем

¹ Это значение вычислено в первой части работы. Если воспользоваться значениями $e = 4,78 \cdot 10^{-10}$ (см.: R. A. Millikan. Brit. Assoc. Rep., 1912, S. 410), $\frac{e}{m} = 5,31 \cdot 10^{17}$ (см. P. Gmelin. Ann. d. Phys., 1909, 28, 1086 и A. H. Bucherer. Ann. d. Phys., 1912, 37, 597) и $\frac{e}{h} = 7,27 \cdot 10^{16}$ (вычислено по теории Планка из опытов Э. Варбурга, Г. Лейтхаузера, Э. Гупки и К. Мюллера, Ann. d. Phys., 1913, 40, 611), то получим $\frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} = 3,26 \cdot 10^{15}$ в очень хорошем согласии с наблюдениями.

² J. J. Thomson. Phil. Mag., 1912, 24, 218.

обозначать значения a , ω , W , соответствующие конфигурации 1 (1), через a_0 , ω_0 , W_0 .

При расстояниях от ядра, больших по сравнению с a_0 , система 1 (1) не будет действовать с заметной силой на свободные электроны. Поскольку конфигурация

$$1 (2) \quad a = 1,33a_0, \quad \omega = 0,563\omega_0, \quad W = 1,13W_0$$

соответствует большему значению W , чем конфигурация 1(1), можно ожидать, что атом водорода при известных условиях может приобретать отрицательный заряд. Это согласуется с опытами над положительными лучами. Поскольку энергия $W[1 (3)]$ равна только 0,54, нельзя ожидать, что атом водорода способен приобретать двойной отрицательный заряд.

$N = 2$

Гелий

Как мы показали в первой части, используя те же предпосылки, что и для водорода, нужно ожидать, что при связывании одного электрона ядром с зарядом $2e$ испускается излучение, спектр которого можно представить формулой

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left[\frac{1}{(\tau_2/2)^2} - \frac{1}{(\tau_1/2)^2} \right].$$

Этот спектр содержит в себе серию, обнаруженную Пикерингом в звезде ζ Кормы, а также спектр, полученный недавно Фаулером при опытах с вакуумными трубками, заполненными смесью водорода и гелия. Эти спектры вообще приписывались водороду.

Для основного состояния положительно заряженного атома гелия получаем

$$2 (1) \quad a = \frac{1}{2} a_0, \quad \omega = 4\omega_0, \quad W = 4W_0.$$

При расстояниях от ядра, больших по сравнению с радиусом орбиты связанного электрона, можно с достаточной точностью считать, что система 2 (1) действует на электрон, подобно простому ядру с зарядом e . Поэтому для системы, состоящей из двух электронов и одного ядра с зарядом $2e$, мы можем допустить существование ряда стационарных состояний, в которых более слабо связанный электрон движется приблизительно таким же образом, как и электрон в стационарном состоянии атома водорода. Из такого допущения мы уже исходили в первой части при попытке объяснить появление постоянной Ридберга в формуле линейчатого спектра какого-либо элемента. Но мы вряд ли можем допустить существование устойчивой конфигурации, в которой два электрона обладают одинаковым моментом

импульса при вращении вокруг ядра и движутся по разным орбитам, одна из которых лежит внутри другой. При таком расположении орбит электроны будут настолько близко один от другого, что отклонения орбит от круговых будут очень большими. Поэтому для нейтрального атома гелия мы примем за основное состояние конфигурации

$$2(2) \quad a = 0,571a_0, \quad \omega = 3,06\omega_0, \quad W = 6,13W_0.$$

Поскольку

$$W [2(2)] - W [2(1)] = 2,13W_0,$$

мы видим, что в нейтральном атоме гелия оба электрона связаны сильнее, чем электрон в атоме водорода. Используя значения, приведенные на стр. 117, получаем

$$2,13 \frac{W_0}{e} = 27 \text{ в} \quad \text{и} \quad 2,13 \frac{W_0}{h} = 6,6 \cdot 10^{15} \text{ 1/сек.}$$

Эти величины того же порядка, что и измеренный¹ ионизационный потенциал гелия, равный 20,5 эв, и частота ультрафиолетового поглощения гелия, измеренная в опытах по дисперсии², $5,9 \cdot 10^{15}$ 1/сек.

Указанную частоту можно приписывать колебаниям в плоскости кольца (см. стр. 111). Вычисленная обычным способом (см. стр. 112) частота колебаний всего кольца, перпендикулярных его плоскости, $\nu = 3,27\omega_0$. Тот факт, что последняя частота велика по сравнению с наблюдаемой, объясняет, почему число электронов в атоме гелия, вычисленное по теории Друде из опытов с дисперсией, равно приблизительно двум третям от ожидаемого (если возьмем $e/m = 5,3 \cdot 10^{17}$, то вычисленное значение равно 1,2).

Для системы, состоящей из ядра гелия и трех электронов, получим

$$2(3) \quad a = 0,703a_0, \quad \omega = 2,02\omega_0, \quad W = 6,07W_0.$$

Поскольку для этой конфигурации W меньше, чем для 2(2), теория показывает, что атом гелия не может приобретать отрицательный заряд. Это согласуется с тем опытным фактом, что атомы гелия не обладают «средством» к свободным электронам³.

¹ J. Franck, G. Hertz. Verh. d. D. Phys. Ges., 1913, 15, 34.

² C. und M. Cuthbertson. Proc. Roy. Soc., (A), 1910, 84, 13. В одной из предыдущих работ (Phil. Mag., Jan. 1913) автор воспользовался полученными К. и М. Кэтберстонами значениями показателя преломления гелия, считая, что они относятся к давлению лишь в одну атмосферу, однако эти значения относятся к давлению в две атмосферы. Поэтому вычисленное там по теории Друде число электронов в атоме гелия должно быть разделено на 2.

³ См.: J. Franck. Verh. d. D. Phys. Ges., 1910, 12, 613.

В третьей части работы будет показано, что теория предлагает очень простое объяснение странному различию между атомами водорода и гелия в отношении их стремления к образованию молекул.

$N = 3$

Литий

По аналогии со случаями водорода и гелия следовало бы ожидать, что в спектре излучения, сопровождающего связывание электрона ядром с зарядом Ze , частоты будут выражаться формулой

$$\nu = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \left[\frac{1}{(\tau_2/3)^2} - \frac{1}{(\tau_1/3)^2} \right].$$

Большая энергия, которую необходимо затратить для удаления всех связанных в атоме лития электронов (см. ниже), приводит к тому, что указанный спектр может наблюдаться только в исключительных случаях.

Недавно Никольсон¹ обратил внимание на то обстоятельство, что в спектрах определенных звезд, в которых пиккеринговский спектр проявляется особенно ярко, появляются некоторые линии, частоты которых в хорошем приближении выражаются формулой

$$\nu = K \left[\frac{1}{4} - \frac{1}{(m \pm 1/3)^2} \right],$$

где K — та же постоянная, что и в бальмеровском спектре водорода. Исходя из аналогии с бальмеровским и пиккеринговским спектрами Никольсон указал, что эти линии могут быть приписаны водороду.

Нетрудно видеть, что упомянутые Никольсоном линии можно представить приведенной выше формулой, если взять $\tau_2 = 6$. Они соответствуют $\tau_1 = 10, 13$ и 14 ; если взять $\tau_2 = 6$, $\tau_1 = 9, 12$ и 15 , получаем линии, которые совпадают с линиями обычного бальмеровского спектра водорода. Если в указанной выше формуле положить $\tau_2 = 1, 2$ и 3 , получим серии линий в ультрафиолете. Принимая $\tau_2 = 4$, получаем единственную линию в видимой области спектра, именно для $\tau_1 = 5$; это дает $\nu = 6,662 \cdot 10^{14}$, или длину волны $\lambda = 4503 \cdot 10^{-8}$ см, что очень хорошо совпадает с длиной волны $\lambda = 4504 \cdot 10^{-8}$ см одной из линий неизвестного происхождения в таблице, приведенной Никольсоном. Но в этой таблице, однако, нет линий, соответствующих $\tau_2 = 5$.

Для основного состояния атома лития с двумя положительными зарядами получаем конфигурацию

$$3(1) \quad a = \frac{1}{3} a_0, \quad \omega = 9\omega_0, \quad W = 9W_0.$$

¹ J. W. Nicholson. Monthl. Not. Roy. Astr. Soc., 1913, 73, 382.

Вероятность основного состояния, в котором два электрона движутся по разным орбитам, для лития еще меньше, чем для гелия, так как отношение между радиусами круговых орбит еще ближе к единице. Для атома лития с одним единственным положительным зарядом примем следующую конфигурацию:

$$3(2) \quad a = 0,364a_0, \quad \omega = 7,56\omega_0, \quad W = 15,13W_0.$$

Так как $W [3(2)] - W [3(1)] = 6,13W_0$, мы видим, что первые два электрона связаны очень сильно по сравнению с электроном в атоме водорода, они даже сильнее связаны, чем электроны в атоме гелия.

Из рассмотрения химических свойств можно ожидать следующую конфигурацию электронов в нейтральном атоме лития:

$$3(2,1) \quad \begin{aligned} a_1 &= 0,362a_0, & \omega_1 &= 7,65\omega_0, \\ a_2 &= 1,182a_0, & \omega_2 &= 0,716\omega_0, \end{aligned} \quad W = 16,02W_0.$$

Эту конфигурацию можно считать в высокой степени вероятной и с динамической точки зрения. Отклонение орбиты внешнего электрона от круговой весьма ограничено, отчасти из-за большой величины отношения между радиусами и отношения между частотами орбит внутренних и внешнего электронов, отчасти из-за симметричного расположения внутренних электронов. Вследствие этого кажется вероятным, что эти три электрона сами по себе не располагаются в единственном кольце и образуют систему:

$$3(3) \quad a = 0,413a_0, \quad \omega = 5,87\omega_0, \quad W = 17,61W_0,$$

хотя энергия W для этой конфигурации больше, чем для $3(2,1)$.

Поскольку $W [3(2,1)] - W [3(2)] = 0,89W_0$, мы видим, что внешний электрон в конфигурации $3(2,1)$ связан даже слабее, чем в атоме водорода. Разница в прочности связи соответствует разнице ионизационных потенциалов в $1,4$ эв. Явным различием между электроном водорода и внешним электроном лития является и большая склонность последнего выходить из плоскости орбиты. Рассмотренная в § 2 величина G , которая является своего рода мерой устойчивости при смещениях, перпендикулярных этой плоскости, для внешнего электрона лития равна только $0,55$, тогда как для водорода она составляет 1 . Это может иметь значение для объяснения явного стремления атома лития приобретать положительный заряд в химических соединениях с другими элементами.

Для возможно существующего отрицательно заряженного атома лития можно ожидать следующие конфигурации:

$$3(2,2) \quad \begin{aligned} a_1 &= 0,362a_0, & \omega_1 &= 7,64\omega_0, \\ a_2 &= 1,516a_0, & \omega_2 &= 0,436\omega_0, \end{aligned} \quad W = 16,16W_0.$$

Однако нужно отметить, что мы не располагаем подробными сведениями о свойствах в атомарном состоянии как лития и водорода, так и большинства дальше рассматриваемых элементов.

$N = 4$

Бериллий

Из соображений, аналогичных обсуждавшимся для гелия и лития, можно допустить следующие ступени образования нейтрального атома бериллия:

4(1)	$a = 0,25a_0,$	$\omega = 16\omega_0,$	$W = 16W_0,$
4(2)	$a = 0,267a_0,$	$\omega = 14,06\omega_0,$	$W = 28,13W_0,$
4(2,1)	$a_1 = 0,263a_0,$	$\omega_1 = 14,46\omega_0,$	$W = 31,65W_0,$
	$a_2 = 0,605a_0,$	$\omega_2 = 2,74\omega_0,$	
4(2,2)	$a_1 = 0,262a_0,$	$\omega_1 = 14,60\omega_0,$	$W = 33,61W_0,$
	$a_2 = 0,673a_0,$	$\omega_2 = 2,21\omega_0,$	

несмотря на то, что конфигурации

4(3)	$a = 0,292a_0,$	$\omega = 11,71\omega_0,$	$W = 35,14W_0,$
4(4)	$a = 0,329a_0,$	$\omega = 9,26\omega_0,$	$W = 37,04W_0,$

соответствуют меньшим значениям общей энергии, чем 4(2,1) и 4(2,2).

По аналогии для конфигурации возможного отрицательно заряженного атома получаем

4(2,3)	$a_1 = 0,263a_0,$	$\omega_1 = 14,51\omega_0,$	$W = 33,66W_0.$
	$a_2 = 0,803a_0,$	$\omega_2 = 1,55\omega_0,$	

Если сравнить внешнее кольцо рассматриваемого атома с кольцом атома гелия, то видно, что наличие в атоме бериллия внутреннего кольца из двух электронов существенно меняет свойства внешнего кольца. Частично это происходит потому, что в той конфигурации, которая была принята для нейтрального атома бериллия, внешние электроны слабее связаны, чем в атоме гелия, а частично потому, что величина G , равная 2 для гелия, для внешнего кольца в конфигурации 4(2,2) равна лишь 1,12.

• Поскольку $W [4(2,3)] - W [4(2,2)] = 0,05 W_0$, атом бериллия имеет определенное, хотя и очень малое, сродство к свободным электронам.

§ 4. Атомы, содержащие большее число электронов

Из обсуждавшихся в предыдущих параграфах примеров вытекает, что проблема расположения электронов в атомах тесным образом связана с вопросом о совместном движении двух электронных колец, вращающихся вокруг ядра далеко друг от друга и удовлетворяющих условию универсального постоянства момента импульса. Если не считать условий устойчивости для смещений электронов, перпендикулярных плоскости орбит, излагаемая теория очень мало дает для выяснения проблемы. Но все-таки представляется возможным проанализировать этот вопрос с помощью простых рассуждений.

Рассмотрим два кольца, вращающихся вокруг ядра в одной плоскости, одно внутри другого. Примем, что электроны одного кольца действуют на электроны другого так, будто заряд равномерно распределен по кольцу; допустим также, что кольцо в таком приближении удовлетворяет условию для момента импульса электронов и условию устойчивости относительно смещений, перпендикулярных их орбитам.

Предположим теперь, что с помощью соответствующим образом подобранных внешних сил, направленных параллельно оси кольца, мы медленно тянем в сторону внутреннее кольцо. При этом внешнее кольцо будет отталкиваться от внутреннего и двигаться в противоположную сторону. При смещениях кольца момент импульса электронов относительно оси системы остается постоянным, а диаметр внутреннего кольца увеличивается, тогда как внешнего — уменьшается. В начале смещения величина внешней силы, приложенной первоначально к внутреннему кольцу, возрастает, а затем убывает, и при некотором расстоянии между плоскостями колец система приходит к равновесной конфигурации. Но это равновесие не будет устойчивым. Если кольцо будет медленно возвращаться, то оно либо достигнет первоначального положения, либо остановится в таком месте, где кольцо, которое первоначально было внешним, становится внутренним, и наоборот.

Если бы заряд электронов был равномерно распределен по всему кольцу, то указанным процессом мы в крайнем случае могли бы добиться взаимозамены колец, но не их объединения. Принимая во внимание дискретное распределение электронов, можно показать, что в особом случае, когда число электронов в обоих кольцах одинаково и оба кольца вращаются в одну сторону, при указанном процессе кольца объединяются, если, конечно, предположить, что окончательное их расположение устойчиво. В этом случае радиусы и частоты колец в указанном неустойчивом расположении равны. Когда электроны достигнут этой конфигурации, то впредь в одном кольце они будут находиться как раз напротив промежут-

ков между электронами другого кольца, поскольку такое расположение соответствует наименьшей общей энергии. Если теперь предоставить возможность кольцам возвратиться в первоначальную плоскость, то электроны одного кольца перейдут в свободные промежутки второго, образуя единое кольцо. Очевидно, образованное таким образом кольцо будет удовлетворять тому же условию для момента импульса электронов, как и первоначальные кольца.

Если кольца имеют разное число электронов, то при указанном процессе система будет себя вести совершенно иначе. В противоположность первому случаю мы не можем ожидать, что кольца объединятся, если внешними силами, действующими параллельно оси системы, они будут медленно смещены из своей первоначальной плоскости. В этой связи мы хотели бы заметить, что характерным для рассматриваемых смещений является не особое предположение о внешних силах, а только неизменяемость момента импульса электронов относительно центра кольца. Смещения этого рода в излагаемой теории занимают такое же место, какое виртуальные перемещения — в обычной механике.

Приведенные выше рассуждения как будто указывают на то, что существует большее стремление к объединению обоих колец, если они содержат равное число электронов. Рассматривая последовательное связывание электронов положительным ядром, мы приходим к выводу, что, за исключением случаев ядер с очень большим зарядом, электронные кольца будут объединяться только имея равное число электронов, а, следовательно, число электронов во внутренних кольцах может быть только 2, 4, 8, ... При очень больших зарядах ядра кольца из связанных вначале электронов, если их мало, будут очень тесно расположены, и следует ожидать, что такое расположение очень неустойчиво и постепенный обмен электронами между кольцами будет сильно облегчен.

Это допущение относительно числа электронов в кольцах в значительной мере подтверждается тем обстоятельством, что период изменения химических свойств элементов с низкими атомными весами равен 8. Дальше из этого следует, что число электронов во внешнем кольце будет четным или нечетным в зависимости от того, будет ли четным или нечетным общее число электронов в атоме. Это указывает на связь с тем фактом, что валентность элемента с низким атомным весом также четна или нечетна в зависимости от того, четен или нечетен порядковый номер элемента в периодической системе.

Для атомов, рассмотренных в предыдущем параграфе, мы считали, что первые два связанных электрона располагаются в одном кольце, а следующие два электрона группируются в другом кольце. Если $N \geq 4$, конфигурация $N(4)$ соответствует меньшему значению общей энергии, чем $N(2, 2)$. Чем выше значение N , тем ближе к единице отношение

радиусов колец в конфигурации $N(2, 2)$, тем больше величина энергии, испускаемой при возможном слиянии колец. Из теории нельзя определить элемент в периодическом ряду, у которого все четыре внутренних электрона впервые сгруппируются в одно кольцо. На основе рассмотрения химических свойств мы вряд ли можем ожидать, что это произойдет у бора ($N = 5$) или углерода ($N = 6$), поскольку наблюдения показывают, что они соответственно трех- и четырехвалентны. С другой стороны, периодическая система элементов наводит на мысль, что уже у неона ($N = 10$) существует внутреннее кольцо из 8 электронов. Кроме того, для $N \geq 14$ конфигурация $N(4, 4)$ соответствует меньшему значению общей энергии, чем $N(8)$; уже для $N \geq 10$ последнее расположение все-таки устойчиво для смещений электронов перпендикулярно плоскости их орбиты. Кольцо из 16 электронов не будет устойчивым, если N не очень большое; но в этом случае приведенные здесь простые рассуждения неприменимы.

Смещение двух колец с одинаковым числом электронов, вращающихся вокруг ядра с зарядом Ne вне кольца с уже связанными электронами, должно происходить легче, чем слияние двух подобных колец, вращающихся вокруг ядра с зарядом $(N - n)e$, потому что устойчивость кольца относительно смещения, перпендикулярного его плоскости, в первом случае будет меньше (см. § 2), чем в последнем. Эта тенденция уменьшения устойчивости относительно смещений, перпендикулярных плоскости кольца, будет особенно проявляться для внешних колец нейтрального атома. В последнем случае следует ожидать, что слияние колец будет сильно облегчено, и в известных случаях может даже случиться, что во внешних кольцах данного элемента число электронов больше, чем у последующего; тогда во внешнем кольце будут наблюдаться отклонения от допущения о наличии 1, 2, 4, 8 электронов в кольцах; конфигурации 5(2, 3) и 6(2, 4) заменят 5(2, 2, 1) и 6(2, 2, 2). Мы здесь не будем дальше рассматривать сложный вопрос о группировке электронов во внешнем кольце. В схеме, приведенной ниже, число электронов в этом кольце произвольно взято равным нормальной валентности данного элемента, т. е. числу водородных атомов и удвоенному числу кислородных атомов, с которыми соединяется один атом элемента, соответственно для электроотрицательных и электроположительных элементов.

На такую группировку внешних электронов указывает изучение атомных объемов. Общеизвестно, что атомный объем является периодической функцией атомного веса. Если элементы расположены обычным образом в соответствии с периодической системой, то внутри одной группы их атомный объем примерно одинаков, тогда как от группы к группе он существенно меняется, будучи максимальным в группе, соответствующей наименьшей валентности 1, и минимальным для наибольшей валентности 4. Радиус внешнего кольца нейтрального атома можно приблизительно

оценить, допуская, что общая сила взаимодействия ядра с внутренними электронами равна силе взаимодействия ядра с зарядом ne , где n — число электронов в кольце. Полагая в формуле (1) на стр. 109 $F = n - s_n$ и обозначая значение a при $n = 1$ через a_0 , получаем для $n = 2$ $a = 0,57a_0$, для $n = 3$ $a = 0,41a_0$ и для $n = 4$ $a = 0,33a_0$. Следовательно, выбранная группировка электронов вызывает изменение размеров внешнего кольца, сходное с изменением атомного объема данного элемента. При этом нельзя забывать, что экспериментальные определения атомного объема в большинстве случаев получены при рассмотрении молекул, а не атомов.

Таким образом, мы приходим к следующей возможной схеме группировки электронов в легких атомах:

1 (1)	9 (4, 4, 1)	17 (8, 4, 4, 1)
2 (2)	10 (8, 2)	18 (8, 8, 2)
3 (2, 1)	11 (8, 2, 1)	19 (8, 8, 2, 1)
4 (2, 2)	12 (8, 2, 2)	20 (8, 8, 2, 2)
5 (2, 3)	13 (8, 2, 3)	21 (8, 8, 2, 3)
6 (2, 4)	14 (8, 2, 4)	22 (8, 8, 2, 4)
7 (4, 3)	15 (8, 4, 3)	23 (8, 8, 4, 3)
8 (4, 2, 2)	16 (8, 4, 2, 2)	24 (8, 8, 4, 2, 2).

Даже без более обстоятельного рассмотрения не представляется невероятным, что такое строение атома соответствует свойствам элементов, близким к наблюдаемым.

Во-первых, оно дает явную периодичность с периодом 8. Во-вторых, связь внешних электронов в каждом горизонтальном ряду этой схемы ослабевает по мере увеличения числа электронов в атоме в соответствии с усилением электроположительного характера при увеличении атомного веса элемента в каждой группе периодической системы. Такое же соответствие имеет место и для изменения атомного объема.

Для атомов с более высоким атомным весом использованные ранее простые соображения неприменимы. Однако некоторые указания дает рассмотрение изменений химических свойств элемента. В конце третьего восьмиэлементного периода мы встречаем группу железа. Эта группа занимает особое место в системе элементов, поскольку впервые элементы, близкие по атомному весу, обладают сходными химическими свойствами. Это обстоятельство показывает, что расположения электронов у элементов этой группы отличаются друг от друга только группировкой внутренних электронов. Тот факт, что после группы железа период изменения химических свойств элементов равен уже не 8, а 18, позволяет предполагать, что элементы более высокого атомного веса обладают постоянно повто-

ряющейся конфигурацией из 18 электронов во внутренних кольцах. Отклонение от 2, 4, 8 и 16 может быть вызвано постоянным обменом электронов между кольцами, как это было указано на стр. 124. Так как кольцо из 17 электронов не будет устойчивым, электроны могут быть расположены в двух параллельных кольцах (см. стр. 116). Такое расположение внутренних электронов будет действовать на внешние электроны почти так же, как ядро с зарядом $(N - 18)e$. Поэтому возможно, что с увеличением N вне первого расположения существует другое того же типа; на это указывает наличие второго периода из 18 элементов.

Из подобных же рассуждений следует, что наличие группы редкоземельных элементов свидетельствует о другом постоянном изменении во внутренних кольцах при еще больших значениях N . Однако, поскольку для элементов с атомным весом, большим, чем в этой группе, законы изменения химических свойств с ростом атомного веса подобны законам для более легких элементов, мы можем сделать вывод, что расположение внутренних электронов вновь повторяется. Однако теория еще не в состоянии дать окончательное решение такой проблемы.

§ 5. Характеристическое рентгеновское излучение

Согласно теории, данной в части I работы, излучение с обычным линейчатым спектром испускается при восстановлении атома, если один или несколько электронов внешних колец были предварительно удалены. Аналогичным образом можно считать, что характеристическое рентгеновское излучение испускается при возвращении системы в нормальное состояние, если каким-либо воздействием, например катодными лучами, были предварительно удалены электроны внутренних колец. Эту точку зрения на происхождение характеристического рентгеновского излучения предложил Дж. Дж. Томсон¹.

Исходя из этого можно определить минимальную скорость катодных лучей, которая необходима для возбуждения характеристического рентгеновского излучения особого типа, не делая никаких специальных предположений о свойствах излучения. Будет вычислена энергия, которая необходима для удаления электрона из разных колец. Даже если мы будем знать число электронов в кольцах, строгий расчет минимальной энергии будет сложным, а результат — в большой степени зависящим от принятых допущений, поскольку, как было показано в части I (стр. 101), расчет нельзя полностью провести на основе обычной механики. Однако мы можем очень простым способом сравнить расчеты с экспериментом, если рас-

¹ J. J. Thomson. Phil. Mag., 1912, 23, 456.

сма­тривать самое внутреннее кольцо и в первом приближении пренебре­гать отталкиванием со стороны электронов по сравнению с притяжением со стороны ядра. Рассмотрим простую систему, состоящую из одного свя­занного электрона, вращающегося по круговой орбите вокруг ядра с зарядом Ne . Полагая в формуле (1) на стр. 109 $F = N$, для скорости электрона получаем

$$v = \frac{2\pi e^2}{h} N = 2,1 \cdot 10^8 \cdot N.$$

Общая энергия, которую необходимо сообщить системе, чтобы удалить электрон в бесконечность, равна кинетической энергии связанного электрона. Если электрон удаляется на очень большое расстояние от ядра вследствие соударения с другим, очень быстро движущимся, то наименьшая кинетическая энергия, которую он получает, находясь на большом расстоянии от ядра, должна равняться кинетической энергии связанного электрона до соударения. Следовательно, скорость свободного электрона должна равняться по меньшей мере v .

Согласно опытам Уиддингтона¹, скорость катодных лучей, которые как раз способны вызвать характеристическое рентгеновское излучение типа K — самого жесткого типа наблюдаемого излучения — элементом с атомным весом A от Al до Se , равна примерно $A \cdot 10^8$ см/сек. Как видно, она равна вычисленному выше значению v , если положить $N = A/2$.

Поскольку мы пришли к приблизительному совпадению с экспериментом, приписывая характеристическое рентгеновское излучение типа K самому внутреннему кольцу, можно ожидать, что не существует более жесткого типа характеристического излучения. На это ясно указывают также наблюдения проникающей способности γ -лучей².

Примечательно, что теория дает почти правильное значение энергии, необходимой для удаления электрона не только из внешнего кольца, но и из внутреннего. Это приблизительное согласие между вычисленными и экспериментальными значениями тем более поражает, если вспомнить, что необходимые в обоих случаях энергии для элемента с атомным весом 70 различаются в 1000 раз.

В связи с этим нужно особо подчеркнуть, что поразительная монохроматичность характеристического рентгеновского излучения, установленная в опытах как по поглощению лучей, так и по их интерференции, недавно наблюдавшейся в опытах по дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, согласуется с основным предположением, использованным в части I (см. стр. 89) при рассмотрении линейчатых спектров. Оно состоит

¹ R. Whiddington. Proc. Roy. Soc., 1911, A85, 323.

² E. Rutherford. Phil. Mag., 1912, 24, 453.

в том, что излучение, испускаемое при переходе системы между различными стационарными состояниями, монохроматично.

Полагая $F = N$ в формуле (4), для диаметра самого внутреннего кольца получаем приближенно $2a = (1/N) \cdot 10^{-8}$ см. Отсюда при $N = 100$ находим $2a = 10^{-10}$ см, т. е. величину, очень малую по сравнению с обычными атомными размерами, но все еще большую по сравнению с размерами, которые нужно ожидать для ядра. По расчетам Резерфорда размеры последнего оказываются порядка 10^{-12} см.

§ 6. Радиоактивные явления

Согласно излагаемой здесь теории, образование роя электронов, окружающего ядро, сопровождается испусканием энергии; их расположение будет определяться условием, чтобы испущенная энергия была максимальной. Устойчивость, обусловленная этим предположением, кажется соответствующей общим свойствам материи. Но она находится в явном противоречии с явлениями радиоактивности, и согласно теории, следовательно, происхождение этих явлений надо искать не в распределении электронов вокруг ядра.

Необходимым следствием теории строения атома по Резерфорду является внутриядерное происхождение α -частиц. На основании предлагаемой теории надо считать, что и быстрые β -частицы испускаются ядром. Во-первых, спонтанное испускание β -частицы из роя электронов, окружающего ядро, совершенно чуждо принятым свойствам системы. Во-вторых, вряд ли можно ожидать, что испускание α -частицы окажет существенное воздействие на устойчивость электронного роя. Воздействие испускания может быть двоякого рода. С одной стороны, при прохождении через атом частицы могут соударяться со связанными электронами. Это воздействие будет одинаковым с тем, которое оказывает облучение α -частицами других веществ; нельзя ожидать, что оно вызовет последующее испускание β -частиц. С другой стороны, испускание частиц вызовет изменение в расположении связанных электронов, поскольку остающийся у ядра заряд будет отличаться от первоначального. Чтобы рассмотреть последний процесс, представим себе одно единственное кольцо электронов, вращающихся вокруг ядра с зарядом Ne , и допустим, что α -частица выбрасывается в направлении, перпендикулярном плоскости кольца. Выбрасывание частицы, очевидно, не вызывает изменения момента импульса электронов и, если скорость α -частицы мала по сравнению со скоростью электронов (а это осуществляется для внутренних колец атома с большим атомным весом), кольцо постепенно расширяется, а после выбрасывания занимает положение, требуемое теорией для устойчивого кольца, вращающегося

вокруг ядра с зарядом $(N - 2) e$. Рассмотрение этого простого случая ясно указывает на то, что испускание α -частицы не оказывает продолжительного воздействия на устойчивость внутренних электронных колец в оставшемся атоме.

Вопрос о происхождении β -частиц может быть рассмотрен и с другой точки зрения, основанной на изучении химических и физических свойств радиоактивных веществ. Общеизвестно, что многие радиоактивные вещества имеют очень близкие химические свойства, и поэтому до сих пор не удавалось разделить их химическим путем. Имеются также некоторые данные, что упомянутые вещества имеют одинаковый линейчатый спектр¹. Многие авторы высказали предположение, что эти вещества различаются только по своим радиоактивным свойствам и атомному весу и идентичны по всем остальным физическим и химическим свойствам. Согласно теории, это означает, что заряд ядра, как и расположение окружающих электронов, в некоторых элементах будет одинаковым, и единственное различие будет заключаться в массе и внутренних свойствах ядра. Согласно рассуждениям § 4 это предположение подтверждается тем фактом, что число радиоактивных веществ больше, чем число находящихся в нашем распоряжении мест в периодической системе. Если это предположение верно, то тот факт, что два кажущихся идентичными элемента испускают β -частицы с разной скоростью подтверждает внутриядерное происхождение как α -лучей, так и β -лучей.

Этот взгляд на происхождение α - и β -лучей очень просто объясняет связь характера изменения химических свойств радиоактивных веществ с природой испускаемых частиц. Результаты опытов могут быть выражены двумя правилами².

1. При каждом испускании α -частицы номер группы периодической системы, к которой принадлежит конечное ядро, на две единицы меньше номера группы, к которой принадлежит исходное ядро.

2. При каждом испускании β -частицы номер группы конечного элемента на единицу больше, чем первоначального.

Как будет видно далее, это как раз то, что следовало ожидать согласно изложенному в § 4.

При выходе из ядра β -лучи могут сталкиваться со связанными электронами во внутренних кольцах. Это приведет к испусканию характеристического излучения того же типа, что и характеристическое рентгеновское излучение, испускаемое элементами с более низкими атомными

¹ См.: A. S. Russell, R. Rossi. Proc. Roy. Soc., 1912, A87, 478.

² См.: A. S. Russell. Chem. News, 1913, 107, 49; G. v. Hevesy. Phys. Zeitschr., 1913, 14, 49; K. Fajans. Phys. Zs., 1913, 14, 131; Verh. d. D. Phys. Ges., 1913, 15, 240; F. Soddy. Chem. News, 1913, 107, 97.

весами под действием катодных лучей. Предположение, что γ -излучение вызвано соударениями β -лучей со связанными электронами, было предложено Резерфордом¹ для объяснения большого числа групп моноэнергетических β -лучей, выбрасываемых определенными радиоактивными веществами.

В настоящей работе была сделана попытка показать, что применение планковской теории излучения к атомной модели Резерфорда путем введения гипотезы об универсальном постоянстве момента импульса связанных электронов ведет к результатам, которые кажутся согласующимися с опытами.

В последующей части работы эта теория будет применена к системам, содержащим два и больше ядер.

¹ E. R u t h e r f o r d. Phil. Mag., 1912, 24, 453, 893.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

СИСТЕМЫ С НЕСКОЛЬКИМИ ЯДРАМИ

§ 1. Введение

Согласно теории строения атома Резерфорда, различие между атомом элемента и молекулой химического соединения заключается в том, что первый состоит из электронного роя, окружающего единственное ядро, обладающее крайне малыми размерами и большой по сравнению с электронами массой, тогда как последняя содержит по крайней мере два ядра, разделенных расстоянием, сравнимым с расстояниями между электронами окружающего роя.

Руководящая идея предыдущих частей работы состояла в том, что атомы образуются постепенным связыванием ядром некоторого числа электронов, первоначально почти покоящихся. Но такое представление неприменимо при рассмотрении системы, состоящей из более чем одного ядра, поскольку в последнем случае нет ничего, что могло бы удерживать ядра вместе во время связывания электронов. При этом нужно заметить, что если единственное положительно заряженное ядро в состоянии связать небольшое число электронов, то, напротив, два ядра с большим зарядом не могут удерживаться вместе парой электронов. Следовательно, мы должны предположить, что конфигурации с несколькими ядрами образуются при встрече систем (каждая из которых содержит одно ядро), ранее уже связавших некоторое число электронов.

В § 2 рассматривается строение и устойчивость уже связанных систем. Мы будем рассматривать только простейший случай, когда система состоит из двух ядер и одного кольца электронов, вращающихся вокруг прямой, соединяющей ядра. Результат расчета даст, правда, указания на то, какие конфигурации следует ожидать в сложных случаях. Как и в предыдущих частях работы, мы предположим, что условия равновесия можно получить с помощью обычной механики. Но при определении абсолютных размеров и устойчивости системы мы воспользуемся основной гипотезой, установленной в части I. Согласно этой гипотезе, момент импульса каждого электрона относительно центра своей орбиты имеет универсальное значение $h/2\pi$, где h — постоянная Планка. Кроме того, принимается условие устойчи-

восте: общая энергия системы при заданной конфигурации меньше, чем при любой другой близкой конфигурации, удовлетворяющей тому же условию для момента импульса электронов.

В § 3 обсуждается ожидаемая конфигурация молекул водорода.

В § 4 рассматриваются способы образования системы. Будет предложен простой способ, дающий возможность проследить шаг за шагом соединение двух атомов при образовании молекулы. Будет показано, что получаемое расположение удовлетворяет условиям, использованным в § 2. Роль, которую играет момент импульса электрона в этих рассуждениях, является сильным доводом в пользу основной гипотезы.

Наконец, § 5 содержит некоторые указания на то, какого рода конфигурации можно ожидать для систем с большим числом электронов.

§ 2. Конфигурации системы и ее устойчивость

Рассмотрим систему, состоящую из двух ядер одинакового заряда и одного кольца электронов, вращающихся вокруг прямой, соединяющей ядра. Пусть n — число электронов в кольце, $-e$ — заряд одного электрона, Ne — заряд каждого ядра. Как легко показать, система будет находиться в равновесии, если ядра равноудалены от плоскости кольца и справедливо соотношение

$$b = a \left[\left(\frac{4n}{N} \right)^{2/3} - 1 \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

связывающее диаметр кольца $2a$ и расстояние $2b$ между ядрами.

Здесь предполагается, что частота обращения ω такова, что для каждого электрона центробежная сила уравновешивает радиальную силу, вызванную притяжением ядра и отталкиванием других электронов. Обозначив эту силу через $(e^2/a^2) F$, получим в соответствии с условием универсального постоянства момента импульса электронов (как это показано в части II на стр. 108—109)

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 e^4 m} F^{-1} \quad \text{и} \quad \omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3} F^2. \quad (2)$$

Общая энергия, необходимая для удаления всех заряженных частиц на бесконечные расстояния друг от друга, равна общей кинетической энергии электронов, а именно:

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \sum F^2. \quad (3)$$

Для рассматриваемой системы имеем

$$F = \frac{N^2}{2n_1} \left[\left(\frac{4n}{N} \right)^{2/3} - 1 \right]^{3/2} - s_n, \quad (4)$$

где

$$s_n = \frac{1}{4} \sum_{s=1}^{s=n-1} \operatorname{cosec} \frac{s\pi}{n}.$$

Таблица значений s_n приведена в части II на стр. 112.

Чтобы исследовать устойчивость системы, мы должны рассматривать смещения электронных орбит относительно ядра, а также ядер относительно друг друга.

Основанный на обычной механике расчет показывает, что система неустойчива относительно смещений электронов в плоскости кольца. Однако, как и для систем, рассмотренных в части II, мы предположим, что обычные принципы механики неприменимы при рассмотрении проблемы, о которой идет речь, и что устойчивость системы при указанных смещениях обеспечивается введением гипотезы об универсальном постоянстве момента импульса электронов. Это предположение включено в условие устойчивости, как оно дано в § 1. Следует заметить, что в части II величина F считается постоянной, тогда как для рассматриваемых здесь систем при заданных положениях ядер F меняется с радиусом кольца. Простой расчет, подобный приведенному на стр. 111 части II, показывает все же, что прирост общей энергии системы при изменении радиуса кольца от a до $a + \delta a$ может быть представлен выражением

$$\delta(P + T) = T \left(1 + \frac{a}{F} \frac{\partial F}{\partial a} \right) \left(\frac{\delta a}{a} \right)^2,$$

если пренебречь степенями δa выше второй. Здесь T — общая кинетическая, а P — потенциальная энергия системы. Поскольку для заданных закрепленных положений ядер F увеличивается с увеличением a ($F = 0$ для $a = 0$, $F = 2N - s_n$ для $a = \infty$), то член, зависящий от изменения F , положителен, а, следовательно, система устойчива относительно рассматриваемого смещения.

С помощью рассуждений, точно соответствующих изложенным на стр. 111 части II, мы получаем условие устойчивости относительно смещений электронов, перпендикулярных плоскости кольца

$$G < P_{n,0} - P_{n,m}, \quad (5)$$

где $P_{n,0} - P_{n,m}$ имеет то же значение, что и в части II, а $e^2/a^3 G \delta z$ означает перпендикулярную плоскости кольца компоненту силы, которая

вызвана действием ядер на один из электронов, испытывающих небольшое смещение δz перпендикулярно плоскости кольца. Как и для систем, рассмотренных в части II, можно представлять себе, что смещения вызваны посторонними внешними силами, действующими на электроны в направлении, параллельном оси системы.

Для системы двух ядер, заряд каждого из которых равен Ne , и кольца из n электронов, находим

$$G = \frac{N^2}{2n} \left[\left(\frac{4n}{N} \right)^{2/3} - 1 \right]^{3/2} \left[1 - 3 \left(\frac{N}{4n} \right)^{2/3} \right]. \quad (6)$$

С помощью этого выражения, используя таблицу для $p_{n,0} - p_{n,m}$ на стр. 112 части II, легко показать, что система, о которой идет речь, устойчива только тогда, когда $N = 1$ и n равно 2 или 3.

При рассмотрении устойчивости системы относительно взаимного смещения ядер мы допустим, что движения ядер происходят настолько медленно, что состояние движения электронов в некоторый момент времени не отличается заметным образом от того, которое было вычислено в предположении, что ядра неподвижны. Такое допущение применимо вследствие больших масс ядер по сравнению с массой электронов; при этом колебания, вызванные смещением ядер, намного медленнее, чем вызванные смещениями электронов. Таким образом, для системы, состоящей из одного кольца электронов и двух ядер одинакового заряда, мы допустим, что в любой произвольный момент времени движение электронов, обусловленное смещением ядер, происходит по круговым орбитам в плоскости симметрии ядер.

Представим себе теперь, что с помощью внешних сил, действующих на ядра, мы медленно меняем расстояние между ними. В процессе смещения радиус электронного кольца меняется, поскольку меняется радиальная составляющая силы, возникающей благодаря притяжению ядер. Во время этого изменения момент импульса каждого электрона относительно прямой, соединяющей ядра, остается постоянным. Если расстояние между ядрами увеличивается, то радиус кольца, очевидно, также увеличивается; но радиус будет увеличиваться медленнее, чем расстояние между ядрами. Представим себе, например, смещение, при котором, как расстояние, так и радиус, увеличились в α раз по сравнению с их первоначальными значениями. В новой конфигурации радиальная составляющая силы, действующей на электрон со стороны ядер и остальных электронов, равна $1/\alpha^2$ от первоначальной. Далее, из постоянства момента импульса электронов при смещении следует, что скорость электронов в новой конфигурации составляет $1/\alpha$, а центробежная сила — $1/\alpha^3$ от первоначальных значений. Следовательно, радиальная составляющая силы больше центробежной.

Принимая во внимание, что расстояние между ядрами растет быстрее, чем радиус кольца, притяжение, испытываемое одним из ядер со стороны кольца, будет больше, чем отталкивание со стороны другого ядра. Поэтому внешние силы, действующие на ядра, производят при смещении положительную работу, и система будет устойчива относительно этого смещения. Ясно, что результат остается тем же в случае уменьшения расстояния между ядрами. Нужно отметить, что в приведенных выше рассуждениях мы не пользовались никакими новыми предположениями, касающимися динамики электронов; мы использовали только принцип постоянства момента импульса, который можно применять как в обычной механике, так и для основной гипотезы § 1.

Исследование устойчивости системы, состоящей из электронного кольца и двух ядер с неодинаковыми зарядами, сложнее. Как и до сих пор, мы найдем, что система всегда устойчива относительно смещений электронов в плоскости кольца; для смещений, перпендикулярных плоскости кольца, и здесь справедливо условие, соответствующее соотношению (5). Но этого условия недостаточно, чтобы обеспечить устойчивость системы. Для смещения электронов, перпендикулярного плоскости кольца, изменение радиальной составляющей силы, вызванной ядрами, имеет тот же порядок величины, что и смещение; потому при новом расположении радиальная сила не будет уравновешена центробежной силой. Если теперь менять радиус орбиты до восстановления радиального равновесия, энергия системы уменьшается. Это обстоятельство необходимо учитывать при применении условия устойчивости § 1. Аналогичные трудности возникают при расчете устойчивости относительно смещений ядер. При изменении расстояния между ядрами меняется не только радиус кольца, но и отношение, в котором плоскость кольца делит прямую, соединяющую ядра. Вследствие этого точное рассмотрение общего случая слишком громоздко; приближенный же численный расчет показывает, что, как и в предыдущем случае, система будет неустойчивой, если заряды ядер не малы, а кольца содержат очень мало электронов.

Приведенные здесь рассуждения для систем, состоящих из двух положительно заряженных ядер и некоторого числа электронов, ведут к конфигурациям, в которых расположение электронов совпадает с ожидаемым в молекулах химических соединений. Таким образом, при стабильной конфигурации нейтральной системы, содержащей два ядра с большими зарядами, большая часть электронов расположена вокруг каждого ядра приблизительно так, будто второго ядра нет. Только небольшое число внешних электронов располагается в кольце, вращающемся вокруг прямой, соединяющей ядра. Последнее кольцо, связывающее систему, осуществляет химическую «связь».

Первое грубое приближение для возможной конфигурации такого кольца можно получить, если рассматривать простую систему, состоящую из одного единственного кольца, вращающегося вокруг прямой, соединяющей два ядра пренебрежимо малых размеров. Более детальное рассмотрение конфигурации систем с большим числом электронов, при котором учитывалось бы и действие внутреннего кольца, связано с трудными численными расчетами. За исключением пары примеров в § 5, мы будем рассматривать здесь лишь системы с малым числом электронов.

§ 3. Системы с небольшим числом электронов. Молекула водорода

Среди рассмотренных в § 2 и признанных устойчивыми систем особый интерес имеет система, образованная из одного кольца с двумя электронами и двух ядер с зарядом e , поскольку, согласно теории, она представляет собой нейтральную молекулу водорода.

Обозначим через a радиус кольца, а через b — расстояние ядра от плоскости кольца. Тогда, согласно формуле (1), подставив $N = 1$ и $n = 2$, получим

$$b = \frac{1}{\sqrt{3}} a.$$

Из формулы (4) находим

$$F = \frac{3\sqrt{3}-1}{4} = 1,049.$$

Обозначая, как и в части II, значения a , ω и W для системы, состоящей из единственного электрона, вращающегося вокруг ядра с зарядом e (атома водорода), через a_0 , ω_0 , W_0 из формул (2) и (3) получаем

$$a = 0,95a_0, \quad \omega = 1,10\omega_0, \quad W = 2,20W_0.$$

Поскольку $W > 2W_0$, два атома водорода объединяются в молекулу с выделением энергии. Положив $W_0 = 2,0 \cdot 10^{-11}$ эрг (ср. часть II, стр. 117) и $N = 6,2 \cdot 10^{23}$ (N — число молекул в граммолекуле), получим для энергии, выделяемой при образовании одной граммолекулы водорода из атомов водорода, $(W - 2W_0) N = 2,5 \cdot 10^{12}$, что соответствует $6,0 \cdot 10^4$ кал. Это значение имеет правильный порядок величины; оно заметно меньше значения $13 \cdot 10^4$ кал, найденного Ленгмюром¹, который при измерении

¹ I. L a n g m u i r. Journ. Amer. Chem. Soc., 1912, 34, 860.

теплопроводности водорода вводил в этот газ раскаленную добела проволоку. Учитывая, что использованный метод является косвенным, весьма трудно оценить точность, которую следовало бы приписать последнему значению. Чтобы теоретическое значение согласовалось с измеренным Ленгмюром, момент импульса должен бы быть равен $2/3$ принятого; однако это трудно согласовать с достигнутым по другим пунктам совпадением.

По формуле (6) находим $G = 3\sqrt{3}/16 = 0,325$. Для частоты колебаний кольца в целом в направлении, параллельном оси системы, получаем

$$\nu = \omega_0 \sqrt{G \frac{a_0^3}{a^3}} = 0,61\omega_0 = 3,8 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}.$$

В частях I и II мы допустили, что частоту поглощенного системой излучения, соответствующего колебаниям электронов в плоскости кольца, можно вычислить не с помощью обычной механики, а из условия $h\nu = E$, где h — постоянная Планка и E — разность энергий двух различных стационарных состояний системы. Поскольку в § 2 мы видели, что конфигурация из двух ядер и электрона, вращающегося вокруг соединяющей ядра прямой, неустойчива, мы вправе предположить, что удаление одного из двух электронов приводит к распаду молекулы на одиночное ядро и атом водорода. Если последнее состояние рассматривать как одно из упомянутых стационарных состояний, то получим

$$E = W - W_0 = 1,20W_0 \quad \text{и} \quad \nu = 1,2 \frac{W_0}{h} = 3,7 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}.$$

Значение частоты линии поглощения водорода в ультрафиолетовой области, вычисленное из опытов по дисперсии¹, равно $3,5 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$. Если же рассматривать результаты таких опытов по теории Друде, то для числа электронов в молекуле водорода получим значение, близкое к двум. Последний результат может быть связан с тем обстоятельством, что вычисленные выше частоты поглощенного излучения почти равны для колебаний, параллельных и перпендикулярных плоскости кольца. Как упоминалось в части II, число электронов в атоме гелия, вычисленное из опытов по дисперсии, равно примерно $2/3$ числа электронов, которое ожидалось для этого атома (а именно, 2). Для атома гелия, как и для молекулы водорода, частота, определенная из соотношения $\nu h = E$, очень хорошо согласуется с наблюдаемой при дисперсии; но в атоме гелия частота перпендикулярных плоскости кольца колебаний более чем в три раза превышает упомянутую частоту и, следовательно, она оказывает ничтожное влияние на дисперсию.

¹ C. and M. Cuthbertson. Proc. Roy. Soc., 1910, A83, 151.

Чтобы определить частоту колебаний системы, соответствующую взаимному смещению ядер, рассмотрим конфигурацию, в которой радиус кольца равен y , а расстояние между ядрами равно $2x$. Радиальная сила, действующая на электрон вследствие притяжения со стороны ядра и отталкивания со стороны остальных электронов, равна

$$R = \frac{2e^2y}{(y^2 + x^2)^{3/2}} - \frac{e^2}{4y^2}.$$

Рассмотрим затем медленное смещение системы, в течение которого радиальная сила уравнивает центробежную силу, вызванную вращением электронов, а момент импульса последних остается постоянным. Если положить $R = e^2/y^2 F$, то, как мы видели на стр. 133, радиус кольца обратно пропорционален F . При этом в течение рассматриваемого смещения величина Ry^3 остается постоянной. Отсюда путем дифференцирования находим

$$[8y^5 + 32y^3x^2 - (x^2 + y^2)^{5/2}] dy - 24xy^4 dx = 0.$$

Подставляя $x = b$ и $y = a$, получаем

$$\frac{dy}{dx} = \frac{27}{21\sqrt{3}-4} = 0,834.$$

Действующая на ядро сила, обусловленная притяжением со стороны кольца и отталкиванием со стороны других ядер, равна

$$Q = \frac{2e^2x}{(x^2 + y^2)^{3/2}} - \frac{e^2}{4x^2}.$$

Для $x = b$ и $y = a$ эта сила равна нулю.

Используя приведенное выше значение для dy/dx и вводя $Q = e^2/a^3 H \delta x$, при малом смещении системы, для которого $x = a + \delta x$, получаем

$$H = \frac{27}{16} \left(\sqrt{3} - \frac{dy}{dx} \right) = 1,515.$$

Для частоты, соответствующей рассматриваемому смещению, находим

$$\nu = \omega_0 \sqrt{\frac{m}{M} H \frac{a_0^3}{a^3}} = 1,32 \omega_0 \sqrt{\frac{m}{M}},$$

где M — масса одного из ядер. Положив $M/m = 1835$ и $\omega_0 = 6,2 \cdot 10^{15}$, получаем

$$\nu = 1,91 \cdot 10^{14}.$$

Эта частота того же порядка, что и вычисленная с помощью теории Эйнштейна по изменению удельной теплоемкости газообразного водорода с температурой¹. С другой стороны, у газообразного водорода не наблюдалось никакого поглощения, соответствующего этой частоте. Но как раз это и следовало ожидать вследствие симметричной структуры системы и большого отношения частот, соответствующих смещениям электронов и ядра. Полное отсутствие инфракрасного поглощения у газообразного водорода можно рассматривать как сильный аргумент в пользу принятого здесь предположения о строении молекулы водорода в противоположность молекулярным моделям, в которых химическая связь приписывается разноименности зарядов участвующих атомов.

В § 5 будет показано, что ранее вычисленная частота может служить для оценки частоты колебаний более сложных систем, для которых наблюдается инфракрасное поглощение.

Как упоминалось в § 2, конфигурация из двух ядер с зарядом e и вращающегося между ними кольца с тремя электронами также будет устойчивой относительно смещений электронов перпендикулярно плоскости кольца. Расчет дает

$$\frac{b}{a} = 0,486, \quad G = 0,623, \quad F = 0,879,$$

и далее

$$a = 1,14a_0 \quad \omega = 0,77\omega_0, \quad W = 2,32W_0.$$

Так как W больше, чем для системы, состоящей из двух ядер и двух электронов, можно допустить, что рассматриваемая система представляет отрицательно заряженную молекулу водорода. Доказательство существования такой системы было получено Дж. Дж. Томсоном в опытах с положительными лучами².

Система, состоящая из двух ядер с зарядом e и единственного электрона, вращающегося по круговой орбите вокруг прямой, соединяющей ядра, неустойчива относительно смещения электрона, перпендикулярного орбите, поскольку в равновесном положении $G < 0$. Поэтому объяснение появления положительно заряженных молекул водорода в опытах с положительными лучами на первый взгляд представляется серьезной трудностью для развиваемой здесь теории. Возможное объяснение следует искать в обычных условиях, при которых наблюдается система на опыте. В таких условиях мы, вероятно, имеем дело не с образованием стационарной системы путем взаимодействия систем, содержащих только одно ядро (см. следующий параграф), а скорее с замедлением распада конфигурации,

¹ См.: N. V j e r g u m. Zs. f. Elektrochem., 1911; 17, 731; 1912, 18, 101.

² J. J. T h o m s o n. Phil. Mag., 1912, 24, 253.

появившейся при внезапном удалении одного из электронов в результате соударения с одиночной частицей.

Другой устойчивой конфигурацией с небольшим числом электронов является система, состоящая из кольца с тремя электронами и двух ядер с зарядами e и $2e$. Численный расчет дает

$$\frac{b_1}{a} = 1,446, \quad \frac{b_2}{a} = 0,137, \quad F = 1,552,$$

где a — радиус кольца, b_1 , b_2 — соответствующие расстояния ядер от плоскости кольца. Далее, с помощью формул (2) и (3) получаем

$$a = 0,644 a_0, \quad \omega = 2,41 \omega_0, \quad W = 7,22 W_0,$$

где ω — частота обращения, W — общая энергия, необходимая для удаления частиц на бесконечные расстояния друг от друга. Несмотря на то что W больше суммы значений W для атомов водорода и гелия ($W_0 + 6,13W_0$; ср. часть II, стр. 119), упомянутая система, как будет показано в следующем параграфе, не может рассматриваться как представляющая возможную молекулу, состоящую из водорода и гелия.

Колебание системы, которое соответствует взаимному смещению ядер, сильно отличается от колебания рассмотренной выше системы из двух ядер с зарядом e и двух электронов. Если, например, расстояние между ядрами уменьшится, то кольцо электронов приблизится к ядру с зарядом $2e$. Следовательно, нужно ожидать, что колебание связано с поглощением излучения.

§ 4. Образование систем

Как показано в § 1, нельзя предполагать, что системы с числом ядер больше одного образуются путем последовательного связывания электронов, как это делалось для систем, рассмотренных в части II. Скорее надо допустить, что эти системы образованы благодаря взаимодействию других, содержащих по одному ядру с уже связанными электронами. Сейчас мы рассмотрим эту проблему несколько подробнее, начиная с простейшего возможного случая, а именно — с образования молекулы из двух атомов водорода.

Рассмотрим два атома водорода, расположенных на расстоянии, большем по сравнению с размерами электронных орбит, и представим себе, что они сближаются под влиянием внешних сил, действующих на ядра. Но при этом смещения будут происходить так медленно, что динамическое равновесие электронов для любого положения ядра будет тем же самым, как и в случае покоящегося ядра.

Примем, что первоначально электроны вращаются в параллельных плоскостях, перпендикулярных прямой, соединяющей ядра, и что направления вращения у них одинаковы, а разность фаз равна половине оборота. При приближении ядер направление плоскостей орбит электронов и разность фаз остаются неизменными. Однако в начале процесса плоскости орбит приближаются друг к другу быстрее, чем ядра. Из-за непрерывного движения последних плоскости электронных орбит все сильнее и сильнее приближаются друг к другу, пока, наконец, при определенном расстоянии ядер они не сольются; тогда электроны расположатся в одном кольце, которое будет вращаться в плоскости симметрии ядер. При дальнейшем сближении ядер отношение диаметра электронного кольца и расстояния ядер увеличивается, и система принимает конфигурацию, при которой она находится в равновесии в отсутствие воздействия внешних сил на ядра.

С помощью расчетов, аналогичных выполненным в § 2, легко показать, что вследствие этого процесса в каждый момент времени расположение электронов устойчиво относительно смещений, перпендикулярных плоскости орбиты. К этому добавляется то, что в ходе всей операции момент импульса каждого электрона относительно прямой, соединяющей ядра, остается постоянным; вследствие этого и полученная равновесная конфигурация будет идентична той, которая была принята в § 3 для молекулы водорода. Как там показано, это расположение соответствует меньшему значению общей энергии, чем в случае двух изолированных атомов. В ходе этого процесса силы, действующие между частицами системы, совершают работу против внешних сил, действующих на ядра; этот факт можно сформулировать как взаимное «притяжение» атомов друг к другу при их встрече. Более точный расчет показывает, что для каждого расстояния между ядрами, большего, чем расстояние при равновесии, силы, действующие на них со стороны частиц системы, стремятся уменьшить расстояние между ядрами, а для меньших расстояний эти силы стремятся удалить ядра друг от друга.

Эти соображения позволяют обрисовать возможный процесс образования молекулы из двух атомов водорода. Эта операция может быть прослежена шаг за шагом, без введения новых предположений о динамике электрона; она ведет именно к той конфигурации, которая была принята для молекулы водорода в § 3. Напомним при этом, что эта конфигурация была выведена прямо из основной гипотезы об универсальном постоянстве момента импульса электронов. Эти соображения дают объяснение и «притяжению» двух атомов. Необходимо отметить, что предположение об относительно более медленном движении ядер по сравнению с электронами с большой степенью точности удовлетворяется при соударении двух атомов газа при обычных температурах. Если задать определенное расположе-

ние электронов в начале процесса, то этим методом мы получаем очень мало сведений о вероятности объединения электронов после произвольного соударения между двумя атомами.

Другой путь, по которому может идти образование нейтральной молекулы водорода, — это объединение одного положительно заряженного атома и одного отрицательно заряженного. Согласно теории, положительно заряженный атом водорода представляет собой просто ядро с пренебрежимо малыми размерами и зарядом e , тогда как отрицательно заряженный атом является системой, состоящей из одного ядра и окружающего его кольца с двумя электронами. Как показано в части II, такую систему следует считать возможной, потому что выделенная при ее образовании энергия больше, чем соответствующая энергия для нейтрального атома водорода. Представим себе теперь, что, как и прежде, благодаря медленному смещению ядер положительно и отрицательно заряженные атомы соединяются. Мы должны допустить, что если ядра сблизилась до расстояния, равного принятому для конфигурации молекулы водорода, то электроны расположены так же, как в единственно устойчивой для данного расстояния конфигурации, при которой момент импульса электронов обладает предписанным теорией значением. Но состояние движения электронов при смещении ядер не будет меняться непрерывно, как это имеет место при соединении двух нейтральных атомов. При определенном расстоянии между ядрами конфигурация электронов становится неустойчивой и резко претерпевает некоторое конечное изменение; это вытекает непосредственно из того обстоятельства, что, как было показано выше, движение электронов при соединении двух нейтральных атомов пробегает непрерывный ряд устойчивых конфигураций. Поэтому в случае соединения одного положительно и одного отрицательно заряженных атомов работа, произведенная системой против внешних сил, действующих на ядро, не будет равняться разности энергий первоначальной и конечной конфигураций; при прохождении через неустойчивые конфигурации должно испускаться излучение, соответствующее тому, которое испускается при связывании электронов одним ядром, которое рассматривалось в частях I и II.

Из изложенного выше следует, что при распаде молекулы водорода в результате медленного увеличения расстояния между ядрами получаются два нейтральных атома, а не один положительно и один отрицательно заряженные атомы. Это согласуется со следствиями, вытекающими из опытов над положительными лучами¹.

Теперь представим себе вместо двух атомов водорода два атома гелия, т. е. системы, каждая из которых состоит из одного ядра с зарядом $2e$ и окружающего его кольца из двух электронов, и осуществим процесс,

¹ Ср.: J. J. Thomson. Phil. Mag., 1912, 24, 248.

подобный рассмотренному на стр. 141. Примем, что в начале этого процесса атомы гелия также ориентированы друг относительно друга, как и атомы водорода, с той лишь разницей, что фазы электронов в атоме гелия отличаются на четверть оборота, вместо половины оборота у водорода. Как и в предыдущем случае, при смещении ядер плоскости электронных колец сближаются быстрее, чем ядра, и при определенном расстоянии между ядрами плоскости колец сливаются. В ходе дальнейшего сближения ядер электроны располагаются в одном кольце на равных угловых расстояниях. Как и в предыдущих случаях, можно показать, что в ходе этой операции в любой момент времени система остается устойчивой относительно смещения электронов перпендикулярно плоскости кольца. Но в противоположность тому, с чем мы встретились в случае водорода, внешние силы, которые необходимо будет применять, чтобы держать систему в равновесии, постоянно действуют в направлении уменьшения расстояния между ядрами, и система никогда не пройдет через равновесную конфигурацию; атомы гелия в ходе этого процесса взаимно «отталкиваются». Эти соображения объясняют, почему атомы гелия не расположены к соединению в молекулу при их сближении.

Вместо двух атомов водорода или гелия рассмотрим теперь один атом водорода и один гелия, ядра которых медленно сближаются подобным же образом. В этом случае в противоположность предыдущим электроны не стремятся располагаться в одном кольце. Вследствие большой разницы в радиусах орбит электронов в водороде и гелии следует ожидать, что электрон атома водорода всегда будет вращаться вне кольца гелия, и, если ядра будут приведены на очень близкое расстояние, конфигурация электронов будет совпадать с принятой в части II для лития. Внешние силы, действующие на ядра в ходе этого процесса, будут иметь направление, уменьшающее расстояние. Поэтому таким путем нельзя осуществить соединение атомов.

Рассмотренная в § 3 устойчивая конфигурация из трех электронов и двух ядер с зарядами e и $2e$ не может быть образована в результате такого процесса; следовательно, электронное кольцо с самого начала было связано одним из двух ядер. Однако ни ядро водорода, ни ядро гелия не способны связать кольцо из трех электронов, поскольку такой конфигурации будет соответствовать большая суммарная энергия, чем энергия, отвечающая связыванию ядром только двух электронов (ср. часть II, стр. 118, 119). Как указано в § 3, подобная конфигурация не может рассматриваться как возможное соединение водорода и гелия, несмотря на то, что значение W больше, чем сумма значений W для атомов водорода и гелия. Но как мы увидим в следующем параграфе, эта конфигурация может дать указания относительно возможного строения молекул определенного класса химических соединений.

§ 5. Системы, содержащие большее число электронов

Из рассуждений предыдущих параграфов мы приходим к указаниям о конфигурации электронов в системах с большим числом электронов, согласующимся с изложенными в § 2.

Представим себе, что мы даем возможность сблизиться двум атомам с большим числом электронов, подобно тому, как это делалось на стр. 140 для двух атомов водорода. В начале этого процесса влияние внутренних колец на конфигурацию весьма ограничено по сравнению с влиянием внешних колец, так что конечный результат будет зависеть в основном от числа электронов в этих кольцах. Если, например, внешнее кольцо у обоих атомов содержит только по одному электрону, можно ожидать, что эти оба электрона при сближении ядер образуют одно кольцо, как и в случае водорода. При дальнейшем сближении ядер система придет в состояние равновесия прежде, чем расстояние между ядрами становится сравнимым с радиусом внутренних электронных колец. Если расстояние продолжает уменьшаться, то отталкивание ядер будет преобладать, стремясь препятствовать сближению систем.

Таким способом мы приходим к возможной конфигурации молекулы, состоящей из двух одноатомных веществ, например молекулы HCl , у которой электронное кольцо, представляющее химическую связь, ориентировано подобно тому, как это имеет место в молекуле водорода. Однако, поскольку, как и в случае водорода, выделяющаяся при связывании атомов энергия составляет лишь небольшую долю кинетической энергии внешних электронов, следует ожидать, что небольшие отличия в расположении электронов в кольцах, вызванные наличием в атомах внутренних колец, окажут большое влияние на теплоту образования и химическое родство веществ. Как упоминалось в § 2, детальное обсуждение этих вопросов приводит к трудоемким численным расчетам. Однако мы можем произвести приближенное сравнение теории с экспериментом, если рассмотрим относительную частоту колебаний двух атомов в молекуле. В § 3 (стр. 139) мы вычислили эту частоту для молекулы водорода. Если только предположить, что связь атомов подобна связи атомов в молекуле водорода, то частоту другой молекулы легко вычислить, зная отношение масс данного ядра и ядра водорода. Обозначая частоту водородной молекулы через ν_0 , а атомные веса веществ, осуществляющих упомянутую связь, через A_1 и A_2 соответственно, для частоты получаем

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2}}.$$

Если атомы одинаковы, то молекула строго симметрична, и мы не можем ожидать поглощения излучения, соответствующего упомянутой частоте. Для газа HCl в инфракрасной области наблюдалась полоса поглощения¹, соответствующая частоте около $8,5 \cdot 10^{13}$. Если в последней формуле положить $A_1 = 1$ и $A_2 = 35$ и использовать для ν_0 значение, приведенное на стр. 139, то получим $\nu = 13,7 \cdot 10^{12}$. Учитывая характер использованного приближения, получающееся соответствие можно считать удовлетворительным.

Рассматриваемые молекулы могут возникнуть и в результате соединения двух атомов, из которых один заряжен положительно, а другой — отрицательно. Однако, как и в случае водорода, следует ожидать, что при распаде молекулы получаются два нейтральных атома. Но могут существовать и молекулы другого типа, для которых это не имеет места, например молекулы, построенные подобно рассмотренной в предыдущем параграфе системе из кольца с тремя электронами и двух ядер с зарядами соответственно e и $2e$. Как мы видели, необходимым условием образования такого рода конфигурации является способность одного из атомов связывать три электрона во внешнем кольце. Согласно нашей теории, это условие не удовлетворяется для атомов водорода или гелия, тогда как для кислорода оно имеет место. С помощью использованных в части II обозначений конфигураций предположенная для кислорода конфигурация обозначалась как $8(4, 2, 2)$. С помощью расчета, сделанного в части II, получаем для этой конфигурации $W = 228,07W_0$, а для конфигурации $8(4, 2, 3)$ $W = 228,18W_0$. Поскольку последнее значение W больше первого, конфигурацию $8(4, 2, 3)$ можно считать способной к существованию; она представляет однократно отрицательно заряженный атом кислорода. Если только ядро водорода приблизится к системе $8(4, 2, 3)$, можно ожидать образования устойчивой конфигурации, в которой внешние электроны расположены примерно так же, как в упомянутой выше системе. При распаде этой конфигурации кольцо из трех электронов останется с атомом кислорода.

Эти рассуждения ведут к возможной для молекулы воды конфигурации, состоящей из ядра кислорода с небольшим кольцом из четырех электронов и двух ядер водорода, расположенных на оси кольца на равных расстояниях от первого ядра и удерживаемых в равновесии двумя большими кольцами с тремя электронами в каждом; последние вращаются вокруг оси системы в параллельных плоскостях и расположены так, что электроны в одном кольце находятся как раз напротив промежутков между электронами в другом. Если представить себе, что такая система распадается вследствие медленного взаимного удаления ядер водорода,

¹ См.: Н. К а у с е г. Handb. d. Spektr., 1905, 3, 366.

то мы должны получить два положительно заряженных атома водорода и атом кислорода с двойным отрицательным зарядом. В последнем внешние электроны должны располагаться в двух трехэлектронных кольцах, вращающихся в параллельных плоскостях. Принятие такой конфигурации для молекулы воды дает возможность объяснить сильное поглощение водой инфракрасных лучей и большую величину ее диэлектрической постоянной.

До сих пор мы рассматривали только системы, имеющие ось симметрии, вокруг которой по круговым орбитам вращаются электроны. Но в таких системах, как молекула CH_4 , мы не можем предполагать существование оси симметрии и поэтому должны отказаться от строго круговых орбит. Требуемая теорией конфигурация молекулы CH_4 является конфигурацией обычного тетраэдрического типа: в центре тетраэдра — атом углерода с очень узким кольцом из двух электронов, а в каждом углу — атом водорода. Химические связи представлены четырьмя двухэлектронными кольцами, вращающимися вокруг отрезков, соединяющих центр с углами. Более детальное обсуждение такого вопроса лежит далеко за рамками представленной здесь теории.

Заключительные замечания

В настоящей работе была сделана попытка развить теорию строения атомов и молекул на основании представлений, введенных Планком для расчета излучения черного тела, и теории строения атома, предложенной Резерфордом для объяснения рассеяния α -частиц веществом.

Теория Планка рассматривает испускание и поглощение излучения атомным вибратором постоянной частоты независимо от энергии, которой обладают системы в рассматриваемый момент. Но предположение о таком вибраторе включает предположения о квазиупругих силах и несовместимо с теорией Резерфорда, согласно которой все силы, действующие между частицами в атомной системе, обратно пропорциональны квадрату расстояния между ними. Поэтому, чтобы иметь возможность использовать основные результаты Планка, необходимо вводить новые предположения об испускании и поглощении излучения атомными системами.

В настоящей работе вводятся следующие основные предположения.

1. Испускание (или поглощение) энергии происходит не непрерывно, как это принимается в обычной электродинамике, а только при переходе системы из одного «стационарного» состояния в другое.

2. Динамическое равновесие системы в стационарных состояниях определяется обычными законами механики, тогда как для перехода системы между различными стационарными состояниями эти законы недействительны.

3. Испускаемое при переходе системы из одного стационарного состояния в другое излучение монохроматично и соотношение между его частотой ν и общим количеством излученной энергии E дается равенством $E = h\nu$, где h — постоянная Планка.

4. Различные стационарные состояния простой системы, состоящей из вращающегося вокруг положительного ядра электрона, определяются из условия, что отношение между общей энергией, испущенной при образовании данной конфигурации, и числом оборотов электронов является целым кратным $h/2$. Предположение о том, что орбита электрона круговая, равнозначно требованию, чтобы момент импульса вращающегося вокруг ядра электрона был бы целым кратным $h/2\pi$.

5. «Основное» состояние любой атомной системы, т. е. состояние, при котором излученная энергия максимальна, определяется из условия, чтобы момент импульса каждого электрона относительно центра его орбиты равнялся $h/2\pi$.

Было показано, что при этих предположениях с помощью модели атома Резерфорда можно объяснить законы Бальмера и Ридберга, связывающие частоты различных линий в линейчатом спектре. Затем были даны руководящие идеи для создания теории строения атомов элементов и образования молекул химических соединений; как мы показали, эта теория в различных пунктах приближенно согласуется с экспериментами.

Близкая связь между этой теорией и современной теорией излучения черного тела и удельной теплоемкости выявляется отчетливо; кроме того, поскольку, согласно обычной электродинамике, магнитный момент вращающегося по круговой орбите электрона пропорционален моменту импульса, можно ожидать тесную связь и с теорией магнетонов Вейсса. Развитие подобной теории теплового излучения и магнетизма на основе настоящей теории требует все же введения дальнейших допущений о поведении связанных электронов в электромагнитном поле. Автор надеется позже вернуться к этим вопросам.

СПЕКТРЫ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ *

Недавно Фаулер ¹ наблюдал некоторое число новых линий при сильном разряде в водородно-гелиевой смеси. Некоторые из этих линий, очень близко расположенных к линиям серии, которую наблюдал Пикеринг в спектре звезды ζ Кормы; вследствие ее простой связи с обычной серией Бальмера она была приписана водороду. Другие линии оказались близки к спектральной серии, которую предсказал Ридберг, назвавший ее главной серией водорода. Остальные новые линии имеют простую связь с последней названной серией, но явно не укладываются в теорию Ридберга.

Исходя из теории спектров ², основанной на представлениях Резерфорда о строении атома и теории черного излучения Планка, я пришел к выводу, что новые обнаруженные Фаулером линии не связаны с водородом и все принадлежат гелию, образуя второй спектр гелия, совершенно аналогичный обычному спектру водорода. Эта точка зрения была подтверждена новыми опытами Эванса ³, наблюдавшего спектральную линию 4886 в обычной гелиевой трубке, не показывающей обычные линии водорода. С другой стороны, Фаулер ⁴ привел возражения против допущения, что эти линии принадлежат гелию. В своем сообщении Фаулер указывает, что обе спектральные серии, названные им первой и второй главными сериями водородного спектра, по его мнению, в пределах ошибок измерения нельзя объединить в одну серию, как это следует из моей теории. Тем не менее я думаю, что эти линии можно объяснить теоретически в удовлетворительном согласии с измерениями.

Второй и третий столбцы приведенной ниже табл. 1 содержат найденные Фаулером длины волн новых линий и соответствующие пределы оши-

* *The Spectra of Helium and Hydrogen*. Nature, 1913, 92, 231, 232.

¹ Fowler. Month. Roy. Astr. Soc., 1912, Dec.

² N. Bohr. Phil. Mag., 1913, 26, 1.

³ Evans. Nature, 1913, Sept. 4, 5.

⁴ Fowler. Nature, 1913, Dec. 25, 95.

бок измерения. Линии обозначены P_1 , P_2 и S в зависимости от того, принадлежат они первой или второй главной серии или резкой побочной серии. Выражения в четвертом столбце являются произведениями длины волны на величину $(1/n_1^2 - 1/n_2^2)$, где n_1 и n_2 даны в пятом столбце.

Таблица 1

Серия	$\lambda \cdot 10^9$	Пределы ошибок	$\lambda \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \cdot 10^{10}$	$(n_1; n_2)$
P_1	4685,98	0,01	22779,1	(3; 4)
P_2	3203,30	0,05	22779,0	(3; 5)
P_1	2733,34	0,05	22777,8	(3; 6)
P_2	2511,31	0,05	22778,3	(3; 7)
P_1	2385,47	0,05	22777,9	(3; 8)
P_2	2306,20	0,10	22777,3	(3; 9)
P_1	2252,88	0,10	22779,1	(3; 10)
S	5410,5	1,0	22774	(4; 7)
S	4541,3	0,25	22777	(4; 9)
S	4200,3	0,5	22781	(4; 11)

Выражения в четвертом столбце почти одинаковы и, по-видимому, нет никаких указаний на систематическую разницу между выражениями для линий, обозначенных P_1 и P_2 .

Значения соответствующих величин для первых линий в обычном спектре водорода ¹ даны в табл. 2.

Таблица 2

$\lambda \cdot 10^9$	$\lambda \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \cdot 10^{10}$	$(n_1; n_2)$
6563,04	91153,3	(2; 3)
4861,49	91152,9	(2; 4)
4340,66	91153,9	(2; 5)
4101,85	91152,2	(2; 6)
3970,25	91153,7	(2; 7)

В соответствии с обсуждаемой теорией имеем

$$K = \lambda \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = \frac{ch^3 (M + m)}{2\pi^2 E^2 e^2 M m},$$

¹ A m e s. Phil. Mag., 1890, 30, 48.

где c — скорость света, h — постоянная Планка, e и m — заряд и масса электрона, E и M — заряд и масса центрального положительно заряженного ядра. Эта формула в точности совпадает с данной в *Philosophical Magazine*, где, однако, в первом приближении пренебрегалось массой электрона в сравнении с массой ядра. Приведенная выше таблица дает для водорода и гелия следующие значения:

$$K_{\text{H}} = 91153 \cdot 10^{-10} \quad \text{и} \quad K_{\text{He}} = 22779 \cdot 10^{-10}.$$

Отношение этих величин равно

$$\frac{K_{\text{H}}}{K_{\text{He}}} = 4,0016.$$

Если в теоретической формуле для водорода положить $E = e$ и $M = 1835m$ и использовать новые определения h , e и m , получим

$$K = 92 \cdot 10^{-7}.$$

Экспериментально полученное значение этой величины в пределах ошибок измерения при определении h , e и m согласуется с теоретическим.

Теоретическое значение отношения величин K для водорода и гелия может быть определено с большой точностью, так как оно не зависит от абсолютных значений h , e и m . Если $E_{\text{He}} = 2E_{\text{H}}$ и $M_{\text{He}} = 4M_{\text{H}}$, то из указанной выше формулы получим

$$\frac{K_{\text{H}}}{K_{\text{He}}} = 4,00163$$

в точном соответствии с экспериментом.

Можно отметить еще одно следствие теории: гелий должен излучать серию, линии которой близко, но не в точности совпадают с линиями обычного спектра водорода. Эти до сих пор еще не обнаруженные линии соответствуют $n_1 = 4$ и $n_2 = 6, 8, 10, \dots$ и имеют длины волны 6560,3; 4859,5; 4338,9; . . . Следует ожидать, что эти линии возникают одновременно с замеченными Фаулером линиями резкой побочной серии и обладают интенсивностью того же порядка величины, что и эти последние.

Копенгаген, 8 октября 1913 г.

О СПЕКТРЕ ВОДОРОДА *

Водород не только самый легкий из всех известных элементов, но занимает особое место среди других веществ и в иных отношениях как по физическим, так и по химическим свойствам. Это особенно ясно сказывается в линейчатом спектре водорода.

Спектр водорода, наблюдаемый в обыкновенной трубке Гейслера, состоит из ряда линий; самая яркая лежит в красной части, а остальные линии простираются до ультрафиолетовой области спектра. При этом расстояние между соседними линиями уменьшается; убывает также интенсивность. В ультрафиолетовой части спектра последовательность линий сходится к некоторому пределу.

Как известно, Бальмер в 1885 г. обнаружил, что длины волн, соответствующие этим линиям, выражаются с необыкновенной точностью простым законом

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

где R — постоянная, n — целое число. Длины волн пяти самых ярких линий водорода для $n = 3, 4, 5, 6, 7$, измеренные при нормальных давлениях и температуре, приведены в табл. 1; рядом сопоставлены длины волн, умноженные на фактор

$$\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Из табл. 1 видно, насколько точно произведение остается постоянным; отклонения не больше, чем ошибки наблюдения.

Как известно, открытие Бальмера привело к открытию линейчатых спектров других элементов. Наиболее важные работы в этой области

* *Om brintspektret. Fysisk Tidsskrift, 1914, 12, 97—114.*

Таблица 1

n	$\lambda \cdot 10^8$	$\lambda \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \cdot 10^{10}$
3	6563,04	9,1153,3
4	4861,49	9,1152,9
5	4340,66	9,1153,9
6	4101,85	9,1152,2
7	3970,25	9,1153,7

выполнены Ридбергом (1890) и Ритцом (1908). Ридберг доказал, что в спектрах большого числа элементов существуют серии линий с длинами волн, приближенно выражающимися следующей формулой:

$$\frac{1}{\lambda_n} = A - \frac{R}{(n + \alpha)^2},$$

где A и α — некоторые постоянные, характерные для данной серии, R — универсальная постоянная, равная постоянной водородного спектра. Если длины волн отнесены к пустоте, то по вычислению Ридберга постоянная R равна 109 675. В отличие от простого спектра водорода в спектрах многих других веществ существует несколько серий линий, приближенно определяемых формулой Ридберга с различными значениями постоянных α и A . Ридберг доказал уже в первой своей работе, что между постоянными различных спектральных серий того же элемента имеются простые соотношения. Эти законы были обобщены Ритцом в так называемом комбинационном принципе. Согласно этому принципу, длины волн, соответствующие различным линиям спектра элемента, могут быть представлены формулой

$$\frac{1}{\lambda} = F_r(n_1) - F_s(n_2). \quad (2)$$

Здесь n_1 и n_2 — целые числа, $F_1(n)$, $F_2(n)$, ... — ряд функций n , которые приближенно можно выразить в виде

$$F_i(n) = \frac{R}{(n + \alpha_i)^2},$$

где R — универсальная постоянная Ридберга, α_i — постоянные, разные для различных функций. Согласно комбинационному принципу, всякому сочетанию n_1 и n_2 и функций F_1 и F_2 должна соответствовать своя спектральная линия. Такая формулировка принципа обозначала поэтому

предсказание множества спектральных линий, не содержащихся в прежних спектральных формулах.

Во многих случаях вычисления оказались в точном согласии с наблюдениями. На этом основании Ритц предположил, что формула (1) для спектра водорода представляет собой частный случай более общей формулы

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (3)$$

и предсказал, между прочим, существование серии линий в инфракрасной части спектра, выраженной формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Пашену в 1909 г. удалось наблюдать две первые линии этой серии для $n = 4$ и $n = 5$.

Водород имел большое значение для развития наших знаний спектральных законов не только благодаря своему обычному простому спектру, состоящему из линий, но и по другой, не столь непосредственной причине. В то время, когда законы Ридберга не получили еще достаточного подтверждения, Пикеринг (1897) обнаружил в спектре одной звезды серию линий, стоявшую в очень простом отношении к обычному спектру водорода; линии с большой точностью могли быть выражены формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{\left(n + \frac{1}{2}\right)^2} \right).$$

Ридберг истолковал эти линии как новую серию водородного спектра и предсказал по своей теории существование еще одной серии линий, длины волн которых должны выражаться формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{(3/2)^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

При детальном рассмотрении более ранних наблюдений оказалось, что действительно в спектре некоторых звезд наблюдалась линия, почти совпадавшая с первой линией этой серии ($n = 2$); по аналогии с другими спектрами можно было также ожидать, что эта линия должна быть самой яркой. После триумфа теории Ридберга на основании таких результатов станет понятным, что всякое сомнение в том, что новый спектр действительно водородный, должно было рассеяться. Взгляды Ридберга считались совершенно верными до самого последнего времени, когда вдруг снова возникли

споры после того, как английскому физик^у Фаулеру в 1912 г. удалось обнаружить линии Пикеринга в лабораторных опытах. В течение сегодняшнего вечера мы еще вернемся к этому вопросу.

Разумеется, открытие изящных и простых законов линейчатых спектров вызвало многочисленные попытки теоретического объяснения. Подобные попытки были особенно заманчивы потому, что простота спектральных законов и беспримерная точность их выполнения, казалось, сулили привести к их правильному толкованию; если бы таковое было найдено, оно должно быть простым и в состоянии дать ценное объяснение свойств материи. Я с удовольствием бы изложил некоторые из этих теорий, многие из которых исключительно интересны и разработаны с величайшей находчивостью и остроумием; к сожалению, время не позволяет выполнить это в сегодняшний вечер. Я должен ограничиться замечанием, что ни одна из этих теорий, по-видимому, не дает удовлетворительного или хотя бы вероятного объяснения законов линейчатых спектров. Незнание законов, управляющих внутриатомными процессами, делает вообще едва ли возможным объяснение такого типа, к которому стремились названные выше теории. Экспериментальное и теоретическое изучение законов теплового излучения за последние годы особенно отчетливо выяснило недостаточность наших обычных теоретических представлений. Вы поймете поэтому, что и я сегодня не намерен развивать перед вами объяснения спектральных законов; я предполагаю показать, каким образом можно привести спектральные законы в тесную связь с другими свойствами элементов, — свойствами, в свою очередь необъяснимыми с точки зрения наших теперешних представлений. При изложении этих соображений я буду опираться как на результаты изучения теплового излучения, так и на представления о строении атомов, возникшие при исследовании радиоактивных элементов.

Я начну с изложения выводов, полученных из опытов и теории теплового излучения.

Рассмотрим полость, находящуюся в температурном равновесии с окружающими телами. В этой полости будет содержаться некоторое количество энергии, принадлежащей тепловым лучам, испускаемым окружающими телами и пересекающим полость по всем направлениям. Предполагая, что тепловое излучение тел системы не может нарушить температурного равновесия, Кирхгоф (1860), как известно, показал, что энергия излучения в единице объема пустого пространства так же, как и распределение этой энергии по длинам волн, не должны зависеть ни от формы, ни от объема пространства, ни от природы окружающих тел, но только от температуры. Этот вывод Кирхгофа подтверждается опытом, и теперь после большого числа экспериментальных исследований мы знаем довольно точно величину энергии, распределение ее по длинам волн и зависи-

мость от температуры; иначе говоря, как это обычно выражают, мы знаем довольно точно экспериментальные законы «теплового излучения».

Рассуждения Кирхгофа могли предсказать только существование некоторого закона теплового излучения; многие другие физики пытались позднее иным путем найти более подробное объяснение экспериментальных результатов. Легко видеть, что возможность решения этой задачи имеется в электромагнитной теории света и теории электронов. Согласно последней, тело состоит из электронов. Делая определенные гипотезы о силах, действующих на электроны, можно вычислить движения электронов и отсюда получить энергию, излучаемую телом в единицу времени, так же как и распределение ее по длинам волн электромагнитных колебаний. Подобным же образом можно вычислить поглощательную способность тела для лучей данной длины волны путем определения обратного действия электромагнитных волн на движение электронов. Если для каждой температуры известны поглощение и излучение тела для лучей определенной длины волны, то можно, как показал Кирхгоф, получить непосредственно закон теплового излучения. Поскольку результат не должен зависеть от природы тела, мы вправе ожидать согласия с опытом даже при совершенно специальных предположениях о силах, действующих на электроны в гипотетическом теле. Такое положение дела, конечно, значительно упрощает задачу; тем не менее она очень трудна и приходится удивляться даже небольшому продвижению на этом пути. Как известно, это удалось Лоренцу (1903). Лоренц исходил из тех же предположений о движениях электронов в металле, которыми с успехом уже пользовался Друде (1900) для теоретического вычисления отношения электропроводности и теплопроводности в металлах. Лоренц нашел отношение излучательной и поглощательной способностей и получил отсюда выражение закона теплового излучения, действительно, превосходно совпадавшее с экспериментальными результатами для длинных волн. Несмотря на этот прекрасный и многообещающий результат, оказалось, что электромагнитная теория не в состоянии объяснить закон теплового излучения. Если не ограничиваться, как это сделал Лоренц, длинными волнами, но рассмотреть также колебания, соответствующие коротким волнам, то придется констатировать несомненное противоречие с опытом. Особенно ясно это следует из работ Джинса (1905), в которых он пользовался интересным косвенным статистическим методом, предложенным впервые Рэлеем.

Мы вынуждены поэтому заключить, что классическая электродинамика не соответствует действительности, или, если пользоваться более осторожным выражением, ее нельзя применять для расчета поглощения и излучения атомов. К счастью, закон теплового излучения послужил указанием направления, в котором нужно искать необходимые изменения в электродинамике. Еще до появления работ Лоренца и Джинса Планк (1900) вывел

теоретически формулу для теплового излучения, находящуюся в полном согласии с опытом. Планк исходил не только из классической электродинамики; он ввел предположение, что система колеблющихся электрических частиц (элементарные резонаторы) не может непрерывно излучать и поглощать энергию, как это предписывает обычная электродинамика. Излучение и поглощение происходит прерывно таким образом, что энергия, имеющаяся в системе в каждый определенный момент, всегда является целым кратным так называемого кванта энергии; его величина есть $h\nu$, где h — так называемая постоянная Планка и ν — частота колебаний системы. В формальном отношении теория Планка оставляет желать многого; при некоторых вычислениях применяется обычная электродинамика, в других местах вводятся предположения, явно противоречащие электродинамике; при этом не указывается, возможно ли единое представление применяемых методов. На основании одного согласия с опытами в области теплового излучения теория Планка едва ли приобрела бы общее признание. Однако, как вы знаете, теория дала необычайно много для понимания ряда таких, весьма различных физических явлений, как удельная теплоемкость, фотоэлектрический эффект, рентгеновские лучи и поглощение тепловых лучей в газах. В этих случаях гипотеза об обмене энергией дискретными порциями используется не только для качественного рассмотрения явлений. Оказывается возможным, применяя численное значение постоянной Планка h , учесть, по крайней мере приближенно, количественную сторону многих явлений, о которой ранее ничего нельзя было сказать. Поэтому едва ли будет преждевременным думать, что независимо от того, как сложится окончательное объяснение, открытие «квантов энергии» можно рассматривать как один из самых важных результатов физики. Его необходимо принимать во внимание при исследованиях свойств атомов, в особенности в таких задачах, как объяснение спектральных законов, где речь идет об излучении и поглощении электромагнитных волн.

Мы переходим теперь к рассмотрению второй части той основы, на которой предполагаем строить теорию, именно к выводам, полученным из опытов с радиоактивным излучением элементов. Я имел случай еще ранее рассказывать здесь, в Физическом обществе, о рассеянии α -лучей при прохождении через тонкие пластинки. При этом я указывал, что Резерфорд (1911) предложил новую теорию строения атомов для объяснения своеобразных и неожиданных результатов этих опытов. Поэтому сегодня я напому только, что самым характерным моментом теории Резерфорда является предположение о существовании внутри атома положительно заряженного «ядра». Вокруг ядра нужно представлять себе электроны, вращающиеся по замкнутым орбитам в таком числе, чтобы их отрицательный заряд нейтрализовал положительный заряд ядра. Размеры ядра

должны быть очень малы по сравнению с размерами электронных орбит; кроме того, в ядре должна быть сосредоточена почти вся масса атома.

По вычислениям Резерфорда, положительный заряд ядра соответствует числу электронов, приблизительно равному половине атомного веса. Это число совпадает приближенно с номером элемента в периодической системе, поэтому естественно предположить, что число электронов в атоме равно порядковому номеру элемента. Эта гипотеза высказана впервые ван ден Бруком (1912); как легко видеть, она открывает возможность простого объяснения периодической системы. Эта гипотеза получает подтверждение в опытах с элементами небольшого атомного веса. Прежде всего ясно, что по теории Резерфорда α -частица тождественна ядру атома гелия; α -частица несет на себе двойной положительный заряд, откуда непосредственно следует, что нейтральный атом гелия содержит два электрона. Далее, согласованность результатов опытов в столь различных областях, как диффузное рассеяние рентгеновских лучей и торможение α -лучей, делает весьма вероятным предположение, что в атоме водорода имеется единственный электрон. Это прекрасно согласуется с тем, что Дж. Дж. Томсон в своих известных опытах с положительными лучами никогда не наблюдал у атома водорода больше, чем один положительный заряд, в то время как атомы других исследованных элементов могли появляться с более высокими зарядами.

Предположим теперь, что атом водорода состоит просто из одного электрона, вращающегося вокруг ядра с положительным зарядом и массой, значительно большей, чем у электрона. Легко видеть, что такое предположение делает особенно наглядным то исключительное положение водорода среди элементов, на которое мы указывали вначале. Тем не менее на первый взгляд кажется совершенно безнадежной попытка объяснить на основе такой простой системы эти особые свойства водорода, не говоря уже о его линейчатом спектре.

Для упрощения предположим, что масса ядра бесконечно велика по сравнению с массой электрона, а скорость последнего очень мала сравнительно со скоростью света. Отвлечемся временно от излучения, сопровождающего ускоренное движение электрона по законам обычной электродинамики; в таком случае из первого закона Кеплера следует, что электрон описывает эллипс, причем ядро находится в фокусе эллипса. Обозначим число обращений электрона в секунду через ω , большую ось эллипса — через $2a$, заряд и массу электрона — через e и m , заряд ядра — через e , количество энергии, которое нужно сообщить системе для удаления электрона бесконечно далеко от ядра, — через W . Тогда имеем

$$\omega^2 = \frac{2W^3}{\pi^2 m e^4}; \quad 2a = \frac{e^2}{W}. \quad (4)$$

Эти выражения чрезвычайно просты и показывают, что число обращений и длина большой оси зависят только от W и не зависят от эксцентриситета орбиты. Мы видим, что, изменяя W , можно получить все возможные значения ω и $2a$. Это последнее обстоятельство указывает, между прочим, что найденные формулы нельзя применять непосредственно для вычисления орбиты электрона в атоме водорода. Мы должны предполагать, что орбита электрона не может быть любой: линейчатый спектр во всяком случае указывает, что колебания электрона не могут непрерывно изменяться в широких пределах. Уже соображения размерности позволяют указать, что мы не можем двинуться вперед, исходя из столь простой системы; с помощью только e и m невозможно определить такие величины, как диаметр атома или число колебаний.

Если попытаться принять во внимание излучение энергии по обычным законам электродинамики, то затруднение станет еще большим. Вследствие излучения энергии величина W стала бы постепенно возрастать; одновременно с этим увеличивалось бы число оборотов системы и уменьшались размеры орбиты, как это видно из формул (4). Такой процесс продолжался бы до тех пор, пока частицы не сблизилась настолько, что взаимное притяжение прекратилось. Количество энергии, излученное до этого момента, было бы очень большим; если же предположить, что частицы являются непротяженными, это количество энергии было бы даже бесконечным. Для размеров электрона, вычисляемых из его массы (приблизительно 10^{-18} см), и для размеров ядра по Резерфорду (приблизительно 10^{-12} см) эта энергия превосходила бы во много раз ту энергию, которая наблюдается в атомных процессах.

Мы видим, что пользоваться моделью атома Резерфорда невозможно, если опираться исключительно на обычную электродинамику. Но этого и следовало ожидать. Как я уже говорил, нужно считать доказанной невозможность удовлетворительного объяснения опытов с тепловым излучением на основе электродинамики и какой-нибудь механической модели. Поэтому, может быть, вовсе неплохо, что недостатки модели атома, которую мы рассматриваем, выступили отчетливо сразу. Хотя у других моделей атома эти недостатки скрыты значительно глубже, тем не менее они должны существовать и быть столь же серьезными.

Попытаемся теперь, применяя теорию Планка к нашей задаче, выйти из указанных затруднений.

Мы видим тотчас же, что не может быть и речи о непосредственном применении теории Планка. В теории Планка речь идет об излучении и поглощении энергии в системе электрических частиц, колеблющихся с определенной частотой; эта частота зависит только от природы системы и не зависит от энергии, содержащейся в ней в данный момент. В рассматриваемой нами системе, состоящей из ядра и вращающегося вокруг него

электрона, период колебания соответствует периоду обращения электрона; но формула (4) для ω показывает, что период обращения зависит от W , т. е. от энергии системы. Однако невозможность непосредственного применения теории Планка к нашей проблеме не является столь серьезной, как это может показаться. Принимая теорию Планка, мы признаем открыто недостаточность обычной электродинамики и решительно порываем с рядом положений, тесно связанных с этой теорией. Делая такой шаг, мы можем предвидеть, что не все противоречия наших теперешних представлений и опыта исчерпываются гипотезой Планка о величине энергии, которая в любой момент должна содержаться в колеблющейся системе. Мы стоим здесь перед неизвестной областью и, вводя гипотезы, должны заботиться лишь о том, чтобы избежать противоречия с опытом. Будущее покажет, насколько этого можно избежать по всем пунктам; самый надежный путь, конечно, — делать возможно меньше гипотез.

Приняв это к сведению, обратимся сначала к опытам по тепловому излучению. В этих опытах непосредственно наблюдается распределение энергии по колебаниям различных длин волн. Нужно, конечно, себе представлять, что эта энергия исходит из систем колеблющихся частиц; но мы совершенно ничего не знаем об этих системах. Никто никогда не видел резонатора Планка и не измерял период его колебаний; мы наблюдаем период колебаний излучения. Поэтому для нас чрезвычайно выгодно, что, как оказывается, при выводе закона теплового излучения нет надобности в гипотезах об излучающих системах, кроме предположения о том, что излучаемая энергия равна $h\nu$, где h — постоянная Планка, ν — частота колебаний излучения. Дебай (1910) показал, что на основании одной этой гипотезы, комбинируя методы Планка и Джинса, можно получить закон излучения Планка. Прежде чем входить в детали строения колебательной системы, посмотрим, насколько возможно согласовать указанную гипотезу об излучении со спектральными закономерностями.

Если в спектре какого-нибудь элемента имеется линия с частотой колебаний ν , то мы будем, следовательно, предполагать, что атом (или другая элементарная система) излучает энергию $h\nu$. Обозначая энергию атома до излучения через E_1 , а после излучения — через E_2 , имеем

$$h\nu = E_1 - E_2 \quad \text{или} \quad \nu = \frac{E_1}{h} - \frac{E_2}{h}. \quad (5)$$

Следует думать, что в процессе излучения система переходит из одного состояния в другое; мы назовем эти состояния *стационарными состояниями* для обозначения того, что они являются остановками, между которыми происходит излучение энергии, соответствующей данной спектральной линии.

Как мы видели, по Ритцу спектр элемента состоит из серии линий, длины волн которых могут быть выражены формулой (2). Сравнивая эту формулу с соотношением (5), мы видим ($\nu = c/\lambda$, где c — скорость света), что появление каждой линии можно истолковать как переход системы между двумя стационарными состояниями, энергия которых с точностью до произвольной аддитивной постоянной выражается соответственно через $-chF_r(n_1)$ и $chF_s(n_2)$. На основе такого толкования комбинационный принцип утверждает, что система имеет ряд стационарных состояний, причем она может переходить из одного состояния в другое с испусканием монохроматического излучения. Таким образом, простым обобщением нашей первой гипотезы мы получаем возможность формального объяснения самой общей закономерности линейчатых спектров.

Этот результат приводит к попытке составить наглядное представление о стационарных состояниях, применявшихся до сих пор чисто формально. В поисках такой наглядной картины мы, естественно, обращаемся к спектру водорода. Формула в этом случае, согласно (3), имеет вид

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{n_1^2} - \frac{R}{n_2^2}.$$

В соответствии с нашим предположением, спектр образуется при переходах системы между различными стационарными состояниями, о которых мы можем пока утверждать только, что в n -м состоянии энергия системы дается с точностью до произвольной аддитивной постоянной выражением Rhc/n^2 . Попробуем теперь воспользоваться рассмотренной ранее моделью атома водорода. Предположим, что для вычисления числа обращений электрона в стационарных состояниях системы можно воспользоваться полученной ранее формулой для ω . Такое предположение естественно. Если мы желаем вообще составить наглядное представление о стационарных состояниях, у нас нет других средств, по крайней мере сейчас, кроме обычной механики.

Попробуем в виде пробы для n -го стационарного состояния подставить $W = Rhc/n^2$. Тогда на основании формулы (4) находим

$$\omega_n^2 = \frac{2}{\pi^2} \frac{R^3 h^3 c^3}{e^4 m n^6}. \quad (6)$$

Излучение света, соответствующее определенной спектральной линии, происходит, по нашей гипотезе, при переходе между двумя стационарными состояниями с частотами обращения электрона ω_{n_1} и ω_{n_2} . Мы не имеем права ожидать, согласно нашим предположениям, простой связи между числом обращений электрона и частотой колебаний излучения. Вы видите, что я не пытаюсь здесь дать то, что обыкновенно называется объяснением;

в наших рассуждениях нет речи о том, как и почему происходит излучение. Только в одном пункте мы можем ожидать связи с нашими обычными представлениями. Можно ожидать, что излучение длинных электромагнитных волн может быть вычислено согласно классической электродинамике. Такое предположение чрезвычайно подкрепляется, например, результатом вычислений Лоренца, о которых мы говорили выше.

Из формулы для ω мы видим, что при возрастании n число обращений уменьшается и одновременно отношение ω_n/ω_{n+1} приближается к единице, оставаясь больше единицы. На основании изложенных выше соображений частота излучения, соответствующая переходу между $(n + 1)$ -м и n -м состояниями, задается выражением

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right).$$

Если n очень велико, то выражение приближенно таково: $\nu = 2Rc/n^3$. Для установления связи с обычной электродинамикой мы приравняем в этом случае частоту излучения числу обращений электрона, т. е. $\omega_n = 2Rc/n^3$. Сравнивая это выражение с (6), мы видим, что n в этом равенстве сокращается и для R получаем

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m}{ch^3}. \quad (7)$$

Постоянная R известна с большой точностью и, как я уже говорил, равна 109 675. Подставляя значения e , m и h по новейшим измерениям в теоретическое выражение (7) для R , находим величину $1,09 \cdot 10^5$. Лучшего согласия не приходится желать, если принять во внимание неуверенность в экспериментальных значениях постоянных e , m и h . Поэтому мы можем утверждать, что нашли согласие наших вычислений и классической электродинамики в том объеме, в котором этого вообще позволительно ожидать.

Как уже говорилось, нет оснований для распространения такого же толкования на другие стационарные состояния. Однако для всех состояний существуют некоторые простые с формальной стороны соотношения. Подставляя найденное значение R , мы получаем, например, для n -го состояния $W_n = (1/2) n h \omega_n$. Это равенство является полным аналогом гипотезы Планка относительно значений энергии резонатора. В нашей системе, как легко видеть, W равняется средней кинетической энергии электрона за время одного оборота. Как вы помните, энергия резонатора всегда равна $n h \nu$. Далее в резонаторе Планка кинетическая энергия в среднем равна потенциальной, и, следовательно, среднее значение кинетической энергии этого резонатора равно $(1/2) n h \nu$. Эта аналогия дает новый способ изложения

теории, и именно она привела меня первоначально к изложенным выше соображениям. Учитывая, однако, насколько по-разному используется это равенство здесь и в теории Планка, я считаю ошибочным принимать в основу упомянутую формальную аналогию; в своем изложении я пытался, насколько возможно, от нее освободиться.

Обратимся к дальнейшей наглядной интерпретации наших расчетов; подставим в выражение для $2a$ значение W , соответствующее n -му стационарному состоянию. Находим

$$2a = n^2 \frac{e^2}{chR} = n^2 \frac{h^2}{2\pi^2 me^2} = n^2 \cdot 1,1 \cdot 10^{-8}. \quad (8)$$

Мы видим, что для малых значений n размеры большой оси электронной орбиты оказываются того же порядка величины, что и диаметр атома, вычисляемый в кинетической теории газов. Для больших значений n величина $2a$ становится очень большой по сравнению с вычисленными размерами атомов. Такой результат не стоит, однако, в безусловном противоречии с опытом. Мы можем себе представить, что при обычных обстоятельствах атом водорода находится лишь в состоянии, соответствующем $n = 1$. В этом состоянии W имеет наибольшее значение, и атом отдает наибольшую энергию; это состояние наиболее устойчивое: без затраты внешней энергии система не может перейти из него в какое-либо другое состояние. Поэтому большие значения $2a$ для больших n не противоречат опыту. Эти большие значения объясняют, может быть, то обстоятельство, что в лабораторных опытах не удается наблюдать спектральные линии водорода, соответствующие большим значениям n в формуле Бальмера; эти линии наблюдаются, однако, в спектрах некоторых небесных тел. Только при очень низких давлениях большие электронные орбиты не будут возмущаться электрическими силами соседних атомов; давление должно быть столь низким, что в гейслеровской трубке обычных размеров мы не получим свечения достаточной яркости. Однако можно предполагать, что на небесных телах водород находится в крайнем разрежении на огромных пространствах.

Вы, по-видимому, заметили, что мы до сих пор не говорили о том спектре, который был найден на некоторых звездах и который обычно приписывается водороду; по Ридбергу, он образует одну взаимосвязанную систему линий с обычным водородным спектром в полной аналогии со спектрами других элементов. Быть может, вы обратили внимание на то, что этот спектр трудно согласуется с предположениями, которыми мы пользовались. Для согласования нам пришлось бы отказаться от тех простых соображений, которые привели к выражению (7) для постоянной R . Мы увидим, однако, что есть и другой путь для объяснения возникновения названного спектра. Предположим, что этот спектр

отвечает не атому водорода, но другой простой системе, образованной из одного электрона, вращающегося вокруг ядра с электрическим зарядом Ne . Выражение для ω в этом случае будет

$$\omega^2 = \frac{2}{\pi^2} \frac{W^3}{N e^4 m}.$$

Повторяя те же рассуждения, что и прежде, только в обратном порядке, мы приходим к результату, что рассматриваемая система должна испускать излучение, имеющее линейчатый спектр, определяемый формулой

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 N^2 e^4 m}{ch^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = R \left(\frac{1}{\left(\frac{n_1}{N}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{n_2}{N}\right)^2} \right). \quad (9)$$

Сравнивая (9) с формулой для серий Пикеринга и Ридберга, мы видим, что обнаруженные линии могут быть объяснены теоретически, если предположить, что эти линии обязаны своим происхождением электрону, вращающемуся вокруг ядра с зарядом $2e$, т. е., согласно теории Резерфорда, ядра атома гелия. Объяснить отсутствие этого спектра в обычной гелиевой трубке и наличие его на звездах можно тем, что для возникновения его требуется высокая степень ионизации; нейтральный атом гелия имеет два электрона, в рассмотренной же системе — только один электрон.

Эти выводы, по-видимому, подтверждаются опытом. Я уже говорил, что английскому физику Фаулеру удалось недавно наблюдать линии Пикеринга и Ридберга в лабораторных экспериментах. Пропуская сильный электрический разряд через трубку со смесью водорода и гелия, Фаулер наблюдал не только эти линии, но также и новую серию, находящуюся в простом отношении к линиям Пикеринга и Ридберга; длины волн новых линий могут быть представлены приближенно формулой

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{(3/2)^2} - \frac{1}{\left(n + \frac{1}{2}\right)^2} \right).$$

Фаулер истолковал все наблюдавшиеся линии как принадлежащие водороду. Однако открытие последней серии линий разрушило аналогию между спектром водорода и спектрами других элементов и тем самым основы выводов Ридберга. В то же время можно видеть, что появление упомянутых спектральных линий можно было ожидать на основании изложенного выше толкования спектра.

В приведенной здесь табл. 2 в первом столбце даны длины волн, измеренные Фаулером, во втором — указанные им пределы ошибок наблюдения; в третьем столбце даны произведения длины волны на фактор $[(1/n_1^2) - (1/n_2^2)] \cdot 10^{10}$, в скобках указаны использованные значения n_1 и n_2 .

Мы видим, что эти произведения с большой точностью постоянны, отклонения соответствуют порядку величины приведенных пределов ошибок наблюдения.

Таблица 2

$\lambda \cdot 10^8$	Предел ошибок	$\lambda \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \cdot 10^{10}$	$\lambda \cdot 10^8$	Предел ошибок	$\lambda \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \cdot 10^{10}$
4685,98	0,01	22779,1 (3; 4)	2306,20	0,10	22777,3 (3; 9)
3203,30	0,05	22779,0 (3; 5)	2252,88	0,10	22779,1 (3; 9)
2733,34	0,05	22777,8 (3; 6)	5410,5	1,0	22774 (4; 7)
2511,31	0,05	22778,3 (3; 7)	4541,3	0,25	22777 (4; 9)
2385,47	0,05	22777,9 (3; 8)	4200,3	0,5	22781 (4; 11)

По формуле (9), выведенной нами для спектра, произведение $\lambda \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$ должно точно равняться четверти соответствующего произведения для водородного спектра. Из двух таблиц мы находим для произведения соответственно значения 91 153 и 22 779; деля первое из этих чисел на второе, получаем 4,0016. Это отношение очень близко к 4; однако отклонение значительно больше, чем это можно объяснить на основе точности эксперимента. Этому легко найти теоретическое объяснение. Во всех предыдущих расчетах мы предполагали, что масса ядра может быть взята бесконечно большой по сравнению с массой электрона. Это, конечно, не так, хотя приближенно и верно; для атома водорода отношение массы ядра к массе электрона приближенно равно 1850, а в атоме гелия — вчетверо больше.

Если мы рассмотрим систему, состоящую из одного электрона, движущегося вокруг ядра с зарядом Ne и массой M , то для числа обращений электрона найдем следующее выражение:

$$\omega^2 = \frac{2}{\pi^2} \frac{W^3 (M + m)}{N e^4 M m}.$$

Из этого равенства, точно так же, как и раньше, мы выводим, что система будет излучать свет с линейчатым спектром, длины волн которого выражаются формулой

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 N^2 e^4 m M}{ch^3 (M + m)} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (10)$$

Попытаемся теперь из формулы (10) найти отношение рассматриваемых произведений для спектра водорода и гипотетического спектра гелия;

мы получим значение 4,00163 в полном согласии с приведенным выше значением, которое было вычислено из экспериментальных данных.

Мне хотелось бы также упомянуть, что английский физик Эванс произвел некоторые эксперименты с целью решить вопрос о том, принадлежит ли спорный спектр водороду или гелию. Ему удалось наблюдать одну из линий спектра в трубке, наполненной чистым гелием; во всяком случае водорода было столь мало, что обычные его линии не наблюдались. Можно надеяться, что опыты будут продолжены, так как Фаулер, по-видимому, не считает этот результат решающим. Однако есть и другая возможность решить вопрос. Из последней формулы следует, что рассматриваемый спектр гелия должен иметь кроме линий, наблюдавшихся Фаулером, еще серию линий, очень близко совпадающую с обычными водородными линиями. Эти линии предсказываются формулой (10), если для n_1 подставить 4, а для n_2 — 6, 8, 10. Если даже эти линии и существуют, их было бы чрезвычайно трудно отличить от водородных линий. Если бы тем не менее их удалось отличить, то вопрос о происхождении спектра можно было бы считать решенным; не было бы никаких оснований приписывать этот спектр водороду.

Если рассматривать спектры других элементов, то соотношения становятся сложнее, так как атомы содержат большее число электронов. До сих пор не удалось теоретически объяснить другие спектры, кроме рассмотренных выше. Однако можно указать, что общие законы спектров просто объясняются на основании наших предположений. В отношении комбинационного принципа это очевидно; в том способе рассмотрения, которому мы следовали, мы частично исходили именно из этого принципа. Но также и другой общий закон — наличие постоянной Ридберга во всех формулах спектров — может быть просто объяснен. Предположим, что интересующие нас спектры точно так же, как и спектр водорода, соответствуют излучению нейтральной системы во время присоединения оторванного электрона. Если такой электрон движется вокруг ядра по орбите, большей по сравнению с орбитами других электронов, то он подвергается действию почти таких же сил, что и электрон в атоме водорода, так как внутренние электроны почти нейтрализуют действие части положительного заряда ядра. Поэтому можно предполагать, что система имеет ряд стационарных состояний, в которых электрон движется приблизительно так же, как и в стационарных состояниях атома водорода. Я не предполагаю входить в детали этих соображений; замечу только, что они приводят к тому выводу, что постоянная Ридберга не может быть точно той же самой для всех элементов. В выражение этой постоянной войдет фактор $M/(m+M)$, где M — масса ядра. Эта поправка чрез-

вычайно мала для элементов с большим атомным весом; для водорода же, по спектроскопическим понятиям, она очень значительна. Хотя применяемый нами метод приводит к правильным результатам, тем не менее нельзя вычислять постоянную Ридберга непосредственно из спектра водорода; по теории величина этой универсальной постоянной должна быть не 109 675, а 109 735.

Я не хочу утомлять вас сегодня дальнейшими подробностями; позднее я надеюсь вернуться здесь, в Физическом обществе, к этим вопросам, чтобы показать, каким образом использованная нами точка зрения приводит к теории строения атомов и молекул. Прежде чем закончить, я хотел бы выразить надежду, что я выразался достаточно ясно и вы поняли то резкое противоречие между изложенными соображениями и поразительно гармоничным кругом представлений, которые называют классической электродинамикой. В то же время я стремился пробудить в вас надежду, что, быть может, именно подчеркивание указанного противоречия приведет со временем к определенной связи и в новых представлениях.

МОДЕЛЬ АТОМА И СПЕКТРЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ *

В своем письме в «Nature» «Атомная модель и спектры рентгеновских лучей» Линдеман¹ сопоставляет новые исследования Мозли о высокочастотных спектрах элементов² с расчетами в моей статье «О строении атомов и молекул»³.

По мнению Линдемана, теоретическое объяснение результатов Мозли можно получить разными путями. Отсюда он заключает, что упомянутое согласие нельзя рассматривать как довод в пользу использованных в моей статье предположений. Путем рассмотрения размерностей он пытался найти соотношение между пятью величинами: ν , r , Npe^2 , m и h . Он показал, что для ν можно получить бесконечное число различных выражений через r , Npe^2 , m и h , и обрисовал, как многие из этих выражений можно привести в приближенное соответствие с экспериментальными данными.

Но этот способ обработки мне представляется необоснованным. Так же как эти пять величин ν , r , Npe^2 , m и h , можно считать независимыми и четыре: r , Npe^2 , m и h . Из рассмотрения размерностей можно получить соотношение между r , Npe^2 , m и h ; подстановка этого соотношения в выведенные Линдеманом выражения сводит их к одному и тому же.

Только анализом размерностей нельзя вычислить числовые множители, определяющие точные значения частот в спектре какого-либо элемента; это можно сделать, лишь вводя конкретные предположения о строении атома и механизме излучения. Рассмотрение специальных предположений, использованных в моих расчетах, можно найти в моей статье о влиянии электрических и магнитных полей на спектральные линии. Вскоре эта статья будет опубликована⁴.

Копенгаген, Университет, 5 января 1914 г.

* *Atomic Models and X-ray Spectra*. Nature, 1914, 92, 553, 554.

¹ F. A. Lindemann. Nature, Jan. 1914.

² G. D. Mosely. Phil. Mag., Dec. 1913.

³ N. Bohr. Phil Mag., 1913, 26, 1, 476, 857 (статья 5).

⁴ Статья 9.— *Прим. ред.*

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ *

В предыдущей статье¹ автор показал, что можно получить объяснение целого ряда закономерностей спектральных линий, применяя теорию Планка об излучении абсолютно черного тела к резерфордовской теории строения атома. В настоящей работе эти рассуждения получают свое дальнейшее развитие, причем будет показано, что с помощью этой теории можно рассчитать некоторые характерные особенности как недавно открытого Штарком² влияния электрического поля на спектральные линии, так и ранее открытого Зееманом влияния магнитного поля на спектральные линии. Будет также показано, что эта теория, вероятно, дает объяснение появлению обычных спектральных дублетов³.

§ 1. Линейчатые спектры излучения

Предложенная автором для объяснения линейчатых спектров теория может быть кратко сформулирована следующим образом.

Основное допущение теории Планка состоит в том, что энергия системы, состоящей из колеблющихся электрически заряженных частиц,

* *On the Effect of electric and magnetic Fields on spectral Lines.* Phil. Mag., 1914, 27, 506—524.

¹ N. B o h r. Phil. Mag., 1913, 26, 1, 476, 857. (Статья 5.)

² J. S t a r k. Sitzungsber. d. Kgl. Akad. d. Wiss. Berlin, 1913, S. 932.

³ В то время, когда эта статья подготавливалась, Э. Варбург [Verhand. d. D. Phys. Ges., 1913, 15, 1259] опубликовал теоретическую работу, касающуюся этого же вопроса. Он показал, что ожидаемое согласно моей теории влияние электрического и магнитного полей на спектр водорода по порядку величины соответствует определяемому опытным путем. Однако в отличие от выводов данной работы Варбург считает, что представляется невозможным подробно рассчитать теоретически результаты эксперимента. По его мнению, теория ведет к расширению линий водорода в электрическом поле, а не к возникновению монохроматических компонент, как это наблюдал Штарк. Он рассчитал также, что следующее из теории изменение эффекта Зеемана от линии к линии несовместимо с экспериментом.

может превращаться в излучение не непрерывно, как это принято в обычной электродинамике, а исключительно в виде определенных квантов величиной $h\nu$, где h — универсальная постоянная, а ν — частота излучения¹. Это же относится и к обратному процессу. Если это предположение применить к испусканию излучения с линейчатым спектром и предположить, что определенная спектральная линия соответствует частоте излучения ν , испускаемого при переходе элементарной системы из состояния с энергией A_1 в состояние с энергией A_2 , то получим

$$h\nu = A_1 - A_2. \quad (1)$$

Согласно Бальмеру, Ридбергу и Ритцу, частота отдельных линий спектра элемента может быть выражена формулой

$$\nu = f_r(n_1) - f_s(n_2), \quad (2)$$

где n_1 и n_2 — целые числа и f_1, f_2, \dots — ряд функций от n , выражаемых формулой

$$f_r(n) = \frac{K}{n^2} \Phi_r(n), \quad (3)$$

где K — универсальная постоянная, а Φ — функция, которая для больших n стремится к единице. Полный спектр получается, если числа n_1 и n_2 , а также функции f_1, f_2, \dots комбинируются всевозможными способами.

Сформулированные выше положения можно интерпретировать следующим образом.

1. Каждая линия спектра соответствует излучению, которое испускается элементарной системой при переходе между двумя состояниями, в которых энергия с точностью до произвольной постоянной выражается соответственно как $-hf_s(n_2)$ и $-hf_r(n_1)$.

2. Система может переходить из одного такого состояния в другое, испуская монохроматическое излучение. Эти состояния будем называть «стационарными».

¹ В первоначальной теории Планка использовались еще некоторые другие предположения о свойствах колеблющейся системы. Однако Дебай [Ann. d. Phys., 1910, 33, 1427] показал, что формулу Планка можно вывести без какого-либо предположения о вибраторах, если допустить, что обмен энергией между вибратором и излучением может происходить только отдельными квантами $h\nu$. Далее следует заметить, что Пуанкаре [Journal. de physique, 1912, 2, 5] также пришел к необходимости предположить, что переход энергии должен происходить квантами $h\nu$, если мы хотим объяснить законы излучения абсолютно черного тела в согласии с опытом.

Спектр водорода, наблюдаемый в обыкновенных вакуумных трубках¹, может быть представлен соотношениями (2) и (3), если предположить

$$\Phi_1(n) = \Phi_2(n) = \dots = 1. \quad (4)$$

Исходя из этого мы предположим, что этот спектр соответствует переходам системы, обладающей рядом стационарных состояний, в которых с точностью до произвольной постоянной энергия n -го состояния задается выражением

$$A_n = -h \frac{K}{n^2}. \quad (5)$$

Согласно теории Резерфорда, атом элемента состоит из положительно заряженного центрального ядра, вокруг которого по замкнутым орбитам обращаются электроны. Различными путями было однозначно установлено, что число электронов в нейтральном атоме равняется порядковому номеру соответствующего элемента в периодической системе элементов².

Согласно этой теории, строение атома водорода является чрезвычайно простым. Он состоит из электрона, обращающегося вокруг положительно заряженного ядра и несущего противоположный заряд. Для такой системы в обычной механике мы получаем соответственно следующие выражения для частоты ω и большой полуоси орбиты $2a$:

$$\omega^2 = \frac{2W^3(M+m)}{\pi^2 e^4 M m}, \quad 2a = \frac{e^2}{W}, \quad (6)$$

где e и $-e$ заряды, M и m — массы соответственно ядра и электрона, W — количество энергии, которое необходимо сообщить системе, чтобы удалить электрон на бесконечно большое расстояние от ядра. Заметим, что эти выражения не зависят от эксцентриситета орбиты.

Чтобы получить механическую интерпретацию упомянутых выше стационарных состояний, подставим в выражения (6) $W_n = -A_n$. Это дает

$$W_n = \frac{hK}{n^2}, \quad \omega_n^2 = \frac{2h^3 K^3 (M+m)}{\pi^2 e^4 m M n^6}, \quad 2a = \frac{e^2 n^2}{hK}. \quad (7)$$

Согласно этой точке зрения, излучение, соответствующее линии спектра водорода, испускается в том случае, когда атом переходит между

¹ Серия линий, которая наблюдалась сначала Пикерингом в спектре звезды и недавно Фаулером в вакуумных трубках со смесью водорода и гелия, приписывалась также водороду. Эти линии могут быть объяснены данной теорией, если мы их припишем гелию [Phil. Mag., 1913, 26, 10 (статья 5); ср. также: Nature, 1913, 42, 231 (статья 6)].

² Ср.: A. v. d. B r o e k. Phys. Zeitschr., 1913, 14, 32, а также некоторые новые статьи в «Nature».

двумя состояниями, которым соответствуют различные значения n . Мы должны допустить, что механизм излучения не может быть в деталях описан методами обычной электродинамики. Однако известно, что последняя дает удовлетворительное объяснение явлений излучения в области малых частот. Если наша точка зрения справедлива, то следует ожидать наличия в данной области определенного соответствия между излагаемой теорией и точкой зрения обычной электродинамики.

Из формул (7) видно, что ω_n для больших n стремится к нулю и что одновременно дробь ω_n/ω_{n+1} стремится к единице. Согласно нашей теории, частота излучения при переходе от $(n+1)$ -го к n -у стационарному состоянию равна

$$\frac{1}{h}(A_{n+1} - A_n).$$

При больших n это выражение приближается к

$$\frac{1}{h} \cdot \frac{dA_n}{dn}.$$

Согласно обычной электродинамике, следовало бы ожидать, что частота обращения равняется частоте излучения и, следовательно, для больших n

$$\frac{dA_n}{dn} = h\omega_n. \quad (8)$$

Если вместо A_n и ω_n подставить значения, заданные формулами (5) и (7), то мы увидим, что n исключается из этого соотношения и условие равенства частот принимает вид

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m M}{h^3 (M + m)}. \quad (9)$$

Из непосредственных наблюдений следует, что $K = 3,290 \cdot 10^{15}$. Подставив новейшие значения для e , m и h ¹, мы получим для правой части выражения (9) $3,26 \cdot 10^{15}$. Эти значения K совпадают в пределах ошибок опытов при определении e , m и h . Из этого можно заключить, что искомое соотношение между нашей теорией и обычной электродинамикой действительно существует. Из формул (7) и (9) получаем

$$W_n = \frac{2\pi^2 e^4 m M}{n^2 h^2 (M + m)}, \quad \omega_n = \frac{4\pi^2 e^4 m M}{n^3 h^3 (M + m)}, \quad 2a_n = \frac{n^2 h^2 (M + m)}{2\pi^2 e^2 m M}. \quad (10)$$

Для значения $n = 1$, соответствующего нормальному состоянию атома, мы получаем $2a = 1,1 \cdot 10^{-8}$, т. е. величину такого же порядка, какую дает кинетическая теория газов для диаметра атома. Но для больших n значение $2a$ больше, чем значения обычных атомных размеров. Как я уже

¹ N. B o h r. Phil. Mag., 1913, 26, 487 (статья 5, часть II).

указывал в предыдущих работах, этот результат может находиться в соответствии с тем, что в вакуумных трубках линии водорода для больших значений n в формуле Бальмера не появляются. Однако эти линии наблюдаются в спектрах звезд. Из рассуждений следующего раздела будет вытекать, что большое значение диаметра орбиты дает объяснение поразительно большой величине эффекта Штарка.

Из формул (10) следует, что условие (8) пригодно для всех n , а не только для больших значений. Далее, для стационарной орбиты полная энергия W равна среднему значению полной кинетической энергии частиц T ; следовательно, из (10) мы получаем

$$T_n = \frac{1}{2} n h \omega_n. \quad (11)$$

Используя выражение (6), мы допускали, что движение частиц в стационарных состояниях может быть описано в рамках классической механики. Из этого предположения в общем случае можно показать, что условия (8) и (11) равносильны. Рассмотрим частицу, движущуюся по замкнутой орбите в стационарном поле. Пусть ω — частота обращения, T — среднее значение кинетической энергии за один оборот и W — среднее значение суммы кинетической и потенциальной энергии частицы в стационарном поле. Применяя принцип Гамильтона, при малом изменении орбиты получаем

$$\delta W = -2\omega \delta \left(\frac{T}{\omega} \right). \quad (12)$$

Если новая орбита также соответствует динамическому равновесию, то мы получим $\delta A = -\delta W$, где A — полная энергия системы, и видим, что эквивалентность формул (8) и (11) следует непосредственно из условия (12). В этих выводах мы не сделали никаких предположений о величине эксцентриситета орбиты. Если орбиты круговые, то условие (11) равносильно простому условию, что момент импульса системы в стационарных состояниях равен целому кратному $h/2\pi$ ¹.

В вибраторах Планка частицы удерживаются вместе благодаря квазиупругим силам. Среднее значение кинетической энергии равно среднему значению потенциальной энергии соответствующих смещений. В результате этого (11) представляет собой полную аналогию первоначальному соотношению Планка

$$U = nh\nu$$

между энергией U монохроматического вибратора и его частотой ν . Эта аналогия позволяет дать другое изложение данной теории, более сходное

¹ Ср.: Z. W. Nicholson. Month. Not. Roy. Astr. Soc., 1912, 72, 679.

с тем, которое содержится в моих предыдущих работах¹. Если же рассматривать большое различие между предпосылками, лежащими в основе соотношения (11), с одной стороны, и условия Планка — с другой, то было бы удобнее искать основу наших рассуждений не в формальной аналогии, а непосредственно в основополагающем условии (1) и в закономерностях линейчатого спектра.

При обсуждении сложной структуры спектров других элементов мы должны предположить, что атомы этих элементов обладают несколькими рядами различных стационарных состояний. Эта сложность совокупности стационарных состояний по сравнению с атомом водорода выглядит вполне естественно вследствие наличия большого числа электронов в тяжелых атомах. Это и делает возможным большое число различных типов конфигураций частиц.

С точностью до произвольной постоянной энергия n -го состояния в r -й серии, согласно соотношениям (1), (2) и (3), будет

$$A_{n,r} = -\frac{hK}{n^2} \Phi_r(n). \quad (13)$$

Излагаемая теория недостаточно разработана, чтобы подробно рассчитать выражение (13) для $A_{n,r}$. Но можно получить простую интерпретацию того, что в каждой серии для больших значений n функция $\Phi_r(n)$ стремится к единице.

Допустим, что в стационарных состояниях один из электронов движется на достаточно большом расстоянии от ядра (по сравнению с расстоянием других электронов). Если атом нейтральный, то внешний электрон будет подвергаться действию таких сил, которые близки силам, действующим на электрон в атоме водорода. Исходя из этого, выражение (13) можно интерпретировать следующим образом: существует большое число рядов стационарных состояний атома, в которых конфигурация внутренних электронов остается приблизительно одинаковой для всех состояний внутри данной серии, в то время как для внешних электронов эта конфигурация меняется от состояния к состоянию приблизительно так же, как и в атоме водорода.

¹ *Дополнение при корректуре.*— Э. Герке [Phys. Zeitschr., 1914, 15, 123] попытался представить теорию спектра водорода несколько иным образом, чем это было сделано в моих предыдущих работах. Он использовал метод, подобный предложенному мною, но даже не пытался найти механическое объяснение соотношению Планка между частотой излучения и количеством излученной энергии; он также не пытался дать механическую интерпретацию динамического равновесия атоме в его возможных стационарных состояниях, или получить соответствие классической механике в области малых частот.

Очевидно, что эти рассуждения открывают возможность простого объяснения появления постоянной Ридберга в формуле для спектральных серий каждого элемента. Однако в этой связи следует отметить, что исходя из данной точки зрения постоянная Ридберга не совсем одинакова для всех элементов, поскольку выражение (8) для K зависит от массы центрального ядра. Поправка, соответствующая конечной величине M , очень мала для элементов с большим атомным весом и сравнительно велика для водорода. Поэтому недопустимо вычислять постоянную Ридберга непосредственно из спектра водорода. В то время как общепринятое значение постоянной Ридберга есть 109 675, ее теоретическое значение для тяжелого атома равно 109 735.

§ 2. Влияние электрического поля

Как указывалось выше, И. Штарк недавно открыл, что внешнее электрическое поле оказывает своеобразное влияние на линейчатый спектр элемента. Эффект наблюдался у водорода и гелия. При спектроскопическом наблюдении в направлении, перпендикулярном полю, каждая из линий водорода расщепилась на пять однородных компонент, располагавшихся почти симметрично относительно первоначальной линии. Три внутренних компоненты имели слабую интенсивность и по электрическому вектору поляризованы в направлении, перпендикулярном полю, в то время как две внешние сильные компоненты были поляризованы по электрическому вектору параллельно полю. Интервал между компонентами в пределах ошибок опыта оказался пропорциональным напряженности поля. В поле с напряженностью 13 000 в/см наблюдаемая разница в длинах волны двух внешних компонент оказалась 3,6 и $5,2 \cdot 10^{-8}$ см соответственно для линий H_{β} и H_{γ} . Что же касается обеих систем линий гелия, то Штарк наблюдал расщепление линий диффузных побочных серий, причем такого же порядка, что и у водородных линий, однако несколько иного типа. Компоненты располагались несимметрично относительно первоначальной линии и не были поляризованы по отношению к полю. Влияние поля на линии главной серии и резкой побочной серии было очень мало и едва заметно.

Согласно теории, предлагаемой в этой статье, влияние внешнего электрического поля на линии спектра может быть обусловлено двумя различными причинами.

1. Поле может влиять на стационарные состояния излучающей системы и вследствие этого на энергию, которой обладает система в этих состояниях.

2. Оно может влиять на механизм перехода между стационарными состояниями и, следовательно, и на соотношение между частотой излучения и количеством энергии.

Если мы рассматриваем внешнее электрическое поле, то нельзя ожидать эффекта второго вида. Поскольку мы рассматриваем атомы как образования из частиц, на которые действуют электростатические силы, наличие поля мы можем воспринимать как усложнение первоначальной системы; однако, согласно данной нами в предыдущем разделе интерпретации общего комбинационного принципа Ритца для спектральных линий, можно ожидать, что соотношение (1) справедливо для любой системы электрически заряженных частиц.

Ясно, что необходимое условие допустимости подобной точки зрения состоит в том, чтобы частоты компонент спектральных линий, порожденных электрическим полем, могли бы быть выражены формулой типа (2). Как мы увидим дальше, это, по-видимому, совместимо с экспериментами Штарка.

Рассмотрим сначала влияние электрического поля на спектр водорода. Чтобы определить влияние поля на энергию атома в различных стационарных состояниях, мы исследуем его влияние на соотношение между энергией и частотой системы. В этом расчете мы воспользуемся обычной механикой по аналогии с соображениями предыдущего раздела.

Предположим для простоты, что масса ядра бесконечно велика по сравнению с массой электрона. Рассмотрим электрон, первоначально вращающийся по круговой орбите вокруг ядра. Под влиянием внешнего электрического поля орбита деформируется. Если сила действует не совсем перпендикулярно к плоскости орбиты, то со временем эта деформация может стать значительной, даже если сила, действующая со стороны внешнего электрического поля, очень мала по сравнению с силой притяжения между частицами. В этом случае орбиту в каждый данный момент можно рассматривать как эллипс, в одном из фокусов которого находится ядро. Тогда влияние поля будет заключаться в постепенном изменении направления большой оси, а также и эксцентриситета. При этом изменении длина большой оси останется приблизительно постоянной и равной диаметру первоначальной круговой орбиты. Весьма подробное исследование движения электрона, вероятно, было бы очень сложным. Однако можно весьма просто показать, что задача допускает лишь две стационарные орбиты электрона. Эксцентриситет этих орбит равен единице, а большая ось параллельна направлению внешнего поля; орбиты представляют собой просто отрезки прямых линий, проходящих через ядро параллельно полю, по одному с каждой стороны. Можно также показать, что орбиты, приближающиеся к этим предельным случаям, близки к тому, чтобы стать стационарными.

Если пренебречь членами, пропорциональными квадрату напряженности внешнего электрического поля, то для рассматриваемых прямолинейных орбит получим

$$\omega^2 = \frac{e^2}{4\pi^2 m a^3} \left(1 \mp 3E \frac{a^2}{e} \right), \quad (14)$$

где ω — частота колебаний и $2a$ — амплитуда орбиты, E — напряженность внешнего электрического поля, а два знака перед вторым членом в скобках соответствуют орбитам, у которых направление большой оси, отсчитываемое от ядра, совпадает с направлением электрического поля или противоположно ему. Для полной энергии системы мы имеем

$$A = C - \frac{e^2}{2a} \mp 2aeE, \quad (15)$$

где C — произвольная постоянная. Среднее значение кинетической энергии электрона за время колебания равно

$$T = \frac{e^2}{2a} \left(1 \mp 2E \frac{a^2}{e} \right). \quad (16)$$

Оставим пока в стороне обсуждение возможности существования таких орбит и исследуем, какую последовательность стационарных состояний можно ожидать из соотношений (14) и (15). Чтобы определить стационарные состояния, нам хотелось бы, как и в предыдущем разделе, найти связь с обычной электродинамикой в области малых частот. Поступим так, как на стр. 172, и положим для больших n

$$\frac{dA_n}{dn} = h\omega_n,$$

где A_n и ω_n — энергия и частота в n -м состоянии. С помощью (14) и (15) получаем

$$\frac{dn}{da} = \frac{\pi e \sqrt{m}}{h \sqrt{a}} \left(1 \mp \frac{5}{2} E \frac{a^2}{e} \right).$$

Это дает

$$n = \frac{2\pi e \sqrt{m}}{h} \sqrt{a} \left(1 \mp \frac{1}{2} E \frac{a^2}{e} \right),$$

или

$$2a_n = \frac{n^2 h^2}{2\pi^2 e^2 m} \left(1 \pm E \frac{h^4 n^4}{16\pi^4 e^5 m^2} \right). \quad (17)$$

Если подставить выражения для n и a_n в (14), (15) и (16), то получим

$$\omega_n = \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3 n^3} \left(1 \mp E \frac{3h^4 m^4}{16\pi^4 e^5 m^2} \right), \quad (18)$$

$$A_n = C - \frac{2\pi^2 e^4 m}{n h^4} \left(1 \pm E \frac{3h^4 n^4}{16\pi^4 e^5 m^2} \right), \quad (19)$$

$$T_n = \frac{2\pi^2 e^4 m}{n^2 h^3} \left(1 \mp E \frac{3h^4 n^4}{16\pi^4 e^5 m^2} \right). \quad (20)$$

Нужно помнить, что эти формулы справедливы лишь для больших n . Поэтому для механической интерпретации расчетов необходимо предположить, что эксцентриситет больших орбит близок к единице. С другой стороны, из формул (17), (18) и (19) следует, что главные термы в выражениях для $2a_n$, ω_n и A_n такие же, как и выведенные в предыдущем разделе непосредственно из формулы Бальмера. Следовательно, если мы предположим, что эти величины при наличии электрического поля могут быть выражены через ряд термов, содержащих Ea^2/e в возрастающих степенях, то сделанный выше вывод можно рассматривать как определение коэффициента второго терма этого ряда и можно ожидать, что эти выражения справедливы для любых значений n . Подтверждением этого заключения можно считать то обстоятельство, что мы получаем такое же простое соотношение (11) между частотой обращения и средним значением кинетической энергии, как это было найдено в отсутствие поля на стр. 173. При наличии электрического поля мы должны поэтому допускать существование двух рядов стационарных состояний атома водорода, в которых энергия задается соотношением (19). Чтобы обеспечить непрерывность, необходимую для связи с обычной электродинамикой, мы предположили, что система может переходить в различные состояния только данного ряда. Согласно этому предположению, для частоты излучения, испускаемого при переходе между двумя состояниями, соответствующими n_1 и n_2 , получаем

$$\nu = \frac{1}{h} (A_{n_2} - A_{n_1}) = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \left(1 \mp E \frac{3h^4}{16\pi^4 e^5 m^2} n_1^2 n_2^2 \right). \quad (21)$$

Эта формула дает для каждой линии спектра водорода две компоненты, расположенные симметрично относительно первоначальной линии. Их разность частот колебаний пропорциональна напряженности электрического поля и равна ¹

$$\Delta\nu = \frac{3}{4\pi^2} \cdot \frac{h}{em} E (n_2^2 - n_1^2). \quad (22)$$

¹ А. Гарбассо и Э. Герке (Phys. Zs., 1914, 15,) вывели выражения для $\Delta\nu$, которые отличаются от (22) числовым коэффициентом соответственно 2 и $\frac{4}{3}$. Выкладки в работе Гарбассо даны очень кратко, однако они, по-видимому, подобны данным в настоящей статье. Путь вывода этой формулы в работе Герке значительно отличается от примененного здесь.— Прим. авт. при корректуре.

Согласно формуле (21), мы должны бы ожидать, что для больших значений n излучение соответствует колебаниям, параллельным напряженности электрического поля. По аналогии с рассуждениями, проведенными выше, для совпадения с результатами Штарка мы примем, что поляризация имеет место и для малых значений n . Если в формулу (21) подставить экспериментальные значения для e , m и h , а для E — значение 43,9, что соответствует напряженности электрического поля 13 000 в/см, то для расстояния между компонентами H_β ($n_1 = 2$, $n_2 = 4$) и H_γ ($n_1 = 2$, $n_2 = 5$) получим соответственно $4,77 \cdot 10^{-8}$ и $6,6 \cdot 10^{-8}$ см. Мы видим, что эти значения имеют тот же порядок величины, что и те расстояния, которые наблюдал Штарк между двумя компонентами, поляризованными параллельно напряженности электрического поля, а именно: $3,6 \cdot 10^{-8}$ и $5,2 \cdot 10^{-8}$ см. Вычисленные значения несколько выше, чем наблюдаемые. Однако эта разница вполне вероятно могла возникнуть из-за упомянутых Штарком в его работе трудностей при определении величин напряженности электрического поля в его предварительном опыте.

Для отношения между смещениями линий H_β и H_γ из формулы (21) получаем 0,7168 независимо от напряженности электрического поля. Мы замечаем, что эта величина очень близко совпадает с наблюдаемой, а именно 3,6/5,2, или 0,69. В этой связи следует отметить, что вычисленное значение для рассматриваемых отношений не зависит от числовых значений величин в (21) и вследствие этого не зависит от отдельных предположений, которые были использованы при выводе данного выражения. Величину этого отношения можно вывести непосредственно из предположения о существовании ряда стационарных состояний, в которых энергия может быть, выражена в термах, соответствующих возрастающим степеням Ea^2/e .

Возможности для объяснения замеченных Штарком слабых компонент, поляризованных перпендикулярно полю, можно было бы получить при более подробном исследовании действия электрического поля на движение электрона¹. Однако эта проблема не будет здесь далее рассматриваться. Задача о влиянии электрического поля на спектры других элементов, конечно, значительно сложнее, чем для водорода, и не может быть подробно рассмотрена, пока не будет дальше развита теория этих спектров. Однако представляется возможным получить из существующей теории простое объяснение наблюдавшейся Штарком разницы во влиянии поля на различные серии спектра гелия.

¹ К. Шварцшильд (Verh. d. D. Phys. Ges., 1914, S. 20) более подробно рассмотрел задачу влияния поля на движение электрона. В противоположность приведенным выше рассуждениям он пытается использовать результаты для объяснения эффекта Штарка в рамках обычной электродинамики.— Прим. авт. при корректуре.

Согласно изложенному в последнем разделе, различные серии линий в спектре элемента соответствуют различным рядам стационарных состояний атома, в которых один из электронов вращается по орбите вокруг остальных. Для любого большего значения n эта орбита приблизительно такая же, как и орбита электрона в атоме водорода. При обсуждении мы допускали, что влияние электрического поля на энергию стационарных состояний атома водорода связано со значительными изменениями положения и эксцентриситета орбиты электрона при наличии поля. Возможность такого изменения проистекает из того, что в отсутствие поля любая эллиптическая орбита является стационарной. Однако, если имеются возмущающие силы со стороны внутренних атомов, то последнее условие не выполняется, и нужно ожидать, что влияние внешнего электрического поля на стационарные состояния значительно меньше, чем на соответствующие состояния атома водорода. Рассматривая функцию $\Phi_r(n)$, можно получить некоторый масштаб действия внутренних электронов на движение внешнего. Чем больше эта функция приближается к единице, тем меньшим является возмущение, вызываемое внутренними электронами и тем больше движение внешнего электрона приближается к движению электрона в атоме водорода. Для элементов с малым атомным весом, таких, как гелий и литий, $\Phi_r(n)$ имеет значение, очень близкое к единице для диффузной серии, в то время как для резкой серии или главной серии эта величина вовсе не так близка к единице. Поэтому, согласно нашей теории, следовало бы ожидать, что влияние электрического поля на первую серию значительно сильнее, чем на две другие серии. Это соответствует опытам Штарка¹.

Согласно представленной здесь точке зрения, линия диффузной серии спектра гелия соответствует переходу между двумя стационарными состояниями, на одно из которых оказывает влияние электрическое поле, а на другое нет. Для линий водорода поле должно оказывать влияние на оба состояния. Это обстоятельство могло бы дать объяснение наблюдаемому Штарком факту, что компоненты гелия не поляризуются по отношению к полю, как это имеет место в случае линий водорода.

§ 3. Влияние магнитного поля

Влияние магнитного поля на спектральные линии элементов было открыто Зееманом в 1896 г. При наблюдении спектра в направлении, перпендикулярном полю, в простейшем случае линии расщепляются

¹ Поскольку значение $\Phi_r(n)$ во всех сериях линий в спектрах тяжелых элементов значительно отличается от единицы, следует ожидать, что для этих элементов расщепление линий в электрическом поле будет очень малым или вообще неуловимым

на симметричные триплеты, из которых средняя компонента сохраняет положение первоначальной линии и по электрическому вектору поляризуется параллельно магнитному полю, в то время как внешние (боковые) компоненты поляризуются по электрическому вектору перпендикулярно к полю. Известно, что Лоренцу удалось объяснить этот результат на основе классической электронной теории. Согласно его теоретическим расчетам, совпадающим в пределах ошибок опыта с наблюдениями Зеемана, разность частот колебаний между внешними и внутренними компонентами одинакова для всех спектральных линий и равна

$$\tau = \frac{1}{4\pi} \frac{e}{cm} H, \quad (23)$$

где H — напряженность магнитного поля и c — скорость света. Позже наблюдались и сложные типы воздействия магнитного поля на спектральные линии. Но в большинстве случаев были найдены простые числовые соотношения между наблюдаемыми и вычисленными Лоренцом расстояниями компонент¹. Новые опыты Пашена и Бака² по воздействию магнитного поля на двойные линии, о которых будет сказано в следующем разделе, показывают, что сложные типы эффекта Зеемана тесно связаны со сложной структурой несмещенных линий. Теоретические объяснения этих результатов предложены Фогтом³ и Зоммерфельдом⁴.

