Из текущей литературы.

О влиянии магнитного поля на поляризацию резонансного излучения.

R. W. Wood and A. Ellett. On the influence of magnetic fields on the polarisation of resonance radiation. Proceedings of the Royal Society A. **103**, 396, 1923.

Явление поляризации флюоресценции паров было открыто Вудом еще в 1911 г. Поляризация была найдена у флюоресценции паров иода, натрия, калия, лития и проч.; она не обнаруживалось только в ультрафиолетовом резонансном излучении паров ртути. Однако в последние годы и в этом случае поляризация была найдена лордом Рэлеем. В конце 1922 г. и Вуд, меняя условия опыта, получил, наконец, сильно поляризованное резонансное излучение паров ртути. После опубликования сообщения об этом (Phil. Mag. December 1922), Вуд заметил, однако, что явление чрезвычайно капризно и то появляется, то исчезает, несмотря на одинаковые, повидимому, условия опыта. Дальнейшее исследование обнаружило, что причиной такой неустойчивости результатов является различная ориентировка магнитного вектора возбуждающего светового пучка по отношению к магнитному полю земли. В том случае, когда магнитный вектор света был параллелен земному полю, поляризация почти полностью исчезала; она достигала 90%, когда земное поле компенсировалось слабым полем соленоида. Оптическое исследование велось при помощи кварцевой призмы с двойным преломлением фотографическим путем. Зависимость эффекта от силы поля, в том случае, когда последнее было параллельно магнитному вектору поляризованного возбуждающего света, показана в следующей таблице:

Сила поля (в гауссах)	0	0,12	0,27,	0,52	0,80	1,35
Степень поляризации	90%	80%	58%	40%	30%	10%

Из таблицы ясно, что весь эффект разыгрывается почти полностью в пределах одного гаусса и дальнейшее увеличение силы поля должно остаться практически без влияния.

Установив этот факт, авторы перешли к изучению влияния магнитного поля на поляризацию резонансного излучения паров натрия. В этом случае поляризация, даже при возбуждении поляризованным светом, очень мала, около 5%, земное поле, как показали опыты, заметного влияния не оказывает. Для уничтожения поляризации в случае параллельности магнитного поля магнитному вектору возбуждающего света (при наблюдении в направлении магнитного вектора), потребовалось поле силою около 100 гауссов.

Меняя, однако, направление магнитного поля, авторы обнаружили новое явление — резкое увеличение степени поляризации резонансного света.

В опытах с натрием источником света была разрядная трубка такого же типа, как трубка, служившая Вуду для возбуждения водородного спектра с большим числом линий серии Бальмера [1]). Металлический натрий вводился из боковой трубки в пространство с давлением около 1 mm., промытое водородом. Часть трубки, приме-

[1]) Ср. Успехи Ф. Н.

нявшаяся в качестве возбуждающего источника, прогревалась Бунзеновской горелкой. Свет от небольшого участка разрядной трубки проходил через диафрагму, линзу, большой николь и вторую линзу, при помощи которой концентрировался в центре стеклянного шара, в котором находилось небольшое количество металлического натрия. Шар нагревался приблизительно до 180° током горячего воздуха. Поляризация изучалась при помощи кварцевого клина, двояко-преломляющей призмы и компенсатора Бабинэ.

Особый интерес представляют результаты, полученные в том случае, когда магнитное поле было перпендикулярным к магнитному вектору возбуждающего поляризованного света. Пусть электрический вектор последнего будет вертикальным, и наблюдение ведется вдоль магнитного вектора, т.-е. перпендикулярно к направлению распространения возбуждающего пучка. Результаты получаются разные в зависимости от того, какой угол образует внешнее магнитное поле с электрическим вектором возбуждающего света H. Если, например, угол 90°, то мы будем обозначать поле H_{90}, если угол равен нулю—H_0 и т. д. В отсутствие поля, как мы говорили, степень поляризации $p = 5\%$, при H_{90} (100 гауссов) $p = 30\%$, при H_0 получается также сильная поляризация, при H_{45} $p = 0$.

Пусть теперь электрический вектор возбуждающего света будет горизонтальным, и по его направлению производится наблюдение. В отсутствии поля никакой поляризации не наблюдается. Если силовые линии внешнего магнитного поля перпендикулярны, в этом случае, к линии наблюдения (и электрическому вектору), то при любом положении внешнего поля по отношению к магнитному вектору возбуждающего поляризованного света наблюдается сильная поляризация (поле 100 гауссов) приблизительно неизмененной величины, но при этом электрический вектор поляризованного резонансного света вращается вместе с полем, отставая по фазе на 90°. Таким образом при вертикальном положении внешнего поля электрический вектор поляризованного резонансного света горизонтален.

После того как указанное вращение было обнаружено для горизонтально расположенного электрического вектора возбуждающего света, авторы могли констатировать подобное же вращение и при вертикальном положении электрического вектора возбуждающего света.

В данном случае, однако, дело усложняется тем, что, как мы видели выше, степень поляризации изменяется при вращении внешнего магнитного поля, становясь нулем при H_{45} и приобретая максимальные значения при H_0 и H_{90}.

