

Phenylacetic acid T<sub>6</sub> C<sub>1</sub> - 142.

" II 345

Российская Социалистическая Федеративная Советская Республика

*Пролетарии всех стран, соединяйтесь!*

Народный Комиссариат Здравоохранения

ИНСТИТУТ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

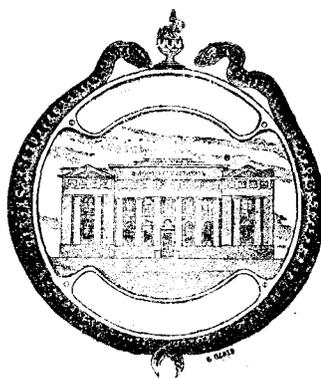
КУРАТОРИЙ:

АКАДЕМИК ПРОФ. П. И. Вальден и АКАДЕМИК ПРОФ. А. Н. Крылов

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

АКАДЕМИКА ПРОФ. П. П. Лазарева

Том II, вып. 1.



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

МОСКВА. 1920

(Печатание окончено 30 октября 1920 г.)

„Гиз“ № 1141 3000 экз.

---

2-я Типо-Лит. М. Г. С. Н. Х. (бывш. Т-ва Машистова). Москва, Б. Садовая, 23.

## Современное научное мировоззрение.

*В. Амри.*

### I.

Мы переживаем теперь один из величайших кризисов; все наше мышление, вся этика, вся жизнь, все наше духовное и нравственное существование находятся в состоянии какого то умственного брожения; те незыблемые законы и даже принципы, на которых строилось все наше мировоззрение и вся наша жизнь, пересматриваются, отбрасываются и взамен им вырастает новая система, более общая, более широкая которая должна сделаться руководящим учением на многие десятилетия и даже столетия.

Эти новые принципы должны будут направить всю нашу интеллектуальную и нравственную жизнь на новый путь, по которому человечество немного ближе подойдет к познанию истины и к увеличению счастья на земле, по которому, другими словами, будет достигнут известный прогресс. Особенность человеческого мышления состоит в том, что оно всегда стремится построить систему мира возможно стройную, которая охватывала бы все явления природы, предвидела бы их, давала бы объяснения всему происходящему, и служила бы руководящей нитью для всех поступков человека. При этом стремлении построить стройную систему мировоззрения человек старается свести все явления природы к минимальному количеству общих принципов, из которых логически выводились бы все человеческие действия, как нравственные, так и духовные.

Если проследить развитие человеческой мысли с древних времен до наших дней, то можно отметить следующие главные этапы:

1) Период до Аристотеля; 2) от Аристотеля до 16 столетия; 3) от Галилея, Декарта и Ньютона до начала 20 столетия; и наконец, 4) теперь переживаемый кризис, виновником которого является физик Эйнштейн.

## II.

Дать первые основные законы логического мышления, установить понятия вещества формы, субстанции, силы, движения, времени, пространства, активного и потенциального действия; построить ряд основных законов, к которым сводятся все явления природы, и наконец дать теорию строения вселенной, ее движений, ее возникновения и ее будущего, все это было творчеством одного из величайших умов, которые человечество видело до сих пор,—Аристотеля, жившего две тысячи лет тому назад.

Мощность этого учения объясняет то огромное влияние, которое оно имело на дальнейшее изучение природы. Ведь все бесконечные трактаты, учения, дебаты и процессы, оканчивавшиеся сжиганием на костре отрицавших принципы Аристотеля, вся своеобразная культурная жизнь средних веков, имели своим главным центром учение Аристотеля. Целый ряд основных вопросов были поставлены Аристотелем: эти вопросы по их общности и значению настолько важны, что остались и до сих пор краеугольными камнями, на которых строится все наше научное мировоззрение.

Первый вопрос относится к существованию абсолютных законов природы.

Когда мы наблюдаем какое-нибудь явление и стараемся вывести те законы, по которым оно протекает, то ведь мы наблюдаем это явление при определенных условиях например, на земле, и спрашивается, не являются ли те законы, которые мы выводим, относительными, так что, если бы мы перенеслись в другие условия, то получили бы иные законы. Так, например, можем ли мы считать, что явления природы подчиняются одним и тем же законам на земле, на Юпитере, на Солнце и на какой-нибудь звезде, скажем на Сириусе.

Аристотель отвечает на этот вопрос положительно. Такой же положительный ответ на него давали все ученые и философы до настоящих времен. И этот вопрос не вызывал, казалось, особенных затруднений. Универсальность законов движения, притяжения, теплоты, электричества, магнетизма и лучеиспускания тел признается всеми, как основа, позволяющая создать стройную систему строения и возникновения мира.

Однако, при более тщательном анализе этого вопроса встретилось одно очень серьезное затруднение. Мы знаем, что свет распространяется с известной скоростью, равной тремстам тысячам километров в секунду, так что вокруг земли он обошел бы в  $\frac{1}{8}$  секунды; от солнца до земли свет проходит в восемь минут; от самых близких звезд он доходит в несколько лет, от звезд более отдаленных в несколько тысяч

лет; а от недавно открытых огромных спиральных туманностей, составляющих целую систему вселенной, в несколько миллионов лет.

Но ведь эта скорость света была определена на земле, а земля сама движется вокруг солнца со скоростью 30 километров в секунду. На первый взгляд эта скорость очень мала по сравнению со скоростью света, но методы астрономии и физики так точны, что требуют принятия во внимание и таких сравнительно медленных движений. Спрашивается, следовательно, не является ли скорость света, которую мы измеряем на земле, величиной относительной, т.-е. зависящей от скорости движения земли? Весьма тщательные опыты над скоростью распространения света на земле, как параллельно движению земли, так и перпендикулярно к этому направлению, показали, что скорость света совершенно одинакова во всех случаях; это и есть сущность знаменитых опытов Майкельсона и Морлея; попытки эти были начаты еще в 1881 году и производились при различных условиях до 1905 года.

И так опыт показал, что скорость распространения света в пустоте есть величина абсолютно постоянная, т.-е. в каких бы условиях мы ее не измеряли, находясь на движущемся предмете, или на неподвижном, мы всегда найдем одну и ту же величину. Представим себе, напр., что с колокольни Ивана Великого в Москве дают световой сигнал и говорят всем находящимся на некотором расстоянии людям, чтобы они заметили момент, когда он до них дойдет, спрашивается, как будут расположены по отношению к колокольне Ивана Великого все те люди, которые одновременно увидят данный сигнал? Ведь земля движется вокруг солнца со скоростью 30 кил. в секунду; кроме того она вращается вокруг своей оси со скоростью почти пол-километра в секунду, следовательно, казалось бы очевидным, что те люди, которые переносятся землей на встречу идущему к ним сигналу, увидят его раньше, чем те, которые уносятся землей в том же направлении, как световой луч, посланный с Ивана Великого.

Однако оказывается, что все те, до которых одновременно дойдет световой сигнал, будут находиться на круге, центром которого будет колокольня Ивана Великого. В этом результате мы чувствуем что-то непонятное, противоречащее нашему обычному логическому мышлению. Ведь когда курьерский поезд, идущий со скоростью 90 верст в час, перегоняет пассажирский, идущий со скоростью в 50 верст, то людям, сидящим в пассажирском поезде, кажется, что перегоняющий их курьерский идет со скоростью равной 90 минус 50, т.-е. 40 верст в час; это составляет сущность принципа относительности движения, который был введен Галилеем и который всякому очевиден.

Если же мы едем в поезде или несемся на аэроплане, или в ядре, с какой угодно скоростью и нам посылают в догонку световой сигнал, то он перегоняет нас и скорость его по отношению к нам со-

вершено та же, как если бы мы не двигались. Даже если бы мы пробежали 290 тысяч километров в секунду и нам послали бы в догонку луча света, то он бы нас перегнал, так как его скорость равна 300 тысячам километров в секунду, и, нам бы казалось, что скорость луча света по отношению к нам равна не 300—290, т.-е. 10 тысячам километров в секунду, как этого требует принцип относительности движений, а что этот луч идет с той же скоростью, как бы это было, если бы мы не двигались.

Тут есть какое-то противоречие.

### III.

Согласно принципу, принятому уже Аристотелем и лежавшему в основе всех учений до настоящего времени, законы природы имеют одинаковое значение, независимо от условий, в которых они наблюдаются; так с одной стороны закон относительности скоростей, выведенный Галлилеем для движения, и с другой стороны закон постоянства скорости света, представляют из себя вполне общие законы природы; и вот оказывается, что между этими двумя основными законами существует противоречие. В чем же тут дело? Как помирить эти два закона между собою? Вот задача, которая возникла сначала двадцатого столетия и которая теперь получила вполне стройное незыблемое решение, представляющее из себя научное исследование, настолько же красивое и гармоничное, как наилучшие произведения классического искусства.

Для решения этого вопроса мы опять обратимся к Аристотелю. Аристотель уделяет большую часть своей физики выяснению понятий времени, пространства и движений. Он показывает, что эти три понятия связаны между собою. Мы судим о движении по времени и обратно сводим время к какомунибудь движению; также, чтобы судить о пространстве, напр. о длине какойнибудь линии, мы пользуемся или движением или отмечаем положение, занимаемое одновременно обоими концами этой линии, т.-е. подчиняем пространство или движению, которое занимает известное время, или же понятию об одновременности двух происшествий. Но если мы определяем время по движению, то спрашивается, не будет ли измерение времени зависеть от состояния более или менее быстрого движения. И на этот основной вопрос Аристотель обстоятельно отвечает, что „для движений, происходящих одновременно, время измеряется одинаково, независимо от скоростей этих движений, даже если одно тело находится в покое, а другое движется“.

Этот основной принцип, что длительность какогонибудь явления не зависит от состояния покоя или движения тела, на котором наблю-

дается это движение, был положен в основу всеми учениями от Аристотеля, Галилея, Декарта, Ньютона до современных ученых—Гельмгольца, Кельвина, Пуанкаре и др.

На нем зиждилась вся механика и все представление о законах природы. Это считалось самым общим принципом мирозерцания.

Мы имеем следовательно три принципа: постоянство измерения времени, относительность скоростей и постоянство скорости света. Мы видели выше, что если принять независимость измерения времени от состояния движения тел, то между принципом относительности скоростей и постоянством скорости света получается противоречие.

Спрашивается, является ли постоянство времени действительно обязательным принципом, или же можно отказаться от него и таким образом помирить между собою относительность скоростей и постоянство скорости света? Таков первый вопрос, который был поставлен знаменитым немецким физиком Эйнштейном в 1905 году, когда ему было едва 28 лет. Он решительно заявил, что мы должны отказаться от принципа постоянства времени и заменить его более общим, а именно принципом относительности самого времени.

Так как все явления природы протекают во времени, то это изменение влечет за собою пересмотр абсолютно всех законов природы и ведет к построению совершенно нового мирозерцания.

Необходимость приложения принципа относительности ко времени вытекает непосредственно из строго логического рассуждения. Действительно представим себе, что мы имеем длинный поезд в сто вагонов, катящийся очень быстро по полотну железной дороги; каким образом могли бы мы установить точно, что какое-нибудь явление происходит одновременно в первом и последнем вагоне?

Самый точный способ состоит в том, чтобы это явление вызвало оптический сигнал, напр., яркую искру, как в первом, так и в сотом вагоне, и чтобы мы наблюдали эти сигналы, находясь в середине поезда; тогда мы скажем, что оба явления происходили одновременно, если мы в середине поезда получим одновременно лучи света из первого и из последнего вагона. Но совершенно другое заключение относительно одновременности этих двух явлений будет сделано зрителем, находящимся неподвижно на полотне дороги, как раз против середины поезда, в тот момент, когда дадут сигналы в первом и последнем вагоне. Для этого зрителя искра в первом вагоне покажется сверкающей позже, чем искра в сотом вагоне. Действительно, наблюдатель, находящийся в поезде продвигается навстречу лучу света, идущему от первого вагона, он его видит, следовательно, немного раньше, чем наблюдатель, находящийся в покое на полотне дороги.

Итак, два явления, происходящие в различных местах, будут считаться или одновременными или первое предшествующим второму

или обратно, в зависимости от состояния движения или покоя наблюдателя или регистрирующего прибора.

Следовательно, когда мы говорим о каком-нибудь явлении, происходящем далеко от нас, что оно происходит в такой-то момент, то это определение времени зависит от состояния движения или покоя, как наблюдателя, так и тела, на котором происходит это явление.

Измерение времени является, таким образом, величиной относительной. А так как расстояние двух точек связано непосредственно с измерением времени, то очевидно, что и измерение длины будет зависеть от состояния покоя или движения. Так, напр., если едущий в поезде будет сравнивать длину какой-нибудь линейки, находящейся на полотне железной дороги, то он найдет, что его линейка короче неподвижной.

Легко, напр., вычислить, что если наблюдатель движется со скоростью равной 135 тысячам километров в секунду, то линейка в один метр длиной будет для него по сравнению с неподвижной линейкой равна 90 сантиметрам, а его часы будут показывать 60 секунд, в то время как неподвижные часы покажут 67 секунд. Другой пример более яркий, может быть представлен ядром Жюль Верна. Вообразим себе, что из гигантской пушки выстрелили ядром, в котором находится человек, и что скорость полета ядра немного меньше скорости света и равна 299990 километров в секунду, человек летит и через год прилетает на какую-нибудь звезду, откуда его обратно посылают на землю, ему опять кажется, что он летит год, его часы, все его жизненные отправления, все протекает так, что ему представляется, что его путешествие продолжалось два года, и вот, вернувшись на землю, он ничего не узнает, потому что в это время на земле прошло не два года, а двести лет.

Невольно спрашивается, неужели подобные результаты могут иметь какое-нибудь реальное значение. Неужели есть случаи, когда действительно измерения времени и пространства меняются от того, что тело движется. Не есть ли это только отвлеченное учение, построенное лишь для того, чтобы согласовать между собой два принципа.

Мы с несомненностью можем ответить, что эти новые воззрения на пространство и время не только имеют огромное значение для объяснения различных явлений природы, но позволили предвидеть целый ряд новых явлений и дали возможность построить стройную систему мира, в которой число законов сведено до минимума.

#### IV.

В своей физике Аристотель, для изучения движения тел, дает ряд принципов, которые являлись основами всей механики средних

веков, которые не признавать считалось ересью, преследуемою церковью. Вот главнейшие из этих законов: тело движется только тогда, когда на него действует сила; под влиянием постоянной силы тело двигается с постоянной скоростью; если приложить к данному телу какую-нибудь силу, то она заставит двигаться тело только тогда, если величина этой силы превышает некоторый минимум; тела падают с различными скоростями, в зависимости от их веса; пустота невозможна, потому что в пустоте тела падали бы с бесконечной скоростью. Нам понятно, каких невероятных усилий стоило Галилею, Декарту, Ньюто-ну и другим отвергнуть все эти принципы, на которых воспитывались поколения и на которых строилось все научное мышление их современников. Ведь Джордано Бруно, читавший в Париже лекции, в которых он протестовал против принципов Аристотеля, был сожжен в Риме на костре в 1600 г., Галилей чуть не подвергся той же участи, Декарт осторожно оставался в Голландии и не рещался издавать своего трактата о мире.

Принцип инерции Галилея, согласно которому тело, не подвергнутое влиянию внешних сил, продолжает двигаться прямолинейно с постоянной скоростью, движение равномерно ускоряется под влиянием постоянной силы, доказанное Галилеем, приведение в движение данного тела, под влиянием всякой силы, как бы она ни была слаба, одинаковая скорость падения всех тел, независимость их веса, осуществление пустого пространства и, наконец, открытие притяжения тел. Все эти завоевания науки семнадцатого столетия привели к совершенно новому мировоззрению, которое вылилось в самой полной и универсальной форме в учении Ньютона.

И вот мы переживаем теперь опять новый кризис во всех науках. Одна из основных величин, на которой построена вся механика, а именно—масса какого-нибудь тела, считалась до сих пор чем то неизменным, оказывается, что она может подвергаться изменениям под влиянием излучения с одной стороны, и под влиянием движения с другой. И это изменение не есть только вывод теории относительности времени, а есть факт, заключенный из непосредственных опытов над движением мельчайших частиц материи, называемых электронами, которые выбрасываются радиоактивными телами, раскаленными телами и особенно солнцем с очень большой скоростью. Эти то частицы, которые посылает нам солнце в огромном количестве, попадая в высшие слои земной атмосферы на высоте 100 верст, производят сильное свечение газов, которое мы наблюдаем в виде северных сияний, они же вызывают на земле электрические бури. Величина или масса этих частиц может быть измерена, также и их скорость и вот оказывается, что масса их меняется со скоростью движения. Это изменение коли-

чествонно совпадает с тем, которое предвидит теория относительности Эйнштейна.

В связи с массой тела находится непосредственно связанной сила притяжения, как это было показано Ньютоном, и мы, следовательно, должны ожидать, что законы движения тел под влиянием притяжения будут находиться также в зависимости от принципа относительности Эйнштейна.

В этом случае вопрос является необыкновенно сложным, так как мы имеем дело с движениями ускоренными и сила притяжения меняется в зависимости от расстояния; таким образом, чтобы приступить к решению этого сложного вопроса Эйнштейну пришлось преодолеть огромный математический труд, в котором он расширил принцип относительности, приложив его ко всем случаям движения под влиянием сил действующих неравномерно. Предполагая, что скорость распространения силы притяжения равна скорости света, Эйнштейн показывает, что во всех случаях—равномерного, неравномерного и даже вращающегося движения мы должны рассматривать время, пространство и массу, как величины зависящие от скорости движения. Эта строго математическая зависимость вводит поправку во все уравнения небесной механики, т. е. заставляет астрономов пересмотреть все их вычисления относительно движения небесных тел.

Один случай был перевычислен самим Эйнштейном, это движение самой маленькой планеты Меркурия. Согласно теории Эйнштейна, движение это происходит по эллиптической орбите, которая в свою очередь вращается вокруг солнца, оставаясь в той же плоскости. Эта особенность была давно замечена и все астрономы, начиная с Лерверье, тщетно искали объяснения этому сложному движению Меркурия, однако оно не только качественно объясняется теорией Эйнштейна, но даже количественно точно совпадает; действительно, вычисленное передвижение перигелия Меркурия равняется 42,9 секунды в столетие, тогда как наблюдаемое равно 43 секундам.

Итак, масса всякого тела зависит от состояния его движения, с другой стороны мы знаем, что кинетическая энергия движущегося тела равна произведению половины массы на квадрат его скорости, следовательно мы легко себе представляем, что масса вообще есть выражение некоторой энергии, которая меняется, когда тело движется. Всякое излучение, видимое или невидимое, представляет из себя некоторую потерю энергии, следовательно, принцип относительности Эйнштейна нам говорит, что масса какого-нибудь тела, излучающего тепловые, видимые или ультра-фиолетовые лучи уменьшается, если мы следовательно предположим, что когда-то давно, различные элементы: азот, кислород, медь, свинец, золото и т. д. образовались из соединения элементарных атомов водорода и гелия, то с тех пор происходило

постоянное излучение энергии и масса этих элементов должна была уменьшиться, вот почему атомные веса различных элементов не равны точно целым числам. Мы можем из атомного веса узнать историю происхождения элементов.

Эта гипотеза происхождения элементов, построенная знаменитым французским физиком Ланжевенем, получила в этом году замечательное подтверждение в опытах английского физика Резерфорда, которому удалось показать, что под влиянием  $\alpha$ -лучей азот распадается и выделяет водород.

Развитие теории тяготения, основанное на принципе относительности, привело Эйнштейна к тому результату, что свет, который представляет из себя одну из форм энергии, при распространении вблизи какой-нибудь массы, не идет по прямой линии, но описывает некоторую кривую, так что принцип прямолинейности распространения света должен также быть отброшен и заменен более общим. Результат этот мог быть проведен наблюдениями во время солнечного затмения 29 мая 1919 года. Еще в 1914 году Эйнштейн вывел из своей теории, что, если наблюдать во время солнечного затмения звезды, находящиеся за солнцем (так что луч их проходит очень близко к солнцу), то кажущееся положение этих звезд будет изменено потому что луч, проходя мимо такого большого тела, как солнце, будет им притягиваться и следовательно опишет некоторую кривую. Предполагалось послать экспедицию для наблюдения солнечного затмения в августе 1914 года. Но война все остановила и только 29 мая 1919 года удалось проделать измерения. Две экспедиции были организованы английскими астрономами Гринвича и Кембриджа одна в северную Бразилию в Собраль, другая на остров Принца, возле берегов Африки в Гвинейском заливе. Затмение было очень удачное для подобных измерений, так как область неба, находящаяся за солнцем, была очень богата звездами. — их приходилось около двадцати, расположенных вокруг самого диска солнца. Фотографии показали существование отклонения лучей при прохождении мимо солнца; это отклонение равно—для наблюдений в Бразилии 1,98 секунды, а на острове Принца 1,6 секунды, что составляет в среднем отклонение в 1,79 секунды, т.е. число совершенно точно совпадающее с отклонением, вычисленным Эйнштейном.

Итак принцип относительности времени позволил, в результате строгого логического построения, предвидеть существование совершенно нового общего явления и связать таким образом Ньютоновскую силу притяжения тел со светом, а следовательно с электричеством и магнетизмом.

До сих пор сила притяжения стояла совершенно обособленной и при построении законов природы приходилось трактовать отдельно законы механики и астрономии, законы теплоты и наконец законы

химических превращений; теперь, благодаря всеобщему обобщающему принципу относительности, удалось связать, массу с энергией, свет с притяжением, теплоту со светом так что становится возможным построить одну общую систему, охватывающую все явления природы и подчиняющую их нескольким основным универсальным законам.

Красота подобного построения настолько велика, наша душевная жизнь находит в нем такое огромное наслаждение и удовлетворение. что это дает силу и веру для борьбы со всеми невзгодами и заставляет быть оптимистами, так как творческая работа ведет к счастью, а критика и разрушение к пессимизму.

Но что же сделано из этой обширной системы мира. Мы находимся в начале огромного движения и развития. Нам даны новые методы, даны доказательства прочности основ, на которых мы можем во всех направлениях, каждый в своей специальности строить здание науки.

Изучение явлений радиоактивности привело к заключению о единстве материи. Спектральный анализ и изучение лучей Рентгена позволили дать весьма цельную теорию строения атомов, а приложение теории относительности к движениям происходящим внутри атомов, позволило предвидеть количественно целый ряд особенностей спектра элементов. Приложение новых методов оптики позволило наблюдать непосредственно движения молекул, определять их число и величину. Законы статистики в приложении к физическим и химическим явлениям позволили связать явление теплоты со светом и привели к основному заключению, что, как материя состоит из мельчайших частиц называемых атомами и электронами, так и энергия должна рассматриваться, как состоящая из маленьких элементарных частиц, называемых квантами. Приложение принципа относительности в его общей современной форме к изучению теплоты, выделяемой химическими реакциями, показывает, что эта теплота зависит от силы притяжения так что, например, одна и та же реакция выделяет больше теплоты на солнце, чем на земле. В области биологии не менее важные пути открываются перед искателем: законы эволюции организмов заменяются законами мутаций, т.е. скачков. Развитие клеток и тканей может происходить вне организма, напр., если взять крохотный кусочек сердца цыпленка и положить его в определенную жидкость, то он растет, дает волокна и начинает сокращаться. Раздражение нервов, а в частности и наше зрение, могут быть в точности сведены к чисто физико-химическим процессам и вычислены наперед. Вообще мы проникаем все глубже и глубже в понимание законов мира, и перед нами открывается славное будущее когда, гармония всех областей будет достигнута.

В этой дружной работе русские ученые играли очень большую

руководящую роль; *Левосев, Менделеев, Ляпунов и Мечников*, вот четыре великие творца, положившие основы физики, химии, небесной механики и биологии, на которые опираются ученые всего мира.

И мы знаем, что ничто и никто не может сокрушить и остановить научного творчества и гения, так как он верует в великое этическое значения искание истины.

Париж. Январь 1920.

---

## Применение учения о квантах к теории спектральных серий.

П. Эпштейн <sup>1)</sup>.

И. О т д е л.

В В Е Д Е Н И Е.

С 1896 по 1902 г. Макс Планк сосредоточил все свои силы на теории излучения. С беспримечательной последовательностью и энергией создал он сначала принципиальные основания этой теории и на рубеже столетий пришел к убеждению, что обыкновенной механики и электродинамики Максвелл-Лоренца недостаточно для обоснования учения об излучении. Последовательное применение этих классических принципов при всех обстоятельствах ведет к такому закону распределения энергии (так наз. распределение Релей-Джинса), который в области коротких волн стоит в резком противоречии с данными опыта. Отсюда Планк был поставлен перед необходимостью ввести в теорию излучения *новое положение, чуждое механике и электродинамике*. В 1901 году ему удалось смелым движением мысли найти недостающее звено в цепи своих умозаключений. Таким звеном была *гипотеза квантов*, которая не только разрешила все загадки в теории излучения, но, как это впоследствии оказалось, овладела всеми остальными атомистическими процессами.

Применение теории квантов в атомистике дало за последние годы целый ряд значительных успехов; и в этом новейшем развитии теории Планк также сыграл выдающуюся роль. Целью настоящей статьи является обзор новейших результатов теории квантов, поскольку дело касается теории спектральных серий. Соответственно этому в начале

<sup>1)</sup> Статья П. Эпштейна появилась в номере журнала „Die Naturwissenschaften“, посвященном *М. Планку* по поводу шестидесятилетия со дня его рождения.

П. С. Эпштейн—один из видных современных теоретиков, в настоящее время приват-доцент Цюрихского Университета. В начале своей деятельности он был приват-доцентом Московского Университета.

Переводчик.

даются вкратце принципиальные основания Планкова учения о квантах (§§ 2—4), а также сопоставляется необходимый фактический материал из области атомистики и спектроскопии (§§ 5—6). Второй отдел заключает первую удачную попытку применения теории квантов к атому, которая связана с именем *Нильса Бора*, и которая завершилась объяснением простейших спектральных серий (§§ 7—10). В третьем отделе рассматриваются применения к системам с несколькими степенями свободы в связи с теми новыми представлениями, которые были созданы *Планком* и *Зоммерфельдом*. Здесь дается, главным образом, теория тончайшей структуры линий, сходных с водородными (*wasserstoffähnliche*), а также теория явления Штарка (§§ 11—15). В заключение рассматриваются воззрения Планка на структуру фазового пространства фаз (*Phasenraum*).

## § 2. Гипотеза о квантах энергии.

Чтобы выяснить содержание гипотезы квантов, разовьем подробнее сказанное во введении; при этом мы возьмем за отправный пункт понятие о линейном резонаторе. В качестве такого резонатора мы можем себе представить электрон, который квазиэластически (т.-е. силой, пропорциональной расстоянию  $x$ ) связан со своим положением равновесия, вследствие чего совершает вокруг этого положения синусоидальные колебания с постоянным, для данного резонатора характерным, числом колебаний в секунду  $\nu$ :

$$x = x_0 \sin 2 \pi \nu t . . . . . (I).$$

Здесь  $t$  означает время,  $x_0$  — амплитуду.

По законам электродинамики подобный линейный резонатор должен излучать электромагнитные волны с тем же числом колебаний  $\nu$ , и наоборот—под влиянием падающих волн совершать вынужденные колебания. Таким образом, если внутри совершенно отражающего пространства заключается большое число резонаторов со всевозможным  $\nu$ , то они должны находиться с излучением и между собою в состоянии подвижного равновесия, при котором каждая группа резонаторов (с определенным числом колебаний  $\nu$ ) излучает как раз такое же количество энергии, какое она поглощает из падающего на нее излучения. Это равновесное излучение называют „*черным излучением*“ и проблема, поставленная *Планком*, состояла в том, чтобы найти спектральное распределение энергии черного излучения. Оказалось, однако, что неизбежно получается неверный закон, если только допустить, что резонатор при взаимодействии с другими может получать всевозможные количества энергии (а стало быть и амплитуды). Новое, в высшей степени смелое допущение Планка состояло в том, что энергия  $A$  ре-

зонатора обладает атомистическим характером и является целым кратным некоторого элементарного количества  $\epsilon$ ,

$$A = n \epsilon.$$

где  $n$  — целое число. По термодинамическим основаниям (закон смещения Вина), это элементарное количество энергии не может быть независимым от числа колебаний  $\nu$ , но должно быть ему пропорционально:  $\epsilon = h\nu$ . Таким образом в качестве выражения первой формулировки гипотезы Планка, которую называют гипотезой „квант энергии“, получается формула

$$A = nh\nu \dots \dots \dots (2).$$

Здесь  $h$  — универсальная постоянная размерности которой равна размерности действия (энергия время), которую поэтому называют Планковым количеством действия (*Wirkungsquantum*). Из измерений *Курльбма, Луммера и Пригсмейма*, Планк получил для  $h$  следующее числовое значение

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

Выражение для энергии линейного резонатора  $A$  получится, если принять во внимание, что в момент прохождения через начальное положение ( $t=0$ ) имеется только кинетическая энергия. Если назовем массу электрона через  $\mu$ , то

$$A = \frac{\mu}{2} \left( \dot{x} \right)_{t=0}^2 = 2 \mu (\pi\nu x_0)^2$$
$$\dot{x} = \frac{dx}{dt}$$

Соотношение (2) дает тогда

$$2\pi^2\mu\nu x_0^2 = nh. \dots \dots \dots (3).$$

Таким образом, теория квантов допускает лишь определенные, избранные амплитуды  $x_0$ , именно те, которые удовлетворяют соотношению (3).

### § 3. Гипотеза о квантах действия.

Впоследствии Планк дал своей гипотезе другую формулировку, при которой становится яснее, что именно действие, а не энергия является постоянной. При этом он воспользовался механическим понятием об импульсе или количестве движения. Как известно, если пользоваться декартовыми координатами и рассматривать консервативные силы (т.е. такие силы, которые имеют потенциал), то импульс, соответствующий координате  $x$  для точки с массой  $\mu$  выразится

$$p_x = \mu \dot{x}$$

Но и при более сложных обстоятельствах можно вообще определить момент  $p$ , соответствующий координате  $q$  системы.

При этом достаточно знать величины всех  $p$  и  $q$  в некоторый момент, для того, чтобы определить тем самым движение системы полностью и для любого момента времени.

В частном случае, когда имеется одна степень свободы, можно легко выразить  $p$  в функции  $q$ .

Например для линейного резонатора, согласно уравнению (1) имеем

$$\frac{p_x}{2\pi\nu x} = x_0 \cos 2\pi\nu t \dots \dots \dots (4).$$

Возводя в квадрат (1) и (4) и складывая их между собой, получим

$$\left(\frac{x}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{p_x}{2\pi\nu x_0}\right)^2 = 1$$

А это, как известно, есть уравнение эллипса с полуосями  $a = x_0$  и  $b = 2\pi\nu x_0$ . Таким образом, если взять  $p_x$  за ординату, а  $x$  — за абсциссу, то для всякого частного значения  $x_0$  получится некоторый эллипс (рис. 1), а для всевозможных  $x_0$  — семейство подобных кон-

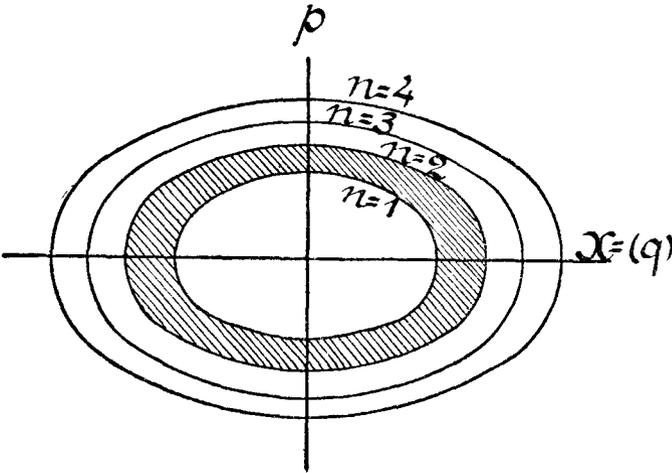


Рис. 1.

центрических эллипсов. В общем случае системы, определяемой координатой  $q$  и соответствующим моментом  $p$ , аналогичным построением, можно получить другое (не эллиптическое) семейство кривых, из которых каждая изображает движение системы для определенной величины энергии. На основании допущения Планка, согласно уравнению (3) возможны не все кривые семейства, но лишь некоторые совершенно

определенные. Позднейшая формулировка Планка в том и состоит, что *площадь, заключающаяся между двумя последовательными, допустимыми сточки зрения теории квантов, кривыми, должна быть равна количеству действия  $h$* . Математически это выражается так

$$\iint dp dq = h$$

или

$$\int (p_n - p_{n-1}) dq = h$$

Интеграцию следует распространить на всю заштрихованную область между кривыми для  $n=2$ ;  $p_n$  и  $p_{n-1}$  относятся к значениям для импульса на пограничных кривых.

Суммируя выражения

$$\int (p_1 - p_0) dq = h, \int (p_2 - p_1) dq = h, \dots \int (p_n - p_{n-1}) dq = h,$$

получим для  $n$ -го допустимого с точки зрения гипотезы квантов движения, или, как мы будем говорить, для  $n$ -ой „статической формы движения“:

$$\int (p_n - p_0) dq = nh$$

Здесь  $p_0$  означает импульс на самой внутренней статической кривой с наименьшей допустимой величиной площади.

Для этого  $p_0$  можно ожидать значение отличное от нуля только тогда, когда рассматриваемая система по механическим основаниям допускает предельное состояние, которому как раз импульс  $p_0$  и соответствует. Для линейного резонатора это не имеет места. Здесь и минимальные амплитуды и импульсы вплоть до совершенного покоя ( $p_0 = 0$ ) механически возможны. Для таких систем — а большинство систем именно таковы — квантовое условие (5 а) сводится просто к следующему

$$\int pdq = hn \dots \dots \dots (5 б),$$

т.е. площадь, ограниченная статической кривой, есть целое кратное количества действия  $h$ .

Легко видеть, что это трактование Планковского допущения, — которое в такой форме называют гипотезой „квантов действия“, для случая линейного резонатора совпадает с гипотезой квантов энергии (2). Действительно, площадь эллипса равна  $\pi ab$ , т.е.

$$nh = \pi ab = 2\pi^2 \nu m x_0^2$$

Мы пришли таким образом к формуле (3). Одно из преимуществ, которое представляла такая формулировка гипотезы квантов, сводилось к тому, что можно было довести до минимума необходимые изменения в электродинамике, по крайней мере, поглощение энергии можно было представлять непрерывным и существенно новое в этом воззрении — свести к вычислению статистической вероятности. А, так как для последующего безразлично, рассматриваем ли мы статические формы движения, как единственно возможные или только как в статическом смысле избранные, то мы вернемся к этому вопросу лишь впоследствии (§ 16).

Дальнейшее преимущество второй теории заключается в том, что в ней никакой роли не играет число колебаний и поэтому не приходится заранее ограничиваться только периодическими движениями. И действительно, впоследствии удалось применить эту теорию, как к системам с несколькими степенями свободы, так и к известным классам неперiodических движений.

#### § 4. Развитие идеи о квантах энергии.

Замечательно, что представление о квантах действия, основанное на понятии об импульсе, не сделало идею о квантах энергии излишней, но только переместило область ее приложений. И действительно эту идею с успехом можно было применить для объяснения многих явлений. В особенности Эйнштейн, которому мы обязаны разработкой теории квант в самых разнообразных направлениях, упорно защищал ту точку зрения, что при действии излучения с числом колебаний  $\nu$ , должен проявляться квант энергии  $h\nu$ . Таким образом он дал, картину количественных соотношений при *фотоэлектрическом эффекте*. Согласно его гипотезе, электрон, вылетающий из металла под действием ультрафиолетового света с частотой  $\nu$ , получает от света кинетическую энергию  $h\nu$ , из которой некоторую часть ( $P$ ) он затрачивает на ту работу, которую он совершает, чтобы пройти через поверхность и преодолеть связи с атомами металла. Отсюда для скорости  $v$  фотоэлектрона получается уравнение Эйнштейна (1905).

$$\frac{mv^2}{2} + P = h\nu,$$

которое вполне подтверждается и которое недавно *Р. Милликаном* (1916) применено для точного определения величины  $h$ .

Обратное представление — допущение, что при процессе излучения света число колебаний, даваемое неизвестным нам механизмом может определяться имеющимся запасом энергии, мы находим впер-

вые у *Вина* и *Штарка*. Вин <sup>1)</sup> рассматривает процесс возникновения рентгеновских лучей при внезапном торможении катодных лучей на антикатоде и выставляет гипотезу, что число колебаний испускаемых рентгеновских лучей определяется кинетической энергией  $T$  заторможенного электрона из соотношения

$$T = ch\nu \text{ } ^2).$$

Замечательно в этом представлении то, что величина  $ch\nu$  ни в коем случае не совпадает с энергией, излучаемой в форме рентгеновских лучей, ибо последняя составляет, как это можно подсчитать <sup>3)</sup> и как это следует из измерений <sup>4)</sup>, лишь незначительную часть (порядка 0,2%) энергии катодных лучей. Таким образом условие (6) определяет лишь число колебаний испускаемого излучения и ничего не говорит об его энергии. Вот почему это уравнение мы называем „условием для частоты“ (Frequenzbedingung).

Это соотношение в последнее время проверено (до напряжения в 40.000 вольт <sup>5)</sup>). Причем подтвердилось с совершенной строгостью, что *наибольшее* число колебаний рентгеновских лучей, которые вызываются электронами с определенной кинетической энергией, удовлетворяет уравнению (6).

Впервые применение подобных соображений к оптическому спектру было сделано Штарком <sup>6)</sup>. Он рассматривает испускание линий спектра ртути и исходит из допущения, что предварительным условием для этого испускания является наличие ионизированных атомов и свободных электронов в ртутном газе. Свечение происходит, по его мнению, при рекомбинации электрона с ионизированным атомом. Так как при этом процессе имеется в запасе конечное количество энергии, а именно энергия  $T$ , которую нужно затратить для того, чтобы наоборот удалить электрон из атома в бесконечность так наз. ионизирующий потенциал) и которая известна из непосредственных измерений, то Штарк заключил, что граница ртутного спектра, т.-е. наибольшее число колебаний  $\nu$ , излучение которого возможно, опре-

<sup>1)</sup> W. Wien Gbtt Nachr., p 598, 1907.

<sup>2)</sup>  $c$ —скорость света. Под числом колебаний мы разумеем здесь и в дальнейшем обратную величину длины волны  $\nu = \frac{1}{\lambda}$ . Строго говоря, это есть число колебаний в  $\frac{1}{c}$  секунд.

<sup>3)</sup> Зоммерфельд в работе (Münch. Ber. p 1, 1911), оказавшей большое влияние на дальнейшее развитие теории квантов модифицировал теорию Вина и разработал ее количественно.

<sup>4)</sup> W. Wien. Ann d. Phys 18, p. 991; 1905.

<sup>5)</sup> Duane и Hut, Phys. Rev. 6, p. 166, 1915.

<sup>6)</sup> W. Stenling. Phys. Zs. 10, p. 991, 1905.

дается уравнением (6). Новейшие измерения понизующего потенциала ртути <sup>5)</sup> подтвердили квантовое уравнение (6). Однако, число колебаний  $\nu$ , которое им определяется, относится не к границе спектра, но к резонансному излучению ртути (253,6 мк).

### § 5. Структура сериальных формул. Комбинационный принцип Ритца.

Наша цель состоит в том, чтобы дать обзор успехов, которые достигнуты за последние годы в объяснении спектральных законов, благодаря применению теории квантов к атомистике. Поэтому необходимо, прежде всего, сказать несколько слов о структуре спектральных формул и о современных воззрениях на строение атома.

При изучении линий, из которых состоит спектр, установлено существование особых последовательностей этих линий. Эти последовательности называются *сериями*. Все линии одной и той же серии обладают внешним сходством и однообразными физическими свойствами, из чего заключают об их генетической однородности. Изображение спектральных серий при помощи формулы было введено уже в 1885 году Бальмером, который дал для водородной серии, впоследствии названной его именем, следующую формулу

$$\nu = N \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 3, 4, 5 \dots \dots \dots \quad (7)$$

Здесь  $N$ —константа; ее наилучшим значением в настоящее время считается 109677,69. Из этой Бальмеровской серии, единственной серии, которую обладает водород в видимой части спектра, известно 29 линий, обозначаемых в порядке убывающей длины волны  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma \dots$ . В спектрах водородных трубок найдены, однако лишь 13 первых линий, остальные недоступны наблюдению с земными источниками, вследствие своей слабости, но известны в спектрах звезд. Формула (7) дает с точностью, не оставляющей желать ничего лучшего, числа колебаний всех 29 линий, если подставлять вместо  $m$  последовательные целые числа от 3 до 31. Впрочем, последние исследования показали, что линии Бальмеровской серии не являются простыми, но могут быть разложены, по крайней мере, на два тесно расположенных компонента.

Равным образом, водороду приписывалась астрономическая серия, которая была найдена в 1896 г. Пикерингом в спектре звезды  $\zeta$  Puppis:

$$\nu = N \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad m = 1,5; 2,5; 3,5 \dots \dots \quad (8).$$

<sup>5)</sup> J. Frank and G. Hertz. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 16, p. 512, 1914.

Мы увидим (§ 10), что в действительности она принадлежит ионизированному гелию.

Характерно для структуры этих формул, что число колебаний  $\nu$  в них является разностью двух членов  $\frac{N}{2^2}$  и  $\frac{N}{m^2}$ . Подробный анализ существовавшего в то время экспериментального материала показал шведскому физику Ридбергу в 1890 г., что многие спектральные серии различных веществ могут быть хорошо изображены обобщенной формулой.

$$\pm \nu = \frac{N}{(m_1 + \mu_1)^2} - \frac{N}{(m_2 + \mu_2)^2} \dots \dots \dots (9)$$

При этом  $N$  есть та самая постоянная, которая встречается в Бальмеровской формуле (7). Она приобретает, таким образом, значение универсальной постоянной и называется „*константой Ридберга*“.  $\mu_1$  и  $\mu_2$  суть также две константы, характерные для данного элемента,  $m_1$  и  $m_2$  — целые числа („*порядковые числа*“); знак следует выбирать так, чтобы  $\nu$  было положительно. Уже при постоянном  $m_1$  получается серия, если  $m_2$  пробегает ряд целых значений. Если же и  $m_1$  будет переменным, то одним только выражением (9) можно изобразить несколько серий.

Однако, с возрастанием точности спектральных измерений формула Ридберга оказалась недостаточной. Лучшая из предложенных впоследствии формул принадлежит *В. Ритцу* (1903). Ритц сохранил внешний вид формулы в том отношении, что  $\nu$  представляется разностью двух членов и видоизменил только самые эти члены. Еще большая заслуга перед спектроскопией принадлежит этому, к сожалению, рано скончавшемуся швейцарскому ученому за создание так наз. „*комбинационный принцип*“. Этот принцип принес доказательство того, что оба члена, разность которых равна числу колебаний, не являются случайной особенностью математической формулировки, но независимо от нее имеют действительный физический смысл, объективное существование.

Комбинационный принцип состоит в том, что один из двух членов, которые определяют какую-нибудь линию серии, можно комбинировать с одним из членов соответствующих другой линии (той же серии или какой-либо другой серии того же элемента) таким образом, что разность их дает спектральную линию. Таким образом Ритцу удалось с одной стороны отыскать новые серии, а с другой — причислить к сериям такие линии, которые казались стоящими одиноко. Например, применяя этот принцип к Бальмеровской формуле (7), Ритц предсказал существование водородной (линии) серии вида

$$\nu = N \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 4, 5, 6 \dots \dots \dots (7)$$

которая должна лежать в инфракрасной части. И уже в том же году (1908) это предсказание было подтверждено измерениями *Пашена*, который нашел следующие значения для длин волн в воздухе и чисел колебаний двух первых линий:

$m$	$\lambda$ в $\text{Å}$ наблюд.	Вычисл.	$\nu$ Наблюд.	Вычисл.
4	18751,3	18751,6	5331,58	5331,49
5	12817,6	12818,7	7799,70	7799,10

Несколько раньше Лиманом были измерены в ультрафиолетовой части первые члены серии:

$$\nu = N \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 2, 3, 4, \dots \dots (7 \text{ в}).$$

из которой по комбинационному принципу следует как Бальмеровская серия, так и Ритц-Пашеновская.

Впоследствии в особенности Пашен много занимался комбинационным принципом. Ему мы обязаны как экспериментальными обоснованиями этого принципа, путем нахождения и точного измерения комбинационных линий во всех сериальных спектрах так и окончательным сопоставлением различных серий химического элемента в одну систему серий. С точки зрения этой систематики и по аналогии с другими элементами можно было ожидать рядом с серией *Пикеринга* (8), которую приписывали водороду, еще серию

$$\nu = N \left( \frac{1}{1,5^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 2, 3, 4, \dots \dots (8 \text{ а}).$$

на что было указано уже *Ридбергом*.

Основную линию этой серии отождествляли с линией  $\nu = 4687,88$  (выч.  $\nu = 4687,90$ ) в спектрах некоторых неподвижных звезд. Однако, только в 1912 году Фаулеру (Fowler) удалось наблюдать эту серию в земных излучениях. В свете электрического разряда через Гейслерову трубку, наполненную смесью водорода и гелия, он получил три линии серии (8), четыре серии (8а) и три линии ультрафиолетовой серии

$$\nu = N \left( \frac{1}{1,5^2} - \frac{1}{m^2} \right); m = 2,5; 3,5; 4,5 \dots (8 \text{ б}).$$

Наблюдаемые числа колебаний были несколько больше вычисленных по формулам (8а,б). Замечательно то, что эти линии нельзя было получить в чистом водороде; прибавление гелия оказалось безусловно необходимым.