Поскольку при наличии магнитного поля спектр элемента не может быть выражен формулой типа (2), то из этого следует, что эффект, обусловленный этим полем, не может быть объяснен путем рассуждений, аналогичных использованным во втором разделе при рассмотрении эффекта, вызванного электрическим полем. Если сохранить основное предположение о стационарных состояниях, то нужно предположить, что *магнитное* поле оказывает влияние на механизм перехода между стационарными состояниями, и, следовательно, на соотношение между частотой излучения и количеством энергии (ср. стр. 176). Чтобы исследовать эту проблему, мы постараемся в области малых частот найти связь с обычной механикой методом, аналогичным примененному в предыдущих разделах.

Рассмотрим электрон, который движется вокруг положительно заряженного ядра бесконечно большой массы. В стационарных состояниях орбита электрона в отсутствие какого-либо поля будет эллипсом, в одном из фокусов которого находится ядро. Теперь подобным же образом предположим, что при наличии магнитного поля движение электрона в стационарных состояниях может быть рассчитано обычным методом. Согласно

¹ См.: C. R u n g e. Phys. Zs., 1907, 8, 232.

² Ann. d. Phys., 1912, 39, 897; 1913, 40, 960.

³ Ann. d. Phys., 1913, 40, 368; 41, 403; 42, 210.

⁴ Ann. d. Phys., 1913, 40, 748.

общей теореме Лармора¹, орбита электрона в поле получается наложением эллиптической орбиты и равномерного вращения вокруг оси, проходящей через ядро и параллельной вектору напряженности магнитного поля. В этом заключается возможность пренебречь членами, пропорциональными квадрату напряженности магнитного поля. Частота вращения τ определяется выражением (23). Согласно обычной электродинамике, излучение, испускаемое вращающейся системой, будет соответствовать зеемановскому триплету, средняя компонента которого имеет такую же частоту, как и частота вращения по эллиптической орбите. Далее Ланжевен² показал, что полная энергия системы при вращении не меняется, поскольку возможный выигрыш кинетической энергии электронов компенсируется соответствующей потерей потенциальной энергии всей системы по отношению к полю.

Поэтому, чтобы получить связь с обычной механикой и одновременно сохранить согласие с опытом³, мы приходим к предположению, что действие магнитного поля на стационарные состояния атома водорода состоит в наложении вращения вокруг направления поля с частотой τ и что измененное под действием поля излучение, испускаемое при переходе между двумя стационарными состояниями, обладает поляризацией и частотой зеемановского триплета. Мы видим, что это предположение эквивалентно предположению, что энергия атома водорода в стационарных состояниях не изменяется при наличии поля; однако для случая колебаний, перпендикулярных полю, соотношение (1) заменяется равенством

$$A_1 - A_2 = h(\nu \mp \tau). \quad (24)$$

Необходимо подчеркнуть существенное различие между этими предположениями и теми, которые использовались для объяснения действия электрического поля⁴.

¹ Aether and Matter. Cambridge, 1900, стр. 341.

² Ann. de Chim. et de Phys., 1905, 5, 70. В этой связи нужно заметить, что, согласно излагаемой теории, вращение допускает только диамагнетизм, поскольку кинетическая энергия электронов в стационарных состояниях не может быть преобразована в энергию теплового движения, как это предполагает Ланжевен в своей теории магнетизма. Этот вывод, вероятно, согласуется с опытами, которые показывают, что одноатомные газы гелий и аргон диамагнитны (см.: P. T ä n z l e r. Ann. d. Phys., 1907, 24, 931), несмотря на то, что предложенное в моих предыдущих работах строение этих атомов было таково, что, по теории Ланжевена, они должны были быть парамагнитными.

³ См. F. S t o z e. Journ. de Phys., 1913, 3, 882.

⁴ К. Герцфельд (Phys. Zs., 1914, 15, 193) подробно рассмотрел различные возможности влияния магнитного поля, которые можно было бы ожидать исходя из изложенной автором теории спектра водорода. Его выводы равнозначны полученным выше. При этом он рассматривает влияние членов, пропорциональных квадрату напряженности

Из аналогии между объяснением спектра водорода и спектральных серий других элементов, как оно изложено в первом разделе, можно вывести, что подобные предпосылки справедливы для стационарных состояний других атомов. В следующем разделе будет дано опирающееся на эту основу возможное объяснение сложного эффекта Зеемана для двойных линий.

§ 4. Двойные спектральные линии

Согласно рассуждениям в первом и втором разделах, каждая серия линий в спектре элемента соответствует серии стационарных состояний атома, в которых один электрон движется вокруг остальных. Конфигурация внутренних электронов должна быть почти одинаковой в любой серии, в то время как конфигурация внешнего электрона меняется от состояния к состоянию почти так же, как конфигурация электрона в стационарных состояниях атома водорода.

Согласно данной интерпретации, мы, естественно, должны предположить, что появление двойных линий в спектрах многих элементов¹ вызывается слабыми возмущающими силами, происхождение которых обусловлено конфигурацией внутренних электронов. Эти силы оказывают различное влияние на движение внешнего электрона соответственно различной конфигурации его орбит. Вследствие того, что частота компонент двойных линий может быть выражена формулой типа (2), мы можем, исходя из рассуждений разделов 2 и 3, заключить, что возмущающие силы имеют электростатическое, а не электромагнитное происхождение. Как мы увидим, эта точка зрения, вероятно, дает простое объяснение

поля и показывает, что в сильном магнитном поле эти члены, вероятно, будут иметь заметное влияние на магнитное расщепление таких линий водорода, которые соответствуют большим числам в серии Бальмера. Это следствие большой орбиты электрона в стационарных состояниях, соответствующих большим значениям n .— *Прим. авт. при корректуре.*

¹ Линии обычного спектра водорода в вакуумной трубке при большой дисперсии выглядят так же, как узкие дублеты. Однако, если учесть недостаточную резкость линий и расхождения в значениях расстояний между компонентами, найденными различными наблюдателями, то кажется вероятным, что эти линии не являются настоящими дублетами, а вызваны воздействием электрического поля. На это указывает и тот факт, что расстояние между компонентами растет вместе с номером линии в противоположность поведению обыкновенных двойных линий. Расстояние между компонентами по наблюдениям Пашена и Бака (см. прим. 2 на стр. 181) составляло $0,20 \cdot 10^{-8}$ и $0,24 \cdot 10^{-8}$ см соответственно для линий H_α и H_β . Согласно опытам Штарка, это соответствует для H_β расщеплению, вызванному электрическим полем с напряженностью около 900 в/см. Отношение расщеплений линий H_α и H_β электрическим полем, согласно расчетам, произведенным во втором разделе, должно быть равным 0,76; отношение для наблюдавшихся компонент равно 20/24, или 0,83.

закономерностей, наблюдавшихся при изменении расстояния между компонентами в данной серии двойных линий.

На некотором расстоянии от центра атома, большом по сравнению с расстояниями внутренних электронов, полная сила, действующая со стороны ядра и внутренних атомов, почти равна силе, действующей со стороны ядра, имеющего элементарный положительный заряд. На расстоянии r сила может быть представлена в виде

$$\frac{e}{r^2} + \frac{P}{r^3} + \frac{Q}{r^4} + \dots, \quad (25)$$

где P , Q , ... могут изменяться как с изменением направления линии, соединяющей ядро и внешний электрон, так и со временем. Вторым членом в выражении (25) соответствует расположению внутренних электронов и ядра, подобному электрическому диполю. В случае такого расположения мы увидим, что выполняется условие асимметрии, необходимое для разного влияния на различные орбиты внешнего электрона. Для расположений с большей симметрией, в которых центр тяжести внутренних электронов совпадает с центром тяжести ядра, P будет равно нулю и возмущающие силы будут выражаться членами с более высокими степенями r в выражении (25).

Предположим, что для определенного ряда стационарных состояний P отлично от нуля. Согласно нашим рассуждениям, большая ось орбиты внешнего электрона приближенно равна большой оси орбиты в стационарных состояниях атома водорода. Поэтому большая ось будет приблизительно пропорциональна n^2 . В соответствии с этим величина, соответствующая E в формуле (19) и принадлежащая второму члену в выражении (25), будет изменяться приблизительно как n^{-6} . Поэтому соответствующая формуле (19) разность энергий двух стационарных состояний должна была бы изменяться как n^{-4} . Это соответствует наблюдавшемуся изменению расстояний между компонентами двойных линий в спектре щелочных металлов.

Спектры щелочных металлов в видимой области состоят из трех серий двойных линий. Разность частот компонент линий резкой и диффузной серий одинакова для каждой линии. Для главной серии эта разность быстро уменьшается с номером линии в серии, причем разность приблизительно обратно пропорциональна четвертой степени номера. Мы увидим, что этот спектр можно интерпретировать с помощью предположения о трех рядах стационарных состояний атома, соответствующих различным конфигурациям внутренних электронов, а именно: двух отдельных серий I и II и одной двойной серии III, которая для каждого n представляет два стационарных состояния, с разностью энергий, меняющейся пропорционально n^{-4} . Главная серия дублет^с соответствует переходу одной пары

из состояния III в первое состояние I, в то время как резкие и диффузные побочные серии соответствуют переходам из состояний I и II в первую пару состояний III.

Я не хочу здесь пытаться подробно обсуждать этот вопрос и ограничусь показом того, что принятая нами точка зрения, вероятно, даст подходящее объяснение экспериментальных результатов Пашена и Бака о влиянии магнитного поля на спектральные линии со сложной структурой. Характерным результатом этих опытов является большое различие между влиянием слабого и сильного полей. При наличии слабого магнитного поля компоненты двойной линии расщепляются сложным образом. Если сила поля увеличивается, то сначала вместе с ним равномерно растет и расстояние между слабыми компонентами. Если же расстояния такого же порядка, что и расстояние между компонентами первоначальных двойных линий, то вид системы линий постепенно изменяется. Отдельные линии становятся диффузными и перекрывают одна другую; если поле еще более усиливается, то вся система линий переходит в три однородных компоненты, которые имеют такое же взаимное расположение, как и компоненты простого зеемановского триплета.

Аналогичный результат получается, если рассматривать одновременное влияние электрического и магнитного полей на систему, представляющую собой электрон, движущийся вокруг ядра бесконечно большой массы. Во втором разделе мы предположили, что действие внешнего электрического поля сказывается в том, что эксцентриситет орбиты растет, а большая ось становится параллельной напряженности электрического поля. Согласно данным третьего раздела, действие магнитного поля состоит в том, что на орбиту электрона накладывается вращение с постоянной частотой. Чтобы рассмотреть одновременное действие электрического и магнитного полей, направления которых взаимно перпендикулярны, мы сначала предположим, что влияние электрического поля велико по сравнению с влиянием магнитного. В этом случае ориентирующее действие электрического поля будет противостоять вращающему действию магнитного. В результате должно появиться некоторое число стационарных орбит, расположенных рядом с орбитами, которые можно было бы ожидать вследствие действия только электрического поля. Если, с другой стороны, влияние магнитного поля велико по сравнению с электрическим, то ориентирующее действие электрического поля не может препятствовать общему вращению системы, и можно легко убедиться, что этот случай очень сходен с тем, когда имеется только магнитное поле. Необходимое условие для применения этой аналогии в случае действия магнитного поля на двойные линии состоит в том, чтобы совокупность внутренних электронов не вращалась бы в поле с такой же скоростью, как орбиты внешних электронов. Отметим, что эти рассуждения обна-

руживают аналогию с теорией Зоммерфельда (ср. стр. 181), соответствующую аналогии выкладок предыдущего раздела с теорией Лоренца.

Заключительные замечания

В этой работе использованы следующие общие предположения.

1. Элементарная система с движущимися вокруг ядра электронами излучает энергию не непрерывно, как это предполагает обычная электродинамика, а только при переходе системы между определенными стационарными состояниями.

2. Динамическое равновесие системы в стационарных состояниях подчиняется обычным законам механики, в то время как эти законы непригодны для описания перехода системы между различными стационарными состояниями.

3. Излучение, испускаемое при переходе системы из одного стационарного состояния в другое, монохроматично; только в области малых частот частота приближается к той, которую следует ожидать из обычной электродинамики, в то время как в общем случае частота ν определяется из соотношения $E = h\nu$, где E — общее количество излученной энергии и h — постоянная Планка.

Была предпринята попытка показать, что применение этих предположений к теории Резерфорда о строении атома позволяет дать объяснение законам Бальмера, Ридберга и Ритца для линейчатых спектров.

Далее мы попытались показать, что оказывается возможным объяснить некоторые общие черты открытых Зеemanом и Штарком воздействий магнитного и электрического полей на спектральные линии. Для случая электрического поля мы приняли, что в приведенных предположениях не произойдут никакие изменения. Однако, чтобы в случае магнитного поля получить соответствие с обычной электродинамикой в области малых частот, оказалось необходимым изменить третье предположение.

О СЕРИАЛЬНОМ СПЕКТРЕ ВОДОРОДА И СТРОЕНИИ АТОМА *

В январском номере «Philosophical Magazine» С. Аллен опубликовал две интересные работы, в которых он исследовал вопрос о том, какое влияние на сериальный спектр элемента вызвало бы существование у центрального ядра резерфордовского атома наряду с зарядом еще и свойств небольшого магнита. В первой работе было показано, что при известных предположениях ядерный магнит мог бы служить причиной возникновения нескольких различных серий линий вместо ожидаемой единственной серии, соответствующей ядру просто как точечному заряду. Однако было показано, что магнитное поле того порядка величины, который предполагается в реальных атомах, слишком мало, чтобы объяснить различные серии линий, наблюдаемых в спектрах элементов. Во второй работе формулы, выведенные в первой, применяются к спектру водорода, причем сделана попытка использовать магнитный момент ядра для объяснения тех очень маленьких отклонений от закона Бальмера, которые были обнаружены Куртисом в его новых точных измерениях длин волн линий водорода. Магнитный момент ядра был найден равным примерно 5 магнетонам. Значение этого результата, если он верен, легко оценить; но мне кажется, что некоторые выводы Аллена трудно обосновать.

Применение квантовой теории для расчета влияния магнитного поля представляет собой весьма запутанную проблему, поскольку существует несколько возможных путей применения теории и каждый из них ведет к разным результатам. Единственным ориентиром в этом вопросе являются, по-видимому, опыты по эффекту Зеемана. Из возражений против метода расчета Аллена в первую очередь надо назвать то обстоятельство, что аналогичные расчеты для однородного магнитного поля дают результаты, не согласующиеся с измерениями эффекта Зеемана. Я не буду

* *On the series Spectrum of Hydrogen and the Structure of the Atom.* Phil. Mag., 1915, 29, 332—335.

здесь пытаться обсуждать эту нерешенную сложную задачу¹. Ограничусь лишь исследованием того, как формулы, выведенные в первой работе, применялись во второй. При этом были внесены новые допущения, из которых одно трудно согласовать с основными принципами теории. По расчетам Аллена, наличие магнитного момента ядра ведет к расщеплению линии на компоненты, симметричные относительно первоначальной линии, каждый раз, когда можно пренебречь квадратом напряженности магнитного поля. Этот вывод, как таковой, не может объяснить полученные Куртисом² результаты; они заключаются в том, что «центр тяжести» линий водорода обнаруживает слабые, но систематические отклонения от положения, вычисленного по закону Бальмера. При сравнении теории с экспериментом Аллен воспользовался только одной из двух вычисленных компонент. Этому, по-видимому, не дано объяснения; однако представляется обоснованным, что благодаря малому моменту инерции ядро постоянно занимает положение, при котором его магнитная ось совпадает с направлением магнитного поля, обусловленного вращающимся электроном. Чтобы получить для частоты выражение того же вида, что и эмпирические формулы, с помощью которых Куртис получил свои результаты, Аллен далее предполагает, что в одном из членов его формулы можно пренебречь поправкой. Это предположение сводится к пренебрежению поправкой, вызванной магнитным моментом ядра, в одном из «стационарных состояний» атома. Трудно себе представить, как можно обосновать такое предположение; в самом деле, если ядро обладает слабыми магнитными свойствами, то оно с необходимостью должно иметь одинаковые магнитные свойства во всех состояниях атома. Согласно теории, эти состояния отличаются только размерами орбиты вращающегося электрона. Если же не пренебрегать поправкой, то отклонение формулы Аллена от закона Бальмера значительно больше, чем установленное Куртисом, причем имеет противоположный знак. Поэтому я думаю, что опыты Куртиса вряд ли можно считать подтверждением для интересного представления о ядре-магните и расчета его магнитного момента.

Я хотел бы здесь обратить внимание на другого рода эффект, обуславливающий некоторую поправку к теоретическим формулам для спектра водорода, а именно на изменение массы электрона со скоростью. Представляется необходимым учитывать этот эффект, даже если одновременно сказываются и другие эффекты. Если считать орбиту электрона круговой и поступать таким же образом, как при выводе формулы Бальмера из квантовой теории, но использовать выражения для энергии и импульса

¹ В частном случае однородного магнитного поля некоторые детали этой задачи рассматривались К. Герцфельдом (Phys. Zs., 1914, 15, 193) и автором [Phil. Mag., 1914, 27, 506 (статья 9)].

² W. E. C u r t i s. Proc. Roy. Soc., 1914, A90, 614.

электрона, выведенные в теории относительности, то для спектра водорода получим следующую формулу:

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m M}{h^3 (m + M)} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \left[1 + \frac{\pi^2 e^4}{c \cdot h^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \right],$$

где e и m — заряд и масса электрона, M — масса ядра, h — постоянная Планка и c — скорость света. В этой формуле опущены члены, содержащие отношение скорости электрона к скорости света в степени выше второй. Поправка, соответствующая последнему сомножителю в формуле, имеет тот же знак, что и замеченные Куртисом¹ отклонения от закона Бальмера; однако она составляет только $1/3$ наблюдаемого отклонения.

В связи с этой дискуссией следует заметить, что вряд ли представляется обоснованным сравнивать измерения Куртиса с какой-либо теоретической формулой без учета наблюдаемого удвоения линий водорода. Принимая во внимание, что расстояние между компонентами значительно больше, чем отклонения от закона Бальмера, и что интенсивность компонент неодинакова, трудно при отсутствии теоретического объяснения удвоения знать, какую интерпретацию следует дать измерениям «центра тяжести» линии. В одной из предыдущих работ я высказал предположение, что линии, возможно, не являются истинными дублетами и что наблюдаемое удвоение вызвано электрическим полем заряда. Как поясняет Куртис, такое представление не согласуется с наблюдаемым соотношением расстояния между H_α и H_β . Его, по-видимому, трудно согласовать и с тем, что наблюдаемая интенсивность компонент неодинакова.

Здесь нужно отметить, что, возможно, существует другого рода объяснение наблюдаемого удвоения, не требующее введения новых допущений относительно усложненного внутреннего строения ядра водорода. Для малых скоростей электрона расчет дает одинаковый результат независимо от того, предполагается ли орбита круговой или нет; если учитывать изменение массы электрона со скоростью, то можно показать, что для больших скоростей только круговые орбиты могут быть стационарными. В других случаях орбита вращается вокруг оси, проходящей через ядро и перпендикулярной плоскости орбиты, точно так, как будто атом находится в магнитном поле. Отсюда мы можем заключить, что удвоение линии возникает, если орбиты не являются круговыми. Частота этого вращения зависит от величины эксцентриситета. Для очень малых отклонений орбиты от круговой отношение частоты вращения орбиты к частоте

¹ В рисунке, приведенном в работе Куртиса (Phil. Mag., 1915, 29, 65), кривая, соответствующая выражению указанного выше типа, по ошибке изображена выпуклостью вниз, а не вверх, как должно быть.

обращения электрона задается выражением $\frac{2\pi^2e^4}{n^2c^2h^2}$, что для $n = 2$ дает значения того же порядка величины, что и наблюдаемое удвоение. Имея в виду большое число новых предположений, содержащихся в таких расчетах, по-видимому, не имеет смысла обсуждать этот вопрос отдельно до тех пор, пока не будут проведены точные измерения расстояний между компонентами и в особенности их изменений для различных линий спектра водорода.

В последующей работе я надеюсь подробнее рассмотреть некоторые затронутые здесь проблемы и, в частности, обсудить основные принципы, обусловленные применением квантовой теории к проблеме сериальных спектров и строения атома.

Манчестер, Университет
12 января 1915 г.

СПЕКТРЫ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ *

В своем письме в «Nature» Д. Никольсон¹ обсуждает новые интересные опыты Эванса, касающиеся спектра гелия, полученного при сильном разряде в гейслеровской трубке, заполненной исключительно чистым гелием. Эванс нашел, что серию 4686 и серию Пикеринга можно получить в спектре гелия, не содержащем никаких следов обычных линий водорода. Эти спектральные серии наблюдались несколько лет назад Фаулером при сильном разряде в водородно-гелиевой смеси; раньше их находили только в спектрах звезд. Кроме того, Эванс заметил, что при тех же условиях, при которых наблюдаются серия 4686 и серия Пикеринга, появляется новая серия спектральных линий; с учетом положения и интенсивности линий ее можно объединить с серией Пикеринга в одну серию того же типа, что и серия 4686. Линии новой серии имеют длины волн, очень близкие к длинам волн линий водорода серии Бальмера. В своем письме Д. Никольсон высказал мнение, что результаты Эванса не могут быть использованы для окончательного выбора между различными теоретическими объяснениями обсуждаемого спектра, поскольку новая серия, как и серия Пикеринга, может быть получена из серии 4686 с помощью общего комбинационного принципа. Я не могу согласиться с этим взглядом и хотел бы здесь высказать свои соображения об этом.

Согласно предложенной Ридбергом теории, которая долгое время была общепринятой, все обсуждаемые здесь линии приписывались водороду. Эта теория покоится на предположении об аналогии между спектрами водорода и щелочных металлов. Серия Бальмера, серия Пикеринга и каждая вторая линия серии 4686 рассматривались как диффузная побочная, резкая побочная и главная серии.

В теории, предложенной автором, сериальный спектр водорода представлен просто формулой

$$\nu = K \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

* *The Spectra of Hydrogen and Helium*. Nature, 1915, 95, 6, 7.

¹ D. Nicholson. Nature, 1915, 95, 11 февраля.

которая включает только серию Бальмера, серию Ритца в инфракрасной области и серию, недавно открытую Лайманом, в ультрафиолете. Все остальные серии приписывались гелию и представлялись формулой

$$\nu = 4K' \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (2)$$

включающей серию 4686, серию Пикеринга и новую спектральную серию Эванса. Здесь постоянная K' не равняется в точности K , но очень близка к ней; теоретически для отношения K'/K получается значение 1,00041. Теория покоится на применении квантовой теории к ядерной модели атома и из нее следует комбинационный принцип. Так как в теории принимается, что обычный спектр гелия принадлежит атому гелия, потерявшему один электрон, то спектр, представленный формулой (2), соответствует атому, потерявшему оба электрона. Если искровые спектры возникают при удалении из атома двух электронов, формула (2) должна соответствовать искровому спектру гелия, тогда как водород, в атоме которого содержится только один электрон, не может дать искровой спектр.

Поскольку количественные соотношения между различными сериями в обеих теориях не совсем одинаковы, выбор между двумя теориями стал бы возможным — против этого возражает Д. Никольсон — сразу же после точного определения длин волн линий. По-видимому, измерения как Фаулера, так и Эванса находятся в полном согласии с формулой (2); однако новые определения Эвансом длин волн серии Пикеринга трудно привести в полное согласие с предположением Ридберга о том, что серии Бальмера и Пикеринга имеют одинаковый предел. Даже отвлекаясь от вопроса о точном численном соответствии между сериями, нам представляется, что опыты Фаулера и Эванса выявили принципиальные трудности для воззрений Ридберга. Наблюдения Фаулера, обнаружившие, что серия 4686 содержит в два раза больше линий, чем серия, предсказанная Ридбергом, и наблюдение Эванса новой серии, появляющейся совместно с серией Пикеринга, полностью нарушают ту простую аналогию со спектром щелочных металлов, которая составляет основу теории Ридберга. Если мы, как предполагает Д. Никольсон, будем рассматривать серии Пикеринга и Эванса просто как выведенную из серии 4686 комбинарованную серию, противоречие со спектром щелочных металлов станет еще более резким, поскольку тогда вообще не наблюдалась бы резкая побочная серия. С другой стороны, необходимо заметить, что это простое соотношение между обеими сериями является непосредственным следствием формулы (2) и что наблюдения Эванса делают соответствие этой формулы наблюдаемым данным более полным, чем это было возможно раньше, когда наблюдался только каждый второй член серии, соответствующей $n_1 = 4$.

Однако я должен признать, что самым сильным доводом против точки зрения Ридберга является ясно выявленный в опытах Эванса факт, что для появления серии Бальмера необходимы совершенно другие химические условия, чем для других серий. Это различие не имеет аналога в появлении диффузной серии щелочных металлов. Я опасаясь, что столь сильное ударение на это противоречие может показаться необоснованным, поскольку оно, конечно, учитывалось спектроскопистами еще с того времени, когда была предложена теория; однако основы для рассмотрения этого вопроса недавно полностью изменились. Теория спектра водорода, выдвинутая Ридбергом, не только дала адекватное изложение известных тогда фактов; она была, очевидно, единственно возможным путем для установления связи между серией Пикеринга и основополагающими исследованиями Ридберга общих соотношений между спектральными сериями. К тому же новая значительная работа Фаулера о сериях в искровом спектре показала, что эти спектры подчиняются законам того же вида, что и обычные дуговые спектры, за исключением того, что постоянная Ридберга заменяется в четыре раза большей постоянной. Формула (2) относится к общей формуле для серий искровых спектров так же, как формула (1) относится к общей формуле для серий дуговых спектров. Таким образом, в настоящее время вряд ли существуют достаточные теоретические основания, которые дали бы нам право отказываться от прямых указаний, даваемых опытом Эванса относительно химического происхождения линий.

В связи с этим интересно отметить, что приведенные выше следствия были подтверждены спектроскопическими данными совершенно другого характера. Недавно Рау¹ выполнил интересное исследование относительно минимального потенциала, необходимого для возбуждения спектральных линий. Он нашел, что для наблюдения линий обычного спектра водорода необходима разность потенциалов примерно 30 в; разности потенциалов, необходимые для наблюдения различных линий и серий внутри этого спектра, отличаются всего на несколько вольт. С другой стороны, он нашел, что линии бальмеровской серии появляются при разности потенциалов примерно 13 в, тогда как для возбуждения серии 4686 и серии Пикеринга необходимо приблизительно 80 в. Согласно теории автора, энергия, необходимая для удаления электрона из атома водорода, соответствует разности потенциалов в 13,6 в, энергия, необходимая для удаления одного электрона из атома гелия, — 29,0 в, а для удаления обоих электронов — 83,4 в.

Манчестерский университет
21 февраля 1915 г.

¹ R a u. Sitzungsber. Phys. Med. Ges. Würzburg, 1914.

О КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И СТРУКТУРЕ АТОМА *

В серии работ, опубликованных в этом журнале ¹, автор попытался наметить контуры теории строения атомов и молекул, применяя квантовую теорию излучения к ядерной теории атома. Так как теория подверглась критике и, кроме того, в последнее время были получены важные экспериментальные результаты, относящиеся к затронутым вопросам, в настоящей работе будет сделана попытка рассмотреть ряд вопросов более детально.

§ 1. Общие предположения

Согласно теории, предложенной Эрнестом Резерфордом для объяснения рассеяния α -лучей, атом состоит из положительно заряженного ядра, окруженного роем электронов. В ядре сосредоточена основная часть массы атома, а линейные размеры ядра чрезвычайно малы по сравнению с расстояниями от ядра до окружающих его электронов. Исходя из результатов экспериментов по рассеянию α -лучей, Резерфорд заключил, что заряд ядра соответствует числу электронов в атоме, равному примерно половине его атомного веса. Исследование большого числа самых различных явлений привело к более определенному заключению, что число электронов в атоме в точности равно атомному номеру, т. е. номеру соответствующего элемента в периодической таблице. Такая точка зрения впервые была высказана ван ден Бруком ². Хотя ядерная теория оказалась очень полезной при объяснении многих важных свойств атома ³, очевидно, тем не менее, что с ее помощью невозможно объяснить большое число

* *On the quantum Theory of Radiation and the Structure of the Atom*. Phil. Mag., 1915, 30, 394—415.

¹ N. B o h r. Phil. Mag., 1913, 26, 1, 476, 857; 1914, 27, 506 (статьи 5 и 9). В дальнейшем эти работы будут обозначаться как I, II, III и IV соответственно. (Страницы указаны по настоящему изданию.—*Ред.*)

² V a n d e n B r o e k. Phys. Zs., 1913, 14, 32.

³ См. E. R u t h e r f o r d. Phil. Mag., 1914, 27, 488.

других фундаментальных свойств, если мы основываемся на обычной электродинамике; однако последнее обстоятельство в настоящее время едва ли может рассматриваться как серьезное возражение. По-видимому, нельзя избежать заключения, что явления теплового излучения невозможно объяснить на основе обычной электродинамики и что необходимая модификация этой теории должна быть по существу эквивалентна предположениям, использованным впервые Планком при выводе его формулы для излучения¹. Эти предположения известны как «квантовая теория». В моей предыдущей работе была сделана попытка применить основные принципы этой теории, вводя следующие общие предположения.

- А. Атомная система обладает состояниями, в которых не происходит излучения, связанного с потерей энергии, даже если частицы движутся друг относительно друга и, согласно обычной электродинамике, излучение должно иметь место. Такие состояния называются «стационарными» состояниями рассматриваемой системы.
- В. Любое испускание или поглощение энергии будет соответствовать переходу между двумя стационарными состояниями. Излучение при таком переходе обладает определенной частотой, которая определяется соотношением

$$h\nu = A_1 - A_2, \quad (1)$$

где h — постоянная Планка; A_1 , A_2 — значения энергии системы в двух стационарных состояниях.

- С. Динамическое равновесие систем в стационарных состояниях определяется законами обычной механики, в то время как для перехода из одного состояния в другое эти законы несправедливы.
- Д. Различные возможные стационарные состояния системы, состоящей из электрона, движущегося вокруг положительно заряженного ядра, определяются соотношением

$$T = \frac{1}{2} n h \omega, \quad (2)$$

где T — среднее значение кинетической энергии системы, ω — частота обращения электрона и n — целое число.

Нетрудно видеть, что эти предположения очень близки к первоначальным предположениям Планка об испускании излучения в виде квантов и о соотношении между частотой атомного резонатора (с постоянной частотой) и его энергией. Можно показать, что для любой системы, содержащей один электрон, движущийся по замкнутой орбите, предположение

¹ См. J. H. J e a n s. Report on Radiation and the Quantum Theory. Phys. Soc. London, 1914.

С и соотношение (2) обеспечивают связь между частотой, рассчитанной согласно (1), и той, которая получается в обычной электродинамике, если разность между частотами вращения электрона в последовательных стационарных состояниях очень мала по сравнению с абсолютной величиной частоты (см. IV, стр. 172). В ядерной теории атома это условие выполняется для очень медленных колебаний. Если орбита электрона круговая, то предположение D эквивалентно условию, что момент количества движения системы в стационарных состояниях кратен величине $h/2\pi$. Возможная важность момента количества движения при рассмотрении атомных систем в рамках теории Планка была впервые отмечена Никольсоном¹.

В работе I было показано, что перечисленные выше предположения приводят к объяснению формулы Бальмера для спектра водорода и позволяют определить постоянную Ридберга в хорошем согласии с экспериментом. При этом не было необходимости делать какие-либо предположения о величине эксцентриситета орбиты электрона; мы увидим в следующем разделе, что орбита не всегда может предполагаться круговой.

До сих пор мы рассматривали системы, содержащие только один электрон; однако предположения A и B, по-видимому, справедливы и в общем случае, так как они позволяют дать простое объяснение общему комбинационному принципу для спектральных линий (см. IV, стр. 170). Справедливость этого принципа была первоначально установлена Ритцем для обычных спектральных серий элементов. В последнее время интерес к нему возрос благодаря работе Фаулера, в которой исследовались спектры в области более высоких частот, испускаемые под действием мощного электрического разряда. Фаулер показал, что для этих спектров также справедлив комбинационный принцип, хотя законы, определяющие численные соотношения между линиями, в одном важном пункте отличаются от случая обычных спектров (см. раздел 3). Как мы увидим в разделе 4, существуют также некоторые указания на то, что этот принцип выполняется для рентгеновских спектров, которые могут быть обнаружены при помощи интерференции на кристаллической решетке. В этой связи можно также отметить, что предположение A недавно получило прямое подтверждение в экспериментах Эйнштейна и де Гааза², которые сумели обнаружить и измерить эффект механического вращения при намагничивании железного стержня. Их результаты согласуются с теми, которых

¹ D. Nicholson. Month. Not. Roy. Astr. Soc., 1912, 77, 679.

² A. Einstein, W. de Haas. Verh. d. D. Phys. Ges., 1915, 17, 152 (см. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. III. М., 1966, стр. 363.— *Ред.*). То, что такой эффект механического вращения должен ожидать в электронной теории магнетизма, было указано несколько лет тому назад Ричардсоном (Phys. Rev., 1908, 26, 248). Ричардсон пытался обнаружить этот эффект, однако не получил убедительных результатов.

следовало бы ожидать на основе предположения, что магнетизм железа обусловлен вращающимися электронами. Следовательно, эти эксперименты, как было отмечено Эйнштейном и де Гаазом, указывают на то, что электроны могут вращаться в атомах, не излучая энергии.

Пытаясь применить предположения, аналогичные С и D, к системам, содержащим более одного электрона, мы сталкиваемся с трудностями, так как в этом случае применение обычной механики не приводит, вообще говоря, к периодическим орбитам. Исключением является случай, когда электроны расположены в виде колец и вращаются по круговым орбитам; в результате рассмотрения такой аналогии было выдвинуто следующее предположение (см. I, стр. 105).

Е В любой атомной или молекулярной системе, состоящей из положительно заряженных ядер и электронов, где ядра находятся в покое друг относительно друга, а электроны движутся по круговым орбитам, момент импульса каждого электрона относительно центра его орбиты равен $h/2\pi$ для «основного» состояния системы, т. е. для такого состояния, в котором полная энергия минимальна.

Было показано, что для большого числа различных случаев это предположение приводит к результатам, которые качественно согласуются с экспериментальными данными. Вообще говоря, никакой устойчивой конфигурации, в которой электроны движутся по круговым орбитам, не может существовать, если проблема устойчивости рассматривается в рамках обычной механики. Это, однако, не является возражением, так как, согласно предположению, механикой нельзя пользоваться при рассмотрении перехода между двумя стационарными состояниями. Простое рассмотрение приводит к следующему условию устойчивости.

Г. Конфигурация, удовлетворяющая условию Е, является устойчивой, если отвечающая ей полная энергия системы меньше, чем для любой другой близкой конфигурации, удовлетворяющей тому же условию для моментов импульса электронов.

Как уже упоминалось, гипотеза Е основана на аналогии с простой системой, состоящей из одного ядра и одного электрона. Однако она подтверждается при более детальном рассмотрении образования систем. Было показано, каким образом можно представить себе простые процессы, посредством которых может осуществляться слияние различных электронных колец без изменения моментов импульса электронов, если моменты импульса электронов до начала процесса были одинаковы. Такое рассмотрение приводит к теории образования молекул.

Следует подчеркнуть, что момент импульса удается ввести в квантовую теорию только в случае круговых орбит. Следовательно, если приме-

нение законов обычной механики к стационарным состояниям системы не приводит к строго круговым орбитам, то предположение E не может быть оправдано. Такая ситуация имеет место, когда мы рассматриваем конфигурации, в которых электроны образуют кольца, вращающиеся с различной частотой. В то же время такие конфигурации необходимы для объяснения многих характерных свойств атомов. В моих предыдущих работах была сделана попытка преодолеть эту трудность, предполагая, что если при очень малом изменении сил в обычной механике становятся возможными круговые орбиты, то конфигурация и энергия реальной системы должны очень мало отличаться от тех, которые могут быть рассчитаны для измененной системы. Нетрудно видеть, что это предположение тесно связано с гипотезой F об устойчивости конфигураций. Это предположение было использовано для объяснения того факта, что в спектрах всех элементов содержится постоянная Ридберга, а также при обсуждении возможных конфигураций электронов в атомах, которые соответствовали бы наблюдаемым химическим свойствам элементов. Эти расчеты подверглись критике со стороны Никольсона¹, который попытался показать, что рассмотренные конфигурации электронов несовместимы с основными принципами теории, а также доказать, что другие спектры невозможно объяснить на основе предположений, аналогичных тем, которые использовались при интерпретации спектра водорода.

Хотя я готов допустить, что здесь действительно имеются серьезные и до сих пор не решенные трудности, я не могу согласиться с выводами Никольсона. Прежде всего, его расчеты основаны на применении к некруговым орбитам принципа постоянства момента импульса для каждого электрона, что, по-видимому, невозможно оправдать ни в квантовой теории, ни в обычной механике и что не имеет прямого отношения к предположениям, использованным в моих работах. То, что предложенные конфигурации не согласуются с предположением C, доказано не было. Но даже если бы оказалось возможным доказать, что неограниченное использование обычной механики для описания стационарных состояний несовместимо с теми конфигурациями электронов, которые, по-видимому, необходимы для объяснения наблюдаемых свойств элементов, это не было бы серьезным возражением против выводов моей работы. Необходимо подчеркнуть, что все применения обычной механики по существу связаны с предположением о периодичности орбит. Что же касается применений, первая часть предположения C может быть заменена следующей, более осторожной формулировкой.

¹ D. Nicholson. Phil. Mag., 1914, 27, 541; 28, 90.

«Соотношение между частотой и энергией частиц в стационарных состояниях может быть найдено при помощи законов обычной механики, если эти законы приводят к периодическим орбитам».

Возможная необходимость видоизменений такого рода для предположения С кажется довольно правдоподобной, если вспомнить, что законы механики, как известно, справедливы для некоторых средних величин, характеризующих движение электрона. В этой связи следует также отметить, что при рассмотрении периодических орбит существенны только средние значения (ср. I, стр. 90). Предварительный характер формулировки общих предположений не может не приниматься во внимание и, согласно общему мнению, они могут применяться только для описания некоторых простых явлений. Например, в работе IV уже было показано, что предположение В нуждается в модификации, чтобы описать действие магнитного поля на спектральные линии. В следующих разделах будут рассмотрены некоторые новые экспериментальные данные по линейчатым спектрам и характеристическим рентгеновским лучам, и я попытаюсь показать, что эти данные подтверждают основные принципы теории.

§ 2. Спектры систем, содержащих только один электрон

В прежних работах было показано, что общие предположения приводят к следующей формуле для спектра излучения электрона, вращающегося вокруг положительно заряженного ядра:

$$\nu = N^2 \frac{2\pi^2 e^4 M m}{h^3 (M + m)} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (3)$$

где Ne , $-e$, M и m — электрические заряды и массы ядра и электрона соответственно. Частота вращения и большая ось относительной орбиты частиц в стационарных состояниях определяются соотношениями

$$\omega_n = N^2 \frac{4\pi^2 e^4 M m}{h^3 (M + m)} \cdot \frac{1}{n^3}, \quad 2a_n = \frac{1}{N} \frac{h^2 (M + m)}{2\pi^2 e^2 M m} \cdot n^2. \quad (4)$$

Энергия, необходимая для того, чтобы удалить электрон на бесконечно большое расстояние от ядра, равна

$$W_n = N^2 \frac{2\pi^2 e^4 M m}{h (M + m)} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (5)$$

Это выражение равно также среднему значению кинетической энергии

системы. Так как $-W_n$ равна полной энергии A_n системы, из формул (4) и (5) получаем

$$\frac{dA_n}{dn} = h\omega_n. \quad (6)$$

Сравнивая соотношения (6) и (1), мы видим, что в случае медленных колебаний имеется упомянутое в предыдущем разделе соответствие с обычной механикой.

Полагая в формуле (3) $N = 1$, мы получаем обычные спектральные серии водорода. Полагая $N = 2$, получаем спектр, который с точки зрения теории должен принадлежать атому гелия с одним электроном, вращающимся вокруг ядра. Оказалось, что такая формула очень хорошо описывает некоторые серии линий, наблюдавшихся Фаулером¹ и Эвансом². Эти серии³ соответствуют $n_1 = 3$ и $n_1 = 4$. Теоретическое значение отношения второго множителя в формуле (3) к соответствующему множителю в спектре водорода равно 1,000409; величина же, рассчитанная из экспериментальных данных Фаулера, равна 1,000408⁴. Некоторые из рассматриваемых линий наблюдались ранее в спектрах звезд и приписывались водороду не только ввиду близкого количественного соответствия с линиями серии Бальмера, но также и потому, что наблюдаемые линии, подобно линиям серии Бальмера, образуют спектр, аналогичный спектрам щелочных металлов. Однако эта аналогия была полностью нарушена в результате наблюдений Фаулера и Эванса, которые обнаружили, что две новые серии содержат вдвое больше линий, чем следовало бы ожидать согласно этой аналогии. Кроме того, Эвансу удалось получить линии в столь чистом гелии, что никаких следов обычных линий водорода нельзя было обнаружить⁵. Огромная разница между условиями возбуждения серии Бальмера и рассматриваемой серии была ярко продемонстрирована в некоторых из недавних экспериментов⁶ по нахождению минимального напряжения, необходимого для возбуждения спектральных линий. В то время как для возбуждения линий серии Бальмера было достаточно разности потенциалов около 13 в, для того, чтобы возбудить другие линии, оказалось необходимым приложить около 80 в. Эти величины хорошо согласуются со значениями энергий, необходимых для удаления соответственно электрона из атома водорода и обоих электронов из атома гелия, которые вычисляются исходя из предположения E и отвечают

¹ F o w l e r. Month. Not. Roy. Astr. Soc., 1912, Dec., 73.

² E v a n s. Nature, 1913, 92, 5; Phil. Mag., 1915, 29, 284.

³ При $n_1 = 2$ мы получаем серию в крайнем ультрафиолете, некоторые линии которой недавно наблюдались Лайманом (Nature, 1915, 95, 343).

⁴ См.: N. B o h r. Nature, 1913, 92, 231 (статья 6).

⁵ См.: S t a r k. Verh. d. D. Phys. Ges., XVI, p. 468 (1914).

⁶ R a u. Sitz. Ber. d. Phys. Med. Ges., Würzburg, (1914).

напряжениям 13,6 и 81,3 в соответственно. Недавно было показано¹, что линии не являются столь резкими, как этого можно было бы ожидать при атомном весе гелия из теории Рэля для ширины спектральных линий. Однако это может быть объяснено тем, что системы, испускающие излучение с таким спектром, в противоположность системам, обладающим водородным спектром, имеют избыточный положительный заряд и, следовательно, можно ожидать, что они приобретают большие скорости в электрическом поле разрядной трубки.

В работе IV была сделана попытка объяснить на основе существующей теории характерное действие электрического поля на спектр водорода, открытое Штарком. Этот автор обнаружил, что если излучающий водород помещен в сильное электрическое поле, то каждая из линий серии Бальмера расщепляется на ряд компонент. Эти компоненты расположены симметрично по отношению к первоначальным линиям и расстояние между ними пропорционально напряженности внешнего электрического поля. При наблюдении в направлении, перпендикулярном полю, компоненты оказываются линейно поляризованными, некоторые параллельно и некоторые перпендикулярно полю. Дальнейшие эксперименты показали, что это явление даже более сложно, чем ожидалось вначале. При увеличении дисперсии спектрального прибора число наблюдаемых компонент резко возросло, и оказалось, что число и интенсивность компонент сложным образом меняются от линии к линии². Хотя современное состояние теории не позволяет полностью объяснить экспериментальные данные, предложенный в работе IV подход, по-видимому, дает возможность понять основные черты явления.

Вычисления можно существенно упростить по сравнению с предыдущей работой, если воспользоваться принципом Гамильтона. Рассмотрим частицу, движущуюся по замкнутой орбите в стационарном поле. Обозначим через ω частоту обращения, через T — среднее значение кинетической энергии за период и через W — среднее значение суммы кинетической энергии и потенциальной энергии частицы по отношению к стационарному полю. Тогда для произвольного малого изменения орбиты имеем

$$\delta W = -2\omega\delta\left(\frac{T}{\omega}\right). \quad (7)$$

Это соотношение было использовано в работе IV для доказательства эквивалентности формул (2) и (6) для любой системы, подчиняющейся обычной механике. Соотношение (7) означает, кроме того, что если формулы (2) и (6) справедливы для некоторой системы орбит, то они будут

¹ M e r t o n. Nature, 1915, 95, 65; Proc. Roy. Soc., 1915, A91, 389.

² J. S t a r k. Elektrische Spektralanalyse chemischer Atome. Leipzig, 1914.

справедливы также при любом малом изменении этих орбит, если величина W остается неизменной. Если атом водорода в одном из стационарных состояний помещен во внешнее электрическое поле и электрон вращается по замкнутой орбите, мы будем считать, что W остается таким же, как и в случае отсутствия поля, и все изменение полной энергии системы обусловлено изменением среднего значения потенциальной энергии по отношению к внешнему полю.

В предыдущей работе было указано, что орбита электрона должна деформироваться внешним полем. Эта деформация с течением времени станет значительной, даже если внешние электрические силы малы по сравнению с силами притяжения, действующими между частицами. Орбита электрона в каждый момент может считаться эллиптической с ядром, находящимся в фокусе эллипса, причем длина большой оси эллипса остается примерно постоянной, и действие поля сводится к постепенному изменению направления большой оси, а также эксцентриситета орбиты. Детальное исследование очень сложного движения электрона не проводилось и было лишь указано, что имеются две стационарные орбиты электрона, которые можно рассматривать как два возможных стационарных состояния. Эксцентриситет этих орбит равен единице и большая ось параллельна направлению внешнего поля; орбиты представляют собой просто отрезки прямых линий, проходящих через ядро параллельно внешнему полю по одной с каждой стороны ядра. Нетрудно показать, что среднее значение потенциальной энергии по отношению к полю для этих прямолинейных орбит равно

$$\mp \left(\frac{3}{2}\right) aeE,$$

где E — напряженность внешнего электрического поля, $2a$ — большая ось орбиты, а два знака перед этим выражением соответствуют орбитам, направление главной оси которых совпадает с направлением электрического поля или соответственно противоположно ему. Используя формулы (4) и (5) и пренебрегая массой электрона по сравнению с массой ядра, мы получаем, что значения энергии систем в двух состояниях равны

$$A_n = -N^2 \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \cdot \frac{1}{n} \mp E \cdot \frac{3h^2}{8\pi N e m} \cdot n^2 \quad (8)$$

соответственно. Это выражение совпадает с тем, которое было получено в работе IV путем применения соотношения (6) к выражениям для энергии и частоты системы. Применяя теперь соотношение (1) и используя аргументы работы IV (стр. 178), мы приходим к выводу, что спектр водорода в электрическом поле содержит две компоненты, поляризованные

в направлении поля и обладающие частотами

$$\nu = \frac{1}{h} (A_{n_2} - A_{n_1}) = N^2 \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \mp E \frac{3h}{8\pi^2 N e m} (n_2^2 - n_1^2). \quad (9)$$

В табл. 1 приведены недавно измеренные Штарком разности частот двух интенсивных крайних компонент, поляризованных параллельно полю, для пяти первых линий серии Бальмера¹. В первом столбце даны значения чисел n_1 и n_2 . Во втором и четвертом столбцах приведены значения разности частот $\Delta\nu$ для напряженностей поля 28 500 и 74 000 в/см соответственно. В третьем и пятом столбцах даны значения величины

$$\alpha = \Delta\nu \cdot \frac{4\pi^2 e m}{3Eh (n_2^2 - n_1^2)}, \quad (10)$$

которая должна быть постоянной и равной единице для всех линий.

Таблица 1

n_1	n_2	28 500 в/см		74 000 в/см	
		$\Delta\nu \cdot 10^{-12}$	α	$\Delta\nu \cdot 10^{-12}$	α
2	3	0,46	0,83
2	4	1,04	0,79	2,86	0,84
2	5	2,06	0,89	5,41	0,90
2	6	3,16	0,90	7,81	0,85
2	7	4,47	0,90

Принимая во внимание трудность точного измерения рассматриваемых величин и учитывая большое изменение разности частот от линии к линии, следует заключить, что полученный результат хорошо согласуется с экспериментом. То, что все измеренные значения немного меньше вычисленных, может быть отнесено за счет завышения напряженностей полей, использованных в экспериментах². Кроме двух интенсивных крайних компонент, поляризованных в направлении поля, в экспериментах Штарка было обнаружено большое число внутренних более слабых компонент, поляризованных таким же образом, а также ряд компонент, поляризованных перпендикулярно полю. Такая сложность явления не может, однако, рассматриваться как противоречие с теорией. Приведенные выше простые вычисления относились к двум крайним случаям

¹ J. S t a r k. Цит. соч., стр. 51, 54—56.

² Там же, стр. 38 и 118.

и, по-видимому, можно найти ряд других стационарных состояний, соответствующих орбитам с меньшим эксцентриситетом. Правда, при рассмотрении таких непериодических орбит недостаточно применения только общих принципов.

Эксперименты Штарка, помимо того, что они согласуются с вычислениями, позволяют прояснить механизм возникновения двух крайних компонент. Было обнаружено, что две крайние компоненты не всегда имеют одинаковые интенсивности; когда спектр возбуждается положительными лучами, то оказывается, что компонента с более высокой частотой имеет бóльшую интенсивность, если лучи распространяются против направления поля, в то время как при распространении лучей в направлении поля бóльшую интенсивность имеет меньшая частота¹. Это означает, что компоненты возбуждаются независимо друг от друга, чего и следует ожидать, если они соответствуют различным орбитам электрона. То, что орбита электрона в общем случае не должна быть круговой, подтверждается также наблюдением, что линии водорода, возбужденные положительными лучами, при определенных условиях являются частично поляризованными даже в отсутствие сильного внешнего поля². Эту поляризацию так же, как и наблюдаемое различие в интенсивности двух компонент, можно объяснить, если предположить, что по некоторым причинам в быстро движущемся атоме орбита электрона имеет бóльшую вероятность находиться за ядром, нежели перед ним.

§ 8. Спектры систем, содержащих более одного электрона

Согласно Ридбергу и Ритцу, частота линий в обычном спектре элемента определяется условием

$$\nu = f_r(n_1) - f_s(n_2), \quad (11)$$

причем n_1 и n_2 — целые числа, а f_1, f_2, \dots — ряд функций от n , которые могут быть записаны в виде

$$f_r(n) = \frac{K}{n^2} \Phi_r(n), \quad (12)$$

где K — универсальная постоянная и Φ — функция, которая для больших значений n приближается к единице. Полный спектр получается при комбинации чисел n_1 и n_2 , а также функций f_1, f_2, \dots всеми возможными способами.

¹ J. S t a r k. Цит. соч., стр. 40.

² Там же, стр. 12.

С точки зрения существующей теории это указывает на то, что система, испускающая излучение с подобным спектром, обладает набором серий стационарных состояний, так что энергия n -го состояния в r -й серии равна (см. IV, стр. 174)

$$A_{n,r} = C - \frac{hK}{n^2} \Phi_r(n), \quad (13)$$

где C — произвольная постоянная, одна и та же для всей системы стационарных состояний. Первый множитель во втором члене совпадает с выражением (5) при $N = 1$.

При современном состоянии теории невозможно дать полное объяснение формулы (13); однако в моих предыдущих работах было указано, что можно дать простое объяснение тому факту, что в каждой серии функция $\Phi(n)$ приближается к единице для больших значений n . При этом предполагалось, что в стационарных состояниях, соответствующих таким значениям n , один из электронов в атоме находится дальше от ядра, чем другие электроны. Если атом в целом является нейтральным, то на внешний электрон будут действовать почти такие же силы, как и на электрон в атоме водорода. Тогда, согласно формуле (13), в атоме должен существовать набор серий стационарных состояний, для которых конфигурации внутренних электронов почти одинаковы для всех состояний одной серии, в то время как орбита внешнего электрона изменяется от состояния к состоянию в пределах серии примерно таким же образом, как для электрона в атоме водорода. Следовательно, в соответствии с результатами предыдущих разделов, рассчитанная, согласно формулам (1) и (13), частота излучения, отвечающая переходу между последовательными стационарными состояниями, в пределах каждой серии будет приближаться к частоте, вычисленной с помощью обычной электродинамики в области низких частот колебаний¹.

¹ С этой точки зрения следует ожидать, что постоянная Ридберга в формуле (13) не является в точности одинаковой для всех элементов, так как выражение (5) зависит, строго говоря, от массы ядра. Поправка очень мала; при переходе от водорода к элементу с большим атомным весом различие составляет всего 0,05% (см. IV, стр. 174). В недавней работе (Proc. Roy. Soc., 1915, A91, 255) Никольсон пришел к выводу, что это следствие теории не согласуется с измерениями обычного спектра гелия. Однако сомнительно, что точность измерений достаточна для того, чтобы сделать такой вывод. Следует помнить, что, согласно теории, функции Φ очень близки к единице только для больших значений n , но для столь больших значений n рассматриваемые члены очень малы и относительная точность при их экспериментальном определении невысока. В настоящее время достаточная точность определения K , по-видимому, может быть достигнута только для обычного спектра водорода и спектра гелия, рассмотренного в предыдущем разделе; для этих случаев измерения очень хорошо согласуются с расчетом.

Из формулы (13) следует, что для больших значений n конфигурация внутренних электронов обладает одинаковой энергией во всех сериях стационарных состояний, соответствующих спектру (11). Различные серии стационарных состояний должны, следовательно, соответствовать различным типам орбит внешнего электрона и тем самым различным соотношениям между энергией и частотой обращения.

Рассмотрим для определенности атом гелия. В этом атоме имеется только два электрона, и в предыдущих работах предполагалось, что в основном состоянии атома электроны вращаются по круговым орбитам вокруг ядра. В спектре гелия имеется две системы серий, определяемых формулами типа (11), и упомянутые ниже измерения Рау указывают на то, что орбита внутреннего электрона для двух соответствующих систем стационарных состояний обладает одной и той же энергией. Наиболее простое предположение состоит в том, что в одной из двух систем орбита электрона является круговой, а в другой — очень близкой к отрезку прямой. Для больших значений n внутренний электрон в двух различных конфигурациях будет действовать на внешний электрон либо как заряд, равномерно распределенный по окружности, центр которой совпадает с ядром либо как заряд, распределенный по отрезку, один из концов которого находится в ядре. В обоих случаях возможны несколько типов орбит для внешнего электрона (например, круговые орбиты, перпендикулярные оси системы, или орбиты, близкие к прямолинейным и параллельные этой оси). Различные конфигурации орбиты внутреннего электрона могут быть связаны с различными способами удаления одного из электронов из нейтрального атома; так, например, можно ожидать, что если электрон удаляется из атома в результате удара, перпендикулярного плоскости кольца, то орбита оставшегося электрона будет круговой, а если он удаляется ударом в плоскости кольца, то орбита будет прямолинейной. Такое рассмотрение позволяет дать простое объяснение тому факту, что в противоположность спектру гелия спектр лития содержит только одну систему серий типа (11).

Нейтральный атом лития содержит три электрона, причем, согласно конфигурации, предложенной в работе II, два электрона движутся во внутреннем кольце, а третий электрон — по внешней орбите; при такой конфигурации мы должны ожидать, что способ удаления внешнего электрона не окажет никакого влияния на конфигурацию внутренних электронов. Нет необходимости напоминать о гипотетическом характере этих рассуждений; наше намерение состояло лишь в том, чтобы показать возможность простой интерпретации наблюдаемых спектров на основе общих принципов теории. Однако при количественном сравнении с измерениями мы сталкиваемся с упомянутыми в первом разделе трудностями, возникающими при попытке применить предположения, аналогичные

С и D, к системам, для которых обычная механика не приводит к периодическим орбитам.

Приведенная выше интерпретация формул (11) и (12) получила недавно подтверждение в работе Фаулера, посвященной изучению серий линий в высокочастотном искровом спектре¹. Фаулер показал, что частота линий в этих спектрах, так же как и в случае обычных спектров, может быть описана формулой (11). Единственное отличие состоит в том, что постоянная Ридберга K в формуле (12) заменяется на $4K$. Нетрудно видеть, что этого следует ожидать в рамках рассматриваемой теории, если спектры относятся к атомам, которые потеряли два электрона, а затем приобрели один из них. В этом случае внешний электрон будет вращаться вокруг системы, обладающей двойным зарядом ($Z = 2$), и мы должны предположить, что в стационарных состояниях он будет иметь примерно такие же конфигурации, как электрон, вращающийся вокруг ядра атома гелия. Такая точка зрения, по-видимому, находится в соответствии с данными об условиях возбуждения обычного спектра и спектра линий высокой частоты.

Из результатов Фаулера следует, что спектр гелия, определяемый формулой (3) с $N = 2$, находится в таком же отношении к спектрам линий высокой частоты других элементов, как спектр водорода — к обычным спектрам. Можно ожидать, что окажется возможным наблюдать спектры нового класса, соответствующие потере атомом трех электронов, для которых постоянная Ридберга K заменяется на $9K$. Однако до сих пор никаких определенных данных о существовании таких спектров не было получено².

Дополнительные данные, очень ценные для интерпретации формулы (13), по-видимому, могут быть получены из результатов экспериментов Штарка по воздействию электрического поля на спектральные линии. Для других спектров этот эффект даже более сложен, чем для спектра водорода; так, в некоторых случаях наблюдается не только большое число компонент, но компоненты, вообще говоря, не являются симметричными по отношению к первоначальной линии, причем их расстояния от нее меняются от линии к линии в пределах одной и той же серии гораздо менее регулярным образом, чем для линий водорода³. Не пытаясь рассмотреть какой-либо из наблюдаемых электрических эффектов, мы покажем, что общему характеру изменения величины эффекта при переходе от серии к серии может быть дана простая интерпретация.

В теории воздействия электрического поля на спектр водорода, рас-

¹ F o w l e r. Phil. Trans. Roy. Soc., 1914, A214, 225.

² F o w l e r. Цит. соч., стр. 262; см. также II, стр. 119.

³ J. S t a r k. Цит. соч., стр. 67—75.

смотренной в предыдущем разделе, предполагалось, что этот эффект обусловлен изменением энергии систем во внешнем поле и что это изменение тесно связано со значительной деформацией орбиты электрона. Возможность такой деформации обусловлена тем, что в отсутствие внешнего поля любая эллиптическая орбита электрона в атоме водорода является стационарной. Это условие будет строго выполняться только в том случае, если силы, действующие на электрон, изменяются в точности обратно пропорционально квадрату расстояния от ядра, что не будет выполняться для внешнего электрона в атоме, содержащем более одного электрона. В работе IV было указано, что отклонение функции $\Phi(n)$ от единицы дает нам оценку для отклонения сил от закона обратного квадрата расстояния и что с точки зрения теории мы можем только ожидать, что эффект Штарка для тех серий, в которых Φ очень мало отличается от единицы, должен быть таким же по порядку величины, как и для атома водорода.

Этот вывод согласовывался с первыми экспериментами Штарка по воздействию электрического поля на различные серии спектра гелия и, как было обнаружено впоследствии, оказался в полном согласии с более поздними измерениями для большого числа других спектральных серий. Расщепление в электрическом поле такого же порядка величины, что и для линий атома водорода, наблюдалось только для линий двух диффузных серий спектра гелия и для диффузной серии лития. Это объясняется тем, что для этих трех серий Φ гораздо ближе к единице, чем для каких-либо других исследованных серий; даже для $n = 5$ отклонение Φ от единицы составляет менее одной тысячной. Расстояние между крайними компонентами для всех трех серий меньше, чем то, которое наблюдалось для линии водорода, соответствующей тому же значению n ; однако отношение этого расстояния к соответствующему расстоянию для линии водорода быстро стремится к единице при возрастании n . Этого и следовало ожидать на основе нашего рассмотрения. Следующий по величине, хотя и гораздо меньший, чем для трех упомянутых серий, эффект наблюдается для основной серии спектра гелия. Это обусловлено тем фактом, что отклонение Φ от единицы для этой серии гораздо меньше, чем для любой другой серии, изученной Штарком, хотя оно в несколько раз больше, чем для трех первых серий. Для всех других серий эффект очень мал и в большинстве случаев его даже трудно обнаружить.

Независимо от вопроса о теоретической интерпретации формулы (13), можно проверить справедливость этой формулы, непосредственно измеряя минимальную разность потенциалов, необходимую для возбуждения спектральных линий. Такие измерения недавно были проведены Рау¹

¹ Рау. Цит. соч.

для линий обычного спектра гелия. Этот автор обнаружил, что различные линии в каждой серии появлялись при несколько разных напряжениях, причем для возбуждения линий, соответствующих большим значениям n , требовалось более высокое напряжение. Он отметил, что разность между напряжениями совпадала по порядку величины с разностью энергий различных стационарных состояний, рассчитанных согласно формуле (13). Кроме того, Рау обнаружил, что линии, соответствующие большим значениям n , появлялись почти при одном и том же напряжении независимо от того, к какой серии полного спектра гелия они принадлежали. Абсолютную величину напряжений нельзя было определить очень точно с помощью использованной в эксперименте аппаратуры: однако напряжения около 30 в было достаточно для возбуждения линий, соответствующих большим значениям n . Это хорошо согласуется с величиной энергии, необходимой для удаления одного электрона из атома гелия, которая, согласно теории, отвечает напряжению 29,3 в. С другой стороны, последняя величина значительно больше, чем потенциал ионизации в гелии (20,5 в), непосредственно измеренный Франком и Герцем¹. Однако это явное расхождение, по-видимому, может быть объяснено, если предположить, что измеренный ионизационный потенциал соответствует не удалению электрона из атома, а переходу атома из основного состояния в некоторое другое стационарное состояние, в котором один электрон вращается дальше от ядра, чем другой, так что наблюдаемая ионизация обусловлена излучением, испускаемым при переходе электрона в его первоначальное состояние. Это излучение должно обладать достаточно высокой частотой, чтобы ионизовать какие-либо из примесей, которые могут присутствовать в газообразном гелии, или вырвать электроны из металлических частей аппаратуры. Частота излучения должна быть равна $(20,5/300) e/h = 5,0 \cdot 10^{15}$, что совпадает по порядку величины с характеристической частотой, рассчитанной из экспериментов по дисперсии в гелии, а именно $5,9 \cdot 10^{15}$ ².

Аналогичное рассмотрение, по-видимому, можно также использовать для интерпретации недавних замечательных экспериментов Франка и Герца по ионизации в парах ртути³. Эти эксперименты ясно показывают, что электрон не теряет энергию при столкновении с атомом ртути, если его энергия меньше определенной величины, соответствующей 4,9 в; но как только энергия достигает этой величины, электрон с большой вероятностью может потерять всю свою энергию при соударении с атомом. Далее было показано, что в результате такого соударения атом испу-

¹ Frank, Hertz. Verh. d. D. Phys. Ges., 1913, 15, 34.

² Cuthbertson. Proc. Roy. Soc., 1910, A84, 13.

³ Frank, Hertz. Verh. d. D. Phys. Ges., 1914, 16, 457, 512.

скает излучение, состоящее только из ультрафиолетовой линии ртути с длиной волны 2536 \AA , а также отмечено, что при умножении частоты этой линии на постоянную Планка мы получаем величину, которая в пределах ошибок эксперимента совпадает с энергией, приобретаемой электроном при прохождении разности потенциалов в $4,9 \text{ в}$. Франк и Герц предполагают, что значение $4,9 \text{ в}$ соответствует энергии, необходимой для удаления электрона из атома ртути, но их эксперименты согласуются также с предположением, что это напряжение соответствует переходу из основного состояния атома в некоторое другое стационарное состояние нейтрального атома. С точки зрения нашей теории следует ожидать, что величина энергии, необходимой для удаления электрона из атома ртути, должна совпадать с пределом серии Пашена, $1850, 1403, 1269 \text{ \AA}$ ¹. Поскольку пары ртути поглощают свет с длиной волны 1850 \AA ², линии этой серии, так же как и линия 2536 \AA , должны соответствовать переходу из основного состояния атома в другие стационарные состояния нейтрального атома (см. I, стр. 98). Такой расчет³ приводит к потенциалу ионизации $10,5 \text{ в}$ вместо $4,9 \text{ в}$. Если приведенные рассуждения правильны, то это означает, что измерения Франка и Герца подтверждают теорию, рассмотренную в настоящей работе. Если, с другой стороны, будет доказано, что потенциал ионизации ртути действительно настолько низок, как это предполагают Франк и Герц, то это представит серьезные трудности для рассмотренной выше интерпретации постоянной Ридберга, во всяком случае, в применении к спектру ртути, так как в этом спектре имеются линии, частота которых больше, чем линии 2536 \AA .

Следует отметить, что, согласно нашему основному предположению, все спектры, рассмотренные в этом разделе, связывались со смещениями одного электрона. Это предположение, противоположное предположениям, использованным Никольсоном в его критике настоящей теории, не только подтверждается измерениями энергии, необходимой для возбуждения спектров, но и предпочтительнее из общих соображений, если мы основываемся на предположении о наличии стационарных состояний. Например, в результате сильного удара атом может потерять несколько электронов; но вероятность того, что электроны будут удалены от ядра в точности на одно и то же расстояние, как и вероятность того, что все они одновре-

¹ P a s c h e n. Ann. d. Phys., 1911, 35, 860.

² S t a r k. Ann. d. Phys., 1913, 42, 239.

³ Это значение близко к величине $12,5 \text{ в}$, которая, как это было недавно найдено Мак-Леннаном и Гендерсоном (Proc. Roy. Soc., 1915, A91, 485), является минимальным напряжением, необходимым для возбуждения обычного спектра ртути. Интересные данные по спектрам цинка и кадмия, приведенные в их работе, аналогичны результатам Франка и Герца для ртути; следовательно, для их интерпретации применимы аналогичные рассуждения.

менно упадут обратно в атом, должна быть очень мала. Рассматривая далее молекулы, т. е. системы, содержащие более одного ядра, мы должны учитывать, что при удалении большей части электронов ничто не будет удерживать ядра на близком расстоянии друг от друга, и мы должны предположить, что в этом случае молекула распадется на отдельные атомы (ср. III, стр. 132).

§ 4. Высоочастотные спектры

В работе II было показано, что предположение E приводит к оценке энергии, необходимой для удаления электрона из наинизшего кольца атома, которая качественно согласуется с экспериментами Уиддингтона по измерению минимальной кинетической энергии катодных лучей, необходимой для возбуждения характеристического рентгеновского излучения K-типа. Вычисленное значение этой энергии оказалось равным тому, которое получается из выражения (5) при $n = 1$. При расчете пренебрегалось отталкиванием от остальных электронов кольца. Это должно привести к небольшому завышению рассчитанной величины; однако ввиду сложности проблемы не было сделано попытки получить более точное значение энергии.

Это рассмотрение получило подтверждение в недавних исследованиях Мозли, посвященных высокочастотным спектрам различных элементов¹. Мозли обнаружил, что частота наиболее интенсивной линии в этих спектрах связана очень простым соотношением с атомным номером соответствующего элемента. Он нашел, что частота наиболее интенсивной линии K-серии для большого числа элементов с хорошей точностью описывается следующей эмпирической формулой:

$$\nu = \frac{3}{4} (N - 1)^2 \cdot K, \quad (14)$$

где K — постоянная Ридберга для спектра водорода. Мы увидим, что этот результат качественно согласуется с упомянутым выше расчетом, если предположить, что излучение испускается в виде кванта $h\nu$.

Мозли указал на аналогию между формулами (14) и (3) раздела 2 и отметил, что постоянная $3/4$ равна последнему множителю этой формулы, если положить $n_1 = 1$ и $n_2 = 2$. Он, следовательно, предложил объяснение формулы (14), согласно которому линия соответствует излучению при переходе внутреннего кольца электронов между двумя состояниями, в которых момент импульса каждого электрона равен $2(h/2\pi)$ и $h/2\pi$

¹ M o s e l e y. Phil. Mag., 1913, 26, 1024; 1914, 27, 703.

соответственно. Из замены N^2 на $(N - 1)^2$ он заключил, что число электронов в кольце равно четырем. Однако такая точка зрения едва ли может быть оправдана. Упомянутое выше качественное согласие с экспериментами Уиддингтона по измерению энергии, необходимой для возбуждения характеристического излучения, указывает на то, что спектр возникает при перемещении одного электрона, а не целого кольца электронов. В последнем случае энергия была бы в несколько раз больше. Кроме того, Никольсоном¹ было указано, что объяснение Мозли предполагает одновременное испускание нескольких квантов; такое предположение, однако, не требуется для объяснения других явлений. В настоящее время видимо невозможно дать детальное объяснение результатам Мозли; однако вся проблема в значительной степени прояснилась в результате недавних интересных исследований Косселя².

Коссель основывается на ядерной теории атома и предполагает, что электроны образуют кольца, одно внутри другого. Как и в настоящей теории, предполагается, что излучение, испускаемое атомом, обусловлено переходом системы между двумя стационарными состояниями и что частота излучения определяется соотношением (1). Коссель рассматривает далее излучение, возникающее в результате удаления электрона из одного из колец, предполагая, что излучение испускается при переходе атома в первоначальное состояние. Последний процесс может осуществляться различными способами. Свободное место в кольце может быть занято электроном, находящимся вне системы; но оно может быть также занято электроном одного из внешних колец. В последнем случае появится свободное место в этом кольце, которое в свою очередь будет занято другим электроном и т. д. Ради краткости мы будем самое внутреннее кольцо называть кольцом 1, следующее — кольцом 2 и т. д. Коссель предполагает, что излучение K -типа возникает при удалении электрона из кольца 1 и делает интересное предположение, что линия, обозначенная Мозли через K_α , соответствует излучению, испускаемому при переходе электрона из кольца 2 в кольцо 1 и K_β соответствует переходу из кольца 3 в кольцо 1. С этой точки зрения следует ожидать, что K -излучение состоит из такого числа линий, сколько колец имеется в атоме, причем интенсивность линий, образующих серию, быстро возрастает. Для L -излучения Коссель делает такие же предположения, что и для K -излучения, с той лишь разницей, что излучение связывается с удалением электрона из кольца 2. Возможное M -излучение связывается с кольцом 3 и т. д. Такое рассмотрение интересно прежде всего тем, что оно приводит к предсказанию некоторых простых соотношений между частотами ν различных

¹ Nicholson. Phil. Mag., 1914, 27, 562.

² Kossel. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges., 1914, 16, 953.

линий. Так, например, в качестве непосредственного следствия сделанных предположений мы должны иметь

$$\nu_{K\beta} - \nu_{K\alpha} = \nu_{L\alpha},$$

$$\nu_{K\gamma} - \nu_{K\beta} = \nu_{L\beta} - \nu_{L\alpha} = \nu_{M\alpha}.$$

Нетрудно видеть, что эти соотношения соответствуют обычному комбинационному принципу для спектральных линий. Используя измерения Мозли для K_α и K_β и экстраполируя значения L_α с помощью эмпирической формулы Мозли, Коссель показал, что первое соотношение хорошо выполняется для элементов от кальция до цинка. Недавно Мальмер¹ измерил длины волн линий K_α и K_β для элементов с большим атомным весом и смог, таким образом, проверить это соотношение в широкой области без использования экстраполяции. В табл. 2 приведены значения Мальмера для $\nu_{K\beta} - \nu_{K\alpha}$ и значения Мозли для $\nu_{L\alpha}$, причем эти значения должны быть умножены на 10^{17} .

Таблица 2

<i>N</i>	40	42	44	46	47	50	51	57
$\nu_{K\beta} - \nu_{K\alpha}$	4,6	5,5	6,1	6,6	6,9	8,4	9,0	11,6
$\nu_{L\alpha}$	4,93	5,53	6,17	6,84	7,19	8,29	8,67	11,21

Из таблицы видно, что согласие довольно хорошее и, вероятно, находится в пределах ошибок эксперимента. Сравнение второго соотношения с экспериментом в настоящее время невозможно; кроме того, мы сталкиваемся здесь с трудностью, возникающей вследствие того, что в излучении *L*-типа Мозли наблюдал большее число линий, чем следует ожидать на основе простой схемы Косселя².

С изложенными выше соображениями связано еще одно интересное явление. В недавней работе Брэгга³ было показано, что для возбуждения любой линии *K*-серии необходимо, чтобы частота возбуждающего излучения была больше, чем частота всех линий в *K*-серии. Этот результат, который разительно отличается от обычных явлений селективного поглощения, может быть просто объяснен на основе предположения Косселя

¹ T. M a l m e r. Phil. Mag., 1914, 28, 787.

² См.: K o s s e l. Цит. соч., стр. 960.

³ B r a g g. Phil. Mag., 1915, 29, 407.

Простое обращение процесса, соответствующего, например, испусканию линии K_α , должно соответствовать прямому переходу электрона с кольца 1 на кольцо 2; однако очевидно, что это невозможно, если к началу процесса в последнем кольце отсутствует вакантное место. Следовательно, для возбуждения любой линии K -серии необходимо, чтобы электрон был удален из атома. Другим следствием предположения Косселя является невозможность возбуждения K -серии без одновременного возбуждения L -серии. По-видимому, этот вывод согласуется с недавними экспериментами Баркла¹ по измерению энергии возбуждения характеристического рентгеновского излучения. Из этих примеров можно сделать вывод, что, если даже интерпретация Косселя будет нуждаться в модификации, чтобы учесть некоторые детали высокочастотных спектров, она может служить основой для дальнейших исследований.

Как и в предыдущем разделе, выше предполагалось, что рассматриваемые спектры возникают в результате удаления одного электрона. Если в результате сильного удара из одного из колец выбивается несколько электронов, то рассуждения, приведенные в конце предыдущего раздела, становятся неприменимыми, так как в этом случае место удаленных электронов может быть занято электронами из других колец. Мы, следовательно, можем ожидать, что при перестройке атома, происходящей после удаления нескольких электронов из кольца, должны возникать спектры еще более высокой частоты, чем рассмотренные в этом разделе.

¹ B a r k l a. Nature, 1915, 95, 7. В этой заметке Баркла предлагает объяснение своих экспериментальных результатов, в некоторых отношениях очень близкое к теории Косселя.

О ТОРМОЖЕНИИ БЫСТРО ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО *

В задачу настоящей статьи входит продолжение некоторых расчетов торможения α - и β -частиц, проведенных автором в предыдущей статье, опубликованной в этом журнале ¹. В указанной статье рассматривались лишь средние значения скорости торможения быстро движущихся частиц. Однако более тщательное сравнение с экспериментами, особенно в случае β -лучей, приводит к необходимости рассмотрения распределения вероятностей потерь скорости для каждой данной частицы. Эта задача кратко обсуждалась Герцфельдом ², но он исходил из предположений о существенно другом механизме торможения, чем тот, который будет использован здесь ³. Другой вопрос, который здесь будет рассмотрен более подробно, связан с близостью скорости лучей к скорости света. Соответствующие расчеты содержатся в первых трех параграфах настоящей статьи. В двух последующих параграфах теория сравнивается с экспериментом. Будет показано, что примерное согласие, обнаруженное в предыдущей статье, улучшается за счет более детального теоретического анализа, а также с учетом новых, более точных измерений. В § 6 рассмотрена ионизация, производимая α - и β -лучами. Теория этого явления дана Дж. Дж. Томсоном ⁴.

* *On the Decrease of Velocity of swiftly moving electrified Particles in Passing through Matter.* Phil. Mag., 1915, 30, 581—612.

¹ N. B o h r. Phil. Mag., 1915, 25, 10 (статья 4). Далее эта работа будет обозначаться как I.

² K. H e r z f e l d. Phys. Zs., 1912, S. 547.

³ Я только что получил возможность ознакомиться с недавно опубликованной статьей Л. Фламма (Sitzungsber. d. K. Akad. Wiss. Wien, Mat.-nat. Kl., 1914, 123, 11a), который также обсуждал в ней вопросы о вероятности пробегов α -частиц в воздухе на основе тех же предположений, которые используются в настоящей статье, и получил некоторые результаты, изложенные здесь в § 2 (см. прим. на стр. 232).— *Прим. авт. при корректуре.*

⁴ J. J. T h o m s o n. Phil. Mag., 1912, 23, 449.

§ 1. Среднее значение величины скорости торможения

Для лучшего понимания дальнейшего кратко изложим здесь расчеты, проведенные в предыдущей статье. В ней же можно найти и ссылки на более раннюю литературу по этому вопросу.

Предположим, следуя Эрнесту Резерфорду, что атом состоит из центрального ядра, имеющего положительный заряд и окружающего его роя отрицательных электронов, удерживаемых силами притяжения к ядру. В ядре сосредоточена практически вся масса атома, но его размеры ничтожно малы по сравнению с размерами окружающего его роя электронов. Если α - или β -частица проходит через слой вещества, она свободно проникает через атомы, но, сталкиваясь с электронами и ядрами, испытывает отклонение от первоначального направления и теряет часть своей первоначальной кинетической энергии. Отклонения приводят к рассеянию лучей и, кроме того, к уменьшению их скорости. Роли, которые играют при этом электроны и ядра, оказываются существенно различными. Поскольку вблизи ядер имеется сильное электрическое поле, рассеяние α - и β -частиц происходит главным образом за счет столкновений с ядрами. Вместе с тем вследствие большой массы ядра полная потеря кинетической энергии при таких столкновениях будет ничтожно мала по сравнению с потерями при столкновениях с электронами. Поэтому при расчетах торможения мы будем принимать во внимание только столкновения с электронами.

Рассмотрим столкновение между заряженной частицей, движущейся со скоростью V , и электроном, который вначале покоился. Пусть M , E , m и e — массы и электрические заряды соответственно частицы и электрона и пусть расстояние от электрона до первоначального направления движения частицы¹ будет p . Если электрон считать свободным, то переданная ему при столкновении кинетическая энергия Q равна, как легко показать,

$$Q = \frac{2E^2 e^2}{mV^2} \frac{1}{p^2 + a^2}, \quad (1)$$

где

$$a = \frac{eE(M + m)}{MmV^2}. \quad (2)$$

Рассмотрим теперь α - или β -частицу, которая проникла в слой некоторого вещества толщиной Δx ; пусть число атомов вещества в единице объема равно N , а каждый атом содержит n электронов. Среднее число

¹ Прицельное расстояние.— Прим. ред.

столкновений, при которых значение p лежит в пределах от p до $p + dp$, равно

$$dA = 2\pi Nn\Delta x p dp. \quad (3)$$

Если теперь пренебречь силами, действующими на электроны со стороны атомов, то среднее значение потерь кинетической энергии быстрой частицей при ее проникновении в вещество будет определяться формулой

$$\Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2 Nn\Delta x}{mV^2} \int \frac{p dp}{p^2 + a^2}, \quad (4)$$

в которой интегрирование распространено на все возможные значения p — от $p = 0$ до $p = \infty$. Однако этот интеграл расходится. Таким образом, мы видим, что для получения согласия с экспериментом необходимо учесть влияние межатомных сил.

Будем считать, как и в электронной теории дисперсии, что электроны обычно находятся в положении устойчивого равновесия и при небольшом смещении совершают колебания около этих положений; частота этих колебаний, ν , имеет характерное значение для каждого электрона. При оценке действия межатомных сил удобно ввести понятие «времени столкновения», которое по порядку величины равно времени, необходимому α - или β -частице для прохождения расстояния p . Если эта величина очень мала по сравнению с периодом колебаний электрона, межатомные силы не успевают оказать существенное влияние на движение α - или β -частицы за время ее пребывания внутри атома; поэтому энергия, переданная электрону, будет практически той же, как если бы электрон был свободен. В противном случае, когда время столкновения велико по сравнению с периодом колебаний, электрон ведет себя как жестко связанный, и переданная энергия будет очень мала. Таким образом, эффект межатомных сил сводится к введению в интеграл формулы (4) верхнего предела для p , равного по порядку величины значению V/ν . Строгое рассмотрение общего случая сопряжено со сложными математическими выкладками и вряд ли оправдано ввиду довольно скудных сведений о силах, которые удерживают электроны в их положениях равновесия в атоме. Однако для широкого круга экспериментальных приложений оказывается возможным внести существенное упрощение; получаемые при этом результаты с хорошей точностью не зависят от предположений о характере межатомных сил.

Вычисление полных потерь энергии α - или β -частицы сильно упрощается, если мы предположим, что при всех столкновениях, в которых межатомные силы оказывают существенное влияние на передачу энергии, смещение электрона из его положения равновесия при столкновении мало как по сравнению с p , так и по сравнению с максимальным смещением, из которого он в это положение возвращается. Легко показать, что сме-

щение свободного электрона при столкновениях совпадает по порядку величины с введенным выше параметром a . Поэтому первое из двух рассмотренных выше предположений эквивалентно условию, что V/v велико по сравнению с a . Второе же предположение соответствует тому, что величина Q , получаемая при подстановке $p = V/v$ в формулу (1), мала по сравнению с энергией W , необходимой для удаления электрона из атома. При этих условиях простой расчет, детали которого приведены в предыдущей статье, показывает, что эффективный верхний предел p_v в интеграле (4) равен

$$p_v = \frac{k}{2\pi} \cdot \frac{V}{v},$$

где $k = 1,123$. Выполняя интегрирование по p от 0 до p_v и пренебрегая величиной a^2 по сравнению с p_v^2 , имеем

$$\ln \frac{p_v}{a} = \ln \left[\frac{kV^3 M m}{2\pi v E e (M + m)} \right].$$

Замечая теперь, что величина v принимает разные значения v_1, v_2, \dots, v_n для различных электронов атома, из формулы (4) получаем¹

$$\Delta T = \frac{4\pi e^2 E^2 N \Delta x}{mV^2} \sum_1^n \ln \left[\frac{kV^3 M m}{2\pi v E e (M + m)} \right]. \quad (5)$$

Мы принимали выше, как это делается в обычной теории дисперсии, что в нормальном состоянии электроны в атоме находятся в покое. Однако в соответствии с ядерной моделью атома следует считать, что электроны вращаются по замкнутым орбитам внутри центрального ядра. В этом случае для справедливости приведенных выше расчетов необходимо выполнение условий, согласно которым скорость вращения электронов на орбитах была бы мала по сравнению со скоростью α - или β -частицы, а размеры орбит — малы по сравнению с V/v . В одной из предыдущих статей² автор попытался приложить квантовую теорию излучения к ядерной модели атома. Было указано, что имеются серьезные основания для предположения о том, что энергия каждого электрона в атоме W по порядку величины равна $h\nu$, где h — постоянная Планка. В этом предположении было показано, что для атома, содержащего n электронов, наивысшая характеристическая частота электрона равна

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} n^2.$$

¹ См. I, стр. 72.

² N. B o h r. Phil. Mag., 1913, 26, 476 (статья 5, ч. II).

Значение скорости обращения, диаметра орбиты и энергии W равны соответственно

$$V = \frac{2\pi e^2}{h} n, \quad d = \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m} \cdot \frac{1}{n} \quad \text{и} \quad W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} n^2.$$

Рассмотрение этих выражений показывает, что принятые выше при вычислениях предположения выполняются тем лучше, чем меньше число электронов n в атоме. Подставляя численные значения e , m и h , мы видим, что в случае α -частиц ($V = 2 \cdot 10^9$ см/сек, $E = 2e$, $M = 10^4 m$) эти условия выполняются при $n < 10$, а в случае β -частиц ($V = 2 \cdot 10^{10}$ см/сек, $E = e$, $M = m$) — при $n < 100$. В соответствии с теорией Резерфорда число электронов в атоме примерно равно половине атомного веса (если атомный вес водорода принять за единицу). Поэтому, если справедливы главные предположения относительно механизма передачи энергии от α - или β -частиц к электронам, мы должны ожидать, что формула (5) будет удовлетворяться для поглощения α -лучей в самых легких элементах, а в случае β -лучей — также и для поглощения в более тяжелых элементах. Однако в случае β -лучей надо помнить, что формула (1) была выведена в предположении о том, что V мало в сравнении со скоростью света. Мы вернемся к этому вопросу в § 3, где рассмотрена вероятность разброса потерь энергии, испытываемых отдельными частицами.

§ 2. Распределение вероятности потерь энергии, испытываемых отдельными α - или β -частицами

Вопросы, обсуждаемые в этом параграфе, непосредственно связаны с вероятностью обнаружения данного числа частиц в заданный момент времени в небольшой ограниченной части большого объема, в котором частицы распределены беспорядочно. Эта проблема была рассмотрена М. Смолуховским¹, который показал, что вероятность обнаружения n частиц дается формулой

$$W(n) = \frac{\omega^n}{n!} e^{-\omega}, \quad (6)$$

где e — основание натуральных логарифмов, а ω — среднее значение числа частиц в рассматриваемой части объема. Если ω очень велико, то это распределение вероятности с большой точностью может быть пред-

¹ М. v. S m o l u c h o w s k i. Boltzmann-Festschrift, 1904, S. 626; см. также: Н. В а t e m a n. Phil. Mag., 1911, 21, 746.

ставлено формулой

$$W(s) ds = \left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^{1/2} e^{-\frac{1}{2}\omega s^2} ds, \quad (7)$$

где s определяется из соотношения $n = \omega(1 + s)$, а $W(s) ds$ обозначает вероятность того, что значение s находится между s и $s + ds$.

В указанной выше работе Герцфельд использовал формулу (7) для вычисления распределения вероятности того, что α -частица с данной начальной скоростью проникнет в газ на расстояние R до своей остановки. Герцфельд сделал простое предположение о том, что для остановки частицы необходимо определенное число A столкновений с молекулами газа. Это число он принимал равным полному числу ионов, образованных данной частицей в газе. Число столкновений, испытываемых α -частицей при проникновении ее в газ на данное расстояние, равно числу молекул, находящихся в цилиндрическом объеме, осью которого является траектория частицы. Распределение вероятности числа столкновений может быть получено из приведенных выше формул, если под ω подразумевать среднее число столкновений. Поскольку предполагается, что A очень велико, разброс значений R для отдельных частиц будет очень малым. Поэтому вероятность того, что значение R заключено между $R_0(1 + s)$ и $R_0(1 + s + ds)$, где R_0 — средняя величина пробега, в предположениях Герцфельда будет даваться просто формулой (7), в которой следует подставить $\omega = A$. В рассматриваемой здесь теории такой расчет не может быть проведен очень просто. Общее число столкновений не считается строго фиксированным, но предполагается, что энергия, теряемая α - или β -частицей при столкновениях с электронами, зависит от расстояния электронов до траектории частицы, непрерывно уменьшаясь с увеличением этого расстояния. Поэтому для того, чтобы наше рассмотрение было аналогично рассмотрению Герцфельда, необходимо разбить столкновения на отдельные группы, в каждой из которой величина потерь энергии частиц была бы примерно одинаковой.

Рассмотрим α - или β -частицу, проникшую в слой вещества толщиной Δx ; разобьем все столкновения частицы с электронами на группы таким образом, чтобы в r -й группе расстояние p лежало бы в пределах от p_r до p_{r+1} .

Предположим теперь, что подобным образом можно разбить столкновения на такие группы, что число столкновений в каждой группе велико, а потери энергии Q при соударениях в пределах данной группы мало отличаются друг от друга. Пусть величина Q , соответствующая r -й группе, будет равна Q_r . Пусть, далее, среднее число столкновений в этой группе равно A_r ; действительное же число таких столкновений, испытываемых

данной α - или β -частицей, равно $A_r (1 + s_r)$. Полная потеря энергии частицей при прохождении через рассматриваемый слой дается формулой

$$\Delta T = \sum Q_r A_r (1 + s_r).$$

Отсюда, обозначая среднее значение ΔT через $\Delta_0 T$, получаем

$$\Delta T - \Delta_0 T = \sum Q_r A_r s_r.$$

Так как величины A велики, из формулы (7) мы получаем для вероятности того, что величина s_r лежит в пределах от s_r до $s_r + ds_r$,

$$W(s_r) ds_r = \left(\frac{A_r}{2\pi} \right)^{1/2} e^{-\frac{1}{2} A_r s_r^2} ds_r.$$

Подобным же образом, обозначая через $W(T) dT$ вероятность того, что величина ΔT лежит в пределах от ΔT до $\Delta T + dT$, с помощью основной теоремы теории вероятностей получаем

$$W(\Delta T) dT = (2\pi P \Delta x)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(\Delta T - \Delta_0 T)^2}{2P \Delta x} \right] dT, \quad (8)$$

где

$$P \Delta x = \sum \frac{1}{A_r} (Q_r A_r)^2 = \sum A_r Q_r^2.$$

При рассмотренных выше предположениях это может быть просто записано в виде

$$P \Delta x = \int Q^2 dA.$$

Подставляя в это выражение значения Q и dA из формул (1) и (3) и интегрируя по p для каждого вида электронов в пределах от 0 до p_v , получаем:

$$P = \frac{4\pi e^4 E^4 N}{m^2 V^4} \sum_1^n \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{p_v^2 + a^2} \right).$$

Предполагая, как и в предыдущем параграфе, что p_v велико по сравнению с a , пренебрегая вторым членом под знаком суммы и подставляя значение a из формулы (2) в первый член, находим:

$$P = \frac{4\pi e^2 E^2 M^2}{(M + m)^2} N n. \quad (9)$$

Мы получили, таким образом, очень простое выражение, в которое входит только полное число электронов в единице объема, но не входят ни скорость α - или β -частицы, ни характеристики межатомных сил.

Из формул (8) и (9) нетрудно вывести распределение вероятности толщин слоев вещества, которые частицы с данной начальной скоростью пройдут до полной потери своей энергии. Полагая $\Delta T = \Delta_0 T (1 + s)$, мы получаем для вероятности того, что s лежит в пределах от s до $s + ds$,

$$W(s) ds = \sqrt{\frac{u}{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} us^2} ds, \quad (10)$$

где

$$u = \frac{(\Delta_0 T)^2}{P \Delta x} = \frac{\Phi}{P} \Delta_0 T, \quad (11)$$

причем Φ — среднее значение $\Delta T / \Delta x$.

Если теперь предположить, что разброс пучка в поперечном направлении мал [это предположение неявным образом уже было нами использовано при выводе формулы (8)], то формула (10) дает также вероятность того, что при заданной потере энергии ΔT частица пройдет слой толщиной в пределах между $\Delta x = \Delta_0 x (1 + s)$ и $\Delta x + dx = \Delta_0 x (1 + s + ds)$, где $\Delta_0 x = \Delta_0 T / \Phi$. Чтобы найти вероятность $W(R) dR$ того, что частица до полной потери энергии проникнет в слой толщиной в пределах от R до $R + dR$, разделим интервал $0 - T$ на большое число малых частей $\Delta_1 T, \Delta_2 T, \dots$. Обозначим величины $u, \Delta x, \Phi$ и s , относящиеся к r -й части интервала, через $u_r, \Delta_r x, \Phi_r$ и s_r . Расстояние, на которое проникает данная частица, равно

$$R = \sum \Delta_r x = \sum \frac{\Delta_r T}{\Phi_r} (1 + s_r).$$

Отсюда, обозначая среднее значение пробега частицы через R_0 , получаем

$$R - R_0 = \sum \frac{\Delta_r T}{\Phi_r} s_r.$$

Точно таким же образом, как это было сделано при выводе формулы (8), мы теперь получаем

$$W(R) dR = (2\pi U)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{(R-R_0)^2}{2U}} dR, \quad (12)$$

где

$$U = \sum \left(\frac{\Delta_r T}{\Phi_r} \right)^2 \frac{1}{u_r} = P \sum \frac{\Delta_r T}{\Phi_r^3},$$

или просто

$$U = P \int_0^T \left(\frac{dT}{dx} \right)^{-3} dT, \quad (13)$$

причем величина $\Delta T/\Delta x$ заменена ее средним значением dT/dx .

Формулы (8) и (9), а следовательно, и (12) и (13) были получены в предположении, что столкновения, испытываемые быстро движущейся частицей при прохождении через тонкий слой вещества, могут быть подразделены на группы таким образом, что изменение Q в пределах каждой группы мало, в то время как число столкновений в каждой группе велико. Условием справедливости этого предположения является требование, чтобы величина $\lambda = (dA/dQ)/Q$ была бы велика по сравнению с единицей. Имея в виду формулы (1) и (3), получаем

$$\lambda = \pi N^n n \Delta x (p^2 + a^2). \quad (14)$$

Мы видим, что λ равна среднему числу электронов внутри цилиндра с радиусом $\sqrt{p^2 + a^2}$. Так как λ уменьшается с уменьшением p , нам достаточно рассмотреть его значение при $p = 0$. Подставляя значение для a , имеем]

$$\lambda_0 = \frac{\pi e^2 E^2 (M + m)^n N n \Delta x}{M^2 m V^4}.$$

Если мы рассмотрим газы при обычной температуре и давлении и подставим численные значения величин e , m , E , M и N , получим для α - и β -лучей приближенное значение λ_0 :

$$\lambda_0 = 2,3 \cdot 10^{37} \frac{n \Delta x}{V^4}.$$

Это выражение очень сильно зависит от V и дает совершенно различные результаты для α - и β -частиц.

Для α -лучей радия С мы имеем $V = 1,9 \cdot 10^9$ см/сек; тогда λ_0 оказывается равным $1,7n\Delta x$. Пробег α -лучей из радия С в водороде и гелии равен примерно 30 см, а число электронов n в молекулах этих газов, согласно теории Резерфорда, равно двум. Мы видим, таким образом, что λ_0 велико по сравнению с единицей, если толщина пройденного слоя не очень мала по сравнению с пробегом. Для других газов значение λ_0 будет еще больше, так как для них произведение числа электронов в молекуле на пробег будет больше, чем в случае водорода или гелия. Можно ожидать поэтому, что в случае водорода или гелия выведенные выше формулы будут давать хорошее приближение. Чтобы получить представление

о порядке величины ожидаемого разброса величины потерь энергии, испытываемых α -частицей, рассмотрим, например, пучок α -частиц, проходящий через слой газообразного водорода толщиной 5 см. Используя экспериментальное значение для констант, мы получаем из формулы (11), что u примерно равно $3 \cdot 10^3$. Подставляя это значение в формулу (10), мы видим, что величина разброса очень мала. Около половины всех частиц испытывает потери энергии, отличающиеся от их среднего значения не более чем на 1%, и менее чем у 1% частиц потери энергии отличаются более чем на 5%. В § 4 мы вернемся к этому вопросу и сравним формулу (12) с измерениями.

Для β -лучей, имеющих скорость около $2 \cdot 10^{10}$ см/сек, в случае слоя алюминия толщиной $0,01$ г/см², которая соответствует толщине слоя, использовавшегося в экспериментах, обсуждаемых в § 5, получаем $\lambda_0 = 1,6 \cdot 10^{-2}$. Так как эта величина очень мала по сравнению с единицей, то предположения, сделанные при выводе формул (8) и (12), совершенно не выполняются. Однако из этих расчетов все же оказывается возможным сделать некоторые важные заключения относительно соответствия теории и эксперимента.

Рассмотрим β -частицу, проходящую через слой вещества; предположим сначала, что не происходит столкновений, для которых λ меньше некоторого определенного значения τ . Пусть величина p , определяемая из формулы (14) при подстановке $\lambda = \tau$, будет p_τ . Если τ не мало по сравнению с единицей, распределение вероятности потерь энергии со значительной точностью дается формулой (8), если в выражении для P интеграл берется от значения $p = p_\tau$ вместо $p = 0$. В соответствии со сказанным выше p_τ будет велико по сравнению с a , и для P вместо выражения (9) находим

$$P_\tau = \frac{1}{\tau} \frac{4\pi^2 e^2 E^4 N^2 n^3 \Delta x}{m^2 V^4}. \quad (15)$$

Подставляя это выражение для P_τ в формулу (11), получаем для слоя алюминия толщиной $0,01$ г/см², что u примерно равно $u_\tau = 250\tau$. Поэтому мы видим, что, если τ не мало по сравнению с единицей, распределение вероятности потерь энергии оказывается того же типа, что и в случае α -лучей. Среднее значение потерь энергии в рассматриваемых столкновениях просто получается из формулы (5) предыдущего параграфа, если заменить в ней a на p_τ . Это дает

$$\Delta_\tau T = \frac{4\pi e^2 E^2 N \Delta x}{m V^2} \sum_1^n \ln \frac{p_\nu}{p_\tau}. \quad (16)$$

Оценки показывают, что логарифмический множитель в этой формуле очень велик и $\Delta_\tau T$ будет очень мало зависеть от точности значения τ . Так, для рассматриваемого слоя алюминия $\Delta_\tau T$ меняется только на 4%, если τ изменяется от 1 до 2.

Рассмотрим теперь распределение вероятности потерь энергии при столкновениях, для которых p меньше p_τ . Так как p_τ велико по сравнению с a , из формулы (14) следует, что среднее число таких столкновений очень мало отличается от τ . Если теперь τ считать малым, например равным 1, то распределение вероятности потерь энергии при соударениях будет иметь совершенно отличный от рассмотренного выше вид. Прежде всего существует определенная вероятность того, что вообще не будет никаких потерь энергии; из формулы (6) видно, что она равна $e^{-\tau}$. Далее, если Q_τ задается выражением (1) при $p = p_\tau$, не может быть потерь энергии в пределах от 0 до Q_τ . При значении Q , близком к Q_τ , кривая вероятности очень резко возрастает и далее убывает при увеличении значений Q примерно пропорционально Q^{-2} . Для рассмотренного выше алюминиевого слоя имеем приближенно $\Delta_\tau T/Q_\tau = 16\tau$.

Из этих рассмотрений видно, что распределение потерь энергии, испытываемых β -частицей с данной начальной скоростью при прохождении через тонкий слой вещества, обнаруживает резкий максимум при значении, очень близком к $\Delta_\tau T$ (если $\tau = 1$), и быстро спадает по обе стороны от максимума. Значение потерь энергии, измеряемое на опыте, равно, очевидно, этому максимуму, а не среднему значению ΔT , задаваемому формулой (5), как это было предположено в моей предыдущей статье. Значительное различие между этими двумя значениями объясняется очень малым числом очень сильных столкновений, вклад которых исключается при выводе формулы (16), но учитывается формулой (5). Полагая $\tau = 1$ и подставляя в (16) значения p_τ и p_v , получаем

$$\Delta_1 T = \frac{2\pi e^2 E^2 N \Delta x}{mV^2} \sum_1^n \ln \frac{k^2 V^2 N n \Delta x}{4\pi v^2}. \quad (17)$$

В § 5 мы рассмотрим вопрос о потерях энергии, испытываемых пучком β -лучей при прохождении через слой вещества большей толщины.

§ 3. Учет влияния близости скорости β -частицы к скорости света

Расчеты, проведенные в предыдущем параграфе, основывались на формуле (1) для энергии, переданной электрону при столкновении с ним α - или β -частицы. При выводе этой формулы предполагалось, что скорость V

мала по сравнению со скоростью света c . Это условие не выполняется в случае очень быстрых β -частиц. Если V имеет порядок величины c , расчет величины энергии, переданной при столкновении, для общего случая требует проведения сложных вычислений. Однако задача, которую мы будем рассматривать, сильно упрощается при выполнении условия, рассмотренного в предыдущем параграфе, что измеренные экспериментально потери энергии β -частиц определяются только такими столкновениями, при которых переданная энергия мала по сравнению с полной энергией β -частицы; другими словами, при таких столкновениях a мало по сравнению с p . Рассматривая только такие столкновения, мы можем при вычислении силы, действующей на электрон со стороны β -частицы, пренебречь смещением электрона за время столкновения, а также и его влиянием на траекторию β -частицы. Нам следует, таким образом, рассматривать влияние этой силы лишь на величину скорости β -частицы.

В электронной теории показано, что сила, действующая на покоящийся электрон со стороны частицы с зарядом E , движущейся равномерно со скоростью $V = \beta c$, направлена вдоль радиус-вектора, проведенного от частицы к электрону, и величина этой силы дается формулой¹

$$F = \frac{eE}{r^2} \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta^2 \sin^2 \omega)^{3/2}},$$

где r — расстояние между ними, а ω — угол между радиус-вектором и направлением движения частицы. Пусть кратчайшее расстояние от электрона до направления движения частицы равно p . Пусть, далее, $\omega = \pi/2$ в момент времени $t = 0$. Тогда мы имеем $\sin \omega = p/r$ и $r^2 = (Vt)^2 + p^2$. Для компонент силы, перпендикулярной и параллельной направлению движения быстрой частицы, соответственно получаем

$$F_1 = \frac{p}{r} F, \quad F_2 = \frac{Vt}{r} F.$$

Подставляя сюда выражение для r и полагая $(1 - \beta^2)^{-1/2} = \gamma$, находим

$$F_1 = \frac{pe\gamma E}{[(\gamma Vt)^2 + p^2]^{3/2}}, \quad F_2 = \frac{\gamma VteE}{[(\gamma Vt)^2 + p^2]^{3/2}}.$$

Из этих формул мы видим, что сила в каждый момент времени задается тем же выражением, что и в обычной электростатике, если в нем заменить скорость V быстро движущейся частицы на γV , а при расчете перпендикулярной компоненты силы, кроме того, заряд частицы E заменить на γE (при расчете же параллельной компоненты последней замены производить не следует). При расчете поправок, связанных с большой ско-

¹ См., например: O. W. R i c h a r d s o n. The Electron Theory of Matter. Cambridge, 1914, стр. 249.

ростью β -лучей, мы должны поэтому рассматривать две компоненты силы по отдельности.

В случае свободного электрона легко видеть, что его скорость после столкновения, при котором a мало по сравнению с p , будет почти перпендикулярна направлению движения частицы. Следовательно, в этом случае при вычислении переданной энергии нам достаточно рассмотреть лишь компоненту силы, перпендикулярную к траектории частицы. Если V мала по сравнению с c , то из соотношения (1), пренебрегая a по сравнению с p , получаем

$$Q = \frac{2e^2 E^2}{mV^2 p^2}.$$

Если в этом выражении заменить V на γV и E на γE , оно, очевидно, останется неизменным. Поэтому в случае свободных электронов при вычислении не возникает никакой поправки вследствие близости скорости β -частицы к скорости света c . Однако задача несколько усложнится, если мы примем во внимание влияние межатомных сил. В этом случае необходимо видоизменить выражение для p_v . Влияние межатомных сил приводит к дополнительной передаче энергии, связанной с компонентой силы, параллельной траектории β -частицы. При этом возникает нечто вроде резонансного эффекта, который вступает в игру, когда «время столкновения» по порядку величины совпадает с периодом колебаний электронов.

В предыдущей работе было показано, что вклад параллельной компоненты силы в величину ΔT задается выражением¹

$$Z = \frac{2\pi e^2 E^2 N n \Delta x}{mV^2}.$$

¹ См. I стр. 70—71. Выражение, выведенное в этой работе, имело вид:

$$Z = \frac{4\pi e^2 E^2 N n \Delta x}{mV^2} L,$$

где
$$L = \int_0^{\infty} \frac{1}{x} [f(x)]^2 dx, \quad f(x) = \int_0^{\infty} \frac{\cos xz}{(1+z^2)^{3/2}} dz$$

При этом L обозначает часть более сложного выражения, использованного при определении p_v и оцененного численно. Однако величина L может быть получена просто,

если учесть, что $f''(x) - \frac{1}{x} f'(x) - f(x) = 0$.

Это дает
$$L = \int_0^{\infty} f'(x) [f''(x) - f(x)] dx = \frac{1}{2} \left\{ [f'(x)]^2 - [f(x)]^2 \right\} \Big|_0^{\infty}$$

Поскольку $f(0) = 1$ и $f'(\infty) = f(\infty) = f''(\infty) = 0$, отсюда следует, что $L = \frac{1}{2}$.

Поэтому из формулы (17) следует, что вклад перпендикулярной компоненты в величину $\Delta_1 T$ дается выражением

$$Y = \Delta_1 T - Z = \frac{2\pi e^2 E^2 N \Delta x}{mV^2} \sum_1^n \left(\ln \frac{k^2 V^2 N n \Delta x}{4\pi v^2} - 1 \right).$$

Если теперь в выражении для Y заменить V и E на γV и γE , а в выражении для Z заменить V на γV , оставив E неизменной, мы находим, складывая получившиеся выражения и подставляя значение γ , следующую уточненную формулу для $\Delta_1 T$:

$$\Delta_1 T = \frac{2\pi e^2 E^2 N \Delta x}{mV^2} \sum_1^n \left[\ln \frac{k^2 V^2 N n \Delta x}{4\pi v^2} - \ln \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right) - \frac{V^2}{c^2} \right]. \quad (18)$$

Мы увидим в дальнейшем, что поправка оказывается значительной лишь тогда, когда скорость V очень близка к скорости света, так как в противном случае последние два члена почти полностью сокращаются.

§ 4. Сравнение с данными измерений для α -лучей

В предыдущей статье было показано, что формула (5) § 1 дает значения, хорошо согласующиеся с измерениями поглощения α -лучей в водороде и гелии, если предположить, что атомы этих элементов содержат соответственно один и два электрона; при этом характеристические частоты, использованные в формуле, определялись на основе экспериментов по дисперсии. Было показано также, что приближенное согласие с измерениями поглощения можно получить и для более тяжелых элементов. Для этого нужно предположить, что эти атомы содержат в дополнение к нескольким электронам оптических частот некоторое число более жестко связанных электронов, собственные частоты которых по порядку величины соответствуют значениям, полученным в экспериментах по характеристическому рентгеновскому излучению. Вычисленные таким образом числа электронов находятся в приближенном согласии с предсказаниями теории Э. Резерфорда, основанной на данных по рассеянию α -лучей. Поэтому в настоящем параграфе мы рассмотрим лишь некоторые данные, полученные в последних, более точных экспериментах.

Поскольку скорость α -частиц мала по сравнению со скоростью света, имеем $T = \frac{1}{2} MV^2$. Поэтому из формулы (5) следует

$$\frac{dV}{dx} = K_1 \frac{n}{V^3} \left(\ln V^2 - \frac{1}{n} \sum \ln v + K_2 \right), \quad (19)$$

где

$$K_1 = \frac{4\pi e^2 E^2 N}{mM}, \quad K_2 = \ln \frac{kMm}{2\pi e E (M + m)}.$$

Это выражение зависит от двух величин, характеризующих различные вещества: числа электронов в молекуле n и среднего значения логарифма собственной частоты электронов $(1/n)\sum \ln \nu$. Последняя величина определяет различие вида «кривой скорости», т. е. кривой зависимости V от x для разных элементов. В предыдущей статье формула (19) сравнивалась с значениями dV/dx , полученными из эксперимента. Однако, поскольку непосредственно наблюдавшейся величиной являются значения V , соответствующие различным x , проще сначала проинтегрировать формулу (14). Это дает

$$x = \frac{V_0^4 - V^4}{3nK_1} \cdot \frac{1}{z_0 - z_1} \int_z^{z_0} \frac{dz}{\ln z}, \quad (20)$$

где

$$\ln z = \frac{4}{3} \left(\ln V^3 - \frac{1}{n} \sum \ln \nu + K_2 \right).$$

Таблица для интеграла, входящего в формулу (20), дана Глейшером¹.

Рассмотрим газ при 15°C и 760 мм рт. ст. Для него $Ne = 1,224 \cdot 10^{10}$. Подставляя $e = 4,78 \cdot 10^{-10}$, $E = 2e$, $e/m = 5,31 \cdot 10^{17}$ и $E/M = 1,448 \cdot 10^{14}$, мы получаем $K_1 = 1,131 \cdot 10^{34}$ и $K_2 = -21,80$. В большинстве экспериментов использовались лучи радия С, которым соответствует скорость $V_0 = 1,922 \cdot 10^9 \text{ см/сек}^2$.

Полагая, что атом водорода содержит один электрон, получаем для молекулы водорода $n = 2$. Предполагая далее, что собственная частота обоих электронов в молекуле водорода равна частоте, определенной из экспериментов по дисперсии в водороде, получаем²

$$\nu_1 = \nu_2 = 3,52 \cdot 10^{15}, \quad \frac{1}{n} \sum \ln \nu = 35,78.$$

Используя эти значения, а также значения для V_0 , K_1 и K_2 , получаем $\ln z_0 = 8,75$. Подставляя это значение z_0 в формулу (20), находим, что расстояние x_1 , проходимое α -лучами радия С в газообразном водороде до того, как их скорость уменьшается до половины своей величины, составляет $24,0 \text{ см}$. В столбце I приведенной ниже табл. 1 даны значения x/x_1 , соответствующие различным значениям V/V_0 . Для кривой скорости в водороде какие-либо точные измерения отсутствуют. Эти измерения были бы очень полезны с точки зрения проверки теории, так как можно

¹ Glaisher. Phil. Trans. Roy. Soc., 1870, 160, 367.

² E. Rutherford, H. Robinson. Phil. Mag., 1914, 28, 552.

³ C. and M. Cuthbertson. Proc. Roy. Soc., 1909, A88, 166.

ожидать, что предположения, положенные в основу этих расчетов, в случае газообразного водорода справедливы с хорошей точностью. Т. Тэйлор¹ недавно измерял пробег α -лучей в водороде и нашел, что он равен 30,9 см (при 15° С и 760 мм рт. ст.). Используя теоретическое значение $x_1 = 24,0$ см, мы в соответствии с табл. 1 можем ожидать, что пробег будет примерно равен 27 см. Этому приблизительно соответствует и наблюдаемое значение. В настоящее время представляется затруднительным установить, объясняется ли небольшое имеющееся расхождение экспериментальными ошибками при определении использованных констант (см. табл. 1).

Таблица 1

V/V_0	I	II	III	IV	V
1,0	0	0	0	0	0
0,9	0,338	0,315	0,300	0,318	0,289
0,8	0,592	0,561	0,539	0,560	0,520
0,7	0,780	0,751	0,730	0,750	0,729
0,6	0,911	0,894	0,879	0,889	0,882
0,5	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,4	1,035	1,080			
0,3	1,087				
0,2	1,104				

В соответствии с теорией Резерфорда атом гелия содержит два электрона. Так как гелий является одноатомным газом, то, как и в случае водорода, имеем $n = 2$. Эксперименты по дисперсии в гелии приводят к значению $\nu = 5,92 \cdot 10^{16}$. Подставляя эти значения n и ν в формулу (20), получаем для x численное значение, несколько большее, чем для водорода. Теоретическое отношение пробегов в гелии и водороде равно 1,09. Эта величина не находилась в согласии с данными измерений Е. Адамса², обсуждавшимися в предыдущей статье, согласно которым пробег в гелии должен быть короче, чем в водороде; измеренное значение соответствующего отношения составляло 0,87. Однако последние измерения Тэйлора дали для этого отношения в хорошем соответствии с теорией значение 1,05.

Марсден и Тэйлор³ недавно провели точные измерения кривой скорости для воздуха. Они нашли, что в воздухе (при 15° С и 760 мм рт. ст.)

¹ Т. Г. Т а y l o r. Phil. Mag., 1913, 26, 402.

² Е. Р. А d a m s. Phys. Rev., 1907, 24, 115.

³ Е. M a r s d e n, Т. Т a y l o r. Proc. Roy. Soc., 1913, A88, 445.

α -лучи радия С проходят расстояние 5,95 см, прежде чем их скорость составит половину начальной. Если предположить, что атом азота содержит 7 электронов, а атом кислорода — 8 электронов, то для молекул воздуха получим среднее значение $n = 14,4$. Подставляя это значение в формулу (20) и полагая $x_1 = 5,95$ при $V = \frac{1}{2}V_0$, находим $\ln z_0 = 5,37$ и $(1/n)\sum \ln v = 38,32$. Значения отношения x/x_1 , соответствующие этой величине $\ln z_0$, приведены в столбце II табл. 1. В этом столбце приведено несколько меньше значений, чем для водорода, так как вследствие более высоких собственных частот выполнение условий, обсуждавшихся в § 1, требует в случае воздуха больших скоростей V , чем в случае водорода. Значения x/x_1 в столбце IV значительно отличаются от значений в столбцах I и III. Последние вычислены соответственно при значениях $\ln z_0 = 8,75$ (см. выше) и $\ln z_0 = 4,44$ (см. ниже). Если бы вместо значения $\ln z_0 = 5,37$ мы использовали одно из только что приведенных чисел, то пришлось бы вместо $n = 14,4$ для получения наблюдаемого значения x_1 положить $n = 8,1$ и соответственно $n = 22,5$. Отсюда видно, что существенное различие значений, приведенных в столбцах I, II и III, дает возможность определить n даже в том случае, когда величина $(1/n)\sum \ln v$ заранее неизвестна.

Марсден и Тэйлор не наблюдали α -частицы со скоростью, меньшей, чем $0,42 \cdot V_0$. Когда скорость достигала этого значения, частицы как бы внезапно исчезали. Это обстоятельство находится в резком противоречии с предсказаниями теории. Однако представляется возможным объяснить его статистическим эффектом, связанным со значительной неоднородностью по скоростям использовавшегося пучка α -лучей. В начальной части кривой скорости наклон изменяется постепенно и возможная неоднородность пучка будет лишь незначительно влиять на среднее значение скорости. Однако вблизи конца пробега наклон кривой становится очень крутым, и, если пучок по какой-либо причине не совсем однороден, это проявится в том, что по мере удаления от источника все большее число частиц будет, образно говоря, внезапно выпадать из пучка. При этом скорость не начнет быстро уменьшаться до тех пор, пока не остановятся почти все частицы; но тогда пучок будет содержать так мало частиц, что будет очень трудно следить за дальнейшим уменьшением их скорости.

В столбце V табл. 1 приведены результаты, полученные Марсденом и Тэйлором для кривой скорости в случае поглощения α -лучей радия С в алюминии. Значение x_1 , соответствующее $V = \frac{1}{2}V_0$, составляло $9,64 \cdot 10^{-3}$ г/см². Значение K_1 в алюминии (при x_1 , измеренном в г/см²) равно $9,81 \cdot 10^{36}$. Если для алюминия положить $n = 13$ и подставить в формулу (20) $x_1 = 9,64 \cdot 10^{-3}$ для $V = \frac{1}{2}V_0$, получим $\ln z_0 = 4,44$ и $(1/n)\sum \ln v = 39,02$. Как уже упоминалось, это соответствует значениям, приведенным в столбце III. Видно, что значения, приведенные в столбце V, значительно

ближе к значениям в столбце III, чем в столбцах I и II; однако согласие все же не такое хорошее, как в случае воздуха. Это можно объяснить отчасти трудностями в получении однородной алюминиевой мишени; но это же может быть связано и с тем фактом, что предположения, на которых основывались вычисления, не могут строго выполняться для всех электронов в атоме алюминия (см. стр. 219). Для элементов с большим атомным весом использованные в расчетах предположения выполняются еще хуже, чем в случае алюминия. Поэтому точного совпадения с экспериментальными данными не приходится ожидать, хотя теория приближенно и объясняет зависимость тормозной способности элемента и формы кривой скорости от атомного веса.

В § 2 мы рассматривали распределение вероятности пробегов отдельных частиц из первоначально однородного пучка α -лучей. Обозначая среднее значение пробега через R_0 , из формул (12) и (13) получаем, что вероятность пробега R , лежащего между $R_0(1+s)$ и $R_0(1+s+ds)$, составляет

$$W(s) ds = \frac{1}{\rho \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{s}{\rho}\right)^2} ds, \quad (21)$$

где

$$\rho^2 = \frac{12U}{R_0^2} = \frac{2P}{R_0^2} \int_0^T \left(\frac{dT}{dx}\right)^{-3} dT. \quad (22)$$

Это выражение сильно упрощается, если использовать приближенную формулу для dT/dx . Полагая $x = CT^r$, получаем

$$\int_0^T \left(\frac{dT}{dx}\right)^{-3} dT = \frac{r^3}{3r-2} C^3 T^{3r-2} = \frac{r^2}{3r-2} \frac{x^2}{T} \left(\frac{dT}{dx}\right)^{-1}.$$

Подставляя это в (22), имеем¹

$$\frac{1}{\rho^2} = \frac{3r-2}{r^2} \cdot \frac{1}{2P} \cdot \frac{dT}{dx}. \quad (23)$$

¹ При $r = 3/2$ это эквивалентно выведенному Л. Фламмом выражению [см.: Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. Wien, Mat.-nat. Kl., 1914, 123, 11, формула (25)] для изменения пробегов α -частиц за счет их столкновения с электронами. Он рассматривал также столкновения с центральным ядром и пришел к выводу, что, хотя влияние таких столкновений на среднее значение скорости торможения α -частиц очень мало по сравнению с влиянием столкновений с электронами, столкновения с ядрами производят вполне заметное изменение в пробегах, которое дается выражением типа

Гейгер показал, что получается хорошее соответствие с кривой скорости для воздуха, если принять $r = 3/2$. Для водорода получим подобное же соответствие, положив $r = 5/3$. Однако точное значение величины r не очень существенно, поскольку выражение $(3r - 2)/r^2$ почти постоянно при изменении r от 1 до 2. Полагая $T = 1/2 MV^2$ и подставляя теоретические выражения (5) и (9) для dT/dx и P , получаем

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{r^2}{3r-2} = \frac{M}{4m} \frac{1}{n} \sum_1^n \ln \frac{kV^3 M m}{2\pi v e E (M + m)} = \frac{3}{16} \frac{M}{m} \ln z_0.$$

В случае α -лучей радия С, используя приведенные выше значения для $\ln z_0$, получаем соответственно для водорода $\rho = 0,86 \cdot 10^{-2}$ и для воздуха $\rho = 1,16 \cdot 10^{-2}$. В случае α -лучей полония, предполагая, что их начальная скорость равна 0,82 скорости α -лучей радия С, мы получаем для водорода $\rho = 0,91 \cdot 10^{-2}$ и для воздуха $\rho = 1,20 \cdot 10^{-2}$.

Гейгер¹, а затем Тэйлор² выполнили эксперименты с целью измерения распределения пробегов α -лучей полония и радия С в водороде и воздухе. Они подсчитывали число сцинтилляций на экране из сернистого цинка, который находился на фиксированном расстоянии от радиоактивного источника; при этом изменялось давление газа между экраном и источником. Их результаты не согласуются с теми, которые следовало ожидать из теории. Наблюдавшийся разброс был в несколько раз больше того, который следовало ожидать, и не обнаруживал симметрии, требуемой формулой (21). Если эти результаты верны, то они представляют серьезную трудность для теории; однако они являются несовместимыми с данными более поздних экспериментов Ф. Фридмана³. Эти последние эксперименты были предприняты с целью проверки теории Герцфельда, которая также давала разброс пробегов, значительно меньший, чем наблюдавшийся Гейгером и Тэйлором. Полученное Фридманом распределение пробега α -лучей полония в воздухе приблизительно совпадает

(21), если величина ρ имеет порядок величины, определяемый формулой (23). Однако рассмотрение, аналогичное проведенному в § 2 для β -лучей, показывает, что столкновения α -частиц с ядрами приводят к распределению пробегов типа, отличного от (21). При таких столкновениях лишь небольшое число частиц испытывает значительное уменьшение пробега, в то время как уменьшение пробегов для основной их массы очень мало по сравнению со средним разбросом пробегов, возникающим вследствие столкновений с электронами. Поэтому представляется возможным пренебречь эффектом столкновений с ядрами при проведении сравнения теории с данными эксперимента.— *Прим. авт. при корректуре.*

¹ H. G e i g e r. Proc. Roy. Soc., 1910, 88, 505.

² См. прим. 1 на стр. 230.

³ F. F r i e d m a n. Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. Wien, Mat.-nat. Kl., 1915, 122, 11a, 1269.

с тем, которое дается формулой (21), если положить в ней $\rho = 1,0 \cdot 10^{-2}$. Эта величина даже несколько меньше теоретического значения. Было бы весьма желательным проведение дальнейших экспериментов подобного типа.

§ 5. Сравнение с измерениями для β -лучей

Экспериментальное исследование скорости потерь энергии β -частицами при их прохождении через вещество до недавнего времени наталкивалось на большие трудности. Значительная ясность была внесена в этот вопрос при изучении торможения моноэнергетических групп β -частиц, испускаемых определенным радиоактивным источником. О. фон Байер¹ заметил, что линии в «спектре β -лучей», полученные при их прохождении через магнитное поле, сдвигались в сторону меньших скоростей, если на их пути от радиоактивного источника ставилась тонкая металлическая фольга. Этот вопрос недавно более детально изучался Данишем², который в своих исследованиях использовал большее число моноэнергетических групп β -лучей от радия В и С. В табл. 2 первые два столбца [$H\rho$ и $\Delta(H\rho)$] содержат взятые из работы Даниша значения произведения напряженности магнитного поля и радиуса кривизны для некоторых групп моноэнергетических β -лучей и соответствующие изменения этого произведения, наблюдавшиеся, когда лучи проходили через алюминиевую фольгу толщиной $0,01 \text{ г/см}^2$. Максимальная ошибка значений $\Delta(H\rho)$ составляет примерно 15%.

Таблица 2

$H\rho$	$\Delta(H\rho)$	β	$\beta^3 \Delta(H\rho)$	$H\rho$	$\Delta(H\rho)$	β	$\beta^3 \Delta(H\rho)$
1391	124	0,635	31	2224	57	0,795	28
1681	95	0,704	33	2275	48	0,802	25
1748	90	0,718	33	2939	37	0,867	24
1918	66	0,750	28	3227	48	0,885	33
1983	61	0,760	27	4789	39	0,942	32
2047	56	0,770	26	5830	32	0,960	28

Значения величины $H\rho$ связаны со скоростью β -частиц формулой

$$\frac{eV}{c} H = \frac{V^2}{\rho} m \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right)^{-1/2},$$

¹ O. v. B a e y e r. Phys. Zs., 1912, 13, 485.

² D a n y s z. Journ. de Physique, 1913, 3, 949.

выведенной с использованием выражения для импульса электрона, которое следует из теории относительности. Обозначая V/c через β , получаем

$$H\rho = \frac{c^2 m}{e} \beta (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (24)$$

Это дает

$$\Delta(H\rho) = \frac{c^2 m}{e} (1 - \beta^2)^{-3/2} \Delta\beta.$$

Далее, из теории относительности известно, что

$$T = c^2 m \left[(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1 \right];$$

отсюда получаем

$$\Delta T = c^2 m \beta (1 - \beta^2)^{-3/2} \Delta\beta. \quad (25)$$

Следовательно,

$$\Delta T = e\beta \Delta(H\rho). \quad (26)$$

Таким образом, из формулы (18), подставляя $E = e$ в $V/c = \beta$, имеем

$$\Delta(H\rho) = \frac{2\pi e^3 N \Delta x}{mc^2 \beta^3} \sum_1^n \left[\ln \frac{k' c^2 N n \Delta x}{4\pi v} - \ln \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} - \beta^2 \right]. \quad (27)$$

За исключением очень высоких скоростей, последний множитель меняется незначительно. Поэтому в соответствии с данной теорией можно ожидать, что $\Delta(H\rho)$ будет примерно пропорционально β^{-3} . Третий столбец табл. 2 содержит значения β , а четвертый — значения произведения $\beta^3 \Delta(H\rho)$. Как видно из таблицы, в пределах ошибок эксперимента значения в этом столбце постоянны.

Полагая $n = 13$ и используя значение $(1/n) \sum \ln v = 39,0$, вычисленное из экспериментов с α -лучами, мы получаем из формулы (27) для алюминиевой фольги толщиной $0,01 \text{ г/см}^2$

$\beta = 0,6$	$0,7$	$0,8$	$0,9$	$0,95$
$\beta^3 \Delta(H\rho) = 40$	41	42	44	46

Имея в виду значительные экспериментальные трудности и большое различие масс и скоростей α - и β -лучей, можно считать, что полученное приближенное согласие является удовлетворительным. Среднее значение

$\Delta(H\rho)$, вычисленное по формуле (5) § 1 для случая малых скоростей, примерно в 1,3 раза больше только что приведенного, и это различие быстро растет с увеличением скорости β -лучей.

Измерения торможения β -лучей в металлах большего атомного веса проводить труднее, чем в случае алюминия, вследствие большего эффекта рассеяния лучей. Даниш нашел, что скорость торможения примерно пропорциональна весу поглощающего экрана, рассчитанного на 1 см^2 . Так как число электронов в любом веществе примерно пропорционально весу и так как различие в собственных частотах гораздо меньше влияет на быстрые β -лучи, чем на α -лучи, подобные результаты и следовало ожидать из теории.

Если мы примем, что формула (18) справедлива также и для потерь энергии, испытываемых β -лучами при прохождении слоев вещества большей толщины, то получим для «пробега» β -частиц

$$R = \int_0^R dx = \int_0^T \frac{mc^2 \beta^2 dT}{2\pi e^4 N \Sigma},$$

где Σ обозначает последний множитель в формулах (18) и (27). Считая Σ константой и используя приведенную выше формулу для ΔT , получаем

$$R = \frac{m^2 c^4}{2\pi e^4 N \Sigma} \int_0^\beta \frac{\beta^3 d\beta}{(1 - \beta^2)^{3/2}} = \frac{m^2 c^4}{2\pi e^4 N \Sigma} [(1 - \beta^2)^{-1/2} + (1 - \beta^2)^{1/2} - 2]. \quad (28)$$

Р. Вардер¹ провел недавно серию интересных экспериментов по поглощению моноэнергетических β -лучей. Он измерял изменения ионизации, производимой лучами в плоской ионизационной камере, вводя на пути пучка к камере экраны различной толщины. Используя алюминиевые экраны, он нашел, что ионизация изменялась почти линейно с толщиной экрана; его графики явно свидетельствуют о существовании «длины пробега» β -частиц. Вардер сравнил наблюдавшиеся им пробеги с последним множителем формулы (28), который мы обозначим через S . При этом он нашел, что отношение между пробегом и величиной S , хотя и очень слабо зависит от начальной скорости лучей, медленно растет с увеличением скорости. Этого и следовало ожидать из приведенного выше расчета, поскольку Σ медленно возрастает с ростом скорости. Вардер нашел, что отношение $R/S = 0,35$ при $\beta = 0,8$ и $R/S = 0,30$ при $\beta = 0,95$, если R измерять в граммах на квадратный сантиметр. Первый множитель в теоретической формуле равен $0,42$ при $\beta = 0,8$ и $0,38$ при $\beta = 0,95$. Согласие, таким образом, можно считать вполне удовлетворительным.

¹ R. V. V a r d e r. Phil. Mag., 1915, 29, 725.

Распределение пробегов отдельных частиц пучка первоначально моноэнергетических β -лучей при прохождении через слой вещества значительной толщины не описывается формулой (12), которая использовалась в предыдущем параграфе, поскольку (см. § 2) распределение потерь энергии даже при прохождении тонких слоев существенно отличается от даваемого формулой (8). В дополнение к этому следует принять во внимание рассеяние лучей в поперечном направлении, связанное с отклонениями, происходящими при столкновениях как с электронами, так и с положительно заряженными ядрами. Это рассеяние приводит к тому, что среднее расстояние, проходимое частицей, в действительности может оказаться больше толщины слоя. Если, однако, мы не примем во внимание столкновения, в которых частицы испытывают очень большие потери энергии или очень сильные отклонения, то можно ожидать (как и в случае § 2), что при этом β -лучи ведут себя подобно пучку α -лучей и обнаруживают достаточно малый разброс длины пробега. Поэтому распределение энергии в пучке первоначально моноэнергетических β -лучей после прохождения ими толстого слоя вещества должно, как и в случае тонких слоев, обнаруживать четко проявляющийся пик, резко обрывающийся со стороны больших скоростей и более плавно спадающий в сторону малых скоростей. По мере прохождения β -лучей в глубь вещества возрастает вероятность того, что частицы испытают сильное столкновение и число частиц, приходящееся на пик распределения, уменьшится. Простой расчет показывает, что определяющий вклад в этот эффект вносят отклонения при столкновениях с положительно заряженными ядрами. Оценка влияния таких столкновений может быть произведена следующим образом.

Траектория β -частицы большой энергии, сталкивающейся с положительно заряженным ядром, была исследована Ч. Дарвином¹. Из этого расчета следует, что угол отклонения β -частицы φ , движущейся со скоростью $V = \beta c$, задается формулой

$$\operatorname{ctg} \left[(1 - \beta^2 \psi^2)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi - \varphi}{2} \right] = \psi (1 - \beta^2 \psi^2)^{-\frac{1}{2}},$$

где

$$\psi = \frac{ne^2 (1 - \beta)^{\frac{1}{2}}}{p \beta^2 c^2 m};$$

здесь ne — заряд ядра, а p — расстояние от ядра до траектории β -частицы до столкновения. Пусть p_τ обозначает величину p при $\varphi = \tau$. Вероятность того, что β -частица пройдет слой вещества Δx , не испытав такого

¹ C. G. Darwin. Phil. Mag., 1913, 25, 201.

столкновения, которому соответствует $\psi > \tau$, равна $1 - \omega \Delta x$, где

$$\omega = \pi p_r^2 N = \frac{\pi n' e^4 (1 - \beta^2) N}{\tau^2 \beta^4 c^4 m^2}.$$

Поскольку $\omega \Delta x$ мало, эту вероятность можно записать в виде $e^{-\omega \Delta x}$. Соответственно вероятность того, что β -частица пройдет слой толщиной, большей x , не испытав такого столкновения, которому соответствует $\psi > \tau$, будет определяться выражением $W = e^{-\lambda}$, где $\lambda = \int_0^x \omega dx$. Выражая dx с помощью формулы (18) и используя те же обозначения, как и выше, находим

$$\lambda = \int_{T_0}^T \frac{n^2 (1 - \beta^2) dT}{2\tau^2 \beta' c^2 m \Sigma}.$$

Полагая величину Σ постоянной, мы получаем отсюда с помощью выражения (25) для dT , что

$$-\lambda = \frac{n^2}{2\tau^2 \Sigma} \int_1^\beta \frac{d\beta}{\beta (1 - \beta^2)^{1/2}} = \frac{n^2}{4\tau^2 \Sigma} \ln \frac{1 - (1 - \beta^2)^{1/2}}{1 + (1 - \beta^2)^{1/2}} = \frac{n^2}{8\tau^2 \Sigma} \ln \frac{S}{S + 4},$$

где S , как и ранее, обозначает последний множитель выражения (28) для пробега R . Окончательно имеем

$$W = K \left(\frac{S}{S + 4} \right)^{\frac{n^2}{8\tau^2 \Sigma}}, \quad (29)$$

где S примерно пропорционально пробегу выходящих из слоя лучей, а K — константа.

Формула (29) дает оценку для числа β -частиц, которые остаются в пике распределения скоростей в пучке выходящих лучей; это число можно сравнить с ионизацией, измерявшейся в экспериментах Вардера. Видно, что W очень сильно зависит от n и, следовательно, от атомного веса поглощающего вещества. Как упоминалось выше, Σ для таких быстрых β -лучей примерно пропорционально n , так что показатель степени в формуле (29) тоже пропорционален n . Используя алюминий в качестве поглощающего вещества, Вардер нашел, что ионизация примерно пропорциональна пробегу выходящих лучей, в то время как в случае бумаги, которая использовалась в экспериментах, ионизация падала с увеличением толщины

более медленно, а в случае серебра и платины — гораздо быстрее. Для алюминия $n = 13$ и $(1/n) \Sigma = 18$ при $\beta = 0,9$. Полагая показатель степени в выражении для W равным 1, получаем, что $\tau = 0,30$ и φ примерно равно 30° — значение правильное по порядку величины. В случае бумаги показатель степени в формуле (29) оказывается в два раза меньшим, чем для алюминия, а в случае платины — более чем в пять раз большим при тех же значениях τ и φ .

В связи с расчетами, проведенными в настоящем параграфе, интересно отметить, что полученное приблизительное согласие между теорией и данными измерений представляет собой серьезное подтверждение формул для импульса и энергии электрона при больших скоростях последнего. Предположим, что для импульса и энергии электрона используются без изменения выражения, справедливые при малых скоростях. При этом формулы (26) и (27) не изменятся, но величина V , полученная из значений для $H\rho$, станет больше в $(1 - \beta^2)^{-1/2}$ раз. Подставляя это значение скорости в формулу (27), мы должны были бы получить, что значение $\Delta(H\rho)$ для самых быстрых лучей окажется примерно в 30 раз меньшим, чем наблюдавшееся Данишем, а значения в последнем столбце табл. 2 перестанут быть примерно постоянными и будут изменяться более чем в 20 раз — от медленных лучей к быстрым. Если, с другой стороны, предположить что выражения для импульса справедливы, но «продольная» масса электрона равна его «поперечной» массе, мы получили бы те же самые значения для V , что и приведенные в таблице; однако тогда в формулах (26) и (27) возник бы множитель $(1 - \beta^2)^{-1}$. В этом случае рассчитанные значения $\Delta(H\rho)$ для самых быстрых лучей были бы в 15 раз больше наблюдаемых, а значения, приведенные в последнем столбце, перестанут быть почти постоянными: они будут для быстрых лучей в 10 раз больше, чем для медленных. Таким образом, оказывается, что измерения торможения β -лучей при их прохождении через вещество представляют собой эффективный метод проверки формулы для импульса и энергии электрона при больших скоростях.

§ 6. Ионизация, производимая α - и β -лучами

Теория ионизации, производимой в газе α - и β -лучами, была разработана Дж. Дж. Томсоном¹. В этой теории предполагается, что быстро движущиеся частицы проникают через атомы газа и испытывают столкновения с содержащимися в нем электронами. Число образующихся пар ионов считается равным числу столкновений, при которых переданная

¹ См. прим. 4 на стр. 215.

частицей электрону энергия больше некоторого значения W , необходимого для удаления электрона из атома. Это число легко получить, если пренебрегать влиянием межатомных сил. Дифференцируя формулу (1) по p и подставляя вместо pdp выражение, получаемое из (3), имеем

$$dA = \frac{2\pi e^2 E^2 N n \Delta x}{mV^2} \frac{dQ}{Q^2}. \quad (30)$$

Обозначая через Q_0 значение Q при $p = 0$, из формулы (1) находим, интегрируя (30) по Q в пределах от W до Q_0 :

$$A_W = \frac{2\pi e^2 E^2 N n \Delta x}{mV^2} \left(\frac{1}{W} - \frac{1}{Q_0} \right), \quad (31)$$

где

$$Q_0 = \frac{2mM^2V^2}{(m+M)^2}. \quad (32)$$

Если рассматривается вещество, в котором различным электронам соответствуют разные значения W , вместо формулы (31) получим

$$A_W = \frac{2\pi e^2 E^2 N \Delta x}{mV^2} \sum_1^n \left(\frac{1}{W} - \frac{1}{Q_0} \right). \quad (33)$$

Дж. Дж. Томсон показал, что формула (31) может в хорошем приближении объяснить относительное число ионов, образуемых α - и β -лучами. Однако, если мы подставим в формулу (31) значение W , полученное по наблюдаемым ионизационным потенциалам, и числа электронов в атомах, которые, как было найдено в § 4, согласуются с теорией, то получим абсолютные значения A_W , в несколько раз меньшие, чем наблюдаемая ионизация. Возможно, что это расхождение может быть объяснено, если учесть вторичную ионизацию, производимую электронами, выбитыми из атомов при столкновениях с α - и β -частицами. Правда, в работе Дж. Дж. Томсона утверждается, что эту вторичную ионизацию можно считать малой по сравнению с первичной, так как треки α - и β -частиц на фотографиях Ч. Вильсона обнаруживают очень малое число ответвлений. Однако расчеты свидетельствуют о том, что пробеги большого числа вторичных частиц, способных ионизовать атомы, столь малы, что их невозможно заметить. Рассматриваемые частицы являются электронами с энергией, превосходящей W , возникающими, следовательно, при столкновениях, в которых α - или β -частицы теряют энергию, большую, чем $2W$. Число таких столкновений описывается формулой (31), если в ней W заменить на $2W$. Обозначим это число через A_{2W} . Полная потеря энергии

частицей при рассматриваемом столкновении примерно равна

$$\int_{2W}^{Q_0} Q dA = \frac{2\pi e^2 E^2 N n \Delta x}{mV^2} \ln \frac{Q_0}{2W} = 2W \ln \frac{Q_0}{2W} \cdot A_{2W}.$$

Среднее значение энергии выбитых электронов равняется при этом

$$P = W \left(2 \ln \frac{Q_0}{2W} - 1 \right).$$

Для α -лучей радия С в водороде это дает примерно $P = 10W$, что соответствует скорости $6 \cdot 10^8$ см/сек и пробегу порядка 10^{-4} см при обычном давлении.

Число ионов, образованных вторичными лучами, не может быть подсчитано тем же простым способом, как и при прямых столкновениях α -или β -частиц, поскольку в случае вторичных лучей нельзя пренебрегать влиянием межатомных сил. Из рассмотрения в 1 следует, что условием пренебрежимости межатомных сил является требование, чтобы значение p , которому соответствует $Q = W$, было мало по сравнению с V/v . С помощью выражения (1) для Q и выражений для W и v на стр. 218—219 легко показать, что это условие эквивалентно требованию, чтобы энергия лучей $(1/2)mv^2$ была бы очень велика по сравнению с W . Это условие выполняется для α - и β -лучей в легких газах, но перестает выполняться для таких медленных лучей, какими являются вторичные лучи.

Недавно Д. Франк и Г. Герц¹ выполнили очень интересные эксперименты, которые проясняют вопрос об ионизации газов медленными электронами. Экспериментируя с парами ртути и гелием, они нашли, что электрон отскакивает от атома без потери энергии, если его скорость меньше некоторой величины. Однако, если его скорость превосходит это значение, он будет ионизовать атом; при этом было показано, что вероятность ионизации уже при первом столкновении оказывается значительной. Для других газов результаты несколько отличались, но во всех случаях наблюдались резко выраженные граничные значения скорости электронов, способных ионизовать газ. Эти опыты показывают, что медленные электроны являются весьма эффективными ионизаторами. Мы можем, таким образом, получить приближенную оценку числа ионов, образованных вторичными лучами, полагая, что каждый электрон будет создавать s ионов, если его энергия заключена в пределах между sW и $(s+1)W$. Для полного числа образованных ионов мы получаем при

¹ J. Frank, G. Hertz. Verh. d. Dtsch. Phys. Ges., 1914, 16, 457.

этом следующее выражение:

$$I = A_W + A_{2W} + \dots = \frac{2\pi e^2 E^2 N n \Delta x}{mV^2} \left[\left(\frac{1}{W} - \frac{1}{Q_0} \right) + \left(\frac{1}{2W} - \frac{1}{Q_0} \right) + \dots \right]$$

Если Q_0 очень велико по сравнению с W , то приближенно получаем

$$I = \frac{2\pi e^2 E^2 N n \Delta x}{mV^2} \cdot \frac{1}{W} \ln \frac{Q_0}{W} = A_W \ln \frac{Q_0}{W}. \quad (34)$$

Полученная формула применима только для веществ, для которых W имеет одно и то же значение для всех электронов в атоме. В случае других веществ следует принять во внимание, что выбиваемые электроны могут образовывать ионы при столкновениях не только с электронами, которым отвечает то же значение W , но и с другими электронами в атоме. Однако, имея в виду, что вероятность ионизации быстро убывает с ростом W , мы можем просто получить приближенную оценку, если предположим, что вся ионизация, производимая вторичными лучами, связана со столкновениями с электронами, которым отвечает минимальное значение W . Это значение энергии может быть определено экспериментально по данным об ионизационных потенциалах; обозначим его через W_1 . Тем же путем, что и раньше, мы теперь получаем

$$I = \sum_1^n (A_W + A_{W+W_1} + A_{W+2W_1} + \dots) = \\ = \frac{2\pi e^2 E^2 N \Delta x}{mV^2} \sum_1^n \left[\left(\frac{1}{W} - \frac{1}{Q_0} \right) + \left(\frac{1}{W+W_1} - \frac{1}{Q_0} \right) + \dots \right].$$

Если Q_0 велико по сравнению со всеми W , находим приближенно

$$I = \frac{2\pi e^2 E^2 N \Delta x}{mV^2} \frac{1}{W_1} \sum_1^n \ln \frac{Q_0}{W}. \quad (35)$$

Вследствие принятых при выводе упрощающих предположений можно ожидать, что формулы (34) и (35) дают верхний предел для ионизации.

Минимальное значение разности потенциалов P , необходимое для ионизации водорода, гелия, азота и кислорода, измерялось Франком и Герцем¹. Они нашли значения, равные соответственно 11, 20,5, 7,5 и 9 в. Отсюда с помощью соотношения $W = Pe/300$ мы получим, что W равно соответственно $1,75 \cdot 10^{-11}$, $3,25 \cdot 10^{-11}$, $1,20 \cdot 10^{-11}$ и $1,45 \cdot 10^{-11}$.