Авторам не удавалось получить для натрия ни при каких условиях поляризации более 25—30%. В связи с этим возникло предположение, что в парах ртути соответствующие эффекты усиления и ослабления поляризации и вращения электрического вектора резонансного света могли маскироваться весьма сильной нормальной поляризацией ртути. Авторы снова вернулись к опытам со ртутью и при горизонтальном положении возбуждающего электрического вектора нашли появление поляризации и изменение интенсивности резонансного света, в том случае, когда магнитные силовые линии внешнего поля были перпендикулярными к линии наблюдения, т.-е. к электрическому вектору возбуждающего света. Так же, как и вышеописанные опыты со ртутью, эти опыты производились с внешним полем силою в 1 гаусс, т.-е. порядка величины земного поля. Было найдено, что и в этом случае электрический вектор резонансного света вращается вместе с внешним полем, также как и в опытах с натрием.

В связи с формальным объяснением изложенных замечательных явлений, предложенным Ч. Дарвином (Ch. Darwin), авторы произвели также наблюдение продольного эффекта, измеряя поляризацию резонансного света в направлении распространения возбуждающего пучка. Эти опыты чрезвычайно затруднительны, но все же удалось достичь успеха и в этом случае. О результатах опытов сообщается кратко в добавлении к статье. Крайне важным является следующий опыт. В том случае, когда внешнее поле было параллельным к магнитному вектору возбуждающего

света, а электрический вектор последнего вертикальным, то, как мы видели при поперечном наблюдении, всякие следы поляризации отсутствовали. При продольном наблюдении в том же случае была обнаружена сильная поляризация. Этим ограничиваются экспериментальные данные, сообщаемые в реферируемой работе.

В статье сообщается кроме того следующее формальное толкование явления, предложенное Ч. Дарвином. Предполагается, что под действием внешнего магнитного поля излучающие круговые, плоские орбиты электронов соответствующих атомов устанавливаются перпендикулярно полю. Разберем с этой точки зрения первый опыт, когда направления наблюдения, магнитного вектора возбуждающего света и внешнего поля параллельны. Согласно гипотезе, круговые плоские орбиты установятся перпендикулярно полю и каждая из них под влиянием вертикального возбуждающего вектора будет посылать наблюдателю (поперечное наблюдение) волну, поляризованную по кругу. Правые и левые вращения при этом равновероятны; в результате наблюдатель в согласии с опытом никакой поляризации наблюдать не будет. Наоборот, при продольном наблюдении в том же случае наблюдатель будет видеть те же ориентированные орбиты „в профиль" и будет получать от них (как от право- так и лево-вращающихся) линейно-поляризованный свет, снова в согласии с опытом.

Когда электрический возбуждающий вектор вертикален и внешнее магнитное поле поворачивается в вертикальной плоскости, перпендикулярной к горизонтальной линии наблюдения, совпадающей с направлением магнитного возбуждающего вектора, то на основании приведенной гипотезы, в согласии с опытом, получаются следующие результаты. При H_{90} орбиты перпендикулярны к внешнему полю и параллельны электрическому возбуждающему вектору, наблюдатель видит их вертикально „в профиль" и получает, следовательно, вертикальные, линейные колебания, при H_0 аналогично наблюдаются горизонтальные линейные колебания. При H_{45} орбиты видны наблюдателю „в профиль" под углом 45° к горизонту, но вертикальный электрический вектор возбуждает в них горизонтальные и вертикальные колебания земной амплитуды, т.-е. для наблюдателя свет кажется неполяризованным.

Если электрический возбуждающий вектор горизонтален и в его направлении производятся наблюдение, внешнее же поле поворачивается в вертикальной плоскости, то, как нетрудно видеть, орбиты атомов, согласно гипотезы, будут все время параллельны электрическому вектору и перпендикулярны полю, наблюдатель будет видеть свет линейно-поляризованный все время в одинаковой степени, но электрический вектор резонансного света будет вращаться по мере вращения поля, в согласии с опытом.

В связи с теорией Дарвина, опыты Вуда и Эллета приходится сопоставить с опытами Штерна и Герляха [1]), опубликованными в прошлом году. Дискретность ориентировки атомов в магнитном поле обнаруживается в новых опытах чрезвычайно отчетливо. Как известно, названная дискретность вытекает из постулатов теории Бора. Разумеется, многие стороны явления еще не объясняются изложенной теорией. В частности остается еще учесть количественную сторону и связи поляризации в магнитном поле с нормальной поляризацией флюоресценции.

С. Вавилов.

Потенциал ионизации и возбуждения азота.

E. Brandt. Über die Ionisirungs- und Anregungs-Spannung des Stickstoffs Zsch. f. Ph. 39, VIII. 32, 1922.

Работа Брандта произведена обычным методом. Ускоряющие потенциалы доводились до 100 V. Поправки на контактную разность и проч. не вычислялись, а вводились, как это обычно делается, при помощи измерений образцового газа, каким

[1]) Ср. стр. 301.

служил He. В области между 7,5 и 8,2 V. измерено (с точностью до 0,01 V.) большое число загибов кривой тока, соответствующих линиям ультрафиолетового излучения N_2. Эти линии образуют как раз область полосатого спектра азота. Таким образом изучение строения полос в крайнем у. ф. делается возможным при помощи метода ионизационных толчков. Правда, пока еще получаемые результаты недостаточны точны, чтобы дать ясную количественную картину строения полосы.