## § 6. Модель атома Резерфорда.

С тех пор, как стало известно, что электрические заряды играют существенную роль внутри атома, было сделано множество попыток построить модель атома. Наиболее популярной моделью в течение долгого времени был предложенный *Лордом Кельвином* так наз. „атом Эпинуса“: положительное электричество непрерывно с постоянной плотностью распределено во всем (шарообразном) атоме, внутри этого шара находятся электроны в таком количестве, что их общий заряд как раз нейтрализует положительный заряд шара. Эта модель представляет то преимущество, что в ней электроны обладают статическим положением равновесия, так что нет необходимости сначала рассматривать их движение. Конечно здесь остается неясным—какие силы сдерживают положительное электричество шара. *Д. Д. Томсон* обосновал эту модель разнообразными атомистическими соображениями. Из его результатов для нас, главным образом, важен следующий: *Число  $x$  электронов в атоме приблизительно равно половине атомного веса  $M$ .* Из различных физических явлений, которые привели Томсона к этому результату, следует обратить особенное внимание на *рассеяние рентгеновских лучей* различными веществами, Рассуждения, основанные на этом явлении, требуют только одной предпосылки, что в атоме имеются электроны и поэтому независимы от характера соединения последних. Поэтому результат Томсона о числе электронов остается справедливым и для всякой другой модели.

С другой стороны имелось и такое представление что атом построен из дискретных положительных частиц и электронов, которые действуют друг на друга кулоновыми силами и на подобие планетной системы двигаются друг около друга <sup>1)</sup>; статическое равновесие при силах, действующих обратно пропорционально квадрату расстояния—невозможно. И всего несколько лет тому назад (1911) один, повидимому, незначительный экспериментальный результат позволил *Резерфорду* разрешить вопрос в пользу последнего класса моделей атома. По его предложению *Гейгер* и *Марсден* (1909) исследовали отклонение  $\alpha$ -лучей <sup>2)</sup> от их прямолинейного пути при прохождении через тонкие листочки различных веществ. При этом они показали, что в небольшом числе случаев наблюдаются даже весьма значительные (больше 90°) углы отклонения в результате столкновения  $\alpha$ -частицы с одним

<sup>1)</sup> Еще до открытия электрона *Ф. Рихарц* (1894) рассматривал молекулу, как систему двух обращающихся друг около друга планет (положительный и отрицательный ион).

<sup>2)</sup>  $\alpha$ -лучи испускаются радиоактивными веществами и состоят из атомов гелия летящих с большой скоростью и несущих на себе положительный заряд (равный двойному элементарному заряду).

единственным атомом. Для чтобы получить такое значительное отклонение  $\alpha$ -частица должна испытать при прохождении через атом соответственно сильное (электрическое) отталкивание. Обсуждение условий, существующих в Кельвиновской модели, показывают что имеющиеся там электрические поля слишком слабы для объяснения этого эффекта. Достаточно значительные силы поля возможны лишь тогда, когда весь положительный заряд атома, который уже приблизительно известен из упомянутых работ Томсона, будет сосредоточен на очень небольшом пространстве, в так наз. положительном „ядре“.

Исходя из этого допущения, Резерфорд мог подсчитать, что число  $\alpha$ -частиц, которые уклонились на угол  $\phi$  от прямой, пропорционально следующим величинам: 1).  $\sin^{-4}\phi$  (или  $\phi^{-4}$  для малых  $\phi$ ); 2) числу атомов в единице объема рассеивающего вещества; 3) толщине слоя  $d$  последнего (до тех пор, пока  $d$  — мало). 4) квадрату заряда ядра  $E$ ; 5) обратной величине квадрата кинетической энергии  $\alpha$ -частицы. При помощи результата (4) можно было на основании имеющегося экспериментального материала подсчитать заряды ядра  $E = ke$ . При этом оказалось в согласии с Томсоном, что  $k$  приблизительно равно половине атомного веса  $M$ :

$$k = \frac{M}{2}$$

В новой работе Гейгера и Марсдена (1913) заключения Резерфорда подверглись проверке во всех деталях и оказалось, что они совпадают с результатами опыта. Внезапное отклонение после столкновения особенно бросается в глаза в газах. В этом случае можно по методу Вильсона (C. T. R. Wilson) (рис. 2) сделать видимыми пути  $\alpha$ -частиц и сфотографировать эти пути. В конце видимого пути некоторых частиц, там, где их скорость уже уменьшена, можно заметить более или менее резкий изгиб, который и является результатом центрального столкновения с атомом газа.

Таким образом, мы приходим к так наз. „нуклеарной“ теории атома, которую можно также назвать планетарной теорией: атомы состоят из ядра, где сосредоточен весь заряд и почти вся масса атома и облака электронов, которые на подобие планет по более или менее удаленным орбитам вращаются вокруг ядра. Взаимные отношения подобных солнечных систем друг к другу, т.е. химические свойства атома, прежде всего определяются распределением периферических электронов, равным образом и оптический спектр существенным образом и оптический спектр существенным образом зависит от периферии. О внутренних же электронах, вращающихся вблизи самого



Рис. 2.

ядра, нам дают сведения рентгеновские спектры элементов, о чем мы еще будем говорить в § 14.

Разность атомных весов соседних элементов периодической системы составляет, в среднем, две единицы. Этому соответствует, согласно приближительному равенству (10) увеличение заряда ядра  $\kappa$  на одну элементарную единицу при переходе от данного элемента к соседнему. Отсюда, естественно, вытекает представление, что положение в периодической системе определяется не атомным весом, но зарядом ядра, или, как часто говорят *порядковым числом* ( $K$ ) элемента. Надо только для этого допустить, что зарядом ядра уже определяется все распределение электронов вокруг ядра, от чего, как мы видели, зависят все химические и физические свойства атома. Атомный вес изменяется лишь приблизительно параллельно порядковым числам, и этим объясняется то обстоятельство, что в различных местах периодической системы ( $A_r - K, Co - Ni, Te - J$ ) последовательность атомных весов не соответствует химическим свойствам. Впрочем безупречное доказательство того, что заряд ядра атома при переходе с одного места периодической системы на другое, изменяется на одну единицу, было получено лишь впоследствии при помощи рентгеновских спектров (§ 14). Согласно нашим современным сведениям водород состоит из ядра с одним зарядом ( $\kappa = 1$ ) и одного электрона, гелий — из ядра с двумя зарядами ( $\kappa = 2$ ) и двух электронов и т. д. до урана, которому соответствует порядковое число  $\kappa = 92$ . В общем нам еще не известны шесть элементов (порядковые числа 43, 61, 72, 75, 85, 87).

Из измерений отклонения  $\alpha$ -лучей Резерфорда мог указать верхний предел размеров радиуса ядра, который оказался равным (для золота)  $3.10^{-12}$  см.<sup>1)</sup> По сравнению с порядком величины атома ( $10^{-8}$  см.) это настолько малые размеры, что ядро при расчете его поля можно считать точечным. Однако радиоактивные явления заставляют нас приписывать ядру тяжелых элементов более или менее сложную структуру: как известно, новый элемент возникает из своего радиоактивного предшественника путем испускания одного  $\alpha$ -луча (ядро гелия), либо одного  $\beta$ -луча (электрон). Химические свойства получающегося продукта указывает правило *Фаянса-Содди* (1913), согласно которому при всяком  $\alpha$ -превращении элемент смещается влево на две группы периодической системы, при всяком  $\beta$ -превращении смещается в следующую группу.

С только что изложенной точки зрения это можно выразить так: при  $\alpha$ -превращении заряд ядра уменьшается на две единицы; при  $\beta$ -превращении увеличивается на одну единицу. Это явление

<sup>1)</sup> Исходя из менее строгих предпосылок Д а р в и н получил для верхнего предела радиуса ядра у водорода и гелия  $1,7.10^{-13}$  ст.

легко объясняется, если допустить, что как  $\alpha$ -лучи (которые несут два положительных заряда), так и  $\beta$ -лучи (с одним отрицательным зарядом) возникают из ядра. Поэтому ядро, по крайней мере, у радиоактивных атомов, есть сложное образование, в состав которого входят электроны и ядра гелия <sup>2</sup>).

## П. О т д е л.

### Системы с одной степенью свободы.

#### § 7. Применение квант действия к модели атома Резерфорда.

Применением учения о квантах к атомистике мы обязаны молодому датскому ученому *Нильсу Бору* (1913). В своей теории он так остроумно использует элементы, изложенные в §§ 2—6 и настолько приближается к истине, что эту теорию можно считать поворотным пунктом для всей атомистики. Планковская теория квантов нашла в ней новую обширную область применения, в которой мы, несмотря на краткость времени протекшего с момента появления работы Бора, располагаем целым рядом точно установленных теоретических истин.

<sup>2</sup>) Ряд работ сделанных за последнее время Резерфордом и его учениками (Marsden. Phil. Mag. 27, p. 499 (1914), Marsden и Lantsberry. l. c. 30, p. 240 (1915) и в особенности самые последние четыре работы Резерфорда, напечатанные в одной книжке Philosophical Magazine 37, pp. 5-37-587, (1919) показал, что в состав ядра радиоактивных элементов, по видимому, должны входить, кроме ядер гелия также и ядра водорода. По крайней мере относительно радия *C* можно было констатировать, что наряду с  $\alpha$ -частицами он испускает более легкие частицы, которые Резерфорд с полной убедительностью отождествил с ядрами водорода (*H*-частицы). Впрочем не исключена возможность, что в данном случае эти *H*-частицы обязаны своим происхождением окклюдированному водороду. Зато относительно одного из легких элементов—азота, получены были совершенно недвусмысленные и удивительные результаты. А именно подвергая азот бомбардировке  $\alpha$ -лучами Резерфорд и здесь обнаружил появление *H*-частиц. Таким образом ему удалось осуществить распад обыкновенного (т.е. не радиоактивного) элемента и показать, что и у этих элементов ядро есть образование сложное. Приведем исторические слова самого Резерфорда.—„...Мы должны заключить, что атом азота разрушается под влиянием огромных сил разрывающихся при столкновении с потоком частиц и что атом водорода, который при этом освобождается входит составной частью в ядро азота“.

Работы Резерфорда заключают в себе массу интересных и важных данных о структуре атомного ядра. Некоторые подробности о них можно найти в реферате акад. *И. П. Лазарева* в настоящем номере „Успехов“, а также в переведенных и имеющих вскоре появиться в книгах:

*Л. Грец* Современное развитие атомной теории.

*К. Фаянс*. Радиоактивность и современное развитие ученых о химических элементах.

*Переводчирик.*

Согласно § 6 атом водорода состоит из одного ядра с одним зарядом и одного электрона. Будем рассматривать несколько более общее образование: ядро с зарядом  $ke$ , вокруг которого вращается один электрон (рис. 3 а). Такую систему на

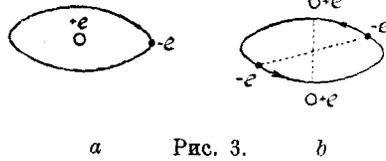


Рис. 3. а б

зывают водородоподобной (wasserstoffähnlich); если  $k$  отлично от единицы, то система не соответствует нормальному состоянию какого-либо атома, или для того, чтобы быть электрически нейтральной, ей нехватает  $k-1$

электронов. Таким образом, это будет атом, у которого  $k-1$  электронов удалено, или, как принято, говорить,  $k-1$  раз ионизированный атом. Попробуем, подобно тому, как это мы сделали для линейного резонатора в §§ 2 и 3, из всех, механически возможных движений электрона выбрать лишь некоторые, допустимые с точки зрения теории квантов. Оказывается, однако, что, между случаем линейного резонатора и данным имеется существенная разница. В самом деле, в том и другом случае колебания совершаемые электрическим зарядом, ведут к излучению энергии. Но в то время как при квазиупругой связи—движение электрона совершается с постоянным, не зависящим от запаса энергии числом колебаний, в случае же действия Ньютоновых сил вследствие потери энергии (при излучении, изменяются самые размеры орбиты, а вместе с тем и все остальные константы движения. Чтобы обойти это затруднение, Бор отважился поступить вопреки электродинамике: он просто допустил, что на избранных согласно квантовым соотношением („статических“) орбитах которые нам, в конце концов, только и важны, излучения не происходит. Здесь имеется лишь взаимное притяжение ядра и электрона по законам электростатики. Несмотря на необычайную смелость этого допущения, оно подтвердилось теми блестящими результатами, к которым привело.

С этой точки зрения движение одного единственного электрона вокруг ядра является периодическим и нетрудно применить к данному случаю Планковское условие (5), если свести его к случаю системы с одной степенью свободы, рассматривая лишь круговые орбиты. В самом деле, положение  $M$  планеты на круговой орбите определяется одной только координатой, в качестве которой мы можем выбрать  $\varphi$ —угол, составляемый радиусом, проведенным к электрону с некоторым постоянным направлением ор. (рис. 4). При этом масса ядра настолько превосходит массу электрона ( $\mu$ ), что только с достаточным приближением можно считать ядро бесконечно тяжелым и заменить его неподвижным центром притяжения. Таким приближением мы ограничимся в этом и следующем § и примем во внимание собственное движение ядра лишь в § 10.

Пусть  $a$  будет радиус круговой орбиты, которую электрон описывает вокруг неподвижного центра,  $v$ —скорость при этом движении: пусть далее, по прежнему— $e$  (отрицательный) заряд электрона, а положительный заряд ядра  $\kappa e$ . При круговом движении центробежная сила должна строго уравновешиваться Ньютоновым притяжением, что ведет к следующему соотношению между радиусом и скоростью:

$$\frac{\mu v^2}{a} = \frac{\kappa e^2}{a^2} \text{ или } \mu v^2 = \frac{\kappa e^2}{a} \dots (11).$$

Помощью этого соотношения получим величину полной энергии  $A$  электрона, которая складывается из кинетической и потенциальной энергии.

$$A = \frac{1}{2} \mu v^2 - \frac{\kappa e^2}{2a}, \dots (12).$$

а также угловую скорость

$$\varphi = \frac{v}{a} = e \sqrt{\frac{\kappa}{\mu a^3}} \dots (13).$$

Согласно обыкновенной механике возможны все значения радиуса  $a$  и, следовательно, согласно уравнению (12)—все значения (всегда отрицательные) энергии. Воспользуемся теперь Планковским квантовым условием

$$\int p dq = hn$$

чтобы сделать выбор между этими орбитами Координатой  $q$  в данном случае служит угол  $\varphi$ , а соответствующим моментом  $p_\varphi$ , по правилам динамики будет так наз. угловой момент количества движения  $p_\varphi = \mu a v$ . т.е. постоянная величина. Интеграцию следует распространить на всю область переменного, т.е. от 0 до  $2\pi$ . В конце концов получается

$$hn = \int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = 2\pi p_\varphi = 2\pi \mu a v \dots (13).$$

Из этого уравнения и из соотношения (11) получается при исключении  $v$

$$a_n = \frac{h^2}{4\pi^2 \kappa \mu e^2} n^2 \dots (14).$$

Последняя величина, будучи подставлена в (12) и (13), дает

$$\left. \begin{aligned} A_n &= -\frac{2\pi^2 \kappa^2 \mu e^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \\ \varphi_{(n)} &= \frac{8\pi^3 \kappa^2 \mu e^4}{h^3} \cdot \frac{1}{n^3} \end{aligned} \right\} \dots (15).$$

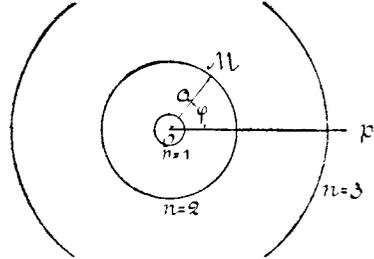


Рис. 4.

Таким образом из всех механически возможных  $a$  и  $A$  мы выбрали ряд *дискретных*, допустимых с квантовой точки зрения. Это значит, что электрон не может вращаться на любом расстоянии от ядра, но может двигаться только по статическим орбитам, определяемым выражением (14). Мы видим, что с возрастанием квантового числа  $h$ , расстояния соседних орбит становятся все больше (первые орбиты изображены на рис. 4). Обратное соотношение имеет место для статических ступеней энергии (15); эти последние с возрастанием  $n$  лежат все теснее и скучиваются вокруг значения  $A = 0$  (т.-е.  $a = \infty$ ).

### § 8 Условие для частоты.

Движение электрона по одной из статических орбит, которое, согласно сказанному выше, происходит без отдачи энергии, составляет по мысли Бора, нормальное или равновесное состояние атома. Если же электрон под влиянием какой-нибудь возмущающей причины будет удален с такой орбиты, он тотчас же стремится перескочить на другую, чтобы восстановить равновесие. На этой новой орбите энергия будет, конечно, меньше, так как всякая система без внешних влияний может только отдавать энергию (путем излучения), но не приобретать ее. Бор делает допущение, что атом излучает только при таком переходе электрона с одного статического пути на другой. Возникает вопрос—каким образом определяется длина волны получающегося излучения. Если стать на точку зрения Вина-Штарка, изложенную в § 4, то эта длина волны должна определяться имеющейся налицо энергией. Таким образом, если назвать энергию начального и конечного пути соответственно через  $A_m$  и  $A_n$ , то по аналогии с уравнением (6) получится

$$ch\nu = A_m - A_n \dots \dots \dots (16).$$

Это и есть, действительно, вторая гипотеза, которую—наравне с Планковым квантовым условием—пользуется Бор в своей теории <sup>1)</sup>. Назовем ее на будущее время „Условием Бора для частоты“.

Легко видеть, что эта гипотеза согласуется с комбинационным принципом Ритца (§ 5) и заключает в себе естественное объяснение этого принципа. Действительно, согласно формуле (16) число колебаний представляется разностью двух членов, которые физически означают энергию двух статических орбит. Так как переход электрона должен быть возможен между всякими двумя статическими орбитами (в направлении убывающей энергии), то и всякие два члена можно комбинировать между собой.

<sup>1)</sup> Мы далеки от того, что бы утверждать, что Бор на самом деле знал и использовал работы Штарка и Вина. Мы считаем однако целесообразным в нашем изложении исходить от ранее существовавших взглядов.

§ 9. Объяснение простейших законов спектральных серий.

Если мы снова обратимся к случаю водородо-подобного атома, то нам нужно будет только подставить в формулу (16) уже найденное значение для энергии, чтобы получить общее выражение для серий, упомянутых в § 5

$$\nu = \frac{2\pi^2 k^2 \mu e^4}{h^3 c} \left( \frac{1}{h^2} - \frac{1}{m^2} \right) = N k^2 \left( \frac{1}{h^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots (17).$$

Если подставить  $n = 2$ , то получается формула Бальмера. Но кроме того оказывается, что и по численной величине фактор  $N$  совпадает с константой Ридберга, если для констант  $\mu$ ,  $e$ ,  $h$  подставить наиболее точные современные значения, полученные из других явлений. Лучше всего при этом вычислении изобразить  $N$  в следующем виде:

$$N = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{h^3 c} = \frac{2\pi^2}{c} \cdot \frac{\mu}{e} \left( \frac{e}{h} \right)^3$$

Это потому, что отношения  $\frac{e}{\mu} = 5,2908$ . (Форатрат, 1912) и  $\frac{h}{e} = 1,370 \cdot 10^{-17}$  (Варбург и Мюллер, 1915) можно определить значительно точнее, чем самые константы. Отсюда получается для  $N$  следующее числовое значение

$$N = 110100.$$

которое должно обладать точностью приблизительно в 1,5%; мы видим, что оно действительно в указанных пределах точности совпадает с экспериментальным значением (§ 5) 109677,69. В настоящее время поступают наоборот и пользуются оптическими данными для наиболее точного определения универсальных констант (ср. § 10).

Ядро атома водорода несет один положительный заряд, а потому для этого газа в формуле (17) следует положить  $k = 1$  и тогда формула эта для  $n = 1, n = 2$  и  $n = 3$  дает три серии (7a), (7b) и (7c) водорода. Т.-е. линии инфракрасной Пашеновской серии испускаются при пере-скакивании электрона с какого-либо внешнего кольца ( $m = 2, 3, 4 \dots$ ) на первое ближайшее к ядру. Линии Бальмеровской серии получаются при переходе на *второе* кольцо, линии ультрафиолетовой серии Лимана—при переходе на *третье* кольцо.

Если принять во внимание такой механизм возникновения линий, то становится понятным, почему в гейслеровых трубках наблюдаются только первые 12 линий. Бальмеровской серии: для появления линии, соответствующей порядковому числу  $m$  должно быть выполнено то предварительное условие, что в некоторой части атомов электроны вращаются по  $m$ -тым орбитам. Но очевидно, что орбиты с большим радиусом образуются тем легче, чем меньше плотность газа, чем реже

стало быть сфера атома нарушается соседними атомами и молекулами. Надо поэтому допустить, что давление газа в тех частях звездной атмосферы, которые дают 29 линий значительно меньше, нежели обычное давление в гейслеровых трубках.

### § 10. Собственное движение ядра.

В § 7 мы уже упомянули, что все остальные атомы, кроме водорода, только в ионизированном состоянии удовлетворяют предпосылкам формул (15) и (17). Например, эти формулы справедливы для однократно ионизированного гелия, т.-е. для атома, который состоит из ядра гелия с двумя зарядами ( $\kappa = 2$ ) и только одного электрона. В этом случае из формулы (17) получается

$$v = 4N \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

что можно написать и так:

$$v = N \left[ \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{m}{2}\right)^2} \right]$$

Мы видим, что эта формула содержит в себе серии (8a) и (8b) § 5, которые приписывались водороду. Действительно, для  $n = 3$  получается выражение, охватывающее серии Ридберга (8a) и Фаулера (8b):

$$v = N \left[ \frac{1}{1,5^2} - \frac{1}{\left(\frac{m}{2}\right)^2} \right]; m = 4, 5, 6 \dots \dots (19).$$

Для  $n = 4$  имеем формулу

$$v = N \left[ \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{m}{2}\right)^2} \right]; m = 5, 6, 7 \dots \dots (20).$$

которая дает для целых  $m$ , кроме линий серии Пикеринга (8) еще ряд других, совпадающих с водородными линиями Бальмеровской серии (7) и потому не упомянутых Пикерингом.

То обстоятельство, что наблюдаемые серии (8, 8a, 8b) обязаны своим происхождением не водороду, как это думали раньше, а гелию, как этого требует только что изложенная теория, это обстоятельство подтвердилось вполне. Мы уже упомянули, что *Фаулер* нашел безусловно необходимым наличие примеси гелия к водороду для возбуждения этих линий; затем, летом 1914 года *Пашен* и *Бартельс* наблюдали их в чистом гелии. Но уже сам *Бор* указал на одно обстоя-

тельство, которое доставило решительное доказательство его воззрения: мы уже знаем, что линии серии Фаулера не вполне удовлетворяют формуле (8b); это отклонение полностью объясняется, если провести вычисление несколько строже и принять во внимание собственное движение ядра.

В действительности ядро не есть некоторый неподвижный центр; оно обладает конечной массой  $M$ , вследствие чего электрон и ядро описывают круги около их общего центра тяжести. Радиусы этих орбит, как известно, обратно пропорциональны массам  $\mu$  и  $M$ . Следовательно в квантовое условие (11) надо ввести вместо  $P_\phi$  сумму угловых моментов количества движения ядра и электрона и после некоторых промежуточных вычислений, аналогичным предыдущим, получается формула (17), в которой, однако, величина  $N$  уже зависит и от массы  $M$

$$N = \frac{2\pi^2\mu e^4}{h^2c} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\mu}{M}} \dots \dots \dots (21).$$

Обозначим выражение для  $N$  по формуле (17), которое мы получим, полагая массу  $M$  бесконечно большой по сравнению с  $\mu$ , через  $N_\infty$ , тогда

$$N = \frac{N_\infty}{1 + \frac{\mu}{M}} \dots \dots \dots (21^1).$$

Поэтому число Ридберга, строго говоря, не является универсальной константой, но изменяется, хотя и очень слабо, от элемента к элементу. Наибольшие отклонения от  $N_\infty$  имеют место как раз для водорода и гелия, так как для обоих этих элементов отношение  $\frac{\mu}{M}$  принимает наибольшее значение.

Новейшие измерения *Папена* (1916) дали для числа Ридберга  $N_H = 109677,69$ ;  $N_{He} = 109722,14$  . . . . . (22).

Считая  $e$ ,  $h$ ,  $M_H$  известными, можно с помощью этих чисел подсчитать величины  $\frac{e}{\mu c}$ ,  $\frac{\mu}{M_H}$  и  $N_\infty$ . Получается

$$\frac{e}{\mu c} = 1,76 \cdot 10^7; \frac{M_H}{\mu} = 1844; N_\infty = 109737,16^1)$$

1) Фактор  $c$  ( $3 \cdot 10^{10}$ ) введен потому, что автор всюду выражает  $e$  в электростатических единицах, между тем как общепринято давать отношение  $\frac{e}{\mu}$  в единицах электромагнитных.

Наилучшее, экспериментально (из Зеемановского эффекта) найденное значение для  $\frac{e}{mc}$ , как уже упомянуто, есть  $1,76 \cdot 10^7$ . Таким образом—совпадение полное.

На мнение о теории Бора ученых этот новый триумф ее оказал решающее влияние. Прежде большинство из них относилось к этой теории сдержанно. Было общепринято, что Бору удалось сконструировать константу Ридберга из универсальных величин  $e$ ,  $m$  и  $h$ , однако полагали, что его модель сыграла при этом случайную роль и считали ее продуктивность исчерпанной этими результатами. Но то обстоятельство, что путем увеличения точности вычислений удалось добиться новых важных результатов, показывало, что здесь мы имеем дело не только с поверхностной аналогией. А это, в свою очередь, побудило некоторых физиков попытаться еще глубже применить к атомной теории небесную механику.

Упомянем еще вкратце, как по мнению Бора, должна быть устроена молекула водорода. Эта последняя ( $H_2$ ) состоит из двух атомов, и следовательно обладает двумя ядрами и двумя электронами. Расположение этих составных частей изображено на рис. 3в; оба электрона двигаются по одному (изображенному на рисунке) кругу вокруг линии соединения обоих ядер, которая и служит осью. Размеры молекулы, допустимые по теории квантов, можно вычислить таким же образом, как это сделано для атома (§ 7). Для самого внутреннего круга, который могут описывать электроны, и который соответствует нормальному состоянию не светящегося газа, получается

$$a^1 = 0,504 \cdot 10^{-8} \text{ ст.} \dots \dots \dots (23')$$

между тем, как формула (14) дает для атома лишь мало отличающуюся величину.

$$a = 0,528 \cdot 10^{-8} \dots \dots \dots (23).$$

Половина расстояния между ядрами относится к радиусу  $a'$  как  $1 : \sqrt{3}$ .

Значение (23<sup>1</sup>) находится в хорошем согласии с результатами кинетической теории. Дальнейшим подтверждением модели молекулы Бора мы обязаны *Дебаю* (1915), который исследовал дисперсию газа, состоящего из таких образований и констатировал полное совпадение с экспериментальными данными для дисперсии в водороде.

III. О т д е л.

**Системы с несколькими степенями свободы.**

**§ 11. Обобщение квантовых условий на случай нескольких степеней свободы.**

Вопрос о том, каким образом условие Планка (5) можно обобщить на системы с несколькими степенями свободы, был поставлен Пуанкаре на Брюссельском конгрессе по поводу теории квантов в 1911 г. Но только четыре года спустя одновременно Планком и Зоммерфельдом этот вопрос был до известной степени разрешен. При этом, Планк исходил из общих статистических соображений, между тем как Зоммерфельд прежде всего имел в виду применение к модели атома Бора. Так как в ближайших параграфах мы будем рассматривать некоторые специальные случаи, при исследовании которых теория Зоммерфельда получила блестящее подтверждение, то мы пойдем именно его путем. К теории Планка, лишь формально отличающейся от теории Зоммерфельда мы вернемся впоследствии (§§ 16 и 17).

Зоммерфельд исходил из того факта, что линии серии Бальмера не являются простым, но при исследовании спектральными аппаратами весьма большой разрешающей силы оказываются по меньшей мере двойными. Так как по теории Бора (§ 8) спектральная линия является результатом комбинации двух статических орбит, то Зоммерфельд заключил, что должно существовать большее число орбит, чем это дается формулой Бора (17); а это побудило его обратиться к рассмотрению не только круговых, но и эллиптических орбит.

Под влиянием Ньютонова центра притяжения тело описывает, вообще говоря, эллипс (Кеплеров эллипс), в одном из фокусов которого находится этот притягивающий центр. Дело сводится, таким образом, к изысканию между всевозможными эллиптическими путями, которые электрон может описывать по законам классической, орбит, удовлетворяющих требованиям теории квантов, *статических* орбит. Но эллипс по своей величине и по форме определяется двумя константами (напр. большой и малой полуосью), а потому для установления его необходимо также два квантовых условия. Пусть положенные электрона в плоскости орбиты определяется полярными координатами  $r$  и  $\varphi$ , если взять за начало ядро (которое мы опять рассматриваем как неподвижный центр). Зоммерфельд сохраняет квантовое условие

$$\int P_{\varphi} \cdot d\varphi = nh \dots \dots \dots (24),$$

которое оправдалось у Бора и дополняет его аналогичным соотношением

$$\int P_r \cdot dr = n'h \dots \dots \dots (24').$$

где под  $P_r$  разумеется импульс, соответствующий радиусу вектору  $r$  (что справедливо для  $\Phi$ , того мы вправе требовать и от  $r!$ ). Оба интеграла следует распространить на все точки пути, т.е. на весь период движения.

В более общем случае, если система определяется  $f$  координатами,  $q_1, q_2, \dots, q_f$  и  $f$  соответствующими им импульсами  $p_1, p_2, \dots, p_f$ , согласно Зоммерфельду, на нее следует наложить  $f$  условий вида

$$\int p_i dq_i = n_i h; i = 1, 2, 3 \dots \dots \dots (25).$$

Так как  $p_i$  и  $dq_i$  имеют всегда одинаковые знаки, то из этого определения следует, что и  $n_i$  *всегда положительные целые числа*.

Результат, к которому ведут условия (24) и (24') для полуосей статических эллипсов, заключается в следующем

$$a = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} (n + n')^2; b = a \frac{n}{n + n'} \dots \dots (26).$$

Таким образом, при данной сумме квантовых чисел  $n + n'$ ,  $a$  будет постоянно,  $b$  — переменна, и при том отношение  $\frac{b}{a}$  будет правильная дробь с знаменателем  $n + n'$ .

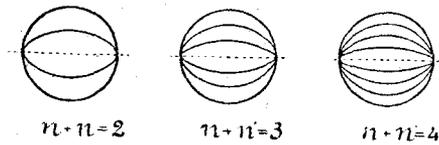


Рис. 5 а, b, с.

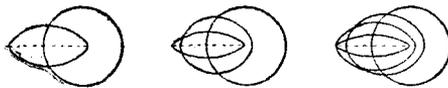


Рис. 6 а, b, с.

Для квантовых сумм  $n' + n = 2, 3, 4$  возможные эллипсы изображены на рис. 5. При этом, тот путь, который представляется прямой, проходимой дважды (туда и обратно) —  $b = 0, n = 0$ , изображен пунктиром. На этом пути электрон должен был бы столкнуться с ядром, а потому его следует считать невозможным.

Число в действительность существующих орбит в каждом случае равно  $n + n'$ .

Следует заметить, что эллипсы расположены по отношению к ядру конфокально, а не концентрически, как это простоты ради изображено на рис. 5.

Цель Зоммерфельда была достигнута постольку, поскольку было получено большее число статических орбит. Однако первоначально результат этот вызвал разочарование, так как увеличение числа орбит вовсе не сопровождалось увеличением числа ступеней энергии. В самом деле, энергия, соответствующая Кеплерову эллипсу, есть функ-

ция только его большой оси, следовательно для всех орбит каждой из наших фигур ( $a, b, c$ ) она будет одна и та же. Она выражается

$$A = \frac{2\pi^2 \kappa^2 \mu e^4}{h^2 (n + n')^2} \dots \dots \dots (27).$$

которая при целых  $n$  и  $n'$  дает как раз те самые дискретные значения, что и выражение Бора

$$A = \frac{2\pi^2 \kappa^2 \mu^2 e^4}{h^2 n^2}$$

Таким образом Земмерфельд получил те же простые серии линий, которые заключаются в формуле (17), но всякая линия возникает, по его теории, различными способами в результате комбинации нескольких различных пар статических орбит. Она включает в себе, так сказать, несколько совпадающих степеней свободы. Только принимая во внимание переменную массу электрона, как функцию его скорости, согласно требованию теории относительности, Зоммерфельду удалось разделить друг от друга эти скрытые степени свободы и получить блестящее совпадение с опытом (§ 18).

**§ 12 Условно-периодические движения.**

В теории *Зоммерфельда*, развитой в предыдущем параграфе, остаются все же открытыми несколько вопросов. Уже при рассмотрении периодических движений, где интеграцию, очевидно, надо распространить на весь период, было неясно, какую из многообразных координатных систем, при помощи которых можно описать движение, следует выбрать. При непериодических движениях—даже самые пределы интеграции неизвестны. Поэтому дальнейший шаг вперед был сделан, когда независимо друг от друга *Шварцшильд* и *автор* (1916), заимствовав из небесной механики понятие об „условно-периодических движениях“, перенесли его в область атомистики и строго установили для этого обобщенного класса механических систем условия *Зоммерфельда* о выборе координат и пределах интеграции.

„Условно-периодическими“ называют такие системы для определения которых можно выбрать координаты так, чтобы они испытывали монотонные колебания между двумя постоянными пределами, или, как принято говорить, совершали *либрации*. Простейшим примером такого движения является результирующее двух перпендикулярных друг к другу синусоидальных колебаний.

$$X = X_0 \sin (\omega_x t + \sigma_x), \quad Y = Y_0 \sin (\omega_y t + \sigma_y),$$

где  $X_0, Y_0, \omega$  и  $\sigma$  суть константы. Совершенно ясно, что  $X$  в течение времени  $t$  пробегает все значения от  $-X_0$  до  $+X_0$ , а  $Y$ —все значения

от  $-Y_0$  до  $+Y$ . Если частоты  $\omega_x \omega_y$  несоизмеримы, то результирующая кривая (рис. 7) подходит к любой точке прямоугольника, заключенного между пределами либрации сколь угодно близко или, употребляя математический термин, заполняет прямоугольник с равномерной плотностью. Рассмотрим другой пример, важный для теории *Зоммерфельда*. Мы уже упомянули, что масса электрона, строго говоря, не является постоянной, но зависит от его скорости. Форма этой зависимости устанавливается теорией относительности. Если принять во внимание это обстоятельство, то движение под влиянием Ньютонова центра притяжения испытывает некоторое изменение: орбита остается попрежнему эллиптической, однако этот эллипс не сохраняет своего положения, но его болящая ось вращается с незначительной угловой скоростью в плоскости орбиты, вокруг фокуса с тем же периодом, что и электрон при своем движении по эллипсу. Кривая, которую описывает при этом электрон, изображена на рис. 8. Здесь снова координата  $r$  варьирует между двумя постоянными пределами  $r_1$  и  $r_2$ , а циклическая переменная  $\phi$ —от 0 до  $2\pi$ . Кольцевая область  $r_1 \leq r \leq r_2$ , вообще говоря, заполнена орбитой с равномерной плотностью.

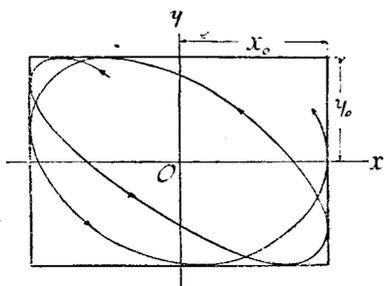


Рис. 7.

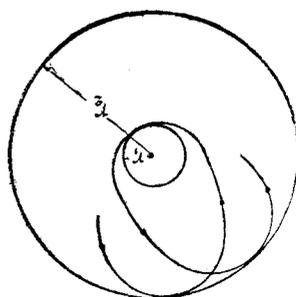


Рис. 8.

С математической точки зрения характеристика условно периодических движений состоит в том, что когда координаты выбираются только что описанным способом, импульс  $p_i$ , соответствующий любой координате  $q_i$ , зависит только от переменной  $q_i$  и не зависит от других  $q$

$$p_i = p_i(q_i) \dots \dots \dots (25).$$

причем  $p_i$  на границах либрации ( $p_i = a_i$ ,  $q_i = b_i$ ) исчезает.

Теория квантов для условно периодических систем, в той форме, как она была формулирована автором, состоит в том, что квантовый интеграл (25), распространенный между двумя последовательными соприкосновениями с одним и тем же пределом либрации или, что то же самое, дважды взятый интеграл от одного предела либрации до другого, равен  $n_i h$ , т.е.

$$2 \int_{a_i}^{b_i} p_i dq_i = n_i h \quad \dots \dots \dots (29).$$

Если координата циклическая, как например  $\varphi$  в случае эллипса, то интегрировать надо от 0 до  $2\pi$

$$\int_0^{2\pi} p_\varphi dq_\varphi = n_\varphi h \quad \dots \dots \dots (29').$$

Можно доказать вообще, что эти условия, поскольку им подчинены все степени свободы, вполне определяют энергию, как функцию квантового числа.

### § 13. Тонкая структура водородных линий.

В качестве первого приложения правил, установленных для условно периодических систем рассмотрим уже упомянутый в предыдущем § пример движения по эллипсу <sup>1)</sup>. Условия (29) и (29') соответственно обозначения на рис. 8 принимает вид

$$2 \int_{r_1}^{r_2} p_r dr = n' h; \quad \int_0^{2\pi} p_\varphi d\varphi = n h \quad \dots \dots \dots (30).$$

Теория относительности внесла лишь незначительные изменения в условия которые нас привели к эллиптическим орбитам, рассмотренным в § 11. Таким образом, квантовые соотношения попрежнему выделяют из всех механически возможных орбит ряд—„статических“, которые с достаточным приближением изображаются эллипсами рис.

Однако в отличие от того случая, ступени энергии, соответствующие различным эллипсам одной и той же фигуры, не строго равны между собой, но незначительно друг от друга отличаются. Действительно, приближенное <sup>2)</sup> выражение для энергии имеет следующий вид

$$A = - \frac{Nhc\alpha^2}{(n+n')^2} - \frac{Nhc\alpha^4}{(n+n')^4} \left[ \frac{1}{4} + \frac{n}{n'} \right] \quad \dots \dots (31).$$

Буквой  $\alpha$  здесь обозначена константа, которая следующим образом зависит от универсальных постоянных  $e$ ,  $h$  и  $c$

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}$$

<sup>1)</sup> В действительности этот случай был исследован Земмерфельдом еще до установления общих правил (29) и (29') для условно-периодических систем.

<sup>2)</sup> Можно дать и точное выражение для энергии, однако для наших целей формула (31) нагляднее.

Что касается физического смысла этого числа, то оно представляет собою скорость (измеренную по отношению к скорости света), которую обладает электрон на первой статической орбите ( $n = 1$ ) атома водорода ( $x = 1$ ). Числовое значение интересующего нас квадрата следующее:

$$\alpha^2 = 5,316 \cdot 10^{-5},$$

а потому и поправочный член, введенный по теории относительности, всегда мал по сравнению с первым членом выражения (31).

Этот поправочный член, очевидно, оказывает двойное влияние: во-первых, он увеличивает абсолютное значение энергии для всех эллипсов с одной и той же большой осью на величину

$$\frac{Nhc\alpha^2}{4(n+n')^4},$$

во вторых, он увеличивает энергию различных эллипсов на значения отличающиеся друг от друга и пропорциональные отношению  $\frac{n'}{n}$ :

$$\frac{n'}{n} \cdot \frac{Nhc\alpha^2}{(n+n')^4} \dots$$

Принимая во внимание условие Бора

$$h\nu = A_1 - A_2,$$

мы получаем частоту света, излучаемого при переходе электрона с одного статического пути ( $m, m'$ ) на другой ( $n, n'$ ), в следующей форме:

$$\nu = Nc^2 \left[ \frac{1}{(n+n')^2} - \frac{1}{(m+m')^2} \right] + \frac{N\alpha^2 c^4}{4} \left[ \frac{1}{(n+n')^4} \left( 1 + \frac{4n'}{n} \right) - \frac{1}{(m+m')^4} \left( 1 + \frac{4m'}{m} \right) \right]. \quad (33).$$

Вследствие малой величины заряда ядра  $x$ , все это выражение лишь весьма мало отличается от своего первого члена, который, согласно § 9, дает выражение для Бальмеровою или какой либо другой подобной серии. Поэтому *числа колебаний (33) при заданных значениях квантовых чисел тесно группируются вокруг числа, полученного из формулы (17) и создают тонкую структуру водородной линии.*

Рис. 5 показывает, что для заданной системы чисел ( $m, m', n, n'$ ) существует  $m + m'$  возможных начальных орбит и  $n + n'$ , — конечных. Отсюда следует, что водородная линия может состоять из  $(m + m')$  ( $n + n'$ ) компонентов. Однако, число действительно наблюдаемых компонентов повидимому, меньше. Чтобы ввести ограничение, Зоммерфельд руководствовался тем принципом, что квантовые числа

суть числа существенно положительные; поэтому, естественно предположить, что при перескакивании электронов должна уменьшаться не только сумма этих чисел, но и сами они в отдельности не могут возрастать. Т.-е. должно иметь место не только неравенство  $m + m' > n + n'$ , но и

$$m \geq n; m' \geq n' \dots \dots \dots (34).$$

Возьмем например основную линию Бальмеровой серии ( $H_\alpha$ )

$$\nu = N \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right);$$

$m + m' = 3; n + n' = 2$ . Поэтому здесь а priori было бы возможно  $2 \cdot 3 = 6$  способов перехода, которые, однако, неравенствами (34) сводятся к четырем по следующей схеме

$$\begin{array}{l} m = 3 \quad m' = 0 \rightarrow \\ m = 2 \quad m' = 1 \rightarrow \\ m = 1 \quad m' = 2 \nearrow \end{array} \begin{array}{l} n = 2 \quad n' = 0 \\ n = 1 \quad n' = 1. \end{array}$$

Впоследствии, однако, оказалось, что неравенства Зоммерфельда не являются строгими, но лишь приближенными: при известных обстоятельствах (в зависимости от способа возбуждения гейслеровой трубки), появляются и линии им противоречащие но всегда лишь со слабой интенсивностью.

Теория Зоммерфельда дает основания и для оценки интенсивности компонентов. Из статистических соображений с большой правдоподобностью следует, что вероятность эллиптического пути пропорциональна отношению осей этого эллипса  $\left( \frac{n'}{n + n'} \right)$ . Вероятность перехода с одной орбиты на другую будет тогда пропорциональна произведению соответствующих чисел для начальной и конечной орбиты, т.-е.

$$\frac{n'}{n + n'} \cdot \frac{m}{m + m'}$$

В действительности интенсивность компонент приблизительно следует этому правилу, когда свечение газа вызывается искровым разрядом, между тем, как при постоянном токе, повидимому, дело обстоит несколько иначе.

На рис. 9 изображены компоненты первых линий Бальмера ( $H_\alpha$  и  $H_\beta$ ) по положению и интенсивности. При этом ирреальные линии, которые противоречат условиям (34) изображены либо пунктиром, либо отмечены короткой стрелкой; теоретически ожидаемые интенсивности,

для наглядности, представляются длиной соответствующих линий. Характерным для расположения линий является постоянство расстояний между различными парами линий. Это происходит потому, что

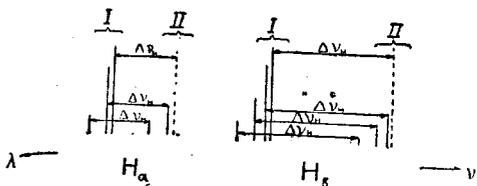


Рис. 9.

для одного из возможных конечных путей (напр.  $n = 2, n' = 0$ ) формула (33) дает  $m + m'$  возможных значений  $v$ , в зависимости от выбора начального пути. Для другого конечного пути получаются дальнейшие  $m + m'$  значения  $v$ , которые отличаются от соответствующих значений первой группы лишь на разность поправочных членов зависящих от  $n$  и  $n'$ , т.е. на постоянную величину.

$$\Delta v_n = \frac{N\alpha^2}{16}$$

(в чем нетрудно убедиться, сделав надлежащие подстановки в формулу (33). перев. (Эту величину  $\Delta v_n$  Зоммерфельд называет разностью колебаний водородного дублета, ее числовое значение теоретически получается на основании данных в §§ 5 и 13 величины  $N$  и  $a^2$ ).

$$\Delta N_H = 0,364 \text{ см.}^{-1}$$

При сравнении с наблюдениями следует помнить, что структуры, изображенные на рис. 9 не могут быть вполне разрешены даже при помощи наиболее мощных оптических средств и представляются простыми дублетами. Действительно, у водорода компоненты несколько широки и размыты, а расстояния настолько малы, что соседние линии легко сливаются друг с другом. То, что может быть непосредственно измерено в качестве ширины дублета, представляет собой расстояние  $\Delta v_n$  между центрами тяжести обеих тесных групп линий. Если пользоваться теоретическими интенсивностями, то для  $H_\alpha$  получается ( $\lambda = 6562,8$ )

$$\Delta v'_n = 0,842, \Delta v_n = 0,307 \text{ см.}^{-1}$$

или в длинах волн

$$\Delta \lambda'_n = 0,132 \text{ \AA}$$

Экспериментально же были найдены следующие значения

	$\Delta \lambda_n$	$\Delta v_n$
Майкельсон . . .	0,140 <sup>0</sup>	0,33 см. <sup>-1</sup>
Фабри и Бюссон.	0,132	0,307
Мейсснер . . . .	0,124	0,289

Совпадение с теоретической величиной—блестящее.