¹ J. Frank, G. Hertz. Verh. d. Dtsch. Phys. Ges., 1913, 15, 34.

Абсолютное число ионов, образованных α -лучами в воздухе, определено Г. Гейгером¹. Он нашел, что одна α -частица из радия С при прохождении слоя воздуха толщиной в 1 см при обычных давлении и температуре создает $2,25 \cdot 10^4$ пар ионов. Отсюда, используя измерения относительной ионизации в воздухе, водороде и гелии, проведенные Т. Тэйлором², получаем, что число пар ионов, образованных α -частицей радия С при прохождении 1 см водорода или гелия, примерно равно $4,6 \cdot 10^3$.

Если теперь в формулу (31) подставить приведенное выше значение W для водорода и использовать те же самые значения N , n , e , E , t и V , как и в § 4, мы получим для α -лучей радия С в водороде $A_W = 1,15 \cdot 10^3$. Значение, которое получается из формулы (34), равно $5,9A_W$. Первое из этих значений в четыре раза меньше наблюдаемой ионизации, второе же ($5,9A_W$) имеет правильный порядок величины, но несколько превосходит экспериментальное значение.

Для гелия W примерно в два раза больше, чем для водорода. Поэтому из формул (31) и (34) мы должны ожидать, что ионизация будет в два раза меньше, чем в водороде. Однако Тэйлор нашел, что ионизация в гелии по величине равна ионизации в водороде. Поскольку в этом случае наблюдаемое значение превосходит рассчитанное по формуле (34), трудно объяснить большую величину наблюдавшейся Тэйлором ионизации чем-либо, кроме возможного присутствия примесей в использовавшемся гелии. Можно думать, что это подтверждается экспериментами В. Косселя³ по ионизации, производимой катодными лучами. Коссель нашел, что величина ионизации в гелии составляет половину ее значения в водороде, что находится в согласии с теорией. Используя катодные лучи обладали скоростью $1,88 \cdot 10^9$ см/сек, соответствующей разности потенциалов в 1000 в; число ионов, образуемых при прохождении через слой водорода толщиной 1 см при давлении 1 мм рт. ст., равно при этом 0,882, что соответствует 670 парам ионов при атмосферном давлении. Подставляя $V = 1,88 \cdot 10^9$ см/сек и $E = e$, а также, используя те же значения W , e , t , N и n , как и ранее, получаем по формуле (31) $A_W = 300$. Из формулы (34) находим $T = 4,5A_W$.

В случае таких веществ, как воздух, которые содержат большое число электронов в атомах, величина W для различных электронов неизвестна точно. Однако достаточно хорошее приближение может быть получено, если в логарифмах, входящих в формулу (35) под знаком суммы, положить $W = h\nu$, где h — постоянная Планка. Подставляя, кроме того,

¹ H. G e i g e r. Proc. Roy. Soc., 1909, A82, 486.

² См. прим. 1 на стр. 230.

³ W. K o s s e l. Ann. d. Phys., 1912, 37, 393.

значение Q_0 из формулы (32), получаем

$$I = \frac{2\pi e^2 E^2 N \Delta x}{m V^2 W_1} \sum_1^n \ln \frac{2V^2 m M^2}{h\nu (M + m)^2}. \quad (36)$$

Если теперь подставить в эту формулу значения для n и $(1/n)\sum \ln \nu$, использованные в § 4 при расчете поглощения α -лучей в воздухе, и положить $W_1 = 1,25 \cdot 10^{-11}$, то получим $I = 3,6 \cdot 10^4$. Это значение по порядку величины совпадает с наблюдавшимся Гейгером, $2,25 \cdot 10^4$, несколько превышая его. Последнее обстоятельство представляется вполне естественным, если учесть характер проведенных вычислений. Величину ионизации по формуле (33) нельзя получить с хорошей точностью вследствие неопределенности в значениях W . Однако оценка приводит к значению, которое составляет менее одной пятой наблюдаемой величины. В то время как формулы (31) и (33) дают значения, которые просто обратно пропорциональны квадрату скорости частицы, изменение I с V , согласно формуле (36), подобно изменению ΔT по формуле (5). Используя то же значение $(1/n)\sum \ln \nu$, как и выше, для α -лучей в воздухе получаем, что отношение между величинами I по формуле (36) для $V = 1,8 \cdot 10^9$ см/сек и $V = 1,2 \cdot 10^9$ см/сек составляет 1,65. Соответствующее значение ΔT по формуле (5) равно 1,54. Это согласуется с измерениями Гейгера¹, согласно которым ионизация, производимая α -частицей в воздухе в каждой точке траектории, с хорошей точностью пропорциональна потере энергии частицей; обе величины примерно обратно пропорциональны скорости.

Число ионов, образованных катодными лучами в воздухе, измерялось В. Косселем² и Д. Глассоном³. Коссель нашел, что при скорости $1,88 \cdot 10^9$ см/сек при давлении в 1 мм рт. ст. образуется 3,28 пары ионов на 1 см пути. При тех же самых условиях Глассон нашел значения 2,01 и 0,99 пары ионов при скоростях, равных $4,08 \cdot 10^9$ и $6,12 \cdot 10^9$ см/сек соответственно. При атмосферном давлении это дает соответственно (при тех же скоростях) $2,49 \cdot 10^3$, $1,53 \cdot 10^3$ и $0,75 \cdot 10^3$ пар ионов; это в 9,0 14,7 и 30,0 раз меньше наблюдавшихся Гейгером значений для α -лучей радия С. Значения, полученные по формуле (36) для катодных лучей, при рассматриваемых скоростях соответственно в 7,1, 17,4 и 31,2 раза меньше, чем вычисленные значения для α -лучей радия С.

Расчеты, проведенные в этом параграфе, нельзя непосредственно сравнивать с экспериментальными данными по ионизации, создаваемой быстрыми β -лучами, так как здесь мы пользовались формулой (1), спра-

¹ См. прим. 1 на стр. 233.

² См. прим. 3 на стр. 243.

³ J. L. G l a s s o n. Phil. Mag., 1911, 22, 647.

ведливой лишь в том случае, когда V мало по сравнению со скоростью света. Однако аналогично рассмотрению, проведенному в § 3, легко показать, что поправки, которые следует ввести в формулу (36), очень малы и изменяют лишь логарифмический множитель. Для быстрых β -лучей изменение этого множителя в зависимости от скорости V , как и при вычислениях в § 5, будет очень мало по сравнению с изменениями множителя, стоящего перед суммой. Поэтому из формулы (36) мы должны ожидать, что ионизация, создаваемая этими лучами, примерно обратно пропорциональна квадрату скорости. Это согласуется с измерениями В. Вильсона¹.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с развитой в настоящей статье теорией, торможение α - и β -лучей при их прохождении через вещество существенно определяется собственными частотами электронов в атомах — подобно тому, как это имеет место в явлениях рефракции и дисперсии.

В предыдущей работе было показано, что теория приводит к результатам, хорошо согласующимся с экспериментами по поглощению α -лучей в водороде и гелии, если предположить, что в атомах этих элементов содержится соответственно один и два электрона, а собственные их частоты соответствуют значениям, определенным из экспериментов по дисперсии. Было также показано, что поглощение α -лучей в более тяжелых элементах можно приближенно описать, если принять, что атомы этих элементов, помимо нескольких электронов с оптическими собственными частотами, содержат также некоторое число более жестко связанных электронов, собственные частоты которых по порядку величины соответствуют частотам характеристических рентгеновских лучей. Определенные таким образом числа электронов находятся в приближенном согласии с предсказаниями теории Э. Резерфорда, базирующейся на опытах по рассеянию α -лучей. Эти выводы сравнивались с результатами последних, более точных измерений.

Во времени написания моей предыдущей статьи имелось очень мало экспериментальных данных по торможению β -лучей в веществе; согласие между теорией и экспериментом было не очень хорошим. Теперь оно существенно улучшилось, частично благодаря использованию новых данных, а частично — за счет рассмотрения распределения вероятности потерь энергии, испытываемых отдельными β -частицами. В связи с этим отмечается, что измерения торможения β -лучей представляют собой эффектив-

¹ W. W i l s o n. Proc. Roy. Soc., 1911, A85, 240.

ный метод проверки формул для энергии и импульса быстро движущегося электрона, которые следуют из теории относительности.

Наряду с расчетами поглощения α - и β -лучей в статье рассмотрена также ионизация, создаваемая этими лучами. Показано, что теория Дж. Дж. Томсона дает результаты, приближенно согласующиеся с данными измерений, если учесть вторичную ионизацию, производимую электронами, которые выбиты из атомов при прямых столкновениях с ними α - и β -частиц.

Я хотел бы выразить глубокую признательность сэру Эрнесту Резерфорду за внимание, которое он любезно оказывал настоящей работе.

Манчестерский университет
Июль 1915 г.

О СЕРИАЛЬНЫХ СПЕКТРАХ ЭЛЕМЕНТОВ*

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

Предмет, о котором я имею честь сегодня докладывать, следуя любезному приглашению президиума Немецкого физического общества, очень обширен и было бы совершенно невозможно дать в одном докладе сколько-нибудь полный обзор чрезвычайно важных результатов, достигнутых в теории спектров. В дальнейшем я попытаюсь высказать некоторую точку зрения, которая мне кажется важной как для понимания современного состояния теории, так и для дальнейших возможностей ее развития в ближайшем будущем. К сожалению, время не позволяет мне подробнее остановиться на истории развития теорий спектров, хотя это и было бы интересно в связи с рассматриваемым вопросом; отсутствие исторического обзора не будет мешать пониманию последующего изложения, так как исходные положения, на основании которых всего несколько лет тому назад пытались объяснить спектры, решительно отличаются от положений, излагаемых ниже. Это различие распространяется как на развитие наших представлений о строении атома, так и на способ применения этих представлений к объяснению спектров. Что касается первого пункта, мы будем предполагать, по теории Резерфорда, атом состоящим из положительно заряженного ядра, вокруг которого вращается некоторое количество электронов; размеры ядра чрезвычайно малы в сравнении со всем атомом, однако в нем содержится почти вся масса атома. Время не позволяет мне приводить здесь основания для этой так называемой *ядерной модели атома* и те весьма убедительные подтверждения, которые она получила при исследованиях в самых различных областях. Мне хочется упомянуть только об одном результате, придавшем необычайную простоту и привлекательность современной теории атома; я говорю о том, что число электронов нейтрального атома равняется просто числу, определяющему

* *Über die Seriespectra der Elemente*. Zs. f. Phys., 1920, 2, 423—469. Доклад, прочитанный 27-апреля 1920 г. на заседании Немецкого физического общества в Берлине. Доклад опубликован также в кн.: N. B o h r. Drei Aufsätze über Spektren und Atom-bau (Vieweg, Braunschweig, 1922).

место соответствующего элемента в периодической системе элементов. Это положение, высказанное впервые ван ден Бруком, представляет собой программу, которая состоит в том, чтобы объяснить физические и химические свойства элементов, положив в основу модель атома и опираясь на это число, называемое «атомным номером». Попытка осуществления такой программы на основе классических законов механики и электродинамики связана с непреодолимыми затруднениями. Они особенно остры в случае рассмотрения спектров элементов. Трудности здесь настолько ясны, что было бы лишней тратой времени останавливаться на них. Очевидно, что системы упомянутого выше типа по обычным механическим и электродинамическим представлениям не могут обладать достаточной устойчивостью и потому не могут обладать спектром, состоящим из отдельных резких линий.

В дальнейшем мы будем основываться на представлениях так называемой теории квантов. Нет необходимости, особенно здесь, в Берлине, излагать фундаментальные работы Планка о тепловом излучении, послужившие стимулом к развитию этой теории, согласно которой законы, определяющие ход атомных процессов, содержат существенный элемент дискретности. Я упомяну здесь только о главном результате Планка, относящемся к свойствам необычайно просто построенной атомной системы, так называемого осциллятора Планка. Этот осциллятор состоит из одной электрически заряженной частицы, совершающей гармонические колебания около положения равновесия с независимой от амплитуды частотой. В результате рассмотрения статистического равновесия множества таких систем в поле излучения Планк, как известно, пришел к выводу, что излучение и поглощение в системе может осуществляться только особым способом. При рассмотрении статистического равновесия приходится принимать во внимание только некоторые особые состояния осциллятора. В этих состояниях энергия системы является целым кратным так называемого кванта энергии, пропорционального числу колебаний осциллятора. Особые значения энергии могут быть выражены формулой

$$E_n = n h \omega, \quad (1)$$

где n — целое число, ω — число колебаний осциллятора и h — универсальная постоянная, так называемая постоянная Планка. Попытка применения этого результата к объяснению спектров элементов наталкивается, однако, на затруднение, заключающееся в том, что движение частицы в атоме, несмотря на простоту строения последнего, является в общем чрезвычайно сложным по сравнению с движением осциллятора Планка. Отсюда возникает вопрос: каким образом должен быть обобщен вывод Планка, чтобы применить его в данном случае? В этом отношении возможны различные точки зрения. Так, например, равенство (1) можно рассматривать как условие, опреде-

ляющее энергетическое соотношение при особых движениях атомной системы, и можно пытаться искать общую форму этих условий. С другой стороны, на уравнение (1) можно смотреть как на некоторое утверждение о свойствах процесса излучения и, следовательно, искать общие законы, определяющие эти процессы. В теории Планка принимается как нечто само собой разумеющееся, что число колебаний света, поглощенного и излученного осциллятором, равно собственной частоте колебаний последнего. Это предположение можно выразить так:

$$\nu = \omega. \quad (2)$$

Здесь и в дальнейшем мы обозначаем, с целью четкого разграничения, через ν — число колебаний излучаемого света и через ω — число колебаний частицы в атоме. Мы видим отсюда, что результат Планка может быть интерпретирован следующим образом: осциллятор может испускать и поглощать излучение только так называемыми квантами излучения величиной

$$\Delta E = h\nu. \quad (3)$$

Как известно, такая интерпретация привела Эйнштейна к теории фотоэлектрического эффекта, имеющей большое значение как применение теории квантов к явлению нестатистического характера. Я не буду останавливаться на хорошо известных затруднениях, к которым приводит так называемая *гипотеза световых квантов* в явлениях интерференции, столь просто объясняемой в классической теории излучения. Я вообще не намерен входить в обсуждение загадки, связанной с природой излучения. Я попытаюсь только показать, каким образом можно чисто формально построить теорию спектров, основные элементы которой являлись бы одновременным рациональным развитием той и другой интерпретации результата Планка.

Для истолкования линейчатых спектров элементов на основе указанного выше представления о строении атома мы вынуждены предполагать, что лучеиспускание атомной системы происходит так, что обычные представления не в состоянии объяснить процесса в деталях и не дают способа определения частоты колебаний излучения. Однако мы увидим, что можно просто объяснить общие эмпирические законы частот спектральных линий, если предположить, что для всякого излучения атомной системы справедлив следующий закон природы: в течение всего времени процесса излучения последнее обладает одной и той же частотой ν , связанной с полной излучаемой энергией с помощью *условия частот*

$$h\nu = E' - E'', \quad (4)$$

где E' и E'' — энергия системы до и после излучения. Основываясь на этом законе, мы заключаем, что спектры не дают нам картины движения частиц в атоме, как это принимается в обычной теории излучения, и позволяют судить только об изменениях энергии при различных возможных процессах указанного типа в атоме. Согласно такому представлению, спектры свидетельствуют о существовании определенных исключительных значений энергии, соответствующих особым состояниям атома; мы назовем эти состояния *стационарными состояниями* атома, ибо предполагаем, что атом может находиться в течение конечного промежутка времени в каждом из таких состояний и, покидая его, попадает в другое, вновь стационарное состояние. Несмотря на фундаментальное различие между таким воззрением и привычными представлениями механики и электродинамики, мы увидим, что возможно рациональное сочетание теории строения атома и данных спектроскопии. Оказалось, что хотя мы и должны отказаться от применения механики при описании перехода из одного стационарного состояния в другое, тем не менее можно построить связную теорию этих состояний, пользуясь обычной механикой для описания движения в самих стационарных состояниях. Далее процесс излучения, связанный с переходом из одного стационарного состояния в другое, не может быть прослежен в деталях с помощью обычных электромагнитных представлений. Свойства излучения атома с точки зрения этих представлений обусловлены непосредственно движением системы и разложением этих движений на гармонические компоненты. Тем не менее оказалось, что существует далеко идущее *соответствие* между различными типами возможных переходов от одного стационарного состояния к другому, с одной стороны, и различными гармоническими компонентами разложения — с другой. Таким образом рассматриваемая теория спектров может считаться до некоторой степени обобщением представлений обычной теории излучения.

Прежде чем переходить к сложным типам сериальных спектров, я рассмотрю, для наиболее ясного изложения основных пунктов, простейший спектр — *сериальный спектр водорода*. Как известно, этот спектр состоит из нескольких линий, числа колебаний которых с большой точностью могут быть выражены формулой Бальмера

$$\nu = \frac{K}{(n'')^2} - \frac{K}{(n')^2}, \quad (5)$$

где K — постоянная, n' и n'' — целые числа. Полагая $n'' = 2$ и приписывая n' значения 3, 4, ..., мы получаем хорошо известную серию водородных линий видимого спектра; полагая $n'' = 1$ или $n'' = 3$, мы получаем подобным же образом спектральные серии, наблюдаемые в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Обращаясь теперь к строе-

нию атома водорода, мы видим, что, по Резерфорду, он просто состоит из заряженного ядра, вокруг которого движется единственный электрон. Для простоты мы предполагаем массу ядра бесконечно большой по сравнению с массой электрона и, кроме того, отвлекаемся от небольших изменений в движении, обусловленных изменением массы электрона в зависимости от скорости, как того требует теория относительности. При таких предпосылках электрон, согласно привычным механическим представлениям, будет описывать замкнутый эллипс, в одном из фокусов которого находится ядро; число оборотов электрона в единицу времени ω и большая ось $2a$ этого эллипса связаны с энергией системы следующими простыми формулами, вытекающими из законов Кеплера:

$$\omega = \sqrt{\frac{2W^3}{\pi \cdot e^4 m}}, \quad 2a = \frac{e^2}{W}, \quad (6)$$

где e — заряд, m — масса электрона, W — работа, необходимая для удаления электрона от ядра в бесконечность. Простота этих формул побуждает применить их для объяснения водородного спектра, но это невозможно до тех пор, пока наши представления опираются на классическую теорию излучения. В самом деле, по этой теории совершенно нельзя понять, каким образом излучение водорода имеет спектр, состоящий из тонких линий; так как ω меняется с W , мы должны бы предположить, что частота излучаемого света непрерывно меняется во время излучения. Положение дела меняется, если мы рассмотрим задачу на основании приведенных выше представлений теории квантов. Составим для каждой линии произведение $h\nu$, умножая на h обе части равенства (5); мы видим, что правая часть полученного соотношения может быть написана в виде разности двух простых членов. Сравнивая с формулой (4), мы приходим к заключению, что отдельные линии спектра соответствуют переходам между двумя стационарными состояниями, принадлежащими к бесконечному ряду состояний; энергия n -го состояния определяется (если отбросить произвольную постоянную) выражением

$$E_n = -\frac{Kh}{n^2}. \quad (7)$$

Выбор отрицательного знака определяется тем, что энергия атома проще всего характеризуется работой, требуемой для удаления электрона в бесконечность; мы обозначили ее выше через W . Подставляя в формулу (6) вместо W выражение (7), мы получаем число оборотов электрона и большую ось орбиты для n -го стационарного состояния

$$\omega_n = \frac{1}{n^3} \sqrt{\frac{2h^3 K^3}{\pi^2 e^4 m}}, \quad 2a_n = \frac{n^2 e^2}{hK}. \quad (8)$$

Мы могли бы теперь исследовать отношение движений, описываемых этими формулами, к особым состояниям осциллятора Планка. Не будем, однако, подробнее рассматривать этот вопрос, рациональная трактовка которого может привести к теоретическому определению постоянной K ; мы покажем только, каким образом постоянная K может быть получена простым сравнением спектра излучения и движений в стационарных состояниях; это сравнение сразу приведет нас к упомянутому выше принципу соответствия.

Согласно нашим предпосылкам, всякая линия спектра водорода соответствует излучению при переходе между двумя состояниями атома, которым отвечают различные значения n ; число оборотов и большая ось эллипса могут быть при этом самыми разнообразными. Как показывают формулы (8), с уменьшением энергии атома во время процесса излучения большая ось орбиты электрона уменьшается и число оборотов возрастает. Таким образом, вообще говоря, исключается возможность получить соотношение между числом оборотов электрона и частотой излучения, соответствующее обычным представлениям об излучении. Рассмотрим, однако, отношение чисел оборотов двух стационарных состояний, отвечающих числам n' и n'' , в том случае, когда n' и n'' постепенно возрастают; мы увидим, что отношение приближается к единице, хотя разность $n' - n''$ остается неизменной. Таким образом, открывается возможность получить некоторое основание для сравнения наших воззрений с обычными представлениями теории излучения в том случае, когда рассматриваются переходы, соответствующие большим значениям n' и n'' . Для частоты излучения при таком переходе на основании формулы (5) имеем

$$\nu = \frac{K}{(n'')^2} - \frac{K}{(n')^2} = (n' - n'') K \frac{n' + n''}{(n')^2 (n'')^2}. \quad (9)$$

Если числа n' и n'' велики по сравнению с их разностью, это выражение на основании формул (8) приближенно может быть записано в виде

$$\nu \sim (n' - n'') \omega \sqrt{\frac{2\pi e^4 m}{Kh^3}}, \quad (10)$$

где ω — число оборотов в одном из двух состояний. Так как $n' - n''$ — целое число, мы видим, что первая часть выражения, т. е. $\omega (n' - n'')$, совпадает с частотой одной из гармонических компонент, на которые может быть разложено эллиптическое движение электрона. Как известно, для всякого периодического движения с числом оборотов ω смещение ξ частиц системы в положительном направлении пространства может быть представлено как функция времени тригонометрическим рядом вида

$$\xi = \sum C_\tau \cos 2\pi (\tau \omega t + c_\tau), \quad (11)$$

где суммирование распространяется на все положительные целые значения τ .

Таким образом, мы видим, что частота излучения, испускаемого при переходе между стационарными состояниями, характеризуемыми числами n' и n'' , большими по сравнению с их разностью, совпадает с частотой одной из компонент излучения, которую можно ожидать при избранном движении электрона в стационарном состоянии на основании обычных представлений. Это совпадение будет иметь место в том случае, если последний множитель в правой части формулы (10) будет равен единице. Такое условие равносильно следующему:

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}. \quad (12)$$

Оно фактически выполняется, если подставить для K значение, найденное из измерений в водородном спектре, а для e , m , h — значения, непосредственно определяемые на опыте. Такое совпадение устанавливает *связь между спектром и моделью атома водорода*; если принять во внимание фундаментальное различие между представлениями теории квантов и обычной теорией излучения, то найденная связь становится тем более замечательной.

Рассмотрим теперь ближе обнаруженную связь между спектрами, ожидаемыми по теории квантов, с одной стороны, и обычной теорией излучения — с другой стороны, в области, где стационарные состояния очень мало отличаются одно от другого. Как уже показано, частоты спектральных линий в этой области, вычисленные тем и другим методами, совпадают; мы не должны, однако, забывать, что механизм излучения в обоих случаях совершенно различен. По обычной теории излучения различные компоненты испускаемого атомом излучения, соответствующие различным компонентам движения, излучаются одновременно с относительной интенсивностью, определяемой отношением амплитуд колебания. Совершенно иначе обстоит дело в интерпретации теории квантов. Согласно этой теории, различные спектральные линии соответствуют совершенно различным процессам, состоящим в переходе из одного стационарного состояния в различные близкие стационарные состояния; излучение, соответствующее τ -му обертону, происходит при переходе, для которого $n' - n'' = \tau$. При этом относительная интенсивность отдельных спектральных линий излучения зависит от относительной вероятности различных переходов. Задаваясь вопросом о более глубоком значении найденного соответствия, мы вправе, естественно, ожидать, что соответствие не ограничивается совпадением частот спектральных линий, вычисляемых тем и другим методом, но простирается и на их *интенсивности*. Такое ожидание равносильно тому, что *вероятность* определенного перехода

между двумя стационарными состояниями связана известным образом с амплитудой соответствующей гармонической компоненты.

Дальнейшее рассмотрение приводит нас к тому, что эта своеобразная связь является *общим законом переходов между стационарными состояниями*; мы должны предположить, что возможность перехода между двумя данными стационарными состояниями связана с наличием определенной гармонической компоненты в движении системы. Величина указанной компоненты может быть совершенно различной в двух рассматриваемых состояниях, когда числа n' и n'' невелики по сравнению с их разностью. Поэтому можно наперед ожидать, что связь между вероятностью перехода и амплитудой гармонической компоненты движения будет, вообще говоря, сложной. То же самое можно сказать относительно связи частоты излучения и соответствующей компоненты движения. С этой точки зрения мы должны, например, рассматривать зеленую водородную линию H_β , отвечающую переходу из четвертого состояния во второе, некоторым образом как «октаву» красной линии H_α , соответствующей переходу из второго состояния в третье, хотя частота колебаний первой линии никоим образом не равна удвоенной частоте второй линии. Мы должны рассматривать процесс, вызывающий появление линии H_β как обусловленный наличием некоторой гармонической компоненты в движении атома, являющейся октавой к компоненте того движения, которая приводит к возможности излучения линии H_α .

Прежде чем переходить к рассмотрению других спектров, в которых мы найдем многочисленные применения изложенной точки зрения, я хочу упомянуть об одном интересном применении изложенных соображений к теории осциллятора Планка. Вычислим из формул (1) и (4) частоту колебаний, соответствующую переходу из одного особого состояния осциллятора в другое; мы найдем

$$\nu = (n' - n'')\omega, \quad (13)$$

где n' и n'' — числа, определяющие указанные состояния. Существенная предпосылка теории Планка заключается в том, что частота поглощаемого и испускаемого осциллятором излучения всегда равна ω ; мы видим, что эта предпосылка равносильна утверждению, что в данном осцилляторе, в противоположность атому водорода, возможны только переходы между двумя соседними стационарными состояниями. С точки зрения, развитой выше, этого можно было ожидать, так как разница между осциллятором и атомом водорода, по нашему предположению, заключалась в том, что движение осциллятора, в противоположность движению электрона в атоме, является чисто гармоническим. Мы видим, таким образом, формальную возможность построить теорию излучения, в которой спектр водорода и простой спектр осциллятора Планка фигурировали бы совершенно рав-

ноправно. Однако, очевидно, что только для такой простой системы, как осциллятор, теория может быть сформулирована одним условием; в общем случае это условие распадается на два: одно, касающееся характера движения в стационарных состояниях, и другое, относящееся к частоте излучения, испускаемого при переходах между этими состояниями.

Переходя теперь к спектрам элементов с более высоким атомным номером, мы видим, что они имеют более сложное строение, чем спектр водорода. Однако, как известно, для спектров многих элементов найдены простые законы, представляющие собой замечательную аналогию с формулой Бальмера для спектра водорода. По Ридбергу и Ритцу, частоты колебаний сериальных спектров этих элементов могут быть выражены формулой типа

$$\nu = f_{k''}(n'') - f_{k'}(n'), \quad (14)$$

где n' и n'' — целые числа; $f_{k'}$ и $f_{k''}$ — две функции, принадлежащие к ряду определенных функций, характерных для данного элемента, весьма просто зависящие от n и, в частности, приближающиеся к нулю при больших значениях n . Оставляя первый член в правой части (14) постоянным и подставляя для n' во втором члене $f_{k'}(n')$ различные последовательно возрастающие целые числа, мы получаем различные серии линий. Полный спектр может быть получен на основании так называемого комбинационного принципа Ритца, если в формуле (14) вместо $f_{k''}(n'')$ и $f_{k'}(n')$ подставлять все сочетания двух величин из совокупности всевозможных значений $f_k(n)$.

То обстоятельство, что частота всякой спектральной линии является разностью двух простых выражений, зависящих от целых чисел, приводит, на основании нашей интерпретации процесса излучения, непосредственно к предположению о том, что члены в правой части равенства (14), умноженные на h , могут быть приравнены энергии в различных стационарных состояниях атома. В спектрах других элементов, в противоположность спектру водорода, фигурирует не одна, но целый ряд функций n . Этот факт вынуждает нас признать для атомов этих элементов существование не одного, но нескольких рядов стационарных состояний; энергия n -го состояния k -го ряда может быть представлена (если опустить произвольную постоянную) в виде

$$E_k(n) = -hf_k(n). \quad (15)$$

Подобную сложность совокупности стационарных состояний элементов с более высокими атомными номерами и следует ожидать на основании связи между спектрами, вычисленными по теории квантов, и разложением движений атома на гармонические колебания. Как мы уже видели, с этой точки зрения простота совокупности стационарных состояний

атома водорода самым тесным образом связана с простым периодическим характером движения этого атома. В других элементах, где нейтральный атом содержит несколько электронов, мы находим более сложные движения и имеем более сложное разложение на гармонические колебания; установив связь между движениями атома и спектром, определяемым условием частот, мы должны ожидать и более сложной совокупности стационарных состояний. В дальнейшем мы увидим, как можно в деталях проследить такое соответствие и каким образом этот путь ведет к непосредственному объяснению тех темных мест, которые были связаны с применением комбинационного принципа в связи с кажущимся произволом наличия или отсутствия линий, предсказываемых этим принципом.

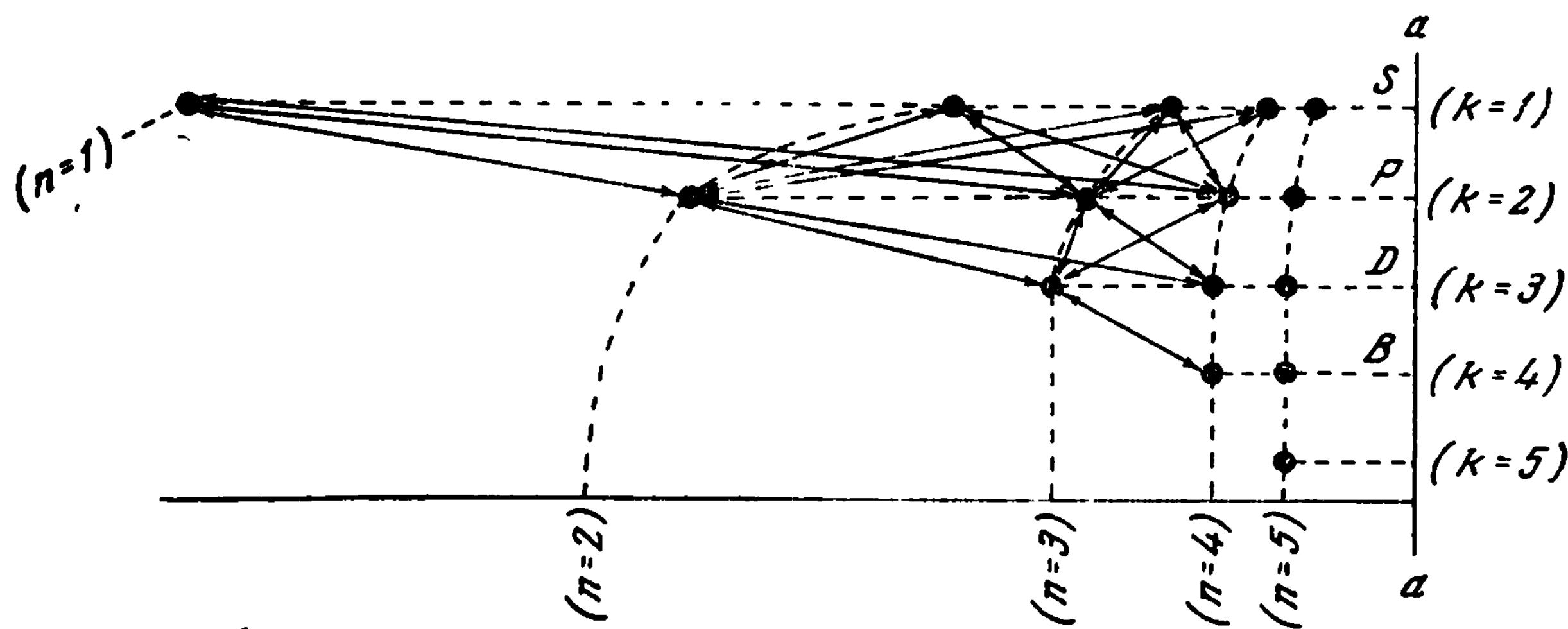


Рис. 1. Теоретическая схема образования сериального спектра натрия

На рис. 1 представлены те стационарные состояния, которые могут быть определены указанным образом для атома натрия. Состояния обозначены черными кружками, причем расстояния последних от вертикальной линии aa пропорциональны численному значению энергии, которая им отвечает. Стрелки на этой схеме обозначают переходы между состояниями, соответствующие тем линиям спектра натрия, которые получаются при обычных условиях возбуждения. Способ, которым расположены здесь состояния по горизонтальным рядам, полностью соответствует обычному расположению «спектральных» термов в спектроскопических таблицах. Состояния в первом горизонтальном ряду, обозначенные S , соответствуют переменному члену в выражении так называемой резкой побочной серии, излучаемой при переходах из этих состояний в первое состояние во второй строке. Состояния, обозначенные через P , соответствуют переменному члену так называемой главной серии, связанной с переходами из состояний P в первое состояние строки S . Состояния D соответствуют переменному члену «размытой побочной серии», излучаемой,

подобно резкой побочной серии, при переходах в первое состояние второй строки. Наконец, состояния B соответствуют переменному члену так называемой бергмановской серии, связанной с переходами в первое состояние третьей строки. Способ взаимного расположения различных рядов послужит иллюстрацией более детальной теории, которой мы займемся позднее. Уже упомянутый кажущийся произвол, связанный с применением комбинационного принципа, в данном случае заключается в том, что при обычных условиях возбуждения возникают не все линии, отвечающие всевозможным комбинациям термов спектра натрия, но только те, которые на схеме обозначены стрелками.

Общий вопрос об определении стационарных состояний атома с несколькими электронами связан со значительными трудностями, по-видимому, еще далекими от полного разрешения. Возможно, однако, сделать непосредственные заключения о стационарных состояниях, обуславливающих сериальные спектры, если принять во внимание эмпирически установленные закономерности спектральных термов. По известному закону Ридберга, функции $f_k(n)$ в формуле (14) могут быть записаны для сериальных спектров излучения, испускаемого при обычных условиях возбуждения, в следующей форме:

$$f_k(n) = \frac{K}{n^2} \varphi_k(n), \quad (16)$$

где $\varphi_k(n)$ — функция, которая при больших значениях n приближается к 1; K — постоянная, равная константе в формуле (5) для спектра водорода. Очевидно, что этот результат может быть истолкован таким образом: атом в соответствующих стационарных состояниях нейтрален, и один из электронов вращается вокруг ядра по такой орбите, размеры которой велики в сравнении с расстояниями других электронов от ядра. Ясно, что в этом случае электрическая сила, действующая на внешний электрон и обусловленная ядром и внутренними электронами, будет в первом приближении той же самой, что и сила, действующая на электрон в атоме водорода; приближение будет тем лучше, чем больше размеры орбиты.

Ввиду ограниченного времени, я не буду здесь подробно останавливаться на том, как приведенное объяснение появления постоянной Ридберга в серии так называемых дуговых спектров элементов при обычных условиях возбуждения подтверждается убедительным образом исследованием «искровых спектров», т. е. спектров излучения элементов, испускаемого при очень сильных электрических разрядах и вызываемого уже не нейтральными, а ионизованными атомами. Я отмечу еще для дальнейшего изложения, что не только основные представления теории, но и та гипотеза, что в стационарных состояниях, соответствующих этим спектрам,

один электрон движется по некоторой орбите вокруг остальных, весьма интересно подтверждается исследованиями об избирательном поглощении и возбуждении спектральных линий бомбардировкой атомов электронами.

Соответственно нашему предположению о том, что излучение происходит при переходе из стационарного состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией, мы должны представлять себе, что *поглощение излучения* атомом связано с переходами в обратном направлении. Для возможности поглощения элементом света, соответствующего одной из линий сериального спектра элемента, необходимо, чтобы атомы находились в том из двух состояний, определяющих данную линию, которое связано с меньшей энергией. Для элемента, атомы которого в газообразной фазе не связаны в молекулы, мы должны предположить, что в таком агрегатном состоянии при обычных условиях почти все атомы находятся в том стационарном состоянии, которому соответствует наименьшее возможное значение энергии; мы будем называть его *нормальным состоянием*. Поэтому мы должны ожидать, что спектры поглощения содержат только те линии сериального спектра данного элемента, которые соответствуют излучению при переходе в нормальное состояние. Это вполне подтверждается для спектров щелочных металлов; так, например, в спектре поглощения паров натрия известны только линии главной серии; эта серия, как было отмечено при обсуждении приведенной выше схемы, соответствует как раз переходам в состояние с наименьшей энергией. Дальнейшей опорой упомянутого представления о процессе поглощения служат опыты, относящиеся к так называемому *резонансному излучению*. Пары натрия, как показал впервые Вуд, освещенные светом частоты, соответствующей первому члену главной серии (известная желтая линия натрия), приобретают способность излучать свет, в котором имеется только та же самая линия. Согласно нашим представлениям, этот факт может быть объяснен тем, что атом натрия при освещении переходит из нормального состояния в первое состояние второй строки. Резонансное излучение не является поляризованным в той же мере, как падающий свет; это обстоятельство прекрасно согласуется с нашими воззрениями — излучение освещенного пара не резонансное в смысле обычной теории, — оно зависит от процесса, протекание которого не связано непосредственно с освещением. Однако явление резонансного излучения желтой линии натрия не столь просто, как мы его толковали до сих пор. Как известно, желтая линия, так же как и другие линии натриевого спектра, состоит из двух компонент, расположенных одна около другой. В обычном способе описания спектров с помощью спектральных термов это обстоятельство учитывается тем, что термы, соответствующие переменному члену главной серии, не являются простыми, но могут быть представлены двумя несколько отли-

чающимися числами. По нашим представлениям о возникновении натриевого спектра это значит, что стационарные состояния, соответствующие второй строке на схеме и обозначенные через P , в противоположность состояниям S первой строки, не являются простыми; каждой точке строки соответствуют два состояния, значения энергии которых, однако, столь мало различаются, что в масштабе схемы они не могут быть представлены двумя разделенными точками. Излучение (и поглощение) каждой из компонент желтой линии связано таким образом с двумя различными процессами, что подтверждается позднейшими опытами Вуда и Дюнуайе. Эти авторы показали, что при облучении паров натрия только одной из двух компонент желтой линии резонансное излучение (по крайней мере при низких давлениях) в свою очередь дает тоже только одну (ту же самую) компоненту, соответствующую возвращению в нормальное состояние из того или другого рядом расположенного состояния, в которое атом перешел при освещении. Эти опыты были позднее продолжены Стрэттом, причем опыты были распространены также на случай облучения светом второй линии главной серии. Стрэтт нашел прежде всего, что при облучении светом этой линии, по-видимому, только небольшая доля резонансного излучения состояла из света той же частоты колебаний, как и падающий свет, и большая часть — из света, соответствующего желтой линии. Такой результат, весьма неожиданный с точки зрения обычных представлений о резонансе (тем более, что не существует, как замечает Стрэтт, рационального соотношения между частотами колебаний обеих линий главной серии), легко объясняется на основании нашего воззрения. Если атом переведен во второе состояние второй строки, то, как видно из схемы, кроме возвращения в нормальное состояние, возможны два других перехода, связанных с излучением: переход во второе состояние первой строки и в первое состояние третьей строки. Опыты заставляют предположить, что второй из трех названных возможных переходов, соответствующий излучению инфракрасной линии, будет наиболее вероятным; при данных условиях опытов эта линия не могла наблюдаться. Позднее мы приведем теоретические обоснования, говорящие в пользу нашего предположения о вероятности излучения инфракрасной линии. Если же атом перешел во второе состояние первой строки, остается единственный возможный переход в первое состояние второй строки, сопровождаемый снова излучением инфракрасной линии; при переходе из последнего состояния в нормальное излучается свет, соответствующий желтой линии. Стрэтт нашел далее, в прекрасном согласии с нашей схемой, что желтый резонансный свет, возбуждаемый указанным образом, состоит из обеих компонент первой линии главной серии даже в том случае, если освещение паров натрия производилось светом, соответствующим только одной компоненте второй линии главной серии. Такой результат полностью совпадает с нашими

ожиданиями, так как атом, достигший при его возвращении в нормальное состояние одного из состояний первой строки (где все состояния, как уже указано, простые), не может дать никакого указания о том, из какого из двух возможных состояний второго места второй строки он вышел.

Все эти следствия могут быть выведены из схемы, положенной в основу формального объяснения спектров. С другой стороны, факт существования в парах натрия, кроме поглощения в линиях главной серии, еще *непрерывного избирательного поглощения*, начинающегося на границе серии и простирающегося далее в ультрафиолетовую область, является решающим подтверждением еще одного предположения. Это предположение заключается в том, что при поглощении в линиях главной серии натрия мы имеем дело с переходами, при которых в конечном состоянии атома один из электронов вращается вокруг ядра и остальных электронов по орбите все больших и больших размеров. Мы должны представлять себе это поглощение соответствующим переходам от нормального состояния в такие, в которых внешний электрон способен удалиться от ядра в бесконечность. Такой процесс является полной аналогией *фотоэлектрическому эффекту*, происходящему при освещении металлической пластинки. Как известно, мы можем получить любую скорость вылетающего электрона, освещая металл светом соответствующей частоты колебаний. Эта частота не может, однако, превосходить определенной границы, зависящей от природы металла и, согласно теории Эйнштейна, простым образом связанной с энергией, которая необходима для вырывания электрона из металла.

Изложенное выше общее представление о происхождении спектров излучения и поглощения подтверждается чрезвычайно интересными опытами по *возбуждению спектральных линий и ионизации путем электронных соударений*. Начало решительных успехов в этой области положено известными опытами Франка и Герца. Эти исследователи достигли первых значительных результатов в опытах с парами ртути, обладающими особыми свойствами, весьма облегчающими такие опыты. Ввиду большой важности этих результатов, опыты были распространены названными и другими физиками на большинство газов и металлов в парообразном виде. С помощью нашей схемы проиллюстрируем результаты для паров натрия. Электроны при соударении с атомами, как это было обнаружено, отскакивают с неизменной скоростью в том случае, если последняя соответствует кинетической энергии, меньшей, чем та, которая необходима для перевода атома из нормального состояния в соседнее, т. е. для случая натрия из первого состояния первой строки в первое состояние второй строки. Однако, как только электрон приобретает кинетическую энергию, равную по величине указанной разности энергии, соударение становится таким, что электрон теряет всю свою кинетическую энергию; одновременно пар излучает

свет, соответствующий желтой линии, как и следовало ожидать, если при соударении атом переходит из нормального в указанное состояние.

Некоторое время существовала неопределенность относительно правильности такого толкования, так как в опытах с парами ртути при соответствующих соударениях в парах одновременно возникали ионы. Согласно нашей схеме, мы можем ожидать образования ионов только в том случае, когда кинетическая энергия настолько велика, что может переводить атомы из нормального состояния к общей границе состояний в различных рядах. Однако дальнейшие опыты, особенно американских исследователей Дэвиса и Гочера, показали, что в действительности ионы могут образоваться непосредственно при соударениях только в том случае, когда кинетическая энергия электронов достигает указанной выше величины, и что ионизация, наблюдавшаяся в опытах Франка и Герца, вызывается косвенным влиянием фотоэлектрического эффекта, возбуждаемого освещением металлических частей аппарата светом, излучаемым атомами ртути при возвращении в нормальное состояние. При рассмотрении подобных опытов едва ли можно освободиться от впечатления, что мы имеем дело с непосредственным и независимым доказательством реальности особых стационарных состояний, к предположению существования которых нас привели закономерности сериальных спектров. Одновременно мы получаем решительный аргумент в пользу недостаточности наших обычных электродинамических и механических представлений об атомных процессах не только в отношении излучения, но также в отношении таких явлений, каковыми являются соударения между свободными электронами и атомами.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

Из всего сказанного выше ясно, что мы имеем возможность на основе простых представлений составить некоторую картину возникновения сериальных спектров элементов. Однако, если мы попытаемся проникнуть в задачу о детальной структуре этих спектров теми же приемами, как и в случае спектра водорода, мы натолкнемся на затруднения. Для систем, не являющихся чисто периодическими, невозможно получить достаточных сведений об их движениях в стационарных состояниях только на основании величины энергии этих состояний, так как для установления характеристик подобных движений необходимо больше данных. Мы встретимся с такими затруднениями и для атома водорода, если попытаемся детально объяснить влияние внешних силовых полей на спектр этого атома. Основа-

нием дальнейшего продвижения в этой области служит теперь развитие квантовой теории. За последние годы разработан метод определения стационарных состояний не только для простых периодических систем, но и для определенного класса непериодических, так называемых *условно-периодических систем*, уравнения движения которых могут быть решены методом «разделения переменных». Для систем такого типа, как известно, обобщенные координаты могут быть заданы так, что описание движений с помощью методов общей динамики сведется к рассмотрению некоторого числа обобщенных «компонент движения», каждая из которых соответствует изменению только одной координаты во время движения и в некотором отношении «независима» от остальных. Упомянутый метод определения стационарных состояний заключается в том, что каждая из компонент движения связывается условием, на которое можно смотреть, как на прямое обобщение условия (1) для осциллятора Планка; при этом стационарные состояния в общем случае определяются некоторым числом целых чисел, равным числу степеней свободы в системе. В этом развитии квантовой теории приняли участие многие физики, в том числе сам Планк. Я с удовольствием упоминаю в этом месте о работах Эренфеста, касающихся пределов применимости законов механики к атомным процессам и дающих новое освещение принципов, лежащих в основе указанного обобщения квантовой теории. Решительными успехами в применении квантовой теории к вопросам теории спектров мы обязаны Зоммерфельду и его сотрудникам. В дальнейшем я не буду, однако, останавливаться на систематической форме, в которой эти авторы изложили их результаты. В статье, недавно появившейся в трудах Копенгагенской академии, я показал, что спектры, вычисляемые с помощью указанных методов определения стационарных состояний и условия частот (4), обладают тем же соответствием спектрам, получаемым на основании обычной теории излучения из движения системы, как и спектр водорода. Основываясь на этом *общем соответствии*, я попробую в остальной части моего доклада изложить точку зрения, которая подробнее развита в указанной статье. Теория сериальных спектров и действия на них внешних силовых полей может быть представлена в такой форме, что она явится естественным развитием предыдущих соображений. Мне кажется, что эта точка зрения особенно приспособлена к рассмотрению будущих задач теории спектров, ибо она позволяет подойти и к таким задачам, где упомянутый выше метод неприменим вследствие сложности атомных движений.

Мы переходим теперь к изучению влияния небольших возмущающих сил на спектр простых систем, состоящих из одного электрона, вращающегося вокруг ядра. Как и раньше, для простоты мы сначала не будем учитывать зависимость массы электрона от скорости, требуемую той модификацией обычных законов механики, которая связана с теорией

относительности. Небольшое изменение движения, вызываемое изменением массы, имело, однако, существенное значение для развития теории Зоммерфельда, появившейся в связи с объяснением так называемой *тонкой структуры спектральных линий водорода*. Это явление состоит в том, что каждая линия водорода, наблюдаемая с помощью спектральных приборов очень большой разрешающей способности, оказывается состоящей из нескольких компонент, расположенных близко одна от другой; причина заключается в том, что движение атома водорода при учете изменения массы немного отличается от кеплеровского движения, так что орбита электрона не является точно периодической. Это отклонение от кеплеровского движения, однако, очень мало по сравнению с теми возмущениями движения атома водорода, которые вызываются внешними силами в опытах по эффектам Штарка и Зеемана, а также по сравнению с возмущающим влиянием присутствия внутренних электронов на движение внешнего в случае других элементов. Поэтому пренебрежение изменением массы не вносит существенного изменения в объяснение влияния внешних сил, а также в толкование той разницы, которая существует между спектром водорода и спектрами других элементов, о чем мы говорили выше.

Таким образом, мы будем, как и прежде, рассматривать невозмущенное движение атома водорода, как чисто периодическое, и прежде всего зададимся вопросом о стационарных состояниях, соответствующих этому движению. Энергия этих состояний определяется выражением (7), выведенным из водородного спектра. При данной энергии системы, как уже упоминалось, могут быть определены большая ось эллипса и число обращений. Вводя в формулы (7) и (8) выражение (12) для K , мы получаем для энергии, большой оси и частоты оборотов в n -м стационарном состоянии невозмущенного атома соответственно выражения

$$E_n = -W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2}, \quad 2a_n = n^2 \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}, \quad \omega_n = \frac{1}{n^3} \frac{4\pi^2 e^2 m}{h^3}. \quad (17)$$

Что касается формы орбиты, то мы должны далее предполагать, что в стационарных состояниях системы она остается неопределенной, т. е. эксцентриситет может принимать какие угодно непрерывно изменяющиеся значения. Это следует непосредственно из принципа соответствия, ибо число оборотов зависит только от энергии, но не от эксцентриситета. То же следует из того факта, что присутствие произвольно малых внешних сил вызывает в общем случае конечное изменение положения и эксцентриситета орбиты, в то время как большая ось испытывает только малые изменения, пропорциональные возмущающей силе.

Рассмотрим теперь более подробно определение стационарных состояний системы в присутствии данного постоянного внешнего силового поля;

на основе принципа соответствия мы должны исследовать, каким образом эти внешние силы влияют на разложение движения на гармонические колебания. Как уже упоминалось, влияние внешних сил сказывается в том, что положение и форма орбиты будут непрерывно изменяться. В общем случае зависимость этих изменений от времени будет столь сложна, что мы не в состоянии разложить возмущенное движение на гармонические компоненты. В этом случае мы должны ожидать, что возмущенная система не имеет резко выраженных стационарных состояний. Предполагая по-прежнему, что излучение всегда монохроматично и определяется правилом частот, мы все же не можем в этом случае ожидать спектра, состоящего из резких линий; внешние силы вызовут размытие спектральных линий невозмущенной системы. Однако в некоторых случаях возмущения могут иметь столь правильный характер, что возмущенная система допускает разложение на гармонические колебания, хотя совокупность этих колебаний будет, естественно, более сложного типа, чем в невозмущенной системе. Такое изменение произойдет, например, в том случае, когда изменение орбиты во времени будет периодическим. В этом случае в движении системы появятся гармонические колебания, являющиеся кратными числа периодов возмущений орбиты, и в спектре, который можно ожидать согласно обычной теории излучения, должны появиться компоненты соответствующих частот. Принцип соответствия приводит нас поэтому непосредственно к предположению о том, что всякому стационарному состоянию невозмущенной системы соответствует некоторое число состояний возмущенной системы. При переходе между каждым из двух таких состояний излучается свет, частота которого так же связана с периодическим изменением орбиты, как связан спектр простой периодической системы с движением в стационарных состояниях.

Поучительным примером появления возмущений периодического характера может служить случай атома водорода в *однородном электрическом поле*. Под влиянием поля положение и эксцентриситет орбиты непрерывно изменяются. Оказывается, однако, что при этих изменениях центр орбиты остается в плоскости, перпендикулярной направлению электрического поля, и движение его в этой плоскости чисто периодическое. Когда центр возвращается в исходное положение, орбита также принимает свои первоначальные положение и эксцентриситет, и с этого момента весь цикл орбиты будет повторяться в отношении ее геометрической формы и положения. В этом случае определение энергии стационарных состояний возмущенной системы чрезвычайно просто, так как оказывается, что период возмущения не зависит от первоначальной конфигурации орбиты и положения плоскости, в которой движется центр, но определяется большой осью и связанным с ней числом оборотов орбиты. Простое вычисление показывает, что соответствующее число периодов выражается следующей

формулой:

$$\sigma = \frac{3eF}{8\pi^2 m a \omega}, \quad (18)$$

где F — напряженность внешнего электрического поля. По аналогии с определением особых значений энергии осциллятора Планка можно ожидать, что разница между энергиями двух различных стационарных состояний, соответствующих одному и тому же стационарному состоянию невозмущенной системы, является просто целым кратным числа периодов возмущения σ , умноженного на h . Мы приходим, таким образом, непосредственно к следующему выражению для энергии стационарных состояний возмущенной системы:

$$E = E_n + kh\sigma, \quad (19)$$

где E_n зависит от числа n , определяющего стационарные состояния невозмущенной системы; k — новое целое число, которое может быть в данном случае положительным или отрицательным. Более подробное рассмотрение связи между энергией и движением системы, как мы увидим ниже, приводит к выводу, что k должно быть численно меньше n , если мы, как и раньше, приравняем величину E_n значению энергии W_n n -го стационарного состояния невозмущенной системы. Подставляя значения (17) для W_n , ω_n и a_n в формулу (19), находим:

$$E = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} + nk \frac{3h^2 F}{8\pi^2 e m}. \quad (20)$$

Задаваясь вопросом о влиянии электрического поля на линии спектра атома водорода, мы получаем на основании условия частот (4) для числа колебаний света, излучаемого при переходе из стационарного состояния n' , k' в состояние n'' , k'' , следующее выражение:

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{(n'')^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) + \frac{3hF}{8\pi^2 e m} (n'k' - n''k''). \quad (21)$$

Эта формула точно совпадает с выведенными Эпштейном и Шварцшильдом формулами, которые, как известно, представляют собой убедительное объяснение частот компонент *штарковского расщепления спектральных линий водорода*. Вывод этих формул основан на том, что атом водорода в однородном электрическом поле является условно-периодической системой, уравнения движения которой в параболических координатах могут быть решены разделением переменных; поэтому методом, указанным выше, можно определить стационарные состояния.

Рассмотрим теперь несколько подробнее то соответствие, которое существует между изменениями спектра водорода в электрическом поле (как это наблюдается в эффекте Штарка) и разложением возмущенного движения атома на гармонические компоненты. Прежде всего находим, что вместо простого разложения на гармонические компоненты, соответствующего кеплеровскому движению, пространственное смещение ξ электрона в заданном направлении в рассматриваемом случае будет выражаться в виде

$$\xi = \sum C_{\tau, \kappa} \cos 2\pi \{t (\tau\omega + \kappa\sigma) + c_{\tau, \kappa}\}, \quad (22)$$

где ω — среднее число обращений по возмущенной орбите, σ — указанное выше число периодов возмущения орбиты, $C_{\tau, \kappa}$ и $c_{\tau, \kappa}$ — постоянные; здесь суммирование распространяется на все целые значения τ и κ . Рассматривая переход между двумя стационарными состояниями, характеризующимися некоторыми числами n' , k' и n'' , k'' , мы находим для тех значений этих чисел, которые велики по сравнению с разностями $n' - n''$ и $k' - k''$, что частота излучаемой спектральной линии приблизительно выражается формулой

$$\nu \sim (n' - n'')\omega + (k' - k'')\sigma. \quad (23)$$

Мы имеем, таким образом, связь между спектром и движением атома того же характера, как и в ранее рассмотренном простом случае невозмущенного атома водорода. Здесь имеется налицо такое же соответствие между гармоническими компонентами движения с определенными значениями τ и κ в формуле (22) и переходом между двумя стационарными состояниями, для которых $n' - n'' = \tau$ и $k' - k'' = \kappa$.

Это соответствие приведет нас при ближайшем рассмотрении движения ко многим интересным следствиям. Так, рассмотрение движения показывает, что всякая гармоническая компонента в выражении (22), для которой $\tau + \kappa$ — четное число, соответствует прямолинейному колебанию, параллельному направлению электрического поля; всякая же компонента, для которой $\tau + \kappa$ — число нечетное, соответствует эллиптическому колебанию, перпендикулярному электрическому полю. Рассматривая этот факт в свете принципа соответствия, мы приходим к мысли объяснить таким образом наблюдаемую характерную поляризацию компонент штарковского расщепления. Излучение, сопровождающее переходы, для которых сумма $(n' - n'') + (k' - k'')$ есть четное число, должно давать компоненты, в которых электрический вектор колеблется параллельно электрическому полю; наоборот, для переходов с нечетным значением $(n' - n'') + (k' - k'')$ должна возникать компонента с электрическим вектором, колеблющимся перпендикулярно полю. Это предположение вполне подтверждается опытом и соответствует эмпирическому

правилу поляризации, установленному Эпштейном в его первой работе об эффекте Штарка. Применения принципа соответствия, о которых мы до сих пор говорили и которые относятся к вопросу о возможности различных типов переходов и к поляризации света, излучаемого при таких переходах, носили часто качественный характер. Возможно, однако, на основе этого принципа, сравнивая относительные значения амплитуд соответствующих гармонических компонент движения, дать количественную оценку относительной вероятности различных возможных переходов. Это соображение весьма поучительно оправдалось для случая эффекта Штарка в водороде. Исследуя численные значения коэффициентов $C_{r,x}$ в формуле (22), можно вполне осветить своеобразное и как будто произвольное распределение *интенсивностей* в различных компонентах, на которые распадается каждая спектральная линия водорода в электрическом поле. Этот вопрос обстоятельно разобран Крамерсом в его недавно появившейся диссертации, содержащей подробное рассмотрение применения принципа соответствия к вопросу об интенсивности спектральных линий.

Переходя к вопросу о *влиянии однородного магнитного поля на спектральные линии водорода*, мы можем поступить совершенно аналогичным образом. Как известно, действие такого поля на движение атома водорода состоит просто в наложении равномерного вращения на движение электронов в невозмущенном атоме. При этом ось вращения параллельна направлению магнитного поля, а число оборотов выражается формулой

$$\sigma = \frac{eH}{4\pi mc}, \quad (24)$$

где H — напряженность поля, c — скорость света. Следовательно, мы снова имеем тот случай, когда возмущения носят чисто периодический характер и число периодов возмущения не зависит от формы и положения орбиты, а в данном случае — даже от ее большой оси. Мы можем, таким образом, применить те же соображения, как и для эффекта Штарка, и вправе ожидать, что энергия стационарных состояний снова будет выражаться формулой (19), где для σ нужно подставить значение (24). Этот результат вполне согласуется с выражениями, выведенными Зоммерфельдом и Дебаем для значений энергии стационарных состояний водородного атома в магнитном поле. Вывод этих выражений основан на том, что уравнения движения атома в магнитном поле допускают решение путем разделения переменных, если ввести пространственные полярные координаты с осью, параллельной направлению поля. Однако, если попытаться вычислить влияние поля на спектральные линии водорода из значений энергии в стационарных состояниях, пользуясь непосредственно условием частот (4), то придется столкнуться с кажущимися разногласиями, считавшимися некоторое время серьезным затруднением

для теории. Зоммерфельд и Дебай указали, что не всякому мыслимому переходу между двумя стационарными состояниями соответствует линия, наблюдаемая в эффекте Зеемана; в противоположность положению дел с эффектом Штарка, в данном случае из теории следует значительно большее число компонент, чем наблюдается на опыте. Однако это затруднение исчезает, как только мы привлечем принцип соответствия. Исследуя разложение движения на гармонические компоненты, мы находим непосредственное объяснение как невозможности переходов, соответствующих «лишним» компонентам, так и поляризации наблюдаемых компонент. Так, например, мы просто находим, что всякая эллиптически-гармоническая компонента, с числом колебаний $\tau\omega$, появляющаяся в разложении невозмущенного движения, распадается в магнитном поле под влиянием указанного выше равномерного вращения орбиты на три гармонические компоненты. Одна из них — прямолинейная с числом колебаний $\tau\omega$ и с направлением, параллельным магнитному полю; две остальные — круговые с числами колебаний $\tau\omega + \sigma$ и $\tau\omega - \sigma$, колеблющиеся в противоположных направлениях в плоскости, перпендикулярной полю. Следовательно, движение, представляемое формулой (22), не содержит компонент, для которых k было бы больше единицы (в противоположность эффекту Штарка, где в движении имеются компоненты для всех значений k). Сравнивая этот результат с формулой (23), выражающей «асимптотическое» совпадение числа колебаний излучения и числа колебаний гармонической компоненты в случае больших значений n и k , мы приходим к выводу, что переходы, для которых k меняется больше, чем на единицу, в этом случае невозможны. Подобным же образом для осциллятора Планка исключены переходы между двумя особыми состояниями, для которых n в формуле (1) отличается более чем на единицу. Далее, мы должны заключить, что возможны два типа переходов. Для переходов, соответствующих прямолинейным компонентам колебания, величина k в формуле (19) не изменяется, частота ν_0 первоначальной линии водорода также не изменяется и электрический вектор колеблется параллельно полю. Для второго типа переходов, соответствующего круговым компонентам колебания, k уменьшается или увеличивается на единицу и колебания, частоты которых соответственно равны $\nu_0 + \sigma$ и $\nu_0 - \sigma$, при наблюдении параллельно полю будут поляризованы по кругу. Эти результаты согласуются с известной теорией *нормального эффекта Зеемана*, предложенной Лоренцом. В изложенных соображениях можно заметить очень близкую аналогию с указанной теорией, наличие которой станет особенно поразительным, если принять во внимание фундаментальное различие представлений теории квантов и обычной теории излучения.

Примером применения подобных же соображений, проливающих свет на строение спектров других элементов, может служить *действие неболь-*

шого возмущающего центрально-симметричного силового поля на спектр водорода. В данном примере, в противоположность ранее рассмотренным случаям, ни форма, ни положение плоскости орбиты не меняются с течением времени, и возмущающее действие поля состоит только в равномерном вращении большой оси орбиты. В этом случае возмущения по-прежнему имеют периодический характер, и мы можем предполагать, что каждому значению энергии стационарного состояния невозмущенной системы соответствует ряд дискретных значений энергии возмущенной системы, характеризующих состояния, определяемые целыми числами k . В рассматриваемом случае число колебаний возмущения σ , равное числу оборотов большой оси, зависит при данном законе сил не только от большой оси орбиты, но и от ее эксцентриситета. Изменение энергии в стационарных состояниях, вызванное присутствием возмущающих сил, не определяется столь же простым выражением, как второй член формулы (19); зависимость этого изменения от k будет меняться при различных полях. Однако мы увидим, что существует возможность характеризовать движение в стационарных состояниях атома водорода при любом центральном возмущающем поле с помощью одного и того же условия. Для уяснения этого мы коротко остановимся на определении характера движения возмущенного атома водорода.

Как мы уже говорили, в стационарных состояниях невозмущенного атома водорода вполне определена только большая ось орбиты, в то время как эксцентриситет ее может принимать любые значения. С другой стороны, изменение энергии атома под действием внешнего силового поля зависит от формы и положения орбиты; поэтому, естественно, определение энергии атома в силовом поле связано с более детальным определением орбиты в стационарных состояниях возмущенной системы. В рассмотренных выше случаях изменения спектра водорода в однородном электрическом и магнитном полях условие энергии (19) допускает простое геометрическое толкование. В электрическом поле расстояние ядра от плоскости, в которой движется центр орбиты и которая определяет изменение энергии системы в стационарных состояниях, обусловленное присутствием поля, равно большой полуоси орбиты, умноженной на k/n . В случае магнитного поля можно показать, что величина, определяющая изменение энергии системы в присутствии поля, т. е. площадь проекции орбиты на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, равняется умноженной на k/n площади πa_n^2 круга с радиусом, равным большой полуоси орбиты. Аналогичным образом можно показать, что наличие требуемого теорией квантов соответствия между спектром и движением атома приводит к простому условию для случая атома водорода, возмущаемого центральным полем: в стационарных состояниях возмущенной системы малая ось вращающейся орбиты равна большой оси $2a_n$, умно-

женной на k/n . Это условие первоначально было выведено Зоммерфельдом из его общей теории определения стационарных состояний движения в центральном поле, являющегося особенно простым примером движения условно-периодической системы. Нетрудно показать, что указанное определение значений малой оси равносильно тому, что параметр ¹ $2p$ эллиптической орбиты определяется выражением той же формы, что и большая ось $2a_n$ в невозмущенном атоме с заменой n на k . Таким образом, значение этого параметра для стационарных состояний возмущенного атома будет

$$2p = k^2 \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}. \quad (25)$$

При таком определении стационарных состояний мы получим для частоты света, излучаемого при переходах между состояниями с n и k , большими по сравнению с их разностью, выражение, совпадающее с (22), где ω — число оборотов электрона по медленно вращающейся орбите, а σ — число оборотов большой оси орбиты.

Прежде чем идти дальше, интересно отметить, что изложенное выше определение движения в стационарных состояниях атома водорода в возмущающих внешних силовых полях не совпадает в некоторых отношениях с определениями тех же состояний в теориях Зоммерфельда, Эпштейна и Дебая. В работах этих авторов стационарные состояния системы с тремя степенями свободы, согласно сущности теории условно-периодических систем, определяются тремя условиями и, следовательно, характеризуются тремя целыми числами. В терминах предыдущего изложения это равносильно тому, что стационарные состояния возмущенной системы, соответствующие одному определенному стационарному состоянию невозмущенного атома, связанному у нас единственным условием, в данном случае подчинены еще двум условиям и характеризуются кроме n еще двумя целыми числами. В силу того, что возмущения кеплеровского движения в рассмотренных случаях чисто периодические, энергия возмущенной системы определяется только одним условием; введение какого-либо добавочного условия, согласно изложенному выше, не внесет чего-либо нового для понимания явления. Появление новых возмущающих сил, хотя бы и малых для существенного изменения характера явлений Штарка и Зеемана, все же может совершенно изменить формы движения, характеризуемые указанным единственным условием. Здесь мы имеем полную аналогию тому факту, что спектр водорода (как это обычно наблюдается) не меняется заметно под влиянием малых сил, хотя бы послед-

¹ Хорда, проходящая через фокус эллипса перпендикулярно большой оси.— *Прим. перев.*

ние и были настолько значительны, чтобы вызвать большие изменения формы и положения электронной орбиты.

Для правильного освещения предыдущих соображений, а также тех вопросов, с которыми мы встретимся при рассмотрении спектров элементов с высокими атомными номерами, бесполезно сказать несколько слов о влиянии на эти спектры изменения массы электрона со скоростью. Согласно тому, что уже сказано о тонкой структуре спектральных линий водорода, предыдущие соображения имеют силу только в том случае, когда влияние внешних сил велико по сравнению с теми отклонениями от чисто кеплеровского движения, которые вызываются зависимостью массы электрона от скорости. Если принять во внимание эту зависимость, то движение невозмущенного атома перестает быть строго периодическим, и мы получим движение совершенно того же характера, как и в рассмотренном случае атома водорода, возмущаемого слабым центральным полем. Согласно принципу соответствия, мы должны ожидать тесную связь между числом оборотов большой оси орбиты и разностями частот компонент тонкой структуры; так же, как и в рассмотренном выше случае, те орбиты, параметры которых задаются соотношением (25), соответствуют стационарным состояниям. Задаваясь вопросом о *влиянии внешних полей на тонкую структуру спектральных линий водорода*, мы не должны забывать, что приведенное выше определение относится только к стационарным состояниям невозмущенного атома; орбиты в этих состояниях, как мы уже сказали, сильно изменяются уже в присутствии внешних сил, малых по сравнению с теми, с которыми приходится оперировать в опытах по штарк- и зееман-эффектам. Ввиду сложности вызываемых возмущений, присутствие таких полей приведет к тому, что атом уже не будет обладать совокупностью четко определенных стационарных состояний и в связи с этим компоненты тонкой структуры определенной линии водорода станут расплывчатыми и сливающимися. Однако существует несколько важных случаев, когда возмущения имеют простой характер. Простейшим мыслимым примером является случай возмущения атома водорода центральной силой с ядром атома в качестве центра. Ясно, что движение системы сохраняет свой центрально-симметричный характер и отличие возмущенного движения от невозмущенного сведется только к тому, что число оборотов большой оси (при данных значениях оси и параметра) станет иным. Этот пункт существен для рассматриваемой ниже теории спектров элементов с более высокими атомными номерами, поскольку влияние изменчивости массы электрона того же типа, что и изменение, обусловленное присутствием сил, вызванных внутренними электронами; поэтому в случае таких спектров влияние изменчивости массы электрона скажется иначе, чем в случае спектральных линий водорода. Учет изменчивости массы электрона приведет не к расщеплению на от-

дельные компоненты но лишь к небольшому смещению различных линий серии.

Простым примером того случая, когда атом водорода будет обладать резко выраженными стационарными состояниями и когда учитывается изменчивость массы электрона, может служить атом в однородном магнитном поле. Действие такого поля скажется в том, что на движение невозмущенного атома наложится вращение всей системы вокруг оси, проходящей через ядро параллельно полю. Согласно принципу соответствия, отсюда непосредственно следует необходимость расщепления каждой компоненты тонкой структуры в нормальный триплет Лоренца. Эта же задача может быть, впрочем, решена и с помощью теории условно-периодических систем, так как уравнения движения в магнитном поле допускают разделение переменных в пространственных полярных координатах в том случае, когда учитывается изменчивость массы, как это уже отмечено Зоммерфельдом и Дебаем. Более сложную задачу представляет атом в однородном электрическом поле, не столь значительном, чтобы можно было пренебречь изменением массы. В этом случае не существует системы координат, в которой можно было бы решить уравнения движения разделением переменных, а потому задача не может быть решена с помощью теории стационарных состояний условно-периодических систем. Более подробное исследование возмущений показывает, однако, что характер их таков, что и в данном случае движение электрона может быть разложено на ряд дискретных гармонических компонент колебания, распадающихся на две группы, с колебаниями параллельными и перпендикулярными полю. Согласно принципу соответствия, мы можем ожидать и в данном случае расщепления каждой линии водорода на некоторое число резких поляризованных компонент. Пользуясь тем же принципом, мы в состоянии однозначно определить стационарные состояния системы с указанным движением. Проблема действия электрического поля на компоненты тонкой структуры спектральных линий водорода будет рассмотрена с этой точки зрения в статье Крамерса, которая скоро должна появиться. В ней будет показано, каким образом можно во всех деталях предсказать характер перехода тонкой структуры линий водорода в обычный эффект Штарка при возрастающей напряженности электрического поля.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

Обратимся теперь снова к задаче о *сериальных спектрах элементов с более высокими атомными номерами*. Как мы уже говорили, общность постоянной Ридберга для этих спектров приводит к тому выводу, что атом в рассматриваемых стационарных состояниях нейтрален и что существует один электрон, движущийся вокруг ядра и других электронов по орбите, размеры которой велики по сравнению с расстоянием внутренних электронов от ядра. Поэтому движение внешнего электрона можно в некоторых отношениях сравнить с движением электрона в атоме водорода, возмущаемом внешними силами; появление различных серий в спектрах других элементов может с этой точки зрения рассматриваться как аналогичное расщеплению линий водорода на компоненты в присутствии внешних полей. В своей теории структуры сериальных спектров типа спектров щелочных металлов Зоммерфельд сделал предположение, что орбита внешнего электрона находится в некоторой плоскости и что возмущающее действие внутренних электронов в атоме на движение внешнего электрона в первом приближении того же характера, как и простое возмущающее центральное поле, быстро убывающее с удалением от ядра. Исходя из такого предположения, он определил движение внешнего электрона в стационарных состояниях атома, пользуясь своей общей теорией нахождения стационарных состояний центрального движения, основанной на разделении переменных уравнений движения. Зоммерфельд показал, как этим путем можно вычислить совокупность значений энергии стационарных состояний атома, располагающихся подобно эмпирическим спектральным термам в ряды, как это видно на нашей схеме (рис. 1), относящейся к случаю натриевого спектра. Состояния, объединяемые Зоммерфельдом в отдельные ряды, совпадают с теми, которые мы при рассмотрении атома водорода, возмущаемого центральным полем, отмечали одними и теми же значениями k ; состояния первой строки (S) схемы соответствуют $k = 1$, второй строки (P) — $k = 2$ и т. д., как это указано на схеме. Состояния с одним и тем же значением n соединены пунктирными кривыми, вертикальные асимптоты которых соответствуют стационарным состояниям атома водорода. То обстоятельство, что при постоянном n и возрастающем k значения энергии становятся все ближе к соответствующим значениям для невозмущенного атома водорода, непосредственно явствует из теории. При больших значениях параметра орбиты внешний электрон за все время обращения остается на большом расстоянии от внутренней системы, а потому число периодов вращения большой оси почти кеплеровской орбиты внешнего электрона уменьшается с возрастанием k ; одновременно уменьшается и влияние внутрен-

ней системы на ту энергию, которую необходимо сообщить атому для удаления внешнего электрона в бесконечность.

Эти замечательные успехи теории служат стимулом отыскания таких законов сил для возмущающего центрального поля, которые соответствовали бы наблюдаемым спектрам элементов. Зоммерфельду на основании простых предположений об этих законах удалось вычислить формулы для спектральных термов, меняющихся при заданном k в зависимости от n , как того требуют эмпирические формулы, открытые Ридбергом; однако с помощью предположений Зоммерфельда оказалось невозможным объяснить те изменения значений энергии при изменении k и n , которые наблюдаются в спектрах. Очевидно, что и нельзя было ожидать детального совпадения с опытом при столь упрощенном учете действия внутренних электронов на спектр. Более детальный анализ показывает, например, что при изучении влияния внутренних электронов на орбиту внешнего электрона приходится принимать во внимание не только силы, обусловленные конфигурацией внутренней системы при отсутствии внешнего электрона, но приходится учитывать и влияние внешнего электрона на движение внутренних.

Прежде чем перейти к вопросам, связанным с попыткой объяснения сериальных спектров элементов с небольшим атомным номером, мы покажем, каким образом предположение Зоммерфельда о характере орбиты внешнего электрона убедительно подтверждается соображениями, основанными на принципе соответствия в отношении появления или отсутствия линий, возможных согласно комбинационному принципу. Для этого мы займемся задачей о разложении движения внешнего электрона на гармонические компоненты; задача решается просто, если предположить, что присутствие внутренних электронов вызывает только равномерное вращение орбиты внешнего электрона в ее плоскости. Наличие этого вращения с числом оборотов σ скажется в том, что вместо какой-либо гармонически-эллиптической компоненты с частотой $\tau\omega$, имеющейся в движении невозмущенного атома, появятся два круговых вращения с частотами $\tau\omega + \sigma$ и $\tau\omega - \sigma$. Разложение возмущенного движения на гармонические компоненты представится, следовательно, снова формулой типа (22), в которой, однако, будут содержаться только члены, для которых $k = +1$ или -1 . Далее частота колебаний излучения для больших значений n и k по-прежнему представится асимптотической формулой (23); согласно принципу соответствия, мы можем поэтому ожидать, что осуществимы только переходы между такими двумя стационарными состояниями, у которых значения k различаются на единицу. Взгляд на нашу схему показывает, что эти заключения в случае натрия согласуются с опытом: все имеющиеся спектральные серии соответствуют исключительно переходам между состояниями, нанесенными на двух соседних строках.

Это совпадение тем более замечательно, что распределение значений энергии стационарных состояний по рядам произведено по теории Зоммерфельда совершенно независимо от возможности переходов между этими состояниями.

Кроме заключения о возможности только некоторых типов переходов, мы можем ожидать еще в данном случае, согласно принципу соответствия, круговой поляризации света, излучаемого возмущенным атомом. В противоположность эффекту Зеемана поляризация в этом случае не может быть непосредственно наблюдаема вследствие неопределенности плоскостей орбит. Этот вывод относительно поляризации имеет, однако, принципиальный интерес в связи с теорией процесса излучения. С точки зрения общего соответствия между спектром атома и разложением его движения на гармонические компоненты интересно сравнить свет, излучаемый при переходах между двумя стационарными состояниями, со светом, излучаемым гармонически колеблющимся электроном по законам классической электродинамики. Рассматривая, в частности, излучение электрона, вращающегося по кругу, мы находим, что оно связано с определенным вращательным моментом и что энергия ΔE и момент импульса ΔP излучения за некоторый промежуток времени связаны соотношением

$$\Delta E = 2\pi\omega\Delta P. \quad (26)$$

Здесь ω — число оборотов электрона, совпадающее, согласно классической электродинамике, с частотой излучения ν . Предполагая, что вся излученная энергия равна $h\nu$, мы находим для всего момента импульса излучения

$$\Delta P = \frac{h}{2\pi}. \quad (27)$$

Чрезвычайно интересно, что это выражение действительно равно изменению момента импульса, испытываемому атомом при переходах, связанных с изменением k на единицу. В самом деле, общее условие для определения стационарных состояний системы, движущейся в центральном поле, совпадающее в теории Зоммерфельда, в частном случае приблизительно кеплеровского движения с формулой (25), равносильно тому, что момент импульса системы является целым, кратным величины $h/2\pi$ и в наших обозначениях может быть записан в виде

$$P = k \frac{h}{2\pi}. \quad (28)$$

Таким образом, мы видим, что это условие подтверждается простыми соображениями относительно сохранения момента импульса во время про-

цесса излучения. Как уже говорилось, с точки зрения теории стационарных состояний условно-периодических систем условие (28) является рациональным обобщением первоначального постулата Планка об особых состояниях гармонического осциллятора. В связи с этим интересно напомнить, что впервые на возможное значение момента импульса в приложениях теории квантов к атому указал Никольсон на основании того, что при круговом движении момент импульса просто пропорционален отношению кинетической энергии к частоте оборотов.

Как показал докладчик в указанной уже работе, появившейся в «Трудах Копенгагенской академии», подобные же соображения дают интересное подтверждение следствий принципа соответствия для случая атомной системы с радиальной или осевой симметрией. С другой стороны, независимо от нас Рубинович указал на те следствия, которые могут быть извлечены из изменений момента импульса во время излучения в отношении возможности различных типов переходов и поляризации излучения; Рубинович получил, таким образом, многие из указанных выше результатов. Однако относительно систем с радиальной и осевой симметрией можно получить более детальные заключения только при одновременном пользовании принципом соответствия и законом сохранения момента импульса во время процесса излучения. Так, например, в случае атома водорода, возмущаемого центральным силовым полем, на основании закона сохранения момента импульса можно сделать только тот вывод, что при всяком переходе значение k не может изменяться более, чем на единицу, в то время как принцип соответствия определенно требует, чтобы при всяком возможном переходе значение k менялось на 1; таким образом исключается, например, случай неизменности k . Кроме того, принцип соответствия дает не только средство для исключения определенных переходов как невозможных (в этом смысле принцип соответствия — «принцип отбора»), но и представляет возможность суждения об относительной вероятности различных типов переходов на основании изучения величин амплитуд гармонических колебаний, на которые может быть разложено движение. В нашем случае, например, то обстоятельство, что амплитуды круговых компонент с направлением вращения, совпадающим с вращением электрона вокруг ядра, больше амплитуд компонент с противоположным вращением, приводит к выводу, что линии, соответствующие переходам, при которых k уменьшается на 1, должны быть вообще интенсивнее тех линий, которые излучаются при переходах с k , возрастающим на 1. Однако этот вывод имеет силу только для тех спектральных линий, которые излучаются при переходе из одного и того же стационарного состояния. Для оценки относительной интенсивности двух спектральных линий в других случаях необходимо, разумеется, принять во внимание относительное число атомов, находящихся при

данных условиях возбуждения в начальных состояниях, соответствующих обоим переходам. Хотя интенсивность, естественно, не зависит от числа атомов, находящихся в конечном состоянии, тем не менее при оценке вероятности перехода между двумя стационарными состояниями нужно рассматривать характер движения как в начальном, так и в конечном состояниях; вероятность перехода определяется значениями амплитуды соответствующей компоненты колебания в том и другом состоянии. В качестве примера мы вернемся к задаче, уже рассматривавшейся в связи с опытами Стрэтта по резонансному излучению паров натрия, именно к вопросу об относительной вероятности различных переходов атома из второго состояния второй строки нашей схемы. Такие переходы возможны в первое состояние первой строки, во второе состояние той же строки и, наконец, в первое состояние третьей строки. Как мы уже говорили, вероятность второго из названных переходов, согласно экспериментальным данным, наибольшая. Теперь мы можем добавить, что принцип соответствия дает, по-видимому, возможность теоретического толкования этого результата. Указанные три перехода должны соответствовать тем гармоническим компонентам движения, частоты которых в наших обозначениях будут $2\omega + \sigma$, $\omega + \sigma$ и σ . Легко видеть, что только для второго перехода соответствующая компонента колебания имеется в начальном и конечном состояниях с амплитудой, отличной от нуля.

Как мы уже видели, соответствие между спектром элемента и движением атома объясняет наблюдаемые ограничения в применениях комбинационного принципа к предсказанию существования тех или иных спектральных линий. На основании того же соответствия непосредственно объясняется факт, открытый в последние годы Штарком и его сотрудниками и заключающийся в появлении в спектрах многих элементов *новых серий комбинационных линий* значительной интенсивности, ранее не наблюдавшихся; эти линии появляются в том случае, когда излучающие атомы подвергаются действию сильных электрических полей. Это явление вполне подобно наличию так называемых комбинационных тонов в акустике и происходит оттого, что возмущение движения внешним полем сказывается не только в воздействии на компоненты колебания, существовавшие и без поля, но и в появлении новых гармонических компонент, не имевшихся в невозмущенном движении; частоты колебаний этих новых компонент определяются выражением $\tau\omega + \kappa\sigma$, где κ отлично от ± 1 . Согласно принципу соответствия, мы вправе поэтому ожидать, что влияние электрического поля выразится не только в действии на линии, существующие при обычных условиях, но и в том, что атомы получают возможность переходов нового типа, при которых k либо совсем не изменяется, либо меняется на целое число, большее единицы; в результате должны появиться «новые» наблюдавшиеся комбинационные линии. Оценка

амплитуд рассматриваемых здесь компонент колебания в начальных и конечных состояниях атома, соответствующих новым линиям, позволяет даже учесть ту степень легкости, с которой указанные линии могут возбуждаться электрическими полями.

Общий вопрос о влиянии электрического поля на спектры элементов с высоким атомным номером является задачей, существенно отличающейся от обсуждавшегося выше эффекта Штарка в водороде. В данном случае мы имеем дело не с возмущением движения чисто периодической системы, а с возмущением периодической системы, и без того уже подвергнутой постороннему воздействию. Задача о такого рода возмущении сходна с задачей о влиянии слабых электрических полей на компоненты тонкой структуры спектральных линий водорода. Действие электрического поля на сериальные спектры элемента может быть определено, как следует из сказанного выше, изучением возмущений движения внешнего электрона в присутствии поля. В продолжении моей упомянутой выше работы, которое должно вскоре появиться в «Трудах Копенгагенской академии», будет показано, что таким способом можно, по-видимому, получить толкование интересных и содержательных наблюдений Штарка и других исследователей.

Из предыдущего ясно, каким образом можно получить общее представление о возникновении сериальных спектров типа спектра натрия. Затруднения, возникающие при попытке детального объяснения спектра любого элемента, возникают с полной силой уже в случае спектра гелия, элемента, следующего за водородом и обладающего в нейтральном состоянии всего двумя электронами. Как известно, спектр гелия — простой, т. е. состоит из простых линий, или двойных линий с очень небольшим расстоянием между компонентами. Обнаружено, однако, что линии распадаются на две группы, каждая из которых описывается формулой типа (14); эти группы обозначаются обычно, как спектр ортогелия и парагелия; последний спектр состоит из простых линий, первый — из указанных выше дублетов. Этот факт наличия у гелия в противоположность щелочным металлам двух полных сериальных спектров ридберговского типа, не имеющих никаких взаимных комбинаций, казался столь неожиданным, что одно время были склонны считать гелий смесью двух элементов. Такой выход из положения в настоящее время невозможен, так как в соответствующей области периодической системы элементов нет места для нового элемента или, выражаясь точнее, нет места для элемента с новым спектром. Объяснение наличия двух спектров может быть, однако, сведено к тому, что в стационарных состояниях, соответствующих сериальным спектрам, мы имеем дело в данном случае с системой, обладающей всего одним внутренним электроном; вследствие этого движение внутренней системы при отсутствии внешнего электрона будет

чисто периодическим и поэтому легко может возмущаться внешними силами.

Для объяснения этого пункта мы должны несколько подробнее остановиться на вопросе о стационарных состояниях, имеющих значение для возникновения сериальных спектров. Как уже говорилось, мы должны предполагать, что в этих состояниях один электрон движется по некоторой орбите вдали от ядра и других электронов. Можно думать, что в общем случае возможно несколько различных групп таких состояний, из которых каждая соответствует различному стационарному состоянию внутренней системы, рассматриваемой изолированно. Ближайший анализ показывает, что при обычных условиях возбуждения наибольшей вероятностью обладает та группа, у которой движение внутреннего электрона соответствует «нормальному» состоянию внутренней системы, обладающему наименьшей энергией. Далее, энергия, необходимая для перевода внутренней системы из ее нормального состояния в другое стационарное состояние, в общем случае очень велика по сравнению с этой энергией, которая необходима для перевода внешнего электрона из нормального состояния нейтрального атома на стационарную орбиту больших размеров. Далее, внутренняя система только в нормальном состоянии обладает в общем случае длительным существованием и потому может выдерживать, не разрушаясь, переходы внешнего электрона и связанное с этим процессом излучение. Конфигурация атомной системы в ее стационарных состояниях, в частности в нормальном состоянии, в общем случае вполне определена; поэтому мы можем предполагать, что внутренняя система испытывает только небольшие изменения с течением времени, вызываемые присутствием внешнего электрона. Поэтому мы можем предполагать, что влияние внутренней системы на движение внешнего электрона, в общем, того же характера, как и возмущения движения электрона в атоме водорода, вызываемые постоянным внешним полем; вследствие этого следует ожидать появления спектра, соответствующего совокупности спектральных термов, образующих в общем случае связанную группу, хотя даже в отсутствие внешних сил не всякая комбинация двух термов этой совокупности определяет появление спектральной линии. В случае спектра гелия дело обстоит иначе, так как внутренняя система, как мы уже говорили, содержит всего один электрон, движение которого в отсутствие внешнего электрона является чисто периодическим, если только пренебречь теми небольшими изменениями кеплеровского движения, которые вызываются изменением массы электрона в зависимости от скорости. Поэтому форма орбиты в стационарных состояниях внутренней системы сама по себе неопределенна, или, точнее говоря, устойчивость орбиты столь мала (даже при учете изменчивости массы), что уже малые внешние силы в состоянии изменить эксцентриситет орбиты с течением

времени на конечную величину. Таким образом, в случае атома гелия открывается возможность существования нескольких групп стационарных состояний, для которых энергия внутренней системы приблизительно одна и та же, хотя форма и положение орбиты внутреннего электрона существенно различны; тем самым исключена возможность переходов между состояниями внутри различных групп даже при наличии внешних сил, в соответствии с наблюдаемым спектром гелия.

Эти соображения приводят непосредственно к вопросу о типе возмущений орбиты внутреннего электрона атома гелия, возникающих благодаря присутствию внешнего электрона. Недавно Ланде, основываясь на этом, рассмотрел вопрос о спектре гелия. Хотя результаты этой работы во многих отношениях очень интересны (в особенности в смысле установления сильного обратного воздействия внутренней системы на движение внешнего электрона в силу тех возмущений, которые вызываются его присутствием), они не могут дать удовлетворительного объяснения спектра гелия. Независимо от тех серьезных возражений, которые могут быть сделаны относительно вычислений возмущений орбиты, соображения Ланде затрудняют понимание возникновения двух отдельных спектров, не имеющих взаимных комбинаций, с точки зрения принципа соответствия. Для выяснения положения вещей необходимо, по-видимому, тщательное исследование взаимных возмущений внешней и внутренней орбит атома гелия. Эти возмущения чрезвычайно усложняют характер движения обоих электронов атома гелия, и стационарные состояния не могут быть определены методами, разработанными для условно-периодических систем. Исследованием этого вопроса докладчик занимался совместно с д-ром Крамерсом в последние годы. В докладе о проблеме атома на съезде голландских естествоиспытателей и врачей в Лейдене в апреле 1919 г. я кратко сообщил о результатах наших вычислений, а также об исследовании определенных особых классов движений, на которые мы натолкнулись в нашей работе и которые могут иметь значение для объяснения спектра гелия. Внешние обстоятельства не позволили нам до сих пор опубликовать наши вычисления; мы надеемся сообщить о них в ближайшем будущем в связи с задачей о спектре гелия¹.

Задача о спектрах элементов с более высоким атомным номером является постольку более простой, поскольку внутренняя система в ее нормальном состоянии в этом случае является более определенной, чем в случае гелия. В то же время, естественно, возрастают трудности в механической задаче с увеличением числа частиц в атоме. Примером этого

¹ Работа о спектре гелия, выполненная совместно с Крамерсом, не была опубликована, так как использованная для расчетов пространственная модель атома гелия не привела к согласующимся с опытом результатам.— *Прим. ред.*

может служить *спектр лития*, атом которого в нейтральном состоянии содержит три электрона. Отклонения спектральных термов лития от соответствующих термов спектра водорода очень малы для переменного члена главной серии ($k = 2$) и диффузной побочной серии ($k = 3$) и очень значительны для переменного члена резкой побочной серии ($k = 1$). Этот результат весьма отличен от того, который можно было бы ожидать, если бы действие внутренних электронов можно было заменить центральным полем, просто зависящим от расстояния. Причина должна быть приписана тому, что для орбит внешних электронов в стационарных состояниях, соответствующих резкой побочной серии, параметр, определенный в первом приближении формулой (25), лишь немного превосходит линейные размеры орбит внутренних электронов. При вычислении числа оборотов большой оси орбиты внешнего электрона в соответствующих стационарных состояниях — числа, определяющего, согласно принципу соответствия, отклонения спектральных термов от соответствующих термов атома водорода, — необходимо детально учитывать взаимодействия трех электронов на их движения; такой учет в особенности существен для тех промежутков времени обращения внешнего электрона, когда последний находится вблизи от двух остальных электронов. Даже в том случае, если бы нормальное состояние внутренней системы при отсутствии внешнего электрона было вполне известно (это состояние должно быть подобным нормальному состоянию атома гелия), точное решение возникающей при этом механической задачи представляло бы необычайные трудности.

При переходе к спектрам элементов с еще более высоким атомным номером механическая задача, решение которой необходимо для описания движения в стационарных состояниях, становится все более трудной, что явствует уже из необычайной сложности многих наблюдаемых спектров. Даже в простейших спектрах, которые имеют щелочные металлы, сериальные линии не являются простыми, но состоят из *дублетов*, расстояние между компонентами которых сильно возрастает с атомным номером. Это обстоятельство указывает на то, что движение внешнего электрона не является простым центральным движением, но носит более сложный характер; мы должны, следовательно, считаться с более сложной совокупностью стационарных состояний. На тот факт, что в атоме натрия мы имеем дело с парами стационарных состояний, в которых большая ось и параметр орбиты внешнего электрона приближенно определяются формулами (17) и (25), указывает не только одинаковая роль обоих состояний в спектре (как мы это видели при обсуждении опытов по резонансному излучению паров натрия); это подтверждается весьма поучительным образом при изучении своеобразного действия магнитного поля на дублеты. Это действие заключается в том, что при небольших напря-

женностях поля каждая компонента дает так называемый *аномальный эффект Зеемана*, состоящий в расщеплении на большее число резких компонент, в отличие от триплета Лоренца; при возрастающей напряженности поля, как впервые наблюдали Пашен и Бак, обе компоненты дублета сливаются постепенно в одну простую линию с нормальным эффектом Зеемана.

Это влияние магнитного поля на дублеты спектров щелочных металлов интересно не только в связи с предыдущим как показатель тесной связи компонент дублета и реальности простого объяснения общей структуры спектров щелочных металлов, но имеет и другое значение: это влияние показывает вполне определенно (если, конечно, можно положиться на принцип соответствия), что действие внешнего магнитного поля на движение электронов в атомах щелочных металлов, в отличие от эффекта Зеемана в спектральных линиях водорода, не может быть сведено к простому наложению равномерного вращения с числом оборотов, определяемым формулой (24), на возможное стационарное движение, существующее вне поля. Такое наложение, согласно принципу соответствия, всегда приводило бы к нормальному эффекту Зеемана для каждой компоненты дублета. В этой связи нужно прежде всего указать, что различие между простым действием магнитного поля на компоненты тонкой структуры линий водорода, предсказываемым теорией, и наблюдаемым действием на дублеты щелочных металлов, не является противоречием. Компоненты тонкой структуры не являются аналогами компонент дублета; каждая отдельная компонента тонкой структуры соответствует, согласно теории, совокупности компонент (дублета, триплета), составляющих одну спектральную линию в схеме Ридберга; наличие эффекта Пашена и Бака в сильных полях является поэтому существенной опорой для теоретического предсказания характера действия магнитных полей на компоненты тонкой структуры спектральных линий водорода. Что касается «аномального» действия малых полей на компоненты дублета, то, по-видимому, нет необходимости искать его причину в неприменимости обычных законов электродинамики к движению внешнего электрона в стационарных состояниях; скорее мы имеем дело с действием магнитного поля на ту тонкую связь между движениями внутренних и внешних электронов, которая, по-видимому, определяет появление дублетов.

Легко видеть, что такое представление не совсем чуждо так называемой теории связи, с помощью которой Фогт мог, хотя и несколько формально, объяснить детали аномального эффекта Зеемана. Можно даже надеяться построить теорию этого эффекта на основе теории квантов, формально сходную с теорией Фогта, несмотря на фундаментальную разницу в воззрениях этих теорий на структуру атома и процесс излучения; подобной формальной аналогией с теорией Фогта обладают развитая

выше теория нормального эффекта Зеемана и первоначальная теория Лоренца, базирующаяся на классической электродинамике. К сожалению, время не позволяет мне подробнее изложить эти интересные вопросы, и я позволяю себе только указать на упомянутое уже продолжение моей статьи в «Трудах Копенгагенской академии», в которой обсуждаются как вопросы о возникновении сериальных спектров и влиянии на них электрического и магнитного полей, так и некоторые проблемы, связанные со строением атомов в связи с изучением спектров.

В предшествующем изложении я намеренно не касался вопроса о *строении атомов и молекул*, хотя этот вопрос, естественно, самым тесным образом связан с теорией возникновения спектров, подобной разобранный выше. Потребность использовать для этой цели результаты, полученные на основании изучения спектров, возникает уже в связи с простой теорией спектра водорода, так как оказывается, например, что значение большой оси электронной орбиты атома водорода в нормальном состоянии ($n = 1$) того же порядка, как и значения размеров атомов, получаемые с помощью кинетической теории газов. В своей первой статье на эту тему докладчик уже пытался набросать основы теории строения атомов элементов и молекул химических соединений. Эта теория была основана на простом обобщении результатов для стационарных состояний атома водорода, полученных на основании спектра; следствия ее во многих отношениях подтверждались опытом, в особенности в части общего характера изменения свойств элементов по мере возрастания атомного номера, лучшим примером чего может служить закономерность в рентгеновских спектрах, открытая Мозли. Но я пользуюсь случаем заметить, что многие частные предположения этой теории должны быть в деталях изменены; к этому вынуждает современное развитие теории квантов как в отношении разработки методов определения стационарных состояний, так и в смысле задачи о вероятности различных переходов между состояниями; к тому же приводят споры о границах применимости механики и недостаточное согласие теории с опытом, как на это основательно указывалось с различных сторон. Так, например, уже невозможно оправдать предположение, введенное для предварительной ориентировки, о том, что в нормальных состояниях электроны движутся по геометрически особенно простым орбитам, подобным «электронным кольцам». Соображения об устойчивости при внешних воздействиях, а также возможность образования атома последовательным присоединением отдельных электронов приводят нас, во-первых, к тому, что рассматриваемые конфигурации электронов находятся не только в механическом равновесии, но и должны обладать известной устойчивостью в смысле требований обычной механики и, во-вторых, к тому, что указанные конфигурации должны быть такими, чтобы были возможны переходы в них из дру-

гих стационарных состояний атома. Такие простые конфигурации, как электронные кольца, не удовлетворяют этим требованиям, и мы вынуждены искать более сложные формы движения. Однако нет возможности входить в детальное обсуждение этих, еще нерешенных вопросов, и я должен ограничиться указанием снова на мою статью, которая скоро должна выйти в свет. В заключение мне хочется еще раз отметить, что в настоящем докладе я стремился только изложить исходные точки зрения, лежащие в основе теории спектров. В особенности мне хотелось показать, что, несмотря на коренное различие этих точек зрения и обычных представлений о процессе излучения, все же возможно, на основании общего соответствия между спектрами и движением в атоме, воспользоваться такими представлениями как путеводной нитью при исследовании спектров.

СТРОЕНИЕ АТОМА *

В письме в «Nature» Кэмпбелл ¹ обсуждает проблему о состоятельности тех предположений о движении и конфигурации орбит электронов в атоме, которые лежат в основе объяснения спектральных серий элементов путем применения квантовой теории к ядерной модели атома. Рассматриваются в письме и предположения иного характера, которые в последнее время использовались для построения теории строения атома, способной учесть другие физические и химические свойства элементов. Кэмпбелл выдвигает интересную мысль, что рассматриваемая кажущаяся несостоятельность в действительности не имеет места, что она является следствием формального характера принципов квантовой теории; это может создать ложное представление, будто картины строения атома, использованные при объяснении различных явлений, могут иметь совершенно различный аспект и тем не менее относиться к той же действительности. В этой связи он обращает особое внимание на так называемый принцип соответствия, с установлением которого стало возможным — несмотря на фундаментальные различия между обычной теорией электромагнитного излучения и идеями квантовой теории — дополнить определенные выводы, основанные на квантовой теории, другими выводами, основанными на классической теории излучения.

Поскольку следует признать, что у нас нет законченной теории, которая позволила бы описать во всех деталях механизмы испускания и поглощения излучения атомными системами, я, естественно, признаю, что принцип соответствия, как и все другие понятия квантовой теории, носит до некоторой степени формальный характер. Но, с другой стороны, тот факт, что появилась возможность установить тесную связь между спектром излучения атомной системы — устанавливаемым, согласно квантовой теории, из предположения об определенном типе движения частиц в атоме — и структурой излучения, которая, согласно обычной электромагнитной теории, является результатом движения того же типа, мне

* *Atomic Structure*. Nature, 1921, 107, 104—107.

¹ N. C a m p b e l l. Nature, 1920, 106, 25 Nov.

представляется аргументом в пользу реальности предположений теории спектров, едва ли совместимой с предположениями Кэмпбелла. Наоборот, если мы допускаем правильность квантовой теории спектров, то, кажется, принцип соответствия дает все основания искать объяснение другим физическим и химическим свойствам элементов в том же направлении, что и объяснение линейчатых спектров. В этом письме я хотел бы коротко показать, как при более широком применении этого принципа можно преодолеть некоторые фундаментальные трудности, возникавшие до сих пор при попытках развить общую теорию строения атома путем приложения к ядерной модели атома квантовой теории.

Общей чертой всех теорий строения атома было стремление найти такие конфигурации и движения электронов, которые могли бы объяснить изменения химических свойств элементов с атомным номером, столь ясно выраженные хорошо известным периодическим законом. Анализ этого закона прямо ведет к выводу, что электроны в атоме расположены отдельными группами, число электронов в каждой из которых равно одному из периодов последовательности элементов, расположенных в порядке возрастания атомного номера. При первых попытках получить определенную картину конфигураций и движения электронов в этих группах исходили из предположения, что в каждой группе электроны в любой момент времени расположены на равных угловых расстояниях на круговой орбите с центром в ядре. В более поздних теориях это простое предположение было заменено другим, а именно, что конфигурации электронов внутри различных групп обладают не простой осевой симметрией, а пространственной симметрией более высокого порядка; предполагалось, например, что конфигурация электронов в любой момент их движения обладает симметрией правильного многогранника. Однако фундаментальной трудностью всех этих теорий была неспособность объяснить фактическое появление этой симметрии в процессе образования атома путем связывания электронов ядром. Не могли они ответить и на вопрос, почему атом настолько устойчив, что первоначальная конфигурация восстанавливается, если она была временно нарушена внешними факторами. Если не учитывать никаких сил взаимодействия между частицами, кроме притяжения и отталкивания, вызванного их электрическими зарядами, то отсюда ясно следует, что должно существовать внутреннее взаимодействие или связь между различными группами электронов в атоме. Это существенно отличается от того, что можно было бы ожидать при предположении, что электроны в разных группах движутся по орбитам, расположенным одна внутри другой, так что каждая группа образует некоторую «оболочку» атома. В этом случае воздействие каждой оболочки на строение внешней сводилось бы в основном к компенсации части притяжения ядра.

Эти рассуждения по существу относятся к атому с ядром и не имеют специального отношения к характеру квантовой теории, которая была впервые введена в атомную проблематику в надежде получить рациональное объяснение устойчивости атома. Согласно этой теории, каждая атомная система обладает определенным числом различных состояний, так называемых «стационарных состояний», в которых движение может быть описано обычной механикой и в которых атом может существовать, во всяком случае некоторое время, не излучая энергию. Характеристическое излучение атома испускается только при переходе из одного такого состояния в другое, причем процесс перехода не может быть описан в рамках обычной механики. В то же время характер излучения может быть определен по движению с помощью обычной электромагнитной теории, если предположить вопреки этой теории, что переход всегда сопровождается испусканием монохроматического излучения, частота которого определяется просто разностью энергий в начальном и конечном состояниях. Применение квантовой теории к проблемам атома, которое ведет свое начало от объяснения простого спектра водорода — в этом случае не было необходимости априори устанавливать стационарные состояния атома, — в последние годы было расширено развитием систематических методов определения стационарных состояний, соответствующих некоторым общим классам механических движений. На этом пути была достигнута детальная интерпретация разного рода спектроскопических данных, насколько это касалось явлений, зависящих существенно от движения одного электрона в атоме; в то же время не было достигнуто определенного прояснения в отношении строения атомов, содержащих несколько электронов. Это обусловлено тем, что методом фиксированных стационарных состояний нельзя устранить произвола в выборе числа и конфигураций электронов в разных группах, или оболочках, атома. Действительно, единственное следствие, к которому мы сразу же приходим, заключается в том, что движение каждого электрона в атоме в первом приближении соответствует одному из стационарных состояний системы, состоящей из частицы, движущейся в центральном поле. В пределе оно представлено различными круговыми или эллиптическими орбитами, появляющимися в зоммерфельдовской теории тонкой структуры спектральных линий водорода. Однако путь для устранения указанного произвола открыт введением принципа соответствия, выражающего тенденцию видеть в квантовой теории не просто набор формальных правил для определения стационарных состояний атомных систем и частоты излучения, испускаемого при переходе из одного состояния в другое, а скорее попытку рационального обобщения электромагнитной теории излучения, выявляющего необходимость допущения прерывистого характера излучения для объяснения устойчивости атомов.

Не останавливаясь здесь на подробной формулировке принципа соответствия, отметим, что он устанавливает внутреннюю связь между характером движения в стационарных состояниях атомной системы и возможностью перехода между двумя такими состояниями; этим он создает основу для теоретического рассмотрения процесса, который имеет место при образовании и перестройке атома. Этот принцип, например, прямо приводит к заключению, что в существующих атомах нельзя ожидать конфигураций такого типа, чтобы электроны внутри каждой группы были расположены кольцами или в конфигурациях с симметрией правильного многогранника, поскольку образование таких конфигураций требует одновременного связывания всех электронов. Напротив, представляется необходимым найти такие конфигурации электронов в атоме, которые могут быть образованы путем последовательного связывания электронов один за другим, процесса, последние стадии которого находят отражение в сериальных спектрах элементов. Сейчас принцип соответствия не только раскрывает картину процесса, позволяющего глубоко проникнуть во все детали строения этих спектров, но и подсказывает определенное расположение электронов в атоме, которое способно объяснить высокочастотные спектры и химические свойства элементов. Таким образом, соображения о возможности перехода между двумя стационарными состояниями, соответствующими различным ступеням связывания каждого электрона, приводят в первую очередь к предположению, что лишь первые два электрона движутся по орбитам, которые можно назвать одноквантовыми. Эти орбиты аналогичны тем стационарным состояниям центральной системы, которые соответствуют нормальному состоянию системы, содержащей единственный электрон, вращающийся вокруг ядра. Электроны, связанные после первых двух, неспособны путем перехода из одного стационарного состояния в другое достичь в атоме положения, эквивалентного положению первых двух, а будут двигаться по орбитам, которые можно назвать многоквантовыми и которые соответствуют другим стационарным состояниям центральной системы.

Предположение о наличии в нормальном состоянии атома таких многоквантовых орбит уже вводилось в различных современных теориях, например в работах Зоммерфельда о высокочастотных спектрах и Ланде о размерах атома и структуре кристаллов. Но применение принципа соответствия, по-видимому, впервые позволяет рационально теоретически обосновать эти выводы и дать основу для рассмотрения расположения орбит электронов, связанных после первых двух. Таким образом, основанный на этом принципе тщательный анализ процесса связывания электронов дает простой аргумент для вывода, что распределение этих электронов по группам отражает периоды изменения химических свойств элементов, следующих друг за другом в порядке возрастания их атом-

ного числа. Действительно, если проследить связывание большого числа электронов ядром с большим положительным зарядом, то этот аргумент подсказывает, что после первых двух электронов, которые связаны на одноквантовой орбите, следующие восемь связаны на двухквантовой, следующие восемнадцать — на трехквантовой, а следующие тридцать два — на четырехквантовой.

Хотя расположение орбит электронов в этих группах и обладает значительной пространственной симметрией, нельзя говорить, что эти группы образуют простые оболочки в том смысле, в каком это слово применяется, когда речь идет о строении атома. Во-первых, не все электроны внутри каждой группы играют одинаковую роль: они делятся на подгруппы, соответствующие различным типам многоквантовых орбит с одним и тем же квантовым числом, представляющих различные стационарные состояния электрона, движущегося в центральном поле. Так, в соответствии с тем фактом, что в подобной системе существуют два типа двухквантовых орбит, три типа трехквантовых орбит и т. д., мы приходим к выводу, что упомянутая группа из восьми электронов состоит из двух подгрупп по четыре электрона в каждой, группа из восемнадцати электронов — из трех подгрупп по шесть, а группа из тридцати двух — из четырех подгрупп по восемь электронов в каждой.

Другой существенной чертой описанного строения атома является конфигурация орбит электронов в различных группах относительно друг друга. Так, для каждой группы электроны некоторой подгруппы во время своего движения проникают в области, более близкие к ядру, чем средние расстояния от ядра электронов, принадлежащих к группам с меньшим квантовым числом. Это обстоятельство, тесно связанное с особенностями процесса последовательного связывания, как раз точно объясняет ту «связь» различных групп, которая является необходимым условием устойчивости атомных конфигураций. По существу эта связь является главной чертой всей картины и ею следует руководствоваться при объяснении всех деталей, касающихся образования различных групп и их подгрупп. Далее, устойчивость всей конфигурации в целом носит такой характер, что, если один какой-нибудь электрон удаляется из атома вследствие внешних воздействий, прежняя конфигурация может восстановиться не только последовательным перемещением электронов в том порядке, в котором они были первоначально связаны в атоме. Место удаленного электрона может быть занято также одним из электронов, принадлежащим к более слабо связанной группе или подгруппе, путем прямого перехода между двумя стационарными состояниями; такой процесс сопровождается испусканием монохроматического излучения. Это обстоятельство, дающее основу для детальной интерпретации характерной структуры высокочастотных спектров элементов, тесно связано с тем

фактом, что электроны в различных подгруппах (хотя и можно говорить об их одинаковой роли в гармонии внутриатомных движений) не размещены в любой момент в конфигурации с простой осевой симметрией или симметрией правильного многогранника, как это предполагается в работах Зоммерфельда или Ланде. Наоборот, их движения так связаны между собой, что можно удалить любой электрон группы путем процесса, при котором орбиты остающихся электронов меняются непрерывным образом.

Эти общие замечания относятся к строению и устойчивости всех групп электронов в атоме. С другой стороны, указанные выше простые изменения числа электронов в группах и подгруппах следующих друг за другом оболочек справедливы только для той области атома, где притяжение со стороны ядра несравненно больше влияет на движение электронов, чем отталкивание со стороны остальных электронов. Если рассматривать расположение электронов, связанных в атоме, в момент, когда заряд ранее связанных электронов начинает компенсировать большую часть положительного заряда ядра, то мы встречаемся с новыми свойствами, и анализ условий протекания процесса связывания вынуждает нас предположить, что новые, добавочные электроны закрепляются на орбитах с квантовым числом, равным или меньшим, чем у электронов в ранее связанных группах, хотя большую часть времени обращения они находятся вне этих групп. Такое прекращение возрастания и даже уменьшение квантового числа, характеризующего орбиты, соответствующие движению электронов в последовательных оболочках, имеет место, вообще говоря, когда число связанных электронов составляет несколько больше половины общего их числа. По мере нарастания процесса связывания электроны сначала будут располагаться по указанным выше группам, так что группы трехквантовых орбит будут содержать восемнадцать электронов, а двухквантовые — восемь. Однако в нейтральном атоме электроны, связанные последними и слабее, не смогут сами располагаться таким правильным образом. Фактически у поверхности атома мы встречаем подобные группы только у элементов, принадлежащих семейству инертных газов. Эти газы со многих точек зрения можно рассматривать как своеобразные межзвездия в периодической системе элементов. Для атомов этих элементов мы вправе ожидать структуру, которую символически можно выразить так:

Гелий (2_1)	Криптон ($2_18_218_38_2$)
Неон (2_18_2)	Ксенон ($2_18_218_318_38_2$)
Аргон ($2_18_28_2$)	Радон ($2_18_218_332_418_38_2$),

где большие цифры обозначают число электронов в группах, начиная с самой внутренней, а индексы — общее число возможных многоквантовых орбит, характеризующее орбиты электронов внутри каждой группы.

Эти конфигурации отличаются особой устойчивостью в том смысле, что у них особенно трудно оторвать электрон для образования положительного иона и нет тенденции присоединения к атому электрона для образования отрицательного иона. Первое свойство обусловлено большим числом электронов в самой внешней группе. Следовательно, притяжение со стороны ядра не компенсируется в той степени, как в конфигурациях, где внешняя группа содержит лишь небольшое число электронов; последнее присуще тем семействам элементов, которые в периодической таблице следуют сразу же за семейством инертных газов и, как известно, обладают ярко выраженным электроположительным характером. Второе свойство обусловлено правильным строением внешней группы, не позволяющим новому электрону войти в состав этой группы. У элементов, принадлежащих семействам, предшествующим в периодической таблице семейству инертных газов, мы встречаем в нейтральных атомах конфигурации внешних групп электронов, которые проявляют сильную тенденцию к присоединению новых электронов, что приводит к образованию отрицательных ионов.

Общее направление последних рассуждений известно по недавним теориям строения атома, например теории А. Косселя и Г. Льюиса, основанной на систематическом анализе химических свойств элементов. В этих теориях электроположительный и электроотрицательный характер указанных семейств периодической системы объясняется на основе предположения об особо правильной и устойчивой конфигурации электронов внешней группы у атомов инертных газов, но не делается никаких попыток дать подробную картину строения и образования этих групп. В этой связи небезынтересно будет обратить внимание на фундаментальное различие между картиной строения атома, описанной в этом письме, и картиной, развитой Ленгмюром на основе предположения о стационарных или колеблющихся электронах в атоме, на которую ссылается в своем письме Кэмпбелл. Отвлекаясь даже от того факта, что в теории Ленгмюра устойчивость конфигурации электронов считается скорее постулатом и этому не предлагается никакого объяснения априори, это различие проявляется в том, что в теории Ленгмюра принимается такое строение атомов инертных газов, при котором число электронов во внешней оболочке всегда является наибольшим. Так, последовательность числа электронов в группах атома радона вместо указанной выше предполагается 2, 8, 8, 18, 18, 32, что на первый взгляд оправдывается, судя по существованию периодов в последовательности элементов.

Однако допущение о существовании более многочисленных групп внутри атома, прямо вытекающее из основных положений настоящей теории, по-видимому, дает не только более приемлемое основание для объяснения общих свойств элементов, но и более непосредственное объяс-

нение появления в периодической таблице таких семейств элементов, у которых химические свойства очень мало отличаются, несмотря на то, что элементы в таблице следуют друг за другом. Существование таких семейств является, по сути дела, прямым следствием образования во внутренней части атома групп, содержащих большее число электронов. Так, можно предположить, что в семействе редких земель мы видим постепенное образование внутренней группы из 32 электронов в том месте атома, где раньше соответствующая группа содержала лишь 18. Подобным же образом можно предполагать, что появление семейств железа, палладия и платины свидетельствует о стадиях образования групп из 18 электронов. Однако по сравнению с появлением семейства редких земель условия здесь несколько более сложные, поскольку группа образуется ближе к поверхности атома, где быстрое усиление компенсации заряда ядра в процессе связывания электронов играет большую роль. Фактически в рассматриваемом случае мы имеем дело не с превращением, происходящим внутри одной и той же группы, как в случае редких земель, когда увеличение числа в группе просто проявляется в числе элементов в семействе, а с превращением, сопровождаемым слиянием нескольких внешних групп электронов.

В более полном обзоре¹, который вскоре будет опубликован, этот вопрос будет рассмотрен более подробно. Здесь я намеревался лишь обратить внимание на возможности, которые, по-видимому, открывает разработка принципов, лежащих в основе применения квантовой теории к проблеме спектров, для объяснения других свойств элементов. В этой связи мне хотелось упомянуть также о возможности развития на основе анализа изменения спектров элементов под влиянием магнитного поля, аргументации, обещающей пролить свет на трудности, с которыми столкнулось объяснение характерных магнитных свойств элементов. Они обсуждались в нескольких письмах в «Nature».

Копенгаген
14 февраля 1921 г.

¹ Статья 19.— *Прим. ред.*

К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ *

В недавно опубликованной в этом журнале работе Рубинович¹ попытался с помощью интересных соображений получить общее следствие, касающееся ожидаемой из квантовой теории поляризации излучения, испускаемого произвольной атомной системой. Однако в настоящей статье будет показано, что против использованных Рубиновичем соображений можно привести принципиальные возражения и что вряд ли возможно считать правильным упомянутое общее следствие о поляризации излучения. Но, учитывая принципиальное значение обсуждаемого вопроса, мне с удовольствием хотелось бы воспользоваться случаем, чтобы подробнее остановиться здесь на всей проблеме, осветив ее, насколько это возможно, со всех сторон.

Как известно, в квантовой теории испускаемое атомной системой излучение не связано непосредственно с движением излучающей системы так, чтобы это соответствовало законам классической электродинамики. Напротив, в основу квантовой теории положен постулат, согласно которому атом может существовать в ряде стационарных состояний, не излучая; каждое испускание излучения связано с переходом из одного такого состояния в другое, причем излучение всегда испускается в виде пуга простых гармонических волн, хотя движение в упомянутых состояниях может быть совершенно различным. Частота этих волн ν связана с разностью энергий атома $E_1 - E_2$ до и после испускания равенством $h\nu = E_1 - E_2$, где h — постоянная Планка. Тем не менее оказалось возможным, имея в виду классические электродинамические представления, сделать определенные предсказания об ожидаемой, согласно квантовой теории, структуре излучения. Что касается этого вопроса, то были сделаны попытки продвинуться двумя существенно разными путями. Обе

* *Zur Frage der Polarization der Strahlung in der Quantentheorie.* Zs. f. Phys., 1921, 6, 1—9.

¹ A. Rubinowicz. Zs. f. Phys., 1921, 4, 343.

тенденции получили свое, возможно, наиболее ясное выражение во внешне столь различных выводах планковского закона излучения, которые были даны Эйнштейном¹ и Дебаем². Оба вывода следует считать очень важными, хотя общими у них являются лишь исходные предпосылки.

При первом способе рассмотрения внимание обращено главным образом на процессы испускания и поглощения; при этом предпринимаются попытки вывести определенные общие заключения об этих процессах с помощью сопоставления исходных предпосылок, на которых основывается квантовая теория, и представлений классической электродинамики в той мере, в какой следствия последней полностью подтверждаются при сравнении с экспериментом. Эта точка зрения не только привела к установлению тех простых общих положений о вероятности осуществления процессов испускания и поглощения, которые были использованы в эйнштейновской теории теплового излучения. Она позволила развить дальше квантово-теоретическое рассмотрение таких атомных систем, движение которых может быть разложено на некоторое число дискретных гармонических компонент — требование, которому удовлетворяют все системы, для которых мы в настоящее время имеем более или менее полную теорию определения стационарных состояний. Этим путем пришли к установлению так называемого принципа соответствия. Его появление было обусловлено стремлением достичь простого асимптотического соответствия между спектром и движением атомной системы в граничной области, где стационарные состояния сравнительно мало отличаются друг от друга. Согласно этому принципу, принимается, что осуществление любого процесса перехода, связанного либо с испусканием, либо с поглощением излучения, обусловлено наличием определенных соответствующих гармонических компонент движения системы. Во-первых, принцип соответствия дал объяснение запрету определенных мыслимых типов переходов между стационарными состояниями и оценку относительной вероятности осуществления возможных переходов. Здесь следует особенно напомнить простое объяснение характерных различий в поведении простого гармонического осциллятора и атомной системы с несколькими накладываемыми движениями. К этому вопросу мы еще вернемся. Что касается структуры испущенного излучения, то непосредственно по смыслу этого принципа следует ожидать, что оно будет отражать характер соответствующих компонент колебания, некоторым образом определяемых требованием классической электродинамики о прямой связи между строением излучения электрической системы и ее движением. Поскольку компоненты

¹ A. Einstein. Phys. Zs., 1917, 18, 121. (См. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научных трудов, т. III. М., 1966, стр. 393. — *Ред.*)

² P. Debye. Ann. d. Phys., 1910, 73, 1427.

колебания в общем представляют собой плоские эллиптические движения, плоскости и отношения осей которых определяются условиями отбора стационарных состояний из всех механически возможных движений, то очевидно, что испускаемое при переходе между двумя стационарными состояниями излучение в общем случае должно обладать эллиптической поляризацией. Только в особых случаях, когда для каждого движения системы соответствующая компонента колебания представляет собой линейное смещение в определенном направлении или круговое вращение вокруг определенной оси, можно ожидать, что испускаемое излучение окажется линейно- или циркулярно-поляризованным. Поучительным примером, когда выполняется это требование, является случай системы, состоящей из одного электрона, который движется в поле с осевой симметрией. В этом случае движение всегда может рассматриваться, если вообще можно установить стационарные состояния, как суперпозиция некоторого числа линейных колебаний параллельно оси и некоторого числа круговых вращений вокруг той же оси. На основе принципа соответствия можно сделать вывод, что переходы, соответствующие линейным колебаниям, порождают линейно-поляризованное излучение, а вращениям — циркулярно-поляризованное. Как известно, этот вывод находится в полном соответствии¹ с данными наблюдений эффектов Зеемана и Штарка для спектральных линий водорода.

Второй из названных выше способов рассмотрения основан на упомянутой аналогии, на которую, как известно, указали еще Рэлей и Джинс в связи с теорией теплового излучения. При этом электромагнитное поле излучения, заключенное в пустом пространстве с идеально отражающими стенками, заменяется простой механической системой. То обстоятельство, что такое поле излучения может рассматриваться как простая суперпозиция некоторого числа стоячих волн, дает возможность формально применить к такому полю теорию, позволяющую определить стационарные состояния в системе электрических частиц, движения которых разлагаются на дискретные гармонические колебания. Такое применение, впервые указанное Вильсоном² и разработанное в особенности Рубиновичем³, ведет к простому результату, что энергия, приписываемая отдельным собственным колебаниям в «стационарных состояниях» поля излучения, должна быть целым кратным величины $h\nu$, где ν означает частоту упомянутых стоячих волн. Этот результат не только согласуется с использованными Дебаем при выводе закона теплового излучения предпосылками.

¹ Ср.: N. Bohr. Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Skr., 8. Raekke, 1918, IV, 1. S. 34, 76, 85; см. также: Zs. f. Phys., 1920, 2, 423 (Статья 14.)

² W. Wilson. Phil. Mag., 1915, 29, 795.

³ A. Rubinowicz. Phys. Zs., 1917, 18, 96.

Он позже привел к важному для формального построения квантовой теории пониманию процессов излучения: «квантуемой» надо считать не саму атомную систему, а скорее атом вместе с излучением в окружающем пустом пространстве как целое. Чтобы добиться согласия с наблюдениями, необходимо все-таки предположить, что связь между частями общей системы описывается не с помощью классических электродинамических представлений, а подчиняется законам, из которых явствует, что при обмене энергией между атомом и полем излучения оба они, как до, так и после процесса, находятся в стационарных состояниях. Это предположение полностью аналогично законам, которые, согласно квантовой теории, справедливы для соударений атомных систем. Такое понимание процессов излучения допускает в известной мере единое изложение формальных основ квантовой теории, при котором упомянутое выше общее условие частот связывается непосредственно с условиями, характеризующими стационарные состояния атомной системы¹. В связи с подобным формальным выводом условия частот необходимо отметить, что при такой трактовке оно не выступает как однозначный результат применения закона сохранения энергии к общей системе атома и излучения. Для обоснования всеобщего характера этого условия необходимо привлечь еще допущения, что при обмене энергией между атомом и полем излучения проявляется только одна собственная частота последнего и что его энергия в процессах испускания и поглощения может меняться только на величину $h\nu$, а не на более высокие кратные ей. Эти допущения имеют ярко выраженную формальную аналогию с выведенными из принципа соответствия законами относительно возможности различного рода связанных с излучением переходов между стационарными состояниями для механических систем, движения которых разложимы на гармонические компоненты того же типа, что и поле излучения. Например, последнее из названных допущений в точности соответствует упомянутому выше следствию из этого принципа, что простой гармонический осциллятор может испытывать переходы только между соседними стационарными состояниями, тогда как системы с более сложными движениями могут совершать переходы между двумя более отдаленными стационарными состояниями. Но именно при рассматриваемом формальном понимании процессов излучения, где в противоположность рассмотренному первым более дуалистическому способу понимания не делается принципиальное различие между излучением и атомом, привлечение подобной аналогии для вывода условия частот связано с очевидными трудностями. Это обусловлено тем, что упомянутые законы справедливы только для процессов перехода, свя-

¹ Ср.: L. F l a m m. Phys. Zs., 1918, 19, 125; см. также: W. W i l s o n. Цит. соч., стр. 801.

ванных с поглощением или испусканием, и не применимы к таким переходам, которые вызваны другими причинами, например соударением электронов.

На этом пути в дальнейшем оказалось невозможным получить общие утверждения об осуществлении процессов испускания и структуре излучения, подобные тем, которые были высказаны на основе принципа соответствия. Это обусловлено тем, что мы совершенно не знакомы с отдельными особенностями процесса излучения, а потому и с законами связи частей системы, образованной атомом и излучением. Только в упомянутом выше специальном случае атомной системы, состоящей из одного электрона, движущегося в поле с осевой симметрией, Рубиновичу удалось получить определенные выводы о возможности переходов между различными стационарными состояниями, а также о поляризации испускаемого при этом излучения¹. При этом он просто применил закон сохранения момента импульса к общей системе. Однако необходимо отметить, что использованная при выводе оценка момента импульса излучения до сих пор не была прямо выведена из рассмотрения стоячих волн в пустоте. Как подчеркнул Рубинович, эта оценка прямо основана на предположении, что структура излучения, испускаемого при переходе, такая же, как и испускаемого согласно классической электродинамике гармонически колеблющимся электроном. Это предположение принадлежит тем не менее тому же кругу идей, которые привели к установлению принципа соответствия. Автор одновременно с Рубиновичем указал на упомянутое применение закона сохранения момента импульса, как на прямую опору полученного из этого принципа заключения для рассматриваемого специального случая². В связи с обсуждаемым здесь пониманием процесса излучения может оказаться интересным отметить, что представляется возможным прямо обосновать использованное предположение путем более глубокого исследования собственных колебаний поля излучения, заключенного в сферической полости с отражающими стенками. Это показано в новой статье Рубиновича, которая послужила толчком к написанию настоящей заметки. Простой расчет, основанный на полученном выражении для электромагнитного поля, показывает, что для упомянутых собственных колебаний выполняется такое же соотношение между моментом импульса и энергией, которое лежит и в основе приведенных

¹ A. R u b i n o w i c z. Phys. Zs., 1918, 19, 441, 465.

² N. B o h r. Цит. соч., стр. 34. В этой связи может представить интерес указание на то, что, основываясь на полученном из принципа соответствия представлении о структуре излучения, принимая во внимание сохранение момента импульса при переходе, можно дать обоснование расчета величины этих моментов в стационарных состояниях таких систем независимо от формальных квантовых условий (ср. там же, стр. 35 и 55).

выше рассуждений. Поэтому, исходя из однозначного характера решения, кажется ненужным привлекать для оценки момента импульса чуждые этому способу рассмотрения допущения¹.

В названной в начале статьи работе Рубинович поставил себе задачу получить определенные выводы о возможной структуре излучения атома непосредственно путем более детального исследования квантования поля излучения, заключенного в пространстве, ограниченном сферой с отражающими стенками. Он считает, что при таком рассмотрении можно прийти к выводу о том, что испускаемое атомной системой излучение должно быть либо линейно-, либо циркулярно-поляризованным. Этот результат, не соответствующий названному выше следствию принципа соответствия, согласно которому излучение в общем должно быть эллиптически-поляризованным, тем не менее вряд ли может быть выведен правильно даже из приведенных выше соображений. На это, по-видимому, указывает более подробное рассмотрение. Исходным пунктом для заключений Рубиновича является утверждение, что вопрос о квантовании собственного колебания поля излучения, заключенного в шарообразном пространстве, формально аналогичен определению стационарных состояний простой механической системы, состоящей из материальной точки, движущейся в плоскости под действием центральной силы притяжения, пропорциональной расстоянию до центра притяжения. Что касается квантотеоретического рассмотрения последней системы, то в его основу положена теория так называемых условно-периодических систем, которые допускают разделение переменных. Поскольку для рассматриваемой системы существуют две возможности такого разделения (основанные на введении обычных прямоугольных и полярных координат), Рубинович указал на существование лишь двух типов стационарных собственных колебаний с энергией $h\nu$ в замкнутом пространстве: одному соответствуют линейно-поляризованные сферические волны, второму — циркулярно-поляризованные. Но это утверждение не обосновано, поскольку указанная механическая система, рассматриваемая как условно-периодическая, имеет так называемый вырожденный характер, а поэтому использованное определение стационарных состояний в этом случае содержит известную степень неопределенности. Но это обстоятельство, на которое, впрочем, обратил внимание сам Рубинович и которое проявляется уже в том, что система допускает двойного рода разделение переменных со следую-

¹ В связи с этим вряд ли нужно подчеркивать, что доказательная сила этих соображений не страдает, даже если соответствующее соотношение между моментом импульса и энергией не будет выполняться для собственных колебаний в произвольном ограниченном пустом пространстве, поскольку при несимметричной форме не исключен обмен моментом импульса между общей системой и окружающей средой.

щим отсюда различным определением стационарных состояний, способствует тому, что движение в стационарном состоянии может считаться установленным заданием одного единственного условия; а именно, значения энергии и в этих состояниях должны быть целыми кратными $h\omega$, где ω — постоянная частота системы. Напротив, положение главных осей эллиптической орбиты, а также отношение их длин следует считать полностью неопределенными в том смысле, что каждая орбита, соответствующая заданному значению энергии, может быть принята как предельный случай стационарного состояния невырожденной системы, бесконечно мало отличающейся от рассматриваемой. При этом не имеет принципиального значения тот факт, что определение стационарных состояний этой системы в общем случае нельзя провести просто разделением переменных¹. Поэтому представляется невозможным вывести с помощью указанной аналогии какие-либо заключения о характере поляризации собственных колебаний в шарообразной полости; рассмотрение же излучения этой полости не дает никаких оснований сомневаться в допущении, столь непосредственно указанном принципом соответствия, что излучение, отвечающее переходу между двумя стационарными состояниями, в общем случае эллиптически поляризовано и что при определенных условиях появляется каждое значение отношения осей эллипса.

Прежде чем закончить эти замечания о двух различных способах квантотеоретического рассмотрения проблемы излучения, мы их кратко можем характеризовать как точку зрения соответствия и точку зрения связи, — я попытаюсь в нескольких словах охарактеризовать их отношение к глубоким нерешенным трудностям теории излучения. Что касается точки зрения связи, то ее значение нужно видеть как раз в том, что она дает чисто формальный способ рассмотрения, и успех, обусловленный объединением в единый формализм столь разнообразных явлений, как фотоэффект и стоячие световые волны, с избытком возмещает сегодняшнюю ограниченность ее области применения, которую вряд ли можно будет значительно расширить до того, пока мы не подойдем ближе, чем сегодня, к решению загадки квантовой теории. Иначе обстоит дело с точкой зрения соответствия, которая пока оказывается плодотворной во всех новых областях, без того, чтобы этим хоть на шаг приблизиться к решению

¹ См. цитированную выше работу автора (стр. 41), где обсуждается определение стационарных состояний для системы, которая может рассматриваться как вырожденная система, возмущенная слабыми внешними силами. См. также: J. В u r g e s. Het Atommodel van Rutherford — Bohr, Dissertation, Haarlem, 1918, S. 123; там приведен полностью просчитанный очень интересный пример системы, которая при соответствующем предельном переходе ведет к стационарным состояниям некоторого изотропного осциллятора, для которого возможно любое заданное значение отношения осей орбиты.

упомянутых трудностей. С каждым расширением применения квантовой теории природа этой загадки проявляется все более ярко. Это связано с тем, что указанная точка зрения ни в коем случае не является замкнутой и формальной; она должна рассматриваться скорее как описание известных общих черт процесса излучения. Одна чисто формальная тенденция может сблизить обе точки зрения; а именно: обе они стремятся представить квантовую теорию как некоторое обобщение классической теории излучения, хотя можно сказать, что к этой цели они стремятся подойти с разных сторон.

Копенгаген, Институт теоретической физики.
Июнь 1921 г.

СТРОЕНИЕ АТОМА*

В связи с проблемой строения атома, обсуждавшейся в моем письме в «Nature» от 24 марта этого года¹, мне бы хотелось сделать несколько дополнительных замечаний относительно способа, которым характеризуются орбиты электронов в атоме.

Согласно этой точке зрения на строение атома, электроны в атоме расположены группами, причем орбиты всех электронов одной и той же группы характеризуются одним полным квантовым числом. Однако, так как существует несколько типов многоквантовых орбит, обладающих тем же полным квантовым числом, электроны внутри каждой группы в общем не играют одинаковую роль, а разделены на некоторое число подгрупп, соответствующих различным возможным типам орбит. Существенной особенностью этой картины является тот факт, что нельзя считать атом состоящим из определенного числа точно очерченных сферических оболочек электронов, движущихся в строго ограниченных областях атома. Хотя электроны заданной группы движутся больше внутри одной и той же области атома, имеющей форму шарового слоя, они (во всяком случае электроны определенных подгрупп) при своем движении проникают в область орбит электронов внутренних групп. Это приводит к связи различных групп, что весьма существенно для понимания устойчивости атома. Вследствие этого орбита электрона может рассматриваться с различных точек зрения в зависимости от того, на что обращается основное внимание: 1) на большую часть орбиты, которая лежит вне области внутренних орбит и которая близко примыкает к почти замкнутому кеплеровскому эллипсу; 2) на механические свойства всей орбиты, рассматриваемой как тип центральной орбиты, составленной из петель, которые только в своей внешней части обладают приблизительно кеплеровским характером.

* *Atomic Structure*. Nature, 1921, 108, 208, 209.
N. Bohr. Nature, 1921, 107, 104 (статья 15).

В классификации, использованной в предыдущем письме, орбиты рассматривались с первой, более поверхностной точки зрения. Квантовые числа, характеризующие орбиты электронов в разных группах, соответствуют кеплеровским эллипсам, совпадающим примерно с внешней частью орбит рассматриваемых электронов. С тех пор появилась возможность на основе более детального анализа тех частей петель орбит, которые расположены в области внутренних орбит, классифицировать орбиты со второй, более фундаментальной точки зрения, ведущей к простому и недвусмысленному результату. Действительно, мы пришли к классификации, в которой квантовое число, характеризующее определенную группу орбит, всегда на единицу больше, чем для предыдущей группы, если считать от ядра. Для групп во внутренних областях атома, где преобладает притяжение со стороны ядра, эта новая строгая классификация совпадает со старой, изложенной в моем предыдущем письме. Но она отходит от старой для групп, в которых орбиты электронов простираются в основном во внешней области атома, где притяжение со стороны ядра в значительной мере компенсируется отталкиванием электронов внутренних групп. Для этих групп квантовые числа орбит, данные в моем предыдущем письме, либо равны, либо даже меньше квантовых чисел внутренних групп.

Несмотря на существенный прогресс, обусловленный этим видоизменением классификации орбит, основные черты этой модели атома остаются прежними. Например, мое предыдущее утверждение о числе электронов в различных группах и подгруппах в атоме остается неизменным для всех групп. В самом деле, фиксируя это число с помощью принципа соответствия, мы обнаруживаем, что оно зависит от гармонии движения электронов внутри каждой отдельной группы. Поэтому оно зависит в первую очередь от относительных размеров приблизительно кеплеровских петель и лишь во вторую — от того способа, каким петли соединяются при образовании полной центральной орбиты. Поэтому предыдущая модель атомов инертных газов также остается неизменной в отношении внешних групп, но при условии, чтобы числа, определенные как квантовые числа орбит в различных группах, рассматривались как определяющие число подгрупп в соответствующих группах. Более того, упомянутые числа дают приближенное определение пространственной протяженности областей, занимаемых орбитами электронов различных групп в атоме. Например, орбиты в самой внешней «оболочке» радона должны характеризоваться как шестиквантовые, а не как двухквантовые; размеры же петель орбит не будут того же порядка величины, что и размеры орбиты электрона, вращающегося по кеплеровской орбите в области вне орбит электронов пяти внутренних групп. Скорее они будут того же порядка, что и подобной кеплеровской орбиты, но двухквантовой.

Из этих замечаний видно, что мои прежние приложения теории к объяснению физических и химических свойств элементов остаются в основном без изменений. Вместе с тем тщательная разработка теоретических соображений, намеченных в этом письме, позволяет значительно больше прояснить многие детали. Например, теперь можно объяснить появление в атоме групп с новой структурой при увеличении атомного номера; при этом мы добиваемся естественного объяснения не только существования в периодической системе таких семейств элементов, как семейства железа и редких земель, что было получено и раньше, но и факта почти полного отсутствия влияния этих групп на рентгеновские спектры. Отсутствие такого влияния обусловлено тем, что при возрастании атомного номера в этих семействах мы не наблюдаем никакого изменения в общем квантовом числе орбит электронов в определенной группе. Напротив, мы можем полагать, что в каждом таком семействе происходит завершение образования групп путем включения новых электронов, движущихся по орбитам, характеризуемым тем же квантовым числом. Это комплектование групп осуществляется изменением взаимодействия между различными возможными типами орбит с этим квантовым числом, вызванным изменением размеров петель орбит и «кажущегося» квантового числа, которое можно считать характеризующим эти петли.

Я ограничился здесь изложением этих пунктов общего характера. За деталями теории и ее применения я должен отослать читателей к работе, которая готовится для опубликования Датской королевской академией наук¹.

Копенгаген,
16 сентября 1921 г.

¹ По-видимому, имеется в виду статья 19, вышедшая первоначально на датском, но не в Трудах Академии.— *Прим. ред.*

ПРЕДИСЛОВИЕ
К СБОРНИКУ «СТАТЬИ О СТРОЕНИИ АТОМА
(1913—1916 гг.)» *

Когда для облегчения знакомства немецких читателей с моими первыми статьями о строении атома мне было предложено издать их немецкий перевод, я вначале колебался, не зная, как отнестись к этому предложению. Хотя предложение свидетельствовало о дружеском интересе к этим моим работам — за что я очень благодарен, — мне необходимо было продумать эту идею, прежде чем решиться на их переиздание.

Дело в том, что вследствие стремительного развития рассматриваемой области физики за время, прошедшее после ее возникновения, рассуждения, содержащиеся в этих статьях, неизбежно не по всем пунктам согласуются с моими нынешними взглядами на эти вопросы. Но при ближайшем рассмотрении именно это обстоятельство привело меня к убеждению, что издание, подобное предложенному, если его сопроводить некоторым предисловием, разъясняющим содержание статей и их отношение к современному состоянию теории, было бы интересным для освещения развития общих воззрений, на которых основаны современные представления о строении атома. В связи с этим я пришел к мысли, что было бы целесообразно вместе с переводом статей, о которых первоначально шла речь, издать и перевод статьи¹, которая была предназначена для апрельского (1916 г.) номера «Philosophical Magazine». Корректурa этой статьи была тогда уже подготовлена к печати, но в последний момент она была снята, так как в марте 1916 г. в Манчестере мне попали в руки известные статьи Зоммерфельда в докладах Мюнхенской академии 1915 года. В статье была сделана попытка рассмотреть с единой точки зрения все известные в то время приложения квантовой теории к вопросам атома. Поскольку в работах Зоммерфельда был успешно решен ряд вопросов, и они привели к значительному расширению области применения квантовой теории, я не мог тогда решиться опубликовать эту статью, не попытавшись прежде переработать ее с тем, чтобы включить в нее с той же точки зре-

* *Geleitwort*. «Abhandlungen über Atombau aus den Jahren 1913—1916». Braunschweig, 1921, S. IV—XIX.

¹ Далее цитируется как I. (Страницы указаны по немецкому сборнику.— *Ред.*)

ния и результаты Зоммерфельда. Попытка такой переработки вскоре привела к полному изменению характера статьи. Этому сильно способствовало то обстоятельство, что работы Зоммерфельда вызвали появление ряда выдающихся исследований как его самого, так и других авторов, постоянно расширявших область применения теории. При этих обстоятельствах мне удалось дать ясное изложение моих воззрений о различных приложениях квантовой теории к вопросам строения атома лишь в двух статьях¹, опубликованных в 1918 г. в трудах Копенгагенской академии. Они явились началом большой обобщающей работы в четырех частях, из которых до сих пор появились лишь две. Поскольку истоки вопросов, изложенных в этих двух статьях, в той или иной мере содержатся в неопубликованной статье, а эти вопросы в известной мере представляют собой как бы промежуточное звено между моими первыми статьями по строению атома и последними, я думаю, что краткое изложение содержания этой статьи с выделением тенденции развития и границ применения теории составит исключительно хорошую отправную точку для моего предисловия. Это относится как к обсуждению основной идеи, послужившей исходным пунктом моих первых работ, так и к изложению отношения результатов этих работ к тем, которые были достигнуты при дальнейшем развитии рассматриваемой области.

Как это следует из введения к названной неопубликованной работе, которая публикуется теперь как завершающая в сборнике переводов, в ней делается попытка обозреть представления, лежащие в основе квантотеоретического рассмотрения таких атомных систем, для которых применение обычной механики ведет к периодическим решениям. Обсуждение основывается на предположении, что такие системы могут существовать, не излучая в определенных «стационарных» состояниях, соответствующих дискретному ряду значений энергии. Любое испускание или поглощение излучения происходит при переходе системы из одного такого состояния в другое, причем так, что излучение, испускаемое или поглощаемое при таком переходе, монохроматично и обладает частотой ν , определяемой условием $h\nu = E_2 - E_1$, где h — постоянная Планка, а E_1 и E_2 — энергия системы в начальном и конечном состояниях.

Более детальное рассмотрение основано на предположении, что движение в стационарном состоянии может быть описано обычной механикой. С другой стороны, ясно, что если эти состояния обладают необходимой устойчивостью, то механика вообще неприменима для описания действия внешних сил на атомную систему. В определенных случаях тем не менее

¹ On the Quantum Theory of Line Spectra, Part I—II. D. Kgl. Danske Videnskabernes Selsk. Skrifter, 8. Raekke, IV, 1. В этой работе, которая дальше цитируется как Кор. Akad., можно найти ссылки на новую литературу в рассматриваемой области.

оказывается возможным рассчитывать воздействие внешних сил с помощью обычной механики. Условие, определяющее стационарные состояния для периодических движений, таково, что становится возможным объяснить с помощью обычной механики пребывание атома в стационарном состоянии под действием медленно и постоянно меняющихся внешних силовых полей, если система допускает периодические решения и при наличии полей. Благодаря этому обстоятельству, впервые подчеркнутому Эренфестом, становится возможным установить при рассмотрении медленного (адиабатического) изменения состояния системы механическое соотношение между соответствующими стационарными состояниями периодических систем, состоящих из одинакового числа движущихся частиц, например между планковским осциллятором и атомом водорода (см. I, стр. 127). Эта точка зрения и ее применение к проблемам атома обсуждается в первых параграфах работы. Там, между прочим, указывается (ср. I, стр. 130), что с помощью названного выше адиабатического принципа Эренфеста можно использовать соображения, подобные изложенным при рассмотрении вопроса об объединении атомов в молекулы в третьей части статьи 5 (стр. 141)¹.