Получаемые автором цифры $17{,}75 \pm 0{,}1$ V, $25{,}41 \pm 0{,}1$ V; $30{,}72 \pm 0{,}2$ V соответствуют по его указаниям потенциалу ионизации и двум более высоким ступеням ионизации. Эти цифры надо уменьшить но 0,7 V согласно поправке для He, даваемой Франком. К сожалению, приводимых Брандтом данных недостаточно для того, чтобы с уверенностью сказать, каким процессом соответствуют наблюдавшиеся им величины. Предполагая, что 17 V соответствует расщеплению молекулы и ионизации одного из атомом $N_2 \longrightarrow N + N + \Theta$), а 30V — ионизации обоих атомов ($N_2 \longrightarrow N + N + 2\Theta$), я оцениваю теплоту диссоциации азота в 4 V, т.-е. лишь немного больше теплоты диссоциации H_2. Что величина эта должна быть больше, чем для водорода, согласуется с наблюдениями Лангмьюра о трудности тепловых диссоциаций азота. Однако столь важную для фотохимических расчетов величину теплоты молекулярной диссоциации хотелось бы знать с большей уверенностью.

Гр. Ландсберг.

Ионизационный потенциал гелия.

J. Franck. Bemerkung über Anregungs- und Ioniesirungsspannung des Heliums, Zschr f. Ph, XI, 155, 1922.

Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных определению потенциала возбуждения и ионизации гелия, вопрос о расположении вычисляемых по этим данным линий в сериальные схемы, т.-е. вопрос о возможных орбитах гелия, оставался до сих пор спорным. Предложенная Франком и Книппингом схема, даваемая таблицей I, встретила возражения со стороны Девис, Гортона, Кэмбля и др.

ТАБЛИЦА I [1]).

Измерено	Сериальное обозначение	Замечания	Вычисленая длина волны
20,45 volts.	$1S - 2S$	Напряжение превращения одноквантового парагелия в двухквантовый метастабильный ортогелий.	Излучения нет.
21,25 „	$1S - 2S$	Переход, запрещенный принципом отбора, следовательно соответствующий в нормальных условиях весьма слабой линии.	585 A°
21,9 „	$1S - 2P$	Абсорбционная серия нормального гелия.	569 A°
23,6 „	$1S - 3P$		523 A°
25,3 „	$1S$	Граница серии.	493 A°

[1]) Во всех сериальных обозначениях я пользовался обозначениями Sommerfeld'а который увеличивает дробные цифры, стоящие перед символами S, дополняя их до ближайшего целого числа (прибавка 0,5).

Во всех вышеупомянутых работах применялись методы электронных толчков. Появившаяся недавно работа Лимана (Nature, 26 Aug. 1922), сумевшего сфотографировать крайнюю ультрафиолетовую часть спектра гелия, кладет конец всем этим спорам. Лиман сумел обойти затруднение, связанное с поглощением фотографируемых линий в атмосфере самого газа тем, что разделил свой аппарат перегородкой с весьма узкой щелью и при помощи непрерывно действующего мощного насоса поддерживал разность давлений в обоих половинах аппаратах, так что одна часть его служила разрядной трубкой, а другая — вакуум-спектрографом. Lyman получил в крайнем ультрафиолете 5 линий и расположил их в схему согласно таблице II.

Как показывает сравнение с таблицей I, эта схема вполне может быть согласована со схемой Франка и Книппинга, если в данных этих наблюдателей ввести систематическую поправку — 0,7 volts. Поправка эта объясняется существованием двух модификаций гелия (ортогелий, которому в сериальных схемах соответствуют малые буквы s, p, d..., и парагелий, с обозначениями S, P...), разность двух квантовых орбит которых 2S—2s равна 0,8 volts и вносила систематическую ошибку во все отмеченные F, и K. значения потенциала (точность измерений их 0,25 v.)

ТАБЛИЦА II [1]).

Линии, наблюдавшиеся Lyman'ом	Сериальные обозначения	Вычисленное напряжение возбуждения	Напряжение возбуждения, измерен. Франком и Книппингом уменьшен. на 0,7 v.	Замечания
—	$1S-2S$	19,77 volts	19,75	Напряжение превращения, которому не соответствует никакое излучение.
600,5 $A°$	$1S-2S$	20,55 „	20,55 „	Запрещенная принципом отбора и поэтому весьма слабая линия.
584,4 $A°$	$1S-2P$	21,12 „	21,2 „	Первый член абсорбционной серии, поэтому очень яркая линия.
537,1 $A°$	$1S-3P$	22,97 „	22,3 „	—
522,3 $A°$	$1S-4P$	23,62 „	—	—
515,7 $A°$	$1S-5P$	23,92 „	—	—
(502, $A°$) вычислен.	$1S$	24,5 „	24,6	Напряжение ионизации.

Таким образом, следует считать окончательно установленным, что значение ионизационного потенциала для гелия = 24,6 volts, каковым значением и следует воспользоваться для исправления всех результатов, полученных по способу электронных толчков, где исследовались смеси испытуемого газа с He в качестве образцового.

Гр. Ландсберг.

Суб-электроны Эренгафта.

(Bär. Annalen d. Phys. B. *67*, 1922 № 3. p. 157).

Если обыкновенно для элементарного количества электричества (заряд одного электрона) E получают величину $2 - 6.10^{-10}$ эл.-стат. ед., то Эренгафт на платиновых частицах получил $E = 5{,}4.\ 10^{-12}$, а Паранкевич даже $2.\ 10^{-13}$.

Определение относительной величины электрического заряда на субмикроскопических частицах позволяют до известной степени судить о квантности элементарного заряда электричества.

В самом деле, если подвешивать частицы с зарядами № 3, то

$$nE = mg$$

и если E есть элементарный заряд электричества, то n должны быть небольшими целыми числами. Этот результат и дают исследования Иоффе, Мейер и Герлах.