Благоприятнее для проверки теории складываются обстоятельства у серий понижированного гелия ( $\kappa = 2$ ). Во первых, потому, что линий гелия резче; во-вторых, вследствие присутствия  $\kappa$  в поправочном члене формулы (33), структура линий гелия по сравнению с соответствующими линиями водорода в шестнадцать раз разделнее. Соответствующие измерения, со всей достижимой в настоящее время точностью были произведены Папеном (в 1916 г.). Рис. 10 дает теоретическую картину и экспериментальные результаты при двух различных способах возбуждения для основной линии серии Фаулера ( $\lambda = 4686$ )

$$\nu = 4N \left( \frac{1}{3^2} - \frac{1}{4^2} \right)$$

Если мы рассмотрим результаты, изображенные на рисунке, то увидим, что они соответствуют теоретическим ожиданиям во всех

деталях. Непредусмотренные компоненты—отсутствуют; не хватает только при постоянном токе линий III  $a, b$  противоречащих неравенствам (34) и линии Id—при искровом разряде; линий II  $c$  не была измерена, так как на фотографической пластинке нельзя установить слабую линию между двумя яркими. Отдельные пары линий, находящиеся в тесном соседстве—сливаются между собой. Совпадение теории и опыта, которое иллюстрируется этим рисунком, представляет собою поистине блестящую главу, величайший триумф теории квантов.

Столь же хорошее совпадение наблюдается и для второй линии серии Пикеринга, однако мы на этом случае не остановимся, а перейдем к тонкой структуре третьей линии (рис. 11). Соответственно трем возможным орбитам компоненты распадаются здесь, как и на рис. , на три группы I, II и III. Но в то время, как в первом случае группы I и II налагаются друг на друга, здесь они совершенно разделены и настолько узки, что каждая из них представляется одной широкой линией. Компоненты  $f$ , повидному, слишком слабы и недоступны для наблюдения.

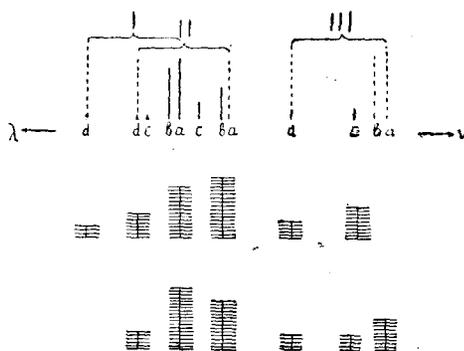


Рис. 10.

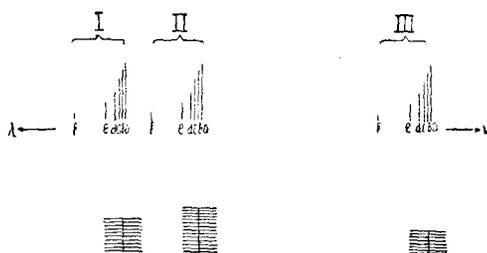


Рис. 11.

Из измерения всех этих тонких структур получается следующее лучшее экспериментальное значение разности  $\Delta\nu_H$

$$\Delta\nu_H = 0,3645 \pm 0,0045.$$

Таким образом, спектроскопия дает нам три величины, которые по теории, построены из универсальных констант  $e$ ,  $\mu$ ,  $h$ , а именно: число Ридберга (§ 8), изменение числа Ридберга от элемента к элементу, вследствие собственного движения ядра (§ 10) и разность колебаний водородного дублета  $\Delta\nu_H$ . Из трех уравнений можно численно определить три неизвестные  $e$ ,  $\mu$ ,  $h$ . Этот способ при современной точности спектроскопических измерений уже теперь дает результаты, одинаковые со всеми другими методами.

#### § 14. Спектры рентгеновских лучей.

Открытие *Лауэ, Фридриха и Книпинга* дало возможность применить спектральный анализ в области рентгеновских лучей. Мы обязаны Мозелею первыми подробными исследованиями длин волн этих лучей для ряда элементов. Измеренные числа колебаний можно расположить в несколько серий, которые называются, в порядке убывающих чисел колебаний (жесткости) соответственно:  $K$ —серия  $L$ —серия и т. д. (линии  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$  и т. д.). Рис. 12 дает снимки Мозелея линий  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  для ряда элементов. Последний член этого ряда относится к латуни (Brass). То обстоятельство, что здесь две линии цинка просто присоединяются к двум линиям  $Ои$  предшествующего снимка, указывает, что рентгеновские спектры являются чисто аддитивным свойством атома.

Аналогичные линии на этом рисунке расположены по параболе. Мозелею удалось изобразить числа колебаний  $K_\alpha$  — линий формулой

$$\nu_H = N(k-1)^2 \left[ \frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right],$$

а  $L_\alpha$  линий

$$\nu_L = N(k-7,4)^2 \left[ \frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right],$$

где  $k$  обозначает число зарядов ядра соответствующего элемента.

Из этого результата вытекают два следствия: во-первых, подтверждается изложенное в § 6 представление, что заряд ядра при переходе от одного элемента к другому (в периодической системе) увеличивается на единицу. Во-вторых, рентгеновские линии  $K_\alpha$  и  $L_\alpha$  оказываются сходными с водородными, с тем небольшим изменением, что действующим оказывается не весь заряд  $k$ , как в серии Бальмера (7) или (17), а только часть его.

При более точном исследовании оказывается, что эти линии являются не простыми, но обладают тонкой структурой. Теоретически, при полном подобии водороду можно было бы ожидать у линии  $L_{\alpha}$  совершенно такую же структуру, как и у линии  $H_{\alpha}$  (рис. 9), с той только разницей, что все расстояния в первом случае должны были бы быть в  $(\kappa - 7,4)^4$  раз больше, нежели во втором. В действительности получается лишь простой дублет, разность колебаний которого находится в теоретически правильном соотношении с разностью колебаний для водорода.

$$\Delta\nu = (\kappa - 7,4)^4 \Delta\nu_H$$

Таким образом, сходство с водородом, очевидно, вследствие сложности условий испускания — ограниченное. Что касается  $K_{\alpha}$ , то ее структура вполне отвечает требованиям теории. Здесь имеется одна возможная конечная орбита ( $n + n' = 1$  или  $n = 1$   $n' = 0$ ), начальных же две. Поэтому, искомая структура — простой дублет, расширенный по сравнению с  $\Delta\nu_H$  в  $(\kappa - 1)^4$  раз.

Измерения, произведенные Зигбаном и его сотрудниками для всех элементов, поскольку это было технически возможно, подтвердили требования теории. Для иллюстрации мы даем следующий чертеж, (рис. 13) который заключает в себе весь экспериментальный материал для  $K$ -серии от натрия ( $\kappa = 1$ ) до неодима ( $\kappa = 60$ ). По оси ординат отложены  $\nu \cdot 10^{-4}$ , по оси абсцисс, —  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  суть компоненты  $K_{\alpha}$ ,  $\beta_1$ , и  $\beta_2$  — обозначения Зигбана для  $K_{\beta}$  и  $K_{\gamma}$ . Что касается разностей чисел колебания, то по точным измерениям, их ход совпадает с предсказаниями Зоммерфельда, и это является превосходным подтверждением теории, если принять во внимание, что  $\Delta\nu$ , напр. для  $\kappa = 92$  для урана в  $(84, 4)^4$ , т.е. круглым числом в 150 миллионов раз больше, нежели для водорода. Немного существует теорий, которые допускают подобную экстраполяцию!

То обстоятельство, что рентгеновские спектры отчасти подобны спектру водорода — объясняется следующим образом. Если электрон вращается вблизи ядра, то остальные электроны, которые двигаются на большем расстоянии, оказывают на него весьма незначительное влияние, которым можно пренебречь. Дело сводится, таким образом, в существенных чертах, к тому случаю, когда имеется только ядро с  $\kappa$  зарядами и один единственный электрон, как это и предполагается

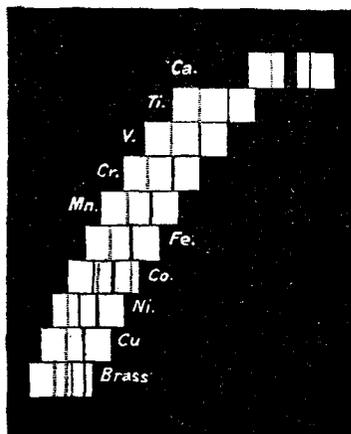


Рис. 12.

в теории, развитой в §§ 7, 8 и 13. Как же однако можно объяснить, что часть заряда ядра маскируется? Возможный ответ на этот вопрос указал уже Бор: представим себе, что не один электрон, а несколько,

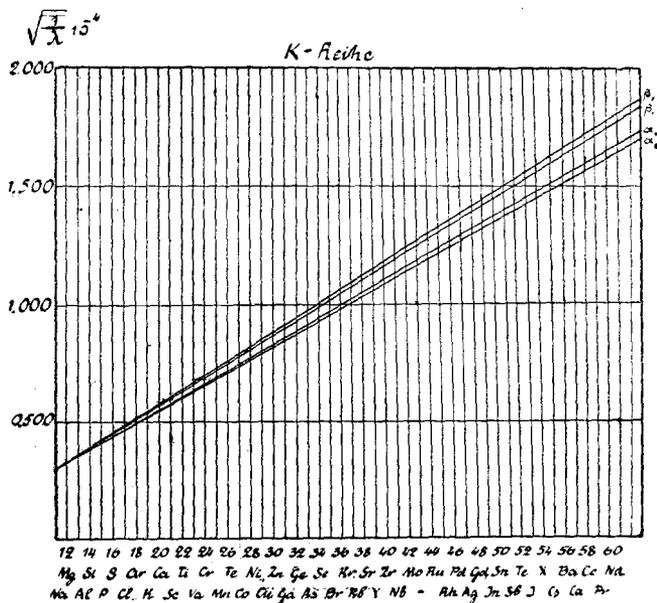


Рис. 13.

расположенных по кругу, вращаются вокруг ядра (рис. 14). Тогда, притяжению ядра должно противодействовать отталкивание между электронами, которое выявляется как раз в том, что вместо  $k^2$  в формулу входит

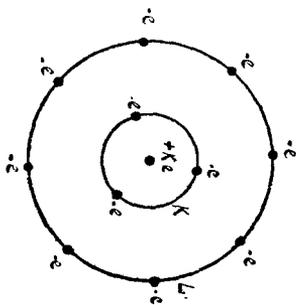


Рис. 14.

меньший множитель  $(k - \sigma)^2$ . Вместе с тем можно было бы рассматривать и такой случай, когда несколько, скажем,  $p$  электронов, находятся ближе к ядру, чем те, движение которых мы рассматриваем; тогда, комплекс из ядра с  $k$  положительными зарядами и  $p$  электронов на известных расстояниях действуют приблизительно, как ядро с  $k - p$  положительными зарядами. Согласно работе Дебая и еще не опубликованным исследованиям Кроо и Зоммерфельда дело обстоит, повидимому, так: атом построен, как это предполагал

и Бор из ядра с несколькими concentрическими кольцами, занятыми электронами. Самое внутреннее называют  $K$ -кольцом, следующее  $L$ -кольцом и т. д. Испускание рентгеновских лучей происходит следующим образом: под влиянием внешней причины (катодный луч) электрон пе-

рескакивает с внутреннего кольца на внешнее, напр. с  $K$ —кольца на  $L$ —кольцо. Тогда на первом будет одним электроном меньше, чем следует, а на последнем окажется один электрон лишний. При возвращении электрона к нормальному положению на внутреннее кольцо—этот процесс сопровождается излучением энергии—испускается рентгеновская волна, согласно условию Бора (16).

Последовательное проведение этой точки зрения еще не закончено, и потому еще нельзя сказать, какое именно число электронов на кольцах соответствует нормальному состоянию. Повидимому предварительно можно говорить соответственно о трех и восьми электронах на двух внутренних кольцах; впрочем, совершенно не исключена возможность, что подтвердятся числа 2, 8, 8, 18, 18 и т. д., которые вытекают из химических соображений (периодический закон <sup>1)</sup>).

### § 15. Теория явления Штарка.

Если внести излучающий атом в электрическое поле, то характер излучения под влиянием этого поля изменяется: спектральные линии, которые без поля представлялись простыми, во многих случаях под действием электрических сил расщепляются на несколько компонентов. Этим поразительным открытием мы обязаны *И. Штарку* (1913), почему и самое явление носит его имя. Несмотря на то, что влияние средних сил поля уже достаточно отчетливо, несмотря на то, что для наблюдения явления вовсе не требовались особенно тонкие оптические средства, случайно это открытие было сделать весьма трудно, ибо в высшей степени трудно получить в светящейся среде даже средней величины падение потенциала. Только Штарку, который систематически искал это явление, удалось побороть упомянутые трудности при помощи остроумного расположения: он возбуждал свечение в слое разреженного газа между обкладками конденсатора, помещенного внутри разрядной трубки, поступающими туда каналовыми лучами <sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> J. J. Thomson. Корпускулярная теория вещества, 6 глава; N. Bohr. Phil. Mag. 26, p. 857, 1913; W. Kossel, Ann. d. Phys. 49, p. 229, 1916.

<sup>2)</sup> Когда в разрядной трубке под влиянием поля возбуждается свечение, то вместе с тем, вследствие понижения газа, получается ток проводимости. Поэтому разность потенциалов сразу падает и подвергнуть светящиеся молекулы влиянию больших сил поля становится невозможным. С другой стороны, если при большом разрежении, когда длина свободного пути измеряется сантиметрами, расположить электроды весьма близко друг от друга (на расстоянии нескольких миллиметров), то на пути между ними ионизации толчком не происходит, но вместе с тем не происходит и свечения. Все остроумие метода Штарка заключается в том, что он в это узкое пространство, на протяжении которого можно было создать большое падение потенциала ввел светящиеся молекулы *извне*. Такими светящимися молекулами и служили ему частицы каналовых лучей.—Трубка Штарка имела три электрода: анод, катод с от-

Таким образом он мог исследовать целый ряд веществ.

Для нашей цели, однако, особенно важны те весьма тщательные измерения, которые он произвел над „тонким электрическим разложением“ первых четырех линий Бальмеровской серии водорода ( $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ ).

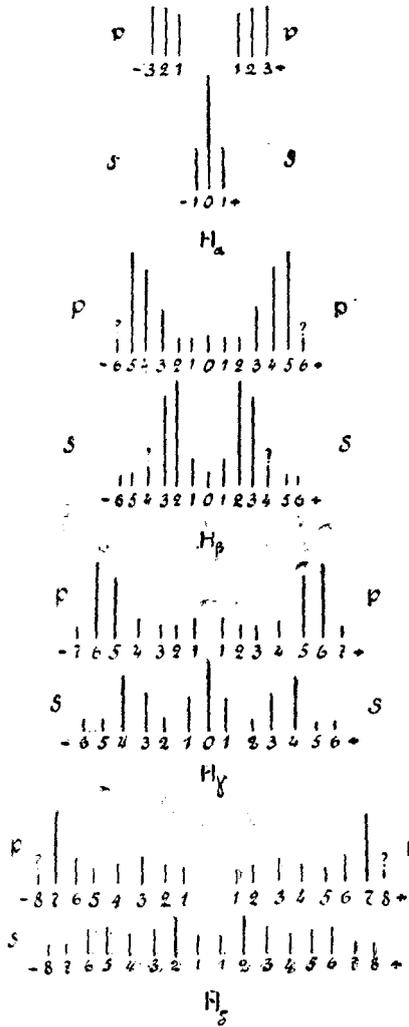


Рис. 15.

Оказалось, что компоненты, на которые разлагаются эти линии, расположены симметрично относительно нормального положения, и что разложение растет пропорционально электрической силе. Производились наблюдения и перпендикулярно, к направлению поля, причем при этом расположены компоненты оказались линейно поляризованными. В таблицах I—IV результаты Штарка сопоставлены в рубрике „измерено“. Буквой  $p$  обозначается компонент, электрический вектор которого направлен параллельно полю, буквой  $S$ —компонент с электрическим вектором, перпендикулярным к полю.  $\Delta\lambda$  есть расстояние между соответствующими компонентами (а так же и симметричными с ними) в единицах Ангстрема; в рубрике „шт.“ помещена относительная интенсивность, при чем эти интенсивности сравним между собой лишь в пределах одного столбца. Электрическая сила, к которой относятся данные значения  $\Delta\lambda$ , известна несколько не точно и оценивается Штарком в 104.000 volt/cm. На рис. 15 графически изображена картина расщепления.

Теория явления Штарка сводится к рассмотрению движения водородного атома в однородном электрическом поле. Это движение—если пренебречь поправочным членом, введенным на основании теории относительности—условно-периодическое. При этом, для того, чтобы верстиями и третий электрод расположенный весьма близко к катоду. Между последними двумя электродами возбуждалось сильное поле и в это-то поле попадали частицы канальных лучей.

Переводчик.

привести выражения импульсов к виду (28), придется употреблять параболические координаты <sup>1)</sup>. Координатные поверхности получаются путем вращения чертежа около прямых  $\xi=0$  и  $\eta=0$ , как осей. Получается, таким образом, два семейства конфокальных параболоидов вращения ( $\xi = \text{const}$  и  $\eta = \text{const}$ ) и меридианальные плоскости  $\varphi = \text{const}$  (где  $\varphi$  обозначает угол между вращающейся плоскостью и некоторым постоянным ее положением). Точка пространства определяется, поэтому, координатами,  $\xi$ ,  $\eta$  и  $\zeta$ . <sup>2)</sup>

Не будем принимать во внимание собственное движение ядра; будем считать его неподвижным центром. Тогда систему координат надо ориентировать так, чтобы ядро было началом, а прямая  $\xi=0$  совпадала с направлением поля. Решение задачи показывает, что движение электрона заключено в кольцевом пространстве, которое получается путем вращения криволинейного четырехугольника  $ABCD$  рис. 16 (вокруг оси  $\xi=0, \eta=0$ ). При этом нужно себе представить, что электрон движется по кривой, изображенной внутри четырехугольника, и одновременно весь чертеж вращается (с переменной угловой скоростью) вокруг упомянутой оси.

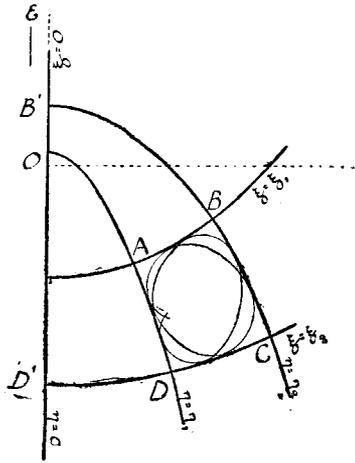


Рис. 16.

Положение границ либрации (ср. § 12)  $\xi = \xi_1, \xi = \xi_2, \eta = \eta_1, \eta = \eta_2$  разумеется, зависит от начального положения и начальной скорости электрона, причем для каждого частного случая движение будет иное, так что соответствующим выбором начальных условий можно сообщить величинам  $\xi_1, \xi_2, \eta_1$  и  $\eta_2$  любое значение. В интересах § 17 рассмотрим три предельных случая. Во-первых, положим, что  $\eta_1$  совпадает с  $\eta_2$ , а  $\xi_1 = \xi_2$ ; тогда четырехугольник стягивается в одну точку и электрон движется по *круговой орбите*, расположенной перпендикулярно к направлению поля. Далее, мы можем положить  $\xi_1 = 0$ , и  $\eta_1 = 0$ , тогда путь электрона заполняет область, получающуюся при вращении треугольника  $B^1CD^1$ . Пусть теперь  $\xi_2$  все уменьшается и наконец становится равным нулю, тогда движение электрона будет ограничено прямолинейным отрезком: он будет колебаться по полупрямой  $\xi=0$  между точками  $O$  и  $B^1$ , вследствие чего эту орбиту мы будем называть маятниковоподобной. Третий частный случай мы получим, если положим, что не  $\xi_2$ , а  $\eta_2$  уменьшается до нуля; здесь получается совершенно аналогичная „маятниковоподобная“ орбита по полупрямой  $\eta=0$  между

<sup>1)</sup> P. S. Epstein, Ann. Physik, 50, p. 489, 1916.

точками  $O$  и  $D^1$ . Когда орбита (без электрического поля)—кеплеров эллипс (§ 11)—случай прямолинейного пути мы отбрасываем, как невероятный, и это предсказание оправдывается экспериментальным изучением тонкой структуры. Маятникоподобные пути представляются а priori так же невероятными; замечательно, однако, что соответствующие им компоненты появляются при явлении Штарка, хотя и с весьма слабой интенсивностью.

В общем случае, мы должны написать квантовые условия (29) и (29') в следующей форме:

$$2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} p_{\xi}(\xi) d\xi = n_1 h; \quad 2 \int_{\eta_1}^{\eta_2} p_{\eta}(\eta) d\eta = n_2 h; \quad \int_0^{2\pi} p_{\varphi} d\varphi = n_3 h.$$

Из этих трех соотношений получается с достаточно хорошим приближением следующее выражение для энергии.

$$A = - \frac{N x^2 h c}{(n_1 + n_2 + n_3)^2} + \frac{3 h^2 E}{8 \pi^2 \mu e} (n_1 + n_2 + n_3) (n_1 - n_2).$$

Таким образом, электрическое поле, подобно зависимости массы от скорости, оказывает такое влияние, вследствие которого увеличивается число ступеней энергии, а потому уже существовавшие в спектральной линии, но налагавшиеся друг на друга степени свободы (возможности возникновения) разделяются и становятся видимыми.

Из условия Бора (16) мы получаем следующее значение для изменения числа колебаний по сравнению с нормальным

$$\Delta \nu = - \frac{3 h}{8 \pi^2 H \mu e c} E Z$$

$$Z = (m_1 + m_2 + m_3) (m_1 - m_2) - (n_1 + n_2 + n_3) (n_1 - n_2) \quad (37).$$

Как и раньше, числа  $m$  и  $n$  относятся к начальной и конечной орбите, при чем для компонент одной и той же линии

$$m_1 + m_2 + m_3 = \text{const} \quad \text{и} \quad n_1 + n_2 + n_3 = \text{const}.$$

Из самой структуры выражения (37) тотчас вытекают два важных свойства явления Штарка в водородных линиях: во-первых, расщепление пропорционально силе поля  $E$ , во вторых оно симметрично. В самом деле, обменяем числовыми значениями  $m_1$  и  $m_2$  и одновременно  $n_1$  и  $n_2$ ,  $Z$  переменить свой знак; значит для всякого положительного  $\Delta \nu$  существует равное ему по величине отрицательное. Мы уже упомянули, что Штарк действительно установил именно эти свойства у водородных линий.

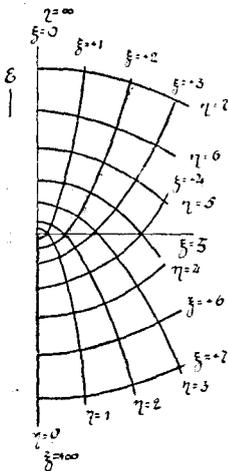


Рис. 17.

Числовое значение коэффициента в форм. (37) для водорода ( $H=1$ ) следующее:  $6,43 \cdot 10^{-5}$ , если  $E$  выражено в  $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ . Поэтому для смещения компонента в длинах волн можно написать

$$\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\nu = 6,43 \cdot 10^{-5} \lambda^2 E Z \text{ см.} \dots (38).$$

Выбор возможных значений  $Z$  ограничивается неравенствами Зоммерфельда, которые в данном случае гласят

$$m_1 \geq n_1; m_2 \geq n_2; m_3 \geq n_3 \dots (39).$$

Вычисленные значения  $\Delta\lambda$  сопоставлены в следующих таблицах. При этом напряжение поля было принято для  $H_\alpha$  106.000, для  $H_\gamma$  — 109.000 и для  $H_\delta$  — 110.000  $\frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ .

Таблица I ( $H_\alpha$  — линия).

$m_1 + m_2 + m_3 = 3$   $\lambda = 6562,8 \text{ \AA}$

Z	Вычислено.				Измерено.			
	$m_3 - n_3 = 2l$		$m_3 - n_3 = 2l + 1$		p-Комп.		s-Комп.	
	$\Delta\lambda$	$Q_m$	$\Delta\lambda$	$Q_m$	$\Delta\lambda$	Инт.	$\Delta\lambda$	Инт.
5	14,7	*			—			
4	11,7	1			11,5	1,2		
3	8,8	1			8,8	1,1		
2	5,9	1	5,9	*	6,2	1	—	
1	2,9	*	2,9	(1)	—		2,6	1
0	—		0	(1)			0	2,6

Таблица II ( $H_\beta$  — линия).

$m_1 + m_2 + m_3 = 4$   $\lambda = 4861,3 \text{ \AA}$

Z	Вычислено.				Измерено.			
	$m_3 - n_3 = 2l$		$m_3 - n_3 = 2l + 1$		p-Комп.		s-Комп.	
	$\Delta\lambda$	$Q_m$	$\Delta\lambda$	$Q_m$	$\Delta\lambda$	Инт.	$\Delta\lambda$	Инт.
12	19,4	*	[19,4]	3	19,4	1	19,3	1
10	16,1	2	[16,1]	3	16,3	11,5	16,4	1,1
8	12,9	2	12,9	*	13,2	9,1	13,2	1,3
6	9,7	2	9,7	1	10,0	4,8	9,7	9,7
4	6,5	*	6,5	1	6,7	1	6,6	12,6
2	3,2	(2)	3,2	1	3,3	1,2	3,4	3,3
0	0	(2)	0	1	0	1,4	0	1,4

Таблица III ( $H\gamma$  — линия).

$$m_1 + m_2 + m_3 = 5$$

$$\lambda = 4340.5 \text{ \AA}$$

Z	Вычислено.				Измерено.			
	$m_3 - n_3 = 2l$		$m_3 - n_3 = 2l + 1$		p-Комп.		s-Комп.	
	$\Delta\lambda$	$Q_m$	$\Delta\lambda$	$Q_m$	$\Delta\lambda$	Инт.	$\Delta\lambda$	Инт.
21	28,0	*	—		29,4	1 сомн.		
20	—		[26,6]	4			26,3	1
18	23,9	3	—		23,9	10,8		
17	—		[22,7]	4			22,8	1,1
16	—	.	21,3	*			—	
15	20,0	3	—		19,9	7,2		
13	—		17,3	2			17,3	6,1
12	16,0	3	—		15,9	2,0		
11	14,4	*	—		—			
10	—		13,3	2			13,3	4,3
9	12,0	*	—		—			
8	10,6	2	—		10,6	1		
7	—		9,3	2			9,7	1,2
6	—		8,0	*			—	
5	6,7	2	—		6,6	1,5		
4	—		5,3	*			—	
3	—		4,0	(3)			3,9	3,6
2	2,7	2	—		2,6	1,6		
1	1,3	*	—		—			
0	—		0	(3)			0	7,2

Из этих таблиц видно, что совпадение между вычислениями и теорией блестящее. Яркие компоненты расположены как раз на вычисленных местах и только для слабых линий, положение которых очень трудно определить отклонения несколько больше. Звездочкой отмечены те компоненты, которые своим происхождением обязаны маятникообразным орбитам. Мы уже указали, что эти орбиты весьма мало вероятны; из таблиц видно, что они дают сплошь наиболее сла-

бые компоненты, а у линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  соответствующие им компоненты вообще не могли быть сняты. Если отвлечься от этих линий, то существует еще только одна—предсказанная теоретически и однако не имеющаяся на фотографиях Штарка ( $H_\delta$ ,  $Z = 0$ ). За то есть три линии, которые противоречат неравенствам (39). Интересно, что первые два неравенства выполняются строго, между тем, как третье, которое, согласно (36), относится к азимуту  $\varphi$ , повидимому, справедливо лишь в грубых чертах. Подобное же обособленное положение азимутального квантового числа установлено и Зоммерфельдом для случая тонкой структуры при искровом возбуждении свечения.}

Что касается поляризации, то подтверждается следующее в высшей степени замечательное эмпирическое правило: четная разность азимутальных квантовых чисел  $m_s - n_s$  ведет к параллельной ( $p$ ) поляризации, нечетная — к перпендикулярной.

Это правило справедливо во всех случаях без исключения, хотя у нас и нет решительно никаких путей к его пониманию. Кажется даже, что вообще невозможно объяснить состояние поляризации, исходя из ориентировки начальной и конечной орбиты относительно электрического поля; ибо при переходе электрона между двумя уже упомянутыми круговыми орбитами, которые ведь всегда расположены перпендикулярно к полю, согласно этому правилу, линии  $H_\alpha$  и  $H_\gamma$  — дают  $S$ —компоненты, а линии  $H_\beta$  и  $H_\delta$  —  $p$ —компоненты. Что касается возникновения большой интенсивности, то автор считает необходимым (но недостаточным) условием для этого возможно большую величину одной из разностей  $m_1 - n_1$ ,  $m_2 - n_2$ ,  $m_3 - n_3$ . Поэтому наибольшая из этих трех разностей дана в таблицах в рубрике  $Qm$ .

Как бы то ни было, приведенные результаты теории явления Штарка, рядом с Зоммерфельдовой теорией тонкой структуры, дают одно из наиболее решительных доказательств в пользу учения о квантах и того применения этого учения к атомистике, которое сделано Бором.

#### IV О т д е л.

### Структура фазового пространства.

#### § 16. Значение гипотезы Планка для статистики.

В предшествующем изложении мы исходили из той трактовки квантовых условий, которая была дана Зоммерфельдом и подробно развита Шваршильдом и автором (§ 11 и 12). Рассмотрим теперь форму этих условий, данную самим Планком для случая нескольких степеней свободы. С этой целью мы прежде всего дополним изложение гипо-

тезы „квантов действия (см. § 3) некоторыми соображениями, касательно ее статистического значения.

Причиной, заставившей Планка отказаться от представления о квантах энергии (§ 2), было противоречие между электродинамической и статистической частью его первой теории черного излучения. В то время, как взаимодействие между резонаторами и поле излучения должны были подчиняться законам электродинамики, и вследствие этого резонатор должен был быть способен обладать любым запасом энергии, при рассмотрении вопроса о распределении энергии между отдельными резонаторами делалось допущение, что возможны лишь дискретные ступени энергии, а именно—кратные  $h\nu$ .

Мы можем это изобразить графически подобно тому, как это уже делалось на рис 1. Мы знаем, что положением электрона  $x$  (или  $q$ ) и его импульсом  $p$  состояние линейного резонатора вполне определяется. Поэтому, всякому мгновенному состоянию системы, которое по Гиббсу называют *фазой* системы, соответствует точка  $C(p, q)$ —диаграммы или, как говорят, „фазовой плоскости“. С течением времени точка, изображающая состояние резонатора, пробегает некоторую кривую, „фазовую кривую“, которая в том случае, когда энергия извне не подводится, будет эллипсом (§ 3). Если имеется большое число резонаторов, то каждому из них в любой момент времени соответствует точка диаграммы и распределение этих „фазовых“ точек дает распределение энергии. Это станет для нас совершенно ясным, если мы вспомним, что энергия в некоторой точке определяется постоянными проходящего через нее эллипса из семейства концентрических эллипсов (ср. §§ 2 и 3  $A = \frac{b^2}{2\mu}$ ).

Цель статистического метода состоит в определении плотности, с которою распределены точки на диаграмме („фазовая плотность“) — для *наивероятнейшего* состояния системы из всех резонаторов,—состояния, при котором резонаторы находятся в равновесии между собой и с излучением. Согласно первой электродинамической части исследования Планка энергия может принимать любые значения а потому фазовая плотность должна быть сплошной, т.е. фазовые точки могут лежать на всяком расстоянии от начала. Далее, соображения, опирающиеся на теорию вероятностей—с одной стороны и на механику и электродинамику—с другой, говорят нам даже больше. А именно, из этих соображений следует с несомненностью, что фазовая плотность должна быть непрерывной функцией места, функцией, которая, принимая на эллиптических кривых постоянные значения, непрерывно изменяется при переходе от начала координат ко все более удаленным точкам плоскости. Подробно ход этой функции исследуется во второй, статистической, части работы Планка. Но здесь он вынужден был при-

нять, что точки в фазовой плоскости распределены разрывным образом и могут располагаться лишь на дискретных кривых, удовлетворяющих соотношению  $A = h\nu$  (изобр. на рис. 1). Ибо только таким способом можно было притти к правильному закону излучения.

Чтобы преодолеть эти трудности и в тоже время свести к минимуму необходимые изменения в электродинамике, Планк изменил свою гипотезу, допустивши что хотя *поглощение* линейного резонатора происходит по известным нам законам, резонатор, однако, не может излучать, т.е. он не обладает „затуханием“.

Что касается излучения, то нам гораздо легче представить себе, что именно оно идет прерывным образом. Допускается поэтому, что излучение *может* (но не *должно*) происходить в моменты, когда энергию резонатора составляет целое кратное  $h\nu$ . В этот момент резонатор отдает сразу всю свою энергию. Так как здесь заранее приходится отказываться от обычных законов электродинамик, то заключение о непрерывном изменении фазовой плотности уже не является обязательным. Однако, механизм явления поглощения заставляет нас все же считать эту плотность сплошной. Поэтому вместо допущения о прерывном распределении вероятности, Планк вводит новое—что вероятность распределена хотя и сплошным, но не непрерывным образом внутри кольцеобразных областей, площадь которых равна  $\Delta g = h$ , и которые ограничены избранными кривыми рис. 1, вероятность—или, что тоже самое, фазовая плотность—должна быть постоянной и только на пограничной кривой, при переходе в соседнюю область она лестницеобразно убывает (или возрастает). При таких допущениях для черного излучения получается тоже спектральное распределение, как и при прежних.

Количество действия  $h$  приобретает вместе с тем смысл числовой величины элементарной области вероятности, поскольку статистика не делает различия между различными точками этой области  $\Delta g$ .

„Статистические“ фазовые кривые согласно новому воззрению, уже не представляют единственно возможных движений, но являются избранными лишь постольку, поскольку ими ограничиваются элементарные области. Интересное следствие из этой гипотезы состоит в том, что у резонаторов нельзя извлечь всей их энергии, приводя в равновесие с излучением весьма малой интенсивности (т.е. очень низкой температуры). Ибо, когда все фазовые точки, каждая из которых изображает резонатор, находятся в самой внутренней элементарной области, то дальнейшее уменьшение энергии уже невозможно, так как, согласно предыдущему, излучение происходит лишь при значениях энергии  $A = nh\nu$  (т.е. для статических кривых). Поэтому система и при абсолютном нуле температуры обладает так называемой *нулевой*

энергией, средняя величина которой составляет  $\frac{h\nu}{2}$  для резонатора.

Если от линейного резонатора обратимся к рассмотрению других систем, то повсюду увидим аналогичную картину: статические кривые всегда можно рассматривать как единственно возможные, либо—принимать существование всех механически допустимых орбит и считать статические лишь избранными с точки зрения вероятностей. Последнее воззрение, защитником которого является Планк, ни в одном случае не ведет к противоречию с опытом, напротив—именно от него можно ожидать выяснения некоторых, пока еще темных, проблем (удельная теплота двухатомных газов). Кажущуюся трудность, которая имела в одном частном случае (теория так наз. „ротационного спектра“<sup>1)</sup> Планк недавно изумительным образом преодолел. Точно также и теория Бора (§§ 7 и 8) вполне совместима с этой точкой зрения, если только несколько видоизменить условие для гипотезы: стоит только принять, что при обычных условиях излучения не происходит оно происходит только тогда, когда электрон испытывает возмущение и перескакивает на новую орбиту; при этом излучаемая частота, согласно условию (16) определяется энергиями границ старой и новой элементарной области.

### § 17. Структура фазового пространства.

В свете соображений, изложенных в предыдущем параграфе те точки зрения, которые лежат в основании трактовок (5) и (5а), а также (5b) квантовых условий, можно строго формулировать следующим образом. В первом случае, двойной интеграл распространяется на все фазовые точки, которые соответствуют различным запасам энергии линейного резонатора, т.-е. статические кривые выводятся из всех состояний, которые может принимать резонатор при всевозможных условиях. Во втором случае, интеграция распространяется лишь на индивидуальные движения резонатора, совершающиеся—в отсутствие внешних возмущений. Соответственно этому, при рассмотрении систем многих измерений можно примкнуть либо к той, либо к другой точке зрения. Зоммерфельд пошел вторым путем, между тем, как Планком был предложен первый.

В общем случае— $f$  степеней свободы с переменными  $q_i$  и импульсами  $p_i$ ,—всякому мгновенному состоянию или всякой фазе системы

<sup>1)</sup> Так называются инфракрасные спектры поглощения газов, наблюдаемые Н. Бьеррумом, Рубенсом и другими. При их объяснении Бьеррум допускал, что заряженные атомы в молекуле совершают колебания, а сама молекула, кроме того вращается. Отсюда и происхождение самого названия.

соответствует своя система значений  $2f$  величин  $p_i, q_i$ . Совокупность всех фаз образует уже не плоскость, но многообразие  $2f$ —измерений, идеальное  $2f$ —мерное „фазовое пространство“, если  $p_i, q_i$  трактовать, как прямоугольные координаты. И здесь также Планк задается вопросом об элементарной области  $\Delta g$  вероятности или о „структуре фазового пространства“. Так как всякое отдельное произведение  $p_i, q_i$  уже обладает размерностью действия, то следует положить, что объем элементарной области ( $2f$ —измерения).

$$\Delta g = h^f.$$

Как найти теперь границы элементарной области. Планк делает это таким образом, что он изыскивает  $f$  вырождений общего движения, которые совершаются в одном измерении, и которые, поэтому, можно трактовать как в § 3. Из решений этих отдельных случаев строится затем общее решение.

Возможно ли в каждом случае найти вырожденные движения с требуемыми качествами—еще не исследовано. Однако это требование во всяком случае удовлетворяется для одной группы систем, для систем условно-периодических (§ 12); для этого класса движений можно полностью провести решение Планка. Например, для движений, изученных в § 11 ( $f=2$ ) следовало бы рассматривать круговую орбиту ( $r = \text{const}$ ) и прямолинейную, как предельный случай эллипса с отношением осей  $o$  ( $\varphi = \text{const}$ ); для явления Штарка ( $f=3$ )—три частных случая, рассмотренных на стр. 49 (круг и обе маятникообразные орбиты). Можно показать, вообще, что для условно-периодической системы выражение объема элементарной области распадается, вообще говоря, на  $f$  факторов.

$$\Delta g = \Delta g_1 \cdot \Delta g_2 \cdot \dots \cdot \Delta g_f,$$

из которых каждый представляет собой площадь участка соответствующей координатной плоскости ( $p_i, q_i$ ), по величине равную  $h$ ; далее, что статические движения системы совпадают с движениями, определяющимися условиями (29) и (29') § 12 <sup>1)</sup>. Поэтому в теории Планка уже содержатся *implicite* квантовые условия (29) для условно-периодических систем, а также те заключения, которые выведены из этих условий для частных случаев в §§ 13 и 15.

В рамках этого реферата мы не можем останавливаться на интересной трактовке этих условий, данной Эйнштейном <sup>2)</sup>. Однако мы вкратце изложим здесь ту чрезвычайно важную точку зрения, которая связана с представлением, что статические орбиты суть единственно возможные, и которая выдвинута Эренфестом (1916). Будем рассматривать изменение, которое испытывает система, когда один из внешних

<sup>1)</sup> Согласно еще не опубликованным работам автора.

<sup>2)</sup> A. Einstein. Verh. d. Deutsh. phys. Ges. 19, S. 82, 1917.

параметров ее (но *не* переменные  $p$ ), подвергается медленному воздействию, например, когда при явлении Штарка внешнее поле постепенно усиливается. Подобный процесс называют „*адиабатическим изменением состояния*“, ибо при нем энергия системы изменяется при посредстве внешнего параметра, а не путем прямого увеличения живой силы; совершенно аналогично тому, как при адиабатическом сжатии газа изменение запаса энергии зависит от затраченной работы, а не от прямого теплового обмена. В начальном состоянии система совершает некоторое статическое движение. Если исходить из подобного движения и подвергнуть систему бесконечно-медленному адиабатическому процессу, то с одной стороны можно, совершенно игнорируя квантовые условия, задаться вопросом о той форме движения, которая чисто механически получается из первоначального движения. Ибо начальное движение испытывает при этом процессе непрерывное видоизменение, так что в каждый момент ему соответствует совершенно однозначно новая форма. С другой стороны можно было бы для всякого значения параметра написать квантовые условия и определять соответствующие им статические орбиты. Возникает теперь вопрос; что же механика и теория квантов постоянно друг другу противоречат или они согласно ведут к одним и тем же движениям. Сущность гипотезы *Эренфеста* („*Adialatenhypothese*“) состоит в том, что делается последнее предположение: допустимые с точки зрения теории квантов движения путем бесконечно медленного (чисто механического) процесса переходят в другие, также допустимые с точки зрения теории квантов. Отсюда следует, что те константы движения, которые, согласно условиям (25) полагаются равными универсальной константе  $nh$ , не могут изменяться во время адиабатического изменения или, как говорят, „адиабатически инварианты“. Проверка этой гипотезы для периодических (*Эренфест*) и условно-периодических (*Бургерс*) систем, показала, что квантовые интегралы §§ 11 и 12 действительно суть адиабатические инварианты.

Гипотеза *Эренфеста* уже помогла выяснению некоторых принципиально трудных вопросов; важность ее становится очевидной если вспомнить, что путем адиабатического процесса можно переходить от простых систем к более сложным. Конечно, ту же гипотезу можно трактовать и с другой точки зрения, а именно, что статические движения не являются единственно возможными, но лишь избранными с точки зрения теории вероятностей. В таком случае при ее формулировке нужно заменить слово „допустимый“ словом „избранный“.

### § 18. З а к л ю ч е н и е.

Из предыдущего изложения, в особенности из отделов II и III читатель, наверное, вынес впечатление, что теория *Планка* в новой

области своего применения, в атомистике и спектроскопии уже дала ряд результатов, которые без преувеличения, можно считать большими успехами, и которые оправдывают попытку сделать этот предмет доступным широкому кругу читателей. Однако, всякому, кто работает в этой области, хорошо известно, что мы далеки еще здесь от законченной ясности: еще много принципиальных и вычислительных трудностей надо преодолеть, еще многие провизорные представления должны быть видоизменены или заменены новыми.

Прежде всего можно поставить вопрос, каким образом возможно у таких сбщих механических систем, как условно периодические, изыскать движения, допустимые по теории квантов. Отдельные попытки ответить на этот вопрос уже имеются: мы уже упомянули, что метод Планка применим и в области условно-периодических движений, хотя и не легко было бы дать однозначные указания для его применения. С другой стороны *Бургерс*<sup>1)</sup> указал на метод, введенный в небесной механике *Делоне* (1860) и состоящий в том, что к данной системе подходят сколь угодно близко через последовательный ряд определенным способом избранных условно-периодических систем. Автор независимо от Делоне при исследовании одного частного случая обратил внимание на возможность такого приближения. Однако, вычисления, произведенные им по этому методу для спектра нейтрального гелия, (задача о трех телах) к сожалению, повидимому, не позволяют возлагать больших надежд на этот метод. Наконец, изложенную в предыдущем § гипотезу Эренфеста, вероятно, можно было бы использовать в качестве эвристического метода.

Однако, все это чисто практические вопросы, решение которых нам быть может принесет уже самое ближайшее будущее. Более серьезными представляются трудности с принципиальной стороны допущений Бора (§§ 7 и 8). Мы уже несколько раз упоминали, что теория квантов находится в известном противоречии с электродинамикой и допускает для последней внутри атома лишь ограниченное применение. Как же нужно видоизменить электродинамику, чтобы устранить это противоречие. Что нам действительно не хватает синтеза обеих теорий, видно из следующего обстоятельства: явление Штарка находит себе полное объяснение в теории квантов, между тем, как чисто электродинамическому объяснению оно не поддается; противоположную картину мы имеем, повидимому, родственном явлении—в явлении Зеемана (расщепление спектральных линий в магнитном поле): здесь пока с электродинамикой можно уйти дальше, нежели с теорией квантов (хотя и нельзя еще получить полного объяснения). Почему при движении по статической орбите не происходит излучения, и что

---

<sup>1)</sup> J. M. Burgers. Amsterdam Procelings. S. 170, 1917.