Если квантотеоретическое рассмотрение атомных проблем, хоть и в ограниченной мере, может все-таки опираться на применение обычной механики, то прямым следствием предпосылок теории является невозможность описания особенностей испускания и поглощения спектральных линий с помощью обычной электродинамической теории излучения.

Этот вопрос рассматривается во втором параграфе указанной статьи, и в связи с этим указывается на принципиальную несовместимость теории с попыткой построить теорию дисперсии непосредственно на основе представлений обычной электродинамики (ср. I, стр. 138). В этом же параграфе показано, что в периодических системах существует немалая внутренняя связь между спектром, рассчитанным по значениям энергии в стационарных состояниях с помощью условия частот, и способом представления движения системы гармоническими колебаниями. Эта связь заключается в том, что спектр, рассчитанный по квантовой теории, в граничной области, где стационарные состояния относительно мало отличаются друг от друга, асимптотически совпадает с тем, который можно ожидать из расчетов по классической теории излучения движущихся систем. Было подчеркнуто, как привлечение этой связи между спектром и движением дает единую точку зрения для применения теории спектров к периодическим системам. При этом проявляется полная аналогия между простым спектром гармонического осциллятора и более сложным спектром водорода (ср. I, стр. 135).

Здесь и далее номера статей, а также страницы относятся к настоящему изданию.

В последнем и третьем параграфах, наконец, кратко рассматриваются точки зрения, которые лежат в основе применения квантовой теории к задачам статистического характера. Поскольку из предпосылок теории вытекает тот факт, что ход процессов перехода между двумя стационарными состояниями — даже в том случае, когда нет излучения, как например при переходах, вызванных столкновением между атомной системой и свободным электроном, — в общем не может быть описан с помощью обычной механики, то теория не дает нам способа непосредственного расчета относительной априорной вероятности различных стационарных состояний. Чтобы разобраться в этой вероятности, которая является определяющей для относительного числа систем, находящихся в температурном равновесии в различных состояниях, приходится следовать косвенными путями. В рассматриваемых параграфах была сделана предварительная попытка расширить предположение, сделанное Планком относительно априорной вероятности для гармонического осциллятора, на периодические системы со многими степенями свободы; при этом использовалось допущение, что в граничной области, где стационарные состояния мало отличаются друг от друга, квантовая теория должна приводить к результатам, соответствующим тем, которые можно получить при применении соображений обычной статистической механики. Эти результаты, между прочим, были применены к вопросу об удельной теплоемкости газообразного водорода (ср. I, стр. 148).

В то время как для периодических систем определенная связь между различными применениями квантовой теории могла быть достигнута уже к моменту, когда была написана названная статья, состояние теории в другом отношении было крайне неудовлетворительным, поскольку периодические движения в атомных системах вообще осуществляются только в особых случаях. Связанное с этим ограничение данной трактовки проявляется, может быть, яснее всего, если мы рассматриваем проблему, о которой прежде всего идет речь в переведенных статьях, а именно — объяснение сериального спектра водорода. В атоме водорода мы имеем дело с системой, для которой применение законов классической механики всегда приводит к простому периодическому решению, по крайней мере пока мы пренебрегаем влиянием небольшого релятивистского эффекта изменения массы электрона в зависимости от скорости. Как было показано уже в первой статье (ср. статья 5, стр. 97), где изложение, особенно в начале первого параграфа, имеет совершенно ориентировочный характер (ср. статья 5, стр. 90), и как было точнее указано в начале статьи 9, действительно можно дать в известном смысле полную теорию спектра атома водорода, которая однозначно ведет к определению постоянной Ридберга. Это определение опирается только на использование ранее упомянутого условия частот и на требование связи между спектром,

вычисленным по квантовой теории, и движением атома в граничной области, где стационарные состояния отличаются друг от друга относительно мало. В этой трактовке теория позволяет определить энергию в различных стационарных состояниях, а также и значения числа оборотов электрона и длины большой оси его орбиты, но не дает никаких более точных сведений об эксцентриситете этой орбиты (ср. статья 5, стр. 87, 96; статья 9, стр. 171, 173; статья 12, стр. 195, 204).

Если же мы рассматриваем влияние на спектр таких причин, которые приводят к отклонениям от строго периодического движения атома, то теория оказывается несостоятельной или во всяком случае она дает совершенно неполные ответы. Из таких воздействий в переведенных статьях обсуждается влияние внешних электрических и магнитных полей, как оно проявляется в опытах по эффектам Штарка и Зеемана. Что же касается трактовки этих вопросов, то результаты по эффекту Штарка чаще всего были удовлетворительными, ибо для расщепления линий водорода можно было получить величины, находящиеся в хорошем соответствии с наблюдаемым расщеплением внешних компонент (ср. статья 9, стр. 179).

Возможность такой трактовки была основана на том, что в граничных случаях, когда изменение энергии атома в поле наибольшее, орбита электрона все более приближается к строго периодической. Одновременно стало также ясно, что на существовавшей тогда стадии развития теории невозможно было дать детальное объяснение всех особенностей картины сложного расщепления, наблюдавшегося Штарком (ср. статья 12, стр. 203). В эффекте Зеемана подобный подход был исключен, поскольку в трактовке, опиравшейся на элементарное рассмотрение таких орбит, имеющих при наличии поля строго периодический характер, невозможно было рассчитать величину эффекта и ее изменение при переходе от одной спектральной линии к другой. Это связано со своеобразным кажущимся несоответствием всеобщего комбинационного принципа для спектральных линий при эффекте Зеемана. Принимая во внимание, что условие частот включает в себе как непосредственное следствие комбинационный принцип (ср. статья 5, стр. 93), кажущееся несоответствие принципа заставило меня усомниться в безусловной применимости упомянутого выше условия для случая, когда движение в стационарных состояниях не имеет простой периодический характер. Стремление сохранить и для таких случаев в граничной области связь между квантовой теорией и обычной теорией излучения привело меня к попытке изменить условие частот в случае эффекта Зеемана так, чтобы в граничной области получилось некоторое совпадение квантовой теории с обычной теорией излучения.

Как указано в неопубликованной статье, я увидел «внешнюю» поддержку этой попытке в существенном подтверждении известной теории Бьерума о влиянии вращения газовых молекул на определенные инфра-

красные линии поглощения, так как эта теория опиралась на обычную теорию излучения (ср. I, стр. 136). Если в случае эффекта Зеемана поиски асимптотического совпадения с обычной теорией излучения привели меня к заблуждениям, то как раз такой подход в другом вопросе оказался способным дать весьма полезное указание. Это относится к вопросам об отклонениях спектра водорода от простого спектра, рассчитанного по формуле Бальмера. Эти небольшие отклонения можно было ожидать, если бы были учтены малые отклонения орбиты электрона от строго периодической, обусловленные релятивистским эффектом.

Как показано в небольшой статье 10, мы приходим к предположению, что учет этого отклонения должен объяснить тот факт, что линии водорода в случае их исследования при помощи спектроскопа большой разрешающей способности оказываются не простыми, а состоящими из многочисленных близко лежащих друг от друга компонент. Так, можно было бы показать, что существует соответствие между значениями частоты вызванного релятивистским эффектом медленного вращения большой электронной орбиты и разностью частот компонент, из которых состоят линии водорода (ср. статья 10, стр. 189). Для более глубокого рассмотрения этого вопроса не было соответствующей базы. При этом совершенно недостаточным был не только способ теоретического рассмотрения; это явление было настолько слабо изучено экспериментально, что нельзя было извлечь какие-либо дальнейшие направляющие указания.

Главным результатом статей Зоммерфельда, упомянутых в начале этого предисловия, было, как известно, то, что благодаря некоторому рациональному расширению основных предположений, ему удалось теоретически рассчитать все особенности влияния на спектр водорода упомянутых релятивистских эффектов. Как известно, предсказанные Зоммерфельдом эффекты были блестящим образом подтверждены измерениями Пашена тонкой структуры линий спектра водорода, полностью аналогичного спектру гелия. Происхождение спектров гелия рассматривалось в первой переведенной статье (статья 5, стр. 92) и в маленьких статьях (6 и 10). Рассуждения Зоммерфельда основаны на допущении о существовании стационарных состояний атомов. Стационарные состояния основаны на том обстоятельстве, что с учетом релятивистского эффекта движение, не являющееся строго периодическим, может быть рассмотрено как состоящее из двух компонент, каждая из которых может быть рассчитана способом, обычно употребляемым для расчета стационарных состояний систем, имеющих строго периодический характер. В то время как стационарные состояния для периодических систем описываются единственным условием, характеризуемым целым числом, стационарные состояния для непериодического релятивистского атома водорода таким же образом описываются двумя условиями, каждое из которых также

характеризуется целым числом. Благодаря этому обстоятельству, спектр, вычисленный с помощью условия частот, приобретает слишком сложную структуру, чтобы его можно было сопоставить с экспериментальными данными. Однако вскоре оказалось, что успех, достигнутый при таком подходе, позволил не только объяснить тонкую структуру спектральных линий водорода; при соответствующей трактовке он приводит и к детальной теории эффекта Штарка для спектральных линий водорода. Это было показано независимо друг от друга Эпштейном и Шварцшильдом. Как показали эти авторы, метод Зоммерфельда может быть использован для определения стационарных состояний целого класса непериодических систем, так называемых условно-периодических систем, уравнения движения которых могут быть решены методом разделения переменных. Именно полученные при таком разделении компоненты движения могут быть рассмотрены в отдельности как периодические системы при определении стационарных состояний. Эпштейн и Шварцшильд показали, что таким методом можно получить значения для частот всех компонент расщепления линий, наблюдавшихся Штарком. Далее следует отметить, что Зоммерфельд и Дебай при соответствующей трактовке пришли к обнадеживающим результатам и для эффекта Зеемана. Удовлетворительное объяснение последнего явления все же не удалось получить, поскольку на пути решения этой задачи встало упомянутое выше кажущееся несоответствие комбинационного принципа.

Последнее обстоятельство получило между тем изящное объяснение благодаря развитию идей об условно-периодических системах, как они рассматриваются в упомянутых статьях Копенгагенской академии. Хотя рассматриваемые системы и не являются строго периодическими, их движение все же может быть разложено на ряд дискретных компонент гармонического колебания, которые не кратны одной основной частоте, но представляют собой линейную комбинацию нескольких основных частот, число которых равно числу разделяемых компонент движения. В этих статьях было показано, наконец, что, если определять стационарные состояния указанным выше способом существует асимптотическая связь между спектрами, полученными путем применения общего условия частот, с одной стороны, и путем разложения движения на гармонические колебания — с другой. Эта связь является настолько глубокой и внутренне стройной, что об этом вообще можно было только мечтать, если учесть фундаментальное различие между основными предположениями, лежащими в основе квантовой теории и обычной теории излучения (ср. Кор. Акад., ч. I, стр. 31). Если проследить далее за этим обстоятельством, мы приходим к тому, что каждому сопровождающемуся монохроматическим излучением переходу между двумя состояниями мы должны сопоставить соответствующее гармоническое колебание в движении системы. Эта точка зрения

приводит не только к развитию некоторого общего принципа (принципа соответствия), позволяющего делать выводы об относительной вероятности различных мыслимых переходов между стационарными состояниями и о характере излучения при этих переходах, но и дает возможность рассматривать квантовую теорию как рациональное обобщение представлений, лежащих в основе обычной теории излучения. Что же касается применения указанной точки зрения для преодоления трудностей, которые возникли при квантотеоретическом рассмотрении эффекта Зеемана, то применение принципа соответствия приводит к ясному пониманию как поляризации наблюдаемых компонент, так и кажущегося несоответствия этого принципа, которое может быть отнесено за счет исключения определенных типов переходов между стационарными состояниями и связанного с ними исключения определенных мыслимых комбинационных линий (ср. Кор. Акад., ч. II, § 5). Применение принципа соответствия к эффекту Штарка (ср. Кор. Акад., ч. II, § 4) не только дало полное понимание характерной поляризации, которую имеют наблюдавшиеся Штарком различные компоненты, но и позволило получить своеобразное распределение интенсивности этих компонент. Последний вопрос был более подробно исследован Крамерсом в диссертации, которая содержит обстоятельное обсуждение применения принципа соответствия к вопросу об интенсивности спектральных линий. Различие в успехах более ранней трактовки эффекта Штарка, с одной стороны, и эффекта Зеемана — с другой, возникло вследствие того, что в эффекте Штарка частоты большинства компонент совпадают с частотами различных мыслимых переходов между стационарными состояниями, поэтому здесь при сравнении с опытом не было замечено отсутствия переходов определенного типа. В этой связи небезынтересно вспомнить, что блестящее подтверждение всех предсказанных Зоммерфельдом особенностей тонкой структуры, которое дали измерения Пашена, исключившие сразу всякое сомнение в справедливости теории, было получено фактически благодаря счастливой случайности. В опытах Пашена вследствие наличия внешнего поля излучающие атомы возбуждены таким образом, что возникли условия для появления большого количества переходов, которые для невозбужденного атома были бы невозможны (ср. Кор. Акад., ч. II, стр. 69).

В связи с применением принципа соответствия нужно указать на интересное подтверждение, которое можно получить при рассмотрении электромагнитного количества движения излучения, для многих из указанных выше результатов о возможности различного рода переходов и поляризации излучения при этих переходах. Это вытекает из того, что для атомных систем, обладающих осевой симметрией, применение закона сохранения момента импульса к процессам перехода позволяет исключить некоторые типы переходов и в то же время дает возможность получить данные о поля-

ризации излучения, испускаемого при переходах другого типа. В моих названных выше работах были приведены подтверждения, которые таким путем получают в этих случаях следствия применения общего принципа соответствия; одновременно там независимо от Рубиновича было обращено внимание на возможность в таких случаях непосредственной оценки количества движения излучения при квантовом теоретическом рассмотрении вопросов, связанных со спектром (ср. Кор. Акад., ч. I, стр. 34 и ч. II, стр. 60). В связи с изложенными рассуждениями интересно отметить, что привлечение электромагнитного количества движения вряд ли предоставит нам исходный пункт для преодоления фундаментального различия между квантовой теорией и обычной электродинамической теорией излучения. Возможность применения закона сохранения импульса основана на том, что мы имеем дело со случаем, где по существу дела это различие не сказывается. Подобно тому как описание особенностей процессов перехода между двумя стационарными состояниями исключается методами обычной электромагнитной теории излучения, в общем кажется невозможным с помощью представлений этой теории получить и четкое суждение о возникновении различного вида переходов. Поучительный пример имеется в уже упомянутом (I, стр. 135) важном случае характерного различия вероятностей переходов между стационарными состояниями атома водорода, с одной стороны, и гармонического осциллятора — с другой. В этом случае, когда речь идет о весьма простом и очевидном следствии принципа соответствия, кажется невозможным найти какой-либо исходный пункт для суждения о количестве движения излучения.

Соответствие между спектром и движением не является при этом единственной областью, на которую можно было распространить общую точку зрения, исходя из которой в неопубликованной статье излагалось применение квантовой теории к периодическим системам путем привлечения понятия условно-периодических систем. Так, оказалось, что для адиабатического принципа Эренфеста относительно механической преобразуемости стационарных состояний можно достичь соответствующего обобщения. При этом, как показал Бургерс, если система допускает периодические решения и при наличии поля, то становится возможным объяснить пребывание атома в стационарном состоянии в присутствии медленно меняющегося внешнего поля с помощью обычной механики и для условно-периодических систем. Рассмотрение таких (адиабатических) преобразований дает возможность получить определенные сведения об априорной вероятности различных стационарных состояний. Из расчетов, проведенных Эренфестом, следует, что условие соответствия результатов статистического применения квантовой теории второму началу термодинамики состоит просто в том, чтобы априорная вероятность стационарного состояния при таком преобразовании оставалась инвариантной (ср. Кор. Акад.,

ч. I, стр. 9). Полученное, таким образом, разъяснение вероятности стационарных состояний для условно-периодических систем приводит, со своей стороны, к новым данным об априорной вероятности стационарных состояний периодических систем. При этом каждое стационарное состояние периодической системы можно считать состоящим из некоторого числа таких стационарных состояний условно-периодической системы, которые путем непрерывного преобразования систем приведены к совпадению. Таким способом достигается нужное улучшение выражения для априорной вероятности стационарных состояний периодических систем, которое предварительно было представлено в последнем параграфе неопубликованной статьи (ср. Кор. Akad., ч. I, стр. 26, ч. II, стр. 76).

Указанные выше различные общие точки зрения ведут к единому взгляду на результаты применения квантовой теории по крайней мере до тех пор, пока речь идет о системах с одной движущейся частицей. Так, из принципа соответствия следует, что простой вид формулы для спектра водорода, которая в свою очередь приводит к простому выражению для всей совокупности стационарных состояний водорода, непосредственно связан с простым периодическим характером движения этого атома. Отсюда видно также, что сложные группы стационарных состояний, с которыми приходится иметь дело при объяснении либо происхождения других спектров, либо влияния внешних полей или релятивистского эффекта на спектр водорода, тесно связаны с возникающими в этих случаях малыми отклонениями от строго периодического движения. Предпосылкой для существования соответствия между спектром, рассчитанным с помощью квантовой теории, и спектром, рассчитанным по обычной теории излучения при движении атома, является предположение, что число условий, необходимых для определения стационарных состояний, равно числу нормальных частот, получаемых при разложении движения на гармонические компоненты. Такое понимание существенно отличается от того, которое излагалось в первых статьях Зоммерфельда, опубликованных в докладах Мюнхенской академии в 1915 г.; там число условий, определяющих стационарные состояния, равнялось числу степеней свободы системы. Как отмечает Зоммерфельд, даже не учитывая вызванные релятивистским эффектом отклонения от строго периодического движения атома и связанную с ними тонкую структуру отдельных линий водорода, для объяснения возникновения линейчатого спектра водорода необходимо предположить, что движение в стационарных состояниях атома задается двумя условиями, которые совместно определяют не только большую ось орбиты электрона и вместе с тем энергию атома, но и эксцентриситет этой орбиты¹. Однако для случая простого периодического

¹ В гл. IV недавно изданной книги Зоммерфельда «*Atombau und Spektrallinien*» (Braunschweig, 1919), содержащей столь превосходный обзор результатов, достигну-

движения нужно предположить, что задана лишь энергия, и только в дальнейшем, когда какая-либо причина вызывает отклонение от периодического движения, может быть определена форма орбиты, которая целиком будет зависеть от характера этого отклонения. К этому результату приводит не только принцип соответствия, но и изучение выводов, полученных при определении стационарных состояний путем рассмотрения изменений, происходящих в этих состояниях при адиабатическом преобразовании. Движение, возникающее в стационарных состояниях периодической системы, при этом преобразовании целиком и полностью зависит от способа проведения преобразования. Именно это обстоятельство не позволяет, исходя из известных стационарных состояний периодической системы, получить сведения о стационарных состояниях систем при наличии внешнего поля, вызывающего отклонения от периодического движения, путем простого механического исследования того влияния на движение, которое оказывает медленное включение внешнего поля. Но принцип соответствия может дать прямой ответ на этот вопрос. Это следует из того, что благодаря требованию соответствия между изменениями движения и изменениями спектра, из характера вызванных внешними полями возмущений в периодическом движении системы можно сделать вывод о виде следующих из квантовой теории немеханических условий для движения в стационарных состояниях. Таким образом, может быть достигнута простая и непосредственная трактовка как тонкой структуры, так и эффектов Штарка и Зеемана для линий водорода (ср. Кор. Акад., ч. II, § 3—5). Точка зрения, лежащая в основе данной трактовки, имеет помимо своей простоты еще и то преимущество, что проведение рассуждений не зависит от того, допускает ли система разделение переменных или нет. Поэтому открывается возможность рассмотрения таких вопросов, касающихся определения стационарных состояний условно-периодической системы, которые не могут быть решены методом Зоммерфельда и Эпштейна (ср. Кор. Акад., ч. II, § 2). Хорошей иллюстрацией сказанного является, например, случай влияния слабого электрического поля на компоненты тонкой структуры линий водорода. При наличии электрического поля уравнения движения атома водорода в общем случае не допускают разделения переменных. Исключая предельный случай,

.....
тых им и его последователями в области исследования спектров, вопрос о происхождении простого водородного спектра рассматривается с соответствующей точки зрения. В приведенных в конце книги «Математических дополнениях и добавлениях» с учетом новейшего развития теории стационарных состояний условно-периодических систем выражается мнение, близкое к представленному здесь. (В только что появившемся втором издании книги Зоммерфельда в упомянутых дополнениях весьма наглядно переданы и формальные основания принципа соответствия в применении к условнопериодическим системам.— Прим. авт. при корр.).

когда поле отсутствует, разделение переменных удастся осуществить только тогда, когда поле достаточно сильно, чтобы можно было пренебречь релятивистской поправкой, подобно тому, как это делается в обычной теории эффекта Штарка. В недавно появившейся статье Крамерса показано, что, привлекая принцип соответствия, можно указанным выше способом прийти к такой трактовке, которая позволяет во всех подробностях предсказывать, как при постепенном включении электрического поля тонкая структура все более переходит в обычный эффект Штарка.

Если, далее, проследить за последствиями, к которым приводит применение рассматриваемой точки зрения к квантотеоретическому объяснению спектра атомной системы, мы, естественно, приходим к вопросу о границах применимости квантовой теории в ее современном виде, базирующемся на представлении о существовании резко разделенных стационарных состояний. При этом как принцип соответствия, так и принцип адиабатического преобразования приводят к одинаковым указаниям. Так, из принципа соответствия следует ожидать, что система, движение которой нельзя разложить на ряд гармонических колебаний с резко отличающимися частотами, не обладает резко разделенными стационарными состояниями. Это предсказание подтверждается еще тем обстоятельством, что если расчет сделан с применением обычной механики, то для системы, движение которой имеет явно апериодический характер, результат адиабатического преобразования внешних условий будет недостаточно определенным для утверждения о существовании резко разделенных стационарных состояний и будет независимым от способа преобразования. Возможным подтверждением такого рассуждения могло бы явиться то, что линии водорода при особых внешних воздействиях, например при наличии скрещенных электрического и магнитного полей, должны претерпевать не расщепление на четкие компоненты, а диффузное уширение (ср. Кор. Акад., ч. II, стр. 93).

Приведенные выше рассуждения распространяются, строго говоря, только на системы, содержащие одну-единственную движущуюся частицу. Как только мы переходим к системам, состоящим из большого числа частиц, рассмотренная нами механическая задача оказывается крайне запутанной, и движения, имеющие такой простой характер, как рассмотренные нами в приведенных выше примерах применения квантовой теории, оказываются лишь частными случаями общего движения системы. Основания для определения стационарных состояний становятся более запутанными. В лучшем случае следует ожидать, что при расширенном применении точек зрения такого же типа, какие лежат в основе принципа соответствия и принципа механической преобразуемости стационарных состояний, получим некоторые заключения об этих состояниях. Пока мы располагаем лишь немногими решающими результатами для систем со многими частицами. Дальше всего, вероятно, удалось продвинуться

в области спектральных серий. Во-первых, для этих спектров, как указано выше, из квантовой теории получено непосредственное объяснение предложенного Ритцем общего комбинационного принципа. По аналогии со спектром водорода, основанной на том, что во всех спектральных сериях элемента встречается постоянная Ридберга, можно непосредственно сделать заключение, что в таких спектрах мы имеем дело со стационарными состояниями, в которых электрон атома движется по орбите с размерами, большими по сравнению с расстояниями остальных электронов от ядра (ср. ст. 5, стр. 98). Это предположение в последние годы получило непосредственное подтверждение в опытах по ионизации атомов и возбуждению излучения путем электронных соударений. Эти опыты были впервые выполнены Франком и Герцем (ср. ст. 12, стр. 209); они представляют важнейшее средство для непосредственного исследования строения атома. Зоммерфельд, применяя рассуждения, подобные тем, которые он использовал при объяснении тонкой структуры линий водорода, получил возможность сделать более детальный вывод о движении внешнего электрона в соответствующих стационарных состояниях атома. Эти выводы привели его к простому объяснению общей структуры спектров других элементов. С помощью принципа соответствия эти результаты получают независимое подтверждение, которое одновременно объясняет обнаруженное при наблюдении спектральных серий своеобразное капризное ограничение комбинационного принципа. Это объяснение, наконец, позволяет понять открытое Штарком и его сотрудниками явление возникновения новых серий спектральных линий при наличии сильного электрического поля (ср. Кор. Akad., ч. I, стр. 36 и ч. II, стр. 69). Однако до сих пор не удается провести точный количественный квантово-теоретический расчет для какого-либо спектра, который приписывается атому со многими электронами, хотя в других отношениях и получены многообещающие результаты.

При сравнении со спектральными сериями кажется, что полное объяснение рентгеновских спектров встретит на пути еще больше трудностей. Как показано в ч. I статьи 5, применение квантовой теории дает непосредственное объяснение порядка величины потенциалов возбуждения для наиболее жесткого характеристического рентгеновского излучения, если предположить, что оно возникает в процессе перехода одного из внутренних электронов, наиболее близко расположенного к ядру атома (ср. ст. 5, стр. 128). После основополагающих работ Мозли, открывшего простые законы, которым подчиняются частоты рентгеновского спектра, было приложено много усилий для более подробного объяснения этих законов. Интересные соображения Косселя уже упомянуты в статье 12 (стр. 212). Позже успешное объяснение тонкой структуры этого спектра было дано Зоммерфельдом. В силу исключительной запутанности механических

и квантово-теоретических проблем, с которыми приходится иметь дело в этом вопросе, до сих пор представляется весьма сложным прийти к ясной и подробной картине возникновения рентгеновского спектра.

Наконец, что касается вопроса о таких атомных свойствах, которые более косвенно связаны с проблемами спектров, то и здесь оказалось исключительно трудным получить решающие результаты. Я не буду более подробно останавливаться на этих вопросах и ограничусь тем, что подчеркну совершенно ориентировочный характер рассуждений о строении атомов и молекул, которые содержатся в частях II и III первой из переведенных статей (статья 5, ч. I). Как было показано с самых различных сторон, сделанная в соответствующем месте попытка ограничиться по возможности простыми видами движения электронов, например электронными кольцами, конечно, не может поддерживаться и обосновываться из общих точек зрения, лежащих в основе новейшего развития квантовой теории. Для подробного обсуждения упомянутых выше различных вопросов в свете этих точек зрения я хочу сослаться на последние две части моей еще не опубликованной работы в докладах Копенгагенской академии, которые, как я надеюсь, скоро появятся¹.

Заканчивая на этом общие замечания о некоторых точках зрения, которыми я руководствовался при разработке проблем, обсуждаемых в переведенных статьях, и об отношении результатов, полученных в этих статьях, к дальнейшему развитию рассматриваемой области, я передаю благосклонному читателю эти статьи, которые следует рассматривать лишь как вклад в тогдашнее развитие обсуждаемого вопроса. Одновременно мне хотелось бы поблагодарить Г. Штинцинга за большую и тщательную работу по переводу статей, а также за его стремление передать текст и содержание английского оригинала возможно более точно. Эта задача была не из легких, если учитывать отдельные неясности в содержании. Хотелось бы также поблагодарить издательство «Фивег» за любезность, с которой они выполняли все пожелания в отношении оформления перевода.

Копенгаген,
4 ноября 1920 г.

¹ Краткий обзор применения соответствующих точек зрения для объяснения спектральных серий элементов содержится в докладе, прочитанном в Немецком физическом обществе в Берлине 27 апреля 1920 г. и напечатанном в «Zeitschrift für Physik» (статья 14.— *Ред.*).

(Этот доклад появится в ближайшее время вместе с переводом доклада, сделанного 15 декабря 1920 г. в Физическом обществе в Копенгагене, как отдельное издание в издательстве «Фивег». В докладе развиты некоторые соображения о строении атома и об объяснении периодической системы элементов. Это объяснение опирается на более развернутое применение указанных выше точек зрения, и благодаря им кажется возможным осветить вопросы, упомянутые на последних страницах.— *Прим. авт. при корректуре.*)

СТРОЕНИЕ АТОМОВ В СВЯЗИ С ФИЗИЧЕСКИМИ И ХИМИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ ЭЛЕМЕНТОВ *

Представления о строении атомов, которые я предполагаю развить сегодня, я наметил в основных чертах уже в докладе, прочитанном мной приблизительно год тому назад здесь в Физическом обществе. Однако с того времени эти представления приняли более отчетливую форму, и в двух письмах, опубликованных недавно в журнале «Nature», я сообщил о дальнейшем развитии теории. Результаты, которые я изложу, не являются еще законченными. Я надеюсь, однако, показать, каким образом указанные выше представления о строении атома позволяют выяснить связь между различными свойствами элементов. Это выяснение дает возможность освободиться от некоторых затруднений, препятствовавших до сих пор простой и связной интерпретации свойств элементов. Я заранее прошу о снисхождении, если в первой части доклада буду говорить о вещах, хорошо известных многим из вас; для того чтобы ввести вас в круг рассматриваемых идей, я должен вкратце просмотреть наиболее существенные результаты в изучении атома, полученные за последние годы.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

За основу последующего изложения я беру так называемую *ядерную модель атома*. В этой модели атом представляется состоящим из ядра, окруженного некоторым числом электронов, причем расстояния между

--- -----
* *Der Bau der Atome und die physikalischen und chemischen Eigenschaften der Elemente.* Fysisk Tidsskrift, 1921, 19, 153. [Доклад, прочитанный 18 октября 1921 г. в Физическом обществе в Копенгагене. Немецкий перевод опубликован в Zs. f. Phys., 1922, 9, 1 и, с некоторыми изменениями в вводной части и в пояснительном тексте к рисункам, а также с дополнениями на стр. 339—340, 362, 363—366, 372, 374 в кн.: N. B o h r. Drei Aufsätze über Spektren und Atombau. (Vieweg, Braunschweig, 1922), по которой выполнен настоящий перевод.— *Ред.*]

ядром и электронами и между последними очень велики по сравнению с размерами самих электронов. В ядре сосредоточена почти вся масса атома, оно несет на себе положительный электрический заряд такой величины, что число электронов нейтрального атома равняется номеру соответствующего элемента в периодической системе, так называемому атомному номеру. Эта картина атома, установленная, как известно, главным образом на основании исследований Резерфорда над радиоактивными веществами, весьма проста. Но за этой простотой сразу же открывается затруднение для объяснения свойств элементов. Рассматривая вопрос с точки зрения обычных механических и электродинамических представлений, мы не видим в указанной модели основы для объяснения определенных свойств элементов и прежде всего не можем понять их устойчивости. С одной стороны, нельзя указать устойчивых положений равновесия частиц в атоме, а с другой — мы должны ожидать, что всякое ускоренное движение должно вызывать возникновение электромагнитного излучения, которое не может прекратиться до тех пор, пока не излучится вся энергия и электроны не упадут на ядро. Выход из этих затруднений найден в представлениях, заимствованных из так называемой *теории квантов*. Основы этой теории были заложены Планком в его знаменитых работах о законе теплового излучения. Эта теория решительно порывает с прежними воззрениями; в ней впервые при формулировке общих законов природы вводится предположение о наличии прерывностей.

В той форме, в которой теория квантов применяется к вопросам строения атома, она основывается на двух постулатах, затрагивающих как раз оба упомянутые затруднения. Согласно *первому постулату*, существуют особые состояния атома, в которых последний не излучает энергии, хотя частицы совершают ускоренные движения одна относительно другой. Далее предполагается, что эти так называемые *стационарные состояния* обладают своеобразной устойчивостью такого рода, что атому нельзя сообщить энергию или отнять ее от него иначе, как процессом, переводящим атом из одного стационарного состояния в другое. По *второму постулату* всякое излучение атома, связанное с переходом между двумя стационарными состояниями, состоит всегда из чисто гармонических волн. Частота этих волн не зависит непосредственно от движения атома и определяется так называемым *условием частот*. Согласно этому условию, произведение частоты колебаний на универсальную постоянную, введенную Планком, равняется всей излученной при данном процессе энергии. Для процесса перехода между двумя стационарными состояниями с соответственными значениями энергии E' и E'' находим, следовательно,

$$h\nu = E' - E'', \quad (1)$$

где h — постоянная Планка, ν — частота колебаний излучения. Время не позволяет мне дать здесь систематическое изложение теории квантов, дальнейшее развитие которой шло параллельно с ее применениями к строению атома; я перейду сейчас к тем применениям теории, которые имели непосредственное значение для вопросов, обсуждаемых ниже.

Мы начнем с рассмотрения простейшего атома, состоящего из ядра и одного электрона. Если заряд ядра соответствует заряду одного электрона и система нейтральна, перед нами *атом водорода*. Применение теории квантов к строению атома и началось именно с объяснения известного простого водородного спектра. Этот спектр состоит из ряда линий, частоты которых выражаются следующей, необычайно простой формулой, так называемой формулой Бальмера

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

где n' , n'' — целые числа. Представим себе теперь на основании теории квантов, что в атоме имеется ряд стационарных состояний, характеризующихся целыми положительными числами; мы видим, что частоты колебаний, определяемые формулой (2), получаются из условия частот (1), если только предположить, что всякая спектральная линия водорода соответствует излучению при переходе между стационарными состояниями, характеризующимися числами n' и n'' ; энергия в n -м стационарном состоянии определяется при этом (с точностью до произвольной постоянной) формулой

$$E_n = - \frac{Kh}{n^2}. \quad (3)$$

Отрицательный знак здесь связан с тем, что энергию атома проще всего определить через работу, необходимую для удаления электрона от ядра в бесконечность; мы предположим, что численное значение выражения в правой части равенства (3) как раз равняется этой работе.

Желая детально определить стационарное состояние, мы находим, что если пренебречь движением ядра, то электрон будет с большой точностью описывать эллипс, в фокусе которого находится ядро. Большая ось эллипса просто связана с энергией атома; для ряда значений большой оси электронной орбиты $2a_n$ мы находим выражение, соответствующее энергии различных стационарных состояний (3)

$$2a_n = \frac{n^2 e^2}{Kh}, \quad (4)$$

где e — численное значение заряда электрона и ядра.

В итоге мы можем сказать, что водородный спектр дает картину атома водорода; стационарные состояния могут рассматриваться как различные стадии процесса, в котором электрон, излучая энергию, постепенно переходит на орбиты все меньших размеров соответственно уменьшению n . Мы видим, что в этой картине есть некоторые черты, общие с процессом связывания электрона ядром в обычной электродинамике. С другой стороны, наша картина отличается тем, что дает возможность учесть наблюдаемые свойства водорода. В частности, мы видим, что процесс связывания ведет к совершенно определенному конечному состоянию атома для $n = 1$. Это состояние, соответствующее наименьшей энергии атома, обозначается ниже как *нормальное состояние* атома. Уже сейчас можно отметить, что значения энергии и длины большой оси электронной орбиты, получаемые при подстановке $n = 1$ в формулы (3) и (4), того же порядка величины, как и значения прочности связи электрона и размеры атома, выводимые из исследований электрических и механических свойств газов. Однако не может быть и речи о точной проверке формул (3) и (4) путем такого сравнения, поскольку во всех исследованиях приходится иметь дело не с атомами водорода, но с молекулами, в которых атомы тесно связаны попарно.

Формальные основания теории квантов не ограничиваются, однако, условием частот: имеются также некоторые условия, позволяющие определить стационарные состояния атомной системы; подобно условию частот, они являются рациональным обобщением гипотезы Планка о взаимодействии простейших электродинамических систем и окружающего их электромагнитного поля излучения. Я не стану подробно останавливаться на этих условиях, укажу только, что они позволяют характеризовать стационарные состояния несколькими целыми числами, так называемыми квантовыми числами. Для такого простого *периодического движения*, которое мы предположили в атоме водорода, стационарные состояния определяются только одним квантовым числом. Оно определяет энергию атома и отсюда большую ось электронной орбиты, оставляя неопределенным эксцентриситет орбиты. Вычисления показывают, что энергия в различных состояниях, если пренебречь небольшим движением ядра, выражается в виде

$$E_n = - \frac{2\pi^2 N^2 e^4 m}{n^2 h^2}, \quad (5)$$

где e и m — заряд и масса электрона; заряд ядра для дальнейших применений мы обозначаем через Ne . Целое число n — квантовое число, характеризующее различные состояния.

Для атома водорода $N = 1$, и сравнение с уравнением (3) приводит к следующему теоретическому значению постоянной K в формуле (2):

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}. \quad (6)$$

В пределах точности измерения величин, входящих в эту формулу, вычисленное значение K совпадает с эмпирическим значением постоянной водородного спектра. Подставим в формулу (5) $N = 2$, что соответствует атому с ядром, имеющим удвоенный заряд, вокруг которого вращается один электрон; для энергии E_n получим при этом значение, вчетверо большее, чем для спектра водорода, а выражение для спектра излучения, испускаемого при образовании этого атома, будет иметь вид

$$\nu = 4K \left(\frac{1}{(n'')^2} - \frac{1}{(n')^2} \right). \quad (7)$$

Эта формула соответствует определенным линиям, известным уже давно; эти линии приписывались ранее водороду в силу большого сходства формул (2) и (7). Однако, согласно нашей теории, излучение с таким спектром должно сопровождать *первую стадию образования атома гелия*, т. е. связывание первого электрона двукратно заряженным ядром этого атома. Более поздние опыты подтвердили такое толкование; в частности, удалось получить такой спектр в чистом гелии. Я задержался на этом пункте, чтобы показать, что столь тесная связь между свойствами двух различных элементов как раз и служит выражением простоты строения, характеризующей ядерную модель. Вскоре после выяснения данного вопроса выявился новый, крайне интересный факт сходства между свойствами элементов. Я говорю о фундаментальных работах Мозли о *рентгеновских спектрах* элементов. Мозли, как известно, нашел, что эти спектры изменяются крайне просто при переходе от одного элемента в периодической системе к следующему. Соответственно различным характерным областям поглощения элемента для рентгеновских лучей, найденным еще Баркла, линии рентгеновских спектров могут быть разделены на группы с различной проникающей способностью. В линиях так называемой *K-группы*, обладающей наибольшей проникающей способностью и излучаемой элементами при бомбардировке их катодными лучами, Мозли нашел, что частота колебаний самой сильной линии группы для всех исследованных элементов выражается следующей формулой, которая при некотором упрощении может быть записана в форме

$$\nu = N^2 K \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right). \quad (8)$$

Здесь K — та же самая постоянная, что и в спектре водорода, N — номер соответствующего элемента в периодической системе. Большое значение

этого открытия заключалось прежде всего в том, что оно привело к всеобщему признанию той гипотезы, что так называемый *атомный номер* равен числу электронов в атоме данного элемента; эта гипотеза и ранее принималась в основу работ по строению атома и впервые высказана ван ден Бруком. В то время как значение результата Мозли в этом отношении было ясно с самого начала, значительно труднее было понять глубокую аналогию между рентгеновскими спектрами и спектром водорода. Это сходство обнаруживается не только для линий *K*-группы, но и для менее проникающих рентгеновских лучей. Мозли нашел, например, что для всех исследованных веществ частоты колебаний самой сильной линии так называемой *L*-группы выражаются формулой [с таким же упрощением, как и в формуле (8)]

$$\nu = N^2 K \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right). \quad (9)$$

В обоих случаях мы имеем выражения для частот колебаний, которые соответствуют линиям спектров излучения при захвате на орбиту электрона ядром с зарядом Ne .

Это сходство строения рентгеновских спектров и спектра водорода было еще чрезвычайно интересно углублено Зоммерфельдом в его замечательной теории *тонкой структуры линий водорода*. Мы говорили выше о том, что стационарные состояния атома водорода определяются всего одним квантовым числом, предполагая при этом, что орбита электрона в атоме чисто периодическая. Это лишь приближенно верно. Если учесть зависимость массы электрона от скорости, то электрон уже не будет описывать простой эллипс, а начнет совершать *центральное движение*, которое может быть описано как слагающееся из чисто периодического движения по орбите, очень мало отличающейся от эллипса, и медленного равномерного вращения. Стационарные состояния такого центрального движения определяются *двумя квантовыми числами*. Одно из них в рассматриваемом случае можно выбрать так, что оно будет в хорошем приближении определять энергию атома; энергия при этом определяется совершенно так же, как и в том случае, когда мы предполагали, что орбита электрона в атоме водорода — строго эллиптическая, определяемая одним квантовым числом. Квантовое число, определяющее приближенно энергию, мы будем называть ниже «главным квантовым числом» и обозначать через n . Кроме этого условия, определяющего с большим приближением большую ось вращающейся почти эллиптической орбиты, на стационарные состояния центрального движения накладывается еще второе условие: момент количества движения относительно центра, так называемый *момент импульса*, должен быть целым кратным постоянной Планка, деленной на 2π . Целое число, фигурирующее в виде множителя

в выражении для этой величины, можно рассматривать как второе квантовое число; мы будем обозначать его через k . Это последнее условие ближе определяет в данном случае эксцентриситет вращающейся, почти эллиптической орбиты. В связи с этим замечу, что возможный смысл момента импульса в квантовой теории был указан Никольсоном еще до применения этой теории к спектру водорода; а способ определения стационарных состояний атома водорода, примененный Зоммерфельдом, был почти одновременно предложен В. Вильсоном, хотя последнему и не удалось использовать полученный результат.

Форма вращающейся, почти эллиптической орбиты электрона а атоме водорода проще всего определяется так называемым параметром, т. е. хордой, проходящей через фокус и перпендикулярной большой оси. Длина этого параметра с большим приближением выражается формулой, очень похожей на соотношение для большой оси с той разницей, что n заменено на k . Пользуясь теми же обозначениями, что и раньше, мы находим

$$2a = n^2 \frac{h^2}{2\pi^2 N e^2 m}, \quad 2p = k^2 \frac{h^2}{2\pi^2 N e^2 m}. \quad (10)$$

Для каждого стационарного состояния, которое мы ранее характеризовали данным значением n , мы получим теперь целый ряд состояний, соответствующих различным значениям k от 1 до n . Принимая во внимание зависимость массы электрона от скорости, Зоммерфельд получил для энергии стационарных состояний вместо простой формулы (5) сложное выражение, в котором эта энергия зависит как от n , так и от k ; пренебрегая членами высших порядков, это выражение можно записать в виде

$$E_{n, k} = - \frac{2\pi^2 N^2 e^4 m}{n^2 h^2} \left[1 + \frac{4\pi^2 N e^4}{h^2 c^2} \left(- \frac{3}{4n^2} + \frac{1}{nk} \right) \right]. \quad (11)$$

Вместо одного значения энергии некоторого стационарного состояния атома водорода, определяемого формулой (5), мы получаем теперь n значений, весьма мало отличающихся одно от другого, так как второй член в скобках в формуле (11) очень мал. Применяя общее условие частот (1), мы получаем, следовательно, для каждой линии водорода, определяемой формулой (2), несколько компонент, частоты колебаний которых очень мало отличаются. Зоммерфельд мог показать, что вычисления оказались в согласии с измерениями компонент так называемой тонкой структуры спектральных линий водорода, наблюдающейся при исследовании водородного спектра спектроскопическими приборами очень высокой разрешающей способности. Согласие было найдено не только для тонкой струк-

туры линий водорода, измерения которой весьма затруднительны вследствие ничтожной разницы в положении различных компонент; можно было учесть также тонкую структуру линий гелия, определяемых формулой (7); тонкая структура в этом случае была тщательно исследована Пашеном. В связи с этой теорией Зоммерфельд обратил внимание на то, что формула (11) может быть применена и к рентгеновским спектрам. Он показал, что в K - и L -группах имеются пары линий, разность частот которых может быть вычислена с помощью условия частот и формулы (11) для энергии стационарных состояний, которая соответствует при этом связыванию электрона ядром с зарядом Ne .

Несмотря на большое формальное сходство рентгеновских спектров и оптического спектра водорода, проявляющееся в указанных выше фактах, приходится предполагать глубокое различие в процессах, приводящих к образованию этих типов спектров. Излучение спектра водорода, так же, как и обычных оптических спектров других веществ, мы связываем с процессом связывания электрона в атоме. С другой стороны, наблюдения возбуждения и поглощения рентгеновских спектров ясно показывают, что эти спектры сопровождают процесс, который можно интерпретировать как *перестройку атома* под влиянием возмущения, вызванного внешними силами, внутри атома. Появление рентгеновских спектров определяется не только непосредственным взаимодействием отдельного электрона и ядра, но кроме того самым тесным образом связано с типом связи электронов в готовом, сформированном атоме. В этом вопросе, естественно нас интересующем, путеводной нитью послужит то своеобразное изменение свойств элементов с атомным номером, которое нашло свое выражение в так называемой *периодической системе элементов*. Нам придется пользоваться этой системой в дальнейшем, и мы приводим ее ниже в виде таблицы (см. стр. 326). Число, стоящее перед названием элемента, представляет собой его атомный номер. Последовательность элементов распадается на различные периоды, внутри которых их химические свойства изменяются известным, характерным образом.

Для истолкования этой своеобразной закономерности естественно предположить отчетливое *распределение электронов в атоме* по группам таким образом, что расположение групп элементов в периодической системе следует приписать постепенному образованию электронных групп в атоме по мере увеличения атомного номера.

Со времени знаменитой попытки Дж. Дж. Томсона истолковать периодическую систему на основании исследования устойчивости различных электронных конфигураций идея о разделении электронов в атоме на группы стала исходным пунктом и более новых воззрений. Предположение Томсона о распределении положительного заряда в атоме оказалось несовместимым с опытными результатами, полученными на основании

изучения радиоактивных веществ. Тем не менее эта работа содержит много оригинальных мыслей и оказала большое влияние на дальнейшее развитие атомной теории.

I период	20. Кальций	45. Родий	70. Иттербий
1. Водород	21. Скандий	46. Палладий	71. Лютеций
2. Гелий	22. Титан	47. Серебро	72. —
	23. Ванадий	48. Кадмий	73. Тантал
II период	24. Хром	49. Индий	74. Вольфрам
3. Литий	25. Марганец	50. Олово	75. —
4. Бериллий	26. Железо	51. Сурьма	76. Осмий
5. Бор	27. Кобальт	52. Теллур	77. Иридий
6. Углерод	28. Никель	53. Йод	78. Платина
7. Азот	29. Медь	54. Ксенон	79. Золото
8. Кислород	30. Цинк		80. Ртуть
9. Фтор	31. Галлий	IV период	81. Таллий
10. Неон	32. Германий	55. Цезий	82. Свинец
III период	33. Мышьяк	56. Барий	83. Висмут
11. Натрий	34. Селен	57. Лантан	84. Полоний
12. Магний	35. Бром	58. Церий	85. —
13. Алюминий	36. Криптон	59. Празеодим	86. Радон
14. Кремний	V период	60. Неодим	
15. Фосфор	37. Рубидий	61. —	VII период
16. Сера	38. Стронций	62. Самарий	87. —
17. Хлор	39. Иттрий	63. Европий	88. Радий
18. Аргон	40. Цирконий	64. Гадолиний	89. Актиний
IV период	41. Ниобий	65. Тербий	90. Торий
19. Калий	42. Молибден	66. Диспрозий	91. Протактиний
	43. —	67. Гольмий	92. Уран
	44. Рутений	68. Эрбий	
		69. Тулий	

Пользуясь выводом о связывании электрона атомным ядром, выводом, полученным из теории спектра водорода, докладчик пытался уже в той же статье, где развивается эта теория, набросать в общих чертах *ядерную картину строения атома*. При этом предполагалось, что каждый электрон в нормальном состоянии атома движется так же, как и в последней стадии процесса связывания электрона ядром. Далее, так же, как и в теории Томсона, предполагалось, что электроны движутся по круговым орбитам, распределяясь в отдельные группы, причем взаимное расположение электронов соответствует вершинам плоского правильного многоугольника. Подобное расположение часто называют распределением электронов в «кольца». Оказалось, что на основании этих гипотез можно рассчитать порядок величины размеров атома и прочности связи электронов в атоме; последняя определяется на опыте путем изучения возбуждения различных типов спектров. Однако таким способом не удалось получить

детальное объяснение свойств элементов. Эта задача осталась неразрешенной и после того, как пришли к убеждению о необходимости модифицировать изложенную простую модель атома на основании работ Мозли и Зоммерфельда. В частности, Вегард указал, что внутри сформировавшегося атома должны существовать не только орбиты, соответствующие нормальному состоянию атома водорода, но также орбиты и с более высокими квантовыми числами, соответственно более ранним стадиям образования атома. Затруднение, возникающее при попытках создать удовлетворительную картину атома такого рода, тесно связано с необходимостью понять ясно выраженную «устойчивость» атома, проявляющуюся в свойствах элементов. Обсуждая вопрос об образовании атома водорода, мы уже видели, что постулаты квантовой теории учитывают эту устойчивость. Однако результаты, полученные указанным выше способом для атома с одним электроном, еще не дают возможности осветить непосредственно такой вопрос, как распределение электронов по группам в атоме со многими электронами. Представим себе, как и выше, что электроны в группах расположены в каждый данный момент один относительно другого, как вершины правильного многоугольника. В таком случае постулаты квантовой теории еще не достаточны для различения степени устойчивости электронных конфигураций с различным числом электронов в группе, безразлично как для круговых, так и для эллиптических орбит.

Своеобразные условия устойчивости атомной структуры, вытекающие из свойств элементов, ясно сказываются как при рассмотрении рентгеновских спектров, так и химических свойств; то и другое, как мы уже говорили, тесно связано с распределением электронов в атоме по группам. Это выясняется весьма интересно в двух важных работах Косселя. В первой из этих работ Коссель показывает, как можно объяснить возникновение рентгеновских спектров, учитывая групповое строение атома. Он предполагает, что всякая линия рентгеновского спектра излучается при переходе, когда электрон, удаляющийся из атома под действием внешней причины, замещается электроном из другой группы; предполагается, что эта перемена места может быть осуществлена столькими способами, сколько групп в атоме со слабо связанными электронами. Такая интерпретация возникновения рентгеновских лучей дает простое объяснение своеобразному поглощению этих лучей; она позволяет предсказать некоторые простые отношения между частотами колебаний различных рентгеновских линий. Поэтому оказалось удобным воспользоваться ею для распутывания на первый взгляд необычайно сложных отношений, обнаруженных при дальнейших экспериментальных исследованиях рентгеновских спектров главным образом в работах Зигбана. Несмотря на большую работу, проделанную рядом физиков в связи с фундаментальными исследованиями Зоммерфельда в этой области, до сих пор весьма затруднительно полно-

стью использовать представления Косселя о возникновении рентгеновских спектров. Однако, как мы увидим в конце доклада, новая точка зрения, положенная в основу рассмотрения вопроса об условиях устойчивости в атоме, позволяет связать без натяжек различные результаты.

Во второй работе Коссель рассматривает возможности объяснения периодической системы на основе ядерной теории атома. Он не входит в рассмотрение глубоких причин разделения электронов на группы и не останавливается ближе на различии устойчивости различных электронных конфигураций. Опираясь на мысли, игравшие определенную роль уже в теории Томсона, о которой мы говорили выше, Коссель указывает, что периодическая система элементов связана с периодическим появлением особо устойчивых электронных конфигураций. Эти конфигурации появляются в нейтральных атомах семейства благородных газов, замыкающих, как видно из таблицы, периоды системы. Неспособность этих элементов входить в химические соединения объясняется их устойчивостью; она же объясняет характерные химические свойства элементов в семействах периодической системы, предшествующих или следующих за благородными газами. Обращаясь, например, к аргону — элементу с атомным номером 18, — мы должны предполагать, что 18 электронов в этом атоме образуют особенно правильную конфигурацию с ясно выраженной устойчивостью. Резкий электроотрицательный характер хлора, предшествующего аргону, объясняется тем, что нейтральный атом хлора содержит только 17 электронов и обладает тенденцией к присоединению еще одного электрона. В случае такого присоединения образуется отрицательный ион хлора, причем возникает конфигурация из 18 электронов со свойствами, аналогичными конфигурации нейтрального атома аргона. С другой стороны, резкий электроположительный характер калия объясняется тем, что один из 19 электронов нейтрального атома, так сказать, лишний для остальных 18 и поэтому легко отдается, причем образуется положительный ион калия со структурой, подобной структуре атома аргона.

Точно так же можно понять электроотрицательный и электроположительный характер таких элементов, как сера и кальций, с атомными номерами 16 и 20; в отличие от хлора и калия эти элементы, однако, двухвалентны, так как для образования устойчивой конфигурации атом серы должен присоединить, а у кальция — оторвать два электрона. Развивая эти соображения, Коссель не только мог весьма интересно осветить многие химические факты, но для элементов первого периода периодической системы пришел к выводам относительно распределения электронов по группам, весьма схожим в формальном отношении с теми представлениями, которые развиваются ниже. Работа Косселя была позднее интересно продолжена Ладенбургом, особенно в отношении распределения электронов по группам в атомах элементов дальнейших периодов периодической

системы. Мы увидим, что и результаты Ладенбурга сходны с теми выводами, о которых мы будем дальше говорить в докладе.

Последовательное применение квантовой теории к ядерной модели атома до сих пор не давало, однако, возможности удовлетворительно ответить на вопрос о глубоких причинах большей устойчивости некоторых электронных конфигураций по сравнению с другими. С некоторого времени стало ясно, что решение этой задачи надо искать в возможности *пространственного распределения электронных орбит в атоме*; недостаточно ограничиваться рассмотрением только таких конфигураций, где все электроны определенной группы атома движутся в одной плоскости, как это принималось для простоты в первых работах о строении атомов. Необходимость пространственного расположения электронов была отмечена с различных сторон. Борн и Ланде в связи с исследованиями строения кристаллов привели аргументы в пользу пространственного расположения; Ланде рассмотрел этот вопрос подробно и предложил различные так называемые пространственные модели, в которых электроны в группах атома в каждый момент занимают один относительно другого положения с симметрией, подобной симметрии правильного многоугольника. Эти модели являются в некотором отношении существенным шагом вперёд, хотя и не дают ничего решающего для понимания устойчивости атомной структуры. Далее на значение пространственного распределения электронов на основании химических свойств элементов указали Льюис и Лэнгмюр. Льюис получил независимо от Косселя многие из тех же результатов; он отмечает, что число 8, характеризующее длину первого периода, связано с тем, что атомная группа электронов расположена по углам куба; подобное «кубическое» расположение приводит к наглядным представлениям о строении молекул химических соединений.

Следует, впрочем, заметить, что «статические» конфигурации такого рода невозможны, если внутриатомные силы — чисто электрического происхождения. Поэтому Лэнгмюр, развивший представления Льюиса не только в отношении первых периодов периодической системы, но и в отношении других периодов, полагает, что природа сил, обуславливающих строение и устойчивость атома, неизвестна. Он представляет себе в атоме некоторую «клеточную структуру», так что каждому электрону в атоме заранее предназначено место в этой структуре; клетки облегают одна другую слоями таким образом, что число слоев, если считать от ядра наружу, равно числу элементов в периоде в направлении возрастающего атомного номера. Работы Лэнгмюра были приняты с большим интересом в кругах химиков, так как они давали возможность наглядно интерпретировать понятия, которыми оперирует эмпирическая химия. Однако объяснение различных свойств химических элементов в этой теории достигается с помощью постулатов о строении атомов, установленных

специально для этой цели; такой прием принципиально чужд стремлению истолковать специфические свойства различных элементов на основе общих законов, определяющих взаимодействие частиц любого атома. Основная задача настоящего доклада — показать, что это стремление вовсе не безнадежное; наоборот, последовательное использование общих постулатов квантовой теории в вопросе о строении атомов позволяет подойти к решению задачи. При этом приходится ставить вопрос так: *как может быть образован атом при последовательном присоединении и связывании отдельных электронов в силовом поле ядра?*

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

Прежде чем попытаться ответить на вопрос, поставленный в конце первой части, нам надо поближе присмотреться к тому, чему учит теория квантов в отношении общего характера процесса связывания электрона. В случае водорода мы уже видели, что его спектр дает нам определенные сведения о протекании процесса связывания электрона ядром. Спектры других элементов также позволяют сделать заключения о процессе связывания. Однако непосредственные данные в этом случае не столь исчерпывающи, как у водорода. Надо думать, что у элемента с атомным номером N процесс связывания электронов распадается на N ступеней соответственно последовательному связыванию N электронов в поле ядра. Для каждого такого процесса присоединения нужно ожидать собственного спектра. Однако только в отношении двух первых элементов — водорода и гелия — мы обладаем исчерпывающими знаниями этих спектров. Для остальных элементов, у которых процесс присоединения должен быть связан со многими спектрами, на самом деле ни в одном случае мы не знаем более двух типов спектра; в связи с экспериментальными условиями наблюдения эти спектры часто обозначаются как «дуговые» и «искровые» спектры. Хотя эти спектры обладают значительно более сложной структурой, чем спектр водорода (2) и спектр гелия (7), тем не менее во многих случаях можно найти простые законы для частот колебаний и этих спектров; эти законы очень сходны с теми, которые определяют спектры водорода и гелия.

Отвлекаясь для простоты от сложной структуры большинства линий этих спектров (дублеты, триплеты и т. д.), мы можем выразить частоты колебаний линий многих дуговых спектров в хорошем приближении так называемой формулой Ридберга

$$\nu = \frac{K}{(n'' + \alpha_{k''})^2} - \frac{K}{(n' + \alpha_{k'})^2}, \quad (12)$$

где n' и n'' — целые числа, K — та же самая постоянная, как и в спектре водорода, α_k' и α_k'' — две из ряда постоянных, характерных для данного элемента. Спектр такого строения, так же, как и спектр водорода, называется *серийным спектром*, так как линии могут быть расположены в так называемые спектральные серии, внутри которых частоты колебаний стремятся к некоторому пределу. Такие серии представляются, например, формулой (12), если для α_k'' и α_k' подставить определенные значения, число n'' оставить неизменным и для n' давать последовательно целые значения.

Как мы уже говорили, формула (12) верна только приближенно; однако во всех случаях частоты колебаний спектральных линий выражаются как разность двух функций целых чисел точно так же, как и в формулах (2) и (12). Формула (12) может считаться точной, если величины α рассматривать не как постоянные, а как члены числовых рядов $\alpha_k(n)$, характерных для данного вещества; при возрастающем n внутри каждого ряда величины α стремятся к пределу. То обстоятельство, что частоты колебаний спектральных линий всегда выражаются разностью двух членов, так называемых спектральных термов, из комбинаций которых строится весь спектр, указано Ритцем. Ритц чрезвычайно продвинул вперед изучение спектров, установив так называемый *комбинационный принцип*. Квантовая теория дает непосредственную интерпретацию этого принципа. Условие частот, как и в случае водородного спектра, приводит к предположению, что и в этом случае спектральные линии возникают при переходе между стационарными состояниями атома; различие заключается только в том, что в случае других элементов мы имеем дело не с одним рядом стационарных состояний, но с целой группой таких рядов. Если мы отвлечемся временно от структуры отдельных линий, то из формулы (12) получим для дугового спектра сведения о ряде стационарных состояний; энергия атома в n -м состоянии k -го ряда может быть написана аналогично простой формуле (3) для водорода в следующей форме:

$$E_k(n) = -\frac{Kh}{(n + \alpha_k)^2}. \quad (13)$$

Структура *искровых спектров*, как показывают исследования Фаулера, определяется для многих веществ приближенно формулой типа (12) с той лишь разницей, что константа K заменяется величиной $4K$ аналогично тому, как мы это имеем в формуле (7) для спектра ионизованного гелия. Энергия соответствующих стационарных состояний атома для искровых спектров выразится формулой типа (13) с заменой K на $4K$.

Это своеобразное сходство между структурой названных спектров и простыми спектрами (2) и (7) просто объясняется тем, что дуговые

спектры связаны с *последней стадией образования нейтрального атома*, т. е. с присоединением N -го электрона. Искровой спектр излучается в *предпоследнюю стадию* образования атома, а именно, при связывании $(N - 1)$ -го электрона. В этих случаях, по крайней мере в начале процесса связывания, захваченный электрон на большей части своего пути находится на таких расстояниях от ядра, которые велики по сравнению с размерами орбит ранее захваченных электронов. Электрон движется вокруг ядра и $(N - 1)$ или $(N - 2)$ ранее присоединенных электронов, которые образуют в данном случае поле, почти совпадающее с полем ядра водорода или гелия. По аналогии с тем, что мы говорили в связи с формулой (3) в отношении стационарных состояний водородного атома, нужно думать, что численное значение выражения в правой части равенства (13) соответствует работе, требующейся для удаления последнего присоединенного электрона, т. е. электрона, связывание которого сопровождается излучением дугового спектра данного элемента.

Происхождение дуговых и искровых спектров таким образом выясняется на основании простой теории спектра водорода, предложенной докладчиком. Но только теория тонкой структуры водородных линий Зоммерфельда дала возможность понять характерное различие спектра водорода и искрового спектра гелия, с одной стороны, и дуговых и искровых спектров остальных элементов — с другой. Если мы рассмотрим связывание не первого электрона, но одного из последующих, то его орбита, строго говоря, не будет замкнутым эллипсом; отклонение от эллиптичности произойдет во всяком случае на более поздних стадиях процесса связывания, когда во время своего обращения данный электрон окажется в близком взаимодействии с ранее связанными электронами. Орбита электрона станет в первом приближении *центральной* того же типа, что и в атоме водорода при учете зависимости массы электрона от скорости, т. е. имеется плоское периодическое движение, на которое накладывается равномерное вращение в плоскости орбиты. В данном случае добавочное вращение будет значительно быстрее и отклонение периодической орбиты от эллипса значительно больше, чем в случае атома водорода. Стационарные состояния для орбиты такого типа, так же как и в теории тонкой структуры, определяются двумя квантовыми числами n и k ; они связаны довольно просто с кинематическими свойствами орбиты. Для дальнейшего укажу только следующее. Квантовое число k во всех случаях просто связано, как мы уже видели, со значением постоянного момента импульса электрона относительно центра; для определения главного квантового числа n требуется изучение всей орбиты, так как для произвольной центральной орбиты не существует простой связи между n и размерами орбиты в том случае, когда вращающаяся периодическая орбита значительно отклоняется от кеплеровского эллипса.

Изложенные соотношения изображены схематически на рис. 1, который дает *представление о возникновении натриевого спектра*. Я уже пользовался этой схемой в одном из предыдущих докладов (статья 14—*Ред.*) Горизонтальные ряды черных точек обозначают стационарные состояния соответственно различным рядам спектральных термов. Эти ряды обозначены справа буквами S, P, D, B, \dots , соответственно спектральным сериям, возникающим из комбинации термов (резкая серия, главная, диффузная и т. д.), в соответствии с обычными обозначениями, принятыми в спектроскопической литературе. Расстояния отдельных точек от вертикальной линии aa пропорциональны численному значению энергии атома, выра-

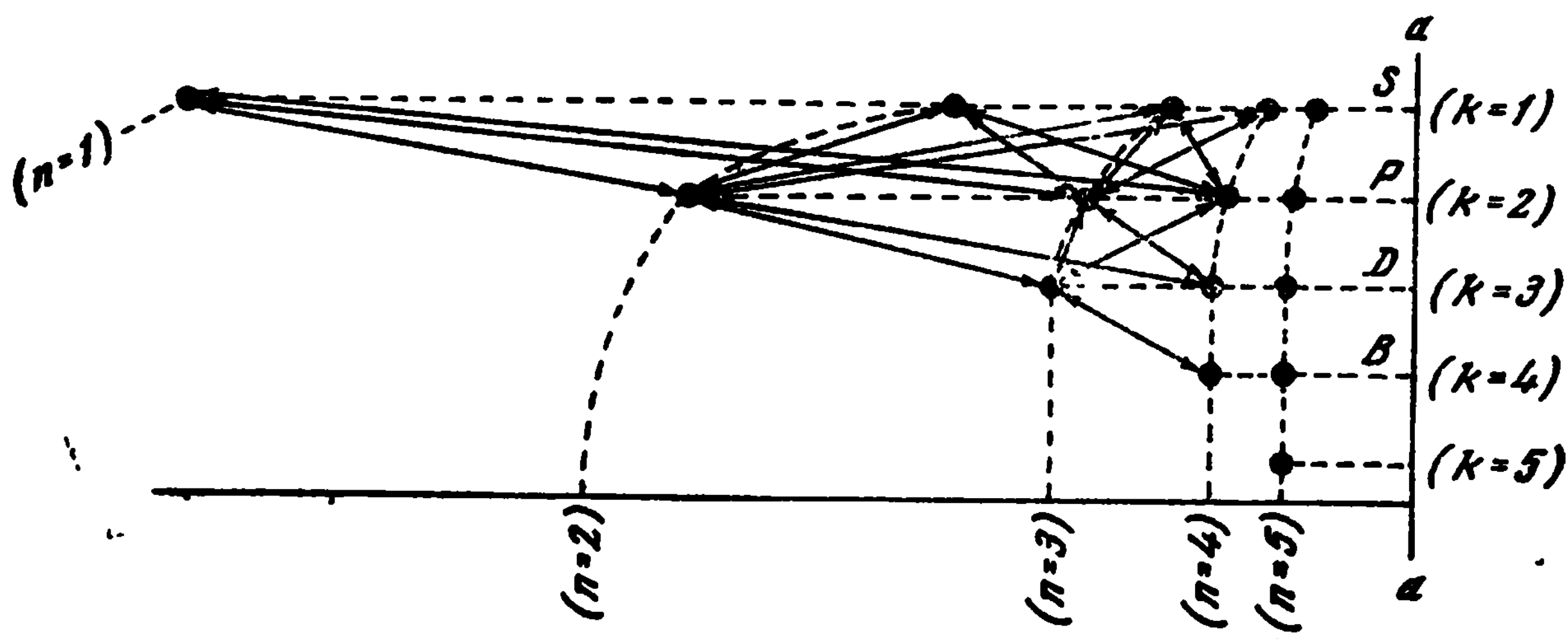


Рис. 1. Теоретическая схема образования серийного спектра натрия

жаемому формулой (13); стрелки обозначают переходы, сопровождающиеся излучением обычно наблюдаемого спектра натрия. Значения k и n соответствуют квантовым числам, приблизительно определяющим в теории Зоммерфельда орбиту внешнего электрона. Состояния с одним и тем же значением n соединены для наглядности пунктирными кривыми, проведенными так, что их вертикальные асимптоты соответствуют термам водородного спектра с тем же значением главного квантового числа. Ход кривых показывает уменьшение отклонений от водородных термов для показанных состояний с возрастанием k ; возрастание k в свою очередь соответствует увеличению минимального расстояния, на которое электрон во время своего обращения приближается к ядру.

В связи с этой схемой следует теперь же заметить, что, хотя теория отчетливо освещает главные черты строения спектров, тем не менее исследование электронных орбит в простом силовом поле с центральной симметрией еще ни в одном случае не дает возможности учесть детали. Я имею в виду здесь не только сложное строение различных спектральных линий, которое проявляется, например, для натрия в том, что существуют

два спектральных термина для каждого отдельного члена рядов P и D . Причину этой структуры, к которой мы вернемся позднее, нужно, несомненно, искать в небольших отклонениях от центральной симметрии силового поля внутренней системы. Благодаря этому общий тип движения внешнего электрона будет несколько более сложным, чем простое центральное движение. В результате стационарные состояния должны характеризоваться уже более чем двумя квантовыми числами. Точно так же отклонения электронной орбиты атома водорода от чисто периодического движения, как уже говорилось, влекут за собой необходимость второго квантового числа для характеристики стационарных состояний. Для дальнейшего обсуждения образования атома прежде всего существенно однозначное определение квантовых чисел n и k центрального движения, соответствующих различным стационарным состояниям, о существовании которых мы узнаем по спектрам. Уже при определении этих чисел встречаются глубокие затруднения, связанные, как мы увидим, с вопросом о своеобразной устойчивости атома. Здесь замечу только, что значения n , указанные на схеме, безусловно, не могут считаться правильными ни для ряда S , ни для ряда P . Наоборот, в отношении значений k можно определенно утверждать, что объяснение свойств орбит, вытекающее из этих значений, верно. Точку опоры для исследования этих вопросов мы получим на основании соображений совершенно другого рода, чем те, которыми мы пользовались до сих пор; эти соображения позволяют установить *близкую связь между движением в атоме и спектральными линиями.*

В предыдущем изложении мы подчеркивали всюду резкое различие принципов квантовой теории и наших обычных представлений о механических и электродинамических явлениях. Однако в своих работах последних лет докладчик сделал попытку основывать применения квантовой теории на такой точке зрения, которая дает надежду рассматривать теорию квантов как рациональное расширение наших обычных представлений. Из постулатов квантовой теории, в особенности из условия частот, ясно, что исключена возможность непосредственной связи между спектром и движением в атоме такого же типа, как и в классической электродинамике; однако в то же время форма этих постулатов наводит нас на след другой своеобразной связи. Если имеется некоторая электродинамическая система и мы на основании обычных представлений задаемся вопросом о ее излучении, возникающем от движения системы, то мы разлагаем мысленно это движение на так называемые чисто гармонические колебания; далее предполагается, что излучение состоит из некоторого числа одновременно испускаемых цугов электромагнитных волн, частоты колебаний которых равны частотам гармонических компонент движения, а интенсивность определяется амплитудами соответствующих

компонент. Исследование формальных основ квантовой теории показывает, что вопрос об излучении, сопровождающем переход атома из одного стационарного состояния в другое, может быть сведен к изучению различных гармонических компонент в движении атома; возможность осуществления определенного перехода обусловлена наличием определенной «соответственной» компоненты в движении. Этот принцип соответствия бросает свет и на часто уже затрагивавшийся нами вопрос о связи количества квантовых чисел, требующихся для описания стационарных состояний атома, с типом электронных орбит. Классификация этих орбит проще всего сводится как раз к разложению движения на гармонические компоненты. Время не позволяет мне подробно изложить этот вопрос; я ограничусь главным образом сообщением результатов, к которым приводит принцип соответствия в отношении вопроса об осуществимости переходов между различными парами стационарных состояний; эти результаты имеют решающее значение для последующего.

Простейшим примером является атомная система, в которой по *периодической орбите* движется только одна частица; стационарные состояния в этом случае характеризуются одним квантовым числом n . Такое движение может быть по теореме Фурье разложено в простой ряд гармонических колебаний с частотами $\tau\omega$, где τ — целое число, ω — частота обращения электрона. Оказывается, что переход между двумя стационарными состояниями с квантовыми числами n' и n'' соответствует гармонической компоненте движения при $\tau = n' - n''$. Это обстоятельство проливает свет на своеобразное различие в отношении возможности переходов между стационарными состояниями в атоме водорода и простой системе, состоящей из электрически заряженной частицы, совершающей чисто гармонические колебания около положения равновесия. В последней системе, часто называемой «осциллятором» Планка, энергия стационарных состояний определяется известной формулой $E_n = nh\omega$; из условия частот мы получаем поэтому для излучения, происходящего при переходе между двумя стационарными состояниями, частоту $\nu = (n' - n'')\omega$. Предположение о том, что гармонический осциллятор может поглощать и излучать свет только с частотой ν , равной числу колебаний осциллятора ω , существенно не только для теории теплового излучения Планка, но также, по-видимому, необходимо и для интерпретации поглощения света молекулами в инфракрасной области спектра.

Мы вынуждены, следовательно, сделать вывод, что в осцилляторе возможны только переходы между стационарными состояниями, определяемыми соседними квантовыми числами; в то же время для объяснения формулы (2) водородного спектра необходимо было предположить всевозможные переходы между состояниями, энергия которых определяется формулой (5). Принцип соответствия непосредственно разрешает это

кажущееся затруднение. В отличие от движения осциллятора эллиптическое движение электрона в водородном атоме содержит компоненты, соответствующие значениям τ , отличным от 1; пользуясь известным акустическим обозначением, можно сказать, что в движении атома водорода содержатся «обертоны».

Другим простым примером применения принципа соответствия может служить *центральное движение*, к исследованию которого сводится объяснение сериальных спектров. Обратимся снова к рис. 1 со схематическим изображением спектра натрия; мы видим, что стрелки, соответствующие спектральным линиям, наблюдаемым в обычных разрядных трубках, соединяют только пары точек, расположенные в соседних рядах. Это своеобразное ограничение возможности комбинаций между спектральными термами может быть, естественно, истолковано исследованием компонент колебания при центральном движении описанного выше типа. Подобное движение, как легко показать, может быть разложено на два ряда гармонических компонент с частотами колебаний соответственно $\tau\omega + \sigma$ и $\tau\omega - \sigma$, где τ — целое число, ω — число обращений во вращающейся периодической орбите, σ — частота оборотов налагающегося вращения. Эти компоненты соответствуют только таким переходам, у которых главное квантовое число n уменьшается на τ единиц, второе же квантовое число k уменьшается или увеличивается на единицу; такие переходы как раз и изображены стрелками на схеме. Новым подтверждением такого объяснения, как мы увидим, является открытое Штарком и его сотрудниками наличие новых комбинаций спектральных членов сериальных спектров в присутствии внешних электрических полей.

Для водородного спектра открытое Штарком действие электрического поля состоит, как известно, в расщеплении отдельных линий на несколько поляризованных компонент. К сожалению, у меня нет времени, чтобы изложить подробно исчерпывающее объяснение *эффекта Штарка* в водороде, данное Эпштейном и Шварцшильдом вскоре после появления теории тонкой структуры спектральных линий водорода Зоммерфельда. Это объяснение является не только одним из наиболее изящных применений квантовой теории к вопросам строения атома, но имеет существенное значение и для дальнейшего развития теории. Укажу только, что определение стационарных состояний в данном случае существенно отлично от определения состояний в теории тонкой структуры; возмущения, вносимые в почти периодическую орбиту электрона действием внешних электрических сил, имеют совершенно иной характер, чем медленное вращение орбиты, возникающее вследствие зависимости массы электрона от скорости в невозмущенном атоме; это возмущение совершенно ничтожно по сравнению с тем, которое вносится электрическими силами в опытах Штарка. В последнем случае второе квантовое число, фигури-

рующее при определении стационарных состояний наряду с главным квантовым числом (определяющим в первом приближении энергию атома и большую ось возмущенной орбиты), имеет совершенно иное значение, чем число k в теории тонкой структуры. Этот пункт может быть прояснен с помощью принципа соответствия, который, как показал докладчик, дает простое толкование результатов Эпштейна и Шварцшильда на основании непосредственного исследования *возмущений орбиты*. В связи с применением принципа соответствия к эффекту Штарка в спектральных линиях водорода нужно особенно отметить, что изучение амплитуд отдельных компонент движения возмущенного атома позволяет, как показал Крамерс, учесть своеобразное *распределение интенсивностей* между компонентами расщепления линий водорода. В спектрах других элементов мы встречаемся с существенно иными соотношениями; здесь внешние силы не могут полностью нарушить центральный характер движения соответствующего электрона, они только слегка деформируют движение. Отсюда становится понятным, почему на опыте электрические силы оказывают столь малое действие на большинство спектральных линий. В связи с теорией сериальных спектров для нас особенно интересно наблюдение, на которое мы уже указывали, что в таком спектре, как спектр натрия, в присутствии внешних полей возникают *новые спектральные серии*, соответствующие иным переходам между стационарными состояниями, чем те, которые указаны на схеме. Это как раз отвечает тому, чего можно ожидать на основании принципа соответствия. В результате возмущений, возникших под действием внешних электрических сил, в движении электрона кроме компонент колебаний невозмущенной центральной орбиты появятся новые типы компонент, амплитуда которых пропорциональна интенсивности внешних сил.

Я сожалею также, что время не позволяет мне остановиться подробнее на действии магнитных полей на спектральные линии; это действие открыто Зееманом ровно 25 лет назад. Я укажу лишь, что принцип соответствия позволяет углубить теорию *нормального эффекта Зеемана*, данную Зоммерфельдом и Дебаем; в таком виде теория сходна со знаменитой теорией Лоренца, предложенной непосредственно после открытия Зеемана; сходство это станет тем более значительным, если принять во внимание большое различие классической электромагнитной теории и теории квантов. Однако я хочу коротко коснуться одного вопроса, важного для последующего изложения и находящегося в близкой связи с проблемой воздействия магнитных полей на спектральные линии, а именно: вопроса о сложном строении линий многих сериальных спектров, на которое я уже указывал. Надо думать, что эта так называемая *мультиплетная структура спектральных линий* вызывается небольшим отклонением от центральной симметрии силового поля, действующего на

последний присоединяемый электрон во время связывания. Причину отклонения нужно искать в конфигурации орбит ранее связанных электронов. В силу этого движение последнего присоединенного электрона не будет происходить в определенной плоскости: плоскость орбиты будет постоянно менять свое положение. Такое движение можно рассматривать как некоторое центральное движение и наложенное на него равномерное медленное вращение вокруг неподвижной оси. Это вращение того же типа, что и вращение, налагающееся на движение атома, по теореме Лармора в классической электромагнитной теории, в случае воздействия однородного внешнего магнитного поля. Кроме двух квантовых чисел n и k , с большой точностью определяющих движение электрона в стационарных состояниях атома в мгновенных плоскостях орбиты, в данном случае потребуется еще *третье квантовое число*. Оно определяет ориентацию плоскости орбиты относительно конфигурации ранее связанных электронов так, что результирующий момент импульса атома равняется целому кратному постоянной Планка, деленной на 2π . В связи с вопросом о мультиплетной структуре спектральных линий Зоммерфельд указал, что введение третьего, не определяемого ближе «внутреннего» квантового числа дает возможность формального истолкования результатов опыта. Далее Ланде, развивая ту же мысль, показал, что третье квантовое число кроме указанного применения позволяет подойти к теории так называемого *аномального эффекта Зеемана*, опирающейся на условие частот. Этот эффект наблюдается у компонент мультиплетов, и «тип» его, как известно, тесно связан с характером их структуры. Можно задать вопрос о том, какое влияние оказывает отклонение конфигурации внутренних электронов от простой радиальной симметрии на различные типы переходов между стационарными состояниями. Применяя принцип соответствия, можно ожидать, что это влияние на орбиту внешнего электрона (поскольку дело идет об изменении квантовых чисел n и k) не скажется в появлении новых типов переходов. В отличие от изменений, вызываемых, например, внешним электрическим полем, вращение плоскости орбиты, о котором мы говорили, не влечет за собой в первом приближении появления новых компонент колебаний; оно вызывает только расщепление каждой компоненты центрального движения на ряд колебаний с мало отличающимися частотами. Эти частоты соответствуют переходам между стационарными состояниями атома, для которых n и k изменяются одинаково; изменение же третьего квантового числа, определяющего ориентацию плоскости орбиты, различно. Отсюда становится понятным, что отклонение структуры атома от центральной симметрии, которое можно рассматривать как причину мультиплетной структуры линий серийных спектров, не может вызвать иных типов переходов между стационарными состояниями, кроме тех, которые можно ожидать для чисто централь-

ного движения. Таково же действие внешних магнитных полей; действие же внешних электрических полей, как мы видели, совершенно отлично ¹.

[В выпуске голландского журнала «Physica», посвященном юбилею открытия Зеемана и появившегося уже после этого доклада, Пашен и Бак сообщают о следующем интересном наблюдении: в магнитном поле появляются новые компоненты мультиплетной структуры, соответствующие переходам, при которых третье квантовое число меняется иначе, чем в невозмущенном атоме. Принцип соответствия дает простое объяснение этого явления, если предположить, что изменения плоскости орбиты невозмущенного атома в магнитном поле более значительны, чем простое налагающееся вращение, требуемое теоремой Лармора в классической электродинамике. О том, что это обстоятельство является подлинной причиной «аномалии» эффекта Зеемана, говорит и другое многозначительное открытие Пашена и Бака, опубликованное в более ранней работе: эффект Зеемана в спектральных линиях сложного строения испытывает при возрастании напряженности магнитного поля постепенное изменение такого рода, что картина расщепления все больше и больше приближается к нормальному эффекту Зеемана для простой линии. Такого результата можно ожидать в том случае, когда влияние внешнего магнитного поля на характер электронной орбиты будет того же порядка величины, что и влияние, вызываемое отклонениями конфигурации внутренних электронов от плоского центрального движения. Легко понять, что в этом случае указанные отклонения уже не будут единственным фактором, определяющим орбиту внешнего электрона по отношению к внутренней системе.

В только что появившейся интересной статье Гейзенберга делается попытка точного теоретического рассмотрения аномального эффекта Зеемана и постепенного изменения картины расщепления при возрастающем магнитном поле. В отношении происхождения мультиплетной структуры сериальных линий (вызываемой, как мы уже говорили, отклонениями от центральной симметрии в результате воздействия внутренней системы, образованной ядром и ранее связанными электронами) Гейзенберг придерживается взгляда, что причина ее в значительной мере в магнитном взаимодействии внутренней системы и внешнего электрона. Исходя из этого воззрения, Гейзенберг пытается объяснить упомянутые выше формальные результаты Ланде о расщеплении в слабом магнитном поле так же, как и формальное истолкование (с точки зрения квантовой теории) изменения характера расщепления в возрастающих полях, данное недавно Зоммерфельдом в связи с известной теорией связи Фогта (ср. статью 14,

¹ Последующие два абзаца добавлены в кн.: «Drei Aufsätze über Spektren und Atom-bau». — Прим. ред.

стр. 282). Хотя Гейзенберг и получил во многих отношениях благоприятные результаты, однако способ использования им квантовой теории в некоторых случаях едва ли совместим с общими предпосылками, лежащими в основе применений квантовой теории, с которыми мы познакомились выше и о которых будем говорить далее. Однако из такого положения дел нельзя слишком поспешно делать вывод о несправедливости принципов квантовой теории; скорее наши теперешние знания законов, управляющих магнитными свойствами атомов, недостаточны. Мы уже говорили в другом месте доклада, что не следует забывать, что постулаты квантовой теории указывают на необходимость коренного изменения классического понимания магнитных свойств системы движущихся электрических частиц. Общее обсуждение этих вопросов и подробное обсуждение деталей дано автором в докладе, недавно прочитанном в Физическом обществе в Лондоне. Доклад будет скоро напечатан в Известиях общества¹].

В связи с этими вопросами замечу, что вопреки часто встречающемуся мнению простое применение закона сохранения момента импульса к процессам излучения еще не в состоянии объяснить ограничение возможных переходов между стационарными состояниями, характеризующее наблюдаемые сериальные спектры, как видно из схемы. В связи с упомянутыми выше работами Зоммерфельда и Ланде мы должны предполагать, что «мультиплетность» спектральных термов, соответствующих различным значениям n и k , сказывающаяся в структуре отдельных спектральных линий, должна приписываться стационарным состояниям с различными значениями полного момента импульса атома; плоскость электронной орбиты у этих стационарных состояний должна быть различным образом ориентирована относительно конфигурации ранее связанных электронов. Соображения о *сохранении момента импульса в процессе излучения*, указанные докладчиком для подкрепления некоторых выводов из принципа соответствия и одновременно независимо от этого принципа развитые Рубиновичем, не могут, следовательно, объяснить ограничение возможных комбинаций, сказывающееся в изложенном выше простом строении сериальных спектров и изменении их под действием внешних сил. Эти соображения, представляющие сами по себе большой принципиальный интерес, могли бы быть использованы в связи с объяснением сериальных спектров только для понимания ограничений возможных комбинаций, которые проявляются в своеобразных законах о числе компонент мультиплетов. В этом направлении соображения об изменении момента импульса в процессе излучения непосредственно подтверждают указанные выше следствия принципа соответствия.

.....
¹ Статья 20.— Прим. ред.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

Доказанное соответствие между движением последнего присоединенного электрона и возникновением переходов между стационарными состояниями, относящимся к различным стадиям процесса связывания, позволяет, как мы увидим ниже, сделать выбор среди чрезвычайно многочисленных возможностей, представляющихся при рассмотрении *образования атома путем присоединения и связывания электрона*. Среди различных мыслимых процессов, которые можно ожидать внутри атома на основании постулатов квантовой теории, мы вправе исключить процессы, наличие которых не согласуется с принципом соответствия.

При рассмотрении образования атома нам нет надобности долго останавливаться на *связывании первого электрона*. Конечный результат такого процесса — то состояние атома, энергия которого определяется формулой (5), если мы подставим в нее $n = 1$, или, точнее, формулой (11), где нужно подставить $n = 1$ и $k = 1$; электронная орбита в этом случае представляет собой круг, размеры которого определяются формулой (10) при $n = k = 1$. Такую орбиту мы называем *одноквантовой*; если главное квантовое число имеет значение n , мы будем вообще говорить о n -квантовой орбите. В применениях, когда окажется существенным различать орбиту, характеризуемые различными значениями квантового числа k , мы будем называть орбиту, определяемую квантовыми числами n и k , « n_k -й орбитой».

Переходя к *связыванию второго электрона*, мы встречаемся сразу с значительно более сложной задачей. Мы можем получить сведения об этом процессе из *дугового спектра гелия*. В отличие от остальных простых спектров данный спектр состоит из двух систем линий, каждая из которых определяется формулами типа (12). На этом основании прежде думали, что гелий — смесь двух газов: «ортогелия» и «парагелия». В настоящее время мы знаем, однако, что два спектра означает только то, что связывание второго электрона может происходить двумя различными способами. Ланде в интересной работе пытался теоретически уяснить основные черты спектра гелия. Он считает, что спектр ортогелия излучается при переходах между стационарными состояниями, в которых оба электрона вращаются к той же плоскости и в том же направлении вокруг ядра; электрон, присоединенный вторым, движется по орбите, охватывающей орбиту первого электрона. В состояниях, соответствующих спектру парагелия, по представлениям Ланде, орбиты обоих электронов образуют между собой некоторый угол. Более подробное исследование взаимодействия двух орбит в стационарных состояниях атома гелия выполнено докладчиком в совместной работе с д-ром Крамерсом. Результаты нашего исследования, начатого задолго до появления работы Ланде, еще не

опубликованы. Не вдаваясь в подробности, я упомяну, однако, что хотя наши выводы во многих пунктах существенно отличаются от результатов Ланде (ср. статью 14, стр. 280), тем не менее они согласуются с общими заключениями о происхождении спектров орто- и парагелия.

В теснейшей связи с соображениями о возникновении спектра гелия стоит вопрос о *конечном результате связывания второго электрона* в атоме. Этот пункт выясняется важными опытами Франка и его сотрудников. Как известно, этому исследователю удалось в последние годы при изучении бомбардировки атомов электронами с различными скоростями чрезвычайно интересным образом выяснить важные особенности устойчивости атомов и возникновения спектров. Опыты показали, что атомы гелия, подвергнутые бомбардировке электронами, могут переводиться в состояние, которое Франк назвал «метастабильным». Атом не может перейти из этого состояния в нормальное простым процессом, сопровождающимся излучением: переход возможен только путем, аналогичным химической реакции, так как для его осуществления требуется наличие атомов других элементов. Этот результат тесно связан с тем обстоятельством, что связывание второго электрона в атоме гелия может происходить двумя способами, как мы это знаем на основании спектра. Из опытов Франка следует, что *нормальное состояние* атома соответствует процессу связывания электрона, сопровождающемуся излучением со спектром парагелия. При этом второй электрон так же, как и первый, связывается на 1_1 -орбиту. Упомянутое выше *метастабильное состояние*, наоборот, соответствует процессу, сопровождающемуся излучением со спектром ортогелия; при этом второй связываемый электрон в отличие от первого будет двигаться по 2_1 -орбите, прочность связи электрона на которой приблизительно в 6 раз меньше, чем электронов в нормальном состоянии атома.

Ближайшее рассмотрение этого поразительного на первый взгляд факта показывает, что он находит естественное объяснение и во всяком случае может быть понят на основании принципа соответствия. Легко видеть, что между обоими процессами связывания электрона существует большое различие, отчетливо проявляющееся при изучении последних стадий процесса. Рассматривая орбиты ортогелия, в котором оба электрона движутся в одной плоскости, мы видим, что орбита внешнего электрона имеет тот же характер, что и орбита электрона, движущегося в простом силовом поле, обладающем центральной симметрией: наличие переходов должно быть непосредственно связано поэтому со свойствами движения внешнего электрона. Но все это действительно лишь до тех пор, пока мы ограничиваемся орбитами с главным квантовым числом n , большим 1; ближайшее исследование показывает, что связанный класс движений, к которому принадлежат орбиты ортогелия, не содержит орбиты

1_1 . Если мы тем не менее настаиваем на существовании состояния, в котором оба электрона движутся по 1_1 -орбите в той же плоскости, то нет другой возможности (при условии, что движение сохраняет необходимые для определения стационарного состояния периодические свойства), кроме предположения, что оба электрона движутся по одной и той же круговой орбите вокруг ядра, находясь в каждый данный момент на концах диаметра. Эта простейшая «круговая конфигурация» должна бы соответствовать, как показывает формальное применение квантовой теории, самой сильной связи в атоме, и потому она была предложена мной в первой работе о строении атома как модель атома гелия. Однако, если нас интересует вопрос о возможности перехода из какого-либо состояния ортогелия в состояние с круговой конфигурацией, то мы встретимся с соотношениями, совершенно отличными от тех, которые имеются при переходах из одного состояния ортогелия в другое. Для перехода атома из такого состояния, в котором последний присоединенный электрон движется вокруг первого, в состояние, где движение обоих электронов вокруг ядра одинаково, мы не можем себе представить такого ряда простых промежуточных форм орбит для обоих электронов, при котором движение последнего связанного электрона было бы настолько похоже на центральное движение, чтобы можно было говорить о соответствии искомого типа. Поэтому приходится предполагать, что последний присоединенный электрон в том случае, когда оба электрона движутся в одной плоскости, связан не сильнее, чем на 2_1 -орбите. С другой стороны, рассматривая процесс связывания, сопровождаемый излучением со спектром парагелия, при котором электроны в стационарных состояниях движутся в плоскостях, образующих некоторый угол одна с другой, мы встречаемся с существенно отличными соотношениями. Здесь нет нужды в коренном изменении взаимодействия первого и второго электронов для сохранения равноправности их движений; поэтому мы можем представлять себе, что последняя стадия процесса связывания протекает так же, как и предыдущие стадии, которым соответствуют переходы между орбитами, характеризующимися большими значениями квантовых чисел n и k .

Нужно думать, что в нормальном состоянии атома гелия оба электрона движутся по эквивалентным 1_1 -орбитам. В первом приближении эти орбиты могут рассматриваться как окружности, плоскости которых образуют угол в 120° , в согласии с условием, которое в квантовой теории накладывается на момент импульса атома. Вследствие взаимодействия электронов орбиты медленно вращаются вокруг фиксированной оси импульса.

Недавно Кэмбл, исходя из положений, существенно отличных от тех, которые развиты выше, предложил аналогичную модель атома гелия. Что касается тонких взаимодействий электронов, он указал на возможность движения с ясно выраженной симметрией такого типа, что элек-

троны во все время их движения занимают симметричные положения относительно фиксированной оси. Однако Кэмбл не исследовал это движение более подробно математически. Еще до появления этой работы д-р Крамерс начал точные расчеты именно этого типа движения, предполагая учесть, таким образом, прочность связи электронов в атоме гелия, которая может быть измерена так называемым *ионизационным потенциалом*. Более ранние измерения этого потенциала приводили к значению, которое можно ожидать для описанной выше круговой конфигурации электронов. Работа, необходимая для удаления электрона, в этом случае равна $17/8$ работы, которая требуется для удаления электрона из атома водорода в нормальном состоянии. Теоретическое значение этой последней работы, которую мы будем обозначать через W_H , соответствует ионизационному потенциалу, равному 13,53 эв; следовательно, для кольцевой модели гелия нужно ожидать ионизационного потенциала в 28,8 эв. Новые, более точные измерения ионизационного потенциала дали значение, значительно меньшее, близкое к 25 эв. Уже одно это обстоятельство независимо от изложенных выше соображений делает совершенно неприемлемой кольцевую конфигурацию электронов гелия в нормальном состоянии. Точное исследование пространственной конфигурации электронов в отличие от соотношений при этой конфигурации требует больших вычислений, еще незаконченных Крамерсом. В том приближении, в котором эти вычисления были выполнены до настоящего времени, они заставляют надеяться на согласие с опытными результатами. Окончательный результат представит значительный интерес, так как он даст возможность проверить на простейшем мыслимом примере те исходные пункты, с помощью которых делается попытка установить стационарные состояния атомов с числом электронов, большим одного.

Водород и гелий образуют *первый период периодической системы элементов*, как ясно из таблицы на стр. 326. Гелий— первый благородный газ. Большое различие в химических свойствах водорода и гелия определяется разницей в прочности и типе электронной связи, о которой мы знаем из исследования спектров и ионизационных потенциалов и которая, по-видимому, вполне учитывается квантовой теорией. Гелий обладает наивысшим ионизационным потенциалом из всех элементов; с другой стороны, в атоме водорода электрон связан настолько слабо, что мы в состоянии понять склонность водорода в водных растворах и химических соединениях становиться положительным ионом. Детальное рассмотрение этого вопроса требует, однако, сравнения типа и прочности электронных конфигураций атомов других элементов.

Переходя теперь к рассмотрению строения атомов веществ, содержащих в нейтральном состоянии более двух электронов, мы предположим, во-первых, что все сказанное об образовании атома гелия справедливо

в основных чертах для присоединения и связывания двух первых электронов всякого атома. Мы предполагаем, следовательно, что в нормальном состоянии атома эти электроны движутся по эквивалентным орбитам, обозначаемым 1_1 . Исследуя *спектр лития*, мы получаем непосредственные сведения о *связывании третьего электрона*. Этот спектр указывает на существование некоторого числа рядов стационарных состояний, в которых прочность связи последнего присоединенного электрона почти та же, что и при образовании атома водорода. Кроме этих рядов стационарных состояний, для которых $k \geq 2$ и в которых третий электрон движется вне области движения первых двух электронов, спектр лития указывает еще на ряд состояний, для которых $k = 1$ и энергия значительно отличается от энергии соответствующих состояний атома водорода. К числу таких состояний принадлежит и нормальное состояние атома, как это явствует из опытов по поглощению света парами лития. В этих состояниях последний присоединенный электрон приближается один раз за время своего оборота к ядру на расстояние порядка размеров орбит первых двух электронов, хотя, быть может, в большей части своего пути он и находится на больших расстояниях от ядра. На основании этого электрон в таких состояниях связан значительно сильнее, чем в атоме водорода в стационарных состояниях с тем же значением n . В нормальном состоянии, где, как это явствует из спектра, работа, требующаяся для удаления электрона из атома, составляет всего $0,396W_H$ (W_H — ионизационный потенциал водорода), электрон движется по 2_1 -орбите; при этом связь приблизительно в полтора раза сильнее, чем в случае водородного электрона, находящегося на 2_1 -орбите, где работа, необходимая для удаления электрона, равна $0,25W_H$. Переход из состояний, указываемых спектром лития, в состояние, характеризующее движением третьего электрона на 1_1 -орбите, исключается на основании аргументов, аналогичных тем, с которыми мы встретились при интерпретации метастабильного состояния гелия. Ближайшее исследование возможных движений показывает следующее. Переход, который должен привести к стационарному состоянию атома с третьим электроном, как равноправным участником во взаимоотношениях всех трех электронов лития, был бы совершенно иного типа, чем переходы, сопровождающиеся излучением действительного спектра лития; в противоположность этим последним переходам в предполагаемом процессе не было бы соответствия гармоническим компонентам движения атома. Мы получаем, таким образом, картину *образования и строения атома лития*, которая дает естественное объяснение большим отличиям химических свойств лития от гелия и водорода. Мы имеем основание для понимания того, что связь последнего присоединенного электрона в атоме лития примерно в пять раз слабее, чем связь электронов в гелии, и более чем в два раза слабее, чем в водороде.

Нужно предполагать, что все сказанное справедливо не только для образования атома лития, но вообще для связывания третьего электрона всякого атома; третий электрон будет двигаться, следовательно, по 2_1 -орбите в отличие от первых двух электронов, движущихся на 1_1 -орбите. Аналогичное можно предполагать для *связывания четвертого, пятого и шестого электронов*. Я не буду здесь подробнее останавливаться на тех представлениях, которые можно составить о последовательном присоединении и связывании этих электронов. Укажу только, что причина того, что связывание первого из названных электронов не препятствует присоединению следующих электронов на двухквантовые орбиты, лежит в том, что эти орбиты не круговые, а сильно эксцентричные. Поэтому третий электрон, например, не может удерживать дальнейшие электроны в удалении от внутренней системы в отличие от действия двух первых присоединенных электронов лития, препятствующих присоединению третьего электрона на одноквантовую орбиту. Мы должны на основании этого ожидать, что четвертый, пятый и шестой электроны, так же, как и третий, в некоторых точках своего пути будут проникать в области, где движутся первые два электрона. Нельзя, однако, думать, что эти «посещения» внутренней системы четырьмя электронами происходят одновременно; весьма вероятно, что четыре электрона проходят около ядра по очереди, через одинаковые промежутки времени. В более ранних работах о строении атома обычно полагали, что электроны в различных группах атома движутся в отдаленных одна от другой областях, причем внутри каждой группы в каждый данный момент электроны находятся в конфигурации, обладающей симметрией такого же рода, что и симметрия правильных многоугольников или многогранников; одним из следствий этого было предположение, что электроны одновременно находятся в таких точках их орбит, в которых они ближе всего расположены к ядру. Можно сказать, что такое строение атома характеризуется тем, что движения электронов в отдельных группах связаны независимо от взаимодействия различных групп. Характерной чертой излагаемого здесь строения атомов является, наоборот, предположение о *тесной связи электронных орбит различных групп*, определяемых различными квантовыми числами, и *значительная независимость типа связи электронов одной и той же группы*, определяемой одним и тем же квантовым числом. Подчеркивая последнее обстоятельство, я подразумеваю не только относительно малое влияние, оказываемое на прочность связи присоединенного позже электрона ранее связанными электронами той же группы. Существенно также, что движение электронов внутри каждой группы отражает независимость тех процессов, в результате которых при присоединении отдельных электронов группа образовалась или же перестроилась в результате перемещений различных электронов, вызванных возмущениями внешних сил.

К последнему вопросу мы вернемся в связи с толкованием происхождения и структуры рентгеновских спектров. Теперь же мы перейдем к дальнейшему исследованию строения атомов, рассматривая последовательное присоединение электронов.

Изложенные соображения дают возможность понять тот факт, что элементы, следующие за литием, — *бериллий* и *бор* — выступают в соединениях с другими веществами как электроположительные, соответственно двух- и трехвалентные. Последние присоединенные электроны в атомах этих элементов, так же, как третий электрон в атоме лития, связаны значительно слабее, чем два первые электрона. Одновременно нам становится понятным, почему электроположительный характер этих элементов слабее выражен, чем у лития. Электроны двухквантовых орбит этих элементов движутся в более сильных полях, и потому они сильнее связаны в атомах бериллия и бора, чем в атоме лития. В случае следующего элемента — *углерода* — мы встречаемся с новыми отношениями; это вещество в своих типичных химических соединениях выступает не как ион, а как нейтральный атом. Это обстоятельство связано не только с большей прочностью электронных связей, но и существенно зависит от свойств симметрии электронной конфигурации.

Нужно думать, что при связывании четвертого, пятого и шестого электронов на 2_1 -орбиты относительная конфигурация орбит сопровождается *возрастанием пространственной симметрии*. При связывании шестого электрона орбиты четырех последних электронов должны образовывать чрезвычайно симметричную конфигурацию; при этом нормали плоскостей орбит принимают одна относительно другой почти то же положение, как линии, соединяющие углы правильного тетраэдра с центром. Подобная конфигурация группы двухквантовых орбит в атоме углерода, по-видимому, действительно может служить основой понимания строения органических соединений. Однако я не буду здесь подробнее останавливаться на этом вопросе: его решение требует основательного изучения взаимодействия электронных движений в атомах, присутствующих в молекуле. В этой связи следует только указать, что типы моделей молекул, к которым приводят изложенные соображения, существенно отличны от тех моделей, которые докладчик предлагал в первых своих работах. В этих работах «валентные связи» предполагались соответствующими «электронным кольцам» того же типа, что и электронные группы в отдельных атомах. Причина того, что даже если, не рассматривая подробно такие вопросы, тем не менее можно дать представление о химических свойствах элементов на основании изучения их атомов, состоит в следующем. Рассмотрение молекулярных образований такого типа, как соединение нескольких атомов того же элемента или многие органические соединения, не играет для нас такой роли, как анализ соединений, в которых отдель-

ные атомы проявляются как электрически заряженные ионы. Соединения последнего типа, часто называемые «гетерополярными» (к их числу принадлежит большинство простых неорганических соединений), значительно типичнее, чем «гомеополярные» соединения, и в значительно большей мере обладают индивидуальными свойствами. Поэтому в дальнейшем главная задача будет заключаться в рассмотрении пригодности электронных конфигураций различных атомов к образованию ионов.

Прежде чем закончить рассмотрение *строения атома углерода*, я должен указать, что модель, в которой конфигурация орбит четырех слабо связанных электронов обладает ясно выраженной «тетраэдрической симметрией», была уже предложена Ланде. Учитывая экспериментальные данные о величине атома, он также предположил, что соответствующие электроны движутся по 2_1 -орбитам. Однако между проведенным выше рассмотрением и соображениями Ланде есть существенное различие. У Ланде обоснование характерных свойств углеродного атома построено на исследовании простейших пространственно-симметричных форм движения, которые могут совершать четыре электрона. Наши рассуждения сводятся к рассмотрению устойчивых свойств всего атома; предположения об орбитах рассматриваемых электронов основаны на исследовании взаимодействий этих электронов со связанными ранее. Различие существует в предположениях о связи электронов в двух группах эквивалентных орбит и о взаимодействии движений внутри каждой группы. Динамические свойства нашей модели существенно отличны от модели Ланде.

Переходя к свойствам следующих элементов, мы встречаемся прежде всего с задачей об особой устойчивости конфигураций 10 электронов в нейтральном атоме неона, как это следует из обсуждения работ Косселя (стр. 328). Обычно в основу решения этой задачи кладется предположение о том, что свойства такой конфигурации обусловлены взаимодействием 8 электронов, движущихся по эквивалентным орбитам вокруг ядра, и внутренней группы из двух электронов, аналогичной соответствующей группе нейтрального атома гелия. Однако мы увидим, что решение нужно искать, по-видимому, в другом направлении. Рассматривая присоединение *седьмого электрона*, мы не можем ожидать, что этот электрон будет связан также на 2_1 -орбите, эквивалентной орбитам предыдущих четырех электронов. Появление пяти подобных орбит, безусловно, нарушило бы симметрию взаимодействия электронов. Нельзя себе представить, чтобы такой процесс присоединения пятого электрона был аналогичен, согласно принципу соответствия, процессу, с которым могли быть связаны наши обычные представления об испускании излучения. Приходится предполагать, что четыре электрона с их необычайно симметричной конфигурацией орбит удерживают новые электроны вдали, так что они связываются в орбитах другого типа.

Орбиты, появляющиеся при связывании седьмого электрона в *атоме азота* и седьмого, восьмого, девятого и десятого электронов в следующих элементах, являются круговыми орбитами типа 2_2 . Диаметр этих орбит значительно больше диаметра орбит двух внутренних электронов, но тем не менее они лежат внутри области, в которой движутся четыре следующих электрона. Поэтому вытянутые участки эксцентричных 2_1 -орбит должны несколько выступать за круговые 2_2 -орбиты. Я не предполагаю подробнее останавливаться на вопросе о последовательном присоединении и связывании новых электронов; для этого требуется точное исследование взаимодействия движений электронов по двум типам двухквантовых орбит. Укажу только, что в *атоме неона*, где необходимо предположить существование четырех 2_2 -орбит, расположение плоскостей этих орбит обладает не только высокой степенью пространственной симметрии относительно друг друга, но и образует гармоническую конфигурацию по отношению к четырем эллиптическим 2_1 -орбитам. Однако взаимодействие такого рода без совпадения плоскостей орбит осуществимо только для конфигурации орбит в обеих подгруппах с систематическим отклонением от тетраэдрической симметрии. Поэтому электронная группа с двухквантовыми (2_1 и 2_2) орбитами в атоме неона будет обладать только одной простой осью симметрии, совпадающей, как это необходимо предположить, с осью симметрии конфигурации внутренней группы двух электронов на одноквантовых орбитах.

В отношении объяснения ясно выраженного электроотрицательного характера *кислорода* и *фтора*, элементов, предшествующих неону и имеющих атомные номера 8 и 9, нужно подчеркнуть следующее. Стремление нейтральных атомов этих элементов образовать путем присоединения новых электронов отрицательные ионы, обладающие строением, подобным нейтральному атому неона, нужно приписать не только большей симметрии и поэтому увеличивающейся прочности электронной конфигурации. Существенно также то, что новые присоединенные электроны расположатся внутри области 2_1 -орбит. Это обстоятельство обуславливает разницу элементов второй и первой половины второй группы периодической системы; в первой половине названных элементов существует только один тип двухквантовых орбит.

Мы переходим к вопросу о строении атомов элементов *третьего периода системы элементов* и сталкиваемся прежде всего с задачей о способе связывания *одиннадцатого электрона* в атоме. Отношения здесь в известной мере подобны тем, с которыми мы встретились при исследовании связывания седьмого электрона. Так же, как и в атоме углерода, конфигурация атома неона была бы существенно или полностью искажена присоединением нового электрона на орбиту типа орбиты последнего связанного

электрона. Как и в случае 3-го и 7-го электронов, можно ожидать, что 11-й электрон расположится на орбите нового типа — 3_1 -орбите. Электрон, движущийся по такой орбите, будет находиться большей частью вне конфигурации десяти первых электронов; в некоторые моменты он, однако, проникает не только в области 2_1 и 2_2 -орбит, но даже и в области, где его расстояние от ядра будет меньше радиуса одноквантовых орбит двух первых связанных электронов. Это обстоятельство, чрезвычайно важное для понимания устойчивости атома, приводит для связывания рассматриваемого 11-го электрона к такому интересному результату. В атоме натрия электрон во внешних частях орбиты будет двигаться в поле, мало отличающемся от поля ядра атома водорода; тем не менее размеры соответствующих частей орбиты 11-го электрона натрия существенно отличаются от размеров 3_1 -орбиты атома водорода. Причина этого состоит в том, что хотя 11-й электрон находится в области орбит десяти первых электронов в течение очень короткого времени, тем не менее данная часть пути существенна для определения главного квантового числа; движение электрона для внутренней части пути очень мало отличается от движений ранее связанных электронов на 2_1 -орбитах. С этими обстоятельствами связана неопределенность, существующая до сих пор в отношении определения квантовых чисел стационарных состояний таких спектров, как рассмотренный выше спектр натрия (ср. стр. 333). Вопрос этот поднимался неоднократно. Например, Рождественский на основании формального сравнения спектральных термов различных щелочных спектров с термами водородного спектра считал возможным сделать вывод, что нормальное состояние соответствует 2_1 -орбите, а не 1_1 -орбите, как можно было бы думать. Такая интерпретация соответствует, например, численным значениям l на схеме, изображенной на рис. 1 (стр. 333), указывающим стационарные состояния атома натрия. В связи с попыткой объяснить большую разницу между S -термами, с одной стороны, и P -, D -термами щелочных спектров — с другой, сказывающуюся в значениях постоянных α_k в соотношении (12), Шредингер приходит к такому же результату. Он предполагает, что «внешний» электрон в S -состояниях в отличие от P - и D -состояний при своем обращении часть времени находится внутри области орбит внутренних электронов. В особенности последнее исследование содержит много существенных указаний. Однако нам придется предполагать, как увидим, что эти соотношения у различных щелочных спектров существенно разнятся. В отличие от спектра лития, у которого первые термы S - и P -рядов соответствуют 2_1 - и 2_2 -орбитам, для спектра натрия мы должны предполагать, что первый спектральный терм в S -ряду соответствует 3_1 -орбите; более точное изучение показывает, что даже первый терм P -серии соответствует не 2_2 -орбите, как указано на схеме, а 3_2 -орбите. Интерпретация, положенная в основу

схемы на рис. 1, приводит, в частности, к тому следствию, что P -термы должны быть меньше, чем водородные термы, соответствующие тому же главному квантовому числу. Но для объяснения этого обстоятельства пришлось бы рассматривать среднее действие внутренних электронов как отталкивание, большее, чем то, которое производилось бы в случае соединения их общего электрического заряда в центре атома. Мы не можем ожидать этого на основании представлений о строении атома, подобных развиваемым здесь. Последний присоединенный электрон, во всяком случае для малых значений k , будет временами пробегать внутри орбит ранее

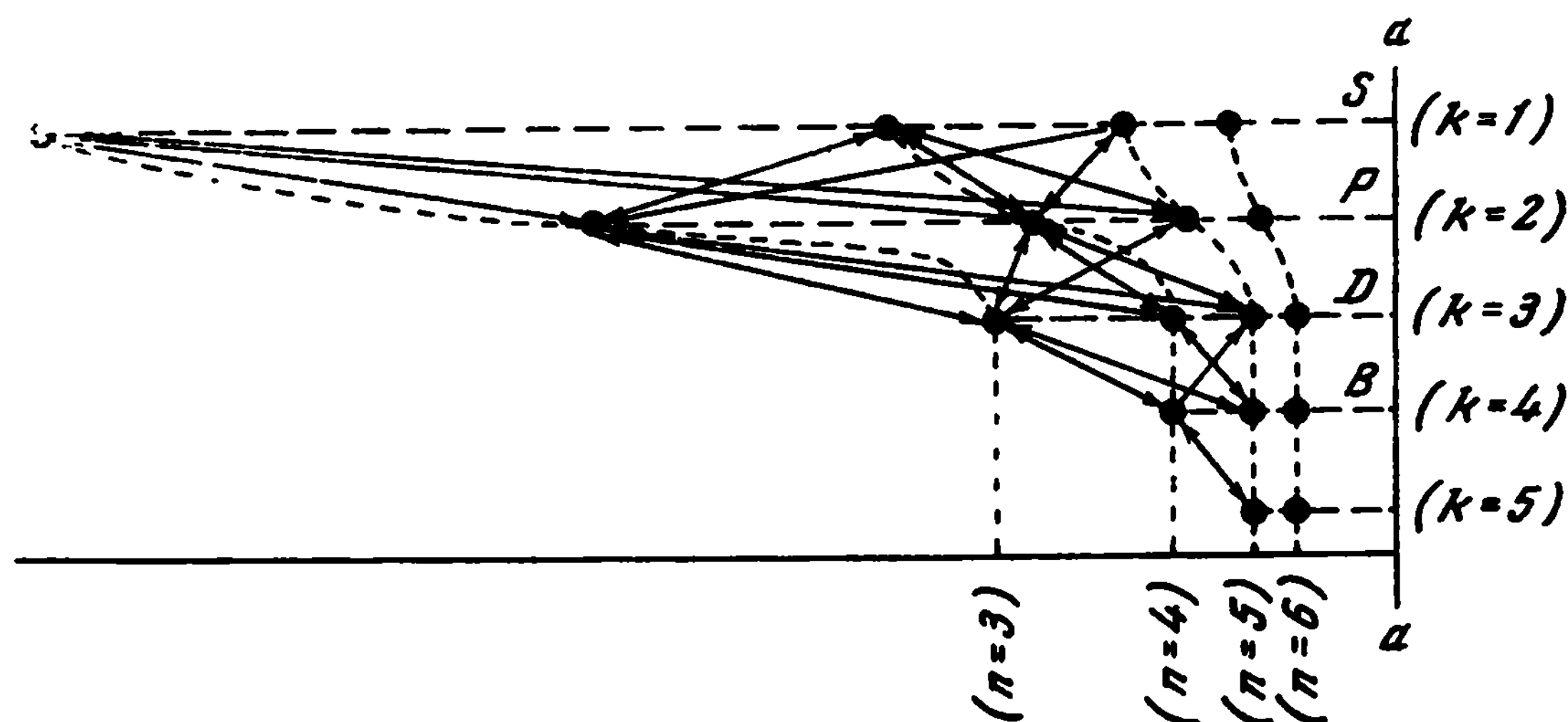


Рис. 2

присоединенных электронов; это обстоятельство приведет к тому, что действие внутренних электронов в общем будет соответствовать некоторому эффективному отталкиванию, значительно меньшему, чем то, которое вызывалось бы соединенным зарядом внутренних электронов. Вместо кривых, проходящих справа вниз налево на приведенной ранее схеме (рис. 1), между точками, которые должны представлять стационарные состояния с тем же главным квантовым числом, мы получаем теперь кривые, проходящие слева направо приблизительно так, как это изображено на рис. 2; квантовые числа, соответствующие стационарным состояниям, указаны на основании изложенной здесь новой интерпретации.

Сравнивая обе схемы (рис. 1 и 2), мы видим, что в первой интерпретации спектр натрия описывается просто как искаженный спектр водорода; на рис. 2 изображено такое «искажение» водородного спектра, в котором исчезло несколько термов с низшими порядковыми числами. В связи с вопросом об объяснении спектра натрия на основании изложенной модели атома можно указать, что эта модель не только объясняет величину термов спектра натрия, но и дает естественное толкование мультиплетности P -

и *D*-рядов, как следствия отклонения конфигурации первых десяти связанных электронов от чистой центральной симметрии. Этот недостаток симметрии вызывается конфигурацией двух внутренних электронов и распространяется к периферии атома потому, что 2_1 -орбиты часто проникают в область этих электронов.

Изложенные соображения о возникновении спектра натрия дают одновременно объяснение его электроположительных свойств. Спектр атома показывает, а модель атома делает понятным, что последний электрон в атоме натрия связан еще слабее, чем последний электрон атома лития. В связи с этим можно указать, что уменьшение прочности связи валентного электрона в семействе щелочных металлов с повышением атомного номера позволяет понять одновременное *возрастание атомного объема*. На основании своих работ о рентгеновских спектрах Зоммерфельд прежде держался мнения, что возрастание атомных объемов подтверждает предположение о возрастании квантового числа, связанного с орбитой валентного электрона, на единицу при переходе от одного щелочного металла к следующему; такое предположение совпадает с принятыми здесь воззрениями. Однако позднее в связи со своими исследованиями о серийных спектрах Зоммерфельд решительно отказался от своего предположения, которое приводит к возрастанию атомных объемов, на первый взгляд значительно большему, чем это наблюдается. Это обстоятельство просто объясняется, если принять во внимание, что орбита валентного электрона частично проходит в область внутренних конфигураций и что «эффективное квантовое число» внешней почти эллиптической петли орбиты будет значительно меньше, чем главное квантовое число полностью центральной орбиты. Замечу еще, что Вегард, также опираясь на исследования рентгеновских спектров, высказал предположение о возрастании квантовых чисел для электронных орбит в группах атома, считая от ядра наружу. Основываясь на этом, он ввел предположение о связи числа электронов в атомных группах с длиной периода системы элементов. Эти воззрения представляют определенную формальную аналогию с результатами, излагаемыми ниже. Однако и соображения Вегарда не дают точки опоры для более детального исследования образования групп и их устойчивости, и, следовательно, отсутствует основа для полного понимания свойств элементов.

Переходя от натрия к другим элементам третьего периода системы элементов, мы имеем при связывании 12-го, 13-го и 14-го электронов отношения, совершенно аналогичные тем, с которыми мы встретились при рассмотрении связывания 4-го, 5-го и 6-го электронов. Можно предполагать, что в нейтральном атоме кремния имеется конфигурация электронов, в которой четыре последних присоединенных электрона движутся по 3_1 -орбитам; эти орбиты, подобно 2_1 -орбитам в атоме углерода,

образуют столь симметричную конфигурацию, что присоединение нового электрона (в атомах следующих элементов) на 3_1 -орбиту невозможно. 15-й электрон у элементов с более высоким атомным номером будет захватываться поэтому на орбиту нового типа. Однако в отличие от случая присоединения 7-го электрона здесь орбита не будет круговой, но эксцентрической вращающейся орбитой типа 3_2 . Это тесно связано с тем обстоятельством, что эксцентрическая орбита соответствует большей прочности связи электрона, чем круговая с тем же главным квантовым числом: в первом случае электрон в некоторые промежутки времени будет проникать глубоко внутрь атома. Правда, 3_2 -орбита не будет достигать областей внутренних 1_1 -орбит; однако она может приближаться к ядру на расстояния, значительно меньшие, чем радиусы круговых 2_2 -орбит. Для 16-го, 17-го и 18-го электронов отношения такие же, как и для 15-го. Поэтому для атома аргона мы можем ожидать конфигурацию, в которой 10 внутренних электронов движутся по орбитам того же типа, как и в атоме неона; восемь последних электронов движутся по четырем 3_1 - и четырем 3_2 -орбитам, причем можно предполагать, что отношения симметрии соответствуют конфигурации двухквантовых орбит атома неона. Такое представление делает понятным качественное сходство в свойствах неона и аргона, а также элементов в других частях второго и третьего периодов; одновременно оно открывает возможность естественного объяснения важных количественных различий в свойствах этих химических гомологов.

Переходя к четвертому периоду системы элементов, мы встречаем сначала вещества, аналогичные в химическом отношении элементам начала двух предыдущих периодов. Этот факт находится в согласии с тем, что можно было ожидать заранее. Мы представляем себе, что 19-й электрон связывается на орбите нового типа — 4_1 . Отношения, на которые мы указывали при рассмотрении присоединения 11-го электрона в атоме натрия, выступают здесь еще резче вследствие больших значений квантовых чисел, определяющих орбиты внутренних электронов. Внутренняя петля 4_1 -орбиты почти совпадает с 3_1 -орбитой; поэтому размеры внешних частей орбиты 19-го электрона атома калия не только сильно отличаются от размеров 4_1 -орбиты атома водорода, но, как этого следует ожидать, почти совпадают с размерами водородной орбиты типа 2_1 , приблизительно вчетверо меньшими размерами орбиты 4_1 . Этот результат дает возможность сразу учесть основные черты спектральных и химических свойств калия. Подобные же результаты получаются для кальция, нейтральный атом которого содержит два валентных электрона на 4_1 -орбитах. Однако элементы более высоких атомных номеров четвертого периода, как известно, все более отличаются от соответствующих элементов третьего периода. Семейство металлов группы железа уже существенно отлично по свойствам

от элементов предыдущего периода. Переходя к еще более высоким атомным номерам, мы встречаемся с рядом веществ, снова приближающихся в химическом отношении к элементам последней части предыдущего периода; атомному номеру 36 соответствует снова благородный газ *криптон*.

Эти соотношения соответствуют нашим ожиданиям. При рассмотрении образования и устойчивости электронных конфигураций атомов трех первых периодов мы основывались на том, что каждый из 18 первых электронов в следующем элементе связан на орбите с тем же главным квантовым числом. Как легко видеть, это уже неверно в отношении 19-го электрона. С возрастанием заряда ядра и связанным с этим уменьшением разницы силовых полей внутри и вне области орбит 18 первых связанных электронов размеры той части 4_1 -орбиты, которая расположена вне области внутренней конфигурации, все больше приближаются к размерам четырехквантовой орбиты, рассчитанной без учета взаимодействий электронов атома. *С возрастанием атомного номера настает, наконец, момент, когда 3_3 -орбита соответствует более сильной связи 19-го электрона, чем 4_1 -орбита.* Это происходит в самом начале четвертого периода.

Излучение спектра калия непосредственно показывает, что 4_1 -орбита соответствует связи, вдвое более сильной, чем связь на орбите 3_3 , относящейся к первым спектральным термам *D*-ряда. У кальция дело обстоит совершенно иначе. Здесь мы должны рассматривать не дуговой спектр, соответствующий связыванию 20-го электрона, а искровой спектр, отвечающий присоединению 19-го электрона. Искровой спектр магния весьма похож в отношении спектральных термов различных рядов на спектр натрия — только постоянная в формуле (12) вчетверо больше постоянной Ридберга. Но в *искровом спектре кальция* мы встречаем своеобразные особенности: первый терм *D*-серии больше, чем первый терм *P*-серии, и только немного меньше, чем первый терм *S*-серии, соответствующий связыванию 19-го электрона в нормальном состоянии. Это иллюстрируется на рис. 3, схематически изображающем стационарные состояния натрия и калия по дуговым спектрам и магния и кальция по искровым спектрам. Так же, как и на рис. 1 и 2 для спектра натрия, и в данном случае при выбранном масштабе мультиплетность термов не могла быть отмечена, и числа около стационарных состояний относятся только к квантовым числам n и k . Для сравнения масштаб, в котором нанесена энергия различных состояний, взят для искровых спектров вчетверо меньше, чем для дуговых. Таким образом, перпендикулярные линии, обозначенные различными значениями n , соответствуют в дуговых спектрах термам спектра водорода, а в искровых — термам искрового спектра гелия. Если мы проследим на схеме изменение относительной силы связи 19-го электрона в 4_1 - и 3_3 -орбитах от калия до кальция, то увидим, что нужно быть готовым к тому, что в следующем элементе — *скандии* — 3_3 -орбита

будет соответствовать более прочной связи 19-го электрона, чем 4_1 -орбита. Но и на 3_3 -орбите связь 19-го электрона в атоме будет слабее, чем связь первых 18 электронов, как это ясно из предыдущего; это согласуется с электроположительными свойствами скандия в химических соединениях, где он выступает трехвалентным.

В следующих элементах в нормальном состоянии атома появится большее число электронов на 3_3 -орбите; число таких орбит будет зависеть

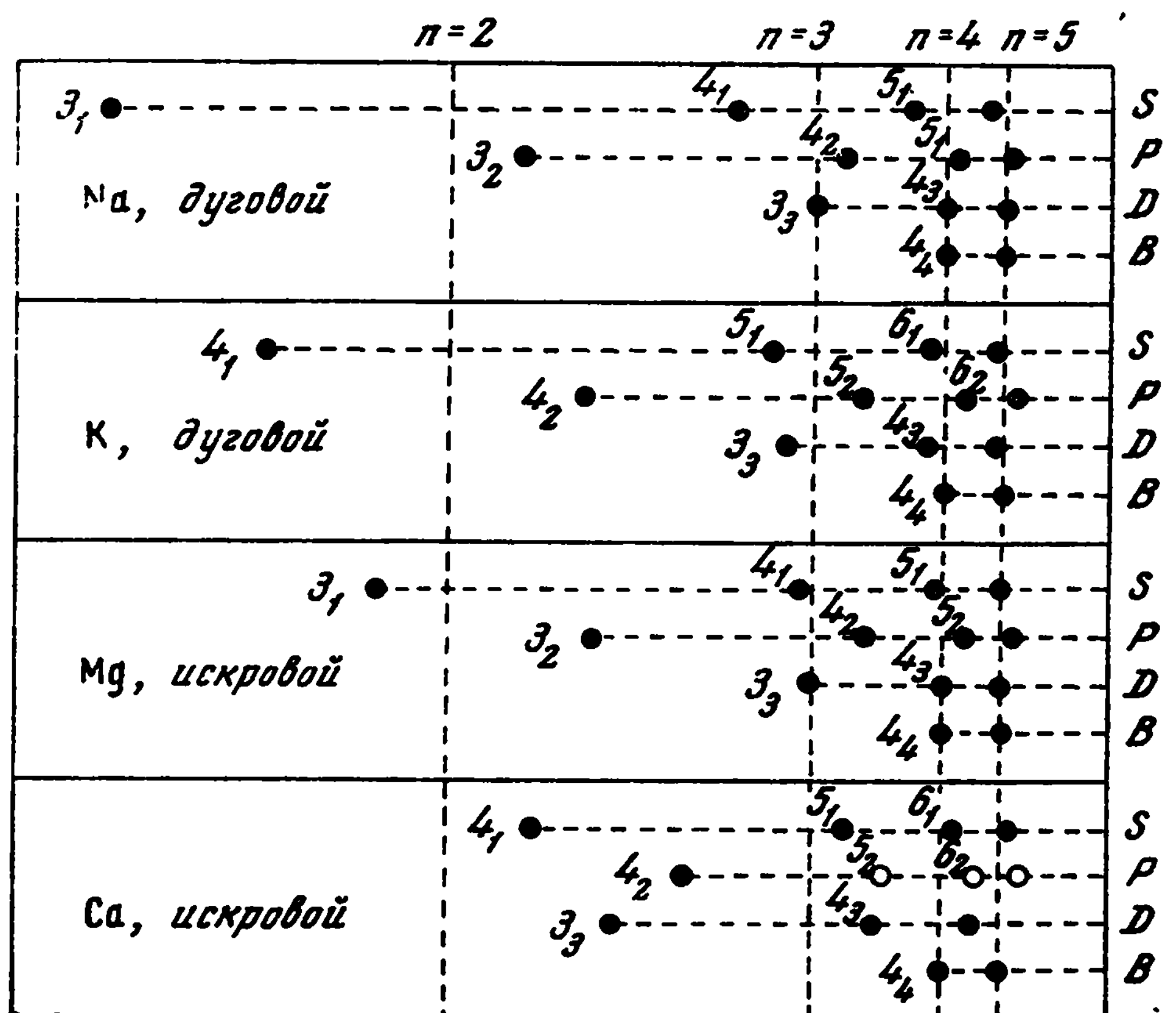


Рис. 3

от прочности связи электронов на них по сравнению с прочностью на 4_1 -орбите, на которой во всяком случае движется последний присоединенный электрон. В отношении образования и прочности атомов мы встречаемся здесь с соотношениями, существенно отличными от тех, которые нами рассмотрены в предыдущих периодах системы элементов. В отличие от прежнего с возрастанием атомного номера мы имеем дело с образованием одной из внутренних электронных групп атома, в нашем случае группы электронов на трехквантовых орбитах. Только в том случае, когда образование такой группы завершается, мы можем с возрастанием атомного номера ожидать изменения в свойствах элементов, подобного тому, с которым мы встречались в предыдущих периодах. Анализ свойств элементов последней части четвертого периода показывает непосредственно, что соответствующая группа в ее завершённой форме должна содер-

жать 18 электронов; мы должны думать, например, что *криптон*, кроме групп одноквантовых, двухквантовых и трехквантовых орбит, имеет симметричную конфигурацию из 8 электронов в четырехквантовых орбитах (четыре 4_1 -орбиты и четыре 4_2 -орбиты).

Возникает вопрос: как мы должны представлять себе образование группы электронов на трехквантовых орбитах. По аналогии со строением электронной группы на двухквантовых орбитах можно было бы на первый взгляд ожидать, что законченная группа трехквантовых орбит состоит из трех подгрупп по 4 электрона, расположенных на орбитах типов 3_1 , 3_2 и 3_3 ; общее число электронов 12 вместо 18, как это необходимо предположить для понимания свойств элементов. Более детальное рассмотрение показывает ошибочность такого предположения. Устойчивость конфигурации из 8 электронов на двухквантовых орбитах в неоне объясняется не только симметрией электронных подгрупп, состоящих из электронов на 2_1 - и 2_2 -орбитах, но также возможностью привести орбиты этих подгрупп в гармонические отношения относительно друг друга. В электронных группах с трехквантовыми орбитами дело обстоит иначе: три подгруппы по четыре орбиты не могут быть столь же просто приведены во взаимодействие. Наоборот, захват электронов на 3_3 -орбиты нарушает гармонию конфигурации орбит двух первых подгрупп и их взаимодействия; такое нарушение произойдет во всяком случае, когда с ростом атомного номера мы дойдем до того пункта, где 19-й электрон связан уже не столь слабо по сравнению с ранее связанными электронами на трехквантовых орбитах, как в атоме скандия, но втягивается в глубь атома, так что движется главным образом в области внутренних электронов. Нужно думать, что это уменьшение гармонии «открывает», так сказать, ранее «замкнутую» конфигурацию электронов на 3_1 -и 3_2 -орбитах, вследствие чего становится возможным связывание дальнейших электронов такого типа. Что касается конечного результата, то число 18 указывает на образование группы из трех подгрупп по 6 электронов. Хотя до сих пор невозможно проследить шаг за шагом образование этой группы, тем не менее наше заключение довольно интересно подтверждается тем, что три конфигурации, каждая из 6 электронных орбит, могут быть чрезвычайно просто ориентированы одна относительно другой. Эта конфигурация подгрупп не обладает, однако, тетраэдрической симметрией, как группы двухквантовых орбит углерода; здесь симметрия может быть названа тригональной.

Несмотря на большое различие в свойствах рассматриваемых элементов, можно сказать при более подробном изучении, что завершение группы из 18 электронов в трехквантовых орбитах проявляется почти так же, как и завершение группы двухквантовых орбит. Мы видим, что эта завершенность определяет не только неактивность неона, но также электро-

отрицательные свойства предыдущих и электроположительные свойства последующих элементов. Отсутствие благородного газа с внешней группой из 18 электронов на трехквантовых орбитах объясняется просто тем, что размеры 3_d -орбиты много больше, чем размеры 2_d -орбиты, устанавливающейся под влиянием того же силового поля. Следствием этого является то, что трехквантовая группа не может служить внешней группой нейтрального атома, но появится только в положительно заряженном ионе. В характерном уменьшении валентности *меди* по сравнению с предшествующими элементами, сказывающемся в появлении ионов меди, мы усматриваем стремление к завершению симметричной электронной конфигурации, что ясно выражено в электроотрицательной валентности таких веществ, как фтор. То, что ионы меди действительно представляют собой заполненную группу трехквантовых орбит, непосредственно подтверждается *спектром меди*. В противоположность большой сложности спектров предшествующих элементов, являющейся следствием несимметричного характера внутренней системы, дуговой спектр меди по своему типу близок к спектру натрия. Это сходство, несомненно, нужно приписать тому обстоятельству, что ион меди, подобно иону натрия, обладает простой симметричной структурой. Различие строения внешних электронных групп этих ионов сказывается, однако, в значительной разнице спектральных термов, точно так же, как и в величине дублетного расщепления в *P*-термах спектров меди и натрия. С другой стороны, соединения меди показывают, что группа трехквантовых орбит меди не обладает прочностью связи двухквантовой группы натрия. Только в следующем элементе — *цинке*, являющемся двухвалентным, электроны трехквантовой группы настолько сильно связаны, что они не отщепляются при обычных химических процессах.

Развитые выше представления об образовании и строении элементов *четвертого периода* не только позволяют понять в общих чертах их химические и спектральные свойства, но подтверждаются рассмотрением характерных особенностей другого типа. Как известно, элементы четвертого периода отличаются в различных отношениях от элементов предыдущих периодов, а именно: частично магнитными свойствами, частично своеобразной окраской соединений. Конечно, *парамагнетизмом* и *окраской* обладают элементы и предыдущих периодов, однако не в соединениях, где их атомы являются ионами. Многие элементы четвертого периода обладают даже в диссоциированных водных растворах ясно выраженными парамагнитными свойствами и характерной окраской. Значение этих факторов подчеркнуто, между прочим, Ладенбургом в связи с его сообщениями о свойствах элементов в периодической системе, о которых мы говорили выше (стр. 328). Лэнгмюр для объяснения различия между четвертым и предшествующими периодами системы элементов предпола-

гает, что кроме слоев по 8 электронов, которые служили для истолкования свойств предшествующих периодов, существует еще слой, в котором могут поместиться 18 электронов; этот слой целиком заполняется только в криптоне, последнем элементе четвертого периода. В отличие от Лэнгмюра Ладенбург представляет себе, что в четвертом периоде, по некоторой, точно не выясненной причине, между внутренней электронной конфигурацией, появляющейся уже у аргона, и внешней группой валентных электронов образуется некоторый «промежуточный слой», образование которого начинается у скандия и завершается в конце «семейства железа». В качестве подтверждения этой гипотезы Ладенбург приводит не только химические свойства элементов четвертого периода; он указывает также, что парамагнетизм и окраска возникают как раз у элементов, в атомах которых постепенно развивается указанный промежуточный слой. Мы видим, что между точкой зрения Ладенбурга на возникновение четвертого периода системы элементов и нашими соображениями имеется некоторое формальное сходство. Эти соображения как раз и дают возможность понять гипотезу Ладенбурга на основании непосредственного рассмотрения условий образования атома.

Что касается *магнитных свойств*, то обычные электродинамические представления не дают нам достаточного основания для объяснения атомного магнетизма. Этому не приходится удивляться, если вспомнить, что те же представления не могут объяснить также явлений излучения, обусловленных тесным взаимодействием электрических и магнитных сил, возникающих при движении электронов. Независимо от того, как разрешится это затруднение, можно сделать вероятную гипотезу о том, что появление магнетизма у элементов четвертого периода периодической системы связано с *отсутствием симметрии во внутреннем строении атома*. Благодаря этому магнитные силы, возникающие при движении электронов, не могут образовать системы силовых линий, замкнутых в самом атоме. В отличие от элементов предшествующих периодов, положительные или отрицательные ионы которых обладают ясно выраженной симметрией, в веществах четвертого периода атомы содержат электроны на трехквантовых орбитах в переходной стадии между симметричной конфигурацией 8 и 18 электронов; поэтому ионы обладают несимметричной электронной конфигурацией. Как подчеркнул Коссель, экспериментальные данные чрезвычайно просты; ионы соответствующих элементов с равным числом электронов имеют один и тот же магнитный момент. В соответствии с предположениями о строении меди и цинка опыт показывает, что магнетизм исчезает как раз для ионов с 28 электронами, где, как мы уже указывали, существует законченная группа трехквантовых орбит. В целом анализ магнитных свойств элементов четвертого периода оставляет живое впечатление о существовании здесь некоторой «раны» в очень

симметричном в остальном строении атома; при последовательном переходе от одного элемента к другому мы становимся свидетелями возникновения и «залечивания» этой раны. Можно надеяться, что более детальное исследование магнетизма даст в руки путеводную нить для более глубокого понимания процесса постепенного развития электронной группы трехквантовых орбит.

Окраска ионов также подтверждает развитое выше представление о строении атомов четвертого периода. Согласно постулатам квантовой теории, мы должны представлять себе, что как поглощение, так и излучение света происходит при переходах между стационарными состояниями. Окраска, т. е. поглощение света в видимой части спектра, показывает возможность переходов в атоме, сопровождающихся изменениями энергии того же порядка величины, что и наблюдающихся в оптических спектрах. В противоположность ионам элементов предыдущих периодов с сильно связанными электронами мы можем заранее ожидать возможность переходов указанного типа у элементов четвертой группы; образование и завершение группы трехквантовых орбит протекает все время, так сказать, в конкуренции с возможностью связывания электронов на орбитах с более высоким квантовым числом. Надо думать, поэтому, что число появляющихся трехквантовых орбит определяется тем, что электроны на этих орбитах сильнее связаны, чем на орбитах 4_1 ; связывание электронов на трехквантовых орбитах должно продолжаться до тех пор, пока не установится, так сказать, *равновесие в связывании электронов на орбитах обоих типов*. Это обстоятельство тесно связано не только с окраской ионов, но и со склонностью элементов четвертого периода образовывать *ионы различных валентностей* в противоположность элементам первых периодов, где заряд ионов в водных растворах всегда является постоянным для данного элемента.

По отношению к следующим элементам периодической системы наш анализ может развиваться по естественной аналогии со сказанным выше. Рассматривая первые элементы *пятого периода*, мы должны предполагать, как это явствует из дугового спектра *рубидия* и искрового спектра *стронция*, что 37-й и 38-й электроны связаны на 5_1 -орбите. Искровой спектр стронция указывает, однако, на существование 4_3 -орбит; поэтому нужно думать, что в пятом периоде, содержащем, как и четвертый, 18 элементов, мы имеем дело с *дальнейшей стадией образования группы четырехквантовых орбит*. Первой стадией развития этой группы можно считать криптон с симметричной конфигурацией из двух подгрупп по 4 электрона на 4_1 - и 4_2 -орбитах. Предварительное завершение этой группы достигается у *серебра* в симметричной конфигурации трех подгрупп по 6 электронов на орбитах типа 4_1 , 4_2 и 4_3 . Все сказанное об образовании электронной группы трехквантовых орбит сохраняет силу и для рассматриваемой

стадии развития группы четырехквантовых орбит, так как мы не делали предположений об абсолютных значениях квантовых чисел и о форме орбит, определяя только число рассматриваемых типов орбит. Однако в то же время интересно отметить, что элементы пятого периода обнаруживают некоторое отличие от элементов предыдущих периодов, что соответствует различию типов орбит. Отклонения от характерных для второго и третьего периодов отношений валентностей наблюдаются в пятом периоде позже, чем в четвертом; в четвертом периоде *титан* имеет уже определенное стремление к переменной валентности; соответствующий элемент пятого периода — *цирконий* — всегда четырехвалентен, так же, как углерод во втором и кремний в третьем периодах. Простое исследование кинематических свойств электронных орбит показывает, что электрон на эксцентрической 4_3 -орбите элемента пятого периода связан слабее, чем электрон на круговой 3_3 -орбите соответствующего элемента четвертого периода; электроны же, связанные на эксцентрических орбитах типов 5_1 и 4_1 , обладают почти одинаковой прочностью связи.

В конце периода, у *ксенона* — элемента с атомным номером 54, — мы можем ожидать кроме уже указанных конфигураций 2 одноквантовых, 8 двухквантовых, 18 трехквантовых и 18 четырехквантовых орбит и еще симметричную конфигурацию из двух подгрупп по 4 электрона на 5_1 - и 5_2 -орбитах. Для элементов с более высоким атомным номером мы должны прежде всего предположить, как показывают спектры *цезия* и *бария*, что 55-й и 56-й электроны связываются на 6_1 -орбитах; однако надо быть готовым встретиться и с совершенно новыми отношениями. Можно предполагать, что при возрастании заряда ядра настанет момент, когда электрон не только на 5_3 -орбите будет связываться прочнее, чем на 6_1 -орбите, но и 47-й электрон будет связываться не на 5_1 -орбите, а на 4_4 -орбите, где связь электрона будет прочнее; это соответствует тому моменту в элементах третьего периода, когда 19-й электрон впервые вместо 4_1 -орбиты связывается на 3_3 -орбите. После того как мы дошли до этого пункта, можно ожидать, что с возрастанием атомного номера мы натолкнемся на группу элементов, следующих один за другим, обладающих, подобно семейству металлов группы железа, почти одинаковыми свойствами. В данном случае это выступает еще сильнее, так как мы имеем дело с последовательным образованием электронных конфигураций, находящихся в глубине атома. Вы, конечно, поняли, что я имею в виду простое объяснение наличия *семейства редких земель* в начале *шестого периода системы элементов*. По длине шестого периода мы можем непосредственно определить число электронов (именно 32), присутствующих в этой группе после *окончательного развития группы четырехквантовых орбит*. По аналогии с соотношениями в группе с трехквантовыми орбитами можно заключить, что *завершенная группа* содержит по восьми электронов

в каждой из четырех подгрупп. Хотя нет еще возможности проследить развитие группы шаг за шагом, мы все же и в данном случае можем получить из простых соображений основания для теоретического понимания появления симметричной конфигурации. В связи с этим я укажу, что симметричное расположение у четырех подгрупп по шести электронов недостижимо без совпадения плоскостей орбит; такое соотношение возможно, однако, между тремя подгруппами с конфигурацией, обладающей тригональной симметрией. Затруднения, с которыми мы встречаемся в этом случае, делают вероятным предположение, что симметричная конфигурация осуществима при четырех подгруппах по 8 электронов; конфигурация орбит при этом должна обладать осевой симметрией.

Так же, как и у металлов группы железа в четвертом периоде, наше объяснение наличия семейства редких земель в шестом периоде подтверждается исследованием магнитных свойств этих элементов. Несмотря на большое сходство в химическом отношении, члены семейства редких земель обладают весьма различными магнитными свойствами; в то время как некоторые из них показывают ничтожный магнетизм, другие обладают атомным магнитным моментом, превышающим момент всех других исследованных веществ. Точно так же своеобразная окраска соединений редких земель получает простое объяснение по аналогии с элементами четвертого периода.

Кроме завершения образования группы четырехквантовых орбит у элементов шестого периода мы наблюдаем *вторую стадию образования группы пятиквантовых орбит*, проявляющуюся в *семействе платиновых металлов*, а также первую предварительную ступень образования шестиквантовой электронной группы в радиоактивном, химически инертном газе *радоне*, замыкающем период. В атоме этого элемента мы должны предполагать существование 2 одноквантовых, 8 двухквантовых, 18 трехквантовых, 32 четырехквантовых, 18 пятиквантовых орбит и, кроме того, внешнюю симметричную конфигурацию 8 электронов в шестиквантовых орбитах, состоящую из двух подгрупп по четыре электрона на 6_1 - и 6_2 -орбитах.