У Эренгафта и его школы получаются значительные отклонения. Почему? Во-первых, при малых частицах может внести ошибку броуновское движение. Поэтому для малых частиц надо брать малое увеличение. Дальнейшие ошибки вносятся применением формулы Стокса Кэннингэна о связи скорости падения частицы от силы:

$$F = \frac{6\pi H a v}{1 + A\frac{l}{a}}, \quad (I)$$

где a — радиус частицы, H — коэффициент внутреннего трения, v — скорость, l — средняя длина свободного пробега молекулы газа, A — коэффициент, зависящий от рода соударений газовых молекул с частицей. С одной стороны частицы могут быть не шарообразны (как это нужно по формуле); с другой — плотность частиц может быть не равна плотности исходного материала.

Из падения в электрическом поле и без поля можно найти плотность σ, если принять формулу (I). Наблюдения показывают, однако, что при изменении давления газа A не являются постоянным. Bär, учитывая эти обстоятельства, производит измерения E, наблюдая в милликеновом конденсаторе и при малом увеличении частицы из парафина, селена и платины.

Полученный экспериментальный материал заставляет его прийти к заключению, что нет необходимости отказываться от постоянства элементар. электрич. заряда и от милликенового числа $4{,}8\ 10^{-10}$, и что наблюдаемые отклонения, которые получены, и им, объясняются вышеуказанными причинами.

В частности относительно зарядов на *Pt*-частицах следует признать или что A — очень мал (до 0,07?), тогда как из опытных определений коэффициент A — порядка 1, или плотность σ — мала (до 0.2, тогда как плотность платины 21,4). Bär считает более вероятным второе предположение, что обусловливается губчатым строением частицы (такая губчатость получается при электрическом распылении).

При образовании частиц испарением или механически следует ожидать изменения плотности частиц от адсорбции (что и должно особенно сказаться при малых размерах частиц). Возможны также в некоторых случаях Olschicht (Silvey) или Oxydfilm (Derieux).

И эти опыты показывают, как это указывалось и раньше, что вопрос требует еще дальнейших исследований.

Б. В. Ильина.

Структура железа.

A. Westgren und A. Lindh. Zeitschrift für. Phys. Chemie, 98,781, 1921.

Еще в 1917 г. Хёлль показал, что обыкновенное железо имеет структуру центрированного куба с ребром $= 2{,}86.10^{-8}$ cm. Позднее, в 1921 г. Вестгреном и Линдом были изучены методом Дебая различные модификации железа. При

малом содержании углерода известны три аллотропических формы железа до температуры 768° C.: имеется α-железо, в промежутке от 768° до 800°, β-железо, и свыше 800° — γ-железо.

Были получены три рентгенограммы железа в $K\alpha$ с длиной волны =1932. A°: при комнатной температуре, при температуре 800° и 1000°. В качестве объекта для фотографирования было взято железо с малой примесью углерода (015%).

Первый снимок дал (при комнатной температуре) следующую таблицу синусов углов скольжения от соответствующих граней:

$Sin\ \frac{\theta}{2}$	$h_1\ h_2\ h_3$ — индексы грани.
0,488	113
0,686	200
0,835	211
0,959	220

$Sin^2\ \frac{\theta}{2}$ относятся как 1: 2: 3: 4

Подобное отношение характерно или для простого куба, или для центрированного. Первая решетка содержит один узел, тогда как вторая — 2 узла в единичном кубе.

Отсюда

$$d^3_{100} = \frac{n.M.}{\sigma} = \frac{1.\ 55{,}8.\ 1{,}6.\ 10^{-24}}{7{,}86}$$

или

$$d^3_{100} = \frac{2.\ 55{,}8.\ 1.6\ 10^{-24}}{7{,}86}$$

где n — число узлов, M — молекулярный вес и σ — плотность. Первое дает 2,29.10^{-8} cm)., второе — 2,87. 10^{-8} см. Второе значение совпадает с найдеными Хёллем (2,87. 10^{-8} cm.. Следовательно „α-железо“ имеет структуру центрированного куба.

Вторая рентгенограама была получена при температуре 800° C.

$Sin\ \frac{\theta}{2}$	$h_1\ h_2\ h_3$
0,464	110
0,663	200
0,815	211
0,942	220

Т.-е. здесь та же структура центрированного куба, но только ребро куба=2,92. 10^{-8}cm. Принимая во внимание средний коэфициент расширения 15. 10^{-6}, найдем, что ребро куба „α-железа“ вследствие только одного температурного расширения при 800° должно иметь длину 2,90. 10^{-8} ст. Отсюда очевидно, что β-железо и α-железо идентичны.

При третьем снимке температура железа была 1.000° C.

$Sin\ \frac{\theta}{2}$	$h_1\ h_2\ h_3$
0,467	111
0,542	200
0,754	220
0,883	311
0,917	222

Среди отражающих граней имеются или только с четными или только с нечетными. Это признак, характерный для куба с центрированными гранями.

Подсчет ребра куба дал 3,60. 10^{-8} ст. Итак, γ-железо имеет структуру, отличную от α и β, и ему нужно приписать структуру куба с центрированными гранями.

Далее Вестгрен и Линд исследовали такие важные сорта железа, как аустенит и мартенсит.

Аустенит был получен закалкой в воде никкелевой или марганцевой стали, нагретых до 1.000° С.

Состав никкелевой стали:

Ni—25,2%, C—0,24%, Mn—0,5%, Si—0,1%, P—0,047% и $S \pm 0{,}0{,}1\%$ Марганцовая сталь имела состав Mn—12,1%, C—1,34%, S—0,52% и P—0,1%.

Рентгенограммы дали в обоих случаях структуру железа с ребром куба (ник. сталь) 3,58. 10^{-8} ст. и 3,61. 10^{-8} ст. (марганц. сталь). Таким образом аустенит содержит в себе только γ-железо.