совершается, когда электрон перескакивает с одной статической орбиты на другую? Немногие факты, которые нам известны относительно последнего процесса, суть условие Бора для частоты (§ 8) и правила поляризации при явлении Штарка (§ 15). Но оба эти закона, в своей теперешней формулировке носят до некоторой степени теологический характер, для натуралиста совершенно неприемлемый, так что многие ученые по справедливости возмущаются этими „Bauern-Regeln“. Действительно, было бы в высшей степени желательно пересмотреть процесс излучения во всех деталях и найти объяснение упомянутым законам. Если это требование для данного времени слишком высоко, тем не менее, быть может, и теперь уже можно было бы попытаться с большей надеждой на успех, вводя степени свободы эфира, привести условие для частоты к той же форме (25), какую имеют квантовые условия для материи <sup>1)</sup>.

Таким образом, хотя в теории квантов надлежит еще заполнить много пробелов, быть может и таких, которые встречаются в самом начале, мы можем быть довольны темпом возрастания наших знаний об атоме, которым мы обязаны этой теории. Обозревая совершенно объективно ход развития теории квантов за последние годы и успехи, ею достигнутые, надо признать, что дело Макса Планка подвинуло нас на шаг по пути к конечной цели точного естествознания, к познанию структуры материи и эфира, на шаг, который, как казалось, всего несколько лет тому назад, при самых смелых ожиданиях, должен повести нас в обширные и неопределенные дали.

Перевел. Э. В. Шпольский.

---

<sup>1)</sup> Как показал А. Рубинович (Phys. Zs; 18, S<sub>0</sub> 96, 1917) это можно сделать для теории черного излучения; последним замечанием автор также обязан г. Рубинович.

## Курская магнитная аномалия

ПО РАБОТАМ КОМИССИИ ПРИ АКАДЕМИИ НАУК.

(с 1 июля 1919 г. по 1 июля 1920 г.)

*П. Лазарев.*

### § 1.

Вопрос о магнитной аномалии в Курской губ. начал интересоваться исследователей начиная с времени первой геомагнитной с'емки России, предпринятой в период от 1872 до 1877 годов *И. Н. Смирновым* <sup>1)</sup>, открывшим 2 пункта с аномальным магнетизмом в Курской губ. *Н. Д. Пильчиков*, желая расширить наблюдения *Смирнова*, произвел в окрестностях Белгорода 71 серию наблюдений, при чем несколько серий относились к местам с резко выраженной аномалией. Исследования *Пильчикова*, начатые по предложению Русского Географического Общества, были продолжены студентом *Сергиевским*, произведшим магнитную с'емку в 155 пунктах в области Белгорода и Непхаева, где также была констатирована аномалия. В виду большого научного интереса Белгородско-Непхаевской аномалии Русское Географическое Общество по предложению *Э. Е. Лейста* и *М. М. Поморцева* создало постоянную Комиссию по исследованию земного магнетизма и в 1893 году студенту *Родду* было поручено произвести дальнейшее изучение аномалии в области Курской губернии и *Родду* удалось сделать с'емку в 133 местах. Однако это исследование в печати не появилось.

В тоже время среди членов магнитной комиссии возникла мысль пригласить для работ в Курской губернии Директора Парижской Магнитной Обсерватории *Монгеаих*, который согласился принять участие в исследованиях русских ученых при условии создания в Курске постоянной магнитной станции для наблюдения вариаций земного магнетизма. В 1896 г. при содействии Курской Губернской Земской Управы

---

<sup>1)</sup> Подробности читатели найдут в отчете о работах Комиссии по изучению Курской Магнитной аномалии за 1919 г. Издание Государственного Издательства, Москва. 1920: В отчете даны и литературные ссылки.

был устроен магнитный павильон для вариационных инструментов и заведывание павильоном взял на себя *П. Г. Попов*. За короткое время пребывания *Mouraux* в Курской губернии он сделал 149 серий наблюдений на 102 станциях, при чем его работа велась не систематически, так что составить карт по его наблюдениям не представлялось возможным. Исследования *Mouraux* обнаружили, что в селе Кочетовке аномалия еще значительнее чем в Непхаеве и Белогороде, так что естественно возник вопрос о необходимости изучения всей Курской губернии в магнитном отношении.

Эту задачу взял на себя *Э. Е. Лейст*, который пользуясь классическими приемами исследования (инclinатор, магнитный теодолит), исследовал в течение 22 лет Курскую губернию, где определил в 4500 точках склонение *D*, наклонение *I*, горизонтальную составляющую *H*. Обширный числовой материал, заключающий значения *D*, *I*, *H*, а также карты, позволил вполне охарактеризовать магнитную аномалию в Курской губ. с ее научной и научно-практической стороны. В весьма интересном докладе, прочитанном весной 1918 года на Физическом Коллоквиуме Научного Института, *Лейст* дал общую характеристику аномалии, не приводя таблиц и координат мест, где наблюдалась аномалия. Из доклада вытекало, что Курская магнитная аномалия распадается совершенно ясно на две области: северную проходящую через Дмитровский уезд Орловской губ. и далее через уезды Фатежский, Курский, Шигровский, Тимский Курской губ. и направляющуюся в области Воронежской губ. Направление аномалии по работам *Лейста* с северо-запада на юго-восток и ширина аномальной полосы с максимальными отклонениями элементов от нормы должно составлять около 2—3 верст.

К югу от первой полосы тянется через Обоянский, Белгородский Корочанский и Новооскольский уезды вторая полоса, включающая в себя Непхаево Белгород и Кочетовку. Общее направление и ширина южной полосы аномалий такова же, как и северной. Промежуток между полосами является то же аномальным, но аномалия здесь слабее.

Места с наибольшей аномалией были отмечены *Лейстом* в северной полосе аномалии. В заключение своего доклада *Лейст* привел некоторые соображения о возможных причинах аномалии и о глубине залегания магнитного слоя. По отношению к причине аномалии *Лейст* высказался совершенно определенно за присутствие железа, считая иные причины слишком непостоянными и малыми, чтобы вызвать аномалию, подобную наблюдаемой. В рукописи воспроизводящей доклад и переданной для напечатания в трудах Физического Института *П. П. Лазареву*, *Лейст* прямо пишет: „Принимая во внимание, что

залежи в Күгүна <sup>1)</sup> имеют в длину не более 10 километров, а в Курской губ. оба хребта 500 километров и максимум  $Z = 14,782$  Гаусса, т.-е. больше, чем в Күгүна, надо полагать, что курские залежи несравненно богаче железными рудами с высоким процентным содержанием железа, чем лапландские“.

Глубина магнитных пород *Лейстом* определялась по правилам, установленным главным образом шведскими горными инженерами, в предположении что магнитную аномалию вызывает только точечный полюс, заключающий весь магнетизм определенного знака. Пользуясь этим грубым представлением, *Лейст* находит глубину залегания около 300 метров.

Печатаная доклада *Лейста*, переданного в редакцию Архива Физических Наук летом 1918 года, затянулось, *Лейст* уехал в Германию и там среди лета скончался. Осенью выяснилось, что получить необходимые для печатания карты и числовой материал с координатами точек не удалось, так как он по слухам будто остался в Германии, и поэтому печатание пришлось отложить. В то же время стало известно, что *Лейстом* и *Штейном* в Германии была издана на немецком языке брошюра, имевшая целью познакомить широкую публику с практическим значением курской аномалии, при чем в брошюре прямо указывалось на железо, как причину аномалии.

В виду важности вопроса и невозможности получить подлинных документов *Лейста*, определяющих положение точек, в которых наблюдалась аномалия, осенью 1918 года Народный Комиссар *Л. В. Красин* обратился к *И. П. Лазареву* с предложением создать комиссию для разработки этого вопроса. По предложению *Л. В. Красина* *Лазаревым* было созвано совещание в составе *Лазарева*, *Архангельского*, *Пришлецова*, и *Бастамова*, которое отметило прежде всего огромную важность изучения аномалии и желательность выполнения работ, которые восстановили бы данные *Лейста*, и указало, что возможно, что исследования к практическим результатам не поведут, так как причиной аномалии может быть и не железо. После доклада *И. П. Лазарева* Академии Наук о состоянии дела по изучению аномалии в Курской губернии, Академия причислила Комиссию к Московскому Отделению Постоянной Комиссии по исследованию Естественных Производительных сил России при Академии Наук; после ассигнования средств Чрезвычайной Комиссией по снабжению армии была начата под руководством *Лазарева* организационная работа.

В виду невозможности в короткое время получить необходимое число наблюдений классическими точными методами и в виду невозможности получить большое количество приборов этого рода, комиссия

---

<sup>1)</sup> В Лапландии.

из специалистов магнитологов, физиков и гидрографов, заседавшая в Петрограде 6 марта 1919 года, постановила по предложению академика *А. Н. Крылова* использовать для исследования аномалии метод дефлектора *де-Колонга*, применяемый в нашем флоте при изучении магнитной аномалии корабля. Комиссия единогласно согласилась со мнением *Крылова*, поручив начальнику магнитной части флота *В. Я. Павлинову* приспособление прибора для работ в Курской губ. Благодаря любезности Начальника Главного Гидрографического Управления *Е. Л. Вялокоза* Комиссии удалось получить 10 приборов *де-Колонга* и кроме того для работы с ними были командированы состоящие при Главном Гидрографическом Управлении опытные гидрографы-магнитологи, которые и составили отряд по исследованию Курской Магнитной Аномалии, состоящей под начальством *К. С. Юркевича* при заведующем магнитной частью *А. И. Заборовском*.

После доклада *П. П. Лазарева* Московская Комиссия специалистов-магнитологов присоединилась к мнению Петроградского собрания и постановила принять прибор и метод *де-Колонга*, имея в виду, что при большой глубине залегания магнитоносных слоев необходима возможно большая точность тех магнитных данных, которые определяют координаты магнитоносного слоя. Прибор *де-Колонга* дает точность около четверти процента и, хотя эта точность меньше точности методов классической магнитометрии, применявшихся *Лейстом*, все же она достаточна для получения необходимых для практических и научных целей данных. Кроме того было уже заранее решено, что в местах с наибольшей аномалией необходимо произвести с'емку классическим методом, применяя магнитометр *Lamont'a* и инклинатор. Методы *Thalen'a* и *Tieberg'a* и их модификации обычные применяемые при изысканиях железа были отвергнуты с самого начала, так как при этих методах возможна ошибка при определении силы, доходящая до 10<sup>0</sup>/<sub>100</sub> и даже более; эта точность является достаточной при определении неглубоких залежей (около 10—25 сажен) и совершенно непригодна при определении магнитоносного слоя, лежащего на глубине 100—200 сажен, как это может иметь место в Курской аномалии. С подобным мнением согласны указания такого авторитетного ученого, каковым является *Е. Naumann*, состоявший директором топографо-геологической с'емки Японии, изучивший знаменитую Японскую аномалию в области *Fossa magna*. Вот что пишет по этому поводу *Naumann*<sup>1)</sup>: „предположенный *Thalen'*ом метод разыскания железных руд мне представляется слишком теоретичным и основанным на незначительных фактических данных: кроме того мне представляются его методы изме-

<sup>1)</sup> E. Naumann. Die Erscheinungen des Erdmagnetismus in ihrer Abhängigkeit vom Bau der Erdrinde p. 65. Stuttgart—1887.

рения не достаточно точными. Во всяком случае проявление магнитной силы рудных месторождений нельзя истолковывать без точного знания распределения магнетизма в данной местности. Магнитное исследование месторождения должно идти рука об руку с детальной магнитной съемкой или даже следовать за этой съемкой. *Smock* <sup>1)</sup> сообщает подробно о применении приборов, которые уже в течение более ста лет употребляются для отыскания залежей магнитного железняка в Нью-Джерссе. Особенно интересным для нас является утверждение *Smock'a* что большие и известные железные рудники часто показывают малое магнитное притяжение и что из величины отклонения магнитной стрелки или величины силы нельзя вывести определенного заключения о существовании залежей и о их мощности. Таким образом остается открытым вопрос можно ли идти так далеко, чтобы точно определять места и величину залежей из точных измерений и расчетов“.

Сомнения высказанные *Naumann'*ом являются особенно приложимыми к глубоким залежам, магнитных минералов и в этом отношении Курская магнитная аномалия, как вызванная центрами магнетизма, которые могут лежать глубоко, должна требовать и точных приемов исследования, и среди них после классического метода, требующего огромного времени первое место занимает метод *де-Колонга*.

Методы обычного грубого определения залежей, применяемые геологами для залежей железа еще в одном отношении оказываются неудобными для Курской губ. В комбинированном приборе *Tieberg'a* и *Thalen'a* или в инклинаторе *Tieberg'a* нормальный магнетизм компенсируется действием груза, величина которого подбирается по соседству с местом аномалии в нормальной области земного магнетизма, так, чтобы при действии нормального поля стрелка прибора была горизонтальна. В этом случае при существовании местной аномалии получается наклонение стрелки и по его величине легко судить о поле аномалии. Во всяком случае при применении прибора *Tieberg'a—Thalen'a* необходимо знать величину нормального поля в точке наблюдения из наблюдений по соседству. В виду того, что область Курской аномалии очень обширна и по соседству с аномальными местами нормальных мест найти невозможно, компенсация силы магнетизма грузом или определение нормального поля опытом может дать колоссальные ошибки и выделение поля аномалии может быть сделано только точным определением величины равнодействующего поля и выделения отсюда путем вычисления поля аномалии.

В своем докладе „О Курской магнитной аномалии“ (1918 г.) *Лейст* пишет „В области величайшей в мире геомагнитной аномалии едва ли можно найти место с нормальными магнитными элементами,

<sup>1)</sup> *Smock*. The use of the magnetic needle in searching for magnetic iron ore. *Transact. Americ. Institutes of Mining Engineers* 4—1875—1876.

чтобы с ними сравнить другие места, где явно выражены нормальные величины. Хотя между обоими магнитными хребтами имеется широкая полоса, местами шириною до 60 километров, но она находится в поле сильных и обширных магнитных масс, действующих с обеих сторон. Карты изогон, изоклин и изодинам показывают, что и в этой сравнительно спокойной полосе нормального равновесия магнитных сил нигде нет, по крайней мере в той степени, которая требуется для установления нормальных магнитных условий с целью базировать на них степень ненормальности. Точно также для этой цели не могут служить наблюдения на некотором расстоянии от аномальной области, раз неизвестно до какого места распространяется сама аномалия и ее влияние“.

Наконец последней причиной выбора метода дефлектора де-Колонга было то обстоятельство, что методы *Tieberg'a* и *Thalen'a* не могли дать, как это легко показать подсчетом, деталей изолиний на малых расстояниях от вертикали находящейся над причиной аномалии, вследствие малой точности методов и большой глубины залегающих в Курской губернии магнитоносных слоев.

Из подобия совершенно ясно, что если при глубине залегания в 10 саженей мы можем сделать прибором *Tieberg'a* и *Thalen'a* наблюдения через 10 саженей, то при глубине в 300 саженей, если магнитоносный слой остается подобным прежнему, то те же наблюдения должны быть сделаны через 300 саженей.

С выбором метода работ Академической Комиссии согласилась и Комиссия при Горном Совете, которая в заседании 15 июня 1920 г. приняла следующие резолюции.

„В заседании установлено, что приборы которыми пользовалась Академическая Комиссия, дают более точные результаты, чем обычно применяемые приемы исследования рудных залежей железа и не уступают в быстроте определений. Разница в результатах исследования Комиссии при Академии Наук от обычных магнитных геологических измерений состоит только в большой точности результатов Комиссии при Академии“. (Резолюция *П. П. Лазарева*) „Продолжая работы по исследованию Курской магнитной аномалии ведущееся в настоящее время Академией Наук, произвести исследование пунктов с наибольшими магнитными аномалиями более точными приборами“, (Резолюция *А. Д. Архангельского*) Против этих резолюций особенно восставали в пользу методов *Tieberg'a* и *Thalen'a* инж. *Кисельников*, проф. *Ключанский* и доцент *Ортенберга*, предложившие резолюции, отвергнутые собранием.

Аналогичная резолюция была вынесена и в заседании Н. Т. О. В. С. Х. Н. после доклада *Ортенберга*.

Наконец после доклада *Ортенберга* на 1 съезде Российской ассоциации физиков секция космической физики единогласно против

*Ортенберга* приняли следующую резолюцию, „Считая метод, описанный *Ортенбергом*, для определения глубины магнитных слоев, основанием на ряде недоразумений и приборы шведского типа недостаточно точными секция космической физики 1-го съезда Российской ассоциации физиков считает невозможным его применение в области курских магнитных аномалий и считает необходимым продолжение исследования Курских Магнитных аномалий методом дефлектора с последующим изучением максимальных по аномалии мест классическими методами инструмента *Lamont'a* и инклинатора и с изучением изменений геомагнитных элементов по высоте“.

§ 2.

Так как применение дефлектора де-Колонга было сделано впервые для геомагнитных измерений то считаем не лишним дать общую характеристику этого важного для магнитной съемки метода.

Метод де-Колонга позволяет определять горизонтальную и вертикальную составляющую  $H$  и  $Z$  с точностью до четверти процента. Отсюда легко найти полную величину силы  $F(F = \sqrt{H^2 + Z^2})$  и наклонение  $I$ , т.е. угол между плоскостью горизонта и осью магнитной стрелки, подвешенной за центр тяжести,  $\text{tg} I = \frac{Z}{H}$ . Кроме того метод позволяет легко найти

из простейших астрономических наблюдений (по солнцу, руководствуясь таблицами) положение меридиана места и следовательно определить угол между осью магнитной стрелки и плоскостью меридиана  $D$ , называемый склонением.

Способ определения  $H$  и  $Z$  является понятным из следующего схематического описания.

Пусть мы имеем вращающийся около вертикальной оси  $S$  магнит  $M$  (рис. 1), связанный с легким подвижным круглым диском (картушкой), имеющим по окружности деления и отметки севера, юга, востока и запада ( $N, S, O$  и  $W$ ).

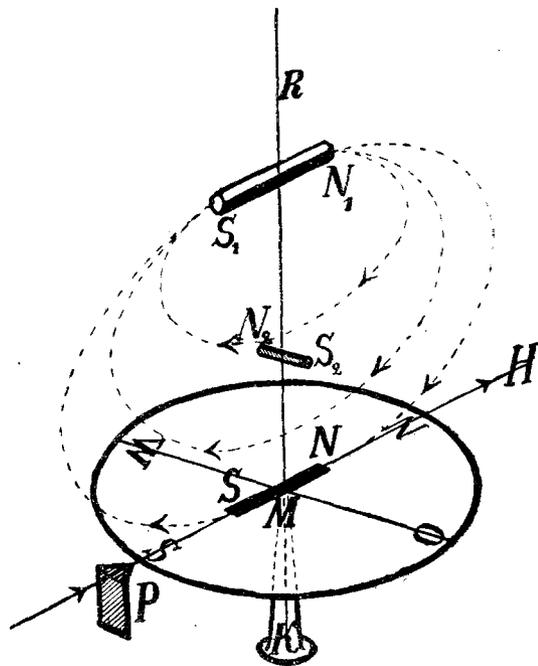


Рис. 1.

Картушка несет кроме того деления на градусы.

Пусть диск, связанный с магнитом  $NS$ , устанавливается в плоскости магнитной силы, против знака  $S$  диска подводится указатель  $P$ , связанный с деленным кругом, укрепленным на стеклянной крышке сосуда (котелка), заключающего колонку  $K$  и вращающийся диск со стрелкой  $NS$ . Указатель  $P$ , так устроен, что позволяет делать точный оптический отчет положения диска. С деленным вращающимся кругом, находящимся на крышке прибора, связана накрепко подставка, позволяющая помещать на продолжение оси вращения  $MR$  медную колонку с магнитом  $N_1 S_1$ , расположенным всегда так, что плоскость оси магнита проходит через ось вращения  $MR$  и  $P$  и южный полюс  $S_1$  магнита всегда обращен к  $P$ ; перпендикулярно этому первому перемещающемуся вверх и вниз магниту помещается второй и слабый магнит  $N_2 S_2$ . Магнит  $N_1 S_1$  дает при таких условиях дополнительное поле, изображенное на рис. 1 пунктиром и направленное горизонтально, противоположно изучаемому земному полю.

Перемещая магнит  $N_1 S_1$  вниз, не изменяя его направления, мы увеличиваем величину дополнительного поля, перемещая вверх—уменьшаем его. Таким образом можно добиться того, что горизонтальная составляющая  $H$ , изучаемого поля будет компенсирована полем магнита  $N_1 S_1$ . В этом случае, если подвижный магнит  $NS$  достаточно мал по своим размерам и магнит  $N_2 S_2$  удален, то на  $NS$  в горизонтальной плоскости не будут действовать силы и его можно установить в любом положении по отношению к плоскости изучаемой силы.

Чтобы узнать, достигнут ли этот момент, в плоскости, перпендикулярной к оси магнита  $N_1 S_1$  и проходящей через ось вращения  $MR$ , устанавливается второй слабый магнит  $N_2 S_2$ , так называемый перпендикулярный магнит. После компенсации изучаемого поля полем магнита  $N_1 S_1$  единственным действующим полем будет поле магнита  $N_2 S_2$ , вследствие чего картушка с магнитом  $NS$  повернется своей точкой  $S$  к полюсу  $N_2$  магнита  $N_2 S_2$  и к указателю  $P$  подойдет точка  $O$ , отстоящая от  $S$  на  $90^\circ$ . Понятно, что, если магнит  $N_2 S_2$  будет повернут и к западу будет обращен полюс  $S_2$  магнита, то к нему подойдет полюс  $N$  подвижного магнита и против указателя  $P$  будет стоять отметка  $W$ .

Зная, каким горизонтальным полям соответствует то или иное положение магнита  $N_1 S_1$ , что достигается предварительным, точно выполненным градуированием, можно в относительных или абсолютных единицах определить величину составляющей поля  $H$ .

Если назвать величину горизонтальной составляющей земного поля  $H$ , величину поля магнита  $N_1 S_1$  в точке  $M—H_1$  и поле магнита  $N_2 S_2—H_2$ , то, обозначая угол между магнитным меридианом и осью стрелки  $NS$  через  $\alpha$ , имеем  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{H_2}{H - H_1}$ . Если  $H - H_1 = 0$ , то есть

поле земное компенсировано полем  $N_1S_1$ , то  $\operatorname{tg} \alpha = \infty$  и  $\alpha = 90^\circ$  т.-е. магнит  $NS$  становится перпендикулярно меридиану.

Для получения вертикальной составляющей изучаемого поля  $Z$ , пользуются магнитной стрелкой  $NS$ , вращающейся около вертикальной оси (рис. 2) вместе с кругом, несущим деления и в то же время вращающимся около горизонтальной оси  $AB$ . Тонкий и маленький магнит  $NS$  укреплен на горизонтальной оси так, чтобы в размагниченном состоянии его ось лежала бы горизонтально. В поле, где имеется вертикальная составляющая  $Z$ , направленная книзу, северный конец вращающегося около оси  $AB$  магнита  $NS$  опустится вниз так, что равнодействующая всех сил совпадает с осью магнита  $N_1S_1$ . Чтобы компенсировать вертикальное поле, дополнительный магнит  $N_1S_1$  ставится вертикально так, чтобы его ось совпала с пересечением оси вращения  $MK$  вертикальной и  $AB$  горизонтальной и чтобы вниз был обращен тот же полюс, как и полюс стрелки  $NS$ , поднявшийся вверх. Тогда, если магнит  $NS$  достаточно мал, то поле около магнита  $NS$  от дополнительного магнита  $N_1S_1$  однородно и, перемещая его вниз или вверх, можно уменьшить действующую на  $N$  вверх силу  $Z$ , и довести ее до того что она уничтожает силу  $Z$ . Тогда стрелка  $NS$  расположится горизонтально, что чрезвычайно легко определяется с большой точностью на глаз. Помимо

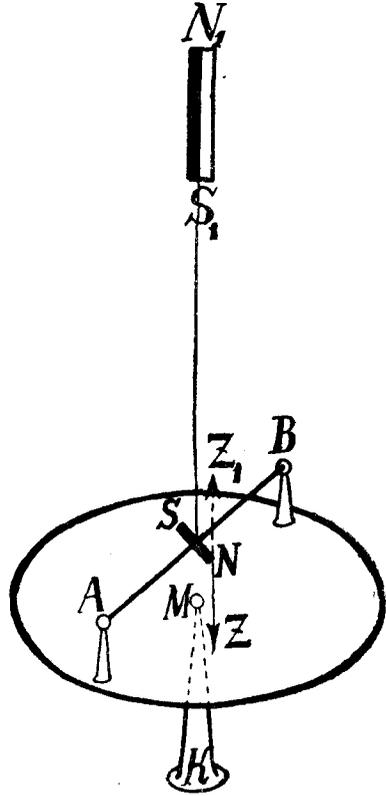


Рис. 2.

определения  $I$  из отношения  $\frac{Z}{H}$  в некоторых случаях эта величина находилась непосредственно инклинометром.

Магниты прибора де-Колонга, носящего название дефлектора де-Колонга, выверялись от времени до времени на специальной станции, размещенной в экономии Овсянникова. В последнее время Членом Магнитной Комиссии В. Я. Павлиновым были сделаны важные усовершенствования в дефлекторе де-Колонга, позволяющие его применять при очень больших значениях  $H$  и  $Z$  в области аномалии.

Весь прибор заключен в медном сосуде (котелке), укрепленном в медном Кардановском подвесе на треноге. Прибор не включает в себе, как понятно, железных частей. Размер и вес прибора таковы, что его удобно можно передвигать и переносить одному человеку и в этом отношении он является незаменимым инструментом для полевых геомагнитных работ. в аномальных областях.

### § 3.

Производство работ в 1919 году началось из-за задержки откомандирования гидрографов только в июне; 17-го июня отряд приехал в деревню Белый Колодец, откуда по поручению Председателя Комиссии *И. П. Лазарева* и должна была быть начата работа. Первоначально была произведена общая ориентировочная с'емка, определен астрономический пункт и начаты систематические наблюдения в области открытой аномалии рядами через определенные расстояния. Необходимо отметить здесь, что условия работы были (в течение лета) крайне неблагоприятные: за июль было всего 11 рабочих дней, остальное время из-за дождя и плохих дорог работать было невозможно. Не способствовала работе и общая обстановка. Уже в самом начале в близлежащей деревне распространились слухи о том, что в Овсянниково прибыл отряд для восстановления власти помещиков и только умелыми и энергическими мерами начальника отряда *К. С. Юркевича* удалось добиться сознательного и разумного отношения к экспедиции со стороны граждан. Кроме всего перечисленного очень мешала спокойной работе и близость фронта. Еще в самом начале экспедиции отряд был задержан на станции Орел, так как в Курск не пропускались даже воинские эшелоны. Далее во время работы многократно приходилось думать об эвакуации, пока наконец 16 августа начальнику отряда не пришлось отдать приказа об эвакуации. В журнале *Юркевича* помечено: „16 августа вся местность была без власти, все учреждения Тима были эвакуированы в Карандаково, Белое и Мармыжи“.

Далее в течение июля заболел один из ответственных работников экспедиции тифом, и это расстроило правильную регулярную работу. Несмотря на чрезвычайно неблагоприятно сложившиеся обстоятельства, экспедиции удалось не только произвести общую качественную с'емку, но и дать обследование района с площадью в 260 квадратных верст, дав на этом пространстве количественные наблюдения в 443 точках. При этом в окрестностях деревни Лозовка удалось наблюдать точку с максимальным значением  $Z=15,77$  Гаусса (у *Лейста* максимум  $Z$  был по одним данным 14,782, а по другим 18,36).

Летние полевые работы 1920 года начались в апреле и уже к

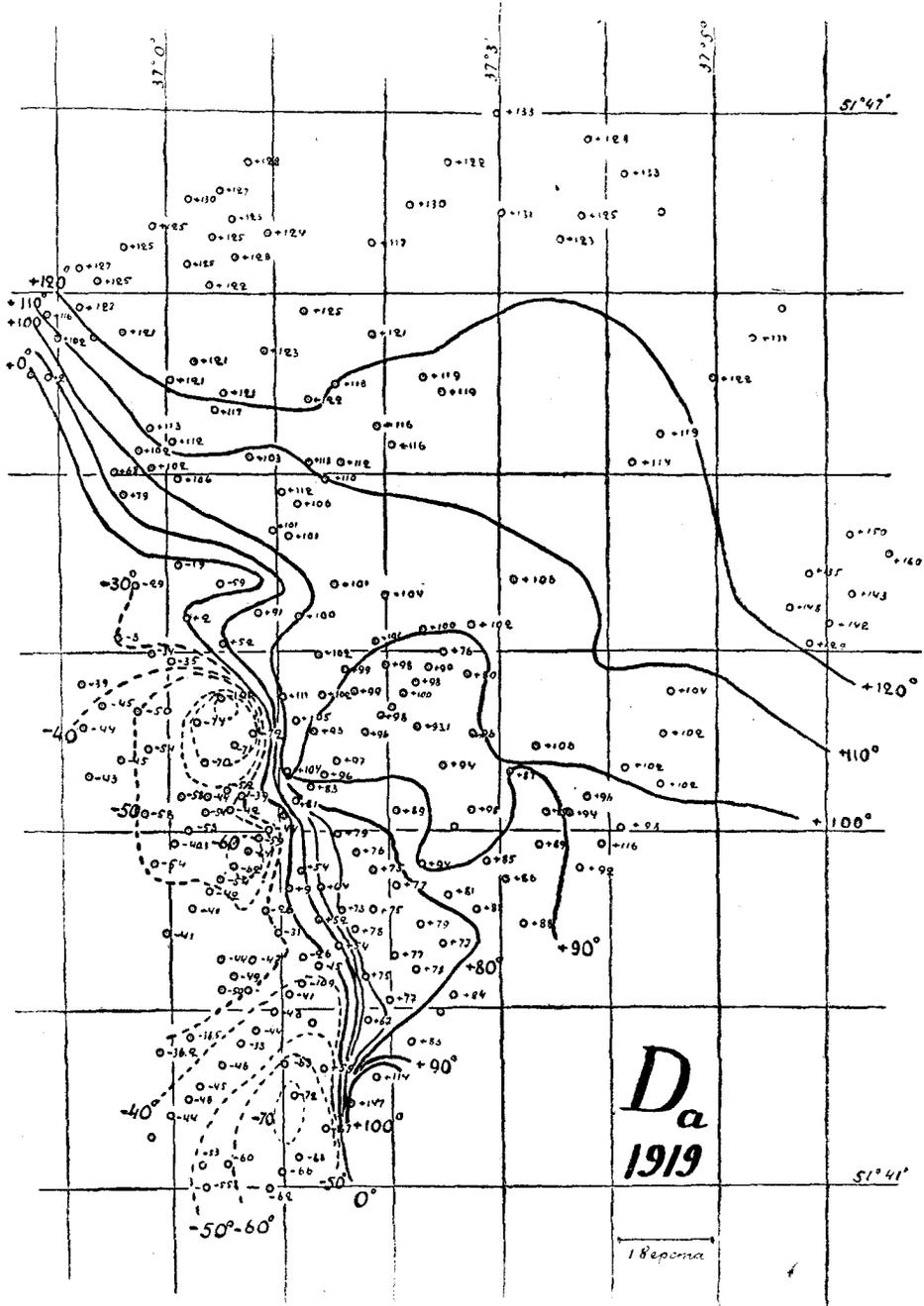
1-му июня дали почти двойной материал против летней кампании 1919 года. Всего до 1 августа промерено более 1600 точек.

#### § 4.

Общие закономерности в области аномалии можно характеризовать так: Линии с равным склонением  $D$ , изгоны, в области Курской губ. должны бы при отсутствии аномалии представлять линии направляющиеся с юга на север и отстоящие приблизительно на равных расстояниях. Аномалия во первых сближает изгоны и во вторых, заставляет их изгибаться так, что в области аномалии изгоны тянутся с северо-запада на юго-восток. Аномальная полоса проходит западнее Тима, захватывая область Лозовки (юго-западнее Шигров). В ряде мест изгоны образуют замкнутые линии, заключая области с максимальным восточным или западным склонением. Линии равного наклонения  $I$  (изоклины) являются на земле линиями, тянущимися с востока на запад и, если бы магнетизм земли происходил от бесконечно малого магнита, заложенного в центре земли, то изоклины, являясь магнитными параллелями, должны были бы быть и линиями равного потенциала. В изученной области Курской аномалии изоклины искривлены по отношению к нормальному ходу, местами сильно сближены, в общем дают ход с северо-запада на юго-восток и образуют местами замкнутые линии, ограничивая собою точки с максимальным (или минимальным) наклонением. Такой же аномальный характер носят и линии равного вертикального  $Z$  и горизонтального  $H$  напряжения поля. Эти линии в случае бесконечно малого магнита, совпадающие с изопотенциальными линиями на поверхности земли, резко искривляются и сближаются в районе аномалии, ограничивая местами участки с замкнутыми изодинамами горизонтальной и вертикальной составляющей. Мы приводим на рис. 3, 4, 5 и 6 карты изоаномал (линии с равным значением элементов аномального поля), вычисленные из данных съемки 1919 г., равно как и карты съемки 1920 года (до 1 июня) (рис. 7, 8, 9) и вычисленное из них аномальное поле (рис. 10, 11, 12).

Для вычислений аномального поля, представим себе, что мы разложили полную величину магнитной силы  $F$ , включающую нормальную и аномальную слагающую по трем осям координат. Одна из осей  $Z$  идет вертикально вниз, другая  $X$  в горизонтальной плоскости к северу и третья  $Y$  в горизонтальной плоскости к востоку. Тогда слагающие силы  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  получается проектированием силы на оси координат.

Силы  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  получаются из слагающих по тем же осям нормального поля  $X_n$ ,  $Y_n$ ,  $Z_n$  и из слагающих аномального поля  $X_a$ ,  $Y_a$ ,  $Z_a$



таким образом:

Рис. 3.

$$\begin{aligned} X &= X_n + X_a \\ Y &= Y_n + Y_a \\ Z &= Z_n + Z_a \end{aligned}$$

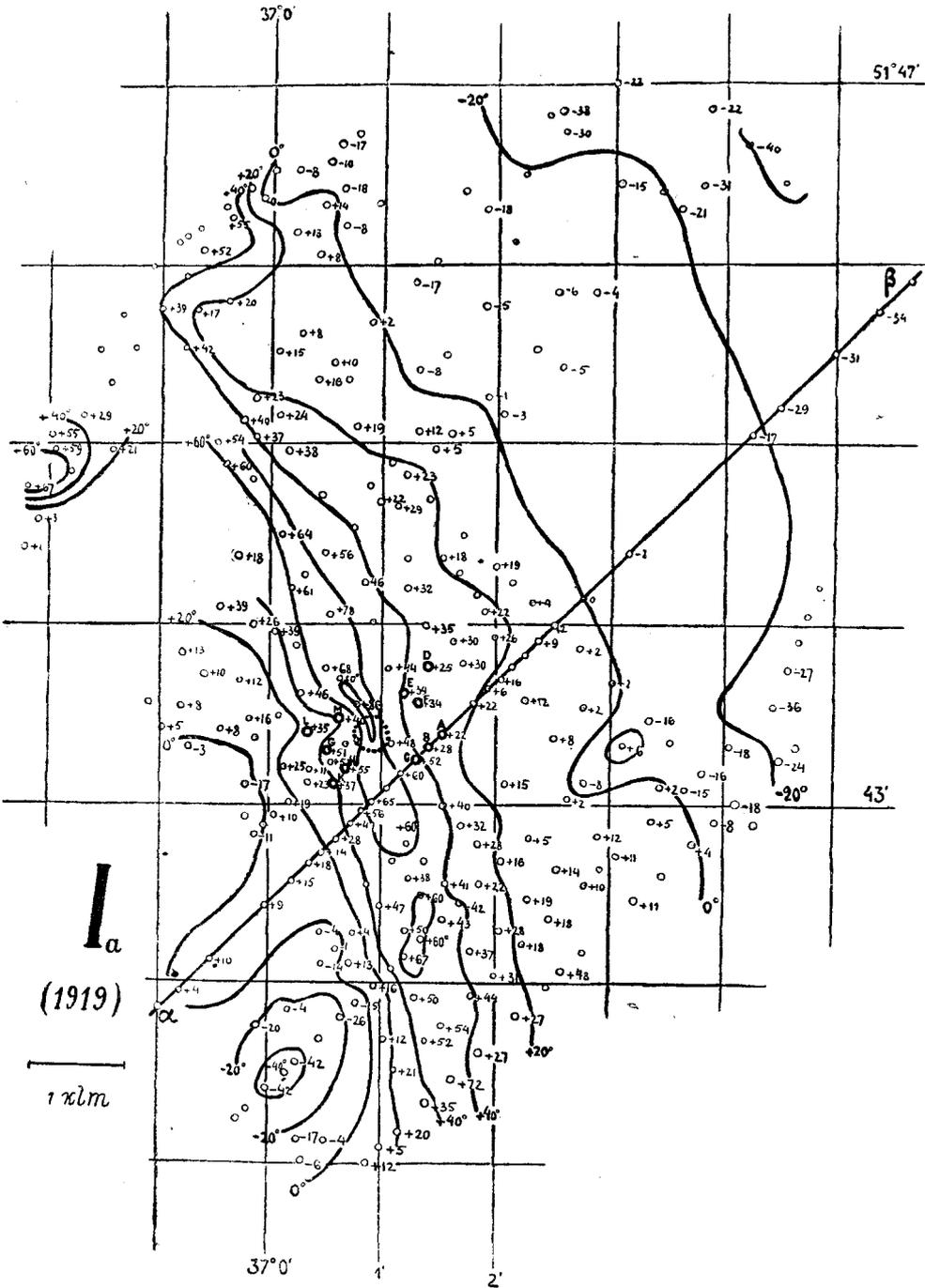


Рис. 4.

Так как  $X_n, Y_n, Z_n$  могут быть определены по формулам Petersen'a-Neumaуег'a для каждой точки земного шара, а  $X, Y, Z$  находятся из

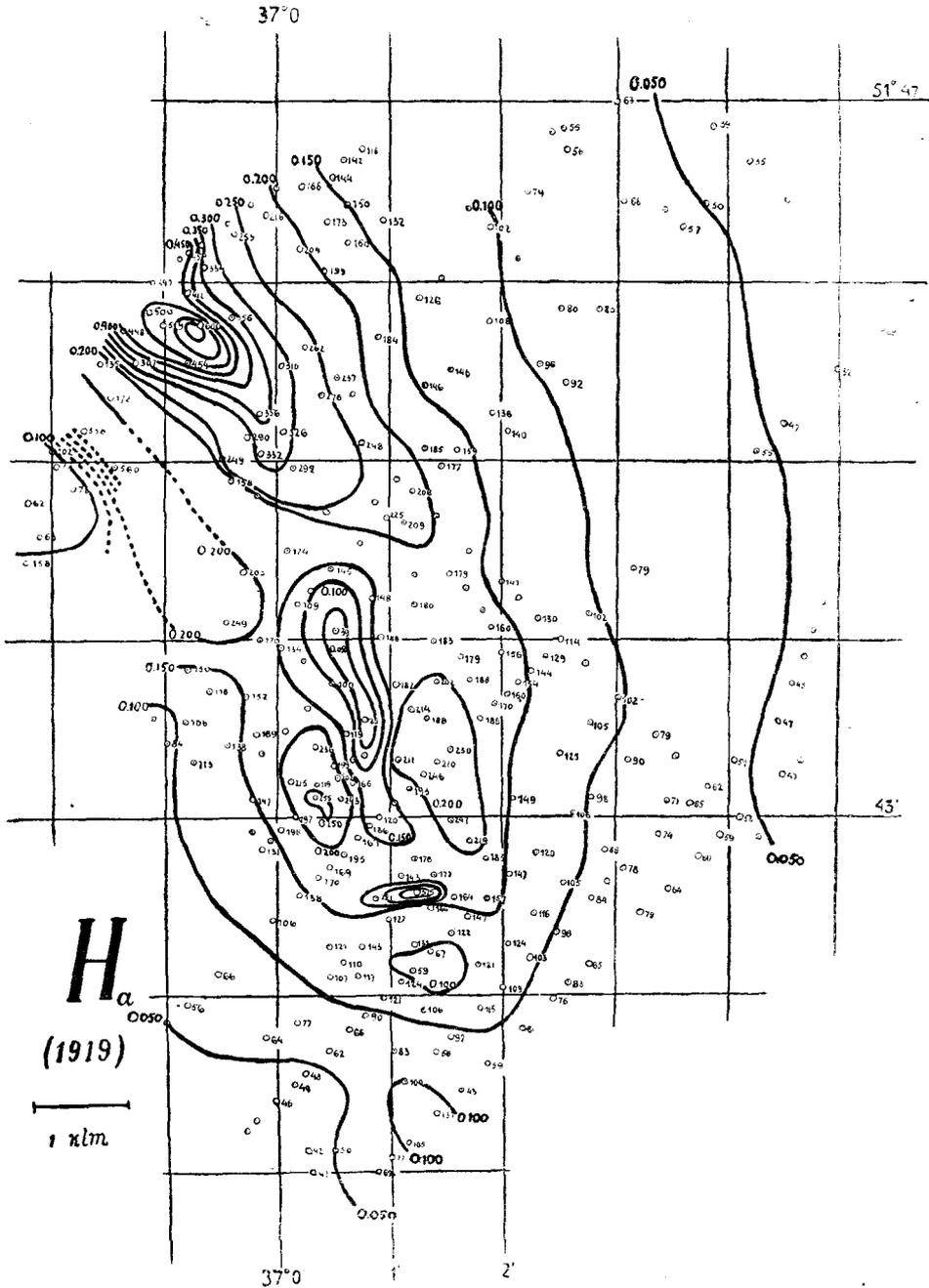


Рис. 5.

непосредственных определений, то отсюда легко<sup>2</sup> получаются  $X_2, Y_a, Z_a$ , которые вполне характеризуют аномальное поле и позволяют определить помимо величины вертикальной аномальной составляющей  $Z_a$

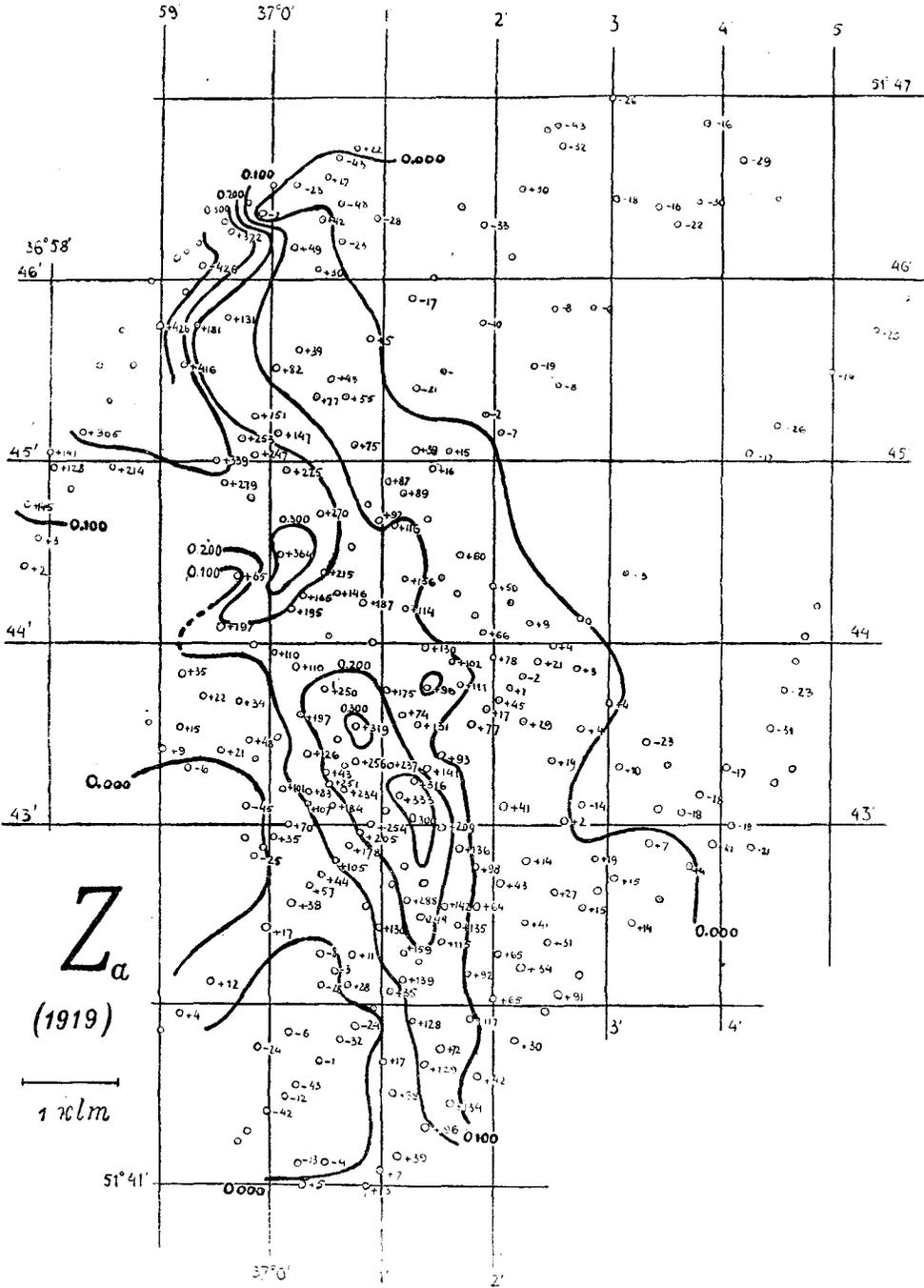


Рис. 6.