Фундаментальное отличие нашей модели от статической модели Лэнгмюра состоит в том, что мы рассматриваем конфигурации электронов, движущихся один около другого с большими скоростями, так что электроны «внешних» групп проникают во время своего обращения в область орбит электронов «внутренних» групп. Независимо от этого мы видим, что *порядок следования электронных групп* атома, который мы получаем, прослеживая последовательное присоединение электрона, существенно отличен от расположения групп в теории Лэнгмюра. Аналогично приему, примененному для объяснения различия свойств элементов четвертого периода по сравнению с элементами предыдущих периодов, Лэнгмюр

объясняет свойства элементов шестого периода тем, что в атоме кроме слоев соответственно с 2, 8, 8, 18 и 18 электронами, использованных для интерпретации элементов предыдущих периодов, имеется еще слой с 32 местами для электронов; этот последний слой полностью заполняется у радона¹.

[В связи с вопросом о расположении групп в атоме, затронутым в докладе, интересно указать, что недавно в Journal of the American Chemical Society появилась работа Бэри, в которой пересматриваются химические свойства элементов на основании представлений, аналогичных взглядам Льюиса и Лэнгмюра. Бэри подчеркивает, что объяснение свойств элементов последующих периодов может быть значительно проще, чем у Лэнгмюра. Нужно предположить — подобно тому, как это делает Ладенбург, — что возникновение четвертого и пятого периодов связано с завершением заполнения внутренних электронных групп; появление семейства редких земель в шестом периоде также объясняется подобным же завершением заполнения внутренней группы атома. Такое воззрение уже высказывал Вегард в связи с его исследованиями рентгеновских спектров. Бэри упоминает о моей первой заметке в «Nature», в которой в общих чертах излагается развиваемая здесь картина атома, однако не высказывается по вопросу о причине возникновения и устойчивости различных электронных групп в атоме.]

Переходя, наконец, к *седьмому и последнему периоду системы элементов*, мы вправе ожидать появления семиквантовых орбит в нормальном состоянии атома. В нейтральном атоме *радия* кроме конфигурации электронов, соответствующей радону, появляются два электрона на 7_1 -орбитах. Эти электроны во время своего обращения будут не только проникать в области орбит с меньшим главным квантовым числом, но и на такие расстояния от ядра, которые меньше радиусов внутренних одноквантовых орбит. Свойства элементов седьмого периода очень напоминают свойства элементов пятого периода. В противоположность шестому периоду в начале седьмого нет элементов, аналогичных редким землям. В полном соответствии с тем, что мы говорили об отношении свойств элементов четвертого периода к элементам пятого периода, приведенное выше обстоятельство объясняется тем, что эксцентрическая 5_4 -орбита соответствует более слабой связи 79-го электрона в атоме элемента седьмого периода, чем связь 47-го электрона на круговой орбите элемента шестого периода; разница в прочности связи этих электронов на 6_1 -орбите и на 5_1 -орбите остается незначительной.

¹ Следующий абзац добавлен в сб.: «Drei Aufsätze...». — Прим. ред.

Таблица

Элемент	Атом- ный номер	Число электронов на орбитах n_k																								
		1 ₁	2 ₁	2 ₂	3 ₁	3 ₂	3 ₃	4 ₁	4 ₂	4 ₃	4 ₄	5 ₁	5 ₂	5 ₃	5 ₄	5 ₅	6 ₁	6 ₂	6 ₃	6 ₄	6 ₅	6 ₆	7 ₁	7 ₂	7 ₃	
Гелий . . .	2	2																								
Неон . . .	10	2	4	4																						
Аргон . . .	18	2	4	4	4	4	—																			
Криптон	36	2	4	4	6		6	4	4	—	—															
Ксенон	54	2	4	4	6	6	6	6	6	6	—	4	4	—	—	—										
Радон . . .	86	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6	—	—	4	4	—	—	—	—				
?	118	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	8	8	8	8	—	6	6	6	—	—	—	—	4	4	—

Как известно, седьмой период до сих пор остается неконченным, так как мы не знаем ни одного элемента с атомным номером более 92; по всей вероятности, это связано с радиоактивностью последних элементов системы. По-видимому, атомные ядра с зарядом, бóльшим $92e$, недостаточно устойчивы и не могут наблюдаться в тех условиях, в которых мы изучаем свойства элементов. Довольно заманчивая задача — набросать картину строения атомов с порядковым номером больше 92, образующихся путем присоединения и связывания электронов в поле ядра, и отсюда определить химические свойства этих гипотетических элементов. Я не предполагаю, однако, останавливаться на этом вопросе, так как развитая мной интерпретация свойств фактически наблюдаемых веществ делает для вас и без того ясным способ подхода к решению такой задачи. Лучшей сводкой результатов наших соображений, может быть, послужит таблица, содержащая *символическое представление строения атомов благородных газов*, замыкающих первые шесть периодов системы элементов. Чтобы яснее оттенить общую тенденцию, в таблице приведена также предполагаемая конфигурация электронов атома следующего элемента с теми же свойствами, что и остальные благородные газы.

Для дальнейшей иллюстрации результатов, изложенных в докладе, на рис. 4 дается такое расположение периодической системы элементов, в котором делается попытка наглядного изображения связи между периодами и ступенчатым образованием электронных групп в атоме с возрастанием атомного номера. Это развитие электронных групп отмечается на таблице рамками, в которые заключается ряд элементов, в атомах которых постепенно образуется «внутренняя» электронная группа. В четвертом и пятом периодах имеются, например, простые рамки, указывающие на полное завершение группы электронов на трехквантовых орбитах

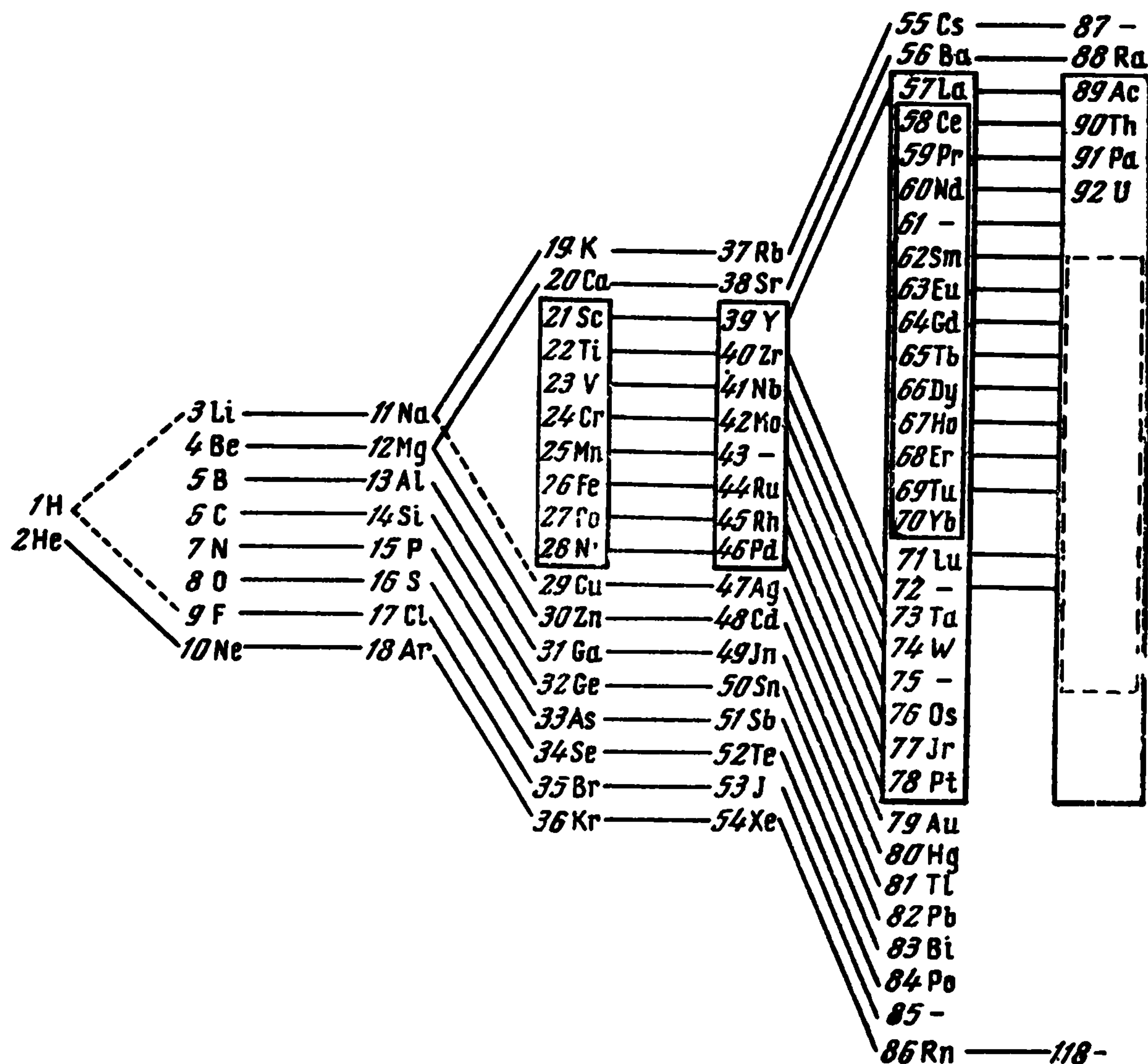


Рис. 4

и на предпоследнюю ступень развития группы четырехквантовых орбита. В шестом периоде понадобилось ввести две рамки, охватывающие одна другую; внутренняя рамка соответствует последней ступени развития группы четырехквантовых орбит, сказывающейся в появлении редких земель; это происходит в том месте системы, где начинается уже третья ступень развития группы пятиквантовых орбит, отмеченная внешней рамкой. В связи с этим нужно отметить, что число элементов, заключенных во внутреннюю рамку, меньше, чем общее число элементов, относящихся к редким землям. Относительно конца этого семейства, как известно, существует неопределенность, проистекающая от того, что элемент с атомным номером 72 с достоверностью неизвестен. Однако теория позволяет заключить, как это и отмечено на схеме, что электронная группа

с четырехквантовыми орбитами полностью сформирована уже у лютеция (атомный номер 71). Этот элемент должен быть поэтому последним в ряду веществ с аналогичными свойствами в первой половине шестого периода; на месте элемента с порядковым номером 72 следует ожидать элемент, по своим физическим и химическим свойствам являющийся гомологом циркония и тория. Этот пункт указан уже Бэри в связи с его соображениями, изложенными выше. В седьмом, незаконченном периоде рамка, начерченная сплошной чертой, указывает на третью ступень развития электронной группы с шестиквантовыми орбитами, которая начинает заполняться у актиния. Пунктирная рамка отмечает предпоследнюю ступень развития группы с пятиквантовыми орбитами, не наблюдавшуюся до сих пор, но относительно которой можно предполагать, что она начинает заполняться вскоре после урана, если уже не в самом уране. Линии, соединяющие элементы различных периодов, указывают на сходство химических и физических свойств соответствующих элементов. Подобное изображение периодической смены свойств элементов предложено более 20 лет назад Юлиусом Томсеном; такое представление дает большую свободу сравнения свойств элементов с представлениями о строении атомов, чем обычные способы изображения.

Исключительное положение элементов, заключенных в рамки, в отношении гомологичности отмечается на рис. 4 тем, что ни одна соединительная линия не проведена между такими элементами, которые занимают неодинаковое положение относительно рамок, несмотря на большое сходство многих из таких веществ в различных отношениях. В обычных изображениях периодической системы, например, отмечается прямо или косвенно большое сходство в химическом отношении алюминия и скандия: оба элемента определены электроположительны и трехвалентны. Это объясняется сходным строением трехвалентных ионов этих элементов; на основании наших более детализированных представлений о строении атомов следует, однако, ожидать существенной разницы во многих физических свойствах алюминия и скандия, так как характер связи трех последних электронов в обоих случаях весьма различен. Таким образом, например, непосредственно объясняется большое различие сериальных спектров алюминия и скандия. Несмотря на то, что спектр скандия еще недостаточно изучен, можно утверждать, что указанное различие значительно более резко, чем, например, между дуговыми спектрами натрия и меди; эти последние спектры обладают совершенно аналогичной структурой, если только не обращать внимание на абсолютное значение спектральных термов, как это уже ранее отмечено в докладе.

В этой связи интересно указать, что при сравнении спектров двух элементов дальнейших периодов, занимающих различные положения в рамках или расположенных внутри одной и той же рамки, следует

ожидать характерных отклонений от различных простых правил, описывающих изменения структуры спектров в пределах первых трех периодов системы. Интересные данные по этому вопросу содержатся в статье Каталана, недавно появившейся в *Proceedings of Royal Society*. Ему удалось обнаружить как в дуговых, так и в искровых спектрах марганца системы серий с отклонениями от тех законов, которые имеют силу для остальных, разобранных до сих пор спектров. Подобные отклонения и следует ожидать на основании тех соображений, которые приведены для объяснения происхождения группы железа в четвертом периоде; наличие этих отклонений можно рассматривать как веское подтверждение развитых воззрений.]¹

Прежде чем оставить вопрос об истолковании химических свойств элементов на основании нашей модели атома, мне хотелось бы еще раз напомнить, что изложенные соображения основаны на изучении с помощью квантовой теории тех процессов, которые связаны с образованием атома путем последовательного присоединения электронов. Исходная точка зрения, положенная в основу этого исследования, находит свое выражение в так называемом *принципе соответствия*. За применениями квантовой теории этот принцип позволяет подозревать внутреннюю связь того же типа, что и внутренняя связь в классической электродинамике; несмотря на обширность области применения электродинамики, она не в состоянии объяснить *устойчивость атома*, проявляющуюся в свойствах элементов. Изложенные здесь соображения, конечно, можно углубить во многих пунктах дальше. Но мы еще не можем утверждать, что результаты, содержащиеся в приведенной выше таблице, должны рассматриваться во всех деталях как единственный возможный результат применения принципа соответствия. С другой стороны, изложенные соображения настолько объясняют эмпирические данные, что едва ли возможна существенно отличная интерпретация свойств элементов на основании постулатов квантовой теории. Сказанное относится не только к серийным спектрам и их тесной связи с химическими свойствами элементов, которую мы получили при рассмотрении *образования атомов*, но также в большой степени и к рентгеновским спектрам, анализ которых приводит к изучению внутриатомных процессов совершенно иного рода. Надо думать, как мы уже говорили, что излучение рентгеновских спектров связано с процессами *перестройки уже сформированного атома*, происходящими в результате возмущений, вызываемых внутри атома внешними силами.

¹ Предшествующие три абзаца добавлены в сб.: «Drei Aufsätze...». — *Прим. ред.*

ЧАСТЬ ЧЕТВЕРТАЯ

Точно так же, как и в сериальных спектрах, частоты колебаний отдельных линий *рентгеновских спектров* можно рассматривать как разности (комбинации) ряда спектральных термов, характерных для данного вещества. Согласно общему условию частот (1) в квантовой теории, мы можем считать, что каждая рентгеновская линия соответствует излучению при переходах между двумя стационарными состояниями атома. Значение энергии, соответствующее стационарному состоянию атома, часто называется «энергетическим уровнем», относящимся к рентгеновским спектрам. Однако имеется большое различие в природе рентгеновских спектров и сериальных спектров, как мы об этом говорили в начале доклада; разница проявляется в различии законов, управляющих *поглощением излучения* в рентгеновской и оптической областях спектра. В оптической области поглощение невозбужденных атомов связано с такими линиями сериального спектра, которые получаются комбинацией двух спектральных термов, один из которых является более высоким термом данного спектра. Поэтому поглощение приходится связывать с таким процессом, который переводит электрон с орбиты нормального состояния в атоме на орбиту, соответствующую одной из ранних стадий процесса связывания. С другой стороны, поглощение рентгеновских лучей относится не к самим линиям рентгеновского спектра, а к определенным спектральным областям, как это в особенности следует из исследований Вагнера и де Бройля. Эти области начинаются у так называемых кантов полосы поглощения, частоты колебаний которых соответствуют, во всяком случае в хорошем приближении, термам, комбинация которых дает линии спектра излучения. Поэтому приходится думать, что атом при поглощении может быть переведен из нормального состояния в любое из стационарных состояний, соответствующее указанным выше уровням энергии, между которыми происходят переходы, сопровождающиеся излучением рентгеновских линий. Мы увидим, что изложенное выше представление о строении атомов позволяет дать простое толкование этих соотношений. При этом мы поставим следующий вопрос: *какие изменения в состоянии атома могут быть вызваны поглощением и какие процессы излучения могут подготавливаться такими изменениями?*

Возможность изменения движения внутреннего электрона в атоме при освещении связана прежде всего самым тесным образом с характером взаимодействия электронов внутри каждой группы. Мы определили эти группы, изучая возможное образование атома путем последовательного связывания электронов. В отличие от форм движения, в которых положения электронов в любой момент обладают симметрией многоугольника или многогранника, характер движения в наших группах таков, что,

вообще говоря, каждая гармоническая компонента движения электронов представлена в общем электрическом моменте атома. Благодаря этому имеется возможность отделить движение электрона от влияния других электронов той же группы при процессе, обладающем необходимым соответствием с нашими обычными представлениями о процессе поглощения. Исходная точка зрения, положенная нами в основу интерпретации развития и завершения электронных групп при образовании атома, приводит далее к выводу, что изменение состояния атома, происходящее при поглощении или излучении света, не может привести к включению нового электрона в какую-либо законченную группу атома. Это значит, что при поглощении электрон внутренней группы может перейти только в еще незаконченную группу или же попасть на такую орбиту, на которой электрон большую часть своего пути находится на значительном удалении от других электронов (мы не говорим о случае полного удаления электрона из атома). На основании своеобразных условий устойчивости, управляющих незаконченными группами внутри атома, энергия, необходимая для перевода электрона в одну из таких групп, всегда будет очень мало отличаться от той энергии, которая необходима для удаления электрона из атома. Поэтому энергетические уровни, соответствующие *кантам* полосы поглощения, дают возможность в первом приближении определить работу, необходимую для удаления из атома электрона внутренней группы. Наша исходная точка зрения позволяет также понять наблюдения, относящиеся к *эмиссионным линиям* рентгеновских спектров, появляющимся при переходах между состояниями атома, соответствующими указанным энергетическим уровням. Описанный выше тип взаимодействия электронов в группах атома влечет за собой, так сказать, готовность каждого электрона в атоме независимо от остальных электронов той же группы воспользоваться всякой возможностью упрочения связи и перейти в группу с меньшими значениями главного квантового числа. Такая возможность возникает при удалении электрона из внутренней группы, как это следует на основании наших представлений о строении атома.

Таким образом, наша картина атома приводит к естественной интерпретации явлений излучения и поглощения в рентгеновской области; эта интерпретация вполне согласуется с воззрениями, на основании которых Коссель пытался формально истолковать результаты наблюдений. Кроме того, просто объясняются количественные соотношения для частот колебаний, соответствующих рентгеновским линиям, которые были установлены Мозли и Зоммерфельдом. Как мы уже говорили, эти исследования выявили наличие глубокого *сходства рентгеновского спектра данного элемента и спектра, сопровождающего связывание одного электрона атомным ядром*. Это сходство станет нам непосредственно понятным, если вспомнить, что в нормальном состоянии атома имеются орбиты, которые

с некоторым ограничением соответствуют всем ступеням такого процесса связывания; при удалении электрона с первоначального места в возмущенном атоме могут произойти процессы, не противоречащие переходам, разрешенным принципом соответствия, между указанными ступенями. Эти обстоятельства сразу устраняют те кажущиеся затруднения, которые возникают при попытке воспользоваться для объяснения рентгеновских спектров картиной атома, которая применялась для интерпретации периодической системы элементов. Эти затруднения чувствовались столь сильно, что, например, Зоммерфельд предполагал, что уже в невозбужденных атомах того же элемента электронные конфигурации могут быть различными. В отличие от наших представлений Зоммерфельд предполагает, что все электроны в главной группе движутся по эквивалентным орбитам; поэтому приходится принимать, что уже в нормальном состоянии атомы построены по-разному соответственно различным возможным типам орбит. Однако нам кажется, что такая гипотеза несовместима с определенным характером физических и химических свойств элементов; кроме того, она явно противоречит тем соображениям об условиях устойчивости, которые положены в основу нашей картины строения атома.

В связи с этим интересно указать, что распределение электронов по группам, которое мы кладем в основу интерпретации периодической системы и классификации линий рентгеновских спектров, совершенно различным образом проявляется в химических свойствах и в рентгено-спектроскопических явлениях. Характерные изменения химических свойств с изменением атомного номера обусловлены постепенным развитием и завершением заполнения электронных групп с наиболее слабой связью. С другой стороны, характерная, так сказать, неспособность рентгеновских спектров дать хотя бы какое-нибудь указание на периодические изменения с возрастанием атомного номера вызывается тем, что соответствующие электронные конфигурации образуют законченные группы, неизменно повторяющиеся при возрастании атомного номера; в равной мере это связано с тем, что незаконченные группы развиваются на наш взгляд постепенно. С того момента, как данный тип орбиты появился в нормальном состоянии атома, он остается и при возрастании атомного номера, причем прочность связи равномерно увеличивается. Развитие групп в атоме, определяющее химические свойства, проявляется в рентгеновских спектрах непосредственно только в появлении новых спектральных линий, соответствующих постепенному возникновению новых типов электронных орбит в атоме. Подобная связь между периодической системой и рентгеновскими спектрами указана уже Свинне в связи с теорией Косселя. Вообще говоря, только для тех рентгено-спектроскопических явлений, для которых приходится непосредственно принимать во внимание соотношения на «поверхности» атома, можно ожидать близ-

кой связи с химическими свойствами вещества. В согласии с нашими представлениями мы можем уяснить факты, относящиеся к поглощению рентгеновских лучей в элементах с небольшими атомными номерами, изученные в физической лаборатории в Лунде; нам становится понятным, почему положение и структура кантов полосы поглощения зависят в некоторой степени от физического и химического состояния, в котором находится вещество, и почему такой разницы не обнаруживается в характеристических линиях излучения рентгеновских спектров.

При попытке более детального объяснения наблюдений, на основании наших представлений о строении атома, мы встречаемся с вопросом о влиянии присутствия остальных электронов на прочность связи электрона на данной орбите. Непосредственно ясно, что такое влияние будет наименьшим во внутренних областях атома, где притяжение электрона ядром больше, чем отталкивание со стороны остальных электронов. В этой связи нужно напомнить, что в то время, как относительное влияние других электронов на прочность связи будет убывать с возрастанием заряда ядра, действие на прочность связи, вызываемое зависимостью массы электрона от скорости, будет сильно возрастать с зарядом ядра, как следует из формулы (11) Зоммерфельда. Для уровней энергии, соответствующих удалению электрона из самых внутренних областей атома, мы можем получить хорошее согласие, применяя простую формулу (11); для вычисления же, хотя бы приближенного, уровней энергии, относящихся к удалению электрона из внешних групп атома, необходимо учитывать влияние остальных электронов. Но это обстоятельство, с другой стороны, дает возможность получить на основании рентгеновских спектров *данные об электронной конфигурации во внутренних частях атома*. Этот вопрос рассматривается в многочисленных обстоятельных исследованиях Зоммерфельда и его учеников, а также Дебая, Вегарда и других. В связи с этим следует указать, что де Бройль и Довийе в недавно появившейся работе полагают, что они получили экспериментальное подтверждение предположений о числе электронов в атомных группах, к которым пришел Довийе на основании соображений о периодической системе, подобных воззрениям Лэнгмюра и Ладенбурга. В вычислениях, производимых в связи с этими исследованиями, предполагается, что электроны различных групп атома движутся в различных отдаленных областях; действие электронов внутренних групп на движение внешних электронов в первом приближении сводится к простому *экранированию* притяжения ядра. На основе представлений о строении атома, развитых здесь, соотношения будут существенно иными: для вычисления прочности электронной связи недостаточно учитывать только то, что электроны слабо связанных групп в большей части своего пути находятся вне орбит сильно связанных электронов; приходится принимать во внимание, что, вообще

говоря, на некотором участке пути электроны глубоко проникают в области орбит сильно связанных электронов. На основании последнего обстоятельства, с влиянием которого мы уже познакомились при рассмотрении сериальных спектров, нельзя уже рассчитывать на то, что «поправка на экранирование» дает возможность определить прочность связи электрона; эта поправка сводилась бы к вычитанию постоянной величины из N в формулах (5) и (11). Кроме того, при вычислении работы, соответствующей энергетическим уровням, приходится учитывать не только взаимодействие электронов в нормальном состоянии атома; нужно принимать во внимание также автоматические изменения в конфигурации и взаимодействии остальных электронов, происходящие при удалении данного электрона с его места в атоме без излучения. Хотя подобные вычисления и не производились еще с достаточной точностью, предварительное исследование показывает, что на основании наших предположений о свойствах электронных конфигураций можно приближенно истолковать экспериментальные результаты.

Независимо от развития определенных представлений о строении атома формальное применение теорий Косселя и Зоммерфельда позволило в самое последнее время детально проанализировать большой экспериментальный материал, собранный в последнее время Зигбаном и его сотрудниками при точных измерениях рентгеновских спектров. В анализе материала, кроме Зоммерфельда и его учеников, принимали участие Сmeal и Костер. Для тяжелых элементов в результате имеется уже почти полная *классификация энергетических уровней, отвечающих рентгеновским спектрам*, основанная на формальном отнесении к типам орбит, характеризуемым двумя квантовыми числами n и k ; одновременно появляется возможность установить определенные *правила возможных комбинаций* между классифицированными таким образом уровнями. Отсюда получаются многие весьма интересные выводы, существенные для детального понимания природы рентгеновских спектров. Прежде всего можно не только найти уровни, соответствующие в определенных границах всем возможным парам чисел n и k , но и обнаружить, что каждой такой паре чисел, вообще говоря, должен быть приписан более чем один уровень. Такой результат может на первый взгляд показаться крайне удивительным; однако при ближайшем рассмотрении он получает для нашей модели строения атома простое истолкование. Нужно помнить, что энергетические уровни обусловлены не только строением атома в нормальном состоянии; они зависят также от электронных конфигураций, которые возникают после удаления одного из внутренних электронов и которые в отличие от нормального состояния совершенно не имеют однозначно законченного характера. Если мы имеем дело с процессом, при котором один из электронов удаляется из своей группы (или подгруппы), то можно

ожидать, что орбиты оставшихся в этой группе электронов расположатся по отношению друг к другу более чем одним способом в конфигурации, удовлетворяющие условиям квантовой теории для стационарных состояний. Такая интерпретация «мультиплетности» уровней позволяет, как показывает ближайшее рассмотрение, учесть также изменение расстояний между уровнями в зависимости от атомного номера. Уже Смекаль, не пытаясь составить определенное представление о строении атомов, обсуждал возможность интерпретации многообразия наблюдаемых энергетических уровней. Он указывает на возможность того, что отдельные электроны различных групп атомов движутся не на эквивалентных орбитах в согласии с развиваемыми нами представлениями. Далее, Смекаль предлагает ввести три квантовых числа для описания электронных конфигураций в различных группах атомов. Однако он не указывает, являются ли квантовые числа признаком мультиплетной структуры нормального состояния или же соответствуют тем незаконченным группам, которые возникают в атоме, когда под действием внешнего воздействия из группы удаляется электрон¹.

[В новой статье Костера, появившейся в последнее время в журнале «Philosophical Magazine», удалось установить для большого числа элементов детальную связь между структурой рентгеновских спектров и представлениями о строении атома, развитыми в настоящем докладе. Прежние измерения спектров тяжелых элементов привели Костера и независимо от него Вентцеля к дополнению классификации рентгеновских линий, которые иллюстрируются приведенной на рис. 5 схеме для радона. Вертикальные стрелки на этой схеме обозначают наблюдаемые линии, соответствующие комбинациям энергетических уровней, представленных горизонтальными линиями; для ясности изображения относительные разности между уровнями на схеме не соответствуют точно действительным разностям энергий. Цифры, поставленные слева от горизонтальных линий, изображающих энергетические уровни, указывают тип орбиты n_k в нашем обычном обозначении. Буквы a и b отмечают упомянутые выше правила возможных комбинаций между уровнями. Эти правила так ограничивают возможные комбинации: 1) исключаются комбинации между уровнями, у которых значения k отличаются более чем на единицу, 2) комбинации могут иметь место только между одним из уровней a и одним из уровней b . Вентцель дал несколько отличную формулировку последнего правила, основанную на формальном введении третьего квантового числа. Костер в новой работе, охватывающей измерения для большого числа элементов, получил соответствующую классификацию и для легких элементов. Результаты, полученные для элементов, близких к ксенону и криптону,

¹ Следующие два абзаца добавлены в сб.: «Drei Aufsätze...» — Прим. ред.

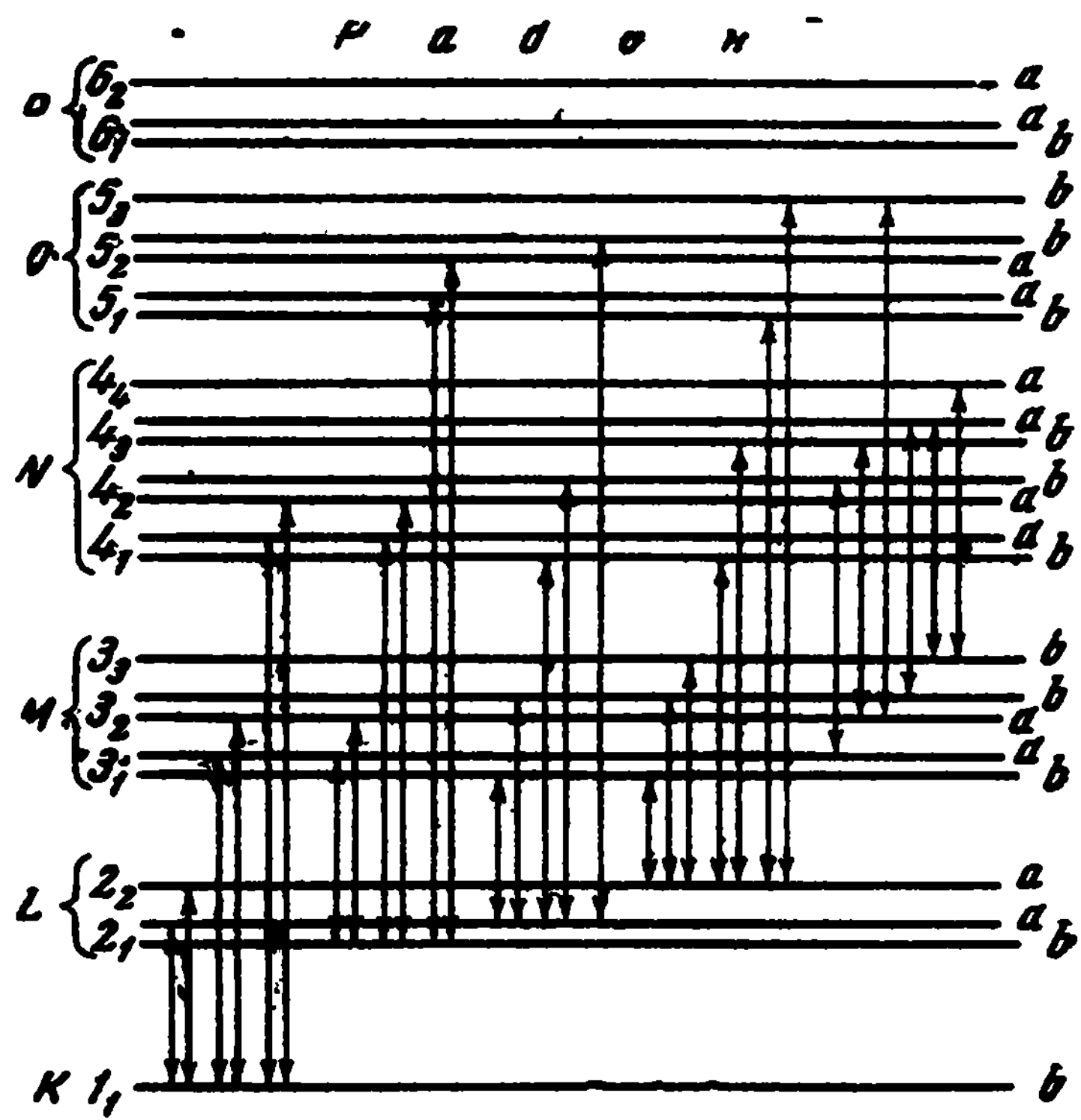


Рис. 5

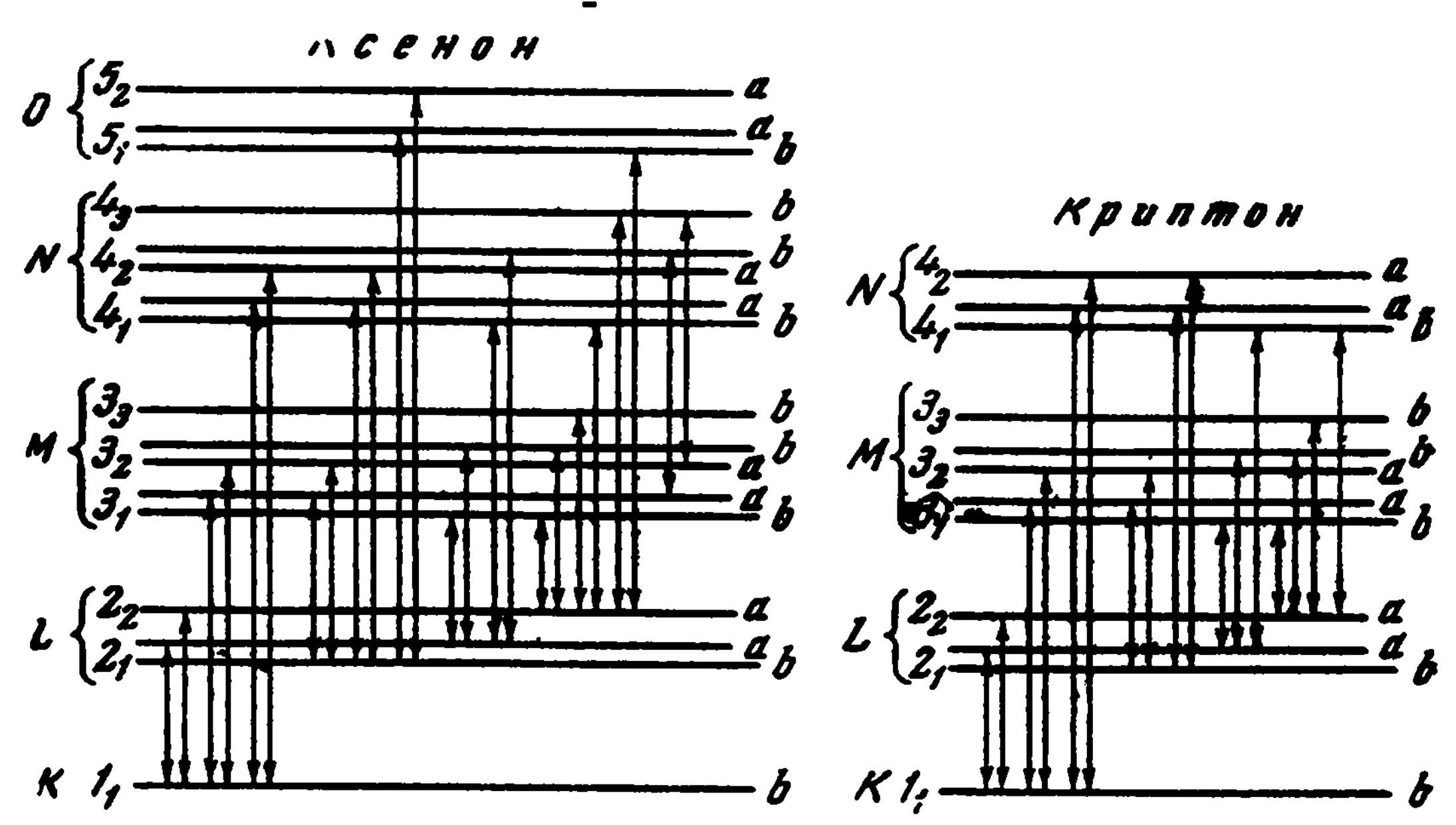


Рис. 6

представлены схемами на рис. 6. Мы видим, что как на рис. 6, так и на рис. 5 уровни соответствуют как раз тем типам орбит, которые нужно ожидать в атомах этих элементов, согласно таблице на стр. 363. Это соответствие тем более существенно, что для легких элементов можно достичь некоторой полноты классификации линий, в особенности, как видно из схем, в отношении линий, отвечающих комбинациям уровней с наименьшей прочностью связи. Далее Костер нашел те места в периодической системе, где в первый раз появляются различные уровни, наличие которых отличает схемы одну от другой.

Эта часть исследования также приводит к результатам, тесно связанным с представлениями, развитыми в настоящем докладе о ступенчатом образовании электронных конфигураций в атоме при возрастании атомного номера. Изменение силы связи внешних электронных групп вблизи редких земель, где происходит завершение внутренней четырехквантовой электронной группы, обнаруживает такой ход при возрастании атомного номера, который весьма интересно подтверждает теоретические представления. Но за подробностями мы отсылаем читателя к обстоятельному анализу результатов в самой статье Костера. В связи с вопросом о классификации рентгеновских спектров интересно указать на новую работу Вентцеля, в которой также имеется дополнительный материал для систематического обзора рентгеновских спектров. Вентцель показывает, что некоторые линии, которые не находят места в упомянутых выше классификациях, сводятся весьма естественно к процессам перестройки, возникающим при удалении более чем одного электрона из атома; эти линии в некотором отношении являются аналогами искровых линий оптических спектров.]

Изложенная здесь интерпретация *мультиплетной структуры уровней энергии рентгеновских лучей* весьма сходна с изложенным выше объяснением мультиплетности термов сериальных спектров. Между тонкой структурой рентгеновских спектров, связанной с мультиплетной структурой уровней, и сложным строением линий сериальных спектров имеется, однако, следующее различие: у рентгеновских спектров в отличие от оптических спектров, возникающих при обычных условиях, возможны не только комбинации между спектральными термами (уровнями), в которых k изменяется на единицу, но также и в тех случаях, когда k остается неизменным. Нужно думать, что это происходит по той причине, что в рентгеновских спектрах в отличие от сериальных мы имеем дело с переходами между стационарными состояниями, при которых электрон (с изменением количества движения которого связано излучение) как до, так и после перехода находится в тесном взаимодействии с электронами на орбитах с тем же главным квантовым числом. С одной стороны, приходится предполагать такие формы взаимодействия, что, вообще говоря,

компоненты колебаний электрона, имеющиеся в отсутствие остальных электронов, должны сохраниться в результирующем моменте атома. С другой стороны, нужно ожидать, что взаимодействие электронов вызовет появление и новых типов компонент колебаний в моменте атома. Это обстоятельство объясняет, почему при поглощении излучения электрон может быть освобожден различными способами от взаимодействия с другими эквивалентно связанными электронами той же подгруппы (мультиплетность уровней); кроме того, мы получаем точку опоры для истолкования наблюдаемых комбинаций уровней.

Этим я и ограничусь в изложении объяснения рентгеноспектроскопических явлений. Прежде чем закончить доклад, мне хотелось бы еще раз подчеркнуть связь этого объяснения с предыдущими соображениями о характеристических химических свойствах элементов периодической системы. То обстоятельство, что мы пользуемся тем же *применением квантовой теории к условиям устойчивости атома* для интерпретации обеих групп явлений, имеет огромное значение для суждения о реальности наших соображений. Утверждение о том, что основной путеводной нитью при исследовании строения атома должны служить соображения об *образовании атома* путем последовательного присоединения электронов, могло бы показаться сомнительным, если бы оно не находило полного подтверждения в соображениях о *перестройке атома* при возмущениях, вызываемых в сформированном атоме внешними воздействиями. Таким образом, существует некоторая внутренняя связь в представлениях о строении атома, как это мы пытались показать. С другой стороны, очевидна незаконченность наших соображений в двух направлениях: в отношении разработки деталей и в отношении обоснования общих исходных положений. Однако, по-видимому, нет другого пути для продвижения в области изучения атома, кроме того, которому следовали до сих пор, пути напряженного одновременного развития наших представлений в обоих направлениях.

О ПРИНЦИПЕ ОТБОРА В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ*

В заметке, озаглавленной «Важное исключение из принципа отбора» и опубликованной в апрельском номере этого журнала, П. Фут, Ф. Молер и В. Меггерс описывают некоторые интересные эксперименты по возбуждению линий спектра калия в дуговом разряде; они приходят к выводу, что результаты этих экспериментов ставят под сомнение общие принципы, с помощью которых законы формирования сложных спектров интерпретируются в рамках квантовой механики. Я попытаюсь вкратце объяснить, что рассматриваемые результаты, как мне кажется, не дают достаточного основания для такого вывода.

В соответствии с идеями квантовой теории каждая линия спектра, подобного дуговому спектру калия, испускается атомом во время процесса перехода между двумя из множества стационарных состояний. В таких состояниях один электрон движется по орбите, размеры которой велики по сравнению с размерами орбит других электронов в атоме, образующих вместе с ядром, так сказать, внутреннюю систему. В первом приближении орбита внешнего электрона будет плоской периодической орбитой, которая, кроме того, равномерно вращается в своей плоскости. Поэтому для стационарных состояний внешнего электрона движение в первом приближении задается известным способом с помощью двух квантовых чисел, которые можно обозначить n_1 и n_2 . При этом n_1 определяется некоторым условием, связанным с радиальным движением электрона; n_2 задает момент импульса электрона относительно центра орбиты, согласно условию, что этот момент равен $n_2 h / 2\pi$. Предполагается, что эти числа связаны со спектральными термами таким образом, что n_1 возрастает на единицу, когда в пределах некоторой серии термов мы переходим от одного ее терма к следующему, тогда как n_2 остается постоянным для каждой серии термов и возрастает на единицу, когда мы переходим от S -термов к P -термам, от P -термов к D -термам и т. д. Однако эта классификация

* *On the Selection Principle of the Quantum Theory.* Phil. Mag., 1922, 43, 1112—1116.

термов имеет отношение только к структуре спектров в целом. Для того чтобы учесть сложную структуру линий (дублеты, триплеты), надо рассмотреть более сложные детали всего набора стационарных состояний. Они возникают за счет усложнения движения внешнего электрона вследствие малого отклонения симметрии внутренней системы от центральной. Это приводит к появлению слабой прецессии плоскости орбиты внешнего электрона вокруг оси, совпадающей с направлением момента импульса атома. Вследствие такого усложнения движения при задании стационарных состояний придется ввести третье квантовое число n_3 , которое фиксирует ориентацию плоскости вращения внешнего электрона относительно оси внутренней системы при помощи условия равенства полного момента импульса атома величине $n_3 h/2\pi$. Это третье квантовое число связано со сложной структурой всего набора спектральных термов за счет того, что компоненты некоторого набора термов с одинаковыми значениями n_1 и n_2 различаются значениями n_3 .

Далее, так называемый принцип отбора появляется при рассмотрении ограничений на возможность перехода между стационарными состояниями. Это рассмотрение основано на двух совершенно различных аргументах.

Один из них покоится на *принципе соответствия*, согласно которому возможность перехода между двумя стационарными состояниями, приводящего к испусканию гармонических волн, кроется в наличии некоторых «соответствующих» компонент гармонических колебаний в движении атома. Для стационарных состояний атома описанного выше типа этот аргумент приводит к выводу о том, что в то время как на изменение квантового числа n_1 не накладывается никаких ограничений, число n_2 при переходе должно всегда изменяться на единицу, а число n_3 может либо измениться на единицу, либо остаться неизменным.

Второй аргумент вытекает из того факта, что в некоторых случаях можно запретить переходы между стационарными состояниями с помощью условия *сохранения момента импульса* во время процесса излучения. Что касается рассматриваемой проблемы, это приводит к заключению о том, что квантовое число n_3 , которое, как упоминалось, прямо связано с полным моментом импульса атома, не может меняться при переходе больше, чем на единицу. В то же время из этого аргумента не удастся получить никакой прямой информации относительно ограничений на квантовые числа n_1 и n_2 .

Что касается сопоставления этих выводов с экспериментом, наше понимание природы сложной структуры спектральных линий в настоящее время еще не настолько развито, чтобы обеспечить определенную проверку детальной интерпретации квантового числа n_3 , а следовательно, и правил отбора, базирующихся на законе сохранения момента импульса. Основная проблема (с которой сталкиваются в экспериментах, описанных в упомянутой выше заметке) состоит сейчас в проверке выводов, касаю-

щихся изменения квантовых чисел n_1 и n_2 , от которых в первом приближении зависят спектральные термы. Полученные ранее экспериментальные результаты о структуре спектров, казалось, убедительно подтверждали вывод, полученный с помощью принципа соответствия, о том, что в случае, когда на излучающие атомы не влияют никакие внешние воздействия, могут появляться только такие спектральные линии, которые отвечают комбинации термов с квантовыми числами n_2 , отличающимися на единицу. Это можно рассматривать как очень важный результат, поскольку можно утверждать, что квантовая теория, впервые предложившая простую интерпретацию фундаментального принципа комбинации спектральных линий, в то же время, так сказать, сняла покров таинственности, который существовал вокруг применения этого принципа вследствие кажущегося непостоянства появления предсказываемых комбинационных линий. Особое внимание следует обратить на простую интерпретацию, которую получает в рамках квантовой теории появление некоторых новых серий линий, наблюдавшихся Штарком с сотрудниками. Эти серии не появляются при обычных условиях, но возбуждаются, когда излучающие атомы подвергаются воздействию сильных внешних электрических полей. Действительно, согласно принципу соответствия, этот факт находит немедленное объяснение при изучении возмущений в движении внешнего электрона. Помимо колебаний, соответствующих простой центрально-симметричной орбите, возникает ряд составляющих гармонических колебаний нового типа с амплитудой, пропорциональной напряженности внешних полей. Называть такой эффект, как это часто делается, «нарушением» принципа отбора не совсем удачно. Это — терминология, не адекватная характеру той теоретической интерпретации, которая может быть дана рассматриваемому явлению.

В новых экспериментах, результаты которых опубликованы в заметке, упомянутой в начале настоящей статьи, были приняты специальные меры для того, чтобы заэкранировать излучающие атомы от влияния внешнего электрического поля, обусловленного потенциалом, приложенным к разрядной трубке. Несмотря на эту предосторожность, было найдено, что при определенных условиях наблюдаемые спектры содержали помимо обычных линий калия некоторые линии, соответствующие комбинациям двух термов, для которых n_2 отличаются на двойку. Они соответствуют упомянутой выше новой серии, которая появляется, когда излучающие атомы помещены в сильные электрические поля. Этот факт рассматривается авторами как важное исключение из принципа отбора, поскольку появление этих линий, очевидно, не могло быть вызвано внешними полями, как это имеет место в обычном эффекте Штарка. Однако при более внимательном изучении экспериментальных условий оказывается, что опубликованные результаты скорее подтверждают, нежели

опровергают, теорию. Прежде всего было обнаружено, что рассматриваемые линии появлялись только в том случае, если через аппаратуру проходил очень сильный ток. Когда же в трубке протекал разряд с меньшей плотностью тока, эти линии не появлялись. Таким образом, в тех случаях, когда с достаточно хорошей точностью удовлетворялось условие применимости теории, т. е. на атомы не действовали никакие внешние силы, не наблюдалось никаких отклонений от простого правила отбора. Это указывает на то, что наличие новых линий в случае более высоких плотностей тока было вызвано неким фактором, влияющим на обычное движение электронов в атомах. Если попытаться обнаружить этот эффект, то оказывается, что именно благодаря примененной экранировке от внешних воздействий описываемая экспериментальная установка будет особенно удобна для накопления ионов в области разрядной трубки, использованной для наблюдения спектра. На этот эффект по ходу дела обращают внимание и сами авторы как на возможную причину возникновения новых линий. Не имея более полной информации о размерах аппаратуры и о деталях установки, нежели это дается в указанной заметке, невозможно провести точную оценку плотности ионов, которые могли бы возникнуть в условиях этого эксперимента. Однако даже грубые оценки делают весьма вероятным, что поля, вызванные соседними ионами и свободными электронами и действовавшие на излучающие атомы, были по порядку величины равны тем, которые, согласно квантовой теории, необходимы для появления новых линий с наблюдаемой интенсивностью. Особо следует отметить, что напряженность этих полей могла оказаться во много тысяч раз большей, нежели напряженность внешних электрических полей в неэкранированной части аппаратуры.

В целом теория спектров, основанная на квантовой теории, по-видимому, позволяет единым образом объяснить экспериментальные факты. При этом не следует считать, что относительные интенсивности, с которыми появляются комбинационные линии при разных экспериментальных условиях, выдвигают серьезные трудности перед теорией; скорее они предоставляют информацию для изучения условий, при которых были испущены спектры. Например, изучение появляющихся комбинационных линий, возможно, откроет наиболее прямые пути к оценке плотности ионов в разных частях разрядной трубки. Что касается более детального описания теории сложных спектров и ссылок на литературу по этому вопросу, читателю можно порекомендовать статью о действии электрических и магнитных полей на спектральные линии, которая основана на Гэтриевской лекции, прочитанной автором в Лондонском физическом обществе 24 марта, и которая вскоре появится в трудах этого общества.

Коненгагенский университет,
11 апреля 1922 г.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ*

ВВЕДЕНИЕ

Характерные изменения спектральных линий, наблюдаемые при воздействии магнитных или электрических полей на излучающие вещества, служат ценным источником информации о строении атомов. Действительно, эти эффекты являются средством детального исследования влияния контролируемых факторов на внутриатомные процессы. Этот факт был осознан физиками в основных чертах еще со времени фундаментального открытия Зееманом¹ 25 лет тому назад характерного воздействия магнитных полей на спектральные линии. Внимание к этой проблеме было еще более привлечено после открытия Штарком² около десяти лет тому назад аналогичного эффекта в электрических полях. Однако вследствие развития нашего понимания электромагнитного излучения за этот отрезок времени весь подход к проблеме, в рамках которого велись поиски объяснений этих эффектов в связи с теориями строения атома, претерпел существенные изменения. Основной предмет этой лекции состоит в том, чтобы, по возможности, яснее показать принципиальные особенности этого развития.

І. ЭФФЕКТЫ ЗЕЕМАНА И ШТАРКА И КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Согласно классической электродинамике, характер излучения, испускаемого системой заряженных частиц, должен непосредственно зависеть от движения этих частиц. В самом деле, из этой теории следует, что каждая компонента гармонических колебаний электрического момента систе-

* *The Effect of Electric and Magnetic Fields on Spectral Lines.* Proc. Phys. Soc., 1923, 35, 275—302. (7-я Гэтрневская лекция, прочитанная Бором в Лондонском физическом обществе 24 марта 1922 г.— *Ред.*)

¹ P. Z e e m a n. Phil. Mag., 1897, 43, 226; см. также: Zeeman's collected papers on magneto-optical phenomena. Leiden, 1921.

² J. S t a r k. Berliner Sitzungsber, 1913 Nov.; см. также: Elektrische Spektral-analyse. Leipzig, 1914.

мы должна приводить к испусканию волн с частотой, совпадающей с частотой этого колебания, и с интенсивностью, зависящей от его амплитуды. Несмотря на трудности учета простым способом замечательных эмпирических законов, управляющих частотами в спектрах разных элементов, характерные черты открытия, сделанного Зееманом, получили в рамках теории, как было показано Лоренцом, непосредственную интерпретацию. Лоренц¹ предположил, что каждая линия в спектре невозмущенного атома возникает вследствие движения заряженной частицы, совершающей гармонические колебания относительно положения устойчивого равновесия в атоме под действием притяжения, направленного в сторону этого положения равновесия и пропорционального смещению в первой степени. Компонента этого смещения в заданном направлении в пространстве может быть записана в виде

$$\xi = C \cos 2\pi (\omega_0 t + \gamma), \quad (1)$$

где частота ω_0 не зависит от амплитуды колебания C .

Анализируя изменения в движении частицы, вызываемые наличием внешнего магнитного поля, Лоренц показал, что при рассмотрении этой задачи в рамках обычной электродинамики первоначальное чисто гармоническое движение изменяется таким образом, что его можно уже рассматривать как состоящее из трех гармонических компонент. Одной из них является линейное гармоническое колебание параллельно магнитному полю с частотой, совпадающей с частотой невозмущенного движения. Две другие компоненты представляют собой круговые вращения в противоположных направлениях в плоскости, перпендикулярной приложенному полю, с частотами, задаваемыми соотношениями

$$\omega = \omega_0 \pm \omega_H, \quad (2)$$

где два знака соответствуют двум противоположно направленным вращениям. Выражение для ω_H имеет вид

$$\omega_H = \frac{eH}{4\pi m c}, \quad (3)$$

где H — напряженность магнитного поля, e и m — соответственно заряд и масса осциллирующей частицы, а c — скорость света.

Этот результат оказался в превосходном согласии с измерениями Зеемана. Действительно, было обнаружено, что в ряде случаев спектральная линия расщепляется на три компоненты, одна из которых линейно поляризована и находится точно на месте первоначальной линии, тогда

¹ См.: Н. А. Л о р е н ц. The Theory of Electrons, Ch. 3. Leipzig, 1909.

как две другие располагаются симметрично относительно первоначальной линии и обладают круговой поляризацией в противоположных направлениях. Далее, отношение заряда к массе осциллирующей частицы, вычисленное по формулам Лоренца из смещения этих компонент, как было найдено, находится в хорошем согласии с величиной, полученной из опытов по отклонению катодных лучей в электрических и магнитных полях. При этом из поляризаций, наблюдаемых у внешних компонент, было видно, что заряд этих частиц, подобно заряду частиц катодных лучей, был отрицательным. Этот результат был повсюду воспринят как наиболее убедительное доказательство электронной теории вещества. Можно с определенностью сказать, что он вне всякого сомнения подтвердил вывод о том, что природу возникновения спектров следует искать в движении электронов в атоме.

С точки зрения общего обсуждения эффекта Зеемана существенное значение имеет теорема, впервые установленная в электродинамике Лармором¹. Согласно этой теореме, движение совокупности электронов в центральном поле будет при наличии однородного магнитного поля претерпевать изменение, сводящееся к тому, что движение системы в первом приближении можно описать как возможное движение электронов в отсутствие поля, на которое наложено равномерное вращение всей системы вокруг оси, параллельной направлению поля, с частотой ω_H , задаваемой формулой (3).

Легко видеть, что эта теорема содержит в себе результаты, полученные Лоренцом, поскольку добавление нового равномерного вращения к простому гармоническому колебанию должно приводить как раз к движению только что описанного типа. Действительно, любое эллиптическое гармоническое колебание может быть разложено на линейное колебание в заданном направлении и эллиптическое колебание в плоскости, перпендикулярной этому направлению, причем последнее можно вновь рассматривать как состоящее из двух круговых вращений с одной и той же частотой, но происходящих в противоположных направлениях. Теперь добавленное вращение вокруг данной оси, конечно, не будет влиять на линейные колебания вдоль этой оси. Что же касается кругового вращения в перпендикулярной к ней плоскости, то оно просто увеличит или уменьшит его частоту на величину, равную частоте этого добавочного вращения, соответственно тому, совпадает направление этого вращения с направлением первоначального вращения или же противоположно ему.

Однако, хотя для некоторых спектральных линий эффект Зеемана точно соответствует предсказаниям теорий Лоренца и Лармора, у многих линий атомных спектров обнаруживается так называемый аномальный

¹ J. L a r m o r. Aether and Matter, p. 341. Cambridge, 1900.

эффект Зеемана. При этом линии также расщепляются на компоненты с линейной поляризацией, параллельные полю, и компоненты с круговой поляризацией, перпендикулярные полю. Эти компоненты опять-таки расположены симметрично относительно первоначальной линии, а их смещение пропорционально полю по крайней мере при малой напряженности поля. Однако число таких компонент и величины расщеплений могут существенно отличаться от случая «нормального» эффекта. Это изменение характера эффекта Зеемана, как было найдено, непосредственно связано со структурой спектров и со способом объединения линий этих спектров в «серии». В самом деле, согласно правилу, сформулированному Престоном¹, эффекты Зеемана одного и того же типа проявляются не только у линий, принадлежащих к одной спектральной серии какого-то элемента, но и у линий, отвечающих соответствующим сериям в спектрах других элементов, обладающих аналогичной структурой. Множество усилий было затрачено на то, чтобы объяснить появление аномального эффекта Зеемана с помощью классической теории излучения. Среди них следует упомянуть замечательную работу Фогта², которому удалось развить формальную интерпретацию ряда деталей наблюдаемых явлений. Тем не менее все еще оставалось много существенных трудностей при попытках примирить аномальный эффект с этой теорией. Однако вряд ли следует здесь вдаваться в детали этой проблемы, тем более что мы столкнемся с новыми трудностями принципиального характера, как только попытаемся объяснить характерное воздействие электрических полей на спектральные линии с помощью классической теории, даже в случае таких спектров, как спектр водорода, где наблюдается нормальный эффект Зеемана.

Как известно, Штарк открыл в 1913 г., что линии спектра водорода расщепляются на несколько поляризованных компонент, когда атомы водорода помещаются в сильное электрическое поле. С точки зрения классической теории происхождения спектров результаты Штарка казались весьма неожиданными. Так, если электрон, совершающий колебания около положения устойчивого равновесия — как это предполагается в лоренцовской теории эффекта Зеемана, — помещается в однородное электрическое поле, то характер движения вообще не должен измениться. Воздействие поля должно проявиться лишь в смещении центра орбиты на величину, пропорциональную напряженности поля. Поэтому любое возможное влияние на спектральные линии должно быть, согласно классической теории, связано с отклонениями, пропорциональными этому смещению, от центрального притяжения, создаваемого силами, удержи-

¹ Th. Preston. Nature, 1899, 59, 224.

² C. W. Voigt. Magneto- und Elektrooptik. Leipzig, 1908.

вающими электрон на орбите в атоме. Эффект такого типа, рассматривавшийся Фогтом¹ за несколько лет до открытия Штарка, конечно, должен быть пропорционален второй или более высоким степеням напряженности внешних полей. В отличие от этого существенной чертой результатов, полученных Штарком, являлось то, что воздействие электрического поля на линии водорода было с достаточно хорошей точностью прямо пропорционально полю. Рассматриваемый в целом эффект Штарка действительно представляет собой наиболее сложное явление, которое существенно различается не только для разных спектров и разных серий спектральных линий, но которое претерпевает заметные изменения даже при переходе от одной линии к другой в рамках одной и той же спектральной серии.

Как известно, трудности, на которые мы здесь ссылались, являются собой всего лишь несколько примеров несостоятельности идей классической электродинамики в применении их к атомным явлениям. Более того, в результате фундаментальных исследований Резерфорда в области явлений радиоактивности можно считать доказанным, что атом состоит из положительно заряженного ядра, расположенного в центре и окруженного некоторым распределением электронов. Согласно классической электродинамике, ясно, что такая картина атома не допускает стабильных статических конфигураций, и нам следует допустить, что электроны в атоме движутся с большими скоростями. Однако это приводит к новым трудностям, так как по классической теории такие движения должны сопровождаться непрерывным испусканием электромагнитного излучения, которое будет продолжаться до тех пор, пока не окажется испущенным такое количество энергии, что электроны упадут на ядро. Нет смысла подробно обсуждать невозможность объяснить стабильность атомов и появление спектров, состоящих из резко разделенных линий, в этой модели атома, если ограничиться идеями классической электродинамики.

II. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СПЕКТРОВ

Незадолго до открытия Штарка я осмелился предложить теорию спектров, которая приводит к определенному разрыву с классической электродинамикой². Эта теория основана на рассмотрении стабильности атомов и испускания ими излучения в рамках концепций так называемой квантовой теории, начало которой было положено знаменитой планковской теорией теплового излучения, предложенной около 20 лет тому назад, и в развитие которой на том этапе существенный вклад внес Эйнштейн.

¹ C. W. V o i g t. Ann. d. Phys., 1909, 43, 410.

² N. B o h r. Phil. Mag., 1913, 26, 1, 476, 857 (статья 5).

Применение квантовой теории к атомным проблемам покоится на следующих двух постулатах.

1. Среди всех разумно возможных состояний движения в атомной системе существует ряд так называемых *стационарных состояний*, которые, несмотря на тот факт, что движение частиц в этих состояниях в значительной степени подчиняется законам классической механики, обладают удивительной, необъяснимой в рамках этой механики стабильностью, такой, что каждое перманентное изменение движения системы должно заключаться в полном переходе из одного стационарного состояния в другое.

2. В то время как в противоречии с классической электромагнитной теорией атом в стационарных состояниях не испускает никакого излучения, переход между двумя стационарными состояниями может сопровождаться испусканием электромагнитного излучения; это излучение будет обладать теми же свойствами, что и излучение, которое было бы в соответствии с классической теорией испущено заряженной частицей, совершающей гармонические колебания с постоянной частотой. Однако эта частота ν не связана простым соотношением с движением частиц в атоме, а задается равенством

$$h\nu = E' - E'', \quad (4)$$

где h — постоянная Планка, а E' и E'' — энергии атома в двух стационарных состояниях, которые представляют собой начальное и конечное состояния в процессе излучения. И, наоборот, облучение атома электромагнитными волнами с подобной частотой может привести к процессу поглощения, при котором атом переходит назад из конечного стационарного состояния в начальное.

Я не буду вдаваться здесь в обсуждение философской проблемы возможности достичь удовлетворительного описания природы применением таких формальных постулатов, а попытаюсь показать, что они позволяют нам построить теорию, которая дает простую и согласованную интерпретацию спектроскопических явлений, для объяснения которых идеи классической электродинамики оказались непригодными непосредственно.

В качестве первого применения мы рассмотрим так называемый принцип комбинации спектральных линий, который был выявлен в результате исследований Бальмера ¹, Ридберга ² и Ритца ³ по спектральным линиям и который, как было показано в последние годы, справедлив для спектров весьма разных типов. Согласно этому принципу, частота каждой из линий

¹ B a l m e r. Ann. d. Phys., 1885, 25, 80.

² T. R. R y d b e r g. Handl. Akad. Stockholm, 1890, 23.

³ W. R i t z. Phys. Zs., 1908, 9, 521.

в спектре может быть описана формулой

$$\nu = T_2 - T_1, \quad (5)$$

где T_2 и T_1 представляют собой два так называемых спектральных термина из огромного множества их. Этот закон, имеющий место с точностью, не знающей себе равной в физике, до сих пор не поддавался никакой интерпретации в рамках классических идей во всяком случае в виде, который может служить основой для детального обсуждения спектроскопических данных. С другой стороны, из наших постулатов видно, что комбинационный принцип может быть прямо истолкован путем идентификации спектральных термов с численными значениями энергии возможных стационарных состояний, деленными на постоянную Планка, в предположении, что каждая спектральная линия возникает за счет перехода между двумя такими состояниями.

На первый взгляд эта интерпретация комбинационного принципа могла бы показаться слишком формальной, поскольку она не только приводит к непосредственному противоречию с идеями классической электродинамики, но и содержит радикальный отход от концепций, на которых до сих пор базировалось описание физических явлений. Это особенно проявляется в предположении о том, что состав излучения, испущенного за время процесса, в начале которого атом находится в определенном стационарном состоянии, зависит не только от этого состояния, но также и от того состояния, в котором атом оказывается в результате этого процесса. В самом деле, спектральные линии, которые возникнут в результате комбинаций различных спектральных термов с одним и тем же термом, соответствуют различным возможным процессам перехода из определенного состояния атома в другие стационарные состояния. На данной стадии развития теории вопрос о появлении конкретной моды этого перехода рассматривается как вероятностный в том смысле, что атом в заданном стационарном состоянии, как предполагается, обладает определенной вероятностью спонтанного перехода за единичный интервал времени в любое другое рассматриваемое нами стационарное состояние. Эта точка зрения, в которой явно заметна аналогия с теорией радиоактивного распада, соответствует предположениям, использованным Эйнштейном¹ в его оригинальном выводе закона теплового излучения на основе перечисленных выше фундаментальных постулатов.

Несмотря на фундаментальную природу отклонения от классической электродинамики, которое включает в себя квантовая теория спектров, мы увидим ниже, что оказывается возможным в определенном смысле

¹ A. E i n s t e i n. Phys. Zs., 1917, 18, 121. (См. перевод: А. Эйнштейн. Собр. науч. трудов, т. III. М., 1966, стр. 393. — *Ред.*)

рассматривать эту теорию как естественное обобщение наших обычных представлений об излучении. При этом каждому из различных процессов перехода, приводящих к испусканию дуга гармонических волн, можно сопоставить одно из многих гармонических колебаний электрического момента атома таким образом, что вероятность появления перехода данного типа должна приписываться наличию соответствующего гармонического колебания этого момента. Эта черта квантовой теории спектров, которая называется «принципом соответствия», играет важную роль при интерпретации спектроскопических данных. Особенно следует подчеркнуть, что с помощью этого принципа оказалось возможным раскрыть тайну, которая была связана с применением комбинационного принципа вследствие кажущегося непостоянства, которое всегда сопровождало появление предсказанных спектральных линий.

Мы увидим также, что принцип соответствия широко использовался в развитии интерпретации воздействия магнитных и электрических полей на спектральные линии. Прежде чем входить в детальное обсуждение этих проблем, необходимо рассмотреть вкратце применение этих постулатов к простому случаю объяснения спектра водорода — что и было исходным пунктом всей теории, — а также главные черты последующего развития основных принципов квантовой теории.

III. ТЕОРИЯ ВОДОРОДНОГО СПЕКТРА

Как известно, частоты спектральных линий водорода могут быть с высокой степенью точности описаны простой формулой

$$\nu = K \left(\frac{1}{n''^2} - \frac{1}{n'^2} \right). \quad (6)$$

При $n'' = 1$ и $n' = 2, 3, 4 \dots$ мы получаем серию линий в далекой ультрафиолетовой области, впервые замеченную несколько лет назад Лайманом¹. При $n'' = 2$ и $n' = 3, 4, 5 \dots$ эта формула описывает серию Бальмера в видимой части спектра; $n'' = 3$ и $n' = 4, 5, 6 \dots$ соответствуют серии в инфракрасной части, первые две линии которой впервые наблюдал несколько лет тому назад Пашен². Наконец, $n'' = 4$ и $n' = 5, 6 \dots$ соответствуют серии, совсем недавно наблюдавшейся в далекой инфракрасной области Брэкетом³.

Сравнивая (6) с формулами (4) и (5) и используя общий метод, изложенный в предыдущем разделе, мы можем прийти к заключению, что

¹ T. L y m a n. Phys. Rev., 1914, 3, 504.

² F. P a s c h e n. Ann. d. Phys., 1908, 27, 565.

³ F. B r a c k e t t. Nature, 1922, 109, 209.

водородный спектр испускается атомом, обладающим рядом стационарных состояний, для которых численное значение энергии данного n -го состояния равно Kh/n . Но, согласно теории Резерфорда, атом водорода состоит из одного электрона, вращающегося вокруг положительно заряженного ядра с единичным зарядом. Если отвлечься от слабого эффекта, вызываемого изменением массы электрона вследствие его движения с некоторой скоростью, то все движения в атоме будут очень простыми. Частицы будут двигаться по простым эллиптическим орбитам, общим фокусом которых служит центр инерции. В этом случае частота обращения частиц и размеры орбит будут связаны, согласно известным законам Кеплера, со значениями полной энергии системы простыми формулами

$$\omega = \sqrt{\frac{2W^3}{\pi^2 e^4 m}}, \quad 2a = \frac{e^2}{W}, \quad (7)$$

где ω — частота обращения и $2a$ — размер большой оси орбиты электрона, а W — работа, которую необходимо произвести для того, чтобы удалить частицы друг от друга на бесконечно большое расстояние. Как и ранее, e и m означают заряд и массу электрона, тогда как масса ядра для краткости изложения считается бесконечно большой. Положив теперь энергию стационарного состояния равной

$$W = \frac{Kh}{n^2}, \quad (8)$$

мы получим следующие выражения для частоты обращения и для большой оси орбиты в этих состояниях

$$\omega = \frac{1}{n^3} \sqrt{\frac{2Kh^3}{\pi e^4 m}}, \quad 2a = n^2 \frac{e^2}{Kh}. \quad (9)$$

Эти формулы приводят к картине образования атома с помощью ступенчатого процесса, когда электрон, испуская излучение, оказывается последовательно связанным на ряде стационарных орбит со все более возрастающими частотами и с уменьшающимися размерами, пока он не достигнет состояния, в котором энергия атома минимальна. На этом процесс образования атома заканчивается; это состояние соответствует величине $n = 1$ в формуле (9). Подставляя в формулы (9) эмпирические значения K , а также e , m и h , можно найти частоту обращения и длину большой оси орбиты в этом «нормальном» состоянии атома, которые оказываются того же порядка величины, что и значения атомных частот и размеров, полученные из рассмотрения оптических и механических свойств газов.

Однако в рамках наших фундаментальных постулатов не возникает никакого вопроса о более тесном непосредственном сравнении формул типа (9) с формулами, выведенными в классической электродинамике.

В частности, может оказаться, что нет никакого прямого соответствия частот стационарных состояний и частот спектральных линий, так как мы предположили, что каждая из этих линий соответствует излучению, испущенному при переходе между двумя состояниями, в которых частоты обращения могут, вообще говоря, иметь совсем разные значения. Однако возможность проследить связь спектра с движением частиц возникает вследствие того, что отношение частот обращения для двух следующих друг за другом стационарных состояний приближается к единице по мере роста n . Из формулы (6) получаем (в первом приближении) выражение для частоты излучения, испускаемого при переходе между двумя соседними состояниями при больших значениях n ,

$$\nu = 2K/n^3.$$

Сравнивая с формулой (9), мы находим, что это выражение асимптотически совпадает с частотой вращения в этих двух состояниях, если положить

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3}. \quad (10)$$

Как я показал в цитированной выше статье, это условие действительно выполняется в пределах экспериментальных ошибок, если мы подставим в него эмпирические значения K , а также h , e и m ¹.

Таким образом, установленная связь между водородным спектром и величинами, описывающими модель атома водорода, оказывается настолько тесной, насколько этого можно было бы ожидать, учитывая существенный отход от классической электродинамики, содержащийся в нашей интерпретации спектров. Это различие становится ясным, как только мы переходим к объяснению воздействия магнитных и электрических полей на спектральные линии водорода. Здесь мы сталкиваемся с проблемой, совершенно отличной от той, с которой встречаются, когда имеют дело с веществом в классической теории излучения. Детальное объяснение эффекта Штарка не удалось бы получить с помощью таких простых соображений, которых достаточно для интерпретации основных характеристик водородного спектра. Тем не менее оказалось возможным не только объяснить, что смещения компонент линий прямо пропорциональны напряженности электрического поля, но и получить абсолютную величину эффекта, а также описать характерное изменение его от линии к линии в спектре². Однако для более полного объяснения деталей эффектов Штарка и Зеемана потребовалось развить методы определения

¹ См. также: R. A. Millikan. Phil. Mag., 1917, 34, 1.

² N. Bohr. Phil. Mag., 27, p. 506 (1914) (статья 9); 30, p. 394 (1915) (статья 12); см. также: E. Warburg. Verh. Deut. Phys. Ges., 15, p. 1259, 1913.

стационарных состояний атома, находящегося под воздействием внешних полей, а также сформулировать правила, которым подчиняются переходы между стационарными состояниями и поляризация испускаемого при этом излучения. Интересно заметить, что в случае эффекта Зеемана, для которого классическая теория предложила столь простую интерпретацию основных характерных черт, в течение некоторого времени существовало сомнение в том, может ли этот эффект вообще быть объяснен с помощью постулатов, сформулированных в указанном выше виде. В действительности легко видеть, что частоты компонент, на которые расщепляются линии под действием поля, не могут быть представлены полной комбинационной диаграммой спектральных термов. Как мы сейчас увидим, последовательная теория эффекта Штарка, а также эффекта Зеемана для водородных линий была сформулирована в процессе развития квантовой теории за последние годы.

IV. УСЛОВИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ И МНОГОКРАТНО ПЕРИОДИЧЕСКОМ ДВИЖЕНИЯХ

Формальной основой применения квантовой теории к атомным проблемам служит ряд формул, которые вместе с формулой (4), часто называемой «условием частот», позволяют нам отобрать стационарные состояния среди всех механически возможных движений частиц атома. Эти формулы, так называемые правила квантования¹, могут рассматриваться как рациональные обобщения предположения, первоначально использованного Планком, о возможных значениях энергии системы, состоящей из частиц, совершающих простые гармонические колебания. Хотя, естественно, определение энергии стационарных состояний является весьма важной задачей теории, сама по себе энергия не удобна для общей формулировки «правил квантования» в случае более сложных систем. С этой целью удобнее использовать так называемый интеграл действия, который играет столь важную роль в аналитической динамике.

Рассмотрим сначала простой случай, когда движение частиц атома периодическое и не зависит от начальных условий. В этом случае смещение каждой частицы в данном направлении, как функция времени, может быть выражено известным способом в виде суперпозиции ряда гармонических колебаний

$$\xi = \sum C_{\tau} \cos 2\pi (\tau\omega t + \gamma_{\tau}), \quad (11)$$

¹ Н. Бор использует для них термин «state-relations», что в дословном переводе означало бы «соотношения состояния». — *Прим. перев.*

где ω — частота периодического движения, а суммирование ведется по всем положительным целым значениям n . Конечно, подобное выражение может быть записано и для компоненты электрического момента атома в этом направлении. В классической теории изменение этого момента во времени определяет характер испущенного излучения. Для столь простой системы, совершающей периодическое движение, ее стационарные состояния задаются одним условием, которое можно записать в виде

$$I = nh, \quad (12)$$

где h — постоянная Планка, а n — положительное целое число, так называемое *квантовое число*. Величина I определяется как

$$I = \int A dt, \quad (13)$$

где интеграл, называемый интегралом действия, берется по полному периоду движения. Если предположить, что движение подчиняется законам классической механики, то подынтегральная функция A равна удвоенной кинетической энергии движущихся частиц ($A = \sum mv^2$), тогда как при учете модификаций, вводимых теорией относительности, A задается выражением вида

$$A = \sum mv^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

С учетом последующих обсуждений следует заметить, что это определение I тождественно условию

$$I\omega = \bar{A}, \quad (14)$$

где \bar{A} означает среднее значение функции A за время движения. В то время как связь между I и полной энергией E для разных систем может принимать весьма разные формы, она всегда будет подчиняться простому дифференциальному соотношению

$$\delta E = \omega \cdot \delta I, \quad (15)$$

где δE и δI означают разности значений E и I для двух механически возможных движений системы, которые весьма мало отличаются друг от друга.

Из соотношений (4) и (15) немедленно видно, что в случае простого гармонического осциллятора с постоянной частотой ω_0 , движение которого описывается формулой (1), равенство (12) эквивалентно известному соотношению Планка

$$E = nh\omega_0. \quad (16)$$

Можно также легко показать, что в случае атома водорода равенство (12) эквивалентно формуле (8), если в последней подставить значение K , заданное формулой (10). Действительно, замечая, что $W = \infty$ при $I = 0$, получаем из (7) и (15) после интегрирования

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{I^2}. \quad (17)$$

Общие соотношения (12) и (15) позволяют нам далее проследить на более широкой основе формальную асимптотическую связь между движением атомной системы и спектром, получаемым в квантовой теории, рассмотренной в предыдущем разделе для специального случая атома водорода.

Рассмотрим переход между двумя состояниями, для которых значения n в соотношении (12) равны n' и n'' соответственно. Из условия частот (4) мы получаем с помощью (15)

$$\nu = \frac{1}{h} (E' - E'') = \frac{1}{h} \int_{n=n''}^{n=n'} \omega \delta I. \quad (18)$$

Если теперь числа n' и n'' велики по сравнению с их разностью, а следовательно, движения в этих двух состояниях отличаются сравнительно мало друг от друга по частоте и размерам орбит, то мы можем рассматривать ω в формуле (18) как приблизительно постоянную величину и, таким образом, также используя (12), получить асимптотическое соотношение

$$\nu \sim (n' - n'') \omega. \quad (19)$$

В этом пределе больших квантовых чисел частота испущенного во время перехода излучения будет, следовательно, совпадать асимптотически с частотой одной из гармонических компонент излучения, которое, согласно классической теории, испускалось бы атомом вследствие изменения во времени его электрического момента, а именно с частотой волн, соответствующих гармонической компоненте в разложении (11), у которой $\tau = n' - n''$. Теперь, конечно, уже не возникает никакого вопроса о постепенном приближении квантовой теории в пределе больших квантовых чисел к классическим идеям о происхождении излучения. Действительно, так же, как и в случае, когда эти числа не велики по сравнению с их разностью, мы предположим в этом пределе, что разные гармонические компоненты излучения, которые испускались бы одновременно в классической теории, будут возникать в совершенно различных процессах перехода между разными парами стационарных состояний. Именно это обстоятельство заставляет нас рассматривать совпадение частот, заме-

ченное в этом пределе, как доказательство общего закона, управляющего появлением переходов между стационарными состояниями.

Этот закон, который был назван «принципом соответствия», устанавливает, что появление каждого перехода между двумя стационарными состояниями, сопровождающегося испусканием излучения, скоррелировано с одной из гармонических компонент, на которые может быть разложен электрический момент атома, рассматриваемый как функция времени, в том отношении, что появление перехода обусловлено наличием «соответствующего» гармонического колебания. Эта корреляция требует, чтобы вероятность появления перехода зависела от амплитуды соответствующего гармонического колебания атома таким образом, чтобы в предельном случае больших квантовых чисел интенсивность испускаемого излучения в единицу времени в среднем была такой же, как и получающаяся из законов классической электродинамики. Подобная связь с классической теорией будет существовать и для поляризации испущенного излучения. Если, например, соответствующее гармоническое колебание во всех состояниях атома описывается линейным колебанием или же вращением по кругу, то излучение будет иметь тот же состав, что и излучение, которое испускалось бы, согласно классической теории, электроном, совершающим гармоническое колебание того же самого типа.

В рассмотренном выше случае некоторой периодической системы принцип соответствия устанавливает, что появление перехода между двумя стационарными состояниями, при котором квантовое число меняется с n' на n'' , обусловлено наличием в электрическом моменте атома $(n' - n'')$ -й гармоники. Этот результат позволяет нам пролить свет на заметное отличие между правилами, управляющими появлением переходов между двумя стационарными состояниями в случае планковского осциллятора, с одной стороны, и атома водорода — с другой. В планковской теории теплового излучения так же, как и в классической теории, содержится важное предположение о том, что частота излучения, испускаемого или поглощаемого осциллятором, всегда будет равна характерной частоте колебания. В терминах нашей теории спектров это означает, как видно из сравнения соотношений (4) и (16), что осциллятор может за один этап перейти только между двумя стационарными состояниями, у которых квантовое число n отличается лишь на единицу. С другой стороны, интерпретация водородного спектра с необходимостью требует, чтобы были разрешены переходы между любыми парами стационарных состояний атома водорода. Согласно принципу соответствия, это важное отличие непосредственно учитывается тем фактом, что кеплеровское эллиптическое движение электрона в водородном атоме в отличие от чисто гармонического движения планковского осциллятора обладает полной последовательностью высших гармоник.

Благодаря недавнему продвижению в квантовой теории оказалось возможным установить правила квантования не только для простых периодических систем, но также и для систем, в которых движение носит так называемый многократно-периодический характер. Для таких систем смещение каждой частицы, как и изменение электрического момента, может быть еще описано в виде суперпозиции гармонических колебаний. В отличие от случая простой периодической системы частоты этих колебаний не являются целыми кратными одной фундаментальной частоты, а представляют собой в случае многократно периодической системы со «степенью периодичности», равной s , линейные комбинации независимых фундаментальных частот и, таким образом, описываются формулой

$$\xi = \sum C_{\tau_1, \dots, \tau_s} \cos 2\pi [(\tau_1\omega_1 + \dots + \tau_s\omega_s)t + \gamma_{\tau_1 \dots \tau_s}], \quad (20)$$

где $\omega_1, \dots, \omega_s$ — фундаментальные частоты, а суммирование ведется по всем отрицательным и положительным значениям целых чисел τ_1, \dots, τ_s .

В этом случае стационарные состояния будут задаваться квантовыми условиями

$$I_1 = n_1 h, \dots, I_s = n_s h, \quad (21)$$

где n_1, \dots, n_s — положительные целые числа. Величины I_j представляют собой набор величин, выражающих определенные свойства движения. Для периодической системы они по аналогии с определением величины I связаны с энергией и фундаментальными частотами движения дифференциальным соотношением

$$\delta E = \omega_1 \delta I_1 + \dots + \omega_s \delta I_s, \quad (22)$$

описывающим разность энергий двух механически возможных движений системы, которые отличаются очень мало друг от друга. Эти соотношения определяют величины I_1, \dots, I_s с точностью до произвольной постоянной, которая задается условием

$$I_1 \omega_1 + \dots + I_s \omega_s = \bar{A}, \quad (23)$$

где \bar{A} , как и в формуле (14), означает среднее значение той функции A , которая появляется в интеграле действия.

Рассмотрим переход системы между двумя состояниями, квантовые числа которых заданы в (21) наборами n'_1, \dots, n'_s и n''_1, \dots, n''_s соответственно в пределе, когда эти квантовые числа велики по сравнению с их разностями. Тогда при сравнительно малом отличии движений в этих

двух стационарных состояниях из формулы (22) для частоты излучения, испускаемого при переходе, находим асимптотическое соотношение

$$\nu = (n_1' - n_1'')\omega_1 + \dots + (n_s' - n_s'')\omega_s. \quad (24)$$

Согласно принципу соответствия, мы будем последовательно считать, что переход между двумя стационарными состояниями многократно периодической системы будет зависеть от наличия в выражении для электрического момента системы компоненты гармонического колебания, для которой в формуле (20) имеем

$$\tau_1 = n_1' - n_1'', \dots, \tau_s = n_s' - n_s''. \quad (25)$$

Установление правил квантования для периодических и многократно периодических систем является результатом работы многих физиков, включая самого Планка. Может быть, интересно отметить, что общее условие, эквивалентное (12), было использовано впервые Дебаем¹, а условия, похожие на (21), были предложены одновременно Вильсоном² и Зоммерфельдом³.

Среди работ по дальнейшему развитию этой теории следует упомянуть работу Эренфеста⁴ об адиабатически инвариантном характере соотношений, определяющих стационарные состояния. Он рассматривает воздействие на движение в стационарном состоянии, которое возникает при медленном и однородном преобразовании силового поля, в котором движутся частицы системы. Он отмечает, что в случае, когда стационарные состояния заданы условиями типа (21) и (22), эффект такого преобразования может быть описан с помощью обычных законов механики. Этот так называемый адиабатический принцип представляет собой естественное обобщение применения механики к описанию движения в самих стационарных состояниях, которое, очевидно, не находится в противоречии с немеханическим характером стабильности этих состояний. Эти проблемы подробно обсуждаются в моей работе, опубликованной несколько лет тому назад, в которой был, кроме того, развит принцип соответствия⁵.

¹ P. Debye. *Wolfskehl Vortrag*. Göttingen, 1913.

² W. Wilson. *Phil. Mag.*, 1915, 29, 795; 1916, 31, 156.

³ A. Sommerfeld. *Sitzungsber. der Münchener Akad.*, 1915, 425, 459.

⁴ P. Ehrenfest. *Proc. Acad. Amsterdam*, 1914, 16, 591; *Phil. Mag.*, 1914, 33, 500; см. также: J. M. Burgers. *Phil. Mag.*, 1917, 33, 514.

⁵ N. Bohr. *On the Quantum-Theory of Line Spectra*. D. Kgl. Danske Videnskabernes Selskabs. Skrifter, 1918, 8, iv., 1 (далее цит. как I.—*Ред.*). Краткий обзор современного состояния теории приводится также в статье: N. Bohr. *Ann. d. Phys.*, 1923, 71, 277.

Первый существенный прогресс в применении теории многократно периодических систем к спектральным проблемам был достигнут Зоммерфельдом в его интерпретации тонкой структуры спектральных линий водорода, проявляющейся при наблюдении этих линий с помощью приборов с высокой разрешающей способностью. Этот эффект объясняется тем, что движение электрона в атоме водорода уже не является строго периодическим, если учесть изменение массы электрона в зависимости от скорости. Вслед за этой работой вскоре появились работы по интерпретации деталей эффекта Штарка в спектральных линиях водорода, выполненные одновременно Эпштейном¹ и Шварцшильдом², и по интерпретации эффекта Зеемана для линий водорода, сделанные Зоммерфельдом³ и Дебаем⁴. Теории этих эффектов были завершены применением принципа соответствия, который позволил детально объяснить ограниченность числа наблюдаемых компонент, а также их поляризацию и интенсивности.

Метод представления квантовых условий, использованный этими авторами, основывался на процедуре, называемой «разделением переменных» в интеграле действия. Она имеет весьма ограниченную область применимости. Метод описания этих условий (которому мы следуем здесь), когда свойства периодичности движения положены в основу рассмотрения, дает нам во многих случаях более непосредственное понимание физического смысла теоретических построений. Поэтому при последующем обсуждении применения общей теории мы не будем следовать историческому ходу развития этих проблем, а рассмотрим их таким путем, который представляется лучше всего приспособленным для иллюстрации основных черт теории.

V. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ ВОДОРОДА

С помощью общих рассуждений предыдущего раздела подробнее рассмотрим теперь воздействие магнитных и электрических полей на спектральные линии водорода. С этой целью мы будем для простоты пренебрегать тонкой структурой этих линий. Это является допустимым, так как влияние изменения массы на движение электрона очень мало по сравнению с эффектами, вызываемыми внешними магнитными и электрическими полями с теми напряженностями, которые используются в эксперимен-

¹ P. Epstein. Phys. Zs., 1916, 17, 148; Ann. d. Phys., 1916, 50, 489.

² K. Schwarzschild. Berliner Sitzungsber, April, 1916.

³ A. Sommerfeld. Phys. Zs., 1916, 17, 491.

⁴ P. Debye. Phys. Zs., 1916, 17, 507.

тах по эффектам Зеемана и Штарка. Это наглядно демонстрируется тем фактом, что расстояние между компонентами тонкой структуры невозмущенных линий водорода намного меньше, нежели смещение компонент, на которые расщепляются линии при этих экспериментах.

Поэтому, как и в разделе III, мы положим, что орбита электрона в невозмущенном атоме имеет вид простого кеплеровского эллипса, для которого частота обращения по нему электрона и большая ось связаны с энергией формулами (7). Вводя величину I , определяемую согласно соотношению (13), мы получаем из (17)

$$E = -W = -\frac{2\pi^2 e^4 m}{I^2}, \quad \omega = \frac{4\pi^2 e^4 m}{I^3}, \quad 2a = \frac{I^2}{2\pi^2 e^2 m}. \quad (26)$$

Поэтому для стационарных состояний, вводя $I = nh$, согласно правилу квантования (12), находим

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2}, \quad \omega_n = \frac{1}{n^3} \frac{4\pi^2 e^4 m}{h^3}, \quad 2a_n = n^2 \frac{h^2}{2\pi^2 e^2 m}. \quad (27)$$

Эти соотношения, конечно, эквивалентны формулам (8) и (9), где величина K записана в соответствии с равенством (10). Наконец, из соотношения (4) мы получим для частоты излучения, испущенного при переходе между двумя состояниями, у которых n равно n' и n'' , соответственно

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{(n'')^2} - \frac{1}{(n')^2} \right). \quad (28)$$

Действие магнитного поля

Рассматривая воздействие магнитного поля, мы прежде всего предположим, согласно теореме Лармора, что движение электрона в атоме водорода при наличии поля отличается от возможного движения в атоме без поля тем, что дополнительно накладывается равномерное вращение вокруг оси, проходящей через ядро и параллельной полю, с частотой ω_H , задаваемой формулой (3). Вследствие этого перемещение электрона в заданном направлении уже не описывается выражением типа (1), справедливым для строго периодической орбиты; это движение складывается из гармонических компонент трех разных типов. Одной из этих компонент являются линейные колебания, параллельные полю, с частотами $\tau\omega$, где ω — частота обращения по периодической орбите, которую электрон описывает в системе координат, участвующей во вращении, вызванном приложенным полем. Гармонические компоненты остальных двух типов представляют собой круговые вращения в плоскости, перпендикулярной полю, с частотами $\tau\omega + \omega_H$ и $\tau\omega - \omega_H$ соответственно. Направление

вращения в первом случае совпадает с направлением добавочного вращения, тогда как во втором — обратно ему. Обозначив компоненты электрического момента в направлениях, параллельных и перпендикулярных полю, через ξ и η соответственно, имеем

$$\begin{aligned} \xi &= \sum C_{\tau} \cos 2\pi (\tau\omega t + \gamma_{\tau}) \\ \text{и} \\ \eta &= \sum C_{\tau \pm 1} \cos 2\pi ((\tau\omega \pm \omega_H) t + \gamma_{\tau \pm 1}). \end{aligned} \quad (29)$$

Таким образом, движение атома при наличии поля является типичным дважды периодическим движением с фундаментальными частотами, равными ω и ω_H . Поэтому, согласно проведенному в предыдущем разделе анализу, стационарные состояния будут характеризоваться двумя условиями, которые могут быть записаны в виде

$$I = nh, \quad I_H = n_H h. \quad (30)$$

Здесь I совпадает с величиной, определенной формулой (13), если последнюю применить к периодическому движению атома относительно системы координат, участвующей в вызванном внешним полем вращении. Величина I_H равняется произведению 2π на компоненту M момента импульса электрона относительно оси этого вращения. В действительности изменение кинетической энергии электрона вследствие этого вращения, как легко видеть, равно в первом приближении $2\pi\omega_H M$. Поскольку магнитное поле не изменяет потенциальную энергию атома, разность энергий двух соседних движений будет выражаться соотношением

$$\delta\varepsilon = \omega\delta I + 2\pi\omega_H\delta M = \omega\delta I + \omega_H\delta I_H, \quad (31)$$

которое соответствует условию (15). В то же время условие

$$\omega I + \omega_H I_H = A, \quad (32)$$

которое соответствует (14), как видно, выполняется при любом движении атома в поле. Для полной энергии атома, как функции I и I_H , из формул (3) и (26) получаем

$$E = -\frac{2\pi^2 e^4 m}{I^3} + \frac{eH}{4\pi mc} I_H, \quad (33)$$

откуда после подстановки (30) находим энергию стационарных состояний в виде

$$E = -\frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \cdot \frac{1}{n^3} + \frac{heH}{4\pi mc} n_H. \quad (34)$$

Интересно отметить, что динамическое свойство стационарных состояний, выражаемое первым из условий (30), могло бы быть получено непосредственным применением адиабатического принципа Эренфеста. Дей-

ствительно, как показал Ланжевен ¹ в его работе по атомному магнетизму, медленное наложение однородного внешнего магнитного поля будет вследствие вызываемых им электрических сил воздействовать на движение системы электронов, вращающихся в центральном поле, таким образом, что движение в любой момент времени будет отличаться от первоначального движения только дополнительным вращением с ларморовской частотой. С другой стороны, из самого характера этой проблемы следует, что появление второго из квантовых условий (30) ни в коем случае не может быть описано с помощью представлений, опирающихся на идеи обычной механики и электродинамики. В самом деле, появление этого условия можно рассматривать как следствие того факта, что наличие внешнего поля приводит к новой фундаментальной частоте в движении атома; поэтому вступает в игру неизвестный доселе квантовый механизм, ответственный за стабильность стационарных состояний. В результате разности энергий различных возможных состояний, соответствующих одному и тому же стационарному состоянию невозмущенного атома, будут связаны с новой частотой таким же образом, как связаны между собой энергия и частота в стационарных состояниях простых периодических систем ². В специальном случае, рассмотренном нами, добавочное периодическое движение атома, вызванное наложенным полем, носит простой гармонический характер. Интересно отметить, что второй член в правой части равенства (34), равный $n_H \omega_H \hbar$, полностью аналогичен первоначальной формуле Планка (16) для возможных значений энергии гармонического осциллятора с той лишь разницей, что в соответствии с характером задачи n_H может принимать как отрицательное, так и положительные значения.

Так как максимальное значение M_0 , достигаемое моментом импульса электрона, вращающегося вокруг ядра, равно, очевидно, $I/2\pi$, мы видим, что второе из условий (30) эквивалентно условию

$$M = \frac{n_H}{n} M_0, \quad (35)$$

из которого немедленно следует, что численное значение n_H никогда не может быть больше n . Мы должны положить, что n_H может принимать любое из значений $\pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$, поскольку некоторые соображения, которые мы не имеем возможности подробно рассматривать здесь, приводят к заключению, что значение $n_H = 0$ не отвечает никакому стационарному состоянию. Для частоты излучения, испускаемого при переходе из состояния, в котором $n = n'$ и $n_H = n_H$, в состояние, где

¹ P. L a n g e v i n. Ann. de phys. et de chem., 1905, 5, 70.

² См. I, стр. 11.

$n = n''$ и $n_H = n''_H$, из формулы (4) находим

$$\nu = \frac{2\pi e^4 m}{h^2} \left(\frac{1}{(n'')^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) + \frac{eH}{4\pi mc} (n'_H - n''_H). \quad (36)$$

Согласно принципу соответствия, возможность такого перехода зависит от наличия в электрическом моменте атома гармонической компоненты с частотой $(n' - n'') \omega + (n'_H - n''_H) \omega_H$. Вспоминая проведенный выше анализ движения электрона, описываемого формулой (29), мы прежде всего отмечаем, что, как и в случае невозмущенного атома, возможны переходы, при которых n изменяется на любое целое число. Однако такие переходы уже не будут приводить к обычным линиям водорода, частоты которых заданы формулой (28). Вместо этого, как видно из (36), мы получаем для каждой из этих линий ряд компонент, соответствующих возможным одновременным изменениям квантового числа n_H . Эти компоненты бывают трех типов. В первом из них, который определяется линейным гармоническим колебанием, параллельным полю, n_H остается неизменным, а потому эти компоненты оказываются в тех же местах в спектре, что и первоначальные линии. Согласно принципу соответствия, излучение, отвечающее этим компонентам, будет таким же, как излучение, испускаемое в соответствии с классической электродинамикой электроном, совершающим линейные колебания параллельно полю. В двух других типах, которые соответствуют круговым гармоническим вращениям, перпендикулярным полю, величина n_H уменьшается или увеличивается на единицу соответственно. Поэтому для каждой спектральной линии водорода получаются две компоненты, расположенные симметрично относительно первоначального положения линии, которые при наблюдении в направлении, параллельном полю, будут характеризоваться круговыми поляризациями противоположного знака.

Мы увидим, что эта интерпретация эффекта Зеемана для спектральных линий водорода формально аналогична первоначальной теории Лоренца, обсуждавшейся в разделе I. Это поистине замечательно, если мы вспомним об огромном различии между идеями классической динамики и постулатами квантовой теории. Однако весьма интересно, что в вопросе об относительных интенсивностях компонент в эффекте Зеемана на свет появляется фундаментальное отличие квантовой теории от классической электродинамики. Согласно классической теории, интенсивности этих компонент определяются условием, чтобы полное излучение каждого триплетта не обладало никакой результирующей поляризацией, поскольку ориентация атома в поле не подвержена никаким ограничениям. С другой стороны, в квантовой теории, где наличие таких ограничений является исключительно важной чертой теории, мы можем ожидать обнаружения резуль-

тирующей поляризации полного излучения каждого триплета даже при слабом магнитном поле. Такая поляризация была действительно обнаружена многими исследователями, занимавшимися эффектом Зеемана. Особенно интересно отметить, что Траубенберг¹ смог наблюдать результирующую поляризацию обсуждавшегося выше типа в недавних экспериментах по спектру водорода, полученному в опытах с положительными лучами в магнитном поле.

Действие электрического поля

При изучении влияния однородного электрического поля на спектр водорода первой проблемой, которую мы исследуем, будет воздействие поля на движение атома. Как и в случае магнитного поля, мы сталкиваемся здесь с вопросом о малых возмущениях периодической орбиты. Но там теорема Лармора помогла нам мгновенно распознать характер возмущений. В случае электрического поля задача оказывается значительно более сложной. Это поле не только приводит к изменениям в ориентации орбиты в пространстве, но и к непрерывному изменению формы орбиты. Тем не менее проблема допускает простое решение за счет использования некоей общей теоремы теории возмущений.

Рассмотрим систему, в которой каждое движение является периодическим. Пусть эта система подвержена воздействию слабого внешнего поля. В этом случае движение можно рассматривать как периодическое, отличающееся в каждый данный момент от возможного движения невозмущенной системы на малую величину, пропорциональную напряженности внешнего поля. В то же время форма и положение орбиты медленно изменяются со скоростью, которая также пропорциональна этому полю. Изучение этих изменений в движении за большие интервалы времени, известных в небесной механике под именем «секулярных возмущений», позволяет четко понять, как внешнее поле воздействует на свойства периодичности движения. Фундаментальный закон, определяющий ход секулярного возмущения, вызванного заданным силовым полем, можно сформулировать в виде упомянутой выше общей теоремы; эта теорема гласит, что при пренебрежении малыми величинами, пропорциональными квадрату возмущающих сил, среднее значение потенциальной энергии системы относительно внешнего поля, взятое за приближенный период движения, остается неизменным в течение достаточно большого интервала времени, за который эти силы приводят к конечному изменению формы и положения орбиты. Если мы затем представим себе внешнее поле,

¹ R. v. T r a u b e n b e r g. Naturwiss., 1922, 10, 791.

которое медленно включается с постоянной скоростью изменения его, то это среднее значение будет в рамках того же приближения описывать разницу между полной энергией возмущенной системы и первоначальным значением энергии этой системы до включения поля¹.

Обращаясь теперь к случаю атома водорода, возмущаемого однородным электрическим полем, мы находим после простых вычислений, что среднее значение потенциальной энергии атома относительно поля такое, как если бы электрон был помещен на большой оси орбиты в точке, разделяющей расстояние между ядром и другим фокусом орбиты в отношении 3 : 1. Эту точку можно назвать «электрическим центром» орбиты. Из сформулированной выше общей теоремы немедленно следует, что при секулярном возмущении этот центр будет в первом приближении двигаться в плоскости, перпендикулярной направлению внешней электрической силы. Более подробное исследование секулярного смещения электрического центра орбиты в этой плоскости легко провести, просто рассматривая секулярные изменения момента импульса электрона относительно ядра, вызванные силами; оно показывает, что электрический центр совершает строго гармоническое, вообще говоря, эллиптическое колебание, симметричное по отношению к оси, проходящей через ядро параллельно внешнему полю. Более того, частота этого колебания не зависит от формы и ориентации орбиты электрона, а зависит лишь от величины I , определяемой для периодической орбиты формулой (13); эта частота в пренебрежении малыми величинами, пропорциональными внешней силе, конечно, не будет изменяться при действии возмущения. Обозначая ее через ω_F , имеем

$$\omega_F = \frac{3I}{8\pi \cdot em} F, \quad (37)$$

где F — напряженность электрического поля².

Прежде чем переходить к определению стационарных состояний, мы исследуем, какое отношение эти результаты имеют к разложению движения электрона на гармонические компоненты. С этой целью рассмотрим движение относительно системы координат, совершающей равномерное вращение вокруг оси рассматриваемой системы в том же направлении, в котором вращается ее электрический центр, с частотой σ . Вследствие гармонического характера колебаний электрического центра это движение может быть, очевидно, описано как движение по периодической орбите, форма и положение которой будут меняться с частотой, равной $2\omega_F$. Такое движение будет двукратно периодическим с частотами ω_1 и ω_2 , где ω_2 можно положить равной $2\omega_F$, тогда как ω_1 равна средней частоте обра-

¹ См. I, стр. 46.

² См. I, стр. 73.

щения электрона по его приблизительно периодической орбите, вычисленной от перигелия до перигелия. Эта частота в используемой системе координат, очевидно, равна средней частоте обращения электрона вокруг оси. Поэтому движение можно рассматривать как суперпозицию эллиптических гармонических колебаний с частотами $\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2$, где τ_1 и τ_2 — целые числа. Возвращаясь теперь к неподвижной системе координат, мы видим, что движение может быть разложено на последовательность линейных гармонических колебаний вдоль оси с частотами $\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2$ и две последовательности круговых гармонических вращений вокруг этой оси с частотами $\tau_1\omega_1 + \tau_2\omega_2 \pm \omega_F$. Введем теперь в качестве фундаментальных частот возмущенного движения величины ω и ω_F , где ω — средняя частота вращения электрона вокруг оси, равная поэтому $\omega_1 + \omega_F$ или $\omega_1 - \omega_F$, в зависимости от того, вращается электрический центр в том же направлении вокруг оси, что и сам электрон, или же в обратном ему. Обозначив смещение электрона, параллельное оси, через ξ , мы получим

$$\xi = \sum C_{\tau, \tau_F} \cos 2\pi [t(\tau\omega + \tau_F\omega_F) + C_{\tau, \tau_F}], \quad (38)$$

где величина $\tau + \tau_F$, равная $2(\tau_1 + \tau_2)$ или $2\tau_2$, всегда должна быть четным целым числом. Для смещения в направлении, перпендикулярном оси, находим аналогичное выражение

$$\eta = \sum D_{\tau, \tau_F} \cos 2\pi [t(\tau\omega + \tau_F\omega_F) + d_{\tau, \tau_F}], \quad (39)$$

где величина $\tau + \tau_F$, равная $2(\tau_1 + \tau_2) \pm 1$ или $2\tau_2 \pm 1$, всегда должна быть нечетным целым числом.

Стационарные состояния этого двукратно периодического движения задаются двумя квантовыми условиями, которые могут быть записаны в виде

$$I = nh, \quad I_F = n_F h, \quad (40)$$

где величины I и I_F связаны с полной энергией системы и функцией действия с помощью соотношений

$$\delta E = \omega \delta I + \omega_F \delta I_F \quad (41)$$

$$\text{и} \quad \omega I + \omega_F I_F = \bar{A}, \quad (42)$$

которые соответствуют условиям (22) и (23). Рассмотрим вначале особенно простой случай, когда электрон движется по круговой орбите в плоскости, перпендикулярной оси. Для такой орбиты зависимость E и A от ω , очевидно, будет такой же, как и в случае простого кеплеровского движения, поскольку мы имеем дело только с величинами, пропорциональными

внешнему полю. Поэтому из соотношений (41) и (42) следует, что I_F в этом случае обращается в нуль, тогда как I совпадает с величиной, задаваемой формулой (13) для простой периодической орбиты. Так как ω_F в первом приближении зависит только от I , то из этого мы заключаем, что для энергии возмущенного атома можно записать следующее общее выражение:

$$E = E_0(I) + \omega_F I_F, \quad (43)$$

где $E_0(I)$ описывает энергию для простой кеплеровской орбиты, выраженную в виде функции от I . Поэтому с помощью формул (23) и (37) находим

$$E = -\frac{2\pi^2 e^4 m}{I^2} + \frac{3II_F}{8\pi^2 e m} F. \quad (44)$$

Кинематический смысл второго из квантовых условий (40) следует просто из общей теоремы об адиабатической инвариантности квантовых условий для многократно периодических систем. В самом деле, из рассмотрения процесса медленного включения внешнего поля в соответствии с общей теоремой, сформулированной выше, следует, что изменение энергии атома, вызванное полем, равно ζeF , где ζ — расстояние от электрического центра до плоскости, перпендикулярной оси и проходящей через ядро. Максимальное значение ζ_0 в предельном случае, когда орбита вырождается в прямую линию, параллельную направлению поля, равно $3a/2$, где $2a$ обозначает длину большой оси кеплеровской орбиты, зависимость которой от I выражается последним из равенств (26). Сравнивая со вторым членом в (44), получаем соотношение

$$\zeta = \zeta_0 \frac{I_F}{I}. \quad (45)$$

Это условие накладывает очевидное ограничение на значения, которые может принимать n_F в стационарных состояниях, соответствующих данному значению n . Мы приходим к выводу, что n_F может принимать любое из значений $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm (n-1)$, тогда как предельные значения $\pm n$ следует исключить ввиду сингулярности соответствующего движения.

В связи с правилами квантования (40), быть может, интересно указать, что в том случае, когда приложено магнитное поле, второе квантовое условие обеспечивает связь между добавочной фундаментальной частотой ω_F , за которую ответственно приложенное к атому поле, и возможными значениями энергии атома в поле. Указанная связь полностью аналогична формуле (16) для возможных значений энергии простого планковского осциллятора. Это замечание проясняет физическую сторону проблемы воздействия поля на стационарные состояния атома. Едва ли следует еще раз подчеркивать, что ни при рассмотрении действия магнит-

ного поля, ни в случае электрического поля не достаточно основываться только на применении адиабатического принципа к проблеме медленного включения поля. Это видно непосредственно из факта полной свободы ориентации атома в пространстве в отсутствие поля.

Переходя теперь к рассмотрению действия электрического поля на спектральные линии водорода, мы получаем из соотношений (40) и (44) выражение для энергии стационарных состояний атома

$$E = -\frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} + \frac{3h^2 F}{8\pi^2 e m} n n_F. \quad (46)$$

Отсюда для излучения, испускаемого при переходе из состояния, для которого $n = n'$ и $n_F = n'_F$, в состояние, для которого $n = n''$ и $n_F = n''_F$, с помощью общего соотношения для частот получаем

$$\nu = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{(n'')^2} - \frac{1}{(n')^2} \right) + \frac{3hF}{8\pi^2 e m} (n' n'_F - n'' n''_F). \quad (47)$$

Согласно принципу соответствия, появление такого перехода обусловлено наличием в электрическом моменте атома гармонических компонент с частотой $(n' - n'') \omega + (n'_F - n''_F) \omega_F$. Сравнивая это с нашим анализом движения в поле, мы неизбежно приходим к выводу, что каждая из спектральных компонент, на которые расщепляются линии водорода, будет обладать характерной поляризацией, такой, что все компоненты, у которых величина $(n' - n'') + (n'_F - n''_F)$ равна четному целому числу, будут линейно поляризованы параллельно полю, тогда как компоненты, у которых это выражение нечетно, будут обладать характерной поляризацией в направлении, перпендикулярном полю. Эти результаты полностью подтверждаются экспериментами Штарка. При этом не только правильно описываются положения наблюдаемых компонент для каждой линии водорода в пределах экспериментальных ошибок, но и найдено, что поляризация компонент согласуется со сформулированными выше правилами¹. Более того, с помощью теоретической оценки, основанной на вычислении амплитуд соответствующих гармонических колебаний для переходов, ответственных за разные спектральные компоненты, оказалось возможным детально объяснить законы распределения интенсивностей разных компонент, которые проявляют большие вариации от линии к линии. Эта проблема была рассмотрена Крамерсом в статье, которая содержит подробное обсуждение проблемы интенсивностей спектральных линий в связи с принципом соответствия².

¹ См. I, стр. 77; а также: Zs. f. Phys., 1920, 2, 446 (статья 14).

² Н. А. Крамерс. Intensities of Spectral Lines, D. Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Skrifter, 1919, 3, 287.

Имея в виду эти результаты, мы можем сказать, что эффект Штарка для линий водорода при правильной интерпретации позволяет раскрыть все детали воздействия электрического поля на движения в атоме водорода. Однако в отличие от эффекта Зеемана то отражение движения электрона, которое мы наблюдаем в спектре, настолько искажено, что вряд ли можно было бы понять это движение с помощью наших обычных представлений о возникновении электромагнитного излучения. В то же время фундаментальное отличие квантовой теории от классической электродинамики наиболее ярко проявляется в одной характерной черте этого эффекта, замеченной Штарком¹. Тогда как при обычных условиях компоненты каждой спектральной линии водорода обладают полной симметрией относительно положения первоначальной линии, то в случае, когда спектр возбуждается при таких условиях, что атом в основном получает отдачу за счет электронов, движущихся в направлении по электрическому полю или обратно ему, появляется замечательная асимметрия. Действительно, при этом условии компоненты длинноволновой части первоначальной линии намного более интенсивны (или менее интенсивны соответственно), чем компоненты ее коротковолновой части. В квантовой теории этот факт получает непосредственное объяснение, если мы предположим, что при этих условиях вероятность смещения плоскости, в которой движется электрический центр, в том же направлении от ядра, куда движутся электроны, заметно больше, чем вероятность этого смещения в противоположном направлении. Рассматриваемый эффект часто считался серьезным возражением против объяснения эффекта Штарка на основе квантовой теории². Однако мы видим, что, наоборот, его следует рассматривать как наиболее прямое доказательство полной независимости процессов, приводящих к появлению различных спектральных компонент. А это, согласно нашим постулатам, представляет собой важнейшую черту квантовой теории спектров³.

Одновременное действие электрического и магнитного полей

Приведенные выше соображения допускают непосредственное применение к более сложным проблемам. Одна из таких проблем возникает при исследовании одновременного действия однородных электрического и магнитного полей на спектральные линии водорода.

¹ J. S t a r k. Ann. d. Phys., 1918, 56, 569.

² См.: J. S t a r k. Jahrbuch d. Rad. u. Elekt., 1921, 17, 161.

³ См.: N. B o h r. Phil. Mag., 1915, 30, 402 (статья 12); см. также: A. R u b i n o w i z. Zs. f. Phys., 1921, 5, 331.

В случае, когда эти два поля параллельны, возмущения первоначального периодического движения будут простой суперпозицией возмущений, рассмотренных выше для каждого из полей в отдельности. Стационарные состояния, очевидно, будут заданы тремя условиями

$$I = nh, \quad I_H = n_H h, \quad I_F = n_F h. \quad (48)$$

Здесь второе условие, определяющее момент импульса электрона относительно оси системы, а также третье условие, определяющее положение перпендикулярной к этой оси плоскости, в которой движется электрический центр орбиты, во всех отношениях полностью аналогичны дополнительным квантовым условиям в формулах (30) и (40) соответственно. Следовательно, энергия атома в стационарных состояниях будет записываться в виде

$$E = - \frac{2\pi e^4 m}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} + \frac{ehN}{4\pi mc} n_H + \frac{3h^2 F}{8\pi^2 em} n n_F. \quad (49)$$

Более того, прямо из принципа соответствия следует, что действие поля приводит к расщеплению каждой линии водорода. При этом возникают один набор компонент, поляризованных параллельно полям и расположенных на местах параллельных компонент в эффекте Штарка, которые появлялись бы в отсутствие магнитного поля, и два набора компонент, обладающих круговой поляризацией в противоположных направлениях и расположенных симметрично относительно перпендикулярных компонент в эффекте Штарка, точно таким же образом, как циркулярно-поляризованные компоненты обычного эффекта Зеемана располагаются относительно первоначальных линий¹. Это следствие теории, по-видимому, надежно подтверждается на опыте².

Во многих экспериментах по эффекту Зеемана мы имеем дело с малыми электрическими полями, обладающими компонентой в направлении, перпендикулярном направлению магнитного поля. Этот эффект можно обсуждать, рассматривая результирующее движение как малое возмущение движения, происходящего при наличии только одного магнитного поля. Поэтому задача может быть рассмотрена методом, весьма близким к примененному выше для случая возмущений периодического движения. Можно показать, что в данном случае электрические силы не будут в первом приближении приводить к появлению новых фундаментальных частот в секулярных изменениях периодической орбиты. Это поле не будет изменять и энергии стационарных состояний атома, пока мы рассматриваем лишь величины, пропорциональные первой степени напряженности этого поля. Тем не менее наличие этого поля приведет к появлению новых

¹ См. I, стр. 92.

² G a r b a s s o. Phys. Zs., 1914, 15, 729.

гармонических колебаний с амплитудами, пропорциональными напряженности поля, и с частотами, равными сумме или разности двух частот, появляющихся в атоме при наличии только лишь магнитного поля. Согласно принципу соответствия, это будет приводить к появлению новых типов переходов с небольшими вероятностями наряду с переходами, ответственными за компоненты обычного эффекта Зеемана. Помимо нерегулярностей в поляризации обычных компонент электрическое поле, как можно ожидать, вызовет и появление новых слабых компонент, расположенных от первоначальных линий на расстояниях, вдвое больших расстояний в нормальном эффекте. Такие случаи действительно уже наблюдались¹.

Прежде чем завершить рассмотрение воздействия внешних полей на спектр водорода, может быть, интересно охарактеризовать в нескольких словах различие между трактовкой, приведенной здесь, и методом, примененным в оригинальных исследованиях эффектов Штарка и Зеемана для спектральных линий водорода авторами, упомянутыми в разделе IV. Эти методы в основном базировались на так называемой процедуре разделения переменных, которая в каждом случае обязательно приводит к некоторому числу квантовых условий, равному числу степеней свободы системы. Однако, как мы уже видели, объяснение воздействия магнитных и электрических полей на линии водорода, достаточное для выяснения физической стороны этой проблемы, может быть проведено с использованием меньшего числа квантовых условий, равного степени периодичности движения. Принципиальное возражение против использования большего числа квантовых условий связано с тем, что при их применении не выясняется стабильность, присущая рассматриваемым спектральным явлениям. Действительно, эти условия подразумевают формальную фиксацию определенных свойств движения атома, которые в отличие от свойств, фиксируемых при нашей трактовке, нестабильны при наличии даже очень слабых внешних сил, не могущих еще повлиять существенным образом на спектр. Кроме этого, метод разделения переменных имеет более ограниченную область применимости. Это, например, видно при учете влияния изменения массы электрона со скоростью, которым в целях упрощения изложения мы пренебрегли в проведенном выше анализе. Проблема тонкой структуры линий водорода может быть рассмотрена методом разделения переменных. То же самое, как было показано Зоммерфельдом², относится и к действию магнитных полей на эту тонкую структуру. Но этого уже не удастся сделать, когда мы рассматриваем проблему воздействия электрических полей на тонкую структуру. В этом случае движение

¹ См. I, стр. 92.

² A. S o m m e r f e l d. Phys. Zs., 1916, 17, 497.

оказывается настолько сложным, что не удастся найти никакого набора обобщенных координат, в которых удалось бы провести разделение переменных. С другой стороны, как показано Крамерсом¹, эта задача может быть успешно решена, если рассматривать это движение как возмущенное периодическое движение и исследовать свойства периодичности секулярных возмущений. Таким образом, можно теоретически проследить за деталями преобразования тонкой структуры водородных линий при постепенном возрастании электрического поля от очень малых напряженностей до напряженностей, равных по порядку величины тем, с которыми обычно имеют дело в опытах по эффекту Штарка, когда эффект изменения массы электрона играет лишь очень малую роль. Эксперименты, допускающие проверку этих теоретических предсказаний, имели бы огромное значение.

VI. ДЕЙСТВИЕ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТРЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ АТОМАМИ, СОДЕРЖАЩИМИ НЕСКОЛЬКО ЭЛЕКТРОНОВ

Так называемые спектральные серии многих элементов, несмотря на их более сложную структуру, проявляют заметное сходство со спектром водорода. В квантовой теории спектров это объясняется с помощью предположения о том, что в стационарных состояниях, связанных с этими спектрами, один из электронов в атоме движется, во всяком случае в течение большей части своего пути, на расстояниях от ядра, больших по сравнению с расстоянием других электронов. Соответственно этому спектральные линии испускаются при таких процессах перехода, когда существенные изменения претерпевает лишь движение этого электрона, тогда как орбиты других электронов весьма близки к их орбитам в нормальном состоянии атома. Точно так же, как спектр водорода можно рассматривать в качестве доказательства процесса, при котором нейтральный атом образуется путем связывания электрона ядром, так и спектр этого типа, состоящий из серий, можно рассматривать для другого элемента как доказательство последней ступени процесса, при котором атом образуется путем последовательного присоединения и связывания электронов в поле ядра. Недостаток времени не позволяет мне входить в детали тех результатов, касающихся общих черт строения атома, которые оказалось возможным получить, развивая эту точку зрения². Я только покажу

¹ Н. А. К г а м е р с. Zs. f. Phys., 1920, 3, 199.

² См. статью «Теория спектров и строение атома» (Camb. Univ. Press, 1922), состоящую из трех выпусков. В первых двух из них с общей точки зрения рассматриваются проблемы, изученные в предыдущих разделах этой лекции. В третьем проводится

здесь, как эти идеи о происхождении спектров, состоящих из серий, позволяют нам объяснить некоторые основные черты структуры этих спектров, а также воздействие электрических и магнитных полей на спектральные линии.

Поскольку внешний электрон находится от ядра на расстояниях, больших по сравнению с размерами орбит внутренних электронов, действующая на него со стороны остальной части атома сила почти совпадает с силой, которую создавало бы ядро с единичным зарядом. В том случае, когда внешний электрон все время остается вне области, в которой движутся внутренние электроны, его движение можно рассматривать как кеплеровское движение, подверженное слабым секулярным возмущениям. Оно весьма напоминает движение в атоме водорода, помещенного во внешнее поле. В случае, когда внешний электрон на некоторое время попадает при своем движении во внутреннюю область его, его орбита состоит из ряда внешних петель, каждая из которых весьма близко совпадает по форме с частью кеплеровского эллипса, причем эти петли соединяются друг с другом внутренними частями орбиты, где движение может существенно отличаться от кеплеровского.

Присущая атомам стабильность их строения, столь ярко проявившаяся в экспериментах по соударению атомов со свободными электронами, прежде всего означает, что это проникновение во внутреннюю область не приводит к обмену энергией между внешним электроном и остальной частью атома в том смысле, что для одной и той же электронной орбиты различные внешние петли будут близко совпадать с частями эллипсов, соответствующих одному и тому же значению энергии атома водорода. Более того, общая центральная симметрия электронного окружения ядра атома позволяет заключить, что последовательные петли будут в первом приближении иметь одинаковую форму и располагаться под равными углами друг относительно друга в орбитальной плоскости. Это означает, что такое движение можно рассматривать как периодическое движение в плоскости, на которое накладывается равномерное вращение в этой плоскости. Можно полагать, что такое описание справедливо в первом приближении для внешней орбиты независимо от того, попадает ли она во внутреннюю область или нет. На это движение опять-таки может накладываться медленная прецессия орбитальной плоскости вокруг инвариантной оси, вдоль которой направлен момент импульса атома.

Разложение движения этого типа на его гармонические компоненты может быть просто осуществлено следующим способом. В системе отсчета,

детальное обсуждение теории строения атомов. См. также мою статью «Линейчатые спектры и строение атома» (*Ann. d. Phys.*, 1923, 71, 229), в которой содержится более детальный обзор интерпретации спектров с полным списком цитируемой литературы.

участвующей во вращении орбиты в ее плоскости и в прецессии орбитальной плоскости, движение электрона будет состоять из ряда эллиптических гармонических колебаний с частотами $\tau\omega$, где τ — целое число, а ω — частота обращения. Видно, что каждое из этих колебаний вследствие равномерного вращения орбиты в ее плоскости будет расщепляться на два круговых гармонических вращения в противоположных направлениях с частотами $\tau\omega \pm \omega_R$, где ω_R — частота вращения орбиты. Как и в случае эффекта Зеемана, каждое из них будет в связи с прецессией орбитальной плоскости расщепляться на линейное гармоническое колебание параллельно заданной оси с той же частотой и на два круговых гармонических вращения в противоположных направлениях с частотами, увеличенными или уменьшенными на частоту прецессии. Следовательно, обозначив эту частоту через ω_P , мы запишем выражение для смещения внешнего электрона в направлениях параллельно и перпендикулярно инвариантной оси соответственно в виде

$$\begin{aligned}\xi &= \sum_{\tau, \pm} C_{\tau, \pm} \cos 2\pi [(\tau\omega \pm \omega_R)t + \gamma_{\tau, \pm}], \\ \eta &= \sum_{\tau, \pm 1, \pm 1} D_{\tau, \pm 1, \pm 1} \cos 2\pi [(\tau\omega \pm \omega_R \pm \omega_P)t + \delta_{\tau, \pm 1, \pm 1}].\end{aligned}\quad (50)$$

По аналогии с общей теорией правил квантования для периодических и многократно периодических систем мы будем полагать, что движение внешнего электрона в стационарных состояниях определяется набором условий, которые могут быть записаны в виде

$$I = nh, \quad I_R = n_R h, \quad I_P = n_P h. \quad (51)$$

Здесь величины I , I_R и I_P связаны с фундаментальными частотами трехкратно периодического движения внешнего электрона соотношением

$$\delta E = \omega \delta I + \omega_R \delta I_R + \omega_P \delta I_P. \quad (52)$$

Оно относится к двум состояниям атома, в которых орбиты внутренних электронов сохраняют свою форму и относительную конфигурацию, тогда как форма орбиты внешнего электрона и ориентация ее относительно внутренних орбит слегка изменяются.

Поскольку отклонения формы внешней орбиты от кеплеровского эллипса проявляются в основном в области, близкой к перигелию, где электрон проводит лишь малую часть времени полного оборота на орбите, то период вращения будет с высокой степенью точности равен величине, требуемой для описания вращения кеплеровского эллипса, частью которого служит внешняя петля. Следовательно, с этой точностью мы имеем

$$\delta E = \omega \delta I_0, \quad (53)$$

где I_0 определяется формулой (13) в применении к рассматриваемому эллипсу. Сравнивая соотношения (52) и (53), мы можем, таким образом, записать

$$I_0 = I + \Phi(I_R, I_P), \quad (54)$$

где Φ — функция от I_R и I_P , удовлетворяющая условию

$$\omega \delta \Phi = \omega_R \delta I_R + \omega_P \delta I_P. \quad (55)$$

Из этого условия следует, что отношения ω_R/ω и ω_P/ω в рассматриваемом приближении не зависят от I . Теперь в соответствии с формулой (26) можно получить выражение для работы W , которую необходимо произвести для того, чтобы удалить внешний электрон из атома,

$$W = \frac{2\pi^2 e^4 m}{I_0} = \frac{2\pi^2 e^4 m}{(I + \Phi)}. \quad (56)$$

Записывая для простоты $E = -W$ и учитывая равенства (51), получаем следующее выражение для энергии в стационарных состояниях:

$$E = - \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^2} \cdot \frac{1}{[n + \alpha(n_R, n_P)]}, \quad (57)$$

где α обозначает отношение Φ/h . Эта формула полностью описывает всю структуру рассматриваемых спектров. Действительно, эмпирические выражения для спектральных термов в каждой серии имеют в первом приближении точно такой же вид, что и формула (57), если считать величину α постоянной для каждой серии, а n — пробегающей ряд следующих друг за другом целых чисел. Другими словами, каждая спектральная серия может быть сопоставлена стационарным состояниям, соответствующим последовательности целых значений «главного» квантового числа n и постоянным значениям «вспомогательных» квантовых чисел n_R и n_P .

До сих пор все рассмотрения не зависели от сделанных специальных предположений относительно отклонений орбиты внешнего электрона от кеплеровской и относительно динамического значения символов I_R и I_P . Однако, применяя соотношение, аналогичное (32), легко показать, что в рамках использованных предположений о характере возмущений, величина $2\pi I_R$ будет описывать момент импульса внешнего электрона, вращающегося вокруг ядра, а $2\pi I_P$ — полный момент импульса всего атома относительно инвариантной оси. С помощью этого результата была получена детальная классификация множества термов. Каждая серия «термов» (в широком смысле) отвечает данному значению n_R , тогда как сложная структура этих термов (дублеты, триплеты и т. д.) описывается

с помощью сопоставления каждой «компоненте» терма данного значения n_r . Эта классификация, развитая в основном Зоммерфельдом, получила наиболее убедительную поддержку при использовании принципа соответствия. Согласно этому принципу, переход из стационарного состояния, характеризуемого числами n' , n'_R , n'_P , в другое состояние, характеризуемое числами n'' , n''_R , n''_P , обусловлен наличием соответствующего гармонического колебания с частотой $(n' - n'') \omega + (n'_R - n''_R) \omega_R + (n'_P - n''_P) \omega_P$. С учетом разложения движения в виде (50) мы приходим к выводу, что при таком переходе величина n может изменяться на произвольное число, n_R может возрастать или убывать только на единицу, а n_P остается неизменной или же меняется на единицу. Эта классификация всей совокупности эмпирических данных о спектральных термах была осуществлена так, что упомянутые теоретические правила строго выполняются.

Рассматривая действие электрических и магнитных полей на сложные спектры, мы обнаруживаем, что применение тех же самых принципов, которыми мы руководствовались при изучении их влияния на спектр водорода, приводит нас к ряду теоретических предсказаний, которые, как оказалось, очень хорошо согласуются с опытом.

В случае электрического поля мы сразу же сталкиваемся с характерным отличием от тех условий, с которыми мы имели дело при изучении спектра водорода. Вследствие периодического характера электронной орбиты в водороде внешнее поле вызывает конечные изменения формы и положения орбиты из-за накопления эффектов секулярных возмущений. С другой стороны, в случае движения, определяющего сложные спектры других элементов, нам приходится иметь дело с электронной орбитой невозмущенного атома, претерпевающей непрерывно регулярные изменения. При этом меняются как положение орбиты в пространстве, причем таким образом, что ограничивается кумулятивный эффект возмущений за такие временные интервалы, которые были характерны для атома водорода, так и периоды, соответствующие этим изменениям положения орбиты. До тех пор пока эти периоды малы по сравнению с периодом изменений, которые то же самое поле вызвало бы на чисто кеплеровской орбите с теми же характерными размерами, тип движения будет претерпевать только малые периодические изменения. Существенно, что при этом не появится никаких секулярных возмущений, характеризуемых новой частотой, пропорциональной первой степени внешнего поля. Поэтому в случае спектров других элементов, отличных от водорода, не возникнет никакого вопроса о расщеплении спектральных линий на компоненты, смещение которых от основной линии пропорционально полю. Это верно во всяком случае тогда, когда рассматриваемые спектральные термы

отличаются от водородных термов с тем же самым главным квантовым числом на величину, большую по сравнению с действием того же поля на водородные термы. В этом случае любое расщепление или смещение спектральных линий будет пропорционально квадрату электрического поля. При этом эффект будет тем меньше, чем дальше рассматриваемые спектральные термы отстоят от водородных термов, что в свою очередь определяется, согласно соотношениям (55) и (56), частотами изменений положения орбиты в пространстве.

Эти теоретические предсказания полностью подтверждаются экспериментами Штарка и других исследователей, которые показали, что действие электрического поля на линии оказывается того же порядка величины, что и в случае водорода, только у тех линий, для которых по крайней мере один из двух рассматриваемых спектральных термов весьма близок к водородному терму с таким же квантовым числом. В то же время для тех линий, где оба терма далеки от водородных термов, эффект очень мал, если вообще доступен измерению.

Проблема влияния электрических полей на спектральные линии может быть рассмотрена более подробно с точки зрения как теоретических предсказаний, так и подтверждения их экспериментальными данными. Однако это заведет нас слишком далеко в детали этих вопросов. Тем не менее я упомяну одну очень важную характерную черту, выявленную экспериментами Штарка, а именно — образование новых комбинационных линий под воздействием поля. Это явление получает немедленное объяснение в рамках теории. Действительно, как было упомянуто, электрическое поле не меняет типа движения электрона в первом приближении; тем не менее вследствие возмущений будут появляться новые гармонические компоненты в движении, амплитуды которых пропорциональны электрическому полю, а частоты равны суммам или разностям частот гармонических компонент, присутствовавших в невозмущенном движении. Благодаря этим новым колебаниям, которые аналогичны «комбинационным тонам», хорошо известным в акустике, у атома появится возможность совершать, помимо обычных переходов, приводящих к обычным спектральным линиям при наличии поля, также новые переходы, приводящие к новым спектральным линиям, с частотами, равными сумме или разности частот линий, появляющихся в невозмущенном спектре¹. Во всех доступных сейчас экспериментальных данных эти предсказания выполняются как в отношении положения этих новых линий, так и в отношении их интенсивностей, оцененных с помощью принципа соответствия. Наблюдение таких «истинных» комбинационных линий обычно рассматривается как одно из наиболее сильных подтверждений справедливости комбина-

¹ См. I, стр. 36 и 108.

ционного принципа, хотя в то же самое время кажущаяся «капризность» их появлений накладывает отпечаток таинственности на применение этого принципа. Однако сегодня уже видно, что квантовая теория не только дает формальную интерпретацию комбинационного принципа, но и помогает существенно развеять налет таинственности, окружающий его применение.

Рассматривая далее действие однородного магнитного поля, мы обнаруживаем, что применение законов электродинамики совместно с принципом соответствия приводит к очень простым заключениям. Действительно, совершенно независимо от характера движения электронов в отсутствие поля из теоремы Лармора следует ожидать, что эффект поля будет проявляться просто в наложении равномерного вращения всего атома вокруг оси, параллельно полю. Так же, как и в случае водорода, это дополнительное вращение приведет к появлению нового квантового условия, состоящего в том, что окажутся возможными только те ориентации атома относительно поля, при которых компонента полного момента импульса атома, параллельная полю, равна целому кратному величине $h/2\pi$. Более того, согласно принципу соответствия, влияние добавочного вращения на каждую из гармонических компонент движения атома в отсутствие поля будет проявляться в расщеплении каждой линии на нормальный лоренцовский триплет.

Однако, как уже упоминалось в начале этой лекции, эти теоретические предсказания выполняются только частично. Тогда как все спектры, состоящие из одиночных линий, действительно, обнаруживают нормальный эффект, в спектрах более сложных типов, как известно, проявляется так называемый аномальный эффект Зеемана. Согласно принципу соответствия, это можно рассматривать как доказательство того, что для спектров такого типа в противоречии с законами классической электродинамики магнитное поле будет влиять не только на движение атома как целого, но и затрагивать непосредственно взаимосвязь различных электронов в атоме. Это особенно ярко проявляется в том, каким образом аномальный эффект Зеемана постепенно меняется при увеличении напряженности магнитного поля. Впервые это явление наблюдалось Пашеном и Баком¹. Точно так же это можно проследить по появлению в присутствии поля новых компонент в спектре, обладающем сложной структурой, как это было отмечено теми же авторами. Последнее явление можно рассматривать как полный аналог возникновения новых спектральных линий в присутствии внешних электрических полей. В то же время эти эффекты ясно показывают, что магнитное поле не воздействует непосредственно на те свойства движения, которые задаются главным квантовым

¹ F. Paschen, E. Back. Ann. d. Phys., 1912, 39, 897; Physica, 1921, 1, 261.

числом n или же добавочным квантовым числом n_R . Это также понятно, так как не только приближенный кеплеровский характер орбит, но и вращение этих орбит в их плоскости зависят лишь от одного простого предположения о том, что воздействие на движение внешнего электрона со стороны остальной части атома приближенно описывается с помощью центрального силового поля. В то же время свойства движения, задаваемые квантовым числом n_R , непосредственно затрагивают динамический характер конфигурации внутренних электронных орбит и могут рассматриваться как описывающие прежде всего более тонкую взаимосвязь внешнего электрона с остальной частью атома. В силу этого из аномального эффекта Зеемана следует, что характеристики такой взаимосвязи не могут быть даже в первом приближении описаны законами классической электродинамики. Действительно, только встав на такую точку зрения, представляется возможным понять неприменимость теоремы Лармора в этих случаях. Поэтому тем более удовлетворительным кажется тот факт, что к этому заключению определенно приводят и другие соображения относительно сложной структуры спектров¹.

Наиболее плодотворным путем к изучению этой проблемы, видимо, является путь, предлагаемый правилом Престона, обсуждавшимся в начале лекции, а также правилами, впервые установленными Рунге и дающими простые числовые соотношения между соответствующими смещениями компонент при аномальном эффекте и аналогичными смещениями при нормальном эффекте Зеемана. Крупный шаг вперед в этом направлении был сделан недавно Ланде, которому удалось, исходя из эмпирических правил, вывести общие законы, управляющие расщеплением данного спектрального термина на ряд составляющих компонент под воздействием магнитного поля. Удалось объяснить и то, каким способом эти компоненты комбинируются друг с другом, что приводит к наблюдаемому расщеплению спектральных линий². Следует надеяться, что эти блестящие результаты помогут раскрыть еще не ясную взаимосвязь электронов в атоме. В этом направлении уже были предприняты простые и далеко идущие попытки. Однако едва ли можно говорить о наличии какого-либо удовлетворительного решения этой проблемы. Как указывалось выше, такое решение, возможно, потребует еще большего отхода от классических концепций, несмотря на то, что, как ожидается, оно будет согласоваться с общими идеями о стабильности атомов и об испускаемом ими излучении, иллюстрация которых составляла основную цель этой лекции.

¹ N. B o h r. Ann. d. Phys, 1923, 71, p. 277.

² A. L a n d e. Zs. f. Phys., 1921, 5, 231; 1923, 15, 189.

СТРОЕНИЕ АТОМА *

Общая картина строения атомов

Современное состояние теории атома характерно тем, что мы не только считаем несомненно доказанным существование атомов, но мы даже полагаем, что нам достаточно хорошо известны составные части отдельных атомов. Здесь я не имею возможности дать полного обзора научных достижений, которые привели к этому выводу. Я только упомяну об открытии электрона в конце прошлого века, которое привело к прямому подтверждению и убедительной формулировке концепции атомистической природы электричества, развивавшейся со времени открытия Фарадеем фундаментальных законов электролиза и создания электрохимической теории Берцелиусом и достигшей своего триумфа в теории электролитической диссоциации, созданной Аррениусом. Открытие электрона и выяснение его свойств было результатом работы большого числа исследователей, среди которых особенно следует отметить Ленарда и Дж. Дж. Томсона. Последний из них внес особенно важный вклад в этом направлении своими оригинальными попытками развить идеи атомного строения на основе электронной теории. Однако современного состояния наши знания элементов атомной структуры достигли после открытия Резерфордом атомного ядра. Деятельность Резерфорда по изучению открытых в конце прошлого века радиоактивных веществ существенно обогатила физическую и химическую науки.

Согласно нашим современным представлениям, атом каждого элемента состоит из ядра, которое обладает положительным электрическим зарядом и в котором сосредоточена большая часть массы атома, и некоторого числа электронов, обладающих одинаковым отрицательным зарядом и массой и движущихся от ядра на расстояниях, очень больших по сравнению с размерами как ядра, так и самих электронов. В такой картине мы немедленно обнаруживаем необычайное сходство с планетной системой,

* *The Structure of the Atom*. Nature, 1923, 112, 29—41. [Лекция, прочитанная в Стокгольме 11 декабря 1922 г. по случаю вручения автору Нобелевской премии по физике за 1922 год. Лекция вышла отдельным изданием («Om atomernes bygning. Nobelforedrag». Stockholm, 1921/1922), опубликована в «Fysisk Tidsskrift» (1923, 21, 6) и в «Die Naturwissenschaften» (1923, 11, 606).— *Ред.*].

примером которой может служить наша солнечная система. Простота законов, управляющих движениями в солнечной системе, непосредственно связана с тем обстоятельством, что размеры движущихся объектов малы по сравнению с размерами их орбит. Точно так же соответствующие соотношения в теории строения атомов позволяют нам объяснить существенные черты тех явлений, происходящих в природе, которые связаны со свойствами элементов. Отсюда ясно, что эти свойства могут быть четко разделены на два класса.

К первому классу принадлежит большинство обычных физических и химических свойств веществ, таких, как их агрегатное состояние, цвет и реакционная способность. Эти свойства зависят от движения системы электронов и от того, каким образом это движение меняется под влиянием различных внешних воздействий. Вследствие того, что масса ядра велика по сравнению с массой электронов, а размеры ядра много меньше размеров электронных орбит, движение электронов лишь весьма слабо зависит от массы ядра и определяется в достаточно хорошем приближении только полным электрическим зарядом ядра. В частности, внутреннее строение ядра и характер распределения заряда и массы между составляющими его отдельными частицами будут оказывать только пренебрежимо малое влияние на движение системы электронов, окружающих это ядро. С другой стороны, строение ядра будет ответственно за второй класс свойств, которые проявляются при радиоактивном распаде веществ. В процессах радиоактивности мы сталкиваемся с распадом ядра, при котором положительно или отрицательно заряженные частицы, так называемые α - и β -частицы, вылетают с очень большими скоростями.

Таким образом, наши представления о строении атома позволяют очень просто объяснить полнейшее отсутствие взаимосвязи между этими двумя классами свойств, которое наиболее ярко проявляется в факте существования веществ, обладающих с достаточно высокой степенью точности одинаковыми обычными физическими и химическими свойствами и отличающихся лишь своими атомными весами, но проявляющих совершенно разные свойства в отношении радиоактивного распада. Такие вещества, первое доказательство существования которых было дано в работах Содди и других исследователей химических свойств радиоактивных элементов, называются изотопами в связи с классификацией элементов по их обычным физическим и химическим свойствам. Нет смысла напоминать здесь о том, как в последние годы было доказано, что изотопы существуют не только среди радиоактивных элементов, но и среди обычных стабильных элементов¹. Действительно, как было показано хорошо

¹ В том же 1922 г. Нобелевская премия по химии была присуждена Содди и Астону за открытие и изучение изотопов.— *Прим. перев.*

известными исследованиями Астона, огромное число таких элементов, каждый из которых считался состоявшим из одинаковых атомов, на самом деле оказались смесью изотопов с различными атомными весами.

Вопрос о внутренней структуре ядра все еще недостаточно ясен, хотя эксперименты Резерфорда по распаду атомных ядер при бомбардировке их α -частицами предлагают путь для ее изучения. В самом деле, эти эксперименты, можно сказать, открывают новую эпоху в естественных науках, поскольку впервые удалось искусственным образом преобразовать один элемент в другой. Однако в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением обычных физических и химических свойств элементов и теми попытками, которые предпринимались для объяснения их на основе только что изложенных представлений.

Известно, что элементы в соответствии с их обычными физическими и химическими свойствами могут быть расположены в виде некоторой *естественной системы*, которая наиболее полно раскрывает своеобразную взаимосвязь между различными элементами. Менделеев и Лотар Мейер впервые показали, что при расположении атомов в некотором порядке, практически совпадающем с порядком их атомных весов, их химические и физические свойства обнаруживают ярко выраженную периодичность. Диаграммное представление этой так называемой периодической таблицы приведено на рис. 1, где, однако, элементы располагаются не обычным образом, а в несколько модифицированной форме таблицы, впервые предложенной Юлиусом Томсоном, который сделал существенный вклад в развитие этой области науки. В таблице элементы обозначены их обычными химическими символами. Различные вертикальные столбцы соответствуют так называемым периодам. Элементы, располагающиеся в соседних столбцах и обладающие соответственными химическими и физическими свойствами, соединены линиями. Смысл прямоугольников, заключающих в себе некоторые группы элементов в последних периодах, свойства которых обнаруживают типичные отклонения от простой периодичности элементов в первых периодах, будет обсуждаться позже.

В процессе развития теории строения атомов, характерные черты этой естественной системы элементов получили поразительно простое истолкование. Именно, мы пришли к выводу о том, что порядковый номер элемента в периодической таблице, так называемый атомный номер, точно равен числу электронов, движущихся в нейтральном атоме вокруг ядра. Этот закон, хотя и в несовершенной форме, был сформулирован впервые Ван ден Бруксом. Однако он был почти предопределен проведенными Дж. Дж. Томсоном исследованиями числа электронов в атоме и измерениями заряда атомного ядра, выполненными Резерфордом. Как мы увидим, с тех пор названный закон получил убедительные подтверждения с различных сторон, в особенности в знаменитых исследованиях рентге-

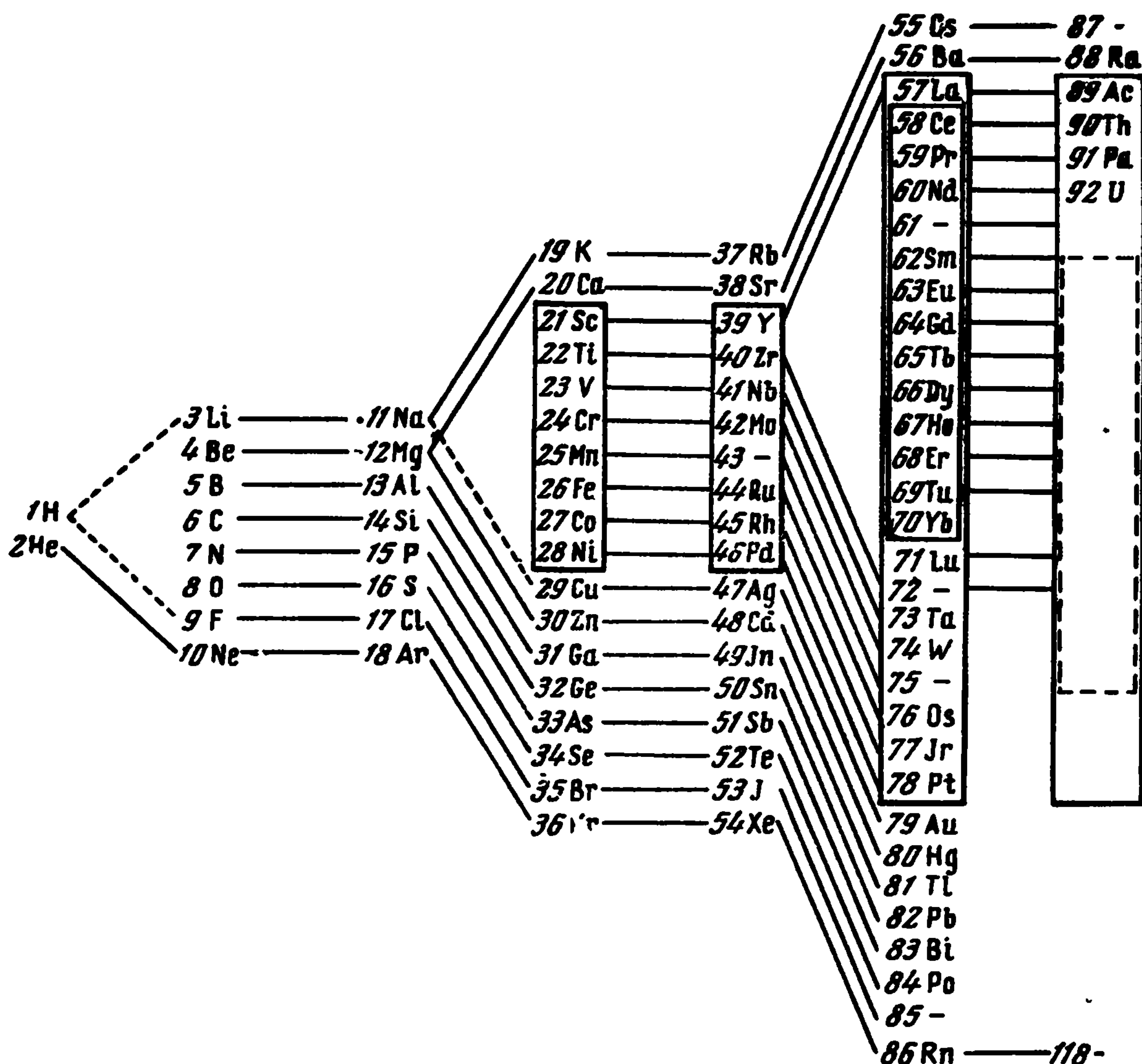


Рис. 1

новских спектров элементов, осуществленных Мозли. Можно, пожалуй, отметить еще, что простая связь атомного номера с зарядом ядра приводит к непосредственному пониманию законов, управляющих изменениями химических свойств элементов при излучении ими α - или β -частиц и выражающихся весьма просто в виде так называемого закона радиоактивного смещения.