Мартенсит был получен охлаждением аустенита в жидком воздухе.

Марганцевая сталь дала, как и прежде, только γ-железо; рентгенограмма от никкелевой стали имеет более сложную картину, разбор которой показывает, что мартенсит содержит в себе как α-железо, так и γ-железо. Кроме того при небольших углах скольжения имелись линии, которые нельзя было отнести ни к α-, ни к γ-модификации.

Н. Селяков.

О соударениях „второго рода".

J. Franck. Einige aus Theorie von Klein und Rosseland zu ziehende Folgerungen über Fluoreszenz, photochemische Prozesse und die Electronenemission glühender Körper. Zsch. f. Ph., IX, p. 259, 1922.

В одной работе, опубликованной год тому назад, Клейн и Росселанд показали, что при соударении электронов с атомами на-ряду со столкновениями, при которых кинетическая энергия электрона переходит в квантовую энергию возбужденного атома (столкновения 1-го рода), должны существовать и такие, при которых происходит обратный переход: энергия возбужденной молекулы не излучается, а переходит в кинетическую энергию тех электронов, с которыми она сталкивается. Эти идеи Франк распространяет и на случай столкновений атомов между собою, ибо в температурном свечении можно видеть прямое доказательство существования столкновений 1-го рода между атомами, а те термодинамические соображения, которые согласны, Клейн и Росселанд приводят к необходимости существования столкновений 2-го рода, если имеют место столкновения 1-го рода, сохраняют свою силу и для случая соударений атомов с атомами. [Прямое экспериментальное доказательство таких столкновений 2-го рода находится, между прочим, в диссертации Карно, сделанной под руководством Франка (см. ниже)].

Применение указанной идеи к различным физическим явлениям приводит автора к ряду выводов, хотя, надо заметить, он ограничивается лишь качественными представлениями, не развивая количественной теории. Так он удовлетворительно объясняет воздействие примесей на характер флюоресценции паров; при монохроматическом возбуждении чистого иода, например, (при низком давлении) излучаются лишь резонансные линии; добавление же газовых примесей влечет за собою столкновение 2-го рода возбужденных атомов иода с атомами примесей, вследствие чего часть энергии растрачивается и, следовательно, часть, могущая излучаться ($h\nu$) становится меньше (переход в низшее „квантовое" состояние), так что должны появиться линии меньшей частоты, что действительно и подтверждается опытом. Те же соображения позволяют обойти затруднения, возникающие при объяснении особенностей в резонансном излучении ртути и состоящие в том, что среди предполагаемых переходов электрона имеет место переход с орбиты $2P$ на $2p_2$, не могущий, согласно принципу отбора, происходить при излучении. В новой теории этот переход появляется в результате столкновений второго рода, при чем избыток энергии не излучается, а переходит в кинетическую энергию сталкивающихся атомов. Применительно к фотохимическим явлениям представления Франка объясняют отступления от закона эквивалентности Эйнштейна, наблюдавшиеся Варбургом в тех случаях, когда $h\nu < Q/N$,

где Q — тепловой эффект на грамм-молекулу, а N — число атомов в моле, а также подводит, экспериментальные основы под воззрения, высказанные еще Штарком относительно природы действия сенсибилизаторов в фотохимических реакциях.

Наконец, в явлении испускания электронов накаленными телами столкновения 2-го рода также могут играть роль; при этом наблюдающееся максвеллево распределение скоростей испускаемых термоионов объясняется тем, что освобождение электронов из атомов вещества происходит вследствие тепловой диссоциации, а не предполагает свободных электронов, существование которых, особенно в окислах металлов, представляется, как известно, весьма сомнительным.

Гр. Ландсберг.

О свечении атомов.

K. Försterling. Über das Leuchten der Atome. Zs. f. Ph., X, 6, p. 387, 1922.

Работа Ферстерлинга пытается найти экспериментальные основания для решения вопроса, обрывается ли мгновенно связь между излучающим электроном и излучением (Зоммерфельд) или между ними существует длительная связь дифференциального характера (Ми). Прежде всего несомненно, что излучение, исходящее из движущегося электрона, даже в случае допущения Зоммерфельда, не может считаться распространяющимся, как из неподвижного центра, из точки, в которой был электрон в момент обрыва связи. Ибо, вследствие длительности свечения (опыты В. Вина и старые опыты Луммера и Герке над интерференцией), наблюдатель, связанный с электроном, но обращенный к нему спиною, увидел бы свет, исходящий из этого центра и догнавший наблюдателя (ибо $c > v$). Таким образом, возможность „видеть“ электрон, находящийся за спиною наблюдателя, служила бы доказательством движения наблюдателя и электрона, т.-е. в самой резкой форме противоречила бы принципу относительности.

Установив пространственную близость излучающего электрона и центра излучаемой волны, Ферстерлинг рассуждает следующим образом. Электромагнитное поле не может воздействовать на свободное излучение, но лишь на излучающий электрон. Поэтому влияние поля на излучение движущегося электрона может решить вопрос, существует ли излучение независимо от электрона, или связано с ним за все время излучения. В установке Штарка свечение каналовых лучей начиналось, по крайней мере отчасти, до выхода в область, где господствовало высокое электрическое напряжение. Скорость каналовых лучей (10^7 cm/sec), длительность свечения (10^{-8} sec) и длина свободного пути в описываемой области (ок. 3 mm) таковы, что каналовые лучи, за время свечения, не должны испытывать столкновений с другими атомами. Таким образом, если излучение, которое следует за атомом в область электрического напряжения, уже утратило связь с атомом, то оно не должно испытывать никакого воздействия со стороны электрического поля, а на-ряду с линиями, претерпевшими эффект Штарка, должны быть линии, не испытавшие расщепления. Однако наблюдения Штарка никогда не обнаруживали таких нерасщепленных линий. Следовательно, надо признать, что между излучением и электроном связь сохраняется за все время излучения.