еще горизонтальную аномальную составляющую  $H_a$ , аномальное наклонение  $I_a$

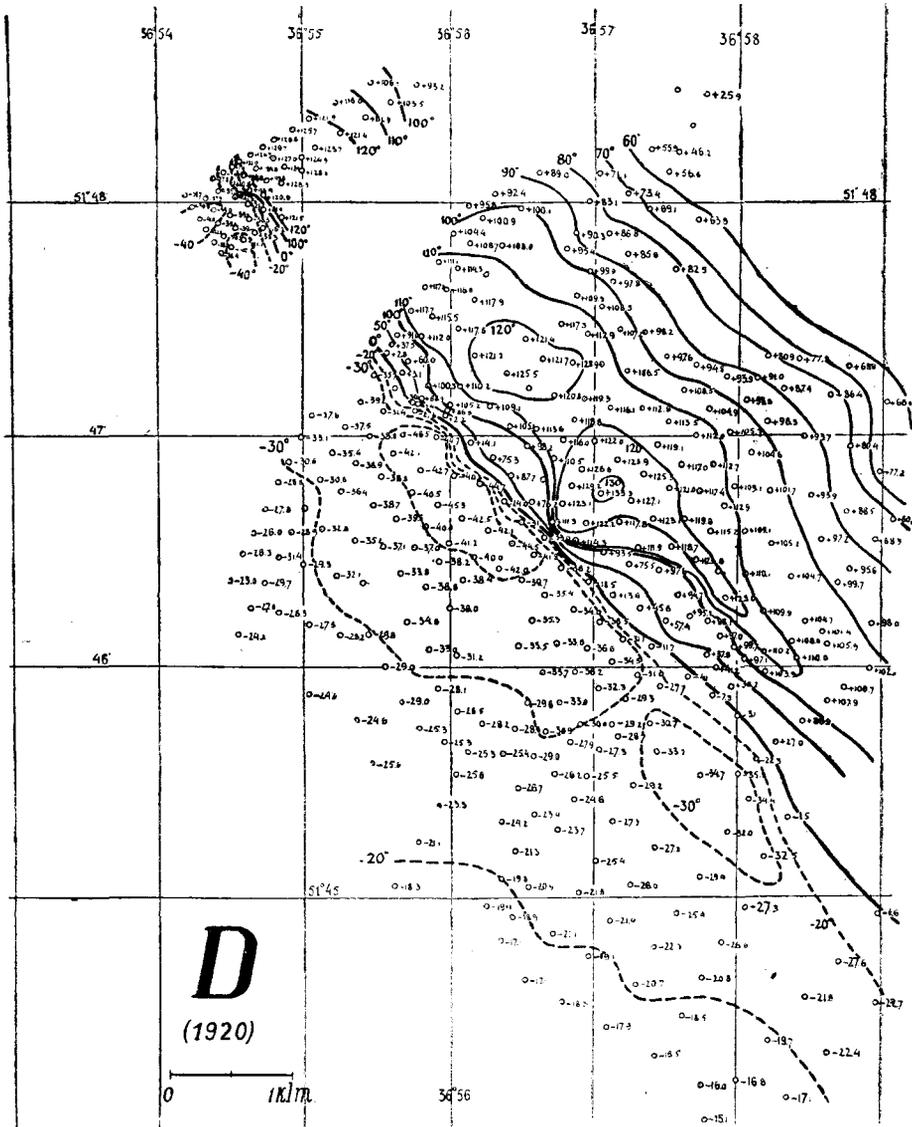


Рис. 7.

$$H_a = \sqrt{X_a^2 + Y_a^2}$$

$$\operatorname{tg} I_a = \frac{Z_a}{\sqrt{X_a^2 + Y_a^2}}$$

наконец аномальное склонение  $D$  определяется так:

$$\operatorname{tg} D_a = \frac{Y_a}{X_a}$$

По этому методу для всех точек съёмки 1919 и 1920 года А. И. Заборовским

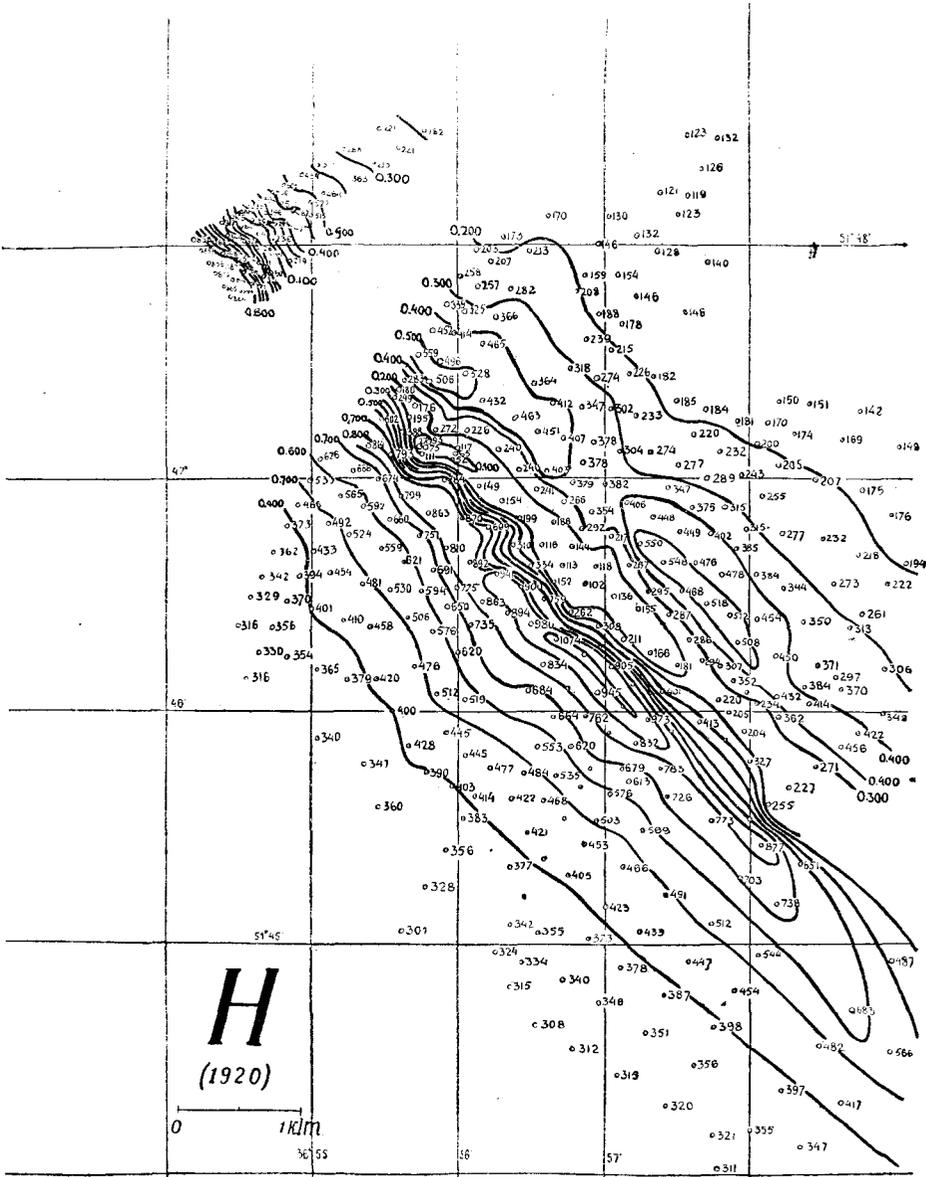


Рис. 8.

были произведены подсчеты аномального поля и на приведенных ниже картах даны соответствующие аномальные изолинии. При этом поправка на суточные вариации нормального поля не производилась, так как суточные вариации составляют приблизительно 0,15% нормальной величины поля, точность же метода составляет 0,25%.

При точном определении постоянных геомагнетизма в местах с

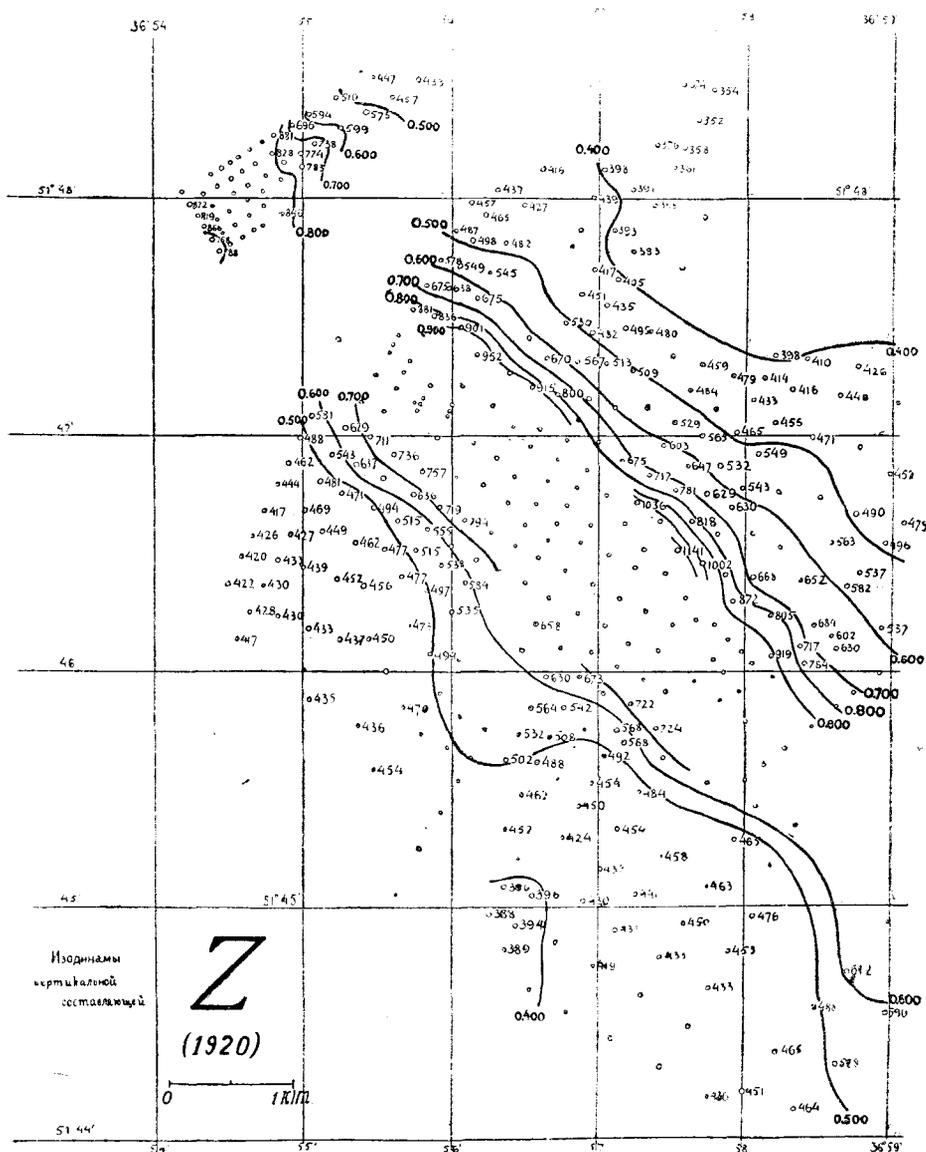


Рис. 9.

максимальной аномалией имеется в виду при точной съёмке ввести поправку на суточную вариацию земного поля, устроив магнитную станцию в Курской губ. При этом нужно отметить, что в аномальных местах, как это легко доказать, вариации элементов могут увеличиваться или уменьшаться против нормальных мест.

В самом деле пусть мы имеем силу  $H$ , слагающуюся из силы поля земного и поля аномалии; пусть к этой силе прибавляется горизон-

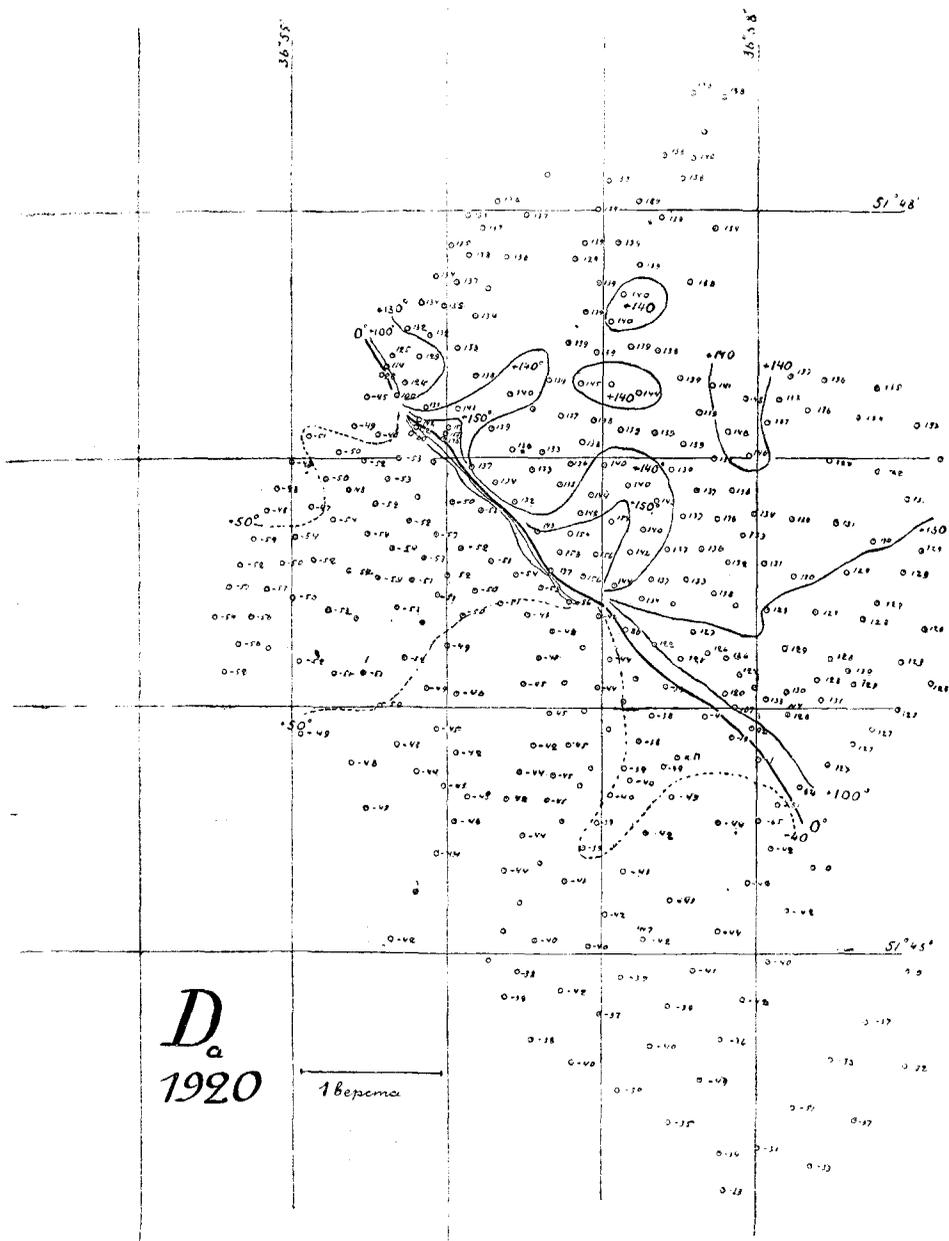


Рис. 10.

тальная составляющая вариация  $H_y$  и пусть вариация делает с направлением  $H$  угол  $D_a$ , тогда если ось  $X$  направлена в плоскости магнитного меридиана к северу и ось  $Y$  к востоку, то

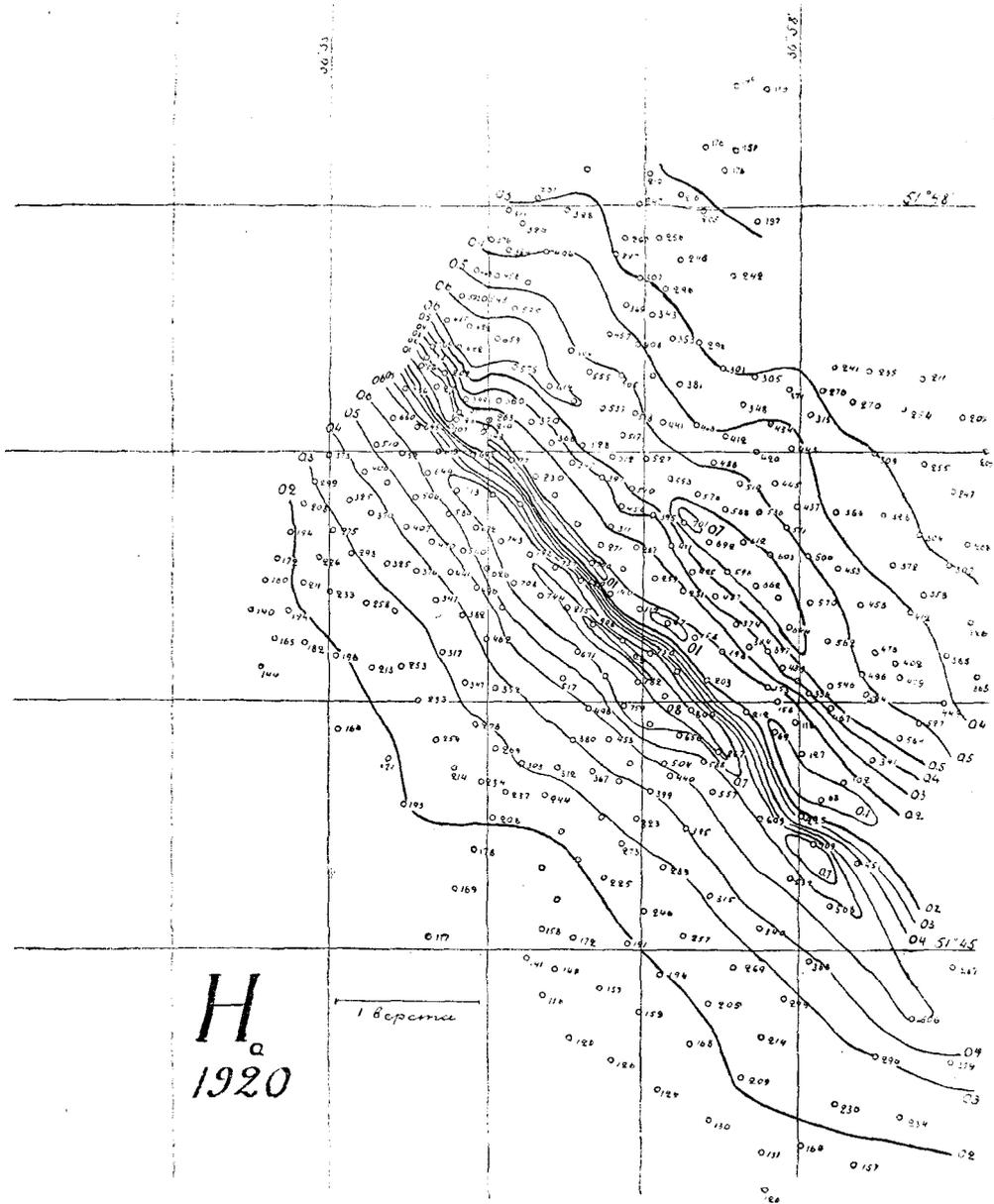


Рис. 11.

$$X = H_v \cos D_1$$
$$Y = H_v \sin D_1$$

Отсюда имеем, что тангенс угла отклонения магнитной стрелки от ее положения в меридиане есть

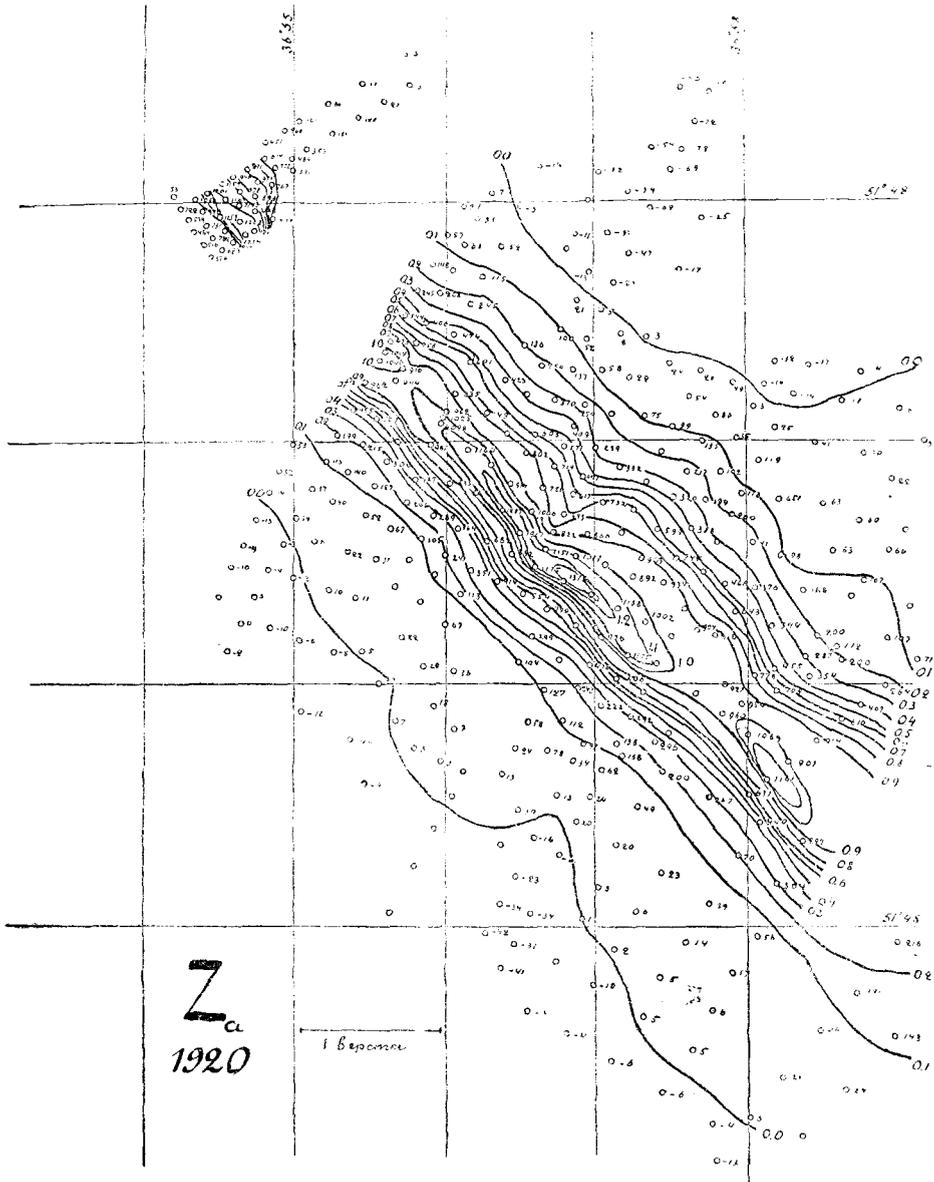


Рис. 12.

$$\operatorname{tg} D = \frac{Y}{X} = \frac{H_v \operatorname{Sin} D_1}{H + H_v \operatorname{Cos} D_1}$$

$D$  есть изменение склонения; при прочих равных условиях  $D$  будет увеличиваться с уменьшением  $H$ , если  $H$  имеет соответственный знак; то же конечно касается и других элементов магнетизма.

Эти все данные можно удобно проверить экспериментально и эта

проверка сделана *В. И. Пришлецовым*<sup>1)</sup>, создавшим в определенной области при помощи искусственных магнитов аномальное поле и показавшим соответствующее изменение в вариации элементов. Для поправок при точных исследованиях предположено изучить вариации в максимуме и минимуме аномалии в области Курской аномалии.

Как легко видеть из изолиний аномальной силы мы имеем дело с определенным направлением аномалии, с юго-запада на север-восток, причем имеются обширные области с замкнутыми изоаномалами.

В заключении интересно отметить, что линии максимальных значений  $I_a$ ,  $Z_a$  и  $F_a$  и минимального значения  $H_a$  в Курской аномалии почти совпадают. (См. рис. 21).

Через эту же область проходит и линия  $PP$  к которой направлены все векторы  $H_a$ . Эти данные взяты из обработки результатов экспедиции 1919 года.

В приведенных картах поля аномалии 1919 года и карт аномалии 1920 г. исправлены определение географических координат (широт мест.), которые в отчете 1919 г. содержали погрешности вследствие ошибочной разбивки планшет. Это особенно касается западной части, где погрешность оказалась наибольшей.

## § 5.

Что касается до причины аномалии, то *Лейст*, отбрасывая земные токи и намагниченные метеоры, а также смещение горных пород, как причину аномалии, останавливается подробно на железе которое в других местах земли вызывает аномалии. Особенно подчеркивает *Лейст* аналогию распределения магнетизма в шведских залежах железа в Кйгана и в Курской губернии. Однако в виду геологических соображений (мнение *А. Д. Архангельского*, *Я. В. Самойлова* и *А. Е. Ферсмана*) едва ли представляется возможным переносить заключения, сделанные для шведских залежей на Курскую губернию, тем более, что одну и ту же картину распределения магнетизма на земле могут дать самые разнообразные причины. Знаменитая Японская аномалия, изученная *Науманн*<sup>2)</sup> показывает весьма интересную связь с геологическим строением области аномалии. Вот что пишет по этому поводу *Науманн*<sup>3)</sup> „Изогона соответствующая  $5^{\circ} W$  совпадает в общем с тектонической линией<sup>3)</sup>. Это является весьма важным результатом. Мы можем сказать, что вся горная цепь в области Fossa magna имеет изгиб. Изогоны дают в этой области подобный же изгиб. До сих пор о таком

<sup>1)</sup> В. И. Пришлецов Магистерская Диссертация. Москва.

<sup>2)</sup> Е. Науманн loc. cit. p. 19.

<sup>3)</sup> Курсив автора Науманн'a.

близком совпадении магнитных и тектонических явлений совершенно нельзя было думать и трудно представить себе для этого лучший пример, чем это имеет место в Японии. Многие горные хребты, пересекаемые магнитными линиями, вызывают отклонение этих линий и в действительности влияние гор на магнитные линии составляет правило, но при пересечении линий влияние сказывается не так ясно и в таких случаях представляется трудным установить связь с геологическими процессами. Япония представляет то большое преимущество что изогоны показывают достаточно близкий параллелизм с общим направлением горной цепи“.

Здесь любопытно отметить, что землетресения могут вызывать далеко за пределами центра сотресения магнитные явления, причины которых повидимому нужно искать в смещениях намагниченных горных пород. В момент смещения намагниченных масс мы имеем возмущение которое и распространяется в виде волны и дает себя знать на значительном расстоянии. Что движение магнитографов в этом случае не зависят от сотрясения производимого землетресением, доказывається опытами *Mougeaux* <sup>1)</sup> который показал, что в то время как во время землетресений обычный бифилярный магнитометр показывает колебания, медный стержень подвешенный бифилярно совершенно также как и магнит не показывает никакого движения.

Как указывает *Arrhenius* бифилярный магнитометр в *Parc St. Maur* зарегистрировал землетресение в Калькуте 12 июня 1897 г., магнитометр в Потсдаме большое Японское землетресение 22 марта 1894 г. После смещения очевидно магнетизм пород отчасти исчезает <sup>2)</sup>. Аномалия в Японии невелика, но возможно представить себе и большие магнитных явления причем не следует упускать из виду, что известные до сих пор железные рудные месторождения также не показывают тех огромных аномалий, которые имеются в Курской губ., и это обстоятельство также может говорить против железа, как причины аномалии.

Таким образом вопрос о причине Курской аномалии не может быть решен по аналогии и необходимы геологические изыскания которые и позволят решить этот важный вопрос.

Также неопределенно стоит вопрос и о глубине залегания магнитных слоев. *Лейст* в своей статье и в своем докладе в Научном Институте приводит практические правила для определения глубины залегания и эти правила таковы (см. рис. 13):

- 1) Глубина залегания магнитных масс равна расстоянию на земной поверхности точек  $H=O$  и  $H=Z$ .
- 2) Глубина залегания магнитных масс равна расстоянию на земной поверхности точек, где  $I=45^\circ$  и  $I=90$ .

<sup>1)</sup> Cp. S. Arrhenius. Lehrbuch der Kosmischen Physik. p. 990 Leipzig. 1903 г.

<sup>2)</sup> Arrhenius loc. cit. p. 990.

- 3) Глубина залегания магнитных масс равна расстоянию точек на земной поверхности, где  $H=Z$  и  $Z$  равно максимуму.
- 4) Глубина залегания равна половине расстояния пары точек, для которых  $H=Z$  (или для которых  $I=45^\circ$ ).

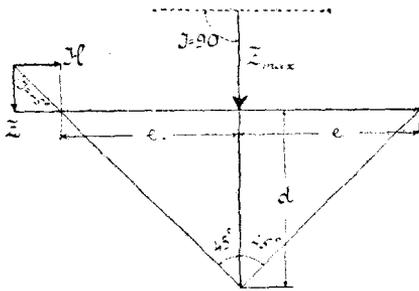


Рис. 13.

Как легко понять эти правила, как отмечает и *Лейст*, относятся к единичному полюсу.

Те же правила относятся и к целой серии полюсов равной силы, расположенных на одной прямой, параллельной поверхности земли. Однако эти расположения в природе едва ли осуществляются. Можно разобрать теоретически некоторые случаи, которые могут иметь значение для тех распо-

ложений, которые вызывают магнитную аномалию.

Случаи двух полюсов были разобраны магнитологами геологами для целей рудных изысканий на железо, но эти случаи не могут относиться к Курской аномалии, где мы имеем дело с целым намагниченным хребтом, который иногда должен давать картину расположения непрерывного ряда магнитов с северным полюсом внизу и южным наверху. Если представлять себе в земле намагниченные по плоскости пластинки—магнитные листки, то по отношению к магнитным листкам с однородным намагничиванием можно вывести правила для определения глубины залегания <sup>1)</sup> из следующих соображений:

Пусть мы имеем магнитный листок в виде полуплоскости, прямолинейный край которого лежит параллельно плоскости горизонта земли. В таком листке одна поверхность покрыта равномерно северным магнетизмом, другая южным. Пусть сечение этой полуплоскости плоскостью перпендикулярной к плоскости чертежа (рис 14). есть  $MN$ , причем в сторону  $N$  полуплоскость распространяется на бесконечное расстояние. Пусть  $SS$  есть поверхность земли, и пусть  $MN$  пересекает поверхность земли в точке  $K$  под углом  $\theta$ . Проведем через точку  $M$  плоскость проходящую через ограничивающую прямую. Эта плоскость дает след  $MT$ . Пусть в этой плоскости имеется точка  $A$ , вокруг которой опишем шар, радиуса единицы. Тогда потенциал даваемый намагниченной полуплоскостью в точке  $A$ , равен магнитной силе листка  $\Phi$  умноженной на телесный угол  $\omega$  под которым из точки  $A$  видна положительная сторона листка  $MN$ . Легко понять, что этот угол получится как часть поверхности сферы радиуса единицы, ограниченная двумя плоскостями, проходящими перпендикулярно к по-

<sup>1)</sup> П. Лазарев, Изв. Физ. Инст. М. Н. И. т. I, вып. 4. р. 147 1920.

верхности чертежа через  $A$ , причем одна плоскость дает след  $MT$  и другая параллельная намагниченной полуплоскости дает след  $UW$ . Для всех точек плоскости перпендикулярной к плоскости чертежа и проходящей через  $MT$  угол  $\omega$  одинаков и следовательно плоскость след которой  $MT$  есть изопотенциальная поверхность. Называемая  $\alpha$  угол  $MAW$  между  $MT$  и  $UW$ , находим  $\omega = 2\alpha$ .

Таким образом потенциал  $V$  листка в точке  $A$  равен

$$V = \Phi\omega = 2\Phi\alpha$$

Отсюда нормальная к  $MT$  сила

$$F = \frac{dV}{d\alpha} \frac{1}{r} = \frac{2\Phi}{r},$$

где  $r$  расстояние  $MA$ .

Силовые линии на чертеже образуют круги центр которых лежит в  $M$  и системы изодинам лежат на круглых цилиндрах с центром в  $M$ . Сила в точке  $C$ , находящейся на перпендикуляре к  $SS$ , равна  $H = F = \frac{2\Phi}{R}$

(1) ( $R = MC$ ); вертикальная составляющая  $Z = 0$ ; в обе стороны от этой точки полная сила уменьшается, так как расстояние  $R_1$  увеличивается

по закону  $R_1 = \frac{R}{\cos\varphi}$ , где  $\varphi$  угол между линией  $MD$ , идущей от  $M$  до

точки наблюдения  $D$  и вертикалом  $MC$  и следовательно  $F = \frac{2\Phi \cdot \cos\varphi}{R}$ ;

горизонтальная составляющая в этой точке найдется, помножив  $F$  на

$\cos\varphi$ , так что  $H = \frac{2\Phi \cos^2\varphi}{R}$ , при чем эта величина по обе стороны  $MC$

на равном расстоянии от  $C$  одинакова.

Вертикальная составляющая  $Z$  равна в этом случае полной величине силы  $\frac{2\Phi}{R} \cdot \cos\varphi$ , умноженной на  $\sin\varphi$ , так что,

$$Z = \frac{2\Phi \cos\varphi \cdot \sin\varphi}{R} = \frac{\Phi}{R} \cdot \sin 2\varphi$$

Наклонение  $I$  определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} I = \frac{Z}{H} = \operatorname{tg} \varphi$$

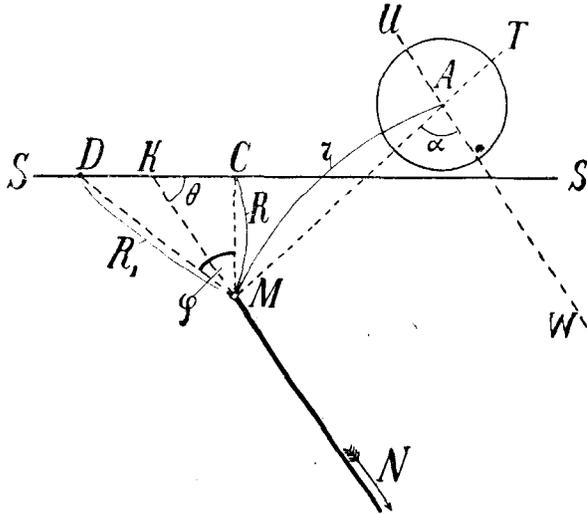


Рис. 14.

и следовательно в точке, где  $\varphi = 45^\circ$ , и где следовательно  $I = 45^\circ$ ,  $H = Z$ ; так как кроме того над точкой  $M$  (в  $C$ )  $H$  имеет максимальное значение и  $Z = 0$  то мы получаем таким образом для этого второго случая данные, определяющие глубину слоя, совершенно отличные от данных определения *Лейста*.

Вершина хребта лежит в точке, глубина которой под землей равна расстоянию между точками, в которых  $I = 0^\circ$  и  $I = 45^\circ$ . При этом очень важно отметить, что бесконечный хребет  $MN$  может тянуться под любым углом  $\theta$  к поверхности земли  $SS$ , распределение сил останется одинаковым, хотя в одной части (вправо от  $C$ ) под землей будут лежать огромные магнитные массы, а в другой (влево от  $C$ ) их не будет. Бурения сделанные от  $C$  по направлению к  $K$ , не дадут никаких результатов, и поэтому *одно бурение в этом случае заведомо ни к каким определенным заключениям привести не должно*.

Наконец возможно решить вопрос относительно листка конечной ширины. Поле такого листка можно получить если рассматривать поле бесконечного листка представляющего полуплоскость  $A$  и на расстоянии  $d$  от граничной линии плотно приложить к нему бесконечно же тонкий листок  $B$ , представляющей полуплоскость с равной магнитной силой  $\Phi$  и направление которой противоположно направлению силы листка  $A$ .

Если сечение такого листка плоскостью перпендикулярно к нему и его параллельным ребрам будет  $MN$  (Рис. 16); то в точке  $A$  потен-

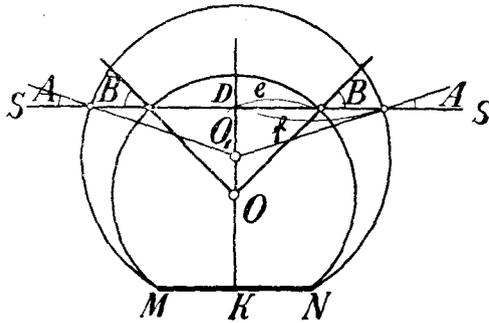


Рис. 15.

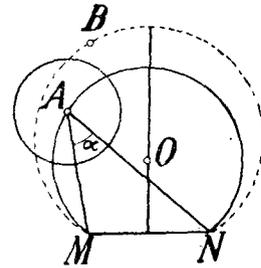


Рис. 16.

циал будет равен как понятно из предыдущего  $V_1 = 2\Phi\alpha$  и изопотенциальная поверхность представить в сечении окружность, вмещающую угол  $\alpha$ .

Для точки  $B$  лежащей вне круга  $MAN$  имеется другая окружность с центром, лежащим на линии проходящей через  $O$  перпендикулярно  $MN$ , представляющая собой сечение изопотенциальной поверхности плоскостью чертежа.

Таким образом изопотенциальные поверхности в данном случае суть части поверхности круглых цилиндров.

Для практики может быть интересным случай, когда бесконечный листок ограниченной ширины лежит параллельно горизонтальной поверхности земли. В этом случае одна из изопотенциальных линий пересечет поверхность земли так, что полная сила, перпендикулярная к изопотенциальной линии, будет делать с поверхности земли угол  $B = 45^\circ$  (рис. 15). Если применять в этом случае последний прием *Лейста*, то понятно, что мы найдем центр изопотенциальной поверхности  $O$ , который может лежать от хребта  $MN$  на любом расстоянии, а так как кроме того силы, исходящие из  $MN$ , на линии  $DK$ , перпендикулярной к  $MK$  и проходящей через  $O$ , перпендикулярны к поверхности земли в точке  $D$  и не имеют в этой точке горизонтальной составляющей, то ясно, что правила *Лейста* ведут к неверным заключениям.

Суждение о глубине залегания магнитных масс по двум наблюдениям может дать абсолютно несогласные с действительностью результаты и привести к совершенно ложным и преуменьшенным заключениям о глубине магнитного слоя.

Правильные заключения в этом последнем случае можно получить построив две изопотенциальные поверхности по наблюдениям пары точек где  $I=A$  и другой пары где  $I=B$ ; для одной пары, ( $A$  например),  $I$  может равняться  $45^\circ$ .

Из рис. 15 легко видеть взаимное расположение изопотенциальных поверхностей. Зная расстояния  $DB=e$  и  $DA=f$  можно вычислить глубины залегания центров изопотенциальных поверхностей равные  $DO=e \operatorname{tg} B$  и  $DO_1=f \operatorname{tg} A$ . Радиусы  $OB$  и  $O_1A$  двух кругов соответственно равны  $R_1 = \frac{e}{\operatorname{Cos} B}$  и  $R_2 = \frac{f}{\operatorname{Cos} A}$ ; следовательно, зная  $DO$  и  $DO_1$  с одной стороны  $R_1$  и  $R_2$  с другой можно графически найти точки пересечения  $M$  и  $N$  двух изопотенциальных поверхностей и графически же найти глубину  $DK$ .

Весьма интересно отметить, что листок  $MN$  может быть и не плоским, необходимо только, чтобы две ограничивающие его прямые, перпендикулярные в  $M$  и  $N$  к плоскости чертежа, были бы параллельны поверхности земли. Сам листок в сечении может представлять любую форму и  $K$  может понижаться на какую угодно величину ниже линии проходящей через  $M$  и  $N$ .

Производя бурение в этом случае отвесно в  $D$  и дойдя до плоскости  $MN$  мы не найдем никакого магнитного слоя, так как намагниченный слой лежит глубже.

Еще сложнее могут быть отношения, если плоскость линий, ограничивающих листок лежит наклонно к поверхности земли и, если

поверхность земли касательна к окружности  $MDN$  в одной из точек  $D$  тогда  $DO$ , представляет вертикаль и, определяя по правилам *Лейста* глубину, мы можем пробурить на какое угодно расстояние от поверхности и не найти слоя, как это легко видеть из рис. 17.

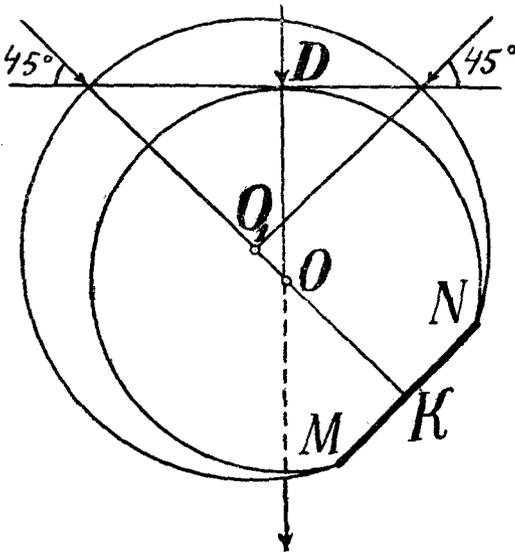


Рис. 17.

Таким образом в общем случае, хотя, как это считает *Mascart*<sup>1)</sup> „остаточное аномальное поле позволяет отыскать положение и природу тех причин, которые производят это поле, но эта проблема представляет огромнейшие трудности.

Если например наблюдается, что кривые равного значения для вертикальной составляющей и для наклона симметричны по отношению к общей прямой, можно заключить, что возмущающие причины, сами симметричны по отношению к вертикальной плоскости, проходящей через эту прямую. Если производящие

магнитные причины сосредоточены в пространстве значительно меньшем, чем их расстояние от точек наблюдения, их можно уподобить маленькому магниту“. Однако замечает далее на стр. 339 *Mascart* „аномалии редко представляются в такой простой форме и было бы ошибочно (*illusoire*) стремиться вывести из них распределение действующих масс“. Наконец нужно помнить, что определенному полю может соответствовать бесконечно различные распределения масс, вызывающие то же поле. Это относится конечно и к Курской аномалии.

Под руководством *П. П. Лазарева* ведутся расчеты глубин залегания магнитного слоя при допущении, что намагниченный слой есть намагниченный эллиптический цилиндр, параболический цилиндр или же намагниченный вдоль одной из осей эллипсоид. Случаи намагничивания цилиндров, эллипсоида были изучены исследователями ранее и в настоящее время приходится непосредственно прилагать полученные результаты к отдельным конкретным случаям распределения силовых линий в Курской аномалии. Обычно и эти результаты могут дать только порядок величин, поэтому представляется желательным получить хотя бы приблизительное представление о характере распре-

<sup>1)</sup> E. Mascart. *Traité de magnétisme terrestre* p. 337. Paris. 1901.

деления потенциала аномального поля. Для этого предполагается изучить изменение поля с аэропланов, что даст распределение силы на разной высоте. Наконец необходимо экспериментальное изучение модели намагниченного хребта предпринятое Академической Комиссией по изучению Курской аномалии в Физическом Институте Научного Института и в Институте Биологической Физики Н. К. З.

Ниже мы приведем для центра кружка обведенного пунктиром (рис. 4) расчеты глубины слоя, сделанные в предположениях, что имеется два ряда полюсов, лежащих один над другим в виде хребта, простирающегося на большое расстояние (теоретически бесконечно большое).

Из этого предположения выводится уравнение силовых линий, которые изображаются графически на бумаге (см. рис. 18). Из сравнения распределения наклоения на поверхности земли в разных точках, с данными, полученными графически из теоретической схемы отыскивается глубина вершины хребта, его наклоение к горизонту и толщина. При применении этого метода *А. И. Заборовским* и *В. В. Колубакиным* получены следующие данные для залегания магнитного слоя для точки окруженной пунктиром.

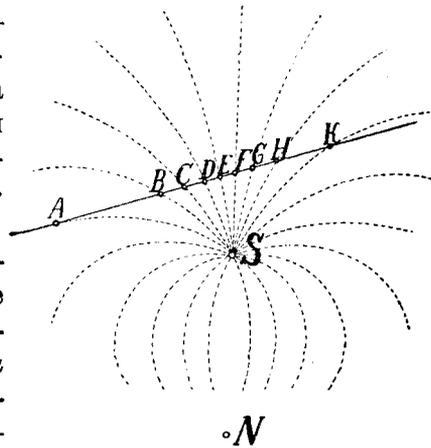


Рис. 18.

*Глубина под поверхность 490 метров.*

*Ширина (расстояние северного и южного полюсов) около 600 метров.*

*Наклоение пласта к горизонту 67°.*

Если определять глубину действующих масс из более простых предположений именно допуская, что размеры магнита велики по сравнению с его расстоянием от поверхности земли и мы можем считать, что линии сил около верхнего полюса представляются прямыми, тогда, если  $x$  есть расстояние верхнего полюса от поверхности земли,  $d$  расстояние между точками,  $I=90^\circ$  и  $I=i$  находим:

$$x = d \cdot \operatorname{tgi} = \frac{Z}{H}$$

Таким способом были получены *А. И. Заборовским* следующие данные для глубин залегания по линии  $\alpha\beta$  и т. д. (см. рис. 4).