Устойчивость атома и классическая электродинамика

Пытаясь проследить более тесную связь свойств элементов и строения атома, мы наталкиваемся на заметные трудности, поскольку, несмотря на указанную ранее аналогию, имеется существенное различие между атомом и планетной системой.

Движения тел в планетной системе, хотя они и подчиняются общему закону тяготения, не полностью определяются лишь этим законом, а существенно зависят от предыстории системы. Так, например, продолжительность года определяется не только массами Солнца и Земли, но зависит также от условий образования солнечной системы, о чем мы имеем очень мало сведений. Если бы в какой-то момент времени через нашу солнечную систему прошло достаточно большое постороннее небесное тело, то нам следовало бы ожидать, что продолжительность года начиная с этого момента станет отличаться от прежней.

Совершенно иначе обстоит дело в атомах. Определенные, неизменные свойства атомов требуют, чтобы состояние атома не испытывало необратимых изменений под влиянием внешних воздействий. Как только атом вновь предоставляется самому себе, движение составляющих его частиц должно снова полностью определяться только электрическими зарядами и массами этих частиц. Наиболее веские доказательства этого мы обнаруживаем в спектрах, т. е. в свойствах излучения, испускаемого веществами при определенных условиях и доступного для исследования с помощью соответствующих приборов. Известно, что длины волн спектральных линий элементов, которые во многих случаях могут быть измерены с точностью, большей, чем одна миллионная, при одинаковых внешних условиях остаются в пределах точности наблюдений теми же самыми совершенно независимо от предшествующей обработки вещества. Именно благодаря этому факту спектральный анализ приобретает столь большое значение. Он оказал неоценимую помощь химикам в их поисках новых элементов и показал нам, что даже на самых отдаленных объектах Вселенной имеются элементы с совершенно теми же свойствами, как и на Земле.

Таким образом, с помощью нашей картины строения атомов не удастся воспроизвести характерной устойчивости атомов, требуемой для объяснения свойств элементов, до тех пор, пока мы опираемся только на законы обычной механики.

Положение отнюдь не становится благоприятнее, если привлечь известные законы электродинамики, сформулированные Максвеллом на основании великих открытий Эрстеда и Фарадея, сделанных в первой половине прошлого века. Теория Максвелла оказалась способной не только объяснить все характерные черты известных к тому времени электрических и магнитных явлений; ее наивысшим триумфом было предсказание существования электромагнитных волн, которые впоследствии были открыты Герцем и применяются теперь в столь широких масштабах в радиосвязи.

Одно время казалось, что эта теория сможет послужить основой детального объяснения свойств элементов. Эти надежды окрепли особенно после того, как она получила развитие в трудах Лоренца и Лармора и приобре-

ла форму, согласующуюся с атомистической концепцией электричества. Мне достаточно напомнить только тот общий интерес, который был проявлен к данному Лоренцом, непринужденному и простому объяснению основных черт явления, открытого Зееманом и состоящего в характерном изменении спектральных линий, наблюдаемом при воздействии магнитного поля на излучающее тело. Лоренц предполагал, что излучение, наблюдаемое в виде спектральной линии, испускается электроном, совершающим гармоническое колебание около некоторого положения равновесия точно так же, как электромагнитные волны, используемые для радиосвязи, излучаются вследствие электрических колебаний в антенне. Он также показал, что изменение спектральных линий, замеченное Зееманом, точно соответствует изменениям движения колеблющегося электрона, вызываемым магнитным полем.

Однако оказалось невозможным дать на этом основании детальное объяснение спектров элементов или хотя бы объяснение общего типа соотношений между длинами волн линий этих спектров, выполняющихся с высокой точностью и установленных Бальмером, Ридбергом и Ритцем. В рассмотренной нами картине строения атома эти затруднения выступают еще яснее, поскольку, оставаясь на почве классической электродинамики, мы вообще не можем понять, как может возникнуть спектр, состоящий из отдельных линий. Эта теория вообще несовместима с предположением о существовании атомов, обладающих описанной выше структурой, так как движения электронов должны сопровождаться непрерывным излучением энергии атома до тех пор, пока электроны не упадут на ядро.

Возникновение квантовой теории

Однако выход из указанных затруднений электродинамики был найден в соображениях, заимствованных из так называемой квантовой теории, которая знаменует собой полнейший разрыв с теми представлениями, которыми пользовались до тех пор для объяснения явлений природы. Начало этой теории было положено, как известно, в 1900 г. Планком в его исследованиях закона теплового излучения. Этот закон вследствие его независимости от конкретных свойств вещества является пробным камнем для испытания применимости законов классической физики к атомным процессам.

Планк рассматривал равновесие излучения для ряда систем с теми же свойствами, что и у системы, рассмотрение которой привело Лоренца к его теории Зееман-эффекта. При этом он смог не только показать, что классическая электродинамика не способна объяснить явления теплового излучения; он нашел, что полное согласие с экспериментальным законом

теплового излучения может быть достигнуто; если в явном противоречии с классической теорией предположить, что энергия колеблющихся электронов изменяется не непрерывно, но только таким образом, что энергия системы всегда остается равной целому числу так называемых квантов энергии. Величина такого кванта должна быть пропорциональна частоте колебаний частицы. Относительно этой частоты так же, как и в классической теории, предполагается, что она равна частоте испускаемого света. Коэффициент пропорциональности, так называемая постоянная Планка, должен рассматриваться как новая универсальная постоянная, подобно скорости света или же заряду и массе электрона.

Удивительный результат Планка стоял вначале совершенно особняком в естественных науках. Однако благодаря важным работам Эйнштейна в этой области через несколько лет указанный вывод нашел широкое применение. Прежде всего Эйнштейн обратил внимание на то, что ограничения, накладываемые на значения энергии колебаний частиц, могут быть проверены исследованием теплоемкости кристаллических тел, так как в этих телах приходится иметь дело с подобными же колебаниями, но уже не одного электрона, а целого атома около положения равновесия в кристаллической решетке. Эйнштейну удалось показать, что эксперимент подтверждает теорию Планка. Более поздние исследования других авторов показали, что согласие имеет место со всеми предсказаниями этой теории. Кроме того, Эйнштейн подчеркнул и другое следствие, вытекающее из результатов Планка: лучистая энергия может испускаться и поглощаться колеблющейся частицей только в виде так называемых «квантов излучения», величина которых равна произведению постоянной Планка на частоту колебаний.

Стремясь дать наглядное истолкование этому результату, Эйнштейн предложил так называемую «гипотезу световых квантов», согласно которой лучистая энергия вопреки электромагнитной теории света Максвелла должна распространяться не в виде волн, а скорее в виде определенных «атомов» света, каждый из которых должен обладать энергией кванта излучения. Это представление привело Эйнштейна к известной теории фотоэлектрического эффекта. Названное явление, непонятное с точки зрения классической теории, получило в результате этого совершенно новое истолкование, а предсказания теории Эйнштейна за последние годы были столь точно подтверждены экспериментально, что именно измерения фотоэлектрического эффекта стали, по-видимому, самым точным способом определения постоянной Планка. Однако, несмотря на свою эвристическую ценность, гипотеза световых квантов, будучи совершенно несовместимой с так называемыми явлениями интерференции, не может помочь и в выяснении вопроса о природе излучения. Достаточно напомнить только, что явления интерференции предоставляют нам единственный

способ исследования свойств излучения и позволяют придать определенный смысл частоте колебаний, которая в теории Эйнштейна определяет величину светового кванта.

В последующие годы было предпринято много попыток применить квантовые представления к вопросам строения атома, причем центр тяжести переносили то на одно, то на другое следствие, полученное Эйнштейном из результата Планка. Из наиболее известных попыток в этом направлении, не давших, однако, никаких определенных результатов, я не могу не упомянуть работы Штарка, Зоммерфельда, Хазенёря, де Гааза и Никольсона.

К этому же времени относится работа датского химика Бьеррума по полосам поглощения в инфракрасной области, хотя и не связанная непосредственно с вопросом о строении атома, однако имевшая важное значение для развития квантовой теории. Он обратил внимание на тот факт, что вращение газовых молекул можно изучать по изменениям определенных линий поглощения при изменении температуры. Одновременно он указал на то, что результат этого вращения не должен состоять в непрерывном уширении линий, как этого следовало бы ожидать на основании классической теории, ничем не ограничивающей вращательное движение молекул. В соответствии с квантовой теорией он предсказывал, что линии должны распадаться на ряд компонент, соответствующих ряду дискретных вращательных движений, доступных для молекул. Это предсказание было подтверждено несколькими годами спустя Евой фон Бар. Данное явление и до сих пор может рассматриваться как одно из наиболее ярких доказательств реальности квантовой теории, несмотря на то, что с современной точки зрения первоначальное толкование должно претерпеть существенные изменения во многих отношениях.

Квантовая теория строения атома

Вопрос о дальнейшей разработке квантовой теории получил новое освещение в результате открытия атомного ядра Резерфордом (1911 г.). Мы уже видели, как после этого открытия стало очевидным, что с помощью одних только классических представлений оказывается невозможным понять наиболее существенные свойства атомов. Поэтому начались поиски такой формулировки принципов квантовой теории, которая могла бы объяснить устойчивость строения атомов и свойства излучения, испускаемого атомами, из которых состоит вещество. Подобная формулировка была предложена мной в 1913 г. в виде двух постулатов, содержание которых можно выразить следующим образом.

1. Среди всех мыслимо возможных состояний движения атомной системы существует ряд так называемых *стационарных состояний*, которые,

несмотря на то, что движение частиц в этих состояниях подчиняется в значительной степени законам классической механики, обладают своеобразной устойчивостью, необъяснимой в рамках классической теории, в результате чего всякое изменение движения системы должно состоять в переходе из одного стационарного состояния в другое.

2. В самих стационарных состояниях, в противоречии с классической электромагнитной теорией, атом не излучает. Однако процесс перехода между двумя стационарными состояниями может сопровождаться испусканием электромагнитного излучения, обладающего теми же свойствами, что и излучение, посылаемое согласно классической теории электрически заряженной частицей, совершающей гармонические колебания с постоянной частотой. Однако эта частота не находится в простом отношении к движению атома, а определяется условием

$$h\nu = E' - E'',$$

где h — постоянная Планка; E' и E'' — значения энергии атома в двух стационарных состояниях, представляющих соответственно начальное и конечное состояние атома в процессе излучения. Облучение атома электромагнитными волнами этой частоты может привести к процессу поглощения, переводящему атом из конечного состояния в начальное.

Тогда как первый постулат подчеркивает общую устойчивость атома, второй прежде всего имеет в виду существование спектров, состоящих из резких линий. Более того, квантовое условие, определяемое вторым постулатом, является исходным пунктом для интерпретации спектральных законов. Самый общий из этих законов, комбинационный принцип, установленный Ритцем, гласит, что частота для каждой линии спектра некоторого элемента может быть представлена формулой

$$\nu = T'' - T',$$

где T'' и T' — два так называемых спектральных терма, принадлежащих к совокупности термов, характерных для данного элемента.

В соответствии с нашими постулатами этот закон находит немедленное объяснение с помощью предположения о том, что спектр соответствует переходам между стационарными состояниями, в которых численные значения энергии атома равняются значениям спектральных термов, умноженных на постоянную Планка. Такое толкование комбинационного принципа существенно отличается от обычных электродинамических представлений отсутствием простой связи между движением атома и излучаемым светом. Отличие наших соображений от представлений, используемых обычно при описании явлений природы, станет совершенно очевидным, если обратить внимание на то, что появление двух спектральных линий, соответствующих комбинациям одного и того же спектрального

терма с двумя другими термами, означает, что свойства излучения атома определяются не только состоянием атома в начале процесса излучения, но зависят также и от того состояния, в которое атом перейдет в результате этого процесса.

Поэтому на первый взгляд могло бы показаться, что изложенное формальное толкование комбинационного принципа едва ли удастся связать с нашими представлениями о строении атома, основанными на экспериментальных данных, трактуемых с помощью классической механики и электродинамики. Более подробное исследование показало, однако, что на основании этих постулатов можно установить определенную связь между спектрами элементов и строением их атомов.

Спектр водорода

Спектр водорода является простейшим из всех известных нам спектров. Частоты линий этого спектра могут быть описаны с большой точностью формулой Бальмера

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

где k — постоянная, а n' и n'' — два целых числа. В этом спектре мы встречаемся, следовательно, с одним рядом спектральных термов вида K/n^2 , которые регулярно убывают по мере возрастания числа n . Поэтому в согласии с постулатами мы будем полагать, что каждая линия спектра водорода соответствует переходу между двумя стационарными состояниями из ряда таких состояний атома водорода, причем численное значение энергии атома в этих состояниях равно hK/n^2 .

Согласно нашей картине строения атома, водородный атом состоит из положительно заряженного ядра и одного электрона; периодическая орбита движения электрона с достаточно хорошей степенью точности может рассматриваться как эллипс, в одном из фокусов которого находится ядро. Большая ось орбиты обратно пропорциональна работе, которую нужно совершить для удаления электрона от ядра на бесконечное расстояние, а в соответствии со сказанным выше эта работа в стационарных состояниях в точности равна hK/n^2 . Следовательно, мы приходим к совокупности стационарных состояний, для которых большая ось электронной орбиты принимает ряд дискретных значений, пропорциональных квадрату целого числа. Эти соотношения схематически изображены на рис. 2. Для простоты электронные орбиты в стационарных состояниях изображены в виде окружностей, хотя в действительности теория не накладывает никаких ограничений на эксцентриситет орбит и определяет

только длину большой оси. Стрелки обозначают процессы перехода, соответствующие красной и зеленой линиям водорода, H_α и H_β , для которых соответствующие частоты колебаний определяются формулой Бальмера при $n'' = 2$, $n' = 3$ и 4. Кроме того, на рис. 2 изображены процессы переходов, отвечающие трем первым линиям серии в ультрафиолетовой области, открытой в 1914 г. Лайманом; частоты их даются той же формулой при $n'' = 1$. Там же указан процесс перехода, соответствующий первой линии инфракрасной серии, открытой Пашеном несколькими годами раньше и задаваемой той же формулой при n'' , равном 3.

Такое объяснение возникновения спектра водорода приводит совершенно естественно к интерпретации этого спектра как проявления способа связывания электрона с ядром атома. Наибольший спектральный терм с номером 1 соответствует конечной стадии этого процесса связывания, а меньшие термы, определяемые большими номерами, соответствуют стационарным состояниям, представляющим начальные стадии процесса связывания, когда орбиты электрона обладают еще значительными размерами, а работа, требуемая для удаления электрона из атома, мала. Конечную стадию процесса связывания мы можем рассматривать как нормальное состояние атома. Оно отличается от других стационарных состояний тем свойством, что в согласии с нашими постулатами это состояние атома может быть изменено только при затрате энергии, в результате чего можно перевести электрон на одну из орбит с большими размерами, соответствующую ранней стадии процесса связывания.

Размер электронной орбиты в нормальном состоянии, вычисленный в рамках данной интерпретации спектра, приблизительно равен значениям, полученным для размеров атомов разных элементов с помощью кинетической теории вещества из свойств газов. Поскольку, однако, вследствие стабильности стационарных состояний, требуемой постулатами, нам приходится предполагать, что взаимодействие между двумя атомами при столкновении не может быть полностью описано с помощью законов классической механики, такое сравнение не может быть проведено до конца на основе лишь высказанных выше соображений.

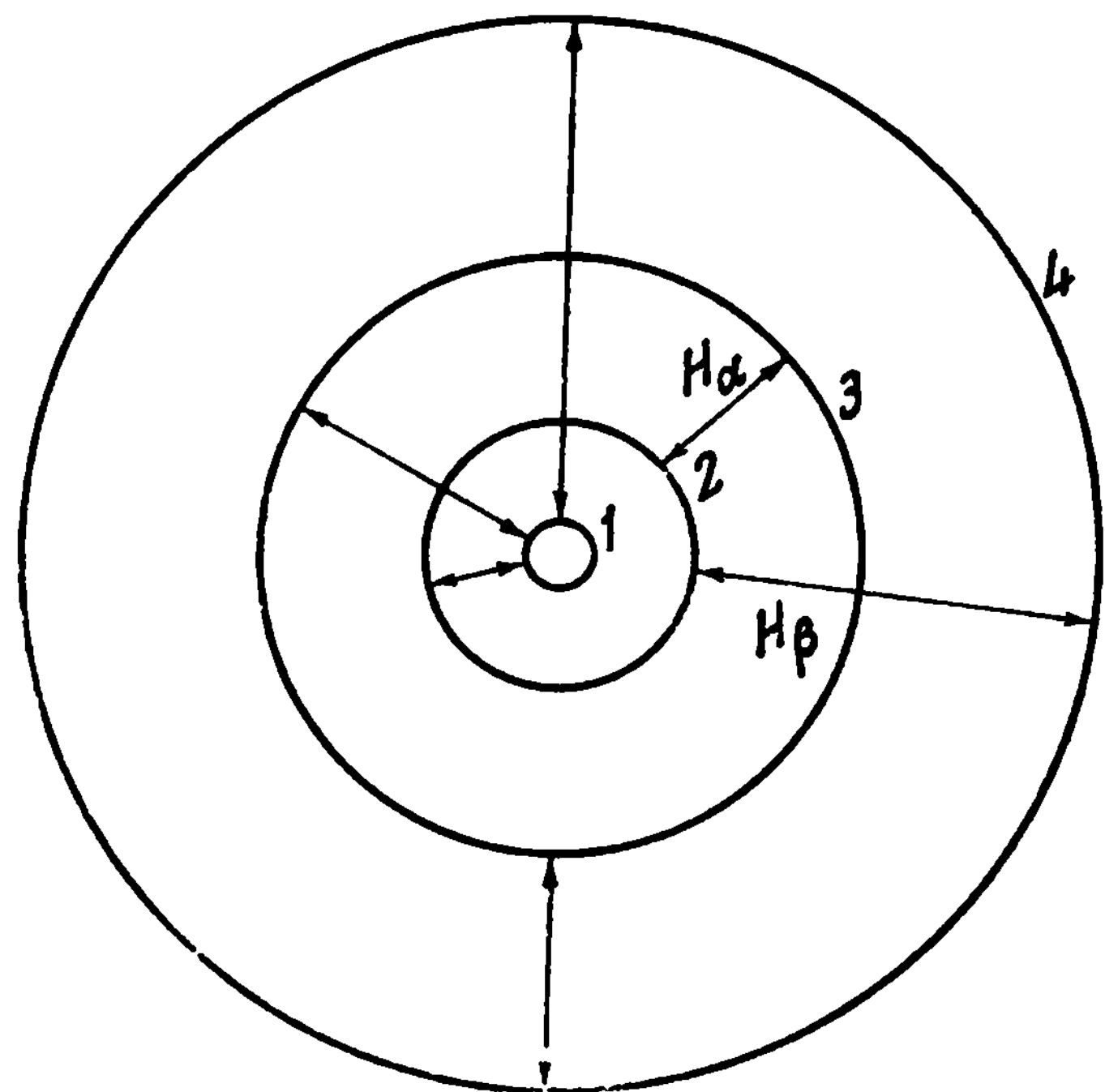


Рис. 2

Более тесную связь между спектром и моделью атома удалось получить, исследуя движение в стационарных состояниях с большим номером терма, где размеры электронной орбиты и время обращения меняются сравнительно мало при переходе от одного стационарного состояния к следующему. Удалось показать, что при переходах между двумя стационарными состояниями, у которых разность квантовых чисел мала по сравнению с их величиной, частота излучаемого света очень близко совпадает с частотой одной из гармонических компонент, в виде которых может быть представлено движение электрона, а также с частотой одного из цугов волн, излучаемого согласно законам обычной электродинамики.

Требование такого совпадения в указанной области, где стационарные состояния относительно мало отличаются друг от друга, равносильно тому, что постоянные в формуле Бальмера могут быть выражены при помощи соотношения

$$K = \frac{2\pi^2 e^4 m}{h^3},$$

где e и m обозначают соответственно заряд и массу электрона, а h — постоянную Планка. Приведенное соотношение оказалось справедливым в пределах той высокой точности, с которой известны значения величин e , m и h (в особенности после великолепных исследований Милликена).

Этот результат показывает, что между водородным спектром и моделью атома водорода существует в целом настолько тесная связь, что об этом можно было лишь мечтать, учитывая отличие квантовых постулатов от классических механических и электродинамических законов. Этот результат служит одновременно указанием на то, каким образом квантовую теорию можно рассматривать как естественное обобщение фундаментальных концепций классической электродинамической теории, несмотря на указанное резкое различие. К этому важнейшему вопросу мы вернемся ниже. Сначала же изложим, каким образом объяснение спектра водорода на основании этих постулатов оказалось пригодным для выяснения различными способами сходства в свойствах элементов.

Сходство свойств элементов

Изложенные выше соображения можно непосредственно применить к процессу, в результате которого электрон оказывается связанным ядром с произвольным заданным зарядом. Вычисления показывают, что в стационарном состоянии, соответствующем заданному значению числа n , размер орбиты будет обратно пропорционален заряду ядра, а работа,

требуемая для удаления электрона от ядра, — прямо пропорциональна квадрату его заряда. Спектр излучения, сопровождающего процесс связывания электрона ядром, заряд которого в N раз больше заряда ядра водорода, может быть представлен формулой

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

Если в этой формуле положить $N = 2$, мы получим спектр, содержащий ряд линий в видимой области, которые наблюдались еще много лет тому назад в спектрах некоторых звезд. Ридберг приписал эти линии водороду на основании очень близкой аналогии с серией линий, описываемой формулой Бальмера. Получить эти линии в чистом водороде никогда не удавалось; однако незадолго до появления теории спектра водорода Фаулеру удалось обнаружить эти линии при пропускании сильного разряда через смесь водорода с гелием. Впрочем, этот исследователь также принял эти линии за водородные, так как в то время еще не знали о возможности существования различных веществ с весьма схожими свойствами. После того как была сформулирована данная теория, стало ясно, что указанные линии должны принадлежать спектру гелия, но не обычного нейтрального гелия, а ионизированного, имеющего в атоме только один электрон, вращающийся вокруг ядра с двойным зарядом. Отсюда выяснилась новая черта сходства между свойствами элементов, полностью соответствующая нашим современным представлениям о строении атома, согласно которым физические и химические свойства элементов зависят в первую очередь только от электрического заряда атомного ядра.

Вскоре после решения этого вопроса было обнаружено наличие подобного общего сходства между свойствами элементов. Это было выяснено в известных исследованиях Мозли по характеристическим рентгеновским спектрам элементов. Возможность проведения таких исследований была обусловлена открытием Лауэ интерференции рентгеновских лучей в кристаллах и последовавшими за ним исследованиями У. Г. и У. Л. Брэггов. В действительности оказалось, что рентгеновские спектры различных элементов обладают намного более простой структурой и большим сходством, нежели оптические спектры этих элементов. В частности, было обнаружено, что спектры изменяются от элемента к элементу таким образом, который вполне соответствует написанной выше формуле для спектра излучения, испускаемого при связывании электрона ядром, если в этой формуле величину N приравнять атомному номеру соответствующего элемента. С помощью этой формулы удалось с достаточно высокой степенью точности, что имеет существенное значение, получить частоты колебаний

для самых интенсивных рентгеновских линий, если в качестве n' и n'' подставлять небольшие целые числа.

Это открытие имело огромное значение во многих отношениях. Прежде всего взаимосвязь рентгеновских спектров различных элементов оказалась столь простой, что стало возможным однозначно определить атомные веса для всех известных элементов и тем самым предсказать значения атомных номеров для всех тех еще неизвестных элементов, для которых имеется место в периодической таблице. Рис. 3 демонстрирует, как квадратный корень из частоты для двух характеристических рентгеновских линий зависит от атомного номера. Эти линии принадлежат к группе так называемых *K*-линий, обладающих наибольшей проникающей способностью среди всех характеристических лучей. С весьма хорошей точностью точки располагаются вдоль прямых линий. Сам факт существования такой закономерности обусловлен тем, что кроме атомных номеров, соответствующих уже известным элементам, оставлены свободные места между молибденом (42) и рутением (44), так же как и в первоначальном варианте естественной системы элементов Менделеева.

Далее, простые законы рентгеновских спектров послужили подтверждением общих теоретических представлений как в отношении общего характера строения атомов, так и в связи с идеями, послужившими основой для объяснения спектров. Таким образом, подобие рентгеновских спектров спектрам, отвечающим связыванию одного электрона атомным ядром, может быть просто объяснено тем, что в случае рентгеновских спектров происходят переходы между стационарными состояниями, сопровождаемые изменениями движения одного электрона во внутренних областях атома, где влияние притяжения ядра значительно сильнее, чем отталкивание остальных электронов.

Взаимосвязь других свойств элементов часто выражается значительно сложнее, поскольку в этих случаях все обусловлено процессами, связанными с движением электронов во внешних частях атома, где силы взаимодействия электронов по порядку величины такие же, как и притяжение ядра, а, следовательно, это взаимодействие играет важную роль. Характерным примером этого могут служить пространственные размеры атомов элементов. Еще Лотар Мейер обратил внимание на характерное периодическое изменение с атомным весом плотности или так называемого атомного объема в периодической системе элементов. Представление об этом изменении можно составить по рис. 4, на котором изображено изменение атомного объема в зависимости от атомного номера. Трудно себе вообразить большую противоположность, чем та, которая обнаруживается при сравнении этого рисунка с предыдущим. Если рентгеновские спектры меняются с атомным номером весьма монотонно, то атомные объемы обнаруживают резко выраженную периодичность изменения, точно

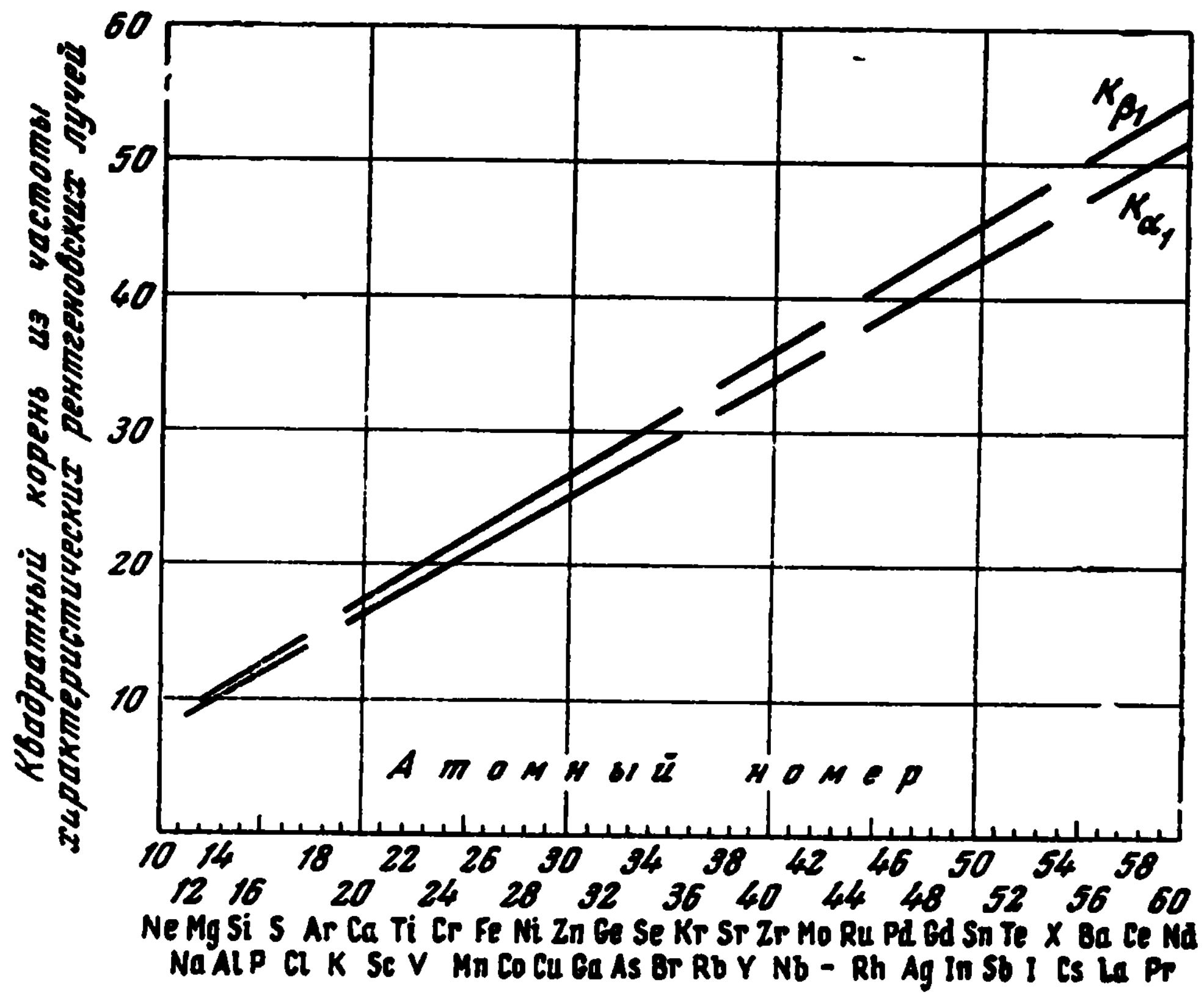


Рис. 3

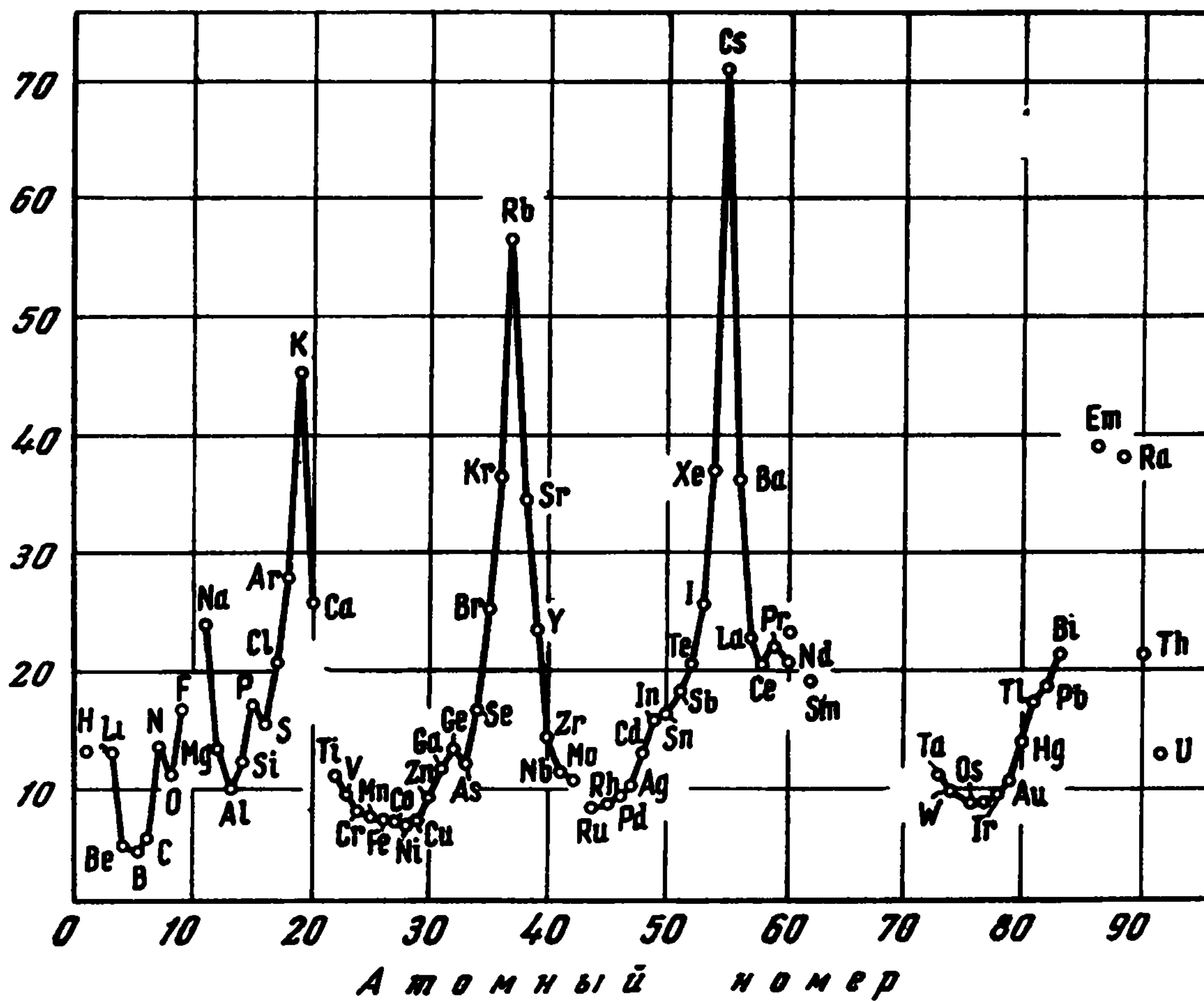


Рис. 4

соответствующую изменению химических свойств элементов, проявляющемуся в периодической системе.

Совершенно то же происходит и в обычных оптических спектрах элементов. Но, несмотря на большое различие этих спектров, уже много лет назад Ридбергу удалось обнаружить определенное общее сходство между спектром водорода и спектрами других элементов. Хотя спектральные линии элементов с высокими атомными номерами являются комбинациями значительно более сложной совокупности спектральных термов, не связанной столь просто с рядом целых чисел, тем не менее термы можно сгруппировать в серии, каждая из которых обнаруживает разительное сходство с серией термов водородного спектра. Это сходство проявляется в том, что эмпирическое выражение для термов каждой линии может быть с большой точностью записано в форме $K/(n + \alpha_k)^2$, где K — та же самая постоянная, что и в формуле для спектра водорода (ее часто называют постоянной Ридберга), n — номер терма, а α — постоянная, различная для разных серий.

Это сходство со спектром водорода приводит нас непосредственно к интерпретации указанных спектров, как *соответствующих последней стадии процесса образования нейтрального атома при последовательном присоединении и связывании электронов атомным ядром*. В самом деле, ясно, что электрон, связанный последним, находится в таком положении во время процесса связывания его с ядром, когда его орбита велика по сравнению с орбитами ранее связанных электронов, а потому подвергается со стороны последних и ядра действию сил, которые мало отличаются от сил, действующих на электрон в атоме водорода при движении на орбите соответствующих размеров.

Рассмотренные до сих пор спектры, для которых выполняется закон Ридберга, возбуждаются с помощью электрического разряда при обычных условиях и часто называются дуговыми спектрами. Элементы испускают также и спектры другого вида, так называемые искровые спектры, когда через них пропускают особенно сильные разряды. До сих пор не удалось обнаружить для искровых спектров таких же закономерностей, как для дуговых спектров. Однако вскоре после опубликования указанной интерпретации спектра водорода Фаулер (1914 г.) нашел, что для искровых спектров можно установить эмпирические формулы, совершенно аналогичные закону Ридберга, с той только разницей, что постоянную K пришлось заменить вчетверо большей постоянной. Как мы уже видели, постоянная, которая появляется в спектрах излучения, испускаемого при связывании электрона с ядром гелия, равняется $4K$. Отсюда ясно, что искровые спектры испускаются ионизованными атомами, причем они *соответствуют предпоследней стадии образования нейтрального атома при последовательном присоединении и связывании электронов*.

Поглощение и возбуждение спектральных линий

С помощью изложенной интерпретации возникновения спектров удалось также объяснить своеобразные законы, управляющие спектрами поглощения элементов. Еще Кирхгоф и Бунзен доказали, что существует тесная связь между избирательным поглощением элементов и их спектрами излучения. Именно на этом основывается применение спектрального анализа к исследованию небесных светил. Однако с точки зрения классической теории было непонятно, почему элементы в парообразном состоянии поглощают излучение, соответствующее некоторым линиям спектра излучения, и не поглощают излучение, отвечающее другим линиям.

С помощью изложенных выше постулатов мы приходим, однако, к предположению, что абсорбция излучения, соответствующего определенной спектральной линии, испускаемой при переходе из одного стационарного состояния атома в другое состояние с меньшей энергией, происходит при возвращении атома из последнего состояния снова в первоначальное за счет передачи ему необходимой энергии. Отсюда становится непосредственно понятным, что при обычных условиях пар или газ обнаруживают избирательное поглощение только для тех спектральных линий, которые возникают при переходе из некоторого состояния, соответствующего ранней стадии процесса связывания, в нормальное состояние. Только при высоких температурах или под действием электрических разрядов, когда значительное число атомов выходит из нормального состояния, можно ожидать в согласии с опытом поглощения и для других линий спектра излучения.

Наиболее прямое подтверждение общей трактовки спектров на основе квантовых постулатов было получено при исследовании возбуждения спектральных линий и ионизации атомов при столкновениях со свободными электронами, обладающими заданными скоростями. Решающим продвижением в этом направлении явились хорошо известные исследования Франка и Герца (1914 г.). Результаты этих опытов показали, что при соударении с электроном атом не может получить произвольное количество энергии, а только такое количество ее, которое точно соответствует энергии, необходимой для перевода атома из нормального состояния в одно из остальных стационарных состояний; о существовании последних нам известно из данных о спектрах, поскольку энергия этих состояний тесно связана с величиной спектральных термов.

Далее, удалось получить решающее доказательство той независимости, которая, согласно квантовым постулатам, должна быть приписана процессам, приводящим к излучению различных спектральных линий того

или иного элемента. Можно непосредственно показать, что атомы, переводимые таким способом в стационарное состояние с большей энергией, могут возвращаться в нормальное состояние, испуская излучение, спектр которого состоит только из одной спектральной линии.

Дальнейшие исследования соударений атомов с электронами, которые проводились многими физиками, привели к детальному подтверждению теории возбуждения спектров. В частности, удалось показать, что для *ионизации* атомов при соударении с электроном требуется энергия, точно соответствующая работе, необходимой согласно теории для удаления из атома последнего из присоединенных электронов. Эта работа непосредственно определяется как произведение постоянной Планка на спектральный терм, соответствующий нормальному состоянию, который в соответствии со сказанным выше служит предельным значением частот спектральных линий, связанных с избирательным поглощением.

Квантовая теория многократно периодических систем

Итак, с помощью основных постулатов квантовой теории удалось объяснить некоторые общие характерные свойства элементов. Для более обстоятельного объяснения этих свойств потребовалось дальнейшее развитие идей, лежащих в основе квантовой теории. В течение нескольких последних лет путем развития формальных методов была создана более общая теоретическая основа, допускающая рассмотрение таких стационарных состояний электрона, которые ранее не рассматривались. Для чисто периодического движения, с которым мы сталкиваемся в простом гармоническом осцилляторе и, по крайней мере в простейшем приближении, при движении электрона вокруг положительно заряженного ядра, совокупность стационарных состояний может быть просто связана с рядом целых чисел. Однако стационарные состояния движений названного более общего типа, так называемых *многократно периодических* движений, образуют более сложную совокупность, в которой всякое состояние при помощи указанных формальных методов характеризуется несколькими целыми числами, так называемыми «квантовыми числами».

В развитии теории принимали участие многие физики, причем первое употребление нескольких квантовых чисел можно найти в работах самого Планка. Однако решающим шагом, стимулировавшим дальнейшую работу, было объяснение Зоммерфельдом в 1915 г. тонкой структуры спектральных линий водорода, обнаруживаемой с помощью спектрометров с высокой разрешающей способностью. Тонкая структура возникает вследствие того, что даже в случае водорода мы имеем дело с движением, которое не является в точности простым периодическим движением. В действи-

тельности электронная орбита совершает медленное прецессионное движение в своей плоскости вследствие изменения массы электрона в зависимости от скорости движения, что следует из теории относительности. Благодаря этому движение становится двукратно периодическим. Для определения стационарных состояний в этом случае кроме числа, характеризующего термы в формуле Бальмера и называемого *главным квантовым числом*, поскольку им определяется прежде всего энергия атома, требуется еще одно квантовое число, которое мы назовем *вспомогательным квантовым числом*.

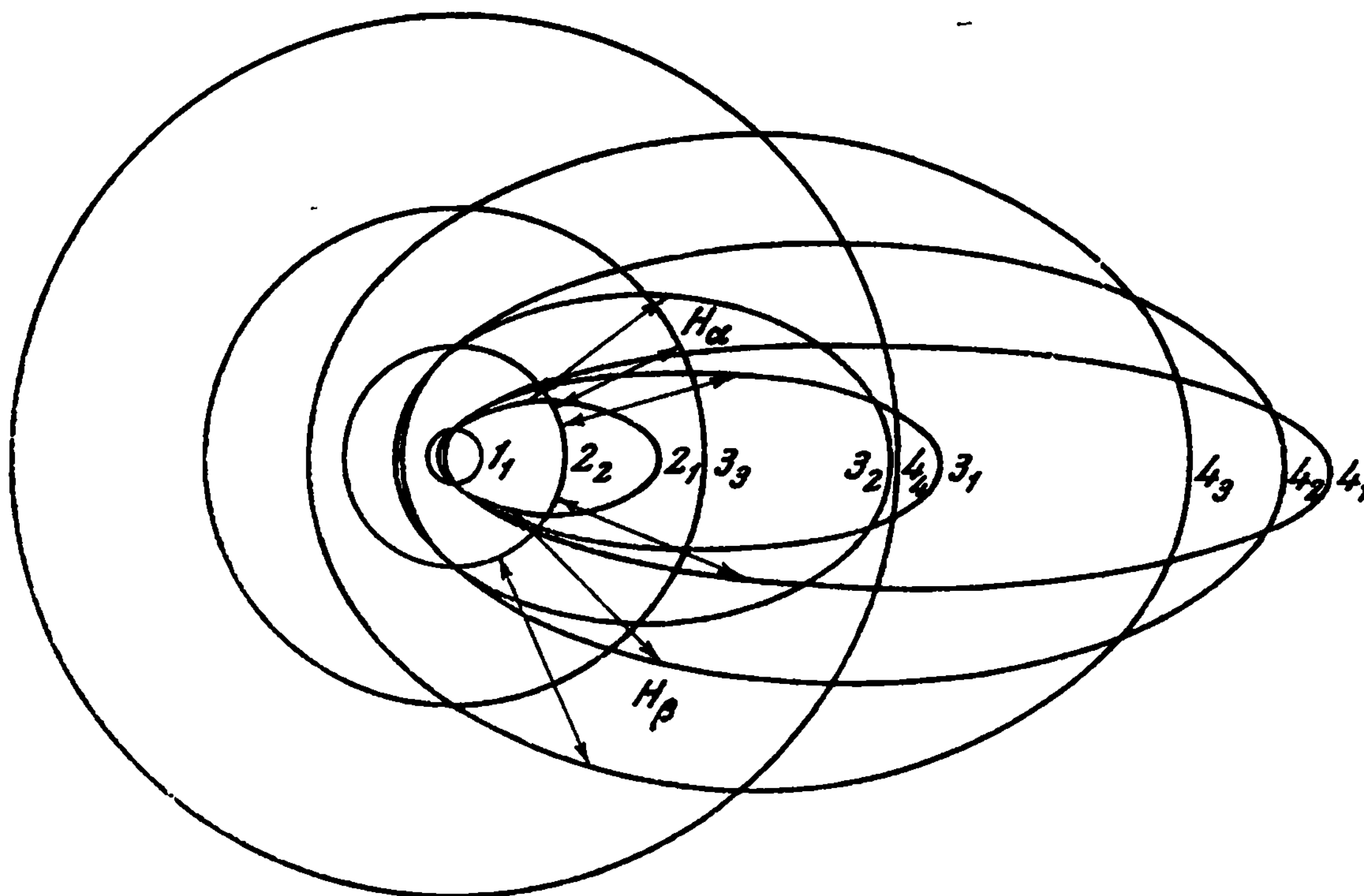


Рис. 5

Движения в стационарных состояниях, определенных таким способом, представлены на рис. 5, демонстрирующем относительные размеры и формы электронных орбит. Каждая орбита обозначена символом n_k , где n — главное квантовое число, а индекс k указывает значение вспомогательного квантового числа. Все орбиты с одним и тем же главным квантовым числом имеют в первом приближении одну и ту же большую полуось; орбиты же с одинаковым значением k обладают одним и тем же «параметром», т. е. одинаковой длиной наименьшей хорды, проведенной через фокус орбиты. Значения энергии для различных состояний с одинаковым n , но различными k мало отличаются друг от друга; поэтому каждой линии водорода, характеризуемой определенными значениями n' и n'' в формуле Бальмера, соответствует ряд разных процессов перехода, для которых частоты колебаний испускаемого света, вычисленные на основании второго посту-

лата, несколько различны. Зоммерфельду удалось показать, что вычисленные таким образом компоненты для каждой линии водорода совпадают в пределах точности опыта с результатами наблюдений тонкой структуры водородного спектра. Стрелки на рисунке указывают переходы, соответствующие компонентам красной и зеленой линий водородного спектра, частоты которых получаются из формулы Бальмера при $n'' = 2$ и $n' = 3$ или 4.

Однако при рассмотрении этого рисунка не следует забывать, что изображение орбит на нем неполно в том отношении, что в выбранном масштабе нельзя было показать их медленной прецессии. В действительности эта прецессия является настолько медленной, что даже на наиболее быстро прецессирующих орбитах электрон успевает совершить 40 000 оборотов, прежде чем перигелий орбиты сделает один полный оборот. Тем не менее именно эта прецессия, и только она, ответственна за существование всей совокупности стационарных состояний, характеризуемых вспомогательным квантовым числом. Если, например, атом водорода подвергается воздействию небольших внешних сил, возмущающих правильную прецессию, то форма электронной орбиты в стационарных состояниях окажется существенно отличной от той, которая приведена на рисунке. Отсюда следует, что полностью изменится и характер тонкой структуры; но водородный спектр по-прежнему будет состоять из линий, определяемых с достаточно хорошей точностью формулой Бальмера благодаря тому, что сохраняется приближенно-периодический характер движения. И только тогда, когда возмущающие силы станут настолько велики, что за время одного оборота орбита будет существенно искажена, спектр претерпит большие изменения. Поэтому высказываемое часто мнение о том, что введение двух квантовых чисел является необходимым условием для объяснения формулы Бальмера, должно рассматриваться как непонимание существа теории.

Теория Зоммерфельда объяснила не только тонкую структуру линий водорода, но и тонкую структуру линий искрового спектра гелия, аналогичного спектру водорода. Расстояние между компонентами линий в этом случае вследствие больших скоростей электронов существенно больше, чем у водорода, а потому могло быть измерено значительно точнее. В теории удалось даже объяснить некоторые черты тонкой структуры рентгеновских спектров, где приходится иметь дело с разностями частот, достигающими значений, которые более чем в миллион раз превышают соответствующие разности частот компонент спектральных линий водорода.

Вскоре после получения этого результата Шварцшильду и Эпштейну (1916 г.) одновременно удалось объяснить с помощью аналогичных соображений детали характерных изменений, испытываемых линиями водорода в электрическом поле и открытых в 1914 г. Штарком. В то же самое время

Зоммерфельд и Дебай (1917 г.) объяснили основные черты эффекта Зеемана для линии водорода. В этом случае применение постулатов привело к заключению, что допустимы только вполне определенные ориентации атома относительно направления магнитного поля. Это своеобразное следствие квантовой теории получило недавно наиболее прямое подтверждение в прекрасном опыте Штерна и Герлаха (1922 г.) по отклонению быстро движущихся атомов серебра в неоднородном магнитном поле.

Принцип соответствия

Рассмотренный выше этап развития теории спектров основывался на разработке формальных методов определения стационарных состояний. Вскоре после этого мне удалось осветить теорию с новой точки зрения, проследив своеобразную связь между квантовой теорией и классической электродинамикой, уже намеченную при трактовке спектра водорода. В совокупности с важными работами Эренфеста и Эйнштейна эти усилия привели к формулировке так называемого *принципа соответствия*, согласно которому наличие переходов между стационарными состояниями, сопровождающихся излучением, связано с гармоническими компонентами колебаний, на которые можно разложить движение атома и которые определяют в классической теории свойства излучения, испускаемого вследствие движения частиц.

Согласно принципу соответствия, предполагается, что всякий процесс перехода между двумя стационарными состояниями связан с соответствующей гармонической компонентой колебания так, что вероятность появления такого перехода зависит от амплитуды колебания; поляризация же излучения обусловлена более детальными свойствами колебания так же, как интенсивность и поляризация излучения в системе волн, испускаемых атомом по классической теории вследствие наличия указанных компонент колебания, определяются соответственно амплитудой и другими свойствами последних.

С помощью принципа соответствия удалось подтвердить и углубить полученные выше результаты. Так оказалось возможным дать полное квантово-теоретическое истолкование эффекта Зеемана для линий водорода, которое обладает глубоким сходством с объяснением, предложенным Лоренцом в рамках классической теории, несмотря на существенно различный характер предпосылок в обеих теориях. Эффект Штарка, перед объяснением которого классическая теория оставалась совершенно беспомощной, получает с помощью принципа соответствия квантовое объяснение; при этом удается выяснить как поляризацию различных компонент, на которые линии расщепляются в электрическом поле, так и описать

характерное распределение интенсивностей этих компонент. Последняя проблема была подробно исследована Крамерсом. Прилагаемые рисунки могут дать некоторое представление о том, насколько полным является объяснение рассматриваемого явления.

На рис. 6 воспроизведен один из известных снимков, сделанных Штарком, на котором показано расщепление спектральных линий водорода. Рисунок ясно показывает разнообразие природы рассматриваемого явления и демонстрирует, насколько своеобразно изменяется интенсивность от компоненты к компоненте. Компоненты, изображенные внизу, поляризованы перпендикулярно полю, тогда как расположенные выше — поляризованы параллельно полю.

Рис. 7 дает схематическое изображение экспериментальных и теоретических результатов для спектральной линии H_γ , частота которой определяется формулой Бальмера при $n'' = 2$ и $n' = 5$. Вертикальные отрезки изображают компоненты, на которые расщепляется линия. При этом справа изображены параллельно-поляризованные компоненты, а слева — перпендикулярно-поляризованные. Экспериментальные результаты приведены в верхней части схемы. Расстояние отрезков от пунктирной линии соответствует измеренному смещению компонент, а длины их пропорциональны относительной интенсивности компонент, которая была оценена Штарком по почернению фотографической пластинки. В нижней части схемы для сравнения приведены теоретические результаты в виде диаграммы, взятой из статьи Крамерса.

Символы $(n_s' - n_s'')$, приписываемые компонентам, указывают на процессы переходов между стационарными состояниями атома в электрическом поле, при которых излучаются данные компоненты. Кроме главного квантового числа n стационарные состояния характеризуются вспомогательным квантовым числом s , которое может быть как положительным, так и отрицательным, и которое имеет совершенно иной смысл, нежели квантовое число k в релятивистской теории тонкой структуры линий водорода, определяющее форму электронной орбиты невозмущенного атома. Под действием электрического поля как форма, так и положение орбиты подвергаются глубоким изменениям; некоторые же свойства орбит остаются неизменными: они и описываются вспомогательным квантовым числом s . Положение компонент на схеме соответствует частотам, вычисленным для различных переходов, а длины отрезков пропорциональны вероятностям различных переходов, которые могут быть оценены с помощью принципа соответствия точно так же, как и поляризация излучения. Мы видим, что теория передает все главные черты экспериментальных данных. На основании принципа соответствия можно сказать, что эффект Штарка является отражением того действия, которое электрическое поле оказывает на электронные орбиты в атоме водорода, хотя в отличие от

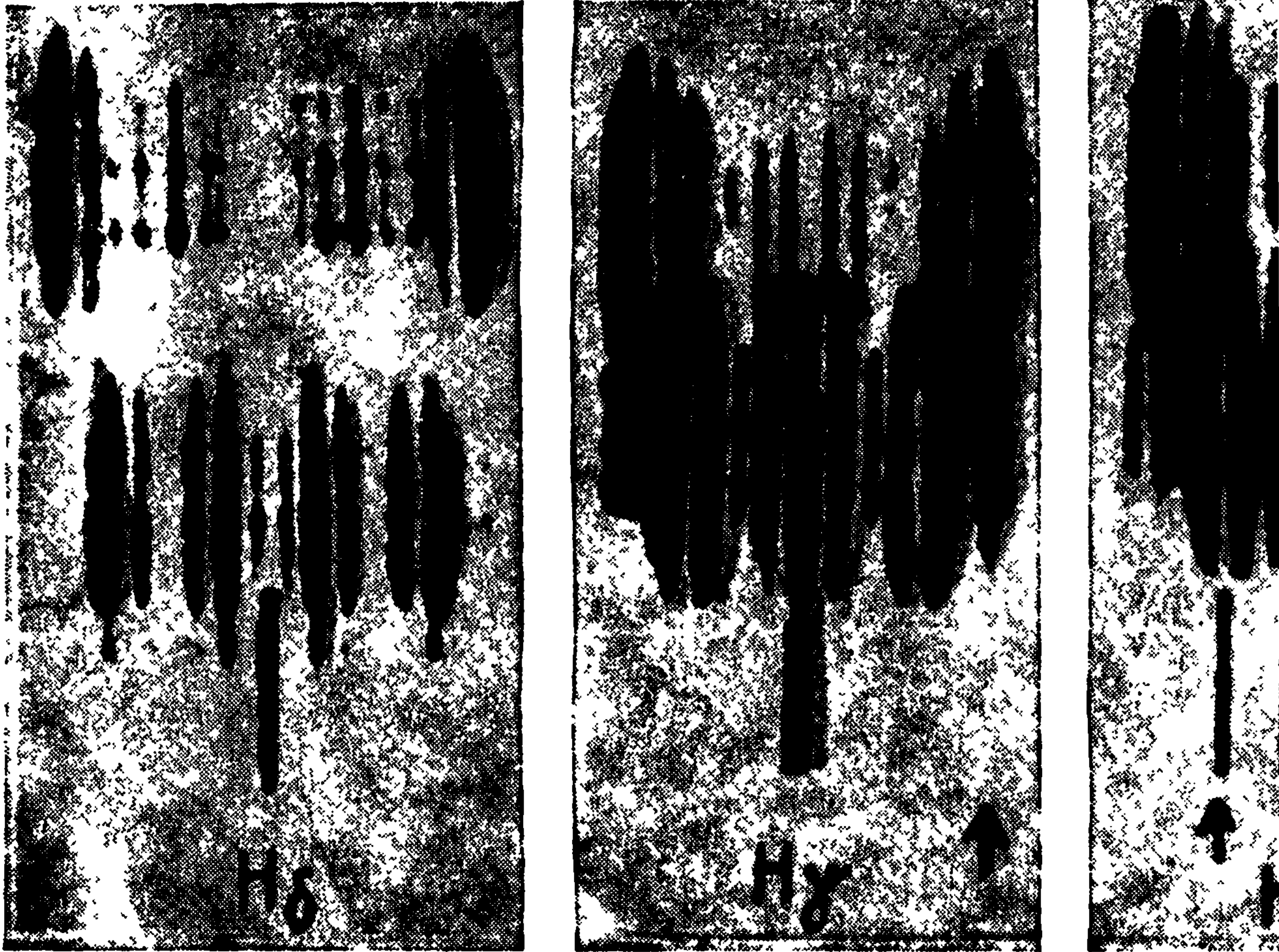


Рис. 6

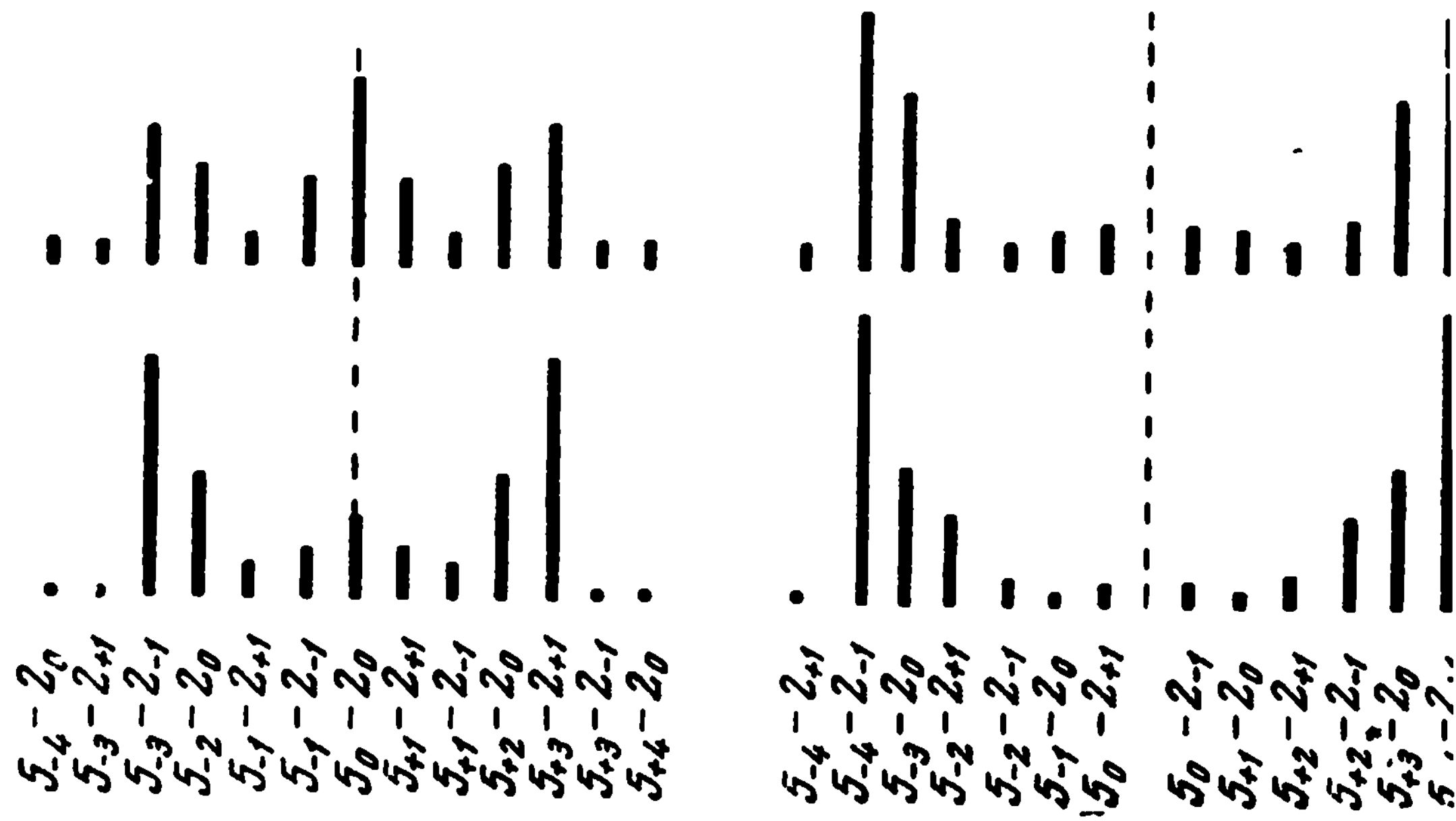


Рис. 7

эффекта Зеемана расщепления в этом случае настолько сложные, что с помощью классической теории электромагнитного излучения нам едва ли удалось бы понять движение в атоме.

Интересные результаты были получены также для спектров элементов с более высокими атомными номерами, объяснение которых тем временем существенно продвинулось благодаря работам Зоммерфельда, который ввел несколько квантовых чисел для описания электронных орбит. В результате с помощью принципа соответствия удалось окончательно выяснить своеобразные правила, управляющие капризным на первый взгляд появлением линий, следующих из комбинационного принципа. Можно сказать, что квантовая теория не только дала простое объяснение комбинационного принципа, но, кроме того, сделала очень много для прояснения той таинственности, которая долгое время царила в применениях этого принципа.

Та же точка зрения оказалась плодотворной при исследовании так называемых полосатых спектров. Эти спектры обусловлены не отдельными атомами, а молекулами. Большое количество линий в этих спектрах обусловлено сложностью движения, связанной с колебаниями атомных ядер по отношению друг к другу и с вращением молекулы как целого. Обсуждаемые постулаты впервые были применены к рассматриваемой проблеме Шварцшильдом. Однако наиболее важный вклад внес Хейрлингер, многое выяснивший своими важными работами о строении и возникновении полосатых спектров. Его выводы тесно примыкают к обсуждавшейся в начале лекции теории Бьеррума о влиянии вращения молекул на инфракрасные линии поглощения в газах. Совершенно очевидно, что мы уже не имеем права считать, что вращение находит свое отражение в спектрах так, как этого требует классическая электродинамика, а должны принять, что компоненты линий обусловлены переходами между стационарными состояниями, которые отличаются видом вращательного движения. Однако тот факт, что в этом явлении сохраняются существенные черты, предусмотренные классической теорией, является типичным следствием закономерности, определяемой принципом соответствия.

Естественная система элементов

Представления о возникновении спектров, развитые выше, послужили основанием для теории строения атомов элементов, оказавшейся пригодной для выяснения в общих чертах свойств элементов, находящих свое выражение в периодической системе элементов. Эта теория опирается прежде всего на соображения об образовании атома путем последовательного присоединения и связывания электрона в поле ядра. Как мы видели,

оптические спектры элементов доставляют нам сведения о протекании последней стадии этого процесса образования атомов.

Представление о характере этих данных, получаемое при более внимательном изучении их, можно составить из рис. 8, на котором схематически изображены орбиты в стационарных состояниях, соответствующих дуговому спектру калия. Кривые показывают формы орбит последнего связанного электрона в атоме калия в стационарных состояниях. Их мож-

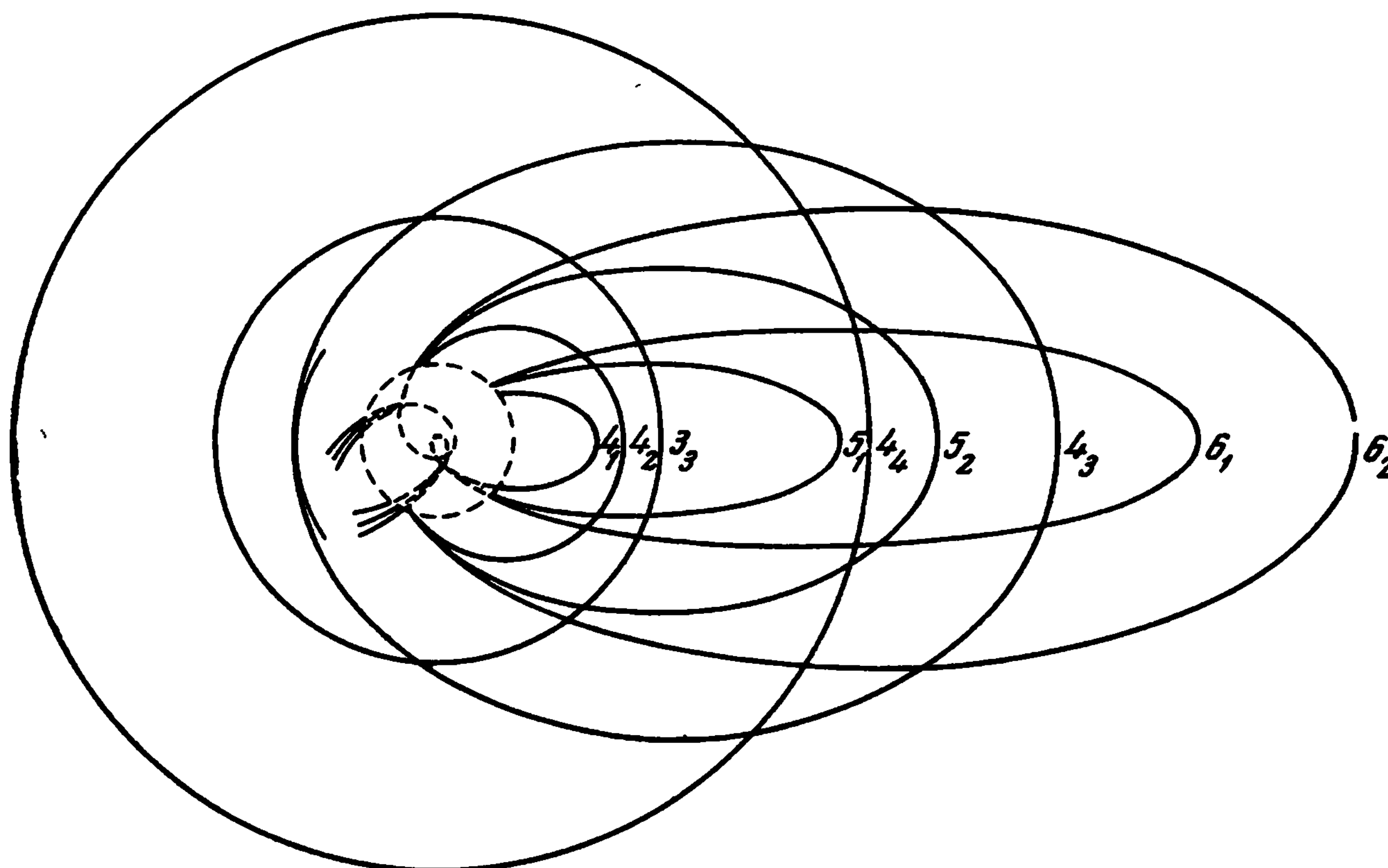


Рис. 8

но рассматривать как ступени процесса, при котором 19-й электрон оказывается связанным вслед за 18-м электроном, который вместе со всеми предшествующими уже находится на нормальной орбите. Чтобы не усложнять схемы, мы не пытались каким-либо образом изобразить орбиты этих внутренних электронов, отметив только пунктирным кругом область, внутри которой они движутся. Вообще говоря, в атоме с несколькими электронами орбиты имеют очень сложный вид. Вследствие симметричной природы силового поля ядра движение каждого электрона может быть приближенно описано как плоское периодическое движение, на которое накладывается равномерное вращение в плоскости орбиты. Поэтому всякая электронная орбита будет в первом приближении дважды периодической и будет определяться двумя квантовыми числами, подобно стационарным состояниям атома водорода при учете прецессии, возникающей за счет изменения массы электрона со скоростью.

Поэтому так же, как на рис. 5, электронные орбиты на рис. 8 обозначены символом n_k , где n — главное квантовое число, а k — вспомогательное квантовое число. В начальных стадиях процесса присоединения электрона, когда квантовые числа велики, орбита последнего связанного электрона проходит вне области ранее связанных электронов; на последних же стадиях дело обстоит иначе. Так, в атоме калия электронные орбиты со вспомогательными квантовыми числами, равными 2 и 1, проникают, как показано на схеме, во внутреннюю область. Вследствие этого орбиты будут чрезвычайно сильно отличаться от случая простого кеплеровского движения. Они будут состоять из ряда следующих друг за другом петель одинаковой величины и формы, каждая из которых повернута по отношению к предыдущей на значительный угол. На схеме изображена только одна такая внешняя петля. Каждая из них весьма напоминает часть кеплеровского эллипса. Они связаны, как изображено на схеме, внутренними петлями, имеющими сложный вид, на которых электрон весьма близко подходит к ядру. В частности, это относится к орбите со вспомогательным квантовым числом, равным единице, которая, как показывает подробное исследование, приближается к ядру ближе, чем орбита какого-либо из ранее связанных электронов.

Такое проникновение во внутреннюю область приводит к следующему. Несмотря на то, что большие части соответствующих электронных орбит расположены в силовом поле того же характера, что и поле ядра атома водорода, сила, с которой электрон удерживается атомом на данной орбите, значительно больше силы, удерживающей электрон в атоме водорода на орбите с тем же главным квантовым числом. В то же время максимальное расстояние электрона от ядра во время обращения значительно меньше, чем на подобной же орбите в атоме водорода. Как мы увидим, эта особенность связи электрона в атомах с большим числом электронов существенна для понимания своеобразной периодичности изменения свойств элементов с атомным номером, проявляющейся в периодической системе.

В прилагаемой таблице дана сводка результатов о строении атомов элементов. К этим результатам автор пришел, рассматривая последовательное присоединение и связывание электронов полем атомного ядра. Числа, стоящие около символов элементов, означают атомные номера, которые указывают общее число электронов в нейтральном атоме. Числа в разных столбцах дают количество электронов на орбитах, соответствующих главным и вспомогательным квантовым числам, указанным сверху. Согласно общепринятой терминологии, мы будем называть для краткости орбиту с главным квантовым числом n n -квантовой орбитой. Электрон, связанный первым, движется по орбите, соответствующей нормальному состоянию атома водорода и обозначаемой символом 1_1 . В атоме водорода имеется только один электрон. Мы должны предположить, что в атомах

Таблица 1 (окончание)

	1 ₁	2 ₁	2 ₂	3 ₁	3 ₂	3 ₃	4 ₁	4 ₂	4 ₃	4 ₄	5 ₁	5 ₂	5 ₃	5 ₄	5 ₅	6 ₁	6 ₂	6 ₃	6 ₄	6 ₅	6 ₆	7 ₁ 7 ₂	
40 Zr	2	4	4	6	6	6	4	4	2		(2)												
— —	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—												
47 Ag	2	4	4	6	6	6	6	6	6		1												
48 Cd	2	4	4	6	6	6	6	6	6		2												
49 In	2	4	4	6	6	6	6	6	6		2	1											
— —	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—	—											
54 Xe	2	4	4	6	6		6	6	6		4	4											
55 Cs	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4				1							
56 Ba	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4				2							
57 La	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4	1			(2)							
58 Ce	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4	1			(2)							
59 Pr	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4	1			(2)							
— —	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—	—	—			—							
71 Lu	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	4	4	1			(2)							
72 —	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	4	4	2			(2)							
— —	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—	—	—			—							
79 Au	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			1							
80 Hg	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			2							
81 Tl	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			2	1						
— —	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—	—	—			—	—						
86 Rh	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4						
87 —	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4					1	
87 Ra	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4					2	
89 Ac	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4	1				(2)	
90 Th	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4	2				(2)	
— —	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—	—	—			—	—	—				—	
118?	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	8	8	8	8	8	6	6	6				4	4

других элементов последующий электрон также будет связан на орбите того же типа 1₁. Следующие электроны, как видно из таблицы, будут связаны на двухквантовой орбите. Сначала они попадут на 2₁-орбиту, затем, однако, электроны оказываются связанными на 2₂-орбите до тех пор,

пока первые 10 электронов не окажутся связанными, в результате чего будет достигнута законченная конфигурация двухквантовых орбит, которая, как мы полагаем, образована восемью орбитами, по четыре каждого типа. Нейтральный атом с такой конфигурацией мы встречаем впервые в неоне, завершающем второй период системы элементов. Последующие электроны связаны на трехквантовых орбитах. После заполнения третьего периода, в элементах четвертого периода мы впервые находим электроны на четырехквантовых орбитах и т. д.

Эта картина строения атома сохраняет многие черты, отмеченные в более ранних работах других авторов. Так, попытки объяснить сходство элементов в периодической системе с помощью предположения о распределении электронов в атоме по группам восходят еще к работам Дж. Дж. Томсона 1904 года. Позднее та же точка зрения была развита в основном Косселем (1916 г.), который, помимо того, поставил деление на группы в соответствие с закономерностями, обнаруженными в исследованиях рентгеновских спектров.

Льюис и Ленгмюр также искали объяснения сходства между свойствами элементов с помощью группирования электронов в атоме. Однако эти авторы предполагали, что электроны не движутся вокруг ядра, а находятся в положениях равновесия. Но таким путем нельзя установить связь между свойствами элементов и экспериментальными данными о составных частях атома. Статические равновесные конфигурации для электронов невозможны, поскольку силы между электронами и ядром подчиняются законам притяжения и отталкивания электрических зарядов.

Возможность объяснения свойств элементов при помощи этих законов характерна для картины строения атома, развиваемой в рамках квантовой теории. Что касается этой картины, то мысль связать деление на группы с классификацией электронных орбит по возрастающим квантовым числам казалась естественной после открытия Мозли законов рентгеновских спектров и работ Зоммерфельда по тонкой структуре этих спектров. Это и отмечено Вегардом, который несколько лет тому назад в связи с исследованиями рентгеновских спектров предложил распределить электроны по группам в атомах элементов. Во многих отношениях его деление похоже на то, которое приведено в таблице.

Однако приемлемая основа для детальной разработки изложенной картины атомного строения была создана сравнительно недавно при изучении процессов связывания электронов в атоме, сведения о которых мы узнаем из оптических спектров. Характерные черты этих процессов помог осветить принцип соответствия. При этом существенно, что ограничение на протекание процесса связывания, проявляющееся в наличии многоквантовых орбит в нормальном состоянии атома, может быть естественным образом сопоставлено общему условию протекания процессов излучения

при переходе между стационарными состояниями, формулируемому в названном принципе.

Другой существенной чертой теории является влияние на силу связи и размеры орбит, оказываемое проникновением присоединенных поздних электронов в область электронов, связанных ранее. Это было продемонстрировано нами на примере возникновения спектра калия. Подобное обстоятельство может рассматриваться как истинная причина резко выраженного периодического изменения свойств элементов. Оно влечет за собой многие последствия. В частности, благодаря этому размеры атомов и химические свойства гомологов в различных периодах, как, например, щелочных металлов, обладают значительно большим сходством, чем можно было бы ожидать из простого сравнения орбиты последнего связанного электрона с орбитой, характеризуемой тем же квантовым числом, в атоме водорода.

Указанное возрастание главного квантового числа для последнего электрона по мере продвижения вдоль ряда элементов дает непосредственное объяснение характерным отклонениям от простой периодичности в системе элементов. Эти отклонения отмечены прямоугольниками, в которые помещены некоторые группы элементов в периодической системе на рис. 1. Впервые это появляется в четвертом периоде. Причина этого ясна из рис. 8, изображающего орбиты последнего связанного электрона у калия — первого элемента четвертого периода. Здесь впервые в ряду элементов мы сталкиваемся с ситуацией, когда в нормальном состоянии атома появляется орбита с более высоким главным квантовым числом при незаполненной предыдущей группе орбит. Нормальное состояние отвечает здесь 4_1 -орбите, на которой сила связи электрона вследствие его проникновения во внутреннюю область значительно сильнее, чем на четырехквантовой орбите атома водорода. Эта связь сильнее даже, чем на двухквантовой орбите атома водорода, и более чем вдвое превышает по силе связь на круговых 3_s -орбитах, которые все время проходят вне внутренней области и для которых сила связи лишь слегка отличается от соответствующей величины на трехквантовой орбите водородного атома. Однако ситуация меняется, когда мы переходим к рассмотрению процесса связывания 19-го электрона в элементах с более высокими атомными номерами, так как здесь относительная разница между силовым полем вне и внутри области, в которой связаны первые 18 электронов, уже меньше. Изучение искрового спектра кальция показывает, что в этом атоме сила связи электрона на 4_1 -орбите лишь ненамного превышает силу связи на 3_s -орбите; при переходе к скандию мы должны учитывать, что 19-й электрон в нормальном состоянии находится уже на 3_s -орбите, так как сила связи на ней будет уже больше, чем на 4_1 -орбите. Электронная группа с двухквантовыми орбитами полностью заполняется в конце второго

периода. В то же время заполнение группы электронов с трехквантовыми орбитами в третьем периоде не может считаться законченным. Дело в том, что, как указано в таблице, эта группа простирается дальше за счет захвата электронов на трехквантовые орбиты в элементах 4-го периода, заключенных в прямоугольники. Этот факт приводит к новым соотношениям, так как развитие группы с четырехквантовыми орбитами, так сказать, останавливается до тех пор, пока не завершится трехквантовая электронная группа. Мы не в состоянии еще выяснить во всех деталях, как происходит постепенное развитие трехквантовой электронной группы. Тем не менее в рамках квантовой теории становится абсолютно понятным появление впервые в четвертом периоде системы элементов со столь схожими свойствами, какие, например, имеются у элементов *группы железа*. Мы даже можем понять, почему эти элементы обладают известными парамагнитными свойствами. Идея о взаимосвязи химических и магнитных свойств указанных элементов с развитием внутренней группы электронов в атоме уже высказывалась Ладенбургом вне всякой связи с квантовой теорией.

Я не собираюсь входить в дальнейшие детали, а лишь упомяну о том, что те особенности, с которыми мы встречаемся в пятом периоде, объясняются точно таким же образом. Так, свойства элементов пятого периода, обрамленных прямоугольником в таблице, зависят от некой стадии развития электронной группы с четырехквантовыми орбитами, определяемой появлением орбит типа 4_3 в нормальном состоянии атома. Однако в шестом периоде мы сталкиваемся с новыми соотношениями. Кроме формирования пяти- и шестиквантовых орбит заканчивается также заполнение электронной группы с четырехквантовыми орбитами за счет появления орбит типа 4_4 в нормальном состоянии атома. Это развитие проявляется характерным образом в виде образования в шестом периоде своеобразного семейства элементов, известных как *редкоземельные элементы*. Как известно, эти элементы по их химическим свойствам еще более схожи друг с другом, нежели элементы группы железа. Это обусловлено развитием электронной группы во внутренних областях атома. Интересно отметить, что теория дает естественное объяснение сильного различия магнитных свойств этих элементов, столь схожих в других отношениях.

Идея о том, что появление редких земель связано с развитием внутренней группы электронов в атоме, высказывалась во многих работах. Так, ее можно обнаружить в статьях Вегарда; одновременно с моей работой она появилась и в работе Бери в связи с рассмотрением систематической связи между химическими свойствами и группированием электронов в атоме с точки зрения статической модели атома Ленгмюра. Но вплоть до последнего времени не было достаточного теоретического основания для объяснения причин развития внутренней электронной группы. Квантовая теория дает весьма естественное толкование этого факта. Действи-

тельно, едва ли будет преувеличением сказать, что если бы существование редких земель не было установлено химическим исследованием, то наличие подобного семейства в шестом периоде естественной системы элементов могло бы быть предсказано теоретически.

Переходя к седьмому периоду, мы впервые встречаемся с семиквантовыми орбитами и можем ожидать встретить здесь те же характерные особенности, что и в шестом периоде. Именно, помимо процесса заполнения семиквантовых орбит должно происходить завершение развития группы с шести- и пятиквантовыми орбитами. Однако получить непосредственное подтверждение этого не удастся, так как известно лишь несколько элементов в начале седьмого периода. Это обстоятельство, по-видимому, тесно связано с неустойчивостью атомных ядер с большими зарядами, проявляющейся в радиоактивности элементов с высокими атомными номерами.

Рентгеновские спектры и строение атома

До сих пор центром тяжести в нашем изложении представлений о строении атома был вопрос об образовании атома при последовательном присоединении электронов. Однако наша картина оставалась бы очень неполной, если бы мы не обсудили то подтверждение теории, которое следует из исследований рентгеновских спектров. После того как преждевременная смерть Мозли привела к прекращению возглавлявшихся им фундаментальных исследований, изучение рентгеновских спектров было продолжено с поразительным искусством Зигбаном в Лунде. На основании большого материала, собранного им и его сотрудниками в последнее время, удалось создать классификацию рентгеновских спектров, допускающую непосредственную интерпретацию в рамках квантовой теории. Прежде всего оказалось возможным так же, как и в оптических спектрах, представить частоты колебаний для каждой линии рентгеновского спектра в виде разности двух спектральных термов из той совокупности их, которая характерна для каждого элемента. Далее, удалось непосредственно связать этот факт с теорией атома, предполагая, что произведение каждого такого спектрального терма на постоянную Планка равняется работе, которую нужно совершить для удаления из атома одного из внутренних электронов. Согласно изложенным выше соображениям о формировании атома путем последовательного присоединения электронов, удаление одного внутреннего электрона из нейтрального атома должно привести к процессам перехода, при которых место удаленного электрона будет занято одним из электронов, принадлежащих к какой-то электронной группе, более слабо связанной в атоме. В результате такого перехода

исчезает один электрон в этой последней группе. Рентгеновские спектры должны, следовательно, рассматриваться как проявление процесса, при котором происходит перестройка атома, вызванная возмущением в его внутренней области. В соответствии с нашими воззрениями об устойчивости электронных конфигураций подобное возмущение должно приводить к полному удалению электрона из атома или по меньшей мере к переводу его с нормальной орбиты на орбиту с более высоким квантовым числом, нежели то, которое соответствует заполненным группам. Это обстоятельство ясно обнаруживается в характерном различии между избирательным поглощением в рентгеновской области и поглощением в оптической области.

Упомянутая классификация рентгеновских спектров, важным вкладом в создание которой явились упоминавшиеся выше работы Зоммерфельда и Косселя, дала возможность в последнее время путем более подробного изучения изменения термов рентгеновских спектров в зависимости от атомного номера получить весьма прямое подтверждение некоторых теоретических заключений о строении атома. На рис. 9 по оси абсцисс отложены атомные номера, а по оси ординат — числа, пропорциональные квадратным корням из спектральных термов. Символы *K*, *L*, *M*, *N*, *O* при отдельных термах относятся к характерным скачкам, заметным при избирательном поглощении рентгеновских лучей элементами. Эти группы были открыты впервые Баркла и явились средством детального исследования рентгеновских спектров еще до обнаружения интерференции рентгеновских лучей в кристаллах. Хотя кривые на рисунке идут в общем весьма равномерно, они обнаруживают ряд заметных отклонений от этой равномерности. Эти отклонения были выяснены особенно убедительно в новых исследованиях Костера, работавшего в течение нескольких лет в лаборатории Зигбана.

Отклонения были обнаружены уже после опубликования изложенной выше теории строения атомов. Они точно соответствуют тому, что следует ожидать на основании этой теории. В нижней части рисунка вертикальными штрихами отмечены те места, где согласно теории впервые нужно ожидать появления в нормальном состоянии атома некоторой n_k -й орбиты. Мы видим, что оказывается возможным связать появление определенного спектрального терма с наличием электрона на орбите соответствующего типа. Удаление этого электрона из атома и приводит к возможности наблюдения данного терма. Тот факт, что, вообще говоря, каждому типу орбиты n_k сопоставляется более чем одна кривая, служит отражением некоторого усложнения в спектрах, которое следует приписать отклонениям электронных орбит от описанных ранее простых типов движения. Эти отклонения вызваны взаимодействием различных электронов внутри группы. Изложение этого вопроса завело бы нас слишком далеко; поэтому мы оставим его.

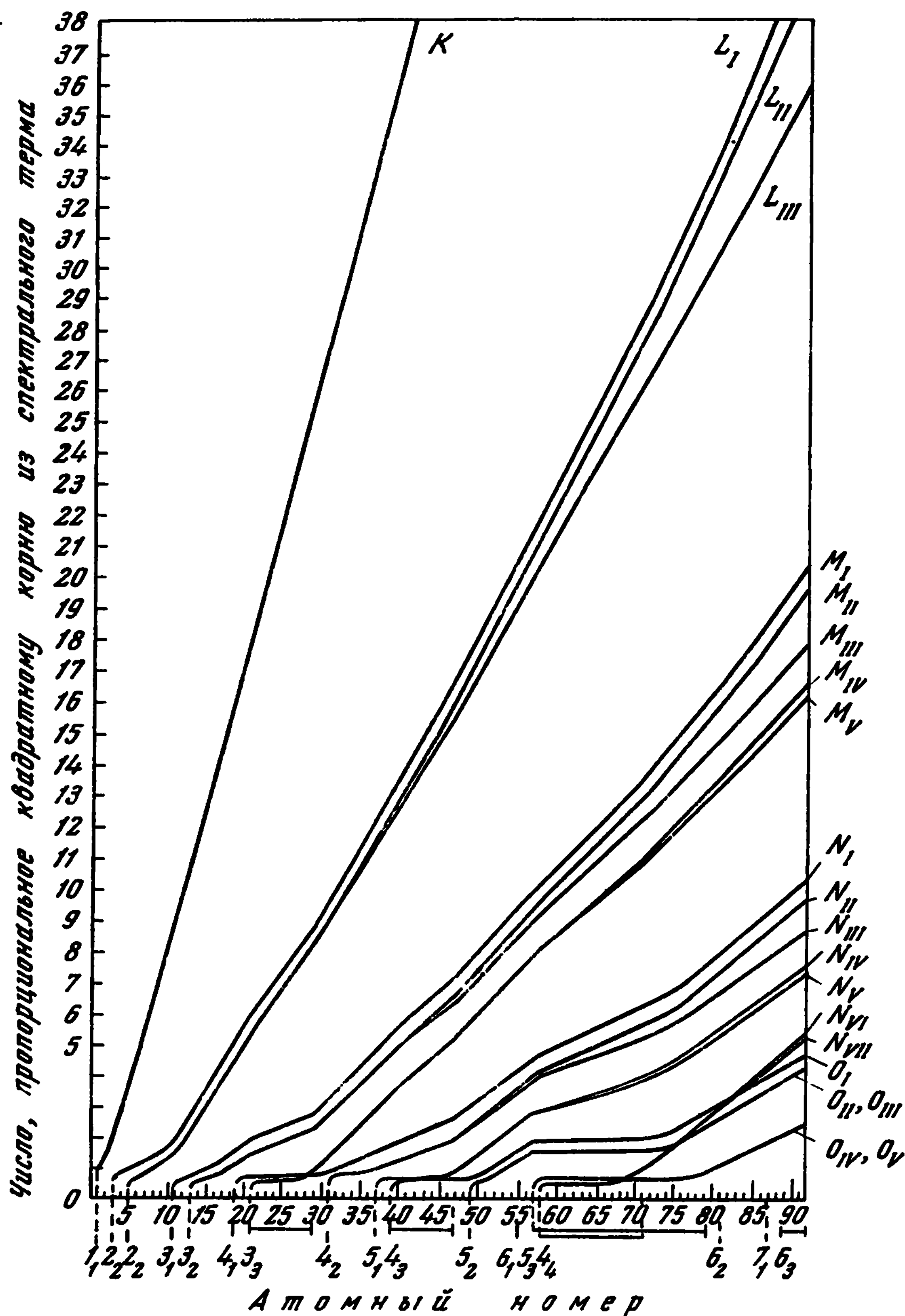


Рис. 9

Те подгруппы в системе элементов, в которых вследствие появления электронных орбит определенных типов происходит дальнейшее заполнение некоторой внутренней электронной группы, отмечены на рисунке снизу горизонтальными линиями, ограниченными вертикальными штрихами с соответствующими квантовыми символами. Мы видим, что развитие внутренней группы всюду отражается весьма характерным образом на

кривых. В частности, ход N - и O -кривых может рассматриваться как прямое выражение той стадии развития четырехквантовых орбит, которая является причиной появления редких земель. Хотя существенной чертой открытия Мозли служило то обстоятельство, что более сложные соотношения между большинством других свойств элементов, по-видимому, совершенно не сказывались на рентгеновских спектрах, мы приходим теперь благодаря успехам исследований за последние годы к выводу о тесной взаимосвязи рентгеновских спектров с общим положением элементов в периодической системе.

Прежде чем закончить доклад, я хотел бы остановиться еще на одном вопросе, в котором исследования рентгеновских лучей играли большую роль для проверки теории. Я имею в виду свойства оставшегося до тех пор неизвестным элемента с атомным номером 72. По этому вопросу мнения в отношении выводов о сходстве этого элемента с другими в периодической системе разделились. Во многих вариантах периодической системы ему отводилось место в семействе редкоземельных элементов. Но уже в описании периодической системы, данном Юлиусом Томсеном, этому гипотетическому элементу, так же, как и у нас на рис. 1, отведено место в одном гомологическом ряду с титаном и цирконием. Такое сходство следует рассматривать как необходимое следствие развитой выше теории строения атома. Оно выражается в таблице тем, что электронные конфигурации у титана и циркония обладают той же степенью сходства и отличия, как соответственно электронные конфигурации для циркония и элемента с атомным номером 72. К такому же заключению приходит Бери на основании указанных выше соображений о взаимосвязи подразделения электронов на группы в атоме и свойств элементов.

Однако недавно появилось сообщение Довийе о наблюдении нескольких слабых линий в рентгеновском спектре одного препарата, содержавшего редкие земли. Эти линии были приписаны элементу с атомным номером 72, который отождествлялся с одним из элементов семейства редких земель. Существование его в данном препарате уже несколько лет тому назад предполагалось Урбаном. Однако это заключение, если его удалось бы подтвердить, привело бы к исключительно большому, если вообще не непреодолимым, трудностям с точки зрения теории, поскольку оно означало бы изменение в силе связи электронов по мере роста атомного номера, что кажется несовместимым с условиями в квантовой теории. В связи с этим совсем недавно Костер и Хевеши, работавшие в то время в Копенгагене, предприняли вновь исследование этой проблемы, проверив приготовление минералов, содержащих цирконий с помощью рентгеновской спектроскопии. Этим исследователям удалось установить в исследуемых минералах значительное количество элемента с атомным номером 72,

химические свойства которого весьма напоминают свойства циркония и существенно отличаются от свойств редкоземельных элементов¹.

Я надеюсь, что в этом сообщении мне удалось дать обзор наиболее важных результатов, полученных за последние годы в области теории атома. Мне хотелось бы в заключение сделать некоторые замечания общего характера относительно точки зрения, с которой можно оценивать эти результаты, в частности, относительно того, насколько можно говорить об этих результатах как об объяснении в обычном смысле этого слова. Под теоретическим объяснением явлений природы мы вообще понимаем классификацию наблюдений в некоторой области с помощью аналогий, заимствованных из других областей, где, как считается, мы имеем дело с более простыми явлениями. Самое большее, чего можно требовать от теории, заключается в столь детальной разработке этой классификации, чтобы с ее помощью можно было расширять область наблюдений путем предсказания новых явлений.

Однако, обращаясь к теории атома, мы видим, что находимся в странном положении. С одной стороны, об объяснении в указанном смысле не может быть и речи, так как приходится иметь дело с явлениями, по самой природе вещей более простыми, чем явления в любой другой области наблюдения, где они всегда обусловлены взаимодействием большого числа атомов. Мы вынуждены поэтому быть скромнее в наших требованиях и должны удовлетворяться представлениями, являющимися формальными в том смысле, что они не обладают той наглядностью, которую мы привыкли требовать от понятий, с которыми оперируют естественнонаучные теории. В частности, имея это в виду, я пытался дать вам представление о другой стороне теории — о том, что ее результаты, по крайней мере до некоторой степени, соответствуют ожиданиям, которые можно иметь по отношению ко всякой теории; я стремился показать, каким образом развитие теории атома привело к классификации обширных областей наблюдения и указало путь пополнения этой классификации предсказанием новых фактов. Однако едва ли нужно подчеркивать, что теория в значительной степени находится еще в начальной стадии своего развития и что существует еще много фундаментальных вопросов, ожидающих своего решения.

¹ О результатах последних работ Костера и Хевеши по новому элементу, который они предложили назвать гафнием, читатель может узнать из их писем в «Nature» от 20 января, 10 и 24 февраля и 7 апреля, 1923 г.

РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ И ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ *

(Совместно с Д. Костером)

В работе, опубликованной в этом журнале, ¹ один из авторов развил в основных чертах теорию строения атома, на основе которой представляется возможным дать интерпретацию оптических и рентгеновских спектров, тесно связанную с пониманием периодической системы элементов. После появления этой работы экспериментальный рентгеноспектроскопический материал, пригодный для проверки теоретических представлений, значительно расширился благодаря исследованиям второго из нас. В опубликованной недавно работе ² обсуждалось отношение этих данных к теории, причем было выявлено несколько интересных результатов. В настоящей совместной работе экспериментальный материал сравнивается с теорией несколько точнее, чем в упомянутых работах, причем обращается особое внимание на роль рентгеновских спектров для объяснения периодической системы.

§ 1. *Теоретические представления о строении атома.* Упомянутая теория зиждется на классификации электронных орбит в атоме путем их сравнения со стационарными состояниями электрона, движущегося в центральном поле. Орбиты обозначаются символом n_r . Здесь n означает входящее в формулу Бальмера для спектра водорода так называемое главное квантовое число, которое в предельном случае, когда центральное движение переходит в простое периодическое кеплеровское движение, является решающим для определения энергии. «Вспомогательное кванто-

* *Röntgenspektren und periodisches System der Elemente.* (Mit D. Coster). Zs. f. Phys., 1923, 12, 342—374.

¹ N. B o h r. Zs. f. Phys., 1922, 9, 1 (статья 19.) Тем временем эта работа, снабженная некоторыми поясняющими рисунками, вместе с двумя другими сочинениями общего характера появилась в качестве отдельного сборника в издательстве «Фивег» под названием «Drei Aufsätze über Spektren und Atombau». Авторы намерены в ряде статей в настоящем журнале подробнее обсудить результаты этой работы, касающиеся как общих основ теории, так и отдельных частных подробностей.

² D. C o s t e r. Phil. Mag., 1922, 43, 1070; 1922, 44, 546; см. также: Dissertation, Leiden, 1922.

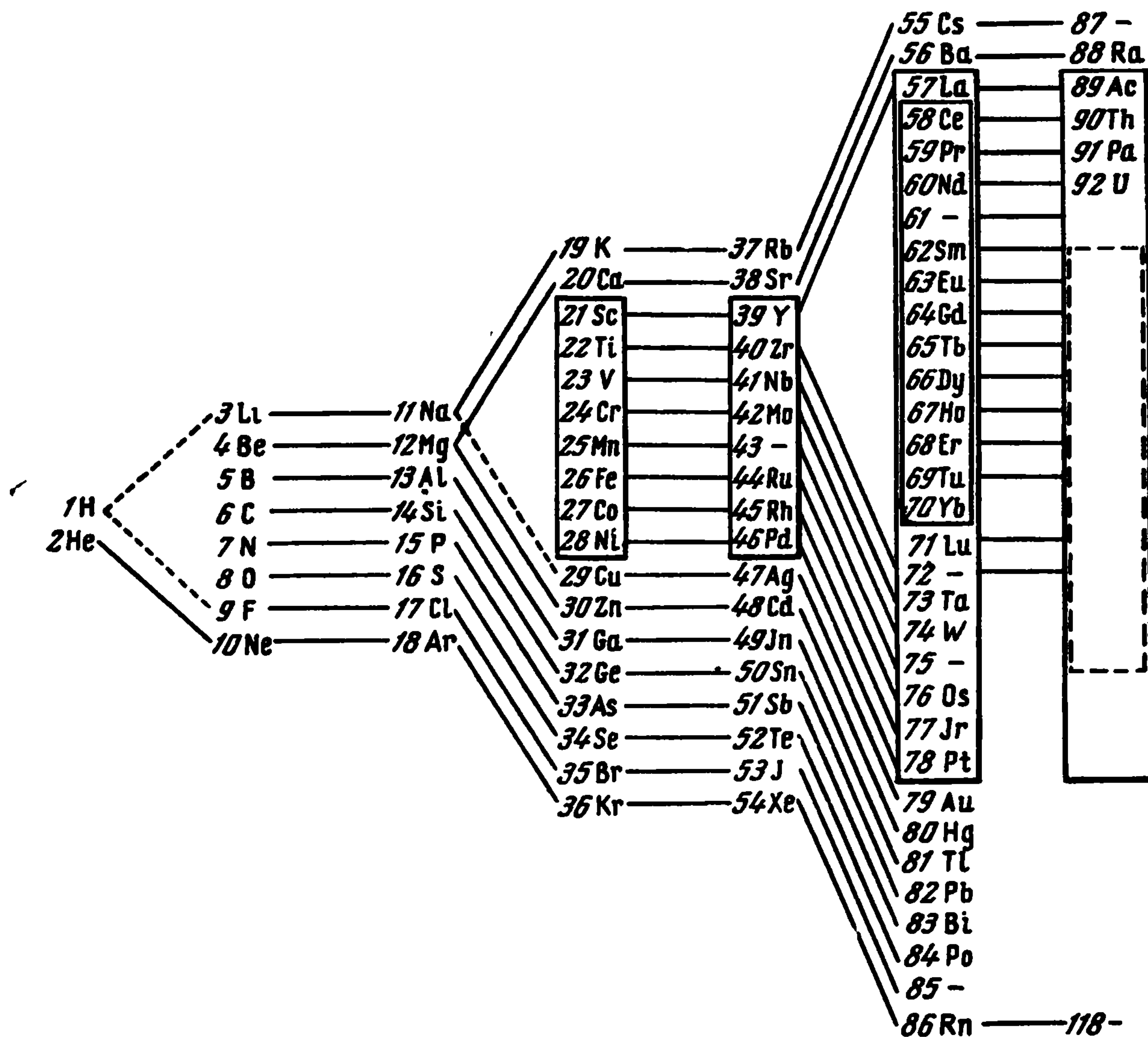


Рис. 1

вое число» k , влияние которого на энергию обусловлено отклонением движения от простого периодического, определяет хорошо известным образом момент импульса электрона относительно центра орбиты. На введении этого квантового числа основана, как известно, зоммерфельдовская теория тонкой структуры линий водорода. Эта тонкая структура обусловлена тем, что, согласно релятивистской модификации законов механики, уже движение одного единственного электрона вокруг положительно заряженного атомного ядра не является строго периодическим, оно может быть описано как медленное вращение кеплеровского эллипса в своей плоскости. В табл. 1 (см. стр. 443, 444) для случая нормального атома приводятся числа электронов, принадлежащих согласно теории различным типам n_k -орбит; эта таблица выражает представления о строении атома, которые, отвлекаясь от новых характерных черт, во многих отношениях схожи с лежащими в основе работы Зоммерфельда и Вегарда о рентгеновских спектрах.

Как видно, электронные орбиты расположены по группам, относящимся к одному и тому же значению главного квантового числа n . Образование этих групп при переходе к элементам с более высоким атомным номером связывалось с закономерностями в периодической системе. При этом существенной чертой является разделение этих групп на подгруппы, которым соответствуют различные значения вспомогательных квантовых чисел k . Постепенное добавление новых типов электронных орбит с тем же квантовым числом, что и у групп электронных орбит, имеющих в предшествующих элементах, и продолжаемое этим постепенное образование групп дальше рассматривается как основа типичных отклонений от простой периодичности в системе элементов (металлы групп железа и платины, а также редкие земли). Обзор периодической системы, при котором особенно выступают эти черты, дан на рис. 1¹, где элементы, принадлежащие одному и тому же периоду системы, расположены в вертикальном столбце. Элементы соседних столбцов, которые как по своим химическим, так и по оптическим свойствам могут считаться гомологами, соединены прямыми линиями. Ряды следующих друг за другом элементов, которые отличаются тем, что у них идет образование внутренних групп, заключены в прямоугольные рамки.

Построение табл. 1 базируется в основных чертах на общих рассуждениях, изложенных в указанной выше работе. При разработке деталей существенную роль играет обстоятельный анализ спектральных серий. Хотя в этих спектрах ясно отражается и постепенное образование внутренних электронных групп, непосредственные сведения, которые можно почерпнуть из этих спектров, относятся в первую очередь к постепенному появлению тех новых типов электронных орбит, с которых начинается образование новой ступени. В соответствии с этим в табл. 1 (см. стр. 443) даны только те элементы, которыми начинаются такие ступени. Во всех остальных случаях, где спектроскопический материал недостаточен для однозначного вывода о числе электронов во внешних группах, числа

¹ Ср.: N. B o h r. Drei Aufsätze über Spektren und Atombau. S. 132, Fig. 5 (см. рис. 4 на стр. 364 наст. изд.—*Ред.*), где можно найти обстоятельное пояснение к этому рисунку. Ни схема, ни рисунок названной в добавлении к этим статьям заметки Довийе (D a u v i l l i e r. Compt. Rend., 1922, Mai), касающейся наблюдения некоторых слабых линий рентгеновского спектра элемента с атомным номером 72 в смеси редких земель, не должны приниматься во внимание, так как это наблюдение вряд ли может считаться достоверным. Существование элемента между Lu (71), высшая валентность которого 3, и Ta (73), высшая валентность которого 5, с химическими свойствами, подобными Lu, было бы отклонением от общего правила, что при переходе от одного элемента к следующему высшая валентность никогда не увеличивается больше, чем на единицу; это правило имеет непосредственное объяснение в общепринятых представлениях о строении атома (ср. в этой связи: C. R. В и г у. Jour. Am. Chem. Soc., 1921, 43, 1902).

электронов, соответствующих более высоким квантовым числам, заключены в скобки. Дальнейшее образование групп указано только его конечным результатом; даже в описании окончательно образовавшихся групп остается много сомнительного, особенно в отношении более тонкого взаимодействия электронных движений внутри одной и той же главной группы и ее подгрупп. Не входя здесь в детали, мы хотим только указать на то, что введенные в названной выше работе общие предположения о характере этого взаимодействия, как там подробнее указано, на основе принципа соответствия представляют исходный пункт для теоретического понимания типичных законов, регулирующих спектры испускания и поглощения в рентгеновской области. Основные черты этих законов выяснены в формальной теории Косселя.

§ 2. *Классификация рентгеновских спектров.* Как отмечает Костер в цитированной выше работе, для большинства элементов оказалось возможным провести классификацию рентгеновских спектров; она основана на том, что частота ν каждой линии может быть представлена как разность двух спектральных термов T' и T'' . В соответствии с принципами квантовой теории линейчатых спектров эти умноженные на h спектральные термы рассматриваются как значения энергии уровней атома, выведенного из своего нормального состояния удалением одного электрона из внутренней группы.

Рис. 2 дает представление о характеристическом рентгеновском спектре благородного газа радона (86). Как обычно, спектральные линии указаны вертикальными стрелками; горизонтальные линии представляют уровни. На схеме представлены только такие линии, которые действительно измерены для нескольких элементов, близких к этому благородному газу. Схема одновременно дает обзор спектров, близких к другим благородным газам — ксенону и криптону. Так, уровни, выпадающие при переходе к элементам с более низкими атомными номерами, между радонам (86) и ксеноном (54) на схеме отмечены одной вертикальной черточкой, а исчезающие еще между ксеноном (54) и криптоном (36) — двумя черточками.

Что касается символов, которыми обозначены уровни, то, как видно из схемы, по сравнению с предыдущими работами они несколько изменены. Во-первых, подуровни, относящиеся к одной группе, обозначены римскими цифрами в той последовательности, в которой они появляются в рентгеновском спектре элемента по мере увеличения атомного номера. Во-вторых, каждому уровню приписан символ вида $n(k_1, k_2)$. На отношении этого символа к теории строения атома мы остановимся подробнее позже. Здесь только укажем, что все уровни, использованные на рис. 2 для представления спектров каждого из трех благородных газов, характеризуются такими значениями n и k , которые в табл. 1 даны как значения

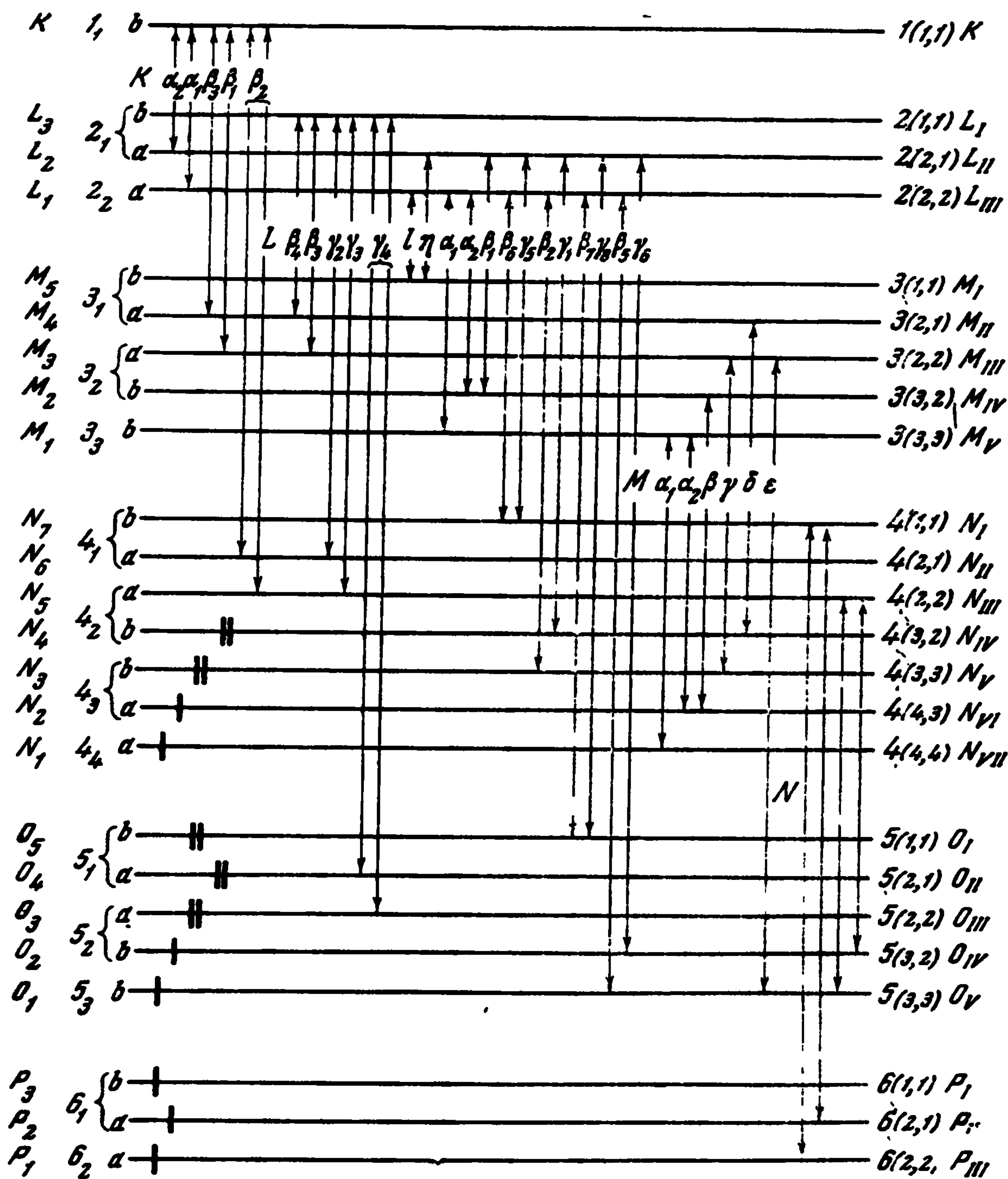


Рис. 2

квантовых чисел n и k для электронных орбит в атомах этих элементов. Далее, мы замечаем, что появление линий, соответствующих комбинации уровней, регулируется тем, что число k_1 в процессе перехода всегда меняется только на единицу, тогда как k_2 либо меняется на единицу, либо остается постоянным. Эти правила эквивалентны правилам, выраженным в предыдущих работах Костера с помощью старых символов, и они формально в точности соответствуют правилам, одновременно установленным

Венцелем¹. Введенные для k_1 и k_2 числовые значения точно равны использованным этим автором для классификации уровней значениям чисел n и m . Но мы дадим им несколько иную интерпретацию.

§ 3. *Определение энергетических уровней по опытным данным.* Результаты имеющихся измерений рентгеновских спектров позволяют вычислить со значительной точностью энергетические уровни большого числа элементов. Ниже мы дадим сводку привлеченных для этого экспериментальных исследований². Отношения спектральных термов T к постоянной Ридберга даны в табл. 2, а значения корня из этого отношения — в табл. 3.

За исключением уровней, отмеченных звездочкой, все значения энергий уровней в табл. 2 вычислены из названных выше экспериментальных данных с использованием аддитивных отношений, непосредственно следующих из рис. 2. В более ранней работе Костера уже указывалось, что данные Дуана и Паттерсона для L -линий лучше согласуются с результатами института Лундера, если все длины волн линий уменьшить на единицу. Чтобы получить более удобные для сравнения значения, мы примем эту поправку к длинам волн L — линий у Дуана и Паттерсона.

Для W (74) линия L_{III} ³ почти совпадает с линией L_{β_3} , а L_{II} с L_{γ_6} . Для предыдущего элемента Та (73) также без особого произвола можно заменить L_{III} и L_{II} соответственно на L_{β_3} и L_{γ_6} . Подобно этому в случае элементов Zr (40) и Nb (41) для тех же линий используются значения линий L_{β_2} и L_{γ_1} .

Для элементов между Ва (56) и W (74) L -линии измерены только частично; для неизвестных значений была сделана попытка найти рациональную интерполяцию. Так, для элементов между Eu (63) и Та (73) уровни M_V были определены с помощью графической интерполяции. Аналогичным образом были установлены уровни M_{III} для элементов между Ва (56) и W (74). Остальные уровни названных элементов вычислены с помощью экспериментальных данных по интерполированным значениям M_{III} или

¹ G. W e n t z e l. Zs. f. Phys., 1921, 6, 84.

Таблица спектральных термов рентгеновских спектров имеется также в кн.:
² A. S o m m e r f e l d. Atombau und Spektrallinien, 3. Aufl., S. 630 (см. перевод: А. З о м м е р ф е л ь д. Строение атома и спектры. М., 1956, т. 1, стр. 212—213. — *Ред.*). Новые результаты опытов во многих отношениях видоизменили эту таблицу.

В только что появившейся работе Довийе (D a u w i l l i e r. Jour. de Phys. et de Rad., 1922, июль) также приведен обзор экспериментального материала, и графически представлена зависимость значений уровней энергии элемента от атомного номера. Однако большинство обсуждаемых ниже и специально нас интересующих особенностей этой зависимости не затронуты в работе Довийе, поскольку использованные им опытные данные неполны.

³ Ранее называлась L_1 . Сейчас, в согласии с соответствующими уровнями, линии обозначаются иначе.

Сводка использованных работ

K-поглощение ¹	Mg (12) — Cr (24)	Fricke. Phys. Rev., 1920, 16, 202.
» ²	Mn (25) — U (92)	Duane, Shimizu. Phys. Rev., 1919, 14, 522.
		Duane, Kang-Fuh-Hu. Phys. Rev., 1919, 14, 516.
K-поглощение ¹	Cd (48) — U (92)	Duane, Fricke, Stenström. Proc. Nat. Ac. Sc., 1920, 6, 507.
L-поглощение ^{2,3}	W (74) — Pb (82)	Siegbahn, Jönsson. Phys. Zs., 1919, 20, 251.
» ¹	G (55) — Eu (63)	Duane, Patterson. Proc. Nat. Ac. Sc., 1920, 6, 509.
» ¹	Sb (51) — Ba (56)	Coster. Phil. Mag., 1922, 43, 1070; 1922, 44, 546.
» ¹	Ag (47)	Lindsay. C. R. 1922, 175, 150.
M-поглощение ¹	Th (90) и U (92)	Coster. Phil. Mag. 1922, 43, 1070.
» ¹	Bi (83), Th (90) и U (92)	Stenström. Dissertation, Lund, 1919.
K-линии ¹	Na (11) — Zn (30)	Coster. Phys. Rev., 1922, 19, 20.
» ¹	P (15) — Zn (30)	Hjalmar. Zs. f. Phys., 1920, 1, 439; 1921, 7, 341.
» ²	Mo (42) и Rh (45)	Siegbahn, Dolejšek. Zs. f. Phys., 1922, 10, 159.
L-линии ¹	Cu (30) — Ta (73)	Duane. Phys. Rev., 1919, 14, 373.
» ¹	W (74)	Hjalmar. Zs. f. Phys., 1920, 3, 262; 1921, 7, 341.
» ¹	Rb (37) — Ba (56)	Siegbahn. Phys. Zs., 1919, 20, 533.
» ¹	La (57) — Lu (71)	Coster. Phil. Mag., 1922, 43, 1070.
» ¹	Ta (73) — U (92)	Coster. Там же, 1922, 44, 546.
M-линии ¹	Dy (66) — U (92)	Coster. Zr. f. Phys., 1921, 6, 186.
		Stenström. Dissertation, Lund, 1919.

¹ Измерено в лаборатории Зигбаха.

² Измерено в лаборатории Дуана.

³ Исправлено на одну X-единицу.

M_V . Те уровни, для вычисления энергии которых было использовано интерполированное значение, в таблице отмечены звездочкой. Хотя, естественно, при интерполяции могли выпасть некоторые специфические особенности изменения значений энергии уровня с атомным номером, нам кажется совершенно невероятным, чтобы дальнейшие эксперименты могли бы поколебать выводы, сделанные в настоящей работе.

В этой связи можно указать, что приведенные в табл. 2 значения для L_I у W, взятые из измерений Дуана и Паттерсона с учетом названной выше поправки, довольно точные, хотя в общем ошибка при прямом определении этой линии может быть велика вследствие ее слабой интенсивности

	K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V
92U	8477,0	1603,5	1543,1	1264,3	408,9	382,1	317,2	274,0	261,0
90Th	8073,5	1509,7	1451,5	1200,6	381,6	354,4	298,0	256,6	241,9
83Bi	6646,7	1207,9	1159,4	990,0	295,9	273,6	234,0	199,4	191,1
82Pb	6463,0	1169,3	1121,9	960,5	283,8	262,3	226,0	190,5	183,0
81Tl	6289,0	1132,4	1084,2	933,2	273,9	253,8	219,2	184,8	176,8
80Hg	6115,9	1094,6	1048,6	906,1	—	—	—	—	—
79Au	5940,4	1060,2	1014,4	878,5	252,9	235,1	202,8	169,3	163,0
78Pt	5764,0	1026,8	978,7	852,0	243,4	227,3	198,0	162,3	156,1
74W	5113,8	890,6	850,1	751,6	207,6	188,9	167,4	137,8	133,1
73Ta	—	860,36	821,0	728,6	200,1	181,0*	160,7*	132,8	128,1
71Lu	—	801,1*	763,1*	682,0*	184,5*	167,0*	149,4*	121,7*	117,9*
70Yb	—	773,4*	735,7*	659,6*	177,5*	161,1*	144,7*	116,8*	113,2*
68Er	—	718,1*	682,8*	616,0*	163,8*	147,3*	132,2*	107,3*	104,2*
67Ho	4115,9	692,9*	657,4*	595,0*	157,3*	142,4*	129,0*	103,0*	100,0*
66Dy	3972,5	666,9*	632,3*	574,0*	150,9*	136,1*	123,7*	98,3*	95,6*
65Tb	—	642,4*	608,2*	553,8*	145,0*	130,9*	119,4*	94,1*	91,6*
64Gd	3711,9	617,4*	584,3*	533,7*	138,6*	124,6*	114,2*	89,8*	87,1*
63Eu	3583,4	593,6*	561,3	514,1	132,9	119,5*	109,6*	85,8	83,5
62Sm	3457,0	570,7*	539,0	495,0	127,1	114,3*	105,3*	81,9	79,9
60Nd	3214,2	525,8*	495,9	457,9	116,6	104,4*	96,4*	74,3	72,7
59Pr	3093,3	504,2*	474,7	439,4	111,4	99,0*	92,1*	70,1	68,6
58Ce	2972,2	483,0*	454,4	421,9	105,9	94,2*	87,8*	66,7	65,1
56Ba	2756,4	442,3	414,7	386,7	95,4	84,9	79,4	58,8	57,7
55Cs	2649,1	421,8	395,0	369,5	89,6	79,3	74,4	54,8	53,8
53J	2448,3	382,6	357,6	336,0	—	69,0	64,8	46,8	46,0
52Te	2345,0	364,1	339,6	320,1	74,5	64,4	60,5	43,2	42,5
51Sb	2241,7	346,1	321,9	304,3	69,3	59,9	56,4	39,5	38,8
47Ag	1878,9	279,5	260,0	247,3	53,3	43,5	41,2	27,9	27,5
45Rh	1709,1	253,4	231,4	220,9	45,8	39,7	38,5	22,5	22,2
42Mo	1473,1	211,9	193,9	186,2	37,6	30,5	29,7	17,4	17,2
41Nb	1401,3	—	181,4	174,4	35,1	—	—	15,0	14,9
40Zr	1325,8	—	169,6	163,5	31,4	—	—	13,0	—
29Cu	661,1	—	71,3	69,8	—	—	5,2	0	—
28Ni	612,0	—	62,6	61,3	—	—	3,3	—	—
27Co	568,9	—	59,7	58,5	—	—	5,3	—	—
26Fe	523,8	—	53,2	52,2	—	—	4,0	—	—
25Mn	482,4	—	48,7	47,9	—	—	4,2	—	—
24Cr	441,1	—	43,0	42,3	—	—	3,5	—	—
23Va	402,3	—	38,2	37,6	—	—	2,6	—	—
22Ti	365,4	—	32,6	32,2	—	—	2,2	—	—
21Sc	331,2	—	30,3	30,0	—	—	2,7	—	—
20Ca	297,5	—	25,9	25,6	—	—	2,0	—	—
19K	265,3	—	21,4	21,2	—	—	0,9	—	—
17Cl	207,8	—	14,8	14,7	—	—	0,4	—	—
16S	181,8	—	—	11,8	—	—	0,3	—	—
15P	158,3	—	—	9,9	—	—	0,8	—	—
13Al	114,7	—	—	5,2	—	—	0	—	—
12Mg	95,8	—	—	3,5	—	—	—	—	—

* Интерполировано или вычислено по интерполированному значению.

N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	N_{VI}	N_{VII}	O_I	$O_{II, III}$	$O_{IV, V}$	
106,6	95,7	77,1	56,3	53,6	28,4	27,6	26,2	15,4	5,8	92 U
97,8	—	—	51,2	48,7	24,8	24,1	—	—	5,7	90 Th
71,0	58,7	50,3	35,7	33,7	13,6	13,0	—	11,0	2,0	83 Bi
66,0	55,4	49,3	32,2	30,5	10,8	10,3	10,3	6,4	0,8	82 Pb
63,7	53,6	44,9	30,6	29,0	10,0	9,6	10,6	7,4	1,7	81 Tl
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	80 Hg
58,0	49,1	42,8	26,4	25,0	6,4	—	7,8	8,3	0,8	79 Au
52,5	48,7	42,3	24,5	23,2	5,2	—	7,1	8,6	0,4	78 Pt
43,6	35,6	30,6	18,7	17,8	2,5	—	5,2	2,9	(0)	74 W
41,7	33,0*	30,0*	18,0	17,2	2,5	—	5,3	2,6*	—	73 Ta
37,7*	30,9*	27,2*	16,2*	15,5*	1,3*	—	4,9*	2,5*	—	71 Lu
36,6*	29,9*	26,4*	15,2*	14,6*	1,0*	—	—	2,5*	—	70 Yb
33,2*	26,9*	23,4*	13,4*	12,8*	0,3*	—	4,1	2,4*	—	68 Er
32,1*	26,6*	23,5*	12,7*	12,2*	0,1*	—	—	2,4*	—	67 Ho
30,8*	25,3*	22,4*	11,9*	11,4*	(-0,2)	—	2,9*	2,5*	—	66 Dy
29,3*	24,1*	21,8*	11,5*	11,1*	—	—	3,5*	2,4*	—	65 Tb
28,3*	22,2*	20,2*	11,0*	10,6*	—	—	3,5*	2,4*	—	64 Gd
26,9	21,9*	19,7*	10,4	10,1	—	—	2,9	—	—	63 Dy
25,8	20,2*	18,8*	10,1	9,8	—	—	3,0	2,3*	—	62 Sm
23,8	18,6*	17,2*	9,6	9,3	—	—	3,2	2,5*	—	60 Nd
22,5	18,0*	16,7*	8,8	8,5	—	—	2,6	2,2*	—	59 Pr
21,7	17,0*	15,8*	8,7	8,5	—	—	3,1	2,2*	—	58 Ce
18,8	15,3	14,4	7,1	6,9	—	—	2,1	2,4	—	56 Ba
17,3	13,6	12,6	6,1	5,9	—	—	2,1	1,7	—	55 Cs
—	—	—	4,4	4,2	—	—	—	—	—	53 J
12,7	—	8,8	3,4	3,3	—	—	—	0,4	—	52 Te
11,1	—	7,2	2,3	2,2	—	—	(0)	0,1	—	51 Sb
7,5	—	3,3	—	0,6	—	—	—	—	—	47 Ag
5,3	—	5,0	—	(-0,3)	—	—	—	—	—	45 Rh
4,7	—	3,0	—	0,5	—	—	—	—	—	42 Mo
4,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	41 Nb
3,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	40 Zr
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	29 Cu
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	28 Ni
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	27 Co
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	26 Fe
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	25 Mn
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	24 Cr
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	23 Va
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	22 Ti
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	21 Sc
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	20 Ca
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	19 K
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	17 Cl
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	16 S
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	15 P
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	13 Al
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	12 Mg

Корень из значения

	K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V
92 U	92,07	40,04	39,28	35,56	20,22	19,55	17,81	16,55	16,16
90 Th	89,85	38,85	38,10	34,65	19,53	18,83	17,26	16,02	15,65
83 Bi	81,53	34,75	34,05	31,46	17,20	16,54	15,32	14,12	13,83
82 Pb	80,39	34,19	33,50	30,99	16,85	16,20	15,08	13,80	13,53
81 Tl	79,31	33,65	32,92	30,55	16,55	15,93	14,81	13,60	13,30
80 Hg	78,20	33,08	32,38	30,10	—	—	—	—	—
79 Au	77,07	32,54	31,85	29,64	15,90	15,33	14,25	13,01	12,77
78 Pt	75,92	32,01	31,28	29,19	15,60	15,08	13,99	12,74	12,51
74 W	71,51	29,84	29,16	27,41	14,41	13,74	12,93	11,74	11,54
73 Ta	—	29,33 *	28,65	26,99	14,15	13,45 *	12,67 *	11,52	11,30
71 Cu	—	28,30 *	27,62 *	26,12 *	13,58 *	12,92 *	12,22 *	11,03 *	10,86 *
70 Yb	—	27,81 *	27,12 *	25,68 *	13,32 *	12,69 *	12,03 *	10,83 *	10,64 *
68 Er	—	26,80 *	26,15 *	24,82 *	12,80 *	12,14 *	11,50 *	10,36 *	10,21 *
67 Ho	64,16	26,32 *	25,64 *	24,39 *	12,54 *	11,93 *	11,36 *	10,15 *	9,99 *
66 Dy	63,03	25,82 *	25,15 *	23,96 *	12,28 *	11,67 *	11,12 *	9,91 *	9,78 *
65 Tb	—	25,35 *	24,66 *	23,57 *	12,04 *	11,44 *	10,93 *	9,70 *	9,57 *
64 Gd	60,93	24,85 *	24,17 *	23,10 *	11,77 *	11,16 *	10,69 *	9,48 *	9,35 *
63 Eu	59,86	24,36 *	23,69	22,67	11,53	10,93 *	10,47 *	9,26	9,14
62 Sm	58,80	23,89 *	23,22	22,25	11,27	10,68 *	10,25 *	9,05	8,93
60 Nd	56,69	22,93 *	22,27	21,40	10,79	10,21 *	9,81 *	8,62	8,53
59 Pr	55,62	22,45 *	21,79	20,96	10,55	9,95 *	9,60 *	8,37	8,28
58 Ce	54,52	21,98 *	21,32	20,54	10,29	9,71 *	9,37 *	8,17	8,09
56 Ba	52,50	21,03	20,36	19,66	9,77	9,21	8,91	7,67	7,60
55 Cs	51,47	20,54	19,87	19,22	9,47	8,91	8,63	7,40	7,34
53 J	49,48	19,56	18,91	18,33	—	8,31	8,05	6,84	6,78
52 Te	48,43	19,08	18,43	17,89	8,63	8,02	7,78	6,57	6,52
51 Sb	47,35	18,60	17,94	17,44	8,32	7,74	7,51	6,29	6,23
47 Ag	43,35	16,72	16,12	15,73	7,30	6,60	6,42	5,28	5,24
45 Rh	41,34	15,90	15,20	14,86	6,76	6,30	6,16	4,74	4,71
42 Mo	38,38	14,54	13,92	13,64	6,13	5,52	5,40	4,17	4,15
41 Nb	37,43	—	13,47	13,21	5,92	—	—	3,87	3,86
								3,61	

* Интерполировано или вычислено по интерполированному значению.

Таблица 3

уровня ($\sqrt{T/R}$)

N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	N_{VI}	N_{VII}	O_I	$O_{II, III}$	$O_{IV, V}$	
10,32	9,78	8,78	7,50	7,32	5,33	5,25	5,12	3,92	2,41	92 U
9,89	—	—	7,16	6,98	4,98	4,91	—	—	2,39	90 Th
8,43	7,66	7,09	5,98	5,81	3,69	3,61	—	3,39	1,42	83 Bi
8,13	7,44	7,02	5,68	5,52	3,29	3,21	3,21	2,79	0,89	82 Pb
7,98	7,32	6,70	5,54	5,39	3,16	3,10	3,26	2,72	1,30	81 Tl
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	80 Hg
7,62	7,01	6,54	5,14	5,00	2,53	—	2,79	2,88	0,89	79 Au
7,25	6,98	6,50	4,95	4,82	2,28	—	2,67	2,93	0,63	78 Pt
6,60	5,97	5,53	4,32	4,22	1,58	—	2,28	1,70	0	74 W
6,46	5,75 *	5,48 *	4,24	4,15	1,58	—	2,30	1,61 *	—	73 Ta
6,14 *	5,56 *	5,22 *	4,03 *	3,94 *	1,14 *	—	2,21 *	1,58 *	—	71 Lu
6,05 *	5,47 *	5,14 *	3,90 *	3,82 *	1,0 *	—	—	1,58 *	—	70 Yb
5,76 *	5,18 *	4,84 *	3,66 *	3,58 *	0,5 *	—	2,03 *	1,55 *	—	68 Er
5,67 *	5,16 *	4,84 *	3,56 *	3,49 *	—	—	—	1,55 *	—	67 Ho
5,55 *	5,03 *	4,73 *	3,45 *	3,38 *	—	—	1,70 *	1,58 *	—	66 Dy
5,41 *	4,91 *	4,67 *	3,39 *	3,33 *	—	—	1,87 *	1,55 *	—	65 Tb
5,32 *	4,71 *	4,49 *	3,32 *	3,25 *	—	—	1,87 *	1,55 *	—	64 Gd
5,19	4,68 *	4,44 *	3,23	3,18	—	—	1,70	—	—	63 Eu
5,08	4,49 *	4,34 *	3,18	3,13	—	—	1,73	1,52 *	—	62 Sm
4,88	4,31 *	4,15 *	3,10	3,05	—	—	1,79	1,58 *	—	60 Nd
4,74	4,24 *	4,09 *	2,97	2,92	—	—	1,61	1,48 *	—	59 Pr
4,66	4,12 *	3,98 *	2,95	2,92	—	—	1,76	1,48 *	—	58 Ce
4,34	3,91	3,80	2,67	2,63	—	—	1,45	1,55	—	56 Ba
4,16	3,69	3,55	2,47	2,43	—	—	1,45	1,30	—	55 Cs
—	—	—	2,10	2,05	—	—	—	—	—	53 J
3,56	—	2,97	1,84	1,82	—	—	—	0,63	—	52 Te
3,33	—	2,68	1,52	1,48	—	—	0	0,22	—	51 Sb
2,74	—	1,82	0,77	—	—	—	—	—	—	47 Ag
2,30	—	2,24	—	—	—	—	—	—	—	45 Rh
2,17	—	1,58	—	—	—	—	—	—	—	42 Mo
2,00	—	—	—	—	—	—	—	—	—	41 Nb

	K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V
40 Zr	36,41	—	13,02	12,79	5,60	—	—	—	0
29 Cu	25,71	—	8,44	8,36	—	2,28	—	—	—
28 Ni	24,74	—	7,91	7,83	—	1,82	—	—	—
27 Co	23,85	—	7,73	7,65	—	2,30	—	—	—
26 Fe	22,89	—	7,29	7,23	—	2,00	—	—	—
25 Mn	21,96	—	6,98	6,92	—	2,05	—	—	—
24 Cr	21,00	—	6,56	6,50	—	1,87	—	—	—
23 Va	20,06	—	6,18	6,13	—	1,61	—	—	—
22 Ti	19,11	—	5,71	5,66	—	1,48	—	—	—
21 Sc	18,20	—	5,51	5,48	—	1,64	—	—	—
20 Ca	17,25	—	5,09	5,06	—	1,42	—	—	—
19 K	16,29	—	4,63	4,61	—	0,95	—	—	—
17 Cl	14,42	—	3,85	3,84	—	0,63	—	—	—
16 S	13,48	—	3,44	—	—	0,55	—	—	—
15 P	12,58	—	3,15	—	—	0,89	—	—	—
13 Al	10,71	—	2,28	—	—	0	—	—	—
12 Mg	9,79	—	1,87	—	—	—	—	—	—

и нерезкости. Значение L_I можно также вычислить еще из намного более резкой и точнее известной линии L_{III} , причем тремя путями, привлекая одно из следующих аддитивных соотношений:

$$L_{\beta_2} + (L_I - L_{III}) = L_{\beta_2} + M_{\gamma},$$

$$L_I - L_{III} = L_{\beta_2}^1 - L_{\alpha_1},$$

$$L_I - L_{III} = L_{\beta_{10}}^1 - L_{\alpha_2}.$$

Во всех трех этих случаях для вольфрама получаются значения T/R , которые с точностью до $\pm 0,6$ совпадают с непосредственно измеренными. Отсюда можно заключить, что ошибка в значении T/R для L_I -линии вольфрама во всяком случае меньше единицы. Это представляет интерес для интерполяции кривой M_{III} между W и Ba.

Далее можно еще заметить, что там, где для вычисления уровня использованы довольно короткие волны, точность меньше, чем в случае исполь-

¹ См.: D. C o s t e r. Zs. f. Phys., 1921, 6, 185.

Таблица 3 (окончание)

N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	N_{VI}	N_{VII}	O_I	$O_{II, III}$	$O_{IV, V}$	
1,83	—			—		—	—	—	—	40 Zr
—	—			—		—	—	—	—	29 Cu
—	—			—		—	—	—	—	28 Ni
—	—			—		—	—	—	—	27 Co
—	—			—		—	—	—	—	26 Fe
—	—			—		—	—	—	—	25 Mn
—	—			—		—	—	—	—	24 Cr
—	—			—		—	—	—	—	23 Va
—	—			—		—	—	—	—	22 Ti
—	—			—		—	—	—	—	21 Sc
—	—			—		—	—	—	—	20 Ca
—	—			—		—	—	—	—	19 K
—	—			—		—	—	—	—	17 Cl
—	—			—		—	—	—	—	16 S
—	—			—		—	—	—	—	15 P
—	—			—		—	—	—	—	13 Al
—	—			—		—	—	—	—	12 Mg

зования длинных волн. Так, ошибка в 2 X -единицы в длине волны линии L_1 соответствует ошибке в значении T/R , меньшей $1/2$ у Ва и порядка 2 и 3—соответственно у W и Вi. Это приводит к тому, что, например, в самых низких уровнях тяжелых элементов могут появиться довольно большие ошибки ¹, тогда как вблизи Ва значения T/R даже для самых низких уровней известны сравнительно точно.

В этой связи можно указать еще на известную двойственность, которая свойственна рентгеноспектроскопическим данным даже при самых точных измерениях. Рентгеновские спектры поглощения снимаются, как правило, с помощью вещества в твердом состоянии, часто в химическом соединении. Но Бергенгрэн показал ², что агрегатное состояние играет при этом суще-

¹ Недавно в новых измерениях в M -серии Ялмару (H j a l m a r g. Compt. Rend., 1922, 175, 878) удалось определить O - и M -уровни самых тяжелых элементов с большей точностью. Его результаты не могли уже быть учтены в настоящей работе, но они хорошо согласуются с нашими выводами.— Прим. авт. при корр.

² J. B e r g e n g r e n. Zs. f. Phys., 1920, 3, 247.

ственную роль: наблюдалось заметное различие K -линий фосфора у различных модификаций этого элемента. Затем Линд¹ нашел измеримые отличия в спектрах поглощения одного и того же вещества, взятого в различных химических соединениях. Так, для K -линии хлора и серы он нашел различия порядка 0,5—0,8 единиц в значениях T/R при использовании соединений, в которых хлор и сера выступают с положительной и отрицательной валентностью.

Еще более серьезная неопределенность рентгеновских данных обусловлена так называемой тонкой структурой линий поглощения; она проявляется в существовании второго слабого скачка, чаще всего с резкой стороны главного скачка. Различие величины T/R этих скачков для K -линии легких элементов Фрикке² оценивает в 1—2 единицы. Как известно, Коссель³ предложил объяснение этой структуры линий, согласно которому электрону во внутренней группе соответствует несколько различная работа перехода в случае, когда он совсем удаляется из атома, или в случае, когда он переходит на квантовую орбиту вне электронной оболочки, соответствующую стационарным состояниям, которые связаны со спектральными сериями. В конце § 6 мы кратко коснемся отношения различных названных здесь обстоятельств, обуславливающих неточность рентгеновских данных, к положенным в основу настоящей работы представлениям о строении атома. Здесь мы хотели бы только указать на то, что при этих обстоятельствах мы имеем дело как раз с теми индивидуальными особенностями энергетических уровней, которыми мы пренебрегали при упомянутой выше интерполяции.

§ 4. *Теоретическая оценка энергетических уровней.* Что касается использования теории для более детального объяснения уровней, связанных с рентгеновскими спектрами, то в первую очередь речь идет о вычислении работы, которую необходимо затратить для удаления электрона из внутренней группы атома. С этой целью мы должны, конечно, вначале рассмотреть движение электронов в нормальном состоянии атома. Надо заметить, что (для теории существенно допущение об отсутствии в атоме пространственного разграничения областей, в которых движутся электроны разных групп. Электроны в группах орбит с более высокими главными квантовыми числами (внешние группы), во всяком случае в определенных подгруппах, вторгаются при движении в область электронных орбит с более низкими главными квантовыми числами (внутренние группы). Это обстоятельство приводит к тому, что общая сила притяжения к центру атома, действующая на электрон на различных участках орбиты, подвергается значительным изменениям, благодаря кулонов-

¹ A. E. Lindh. Zs. f. Phys., 1922, 6, 303; C. R., 1922, 175, 25.

² R. Fricke. Phys. Rev., 1920, 16, 202.

³ W. Kossel. Verh. d. D. Phys. Ges., 1916, 18, 339.

скому притяжению к ядру. Для оценки соотношений важно то обстоятельство, что в общем большие части центральной орбиты, которые можно считать ее внешними петлями, близки к кеплеровскому эллипсу. Размеры и энергия этих эллиптических петель, вообще говоря, существенно отклоняются от размеров и энергии кеплеровского эллипса, характеризуемого тем же главным квантовым числом, что и действительная орбита электрона. Для сравнения следует брать кеплеровский эллипс, находящийся в кулоновском поле той же напряженности, что и поле, в котором находятся указанные петли орбиты. Как известно, энергия и размеры квантованного кеплеровского эллипса определяются простыми формулами

$$W = Rh \frac{N^2}{n^2}, \quad 2a = \frac{e^2}{Rh} \cdot \frac{n^2}{N}, \quad (1)$$

где W — затраченная для удаления работа; a — большая полуось эллипса; R — постоянная Ридберга; Ne — заряд ядра; n — главное квантовое число. Для рассматриваемых петель орбит мы будем иметь дело не только с «эффективным зарядом ядра» N^* , но и с «эффективным квантовым числом» n^* , определяемым соотношениями

$$W = Rh \frac{N^{*2}}{n^{*2}}, \quad 2a = \frac{e^2}{Rh} \cdot \frac{n^{*2}}{N^*}. \quad (2)$$

Это обстоятельство является решающим в особенности для оценки связи электронов внешних групп; здесь эффективные квантовые числа эллиптических петель могут быть заметно меньше главных квантовых чисел, причем они могут существенно отличаться для орбит, принадлежащих тому же n , но разным значениям k . Так, *типичная периодичность химических свойств и оптических спектров* обусловлена тем, что для *самых внешних электронных орбит* эффективные квантовые числа, в противоположность главным квантовым числам, очень мало меняются при переходе от данного элемента к его гомологу в следующем периоде системы элементов. С другой стороны, *поразительное отсутствие периодичности в существенных свойствах рентгеновских спектров* обусловлено тем, что здесь идет речь в основном о поведении *внутренних электронов* атома, где мы имеем дело с электронными группами, уже полностью сформированными, а поэтому повторяющимися одинаковым образом во всех последующих элементах. Эффективное квантовое число петель орбит в таком случае мало отличается от главного квантового числа орбит. Это ограниченное отличие, как показывает простой расчет, для определенного типа орбит в первом приближении обратно пропорционально атомному номеру N . Проникновение орбиты электрона в область внутренних групп в отношении зависимости силы связи от заряда ядра совершенно аналогич-

но прямому экранированию части заряда ядра внутренними электронами при пробегании внешних петель орбиты. Уже поэтому так мало оснований для различения этих двух факторов, что на работу отрыва сказывается еще один фактор, вклад которого трудно оценить; этот вклад меняется с зарядом ядра подобным же образом. Здесь мы имеем в виду уменьшение работы отрыва электрона, вызванное усилением связи электронов, остающихся в той же группе, при удалении одного электрона. Влияние всех этих факторов мы можем выразить, следовательно, простой формулой

$$W = Rh \frac{(N - \alpha_{n,k})^2}{n^2}, \quad (3)$$

где $\alpha_{n,k}$ — постоянная для каждого типа орбит n_k величина, которую, исходя из принятой выше терминологии, можно назвать «константой экранирования».