Гр. Ландсберг.

Об истинном поглощении света.

Günter Cario. Über Entstehung wahrer Lichtabsorbtion und scheinbare Koppelung von Quantensprüngen. Zs. f. Ph., 10, 3. p. 185, 1922.

Применительно к терминологии, предложенной Клейном и Росселандом, автор называет столкновениями 1-го рода столкновения (с быстрыми электронами и атомами), в результате которых внешний электрон атома удаляется на одну из высших квантовых орбит, т.-е. атом переходит в „возбужденное“ состояние. Столкновения 2-го рода суть такие, при которых возбужденный атом вновь переходит в нормальное

состояние, но содержащийся в нем избыток энергии не излучается, а распределяется между другими атомами, участвующими в столкновении.

Такими столкновениями 2-го рода Карио пытается объяснить, во-первых, ослабление резонансного свечения паров ртути вследствие добавления нейтральных газов (наблюдавшееся впервые Вудом) и, во-вторых, открытое им явление сенсибилизации паров металлов.

Первая часть. В основание объяснения указанного явления положено допущение, что каждое столкновение возбужденного атома с невозбужденным есть столкновение 2-го рода, т.-е. при каждом таком столкновении один из атомов, могущих стать центром излучения, теряет эту возможность. Вычисляя, какой диаметр должен иметь возбужденный атом, чтобы соответствующее ему число столкновений (согласно кинетической энергии газов) могло бы, при сделанном допущении, объяснить наблюдаемое при добавлении газов ослабление резонансного свечения, автор находит для диаметра возбужденного атома ртути значение от 3 до 5,5 раз бо́льшее диаметра, вычисляемого из опытов над внутренним трением. Непостоянство величины диаметра (кажущееся увеличение в случае примеси легких газов (*He*) доказывает, что сделанное допущение выполняется лишь приближенно (при легких примесях, очевидно, не все столкновения отнимают энергию возбужденного атома), однако среднее значение, получаемое для диаметра возбужденного ртутного атома, согласное с основами модели Бора и подтверждаемое измерениями Фюхтбауэра и Иооса (Ph. Zs, 23, p. 73, 1922) над уширениями линий при прибавлении нейтральных газов, заставляет считать, что в общем столкновения возбужденных молекул с невозбужденными почти на 100% суть столкновения 2-го рода.

В опытах Вуда (Ph. Zs., 13, p. 353, 1912) примесью служил воздух. Карио в своих опытах добавлял благородные газы (*Ar*, *Ne* — *He*), чтобы исключить возможность химических взаимодействий между ртутью и примесью. Кроме того в его измерениях возбуждение ртутного пара производилось не при помощи второй ртутной лампы (как у Вуда), а при помощи потока электронов подходящей скорости (метод Франка). Таким приемом удалось сильно увеличить интенсивность свечения. Первые порции подмешиваемого газа даже несколько усиливали свечение, очевидно, создавая более благоприятные условия для столкновения электронов с атомами ртути (упругое отражение электронов от атомов *Ar* и *He* во все стороны).

Изменение интенсивности свечения определялось при помощи последовательных фотографирований спектра; фотометрирование снимков производилось микрофотометром Гартмана.

Вторая часть. В качестве примеси к парам ртути выбирается вещество, удовлетворяющее следующим требованиям: его потенциал возбуждения меньше, чем потенциал возбуждения ртути (соотв. линии 2536,7A^0), но близок к нему; его ионизационный потенциал больше, чем потенциал возбуждения ртути; линия 2536,7A^0 лежит вне области абсорбции примеси. В таком случае можно надеяться, что энергия возбуждения ртутного атома, переходя при столкновениях к атомам добавленного вещества будет способна возбудить (но не ионизировать) их и вызовет свечение примеси. Подходящим веществом является пар таллия (*Tl*). Действительно, нагревая в одном конце запаянного кварцевого сосуда *Hg* (до 100°), а в другом *Tl* (до 800°), Карио удалось получить смесь паров *Hg* и *Tl*, обнаруживавшую ожидаемое явление: освещая смесь линией 2536,7A^0 и фотографируя резонансное свечение, он, при часовой экспозиции, получил одновременно с линиями ртути следующие линии таллия:

$\lambda = 5351\ A^0$		$1{,}5s - 2p_1$
3776		$1{,}5s - 2p_2$
3530	соответствующие сериальной схеме	$3\,d_2 - 2p_1$
3519		$3\,d_1 - 2p_1$
3230		$2{,}5s - 2p_1$
2918		$4\,d_1 - 2p_1$

Контрольные опыты: устранение или ослабление линии 2536,7 — соответственно устраняет или ослабляет указанные линии; чистый пар *Tl*, несмотря на интенсивное освещение, не дает никаких следов упомянутых линий.