$x$ в метрах	$x$ в метрах
A 260	G 680
B 180	H 750

<i>C</i> 240	<i>K</i> 680
<i>D</i> 300	<i>L</i> 410
<i>E</i> 309	<i>M</i> 270
<i>F</i> 350	

Порядок величин получается тот же как при первом способе подсчета, но глубины часто получаются вдвое или втрое большими, чем по первому способу. Мы конечно не придаем решающего значения этим подсчетам и приводим их для представления о порядке величин тех расстояний, которые можно ожидать найти.

Относительно возможных расположений магнитных масс удалось установить следующие правила. Пусть магнитный пласт образован под землей или непрерывным рядом полюсов, расположенных по прямой линии. Пусть линия полюсов проектируется на горизонтальную

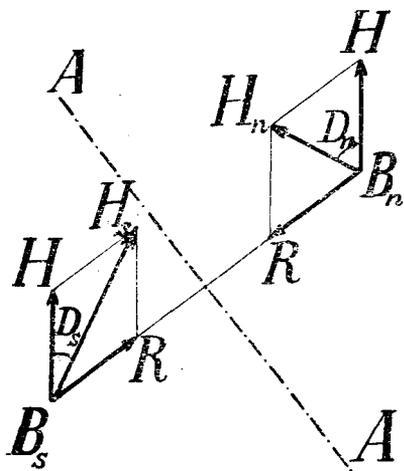


Рис. 19.

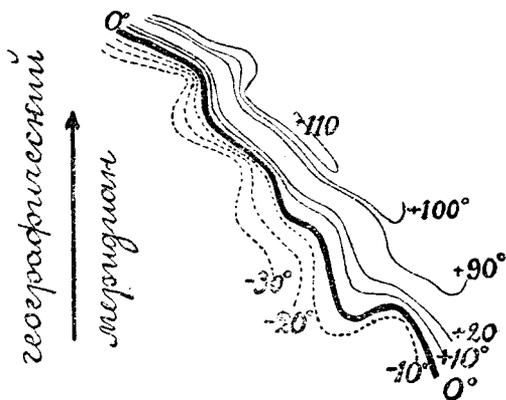


Рис. 20.

поверхность земли в виде линии *AA* (рис. 19). Над этой линией горизонтальная составляющая аномалии равна нулю; что, касаясь до вертикальной, то она равна максимуму. В двух точках лежащих симметрично по отношению к хребту, слагающая аномалии равна *R* и направлена в прямопротивоположных направлениях поэтому, если склонение в области аномалии равно нулю и следовательно *H*, зависящее от земного поля, направлено по географическому меридиану, то на север от хребта в точке *B<sub>n</sub>* мы будем наблюдать западное склонение, на юге восточное, как это ясно из рисунка, причем изогоны параллельны линии *AA*. Курская аномалия в определенной части по-

казывает приблизительно эти отношения; в самом деле на рисунке 20 видны изогоны, близко лежащие друг от друга, разница с теоретическим случаем заключается в том, что по отношению к линии со склонением  $0^\circ$  северные и южные изогоны расположены несимметрично и на севере их густота больше, чем на юге. Это обстоятельство может быть объяснено тем, что хребет представляющий форму листка ограниченных размеров (или систему двух полюсов) расположен не параллельно поверхности земли, а так, что его ребро, направленное на север, ближе к поверхности земли, чем направленное на юг и покрытая южным магнетизмом поверхность обращена к земле, будучи подставлена линиям земной силы, которые могут подходить к хребту приблизительно нормально. При этом, как понятно из рис. 19 и 20 к северу и к югу от хребта равные силы должны лежать на разном расстоянии. Наконец из приложенных карт аномалии, полученных в 1919 году (рис. 4, 5, 6), а также из определения общей величины общей величины аномального поля  $F_a$  видно, (рис. 21), что максимум  $I_a$ ,  $Z_a$  и  $F_a$ , минимум  $H_a$ , наконец линия, к которой сходятся силы—линия  $PP$ , в значительной части друг с другом совпадают. Если бы мы имели листок ограниченный двумя прямыми, то изодинамы горизонтальной составляющей должны бы были быть прямыми, параллельными хребту. Этого однако не наблюдается и зависит это оттого, что хребет, то опускается, то поднимается, и единственное средство, чтобы получить представление о расположении намагниченных масс, это—экспериментальные лабораторные воспроизведения аномалии со всеми ее особенностями. При этом, как понятно, придется предполагать, что намагничивание делается или полем земли по индукции, или, что намагниченные в глубоких слоях земной коры магнитные слои, обладающие одинаковой степенью намагничивания, выдвинуты в более поверхностные слои, давая таким образом явления местной магнитной аномалии.

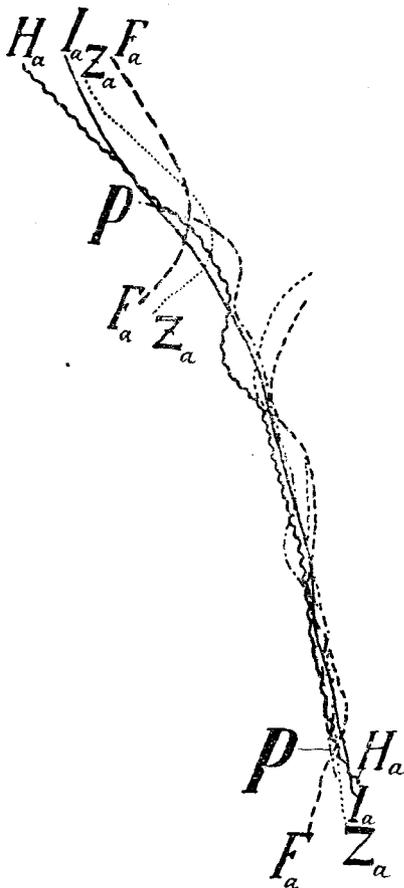


Рис. 21.

В настоящее время при В. С. Н. Х. создана специальная Комиссия для глубоких бурений. Задача Комиссии состоит в производстве глубокого бурения в местах, избранных для этого Комиссией. Каковы бы ни были результаты бурения, во всяком случае, работы эти должны разрешить одну из интереснейших задач геомагнетизма, дав некоторые интересные указания и на теорию явления аномалии, представляющей самую крупную аномалию на земном шаре.

Москва. Физический Институт  
М. Н. И. и Институт Биологи-  
ческой Физики при Н. К. Э.  
Сентября 1920 г.

---

## Из истории алкоголометрических таблиц.

Отгонка этилового спирта из продуктов брожения была известна еще в древние времена. Благодаря чрезвычайно несовершенным аппаратам получаемый спирт был не только загрязнен различными побочными продуктами брожения, но и содержал различные и притом значительные количества воды. Очень скоро при купле-продаже должен был возникнуть вопрос о „крепости“ спирта, т.-е. о количестве действующего начала в продаваемом и покупаемом спирте. Вкус не долго мог служить мерилom крепости: побочные примеси, подчас искусственно прибавляемые (в корчмах России такие искусственные примеси практиковались вплоть до введения монополии), совершенно маскировали достоинство товара. Алхимики судили о крепости спирта по тому, „горюч“ ли он или могут ли гореть „предметы, смоченные данным спиртом“. В XV веке Савонаролла судил о крепости спирта „потому, плавает ли он или тонет в растительном масле“.

Правильный путь к определению действующего начала в спирте был найден в XVIII в. Реомюром, который указал, что образцы спирта различной крепости обладают различными удельными весами.

Выбор уд. весов, как мерилa крепости спирта, следует признать весьма удачным, так как уд. вес спирта изменяется с концентрацией однозначно, т.-е. каждому уд. весу отвечает одна и только одна концентрация (чего не наблюдается для других свойств водноспиртовых растворов, как напр. для показателей преломления света или теплоемкости). Но, как показал уже Реомюр, при смешении спирта с водой происходит сжатие, и уд. вес растворов воды и спирта весьма сложно изменяется с концентрацией растворов. Единственный путь для практического определения концентрации раствора (крепости)—составление подробных таблиц, в которых на основании опытных данных рассчитаны уд. веса и концентрации водноспиртовых растворов возможно гуще (через 1<sup>0</sup>/<sub>0</sub>).

Впервые такие подробные алкоголометрические таблицы были составлены в Англии Гильпином в 1792—1795 г. Гильпин получил абсолютный (как ему казалось) этиловый спирт, приготовил 40 растворов его с водой и определил их уд. веса при 60° Ф., отнес их к воде при той же температуре (т.-е. уд. веса Гильпина суть  $d \frac{60^{\circ}}{60^{\circ}}$  Ф); по этим данным он вычислил по-

дробные таблицы. В 1800 г. аналогичную работу произвел во Франции Дюма, в 1811 г. в Германии—Траллес, в 1824 г. опять во Франции—Гей-Люссак.

Наиболее интересна судьба работы Траллеса. Траллес получил абсолютный этиловый спирт гораздо более крепкий, нежели Гильпина, по его вычислениям исходный спирт—Гильпина содержал только 98,2% этилового спирта <sup>1)</sup>, следовательно таблицы Гильпина совершенно неверны. Траллес переопределил уд. веса для нескольких крепких растворов, исправил данные Гильпина для остальных концентраций и составил таблицы, введя объемные проценты вместо весовых. В 1847 г. Брикес упорядочил данные Траллеса и Брикеса (уд. веса  $d_{60^{\circ}}^{60^{\circ}} \Phi. = d_{124^{\circ}/9}^{124^{\circ}/9} P.$ ) легли на долгое время в основу германской и русской официальной алкоголометрии.

В виду экономической важности точного учета спирта, в различных странах непрерывно со времени Гильпина различными учеными переопределяются уд. веса водоспиртовых растворов. Интересно, что наиболее важной работой в данном отношении оказалась чисто научная работа Д. И. Менделеева 1865 г. („О соединении спирта с водой“). Центр тяжести исследования Менделеева лежал в получении безусловно абсолютного спирта. После долгих трудов Менделееву это удалось, и мы ныне можем смело сказать, что Менделеев был первым ученым имевшим, в своих руках абсолютный спирт (100%ный). Не менее тщательные определения уд. весов, растворов спирта и воды позволили Менделееву составить алкоголометрические таблицы, которые разошлись с официальными таблицами всех стран.

В восьмидесятых годах, в Германии была произведена реформа,—таблицы Траллеса были забракованы, взамен их составлены новые, при чем для 15° Ц. по данным Менделеева, а для других температур по дополнительным данным Германской Поверочной Комиссии; за нормальную температуру было принято 15° Ц., за единицу—весовой процент. Вслед за Германией и другие страны предприняли проверки и исправления своих таблиц, при чем всюду в основу были положены данные Менделеева. В Соединенных Штатах знаменитый Морлей составил таблицы, опять теми руководствуясь работой Менделеева. Только на родине Д. И. Менделеева, в России, по прежнему прочно господствует Траллес с объемными процентами, с несуразной нормальной температурой 124<sup>1</sup>/<sub>9</sub> P. (= 60 Ф.) и ошибками; правда, ошибки невелики, но все же при огромных оборотах спирта заметные.

Несмотря на многочисленность исследований по алкоголометрии за последнее столетие, несмотря на то, что среди ученых, занимавшихся этим вопросом, часто встречаются лица с громкими именами (Реомюр, Дюма, Рихтер, Гей-Люссак, Пуилье, Менделеев, Юнг, Морлей и др.), и в настоящее время дело алкоголометрии не закончено. Покойный А. Г. Дорошевский в своей монографии „Исследование в области водоспиртовых растворов“ (откуда почерпнуты данные нашей заметки) приводит результаты своих колоссальных по количеству труда пересчетов, сопоставлений и исправлений данных различных ученых: оказалось, что таблицы для 10°, 15° и 20° Ц., основанные на данных Менделеева, могут быть признаны безукоризненными <sup>2)</sup>;

<sup>1)</sup> По данным Менделеева 89,06%, отсюда видно, что спирт Траллеса не был абсолютным.

<sup>2)</sup> Не лишне указать, что для лабораторных целей алкоголометрические таблицы, имеющиеся в различных справочниках (напр., Виндиша, Ландольта и др.), составлены для уд. весов в пустоте и для температур по водородному термометру. А. Г. Дорошевский составил весьма удобную таблицу для уд. в. в воздухе и для 15° по ртутному термометру; эта таблица значительно облегчает работу.

для температур 0° и 30° требуются новые опыты и вычисления, что и принято Берлинской Проверочной Комиссией (по частным сообщениям Комиссии А. Г. Дорошевскому).

Дело идет только о точном определении уд. весов, ибо первая главная задача алкоголометрии—получение заведомо абсолютного спирта, ныне может считаться решенной и легкой <sup>1)</sup>.

В заключение замечу, что А. Г. Дорошевский и М. С. Рождественский по своим данным составили алкоголометрические таблицы для метилового и н. пропилового спиртов. В виду широких практических применений метилового спирта, таблицы для последнего имеют огромное значение и ныне рассматриваются различными правительствами. Таблицы Дорошевского и Рождественского официально приняты в Соединенных Штатах.

---

*А. Раковский.*

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ.

### О работах Rutherford'a по прохождению $\alpha$ лучей через вещество.

В полученных из-за границы книгах (L. Graetz'a Die Atomtheorie (1920) и K. Fajans'a. Die Radioaktivität <sup>2)</sup> (1919) заключаются изложения замечательных исследований Rutherford'a, появившихся в 1919 году (Philosoph. Mag. Juni—1919). Пользуясь данными, заключающимися в указанных книгах, мы дадим представление об этих работах <sup>3)</sup>.

Как известно из работ Bohr'a и его последователей, мы должны представлять себе атомы состоящими из положительного ядра, сложно построенного из положительных и отрицательных зарядов и имеющего радиус  $R$  порядка  $10^{-13}$  см. (для золота  $R = 3 \cdot 10^{-13}$ ), причем вокруг ядра по круговым замкнутым орбитам движутся электроны на различных расстояниях от ядра. Для водорода ближайшее возможное положение единственного электрона от ядра будет по Bohr'у  $1,1 \cdot 10^{-8}$  см.

$\alpha$  частица представляет положительное ядро гелия, снабженное двумя зарядами и имеющее размеры порядка  $10^{-13}$  см.

Если  $\alpha$  частица пролетает по газу, то только в случае непосредственной

---

<sup>1)</sup> См. А. Г. Дорошевский. Исследование в области водноспиртовых растворов, или Физико-химические свойства водноспиртовых растворов. Москва 1912 г. Доказательством тождественности образцов абсолютного спирта служат уд. веса  $d_{15^0/4^0}$ , полученные различными учеными:

Менделеев . . . . .	0.79367
Винклер . . . . .	0.79363
Классон-Норлин . . . . .	0.79367
Дорошевский . . . . .	0.79366
Среднее . . . . .	0.79366

Уд. вес  $d_{15^0/15^0}$  в пустоте и по водородному термометру 0.79425, а тот же уд. вес в воздухе и по ртутному термометру 0.79410.

<sup>2)</sup> Книга Graetz'a переводится и будет издана государственным издательством, книга Fajans'a переведена и будет издана издательским отделом Наркомздрава.

<sup>3)</sup> В настоящее время получены оригинальные работы Rutherford'a. Они будут реферированы в ближайшем выпуске „Успехов Физ. Наук“.

близости  $\alpha$  частицы и ядра газа наблюдаются взаимодействия и мы можем себе представить случай, когда  $\alpha$  частица центрально ударится о ядро атома газа, причем возможно в этом случае выделение ядра атома в виде свободного атомного ядра.

Если допустить, что  $\alpha$  частица центрально ударится о ядро атома водорода, то это последнее после столкновения должно получить, как показал Darwin <sup>1)</sup>, скорость в 1,6 раза большую чем скорость  $\alpha$  частицы. При своем полете  $\alpha$  частица способна вызывать свечение флуоресцирующего экрана на расстоянии *дальности полета* (Reichweite). Можно допустить, что при одинаковой скорости как  $\alpha$  частицы, так и ядра водорода или, как их называет Rutherford, *H*-частицы дают свечения на одном и том же расстоянии; а так как дальность полета *R* пропорциональна кубу скорости *V* ( $R = KV^3$ , *K* постоянная), то ясно, что *H*-частицы, получающиеся из водородных атомов при центральном соударении  $\alpha$  частицы с ядром водорода, должна иметь дальность полета в  $(1.6)^3$ , или приблизительно, в 4 раза большую чем  $\alpha$  частица.

Эти явления совершенно ясно обнаружил Marsden <sup>2)</sup>, который получал  $\alpha$  лучи от эманации *Ra* заключенной в тонкостенную трубочку, пропускающую  $\alpha$  частицы. Трубочка помещалась в водороде при атмосферном давлении, где дальность полета  $\alpha$  частицы равнялась 24 см. Однако при внимательном рассматривании на расстоянии 80 см. от трубочки можно было наблюдать единичные вспыхивания экрана сернистого цинка от удара частицы—спинтилляции. Что эти спинтилляции вызываются скорыми *H* частицами, это было открыто Rutherford'ом при непосредственном измерении их отношения заряда к массе.

Для водородного ядра отношение заряда в кулонах к массе ядра в граммах должно было быть 96.540, а на опыте оно оказалось 100.000. Таким образом согласие получилось полное.

Выделение *H*-частиц Marsden и Lantsberry (1915) наблюдали при прохождении  $\alpha$  лучей через вещество, содержащее водород, например через воск. Чтобы выделение *H* частицы произошло, необходим центральный удар  $\alpha$  частицы о ядро и этим объясняется почему процентное количество *H*-частиц по отношению к  $\alpha$  частицам мало.

Marsden подсчитывал, что на  $10^{-5}$   $\alpha$  частиц, из которых каждая сталкивается с  $10^{-4}$  атомами *H* образуется только одна *H*-частица с большим пробегом.

Очень интересно, что такие *H*-частицы образуются иногда в таких случаях, когда никакого водорода в окружающей среде нет. Так например *H*-частицы испускает покрытая радием *C* пластинка из *Ni*, которая для удаления *H<sub>2</sub>* и *H<sub>2</sub>O* была нагрета до 150°. Таким образом оказывается, что сами радиоактивные тела могут испускать *H*-частицы.

Кроме радия *C*, как показал Rutherford, *H*-частицы испускаются, эманацией радия, свободной от *RaC*, причем нарастание числа *H*-частиц, выделяющихся из эманации значительно быстрее чем нарастание *RaC*.

Чтобы выяснить не влияет ли содержание газа на отдачу *H*-частиц Rutherford наполнил пространство, в котором находилось радиоактивное вещество сухим воздухом, *CO<sub>2</sub>*, *O<sub>2</sub>* и наконец *O<sub>2</sub>*, насыщенным парами

<sup>1)</sup> C. G. Darwin. Philos. Mag. 27. p. 499—1914.

<sup>2)</sup> E. Marsden. Philos. Mag. 27 p. 824—1914. Marsden and Lantsberry. Philos. Mag. 30 p. 240—1915.

$H_2O$ , и оказалось что  $H$ -частиц больше всего получается в воздухе, причем их больше, чем в пустоте.

Наполняя далее пространство чистым  $N_2$ , Rutherford показал увеличение  $H$ -частиц на 25% по отношению к воздуху, т. е. на ту приблизительно величину, на которую увеличивается содержание азотных молекул на единицу объема в этих двух случаях.

Далее было строго доказано, что  $H$  частицы возникли в среде газа при прохождении через него  $\alpha$  частиц, причем возникшие в  $N_2$   $H$ -частицы, точно также как и возникшие в  $H_2$   $H$ -частицы имели пробег в 4 раза больший чем  $\alpha$  частицы.

Из всего этого было естественно заключить, что в последних опытах Rutherford'у удалось заставить распасться ядро  $N_2$  и получить из него ядро соответствующее ядру  $H_2$ .

Таким образом впервые получилось экспериментальное основание для утверждения, что ядра элементов являются сложными образованиями.

*П. Лазарев.*

### О составе атомного ядра в связи с его распадом.

(W. Kossel. Über die Zusammensetzung des Atomkerns und seine Neigung zum Zerfall. Phys. ZS. 20 p. 265. 1919).

В периодической системе элементов весьма часто встречается, что элементы, различающиеся по порядковому номеру на 2 единицы, отличаются по атомному весу на 4. Получается такая картина, как будто при переходе от одного элемента к другому из его ядра выделяется ядро гелия (имеющее вес 4 и заряд 2)<sup>1)</sup>. Так как эта картина является общей весьма большому числу элементов, то автор делает предположение, что ядра элементов или исключительно или по преимуществу состоят из ядер  $He$ <sup>2)</sup>  $S$ , рассматривая 2 следствия этой гипотезы.

Для ряда элементов, принадлежавших к первым членам периодической системы правило Kossel'я хорошо выполняется.

Название элемента	C	O	Ne	Mg	Si	S
Порядковый номер $N$ . . . . .	6	8	10	12	14	16
Атомный вес $A$ . . . . .	12	16	20	24	28	32
Число ядер $He$ . . . . .	3	4	5	6	7	8

Этот ряд состоит таким образом только из ядер  $He$ .

Изя далее, мы встречаем элемент, который должен бы был состоять из 9 ядер  $He$ , но такого элемента в природе не встречается. Элементов, которые имеют ядро, состоящее из 10 ядер  $He$ , имеется 2, именно  $Ca$ , состоящий из 10 ядер и имеющий порядковый номер 20, и аргон, имеющий порядковый номер 18. Kossel допускает, что у аргона помимо ядер  $He$ , дающих 20 положительных зарядов, имеется в ядре 2 электрона, так что

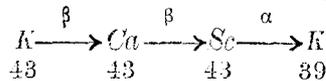
<sup>1)</sup> Числа положительных зарядов соответствуют порядковому номеру элемента в периодической системе.

<sup>2)</sup> Как показывает Fajans (K. Fajans. Radiöaktivitat. 1919), атомные веса элементов весьма близки к выражениям  $A_1 = 4n$  или  $A_2 = 4n + 3$  (азот показывает исключение, имея атомный вес, равный  $A = 4n + 2$  и бериллий, имея атомный вес  $A = 4n + 1$ ).

в общем получается число положительных зарядов и следовательно порядковый номер 18.

Вообще говоря, если считать правило Kossel'я общим, то число встречающихся в ядре электронов должно быть равным  $Z = \frac{A}{2} - N$  ( $A$ —атомный вес,  $N$ —порядковый номер.)

Эта величина  $Z$ , как обнаруживает Kossel, имеет определенную функциональную связь с атомным весом, причем с возрастанием  $A$   $Z$  также возрастает. При этом в начале периодической системы ряд элементов электронов в ядре не содержит ( $Z=0$ ) и при распаде ядра не может получаться излучения  $\beta$ -частиц. Только начиная с атомного веса 40 получается возможность выделения  $\beta$ -лучей и здесь именно и встречается в первый раз элемент, дающий такое излучение — элемент  $K$ . Распад  $K$  по Kossel'ю, зависящий от изотопа его, с атомным весом в 43, выражается так



Как легко понять,  $K$  (43) и  $K$  (39) должны иметь одно и то же число зарядов в ядре и следовательно все наружные кольца электронов, определяющие их химические свойства, должны быть тождественными. Два элемента должны быть одинаковы химически и optически и неразделимы.

Мы должны предположить, чтобы получить истинный атомный вес  $K$ , что в более легкой компоненте  $K$  (39) применен более тяжелый изотоп

$K$  (43) в количестве  $\frac{1}{40}$ .  $Ca$ , написанный в предыдущей схеме, должен быть

тяжелым изотопом  $Ca$ . Для представления связи  $Z$  и  $A$  Kossel дает такую формулу, которая весьма хорошо представляет действительные соотношения

$$(Z - 28)^2 = 0,04A^2 + 784$$

Сравнивая далее изотопы радиоактивных элементов между собою, Kossel приходит к заключению, что „чем относительно больше содержание электронов в атоме ( $\frac{\text{число } \beta\text{-частиц}}{\text{число } \alpha\text{-частиц}} = \frac{Z}{A}$ ), тем быстрее происходит распад ядра с выделением  $\beta$ -лучей и тем менее вероятно испускание  $\alpha$ -лучей“.

Как пример, можно привести племду тория. Член этой племды с наибольшим содержанием электронов есть  $U_r X_1$ ; он излучает  $\beta$ -лучи и его период  $t = 23,6$  дни. Следующий член племды излучает уже  $\alpha$ -лучи и излучает весьма медленно ( $Th, t = 2,5 \cdot 10^{10}$  лет).

П. Лазарев.

### **Возможна ли изотопия у водорода и кислорода.**

(O. Stern u. M. Volmer. Sind die Abweichungen der Atomgewichte von der Ganzzahligkeit durch Isotopie erklärbar. Ann. d. Physik 59 p. 225—1919).

Отступление атомных весов от целых чисел можно объяснить или движением электронов, изменяющих при этом свою массу или тем, что изучаемый элемент является смесью изотопов. Такое объяснение дает Fajans [Chemiker Kalender 1919]. Изотопия может быть объяснена по теории Bohr'a, если представить себе ядро атома составленным из положительных и отри-

пательных зарядов так, чтобы общий их заряд был в двух случаях одинаков, а массы различны. Электронные кольца, располагающиеся от ядра на расстоянии превосходящем в тысячи раз его размеры, должны быть при одинаковом заряде ядра одинаковы; а так как внешние кольца электронов обуславливают химические свойства элемента, то ясно, что химические свойства двух элементов с одним зарядом ядра, имеющего различную массу, будут одинаковы и, следовательно, мы в двух указанных случаях будем иметь дело с изотопами.

Представим себе как это сделал впервые Lenz (Sitzber. Bayer. Akad. M. Phys. Klasse 1918), что ядро водорода состоит в одном случае из одного положительного заряда связанного с массой 1, а во втором случае два водородных ядра с единичными зарядами и каждое с массой 1 связано электроном. Масса такого второго ядра равна 2 и заряд 1.

Условия движения положительных зарядов в ядре показывают, что размеры его должны быть  $3,85 \cdot 10^{-12}$  см. т.-е. тот же порядок, как и обычные ядра атомов. Смешивая в подходящих количествах водород  $H$  с его изотопом  $H_1$  (Атомн. вес 2) мы можем получить при подмешивании 0.8% этого последнего вещества к водороду  $H$  вещество со средним атомным весом, соответствующим реальному водороду.  $H = 1,008$ .

Если допустить, что возможен водород с атомным весом в 2, то становится понятной возможность получения в водороде частиц с весом в 3, как это нашел в канальных лучах Thomson ( $X_3$ ). В самом деле  $X_3$  есть молекула, у которой один водород будет иметь атомный вес 1, а другой 2 и его формуле будет  $HH_1$ . Однако, как показали Stern и Volmer против возможности существования изотопов у водорода, были соображения, взятые из спектрального анализа. В самом деле если бы водород  $H = 1$  существовал в количестве 0.8% водородом  $H_1 = 2$ , то помимо обычной спектральной серии водорода принадлежащей  $H$  мы должны бы были наблюдать вторую серию лежащую на расстоянии

$$\Delta\lambda = 2,7 \cdot 10^{-4}\lambda$$

от линий первой серии ( $\lambda$  длина волны). Этих линий однако не наблюдается и это говорит против возможности изотопии.

Все вышеприведенные соображения и заставали Stern'a и Volmer'a предпринять в лаборатории Nernst'a разделение  $H_2$  и  $O_2$ , полученных в виде химических чистых веществ. Разделение велось путем многократной диффузии  $H_2$  (или  $O_2$ ) через породную перегородку, через которую изотоп с меньшим атомным весом проникал скорее. После многократной диффузии из соответствующего  $H_2$  и из полученного из него изотопа образовалась сгоранием с одним и тем же кислородом вода, плотность которой и определялась при помощи весьма остроумного способа применения микровесов Nernst'a.

Также поступали и с кислородом, от которого отделялся многократной диффузией изотоп.

Плотности воды полученные из разных образцов  $H_2$  и  $O_2$  отличались на  $0,6 \cdot 10^{-4}$  процента, между тем как в случае изотопии эта разница должна бы быть  $4,2 \cdot 10^{-2}$  процента. Таким образом опытами Stern'a и Volmer'a доказано, что водород и кислород не являются смесями изотопов и отступления их атомных весов от целых чисел может зависеть от движений электронов.

И. Лазарев.

## Об опытном доказательстве Амперовских молекулярных токов.

(E. Beck. Zum experimentellen Nachweis der Ampereschen Molekularströme. Ann. d. Phys. 60. p. 109—1919).

В 1915 году Einstein и de Haas дали доказательство существования молекулярных токов Ампера, обнаружив вращение стерженька железа вокруг оси при его намагничивании или размагничивании, обусловленного тем, что молекулярные токи вызываются движением электрона и молекула является таким образом гироскопом, ориентирующимся по определенному направлению. Так как при переманчивании должно измениться направление движений электронов, то магнитное тело, состоящее из системы гироскопов должно получить вращательное движение вокруг оси, величина которого легко вычисляется теоретически.

Опыты Einstein'a и de Haas'a дали весьма удовлетворительный результат для эффекта вращения.

Beck предпринял с более тонкими экспериментальными средствами проверку опытов Einstein'a.

Результат его опытов таков.

Качественно Beck'у удалось обнаружить эффект Einstein'a на двух сортах железа и на одном сорте никкеля. Количественно же получилось значительное расхождение с теорией, достигающее для железа 47% для никкеля 43%.

*П. Лазарев.*

### О подтверждении теории атома Bohr'a путем изучения столкновений электронов и молекул газа.

(J. Franck und G. Hertz. Die Bestätigung der Bohr'schen Atomtheorie im optischen Spektrum durch Untersuchungen der unelastischen Zusammenstöße langsamer Elektronen mit Gasmolekülen. Phys. ZS. 20 p. 132—1919).

Авторы в ряде работ (1914) показали, что если медленные электроны испытывают соударение с молекулами благородных газов или металлических паров, то они отражаются от молекул по законам упругого удара, сохраняя свою скорость. При этом, если скорость электронов достигает определенного предела, то при соударении электроны теряют свою скорость. В гелии, неоне и парах ртути можно обнаружить, что эта рубежная энергия является тождественной с энергией, потребной на производство ионизации газа, и авторы сделали заключение, что переданная электронами энергия затрачивается на ионизацию газа.

Количественное подтверждение этого взгляда находится в том обстоятельстве, что минимальная рубежная энергия  $q$ , определяемая напряжением 4,9 вольтов в ртути, при допущении ее превращения в лучистую энергию, должна давать излучение, определяемое соотношением  $q = h\nu$ , где  $h$ —Планковская постоянная, а  $\nu$ —число колебаний света. В ртути мы действительно встречаем линию, удовлетворяющую этому соотношению, именно

$\lambda = 2536 \text{ \AA}$ . Как было показано Акезон<sup>ом</sup>, если электроны имеют большую скорость, то  $h\nu$  из их энергии поглощается, а остальная энергия остается у движущегося электрона. Если приложить к объяснению этого явления теорию атома Бойг<sup>'а</sup>, то получаются следующие данные.

Если газы ионизируются, то это по Бойг<sup>'у</sup> должно означать, что электрон с наружной орбиты должен действием ионизатора удаляться в бесконечность и при этом должна затрачиваться энергия  $Q$ . Если обратно электрон из бесконечности перекочит на орбиту, определяющую размеры атома вещества, то должно получиться излучение, определяемое соотношением  $Q = h\nu_{\infty}$ , где  $\nu_{\infty}$  есть число колебаний излучаемого света при переходе электрона из бесконечности на внешнюю орбиту. Если электроны будут переходить не из бесконечности, а с более близких возможных орбит на внешнюю орбиту, то должно получиться излучение, у которого  $\nu < \nu_{\infty}$ , так как  $Q'$ , соответствующее этому излучению меньше  $Q$ . Следовательно излучение, соответствующее  $\nu_{\infty}$ , должно быть крайним, лежащим в фиолетовой части спектра, излучением. Между тем подсчеты для линии ртути 2536 показывают, что она наоборот является первым, лежащим ближе к красной части спектра, членом ряда и следовательно, что эта линия может получиться при перескакивании электрона на наружную орбиту атома с ближайшей к нему, более отдаленной орбиты. Линия поглощения 2536 может таким образом существовать в газе, в котором произведено воздействие полем (в возбужденном атоме), заставляющем электрон совершать переход на более отдаленные орбиты, чем это наблюдается в атоме без воздействия поля. Для крайнего, лежащего в сторону фиолетового конца спектра, должна бы

получиться линия 1187,98  $\text{\AA}$ , принадлежащая той же серии, как и 2536 и ей должна бы соответствовать энергия в 10,4 вольта. У авторов в действительности получается 4,9 вольта.

Противоречия, возникающие между теорией Бойг<sup>'а</sup> и опытом, авторы стараются выяснить путем сравнения результатов, полученных ими или же другими авторами, главным образом, американскими физиками. Разбирая в своем обзоре работы над металлическими парами, благородными газами, многоатомными газами (водород, кислород, азот и ряд других сложных газов), авторы поправляют прежние заключения и приводят к таким выводам.

1) Каждое сопровождающееся абсорпцией или излучением перескакивание электрона с одной орбиты на другую может быть обусловлено ударом свободного электрона, при котором его энергия изменяется на  $h\nu$ .

2) Перескакивания, встречающиеся в газах, зависят от состояния атома.

3) При нормальном, не возбужденном, атоме возможные перескакивания дают абсорпционную серию линий невозбужденного атома.

4) Крайние ультрафиолетовые частоты колебаний серий, умноженные на  $h$ , дают работу ионизации атома, причем работа ионизации для невозбужденного атома вычисляется из предельной частоты абсорпционной серии невозбужденного атома.

5) Изучение неупругих столкновений и связанных с ними излучений дает новое средство для расположения линий в серии и установления связей между ними. Границы серий доступны наблюдениям.

6) Аналогия оптической абсорпции и отдачи энергии при столкновении электронов с атомами в виде квантов говорят за первую Планковскую гипотезу о поглощении света квантами.

*П. Лазарев.*

### О потенциале ионизации He.

(J. Franck und P. Knipping. Die Ionisierungsspannungen des Heliums. Phys. ZS. 20 p. 481. 1919).

Как было указано в предыдущем реферате, при столкновении медленно движущихся электронов с атомом вначале получается упругий удар, при котором электрон не отдает своей энергии. Если скорость электронов постепенно увеличивать, то наконец при определенной энергии электрон, сталкиваясь с атомом, теряет всю энергию и она излучается в виде лучей, определяемых соотношением  $h\nu$ , ( $h$  — планковская постоянная,  $\nu$  — частота наиболее длинных волн серии абсорбции). Это излучение часто совпадает с резонансным излучением и поэтому потенциал, соответствующий  $h\nu$ , называется авторами потенциалом резонанса. Далее из ряда линий, принадлежащих к серии абсорбции, можно наблюдать самую короткую длину волны, определяемую соотношением, что электрон имеет энергию  $h\nu_{\infty}$  (где  $\nu_{\infty}$  — самая большая частота в серии), соответствующую энергии ионизации. Так как определения  $h\nu$  и  $h\nu_{\infty}$  ведут к проверке теории Bohr'a, то авторами и произведено обширное и точное экспериментальное исследование этого вопроса. Для потенциала резонанса авторы нашли 20,5 вольт, для потенциала ионизации найдено 25,4 вольта.

Как общий результат, получается вывод, что атом гелия значительно менее устойчив в действительности, чем этого требует теория Bohr'a.

И. Лазарев.

### О строении атома гелия.

(A. Landé. Das Serienspektrum des Heliums. Phys. ZS. 20 p. 228. 1919).

Bohr представляет себе модель атома He так: вокруг центрального положительного ядра с двумя зарядами и массой 4 по отношению к водороду движутся по одному общему одноквантовому кругу, находясь на концах одного и того же диаметра, два электрона. Landé в виду некоторых несогласий теории и опыта предлагает другую модель, в которой он помещает 2 электрона, движущиеся вокруг ядра на различных орбитах. Первый электрон движется по кругу непосредственно около ядра, причем эта орбита одноквантовая. Двухзарядное ядро и движущийся электрон являются центральной притягивающей массой для второго электрона, движущегося по внешней одноквантовой круговой орбите. Трудности вычисления обходятся автором рядом дополнительных представлений и в результате оказывается, что модель Landé, дающая хорошее согласие с оптическими данными, оказывается более устойчивой, чем прежняя модель Bohr'a, соответственно чему ионирующий потенциал для модели Landé должен быть больше, чем для Bohr'овской модели.

*И. Лазарев.*

## Об электронных кольцах в атоме.

(Jan Kroo. Der erste und zweite Elektronenring der Atome. Phys. ZS. 19. p. 307—1918).

Как известно, по Bohr'у атомы должны быть представлены состоящими из центрального положительного ядра, заключающего в себе столько зарядов, сколько единиц в порядковом номере элемента в периодической системе (заряд считается равным и противоположным по знаку заряду электрона); вокруг ядра по определенным круговым орбитам движутся электроны, причем каждая орбита должна определяться по теории квантов. Излучение получается, если электроны с более удаленных орбит перескакивают на более близкие к ядру, причем число колебаний излученного света опять-таки определяется теорией квантов.

В применении к рентгеновским спектрам Bohr'овская модель была впервые использована Moseley, который предполагал, что имеются всего два кольца, причем все электроны вначале расположены на наружном кольце, а затем они одновременно перескакивают на внутреннее, ближайшее к ядру кольцо и при этом излучают. Пользуясь таким представлением, Moseley для  $K$  серии получил приблизительно совпадающие с опытом результаты, предполагая, что перескакивание четырех электронов совершается одновременно со второго кольца (двухквантовое) на первое (одноквантовое). Более удовлетворительно представляется однако стрелно серии  $K_{\alpha_1}$  при допущении, что во время излучения только один электрон перескакивает с двухквантовой орбиты на одноквантовую (Vegard). Debye показал, что допущение существования 3 электронов в нормальном состоянии на одноквантовом кольце приводит к формуле серии  $K_{\alpha_1}$ , которая также хорошо передает данные опыта, как и формула, полученная при исследовании структуры рентгеновских спектров Sommerfeld'ом.

Kroo предполагает, что все Bohr'овские орбиты снабжены электронами и  $K_{\alpha_1}$  серия получается при перескакивании *одного* электрона с двухквантовой орбиты на одноквантовую.

Серия  $K_{\alpha_2}$  по Kroo должна получаться при движении электрона по эллипсоидальному пути, который описывается электронами, подчиняющимися определенному закону расположения на орбите (подробности см. оригинальную работу).

По Kroo следует, что одноквантовая орбита должна содержать 3 электрона, двухквантовая 8; в этих предположениях вычисленные по теории значения серии и полученные из опыта совпадают чрезвычайно хорошо друг с другом.

П. Лазарев.

---

### О модели атома Bohr'a.

(A. Szarvassi. Über das Bohrsche Atommodele Phys. ZS. 19, p. 505 — 1918).

Автор начинает с таких слов: „истинная природа модели атома Bohr'a нам не известна. Мы не понимаем, почему электрон на своей устойчивой орбите не излучает; нельзя видеть, почему эти орбиты действительно устой-

чивы; непонятно, что переход от устойчивой орбиты к другой устойчивой связан с монохроматическим излучением; совершенно неясно, почему изменение энергии при этом переходе равно произведению Планковской постоянной  $h$  на число колебаний  $\nu$  излучаемого света. Совершенно определенными являются только результаты  $n$ , так как никто не будет считать случайностью предвычисление Ридберговской постоянной из молекулярных данных и представления  $\nu$  в виде Бальмеровской формулы, то мы стоим перед задачей, правильно истолковать прекрасное открытие Bohr'a. Можно полагать, что современное представление об атоме, содержащее в себе столько непонятного, является только образом, истинное же содержание является содержанием по существу статистическим. Это представление не вводит в заблуждение: те свойства, которые кажутся чудесными в модели являются в действительности статистическим явлением, происходящим благодаря одновременному взаимодействию многих атомов. Я предполагаю дать в нижеследующем правильное представление о предмете“.

Автор разбирает далее случай водородного атома Bohr'a, помещенного среди других таких же атомов и приходит к заключению, что ряд явлений, непонятных при обычном представлении Bohr'овской модели, исчезает при статистическом их истолковании.

*И. Лазарев.*

### О собственных колебаниях атомов в модели Bohr'a в инфракрасной части спектра в связи с удельной теплотой при высоких температурах.

(Gerda Laski. Ultrarote Eigenfrequenzen zweiatomiger Bohrscher Gasmoleküle und die Spezifische Wärme bei hohen Temperaturen. Phys. ZS. 20 p. 269—1919).

До последнего времени Bohr—Debye'евская модель  $H_2$  являлась единственной моделью, предвычисленные свойства которой были сравнены с опытом. Для этой модели допускалось, что два положительных ядра располагались по определенной линии, а в плоскости, перпендикулярной к этой линии и делящей расстояние между ядрами пополам, двигались по кругу два электрона, располагаясь все время по концам диаметра. Более сложные атомы, чем водород, должны слагаться в более сложные модели и возможностей расположения электронов можно представить себе несколько и поэтому расчеты делаются более затруднительными. Наиболее просто можно подсчитать те колебания, которые будут совершать ядра, если их вывести из положения равновесия. А так как эти колебания, совершаемые массами, величины которых имеют порядок масс атома, то естественно допустить, что эти колебания дадут инфракрасные излучения. Таким образом из Rutherford—Bohr'овской теории можно легко получить собственные колебания в инфракрасной части спектра. Из собственных колебаний в инфракрасной части спектра можно вывести по Nernst'у величины удельной теплоты, поэтому, сравнивая теоретически вычисленное значение удельной теплоты с найденным экспериментально ее значением, можно проверить теоретические представления о строении молекулы.

Полученные таким образом для водорода подсчеты удельной теплоты от температуры  $1686^{\circ}$  до  $2541^{\circ}$  дают весьма хорошее совпадение с опытом.

Чтобы получить подобные же совпадения теории и опыта до  $N_2$  и  $O_2$ , автор строит модель молекулы  $N$  так: модель состоит из двух положительных ядер с зарядами  $7 e^+$ , на расстоянии  $d = 9,1 \cdot 10^{-9}$  см. друг от друга. Поблизости от каждого ядра лежит „внутреннее“ кольцо с малым радиусом, состоящее из двух электронов; наружное кольцо, состоящее из 10 электронов, является двухквантовым и имеет радиус  $8,05 \cdot 10^{-9}$  см. Ее плоскость делит линию  $d$  пополам, разделяя молекулу на 2 симметричные части. Этой модели молекулы соответствует модель атома  $N$ , в которой вокруг ядра расположены два кольца электронов—одно одноквантовое с двумя электронами и другое внешнее двухквантовое с 5 электронами. Молекула  $O_2$  состоит по автору из двух ядер с зарядами  $8 e^+$ ; вокруг каждого ядра расположены близко кольца, состоящие каждое из 2 электронов, и одно кольцо с 12 электронами; плоскость этого последнего кольца делит расстояние между ядрами пополам, разделяя молекулу на 2 симметричные части. Соответственно этой молекуле  $O_2$  атом  $O$  состоит из ядра и двух колец; на внутреннем (одноквантовом) расположены 2 электрона и на наружном (двухквантовом) 6 электронов.

*И. Лазарев.*

### О затухании свечения атома.

(W. Wien. Über die Messungen der Leuchtdauer der Atome und der Dämpfung der Spektrallinien. Ann. der Phys. 60 p. 697—1919).

Автор наблюдал затухание свечения каналового луча, выпущенного из пространства с большим давлением (от 0,06 до 0,014 mm Hg), где происходил разряд, через узкую щель (шириной от 0,1 до 0,2 mm) в сосуд с малым давлением (от 0,0015 до 0,0003 mm Hg). Каналовый луч, выпущенный в пространство с таким малым давлением, свободно в нем распространяется и находящиеся в нем светящиеся атомы постепенно затухают, теряя энергию через излучение. Потухшие атомы вновь не возгораются, не встречая на своем пути, благодаря уменьшенному давлению, молекул, при соударении с которыми атомы могли бы вновь начать излучение.

Каналовый луч, выходящий из упомянутой узкой щели, устанавливался в фокусе линзы коллиматора спектрографа (на месте отнятой щели) и фотографировался. Для сравнения вместе с каналовым лучем фотографировался спектр водорода. Для этой цели особая щель освещалась при помощи линзы светом водородной трубки и изображение этой щели (равное самой щели) проецировалось в одной плоскости с каналовым лучем в фокусе того же коллиматора спектрографа; толщина щели былаась одинаковой с толщиной каналового луча, а длина щели в точности равнялась длине каналового луча. На пути водородных лучей сейчас же на щель ставилась V образная ювета, так что ее ребро было перпендикулярно к щели; эта ювета наполнялась раствором краски, поглощение которой можно считать независимым от длины волны в данной части спектра, а чтобы компенсировать поглощение растворителя к первой ювете прикладывалась такая же вторая, но ребром вверх, наполненная чистым растворителем. Таким образом на фотогра-

<sup>1</sup> e есть положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона.