При определении работы удаления электрона из внутренней группы все же важно учесть влияние существования внешних электронных групп. При удалении электрона эти группы оказывают экранирующее действие. Его легче всего рассчитать, если из выражения (3) для W вычесть прирост энергии связи всех внешних электронов, на которые оказало влияние удаление рассматриваемого электрона. Общая энергия связи внешних электронов может быть записана в следующем виде:

$$B = Rh \sum_{p>n} A_p \frac{N_p^{*2}}{p^{*2}}, \quad (4)$$

где A_p — число электронов в группе с главным квантовым числом p , а N_p^* и p^* — средний эффективный атомный номер и соответственно среднее эффективное квантовое число группы. Если ради простоты ограничимся рассмотрением таких элементов, у которых нет недостроенных групп, то для приближенной оценки и величины B можно положить A_p/p^{*2} просто равным 2. Для полностью застроенных внутренних групп $A_p = 2p^2$, а p^* очень мало отличается от p . Для внешних только предварительно застроенных групп, которые сами по себе вследствие меньших значений N_p^* имеют более ограниченное влияние, p^* существенно меньше p . Но при этом, как показывает простая прикидка, именно в такой мере, что p^{*2} и здесь с хорошим приближением можно принять равным $p^{*2} = 1/2 A_p$. Что касается теперь изменения B при удалении одного электрона из группы с главным квантовым числом n , мы можем с достаточной точностью написать

$$\Delta B = Rh \sum_{p>n} 2\Delta N_p^{*2} = Rh \cdot 4 \sum_{p>n} N_p^*. \quad (5)$$

Чтобы оценить это выражение, необходимо рассмотреть убывание N_p^* с увеличением p . В первом приближении положим

$$N_p^* = N - \sum_{q < p} A_q, \quad (6)$$

чем сразу достигается возможность простого вычисления суммы в (5). По характерному симметричному изменению числа электронов в группах у рассматриваемых элементов при увеличении главного квантового числа (число электронов сначала возрастает, затем вновь убывает, см. табл. 1) видно, что эта сумма приближается к половине произведения N_n^* , определяемого из соотношения (6) при $p = n$, на число членов суммы, т. е. на число внешних электронных групп. Если бы выражение (6) для N^* было совершенно точным, то это утверждение, как легко видеть, действительно было бы строго справедливым в случае K -уровня ($n = 1$) для элементов, расположенных через два места после инертных газов, у которых внешняя группа содержит два электрона; в случае L -уровня ($n = 2$) оно было бы справедливо для самих инертных газов; а в случае M -уровня ($n = 3$) — для элементов, расположенных в периодической таблице на восемь ячеек раньше инертных газов, у которых как раз заканчивается построение группы из 18 электронов. Приближенно получаем

$$\Delta B = Rh \cdot 2N_n^* \beta_{N,n}$$

где $\beta_{N,n}$ — величина, непрерывно возрастающая с увеличением атомного номера и увеличивающаяся на единицу при переходе от одного элемента к гомологическому элементу следующего периода, так что $\beta_{N,n}$ никогда не отличается сильно от числа внешних групп. Теперь мы можем приблизительно оценить влияние внешних электронов на работу удаления электрона из внутренней группы, написав вместо (3),

$$W = Rh \frac{(N - \alpha_{n,k} - n^2 \beta_{N,n})^2}{n^2}.$$

Поскольку величина $\alpha_{n,k}$, которую мы можем назвать «внутренней константой экранирования», не зависит от атомного номера, величина $n^2 \beta_{N,n}$, «внешняя константа экранирования», меняется с атомным номером характерным образом. Эта константа, как следует из изложенного выше, не только увеличивается в пределах одного периода системы элементов на n^2 единиц. Мы должны ожидать, что детали постепенного присоединения и образования внешних групп, не учтенные в нашем расчете, должны сказаться таким образом, что внешняя константа экранирования будет меняться с увеличением атомного номера. Образование электронной

группы должно проявляться тем яснее, чем глубже оно лежит внутри атома, и следует ожидать, что увеличение внешней константы экранирования будет особенно быстрым в тех областях периодической системы, где в стадии постепенного образования находится глубоко лежащая группа.

Мы здесь не будем вдаваться в подробности расчета величин $\alpha_{n,k}$ и $\beta_{N,n}$, который уже при современном состоянии теории может быть существенно уточнен, поскольку нас больше интересует сравнение опытных данных с основными следствиями теории. При этом сравнении необходимо учесть еще одно обстоятельство, которым ради простоты мы до сих пор пренебрегали. Мы имеем в виду релятивистскую поправку, которой, конечно, нельзя пренебрегать при описании движения внутренних электронов. Она учитывается тем, что мы возьмем за основу вместо простой формулы (1) формулу Зоммерфельда

$$W = Rh \frac{N^2}{n^2} + Rh \left(\frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2 \frac{N^4}{n^4} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) + \dots \quad (7)$$

Она отличается от формулы (1) так называемыми релятивистскими членами, из которых мы записали только первый, поскольку для многих применений этого достаточно.

Все рассмотренные поправки можно формально учесть, если для работы удаления электрона с орбиты типа n_k записать

$$W = Rh \frac{(N - \gamma)^2}{n^2} + Rh \frac{(N - \delta)^4}{n^4} \left(\frac{2\pi e^2}{hc} \right)^2 \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) + \dots \quad (8)$$

Величину γ в первом слагаемом мы назовем «общим экранирующим числом»; для рассмотренных внутренних электронных групп оно приближенно задается формулой

$$\gamma = \alpha_{n,k} + n^2 \beta_{N,n} \quad (9)$$

Величина $N - \delta$, входящая во второе слагаемое, означает просто некоторое эффективное зарядовое число ядра, которое может рассматриваться приближенно как мера релятивистской поправки соответствующего типа орбиты. При оценке δ можно считать, что экранирующее действие как внутренних, так и внешних электронных групп проявится существенно различным образом в обоих членах формулы (8). Так, следует ожидать, что в общем δ значительно меньше константы экранирования, входящей в главное слагаемое.

Если мы рассматриваем не только самые внутренние электронные группы атома, как это делалось до сих пор, но и дальнейшие внешние группы, соотношения становятся намного сложнее, и при расчете работы

отрыва, как и для оптических спектров, существенное значение приобретает учет отклонения траектории от кеплеровского эллипса и вытекающего отсюда уменьшения эффективного квантового числа. Соотношения будут особенно сильно отличаться от рассмотренных до сих пор, если речь будет идти о работе отрыва электронов в таких группах, которые находятся в стадии образования. Хотя количественный расчет уровней энергии в таких случаях при современном состоянии теории далеко еще не может быть полным, тем не менее на основе теории можно сделать несколько непосредственных выводов относительно изменения значения энергии уровней с изменением атомного номера. Но к ним мы обратимся позже при сравнении опытных данных с теорией.

§ 5. *Общее сравнение классификации эмпирических рентгеновских уровней с теорией строения атома.* Ради возможности обзора и обеспечения сравнения с теоретическими представлениями о строении атома на рис. 3 приведены кривые, показывающие функциональную зависимость вычисленных в табл. 2 значений $\sqrt{T/R}$ от N . Там, где имеется особенно большая неуверенность в значении энергии уровней, кривая показана пунктиром. Как и на рис. 2, каждая кривая обозначена символами n (k_1, k_2).

Во-первых, следует отметить, что классификацию множества уровней каждого элемента можно было провести с теми же значениями числа n и числа k , которые в табл. 1 были использованы для классификации всех имеющихся в атоме электронных орбит с квантовыми числами n и k . Это верно не только для элементов, у которых электронные группы полностью застроены, как, например, у рассмотренных в § 2 инертных газов. Опытные данные позволяют для большого числа уровней выявить те элементы, у которых данный уровень проявляется впервые именно в рентгеновских спектрах. При этом оказалось, что уровень, соответствующий определенным значениям n и k , насколько можно судить по опытным данным¹, именно там появляются впервые, где согласно теории в нормальном атоме начинается орбита, соответствующая тем же значениям n и k . Эти места на рис. 3 обозначены маленькими вертикальными черточками.

На этом рисунке сразу же выявляется то важное обстоятельство, что в определенных местах кривые претерпевают своеобразные иррегулярности. Сравнение с рис. 1 показывает, что это происходит как раз в тех местах периодической системы, где одна из внутренних групп находится в стадии постепенного образования. Эти места на рис. 3 отмечены дополнительно горизонтальными линиями, начинающимися у ранее названных вертикальных черточек. При этом следует заметить, что такая линия обозначает не просто постепенное присоединение электронов к n_k -орбите, но вообще

¹D. Coster. Phil. Mag., 1922, 43, 1070.

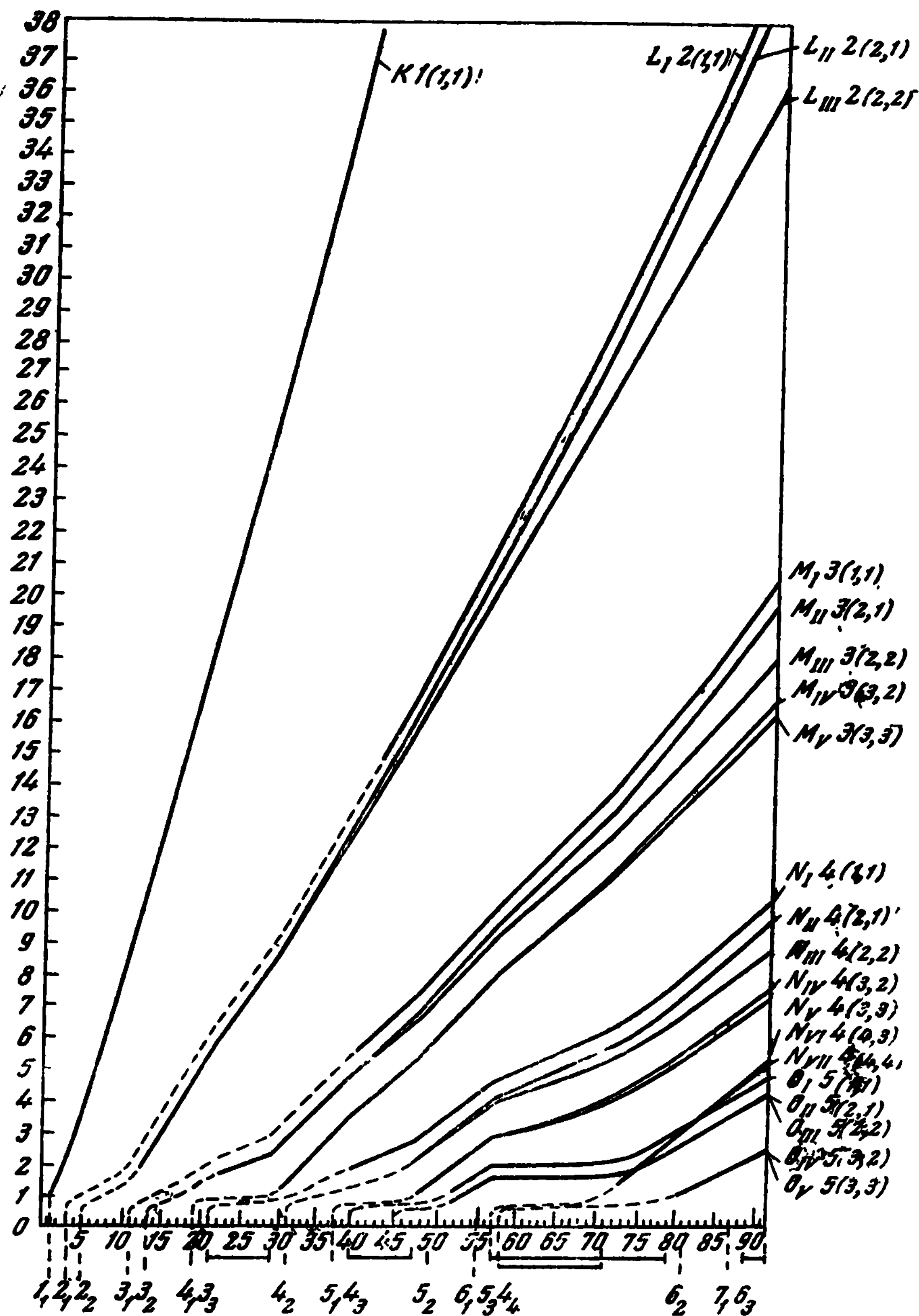


Рис. 3

все развитие k -ой ступени при образовании n -ой электронной группы атома; на этой ступени увеличивается и число электронных орбит с тем же значением n , но с меньшими значениями k .

Прежде чем перейти к другим особенностям хода кривых, необходимо сделать некоторые общие замечания о так называемых дублетных уровнях.

Известно два типа таких уровней, обычно называемых «экранировочными (неправильными) дублетами» и «релятивистскими (правильными) дублетами». На рис. 3 первые выделяются параллельным ходом кривых определенных пар уровней: (L_I, L_{II}) ; (M_I, M_{II}) , (M_{III}, M_{IV}) ; (N_I, N_{II}) , (N_{III}, N_{IV}) , (N_V, N_{VI}) ; (O_I, O_{II}) , (O_{III}, O_{IV}) . Наоборот, дублеты второго типа выделяются все более быстрым возрастанием расстояния между кривыми определенных пар уровней: (L_{II}, L_{III}) ; (M_{II}, M_{III}) , (M_{IV}, M_V) ; (N_{II}, N_{III}) , (N_{IV}, N_V) , (N_{VI}, N_{VII}) ; (O_{II}, O_{III}) , (O_{IV}, O_V) , которые вначале лежали столь близко, что при измерениях их нельзя было разрешить, хотя мы можем заключить из комбинационных правил, что при увеличивающемся атомном номере они появляются в атоме одновременно. Тогда как величина первых дублетов формально может быть представлена разностью двух значений первого слагаемого формулы (7), соответствующей разности внутренних констант экранирования $\alpha_{n,k}$, величина вторых дублетов может быть приближенно представлена разностью двух значений второго слагаемого этой формулы, которая образуется, если для k брать два значения, которые при классификации уровней обозначены k_2 .

При современном состоянии теории нельзя дать полное объяснение появлению этих дублетов, которые, как известно, имели большое значение при формальной классификации рентгеновских спектров. Тем не менее представляется возможным найти тесную связь между экспериментально установленной структурой групп уровней и принятой при трактовке периодической системы структурой электронных групп в атоме. На первый взгляд можно было, очевидно, ожидать, что число уровней, принадлежащих определенному значению n , должно равняться числу подгрупп той электронной группы, которая соответствует тому же главному квантовому числу при нормальном состоянии атома. При этом каждый уровень соответствовал бы удалению одного электрона из каждой подгруппы. Однако нужно задуматься над тем, что рентгеновские уровни существенно определяются состоянием атома, у которого удален электрон из одной внутренней группы, и мы должны иметь в виду усложнения, вызванные этим удалением. Представим себе на мгновение, что и у возбужденного атома различные подгруппы можно считать независимыми друг от друга в том смысле, что удаление электрона подгруппы не меняет существенно структуру остальных подгрупп. В таком случае мы могли бы ожидать существования некоторого числа уровней, которые бы отличались не только своей релятивистской поправкой, но и своей константой экранирования, так что мы не могли бы себе отдавать отчет о появлении типичных релятивистских дублетов. Если теперь рассмотреть картину уровней, возникающую при исключении тех уровней, в классификации которых использовались неравные значения k_1 и k_2 , то мы увидим, что она передает как раз все те черты, которые следовало бы ожидать при таком простом

понимании происхождения рентгеновских уровней. Мы не только видим, что расстояния всех оставшихся пар уровней можно представить как сумму поправки на экранирование и релятивистской поправки, как это следует из формулы (8), если при равных n менять значение вспомогательного квантового числа k . Мы видим также, что правила появления наблюдавшихся рентгеновских линий, соответствующих комбинациям встречающихся уровней, как раз те же, которые дает простое приложение комбинационного принципа к центральному движению, причем здесь k меняется всегда на единицу. Поэтому уровни, у которых $k_1 = k_2$, мы будем для простоты называть «нормальными».

Что касается существования других уровней с неодинаковыми значениями k_1 и k_2 , то прежде всего нужно сказать, что использованные при классификации этих «аномальных» уровней значения k_1 и k_2 просто приводят к выводу, что каждый из этих уровней чисто формально связан с двумя нормальными уровнями количественно. Так, каждый такой уровень появляется в атоме одновременно с нормальными уровнями, для которых k_1 имеет то же значение, причем общей является и константа экранирования. С другой стороны, он связан с нормальным уровнем с тем же значением k_2 равенством релятивистской поправки, если пренебречь различиями в эффективном атомном номере. Это обстоятельство ведет к тому, что происхождение этих аномальных уровней ищут в тесном взаимодействии движения электронов двух соседних подгрупп возбужденного атома. Это вызывает существенное изменение гармонического движения электронов внутри *обеих* электронных подгрупп при удалении электрона из *одной* из этих подгрупп. Согласно теории, такая трактовка принимается постольку, поскольку предполагается, что ступенчатое образование электронной группы существенно обусловлено взаимодействием движений электронов внутри различных подгрупп¹. С другой стороны, еще совершенно неясно, как при более подробном рассмотрении объяснить отдельное появление экранировочных и релятивистских дублетов. Отсутствует также объяснение эмпирических комбинационных правил, относящихся к аномальным уровням, хотя они указывают на появление второго вспомогательного квантового числа, подобно тому, как они проявляются в оптических спектральных сериях, где мультиплетность энергетических уровней и комбинационные правила, по-видимому, легко объясняются на основе принципа соответствия. Все изложенное выше преследует лишь цель показать, что, хотя полное объяснение сложной структуры уровней при современном состоянии теории не может быть дано, представляется возможным естественным образом привести в соответствие экспериментальные данные с характерными чертами теории.

¹ Ср.: N. B o h r. Zs. f. Phys., 1922, 9, 1. (Статья 19.)

§ 6. Теоретическое объяснение зависимости энергии уровней от атомного номера. Переходя теперь к более точному сравнению значений энергии уровней, определенных из опытных данных, с теорией, мы сначала кратко рассмотрим уровни, связанные с полностью застроенными группами атома, для которых мы можем считать формулу (8) для работы отрыва электрона внутренней группы достаточно точной. При применении этой формулы к вычислению входящей в главное слагаемое константы экранирования, во всяком случае для больших зарядов ядра, важно, какое значение мы придадим входящей в релятивистскую поправку константе экранирования δ . Для K -уровня, где простая оценка показывает, что δ никогда не может быть больше нескольких единиц, это не вызывает особых трудностей. Для элементов с большим атомным номером, где константа экранирования δ играет существенную роль, неопределенность в оценке этой величины тем не менее несущественна по сравнению с неопределенностью экспериментальных результатов. Для других уровней, указания на которые даны в предыдущих параграфах, мы ради простоты можем использовать значение δ , непосредственно вычисленное из релятивистских дублетов. Тем более обосновано, что эти значения приближенно равны теоретически ожидаемым при учете влияния релятивистских эффектов на движение электронов на n -орбитах. Вносимая при этом неточность особенно мала для тех уровней, которым соответствуют круговые орбиты, поскольку здесь абсолютные значения релятивистских поправок являются наименьшими. Таким способом мы из табл. 2 вычислим входящие в главное слагаемое формулы (8) общие константы экранирования. Результаты представлены в табл. 4.

Чтобы эти значения γ можно было сравнить с теоретической формулой (9), для L -, M -, N -уровней одновременно даны результаты деления значений константы экранирования на n^2 . Нетрудно видеть, что для всех рассмотренных уровней при переходе от одного периода системы элементов к следующему это значение меняется в общем и целом на единицу

Таблица 4

Элемент	K	L _{III}		M _V		N _{VIII}	
	γ	γ	$\frac{1}{4}\gamma$	γ	$\frac{1}{8}\gamma$	γ	$\frac{1}{16}\gamma$
Ag (18)	2,7	(9,5)	(2,4)	—	—	—	—
Kr (36)	3,7	13,5	3,4	(28,2)	(3,1)	—	—
Xe (54)	4,7	16,8	4,2	33,5	3,7	—	—
Rn (86)	5,5—6,0	21,7	5,4	43,0	4,8	(65)	(4,1)

Это совпадение является особенно хорошим у K -уровня, для которого теоретическая формула имеет как раз наибольшую точность при данном виде оценки. Это совпадение имеет важное значение, поскольку оно совершенно независимо от нерешенного вопроса о смысле релятивистского дублета дает прямое доказательство правильности квантовых чисел, использованных при классификации электронных орбит в атоме. Если, например, как это предлагается во многих новых работах, вспомогательному квантовому числу k приписывать не целые, а полуцелые значения, соотношения примут совсем другой вид. Для K -уровня, которому соответствуют большие значения релятивистской поправки, согласно формуле, следует положить $k = 1/2$; это допущение означает, что вместо полагаемого теорией приращения константы экранирования на единицу при переходе от одного инертного газа к другому, переход от криптона к ксенону дает приращение примерно на пять единиц, а от ксенона к радону даже больше, чем на 20.

Далее из табл. 4, полагая в формуле (9) $\beta_{n,k}$ равным числу групп, лежащих вне значения внутренней константы экранирования $\alpha_{n,k}$, находим: $\alpha_{1,1} = 0,7$, $\alpha_{2,2} \sim 5,5$, $\alpha_{3,3} \sim 16$, ($\alpha_{4,4} \sim 33$), что по порядку величины соответствует теоретически ожидаемым значениям. Как уже упоминалось в § 5, в настоящей работе мы не намереваемся подробнее останавливаться на более точном расчете констант экранирования. Мы хотим лишь с помощью рис. 3 обратить внимание на нерегулярности, встречающиеся в кривых уровней, принадлежащих уже полностью застроенным группам. Их следует объяснить особенностями изменения внешних констант экранирования. Как следует из рисунка, подобные регулярности проявляются особенно сильно у M -уровней лишь в области семейства палладия и затем еще яснее в области редких земель. В этих областях наклон кривых в согласии с теорией существенно меньше, чем в непосредственно прилегающих к ним областях. У L -уровней соответствующие неправильности изменения значения уровней с атомным номером также наиболее надежно выявлены в тех же областях. Но они слишком малы, чтобы их легко можно было видеть на кривых рис. 3 при принятом масштабе. Но вблизи семейства железа изменения хода L -кривых ясно узнаются на рисунке. Вблизи этой группы, по-видимому, обнаруживается небольшая регулярность и в ходе K -кривой.

Перейдем теперь к рассмотрению поведения кривых, соответствующих группам, которые находятся в процессе образования. Здесь экспериментальные данные выявляют ряд нового рода свойств, допускающих обстоятельное сравнение с теорией. Подобные соотношения встречаются впервые в периодической системе в окрестностях семейств железа и палладия, где мы видим характерные особенности в ходе M - и N -кривых. Но вследствие относительно большой неопределенности экспериментального материала

для этих случаев мы не будем на них долго останавливаться, тем более, что у семейства редких земель мы встречаем еще более ясно выраженные особенности. Чтобы легче выявить ход кривых в этой области, где экспериментальные результаты представляются наиболее точными, мы построили в большом масштабе кривые интересующих нас здесь уровней (рис. 4).

Поведение семейства редкоземельных элементов обусловлено, согласно теории, увеличением числа электронов на орбитах 4_4 и связанной с этим застройкой четырехквантовой электронной группы, ведущей к увеличению числа электронов в этой группе с 18 до 32. Присутствие орбит 4_4 сказывается в появлении в рентгеновском спектре линий M_α и M_β . До сих пор M -спектр ниже Dy (66) еще не исследован. Для этого элемента названные линии были найдены Стенстрёмом, и мы можем из данных эксперимента заключить, что энергия связи для орбит 4_4 в Dy (66) и последующих элементах имеет приблизительно ту же величину, что и для шестиквантовых валентных электронов, и, во всяком случае, значительно меньше, чем для орбит 5_1 и 5_2 , появляющихся в уровне O_I и в паре уровней (O_{II} , O_{III}). Именно этого и следовало ожидать из теорий, ибо пока четырехквантовая группа находится в стадии застройки, добавление электронов на 4_4 -орбиты конкурирует, так сказать, с добавлением валентных электронов на шестиквантовые орбиты. Но с момента, когда заполнение четырехквантовой группы приходит к завершению, начинают проявляться совершенно другие соотношения, и мы должны ожидать, что энергия связи 4_4 -орбит быстро и равномерно будет расти с увеличением атомного номера. Это полностью соответствует тому экспериментальному факту, что после семейства редких земель кривые для пары уровней (N_{VI} , N_{VII}) быстро возрастают и, как видно из рис. 4, между W и Vi пересекают кривые уровней O_I , O_{II} , O_{III} .

Хотя, как упоминалось, имеющийся экспериментальный материал не позволяет прямо установить первое появление 4_4 -орбит по первому появлению пары уровней (N_{VI} , N_{VII}), тем не менее добавление электронных орбит этого типа ясно выявляется в ходе кривых других четырехквантовых уровней, а также уровней с главным квантовым числом 5. Все эти кривые показывают (см. рис. 4) резко выраженный излом вблизи Se (58), где согласно теории (см. табл. 1) впервые появляется 4_4 -орбита в нормальном состоянии атома. Этот излом должен объясняться как следствие резкого возрастания внутренней константы экранирования в выражении для работы отрыва, соответствующей этим уровням. Подобное возрастание обусловлено тем, что, как это следует из теории, 4_4 -орбиты уже при первом появлении в атомах в нормальном состоянии лежат в областях имеющих электронные группы с четырехквантовыми орбитами, а следовательно, находятся во внутренних частях области, в которой проходит большая часть пути электронов пятиквантовых орбит. В связи

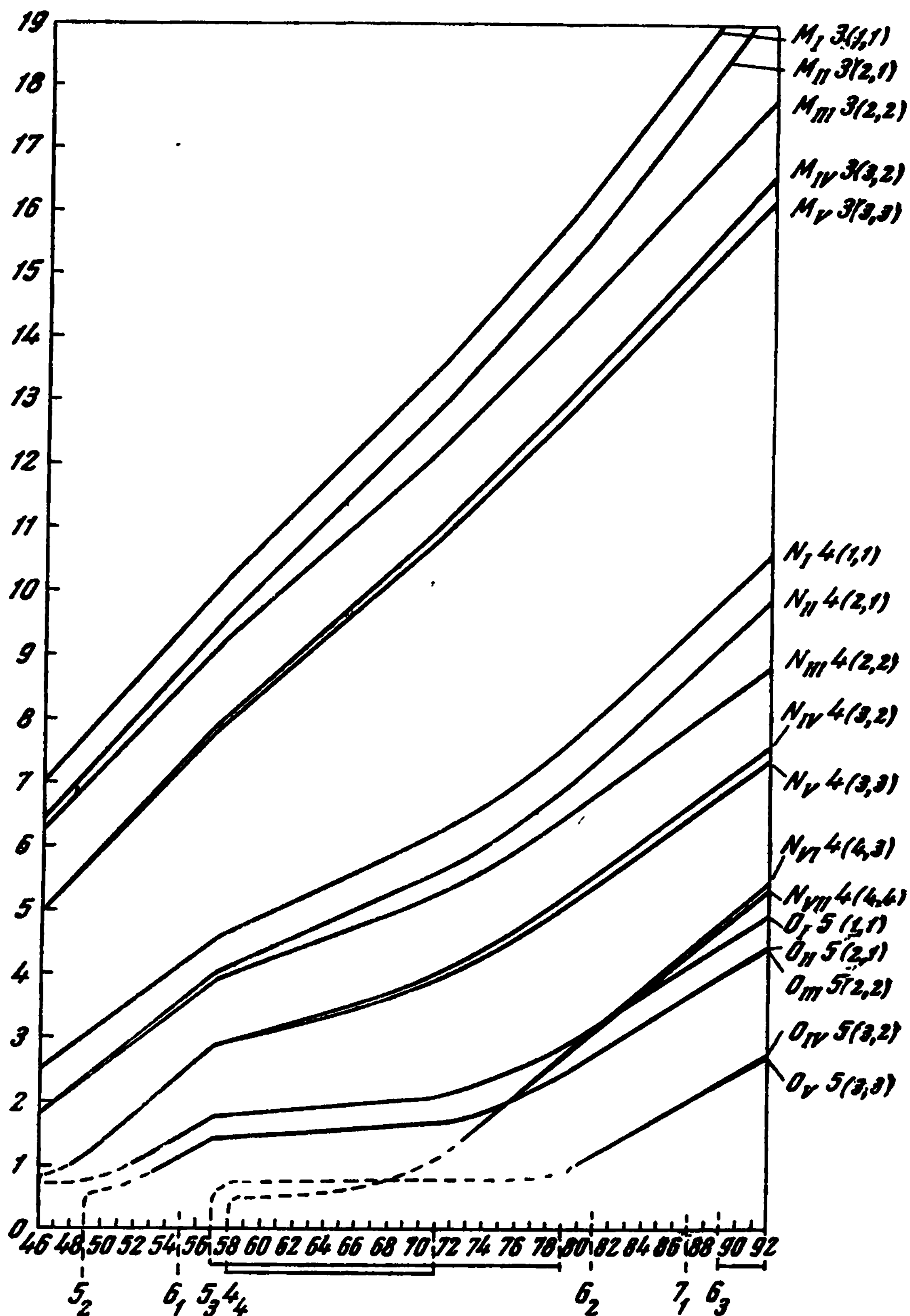


Рис. 4

с этим следует напомнить, что для более точного суждения об упомянутом выше равновесии между силами связи валентных и 4_4 -электронов решающими являются два фактора. С одной стороны, сила связи 4_4 -электронов чрезвычайно ослабляется внешним экранирующим эффектом пятиквантовых электронных групп. С другой стороны, вследствие большой разницы

между главным и эффективным квантовыми числами связь валентных электронов значительно сильнее, чем это соответствует шестиквантовому кеплеровскому эллипсу, находящемуся полностью вне внутренних электронных групп. Вследствие неполноты измерений имеется некоторая неуверенность в ходе кривых уровней $N_I, N_{II}, N_{III}, N_{IV}, N_V$ у элементов в окрестности элемента (72), где заканчивается семейство редких земель. Тем не менее имеющийся экспериментальный материал ясно показывает, что эти кривые, как видно из рис. 4, претерпевают более плавное изменение наклона, чем вблизи Ce (58). Это может быть связано с тем, что в этой области происходит образование пятиквантовой электронной группы, которая ответственна за появление платиновых металлов и которая сказывается на связи четырехквантового уровня благодаря влиянию внешней константы экранирования.

Наконец, что касается уровней O , мы встречаемся с новыми, теоретически весьма интересными свойствами, поскольку здесь мы имеем дело с внутренней электронной группой, орбиты которой частично проходят вне группы, находящейся в стадии постепенного образования. Хотя экспериментальные данные еще весьма неопределенны, по-видимому, все же можно заключить, что значения T/R для этого уровня, как это соответствует ходу кривых на рис. 4, очень мало меняются внутри семейства редких земель. Этого как раз и следовало ожидать из теории, поскольку внешние петли пятиквантовых орбит лежат вне области четырехквантовых электронных орбит, а следовательно, определяющие работу отрыва O -уровней эффективный атомный номер и эффективное квантовое число внутри семейства редких земель должны остаться почти постоянными.

Было бы очень интересно попытаться определить с возможно большей точностью поведение рентгеновских уровней между ксеноном и радоном; можно надеяться, что отсюда удастся многое узнать о более детальном ходе образования четырех- и пятиквантовых электронных групп.

§ 7. *Заключительные замечания.* Как известно, открытие простой связи между рентгеновскими спектрами элемента и атомным номером было главным результатом основополагающих исследований Мозли. Особенно поражало кажущееся полное отсутствие более тесной связи между этими спектрами и теми закономерностями других свойств элементов, которые проявляются в периодической системе. Однако благодаря повышению точности измерений — этим мы обязаны в особенности исследованиям Зигбана — и расширению области измерений, между некоторыми явлениями была обнаружена связь, которая, как мы видели, находится в хорошем соответствии с существенными чертами теории, использованными и при объяснении периодической системы.

Здесь нужно все-таки подчеркнуть, что для обсуждавшихся до сих пор закономерностей рентгеновских спектров не может быть речи о периодич-

ности в том смысле, в котором она проявлялась для оптических и химических свойств элементов. Но при более детальном рассмотрении нужно ожидать соответствующих закономерностей в рентгеновских спектрах, связанных как раз с теми чертами строения атома, которые играют роль для периодичности названных свойств. В обычных закономерностях в периодической системе проявляются процессы завершения заполнения, которые продолжают разворачиваться во внешних электронных группах атома. Они приводят к тому, что при увеличении атомного номера в нормальном состоянии атома электроны постоянно связываются на квантовые орбиты новых типов. Вопрос о том, каким образом эти соотношения скажутся в рентгеновских спектрах, приводит нас к таким чертам теории, которые до сих пор нами особенно не упоминались. Для понимания общих законов поглощения и испускания рентгеновских лучей как раз существенно, что внутренние группы в общем имеют законченный характер. Вследствие этого на орбиту такого типа не могут попасть ни внешний электрон при излучении, ни электрон внутренних групп при поглощении.

Именно это соображение, дающее прямое объяснение характерного различия между закономерностями поглощения в рентгеновской области, с одной стороны, и оптических спектров — с другой, одновременно указывает, что при поглощении рентгеновских спектров должны существовать особые соотношения, когда речь идет об элементах, у которых какая-нибудь группа находится на стадии постепенного образования¹. По-видимому, при поглощении излучения электрон из внутренней группы может попасть прямо в такую незаконченную группу. Это сказывается в появлении рентгеновских линий, возникающих как при излучении, так и при поглощении, которые не подчиняются обсуждавшейся классификации рентгеновских спектров. Классификация спектров, соответствующая диаграмме на рис. 2, строго говоря, относится только к элементам с законченными группами². Такие линии, по-видимому, появляются у элементов семейства железа как длинноволновые сателлиты линий, имеющих

¹ Ср.: N. B o h r. Zs. f. Phys., 1922, 9, 1. (Статья 19.)

² Кроме того, эта классификация относится только к спектрам, возбужденным с удалением из внутренних групп только одного электрона. Как недавно отметил Вентцель (Ann. d. Phys., 1921, 66, 437), некоторые линии, не нашедшие себе места в диаграмме на рис. 2 и выступающие как коротковолновые сателлиты линий, имеющих на диаграмме, можно приписать атомам, у которых с нормальных орбит во внутренних группах удалено более одного электрона. В противоположность обычным рентгеновским спектрам, которые можно назвать спектрами первого порядка, спектры, возбужденные с удалением p электронов из внутренних групп, целесообразно назвать спектрами p -го порядка. Но в соответствии с приведенными в тексте соображениями нужно подчеркнуть, что при явлениях поглощения рентгеновских лучей спектры высших порядков вряд ли играют какую-либо роль, поскольку

на диаграмме, в спектре испускания и как длинноволновые компоненты тонкой структуры линий. Далее, и в области редких земель было обнаружено несколько линий с длиной волны, большей, чем у линий на диаграмме; они, очевидно, имеют подобное же происхождение. Более детальное рассмотрение этих линий, особенно их поведения при поглощении, позволило получить важные сведения о том, каким путем заполняются четырехквантовые группы в области редких земель.

Последние соображения непосредственно ведут к выводу, что следует ожидать существования более тесной связи между рентгеноспектроскопическими данными и периодичностью оптических и химических свойств элементов. В характерном изменении этих свойств с атомным номером отражается, как уже отмечалось, незавершенный в общем характер наиболее слабо связанных в атоме электронных групп. Поэтому мы можем допустить, что в процессе поглощения электрон внутренней группы не только может быть полностью удален из атома или переведен на квантовую орбиту нового типа, на которой еще не было электронов, но и может прямо попасть во внешнюю электронную группу. Чтобы оценить энергию связи, соответствующую такому движению электрона, мы должны допустить, что соотношения, определяющие движение электронов во внешней области при их удалении из одной из внутренних групп, почти совпадают с теми, которым подчиняется движение внешних электронов в атоме последующего элемента.

Кроме общих закономерностей изменения энергии уровней с атомным номером, мы должны еще ожидать, что продолжение исследований должно открыть множество индивидуальных особенностей в рентгеноспектроскопических данных. Многие указания на такие явления уже имеются в существующем эмпирическом материале. Однако мы не будем здесь подробнее останавливаться на этих вопросах, особенно потому, что, как уже отмечалось в § 3, при определении значений уровней в табл. 2 и 3 мы пренебрегали их зависимостью от физического и химического состояния, в котором находится элемент; при обсуждении же последнего вопроса эти состояния имеют решающее значение.

Копенгаген, октябрь 1922.

Институт теоретической физики университета

в реальных условиях экспериментов число атомов, возбужденных удалением внутренних электронов, всегда пренебрежимо мало по сравнению с числом атомов, внутреннее строение которых находится в нормальном состоянии (ср.: D. Coster. Phil. Mag., 1922, 44, 546; S. Rosseland. Phil. Mag. 1923, 45, 65.).

О ПРИМЕНЕНИИ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ К СТРОЕНИЮ АТОМА

I. ОСНОВНЫЕ ПОСТУЛАТЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ*¹

ВВЕДЕНИЕ

Квантовая теория, которую можно назвать рациональным обобщением гипотезы Планка об обмене энергией между простым гармоническим осциллятором и полем излучения, ознаменовала решительный поворот в представлениях классической электродинамики, поскольку эта теория ввела прерывность в законы природы. Однако с точки зрения современной физики любое описание природы должно быть основано на использовании представлений, введенных и определенных классической теорией. В связи с этим встает вопрос о возможности представления принципов квантовой теории в такой форме, чтобы это использование классических представлений оказалось свободным от противоречий.

В настоящей статье этот вопрос будет исследован более детально. Мы покажем, как благодаря развитию теории квантов создается основа теории, которая позволила объяснить многочисленные явления, при рассмотрении которых классическая теория потерпела явную неудачу, и в то же время естественным образом включить приложения, для которых классическая теория сослужила хорошую службу. Однако при рассмотрении мы всегда должны иметь в виду решительный характер ломки наших обычных представлений, вызванной введением прерывности. Этим не следует пренебрегать при точной формулировке принципов квантовой теории,

* *Über die Anwendung der Quantentheorie auf den Atombau. I. Grundpostulate der Quantentheorie. Zs. f. Phys. 1923, 13, 117—165.*

¹ Данная статья является первой в серии статей, которые появятся под этим названием. Цель этих работ — систематическое толкование проблем строения атома. По своему характеру они тесно связаны с работой, опубликованной в 1918 г. в Трудах Копенгагенской академии («К квантовой теории линейчатых спектров», *Det Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Skrifter, 8. Raekke, IV, 1*), немецкий перевод которой появился в издательстве «Фивег»; в дальнейшем эта работа цитируется как I. По содержанию эти статьи тесно связаны с обобщенным изложением, появившимся в настоящем журнале (*Zs. f. Phys., 1922, 9, 1*) в виде перевода копенгагенского доклада (статья 19.— *Red.*), и вместе с двумя предыдущими докладами изданы в виде специального выпуска серии «Фивег» («*Drei Aufsätze über Spektren und Atombau*», Braunschweig, 1922).

в которой при современном состоянии науки необходимо постоянно иметь в виду область применимости теории. Для упрощения задачи в качестве отправного пункта примем формулировку, в ограниченной области пригодную для объяснения некоторых типичных применений, в которых классическая теория была особенно беспомощна. При этом мы начнем рассмотрение с замкнутой атомной системы, под которой мы понимаем систему электрически заряженных частиц; под влиянием взаимных сил взаимодействия частицы приходят в движение таким образом, что расстояние между ними в определенных пределах остается постоянным. Применение квантовой теории к такой системе в общих чертах будет характеризоваться двумя основными постулатами, которые мы обсудим по отдельности. При этом мы остановимся и на вопросе ограничения области применения этих постулатов и их возможной модификации для незамкнутой системы.

ГЛАВА I

СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ

§ 1. Первый основной постулат

Первый постулат квантовой теории для замкнутой атомной системы гласит, что среди кинематически мыслимых относительных движений частиц атома непременно имеются так называемые *стационарные состояния*, которые отличаются своеобразной *стабильностью*; это проявляется в том, что всякое продолжительное изменение движения замкнутой системы представляет собой полный переход этой системы из первоначального состояния в другое, отличное от него стационарное состояние.

Очевидно, что требование, содержащееся в этом постулате, противоречит классической теории. Согласно этой теории, система электрически заряженных частиц не только не будет совершать каких-либо особых движений, которые, в противоположность другим, свидетельствовали бы о стабильности указанного типа, но и вообще не будет обладать никаким стационарным движением, поскольку любое движение частиц относительно друг друга, которое можно было бы принять во внимание, сопровождалось бы испусканием электромагнитного излучения. Если же, несмотря на это, при описании движения в стационарных состояниях можно широко пользоваться понятиями классической теории, то прежде всего необходимо, чтобы в обычно рассматриваемых атомных системах изменение

движения частиц, сопровождающееся, согласно этой теории, излучением, в каждый момент времени было бы мало по сравнению с изменением движения за счет сил электромагнитного взаимодействия между частицами. Эти силы могут возникать как в результате взаимного притяжения или отталкивания частиц, так и за счет магнитных полей, возникающих при движении частиц. С целью установления связи с классическими представлениями выдвигается предположение, согласно которому движение в стационарном состоянии может быть достаточно точно описано с помощью законов обычной электродинамики, если при этом пренебречь реакцией излучения. Это предположение означает, что движение системы в стационарных состояниях в хорошем приближении может быть описано с помощью законов, наиболее наглядное выражение которых дается каноническими уравнениями

$$\frac{dp_k}{dt} = - \frac{\partial E}{\partial q_k}, \quad \frac{dq_k}{dt} = \frac{\partial E}{\partial p_k} \quad (k = 1, \dots, s), \quad (1)$$

где s — число степеней свободы, равное числу независимых переменных, необходимому для описания положения частиц относительно системы координат, в которой система в целом может рассматриваться покоящейся; далее здесь q_1, \dots, q_s — обобщенные координаты, определяющие положение частиц в этой системе координат; p_1, \dots, p_s — импульсы, сопряженные этим координатам; E — функция переменных p и q , представляющая полную энергию системы. Согласно классической теории полная энергия в достаточно хорошем приближении определяется взаимным расположением и скоростями частиц.

Из уравнений (1) непосредственно следует постоянство энергии при движении в стационарных состояниях. Однако несмотря на это, решение уравнений (1) в общем имеет весьма запутанный характер и не является достаточным для установления и описания стационарных состояний системы. При этом оказывается необходимым, чтобы движение заключало в себе некоторые определенные *свойства периодичности*¹. В тех случаях, когда с помощью уравнений движения (1) можно получить разумное определение стационарных состояний, общее решение этих уравнений носит так назы-

¹ В основу общего рассмотрения применения квантовой теории к атомным системам Планк (Verl. Ber., 1918, стр. 435) положил физические принципы, существенно отличающиеся от наших основных постулатов; в качестве необходимого условия для квантования принимается, что для систем с более чем одной степенью свободы, кроме интеграла энергии, существует по крайней мере $s-1$ других однозначных интегралов уравнений (1), которые в $2s$ -мерном фазовом пространстве могут служить для определения s -мерных областей, внутри которых во время движения остается изображающая точка. Как отметил Кнезер (Math. Ann., 1921, 84, 277), такое требование по существу тождественно наличию в общем решении уравнений движения свойств периодичности указанного типа.

ваемый однократно или многократно периодический характер. Мы должны быть готовы к тому, что в сложных случаях уравнения (1) также будут недостаточны в указанном приближении, связанном с пренебрежением реакцией излучения, для описания движения в стационарных состояниях (ср. стр. 497).

§ 2. Определение стационарных состояний однократно и многократно периодических систем

Рассмотрим в качестве такого рода системы такую, для которой любое движение, описываемое уравнениями (1), характеризуется тем, что, несмотря на случайный характер равномерного поступательного движения системы в целом, смещение каждой отдельной частицы в пространстве может быть разложено в ряд гармонических колебаний. Смещение частицы в заданном направлении может быть представлено как функция времени

$$\xi = \sum C_{\tau_1 \dots \tau_u} \cos 2\pi [(\tau_1 \omega_1 + \dots + \tau_u \omega_u)t + \gamma_{\tau_1 \dots \tau_u}], \quad (2)$$

где $\omega_1, \dots, \omega_u$ — так называемые частоты основных колебаний, число которых u мы назовем «кратностью периодичности». Суммирование должно производиться по всем целым значениям чисел τ_1, \dots, τ_u . Однозначность указанного решения обусловлена тем, что величины $\omega_1, \dots, \omega_u$ не связаны между собой соотношением вида

$$m_1 \omega_1 + \dots + m_u \omega_u = 0, \quad (3)$$

где m_1, \dots, m_u — последовательность целых чисел.

Стационарные состояния такой системы определяются совокупностью условий, которые могут рассматриваться как обобщение первоначальной гипотезы Планка об особых состояниях простого гармонического осциллятора. Эти правила квантования, число которых равно степени периодичности, могут быть записаны в следующей форме:

$$J_1 = n_1 h, \dots, J_u = n_u h, \quad (A)$$

где h — постоянная Планка, n_1, \dots, n_u — ряд целых чисел, так называемых квантовых чисел, а J_1, \dots, J_u — некоторые величины, определяющие движение системы и тесно связанные со свойствами ее периодичности. Эти величины проще всего определить как сопряженные моменты некоторого числа аналитических переменных, которые целесообразно обозначить как «униформированные» и которые могут характеризоваться следующим образом.

Входящие в уравнение (1) обобщенные координаты q_1, \dots, q_s и канонически сопряженные им импульсы p_1, \dots, p_s могут быть выражены с помощью следующей новой системы из s пар канонически сопряженных переменных:

$$\begin{aligned} w_1, w_2, \dots, w_u, & \quad \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{s-u}, \\ J_1, J_2, \dots, J_u, & \quad \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{s-u}; \end{aligned} \quad (4)$$

при этом первый ряд переменных соответствует координатам q в канонических уравнениях (1), а второй — импульсам p . Эти новые переменные должны удовлетворять следующим трем условиям.

I. Величины q и p являются периодическими относительно каждой из переменных w_1, \dots, w_u с периодом, равным 1, т. е. любая координата q_r может быть записана в виде бесконечного тригонометрического ряда от многих переменных

$$q_r = \sum C_{\tau_1 \dots \tau_u} \cos 2\pi (\tau_1 w_1 + \dots + \tau_u w_u + \gamma_{\tau_1 \dots \tau_u}), \quad (5)$$

где C и γ зависят только от J , α и β , а суммирование производится по всем комбинациям целых чисел τ_1, \dots, τ_u .

II. Энергия системы, рассматриваемая как функция новых переменных, зависит только от величин J_1, \dots, J_u . Согласно каноническим уравнениям, это условие влечет за собой то, что в процессе любого движения переменные J_1, \dots, J_u , α и β остаются постоянными, тогда как переменные w_1, \dots, w_u изменяются линейно во времени

$$w_r = \omega_r t + \delta_r \quad (r = 1, \dots, u), \quad (6)$$

где

$$\omega_r = \frac{\partial E}{\partial J_r} \quad (r = 1, \dots, u). \quad (7)$$

Тогда из соотношения (6) и условия I следует, что в заданном направлении любая координата q_r (и тем самым составляющие результирующих электрических моментов системы) может быть выражена в зависимости от времени с помощью соотношения, полученного из формулы (2).

III. Величины J_r , в определении которых остается неопределенной аддитивная постоянная, должны быть определены таким образом, чтобы интеграл, распространенный на механическое движение системы,

$$\int_{i_0}^i \sum p_r dq_r,$$

называемый обычно «действием» и не зависящий от выбора координат, для любого движения системы отличался бы от «униформированной»

величины действия,

$$\int_{t_0}^t \sum_1^u J_r dw_r = (t - t_0) \sum_1^u J_r \omega_r, \quad (8)$$

только множителем, периодически зависящим от времени.

Предположение об отсутствии линейного соотношения типа (3) между величинами ω_r не означает, однако, ограничения общности применительно к униформированным переменным. При наличии такой связи переменные J и w всегда можно было бы заменить путем соответствующего преобразования линейной комбинацией этих переменных с целочисленными коэффициентами, в результате чего число u пар переменных J_r и w_r уменьшится на единицу при одновременном увеличении на единицу числа пар сопряженных величин α и β , которые мы будем называть постоянными орбиты¹.

¹ Благодаря участию большого числа авторов, к которым относится и сам Планк, вывод условий для определения стационарных состояний непрерывно совершенствуется. Мы не будем останавливаться здесь на этом развитии, поскольку в I (см. прим. 1 на стр. 482) приведено подробное изложение этих вопросов и список литературы. Для последующего изложения напомним лишь об одном. Для чисто периодических систем ($u = 1$) условие (A) равносильно тому, что интеграл действия, взятый за один период, равен целому, кратному постоянной Планка. Для многократно периодических систем уравнения движения могут быть решены путем «разделения» переменных, т. е. для этих систем может быть найдена группа таких координат q_1, \dots, q_s , что во время движения каждый сопряженный импульс p_r зависит только от соответствующей координаты q_r . Если степень периодичности движения равна числу степеней свободы ($u = s$), то в соответствии с теорией, разработанной Вильсоном и Зоммерфельдом и особенно Эпштейном, стационарные состояния определяются соотношениями (A), тогда как каждая из величин J_r равна «выделенному» элементу действия $\int p_r dq_r$, где интеграл берется по полному периоду изменения соответствующих значений q . Если степень периодичности меньше числа степеней свободы, то систему часто называют «вырожденной». В этом случае входящие в условия (A) величины J уже не могут определяться непосредственно путем решения уравнений движения с помощью разделения переменных. Это ясно уже потому, что в некоторых таких случаях в различных системах координат возможно разделение переменных, которое влечет за собой различное значение указанных элементов действия. В пределах общего класса многократно периодических систем системы, допускающие разделение переменных, образуют семейство. Движение систем этого семейства может рассматриваться как переходная форма между частным случаем, когда движение разделяется на несколько чисто периодических во времени компонент, соответствующих различным «независимым степеням свободы», и общим случаем, когда с помощью формулы (2) движение может быть представлено в виде гармонических компонент. Как показано в тексте, все известные движения этого вида могут быть описаны несколькими униформированными переменными. По аналогии с небесной механикой такие переменные называют «угловыми» переменными. Применение в квантовой теории униформированных переменных аналитической теории, как известно, восходит к Шварцшильду. Обобщенное изложение теории дано в диссертации Бургерса (Het Atoommodel van Rutherford — Bohr. Haarlem,

§ 3. Определение стационарных состояний системы в присутствии внешнего консервативного поля

При попытке более детально осветить условия, определяющие стационарные состояния, возникает прежде всего вопрос: каким образом требование квантовой теории относительно стабильности стационарных состояний связано с представлениями классической теории о влиянии внешних сил на систему или о взаимодействии двух таких систем? Обсуждение этих вопросов начнем с исследования случая, когда внешние силы представляют собой консервативное поле, постоянное во времени. Если в этом случае решение уравнений движения [которые задаются уравнениями (1), если в выражение для энергии входит также потенциальная энергия системы по отношению к внешним силам] также имеет многократно периодический характер, то мы имеем дело с проблемой, которая по существу не отличается от проблемы определения стационарных состояний замкнутой системы. Поэтому примем, что в присутствии внешних сил система имеет ряд стационарных состояний, определяемых условиями (А).

Во многих физических приложениях, когда внешние силы малы по сравнению с силами, действующими между частицами, вопрос о влиянии внешних сил решается весьма наглядно. При этом изменение стационарных состояний связывается непосредственно с изменением движения системы, вызванным внешними силами, так называемыми «возмущениями». Эти возмущения описываются с помощью обычных методов аналитической механики, поскольку в каждый момент времени рассматривается так называемое «касательное» движение, т. е. движение, которое возникло бы, если бы в рассматриваемый момент времени и действие внешних сил неожиданно прекратилось. Поскольку мы принимаем, что невозмущенное движение носит многократно периодический характер, касательное движение может быть описано некоторым числом униформированных переменных указанного выше вида. Тогда изменение этих переменных во времени будет описываться с помощью следующих уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dJ_r}{dt} &= -\varepsilon \frac{\partial \Omega}{\partial w_r}, & \frac{dw_r}{dt} &= \omega_r + \varepsilon \frac{\partial \Omega}{\partial J_r} \quad (r = 1, \dots, u), \\ \frac{d\alpha_i}{dt} &= -\varepsilon \frac{\partial \Omega}{\partial \beta_i}, & \frac{d\beta_i}{dt} &= \varepsilon \frac{\partial \Omega}{\partial \alpha_i} \quad (i = 1, \dots, s - u), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\varepsilon \Omega$ — потенциал внешних сил, как функция упомянутых «касательных» униформированных переменных. Постоянный коэффициент ε пред-

1918). Этот автор впервые ввел условие, эквивалентное условию III, чем существенно уточнил теорию стационарных состояний многократно периодических систем (ср. примечание 2 на стр. 495).

ставляет собой малую величину, пропорциональную интенсивности внешних сил. В соответствии с условием I, действительным для унифицированных переменных, функция Ω может быть записана в виде:

$$\Omega = \Psi_0(J_1, \dots, J_u, \alpha_1, \dots, \alpha_{s-u}, \beta_1, \dots, \beta_{s-u}) + \sum_{\tau_1 \dots \tau_u} \Psi_{\tau_1 \dots \tau_u} \cos 2\pi (\tau_1 w_1 + \dots + \tau_u w_u + \gamma_{\tau_1 \dots \tau_u}), \quad (10)$$

где величины Ψ во втором члене правой части так же, как и Ψ_0 , зависят от переменных $J_1, \dots, J_u, \alpha_1, \dots, \alpha_{s-u}, \beta_1, \dots, \beta_{s-u}$. То же самое относится и к величинам γ . Суммирование должно производиться по всем комбинациям целых положительных и отрицательных значений, за исключением комбинации $\tau_1 = \tau_2 = \dots = \tau_u = 0$. Первый член, соответствующий этой комбинации, пропорционален среднему значению потенциала внешних сил, взятому по движению невозмущенной системы.

Характер возмущений, определяемых уравнениями (9), будет существенно различным в зависимости от того, являются ли величина Ψ_0 и энергия невозмущенного движения функциями только переменных J_1, \dots, J_u или также и переменных α и β , как это должно быть в общем случае, когда u меньше s . В первом случае возмущения всегда будут носить многократно периодический характер, а стационарные состояния возмущенной системы будут определяться тем же количеством условий, что и стационарные состояния невозмущенной системы. Чтобы аналитически задать явные условия для стационарных состояний возмущенной системы, надо ввести новые, унифицированные переменные для этой системы. Такая замена переменных означает, как известно, точечное преобразование. В этом случае соотношения будут особенно просты, поскольку вследствие того, что коэффициент ε принимается малым, новые унифицированные переменные, которые мы будем обозначать штрихом, по своему значению лишь незначительно отличаются от унифицированных переменных первоначальной системы. Пренебрегая высшими степенями, мы можем записать точечные преобразования в виде

$$\begin{aligned} J' &= J + \varepsilon \frac{\partial S}{\partial w}, & \alpha' &= \alpha + \varepsilon \frac{\partial S}{\partial \beta}, \\ w' &= w - \varepsilon \frac{\partial S}{\partial J}, & \beta' &= \beta - \varepsilon \frac{\partial S}{\partial \alpha}, \end{aligned} \quad (11)$$

где S — функция переменных J, w, α и β . Если положить

$$S = + \frac{1}{2\pi} \sum_{\tau_1 \dots \tau_u} \frac{\Psi_{\tau_1 \dots \tau_u}}{\tau_1 \omega_1 + \dots + \tau_u \omega_u} \sin 2\pi (\tau_1 w_1 + \dots + \tau_u w_u + \gamma_{\tau_1 \dots \tau_u}), \quad (12)$$

где суммирование производится по всем комбинациям целых чисел τ_1 , за исключением $\tau_1 = \dots = \tau_u = 0$, то легко найти новые переменные, удовлетворяющие условиям I, II и III, с помощью которых могут быть представлены униформированные переменные для новой системы. Общая энергия возбужденной системы, если снова пренебречь второй и более высокими степенями ε , задается следующим выражением:

$$E' = E(J'_1, \dots, J'_u) + \varepsilon \Psi_0(J'_1, \dots, J'_u), \quad (13)$$

где E — энергия невозмущенной системы. Стационарные состояния будут при этом определяться соотношениями (A), если только вместо переменных J_1, \dots, J_u мы введем величины J'_1, \dots, J'_u ,

$$J'_k = n_k h \quad (k = 1, \dots, u). \quad (14)$$

Из выражения (13) непосредственно следует, что изменение энергии стационарных состояний в присутствии внешних сил в первом приближении равно усредненному по движению невозмущенной системы значению потенциальной энергии относительно внешнего поля.

В случае, когда Ψ_0 кроме J' зависит также и от величин α и β , возмущения будут существенно иными, поскольку в этом случае появятся так называемые «секулярные» возмущения. Как видно из уравнений (9) и (10), значения α и β , кроме колебаний многократно периодического характера с периодами, равными периодам невозмущенного движения, и амплитудами, пропорциональными внешним силам, будут подвергаться также медленным изменениям, которые с течением времени приведут к заметным отличиям в движении системы. Если эти изменения носят однократно или многократно периодический характер, движение возмущенной системы также будет многократно периодическим, но с более высокой «кратностью» периодичности, чем невозмущенное движение. При этом за счет секулярных возмущений к частоте ω , соответствующей основной частоте колебаний невозмущенного движения, будут добавляться частоты, значения которых пропорциональны интенсивности внешних сил.

Простого точечного преобразования недостаточно для аналитической трактовки этой проблемы. Если мы снова произведем преобразование, определяемое соотношениями (11) и (12), то увидим, что из выражения для энергии исчезли величины ω , тогда как величины α и β остались. Для энергии возмущенной системы будет сохраняться та же форма

$$E' = E(J'_1, \dots, J'_u) + \varepsilon \Psi_0(J'_1, \dots, J'_u, \alpha'_1, \dots, \alpha'_{s-u}, \beta'_1, \dots, \beta'_{s-u}), \quad (15)$$

где величины α' и β' , вообще говоря, изменяются во времени. Пренебрегая величинами, пропорциональными ε^2 , такое изменение можно представить

уравнениями

$$\frac{dx'_k}{dt} = -\varepsilon \frac{\partial \Psi_0}{\partial \beta_k}; \quad \frac{d\beta'_k}{dt} = \varepsilon \frac{\partial \Psi_0}{\partial x_k} \quad (k = 1, \dots, s - u) \quad (16)$$

Эти уравнения, описывающие секулярные возмущения, имеют ту же каноническую форму, что и уравнения движения (1). Проблема, возникающая при определении стационарных состояний с помощью условий (A), сводится к проблеме, аналогичной определению стационарных состояний системы с $s - u$ степенями свободы. В случае, когда решение уравнений (16) имеет однократно периодический или многократно периодический характер со степенью периодичности $u' - u$, можно будет ввести группу униформированных переменных

$$\begin{array}{ll} w'_{u+1}, \dots, w'_{u'}, & \beta''_1, \dots, \beta''_{s-u'}, \\ J'_{u+1}, \dots, J'_{u'}, & \alpha''_1, \dots, \alpha''_{s-u'}, \end{array}$$

которые пригодны для описания заданных уравнениями (16) секулярных возмущений, так же, как переменные (4), пригодны для описания движения многократно периодической системы, представляемой каноническими уравнениями (1). Стационарные состояния будут теперь определяться с помощью u' условий типа (A), а именно: кроме u условий (14) также и $u' - u$ добавочными условиями

$$J'_l = n_l h \quad (l = u + 1, u + 2, \dots, u'). \quad (17)$$

Энергия стационарных состояний задается выражением

$$E' = E(J'_1, \dots, J'_u) + \varepsilon \Psi'_0(J'_1, \dots, J'_u, J'_{u+1}, \dots, J'_{u'}), \quad (18)$$

где второй член в правой части, как и в выражении (15), представляет собой среднее значение возмущающего потенциала, взятое по отношению к движению невозмущенной системы. Однако в этом случае потенциал подчиняется не только условиям (A) для стационарных состояний невозмущенной системы, но в предельном случае, когда внешние силы исчезают ($\varepsilon = 0$), также и условиям, задаваемым соотношениями (17). Поскольку эти условия по своей природе целиком зависят от свойств периодичности секулярных возмущений, то для различных силовых полей они будут определять совершенно разные свойства орбиты. Если принять, что в присутствии внешних полей движение в стационарных состояниях может быть описано с помощью обычной механики, а стабильность стационарных состояний является необходимым условием, получим, что движение невозмущенной системы определяется условиями, число которых не превышает степени периодичности.

Что касается точности, с которой могут определяться стационарные состояния возмущенной системы, то здесь нельзя ожидать, чтобы стационарные состояния атомной системы определялись с большей точностью, чем это может быть обеспечено при описании движения с помощью уравнений (1), приближенный характер которых обусловлен пренебрежением реакцией излучения, появляющейся в классической электромагнитной теории. Это обстоятельство важно прежде всего тогда, когда речь идет о рассмотрении движения системы на основе теории возмущений в течение времени, большого по сравнению с периодом невозмущенного движения. Проблему, связанную с этим вопросом¹, мы рассмотрим в гл. II.

§ 4. Стабильность стационарных состояний в присутствии внешних переменных силовых полей. Адиабатический принцип

Рассмотрим теперь атомную систему, которая подвергается действию меняющегося во времени внешнего силового поля. Наглядным примером этого является случай, когда атом встречается с электромагнитным излучением либо когда сталкиваются два атома. В таких случаях постулаты квантовой теории о существовании и стабильности стационарных состоя-

¹ Приведенная в этом параграфе теория возмущенных систем в основных чертах представлена в работе I (ч. II, § 2); однако изложение ограничивается там наиболее важным для применения к вопросам строения атома случаем, когда движение невозмущенной системы является чисто периодическим. Изложенная там трактовка тесно связана с физическими представлениями, которые в дальнейшем описываются как адиабатический принцип и принцип соответствия. Приведенным в настоящей статье аналитическим представлениям я обязан прежде всего ценной помощи; Крамерса (H. A. K r a m e r s. Zs. f. Phys., 1920, 3, 199); см. также диссертацию Бургера (ср. прим. на стр. 487), в которой приведено много наглядных примеров применения методов теории возмущений к проблемам квантовой теории. Кроме того, в ряде недавно появившихся статей Эпштейна рассмотрены проблемы возмущенной системы (Zs. f. Phys., 1922, 8, 211, 305; 9, 92). Во многих вопросах он придерживается точки зрения, отличающейся от представленной в работе I. Это отличие оказывается хорошо обоснованным в его методе расчета, который, однако, едва ли может иметь достаточно общее применение для подтверждения выводов автора. В этом вопросе можно было бы сослаться на только что появившуюся работу Борна и Паули (Zs. für Phys., 1922, 10, 137), в которой дано представление квантовой теории возмущенных систем с той же точки зрения, что и приведенное выше представление. Однако авторы более подробно рассмотрели вопрос о том, каким образом описание возмущенных систем может быть проведено в более высоком приближении. При этом рассматривается вопрос о сходимости рядов типа входящих в приведенные выше уравнения (12). При ответе на эти вопросы можно было бы учесть обстоятельства, указанные в конце текста.

ний приводят к следующим требованиям: *при переходе, когда атом подвергается кратковременному внешнему воздействию либо несколько атомных систем вступает во взаимодействие, каждая из упомянутых атомных систем как до, так и после этого процесса находится в стационарном состоянии*¹. Из этого требования следует, что реакция атомной системы на внешние воздействия даже в первом приближении не может быть описана с помощью законов классической электродинамики. Эту принципиальную непригодность электродинамических законов, как кажется на первый взгляд, можно было бы выявить, принимая во внимание тот факт, что наше описание многих физических явлений основывается по существу на применении этих законов для объяснения реакции атомных систем на внешние воздействия. Однако следует напомнить, что в этих явлениях, как, например, в кинетической теории тепла, речь идет о процессах, в которых состоянию взаимодействующих атомных систем — если вообще постулаты квантовой теории в их обычной форме применимы для них (ср. следующую главу) — соответствуют большие значения квантовых чисел; при этом движения в следующих друг за другом стационарных состояниях отличаются сравнительно немного и соответствуют обмену энергией в процессах перехода, при которых квантовые числа отличаются на много единиц.

Указанная применимость электродинамических (механических) законов может рассматриваться в этой граничной области только как маскировка принципиальных различий между законами, которые объясняют действительный механизм процессов, и континуальными законами классической теории. Задача, возникающая перед нами при разработке квантовой теории, заключается в том, чтобы установить количественные законы для описания реакции атомных систем. В упомянутой граничной области эти законы должны быть связаны со статистическими результатами классической теории и одновременно должны учитывать характерное требование стабильности в постулате квантовой теории, несвойственное классическим представлениям. Большое значение для установления законов *квантовой кинетики* может иметь то, что квантовые законы определения стационарных состояний и перехода из одного такого состояния в другое

¹ См.: N. B o h r. Phil. Mag., 1913, 26, 13 (статья 5); в немецком переводе эта работа появилась в сборнике «Abhandlungen über Atombau», Vieweg & Sohn, 1920 (далее цит. как II); ср. II, статья 1, стр. 19. Вопрос о недостаточности классической теории для описания взаимодействия атома с полем излучения более подробно рассматривается в гл. II и III этой статьи. Обзор экспериментальных результатов о столкновениях свободных электронов с атомами, сделанный Франком и его сотрудниками, представлен в двух статьях, в которых приводится также подробное сравнение экспериментальных данных с требованиями квантовой теории (Phys. Zs., 1919, 20, 132; 1921, 22, 388, 409, 441, 466). Ср. также: P. D. F o o t e, K. L. M o h l e r. On the origin of spectra. New York, 1922, где дан прекрасный обзор всех этих вопросов.

удовлетворяют характерным для классических законов требованиям относительности систем отсчета и обратимости процессов ¹.

О строгой применимости законов классической механики при описании реакции атомной системы на внешнее воздействие речь может идти только в том особом случае, когда процесс указанного рода протекает так медленно и регулярно, что возникающие под внешним воздействием или благодаря другим участвующим в процессе системам силовые поля, действию которых подвергаются частицы данной атомной системы, мало изменяются за время, соизмеримое с периодом колебания частиц. По аналогии с теорией теплоты в этом предельном случае воздействие, которому подвергается атомная система во время процесса, может рассматриваться как «адиабатическое изменение» состояния системы. Предположение о том, что в подобном случае реакция атома может быть описана с помощью обычных электродинамических законов в том же приближении, что и движение замкнутой атомной системы, представляет собой *адиабатический принцип Эренфеста*. При этом следует заметить, что применение принципа, естественно, ограничено требованием, чтобы движение системы, если оно описывается с помощью классических законов, в каждый момент времени в процессе преобразования обладало свойствами периодичности, необходимыми для определения стационарных состояний, и чтобы степень периодичности оставалась неизменной. Таким образом, адиабатический принцип может рассматриваться как естественное распространение классических законов электродинамики на замкнутые атомные системы ².

¹ Клейн и Росселанд (Zs. f. Phys., 1921, 4, 46) указали прежде всего на то, что обратимость свободного от излучения процесса перехода между стационарными состояниями имеет большое значение для термодинамического равновесия, и в связи с этим обратили внимание на существование так называемых соударений второго рода, которые играют важную роль в некоторых явлениях (ср.: F g a n k. Zs. f. Phys., 1921, 9, 259). Указанные выше вопросы рассмотрены недавно В. Паули в его исследовании модели молекулы водорода (Ann. d. Phys., 1922, 68, 177). Паули подчеркнул формальную применимость классических законов в граничной области больших квантовых чисел и сделал из этого вывод, что применение классических законов для малых квантовых чисел с формальной точки зрения также допустимо в известном приближении. Из этого следствия будет сделано много интересных выводов. Однако если оно означает механический принцип соответствия, то этот принцип представляет собой способ выражения, существенно отличающийся от изложенных здесь воззрений. Как будет показано в гл. II, при объяснении появления процессов излучения закон, названный принципом соответствия, должен рассматриваться как типичный закон квантовой теории, связанный непосредственно с постулатами квантовой теории, но не связанный с вопросами степени приближения и применимости классического закона излучения. Аналог принципа соответствия для процесса, не сопровождающегося излучением, в этом смысле допускает дальнейшее развитие квантовой кинетики, для законов которой мы пока еще не имеем приемлемой формулировки (ср. § 4).

² См. I, где даны ссылки на литературу по этим вопросам. Чтобы избежать путаницы с проблемами термодинамики и подчеркнуть существенные черты содержания,

Значение адиабатического принципа в квантовой теории чрезвычайно велико, так как он приводит к освещению и развитию формальных методов определения стационарных состояний. В самом деле, на основании этого принципа условия для стационарных состояний должны быть такими, чтобы они предписывали определенные свойства движения системы, не изменяющиеся при адиабатическом процессе, если в рассматриваемом приближении это движение описывается с помощью законов обычной электродинамики. Это требование представляет собой так называемую «адиабатическую инвариантность». По существу оно вытекает из условий (А), если величины J в левой части определяются указанным выше образом¹. В частности, согласно этой адиабатической инвариантности, условия (А) для обобщенной многократно периодической системы формально вытекают из частного случая системы с независимыми степенями свободы, движение которой для каждой из этих степеней свободы представляет собой чисто гармоническое колебание и стационарные состояния которой легко определяются первоначальными формулами Планка.

Кроме того, согласно квантовой теории, адиабатический принцип применим непосредственно при описании атомных систем, подвергающихся влиянию внешних сил. Таким образом, указанные выше результаты, касающиеся изменения энергии атома в присутствии слабого постоянного внешнего поля, могут определяться непосредственно с помощью адиабатического принципа до тех пор, пока степень периодичности не начнет изменяться в присутствии внешних сил². Если степень периодичности

принцип Эренфеста трактуется там как принцип механической трансформируемости стационарных состояний (см. I, ч. 1, прим. на стр. 9).

¹ Как подчеркнул Эренфест, адиабатическая инвариантность системы, где каждое движение является чисто периодическим, а стационарные состояния определяются из условия, что интеграл действия, взятый за один период, равен целому, кратному постоянной Планка (см. прим. на стр. 487), вытекает непосредственно из механической теоремы Больцмана (см., например, I, ч. 1, стр. 11—14). Для общего случая многократно периодической системы адиабатическая инвариантность условий (А) была выведена Бургерсом в приложении к обзору Эренфеста. Метод основан на том, что энергия, входящая в уравнения (1), и независимые переменные, используемые для описания движения, предполагаются зависящими от одного или нескольких параметров. Преобразование характеризуется медленным изменением этих параметров. Бургерс подчеркивает необходимость условия III, определяющего абсолютные значения величин J , и доказывает при этом недостаточность сделанной некоторыми авторами попытки принципиального определения этих абсолютных значений путем исследования границ классического механического фазового пространства системы.

² С помощью элементарных расчетов можно показать, что для системы, характеризующейся одним периодом, среднее во времени значение внутренней энергии (т. е. энергии на касательных орбитах) в первом приближении не изменится за время адиабатического нарастания возмущающих сил, если движение остается периодическим (см. I, ч. 1, § 2). В общем случае многократно периодического движения

возрастает, что, естественно, запрещается адиабатическим принципом, то на основе классической электродинамики не удастся установить новые дополнительные условия (17) для определения стационарных состояний. Однако описанный в § 3 способ можно трактовать как метод отбора стационарных состояний возмущенной системы, из возможных движений, которых можно было бы достичь в процессе адиабатического увеличения внешнего силового поля, если бы влияние внешних сил, несмотря на изменение степени периодичности, легко вычислялось с помощью классической электродинамики. Мы вернемся к этому вопросу в гл. II. Обобщая, можно сказать, что адиабатический принцип обеспечивает нам стабильность стационарных состояний в объеме, где вообще можно ожидать, что рассмотрение стабильности на основе законов обычной электродинамики допустимо. ■

Кроме того, адиабатический принцип помогает преодолеть основную трудность квантовой теории, касающуюся определения энергии в стационарных состояниях. В § 1, где энергия была введена формально, об изменении энергии в принципе не было речи, и мы не имели еще основания заранее ожидать, что разность энергий различных стационарных состояний, имеющая большое значение в физике, может быть легко вычислена с требуемым приближением с помощью классической функции энергии. Тем не менее из нашего основного постулата стабильности стационарных состояний следует, что прямой процесс перехода системы из одного стационарного состояния в другое не может быть даже приближенно описан с помощью классических законов. Однако с помощью соответствующего адиабатического преобразования можно, вообще говоря, косвенным путем найти формальное механическое описание перехода из некоторого задан-

соответствующая теорема доказывается аналогичным образом; легко также показать, что при адиабатическом нарастании возмущающего силового поля среднее во времени значение каждой величины, в определение которой не входит напряженность внешнего поля (и которая, как, например, величина J , остается постоянной при невозмущенном движении, а при возмущенном подвергается лишь небольшим колебаниям с одним или несколькими периодами), остается неизменным.

Если применить формулу бесконечно малого точечного преобразования, которая позволяет перейти от униформированных переменных первоначальной системы к переменным возмущенной системы, то указанное выше условие приводит к простому доказательству адиабатической инвариантности общих условий (A), появившемуся в результате дискуссии с Крамерсом. Из соотношений (13) и (14) непосредственно следует, что среднее значение осциллирующей величины J , равно значению соответствующей постоянной величины J' , возмущенной системы, которое, таким образом, при адиабатическом нарастании внешних силовых полей также равно постоянному значению J , первоначального движения. Поскольку любое адиабатическое преобразование системы может быть разложено на множество бесконечно малых преобразований, можно считать, что адиабатическая инвариантность следует из условий (A).

ного стационарного состояния многократно периодической системы в другое состояние при условии, что во время этого процесса область стационарных состояний не нарушается, и с помощью классической теории определить разность энергий обоих стационарных состояний¹.

До сих пор при определении стационарных состояний мы рассматривали только однократно или многократно периодические системы. Однако, как упоминалось уже в § 1, общее решение уравнений (1) часто представляет движение весьма сложного характера. В этом случае высказанные выше соображения не увязываются с существованием и стабильностью стационарных состояний, энергия которых определяется с той же точностью, как и в случае многократно периодической системы. Однако теперь, чтобы учесть рассматриваемые свойства элементов, мы вынуждены принять, что атомы этих элементов, во всяком случае в отсутствие внешних воздействий, обладают «резко выраженным» стационарным состоянием, несмотря на то, что для атомов с несколькими электронами общее решение уравнений движения даже в отсутствие внешних сил не дает простых периодических свойств указанного вида². Исходный пункт для рассмотрения стационарных состояний таких атомов можно получить на основании сравнения движения электронов с взаимодействием многих атомных систем и в особенности с соударением свободного электрона с атомом. Как указывалось, мы должны принять, что это взаимодействие в общем также не может быть описано с помощью классической электродинамики; поэтому следует ожидать нечто подобное и для движения электронов в атоме под влиянием сил взаимодействия между ними и в стационарных состояниях. Только в специальных случаях можно было бы ожидать, что в стационарном состоянии движение атомов со многими электронами может быть описано с помощью уравнений движения (1). Прежде всего это имеет место, когда взаимодействие различных электронов таково, что вследствие больших различий периодов электронов становится сравнимым с адиабатическим взаимодействием многих атомных систем. Второй случай, когда имеется по крайней мере формальная возможность применения правил квантования многократно периодической системы, мы встречаем при особом рода движениях, при которых различные электроны вступают друг с другом в такое взаимодействие,

¹ См. I, стр. 9 и 20.

² В одной из недавно появившихся работ А. Смекаля (Zs. f. Phys., 1922, 11, 294) высказано мнение, что движение в стационарных состояниях всегда будет описываться такими частными решениями механических уравнений (1), строгое решение которых, выражаемое через гармонические компоненты, дается формулой (2). Учитывая отмеченную в тексте непригодность механики для описания взаимодействия атомных систем, вряд ли можно считать это требование естественным, даже отвлекаясь от трудностей, которые, по-видимому, мешают его общей применимости к атомам со многими электронами.— *Прим. авт. при корректуре.*

что движение каждого из них вследствие совпадения периодов описывается уравнением типа (2). В промежуточных же случаях, когда не может быть общего совпадения периодов, не говоря уже о выполнении адиабатичности, мы должны быть готовы столкнуться с невозможностью описать движение частиц в стационарных состояниях с помощью законов классической динамики с большей степенью точности, чем если бы движение, согласно тем же законам, обнаруживало свойства простой периодичности. Эта общая несостоятельность классических законов приводит к тому, что даже в случае гармонического взаимодействия следует ожидать невозможности достаточно строгого определения энергии и оценки стабильности с помощью принципов обычной механики, если взаимодействие электронов не сводится к адиабатическому, либо когда влияние внешних сил, вычисленных по классическим законам, изменяет характер взаимодействия.

В следующих статьях при рассмотрении строения атомов отдельных элементов мы более подробно остановимся на этих вопросах и попробуем показать, что, несмотря на неопределенность, которую содержат изложенные выше соображения, оказывается все же возможным и для атомов с многими электронами характеризовать движение последних путем введения квантовых чисел. При определении этих квантовых чисел важную роль играют рассуждения, основанные на адиабатическом принципе и принципе соответствия, который будет рассмотрен в следующей главе. При этом требование наличия более резко выраженных устойчивых стационарных состояний можно назвать на жаргоне квантовой теории общим *принципом существования и постоянства квантовых чисел*.

§ 5. Статистический вес стационарных состояний

Прежде чем закончить общие рассуждения стационарных состояний, мы должны сказать еще несколько слов о статистическом применении квантовой теории. Основная проблема заключается здесь в определении «веса» различных состояний при вычислении вероятности статистического распределения атомов по всем возможным стационарным состояниям. Согласно принципу Больцмана, эти вычисления являются основными при исследованиях термодинамических вопросов. Решающий вклад в объяснение этих вопросов внес Эренфест, который представил статью, где путем исследований условий применимости вывел условие для статистического обоснования второго начала термодинамики. Применительно к нашему основному постулату существования дискретных стационарных состояний замкнутой атомной системы это условие непосредственно доказывает, что вес, который должен быть приписан каждому отдельному стационарному состоянию, определяемому квантовыми числами n_1, \dots, n_u , одина-

ков для двух систем, если совокупность стационарных состояний этих систем при непрерывном преобразовании может быть связана однозначным образом¹. Это положение может быть использовано для определения статистического веса стационарного состояния заданной атомной системы, когда известны веса состояний некоторой системы, которая может быть непрерывно преобразована в заданную. Путем аналогичных рассуждений приходим к выводу, что для многократно периодической системы веса, соответствующие различным стационарным состояниям невырожденной системы, должны иметь значения, равные h^r , если r

¹ См. I, ч. 1, стр. 11. Так как первоначальное исследование Эренфеста (Phys. Zs., 1914, 15, 660) не учитывало обсуждаемой здесь формы квантовой теории, основанной на постулате существования дискретных стационарных состояний, а опиралось на возможность непрерывного спектра состояний движения в фазовом пространстве, то было бы полезно привести вывод указанного выше условия инвариантности статистического веса, очень короткий и наглядный, если при этом опираться непосредственно на наш основной постулат. Рассмотрим большое число N одинаковых атомов, различные стационарные состояния которых мы обозначим просто индексом τ , а энергию и статистический вес определенного состояния — соответственно через E_τ и g_τ . Вероятность статистического распределения, при котором число атомов в τ -м состоянии равно N_τ , как известно, задается выражением:

$$W = N! \prod_{\tau} \frac{g_{\tau}^{N_{\tau}}}{N_{\tau}!}.$$

Разложение, для которого W при заданном значении общей энергии

$$E = \sum_{\tau} N_{\tau} E_{\tau}$$

максимально, определяется далее выражением

$$N_{\tau} = C g_{\tau} e^{-E_{\tau}/kT},$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, а константа C определяется из условия

$$\sum_{\tau} N_{\tau} = N.$$

С помощью соотношения Больцмана

$$S = k \cdot \ln W$$

находим выражение для энтропии S системы с учетом формулы Стирлинга:

$$S = k \sum_{\tau} N_{\tau} \ln g_{\tau} - k \sum_{\tau} N_{\tau} \ln N_{\tau} + kN \ln N.$$

Если теперь рассмотрим термодинамический процесс, при котором каждый атом будет подвержен одному и тому же преобразованию, т. е. все атомы подвергаются воздействию одних и тех же внешних сил, и примем, что вся система в целом произ-

означает число степеней свободы системы¹. Этот вывод опирается не только на экспериментальные данные по удельной теплоемкости при низких температурах, объяснение которых, как известно, основано на применении квантовой теории к простой механической системе со многими степенями свободы; он приводит также к тому, что статистическое применение квантовой теории к тепловому равновесию в области больших квантовых чисел, где движение в смежных стационарных состояниях различается сравнительно мало, асимптотически смыкается с применением классической статистической механики. Согласно классической теории, априорная вероятность того, что фазовая точка механической системы лежит внутри определенной области фазового пространства, равна объему этой области. Если теперь мы спросим, как велика область,

водит работу δA , которая приводит к выделению количества тепла δQ , то мы получим

$$\delta Q = \delta E + \delta A = \delta \sum_{\tau} N_{\tau} \Sigma_{\tau} - \sum_{\tau} N_{\tau} \delta E_{\tau} = \sum_{\tau} E_{\tau} \delta N_{\tau}.$$

При этом δE_{τ} представляет собой изменение энергии соответствующего стационарного состояния, вызванное преобразованием. Следует заметить, что справедливость выражения для δQ не связана с предположением, что поведение атома в процессе перехода описывается законами классической механики; наоборот, это уравнение должно рассматриваться как непосредственное следствие применимости понятия энергии к этому преобразованию.

Однако, с другой стороны, согласно второму началу термодинамики, мы имеем:

$$\delta Q = T \delta S = kT \sum_{\tau} \ln \frac{g_{\tau}}{N_{\tau}} \delta N_{\tau} + kT \sum_{\tau} \frac{N_{\tau}}{g_{\tau}} \delta g_{\tau},$$

что с помощью приведенного выше равенства может быть записано также в виде

$$\delta Q = \sum_{\tau} E_{\tau} \delta N_{\tau} + CkT \sum_{\tau} e^{-E_{\tau}/kT} \delta g_{\tau}.$$

Сравнивая это выражение для δQ с приведенным выше, получаем, что для любой температуры последний член должен обращаться в нуль; в соответствии с утверждением, приведенным в тексте, это возможно только при $\delta g_{\tau} = 0$.

¹ Определение статистического веса для вырожденной системы более подробно изложено в I (см. стр. 35—37, 107, 133). Здесь можно лишь напомнить о том, что на основе термодинамической стабильности статистический вес стационарных состояний вырожденной системы может быть определен путем рассмотрения множества невырожденных систем, содержащих вырожденную систему в качестве предельного случая. Каждому стационарному состоянию последней системы должен быть приписан вес, равный сумме весов тех состояний невырожденной системы, которые в предельном случае переходят в него. Требование, чтобы эта сумма для всех множеств невырожденных систем, содержащих в качестве предельного случая вырожденную систему, имела бы одно и то же значение, в некоторых случаях является подтверждением возможности исключения отдельных квантовых состояний, о которых речь пойдет ниже.

соответствующая движениям, характеризующимся значениями величин J , лежащими между J'_r и J''_r , то в соответствии с определением этих величин найдем, что эта область равна $\prod_r (J'_r - J''_r)$ ¹. Если, с другой стороны, мы рассмотрим область больших квантовых чисел и положим $J'_r = n'_r h$ и $J''_r = n''_r h$, то в этой области будет содержаться $\prod_r (n'_r - n''_r)$ квантовых состояний, причем каждому стационарному состоянию может быть поставлена в соответствие область фазового пространства объемом h^r .

До сих пор мы рассматривали веса стационарных состояний в первую очередь в их связи со статистическим применением квантовой теории. Однако, с другой стороны, эти веса, естественно, выражают свойства стационарных состояний, которые сами не обязательно связаны с вопросами статистического распределения. Это особенно мешает при переходе к проблемам строения атома. Тут мы снова подходим к тому, чтобы исключить определенные мыслимые квантовые состояния и, следовательно, приписать им нулевой вес. При этом речь идет не только о тех случаях, когда более детальное рассмотрение соответствующего движения приводит к тому, что это движение рассматривается как несоответствующее стационарному состоянию, но и о тех случаях, где с помощью термодинамически обоснованного закона инвариантности веса при непрерывном преобразовании можно прийти к тому, чтобы исключить все те квантовые состояния, которые путем преобразования могут быть переведены в одно из упоминавшихся сингулярных состояний². В следующих статьях мы остановимся на этих вопросах более детально.

Приведенные здесь рассуждения позволят, по-видимому, показать, в каком направлении следует искать формулировку законов квантовой кинетики, о которой шла речь в начале предыдущего параграфа. Существование и стабильность стационарных состояний могут быть формально истолкованы так, что среди кинематически возможных движений только эти состояния имеют отличную от нуля весовую функцию. Таким образом,

¹ Это следует просто из условия, что величины J_r, w_r получаются из величин p_r, q_r путем точечного преобразования и что, согласно известному положению механики, при одном из таких преобразований элемент объема фазового пространства сохраняет свою форму, так что имеем

$$\prod_r dp_r dq_r = \prod_r dJ_r dw_r,$$

откуда, с учетом определения униформированных переменных w_r , непосредственно следует приведенное выше выражение (ср.: I. M. Burgers. Dissertation, S. 254).

² См. I, ч. 1, стр. 37; ч. 2, стр. 107.

требование, чтобы законы, регулирующие частоту процессов перехода при взаимодействии атомных систем (вероятность, см. гл. III), в области больших квантовых чисел переходили в непрерывные законы классической механики при введении вместо указанной дискретной весовой функции выражения соответствующего фазовому пространству, по аналогии с рассмотрением в § 2 гл. II, может, по-видимому, послужить отправным пунктом исследования этих законов квантовой кинетики.

ГЛАВА II

ПРОЦЕССЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. Второй основной постулат

Второй постулат квантовой теории для замкнутой атомной системы содержит более детальную характеристику связей, имеющих место при обмене энергией между атомом и электромагнитным полем излучения. Согласно первому постулату, такой обмен возможен только в тех процессах, которые могут быть описаны как переходы между двумя стационарными состояниями. Второй постулат гласит, что испускание излучения, связанное с таким переходом, представляет собой излучение последовательности *чисто гармонических волн*, частота которых ν определяется так называемым *условием частот*:

$$h\nu = E' - E'', \quad (B)$$

где E' и E'' означают энергию атома в обоих стационарных состояниях. Ниже будет сформулировано требование, чтобы каждый процесс поглощения, при котором под действием электромагнитного излучения атом переходит из одного стационарного состояния в другое, был обусловлен облучением волнами, частота которых дается тем же соотношением (B).

Этот постулат приводит к усилению разрыва с классической электродинамикой, намеченного еще первым постулатом. Как уже упоминалось, каждое движение частиц некоторой атомной системы, согласно классической теории, является причиной возникновения электромагнитного излучения, свойства которого, во всяком случае в первом приближении, будут определяться зависимостью полного электрического момента системы от времени. Излучение замкнутых систем, движение которых без учета реакции излучения обладает свойствами периодичности, необходимыми

для определения стационарных состояний, и у которых поэтому смещение каждой частицы может рассматриваться, согласно выражению (2), как сумма некоторого числа гармонических колебаний, в каждый момент времени может быть представлено в первом приближении как суперпозиция нескольких систем волн; при этом частота ν каждой из систем равна одной из частот, появляющихся в движении, $\tau_1\omega_1 + \dots + \tau_u\omega_u$, а интенсивности определяются выражением

$$\Delta E = \frac{2}{3} (2\pi)^4 \frac{e^2}{c^3} \nu^4 \bar{A}^2 \Delta t, \quad (19)$$

где ΔE — энергия, излучаемая за время Δt , а \bar{A}^2 — среднее значение квадрата амплитуды колебаний гармонических компонент электрического момента, относящихся к соответствующим частотам. Ниже будет показано, что каждый обмен энергией между атомом и полем излучения в соответствии с классической теорией обусловлен присутствием систем волн в этом поле, частоты которых близки к частоте одной из гармонических компонент электрического момента атома. Результат этого обмена зависит не только от амплитуд этих систем волн и соответствующих им компонент колебания, но также и от разности фаз между ними, причем таким образом, что в зависимости от величины этой разности фаз атом будет получать или отдавать энергию.

В соответствии с постулатами квантовой теории мы не только отказываемся от каждой такой непосредственной связи между движением атома и процессом испускания или поглощения, но и вынуждены еще дальше отойти от обычного описания природы, принимая, что результат такого процесса зависит как от начального, так и от конечного состояния. Для процесса излучения эта связь отчетливее всего проявляется, пожалуй, в том, что на основе постулата одно и то же стационарное состояние атома может служить началом для совершенно различных процессов излучения, которые соответствуют переходу из этого состояния в другие стационарные состояния. Однако современная теория не позволяет связывать появление переходов с излучением или выбор между различными возможными процессами перехода непосредственно с каким-либо воздействием, которое мы до сих пор использовали при описании явлений. При этом мы естественно приходим к методу рассмотрения, который впервые был применен Эйнштейном в его выводе закона теплового излучения на основе постулата квантовой теории в данной здесь форме. Согласно этому способу рассмотрения, мы не интересуемся «причиной» появления переходов излучением, а просто принимаем, что эти процессы подчиняются *вероятностным законам*. Итак, вместе с Эйнштейном примем, что в стационарном состоянии атом имеет некоторую вероятность перехода в состояние с меньшей энергией, который совершается спонтанно, т. е. без видимого внешнего

повода, с испусканием излучения в течение заданного интервала времени. Эта вероятность, точно так же как и в процессах радиоактивности, пропорциональна величине интервала времени, а коэффициент пропорциональности, так называемый коэффициент вероятности¹, является характерным для рассматриваемых процессов перехода и зависит только от природы системы. В этой связи Эйнштейн подчеркнул формальную аналогию, которая характеризует эту гипотезу, несмотря на ее чуждый представлениям обычной электродинамики характер. В классической электродинамике не идет речь о вероятностных законах, а излучение, как было описано выше, считается обусловленным только самой системой, а не внешними причинами. В тесной связи с этой аналогией стоят введенные Эйнштейном предположения относительно действия внешнего излучения на атомную систему. Как уже указывалось выше, по классической теории облучение атома волнами с частотой, близкой одной из характеристических частот колебания системы, приводит в зависимости от разности фаз между волнами и колебаниями атома к увеличению или уменьшению энергии системы. По аналогии с этим Эйнштейн предположил, что результат облучения атомов волнами, частоты которых удовлетворяют соотношению (В), может быть описан следующим образом. Атомам, обладающим энергией E'' , приписывается вероятность перехода в состояние с большей энергией E' при поглощении количества энергии $h\nu$, тогда как атомы с энергией E' характеризуются вероятностью перехода в состояние с энергией E'' при испускании излучения с частотой ν . В обоих случаях коэффициент вероятности будет приниматься пропорциональным плотности энергии излучения для рассматриваемой частоты.

Несмотря на большое значение эйнштейновского способа рассмотрения, вследствие его несомненного успеха, во многих отношениях он может рассматриваться лишь как предварительное решение. Это видно уже из формулировки гипотезы, в которой непосредственно не включается в рассмотрение длительность процессов перехода, играющая, как мы увидим позднее, существенную роль в описании явлений. Приближенный характер этих предположений проявляется также в том, что для атомных систем, подвергающихся облучению столь большой интенсивности, что внешние электромагнитные силы уже не являются малыми по сравнению с силами, действующими между частицами в невозмущенной системе, описание стационарных состояний невозможно без учета поля излучения. Последнее обстоятельство снова приводит нас к вопросу о квантово-теоретическом рассмотрении незамкнутых систем. К этому вопросу мы вернемся несколько позже в настоящей главе.

¹ Теперь эти коэффициенты называют «коэффициентами Эйнштейна». — Прим. ред.

§ 2. Принцип соответствия

Несмотря на принципиальные расхождения постулатов квантовой теории с классической электродинамикой, оказалось все же возможным на основе соотношений (А) и (В) установить некоторым образом связь между процессом излучения и движением в атоме. При этом метод сопоставления дает объяснение тому, что законы классической теории пригодны для описания явлений в некоторой граничной области. Это достигается тем, что различным возможным процессам излучения ставятся в соответствие различные гармонические компоненты колебаний, выступающие в описании движения атома; иными словами, принимается, что возможность перехода между двумя стационарными состояниями многократно периодической системы, характеризующимися квантовыми числами соответственно n'_1, \dots, n'_u и n''_1, \dots, n''_u , сопровождающегося излучением, обусловлена теми гармоническими компонентами колебания в выражении (2) для электрического момента атома, для которых частота $\tau_1 \omega_1 + \dots + \tau_u \omega_u$ удовлетворяет соотношениям

$$\tau_1 = n'_1 - n''_1, \dots, \quad \tau_u = n'_u - n''_u. \quad (20)$$

Поэтому такие компоненты мы назовем «соответствующими» компонентами колебаний, а сущность приведенного выше рассуждения — «принципом соответствия» для многократно периодической системы¹.

При исследовании условия того, что в области больших квантовых чисел описание явлений на основе рассматриваемого постулата асимптотически соответствует результатам классической теории, применимость которой к статистической проблеме, по-видимому, правомерна, для объяснения появления процесса излучения пользуются, как известно, упомянутым выше законом. Рассмотрим многократно периодическую систему, стационарные состояния которой определяются условиями (А). Из соотношения (В) с учетом уравнений (7) мы получим для частоты излучения при переходе из одного стационарного состояния с квантовым числом n'_r в другое состояние с квантовым числом n''_r ($r = 1, \dots, u$) выражение

$$\nu = \frac{1}{h} [E' - E''] = \frac{1}{h} \int \sum \omega_r dJ_r. \quad (21)$$

¹ В работе I это название еще не используется, но содержание принципа формулируется там как формальная аналогия между квантовой и классической теориями. Однако такая формулировка могла быть источником ошибок, поскольку, как мы увидим в дальнейшем, принцип соответствия должен рассматриваться как чисто квантотеоретический закон, который никоим образом не может уменьшить контраст между этими постулатами и классической электродинамикой.

Если квантовые числа n'_r и n''_r велики по сравнению с их разностью $n'_r - n''_r$, вследствие чего движения в двух состояниях, характеризующихся этими квантовыми числами, отличаются друг от друга незначительно, то при интегрировании частоты в подынтегральном выражении можно считать постоянными. Учитывая это, а также условия (А), мы получаем асимптотическое соотношение

$$\nu \sim \sum_1^u (n'_r - n''_r) \omega_r.$$

Итак, мы видим, что частота излучения ν асимптотически совпадает с частотой $\tau_1 \omega_1 + \dots + \tau_u \omega_u$ гармонической компоненты колебаний, появляющейся согласно выражению (2), в движении системы, именно той частотой, для которой выполняются соотношения (20).

Что касается частоты появления различных возможных переходов, то на основании изложенного получаем, что в области больших квантовых чисел имеется связь между частотами компонент колебаний и частотами цуга волн, которые испускаются при переходе; исходя из этого предположим сначала, что интенсивность различных спектральных линий в этой граничной области приблизительно определяется амплитудой соответствующей компоненты колебания электрического момента системы; она определяется таким же образом, как и в случае классической электродинамики в соответствии с формулой (19). Отсюда можно прийти к выводу, что переход с излучением обусловлен наличием соответствующих колебаний в движении атома. Что касается допустимости рассмотрения полученной асимптотической связи как общего закона квантовой теории процессов излучения, то следует напомнить следующее. Как и в упомянутом выше принципе соответствия, в указанной граничной области больших квантовых чисел речь идет не о постепенном уменьшении различия между квантотеоретическим описанием явлений излучения и представлениями классической электродинамики, а только об асимптотическом соответствии статистическим результатам. Как мы увидим далее, применимость этого принципа к освещению вопросов квантовой теории связана в первую очередь именно с этим пунктом.

Если нас интересуют абсолютные значения коэффициентов вероятности, введенных Эйнштейном в теорию теплового излучения, которые являются мерой частоты переходов, связанных с излучением, то следует отметить следующее. Приведенные выше рассмотрения позволят нам в области больших квантовых чисел легко вычислить эти коэффициенты с помощью амплитуд соответствующих гармонических компонент движения. Отсюда видно, что только в этой граничной области амплитуды в начальном и конечном состояниях приблизительно равны. Вообще же

мы должны быть готовы к тому, что в двух различных состояниях как частоты этих компонент, так и рассматриваемые амплитуды могут быть совершенно различными. Однако возможность найти общее выражение для указанных коэффициентов с помощью механических символов, по-видимому, не может быть исключена. Подтверждением этого может служить замечание, что частота перехода между двумя любыми стационарными состояниями многократно периодической системы может быть выражена как простое среднее значение частот соответствующих колебаний в непрерывной последовательности состояний движения, надлежащим образом выбранной из общего решения уравнений (1). Снова рассмотрим переход между двумя стационарными состояниями, для которых квантовые числа в условиях (A) равны, например, n_r' и n_r'' . Рассмотрим далее состояния, в которых переменные действия J_1, \dots, J_u , служащие для определения стационарных состояний, даются выражением

$$J_r(\lambda) = h [n_r'' + \lambda(n_r' - n_r'')],$$

где параметр λ может принимать все значения между 0 и 1. Как видно непосредственно из соотношений (2) и (3), выражение для частоты ν излучения при переходе можно записать в следующем виде:

$$\nu = \int_0^1 \sum (n_r' - n_r'') \omega_r(\lambda) d\lambda.$$

Поэтому частота системы волн, излученных при переходе, может рассматриваться как среднее значение частот соответствующих колебаний в ряду «промежуточных состояний». Крамерс указал на эту простую зависимость в статье, содержащей обстоятельное исследование применения принципа соответствия к вопросу об интенсивности спектральных линий. В этой статье он рассмотрел также возможность получения общего выражения для вероятности перехода с помощью должным образом выбранного среднего по промежуточным состояниям значения величин, определяющих, согласно классической теории, энергию излучения, сопровождающего соответствующие колебания электрического момента атома¹.

¹ Н. А. К р а м е р с. Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Skrifter, 8. Raekke, III. Хотя этот важный вопрос еще не решен, следует заметить, что вытекающее из «спектроскопической стабильности» доказательство приведенного на стр. 110 статьи Крамерса выражения не может быть получено непосредственно (ср. стр. 510).

§ 3. Принцип соответствия и определение стационарных состояний

Хотя принцип соответствия и не дает нам прямых сведений о природе процессов излучения и о причине стабильности стационарных состояний, он освещает применение квантовой теории таким образом, что для этой теории можно предполагать наличие внутренних связей, аналогичных соотношениям классической теории. Прежде всего при обосновании стационарных состояний отчетливо выступает роль свойств периодичности движения. Затем предположение, что число квантовых условий (А) равно степени периодичности, превращается в требование, необходимое для получения однозначного соответствия между различными типами переходов и типами гармонических компонент движения. Введение добавочных условий также объясняется очень просто, если принять, что под действием внешних сил степень периодичности возрастает. А именно, мы можем считать эти условия непосредственным требованием соответствия между появляющимися при секулярных возмущениях новыми медленными гармоническими колебаниями и теми процессами перехода, в которых изменяются только новые квантовые числа, соответствующие добавочным условиям, а квантовые числа, соответствующие невозмущенному движению, остаются неизменными¹.

В этой связи небезынтересно отметить, что принцип соответствия позволяет пролить свет на некоторые кажущиеся парадоксы, с которыми мы встречаемся при определении стационарных состояний однократно и многократно периодических систем; при этом движение в течение интервалов времени, имеющих тот же порядок величины, что и основной период движения, характеризуется такими свойствами периодичности, которые, будучи рассмотрены сами по себе, привели бы к полному изменению определения стационарных состояний, чем те, к которым можно прийти в результате процесса, описанного в § 2 гл. I, если учитывать точные свойства периодичности системы. Для облегчения обсуждения назовем точные периоды системы «макропериодами», тогда как периоды, характеризующие свойства квазипериодичности, — «микрпериодами». Когда микрпериоды очень малы по сравнению с макропериодами, возникают кажущиеся парадоксы. Из соотношений (А) и (В) может показаться на первый взгляд, что мы натолкнулись на странное расхождение с выводами классической теории, поскольку распознать микрпериодические свойства движения в спектре было бы невозможно. Однако это не так, ибо если более детально рассмотреть вероятность различных квантовых скачков, то можно увидеть, что

¹ См. работу I, ч. 2, § 2, стр. 58. Особенно простое применение этой точки зрения показано на примере воздействия внешних электрических и магнитных полей на спектральные линии водорода. См.: N. B o h r. Zs. f. Phys., 1920, 2, 423 (статья 14).

скачки, при которых квантовые числа состояний, определяемых макропериодами, изменяются на много единиц, являются наиболее вероятными, поскольку эти скачки вызываются появлением некоторых обертонов или групп обертонов с очень большими амплитудами, обусловленных микропериодами. Благодаря этому микропериоды обнаруживаются в спектре аналогично тому, как в соответствии с классической теорией они появляются в излучении. Вообще же это применение принципа соответствия, на которое обратили внимание Эренфест и Брейт¹ в недавно появившейся работе, дает отчетливое представление о том, насколько тесная связь между излучением и движением существует в квантовой теории в противоположность принципиальному различию между характером этих постулатов и континуальным описанием процессов в классической теории. Специфическая трудность, на которую наталкиваются в случае, когда макропериоды чрезвычайно велики по сравнению с микропериодами, и на которую обратили внимание упомянутые авторы, заключается, по-видимому, в ограничении законности постулатов; более подробно она будет рассмотрена в следующем параграфе (см. стр. 513).

Как уже отмечалось в § 3 предыдущей главы, ясность, которую вносит принцип соответствия в определение стационарных состояний, послужит, вероятно, руководством в вопросе определения этих состояний в случае систем, для которых общее решение уравнений (1) по аналогии с многоэлектронными атомами не будет обладать свойствами простой периодичности. Этот принцип дает основание для ограничения вероятности переходов, связанных с излучением, в процессе формирования атома путем последовательного связывания электронов, а также во время перестройки атома путем изменения его электронной конфигурации, вызванного внешними воздействиями. В последующих статьях мы более подробно остановимся на этом вопросе и попытаемся показать, что этот принцип является исходным пунктом при решении проблемы стабильности нормальных состояний атома, являющейся основной для обсуждения свойств элементов.

¹ P. E r e n f e s t, G. B r e i t. Zs. f. Phys., 1922, 9, 207. В качестве примера авторы рассмотрели систему, состоящую из одной частицы, которая может свободно двигаться по круговой орбите, но подчиняющаяся при этом добавочному условию, что после нескольких оборотов с помощью какого-нибудь устройства направление вращения изменяется на обратное. Свободное вращение представляет здесь микропериодическое движение, тогда как регулярные изменения направления движения — макропериодические свойства. Авторы показали, каким образом свободное вращение приводит к появлению некоторых обертонов с большими периодами в определяемом регулярным изменением направления вращения периодическом движении. Эти обертоны вызывают преимущественно переходы, которые отвечают большим изменениям стационарных состояний, происходящим под действием указанного движения, и которые в отношении изменения энергии системы приближенно соответствуют переходам между стационарными состояниями свободно вращающейся частицы.

§ 4. Принцип соответствия и структура излучения

При установлении принципа соответствия существенное значение имеет гипотеза о наличии глубокой связи между наблюдаемым характером излучения, которое, согласно второму постулату, испускается при переходе между двумя стационарными состояниями, и излучением, которое, в соответствии с классической электродинамикой, испускалось бы атомной системой вследствие присутствия в электрическом моменте соответствующих компонент колебаний. Таким образом, следует ожидать, что структура излучения, наблюдаемого в различных направлениях, будет подобна структуре излучения, которое, согласно классической теории, испускалось бы электроном, совершающим гармоническое эллиптическое колебание. В тех случаях, когда соответствующее колебание для каждого движения системы является линейным или круговым, как это имеет место в случае невырожденной аксиально симметричной системы, следует ожидать, что испущенная система волн также будет обладать линейной или круговой поляризацией. Эти выводы были подтверждены всюду, где оказалось возможным сравнить их с опытом, как это было при исследовании влияния электрических и магнитных полей на спектральные линии. В связи с этим следует отметить, что, несмотря на тесную связь между излучением и движением, в вопросе поляризации также надо быть готовым к тому, что в некоторые моменты можно встретиться с очевидными отклонениями от классической теории. Подобно тому, как в соответствии с постулатами квантовой теории у атомных систем можно было ожидать резкие спектральные линии, из особых условий стабильности стационарных состояний и характера излучения в процессах перехода следует, что в некоторых случаях, где классическая теория этого не требовала бы, можно ожидать дискретного изменения поляризации. Характерным примером этого является замкнутая атомная система, помещенная в магнитное или электрическое поле. В то время как, согласно классической теории, каждая ориентация атома в целом по отношению к полю в первом приближении будет равноправна, в квантовой теории это будет совсем иначе; дело в том, что новые, дополнительные периоды движения, вызванные секулярными возмущениями, будут требовать особых условий для стационарных состояний, в результате чего некоторые ориентации будут предпочтительнее¹. Однако мы должны быть готовы к тому, что в противоположность клас-

¹ Прямое (не спектроскопическое) доказательство существования добавочных условий ориентации приведено Штерном и Герлахом (*Zs. f. Phys.*, 1922, 9, 349) в их весьма важном исследовании отклонения движущихся атомов серебра в неоднородном магнитном поле. Вопрос о быстром установлении ориентации атома, которое наблюдалось в этой работе, обсуждается Эйнштейном и Эренфестом в недавно появившейся статье [*Zs. f. Phys.*, 1922, 11, 31. (См. перевод: А. Эйнштейн. Собр. науч. трудов, т. III. М., 1966, стр. 442.— *Ред.*)]. В этой работе рассмотрены принципиальные

сической теории, кроме характерной поляризации различных компонент, на которые разлагаются отдельные линии, неполяризованный свет, представляющий собой сумму всех компонент, может обнаруживать характерное состояние поляризации по отношению к вектору поля даже при очень слабых полях. Установление различными исследователями¹ такого воздействия, так же как и тот факт, что вообще наблюдаются резкие спектральные линии², может, по-видимому, рассматриваться как подтверждение положений квантовой теории.

В этом параграфе мы рассмотрим еще некоторые вопросы, связанные непосредственно с формулировкой второго постулата, которых мы умышленно до сих пор не касались. Мы остановимся здесь частично на вопросах выбора системы координат, в которой должна быть определена частота ν системы волн, испускаемой в процессе излучения, и частично на проблеме строгости определения этой частоты. Что касается первого вопроса, то для замкнутой атомной системы требование соответствия приводит непосредственно к предположению, что для измерения частоты, определяемой соотношением (В), система координат должна быть выбрана так, чтобы атомная система в целом представлялась в ней как покоящаяся³, по ана-

трудности, не позволяющие дать объяснение процесса установления. В связи с этим можно обратить внимание на то, что влияние поля на гармонические компоненты, через которые может быть выражено движение в атоме, заключается не только в появлении новых колебаний, частоты которых пропорциональны внешним силам, но несет с собой также и видоизменение гармонических компонент движения в невозмущенном атоме. Поэтому скорость установления атома в поле вряд ли могла быть оценена на основе времени жизни стационарных состояний рассматриваемого атома, в движении которого, как показано в упомянутой статье, присутствовали бы только первые компоненты. Напротив, для скорости установления определяющим должно служить время жизни стационарного состояния возбужденного невозмущенного атома. То, что в упомянутых исследованиях, касающихся невозмущенного движения, мы имели дело не с возбужденными атомами, а только с атомами в нормальном состоянии, в принципе не противоречит такой точке зрения; наоборот, в этом особенно отчетливо проявляется формальная природа квантовой теории в ее сегодняшней форме (см. гл. III).

¹ Ср.: W. V o i g t. В кн.: Handbuch der Elektrizität, IV, S. 624 (статья по магнето-оптике). См. также: H. R a u s c h v o n T r a u b e n b e r g, Naturwiss. 1922, 10, 791 — в этой статье установлено соответствующее действие магнитного поля в наиболее простом случае спектра водорода.

² Предположение, что поляризация спектральной линии неполяризованного света под влиянием слабых внешних полей может изменяться лишь несущественно, было рассмотрено в I, ч. 5, стр. 121, как необходимое требование спектроскопической стабильности. Поскольку, согласно основным положениям квантовой теории, это требование не может считаться обоснованным, отпадает основной аргумент против возможности выразить вероятность перехода между двумя стационарными состояниями в общем виде с помощью механических символов.

³ Это приводит к требованию, что до и после процесса излучения стационарные состояния должны описываться в одной и той же системе координат. Если предположить,

логии с системой координат для определения стационарных состояний с помощью условий (А). Естественно было бы предположить, что испущенная система волн в другой системе координат при наблюдении в различных направлениях будет проявлять доплеровский эффект такого рода, какой известен из теории относительности и обнаруживается в опытах с каналовыми лучами. Однако для незамкнутых систем мы встречаемся здесь с некоторыми трудностями, поскольку точно определенная система координат сама по себе не очевидна. Характерным примером этого является рассматриваемое в следующем параграфе соударение между атомной системой и свободным электроном, сопровождаемое излучением, причем электрон остается свободным.

Вторая из названных выше проблем касается точности определения частоты излучаемых волн. Конечная продолжительность процесса излучения чисто кинематически определяет верхнюю границу этой точности. Согласно требованию соответствия, можно предположить, по крайней мере для замкнутых систем, что верхняя граница продолжительности по порядку величины определяется временем, в течение которого, согласно классической теории, колеблющийся электрон излучил бы соответствующее количество энергии; при этом частота колебания электрона равна частоте излучения, а амплитуда — того же порядка, что и амплитуда соответствующего колебания¹. Отсюда видно, что предел точности определения

что процесс излучения связан с поворотом направления импульса, то в выборе системы координат может появиться неопределенность. Этот вопрос весьма интересным образом обсуждался Шредингером (*Phys. Zs.*, 1922, 23, 301) в связи с гипотезой Эйнштейна о том, что испускаемое излучение является полностью направленным (см. гл. III). Но хотя это предположение и чуждо представленным в настоящей статье применениям квантовой теории, напомним, что уже вследствие малой величины отношения массы отрицательно заряженных частиц в атоме к массе положительно заряженного ядра возможное изменение направления импульса не может произвести сколь-нибудь заметного воздействия на спектры замкнутой системы.

¹ См. I, ч. 2, стр. 94 (прим.). Как известно, предел точности определения спектральных линий приближенно соответствует верхнему пределу времени излучения, который может быть получен из наблюдения затухания источника каналовых лучей (см.: *W. Wien. Ann. d. Phys.*, 1919, 60, 597; 1921, 66, 229). Эта проблема кратко обсуждалась А. Зоммерфельдом и В. Гейзенбергом (*Zs. f. Phys.*, 1922, 10, 393), которые в основу своего исследования положили точку зрения, изложенную в тексте. Авторы пытались получить точную теоретическую оценку для ширины спектральных линий. Хотя эта попытка интересна и содержит многообещающие идеи, при теперешнем состоянии теории вряд ли можно решить, каким образом точный количественный метод оценки может быть получен из принципа соответствия. Аналогичное можно сказать об интересном исследовании Г. Ми (*Ann. d. Phys.*, 1921, 66, 237) в связи с попыткой Вина. Согласно этому исследованию, интенсивность волн во время процесса излучения должна сначала постепенно возрастать, а после достижения максимума, в конце процесса, снова постепенно уменьшаться. При современном состоянии теории это исследование, по-видимому, не может найти прямого обоснования с точки зрения принципа соответствия. Однако интересно отметить условие, которое

частоты волн соответствует как раз тому приближению, в котором из соотношения (В) можно вычислить частоту испускаемого в процессе перехода излучения, если предположить, что описание движения в стационарных состояниях и определение энергии с помощью условий (А) содержит в себе пренебрежение реакцией излучения. Как неоднократно подчеркивалось в предыдущей главе, приближенный характер такого описания определяется тем, что при использовании уравнений движения (1) с самого начала пренебрегается реакцией излучения. Здесь речь идет не только о том, что мы не знакомы с изменениями, которые должны быть внесены в законы электродинамики, чтобы объяснить отсутствие излучения в стационарных состояниях. Имеется в виду также и то, что кинематическая задача является неопределенной даже в отношении оценки свойств периодичности в том смысле, что мы должны учитывать нарушения равномерного движения, соответствующие процессам излучения, принимая, что спонтанные переходы в состояния с меньшей энергией или вынужденные переходы обусловлены облучением.

Этот недостаток строгости описания движения электронов в атоме влечет за собой неточность в определении стационарных состояний, учет которой в некоторых случаях имеет весьма существенное значение. Рассмотрим пример, обсуждавшийся в конце предыдущего параграфа. Мы встречаемся с новыми условиями, когда макропериоды будут настолько велики, что их продолжительность будет одного порядка с интервалом времени, в течение которого квантовые скачки, обусловленные только микропериодическими свойствами движения, будут вероятны. В этом случае уравнения движения (1) не являются строго применимыми к описанию возможных макропериодических свойств, и мы приходим к выводу, что в пределе влияние таких свойств на определение стационарных состояний исчезает, так что наблюдаемые свойства системы зависят теперь только от так называемых микропериодических свойств. Такое рассмотрение естественным образом позволяет обойти отмеченная Эренфестом и Брейтом (см. стр. 210 цит. работы) трудность, которая относится к однозначному определению тепловых свойств таких систем. Эта трудность состоит в том, что величины, имеющие решающее значение для

.....

Мы положили в основу своего рассмотрения, а именно: что для случая исследования спектральной линии H_{α} частота испускаемого излучения равна числу оборотов электрона, которое следует из решения уравнений движения; согласно этому решению, состояние системы может рассматриваться как промежуточное между двумя состояниями, представляющими начальную и конечную точки процесса. Интересно отметить, что это обстоятельство является частным случаем общего правила для многократно периодических систем, согласно которому частота испускаемого излучения может рассматриваться как частота соответствующего колебания, усредненная по непрерывной последовательности «промежуточных состояний» (см. выше, стр. 507).

статистического распределения, т. е. значения энергии и статистические веса стационарных состояний, при формальном учете строгого решения уравнений движения (1) зависят исключительно от макроскопических свойств движения и, следовательно, при подходе к границе, где строгими являются только микроскопические свойства, мы приходим к прерывности. Из приведенного рассмотрения следует, что вблизи границы надо ожидать того, что макропериод становится бесконечно большим и влияние его на рассматриваемые свойства постепенно исчезает. В связи с этим надо отметить, что вследствие влияния теплового излучения на частоту появления вынужденных квантовых скачков, для выяснения вопроса о том, какие свойства (микро- или макропериодические) являются решающими в данном случае, надо учитывать влияние меняющейся температуры.

§ 5. Излучение незамкнутых систем

До сих пор при исследовании процессов излучения мы обращали внимание только на такие процессы, в которых участвуют замкнутые системы, стационарные состояния которых могут быть определены с помощью условий (А). При исследовании незамкнутых систем, где будет рассматриваться главным образом взаимодействие двух или многих атомных систем, мы получим существенно другие соотношения, которые, однако, в определенном объеме могут исследоваться на основе приведенных выше постулатов. Как уже упоминалось в предыдущей главе, первый постулат требует, чтобы два атома, вступающие во взаимодействие как до, так и после процесса, находились в стационарном состоянии. При этом важно упомянуть о том, что стационарные состояния определяются только относительным движением частиц в каждом атоме, в связи с чем указанное требование ничего не говорит об относительном движении обеих атомных систем после взаимодействия, если они находятся на большом расстоянии друг от друга. Можно ожидать, что это движение, не говоря уже о движении системы в целом, будет определяться условиями типа (А) только в тех случаях, когда взаимодействие приводит к объединению систем. Простейшим примером такого процесса является «столкновение» свободного электрона с положительным ионом, которое при известных условиях может привести к связыванию электрона атомом, сопровождаемому испусканием излучения. Исходя из второго постулата мы получаем возможность более широкого применения принципа соответствия для такого процесса, поскольку изменение электрического момента объединенной системы во времени, если движение описывается приближенно уравнениями (1), содержит гармонические компоненты всех возможных частот, т. е. электрический момент может быть представлен в виде интеграла Фурье вместо

тригонометрического ряда (2). Это соответствует условию, что на основе неопределенности относительного движения обоих атомов до и после процесса можно представить себе процессы излучения, где частота излучения, вычисленная из соотношения (B), может принимать все возможные значения, непрерывно распределенные в некотором интервале. Тем самым на основе квантовой теории по аналогии с представлениями классической теории мы получаем возможность формального представления так называемых непрерывных спектров в виде линейчатых спектров замкнутых атомных систем многократно периодического характера¹. Однако здесь также отчетливо проявляется различие между представлениями обеих теорий, поскольку, как известно, в настоящее время квантовая теория дает объяснение появлению резкой границы частотной области со стороны коротких волн, например, в рентгеновской области, если антикатод бомбардируется электронами с заданной скоростью. Как известно, эти граничные частоты могут быть получены непосредственно из соотношений (B), если для $E' - E''$ подставить кинетическую энергию электрона. Едва ли надо напоминать о том, что это явление представляет собой «обратный» фотоэлектрический эффект, описанный Эйнштейном в его известной теории. Именно благодаря определению этой границы, где после взаимодействия относительная скорость электрона и атома обращается в нуль, использование соотношения (B) применительно к процессу излучения, по-видимому, правомерно. При этом мы должны иметь дело с явлением, которое может стать «обратным» благодаря поглощению монохроматического излучения. Вопрос о строгой применимости второго постулата при взаимодействии электрона с атомарным ионом, не приводящем к объединению их, является причиной появления различного рода трудностей. При попытке применить условие (B) прежде всего встает рассмотренный в предыдущем параграфе вопрос о выборе системы координат, в которой должна измеряться частота дуга волн. Так как электрон вследствие незначительности своей массы приобретает при столкновении гораздо большее ускорение из классической теории следует, что система координат должна определяться в первую очередь движением электрона до и после столкновения. Это особенно ясно при рассмотрении предельного случая, когда скорость электрона во время столкновения изменяется по величине и направлению совсем незначительно. Это позволяет объяснить известную асимметрию распределения непрерывного рентгеновского излучения антикатада с учетом направления падающих электронов, для которой, как

¹ См. I, ч. 2, стр. 137. В исследовании, которое будет скоро опубликовано, Крамерс показал, что в количественном отношении такую точку зрения можно использовать, чтобы с помощью квантовой теории объяснить характерную эмпирическую зависимость поглощения однородных рентгеновских лучей от длины волны и атомного номера поглощающего элемента.

известно, классическая теория дает ответ в общих чертах. С точки зрения квантовой теории, наличие асимметрии является подтверждением того, что могут существовать процессы излучения, при которых электроны после столкновения с атомом лишь частично теряют свою скорость относительно атома¹. Парадокс, заключающийся в том, что такая асимметрия не имеет места для частоты указанной выше резкой границы области излучения, определяемой с помощью квантовой теории, находит на основе наших рассуждений естественное объяснение. В самом деле, на этой границе имеют место элементарные процессы, когда после соударения электроны оказываются связанными и в среднем не обладают никакой скоростью относительно атомов антикатода.

Однако в связи с вопросом о системе отсчета возникает вопрос о строгой применимости второго постулата к рассматриваемым процессам излучения. Как уже упоминалось, даже в тех случаях, когда оказывается возможным установить соответствие между процессами излучения и свойствами движения, которое качественно дает формальную аналогию с соотношениями для многократно периодических систем, существо дела остается все же неясным, и оценка будет основываться главным образом на предположениях о природе процессов излучения. Если при этом проследить указанную аналогию до тех пор, пока это возможно, то все равно применимость постулата будет вызывать сомнения, если рассматриваются такие соударения, где реакция излучения, определенная по классической теории, вследствие большого ускорения электрона имела бы существенное значение для описания движения.

Хотя мы и имеем здесь дело с вопросами, которые остаются открытыми, основные положения, принятые в приведенном в § 4 рассмотрении резкости спектральных линий, могут, по-видимому, дать некоторые указания относительно ограничения и применимости постулатов квантовой теории, а также о виде связей, которые должны быть найдены среди характерных применений этих постулатов к вопросам объяснения свойств атома и типичных примеров проблемы излучения; в применении к последним проблемам, как, например, к излучению электромагнитных волн в радиосвязи, классическая теория несомненно справедлива. Здесь мы имеем дело с системами, свойства которых определяются большим числом атомных систем, а связь между энергией и периодом, если вообще можно говорить о стационарных состояниях, определяемых условиями (A),

¹ С. Росселанд любезно обратил мое внимание на то, что весьма вероятно, что рассматриваемые процессы могут играть существенную роль также и при радиоактивных превращениях; в частности, они могли бы явиться причиной возникновения так называемых непрерывных β -спектров, поскольку испускаемые ядром электроны приобретают большие ускорения в силовых полях, окружающих ядро, и вследствие этого в процессе излучения могут потерять любую часть своей энергии.

соответствует очень большим квантовым числам. Это обстоятельство имеет большое значение для рассматриваемой проблемы. Однако вряд ли было бы правильно уделить основное внимание этой стороне проблемы и рассматривать, например, применимость классической теории в таком случае, как прямой пример принципа соответствия. Здесь речь идет о применении классической теории в тех случаях, когда мы находимся далеко от области применимости предположений, принятых при установлении этого принципа, при обсуждении которых мы подчеркнули именно то, что в граничной области больших квантовых чисел также сохраняется основное различие между представлениями классической теории и представлениями, базирующимися на применении постулатов квантовой теории.

В рассматриваемой здесь проблеме вряд ли можно говорить об асимптотическом соответствии статистических результатов квантовой и классической теорий; скорее, наоборот, речь может идти о полном невыполнении постулатов квантовой теории. Это обстоятельство связано с тем, что мы имеем дело с системами, где излучение, вычисленное по классической теории, настолько велико, что энергия, излученная в течение всего лишь одного периода, соответствовала бы большому числу элементарных процессов излучения того вида, с которым мы имели дело при применении квантовой теории к проблемам атома. Отсюда непосредственно следует, что в рассматриваемом случае, как уже указывалось, постулаты квантовой теории, установленные с учетом применений к данной проблеме, теряют смысл и что, в частности, применение представлений классической теории при реализации этого постулата необосновано.

ГЛАВА III

О ФОРМАЛЬНОЙ ПРИРОДЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

В предыдущих главах были рассмотрены принципы, лежащие в основе применений квантовой теории к вопросам строения атома, с тем, чтобы эти принципы можно было бы использовать как основные в дальнейших исследованиях. Однако, как указывалось еще во введении, возникает вопрос о возможности создания единой картины процессов, включающей эти принципы. Здесь имеются в виду принципиальные трудности, возникающие при попытке указать появление прерывностей в атомных процессах при применении понятий классической электродинамики. Для преодоления этих трудностей, с учетом различных сторон проблемы, были выбраны различные пути, на которых мы кратко остановимся в дальнейшем.

§ 1. Гипотеза световых квантов

Один из путей решения задачи основан на требовании, чтобы общие законы, как, например, законы сохранения импульса и энергии, выполнялись и при единичных процессах. Это требование отчетливее всего выражено в так называемой «гипотезе световых квантов» Эйнштейна. Чтобы в процессах эмиссии и поглощения излучения выполнялся, например, закон сохранения энергии, принимается, что даже в пустом пространстве процессы излучения в принципе не могут быть описаны с помощью классических представлений. Согласно гипотезе световых квантов, распространение излучения происходит не путем обычного волнового движения, а так, что энергия излучения во время его распространения постоянно сконцентрирована на небольшом участке пространства и в процессах поглощения оно выступает как целое. Содержащееся в этих световых квантах количество энергии должно быть постоянным и равным $h\nu$.

Хотя эта точка зрения имеет большое значение для понимания некоторых классов явлений, например, фотоэлектрического эффекта, с позиций квантовой теории обсуждаемая гипотеза не может все же рассматриваться как удовлетворительное решение. Как известно, именно эта гипотеза приводит к непреодолимым трудностям при объяснении явлений интерференции, представляющих собой основное средство при исследовании свойств излучения¹. Во всяком случае можно утверждать, что лежащее в основе гипотезы световых квантов положение принципиально исключает возможность осмысления понятия частоты ν , играющей главную роль в этой теории. Поэтому гипотеза световых квантов непригодна для того, чтобы дать общую картину процессов, которая могла бы включать всю совокупность явлений, рассматриваемых при применениях квантовой теории. Напротив, способ объяснения, при котором гипотеза передает лишь некоторые стороны явлений, пригоден для обоснования воззрения, рассматриваемого с различных сторон; в противоположность принятому в классической физике описанию явлений природы, где всегда имеют дело только со статистическими результатами большого числа единичных процессов, полное пространственно-временное описание процессов в атомах не может быть произведено с помощью понятий, заимствованных из классической электродинамики. Следует отметить, что до настоящего времени эти понятия являлись единственным средством для определения принципов, лежащих в основе применений квантовой теории.

В этой связи можно было бы указать на ряд весьма остроумных попыток, в том числе на недавние исследования Уиттекера², направленные

¹ См.: H. A. Lorentz. Phys. Zs., 1910, 11, 349.

² E. T. Whittaker. Proceed. Roy. Soc. of Edinburgh, 1922, 42, p. II, 129.

на разработку механизма, воспроизводящего характерные черты квантовой теории. Эти попытки, пожалуй, могут указать, в каком направлении в будущем надо искать полное обобщенное описание процессов, однако следует подчеркнуть, что при современном состоянии теории они едва ли могут быть пригодны для освещения фактических применений квантовой теории.

§ 2. Принцип связи

Другой способ рассмотрения состоит в том, что для законов квантовой теории, определяющих стационарные состояния атомных систем, и законов, регулирующих процессы излучения, чисто формально пытаются найти единое выражение. Это достигается тем, что прежде всего отказываются от рассмотрения излучения в свободном пространстве и рассматривают поле излучения в замкнутом пустом пространстве с отражающими стенками. Согласно классической электродинамике, такое поле имеет формальную аналогию с движением многократно периодической системы, состоящей из материальных частиц, тогда как поле излучения, как известно, может быть представлено состоящим из чисто гармонических собственных колебаний, независимых друг от друга. Поэтому в данном случае можно, по крайней мере формально, применить теорию определения стационарных состояний многократно периодических систем. Очевидно, что энергия, приходящаяся при этом на каждое собственное колебание, равна целому, кратному $h\nu$, где ν — частота соответствующего собственного колебания. Как известно, эта идея положена в основу попыток Эренфеста¹ и Дебая² вывести закон теплового излучения Планка без применения специальной гипотезы относительно процессов испускания и поглощения. Значение этой точки зрения для нашей цели заключается в том, что условие частот (B) формально можно трактовать так же, как и правила квантования (A)³. Поскольку как атомная система, так и пустое пространство после обмена энергией снова находятся в стационарных состояниях, можно принять, что этот обмен энергией подчиняется тем же законам, что и обмен энергией при взаимодействии со второй атомной системой, не сопровождающемся излучением, которое мы рассмотрели в § 4 гл. 1. При этом в соответствии с обычным способом

¹ P. Ehrenfest. Phys. Zs., 1906, 7, 528.

² P. Debye. Ann. d. Phys., 1910, 33, 1427.

³ Более подробный перечень литературы указан в примечании к статье автора в Zs. f. Phys., 1921, 6, 1 (статья 16), где обстоятельно обсуждаются указанные принципиальные вопросы.

выражения под связью мы будем понимать возможность переноса энергии между двумя, в первом приближении независимыми формами движения; мы назовем это положение «принципом связи».

Однако этот принцип не дает прямого указания о том, как перенести требования, которые составляют второй постулат квантовой теории, на свойства испускаемого излучения, поскольку не доказано, что, в противоположность общему случаю взаимодействия атомных систем, при обмене энергией между атомом и пустотой имеет место только *одно* собственное колебание и притом только с *одним* квантом $h\nu$. Однако в рассматриваемом здесь частном случае обмена энергией между атомом и пустым пространством для закономерности, рассмотренной в предыдущих главах, можно дать формулировку, соответствующую принципу «связи», в которой понятие «связи» связано с вероятностным подходом и принципом соответствия. Как и в классической электродинамике, в которой непосредственная связь между полем излучения и различными гармоническими компонентами движения атома обусловлена так называемой реакцией излучения, примем, что вероятность появления различных процессов обмена между атомом и пустым пространством регулируется «скрытыми» реакциями излучения, которые отвечают упомянутым процессам перехода соответствующих гармонических компонент. Принимая во внимание независимость различных собственных колебаний излучения пустого пространства и пользуясь понятием вероятности, следует, во-первых, принять, что при обмене энергией между атомом и излучением механизм «связи» для различных собственных колебаний начинает действовать не сразу. Во-вторых, упоминавшееся выше различие между общим взаимодействием атомов и обменом энергией между атомом и пустым пространством, касающееся ограничения изменения квантовых чисел в последнем случае, может быть увязано с особым видом «связи». Пока при общем взаимодействии двух атомных систем силы, обуславливающие «связь», могут быть того же порядка, что и силы, действующие на частицы в стационарных состояниях, если вообще возможно разумное определение стационарных состояний, до тех пор реакция излучения, являющаяся мерой «связи» между атомом и полем излучения, должна считаться исчезающе малой по сравнению с силами, действующими на частицы.

Эти соображения, показывающие допустимость аналогии между принципом связи и кругом идей, относящихся к принципу соответствия, в настоящее время могли бы дать возможность осветить законы квантовой кинетики взаимодействия атомных систем. Такое освещение может стать исходным пунктом понимания соотношения, существующего, несмотря на принципиальное различие, между вероятностями процессов перехода невозмущенных атомов, не связанных с излучением, и вероятностью

процессов переноса, также не сопровождающихся излучением, которые могут быть вызваны соударением электронов¹.

Однако для оценки значения принципа связи важно, что формальная выполнимость его возможна только благодаря тому, что мы с самого начала не учитывали распространение излучения в свободном пространстве, при учете которого как раз и проявляются принципиальные трудности применения классических представлений. Несмотря на формальное изящество принципа, именно это ограничение ставит под сомнение смысл единообразия, достигнутого с помощью этого принципа, по сравнению с неоднозначным пониманием, лежащим в основе представлений предыдущей главы. Это представление тесно связано с высказанной еще в классической теории неоднозначностью между описанием движения систем, состоящих из электрически заряженных частиц, с одной стороны, и распространением энергии излучения в свободном пространстве — с другой. Поэтому оно может оказаться более пригодным для воспроизведения некоторых существенных черт, важных для фактической области применений квантовой теории.

§ 3. Явления отражения и дисперсии

Как уже упоминалось в § 1 этой главы, для полного представления физических фактов необходим учет явлений интерференции. Знание свойств излучения, играющего решающую роль в проблемах строения атома, основано только на тех явлениях, при более подробном рассмотрении которых формальная природа квантовой теории проявляется наиболее отчетливо. Это имеет силу не только при рассмотрении приведенной в § 1 проблемы обмена энергией между атомом и излучением, распространяющимся в свободном пространстве, но также и при объяснении наблюдаемых явлений интерференции. Следует подчеркнуть, что в последнем случае нужны дополнительные предпосылки, противоречащие в сущности постулатам квантовой теории.

Итак, чтобы учесть явления отражения и дисперсии, по-видимому, надо предположить, что реакция атома на поле излучения аналогична реакции системы электрически заряженных частиц в классической теории. Атом представляет собой в этом случае источник вторичных волн, когерентных с исходным полем излучения. Как уже указывалось в гл. I, это дает прежде всего непосредственный вывод характерных для квантовой теории требований стабильности стационарных состояний, ибо реакция атома на воздействие поля излучения вообще не может быть и при-

¹ См.: J. F r a n c k. Zs. f. Phys., 1922, 11, 155.

ближенно определена на основе классической теории¹. Это парадоксальное противоречие классической теории дисперсии постулатам квантовой теории в дальнейшем, при более детальном сравнении теоретических представлений о строении атома с результатами эксперимента, выявится еще ярче.

С одной стороны, явления дисперсии в газах показывают, что по аналогии с системой гармонических осцилляторов процесс дисперсии в хорошем приближении может быть описан с помощью классической электронной теории, если частоты собственных колебаний этих осцилляторов приравнять частотам линий наблюдавшихся спектров поглощения исследовавшихся газов. С другой стороны, согласно постулатам квантовой теории, частоты этих линий поглощения не связаны с движением электронов в нормальном состоянии атома, так как в соответствии с условием частот они определяются разностью энергий атома в двух различных состояниях, одно из которых является возмущенным.

В соответствии с формой квантовой теории, положенной в основу настоящей работы, явления дисперсии должны объясняться таким образом, что реакция атома на излучение связывается с неизвестным механизмом, который применяется также для объяснения испускания излучения при переходах между стационарными состояниями. Чтобы учесть результаты наблюдений, надо принять, что этот механизм, названный в предыдущем параграфе принципом связи, будет действителен и при явлениях облучения атома. В результате этого полная реакция большого числа атомов будет такой же, как и реакция нескольких гармонических осцилляторов в классической теории, если частоты этих осцилляторов равны частотам испускаемого атомом излучения при возможных процессах перехода, а относительное число их определяется вероятностью появления таких процессов перехода под действием облучения.

Такая схема впервые была подробно рассмотрена в работе Ладенбурга², где он весьма интересным и оригинальным образом попытался установить непосредственную связь между величинами, являющимися, в соответствии с классической теорией, мерой количественного описания явлений дисперсии, и эйнштейновскими коэффициентами, рассмотренными во второй главе при выводе законов теплового излучения. В связи с этим интересно напомнить, что коэффициенты, о которых идет речь,

¹ Ср.: С. W. O s e e n, Phys. Zs., 1915, 16, 395, где это положение особо подчеркивалось в связи с его критикой теории дисперсии Дебая, в которой сделана попытка определить дисперсию газов в свете классической теории с помощью моделей молекулы, основанных на квантовой теории. См. также: N. B o h r. Abh. über Atombau, S. 138—139 и P. S. E r s t e i n. Zs. f. Phys., 1922, 9, 92.

² E. L a d e n b u r g. Zs. f. Phys., 1921, 4, 451.

зайствованы из измерений спектров поглощения с некоторыми дополнительными предположениями. Эти спектры позволяют непосредственно наблюдать ослабление исходного пучка волн, обусловленное рассеянием¹. Согласно постулатам квантовой теории, собственное поглощение состоит не только в равномерном уменьшении энергии пучка волн, но и в обмене энергией отдельного атома с полем излучения, подчиняющемся дискретным законам. Доказательство поглощения такого рода можно весьма наглядно получить путем наблюдения действия этого поглощения на облученные атомы, выражающегося в так называемом резонансном излучении, при котором нет когерентности с падающим пучком волн^{2,3}.

§ 4. Законы сохранения энергии и импульса в квантовой теории

Как следует из предыдущих рассуждений, нельзя провести общего описания явлений, для которых законы сохранения энергии и количества движения, в частности в их классической формулировке, остаются

¹ Как известно, такая трактовка была специально предложена Юлиусом в его теории Солнца. В связи с этим можно сослаться на недавно появившуюся работу Х. Гроота (*Physica*, 1921, 1, 7), в которой речь идет об аналогичной проблеме значения дисперсии для светового давления.

² См.: N. B o h r. *Zs. f. Phys.*, 1920, 2, 423 (статья 14), где рассматриваются явления резонансного излучения в их связи с квантовой теорией. См. также: J. F r a n s k. *Zs. f. Phys.*, 1922, 9, 259, где гашение резонансного излучения в присутствии посторонних газов рассматривается как следствие соударений второго рода (гл. I, примечание 1 на стр. 493).

³ Дарвин в только что появившейся заметке (*Nature*, 1922, 110, 840) привел интересные соображения о значении явлений дисперсии с точки зрения квантовой теории. Он подчеркнул общую несостоятельность закона сохранения энергии в процессах, происходящих в атомах, и отметил, что явления дисперсии формально могут быть объяснены с помощью предположения, что облученный атом приобретает вероятность испускания пучка волн, свойства которых полностью совпадают со свойствами излучения, которое сопровождает спонтанные переходы из более высокого энергетического состояния атома в нормальное. Как показал Дарвин, подобным образом можно получить статистическую связь с результатами классической теории дисперсии, если принять, что в начале испускания излучение находится в определенном фазовом соотношении с падающим излучением. Несмотря на то что последнее требование вряд ли совместимо с предположением о конечном времени существования возмущенного атома, на котором основано объяснение резонансных явлений в квантовой теории, такое понимание, видимо, позволит устранить, казалось бы, непреодолимые трудности при объяснении явлений дисперсии при очень слабом облучении. Напротив, полная независимость наблюдаемых явлений дисперсии от интенсивности света (см.: G. J. T a u l o r. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1909, 15, 114; R. G a n s, A. P. M i g u e z. *Ann. d. Phys.*, 1917, 52, 291) может потребовать объяснения этих явлений, при котором, как указано в тексте, существенной оказывается тесная связь с даваемым классической теорией непрерывным, нестатистическим пониманием явлений.— *Прим. авт. при корректуре.*

справедливыми. Поэтому надо быть готовым к тому, что выводы из этих законов будут обладать лишь ограниченной справедливостью. Как известно, Эйнштейн таким путем не только сделал выводы относительно природы излучения из закона сохранения энергии, но при выводе закона теплового излучения высказал также идею о применимости закона сохранения количества движения к процессам излучения. При этом из рассмотрения отдачи атома при излучении он получил доказательство того, что излучение является односторонним и полностью направленным. Это интересное соображение показывает недостаточность нашего представления о процессах, происходящих в атоме, в еще более ярком свете. Оно показывает, что в существующей формулировке закон сохранения импульса так же, как и закон сохранения энергии, мало приспособлены для того, чтобы с их помощью можно было сделать выводы о *природе* процессов. Скорее эти законы позволяют лишь сделать выводы относительно *осуществления* процессов, возможных с точки зрения постулатов квантовой теории.

В качестве характерного примера подобного применения закона сохранения энергии можно рассмотреть гипотезу, которая гласит, что при определении энергии стационарных состояний связанный с излучением спонтанный процесс перехода из некоторого состояния возможен только в направлении состояния с меньшей энергией. Хотя эта гипотеза и может быть связана непосредственно с принципом соответствия, было бы необосновано рассматривать ее как следствие этого принципа. С другой стороны, формальный характер вывода этой гипотезы из закона сохранения энергии очевиден, если рассматривать другие процессы вынужденных переходов под действием облучения, принятые Эйнштейном при выводе закона теплового излучения; в этих процессах с самого начала исключается сохранение энергии, определяемой с помощью классических понятий.

С соответствующим применением закона сохранения импульса к процессам излучения мы встречаемся при рассмотрении обмена моментом импульса между атомом и излучением. Основанием для такого рассмотрения является предположение, полученное из принципа соответствия. Согласно этому предположению, электромагнитное поле излучения, испущенного в процессе перехода, можно сравнить с системой волн, как бы испускаемых, согласно представлениям классической электродинамики, электрически заряженной частицей и обладающей чисто гармоническим колебанием соответствующей частоты. Такая система волн имеет теперь результирующий момент импульса, отношение которого к общей энергии волн принимает наибольшее значение, если частица имеет круговую орбиту; в этом случае отношение равно $\frac{1}{2}h\nu$, где ν — частота волны и частицы. Если полная излученная

энергия равна $h\nu$, то максимальное значение момента импульса поля излучения равно $h/2\pi$. Если мы рассмотрим теперь атомную систему, имеющую такую аксиальную симметрию, что полный момент импульса частиц относительно этой оси во время движения в стационарных состояниях остается постоянным, то на основании закона сохранения момента импульса мы приходим к выводу, что в процессе перехода, связанном с излучением, составляющие момента импульса никогда не могут изменяться больше, чем на $h/2\pi$.

В то время как автор применил такое рассмотрение в подтверждение выводов, сделанных на основании принципа соответствия, относительно возможности перехода между стационарными состояниями аксиально симметричных систем¹, одновременно то же самое, независимо от этого принципа, было предложено Рубиновичем². Формальная природа этого рассмотрения также очевидна, на что Рубинович любезно обратил мое внимание: при объяснении спектров следует принимать такие требования для процессов поглощения, при которых не может быть и речи о простом сохранении момента импульса. В отдельных случаях к сравнению выводов, сделанных на основании принципа соответствия и закона сохранения момента импульса, мы более подробно остановимся в следующих статьях.

В связи с общими вопросами, рассмотренными в этой главе, можно было бы указать на то, что в упомянутых выше применениях законов сохранения энергии и импульса, которые часто называют перекидным мостом между классической теорией и квантовой, речь идет скорее о формальной применимости этих законов в случаях, когда принципиальное различие обеих теорий по существу не проявляется. Поэтому адиабатический принцип так же, как и принцип соответствия, вследствие общности областей их применимости занимает другое положение и оказывается, как мы увидим, более пригодным для дальнейшего развития квантовой теории строения атома. Как уже не раз подчеркивалось, эти принципы, хотя они формулируются с помощью классических понятий, должны рассматриваться исключительно как квантотеоретические законы, которые, несмотря на вынешнюю формальную природу последней, позволяют надеяться на будущую последовательную теорию, которая одновременно будет воспроизводить наиболее характерные для применения черты квантовой теории и тем не менее сможет рассматриваться как обобщение классической электродинамики.

Копенгаген,
Институт теоретической физики университета,
Ноябрь 1922 г.

¹ См. I, стр. 47.

² A. R u b i n o w i c z. Phys. Zs., 1918, 19, 441 и 465.