Появляющиеся линии стоят в хорошем согласии с сериальной схемой и принципом отбора (азимутальные и внутренние квантовые числа). Появление линии $4d_1 - 2p_1$ при невозможности непосредственного перехода с основной орбиты $2p_2$ на орбиту $4d_1$ (ибо для этого потребовалась бы энергия бо́льшая, чем имеется в возбужденном атоме ртути) заставляет предполагать, что при столкновении электрон перебрасывается с орбиты $2p_2$ на $2p_1$, где и застревает, ибо обратный переход на $2p_2$ невозможен по принципу отбора. Следующее столкновение выбрасывает его на орбиту $4d_1$ и, таким образом, появляется указанная линия. Поэтому орбиту $2p_1$ надо рассматривать как метастабильную основную орбиту, существование которой подтверждается, между прочим, наблюдаемой при температуре 500° абсорбционной линией $5351A^0$ ($2p_1 - 1{,}5s$).

Дополнением к опытам с *Tl* служат опыты с *Ag*. В смеси *Hg*, *Tl*, *Ag* появляются линии *Ag*.

$$\lambda = 3281A^0 \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; 2p_1 - 1{,}5s$$
$$3383A^0 \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad 2p_2 - 1{,}5s$$

В отсутствии *Tl* линии *Ag* сильно ослабевают. Точно так же относительная интенсивность линии *Tl* значительно изменяется в присутствии *Ag*. Объясняется это явление допущением, что наиболее благоприятны условия перехода энергии, когда энергия возбуждающего атома не сильно отличается от энергии возбуждаемого. (Отсюда, для *Tl* вероятнее перескоки на $2{,}5s$, $3d_1$, $3d_2$, чем на $1{,}5s$.) Возбуждение *Ag* лучше происходит не непосредственно от *Hg*, а через посредство *Tl*. Обратно, некоторые линии *Tl* ($3776A^0$ серия $1{,}5s - 2p_2$) интенсивнее в присутствии *Ag*, ибо энергия возбужденного *Ag* ближе к необходимой для ее возбуждения энергии, чем энергия *Hg*.

Реферируемая работа, послужившая диссертацией Карио, сделанной у Франка в Гёттингене, представляет весьма большой интерес, ибо она с экспериментальной стороны подходит к вопросу о возможности распределения энергии, поглощенной в количестве кванта определенной частоты между различными атомами путем столкновения. Отсутствие несомненных фактов этого рода значительно затрудняло, между прочим, рациональное объяснение отступления от фотохимического закона эквивалентности Эйнштейна.

Гр. Ландсберг.

Об одном замечательном случае квантования.

P. Ehrenfest und G. Breit. Ein bemerkenswerter Fall von Quantisierung. Zeitschr. für Physik. 1922. B. g. Heft. 4.

За последние годы теория квант неудержимо движется вперед; в значительной мере этому причиной служит „Принцип аналогии“ Бора. Мистический в основе, он во всех примерах, где так или иначе имелась возможность его применить, приводил к правильным результатам. В парадоксальном примере с точки зрения методики квантования, на который указывают Эренфест и Брейт, принцип аналогии дает исчерпывающий ответ.

Представим себе плоскую систему прямоугольных осей координат (xy), с началом которой совпадает центр твердого диполя. Пусть этот диполь вращается вокруг своего центра в плоскости координат. Простое квантование этого кругового движения приводит к следующей формуле для момента количества движения:

$$p = n \cdot \frac{h}{2\pi} \; \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \; (1)$$

где n — целое число; h — планковская постоянная; мы видим, что момент количества движения меняется ступеньками; величина ступеньки $= \frac{h}{2\pi}$.

Пусть теперь на диполь действует какая-либо возмущающая сила, скажем, в виде периодических толчков, — спрашивается: каково будет движение диполя? Легко понять, что он сначала опишет угол в положительном (или отрицательном) направлении, равный $\varphi.2\pi$, где f, вообще говоря, иррациальное число; затем на него подействует толчек. и он пойдет в обратном направлении и опишет угол $= -\varphi \cdot 2\pi$. Так будет продолжаться до тех пор, пока будут действовать периодические толчки. Если проквантовать это движение, то получится следующий результат:

$$\int_{-f2\pi}^{+f\cdot 2\pi} p d\varphi = nh; \quad p = \frac{nh}{8\pi \cdot f} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

В этом случае момент количества движения тоже меняется ступеньками; величина ступеньки $= \frac{h}{8\pi f}$; она, очевидно, зависит от периода, с которым идут толчки один за другим. Положим, теперь, что этот период бесконечно велик, тогда, очевидно, наше движение превращается просто в круговое. Если вычислить величину ступеньки для момента количества движения в этом случае, по формуле (2), то мы получим нуль, т.-е. впадаем в противоречие с формулой (1); итак, более общий результат не дает частного. Как решить этот парадокс? Очевидно, методику квантования нельзя применять к обособленным движениям. Там квантование мыслимо, где обособленное движение можно представлять как результат статистики. Если наше движение не индивидуально, то мы в праве применить принцип аналогии. Поступают так. Движение диполя вполне может быть охарактеризовано математическим выражением проекции электрического момента на какую-либо из осей координат; разлагаем это выражение в ряд Фурье; тогда амплитуда члена с обертоном $s = n_1 - n_2$ и дает нам вероятность перехода от квантового состояния n_1 к квантовому состоянию n_2. Оказывается, при весьма большом f, амплитуда всех обертонов будет весьма мала, кроме тех, для которых имеет место соотношение:

$$S = 4f, \text{ или } n_2 - n_1 \cong 4p.$$

Следовательно, в случае f — бесконечно большого наиболее вероятны такие переходы, для которых

$$p_2 - p_1 = (n_2 - n_1)\frac{h}{8\pi\varphi} = \frac{(n^2 - n_1)h}{2\pi \cdot n_2 - n_1} \cong \frac{h}{2\pi}.$$

Таким образом, принцип аналогии дает результат, совпадающий с квантовым условием простого кругового движения. Парадокс разрешен.