фической пластинке получалось: во-первых, изображение затухающего каналового луча, ослабление света которого вызывалось ослаблением свечения атомов, причем закон ослабления каналового луча можно выразить так:  $e^{-2\alpha t}$ , где  $2\alpha$  константа затухания, а  $t$  время свечения, если  $v$  скорость

каналового луча, то  $vt = y$ , где  $y$  пройденный путь и  $e^{-2\alpha t} = e^{-2\alpha \frac{y}{v}}$ . Во-вторых, на фотографической пластинке получались изображения линий водорода ослабленных с одного конца кюветой. Закон ослабления каждой из них будет такой  $e^{-kytg\beta}$ , где  $k$  конст. абсорбции краски,  $\beta$  угол кюветы и  $y$  расстояние от ребра кюветы до данной точки. Так как изображение каналового луча и щели были одинаковы, то и  $y$  в обоих случаях было одинаково. Если почернение и уменьшение его на фотографической пластинке для каналового луча и линии водородного спектра подобрать

в точности одинаковыми, то  $e^{-2\alpha t} = e^{-2\alpha \frac{y}{v}} = e^{-kytg\beta}$  отсюда  $2\alpha = k\gamma v$ , где  $\gamma = tg\beta$ .  $\gamma$  и  $k$  легко измерить, а  $v$  измеряется по эффекту Доплера, по формуле  $v = \frac{\delta\lambda}{\lambda} c$ , где  $\delta\lambda$  смещение Доплера, а  $c$  скорость света. Таким образом автор нашел

для $H\alpha$ значение	$2\alpha = 6,20 \cdot 10^7$ сек <sup>-1</sup>
" $H\beta$ "	$2\alpha = 5,52 \cdot 10^7$ сек <sup>-1</sup>
" $H\gamma$ "	$2\alpha = 6,62 \cdot 10^7$ сек <sup>-1</sup>

Из теории электронов по формуле  $2\alpha = \frac{8\pi^2 e^2}{3mc\lambda^2}$  получится

для $H\alpha$ значение	$2\alpha = 5,35 \cdot 10^7$ сек <sup>-1</sup>
" $H\beta$ "	$2\alpha = 9,77 \cdot 10^7$ сек <sup>-1</sup>
" $H\gamma$ "	$2\alpha = 12,7 \cdot 10^7$ сек <sup>-1</sup>

Совпадение получается только для  $H\alpha$ , а для других линий мы видим уже сильное расхождение и понятно: опыт дает одно значение затухания для всех линий водорода, а по электронной теории затухание обратно пропорционально квадрату длины волны. Для кислорода автор получил:

$$2\alpha = 6,55 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$$

т.е. равное затуханию водородного атома.

Далее автор делает попытку, на основании существующего теоретического материала о строении атома, главным образом на основании последних работ Бора и Зоммерфельда, вывести следствия, которые дали бы возможность объяснения полученного им опытного факта, равенства затухания для всех водородных линий, но, как отмечает это сам автор, безуспешно.

Н. Подро.

**Уравнение энтропии твердых тел и газов и универсальный квант энергии.**

(Simon Ratnowsky. Die Entropiegleichung fester Körper und Gase und das universelle Energiequantum. Berichte d. deutsch. physik. Gesellschaft, 1916 p. 263).

Исходные гипотезы вывода следующие:

а) Всякая система материальных элементов обладает „нулевой энергией“, присутствующей в теле и при абсолютном нуле температуры. С изменением энергии тела, производимым извне, связано изменение собственной, нулевой энергии системы.

б) Система предполагается канонической (по Gibbs'у), т. е. число элементов, находящихся в объеме  $dh$  статистического  $2n$ -мерного пространства:

$$\rho(q, p)dh = N \cdot e^{-\frac{\psi - \epsilon}{\theta}} \cdot dh \dots \dots \dots (1)$$

$q$  и  $p$  — обобщенные координаты,  $N$  — общее число элементов,  $\psi$  — статистическая свободная энергия,  $\theta$  — пропорциональна абсолютной температуре,  $\epsilon$  — полная энергия.

в) Полная энергия системы  $\epsilon$  — выбирается квадратной функцией координат  $p$  и  $q$ :

$$\epsilon = \frac{f}{2} (q_1^2 + q_2^2 + \dots + q_n^2) + \frac{1}{2m} (p_1^2 + p_2^2 + \dots + p_n^2) \dots (2)$$

д) Величина собственной энергии, приходящейся на одну степень свободы системы не может превышать определенной, характерной, для данной системы границы.

е) Число степеней свободы системы из  $N$  элементов.

$$n = 3N \dots \dots \dots (3)$$

Вычисляя обычными приемами сначала полную свободную энергию системы  $\psi$  на основании гипотез б) и в), Ratnowsky вводит далее гипотезы а), д) и е), находит выражение для свободной термической энергии  $\psi_1$  и получает уравнения энтропии и энергии

$$S = 3Nk \left[ \frac{\frac{\epsilon_0}{kT}}{e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} - 1} - \log \left( 1 - e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} \right) \right] \dots \dots \dots (4)$$

$$U = 3N \frac{\epsilon_0}{e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} - 1} \dots \dots \dots (5)$$

где  $k = 1347.10^{-16}$ ,  $\epsilon_0$  — предельная энергия одной степени свободы. Далее Ratnowsky показывает, что из гипотез а) и д) необходимо вытекает, что

$$\epsilon_0 = h\nu \dots \dots \dots (6)$$

Если обозначить

$$\frac{1}{\theta} \left[ \frac{f}{2} q^2 + \frac{1}{2m} p^2 \right] = x$$

то на основании всех сделанных гипотез свободная собственная энергия  $\psi_0$  определится из соотношения:

$$e^{-\frac{\psi_0}{\theta}} = \left[ \theta \cdot 2\pi \sqrt{\frac{m}{T}} \int_0^{x_0} e^{-x} dx \right]^{3N} \dots \dots \dots (7)$$

где  $x_0 = \frac{\epsilon_0}{kT}$ ,  $\theta = kT$ ; но, вообще говоря,

$$2\pi \sqrt{\frac{m}{T}} = \frac{1}{v} \dots \dots \dots (8)$$

где  $v$  — некоторая частота колебаний. Подставляя в (7), находим:

$$\psi_0 = -3NkT \log \frac{kT}{v} \left( 1 - e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} \right)$$

для „собственной энтропии“ (Eigenentropie) находим:

$$S_0 = - \frac{d\psi_0}{dT} = -3Nk \left[ \frac{\frac{\epsilon_0}{kT}}{e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} - 1} - \log \left( 1 - e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} \right) \right] - 3Nk \log \frac{v}{kT} + 3Nk \quad (9)$$

Классическая теория дает следующее выражение для энтропии системы  $N$  элементов твердого тела:

$$S = 3R \log T + S' \dots \dots \dots (10)$$

где  $R = kN$ ,  $S'$  — константа. Приравнявая для случая

$$kT \gg \epsilon_0$$

$S'$  собственной энтропии (9), находим:

$$\frac{\epsilon_0}{v} = h \dots \dots \dots (11)$$

где  $h$  — универсальная постоянная. В таком случае формула (5) вполне совпадает с известной формулой Planck'a—Einstein'a.

Остается открытым вопрос насколько совместимо одновременно применение гипотез  $a)$  и  $d)$  с одной стороны и  $b)$ ,  $c)$  с другой. Сомнительна также универсальность  $h$  в формуле (11) при ограничении  $e)$ .

С. Вавилов.

**Необходимые физические допущения, лежащие в  
основе вывода Планк'овского закона радиации.**

(F. Russell v. Bichowsky. Phys. Rev. 1918 г. № 1).

В речи, произнесенной на заседании Американского Физического Общества в Вашингтоне в апреле 1917 года, Russell v. Bichowsky указал на то, что общее мнение, согласно которому для вывода Планковского закона радиации необходимо квантование энергии, не совсем справедливо. Bichowsky доказывает, что самая слабая сторона теории Планка лежит не в том, что излучение квантового характера, а в допущении, что Maxwell'овский закон о равномерном распределении энергии применим к излучению черного тела.

По мнению Bichowsky'го предположения, что 1) Планковский закон

есть опытный факт; 2) излучение носит квантовый характер; 3) Максвелловский закон применим к излучению—эти предположения не независимы друг от друга. Справедливость каких-либо двух из них,—ведет непременно к третьему и следовательно никакими математическими выкладками нельзя получить формулы Планка не сделав допущения о применимости к излучению Максвелловского закона.

Источником противоречий, которые существуют между теорией Планка и классической механикой, является Максвелловский закон, и только надлежащее обобщение его даст возможность избежать этих противоречий и избавиться от необходимости допускать, что излучение совершается квантами. В качестве такого обобщения Вичовский указывает формулу Gibbs'a о каноническом распределении энергии, формулу, которая дала возможность S. Ratnowsk'ому из наименьшего числа гипотез прийти к формуле Планка. Математическую сторону работы Ratnowsk'ого Вичовский перечисляет в качестве дополнения к своей работе.

*А. Предводителев.*

### Теплота нейтрализации и теория квантов.

(Adelf Heydweiller. Neutralisationswärme u. Quantentheorie, Annalen der Physik (48) p. 681, 1915).

Heydweiller пользуется выражением энергии системы  $N$  осцилляторов (частоты  $\nu$ ) во второй форме Planck'a:

$$\epsilon = N \cdot h\nu \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{e^{-\frac{h\nu}{kT}} - 1} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Работами Stark'a и Haber'a доказано, что при химических превращениях, частота, определяющая энергию превращения весьма близка к дисперсионной. Для комнатной температуры ( $T \approx 300^\circ$ ) и частот порядка  $10^{-15}$ — $10^{-16}$  уравнение (1) принимает вид:

$$\epsilon = N \frac{h\nu}{2} \dots \dots \dots (1')$$

Тепловой эффект реакции, сопровождающейся изменением связи только одного электрона должен быть по формуле (1') пропорционален изменению частот, причем фактор пропорциональности  $N \frac{h}{2}$ . Heydweiller разбирает случай соединения ионов  $H$  и  $OH$ . Теплота соединения в этом случае тщательно измерена и настолько значительна, что можно ожидать большого изменения  $\nu$ . Обозначая собственную частоты  $H_2O$   $\nu_m$  и  $OH$   $\nu_i$  можно вычислить на основании (1') изменение частот которое, должно бы произойти при справедливости теории Planck'a

$$\nu_m - \nu_i = 0,2895 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$$

с точностью до 1%.

Если пользоваться теорией Drude, то величина  $\nu_m - \nu_i$  может быть найдена из молекулярной рефракции и магнито-оптических постоянных. При этом необходимо сделать следующие предположения: 1) молекула воды содержит довольно значительное число сильно связанных электронов большой

и приблизительно одинаковой частоты и один слабо связанный валентный электрон, определяющий явления дисперсии и магнито-оптического вращения. 2) При электролитическом распаде изменяется только частота валентного электрона. 3) Все электроны определяются нормальным  $\frac{e}{m} = 5,30 \cdot 10^7$  (э. ст. ед.).

Для вычисления молекулярной преломляемости иона *OH* Heydweiller берет результаты своих прежних работ, связывающие электропроводность и плотность щелочных гидроксидов с их рефракцией. Соответствующие измерения произведены заново.

Найденное таким способом изменение частот:

$$\nu_n - \nu_1 = 0,292 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1} \dots \dots \dots (3)$$

Формула (1') прекрасно подтверждается. Отсюда Heydweiller делает вывод о справедливости гипотез положенных в основание вычисления (2) и (3).

*С. Вавилов.*

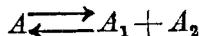
### Кинетическая теория скоростей реакций.

(A. March. Physik. Zeitschr. XVIII 1917. p. 53).

В работе напечатанной в Phys. Zeitschr. за 1917 г. March, пользуюсь методами статистики, стремится дать кинетическую картину для скоростей газовых реакций. Теория March'a совершенно общего характера, хотя он останавливает свое внимание на специальном случае диссоциации газа, — именно, когда газ внезапно из состояния, находящегося под очень большим давлением, переходит в состояние, находящееся под очень малым давлением. Элементы, составляющие газовую молекулу, находятся в фазовых пространствах (пространства обобщенных координат) и связаны с определенными фазовыми точками; они по March'у будут всегда ассоциированы, если значения их обобщенных координат не переступают некоторых предельных значений. Этими значеками определяется поверхность раздела двух фазовых пространств, — „пространства ассоциации“ и „пространства диссоциации“. Процесс разложения молекулы заключается в том, что некоторая фазовая точка, с которой связан тот или иной элемент молекулы, переходит из пространства ассоциации“ в „пространство диссоциации“, обратный процесс соответствует обратному переходу фазовой точки. Предполагая далее, что силовую функцию интрамолекулярных сил можно выразить формулой:

$$V = 1/2 (\alpha_1 p_1^2 + \alpha_2 p_2^2 + \alpha_3 p_3^2 + \dots + \alpha_n p_n^2)$$

где  $p_1, p_2, \dots, p_n$  обобщенные моменты, и что газовая диссоциация идет по схеме:



March дает следующие выражения соответственно для коэффициентов скоростей прямой и обратной реакции:

$$1) \quad \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dt} = K = \frac{e^{-\frac{\epsilon}{\alpha T}} \cdot \frac{dE}{dt}}{2\alpha_1 p_1 \int_{-p_1}^{+p_1} e^{-\frac{\alpha_1 p_1^2}{2\alpha T}} \cdot dp_1}$$

$$2) \quad \frac{1}{h'} \cdot \frac{d\tilde{n}'}{dt} = K' = \frac{dE}{dt}$$

Величина  $\frac{dE}{dt}$  выражает среднюю скорость изменения энергии со времени, приходящуюся на молекулу;  $\epsilon = \frac{1}{2} \alpha_1 \rho_1^2$ ;  $\rho_1$  — предельное значение момента  $\rho_1$ ;  $T$  — абсолютная температура;  $\alpha$  — константа Boltzmann'a. В заключении своей работы Migneh указывает, что его теория, не приводя в противоречие с формулами, полученными термодинамически другими учеными, допускает удобное применение к процессам фотохимическим и к ионному катализу.

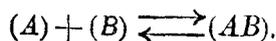
*А. Преодолятелев.*

### К теории газовых реакций.

(Heinrich Löwy. Ann. d. Phys. 1915 г. 561).

Сравнительно очень давно Либихом была высказана мысль, что при каталитических реакциях, повидимому, играет роль резонанс между молекулярными колебаниями катализатора и вещества, участвующего в разложении, или, переводя эту мысль на язык электродинамики, можно сказать, что каталитические реакции есть нечто весьма похожее на своеобразный внутренний фотохимический процесс. Мысль весьма заманчива и с точки зрения современного учения об удельном тепле, где электромагнитным процессам отведена исключительная роль, кажется весьма правдоподобной. Работа Löwy ставит себе целью проследить на газовых каталитических реакциях плодотворность высказанной мысли. Прежде всего Löwy показывает, что если экспериментальный и теоретический материал последних лет говорит против прямого Либиховского резонанса, то все-таки очень вероятно взаимодействие между электромагнитными колебаниями молекулы газа и молекул катализатора, в виду того, что газовые каталитические реакции протекают в адсорбционном слое относительно высокой концентрации, где область собственных частот, внутри которой система осцилляторов достигает максимума, иная, чем в не адсорбированном газе.

Далее Löwy рассматривает обыкновенную газовую реакцию, идущую по схеме:



И предполагая число распавшихся молекул пропорциональным колебательной энергии  $E$ , которая в свою очередь квантового характера, получает следующее выражение для средней колебательной энергии необходимой для разложения молекулы  $(AB)$ .

$$\epsilon = \frac{\sum (nh\nu)^2 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum (nh\nu) e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}$$

= 1, 2, 3 и т. д.

## Об уширении спектральных линий.

(J. Holtsmark. Über die Verbreitung von Spektallinien, Ann. d. Phys. 58, p. 577, 1919).

Причины уширения спектральных линий могут быть весьма разнообразными, частью кинематического происхождения (поступательное и вращательное движение молекул), частью физического (затухание колебаний вследствие излучения или вследствие соударения молекул). Открытие явления расщепления спектральных линий в электрическом поле позволило Starkу указать на этот эффект, как на один из факторов, существенно влияющих как на уширение линии, так и на распределение энергии внутри уширенной полосы. Stark не дал математической формулировки своей гипотезы, указав только на ряд фактов, качественно подтверждающих ее: линии, дающие сильное расщепление в электрическом поле, обладают и значительной шириной; если компоненты расщепленной линии располагаются ассиметрично по отношению к первоначальной, то и распределение энергии внутри уширенной линии обычно ассиметрично. Holtsmark облекает воззрения Stark'a в математическую форму. Ход рассуждений автора таков. Пусть имеется излучающий атом, окруженный  $N$  однотипными атомами. Электрические поля этих атомов вызывают расщепление линии, посылаемой излучающим атомом. Вследствие движения атомов результирующее электрическое поле переменено по величине и направлению, расщепленная линия практически сливается в полосу. Holtsmark ищет прежде всего вероятность того, что электрическое поле  $F^{(0)}$ , действующее на излучающий атом, лежит в пределах между  $F'_0$  и  $F_0 + dF'_0$ . Пользуясь частью приемом Маркова<sup>1)</sup> Holtsmark решает задачу для некоторых частных случаев, практически наиболее существенных. В ходе решения задачи приходится вычислять потенциал в некоторой точке  $x, y, z$ , вызываемый  $s$  зарядами данного атома. Обозначая величину зарядов  $e_s$ ,  $R_s$ —расстояние данного заряда до точки  $x, y, z$  имеем для потенциала

$$\Phi = \sum \frac{e_s}{R_s} \dots \dots \dots (1).$$

Пусть  $r$  — расстояние точки  $x, y, z$  от геометрического центра атома (начало координат),  $x_s, y_s, z_s$  координаты точечных зарядов  $e_s$ . Обозначая

$$xx_s + yy_s + zz_s = (W W_s)$$

скалярн. произведением двух векторов и разлагая в ряд  $\left\{ \frac{1}{R_s^2} \right\}^{-1}$  найдем из (1)

$$\Phi = \frac{\sum e_s}{r} - \frac{1}{r^2} \left( \frac{\partial}{\partial r}, \sum e_s \vartheta_s \right) - \frac{1}{2r^3} \left\{ \sum e_s r_s^2 \left( 1 - \frac{\delta x^2}{r^2} \right) + \sum e_s y_s^2 \left( 1 - \frac{\delta y^2}{r^2} \right) + \sum e_s z_s^2 \left( 1 - \frac{\delta z^2}{r^2} \right) - \frac{6 \sum e_s x_s y_s x y}{r^2} - \frac{6 \sum e_s y_s z_s y z}{r^2} - \frac{6 \sum e_s z_s x_s z x}{r^2} \right\} \dots (2).$$

Если  $\sum e_s \neq 0$ , то мы имеем дело со свободными зарядами, т.-е. ионами, если  $\sum e_s = 0$ , но  $\sum e_s \vartheta_s \neq 0$  налицо случай диполя с определенным электрическим моментом, случай  $\sum e_s = 0$ ,  $\sum e_s \vartheta_s = 0$ ,  $\sum e_s^2 \neq 0$  и т. д. соответствует нейтральному атому, *квадруполю*, как его называет Holtsmark. Для трех

<sup>1)</sup> А. А. Марков. Исчисление вероятностей. С.-Пб. 1908, с. 48.

указанных случаев и вычисляется вероятность поля  $F_0$ ,  $W(F_0)$ . Результат вычисления следующий

Ион

$$W(F_0)dF_0 = \frac{4}{3\pi} \beta^2 d\beta \left[ 1 - 0,4628\beta^2 + 0,1227\beta^4 - 0,02325\beta^6 - \dots \right] \quad (3)$$

где  $\beta = \left[ \frac{F_0}{4,21 \pi e^3 n} \right]^{1/2}$ , причем  $n$  — число молекул в 1 ест. е — заряд иона

Диполь  $W(F_0)dF_0 = \frac{4}{\pi} \frac{\beta^2 \cdot d\beta}{(1 + \beta^2)^2} \dots \dots \dots (4)$

где  $\beta = \frac{F_0}{4,54 m n}$ , причем  $m$  — момент диполя

Квадруполь  $W(F_0)dF_0 = \frac{4}{3} \cdot \frac{4}{\pi} \beta^2 d\beta [1 - 2,41\beta^2 + 11,25\beta^4 - 72\beta^6 + \dots] \quad (5)$

где  $\beta = \frac{F_0}{(11,49 n A^2)^{1/2}}$ , причем  $A = \sum e_s z_s^2 - \sum e_s y_s^2$ , (атом представляется симметричным относительно одной оси). В присутствии поля  $F_0$  линия с частотой  $\nu_0$  расщепляется таким образом, что интенсивность распределяется по некоторому закону

$$J(F, \nu) \cdot d\nu \dots \dots \dots (6)$$

Отсюда для распределения интенсивности в уширенной линии, вообще говоря, имеем

$$J d\nu = d\nu \int_0^\infty J(F, \nu) \cdot W(F) \cdot dF \dots \dots \dots (7)$$

Заменяя приближение закона (6) средней величиной, т.е. предполагая, что под влиянием электрического поля происходит только равномерное расширение спектральной линии, причем суммарная излучаемая энергия остается неизменной, Holtzmark пишет

$$\left. \begin{aligned} J(F, \nu) &= \frac{f}{2\nu m} \text{ внутри } 2 \nu m \\ J(F, \nu) &= 0 \text{ вне } 2 \nu m \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

где  $2\nu m$  — „ширина“ расщепленной линии,  $f$  — суммарная энергия. На основании (3), (4), (5), (7), (8) можно найти для всех трех рассматриваемых случаев распределение интенсивности внутри уширенной линии, а также половину ширины полосы, т.е. разницу между двумя частотами, соответствующими половине максимальной интенсивности линии. Holtzmark получает следующие значения для этой величины:

$$\left. \begin{aligned} \text{Ион} \dots \dots \dots & 3,25 c \cdot n^2_{\text{э.е}} \\ \text{Диполь} \dots \dots \dots & 4,54 c \cdot n m \\ \text{Квадруполь} \dots \dots \dots & 17,2 c \cdot n^4_{\text{э.А}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

где  $c$  — константа эффекта Stark'a. Таким образом только в случае диполей половина ширины линии прямо пропорциональна концентрации, в двух других случаях зависимость более сложная. Теория Holtzmark'a связывает уширение спектральных линий с весьма интересными физическими постоянными, в частном случае квадруполя, характеризующими строение атома или молекулы (константа  $A$ ). Автор применяет свою теорию к существующим опыт-

ным данным, пользуясь моделями строения молекул Bohr'a, Debye'я и Sommerfelda. К сожалению опытные данные относительно эффекта Stark'a и уширения спектральных линий до сих пор крайне скудны и в большинстве случаев неточны. В тех случаях, где условия опыта таковы, что кинематические причины уширения линий не имеют преобладающего значения, автору удастся доказать удовлетворительное совпадение теории с опытом, по крайней мере в отношении порядка соответствующих величин.

*С. Вавилов.*

## О действии электрического поля и давления газа на линии спектральных серий.

(M. Ritter. Ann. d. Phys. 1919 г. № 10).

Объяснение расширения и смещения спектральных линий с повышением газового давления Штарк основывает на следующих соображениях:

Известен факт, что спектральные линии под действием однородного электрического поля раздвигаются или без разложения смещаются в сторону более длинных волн. На каждый элемент совокупности носителей той или иной спектральной линии в газе несомненно действует поле соседних молекул газа (ионов) и в равной степени. Это действие есть функция давления газа, а поэтому с повышением давления должно наблюдаться, если не разложение спектральной линии, то ее расширение и смещение максимума интенсивности.

В виду скудности экспериментального материала, подтверждающего эти соображения, Штарк предложил Ritter'у заняться вопросом о параллелизме изменения спектральных линий от действия электрического поля и от давления газа. Вопрос исследовался с помощью т. н. Kathodenschichtmethode, разработанного Stark'ом, O. Hartke и G. Libert'ом в 1918 году, в атмосфере гелия, аргона с примесью азота. Электрическое напряжение у Ritter'a равнялось приблизительно  $26000 \frac{\text{Volt.}}{\text{cm.}}$

Исследовались линии цинка, ртути, лития и кальция. Во всех случаях ожидаемый параллелизм оправдался. Так, в частности для цинка Ritter'ом были обнаружены следующие закономерности:

а) Линии первого триплета побочной серии цинка под действием электрического поля не разлагаясь смещаются в сторону более длинных волн.

б) Смещение компонент одного и того же триплета приблизительно одинаково.

в) Расширение линий диссимметрично и при этом падение интенсивности в сторону более длинных волн совершается медленнее, чем в сторону более коротких.

Подобные же правильности наблюдались Schwaim'ом при изменении газового давления. Исходя из наблюдений Schwaim'a и своих над линией I N<sub>2</sub> цинка Ritter дает для напряжения электрического поля молекулы величину:  $2080 \frac{\text{Volt.}}{\text{cm.}}$ , которое охватывает область радиуса  $8,10^{-6}$  см. Свои наблюдения Ritter считает безусловно доказывающими гипотезу Штарка.

*А. Предводителев.*

### Предельная частота в спектре гелия, водорода и ртутного пара в крайней ультрафиолетовой части.

(Richardson and C. Bazzoni. The limiting Frequency in the spectra of Helium, Hydrogen and Mercury in the Extreme Ultra-Violet. Phil. Mag. 34. p. 285 1917).

Как известно применение кварцевых линз и призм позволяло получать световые волны до  $1850 \text{ \AA}$  на обыкновенных фотографических пластинках. Пользование пластинками без желатины, поглощающей короткие волны, позволило Schumann'у продвинуть эту область до  $1230 \text{ \AA}$  Lyman в 1914 году, заменив призму решеткой дошел, до  $900 \text{ \AA}$ , а в 1916 г., наполняя камеру гелием, вместо водорода, ему удалось констатировать волны длиной в  $600 \text{ \AA}$ . С другой стороны наибольшая длина мягких Рентгеновских лучей около  $1 \text{ \AA}$ . Следовательно, между световыми и рентгеновскими лучами оставался промежуток в  $600 \text{ \AA}$ . Исследования Richardson'a и Bazzoni значительно сократили этот промежуток.—Ясно, что когда мы переходим к очень коротким волнам, мы должны учитывать то обстоятельство, что они поглощаются не только твердыми телами, но и газом, в котором они распространяются. Поэтому надо стремиться к возможно меньшей длине пути луча в газе (в опытах Lyman'a луч пробегал путь около 2 м.) и необходимо, чтобы газ был насколько чист, а аппарат должен быть сконструирован так, чтобы возможно меньше он мог загрязнить газ. Конечно, при таких условиях для обнаружения коротких волн приходится отбросить метод фотографирования.

Richardson и Bazzoni для этой цели воспользовались фотоэлектрическим эффектом. А именно, радиация, возбуждаемая термоионами в гелии, направлялась на медную пластинку, электроны, выбрасываемые под влиянием этой радиации, при помощи магнитного поля, описывали пути известного радиуса. Из соотношений здесь имеющих можно определить скорость выбрасываемых электронов, а пользуясь известным уравнением Einstein'a  $\frac{1}{2}mv^2 = V.e = h(\nu - \nu_0)$  (где  $m$ —масса электрона,  $v$ —скорость,  $e$ —его заряд,  $V$ —потенциал,  $\nu$  частота возбуждающей радиации,  $\nu_0$ —частота колебаний электрона в пластинке) можно подсчитать  $\nu$ —частоту колебаний радиации, под влиянием которой был выброшен электрон со скоростью  $v$ .

При таких условиях аппарат состоял из кварцевой трубки с соответствующими электродами. Им удалось обнаружить волны в  $420 \text{ \AA}$ .

При помощи этого метода они попытались определить предельные частоты в спектрах гелия, водорода и ртутного пара. Для гелия они получили для предельных длин волн от 470 до 420 (вероятнее всего 420), для водорода от 830 до 950 (наиболее вероятнее 900) и для ртутного пара от 1000 до 1200  $\text{ \AA}$ . При чем эти длины волн не зависят от возбуждающего потенциала. Подставляя в ур. Einstein'a  $V.e = h\nu$  значения для  $V$  (ионизирующего потенциала) взятые из теории Bohr'a (для гелия 29.3,

водорода 13.6 и для ртутного пара 10.5 Volta) мы можем получить для предельных длин волн величины: 422, 909 и 1180 Å. которые чрезвычайно мало отличаются от наблюдаемых Richardson'ом и Bazzoni.

*Т. Молодой.*

### Зависимость между диэлектрической постоянной и минимальным ионизирующим потенциалом газа.

(К. Т. Compton, Application of the electron theory of gaseous dielectrics to the calculation of minimum ionizing potentials. Physical Review **4** VIII p. 413, 1916).

Электронная теория диэлектрической поляризации в ее простейшем виде исходит из гипотезы квази-упругого смещения электрона в молекуле диэлектрика под влиянием наложенного поля <sup>1)</sup>. С другой стороны ионизирующий потенциал соответствует минимальной работе, необходимой для полного извлечения электрона из молекулы. Легко видеть, что периферические электроны будут смещаться особенно сильно и легче других могут быть удалены за сферу действия атома. Связь между диэлектрической постоянной и ионизирующим потенциалом данного газа может быть найдена довольно просто для одноэлектронных атомов а также для тех, у которых орбита внешнего электрона значительно удалена от внутренних орбит.

Из уравнения движения электрона, совершающего колебания под действием квази-упругой силы находим частоту колебаний электрона:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{m \cdot h}} \dots \dots \dots (1)$$

где  $m$  масса электрона и  $h$ —постоянная. С другой стороны электронная теория диэлектрика приводит к такому соотношению, совпадающему с известной формулой Clausius'a—Massoti:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4\pi h \cdot N \cdot e^2}{3} \dots \dots \dots (2)$$

где  $e$ —заряд электрона,  $N$ —число молекул в единице объема,  $\epsilon$ —диэлектрическая постоянная. Для газов  $\epsilon$  весьма близка к единице, поэтому можно положить

$$h = \frac{\epsilon - 1}{4\pi N e^2} \dots \dots \dots (3)$$

Подставляя (3) в (1), имеем:

$$\nu_0 = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\pi N e^2}{m(\epsilon - 1)}} \dots \dots \dots (4)$$

Базируясь на современных воззрениях на природу фото-электрического эффекта, Compton предполагает, что  $\nu_0$  есть минимальная частота, способная вызвать выбрасывание электрона. По гипотезе Einstein'a минимальная энергия

<sup>1)</sup> Н. Lorentz The theory of electrons. 1909. Усложнением теории является гипотеза Debye'a о существовании в диэлектрике постоянных диполей (ср. Debye Phys. Ztsch. **13**, 97, 1912, Kroó ib p. 246, Schrödinger Wien. Ber. **21** II a 1937, 1912, Ratnowsky Verh. d. deutsch. phys. Ges. p. 497, 1913).

потребная для ионизации атома есть  $h\nu_0$ , где  $h$  — универсальная постоянная излучения. Отсюда

$$V_0 \cdot e = h\nu_0 \dots \dots \dots (5)$$

$V_0$  — ионизирующий потенциал. Пользуясь (4), имеем

$$V_0 = \frac{300 \cdot h}{\pi \cdot e} \sqrt{\frac{\pi \cdot N \cdot e^2}{m(\epsilon - 1)}} \dots \dots \dots (6)$$

или

$$V_0 = \frac{0,194}{\sqrt{\epsilon - 1}} \dots \dots \dots (7)$$

Как указано выше, теория развита только для случая *одноэлектронного атома* водородного типа. С другой стороны экспериментальные измерения  $V_0$  и  $\epsilon$  произведены несомненно с значительной погрешностью. Тем поразительнее прекрасное совпадение почти для всех газов  $V_0$ , вычисленных по формуле (7) и измеренных на опыте, как это видно из таблицы.

Газ.	$V_0$	
	Вычислено.	Наблюдено.
H	11,8	11,00
He	22,8	20,75
Ne	16,84	16,0
Ar	8,22	12,0
Zn	3,07	3,74
Cd	2,66	3,96
Hg	4,65	4,89
N	8,05	7,5
O	8,4	9,0

Распространение теории на случай *многоэлектронных атомов* позволит повидимому прийти к соотношению, еще более точно оправдывающемуся на опыте.

С. Вавилов.

## Зависимость диэлектрической постоянной от давления (для воды, этилового алкоголя, метилового алкоголя и ацетона).

(G. Falckenberg. Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante des Wassers, Athylalkohols, Methylalkohols und Aceton vom Druck. Annalen der Physik 67 p. 145—1920).

Зависимость диэлектрической постоянной от давления исследовали уже Röntgen <sup>1)</sup>, Ratz <sup>2)</sup>, Orivay <sup>3)</sup>. Эти авторы приходят к заключению, что прирост диэлектрической постоянной  $\Delta\epsilon$ , при увеличении давления от 1 до 500 атмосфер составляет не более чем 1% (для этилового, метилового алкоголя, воды, этилового эфира, бензола, хлороформа и друг.). Автор реферлируемой работы полагает, что методы его предшественников были недостаточно чувствительны и точны и определяет прирост диэлектрической постоянной, пользуясь весьма тонким методом усовершенствованным методом Drude.

Изысканная жидкость наливается в маленький конденсатор, включенный во вторичный колебательный контур. В первичный контур автор помещает искровой разрядник и антенну, соединенные по способу Rukop'a <sup>4)</sup>, и позволяющие получать колебания с слабым затуханием и с переменной длиной волны. Изменять длину волны можно весьма тонко, воздействуя на микрометрический винт и, с помощью его, увеличивая или уменьшая емкость антенны.

Антенны вторичного контура также могут быть слегка удлинены или укорочены, что позволяет уже более грубо настраивать системы в резонанс.

Энергию колебаний в этих антеннах можно измерять с помощью термoelementa, включенного во вторичный контур и присоединенного к чувствительному панцирному гальванометру Du-Bois-Rubens'a.

Откладывая на диаграммах по оси абсцисс деления микрометра, удлиняющего и укорачивающего первичных антенных, а по оси ординат—показания гальванометра, автор строит кривые резонанса и по ним определяет положение микрометрического винта, соответствующее резонансу.

Сжимаемая жидкость, заключенную в конденсаторе, он наблюдает *смещение* „точки резонанса“ и по нему определяет приращение диэлектрической постоянной.

Для этого прибор предварительно градуируется: в конденсатор наливается определенная смесь воды и ацетона (6,12<sup>1</sup>/<sub>2</sub> и 25 gr. ацетона на 100 gr. смеси). Значение диэлектрической постоянной для таких смесей автор заимствует из работы Drude <sup>5)</sup> и наблюдает, какому смещению микрометрического винта соответствует определенное изменение диэлектрической постоянной жидкости, заполняющей, в том или ином случае, конденсатор.

Так как парафиновое масло, которое заполняет насос Caillete, сжимающая жидкость в конденсаторе—тоже находится в электрическом поле (хотя и слабом) и на конечном результате может отразиться изменение

<sup>1)</sup> W. C. Röntgen. A. d. P. 53 p. 599. 1894.

<sup>2)</sup> F. Ratz. Z. f. phys. Chem. 19 p. 111. 1896.

<sup>3)</sup> R. Orivay. A. d. P. 36 p. 1. 1911.

<sup>4)</sup> H. Rukop. A. d. P. 42 p. 459. 1913.

<sup>5)</sup> P. Drude. A. d. P. 67 p. 496. 1897.

диэлектрической постоянной парафинового масла, то автор вводит соответствующие поправки.

Результаты работы Falckenberg'a таковы:

1) В о д а.

Столбец „А“ соответствует первоначальному давлению в сосудике, равному 7 атмосфер. Столбец „В“—давлению, повышенному до 200 атмосфер (наблюдение делается после наступления теплового равновесия—после падения температуры сжатой жидкости до прежней величины. Температура в комнате во все время опыта поддерживается постоянной в пределах  $16,3^{\circ} \pm 0,1^{\circ} \text{C}$ ).

Столбец „С“—соответствует давлению, опять пониженному до первоначальных 7 атмосфер.

Группа наблюдений.	Установка микрометра м.м.			Средняя разность м.м.
	А	В	С	
1	42,92	46,06	43,50	2,85
2	50,48	53,25	50,20	2,91
3	51,21	54,76	51,51	3,40

Среднее:  $3,05 \pm 0,23$

Указанная выше градуировка прибора позволяет заключить, что при увеличении давления на 193 атмосферы диэлектрическая постоянная возрастает на 0,764—0,775.

Вводя поправку на изменение диэлектрической постоянной масла, заключенного в насосе, автор получает окончательно: при  $\Delta p = 193 \text{ atm}$  —  $\Delta \epsilon = 0,722$  т.-е. около  $0,88\%$

2) Этиловый алкоголь.

Значения столбца „В“ получены в тех же условиях, как и в случае воды. Столбцы „А и С“ соответствуют давлению 15 atm.

Группы.	Установка микрометра м.м.			Средняя разность м.м.
	А	В	С	
1	38,25	40,43	38,50	2,05
2	39,75	42,17	40,02	2,28

Средняя:  $2,16 \pm 0,07$

Принимая во внимание градуировку прибора и вводя поправки, автор получает окончательно:

$$\text{при } \Delta\rho = 185 \text{ atm.} \quad \Delta\epsilon = 1,8\%.$$

3) МЕТИЛОВЫЙ АЛКОГОЛЬ.

Аналогично первым двум случаям, получается:

Среднее смещение микрометра:  $3,09 \pm 0,04$  мм.

и окончательно:

$$\text{при } \Delta\rho = 185 \text{ atm.} \quad \Delta\epsilon = 1,88\%.$$

4) АЦЕТОН.

Среднее смещение микрометра:  $2,98 \pm 0,03$

$$\text{при } \Delta\rho = 185 \text{ atm.} \quad \Delta\epsilon = 2,9\%.$$

Так как для воды, этилового, метилового спиртов и для ацетона уже довольно точно найдена зависимость между давлением и плотностью, то автор пользуется своим экспериментальным материалом для проверки формул, выражающих связь между плотностью и показателем преломления ( $n$ ) равным (для длинных волн) корню квадратному из диэлектрич. постоянной.

$$n_\infty = \sqrt{\epsilon}.$$

Из трех формул, выражающих эту связь:

$$\text{а) } \frac{n^2 - 1}{d} = \text{Const} \quad \text{б) } \frac{n - 1}{d} = \text{Const.} \quad \text{и в) } \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d} = \text{Const.}$$

наиболее точное совпадение даст, как оказывается, — первая. Последняя формула (Lorentz-Lorenz'a) дает неудовлетворительные результаты.

Для объяснения этого автор пытается, подобно Wien'у<sup>6)</sup> подставлять в эту формулу вместо числа 2, некоторое число  $u$ , тем большее, чем больше форма молекулы отличается от шарообразной.

Исходя частью из своей работы, частью же из работы Ortvay<sup>7)</sup>, он находит для  $u$  значение иногда совершенно неимеющее физического смысла (для этилового спирта, например,  $u = \infty$ ). Неприменимость формулы Lorentz-Lorenz'a в этих случаях автор объясняет сильной полимеризацией молекул. Доводы в пользу такого предположения он находит на сравнения некоторых констант, характеризующих полимеризацию именно: констант Eötvös'a (температурного коэффициента молекулярной энергии поверхностного слоя) и констант Tronton'a (частное от деления молекулярной скрытой теплоты испарения на абсолютную температуру кипения).

Оказывается, что жидкости, обнаруживающие наибольшие отклонения от формулы Lorentz-Lorenz'a, обнаруживают подобные же отклонения и от формул Eötvös'a и Tronton'a.

В. Шулейкин.

<sup>6)</sup> O. Wien. Ber. d. Leipz. G. d. W. Math. Phys. Kl. 61. 62 p. 256. 1909 10

<sup>7)</sup> Eötvös. A. d. P. 27 p. 452. 1886.

<sup>8)</sup> F. Tronton. Phil. Mag. (5) 18 p. 54. 1884.

### О значении механического эквивалента теплоты.

(W. Jäger und H. von Steinwehr (Phys. Technisches Reichsanstalt) Ann. d. Physik, 1919, 1358, p. 487.)

В своем сообщении авторы дают следующую таблицу значений для механич. экв. теплоты:

1843 Joule . . . . .	4,173
1878 Rowland . . . . .	4,184
1893 Griffiths . . . . .	4,188
1894 Schuster и Gannon . . . . .	4,185
1897 Reynolds и Moorby . . . . .	4,184
1899 Callendar и Barnes . . . . .	4,184
1900 Griffiths (испр.) . . . . .	4,184
1908 Cremien и Rispaill . . . . .	4,189
1909 Barnes . . . . .	4,185
1911 Bousfield . . . . .	4,179
1915 Авторы . . . . .	4,184
1915 Sutton-Heming . . . . .	4,185

Стало быть значение для мех. экв. теплоты (между 0° и 50°), давнее Phys.-Techn. Reichsanst равняется 4,184<sub>2</sub> Joul'я, при 15° C, а не 4,188 при 15° C, как это было дано в предварительном сообщении.

*Т. К. Молодой.*

### О „жесткости“ рентгеновских трубок.

(F. Dessauer. Erzeugung harter Röntgenstrahlen. Phys. Zeitschr., 14 (1913), p. 246).

Получение однородных рентгеновских лучей большой жесткости представляет собой задачу весьма важную как в научном, так и в чисто-практическом отношении. За самое последнее время были сделаны попытки использовать, для разрешения этой задачи, современные мощные приспособления рентгеновской техники. Такие попытки уже привели к чрезвычайно интересным положительным результатам <sup>1)</sup>.

Однако, всякому практически работавшему в области рентгенологии хорошо известно, что техническая рентгеновская трубка дает целый комплекс лучей различной жесткости. Поэтому термины: „жесткая“ или „мягкая“ трубка относятся к некоторому среднему, суммарному эффекту, улавливаемому грубыми техническими приборами. Таким образом, в состав излучения даже самой жесткой трубки всегда входят и мягкие лучи.

Как известно, разряд индуктора носит характер системы быстро затухающих электрических колебаний, период которых определяется емкостью и самоиндукцией вторичной цепи <sup>2)</sup>. Следовательно, свечение трубки яв-

<sup>1)</sup> Напр. F. Dessauer. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. Heft 16/17 1917. Naturwissenschaften. Heft 12 1918.

Рефер. С. Ржевкина. Успехи Физ. Наук, т. I. Вып. 3—4. p. 251 (1918).

<sup>2)</sup> Duddel. Journal of the Röntgen Society 1918 г.

F. Dessauer. Phys. Zeitschr. 13, p. 1101 (1912).

G. W. Kaye. X—Rays. p. 62. London 1917.

дится „мигающим“ в зависимости не только от прерываний тока в первичной цепи, но и от этих собственных колебаний в цепи вторичной. Дессауер обнаружил это обстоятельство следующим простым опытом.—Рентгеновские лучи направлялись на свинцовый экран и, пройдя щель в 1 мм. шириной попадали на фотографическую пленку, укрепленную на быстро вращающемся диске. В результате, на пленке получалось не сплошное почернение, а целая система полос. При этом выяснилось, что общее время свечения трубки при единичном индукционном толчке составляет приблизительно  $4 \cdot 10^{-3}$  сек., т. ч. по истечении именно этого промежутка времени колебания совершенно затухают. Возникает вопрос, являются ли лучи, вызывающие каждую из таких полос, однородными в отношении жесткости или они также состоят из смеси лучей различной проникаемости. Чтобы ответить на этот вопрос был поставлен следующий опыт: щель в свинцовом экране закрывалась лестницеобразным алюминиевым телом, через которое проходили рентгеновские лучи, прежде чем попасть на фотографическую пластинку. При таком расположении мягкие лучи должны поглощаться уже сравнительно незначительным слоем алюминия, а лучи достаточно жесткие могут пройти сквозь все алюминиевое тело.

Оказалось, что вначале, при загорании трубки возникают, весьма жесткие лучи, которые становятся все мягче по мере того, как излучение близится к концу. Последние порции излучения содержат лишь очень мягкие лучи. Следовательно, мы можем считать, что отдельные компоненты того комплекса лучей, который дает рентгеновская трубка получаются, не одновременно, но, преимущественно, последовательно: сперва жесткие, затем средние и, наконец, мягкие лучи.

*Э. Шпольский.*

### Разряд при очень низком давлении.

(J. E. Lilienfeld. Zur Hochvacuumentladung. Ann. d. Phys. 61 s. 221—263, 1920).

Толчком к ряду работ автора по этому вопросу <sup>1)</sup> послужило то обстоятельство, что напряжение у борков трубки, необходимое для получения определенной силы тока, растет с понижением давления, раз перейден некоторый предел разряжения газа. Lilienfeld объясняет это недостаточной ионизацией в остатках газа и появлением вследствие этого объемного заряда от наличия электронов. При дальнейшем понижении давления в конце концов наступает момент, когда все явления, сопровождающие разряд, не зависят больше от плотности газа. При этом наблюдается повышение разности потенциалов при увеличении силы тока, и соотношение между этими величинами, т.-е. характеристика может быть выражена в общем случае формулой  $i = av^n + b$ , где при не особенно малых значениях  $i$  и  $v$  можно пренебречь константой  $b$ . Особенно характерны показатели 2 и  $3/2$ . При пропорциональности силы тока квадрату разности потенциалов вдоль оси разряда не на-

<sup>1)</sup> J. E. Lilienfeld. Ann. d. Phys. 32 s. 673, 1910; 43 s. 24 26, 1914; Phys. Zeitschr. 9 s. 193, 1908;

Lilienfeld u. Rosenthal Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 18. 4, s. 256, 1912.

Lilienfeld Phys. Rev. 3 p. 364, 1914; Phys. Zeitschr. 15 s. 744, 1914; Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 23 s. 383, 1915; Ber. d. Säch. Ges. d. Wiss. 66 s. 76, 1914; Leipziger. Sächs. Ges. d. Wiss. 69 s. 45, 1917.