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ *

(Совместно с Г. Крамерсом и Дж. Слетером)

ВВЕДЕНИЕ

При попытках дать теоретическую интерпретацию механизма взаимодействия между излучением и веществом были вскрыты два, очевидно, противоречивых аспекта этого механизма. С одной стороны, явление интерференции, на котором основано действие по существу всех оптических приборов, с необходимостью приводит к концепции непрерывности такого же характера, как и в волновой теории света, построенной на основе законов классической электродинамики. С другой стороны, обмен энергией и импульсом между веществом и излучением, от которого в конечном счете зависит наблюдение оптических явлений, требует привлечения свойств прерывности. Последнее привело даже к появлению теории световых квантов, которая в своей крайней форме отрицает волновую природу света. При современном состоянии естествознания, по-видимому, невозможно избежать формального характера квантовой теории, который хорошо иллюстрируется тем фактом, что интерпретация атомных явлений не включает описания механизма скачкообразных процессов, которые в квантовой теории спектров определяются как переходы между стационарными состояниями атома. Тем не менее, на основе принципа соответствия, по-видимому, можно, как мы попытаемся показать в этой работе, прийти к последовательному описанию оптических явлений, связывая скачкообразные процессы, происходящие в атомах, с непрерывным полем излучения несколько другим способом, чем это обычно делается. Новое существенное предположение, введенное в § 2 и состоящее в том, что атом даже до того, как произошел переход между двумя его стационарными состояниями, может сообщаться с удаленными атомами посредством виртуального поля излучения, принадлежит Слетеру¹. Таким путем он пытался достигнуть соответствия между физическими представлениями элек-

* *The quantum Theory of Radiation* (With H. Kramers and J. Slater). *Phil. Mag.*, 1924, 47, 785—800.

¹ J. C. Slater. *Nature*, 1924, March 1st, p. 327.

тродинамической теории света и теории световых квантов, рассматривая совместно переходы с испусканием и поглощением для различных пар атомов. Крамерс, однако, указал, что упомянутая идея приводит не к установлению тесной связи между этими процессами, а скорее к предположению о большей независимости процессов перехода в отдаленных друг от друга атомах, чем это считалось до сих пор. Настоящая работа является результатом совместного обсуждения авторами вопроса о возможной роли этих предположений для развития квантовой теории и в некоторых отношениях может рассматриваться как приложение к первой части недавней работы Бора, посвященной принципам квантовой теории, в которой некоторые из затронутых здесь проблем обсуждаются более детально¹.

§ 1. Принципы квантовой теории

Электромагнитная теория света не только дала поразительно адекватное описание распространения излучения в пустом пространстве, но и оказалась очень полезной для интерпретации широкого круга явлений, связанных со взаимодействием излучения с веществом. Общее описание явлений испускания, поглощения, рассеяния и дисперсии света может быть получено на основе предположения о том, что атомы содержат электрически заряженные частицы, которые могут совершать гармонические колебания около положений устойчивого равновесия и которые могут обмениваться энергией и импульсом с полем излучения согласно законам классической электродинамики. С другой стороны, известно, что в этих явлениях проявляются черты, которые противоречат выводам классической электродинамической теории. Первым явлением, в котором такие противоречия были твердо установлены, был закон теплового излучения. Исходя из классической концепции испускания и поглощения излучения частицей, совершающей гармонические колебания, Планк обнаружил, что для достижения согласия с экспериментами по тепловому излучению необходимо ввести добавочное предположение, что в статистическом распределении должны учитываться только некоторые определенные состояния колебания частиц. Энергия этих выделенных состояний оказалась кратной кванту $h\omega$, где ω — частота осциллятора и h — универсальная постоянная. Независимо от явлений излучения этот результат, как было указано Эйнштейном, непосредственно подтверждается

¹ N. B o h r. Zs. f. Phys., 1923, 13, 117 (статья 24.— *Ред.*) Английский перевод этой работы под заголовком «О применении квантовой теории к строению атома. I. Основные постулаты квантовой теории» появился недавно в Proc. Camb. Phil. Soc. Эта работа, в которой имеются также более полные ссылки на литературу, будет в дальнейшем цитироваться как I.

эмпирическими данными об удельной теплоемкости твердых тел. В то же время Эйнштейн предложил известную теорию «световых квантов», согласно которой излучение должно распространяться в пространстве не в виде непрерывного набора волн, как это имеет место в классической теории света, а в виде отдельных образований, обладающих энергией $h\nu$, сосредоточенной в очень малом объеме, где h — постоянная Планка и ν — величина, которая при классическом описании совпадает с числом волн, проходящих в единицу времени. Хотя общая эвристическая ценность этой гипотезы ярко проявляется в подтверждении предсказаний Эйнштейна, касающихся фотоэлектрического эффекта, очевидно все же, что теорию световых квантов нельзя рассматривать как удовлетворительное решение проблемы распространения света. Это ясно уже из того факта, что появляющаяся в теории «частота» излучения ν определяется из экспериментов, основанных на явлениях интерференции, для интерпретации которых требуются, очевидно, представления о волновой структуре света.

Несмотря на фундаментальные трудности квантовой теории, оказалось тем не менее возможным применить ее основные положения вместе с информацией из других источников для интерпретации результатов исследований спектров испускания и поглощения элементов. Эта интерпретация основана на фундаментальном постулате, состоящем в том, что атом обладает набором выделенных состояний, так называемых «стационарных состояний», которые, согласно предположению, обладают замечательной стабильностью, не объяснимой с точки зрения классической электродинамики. Эта стабильность проявляется в том, что любое изменение состояния атома должно быть процессом перехода из одного из стационарных состояний в другое. Постулат связывается с оптическими явлениями при дальнейшем предположении, согласно которому переход между двумя стационарными состояниями сопровождается испусканием излучения, состоящего из гармонических волн, частота которых определяется соотношением

$$h\nu = E_1 - E_2, \quad (1)$$

где E_1 и E_2 — значения энергии атома в начальном и конечном состояниях процесса соответственно. Предполагается также, что обратный процесс перехода может происходить при облучении светом такой же частоты. Возможность применения этих предположений для интерпретации спектров элементов обусловлена тем, что во многих случаях оказалось возможным найти энергию стационарных состояний изолированного атома, применяя простые правила для движений, с высокой степенью точности подчиняющихся обычным законам электродинамики (I, гл. 1, § 2). Однако основные положения этой теории не позволяют нам

описать детали механизма, лежащего в основе процесса перехода между различными стационарными состояниями.

При современном состоянии науки мы неизбежно должны в том, что относится к процессам переходов, ограничиться вероятностным рассмотрением. Такого рода рассмотрение впервые было использовано Эйнштейном¹, который показал, каким образом может быть получен замечательно простой вывод планковского закона теплового излучения, если предположить, что атом в заданном стационарном состоянии может обладать определенной вероятностью «спонтанного» перехода в единицу времени в стационарное состояние меньшей энергии и что, кроме этого, атом, подвергающийся действию внешнего излучения соответствующей частоты, может иметь определенную вероятность «индуцированного» перехода в другое стационарное состояние с большей или меньшей энергией. Рассматривая условия теплового равновесия между излучением и веществом, Эйнштейн пришел также к выводу, что обмен энергией в процессе перехода сопровождается обменом импульса, равного $h\nu/c$, как это должно быть в случае, когда переход сопровождается остановкой или началом движения небольшого образования, движущегося со скоростью света c и обладающего энергией $h\nu$. Он заключил, что направление этого импульса в случае индуцированных переходов совпадает с направлением распространения световых волн, вызывающих переход, в то время как в случае спонтанных переходов направления импульса распределены согласно вероятностным законам. Эти результаты, которые рассматривались в качестве аргумента при попытке придать определенную физическую реальность теории световых квантов, недавно нашли важное применение для объяснения замечательного явления изменения длины волны излучения при рассеянии его свободными электронами, открытого Комптоном² при исследовании рассеяния рентгеновских лучей. Концепция вероятности недавно была успешно использована Паули³ при рассмотрении проблемы теплового равновесия между свободными электронами и излучением, а формальная аналогия его результатов с законами, описывающими процессы перехода между стационарными состояниями атомов была подчеркнута Эйнштейном и Эренфестом⁴.

Несмотря на фундаментальное отличие квантовой теории атомных процессов от теории, основанной на обычной электродинамике, она в не-

¹ A. E i n s t e i n. Phys. Zs., 1917, 18, 121. (См. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. III. М., 1966, стр. 393.— *Ред.*)

² A. H. C o m p t o n. Phys. Rev., 1923, 21, 483; см. также: P. D e b y e. Phys. Zs., 1923, 24, 161.

³ W. P a u l i. Zs. f. Phys., 1923, 18, 272.

⁴ A. E i n s t e i n, P. E h r e n f e s t. Zs. f. Phys., 1923, 14, 301. (См. перевод: А. Эйнштейн. Собр. науч. трудов, т. III. М., 1966, стр. 450.— *Ред.*)

котором определенном смысле должна быть естественным обобщением последней. Действительно, должно выполняться условие, что в пределе, когда мы рассматриваем процессы, зависящие от статистического поведения большого числа атомов и обусловленные такими стационарными состояниями, что два соседних состояния сравнительно мало отличаются друг от друга, классическая теория приводит к выводам, согласующимся с экспериментом. В случае испускания и поглощения, соответствующего спектральным линиям, эта связь между двумя теориями привела к «принципу соответствия», согласно которому постулируется общее соответствие каждого из возможных переходов между стационарными состояниями и одной из компонент гармонических колебаний, на которые может быть разложен электрический момент атома, рассматриваемый как функция времени (I, гл. II, § 2). Этот принцип дал основу для оценки вероятностей переходов и тем самым установил связь между проблемой интенсивности и поляризации спектральных линий, с одной стороны, и движением электронов в атоме — с другой.

Принцип соответствия привел к сопоставлению реакции атома на поле излучения с реакцией на такое поле, которое, согласно классической электродинамике, создавалось бы набором «виртуальных» гармонических осцилляторов, частота которых совпадает с частотой, определяемой соотношением (1) для различных возможных переходов между стационарными состояниями (I, гл. III, § 3). Такая картина была использована Ланденбургом¹ при попытке количественно сопоставить экспериментальные результаты, касающиеся дисперсии, с концепцией вероятности переходов между стационарными состояниями. Кроме того, возможность применения аналогичных представлений для описания взаимодействия между свободными электронами и излучением подтверждается аналогией между изменением длины волны рассеянных лучей и классическим эффектом Доплера для излучения от движущегося источника, как это было отмечено Комптоном.

Хотя принцип соответствия позволяет сделать заключение о среднем времени пребывания атома в данном стационарном состоянии путем оценки вероятности перехода, вопрос о промежутке времени, в течение которого происходит излучение, связанное с переходом, вызывает большие трудности. Наряду с другими известными парадоксами квантовой теории, последняя проблема усилила высказывавшиеся в связи с различными вопросами² сомнения относительно того, действительно ли может быть

¹ R. L a n d e n b u r g. Zs. f. Phys., 1921, 4, 451; см. также: R. L a n d e n b u r g, P. R e i c h e. Naturwiss., 1923, 11, 584.

² По-видимому, такая точка зрения впервые была ясно высказана Ричардсоном (O. W. R i c h a r d s o n. The Electron Theory of Matter, 2nd ed. Cambridge, 1916, p. 507).

дано детальное описание процесса взаимодействия между веществом и излучением при помощи причинного описания в пространстве и времени, как это до сих пор делалось для объяснения явлений природы (I, гл. III, § 1). Полностью сохраняя формальный характер теории, оказывается тем не менее возможным, как это уже упоминалось во введении, добиться определенного прогресса в понимании процессов излучения, связывая эти процессы со стационарными состояниями и переходами между ними несколько другим способом, нежели это делалось до сих пор.

§ 2. Излучение и процессы перехода

Мы будем предполагать, что данный атом, находящийся в определенном стационарном состоянии, связан с другими атомами посредством некоторого пространственно-временного механизма, виртуально эквивалентного полю излучения, которое создавалось бы, согласно классической теории, виртуальными гармоническими осцилляторами, соответствующими различным возможным переходам в другие стационарные состояния. Кроме того, мы будем предполагать, что процессы перехода для рассматриваемого атома так же, как и для других атомов, с которыми он взаимосвязан, связаны с этим механизмом вероятностными законами, аналогичными тем, которые в теории Эйнштейна выполняются для индуцированных переходов между стационарными состояниями под действием излучения. С одной стороны, переходы, которые в этой теории рассматриваются как спонтанные, должны, с нашей точки зрения, рассматриваться как индуцируемые виртуальным полем излучения, связанным с виртуальными гармоническими осцилляторами, сопоставленными движению самого атома. С другой стороны, индуцированные переходы, постулированные в теории Эйнштейна, происходят вследствие виртуального излучения в окружающем пространстве, обусловленного другими атомами.

Хотя эти предположения не предусматривают какое-либо изменение связи между структурой атома и частотой, интенсивностью и поляризацией спектральных линий, определяемых соотношением (1) и принципом соответствия, они приводят к такой пространственно-временной картине различных процессов перехода, которая существенно отличается от общепринятой и которая в конечном счете должна проявиться при наблюдении оптических явлений. Осуществление определенного перехода в данном атоме будет зависеть от начального стационарного состояния самого этого атома и от состояний атомов, с которыми он связан посредством виртуального поля излучения, но не от процессов перехода в этих атомах.

С одной стороны, можно убедиться, что наш подход в пределе, когда последовательные стационарные состояния мало отличаются друг от друга, приводит к такой связи между виртуальным полем излучения и движением частиц в атоме, которая постепенно переходит в законы излучения, соответствующие классической теории. По существу ни движение, ни структура поля излучения в этом пределе не подвергаются существенным изменениям вследствие того, что осуществляется переход между стационарными состояниями. Что же касается процессов перехода, которые являются неотъемлемой чертой квантовой теории, мы, с другой стороны, отказываемся от любой попытки установить причинную связь между переходами в отдаленных атомах и в первую очередь от прямого применения законов сохранения энергии и импульса, столь характерных для классических теорий. Применение этих законов к взаимодействию между отдельными атомными системами ограничено, с нашей точки зрения, такими взаимодействиями между атомами, при которых расстояния между ними столь малы, что силы, которые должны быть связаны с полем излучения, согласно классической теории, малы по сравнению с постоянной частью поля сил, обусловленной электрическими зарядами в атомах. Взаимодействия такого типа, которые могут быть названы «столкновениями», являются, как известно, замечательной иллюстрацией устойчивости стационарных состояний, которая постулируется в квантовой теории. Фактически, анализ экспериментальных результатов, основанный на законах сохранения энергии и импульса, согласуется с той точкой зрения, что сталкивающиеся атомы до начала процесса и после него всегда находятся в стационарных состояниях (I, гл. I, § 4)¹. Рассматривая взаимодействие между атомами, находящимися на больших расстояниях друг от друга, когда, согласно классической теории излучения, не дол-

¹ Такое рассмотрение справедливо, очевидно, только до тех пор, пока можно пренебречь излучением, связанным со столкновениями. Хотя обычно энергия этого излучения очень мала, его влияние может быть очень существенным. Это обстоятельство было подчеркнуто Франком в связи с объяснением важных результатов Рамзауэра, относящихся к столкновениям атомов с медленными электронами (Ann. d. Phys., 1922, 64, 513; 66, 546), из которых, по-видимому, следует, что в некоторых случаях электрон может свободно проходить сквозь атом, не подвергаясь воздействию со стороны последнего. Если бы при таких «столкновениях» движение электрона изменялось, то классическая теория приводила бы к настолько сильному излучению, что едва ли удалось бы установить разумную связь этого излучения с возможными процессами перехода, как это требуется принципом соответствия (ср. F. H u n d. Zs. f. Phys., 1923, 13, 241). С точки зрения настоящей работы, такое объяснение, с одной стороны, может рассматриваться как наиболее естественное, так как происхождение излучения связывается здесь непосредственно не с переходами, а с движением электрона. С другой стороны, следует помнить, что мы здесь имеем дело со случаем, когда вследствие большой величины классической реакции излучения теория не позволяет резко разграничить стационарное движение и процессы перехода.

жен возникать вопрос об одновременном взаимодействии, мы будем предполагать независимость отдельных процессов перехода, что находится в резком противоречии с классическим требованием сохранения энергии и импульса. Таким образом, мы предполагаем, что индуцированный переход в атоме не вызывается непосредственно переходом в некотором отдаленном атоме, у которого разность энергий между начальным и конечным стационарными состояниями имеет такую же величину. Напротив, атом, способствующий осуществлению индуцированного перехода в одном из отдаленных атомов посредством виртуального поля излучения определенной частоты, соответствующей одному из возможных переходов в другие стационарные состояния, может в результате совершить какой-либо другой из возможных переходов.

К сожалению, в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные, которые позволили бы проверить эти идеи; однако следует подчеркнуть, что предполагаемая здесь степень независимости процессов перехода является, по-видимому, единственным последовательным способом описания взаимодействия между излучением и атомами в рамках теории, привлекающей концепцию вероятности. Эта независимость сводит к статистической закономерности не только сохранение энергии, но и сохранение импульса. Как только мы предположили, что любой процесс перехода, индуцированный излучением, сопровождается изменением энергии атома на величину $h\nu$, мы должны, следуя Эйнштейну, предположить, что любой такой процесс сопровождается также изменением импульса атома на величину $h\nu/c$. Если переход индуцируется виртуальным полем излучения отдаленных атомов, то направление этого импульса совпадает с направлением распространения волны этого виртуального поля. В случае перехода под действием собственного виртуального излучения мы будем предполагать, что изменение импульса распределено согласно вероятностному закону таким образом, что изменения импульса, обусловленные переходами в различных атомах, статистически компенсируются для любого направления в пространстве.

Причину наблюдаемого статистического сохранения энергии и импульса мы будем искать не в каком-либо отклонении от электродинамической теории света при распространении излучения в пустом пространстве, а в особенностях взаимодействия между виртуальным полем излучения и облучаемыми атомами. Мы предположим, что эти атомы будут действовать как источники вторичного виртуального излучения, которое интерферирует с падающим излучением. Если частота падающих волн близка к частоте одного из виртуальных гармонических осцилляторов, соответствующих различным возможным переходам, то амплитуды вторичных волн будут особенно велики и эти волны в зависимости от фазовых соотношений с падающими волнами будут ослаблять или усиливать интен-

сивность виртуального поля излучения и тем самым уменьшать или увеличивать вероятность индуцированных переходов в других атомах. Если происходит ослабление интенсивности, то виртуальный гармонический осциллятор, связанный с падающим излучением, будет соответствовать переходу, при котором энергия атома увеличивается и наоборот. Нетрудно видеть, что такая точка зрения тесно связана с идеями, которые побудили Эйнштейна ввести вероятности двух типов индуцированных переходов между стационарными состояниями, соответствующих увеличению или уменьшению энергии атома. Несмотря на пространственновременное разделение процессов поглощения и испускания излучения, характерное для квантовой теории, мы тем не менее можем ожидать, что имеется далеко идущая аналогия с классической электродинамической теорией при описании взаимодействия виртуального поля излучения и виртуальных гармонических осцилляторов, связанных с движением атома. Пользуясь этой аналогией, можно, по-видимому, достигнуть последовательного и полного описания оптических явлений, сопровождающих прохождение света через материальную среду, которое в то же время учитывало бы тесную связь этих явлений со спектрами атомов среды.

§ 3. Интерференционная способность спектральных линий

Прежде чем подробно обсуждать общую проблему реакции атомов на виртуальное поле излучения, которая обуславливает явления, сопровождающие распространение света в материальной среде, мы кратко рассмотрим здесь свойства поля, создаваемого единичным атомом, причем только в той мере, в какой они связаны с интерференционной способностью света, испускаемого одним и тем же источником. Структура этого поля, очевидно, не должна зависеть от особенностей самих процессов перехода, продолжительность которых будет предполагаться малой или во всяком случае небольшой по сравнению с периодом соответствующей гармонической компоненты движения атома. При нашем описании эти процессы будут просто отмечать конец интервала времени, в течение которого рассматриваемый атом связан с другими атомами посредством соответствующего виртуального осциллятора. Ясно, что верхний предел интерференционной способности определяется средним интервалом времени, в течение которого атом остается в стационарном состоянии, совпадающем с начальным состоянием для рассматриваемого перехода. Оценка времени жизни состояний, основанная на принципе соответствия, получила подтверждение в прекрасных экспериментах по определению длительности свечения атомов, испущенных светящимся электрическим раз-

рядом в высокий вакуум (ср.: I, гл. II, § 4). Эти эксперименты имеют очень простую интерпретацию с точки зрения развиваемой теории. Нетрудно видеть, что, согласно этой теории, изменение свечения вдоль пути атомов будет зависеть не от особенностей переходов, а только от относительного числа атомов в различных стационарных состояниях на различных участках пути. Если все излучающие атомы имеют одинаковую скорость и первоначально находились в одном и том же состоянии, то мы должны ожидать, что для любой спектральной линии, связанной с переходом из этого состояния, свечение будет с одинаковой скоростью экспоненциально убывать вдоль пути. В настоящее время имеющиеся экспериментальные данные едва ли достаточны для проверки сделанных выводов.

Среднее время жизни стационарных состояний будет, разумеется, давать верхний предел для интерференционной способности спектральных линий, определяемой оптическими приборами; однако необходимо помнить, что ширина данной спектральной линии, которая возникает как статистический результат действия большого числа атомов, будет зависеть не только от длин отдельных цугов волн, оборванных в результате процессов перехода, но также и от любой неопределенности в определении частоты этих волн. Ввиду того, что частота связана соотношением (1) с энергией стационарных состояний, упомянутый выше верхний предел интерференционной способности может быть связан с пределом точности в определении движения и энергии в стационарных состояниях. Фактически постулат о стабильности стационарных состояний устанавливает априорный предел для точности, с которой движение в этих состояниях может быть описано с помощью классической электродинамики. При нашем описании существование такого предела непосредственно влечет за собой предположение, что виртуальное поле излучения не сопровождается непрерывным изменением движения атома и проявляется лишь в том, что вызывает индуцированные переходы, приводящие к конечным изменениям энергии и импульса атома (I, гл. II, § 4). В предельном случае, когда движения в двух стационарных состояниях, соответствующих процессу перехода, сравнительно мало отличаются друг от друга, верхний предел интерференционной способности отдельных цугов волн совпадает с пределом в определении точности частоты излучения, вычисленным согласно формуле (1), если неточности в определении энергий двух стационарных состояний рассматриваются как независимые ошибки. В общем случае, когда движения в этих стационарных состояниях могут существенно отличаться друг от друга, верхний предел для интерференционной способности цугов волн тесно связан с точностью определения движения в том стационарном состоянии, которое является исходным для процесса перехода. В этом случае мы также можем ожидать, что наблюдаемая ширина спектральных линий будет определяться, в соответствии

с соотношением (1), как сумма любой возможной неопределенности энергии в стационарном состоянии, конечном для процесса перехода, с неопределенностью энергии в начальном состоянии, если эти неопределенности складываются как независимые ошибки. Именно такое влияние ошибок в определении энергии двух стационарных состояний на ширину соответствующей спектральной линии дает возможность установить взаимосвязь между структурой линий, появляющихся в спектрах испускания и поглощения, как того требует условие теплового равновесия, вытекающие из закона Кирхгофа. В этой связи следует напомнить, что кажущиеся отклонения от этого закона, проявляющиеся в том, что в спектрах испускания и поглощения часто наблюдается различное число линий, непосредственно объясняются квантовой теорией, когда принимается во внимание различие в статистическом распределении по стационарным состояниям для атомов, находящихся в различных внешних условиях.

С вопросом о ширине спектральных линий, принадлежащих атомам, находящимся в постоянных внешних условиях, тесно связан вопрос о спектре атомов, подвергающихся действию внешних сил, которые существенно изменяются за время, по порядку величины совпадающее со средним временем жизни стационарных состояний. Такая проблема возникает в некоторых из экспериментов Штарка по действию электрического поля на спектральные линии. В этих экспериментах излучающие атомы движутся с большими скоростями и время, в течение которого они движутся между точками, в которых неопределенность электрического поля изменяется очень мало, составляет малую долю от среднего времени жизни стационарных состояний, связанных с исследуемыми спектральными линиями. Тем не менее Штарк обнаружил, что излучение от движущихся атомов, исключая обычный эффект Доплера, зависело от электрического поля в любой точке пути таким же образом, как излучение от покоящихся атомов, подвергающихся постоянному действию поля в этой точке. Хотя, как это подчеркивалось различными авторами¹, интерпретация этого результата вызывает очевидные трудности при обычном квантотеоретическом описании связи между излучением и процессами перехода, ясно, что результаты Штарка находятся в соответствии с подходом, развиваемым в настоящей работе. Действительно, при прохождении атомов через поле движение в стационарных состояниях изменяется непрерывным образом и вместе с ним непрерывно изменяются виртуальные гармонические осцилляторы, соответствующие возможным переходам. Действие виртуального поля излучения, связанного с движущимися атомами, будет, следовательно, таким же, как и в случае

¹ Ср.: K. F ö r s t e r l i n g. Zs. f. Phys., 1922, 10, 387; A. I. D e m p s t e r. Astrophys. Journ., 1923, 57, 193.

движения атомов в постоянном поле, во всяком случае, если, как это имеет место в экспериментах Штарка, излучение, возникающее на других участках их пути, не достигает тех частей аппаратуры, от которых зависит наблюдение явления. На примере рассмотренных явлений можно также проследить, как благодаря симметрии нашего описания по отношению к связи поля излучения с процессами перехода, идущими в том или другом направлении, обеспечивается далеко идущая взаимосвязь наблюдаемых явлений испускания и поглощения.

§ 4. Квантовая теория спектров и оптические явления

Хотя с точки зрения квантовой теории наблюдение оптических явлений в конечном счете зависит от скачкообразных процессов перехода, адекватная интерпретация этих явлений, как уже было подчеркнуто во введении, содержит элемент непрерывности, подобный тому, который проявляется в классической электродинамической теории распространения света через материальную среду. С точки зрения последней теории явления отражения, преломления и дисперсии света связываются с рассеянием света атомом, которое обусловлено вынужденными колебаниями отдельных электрических частиц под действием электромагнитного поля излучения. Постулат о стабильности стационарных состояний на первый взгляд должен привести к фундаментальным трудностям при интерпретации такой картины взаимодействия. Однако кажущаяся противоречивость в известной мере преодолевается благодаря принципу соответствия, который, как было упомянуто в § 1, приводит к сопоставлению реакции атома на поле излучения с рассеянием, которое, согласно классической теории, должно возникать при наличии набора виртуальных гармонических осцилляторов, связанных с различными возможными переходами. Следует также помнить, что аналогия между классической теорией и квантовой теорией, которая устанавливается принципом соответствия, имеет по существу формальный характер; это особенно ярко иллюстрируется тем фактом, что с точки зрения квантовой теории поглощение и испускание излучения связаны с различными процессами перехода и тем самым с различными виртуальными осцилляторами. Вместе с тем именно этот пункт, очень важный для интерпретации экспериментальных результатов, относящихся к спектрам испускания и поглощения, по-видимому, позволяет проследить, каким образом явления рассеяния связаны с воздействием виртуальных осцилляторов на испускание и поглощение излучения. В следующей работе мы надеемся показать, как, исходя из такой точки зрения, может быть построена теория дисперсии, подобная теории

Ланденбурга¹. Здесь же мы ограничимся тем, что еще раз подчеркнем непрерывный характер оптических явлений, который, по-видимому, не позволяет дать интерпретацию, основанную на простой причинной связи с процессами перехода, происходящими в той среде, где распространяется излучение.

Поучительным примером рассуждений такого рода является обсуждение экспериментов по спектрам поглощения. Строго говоря, нельзя сказать, как это часто делается ради краткости, что ярко выраженное поглощение одноатомными парами света, частота которого совпадает с частотой каких-либо линий спектра испускания атомов, вызывается процессами перехода, которые происходят в атомах паров под действием цугов волн падающего излучения, обладающего частотами линий поглощения. Появление этих линий в спектроскопе обусловлено уменьшением интенсивности падающих волн, которое происходит вследствие особенностей испускания вторичных сферических волн каждым из освещаемых атомов, в то время как индуцированные переходы появляются только в качестве сопровождающего эффекта, благодаря которому обеспечивается статистическое сохранение энергии. Наличие вторичных когерентных волн обуславливает в то же время аномальную дисперсию, связанную с линиями поглощения, что особенно ясно проявляется в открытом Вудом² явлении селективного отражения от стенки сосуда, содержащего пары металла при достаточно высоком давлении. С другой стороны, индуцированные переходы между стационарными состояниями непосредственно наблюдаются в излучении флуоресценции, которое возникает благодаря присутствию небольшого числа атомов, переведенных при освещении в стационарных состояниях с более высокой энергией. Как известно, излучение флуоресценции может быть подавлено примесью посторонних газов. Это явление объясняется столкновениями, которые приводят к значительному увеличению вероятности возвращения атомов, находившихся в стационарных состояниях с более высокой энергией, в их основное состояние. В то же время часть излучения флуоресценции, обусловленная вторичными когерентными волнами, вследствие наличия примеси постороннего газа будет, так же как и явления поглощения, дисперсии и отражения, подвергаться таким изменениям, которые могут быть связаны с уширением спектральных линий³. Можно убедиться, что описание явлений поглощения, существенно отличающееся от приведенного выше, едва ли может быть оправдано, если можно будет показать, что селектив-

¹ набросок такой теории был дан Крамерсом в письме в «Nature», опубликованном в апреле 1924 г.— *Прим. авт. при корректуре.*

² R. W. Wood. Phil. Mag., 1915, 23, 689.

³ См., например: Chr. F ü c h t b a u e r, G. J o o s. Phys. Zs., 1922, 23, 73.

ное поглощение спектральных линий представляет собой явление, качественно не зависящее от интенсивности источника излучения, подобно тому, как это уже было установлено для обычных явлений отражения и преломления, для которых в той же мере подавляются переходы в среде (ср. I, гл. III, § 3).

Другим интересным примером является теория рассеяния света свободными электронами. Как было показано Комптоном, который воспользовался отражением рентгеновских лучей от кристаллов, это рассеяние сопровождается различным изменением частоты в различных направлениях в соответствии с характером излучения, которое в классической теории испускалось бы воображаемым движущимся источником. Как уже упоминалось, Комpton дал формальное объяснение этого эффекта на основе теории световых квантов, предположив, что электрон может поглотить квант падающего света и одновременно излучить световой квант в некотором другом направлении. При этом процессе электрон приобретает скорость в некотором направлении, которая, как и частота переизлученного света, определяется законами сохранения энергии и импульса, причем каждому световому кванту приписывается энергия $h\nu$ и импульс $h\nu/c$.

В противоположность такой картине рассеяние излучения электронами при нашем описании рассматривается как непрерывный процесс, в который каждый из облучаемых электронов вносит вклад посредством испускания когерентных вторичных волн. При этом падающее виртуальное излучение приводит к такой реакции каждого электрона, которую в классической теории следовало бы ожидать от электрона, движущегося со скоростью упомянутого выше воображаемого источника и совершающего вынужденные колебания под влиянием поля излучения. То, что в этом случае виртуальный осциллятор движется не с такой скоростью, как сами облучаемые электроны, является чертой, совершенно чуждой классическим представлениям. Ввиду принципиального отказа от классического пространственно-временного описания, заключенного в самой идее виртуальных осцилляторов, при современном состоянии науки едва ли было бы оправданным отвергать рассматриваемую формальную интерпретацию как неадекватную действительности. Наоборот, такая интерпретация, по-видимому, необходима для объяснения тех наблюдаемых явлений, при описании которых существенно используется волновая концепция излучения. В то же время, однако, мы будем предполагать в соответствии с теорией Комптона, что облучаемый электрон обладает определенной вероятностью приобрести в единицу времени некоторую конечную величину импульса в данном направлении. Благодаря этому эффекту, который в квантовой теории заменяет непрерывную передачу импульса электрону, сопровождающую рассеяние излучения описанного

типа согласно классической теории, обеспечивается статистическое сохранение импульса в полной аналогии с механизмом статистического сохранения энергии в рассмотренных выше явлениях поглощения света. Следует подчеркнуть, что вероятностные законы для обмена импульсом при взаимодействии свободных электронов и излучения, выведенные Паули, по существу аналогичны законам для процессов перехода между определенными состояниями атомных систем. Эта аналогия особенно ярко проявляется в рассмотрении Эйнштейна и Эренфеста, упомянутом в § 1.

Та же проблема, что и при рассеянии света свободными электронами, возникает при рассмотрении рассеяния света атомами даже в том случае, когда частота излучения недостаточно велика, чтобы вызвать переходы, при которых электрон полностью удаляется из атома. Чтобы обеспечить статистическое сохранение импульса, мы должны, как это подчеркивалось различными авторами¹, предположить возможность таких процессов перехода, при которых импульс рассеянного атома изменяется на конечную величину, в то время как относительное движение частиц атома не изменяется, как это должно было бы происходить в процессах перехода обычного типа, рассматриваемых в теории спектров. Можно также убедиться, что, согласно нашему описанию, процессы перехода упомянутого типа должны быть связаны с явлениями рассеяния так же, как спектральные явления связаны с процессами переходов, при которых изменяется внутреннее движение атома. Благодаря большой массе атомных ядер изменение скорости атома при этих переходах столь мало, что оно не должно заметно влиять на энергию атома и частоту рассеянного излучения. Тем не менее принципиально важно, что передача импульса является скачкообразным процессом, в то время как само рассеяние является по существу непрерывным процессом, в котором принимают участие все облучаемые атомы независимо от интенсивности падающего света. Однако, скачкообразные изменения импульса атомов являются причиной наблюдаемого эффекта, известного как давление излучения. При нашем описании очевидным образом выполняются условия теплового равновесия между (виртуальным) полем излучения и отражающей поверхностью, найденные Эйнштейном² и рассматривавшиеся как аргумент в пользу теории световых квантов. В то же время едва ли надо подчеркивать, что настоящая формулировка согласуется также со свойствами непрерывности, наблюдающимися в этом явлении. Действительно, если мы рассматриваем твердое тело, то изменение его полного импульса на величину $h\nu/c$ будет совершенно незаметным, а для видимого света

¹ W. P a u l i. Цит. соч.; A. S m e k a l. Naturwiss., 1923, 11, 875.

² A. E i n s t e i n. Phys. Zs., 1909, 10, 817 (см. перевод: А. Э й н ш т е й н. Собр. научн. трудов, т. III, стр. 181.— Р е д.)

даже исчезающе малым по сравнению с беспорядочными изменениями импульса тела, находящегося в тепловом равновесии с окружающей средой. Однако следует отметить, что в реальных экспериментах частота рассматриваемых переходов может быть столь велика, что возникает вопрос, можно ли пренебречь временем, необходимым для осуществления переходов или, другими словами, не достигнуты ли пределы, в которых может быть сохранена формулировка принципов квантовой теории (I, гл. II, § 5).

Приведенные рассуждения показывают, что наше описание оптических явлений естественным образом связано с обычным непрерывным описанием макроскопических явлений, для объяснения которых столь успешно использовалась теория Максвелла. Связанные с этим преимущества настоящей формулировки принципов квантовой теории перед обычным изложением этой теории наиболее ярко могут быть проиллюстрированы при рассмотрении излучения электромагнитных волн, например антенной, явления, которое широко используется в радиосвязи. В этом случае адекватное описание явления не может быть получено на основе картины испускания излучения в отдельных последовательных процессах перехода между воображаемыми стационарными состояниями антенны. Действительно, принимая во внимание малость изменения энергии при переходах и величину энергии, излучаемой антенной за единицу времени, нетрудно убедиться, что длительность отдельных процессов перехода должна быть чрезвычайно мала по сравнению с периодом колебаний электричества в антенне и поэтому испускание волн с таким периодом не может рассматриваться как результат одного из этих переходов. В то же время, согласно нашему описанию, колебание электричества в антенне соответствует появлению (виртуального) поля излучения; последнее же в свою очередь связано вероятностными законами с изменением движения электронов, которое можно считать непрерывным. Действительно, даже если можно было бы различать отдельные кванты энергии $h\nu$, величина этих квантов была бы пренебрежимо малой по сравнению с энергией, излучаемой антенной. В этой связи следует отметить, что подчеркивание «виртуального» характера поля излучения, которое при современном состоянии науки является необходимым для адекватного описания атомных явлений, автоматически теряет свою важность в предельном случае, подобном только что рассмотренному, когда поле в том, что касается наблюдаемых результатов его взаимодействия с веществом, приобретает все свойства электромагнитного поля классической электродинамики.

Поступила 22 февраля 1924 г.,

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО СВЕТА *

Как известно, Вуд и Эллет¹ недавно сделали важное открытие, что флуоресцентный свет, испускаемый парами ртути, возбужденными линейно-поляризованным светом, может быть при определенных условиях в высокой степени поляризованным. Но наличие даже слабых магнитных полей сильно влияет на поляризацию, причем воздействие зависит как от направления поля, так и от направления наблюдения. Эти интересные результаты недавно обсуждались в ряде опубликованных статей². С одной стороны, все авторы согласны с тем, что основные черты явлений флуоресценции в магнитном поле легко объясняются при сравнении с эффектом Зеемана в соответствующих линиях ртути; при этом здесь фундаментальное различие между классической теорией излучения и квантотеоретическим смыслом спектров не сказывается существенным образом. С другой стороны, авторы отметили трудность, которая состоит в том, что поляризация при наличии магнитного поля значительно сильнее, чем это следовало бы из среднего значения поляризации при произвольных направлениях поля. Но это обстоятельство находит простую аналогию в классической теории излучения, если допустить, что испускание одной спектральной линии вызвано изотропно упругосвязанным электроном. На первый взгляд, это кажется несовместимым с исходными положениями квантовой теории, выявившей тесную связь спектральных закономерностей с представлениями о строении атома. Ниже я попытался

* *Zur Polarisation des Fluoreszenzlichtes*. Naturwiss., 1924, 12, 1115—1117.

¹ R. W. Wood, A. Ellett. Proc. Roy. Soc., 1923, 103, 396; Phys. Rev., 1924, 24, 243.

² W. Hanle. Naturwiss., 1923, 11, 690; A. E. Ruark, P. Foote, F. L. Mohler. JOSA, 1923, 7, 415; F. Weigert, Naturwiss., 1924, 12, 38; P. Pringsheim. Naturwiss., 1924, 12, 247; Zs. f. Phys., 1924, 23, 324; G. Joos. Phys. Zs., 1924, 25, 130; G. Breit. Phil. Mag., 1924, 47, 832; E. Gaviola, P. Pringsheim. Zs. f. Phys., 1924, 25, 367; J. A. Eldridge. Phys. Res., 1924, 24, 234.

показать, что указанная кажущаяся трудность может быть преодолена с помощью предположений, прямо примыкающих к принципам, лежащим в основе квантотеоретического понимания спектров¹.

Согласно классической теории, сущность флуоресценции заключается в рассеянии света, непосредственно вызываемого вынужденными колебаниями электронов, амплитуда которых пропорциональна возбуждающему световому вектору. Для объяснения явления дисперсии в квантовой теории также приходится учитывать некоторое рассеяние света атомами в нормальном состоянии. Вместе с тем эта теория предполагает, что значительная во всяком случае часть флуоресцентного света испускается атомами, которые благодаря облучению переводятся из своих нормальных состояний в возбужденные стационарные состояния. Испускаемое этими возбужденными атомами излучение связано с переходами, при которых атом либо возвращается в нормальное состояние, либо переходит в другое стационарное состояние с меньшей энергией. Согласно принципу соответствия, эта возможность в свою очередь связана с появлением определенных «соответствующих» гармонических компонент колебания электрического момента атома, зависящих от характера движения атомных частиц. Но смысл квантовой теории состоит как раз в том, что поведение атома в отношении поля излучения не связано просто с движениями в стационарных состояниях; это поведение как при рассеянии, так и при излучении формально сопоставляется некоторому числу виртуальных гармонических осцилляторов, частота которых непосредственно связана с разностью энергий возможных переходов².

Для атомной системы, у которой степень периодичности движения равна числу степеней свободы, правила квантовой теории полностью определяют движение в стационарных состояниях. В этом случае виртуальные осцилляторы вновь однозначно задаются гармоническими компонентами колебания электрического момента атома. Для так называемых

¹ В нескольких цитированных статьях приводятся соображения, в некоторой степени сходные с изложенными в этой статье. Но в первую очередь мое внимание привлекало, в связи с возможностью предлагаемого толкования явления, письменное сообщение Франка об исследовании, проведенном Ганле в Геттингене. Его результаты особенно удобны для выявления тесной связи между рассматриваемыми поляризационными явлениями и постоянным исчезновением квантования направления при ослаблении напряженности магнитного поля. Вообще настоящая статья преследует цель подчеркнуть, что эти удивительные, на первый взгляд, поляризационные явления при ближайшем рассмотрении, по-видимому, не представляют фундаментальной трудности для квантовой теории. Они скорее обнаруживают характерную черту этой теории.

² Ср. работу автора [Zs. f. Phys., 1923, 13, 117 (статья 24.— *Ред.*)], содержащую обзор основных постулатов квантовой теории, и, особенно совместную с Крамерсом и Слэтером статью автора [Zs. f. Phys., 1924, 24, 69 (статья 25.— *Ред.*)], где сделана попытка общего толкования оптических явлений на основе представлений квантовой теории.

вырожденных систем, где степень периодичности меньше числа степеней свободы, движение в стационарных состояниях не определено столь полным образом. Это обстоятельство приводит к тому, что имеется много возможностей перехода, даже больше, чем при неквантованных свойствах движения в стационарных состояниях, поскольку здесь речь идет о комбинации двух таких состояний. Отсюда непосредственно следует, что виртуальные осцилляторы, соответствующие возможностям перехода из определенного стационарного состояния, уже не задаются однозначно гармоническими компонентами движения. В противоположность случаю невырожденной системы мы, следовательно, должны быть готовы к тому, что поведение вырожденного атома, насколько это касается излучения, не определяется движением в соответствующем стационарном состоянии; допустима дальнейшая спецификация виртуальных осцилляторов. Эта черта, чуждая теории невырожденных систем, обоснована еще тем, что у вырожденных систем мы встречаем один граничный случай, когда частоты нескольких компонент колебания, встречающихся в движении электронов, совпадают, и поэтому при вырождении мы должны принимать в расчет интерференцию виртуальных осцилляторов, соответствующих этим компонентам. Вследствие этого нельзя ожидать, чтобы у вырожденных систем свойства результирующих гармонических осцилляторов однозначно определялись бы движением частиц атома; мы должны быть готовы к тому, что значение будут иметь и фазовые соотношения между взаимодействующими при вырождении составляющими осцилляторами.

В вопросе о поляризации флуоресцентного света мы как раз встречаемся с проблемой вырождения. В отсутствие внешних сил не может быть и речи о возможности определения направления оси атома в пространстве. В магнитном поле вырождение снимается, и виртуальные осцилляторы, соответствующие процессам перехода из стационарных состояний, определяются однозначно.

Рассмотрим прежде всего случай атомов в магнитном поле и исследуем влияние состояния поляризации возмущающего излучения на ту часть флуоресцентного света, которая вызвана возбужденными атомами. Поскольку поведение каждого такого атома в поле излучения установлено однозначно, каждое подобное влияние должно сводиться к тому, что вероятность возбуждения зависит от интенсивности только той компоненты светового колебания, которая в своем состоянии колебания совпадает с виртуальным осциллятором, соответствующим процессу перехода. Полученный отсюда результат согласуется со следствием классической теории, когда она применяется для рассмотрения рассеяния неизотропным гармоническим осциллятором. Отсюда недалеко до предположения, что состояние поляризации флуоресцентного света, вызываемого возбужден-

ными атомами, то же, что и у излучения, рассеянного атомами в нормальном состоянии¹.

Если сравнить поведение атома в отсутствие магнитного поля со средним поведением многих атомов, находящихся в магнитных полях со всевозможными направлениями, распределенными равномерно, то указанным способом мы получим определенную поляризацию флуоресцентного света. Но, как показывают простые соображения, степень поляризации будет существенно меньше, чем наблюдали Вуд и Эллет для поляризации флуоресцентного света без поля. В отсутствие магнитного поля все-таки идет речь, как было сказано выше, о случае вырождения. Если принять в расчет атомное ядро, то возможность изменения оси импульса электронов приводит к тому, что резонансное действие поля излучения на это движение уже по классической теории совершенно иное, чем неизотропно-го осциллятора. По-видимому, влияние поля излучения на электрический момент атома зависит не только от состояния гармонических компонент колебаний в момент резонанса, но и от величины полного момента импульса электронов. В квантовой теории аналогичное обстоятельство проявляется в том, что вследствие вырождения ось атома в процессе возмущения может менять направление на конечный угол. Совокупность виртуальных осцилляторов, соответствующих возможным переходам, обнаруживает степень поляризации, подобную той, которая ожидается, согласно классической теории, для вызванных облучением вынужденных колебаний электрического момента атома. Часть флуоресцентного света, порождаемая рассеянием атома в нормальном состоянии, обнаруживает, следо-

¹ В связи с этим нужно принять во внимание, что из возбужденного состояния в общем возможны несколько переходов. Это дает простое квантотеоретическое объяснение тому, что при освещении атома светом с частотой, соответствующей одной из его спектральных линий, флуоресцентный свет в общем будет содержать и свет, отвечающий другим спектральным линиям (ср.: N. B o h r. Zs. f. Phys., 1920, 2, 423). Как сообщили мне Крамерс и Гейзенберг, это явление имеет классический аналог: когда многократно периодическая атомная система реагирует на излучение, в электрическом моменте атома появляется не только вынужденное колебание, частота которого совпадает с частотой падающих волн, но также и такое вынужденное колебание, частота которого является комбинацией частоты падающего света и частот гармонических компонент, имеющих в движении атома. Поэтому можно предположить, что и в общем случае у невырожденных атомных систем та часть флуоресцентного света, которая испускается атомами в нормальном состоянии, имеет тот же состав, что и та часть этого света, которая вызывается возбужденными атомами. Эта тема будет подробнее рассмотрена в работе указанных авторов, которая вскоре должна появиться. Там будет также показано, что как в случае флуоресценции, так и при дисперсии вне резонансной кривой упомянутый классический эффект ведет к появлению новых комбинационных частот в рассеянном свете. Это новое явление было впервые предсказано Смекалом (Naturwiss., 1923, 11, 873) путем рассуждений, связанных с теорией световых квантов.

вательно, соответствующую степень поляризации. Такая же степень поляризации получается и для той части флуоресцентного света, которая излучается возбужденными атомами, если принять еще предположение, что состояние колебания осцилляторов, соответствующих возвращению в нормальное состояние, в отношении направления главных осей колебаний совпадает или по крайней мере близко подходит к состоянию колебания виртуальных осцилляторов, сопоставляемых процессу возбуждения.

Такое совпадение состояний колебания осцилляторов вряд ли достигается просто предположением об ориентации атомных осей возмущающим процессом. Направления осей возбужденных атомов не распределяются равномерно в пространстве, и вследствие возможности вращения осей при самом возбуждении ориентация будет выражена, по-видимому, значительно сильнее, чем можно было ожидать для среднего поведения атома в магнитных полях с равномерно распределенными направлениями. В случае рассматриваемой ртутной линии ни одна из этих ориентаций не будет достаточной для объяснения наблюдаемой степени поляризации флуоресцентного света. Согласно квантово-теоретическому толкованию закономерностей спектральных серий предполагается, что процесс перехода, связанный с появлением этой линии, соответствует циркулярной гармонической компоненте, перпендикулярной оси атома. Если бы свойства излучения в возбужденном состоянии были бы того же рода, что и для излучения, связанного с таким колебанием, то такая высокая поляризация не могла бы наблюдаться в каждом пространственном направлении.

Как указывалось выше, вследствие этого виртуальные осцилляторы для вырожденной системы не определяются однозначно движением частиц в стационарных состояниях. Состояние колебания такого осциллятора в возбужденном атоме, следовательно, может в нашем случае зависеть от способа возбуждения атома, в особенности от направления светового вектора возбуждающего излучения. Несмотря на то что это предположение вызывает известную формальную аналогию с классической теорией, оно вряд ли противоречит смыслу квантовой теории. Речь идет скорее о характерной для квантовой теории черте, в то время как отсутствие прямой связи между излучением и движением атома, которую мы уже привыкли принимать для частот при объяснении спектров, здесь распространяется на поляризацию. При этом требуемое принципом соответствия асимптотическое совпадение выводов классической и квантовой теорий в пределе, где соседние стационарные состояния сравнительно мало отличаются друг от друга, все-таки всегда имеет место. Количественное рассмотрение проблемы на этой основе еще не проведено, однако оно должно обнаружить внутреннюю взаимозависимость между упомянутыми поляризационными явлениями и строением атомов. Этого, по-видимому,

требует и замеченное Вудом и Эллетом различие флуоресцентных явлений в парах ртути и натрия¹.

Мы рассмотрели в какой-то степени только оба предельных случая: влияние сильных магнитных полей на поляризацию флуоресцентного света и структуру света в отсутствие внешних полей. Но опыты Вуда и Эллета показывают, что при увеличении напряженности поля явления флуоресценции претерпевают постепенные изменения так, как этого и следовало ожидать, согласно классической теории зееман-эффекта. По квантовым представлениям, мы имеем здесь дело со случаем, когда нельзя произвести ясно выраженное квантование, потому что вызванные внешним полем новые периоды в движении не малы по сравнению со средним временем стационарных состояний, а следовательно, обусловленный наличием внешних полей периодичный характер движения не скажется. В пределе очень слабых полей, когда новые периоды еще велики по сравнению со временем жизни частиц, необходимо учитывать почти равномерное статистическое распределение направлений осей атомов. При увеличении напряженности поля статистическое распределение осей атомов постепенно сосредоточивается вокруг дискретно распределенных направлений осей, что соответствует граничному случаю, когда каждый встречающийся в движении период может считаться малым в сравнении со временем жизни.

В первом граничном случае, вероятно, и влияние внешних полей на поведение виртуальных осцилляторов, обуславливающих излучение, можно будет считать почти аналогичным классической теории. Это поведение проявляется чрезвычайно интересно в одном наблюдении, проведенном недавно Ганле в Геттингене. Любезное сообщение Франка об этом содействовало появлению соображений, изложенных в настоящей заметке². Была исследована флуоресценция ртути, причем в направлении, обратном направлению распространения возмущающего света; парал-

¹ Результаты исследования Крамерсом механического воздействия осциллирующих силовых полей на вырожденные системы, которое было предпринято с целью создания такой теории, будут в будущем опубликованы. Впрочем, Гейзенберг обратил мое внимание на то, что представляется возможным получить количественные данные для явлений флуоресценции в отсутствие магнитного поля путем простого сравнения с теорией эффекта Зеемана. Для этого необходимо еще учитывать предлагаемое принципом соответствия квантовое требование устойчивости. Как показывает Гейзенберг в работе, которая появится в скором времени, это требование выражается в том, что при облучении линейно-поляризованным светом в первом приближении магнитное поле не оказывает влияния на явления флуоресценции, если направление поля параллельно направлению электрического вектора этого света.

² Ср. прим. 1 на стр. 543. Олдридж (см. прим. 2 на стр. 542) показал, что вращение плоскости поляризации, подобное рассматриваемому ниже, следовало ожидать по классической теории эффекта Зеемана. Он указал, что такой эффект действительно наблюдался Вудом и Эллетом.

дельно этому направлению накладывалось еще и магнитное поле. При линейной поляризации возмущающего света в отсутствие поля наблюдалась высокая степень поляризации флуоресцентного света; как и следовало ожидать из опытов Вуда и Эллета, она исчезает полностью при сильных магнитных полях. Одновременно с постепенным исчезновением поляризации происходит вращение плоскости поляризации. Это вращение легко объяснимо, если допустить, что состояние колебания виртуальных осцилляторов, принимающих участие в испускании флуоресцентного света, при наличии поля претерпевает те же изменения, которые имели бы место в случае вращения осциллятора вместе с атомом как целым. Аналогично тому, как в классической теории влияние подобного вращения на вращение плоскости поляризации обусловлено затуханием колебаний электронов, время жизни возбужденных стационарных состояний прямо проявляется в замеченном Ганле явлении. Как одновременно сообщил мне Франк, это явление открывает также многообещающий путь для изучения влияния внешних обстоятельств на упомянутое время жизни, а также на свойства виртуальных осцилляторов, связанных с возможностями перехода.

Копенгаген,
1 ноября 1924 г.

О ДЕЙСТВИИ АТОМОВ ПРИ СОУДАРЕНИЯХ *

При описании взаимодействий между атомными системами представляется целесообразным, учитывая современное состояние теории, различать взаимодействия в зависимости от того, проявляют ли они «взаимность» или нет. В первом случае удается в рамках квантовой теории провести единое описание результатов, опираясь на законы сохранения классической механики и электродинамики. В другом случае в настоящее время, по-видимому, возможно только дуалистическое описание, при котором противоположные реакции участвующих систем связываются друг с другом только с помощью вероятностных законов и согласно которому законы сохранения выступают прежде всего как статистические законы ¹.

Известно, что процессы, происходящие при прохождении быстрых электрических частиц через атомы, можно описать, в значительной мере опираясь непосредственно на понятия классической электродинамики. На этом обстоятельстве базировалось не только открытие атомных ядер и исследование их свойств, но и количественное описание явления вырывания электронов из атома при прохождении частиц. Великолепные фотографии Вильсона ², благодаря которым вскоре после открытия ядра Резерфордом удалось непосредственно подтвердить выводы об отклонении α -лучей, недавно дали многообещающее подтверждение томсоновской теории ионизации в отношении числа и распределения скоростей электронов, выбитых β -лучами при прохождении через атомы.

С другой стороны, неприменимость законов классической электродинамики для описания реакции атома на внешние воздействия особенно ясно выявилось при исследовании столкновений атомов с медленными электронами. Именно здесь имеется прямое доказательство стабильности

* *Über die Wirkung von Atomen bei Stoßen.* Zs. f. Phys., 1925, 34, 142—157.

¹ В послесловии к настоящей работе будет более подробно показано как, имея в виду результаты работы Гейгера и Боте по рассеянию рентгеновских лучей, опубликованной в этом же журнале, вопрос применения законов сохранения выступает в новом свете. Это влечет за собой вывод, что решение рассматриваемой проблемы едва ли может быть достигнуто предложенным в этой работе путем.— *Прим. авт. при корректуре.*

² C. T. R. W i l s o n. Proc. Roy. Soc. 1923, 104, 1, 192.

стационарных состояний, постулируемой в квантовой теории. В количественное описание опытов типа опытов Франка и Герца сначала вообще не входят электродинамические свойства атомных частиц; входят лишь значения энергии, которые формально, приписываются различным стационарным состояниям для объяснения спектров по правилам квантовой теории. То, что при объяснении соударений и спектров встречаются одни и те же значения энергии, является чрезвычайно важным результатом, если вспомнить, что при современном состоянии науки общее описание явлений излучения с помощью закона сохранения энергии встречает большие трудности. Имеющееся различие между явлениями излучения и обсуждаемыми явлениями соударений может быть связано с тем, что в случае последних существует взаимность, которая отсутствует при взаимодействии атомов посредством излучения. В самом деле, при соударении можно предположить такую взаимосвязь между участвующими системами, при которой с точки зрения каждой из двух систем удар считается законченным лишь тогда, когда другая в результате взаимодействия в конце концов переходит в стационарное состояние. Эта взаимность тесно связана с возможностью обратных процессов соударений, на термодинамическую необходимость которых впервые указали Клейн и Росселанд. Но при явлениях излучения, где, согласно классическим представлениям, нет взаимной связи между испускающим и поглощающим атомами, возникает трудность при попытке квантового описания взаимодействия, связанного с отсутствием взаимности рассматриваемого вида, если при этом остается в силе закон сохранения энергии.

Оба упомянутых вида воздействия соударений следует рассматривать как предельные случаи. При других явлениях соударений нужно быть готовым к тому, что потребуются более сложное описание, при котором невозможны ни чисто механическое описание, ни простая формулировка квантовых законов. Подобный случай возможен при торможении электрических частиц, быстро движущихся через вещество. Это явление можно свести к взаимодействию этих частиц с электронами тормозящих атомов. С одной стороны, эта задача особенно проста, поскольку при отдельных соударениях движение быстрой частицы изменяется незначительно. С другой стороны, задача усложняется тем, что торможение в значительной мере зависит от характера связи электрона в атоме. Если пренебречь взаимодействиями внутри атома и рассматривать электроны как свободные, то простым расчетом, основанным на законах механики, мы получили бы для торможения значение, намного превышающее наблюдаемое на опыте. С точки зрения классической механики силами взаимодействия электрона в атоме можно пренебречь лишь в том случае, если продолжительность соударения можно считать малой по сравнению с естественными периодами электронов в атоме. Под продолжительностью соударения мы

понимаем время, которое необходимо частице для прохождения пути порядка кратчайшего расстояния электрона от траектории частицы. Когда это время того же порядка величины, что и собственные периоды электронов, то, согласно механике, в действие вступают силы взаимодействия. Вследствие этого перенос энергии от частицы к атому с увеличением времени соударения уменьшается значительно быстрее, чем в случае, когда электроны можно считать свободными. Для элементов с небольшим атомным номером, у которых скорость связанных электронов мала по сравнению со скоростью частиц на большей части их траектории, применение механики позволяет определить торможение с хорошей точностью. Это обусловлено тем обстоятельством, что при соударении с продолжительностью того же порядка, что и собственный период атома, траектория частицы настолько удалена от атома, что оцененное с помощью механики воздействие на движение электрона можно рассматривать как малое возмущение. При этом воздействие в большой мере не зависит от вида связи электрона в атоме. Действительно, основанные на этом расчеты ведут к результатам, удовлетворительно согласующимся с экспериментальными данными по торможению в веществах с малым атомным номером ¹.

¹ В предположении квазиупругой связи электронов в их положениях равновесия в атоме, автор в одной из работ [Phil. Mag. 1913, 25, 12 (статья 4.— *Ред.*)] вывел следующую формулу для потери скорости быстро движущимися частицами:

$$-\frac{dV}{dx} = \frac{4\pi N E e^3}{m M V^3} \sum_{k=1}^n \ln \frac{\gamma m V^2}{2\pi E e \nu_k}.$$

Здесь V — скорость частицы, E и M — ее заряд и масса, N — число атомов в единице объема и n — число электронов в каждом атоме; через e и m обозначены заряд и масса электрона, а то время как ν_k — частота k -го электрона в атоме, а γ — константа, равная 1,123. В цитируемой работе было показано, что из этой формулы следует такое торможение α -лучей в водороде, которое превышает измеренные значения лишь на несколько процентов, если для ν взять в этом случае характеристическую частоту поглощения, выведенную из эмпирической формулы дисперсии.

Недавно Фаулер (Proc. Camb. Phil. Soc., 1925, 22, 793) вместо того, чтобы использовать принятую в классической теории дисперсии модель, непосредственно рассчитал с помощью теории возмущений классической механики влияние частицы на электрон, движущийся по круговой орбите в кулоновском поле. С учетом псевдомеханического характера задачи такой метод расчета в известном смысле должен быть предпочтительным. Если под ν_k понимать частоту обращения электрона и константу γ принять равной 2,42, то расчет Фаулера вновь приводит к выражению, полученному выше. Если для ν_k подставить теоретическое значение частоты в нормальном состоянии атома водорода, то таким путем мы получим почти точно такое же значение торможения, которое было получено в предыдущих расчетах.

Нас не должно удивлять, что теория по самому характеру вычисления всегда дает несколько завышенные значения, ибо при соударениях, когда время соударения одного и того же порядка с периодом обращения электронов в атоме, потеря энергии

С точки зрения квантовой теории можно было бы сначала усомниться в правильности такого подхода к явлениям торможения. Правда, предположение, что при соударениях, продолжительность которых велика по сравнению с собственными периодами движения электрона, результат взаимодействия может быть оценен на основе законов механики, тесно связано с введенным Эренфестом в квантовую теорию адиабатическим принципом. Однако здесь можно увидеть принципиальную трудность в том, что при расчетах на основе механики, когда торможение почти полностью вызвано соударениями, продолжительность которых мала по сравнению с собственными периодами движения электронов, значительная доля этого торможения приписывается таким соударениям, при которых передача энергии мала по сравнению с разностью энергий двух стационарных состояний атома¹. В процессе соударения медленных

α -частиц, согласно квантовой теории, должна прекратиться быстрее, чем это следовало бы ожидать из расчета, основанного на механике. Для сравнения с опытом нужно еще учесть, что предположения, использованные в теоретическом вычислении, при уменьшающейся скорости перестают быть справедливыми. К этому следует еще добавить, что явление захвата электронов α -частицами, открытое Гендерсоном (Proc. Roy. Soc., 1923, 102, 492), становится все более заметным при малых скоростях. Сущность этого явления лежит за пределами обсуждаемых здесь вопросов (см. ниже).

Для α -лучей, обладающих большой скоростью, теория дает удовлетворительное совпадение с результатами измерений не только для водорода, но и для гелия и лития (ср. дискуссию в упомянутой новой работе Фаулера). Хотя для элементов с более высокими атомными номерами теория и дает общее указание, что тормозная способность отдельных атомов в отношении α -лучей увеличивается значительно медленнее, чем число электронов в этих атомах, предположения, лежащие в основе вывода приведенной выше формулы, не выполняются, так как скорость внутренних электронов здесь нельзя считать малой по сравнению со скоростью α -частиц. Для быстрых α -частиц, напротив, можно было бы ожидать значительно более широких пределов применимости теоретической формулы. Но вследствие рассеяния проверка теории связана со значительными экспериментальными трудностями [ср.: N. B o h r. Phil. Mag., 1915, 30, 581. (Статья 13)].

¹ Чтобы обойти это кажущееся противоречие с результатами опытов по столкновениям электронов, Гендерсон (Phil. Mag., 1922, 44, 680) предложил при расчетах тормозного действия пренебречь соударениями, при которых отдаваемая частицами энергия меньше работы возбуждения или ионизации атома. Если сохранить механическое описание взаимодействия при остальных соударениях, получаем для водорода и гелия торможение, составляющее лишь половину наблюдаемого на опыте (ср.: R. H. F o w l e r. Camb. Phil. Soc., 1923, 21, 521). Как мы пытались показать в тексте, вряд ли можно считать оправданным подход Гендерсона к пределам применимости механики при вычислении реакции при соударении. Если мы будем придерживаться иного, чем в тексте, толкования квантовой теории и примем существование нижнего предела для реакции атома на частицу, то для совпадения с опытом мы вынуждены будем допустить значительные отклонения от механики уже раньше, чем эта граница будет достигнута. Принимая во внимание вполне допускаемую асимптотическую справедливость механики для изучения соударений, при которых переносимая энергия велика по сравнению с работой отрыва электрона, мы получаем, что, согласно

электронов стабильность стационарных состояний проявляется именно вследствие того, что электроны могут терять или приобретать энергию только в количествах, как раз соответствующих этим разностям. Объяснение этой кажущейся трудности можно было бы получить при более детальном сравнении характера взаимодействия между атомом и частицами, о которых идет речь в процессе торможения, и того, которое имеет место при соударениях атома с медленными электронами. Как упоминалось, характерная особенность последних состоит в том, что при квантовом теоретическом описании взаимодействие существенно обладает взаимностью. В случае взаимодействия между α - или β -частицей и атомом, когда время соударения мало по сравнению с собственным периодом движения электрона, такая взаимность вряд ли встречается, поскольку для быстрых частиц соударение следует считать законченным значительно раньше, чем может идти речь о каком-либо переходе атома из одного стационарного состояния в другое. Нам даже могло бы быть навязано мнение, что квантовом теоретические законы, которым подчиняются стационарные состояния, вообще не действуют в случае, когда речь идет о реакции атомов на пролетающие мимо них частицы. Это влияние в данном случае, кажется, играет столь же малую роль, как и характер невозмущенного движения электронов в классической механике. Если исходить из таких представлений, то вопрос о судьбе атома при кратковременных соударениях существенно независим от вопроса о реакции атома на быстрые пролетающие мимо него частицы.

С одной стороны, указанная выше независимость, вероятно, находит свою полную аналогию в классической теории. С другой стороны, она одновременно в поучительной форме вскрывает глубокую недостаточность этой теории, ибо неоспоримым следствием постулата стабильности стационарных состояний был бы возврат атома из возбужденного состояния, вызванного пролетевшей частицей, в стационарное состояние, соответствующее одному из невозмущенных движений электронов. В этом отношении наша задача обладает очевидной аналогией с реакцией атома на внешнее излучение, и так же, как и в вопросах излучения, при современном состоянии науки допустимо только дуалистическое описание. В действительности описание оптических явлений на основе волновой теории требует, чтобы реакция атома на падающее излучение описывалась как существенно непрерывный процесс, тогда как требование стабильности стационарных состояний атома в свою очередь приводит к тому, что вполне определенные изменения состояния атома должны рас-

этому толкованию, наблюдаемому тормозному действию должна соответствовать частота передачи энергии вблизи границы, во много раз большая вычисленной из законов механики.

смаиваться как дискретные процессы перехода. Связь этих процессов с полями излучения в настоящее время, по-видимому, можно описать только путем введения вероятностных законов, как это было впервые указано Эйнштейном. Это приводит к тому, что общие законы сохранения энергии и импульса, насколько эти понятия могут быть определены с точки зрения классической теории, выступают лишь как статистические¹. В рассматриваемой нами проблеме взаимодействия между атомами и быстро пролетающими электрическими частицами следовало бы аналогичным образом рассматривать реакцию атома на частицу, как существенно подчиняющуюся континуальным законам, тогда как изменение состояния в атоме, согласно нашему пониманию, должно описываться вероятностными законами.

Как было показано выше, кажется приемлемым допущение, что для взаимодействий, при которых время столкновения мало по сравнению с периодами обращения электронов, реакция атома на частицу может быть вычислена по законам классической механики. От законов классической механики требуется, чтобы они асимптотически выполнялись в области энергий, где, согласно этим законам, ожидаемая передаваемая энергия была бы велика по сравнению с работой отрыва электрона из атома. Кроме того, от законов, которым подчиняются изменения, вызванные в тормозящем атоме, требуется только то, чтобы они не противоречили статистическому толкованию законов сохранения энергии и импульса². Мы

¹ Ср.: N. B o h r, Zs. f. Phys., 1923, 13, 117 (статья 24.— *Ред.*), где можно найти общую дискуссию о следствиях постулатов квантовой теории и, в особенности [B o h r, K r a m e r s, S l a t e r, Zs. f. Phys. 1924, 24, 69 (статья 25.— *Ред.*)], где, руководствуясь введенной Слэтером (*Nature*, 1924, 118, 307), гипотезой об активности излучения в возбужденных стационарных состояниях была сделана попытка наметить общее атомистическое описание оптических явлений.

² Действие частиц на атомы обнаруживается прежде всего при ионизации газа. В теории Томсона число электронов, выбитых из атома, рассчитывается исходя из предположения, что взаимодействие между электронами и частицами подчиняется законам механики. Кроме того, делается предположение, что влиянием внутриатомных сил можно пренебречь до тех пор, пока передаваемая энергия больше работы отрыва электрона. Эта теория отражает результаты опыта в основном до тех пор, пока дело касается зависимости ионизации от скорости быстрых частиц. Абсолютное число ионов оказывается сначала значительно меньшим, чем наблюдаемое; однако можно получить правильные по порядку величины результаты, если учесть, что выбитые вначале электроны часто в состоянии вызвать вторичную ионизацию [ср.: N. B o h r, *Phil. Mag.* 1915, 30, 581 (статья 13.— *Ред.*), а также: R. H. F o w l e r, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1923, 21, 31]. Согласно новейшим опытам Гэрри (*Proc. Roy. Soc.*, 1925, 107, 331), ионизация газов так велика, особенно у гелия, что этого объяснения уже недостаточно. Однако не исключено, что именно у гелия значительная часть ионизации может быть вызвана небольшими примесями, которые ионизируются вторичными электронами или излучением самого гелия. Для более подробного рассмотрения вопроса о ионизации в связи с явлениями торможения кроме приведенных здесь

встречаемся здесь с нового рода проблемой, при рассмотрении которой статистические законы по сути дела неприменимы непосредственно для объяснения вызванных излучением изменений состояния в атоме. Фактически использовавшаяся до сих пор формулировка квантово-теоретических законов реакции атома на поле излучения существенно базируется на предположении, что вычисленное на основе классической теории воздействие электромагнитных сил излучения на движение электронов так мало, что это действие не меняет существенно характера движения. Это предположение означает, что реакция атома на поле излучения находится в тесной связи со свойствами стационарных состояний, соответствующих невозмущенным движениям электронов¹. Однако в нашем случае подобное

соображений о балансе энергии следует также учитывать, что значительная доля той энергии α -частиц, которая по классическим представлениям отдается непосредственно атомам в количествах, меньших чем работа отрыва, может вновь обнаруживаться в первичной ионизации.

Отказ от механического способа рассмотрения подобных вопросов существен и для вопроса о захвате электронов α -лучами, проходящими через атом. Как указал Фаулер (Phil. Mag., 1924, 47, 416), повторный захват и потеря электронов α -частицами проявляет определенную аналогию с термодинамическим равновесием при диссоциации. Он сделал попытку построить на основе этой аналогии количественную теорию захвата электронов. Если частота потери электрона и вызванная частицей ионизация, хотя бы по порядку величины, поддается механическому описанию, то наблюдаемая частота захвата не может быть даже приближенно оценена на основе механики, во всяком случае для атомов с малым зарядом ядра. Механическое описание захвата потребовало бы учета кроме взаимодействия между α -частицей и электроном также и сильного влияния на них со стороны остальных частиц атома. Простая оценка показывает, что вероятность такого совпадения обоих взаимодействий весьма мала. Более детальное рассмотрение процесса захвата могло бы выявить связь именно с теми особенностями процесса ионизации, описание которых в рамках механики приводит к значительным расхождениям. Следует еще указать, что исходя из принятого здесь толкования в вопросе об общем термодинамическом равновесии между свободными и связанными в атоме частицами нельзя опираться на ту же самую общую обратимость отдельных процессов, которые в классической механической теории играют столь значительную роль при рассмотрении статистических проблем. Подобная обратимость в квантово-теоретических задачах имела бы место лишь при соударениях, которые мы назвали здесь «взаимными». Как известно, эта «взаимность» служила исходным пунктом для важных выводов именно при рассмотрении статистических задач. При статистическом рассмотрении «невзаимных» явлений сравнение с данными анализа равновесного излучения могло бы быть весьма поучительным.

¹ В недавно появившейся работе Ферми (Zs. f. Phys., 1924, 29, 315) сделал попытку построить теорию торможения быстро движущихся частиц и вызванной ими ионизации. В этой работе совсем не применяется механическое описание соударений. Результат взаимодействия между частицами и атомом сравнивается с действием определенного числа гармонических компонент поля излучения; последние выбраны так, чтобы суперпозиция электрических полей создавала в месте нахождения атома быстро меняющееся электрическое поле, действию которого подвергаются электроны в атоме, вследствие того, что частицы пролетают близко. Оценивая действие этих полей излучения на основе законов поглощения рентгеновских лучей, Ферми полу-

условие не выполнено, поскольку здесь идет речь о реакции атома, которая, согласно понятиям классической механики, связана со значительным влиянием невозмущенного движения электрона. В противоположность законам, справедливым для реакции излучения, рассматриваемое здесь толкование исходит из того, что реакция атома на имеющее место при торможении соударения проявляет далеко идущую независимость от свойств невозмущенного движения электронов.

Явления, происходящие при торможении быстро движущихся электрически заряженных частиц, особенно просты потому, что упомянутая выше независимость позволяет просто применить механику при расчете реакции тормозящих атомов на частицу. При изложенном здесь толковании различие между взаимными и невзаимными явлениями соударения должно было бы носить всеобщий характер. Для первых описание взаимной реакции, по-видимому, возможно при помощи законов сохранения классической электродинамики. Для последних же постулаты квантовой теории приведут к тому, что взаимная реакция частей системы при современном состоянии науки может быть описана лишь с помощью вероятностных законов. При этом законы сохранения прежде всего должны проявлять себя как статистические законы.

При взаимодействии быстро движущихся электрически заряженных частиц с атомами это различие должно проявиться уже для случая, когда при соударении один из электронов будет вырван из атома и получит кинетическую энергию, большую по сравнению с работой отрыва. Как было упомянуто, при описании этого явления мы должны приписать механике во всяком случае асимптотическую достоверность. Однако следует иметь в виду, что, согласно постулату об устойчивости стационарных состояний, ионизированный атом в результате взаимодействия тоже должен приходить в стационарное состояние. Поскольку на основании электродинамики отрыв электрона происходит за время, малое по сравнению с естественными периодами оставшихся в атоме электронов, то мы встречаемся здесь с задачей, имеющей такие же черты невзаимности, как и рассмотренная

часть для общей ионизации хорошее совпадение по порядку величины с результатами эксперимента. Что же касается распределения скоростей электронов, выбитых быстрыми частицами, то расчеты дают результаты, которые сильно отличаются от результатов теории Томсона. Если через N обозначить число выбитых электронов, энергия которых находится между E и $E + dE$, то, согласно последней теории, N будет пропорционально E^{-2} , в то время как по вычислению Ферми это число должно быть пропорционально приблизительно E^{-4} . Такое распределение скоростей кажется несоответствующим данным опытов Вильсона. Эти опыты, как было упомянуто, недавно дали блестящее подтверждение теории Томсона. При таких обстоятельствах вряд ли можно рассматривать как подтверждение использованных Ферми предположений то, что основанная на законе сохранения энергии оценка торможения дает результаты, приблизительно совпадающие с опытами.

ранее задача реакции атома при соударениях, в которых согласно механическим вычислениям передаваемая энергия меньше работы отрыва. Поэтому надо быть готовым к тому, что и в случае, когда явления ионизации допускают асимптотическое описание, нам придется считаться с тем, что законы сохранения будут выполняться не совсем строго.

Хотя применяемое толкование для рассмотренного только что случая в настоящее время не поддается экспериментальной проверке, все же такая проверка была бы, по-видимому, возможна, если бы речь шла об ионизации или возбуждении молекул путем соударений с электронами, имеющими небольшие скорости. Если даже время взаимодействия здесь того же порядка, что и периоды обращения электронов вокруг ядра, оно все же в общем будет очень малым по сравнению с периодами колебаний ядер друг относительно друга. Отсюда напрашивается вывод, что в результате соударения движение электронов становится соответствующим стационарному состоянию системы, в которой ядра неподвижны на прежнем расстоянии друг от друга. Такое состояние в общем случае не будет соответствовать какому-либо стационарному состоянию молекулы, поскольку для этого необходимо, чтобы и колебания ядер, которые возникнут в результате столкновения, подчинялись бы законам квантовой теории. Однако если учесть, что стационарные состояния, соответствующие колебаниям ядер, в основном зависят от массы ядер, а движение электронов при неподвижных ядрах может зависеть только от заряда ядра, то исходя из нашего объяснения мы должны быть готовы к тому, что в общем случае возникновение стационарных состояний возбужденной или ионизированной молекулы не может быть описано простым применением законов сохранения. Эта точка зрения могла бы быть непосредственно сопоставлена с опытами по возбуждению полосатых спектров. При этом следует ожидать совершенно других соотношений, чем в опытах по возбуждению серийных спектров при соударениях электронов с атомами, где была возможна столь простая интерпретация результатов на основе законов сохранения.

Различие между взаимным и невзаимным взаимодействиями должно быть существенным и в случае соударения двух атомов. При обычных, так называемых упругих соударениях, рассматриваемых в кинетической теории газов, имеют дело с типичным проявлением устойчивости стационарных состояний. Вообще же эту устойчивость нельзя описать на основе законов механики. Однако в предельном случае, когда время соударения велико по сравнению с собственным периодом движения частиц в атоме, адиабатический принцип указывает на возможность механического описания. В случае, когда относительная скорость атомов велика, как, например, в опытах с каналовыми лучами, могут проявиться существенные черты невзаимности, хотя обычные упругие соударения имеют взаимный характер. Черты невзаимности в значительной степени должны возникать уже

при тепловых скоростях в случае, когда соударение может служить причиной образования молекулы. Известно, что, согласно механической теории, для образования таких молекул необходимо, чтобы в соударении всегда участвовали три атома. Это связано с тем, что если взаимодействие между атомами можно описать с помощью консервативных силовых полей, то, согласно законам сохранения, два атома оставаться вместе не могут. Однако в квантовой теории существует принципиальная возможность, что соударение двух атомов сопровождается переходом определенных электронов на другие квантовые орбиты. В результате этого поле между ядрами изменяется так, что ядра могут оставаться на конечном расстоянии друг от друга. Однако, согласно постулату о стационарных состояниях, в конце взаимодействия как колебания ядер относительно друг друга, так и вращение системы должны быть квантованы. Так как значение энергий стационарных состояний молекулы образуют дискретный ряд, то ясно, что строгое применение законов сохранения должно требовать, чтобы объединение атомов в молекулу происходило лишь при совершенно особых условиях движения перед соударением, и что, следовательно, вероятность образования молекулы таким путем должна быть исчезающе мала.

На принципиальную возможность рассмотренного здесь поведения атомов при столкновениях и на упомянутую только что трудность недавно указали Борн и Франк¹. Они предполагают, что при соударениях может образоваться «квазимолекула» с ограниченным временем жизни. В такой квазимолекуле атомы удерживаются вместе, поскольку при сближении атомов происходит перемещение квантовых орбит электронов, независимо от возможности дальнейшего квантования движения ядер в молекуле. Однако время жизни этой молекулы ограничено тем, что полное квантование молекулы происходит внутри временного интервала того же порядка величины, как и периоды колебания и вращения ядер. Если в пределах такого интервала не происходит столкновения с третьим атомом, то, согласно воззрениям Борна и Франка, первые два атома должны снова разойтись. Принятое этими авторами условие «независимости», согласно которому квантование движения электронов предшествует квантованию движения ядра, такого же рода, как и те допущения, которые в рассмотренной выше задаче привели нас к необходимости допустить, что законы сохранения перестают быть справедливыми. Если соударения предположенного Борном и Франком типа существуют, то с нашей точки зрения результатом их должно быть образование устойчивой молекулы. Но что касается колебания и вращения ядра, то стационарное состояние молекулы не будет однозначно связано с относительным движением атомов перед соударением,

¹ M. B o r n, J. F r a n c k. Zs. f. Phys., 1925, 31, 411.

а конечный результат процесса может быть описан только с помощью вероятностных законов.

Едва ли нужно подчеркивать предварительный характер представленной здесь точки зрения. Эти рассуждения указывают на стремление обойти определенные принципиальные трудности, которые возникают при квантово-теоретическом описании атомных процессов, если при этом хотят строго придерживаться законов сохранения классической механики. Мы попытались показать, что эти трудности, на которые впервые было обращено внимание в явлениях излучения, должны носить более общий характер и могут вызвать целесообразное, хотя и чуждое классической теории деление на «взаимные» и «невзаимные» взаимодействия между атомами. Постулаты квантовой теории, по-видимому, допускают справедливость законов сохранения лишь для взаимодействий первого рода, в то время как незнакомый нам механизм устойчивости стационарных состояний таков, что при взаимодействиях второго типа наши теперешние понятия позволяют нам выражать результат взаимодействия лишь с помощью статистических законов.

Поступила 30 марта 1925 г.

Послесловие

(Июль 1925 г.)

После того как статья была написана, исследование вопроса о строгой выполнимости законов сохранения вступило в новую фазу в связи с опубликованием Боте и Гейгером результатов их важнейших опытов по рассеянию рентгеновских лучей¹. Эти опыты, по-видимому, устанавливают связь между испусканием электронов отдачи, сопровождающих рассеяние, и испусканием фотоэлектронов, обусловленным рассеянием, что соответствует квантовой теории эффекта Комптона. Однако такая связь не должна была бы существовать с точки зрения, развиваемой в работе Бора, Крамера и Слетера. Согласно этой точке зрения, должна существовать далеко идущая независимость процессов перехода в атомах, влияющих друг на друга посредством излучения. В основе этой работы было стремление развить описание оптических явлений на основе квантовой теории спектров. Отказ от строгого выполнения законов сохранения и связанного

¹ W. B o t h e, H. G e i g e r. Zs. f. Phys., 1925, 33, 639.

с этим объединением отдельных процессов перехода был вызван тем, что казался немислимым такой пространственно-временной механизм, который допускал бы такое объединение и одновременно обеспечивал бы удовлетворительное соответствие с классической электродинамикой, которая в таких широких пределах оправдала себя при объяснении оптических явлений. При этом следует подчеркнуть, что вопрос о существовании или отсутствии связи отдельных наблюдаемых атомарных процессов нельзя просто рассматривать как различие между двумя четко определенными толкованиями распространения света в пустом пространстве, которые соответствовали бы корпускулярной или волновой теории света. Скорее всего речь идет о том, в какой степени пространственно-временные понятия, при помощи которых до сих пор пытаются объяснять явления природы, применимы в атомарных процессах. В действительности анализ оптических явлений показывает, что общие законы, управляющие наблюдаемыми процессами, едва ли могут быть сформулированы без предположения, что на испускательную способность отдельных атомов в некотором смысле влияет присутствие других атомов, как это и можно было ожидать из волновой картины распространения света. В этом отношении тот анализ этих явлений, который сделан на основе принципа соответствия в указанной работе Бора, Крамерса и Слетера, должен был дать нечто существенное, указывая одновременно и направление дальнейшего развития этого анализа¹. Однако надежда получить указанным способом общую формулировку законов квантовой теории была бы лишена основания после доказательства связи отдельных атомарных процессов. Эта связь в соответствии с квантовой теорией света Эйнштейна навязывает нам корпускулярную картину распространения света. При таком положении вещей нужно быть готовым к тому, что желаемое обобщение классической электродинамики потребует решительной ломки понятий, на которых до сих пор было основано описание природы.

При решении этого вопроса существенное значение должно также иметь рассмотрение обмена материальными частицами внутри атома или при соударениях. Поскольку сделанные на основе опытных данных выводы о свойствах атомных частиц в конечном счете опираются на понятия классической электродинамики, привлечение этих понятий к анализу обменных процессов в настоящее время является неизбежным. При анализе свойств элементов на основе теории строения атома в широких пределах оправдали себя и механические модели. Символический характер этих моделей проявился прежде всего в постулате устойчивости стационарных состояний, который как раз незаменим при объяснении процессов соударе-

¹ Ср. Н. А. К р а м е р с. Nature, 1924, 113, 675; 1924, 114, 310; а также: Н. А. К р а м е р с, W. H e i s e n b e r g, Zs. f. Phys., 1925, 31, 681.

ния. Как пытались доказать в предыдущей работе, эта сверхмеханическая устойчивость в явлениях соударения, названных невзаимными, влечет за собой особенно большие трудности при применении наглядных образов каждый раз, когда хотят придерживаться классических законов сохранения, играющих столь значительную роль при анализе взаимных процессов соударения. Поскольку однозначная связь атомарных процессов, по-видимому, представляется реальной уже в явлениях излучения, необходимо без сожаления оставить принятый в работе путь. Это тем более отрадно и потому, что ограничение справедливости законов сохранения поставило бы нас перед различного рода размышлениями при толковании термодинамических явлений. Если постулировать строгую выполнимость законов сохранения, то различие между взаимными и невзаимными явлениями соударения не будет иметь принципиального значения. Следует, однако, подчеркнуть, что в этом случае мы должны ожидать как для невзаимных, так и для взаимных соударений такие действия, которые несовместимы со свойствами механических моделей. Более того, возможны такие действия, которые настолько же чужды применению первичных пространственно-временных образов, как чужды друг другу связь индивидуальных процессов в отдельных атомах и волновое описание оптических явлений.

В действительности подобное действие должно было бы иметь место в явлении захвата электронов быстрыми α -частицами. В настоящей статье (ср. прим. на стр. 555) было указано, что трудность даже приближенного описания хода взаимодействия при захвате с помощью механической модели должна быть связана с ограниченной справедливостью законов сохранения при описании процессов ионизации. Поскольку этот выход теперь закрыт, мы, вероятно, вынуждены в явлениях захвата увидеть новую черту сверхмеханической устойчивости стационарных состояний, не поддающуюся описанию при помощи пространственно-временных образов. Аналогичные соотношения должны бы быть существенными и для явления торможения быстрых частиц, весьма подробно рассмотренного в настоящей статье. Таким образом, мы здесь по существу не получили из опыта представления о влиянии ядра на движение электрона в атоме. Если сделать предположение о строгом сохранении энергии, то, как указано в прим. на стр. 554, мы должны считаться со значительной несостоятельностью механических законов уже при таких соударениях, когда передается энергия того же порядка величины, что и работа ионизации, и когда время соударения весьма мало по сравнению с естественными периодами обращения электронов в атоме. В то время как эта несостоятельность открывает новую возможность обойти трудности, вносимые в механическую теорию результатами измерений ионизации (ср. прим. на стр. 555), она приводит к следствию, что полученное при расчете на основе механики

приближенное совпадение с измерениями уже не поддается простому объяснению.

Другого типа действия соударения, где речь идет об очевидном отклонении от свойств механической модели, мы встречаем в открытом Рамзеем факте резкого возрастания длины свободного пробега медленных электронов в некоторых инертных газах с уменьшением скорости электрона. По своей сущности этот эффект выходит за пределы предшествующей дискуссии о возможном различии взаимных и невзаимных явлений соударения. Развивая мысль Франка, Хунд¹ связал этот эффект с кругом идей принципа соответствия. Несмотря на это, мы имеем здесь дело, вероятно, с явлениями соударения, при которых пространственно-временные понятия, опирающиеся на классическую механику, неприменимы в такой мере, что они напоминают те парадоксы, которые появились при анализе явлений излучения.

Отказ от пространственно-временных образов характерен для формального рассмотрения проблем теории излучения и механической теории теплоты. Подобное рассмотрение было предпринято в недавно появившихся работах де Бройля² и Эйнштейна³. С точки зрения перспективы, которую открывают эти работы, я считал бы, что содержащиеся в настоящей работе соображения могут иметь некоторый интерес. Поэтому я решил опубликовать эту работу без изменений, хотя лежащие в ее основе стремления теперь могут показаться, пожалуй, безнадежными.

¹ F. H u n d. Zs. f. Phys., 13, 241, 1923.

² L. de B r o g l i e. These, Paris, 1924.

³ A. E i n s t e i n. Berl. Akad., 1924, S. 261; 1925, S. 3. (См.: перевод: А. Эйнштейн. Собрание научных трудов, т. III, М., 1966, стр. 481, 489.— Прим. ред.).

КОММЕНТАРИИ*

1

Определение поверхностного натяжения воды методом колебаний струй [1]

2

Определение натяжения свежобразованной поверхности воды [2]

Эти первые работы Бора — и единственные экспериментальные за весь период его научной деятельности — были решением конкурсной задачи, предложенной Датской академией наук в 1907 г.; автор получил за них золотую медаль. Изучались колебания струи жидкости под влиянием поверхностного натяжения; результаты рассматривались с точки зрения теории, развитой Рэлеем. Эти работы стали предметом первого выступления Бора на заседании Лондонского Королевского общества (10 ноября 1910 г.)¹. К этим вопросам Бор обратился вновь много лет спустя в связи с разработкой капельной модели ядра и теории ядерных реакций.

3

Замечание об электронной теории термоэлектрических явлений [4]

Единственная написанная на основе диссертации статья, которая была опубликована в периодической печати. Докторская диссертация Бора «Исследования по электронной теории металлов» [3] была написана в 1911 г. Целью работы было объяснение всей совокупности свойств металлов на основе классических представлений. Наиболее подробно рассматривались электро- и теплопроводность и гальваномагнитные явления. Показана справедливость утверждения Лоренца о том, что любая классическая теория излучения с необходимостью приводит к формуле Рэлея — Джинса; следовательно, подтверждается ограниченность старых представлений о механизме излучения и поглощения электромагнитных волн. В работе не предлагаются принципиально новые решения; она в известном смысле является отражением всех достоинств и недостатков классической теории электронов Лоренца — Друде — Дж. Дж. Томсона. Диссертация не публиковалась, ее основные результаты докладывались Бором в Кембридже (13 ноября 1911)².

* Составлены У. И. Франкфуртом и А. М. Френком. В дальнейшем цифры в круглых скобках обозначают номера статей в настоящем издании, а в квадратных — в библиографии, помещенной во втором томе.

¹ Nature, 1910, 85, 95.

² Nature, 1911, 88, 200.

Теория торможения заряженных частиц при их прохождении через вещество [5]

Работа написана в последние месяцы пребывания Бора в лаборатории у Резерфорда в Манчестере. Важность изучения торможения α - и β -частиц при прохождении через вещество для получения сведений о структуре атома стала очевидной сразу же после достоверного установления факта наличия в атоме электронов. Именно опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц привели к открытию ядерной структуры атома. Впервые задачу рассмотрел Дж. Дж. Томсон¹ на основе своей модели атома, затем Дарвин², исходивший уже из модели Резерфорда. Бору удалось найти правильное значение нижнего предела интеграла в формуле Томсона благодаря идее, что передача энергии от частиц к электронам может быть рассмотрена по аналогии с процессами, происходящими при дисперсии и поглощении излучения, т. е. рассматривая атом как набор гармонических осцилляторов. При этом существенно было, чтобы действие частицы, проходящей на больших расстояниях от атома, можно было считать малым возмущением атомной системы. Именно в этом случае, как было доказано впоследствии, результаты классической теории мало отличаются от квантовых. Результаты расчетов тормозной способности можно было интерпретировать как дополнительный аргумент в пользу утверждения Ван ден Брука³, что водороду и гелию следовало приписывать атомные номера (заряд ядра) соответственно 1 и 2. Приближенное согласие получалось и для более тяжелых элементов, но теоретические методы были еще недостаточны для получения достоверных результатов, да и экспериментальных данных было еще мало. К проблеме, затронутой в этой статье, Бор возвращался неоднократно. См. [14], [40], [99], [112].

К тому времени, когда Бор начал исследование проблемы строения атома, положение в этой области физики было довольно сложным. Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц подорвали доверие к модели атома Томсона, но и резерфордовская ядерная модель встретила с серьезными трудностями, которые можно отнести к трем категориям. Слабостью всех существовавших атомных моделей было их бессилие внести ясность в огромный экспериментальный материал, добытый спектроскопией. (Общее число работ по спектроскопии к 1912 г. составляло примерно 15.000.) Рэлей⁴ обратил внимание на то обстоятельство, что любая модель упруго- или квазиупругосвязанного электрона неизбежно приводит к выражениям, содержащим квадрат частоты, в противоречии формуле Ридберга — Ритца. Пуанкаре⁵ указал, что никакими граничными условиями для волнового уравнения нельзя добиться конечного предела для ряда собственных частот. Попытки Ритца⁶, Фредгольма⁷ и др. построить подходящие колебательные системы, идя обратно, т. е. от комбинационного принципа, приводили к сложным дифференциальным уравнениям движения, не поддающимся физической интерпретации.

Резерфордовская модель встретила с двумя специфическими трудностями: отсутствием величин, необходимых для оценки размеров атомов, и несовместимостью вращения электронов по замкнутым орбитам без излучения с классической электродина-

¹ J. J. Thomson. Phil. Mag., 1912, 23, 449.

² Ch. Darwin. Phil. Mag., 1912, 23, 901.

³ A. Van den Broek. Phys. ZS., 1913, 14, 33.

⁴ J. Rayleigh. Phil. Mag., 1897, 44, 356.

⁵ H. Poincaré. Rend. Circ. Matem. Palermo, 1894, 8, 57.

⁶ W. Ritz. Ann. d. Phys., 1903, 12, 264.

⁷ J. Fredholm. CR, 1906, 142, 506.

микой. Как видно из публикуемых работ, отношение Бора к каждой из перечисленных трудностей на разных этапах было неодинаковым.

Стремлением преодолеть противоречия атомной теории проникнуты работы¹ Ритца, Линдемана, Джинса, Рикке, Рэля, Шотта, Гарбассо, Уиттекера, Герцфельда, а также работы, авторы² которых так или иначе пытались привлечь квантовые представления к рассмотрению строения атомов и молекул. Но кардинальное решение было найдено Бором.

5

О строении атомов и молекул [6]

Знаменитая работа Бора, три части которой вышли в июле, сентябре и ноябре 1913 г., стала переломной в развитии физики. Уже в этой работе были выдвинуты принципы, на основании которых были в значительной мере устранены указанные выше трудности, объяснены спектры водородного и водородоподобных атомов. Здесь же намечена та идея, которая приняла окончательную форму в принципе соответствия, и позволила включить этот круг вопросов в общую проблему квантовой теории теплового излучения. Кроме опубликованных трех частей, в первоначальном варианте статья имела еще четвертую часть, посвященную магнетизму. Бор хотел применить свою теорию к объяснению магнитных свойств вещества, но встретившись с большими трудностями, отказался от своего намерения. Сохранившиеся черновые наброски этой части были опубликованы Л. Розенфельдом в 1963 г. [142].

Работа Бора сразу же получила очень широкий отклик среди физиков. Очень благоприятно о ней отозвался Эйнштейн, включился в ее развитие Зоммерфельд, признали ее безусловную ценность Лоренц, Планк, Резерфорд, Джинс. Новая теория сразу же стала предметом широкого обсуждения. Приведем краткую хронику событий, связанных с ее опубликованием: 1913. Июль — опубликована I часть статьи. Сентябрь — опубликована II часть статьи; опубликованы результаты опытов Эванса³, подтвердившего вывод Бора о принадлежности серии Пикеринга ионизированному гелию; обсуждение теории Бора на собрании Британской ассоциации (доклад Джинса⁴); дискуссия с Фаулером⁵ о происхождении серии Пикеринга. Октябрь — открытие эффекта Штарка. Ноябрь — статья Варбурга⁶, рассмотревшего эффекты Штарка и Зеемана с точки зрения теории Бора; опубликована третья часть статьи Бора; учет Бором влияния движения ядра на частоту спектральных линий [7]. Декабрь — статья

¹ F. L i n d e m a n n. Münch. Ber., 1901, 31, 441; 1903, 32, 27; J. J e a n s. Phil. Mag., 1901, 11, 117; E. R i e s k e. Phys. ZS. 1902, 2, 107; J. R a y l e i g h. Phil. Mag., 1906, 11, 117; G. A. S c h o t t. Phil. Mag., 1906, 12, 21; 1907, 13, 189; A. G a r b a s s o. Vorlesungen über theoretische Spektroskopie. Lpz., 1906; W. R i t z. Ann. d. Phys., 1908, 25, 660. См. также В. Р и т ц. Линейные спектры и строение атомов. В кн.: П. З е м а н. Происхождение цветов спектра. Одесса, 1910, E. W h i t t a k e r. Proc. Roy. Soc. 1911, A85, 262; K. H e r z f e l d. Wien. Ber., 1912, 11a, 121, 593.

² W. N e r n s t. ZS. f. Elektrochemie, 1911, 17, 265; N. B j e r r u m. Nernst Festschrift, 1912, 90; A. H a a s. Wien. Ber., 1910, 11a, 119, 119; A. S c h i d l o f. Ann. d. Phys., 1911, 35, 90; J. W. N i c h o l s o n. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1912, 72, 139, 677, 693, 729; F. H a s e n ö r l. Phys. ZS., 1911, 12, 931.

³ E. J. E v a n s. Nature, 1913, 92, 5.

⁴ J. H. J e a n s. Report on radiation and the quantum theory. London, 1914; Nature, 1913, 92, 304.

⁵ Nature, 1913, 92, 95—96, 231—233.

⁶ E. W a r b u r g. Verh. D. Phys. Ges., 1913, 15, 1259—1266.

Мозли¹ о спектре рентгеновского излучения, подтвердившая выводы Бора; доклад Бора на заседании физического общества в Копенгагене [8]; обзор К. Ф. Нестурха² по теории Бора на русском языке; письмо Резерфорда³ в *Nature* со ссылками на теорию Бора. 1914. Дискуссия Ван ден Брук — Никольсон — Линдеман — Бор — Мозли⁴ о соответствии теории Бора данным по рентгеновским спектрам; обзор Фейпля⁵ об устойчивости модели Бора; статьи Бора [10], Гарбассо⁶, Герцфельда⁷ по эффектам Зеемана и Штарка с квантовой точки зрения; опыты Франка и Герца⁸; открытие серии Лаймана⁹; теория рентгеновских спектров Косселя¹⁰; опубликование обзоров теории Бора в России, Германии, Англии, США¹¹.

6

Спектры водорода и гелия [7]

Еще в работе [6] Бор показал, что найденные Пикерингом и Фаулером линии, которые ранее на основе теории Ридберга приписывались водороду, хорошо укладываются в квантовую схему, если их отнести к ионизированному гелию. Выполненные Эвансом¹² опыты с чистым гелием подтвердили правильность выводов Бора. Фаулер¹³ согласился, что эти линии можно приписать гелию, но считал опыты Эванса неокончательными, поскольку сильный разряд мог вызвать свечение остатков водорода. Кроме того он указал, что для некоторых линий имеются выходящие за пределы ошибок измерений систематические отклонения от формулы Бора. Тогда Бор показал, что результаты Эванса хорошо согласуются с его формулой, а небольшое различие в значении постоянной Ридберга для водорода и гелия полностью объясняются, если учесть влияние движения атомного ядра на частоту спектральных линий.

7

О спектре водорода [8]

Доклад, прочитанный 20 декабря 1913 г. на датском языке в физическом обществе в Копенгагене. Перевод впервые опубликован в [29]. Излагаются основные вопросы квантовой теории строения атома в том объеме, в котором они содержались в [6].

-
- ¹ H. G. J. M o s e l e y. *Phil. Mag.*, 1913, 26, 1024—1034.
² К. Ф. Н е с т у р х. *ЖРФХО*, ч. физ., 1913, 45, отдел II, стр. 277—289.
³ E. R u t h e r f o r d. *Nature*, 1913, 22, 422.
⁴ *Nature*, 1914, 92, 241—242; 268—269, 500—501, 553—554, 583—584, 630—631; *Phil. Mag.*, 1914, 27, 541—564; 28, 630—632; *Phys. ZS.*, 1914, 15, 894—895.
⁵ L. F ö r p l. *Phys. ZS.*, 1914, 15, 707—712.
⁶ A. G a r b a s s o. *Phys. ZS.*, 1914, 15, 123, 310.
⁷ K. H e r z f e l d. *Phys. ZS.*, 1914, 15, 193—198.
⁸ J. F r a n k, G. H e r t z. *Verh. D. Phys. Ges.*, 1914, 16, 457, 512.
⁹ T. L y m a n. *Phys. Rev.*, 1914, 3, 504.
¹⁰ W. K o s s e l. *Verh. D. Phys. Ges.*, 1914, 16, 953.
¹¹ Г. И. ф а н Л е в е н. *Вопросы физики*, 1914, 8, в. 6, 153—195; R. S e e l i g e r. *Naturwiss.*, 1914, 2, 285—290; 304—314; N. C a m p b e l l. *Nature*, 1914, 92, 586—587; A. E v e. *Science*, 1914, 40, 115—121.
¹² E. J. E v a n s. *Nature*, 1913, 92, 5.
¹³ A. F o w l e r. *Nature*, 1913, 92, 95, 232.

Модель атома и спектры рентгеновских лучей [9]

Уже первая работа Бора по квантовой теории строения атома послужила стимулом для более глубокого изучения характеристического рентгеновского излучения. Мозли предпринял широкое изучение высокочастотных спектров разных элементов; оно стало возможным после открытия Лауэ, Фридрихом и Книппингом интерференции рентгеновских лучей, давшей метод точного определения частот. Мозли¹ установил, что выражение $Q = \frac{\nu}{3/4\nu_0}$ для всех элементов равнялось $N - 1$; здесь ν — частота линий K_α , $\nu_0 = Rc$, где R — постоянная Ридберга, c — скорость света. Возрастание величины Q на единицу при переходе от одного элемента к следующему в периодической системе свидетельствовало о том, что Q играет фундаментальную роль в характеристике атома. Этим подтверждалась высказанная Ван ден Бруком и использованная Резерфордом и Бором гипотеза, что решающую роль в расположении элементов в периодической системе играет не атомный вес, а заряд ядра, равный атомному номеру. Поскольку в рентгеновских спектрах при переходе от элемента к элементу наблюдались не периодические изменения, которые свойственны оптическим спектрам, а лишь некоторые смещения, было ясно, что рентгеновское излучение обусловлено переходами электронов во внутренних, ближайших к ядру кольцах. Важно, что данные Мозли и количественно хорошо согласовывались с формулой Бора. В своей статье Мозли утверждал, что найденная им связь между частотой линий рентгеновского спектра и атомным номером (закон Мозли) подтверждает правильность теории Бора: «Эти данные являются важным критерием в вопросе о внутреннем строении атома, и решительно подкрепляют точку зрения Резерфорда и Бора».

Никольсон и Линдеман² с разных точек зрения возражали против такой интерпретации. Никольсон, отрицая теорию Бора и подчеркивая трудности, встречаемые этой теорией при объяснении строения атомов более тяжелых элементов, пришел к выводу, что между теорией Бора и гипотезой Ван ден Брука существует противоречие, а рентгеновские лучи скорее всего возникают в самом ядре. Линдеман из соображений размерностей выводил разные формулы для частот, которые все согласовывались с данными Мозли и во всех фигурировало место элемента в периодической системе. Поэтому он считал, что опыты Мозли подтверждают лишь гипотезу Ван ден Брука, но не теорию Бора. Ответ Бора, а также Ван ден Брука и Мозли³ выяснили вопрос, хотя было ясно, что теория еще не завершена. Блестящие опыты Мозли не могли подтвердить того, что в боровской теории было недоработано (Мозли, например, указывал, на несоответствия, возникавшие при расчетах энергии в предположении, что при излучении электронные кольца перескакивают в новое состояние целиком), но они полностью согласовывались с основными идеями о стационарных состояниях и квантовых переходах.

Даже среди манчестерских физиков, сразу же принявших новые идеи, Мозли отличался особенно восторженным отстаиванием этой идеи. Естественно, что и Бор очень тепло относился к Мозли и внимательно следил за его творчеством. После трагической гибели Мозли в Дарданеллах в 1915 г. во время военных действий Бор написал обзор его научной деятельности. Этот обзор [15] не вошел ни в одну из библиографий работ Бора; приводим его здесь целиком:

¹ H. G. J. M o s e l e y. Phil. Mag., 1913, 26, 1024.

² J. W. N i c h o l s o n. Phil. Mag., 1914, 27, 541; F. L i n d e m a n n. Nature, 1914, 92, 500, 631.

³ A. V a n d e n B r o e k. Nature, 1914, 93, 241; M o s e l e y. Nature, 1914, 92, 553.

«Мозли прибыл в Манчестер весной 1910 г. в качестве лектора и демонстратора физической лаборатории университета. В это время в лаборатории под руководством Эрнеста Резерфорда и под его непосредственным влиянием работало большое число ученых со всего мира. Мозли сразу уловил дух лабораторий и с характерными для него энергией и энтузиазмом воспользовался им для решения сложной и важной задачи определения числа β -частиц, испускаемых при распаде радиоактивного атома. Эта проблема исследовалась только для активного осадка радия, причем даже в этом случае от предшествующих исследователей нельзя было требовать большой степени точности. Мозли последовательно улучшал метод и получал все более точные результаты. Он также расширил исследования, включив в них большинство радиоактивных веществ, испускающих β -лучи. Его результаты были тем более важны, что они имели значение для теории происхождения α - и β -лучей. Знания и опыт, добытые в этих экспериментах, Мозли впоследствии использовал для получения высоких потенциалов в вакууме с помощью зарядов, приобретенных радиоактивным веществом при испускании β -лучей. Он научился получать устойчивые потенциалы, более высокие, чем удавалось получать раньше этим или другим методом. Даже будучи занят этими сложными исследованиями, Мозли находил все-таки время для изучения других вопросов. В сотрудничестве с Фаянсом он разработал очень интересный метод определения времени жизни быстро распадающихся радиоактивных продуктов; в сотрудничестве с Маковером он открыл, что радий В испускает γ -лучи, столь легко поглощаемые, что раньше их не удавалось детектировать; с Робинзоном он измерил полную ионизацию, вызванную β - и γ -излучением радия В и радия С.

В 1912 г. Мозли сложил с себя обязанности лектора, и, получив должность в Манчестерском университете, мог посвятить все свое время научным изысканиям. В том же году благодаря открытию Лауэ интерференции рентгеновских лучей в кристаллах, открылось новое поле физических исследований; интерес к нему усилился после блестящих работ У. Г. и У. Л. Брэггов о природе рентгеновских лучей и строении кристаллов. Вскоре после открытия Лауэ Мозли, работая вместе с Дарвином, начал тщательное изучение свойств рентгеновских лучей новым методом. Их результаты были опубликованы в июне 1913 г. И хотя многие из этих результатов были получены и опубликованы раньше Брэггами, эта работа содержит большое число интереснейших экспериментальных подробностей и теоретических соображений, и является важным шагом на пути быстро прогрессирующего познания природы рентгеновских лучей. Сразу же после завершения этой работы Мозли предпринял систематическое изучение характеристического рентгеновского излучения всех возможных элементов. Это исследование было связано с большими экспериментальными трудностями, частью потому, что химическая природа многих элементов делала их непригодными для использования в качестве антикатодов в рентгеновских трубках, частью из-за чрезвычайно большого поглощения излучения многими элементами. Несмотря на это, благодаря своей удивительной энергии Мозли, с помощью его гениально простой установки для фотографирования спектров рентгеновского излучения, менее, чем за полгода удалось измерить длины волн наиболее интенсивных линий высокочастотного спектра большей части известных элементов и открыть фундаментальный закон, который всегда будет носить его имя. Эта работа, начатая в Манчестере, была завершена в Оксфорде ранней весной 1914 г. Как известно, Мозли нашел, что частоты основных линий в высокочастотном спектре являются простыми функциями целого числа, определяющего положение элементов в периодической таблице Менделеева.

Исключительная важность этого результата заключается в том, что он выявляет соотношение между свойствами различных элементов, более простое, чем любое другое, на которое можно было бы рассчитывать по ранее известным свойствам, которые все, включая и видимые спектры, варьируют сложным образом от элемента к элементу. Открытие Мозли, следовательно, дает очень важный ключ к вопросу о внутреннем стро-

ении атома, вопросу, который привлек большое внимание в последние годы. Хотя здесь едва ли следует входить в детали этого вопроса, общее значение результатов Мозли может быть лучше всего проиллюстрировано тем фактом, что они позволяли ему с уверенностью предсказать число еще не известных элементов и их положение в периодическом ряду. Этим путем, например, он смог установить число возможных элементов в группе редких земель; и как раз перед отъездом в Австралию он в сотрудничестве с проф. Урбаном был занят исследованием высокочастотных спектров элементов этой группы; оно безусловно пролило бы свет на эту область, которая прежде причиняла химикам столько беспокойства. Полный отчет об этом исследовании не был опубликован, но Мозли изложил общие вопросы на собрании Британской ассоциации в Сиднее.

На каждого, кто читает работы Мозли, сильное впечатление оказывает глубокое теоретическое понимание и большое экспериментальное мастерство, которые вместе с его исключительной трудоспособностью, обеспечили ему место среди наиболее выдающихся ученых его времени, хотя ему довелось посвятить научным исследованиям не более четырех коротких лет.

Л и т е р а т у р а

1. Proc. Roy. Soc., 1912, A87, 230.
2. » » 1913, A88, 471.
3. Phil. Mag., 1911, 22, 629.
4. » » 1912, 23, 312.
5. » » 1914, 28, 327.
6. » » 1913, 26, 210.
7. » » 1913, 26, 1024; 1914, 27, 703.»

9

О влиянии электрических и магнитных полей на спектральные линии [10]

Любая модель атома должна была объяснить влияние внешних полей на спектральные линии. Этот вопрос сразу же заинтересовал Зоммерфельда, Варбурга и др. Работа Варбурга была опубликована еще в 1913 г., сразу же после открытия Штарка. Полученные Варбургом на основе боровской теории формулы плохо согласовывались с данными эксперимента, из чего он заключил, что квантовая теория в принципе может объяснить эффекты Зеемана и Штарка, но нуждается для этого в определенных дополнениях. При этом он подчеркнул, что в случае простого эффекта Зеемана постоянная Планка h выпадает из окончательной формулы, чем и объясняется возможность его описания в классической теории. Для эффекта Штарка h сохраняется, значит явление чисто квантовое. Действительно, если излучение было бы обусловлено классическим осциллятором, то не могло бы быть никакого расщепления, пропорционального напряженности электрического поля; следовательно, эффект Штарка сразу исключил представление о том, что линейчатые спектры обусловлены излучением упруго-связанных электронов.

Бор исходит из того, что штарковские линии подчиняются комбинационному принципу; а значит внешнее электрическое поле влияет не на механизм перехода между стационарными состояниями, а на энергию системы в этих состояниях. Поскольку для граничных случаев, когда изменение энергии максимально, орбита электрона очень близка к периодической, использование принципа соответствия позволило получить

достаточно хорошо согласующиеся с опытами результаты, хотя только в наиболее общих чертах. Для объяснения в деталях всей сложной картины теория еще не была развита.

Казалось, что данные по эффекту Зеемана не соответствуют комбинационному принципу, это заставило Бора видоизменить общее условие частот, т. е. предположить, что магнитное поле оказывает влияние на сам механизм перехода электрона между стационарными состояниями. При таком изменении для малых частот опять появлялась возможность получить некоторое совпадение с классической теорией. Позже, когда Дебай¹ показал, что в эйнштейновской теории теплового излучения первоначальное условие частот имеет всеобщий характер, Бор отказался от его изменения; кроме того, ему удалось найти лучшую формулировку для принципа соответствия.

10

О сериальном спектре водорода и строении атома [11]

Куртис² обнаружил, что в спектре водорода имеются слабые, но систематические отклонения от формулы Бальмера. Аллен предположил, что тут сказывается влияние магнитного момента ядра. Бор показал, что если такое влияние вообще существует (сверхтонкая структура), то оно не имеет отношения к наблюдениям Куртиса, а его расчеты ошибочны (например, магнитный момент ядра был найден равным 5 магнетонам).

В статье впервые к электронам, движущимся по круговым орбитам, была применена теория относительности. Учет релятивистской поправки для массы привел Бора к выводу, что только круговые орбиты могут быть стационарными; эллиптические орбиты должны прецессировать. Для более детального исследования вопроса тогда не было еще ни достаточного теоретического основания, ни достаточно точных экспериментальных данных. На этом пути Зоммерфельд вскоре построил теорию тонкой структуры спектров, блестяще подтвердившуюся в опытах Пашена.

11

Спектры водорода и гелия [12]

Полемическая статья. Отвергаются доводы Никольсона, возражавшего против утверждения Бора, что серии Пикеринга и Фаулера принадлежат гелию.

12

О квантовой теории излучения и структуре атома [13]

Работа посвящена обсуждению ряда экспериментальных и теоретических работ, выполненных в 1914—1915 гг., с точки зрения боровской теории строения атома. Рассматриваются опыты Эйнштейна — де Гааза, обнаруживших эффект механического вращения при намагничивании железного стержня, опыты Эванса и Фаулера, продолживших исследование спектра чистого гелия и обнаруживших некоторые предсказанные Бором линии, новые экспериментальные данные по эффекту Штарка, измерения Рау величины напряжения, необходимого для возбуждения разных серий спектра гелия,

¹ P. D e b y e. Phys. ZS., 1916, 17, 511.

² W. E. C u r t i s. Proc. Roy. Soc., 1914, A90, 614

опыты Мак-Леннана и Гендерсона по измерению потенциала ионизации ртути, цинка и кадмия, а также результаты работ Мозли по рентгеновским спектрам.

Наибольший интерес представляет анализ экспериментов Франка и Герца и теории характеристического рентгеновского излучения Косселя.

13

О торможении быстро движущихся заряженных частиц при прохождении через вещество [14]

В работе продолжается исследование вопроса, ранее обсуждавшегося в [5]. Для более строгого проведения расчетов используются классические статистические методы. По первоначальному замыслу предполагалось сравнить результаты, полученные на основе классической модели осциллятора и с помощью квантовой теории атома, но Бор ограничился указанием на близкое совпадение для атомов с небольшим числом электронов. Для β -лучей учитываются релятивистские поправки, обусловленные большой скоростью вылета частиц. Отмечается возможность использования β -частиц для экспериментальной проверки результатов специальной теории относительности.

Весной 1916 г. Бор написал статью «О применении квантовой теории к периодической системе» [16]. Статья была набрана для апрельского номера «Philosophical Magazine»; но, ознакомившись с результатами первых работ Зоммерфельда, Бор отказался от ее публикации [см. (18)], и она вышла в свет лишь в 1921 г. [23]. В начале он намеревался переработать статью, включив в нее новые результаты; но развитие теории шло столь быстро, что от этого намерения пришлось отказаться. Вскоре появился новый ряд работ самого Зоммерфельда¹, рассмотревшего простейшие виды непериодических движений электронов и учитывавшего зависимость массы электрона от его скорости, затем Шварцшильд и независимо от него Эпштейн, используя идеи Зоммерфельда, сумели объяснить² все детали эффекта Штарка, а Зоммерфельд и Дебай³ сделали важный шаг на пути к толкованию эффекта Зеемана. Бор стремился дать полный обзор всех приложений квантовой теории и строению атома и на его основе наметить решение того, что оставалось нерешенным. Это относилось к вычислению частот в спектре сложных элементов и в особенности к определению поляризации и интенсивности спектральных линий в различных случаях. При рассмотрении последнего вопроса трудности возникали в связи с тем, что, отказавшись от многих основных положений классической механики и электродинамики, квантовая теория еще не выдвинула достаточно полную систему собственных принципов. Некоторые указания содержались в идее Эренфеста⁴ о адиабатических инвариантах; но решающий шаг был сделан Эйнштейном⁵, показавшим, что интенсивность спонтанного и индуцированного излучения определяется вероятностью соответствующих квантовых переходов.

¹ A. S o m m e r f e l d. Münch. Ber., 1916, S. 131, 1917, S. 83; Ann. d. Phys., 1916, 1, 1916.

² K. S c h w a r t z s c h i l d. Berl. Ber., 1916, 548; P. E p s t e i n. Phys. ZS, 1916, 17, 148; Ann. d. Phys., 1916, 50, 489; 51, 168.

³ A. S o m m e r f e l d. Phys. ZS., 1916, 17, 491; P. D e b a y e. Gött. Nach., 1916; Phys. ZS., 1916, 17, 507.

⁴ P. E h r e n f e s t. Proc. Akad. Amster., 1914, 16, 591; Phys. ZS., 1914, 15, 657; Ann. d. Phys., 1916, 51, 327; Phil. Mag., 1917, 33, 500.

⁵ A. E i n s t e i n. Verh. D. Phys. Ges., 1916, 18, 318; Phys. ZS., 1917, 18, 121. (См. перевод: А. Эйнштейн. Собр. научн. трудов, т. 3. М., 1966, стр. 386, 393).

Бору удалось выполнить свое намерение лишь в 1918 г., когда им была закончена большая работа в четырех частях «О квантовой теории линейчатых спектров». Но из нее тогда были опубликованы только первые две части [17], поскольку сразу же выявилась необходимость новой переработки. Третья часть увидела свет с некоторым дополнением лишь в 1922 г. [31] по настоянию сотрудников, ввиду ее большой исторической ценности.

Важнейшее достижение работы 1918 г. — общая формулировка принципа соответствия. Поскольку было известно, что в предельном случае длинных волн планковская квантовая теория излучения приводит к тем же результатам, что и классическая, Бор искал необходимый для дальнейшего развития квантовой теории эвристический принцип, именно исходя из этого совпадения (соответствия). В области больших квантовых чисел n частоты обращения ω электрона по стационарным орбитам вокруг ядра до и после излучения мало отличаются; возникла возможность сопоставить частоту излучения с частотой движения, т. е. выполнить требование классической теории. Частота излучения, испущенного при переходе $n_1 \rightarrow n_2$ будет асимптотически приближаться к значению $(n_1 - n_2)\omega$, т. е. к одной из частот, получающихся при разложении движения электрона в ряд Фурье, как это делается в классической механике. Бор показал, что это требование выполняется и для условно-периодических систем; здесь частота излучения при переходе из состояния (n_1, n_2, n_3, \dots) в состояние $(n'_1, n'_2, n'_3, \dots)$ асимптотически совпадает с частотой одной из гармонических компонент движения $(n_1 - n'_1)\omega_1 + (n_2 - n'_2)\omega_2 + \dots$, опять-таки в соответствии с результатами классической теории. Но принцип соответствия вовсе не означал, что между двумя теориями проложен мост, идя по которому можно будет их примирить, или показать что одна есть предельный случай другой. Теории непримиримы, поскольку в них предполагается совершенно разный характер излучения. И если в классической теории все фурье-компоненты излучаются одновременно, то в квантовой излучение при каждом переходе всегда монохроматическое. Боровский принцип лишь указывает на существование в квантовой теории некоторого соответствия между внутриатомным движением и излучением, отдаленно напоминающего соответствие между ω и ν в классической физике. Содержание принципа соответствия сводится к следующему. Излучение при переходе электрона из одного стационарного состояния в другое однозначно определено одной из гармонических компонент, на которые может быть разложен электрический момент атома. Вероятность осуществления этого перехода зависит от амплитуды соответствующей гармонической компоненты, причем в области больших квантовых чисел интенсивность излучения в среднем такая же, как и в классической электродинамике. Фактически физическое содержание принципа соответствия — признание того факта, что при описании результатов любой микроскопической теории необходимо пользоваться терминологией, применяемой в макромире. Это был первый шаг на пути к концепции дополнителности.

Наметились два основных пути рассмотрения вопросов квантового строения атома: в первом, развиваемом Бором и его сотрудниками (Крамерс, Бургерс, Костер) во главе угла ставился принцип соответствия; во втором, разработанном Зоммерфельдом и др. (П. Эпштейн, Дебай, Рубинович), использовался метод фазовых интегралов для условно-периодических функций (метод разделения переменных в уравнениях неперiodических движений). Зоммерфельду и его сотрудникам в 1915—1920 гг. удалось этим методом решить ряд важных задач. Было дано объяснение тонкой структуры спектральных линий при учете релятивистской зависимости массы электрона от скорости; были рассмотрены в деталях эллиптические орбиты электронов и введено азимутальное квантовое число; высказано предположение (затем подтвержденное экспериментально) о пространственном квантовании электронных орбит, в связи с чем введено магнитное квантовое число; были разработаны теория эффекта Штарка и теория нормального эффекта

Зеемана; намечен подход к пониманию аномального эффекта Зеемана и всей совокупности вопросов, связанных с мультиплетностью спектральных линий. Но весь метод был основан, по выражению самого Зоммерфельда, на некоторой «мистерии чисел», для которой не удавалось найти более глубокого обоснования.

Зоммерфельд не разделял мнения о всеобщей значимости принципа соответствия. Он писал: «Можно сказать, что квантовая теория еще не созрела для чисто дедуктивного изложения. Это вполне возможно; но тем не менее мы должны предначертать ту идеальную форму квантовой теории, которая предположительно будет развиваться в этом направлении. И здесь я почти уверен, что исходить следует из совокупности стационарных состояний, представляемых так называемым фазовым пространством, как это сделал Планк в 1916 г. в своей работе о фазовом пространстве. Выделяя определенные области этого фазового пространства в канонических переменных p и q , мы приходим к так называемым фазовым интегралам. Вопрос о том, когда эти интегралы можно выводить независимо один от другого, ведет к многократно периодическим системам и к «методу разделения». Их арифметический характер говорит о том, что выделенные области фазового пространства являются целыми кратными постоянной Планка h . Наоборот, с помощью своего принципа соответствия Бор пытается тесно увязать квантовую теорию с классической теорией излучения. Он действует по возможности индуктивно и на основе физических соображений, сопоставляя постепенно каждому квантовому числу период некоторого движения. Волшебная сила принципа соответствия полностью оправдалась при выводе правил отбора квантовых чисел, при рассмотрении серийных и полосатых спектров. Принцип стал путеводной нитью для всех новых открытий Бора и его школы. Несмотря на это, я не могу считать его окончательно удовлетворительным уже из-за того, что в нем смешаны квантовая и классическая точки зрения. Мне хотелось бы увидеть принцип соответствия как особо важное следствие будущей дополненной квантовой теории, а не как ее основание»¹.

Значительные успехи, достигнутые при использовании простых модельных представлений в сочетании с принципом соответствия, привели к тому, что было психологически трудно от них отказаться. В частном письме Бор писал: «Преодолевая трудности мы идем вперед, но каждый результат рождает искушение свернуть с пути. Это касается атомной теории в такой мере, что, судя по современному уровню развития квантовой теории, вряд ли можно сказать, было ли успехом или неудачей, когда между свойствами кеплеровского движения и спектром водорода была установлена простейшая связь, которую себе когда-либо мыслили. Если бы эта связь ограничивалась только асимптотическим приближением, согласующимся с требованием принципа соответствия, мы бы не подвергались искушению так грубо применять механику, что долгое время считалось возможным»².

Нельзя не отметить проницательность Зоммерфельда, писавшего за год до появления первых работ по квантовой механике: «В этой связи, я хотел бы сказать несколько слов о достоверности наших модельных представлений. Трудности, которые все яснее проявляются сегодня в атомной физике, обусловлены, как мне кажется, не столько злоупотреблением квантовой теорией, сколько преувеличенной верой в реальность модельных представлений. Конечно, модель атома водорода функционирует правильно во всех случаях (за исключением разве случаев воздействия сильных магнитных полей), и, конечно, боровское объяснение химической систематики в периодической системе в основных чертах верна. Но сами явления намного проще, чем можно ожидать, судя по моделям. Подумайте только о простоте всех рентгеновских спектров и сравните ее с необозримыми осложнениями, которые возникают при рассмотрении взаим-

¹ A. S o m m e r f e l d. Naturwiss., 1924, 12, 1049.

² «Нильс Бор. Жизнь и творчество». М., изд-во «Наука», 1967, стр. 186.

ных возмущений электронных орбит при сложном строении атома. Уже следующий за водородом простейший атом гелия ведет к противоречиям. Особенно ощутительны трудности теории аномального эффекта Зеемана. Благодаря проведенному Ланде анализу расщепления термов мы уже знаем точно действительные законы для широкого класса зеемановских эффектов; но одновременно мы видим, что их нельзя получить из простой модели. Скорее похоже, что два соседних целочисленных состояния в фазовом пространстве определяют магнитное поведение одного и того же терма. Модель атома является тогда скорее расчетной схемой, чем реальным состоянием. Для наглядности наших модельных представлений это, конечно, очень прискорбно. Но зато это вполне терпимо для удовлетворения требования однозначной математической определенности теории»¹.

Квантовая механика возникла на пути слияния обоих методов, развивавших квантовую теорию в течение 1915—1925 гг.

14

О сериальных спектрах элементов [19]

Доклад, прочитанный 27 апреля 1920 г. на заседании Немецкого физического общества в Берлине. Эта работа знаменует собой начало нового этапа в развитии квантовой теории атома. За время после 1915 г., когда были написаны предыдущие статьи, в целом ряде работ как самого Бора, так и ряда других исследователей, в особенности Зоммерфельда и его сотрудников, были высказаны новые точки зрения, способствовавшие решению ряда задач, с которыми первоначальная боровская теория была не в состоянии справиться.

Содержание первой части работы не выходит за пределы изложенного в работах первого периода, выявляя те основные идеи, которые сохранились в ходе развития теории. Тем не менее, подчеркивается, что поскольку, по Эйнштейну, интенсивность отдельных спектральных линий зависит от вероятности соответствующих квантовых переходов, принцип соответствия не должен ограничиваться определением частот спектральных линий, испускаемых при этих переходах, но должен дать и их относительную вероятность. Вероятность перехода связана определенным образом с амплитудой соответствующей гармонической компоненты движения.

Во второй части к спектру водорода применяется новая концепция, разработанная в [17], в которой основная роль принадлежала принципу соответствия. Бор отмечает, что результаты, полученные зоммерфельдовским методом разделения переменных, можно получить и на основе этого принципа. Вместе с тем точка зрения соответствия позволяет рассматривать и такие задачи, в которых вследствие сложности движений внутри атома метод разделения неприменим. На основе принципа соответствия излагается вопрос о поляризации и интенсивности линий, а также правила отбора.

В третьей части принцип соответствия используется при рассмотрении спектров многоэлектронных атомов; в частности, показано, что спектры ортогелия и парагелия относятся не к двум разным элементам, а к несколько различным состояниям атома одного и того же элемента — гелия. Хотя вопрос конфигурации электронов подробно не освещается, приведены доводы, заставляющие отказаться от старого представления об электронных кольцах.

¹ A. S o m m e r f e l d. Naturwiss., 1924, 12, 1049.

15**Строение атома [20]**

Кратко изложены основные соображения, основанные на принципе соответствия, которые легли в основу дальнейшего развития Бором квантовой теории атома. Рассматриваются вопросы устойчивости электронных конфигураций, обосновывается необходимость отказа от электронных колец, вводится представление о проникающих орбитах, обеспечивающих устойчивость движения электронов в атоме, дается классификация электронных орбит по группам и подгруппам, высказывается предположение о возможности достройки внутренних групп электронов при наличии внешних.

16**К вопросу о поляризации излучения в квантовой теории [21]**

В работе продолжается рассмотрение вопроса об объяснении поляризации излучения с точки зрения принципа соответствия. Обсуждаются возможности решения проблемы теми двумя методами, которые наметились в квантовой теории (метод соответствия и метод связи). Бор отмечает, что вследствие недостаточности сведений об особенностях процесса излучения, второй метод, использованный Рубиновичем, может дать правила отбора и поляризацию только в простейшем частном случае, тогда как метод соответствия позволяет найти решения и для более сложных атомных систем.

17**Строение атома [22]**

Очень краткое изложение дальнейших результатов изучения электронных орбит в многоэлектронных атомах. Подробное изложение дано в статье 19 [24].

18**Предисловие к сборнику «Статьи о строении атома [1913—1916]» [23]**

Сборник содержит все статьи Бора о строении атома первого периода, а также статью 1916 г. «Приложение квантовой теории к периодической системе», ранее не публиковавшаяся. В предисловии кратко излагается содержание этой работы и подводятся определенный итог первому периоду существования квантовой теории атома.

19**Строение атомов в связи с физическими и химическими свойствами элементов [24]**

Доклад, прочитанный 18 октября 1921 г. в физическом обществе в Копенгагене, был опубликован первоначально на датском языке, а затем — в немецком переводе. Вместе с двумя предыдущими докладами (статьи 7 и 14) вошел в сборник [29], переведенный позже на основные европейские языки (русский, французский, английский).

К третьему докладу Бор сделал несколько дополнений (в первом немецком издании и во втором английском). Настоящий перевод выполнен с немецкого издания.

В этой работе уже подробно излагаются достигнутые с помощью принципа соответствия результаты, лишь коротко намеченные в предыдущих статьях (14, 15, 16, 17). В первой части излагаются основные принципы теории и выявляются вопросы, которые не удавалось раньше решить; во второй части рассматриваются принцип соответствия и простейшие следствия из него. Основная часть — третья, в которой на основании принципа соответствия делаются определенные выводы о заполнении электронной оболочки атомов. Интересно здесь отметить, что общий принцип привел Бора к заключению (стр. 365), что неизвестный еще тогда элемент 72 должен обладать свойствами, близкими к свойствам циркония, имеющего, согласно изложенной теории, такую же структуру орбит внешних электронов, а не редких земель, как тогда считали. Это предсказание оправдалось почти сразу же: в 1922 г. Хевеши и Костер¹ в Копенгагене открыли гафний, элемент, свойства которого соответствовали предсказанным. В четвертой части те же теоретические представления использованы для рассмотрения рентгеновских спектров.

Весь круг идей, использованных Бором в этой работе, излагался им 12—22 июня 1922 г. в Геттингене в цикле из семи лекций «О теории строения атома». Эти лекции произвели большое впечатление на слушателей и оказали решающее влияние на направление дальнейших исследований присутствовавших на них Паули и Гейзенберга.

К 1921—1922 гг. относятся две небольшие популярные статьи Бора [25], [26] и его письмо в «Nature» [27] относительно спектров изотопов. Астон² применил для вычисления различия между спектрами изотопов любых элементов формулу, выведенную Бором для водорода. Эренфест³ и Бор [27] привели ряд возражений, в которых отмечалась сложность картины движений в многоэлектронных атомах.

20

О принципе отбора в квантовой теории [28]

В статье Бор доказывает, что результаты опытов Фута, Моле́ра и Меггерса по возбуждению спектров неионизированного калия не противоречат его теории атома. Обсуждается роль третьего квантового числа и подчеркивается большая общность метода соответствия по сравнению с методом, использованным Рубиновичем и основанным на законах сохранения. По своему содержанию работа близко примыкает к следующей [31].

21

Влияние электрических и магнитных полей на спектральные линии [31]

7-я Гэтриевская лекция, прочитанная Бором 24 марта 1922 г. в физическом обществе в Лондоне. Вопросы, рассмотренные раньше [10], обсуждаются уже с точки зрения принципа соответствия с помощью классического метода возмущений. Этим методом можно получить решение даже в тех случаях, когда переменные в уравнении движения не разделяются. Методом Зоммерфельда, например, нельзя объяснить влияние электрического поля на тонкую структуру спектральных линий. Бор пользуется вековыми возмущениями. Ему удалось оценить возмущения, испытываемые различными группами электронов во внешних полях; особое внимание при этом уделялось электронам, со-

¹ O. Coster, G. v. Hevesy. Nature, 1922, 111, 252, 962.

² F. W. Aston. Isotops. Ld., 1922, p. 123.

³ P. Ehrenfest. Nature, 1922, 109, 745.

ответствующим большим квантовым числам, но орбита которых проникает в область орбит электронов с малыми квантовыми числами. На этом пути Бор надеялся найти объяснение устойчивости конфигурации электронов. Но чем шире применялся аппарат классической механики в проблемах строения атома, тем все более укреплялись сомнения в возможности дальнейшего продвижения по этому пути.

22

Строение атома [32]

Речь, произнесенная Бором в Стокгольме 11 декабря 1922 г. при вручении ему Нобелевской премии. Опубликованная первоначально на датском языке, была затем переведена на английский, русский, немецкий. Это большой обзор всего существенного, достигнутого квантовой теорией строения атома за 10 лет ее развития. Излагая предысторию этой теории, Бор раскрывает ход своих мыслей, приведших к принятию им квантовой концепции. Затем формулируются важнейшие идеи, положенные в основу десятилетней работы, и оцениваются дальнейшие возможности теории.

23

Рентгеновские спектры и периодическая система элементов [33]

Статья является продолжением серии работ, посвященных построению теории периодической системы элементов Менделеева путем рассмотрения последовательного связывания электронов. Если в работах [24] и [31] это построение основывается главным образом на материале оптической спектроскопии, то здесь за основу взяты экспериментальные данные по рентгеновским спектрам. Постепенно усовершенствуется терминология: вводится понятие о константе экранирования поля ядра, об эффективном квантовом числе; по-видимому, впервые используется схема энергетических уровней в атоме и дается новая система их обозначений.

Последняя статья этой серии [34] была опубликована в мае 1923 г. Здесь для построения всей периодической системы путем рассмотрения последовательного связывания электронов в поле ядра используется уже вся совокупность данных по оптическим и рентгеновским спектрам, по химическим и магнитным свойствам веществ. Конфигурация орбит в электронной оболочке классифицируется с помощью трех квантовых чисел; но ограничение числа электронов на каждой оболочке представляло фактически дополнительную гипотезу, необходимую для объяснения эмпирических данных. Эта гипотеза в некоторой мере может рассматриваться как предшественница принципа запрета Паули. Аргументация, лежащая в основе этой гипотезы, не была достаточно обоснована; она оправдывалась необходимостью объяснить особую устойчивость заполненных электронных оболочек, имеющую фундаментальное значение для интерпретации периодичности в свойствах элементов, расположенных в порядке возрастания заряда ядер.

Вопрос о том, насколько глубоко методы и представления классической механики совместимы с квантовой концепцией, обсуждался еще в апреле 1921 г. на III Сольвеевском конгрессе по физике. (Труды этого конгресса были опубликованы в 1923 г.) Бор из-за болезни не мог присутствовать на конгрессе, и его доклад «О применении квантовой теории к атомным проблемам» был зачитан Эренфестом, в собственном докладе которого «Принцип соответствия» также обсуждались эти вопросы.

О применении квантовой теории к строению атома. I. Основные постулаты квантовой теории [36]

Работы, написанные в 1921—1922 гг. ([24], [28], [32], [33], [34]), завершают второй период развития боровской квантовой теории атома, период преимущественного использования принципа соответствия и связанных с ним идей. Несмотря на многие успехи, оставалось множество невыясненных вопросов. Естественно стремление Бора вновь и вновь возвращаться к осмысливанию основ своей теории. Этому и посвящена настоящая статья, которая должна была стать первой в серии статей, посвященных квантовой проблеме. Но как это случалось и раньше, этому замыслу не суждено было осуществиться: события опередили автора и Бор постепенно вынужден был отказываться от значительной части представлений, которые должны были лечь в основу этих работ.

В работе подробно анализируются постулаты квантовой теории и основные методы, позволившие решить ряд существенных задач: метод возмущений, метод разделения переменных, методы, основанные на принципе соответствия и принципе адиабатической инвариантности. Возвращаясь к вопросу о формальном характере квантовой теории и отмечая необходимость построения на основе этой теории единой картины физических явлений, Бор подчеркивает те принципиальные трудности, которые возникают при попытках указать природу появления дискретностей в атомных процессах, исходя из понятий классической электродинамики. При этом он считает, что ни гипотеза световых квантов, ни принцип связи [см. (16)] не могут дать удовлетворительного решения.

Обращает на себя внимание, что в этой работе Бор впервые обращается к квантовой трактовке таких оптических явлений, которым в предыдущих работах не уделялось внимания: интерференции, отражению и особенно дисперсии. Проблема дисперсии стала одной из основных¹. Поскольку нельзя было дать общее описание явлений, пользуясь классической формулировкой законов сохранения энергии и импульса, Бор считал необходимым отказаться от всеобщей применимости этих законов к атомным процессам, сохраняя, вместе с тем, «более пригодные для развития квантовой теории» принципы соответствия и адиабатической инвариантности.

Квантовая теория излучения [38]

Развивая намеченную в предыдущей работе идею об ограниченности законов сохранения энергии и импульса в атомных процессах, авторы ищут путь к последовательному и полному описанию оптических явлений, происходящих при прохождении света через вещество, и одновременно учитывающему тесную связь этих явлений с атомными спектрами. Считая, что непрерывный характер оптических явлений не позволяет дать простую интерпретацию, основанную на простой причинной связи с процессами квантовых переходов в атомах, они отвергают решения, предлагаемые гипотезой световых квантов (например, при объяснении незадолго до этого открытого эффекта Комптона). Предлагаемая концепция «виртуального» поля излучения подчеркивала статистический характер законов сохранения энергии и импульса в атомных процессах, поскольку предполагалось, что между индуцированными энергетическими переходами в атоме и имевшими место ранее переходами в атоме-излучателе нет прямой причинной связи.

¹ См., например: «Нильс Бор. Жизнь и творчество». М., 1967, стр. 9.

Именно такая независимость процессов перехода рассматривалась как единственный способ описания взаимодействия между излучением и атомами среды.

Гейзенберг, который в это время уже активно сотрудничал с группой Бора в Копенгагене, позже писал: «К фундаментальным выводам, являющимся следствием этой точки зрения, следует отнестись с большим вниманием. Бор, Крамерс и Слетер ввели гипотезу, по которой волны являются по своей природе волнами вероятности: они представляют собой не реальность в классическом смысле, а скорее «возможность» такой реальности. Гипотеза заключалась в том, что волны определяют в каждой точке вероятность испускания или поглощения излучения находящимся в этой точке атомом. Предполагалось, что излучение поглощается и испускается отдельными квантами энергии $h\nu$. Отсюда, казалось бы, следовало, что в индивидуальных процессах закон сохранения энергии не может соблюдаться; потому Бор, Крамерс и Слетер предположили, что он выполняется только статистически, в среднем. Хотя позднее было доказано, что предположение о нарушении закона сохранения энергии для индивидуальных процессов является неправильным (соотношения оказались значительно менее простыми, чем тогда можно было предвидеть), однако предпринятая Бором, Крамерсом и Слетером попытка интерпретации тем не менее содержала некоторые очень важные черты позднейшей, правильной, интерпретации. Наиболее важным было введение вероятности в качестве нового вида «объективной» физической реальности»¹.

Развивая эту идею, Бор² вскоре показал, что «волны вероятности» нужно рассматривать не в обычном трехмерном пространстве, а в конфигурационном, и что волна вероятности связана с индивидуальным процессом.

26

О поляризации флуоресцентного света [39]

Результаты некоторых новых опытов по поляризации флуоресцентного света рассматриваются с точки зрения, развитой в предыдущей работе. Характеризуя умонастроения Бора этого времени, Гейзенберг писал: «Я был также удовлетворен результатами дискуссии с Бором и Крамерсом по вопросу о поляризации флуоресцентного света. Бор написал черновой вариант небольшой статьи по этому поводу в связи с опытами в институте Франка, а я, презирая всякие наглядные картины, использовал свою формальную точку зрения на поставленную им проблему и в итоге получил количественные результаты, которые по своему значению шли несколько дальше работы Бора... Разгорелась длительная научная дискуссия и, насколько я помню, в ней впервые со всей остротой было высказано требование отказаться от наглядных картин и руководствоваться этим принципом в дальнейшей деятельности». И несколько раньше: «Однако я заметил, что математическая ясность сама по себе не представляла для Бора какой-то особой ценности. Он опасался, что формальная математическая структура скроет физическую сущность проблемы и был убежден, что законченное физическое объяснение должно безусловно предшествовать математической формулировке. Пожалуй, уже в тот момент я был в большей степени, чем Бор, готов отойти от наглядных картин и сделать шаг по пути к математической абстракции»³.

¹ В. Гейзенберг. Развитие интерпретации квантовой теории. В сб.: «Нильс Бор и развитие физики». М., 1958, стр. 23—24.

² M. Born. *ZS. f. Phys.*, 1926, 37, 863; 38, 803.

³ В. Гейзенберг. Квантовая теория и ее интерпретация. В Сб.: «Нильс Бор. Жизнь и творчество», стр. 9—10.

О действии атомов при соударениях [40]

Поскольку выяснилось, что чисто механическое описание динамических проблем, связанных с определенными явлениями соударения атомов, невозможно, Бор показал, что в таких случаях следует ожидать специфических квантовых эффектов, связанных с ограниченностью классических представлений об орбитах электронов. Рассмотрение основано на развитой в предыдущей статье концепции возможности нарушения законов сохранения в элементарных атомных процессах. Когда Боте и Гейгер ⁴ экспериментально показали, что эта концепция ошибочна, Бор признал, что от намеченного им пути нужно отказаться. Статья была закончена в марте 1925 г., еще до того, как стали известны результаты опытов Боте и Гейгера; поэтому в июле он написал к ней послесловие, представляющее большой интерес в свете дальнейших событий в этой области физики.

Старые, механические модели, наглядные пространственно-временные образы оказались неспособными служить основой для построения единой физической картины мира. Путь новым идеям, намечавшимся в уже вышедших работах Эйнштейна и де Бройля, с одной стороны, и в опубликованных вскоре работах Гейзенберга, с другой, был открыт. Физика стояла на пороге совершенно нового периода своего развития.

.....
⁴ W. B o t h e, H. G e i g e r. ZS. f. Phys., 1925, 33, 639.

СОДЕРЖАНИЕ

От редакции

1909 г.

1. Определение коэффициента поверхностного натяжения воды методом колебаний струи. 7

1910 г.

2. К определению коэффициента поверхностного натяжения свежеобразованной поверхности воды. 51

1912 г.

3. Замечание об электронной теории термоэлектрических явлений. 60

1913 г.

4. Теория торможения заряженных частиц при их прохождении через вещество. 63
5. О строении атомов и молекул. 84
6. Спектры водорода и гелия. 149

1914 г.

7. О спектре водорода. 152
8. Модель атома и спектры рентгеновских лучей. 168

581

-
9. О влиянии электрических и магнитных полей на спектральные линии. 169

1915 г.

10. О сериальном спектре водорода и строении атома. 187
11. Спектры водорода и гелия. 191
12. О квантовой теории излучения и структуре атома. 194
13. О торможении быстро движущихся заряженных частиц при прохождении через вещество. 215

1920 г.

14. О сериальных спектрах элементов. 247

1921 г.

15. Строение атома. 285
16. К вопросу о поляризации излучения в квантовой теории. 293
17. Строение атома. 301
18. Предисловие к сборнику «Статьи о строении атома (1913—1916 гг.)». 304
19. Строение атомов в связи с физическими и химическими свойствами элементов. 318

1922 г.

20. О принципе отбора в квантовой теории. 376

1923 г.

21. Влияние электрических и магнитных полей на спектральные линии. 380
22. Строение атома. 417
23. Рентгеновские спектры и периодическая система элементов. (Совместно с Д. Костером) 453
24. О применении квантовой теории к строению атома. I. Основные постулаты квантовой теории. 482

1924 г.

25. Квантовая теория излучения. (Совместно с Г. Крамерсом и Дж. Слетером) 526
26. О поляризации флуоресцентного света. 542

1925 г.

27. О действии атомов при соударениях. 549
Комментарии 563



Neil B. ...