блюдается объемного заряда, и таким образом признаком очень малой упругости газа в трубке автор считает соотношение  $i = av^2$ , в противоположность другим исследователям, а также данным техники, которые указывают, как на необходимый и достаточный признак сильного разряда, наличие показателя  $n = 3/2$ .

Реферлируемая работа имеет целью проверить вышеприведенные результаты прежних работ автора, причем он применяет для измерения равенности потенциалов вдоль оси трубки вместо зондовых электродов или подвижной анод или два неподвижных анода в двух цилиндрических коленах одного диаметра, но разной длины, или же наконец один неподвижный и один съемный анод в одном и том же цилиндрическом колене. Катодом в трубках этих трех типов служит танталовая излучающая лампа, помещенная в уширенной части трубки. Так как характер исследуемых явлений зависит от плотности тока и наличия или отсутствия объемного заряда, то разница потенциалов измерялась только в цилиндрической части трубок, причем особенно остереженным приходилось быть в местах перехода узких частей трубок в широкие, где все явления значительно усложняются и вывести какую-либо закономерность представляется весьма затруднительным.

Намеряя напряжение у борков трубки при различных расстояниях анода от катода и вычитая полученные цифры, определялось падение потенциала вдоль оси цилиндрической части трубки и одновременно эллиминировались явления, происходящие непосредственно у электродов (катодное и анодное падение).

Ряд подобных наблюдений, произведенных в пределах 1060 — 8980 Volt и 3,3—21,7 Mil. amp. дал прямолинейное падение потенциала. Что касается характеристической кривой, то соотношение между силой тока и разностью потенциалов подтвердило формулу  $i = av^n + b$ , причем для  $n$  получены величины: 1,51; 1,72; 1,73; 1,86; 2,00. Отклонение от „закона квадратов“ тем меньше, чем сильнее разряжение и чем длиннее цилиндрическая часть трубки. Отклонение это происходит вероятно от несовершенства конструкции трубок. Показатель  $n = 3/2$  может характеризовать по мнению автора сильное разряжение лишь в частных случаях, когда пути электронов идут от катодов или радиально или параллельно <sup>2)</sup>. Это подтверждается построением характеристики особого вида вентильной трубки, для которой при сильном разряжении автор получил для  $n$  величины = 1,66; 1,46; 1,57; 1,31. Другой характерный признак сильного разряжения в цилиндрических трубках, сопутствующий прямолинейному падению потенциала — отсутствие объемного заряда ведет к заключению, что мы имеем явление электропроводности, аналогичную таковой в металлах. Следовательно кроме переноса электрических зарядов между электродами должно наблюдаться беспорядочное движение, свободная энергия которого в каком либо сечении трубки выделяется в виде тепла. В каждом объеме между двумя сечениями трубки, перпендикулярными к оси входит с одной стороны такое же количество энергии движения зарядов как ее выходит из другой, несмотря на значительное падение потенциала. В таком случае нагревание анода не должно зависеть ни от длины оси разряда, ни от напряжения у борков, т.е. от расстояния анода от катода. Правильность такого заключения автор доказывает измерением температуры анода. В пределах погрешности опыта в двух цилиндрических коленах разной длины при одинаковой силе тока температуры анодов

<sup>2)</sup> Langmuir Phys. Rev. (2) 2 p. 450, 1913; Phys. Zestchr 15 p. 348, 1914; Gershauser Ann. d. Phys. 51, s. 705; 847; 1916.

получились одинаковы. В заключение работы приведен новый опыт с особой Рентгеновской трубкой, в которой вместо антикатада поставлена на кварцевом стержне кварцевая же пластинка, которая может быть нагрета до любой температуры разрядом между излучающей лампой и просверленным катодом. Несмотря на сильное разряжение в трубке изолятор очевидно не заряжается до потенциала, который мог бы препятствовать дальнейшей бомбардировке электронами. Следовательно отсутствие заряда на кварце и стекле в разряженной трубке не может служить еще доказательством того, что имеется некоторая проводимость, которую можно было бы приписать недостаточному разряжению, как это утверждает Langmuir <sup>3)</sup>.

*А. Трапезников.*

### Об изменении силы тяжести при движении тел по поверхности земли к востоку и западу.

(Roland Eötvös. Experimenteller Nachweis der Schwereänderung, die ein auf normal geformter Erdoberfläche in östlicher oder westlicher Richtung bewegter Körper durch diese Bewegung erleidet. Ann. d. Phys. 59. p. 743—1919).

При движении по поверхности земли, находящейся во вращении, всякое тело должно испытывать изменения тяжести, так как измеряемая сила тяжести складывается из истинной ее величины, из которой вычитаются нормальная составляющая центробежной силы.

Так как при движении тела по поверхности земли к востоку и западу скорость движения тела в одном случае прибавится к скорости движения земли, а в другом вычтется, то ясно, что центробежная сила будет в обоих случаях различна и различной будет и измеряемая тяжесть тела.

Попытки определения были сделаны, как это указывает R. Eötvös, еще в начале 1900 годов Нешкером на судах в Атлантическом океане, Индийском и Великом океане и Eötvös описывает прибор, позволяющий в лаборатории измерять эффект. При этом Eötvös приводит любопытный подсчет, что предмет (напр. человек) в 100 кило веса при скорости движения в 1 метр к востоку и западу должен показывать различие веса в 2 грамма. Изменение так мало, что его легко констатировать, особенно если применить метод резонанса.

Прибор Eötvös'a состоит из коромысла весов, колонна которых может равномерно вращаться часовым механизмом. К коромыслу с двух сторон привешаны тяжелые равные по весу грузы.

Если оба груза вращаются вместе с колонкой, то в те моменты, когда грузы перемещаются в направлении меридиана, их тяжесть одинакова. Когда при круговом движении их движение совпадает с направлением параллели и один груз движется к востоку, а другой к западу, коромысло получает импульс. При повороте на  $180^\circ$ , коромысло получает импульс в другую сторону и таким образом на вращающуюся систему начинают действовать периодические силы, приводящие систему в колебания. Эти колебания Eötvös исследует весьма остроумно зеркальным приемом.

П. Лазарев.

<sup>3)</sup> Langmuir Phys. Rev. (2) 2 p. 450, 1913.

## О некоторых приложениях усилителей, применяемых в беспроводной телеграфии.

(H. Barkhausen. Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen. Phys. ZS. 20 p. 401—1919).

В самом начале статьи автор отмечает, что при пользовании современными усилителями представляется легкой задачей усилить ток в  $10^4$  раз. Благодаря этому представляется возможным воспринимать переменные электромагнитные поля, которые раньше из-за их слабости не могли быть открыты. „В данном случае“, пишет автор: „найден как бы микроскоп с увеличением в  $10^4$  раз. Пользуясь современными усилителями Schottky показал, что можно в телефон воспринимать те поля, которые создают в усилителях электроны, так как ток, возбуждаемый ими, показывает колебания.

Barkhausen и Tuszeck, пользуясь усилителями, доказали, что железо при перемагничивании дает звук. „После совершенно равномерного распределения магнитной силы (до перемагничивания), пишет автор, „молекулярные магниты скачком переходят в новое положение и возбуждают в катушке, надвинутой на стержень, беспорядочные индукционные толчки, которые и ощущаются в телефон, как шум“.

Как показал автор, шум тем сильнее, чем железный сердечник, подвергаемый намагничиванию, толще. Для опытов лучше всего проволочки в  $\frac{1}{2}$  или в 1 миллиметр.

Чем мягче железо, тем шум сильнее. Очень мягкое железо дает такой сильный звук, что перемагничивающий магнит приходится удалять на  $\frac{1}{2}$  метра. Если магнит приблизить к проволоке почти до соприкосновения, то звук можно слышать в телефон и без усилителя. Магнит для перемагничивания поворачивается обычно около оси на  $180^\circ$ .

Второе явление, описанное Barkhausen'ом и могущее представить интерес для геофизических исследований, есть изучение токов земли, усилимых усилителями и выслушиваемых в телефон. Для получения этих токов две заземленные пластинки, находящиеся на расстоянии 100 метров, отводят через усилитель в телефон. В определенные промежутки времени в телефон слышится звук, который на фронте обозначали, как звук „полета гранат“. Все явление продолжается почти секунду. Во многие дни явление было так сильно, что прямая цель на фронте, подслушивание противника делалось невозможным. Явления токов шли параллельно с метеорологическими явлениями. В мае или июне оно особенно ясно было в жаркие дни перед полуднем.

Те же звуки получаются и в море при погружении в него медных электродов. Barkhausen считает, несмотря на все попытки дать объяснения этим земным токам, их до сих пор необъясненными. Несомненно, что описанное Barkhausen'ом явление представляет большой интерес для геофизики.

*П. Лазарев.*

## О распространении звука в воде.

(H. Barkhausen und H. Lichte. Quantitative Unterwasserschallversuche. Ann. d. Physik 62 p. 485—1920).

Пользуясь электромагнитно возбужденным источником звуковых колебаний, авторы изучили распространение волн под водой и показали, что предельная сила звука соответствует  $10^{-15}$  ватт./сек.

Распространение звука совершается с ослаблением не обратно пропорционально квадрату расстояний, как в воздухе, а с определенным законом затухания звука, который вероятно зависит от неровностей температуры в среде.

Этим объясняется, что летом вообще говоря сигналы под водой распространяются на меньшее расстояние, чем зимой. Дальность распространения сигналов в море (Ostsee) летом была 10 километров, зимой 20 километров, причем у берегов дальность распространения уменьшалась. При ослаблении обратно пропорционально квадрату расстояния распространение должно бы было достигнуть 1000 километров. Затухание не зависит в пределах слышимых ухом тонов от частоты.

*П. Лазарев.*

### Биения при дихотическом слушании.

(G. W. Stewart. Binaural beats. Phys. Review 9. p. 502—1917 G. W. Stewart. The secondary intensity maxima in binaural beats. Phys. Review. 9 p. 509—1917).

Факт существования биений при подводке звуков мало различающихся по высоте к двум ушам раздельно (дихотически) служил предметом изучения для многих исследователей (Dove, Purkyně, S. Thompson, Rayleigh, More, Wilson, Rostosky и др.). G. Stewart'ом был произведен ряд экспериментов над большим числом лиц, результаты которых сводятся к следующему.

Биения наблюдаются независимо от того, слушается ли звук одним ухом или раздельно двумя. При разностях фаз раздельно слушаемых звуков  $= 0$ , звук кажется наблюдателю исходящим спереди, при разности фаз около  $180^\circ$ —сзади, при разн. фаз около  $90^\circ$  сбоку (со стороны источника звука большей частоты) и при разн. фаз около  $270^\circ$  с другой стороны (источн. звука меньшей частоты). За время одного биения источник звука кажется меняющим свое место по кругу. По интенсивности звук имеет за период одного биения три максимума: один, наибольший, при разности фаз  $= 0$  и два других (вторичные) при разн. фаз  $180^\circ\delta$  и  $180^\circ + \delta$ , при чем  $\delta < 45^\circ$ . Вторичные максимумы заметны только при большом периоде биений (не меньше одной секунды). Величина  $\delta$  оказалась независимой от периода биения, но зависящей от высоты тона, именно возрастающей с его высотой. Для звуков разных высот она возрастает таким образом:

Число колебаний:	42	63	128	256	361	469
$\delta/\pi$	0.17	0.18	0.23	0.26	0.27	0.32

Stewart высказывал предположение, что существование вторичных максимумов может быть объяснено передачей звука от одного уха к другому через кости черепа.

П. Великов.

## О проводимости стекла при различных температурах.

R. Ambron. Über die elektrische Leitfähigkeit von Natron-Kalk-Silicatgläsern (Ann. d. Phys. 58 s. 139, 1919).

Автор исследовал 13 сортов чистого стекла из сплавов,  $SiO_2$  с  $Na_2O$  и  $CaO$  разного состава, изготовленных для него фирмой „Schott und Gen. in Jena“. Для изучения проводимости из этих сортов стекла были сделаны столбики диаметром 1,5 и 1 см. и вышиной в 1 и 3 см. Для подвода тока и равномерного распределения его концы этих столбиков платинировались через нагревание. Измерение проводимости велось постоянным током при помощи гальванометра и коммутатора, который позволял менять направление подводимого к стеклу тока до 200 раз в секунду, этим избегалось влияние поляризации, точность измерения при этом была не менее 0,2%. Нагревание столбиков производилось от 60° до 500° С. в банях жидкостей кипящих при различных температурах, а чтобы избежать растрескивания стеклянных столбиков они обкладывались сначала тонким слоем изолятора затем обертывались серебряной пластинкой для равномерного распределения температуры.

В результате опытов оказалось, что зависимость проводимости от температуры  $\vartheta$  выражается формулой

$$L = L_{\infty} e^{-\frac{B}{\vartheta}}$$

где  $L_{\infty}$  есть проводимость столбика при  $\vartheta = \infty$  и  $B$  константа.  $L_{\infty}$  и  $B$  зависят от сорта стекла т.е. концентрации атомов  $Na_2O$   $CaO$  в растворе стекла. Именно  $L_{\infty} = M + p.n + q.c$ , где  $n$  концентрация атомов  $Na_2O$ , а  $c$  концентрация атомов  $CaO$  и  $M, p, q$  константы.  $B = a.n.c + \beta.n + \gamma.c + \delta$ , где  $n$  и  $c$  имеют прежние значения, а  $a, \beta, \gamma, S$  константы. Значения констант  $a, \beta, \gamma, S$  показывают, что не все атомы  $Na_2O$  и  $CaO$  содержащиеся в стекле могут диссоциировать, но что из общего числа атомов  $Na_2O$  и  $CaO$ , содержащихся в стекле около 11% (по отношению ко всему количеству атомов стекла) не диссоциируют, будучи, повидимому, связанной с атомами  $SiO_2$  и только те, что оказывается сверх этого, диссоциирует и увеличивает проводимость стекла. Для недиссоциированной части атомы  $CaO$  и атомы  $Na_2O$  совершенно равнозначущи, т.е. в упомянутые 11% могут входить или  $CaO$  или  $Na_2O$  или те и другие вместе.

Н. Щодро.

### ОТЗЫВЫ О КНИГАХ.

Н. Witte. Raum und Zeit im Lichte der neueren Physik (Sammlung Vieweg Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften u. d. Technik) Dritte Auflage, 1920 s. 88

Небольшая книжка Н. Witte написана для очень широкого круга читателей. Содержание ее — изложение „специального“ принципа отно-

сительности А. Einstein'a. Автор совершенно не пользуется математической символикой, прибегая в наиболее затруднительных пунктах, по примеру Sohn'a, к построенной им модели покоящейся и подвижной системы. Нельзя не заметить, что такой способ изложения крайне громоздок, укажем например, что для описания схемы опыта Michelson'a (притом весьма приближенного) автору требуется более 10 страниц. Вообще отсутствие математической формулировки принципа Einstein'a лишает изложение осязательности. Если во многих монографиях потому же вопросу очень часто из за математических деревьев не видно физического леса, то в книжке Witte правда не видно деревьев, но и очертания леса достаточно смутные и по нашему мнению будут совершенно не различимы для читателя, *заранее* незнакомого с математической формой принципа.

Весьма интересна первая часть книги, где автор, известный своим глубоким критическим анализом понятия эфира, разбирает основные признаки научного понятия пространства и времени, собирая их в две группы:

- |    |   |    |  |
|----|---|----|--|
| I  | { | a) | Произвольн., но раз навсегда определ. выбор начала и осей координат. |
|    |   | b) | " " " " пространственного масштаба.                                  |
| II | { | a) | " " " " нулевой точки времени.                                       |
|    |   | b) | " " " " единицы измерения времени.                                   |

Самый выбор системы координат ограничен *выполненностью в ней законов природы*. Развитие и обобщение принципа относительности сводится по Witte к поочередному' устранению всех указанных признаков времени и пространства.

К сожалению, очертания „остатка“, т.е. современного представления о времени и пространстве, оставшегося по удалении основных признаков, в изложении Witte совершенно не ясны.

Разбираемая книга не касается новых работ Einstein'a, завершивших теорию относительности и придавших ей головокружительную всеобщность. Поэтому появление нового издания книги в 1920 г. без всяких дополнений кажется несколько странным.

С. Вавилов.

П. П. Лазарев. Основы учения о химическом действии света. Часть первая. Общая фотохимия. Пг. 1919. Стр. 60+IV. Часть вторая. Частная фотохимия. Пг. 1920. Стр. 70+II. Часть третья. Приложения фотохимии. Пг. 1920. Стр. 64.

Первые начатки фотохимических исследований относятся еще к 18-му веку; однако несмотря на всю важность некоторых старых работ по фотохимии (напр. классических исследований Бунзена-Роско), работы эти представляли собою только счастливый, многообещающий

эпизод, но не образовали новой научной дисциплины. Все же чуялось, что подобно тому как до сих пор на пути прогресса человеческой техники наметились такие этапы, как „век пара“, „век электричества“, — так при дальнейшем поступательном движении человечеству предстоит вступить в „эру фотохимии“. Соображения здесь очень простые. Энергии, зависящей от запасов каменного угля в земной коре, человечеству хватит, примерно, только на тысячу лет; между тем земля получает от солнца такое количество лучистой энергии, которое, будучи выражено в технических единицах, приводит к цифре более  $2 \times 10^{14}$  лошадиных сил; это — в миллион раз больше, чем вся механическая мощность, которая в настоящее время потребляется человечеством. В настоящую геологическую эпоху растительный мир утилизирует около трех миллионных долей той энергии, которую посылает нашему шару солнце; оставшая часть рассеивается, не совершая полезной работы. Ясно, что если человечество не захочет вернуться к безмашинной культуре, ему предстоит так или иначе научиться использовать лучистую энергию солнца; а это, по видимому, будет практически осуществимо лишь через посредство фотохимических процессов.

Но кроме капитальных технических проблем, которые должны в будущем разрешить фотохимия, от нее мы можем ждать ответа еще на другие запросы, — более абстрактного порядка, но в своем роде не менее важные.

Самое тонкое, самое богатое по разнообразию впечатлений, самое драгоценное для человека чувство — чувство зрения — основано на фотохимических процессах. Это делает фотохимию такою отраслью знания, которая должна занять видное место в круге знаний, соответствующих принципу Губб: *oculorum*.

Это еще не все. Как выяснилось в настоящее время, фотохимический процесс сводится к последовательному превращению трех из наиболее загадочных видов энергии: лучистой, электрической и химической. И этот же процесс включает в себе наиболее коренные превращения, которым может подвергаться вещество. Отсюда следует, что от фотохимических исследований можно ждать если не окончательного ответа, то во всяком случае значительного разъяснения таких вопросов, как: „что такое энергия?“ „что такое материя?“ „что такое электричество“?

Можно сказать, что в качестве научной дисциплины, определившейся по своим главным методам, ясно очертившей свои желательные достижения в сфере чистой теории и в сфере практических применений, фотохимия существует только с 20-го века.

П. П. Лазареву выпала честь быть одним из пионеров фотохимии как науки, — особенно много и особенно систематически потрудившимся для нее, как на почве эксперимента, так и в теоретическом

**направлении.** Почти в начале его научной деятельности ему пришлось сыграть важную роль в установлении основного фотохимического закона; его исследованиями раз'яснены и подчинены учету явления, которые будучи на самом деле осложненными случаями применения этого закона, могли на первый взгляд казаться отклонениями от него; им указана простая и ясная молекулярно-электронная теория фотохимических действий; им дана логичная и простая классификация фотохимических реакций; экспериментальными работами его и его сотрудников (Вавилов, Кравков, Ляуберт, Предводителев, Селяков, Швецов, Шпольский, Щодро) разрешен ряд важных специальных проблем; наконец, ему принадлежит выдающаяся заслуга применения фотохимических представлений и уравнений фотохимической кинетики к процессам зрения.

Поятна вся ценность, которую должно иметь изложение научной дисциплины лицом, которое личными трудами столь много участвовало в ее создании. И хотя „Основы учения о химическом действии света“ представляют собою, к сожалению, не учебник, а только обзор (иногда даже несколько чересчур конспективный), и хотя изложение книги носит отпечаток некоторой спешности работы <sup>1)</sup>—все же мы уверены, что и в нынешнем их виде „Основам“ предстоит сыграть огромную роль в деле распространения правильных сведений о значении фотохимии и в деле привлечения к ней новых adeптов и их ориентировки.

Так как в настоящее время, к сожалению, книга является предметом, вообще говоря, малодоступным, то читателю, который желал бы познакомиться с „Основами“ даже только внешне, едва ли будет легко осуществить свое желание. Поэтому мы считаем нужным перечислить хотя бы главнейшие отделы, на которые делится сочинение. В первой части („Общая фотохимия“) после исторического обзора, содержится краткое изложение фотоэлектрического эффекта и его теорий, а в связи с этим и теорий фотохимического процесса. Конец первой части посвящен уравнениям кинетики фотохимических реакций для наиболее общих случаев. Во второй части („Частная фотохимия“) описывается методика фотохимического эксперимента и употребляемые здесь приборы; затем дается описание отдельных классов фотохимических реакций в газообразных, жидких и твердых средах, в заключение устанавливается классификация реакций. Содержание третьей части („Приложения фотохимии“) составляют фотохимические процессы в растениях, в простейших организмах, в сетчатке глаза и в фотографической пластинке.

В заключение пожелаем, чтобы автор поскорее получил возмож-

---

<sup>1)</sup> В частности, дефектом является отсутствие указателя предметов и имен.

ность выпустить свою книгу на одном из языков Западной Европы, где читатели этой книги будут нечисляться не сотнями, как у нас, а тысячами, и где в полной мере сможет проявиться ее влияние!

*А. Бачинский.*

Телеграфия и телефония без проводов. Издание Народного Комиссариата Почт и телеграфов. №№ 5—7 Нижний Новгород. 1919—1920. Радиотехника №№ 7—12. Нижний Новгород 1919—1920 г.

Оба журнала издаются при ближайшем участии персонала Нижегородской Радиолaborатории Laborатории под редакцией проф. В. К. Лебединского.

В настоящее время налажен почти регулярный выход обоих журналов.

Наибольшее внимание обращают на себя многочисленные работы М. А. Бонч-Бруевича в области исследования и конструкции катодных реле. Автору удалось построить катодные реле большой мощности (до 1 кв.), что является серьезным техническим достижением. Им разработана также теория расчета катодных реле. Мастерская Laborатории изготавливает усилительные лампочки малой мощности в значит. количестве.

Генератор с катодным реле большой мощности позволил Бонч-Бруевичу осуществить радиотелефонию на расстояние в несколько сот верст.

Разработке и усовершенствованию различных систем генераторов и усилителей с катодными лампами посвящено во всех №№ Т. и Т. Б. П. и Радиотехника значительное количество как оригинальных так и переводных статей. Эта область стала за последние годы играть основную роль в радиотехнике и понемногу методика и усовершенствования „ламповых“ приборов получают распространение в физических исследованиях. Так Баркхаузену при помощи усилителя удалось „слышать“ полет электронов и процесс намагничивания железа (Phys. Zschr. сер. 1919). Виддингтон, выработал особый метод определения заряда ионов к их массе по периоду колебаний в ламповом генераторе. (Radio Reviews, 1919).

Отметим статью В. К. Аркальева, (Т. и Т. Б. П., № 7) представляющую сводку работ автора и его сотрудников по вопросу о намагничении тел в постоянном и переменном поле в связи с приложением их к практическим вопросам электротехники; работы эти частью уже были напечатаны, частью появляются вновь.

Особый математический метод позволяет автору весьма удобно трактовать вопрос о расчете разомкнутых магнитных цепей. Значи-

тельный интерес представляют опубликовываемые впервые результаты работы Введенского, который показал, что при очень тонких проволоках тормозящее влияние токов Фука на намагничение исчезает и остается лишь запаздывание обусловленное внутренней кристаллической структурой вещества, но не его размерами и формой; именно в железе магнетизм спадает до половины начальной величины за время с  $0,4 \cdot 10^{-6}$  сек. до  $2,2 \cdot 10^{-6}$  сек. в зависимости от величины намагничения. Эти выводы дают богатый материал для теории намагничения.

Не имея возможности останавливаться подробно укажем, что в разных номерах обоих журналов напечатан ряд интересных работ (напр., работа Никитина о влиянии металлич. экранов на период и энергию колебательных контуров, Баженова—о направленном радиотелеграфировании и др.).

*С. Ржевский.*

Ч. Бойс. Мыльные пузыри. Лекции о волнности и капиллярных явлениях читанные пред молодой аудиторией. Перевод В. М. Познера под ред. А. П. Афанасьева. Научное книгоиздательство. Петроград, 1919 г., стр. 190+1 ил. нум.

„Soap Bubbles“ Бойса вряд ли нуждаются в особой рекомендации. Эта маленькая книжка давно уже завоевала себе всеобщее признание и любовь. Она по справедливости может быть отнесена к той классической коллекции образцовых популярных книг по естествознанию которую составляют „История свечи“ Фарадея, лекции Тиндалля и т. д. И не даром книга переведена на немецкий, французский, польский и русский языки—не даром, по образному выражению самого Бойса, около двух тонн его пузырей разлетелось по свету.

Вот почему появление нового русского перевода этой замечательной книжки необходимо приветствовать. Что касается самого издания, то оно заслуживает одобрения: перевод сделан хорошо, внешность вполне удовлетворительна. Во всяком случае лучшего добиться, сохраняя минимальную плату, при современных трудных условиях печатания было бы, пожалуй, и невозможно. Приложенная к книжке цветная таблица выполнена совсем недурно.

*Э. Шпольский.*

Вестник Рентгенологии и Радиологии. Отдел Физико-технический. Издание Государственного Рентгенологического и Радиологического Института. Том I, Выпуск 1, II и III, Петроград, 1919.

До сих пор научные и технические работы в области рентгенологии были разбросаны среди литературы частью физического, частью технического и даже медицинского характера. Задача рассматриваемого

журнала—объединить опубликование всех этих исследований в одном месте. Но кроме этого он имеет еще и другое значение. Как показывает подзаголовок—это есть орган одного из новых исследовательских институтов—Государственного Рентгенологического и Радиологического Института в Петрограде. Совершенно естественно поэтому, что первый выпуск журнала носит преимущественно программный характер. В небольшом предисловии проф. А. Ф. Иоффе очерчивает тот круг вопросов, изучению которых посвящается деятельность института. Основная цель всех исследований физического отделения его сводится к изучению строения атомов и различных их соединений (молекул и кристаллов) при посредстве рентгеновских лучей, а также систематическое изучение самого рентгенового излучения. В этой области проф. А. Ф. Иоффе намечает следующие три группы вопросов:

1) Расположение электронов в атоме и атомов в молекуле аморфного тела, при чем основным методом здесь должен служить метод Дебая и Шерера.

2) Изучение динамики атома, при чем в качестве рабочей гипотезы принимается модель Бора. Сюда относятся вопросы о потенциальной энергии отдельных электронов, входящих в состав атома, об участии положительного ядра во вращении атома и т. д.

3) Наконец, намечается попытка вызвать путем воздействия рентгеновыми лучами на ядро атома искусственный радиоактивный распад. Теоретические расчеты показывают, что при 600,000 вольт можно получить лучи такой жесткости, которая достаточна для выбрасывания электрона из ядра.

За этим введением следует ряд рефератов физико-технического характера, которые в целом дают критическую картину средств и методов находящихся в руках исследователя для разрешения намеченных проблем (*В. Бурсиан*. Методы получения спектров рентгеновых лучей, *А. Чернышев* получение тока высокого постоянного напряжения значительной мощности и др.).

Вып. II занят работой *П. И. Лукирского*. Измеряет ли число ионов энергию ионизатора: в III выпуске помещена работа *В. Бурсиана*. Прохождение термоионического тока между плоскими электродами в пустоте.

Э. Шпольский.

M. Planck. Einführung in die allgemeine Mechanik  
pp. 226, Zweite Auflage. Hirzel Leipzig 1920.

Несмотря на огромное количество учебников механики, учебник Планка представляет для русской читающей публики несомненный интерес, затрогивая главным образом те вопросы, которые ближе всего

касаются физики. На 224 страницах Planck излагает механику точки и системы, при чем весьма подробно останавливается на уравнениях Лагранжа и принципе Гамильтона, получивших в современной теоретической физике такое большое значение.

При краткости учебника и ясности изложения предмета книга Planck'a может удобно служить пособием как при университетских лекциях, так и при самостоятельном изучении предмета.

*П. Лазарев.*

K. Fajans. Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen (Sammlung Vieweg Heft 45). Braunschweig—1919.

Книжка Fajans'a представляет огромный интерес, как для физиков и химиков, так и для биологов и врачей, давая ясное и точное представление о сложной области радиоактивных превращений. Особенно интересно изложены те главы учения о радиоактивности, где трактуется связь радиоактивных превращений с периодической системой и где мы находим сопоставленными все новейшие исследования в этой области.

Если прибавить к этому, что автор в прибавлении даст описание замечательных опытов Rutherford'a над распадом азота, то мы должны признать, что книга Fajans'a даст весьма современную картину строения материи в связи с радиоактивностью и эту книгу можно смело рекомендовать всякому желающему серьезно ознакомиться с этими отделами науки. Книга Fajans'a переведена на русский язык и будет издана издательским отделом НКЗ.

*П. Лазарев.*

Известия Института Физико-химического Анализа, под редакцией Н. С. Курякова и Б. Н. Меншуткина. Том I, выпуск I, Петроград 1919.

Обширный (300 стр.) первый выпуск известен содержит статью Н. С. Курякова, выясняющую задачи Института Физико-химического анализа. Далее в этом выпуске содержится ряд оригинальных работ, выполненных в Институте; заканчивается выпуск статей Ле-Шателье о растворах.

Нам не надо распространяться о значении Института и его трудов для развития вопросов физико-химического анализа и мы можем только приветствовать учреждение, которому удастся среди ряда затруднений провести интенсивно и напряженно дело научного исследования.

*П. Лазарев.*

Nernst. Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. pp. VIII+218. Halle 1918.

Начиная с 1906 г. в ряде статей и книг Nernst развил учение о принципе термодинамики, поставив его в связь с учением о теплоте и дал ряд приложений этого учения. В книге, которой мы теперь, Nernst собрал все свои работы воедино и дал очень важную и важную для физиков и химиков монографию.

В главе I Nernst дает исторический обзор работ в исследуемой области. Глава II посвящена экспериментальным методам, примененным Nernst'ом и другими при изучении газовых равновесий при высоких температурах. В главе III изложены новые калориметрические методы, введенные Nernst'ом в науку и назначенные для изучения теплот при низких температурах.

Этими главами заканчивается изложение экспериментальной методики исследования. Начиная с главы IV Nernst излагает свои исследования над законом Dulong'a и Petit. (глава IV), удельной теплотой сгорания (глава V), формулировкой нового принципа термодинамики и достижимостью абсолютного нуля (главы VI и VII). В дальнейшем Nernst прилагает последовательно новый принцип к различным случаям физико-химических процессов.

Книга прочтется несомненно с огромным интересом каждым физиком и физико-химиком, занимающимся термодинамикой и можно пожалеть, что благодаря современным условиям связи с границей книга не может у нас в России получить того широкого распространения, какого она без сомнения заслуживает.

*П. Лазарев.*

К. Ф. Гаусс, Теоретическая астрономия (лекции, читанные в Гёттингене в 1820—21 г. записанные Купфером) перевод А. Н. Крылова. Издание Главн. гидрограф. управления. Петроград 1919.

Среди книг библиотеки главной физической обсерватории академику А. Н. Крылову удалось найти рукопись принадлежащую бывшему Директору Обсерватории Купферу и представляющую основную запись лекций Гаусса. Несомненно, что такая запись представляется чрезвычайно ценным памятником преподавательской деятельности знаменитого геометра и русские ученые должны быть глубоко благодарны А. Н. Крылову, выполнившему трудную задачу перевода книги, которая может явиться превосходным вспомогательным пособием при университетском преподавании. Книга, изданная Главным Гидрографическим управлением, может выписываться через книжный склад морского ведомства (Петроград. Главное Адмиралтейство).

*П. Лазарев.*

А. Ф. Иоффе. Лекции по молекулярной физике. Петербург. стр. 215.  
Изд. М. и С. Сабалниковых, 1919.

Книга Иоффе входит в серию руководств по физике, издаваемых Российской Ассоциацией Физиков, и является прекрасным руководством в объеме общего университетского курса.

Понимая под молекулярной физикой учение о свойствах материи в различных ее состояниях, в связи с молекулярной теорией Иоффе последовательно излагает в своем курсе современные воззрения на материю и дает ясную и полную картину простейших превращений материи.

Книга написана вполне доступно для среднего студента высшей школы и заслуживает рекомендации для всякого, кто желал бы приобрести ясные представления о современном учении о материи.

*П. Лазарев.*

Siegfried Valentiner. Die Grundlagen der Quantentheorie. 2: erweiterter Auf I. Braunschweig 1919 (Sammlung Vieweg Neft 15).

В последнее время вопрос о теории квантов или атомов энергии, выросший вначале на почве учения об излучении, стал захватывать все более и более широкие области физики, получив важные приложения в учении об удельной теплоте (Nernst), в учении о фотоэлектрическом эффекте (Einstein, Sommerfeld), наконец в учении о строении атома теория квантов явилась необходимой составной частью. Между тем руководства, посвященного этому отделу физики, до сих пор не существовало и Valentiner, выпустивший книжку в 92 стр., трактующую элементарно этот вопрос, с большим успехом пополнил существенный пробел литературы.

Изложение теории начинается с систематического обоснования учения об излучении, далее последовательно разбирается Planck'овский закон и его экспериментальная проверка, уравнение Einstein'a, обобщения теории квантов и, наконец, ее приложение к теории спектральных линий (серий).

Можно рекомендовать эту книжку всякому начинающему заниматься вопросом для первых шагов в области учения о квантах.

*П. Лазарев.*

### Personalia.

Полученные из-за границы журналы сообщают о смерти ряда выдающихся ученых. В 1918 году скончались: профессор математики Университета в Галле Georg Cantor, профессор агрономической химии в Геттингенском Университете В. Tollens, профессор физики Римского Университета сенатор Pietro Blaserna, бывший профессор электротехники в немецкой высшей технической школе в Праге Johann Puluu, профессор Берлинского Университета Max Weinstein, профессор химии Страсбургского Университета Т. Thiele, профессор физики Страсбургского Университета F. Braun (в Америке), профессор физической химии Венского Университета R. Marc (пал на войне). Dr. Max Jklé известный переводчик и сотрудник Phys. ZS, профессор Метеорологии в Гиссене R. Assmann, В. W. Feddersen—открывший электрические колебания, проф. аналитической химии в Высшей технической школе в Цюрихе F. P. Treadwell, P. L. Sylow профессор математики в Университете в Христиании, профессор физики в Утрехте H. Du Bois. В 1919 году скончались: профессор прикладного электричества в Геттингене H. Th. Simon, проф. астрономии и директор обсерватории Harvard'ского Университета E. Ch. Pickering, William Crookes, барон R. v. Eötvös—проф. физики Университета в Будапеште, проф. физики, метеорологии и геомагнетизма Кельского Университета L. Weber, бывший профессор Страсбургского Университета K. Th. Reye, Lord Rayleigh—президент Royal Society. Проф. химии Берлинского Университета E. Fischer, бывший приват-доцент Берлинского Университета L. Agons, профессор астрофизики в Катании и директор обсерватории на Этне Annibale Ricco, профессор химии Университета в Цюрихе Alfred Werner, профессор химии Венского Университета E. Lippmann, известный спектроскопист N. Lokuerg.

Среди отличий, присужденных ученым, следует прежде всего отметить:

Присуждение премии Нобеля по физике в 1917 году Charles Glower Barcla и в 1918 году Max'у Planck'у, в 1919 году J. Stark'у; премии по химии в 1919 году присуждена F. Haler'у.

J. J. Thomson назначен президентом Trinity College (1918). E. Rutherford назначен Cavendish professor в Кембриджском Университете (1919); F. Soldy—профессором химии в Оксфорде (1919), M. Laue назначен профессором в Берлинском Университете (1919). M. Born—профессором в Франкфуртском Университете (1919), P. P. Koch назначен профессором экспериментальной физики в Гамбургском Университете, D. Berthelot избран членом Парижской Академии Наук, W. H. Keesom назначен профессором физики и физической химии в Высшей Ветеринарной школе в Утрехте, H. Barkhausen назначен профессором техники слабых токов и директором Института в Дрезденском Политехникуме, Manne Siegbahn назначен профессором физики в Университете в Лунде, П. И. Вальден назначен ордин. профессором химии в Rostock (1919). В. М. Фишер назначен ордин. профессором химии в Rosen (1919), И. С. Плотников занял место заведующего фотохимической лабораторией Aktien-Gesellschaft für Anilin Fabrication в Берлине, бывший сотрудник Главной Палаты Мер и Весов А. Автропов назначен приват-доцентом Высшей Технической Школы в Карлсруэ.

В России

*Избраны:* Профессор Петроградского политехникума А. Ф. Иоффе  
избран членом Российской Академии Наук.

*Скончались:* Н. Г. Егоров, Управляющий Палатой Мер и Весов.  
М. А. Рыкачев, Член Академии Наук, б. Директор Главной Физической  
Обсерватории.

---

**ВЕСТНИК** Физического Института при Московском Научном Институте и Института Биологической Физики при Народном Комиссариате Здравоохранения. Том I, выпуски I, II, III и IV.

**Содержание вышедших выпусков:**

- Вып. I.** *П. Лазарев.* Об адаптации органа слуха.  
*П. Лазарев.* Теория явления мелькания при периферическом зрении.  
*П. Лазарев.* О связи яркости и числа мельканий, необходимых для слития впечатлений при центральном зрении.  
*П. Лазарев.* Кинетика коллоидных процессов при возбуждении.  
*П. Лазарев.* О распространении химических реакций в виде волны.  
*П. Лазарев.* О различии воспринимających аппаратов при периферическом и центральном зрении.  
*П. Лазарев.* О связи чувствительности слуха при разной высоте тона, применяемого для измерения чувствительности и высоты звука, служащего для адаптации.  
*М. Помикартов.* О диффузии смеси солей.  
*Т. К. Молодой и П. П. Павлов.* Исследование поверхностного натяжения жидкостей методом фотографирования капли в момент отрывания.  
*С. Вавилов.* Частота колебания нагруженной антенны.  
*Вас. Шулейкин.* Об одном виде разряда на поверхности изолятора.  
*Вас. Шулейкин.* Применение „баллистической“ теории проф. Шведова к движению электрона в неравномерном поле.  
Отчет о деятельности Физического Института при Московском Научном Институте за 1918 год.
- Выпуск II.** *П. Лазарев.* Теория вкусовой адаптации.  
*П. Лазарев.* Об основном законе фотохимии.  
*П. Лазарев.* О теории безэлектродного разряда в газах.  
*П. Лазарев.* О растворимости твердого тела.  
*П. Лазарев.* О связи закона Вебера—Фехнера с нонной теорией возбуждения.  
*П. Лазарев.* О периодической аккомодации глаза.  
*П. Лазарев.* Об утомлении нервных окончаний при периферическом зрении.  
*П. Лазарев.* Исследования по волновой теории цветного зрения; явления последовательного контраста.  
*Н. Щодро.* О стоячих волнах затухающего вибратора.  
*Я. Л. Шехтман.* О капиллярной постоянной раствора нафталина в бензоле.  
*Я. Л. Шехтман.* Об опытной проверке теории зрительной адаптации П. П. Лазарева.  
*Я. Л. Шехтман.* О законах кратковременного освещения при периферическом зрении.  
*С. Ржевский.* К вопросу о природе консонансов и диссонансов.  
*С. Ржевский.* Некоторые особенности в работе генератора незатухающих колебаний с термionicными лампами.  
*С. Вавилов.* О соотношении между размерами молекулы и ее абсорбционной способностью.  
*А. Минц.* Исследование скорости распространения реакции в зависимости от температуры и концентрации входящих компонентов.

- В. Казанский.* Об абсорбции в разведенных водных растворах солей кобальта и никкеля.
- Д. Галакти.* Зависимость нормальной скорости распространения световых смесей газов от ее начальной температуры.
- М. Поликарпов.* О законе слияния мельканий при центральном зрении в монохроматическом свете.
- Вып. III.** *Н. Селляков.* О связи энергии X-лучей и почернения фотографической пластинки вызванной ими.
- С. Вавилов.* О независимости коэффициента поглощения света от яркости.
- С. Вавилов.* Поглощение света ничтожно малых интенсивностей.
- С. Вавилов.* Следствия независимости коэффициента поглощения света от яркости.
- Е. Сироткин.* Абсорбция газа стенкой в часто переменном электромагнитном поле.
- П. Великов.* Суб'ективный метод сравнения сил звуков.
- П. Лазарев.* Исследования по ионной теории цветного зрения: теория Hering'a с точки зрения полной теории возбуждения.
- П. Лазарев.* Исследования по ионной теории цветного зрения; об определении цветности луча в различных частях спектра.
- П. Лазарев.* О законе Weber—Fechner'a для слуха.
- П. Лазарев.* О работе нервных центров с точки зрения ионной теории возбуждения.
- С. Крачков.* О ходе затухания последовательного образа от раздражения белым светом при центральном зрении.
- В. Шулейкин.* К вопросу об улучшении электролитических выпрямителей.
- Н. Щодро.* О фотохимических реакциях в растворах красок.
- Отчет о деятельности Физического Института при Московском Научном Институте за 1919 год.
- Вып. IV.** *П. Лазарев.* К вопросу об определении глубины залегания магнитных слоев под землей на основании магнитных исследований на поверхности земли.
- П. Лазарев.* О законе Weber'a Fechner'a для слуха.
- П. Лазарев.* О наиболее общем выражении закона Weber—Fechner'a.
- Н. Щодро.* О фотохимических реакциях раствора красок в бензоле.
- А. Соколов.* О внутреннем состоянии земли в связи с ее радиоактивностью.
- А. Н. Ляпунов.* Об ударе по оси гироскопа.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

	<i>Стр.</i>
<i>В. А. Анри.</i> Современное научное мировоззрение . . . . .	3
<i>П. С. Эшттейн.</i> Применение учения о квантах к теории спектральных серий . . . . .	14
<i>П. П. Лазарев.</i> Курская магнитная аномалия по работам комиссии при академии наук . . . . .	61
<i>А. Раковский.</i> Из истории алкоголометрических таблиц . . .	90

### Из текущей литературы:

<i>П. Лазарев.</i> О работах Rutherford'a по прохождению $\alpha$ -лучей через вещество . . . . .	95
<i>П. Лазарев.</i> О составе атомного ядра в связи с его распадом . . .	97
<i>П. Лазарев.</i> Возможна ли изотопия у кислорода и водорода . . . .	98
<i>П. Лазарев.</i> Об опытном доказательстве Альперовских молекулярных токов . . . . .	100
<i>П. Лазарев.</i> О подтверждении теории атома Bohr'a путем изучения столкновений электронов и молекул газа . . . . .	100
<i>П. Лазарев.</i> О потенциале ионизации He . . . . .	102
<i>П. Лазарев.</i> О строении атома гелия . . . . .	102
<i>П. Лазарев.</i> Об электронных кольцах в атоме . . . . .	103
<i>П. Лазарев.</i> О модели атома Bohr'a . . . . .	103
<i>П. Лазарев.</i> О собственных колебаниях атомов . . . . .	104
<i>Н. Щодро.</i> О затухании свечения атома . . . . .	105
<i>С. Вавилов.</i> Уравнение энтропии твердых тел и универсальный квант энергии . . . . .	107
<i>А. Предводителев.</i> Необходимые физические основания, лежащие в основе вывода Планк'овского закона радиации . . . . .	108
<i>С. Вавилов.</i> Теплота нейтрализации и теория квантов . . . . .	109
<i>А. Предводителев.</i> Кинетическая теория скоростей реакций . . . . .	110
<i>А. Предводителев.</i> К теории газовых реакций . . . . .	111
<i>А. Предводителев.</i> О термическом расширении кристаллических твер- дых тел . . . . .	112
<i>А. Предводителев.</i> Электронная теория металлов . . . . .	113

	Стр.
<i>С. Васильев.</i> Об уширении спектральных линий. . . . .	111
<i>А. Предводителев.</i> О действии электрического поля и давления газа на линии спектральных серий. . . . .	116
<i>Т. Молодой.</i> Предельная частота в спектре гелия водорода и ртутного пара в крайней ультрафиолетовой части. . . . .	117
<i>С. Васильев.</i> Зависимость между диэлектрической постоянной и минимальным ионизирующим потенциалом газа. . . . .	118
<i>В. Шулейкин.</i> Зависимость диэлектрической постоянной от давления. . . . .	120
<i>Т. Молодой.</i> О значении механического эквивалента теплоты. . . . .	123
<i>Э. Шпольский.</i> О „жесткости“ рентгеновских трубок. . . . .	123
<i>А. Трапезников.</i> Разряд при очень низком давлении. . . . .	124
<i>П. Лазарев.</i> Об изменении силы тяжести при движении тел по поверхности земли к востоку и западу. . . . .	126
<i>П. Лазарев.</i> О некоторых приложениях усилителей применяемых в беспроволочной телеграфии. . . . .	127
<i>П. Лазарев.</i> О распространении звука в воде. . . . .	128
<i>П. Великов.</i> Биения при дихотическом слушании. . . . .	128
<i>Н. Щодро.</i> О проводимости стекла. . . . .	129
<b>Отзывы о книгах</b> . . . . .	129
<b>Personalia</b> . . . . .	139