А. Предводителев.

Синтез аммиака толчками медленных электронов.

E. Buch Andersen. Über die Synthese von Ammoniak durch Stoss langsamer Elektronen. Zeitschr. f. Physik. B. 10. H. 1. 1922.

В копенгагенской химической лаборатории начат ряд исследований, связанных с излучением механизма реакций, вызываемых толчками медленных электронов. Реферируемая работа касалась реакции воссоединения азота и водорода в аммиак в поле, где имелся поток электронов определенной скорости. Опыт осуществлялся так: в стеклянный шар вместимостью около 800 cm³ вставлялись две прямоугольные пластинки (12 × 60 mm.), которые служили анодом; между ними находилась вольфрамовая нить длиною в 25 mm. и диаметром в 0,048 mm. Испытуемая смесь газов бралась из газометра и предварительно тщательно очищалась пропусканием через $KMnO_4$, раскаленный палладиевый азбест, крепкую серную кислоту и фосфорный ангидрид. После наполнения стеклянного сосуда желаемой смесью, вольфрамовая нить накаливалась и затем, когда давление в сосуде устанавливалось (оно мерилось Маклеодом),

налагался ускоряющий потенциал и время от времени производился отсчет давления; изменение давления и служило мерой скорости химического процесса. Для контроля Бух Андерсен пристраивал к шару два отростка, куда помещалось около 0,5 cm. серной кислоты в 98 проц., которая улавливала NH_3, получаемый из смеси водорода и азота. Результаты опытов сводились к следующему:

1. Давление в сосуде довольно быстро падало, с течением времени доходя до некоторого постоянного предела.

2. Образование NH_3 начинается с некоторого критического напряжения, приблизительно равного 17,5 volt.

3. Можно думать, что критическое напряжение имеет самую тесную связь с ионизирующим потенциалом одного из газов, но какого именно—на основании этих опытов сказать трудно (вероятно, азота).

4. Если критическое напряжение достигнуто, то скорость реакции есть непрерывная функция напряжения, имеющая ряд последовательных относительных maximum'ов и minimum'ов. Присутствие этих экстремальных точек указывает, что скорость процесса, вероятно, имеет избирательный характер по отношению к скоростям электронов.

Несмотря на отсутствие строго количественных соотношений, работа Бух Андерсена очень интересна, с точки зрения формирующегося квантового воззрения на химические процессы, и вместе с работами, начатыми в копенгагенской лаборатории, может явиться ценным материалом в уяснении природы химических и молекулярных сил.

А. Предводителев.

Источник непрерывного ультрафиолетового спектра.

W. H. Fulweiler and J. Barnes. A. Source of Light giving a continuous spectrum in the ultra-violet. Journ. of Francl. Inst., V. 194, № 1, p. 83, 1922.

Авторы применяют для получения непрерывного ультра-фиолетового спектра искру под водой между вольфрамовыми электродами. Предварительно были испытаны электроды из алюминия, латуни, железа, никкеля, угля и молибдена, но вольфрамовые электроды дали гораздо более короткие лучи в ультрафиолетовой области, требуют наиболее простых приспособлений, и получаемый спектр является совершенно однородным без ярких полос и линий. *Wo*-электроды имели диам. 3,5 mm; длина искрового промежутка около $^1/_2$ mm. Искра проскакивала в воде, протекающей внутри стеклянного баллона ёмкостью около 500 cm³. Излучение выходило через кварцевую пластинку, вставленную в конце латунной трубки, входящей внутрь баллона, и отстоящую от искры на 1 cm.

Питание искры производилось от 1,6 kw. рентгеновского трансформатора со ртутным прерывателем (110 V. и 15 amp.); вторичная обмотка шунтировалась двумя лейденскими банками в 0.001 *mf*, соединенными последовательно. Последовательно с искрой между *Wo*-электродами вводился искровой промежуток между *Zn*-электродами, продувавшийся воздухом. *Wo*-электроды распылялись по сравнению с *Al* очень медленно и редко требовали регулировки.

Непрерывный спектр, получаемый между *Wo*-электродами, простирается до 205 μμ.

С. Ржевкин.

Оптические константы некоторых жидкостей для коротких электрических волн.

J. D. Tear. The optical constants of certain liquids for short electrik Waves (Abstract). Journ. of Franclin Inst. Vol. 194, № 5, p. 685, Nov. 1922.

На протяжении неисследованной области спектра от длинных инфракрасных до коротких электрических волн рефракция и абсорбция многих веществ подвергается большим изменениям.

Так, например, для воды при $\lambda = 0{,}3$ mm показатель преломления примерно таков же, как и в видимом спектре, а при $\lambda = 30$ mm он равен 8,5, что очень близко к квадратному корню диэлектрической постоянной, каков он должен быть для бесконечно длинных электрических волн. В настоящее время эта область исследуется (см. предшеств. реферат) более совершенным методом, чем это было доступно раньше при волнах 27, 18, 11, 8 и 4 mm для следующих жидкостей: воды, глицерина, метилового и этилового алкоголя.

Показатель преломления вычисляется по формуле Коши-Квинке из коэффициентов отражения и абсорбции. Кроме того приближенное значение показателя преломления получается непосредственно, из отражения волн от двух поверхностей жидкого слоя, налитого на поверхность ртути; если толщина слоя изменяется, то отраженная энергия проходит через ряд максимумов и минимумов, которые позволяют измерить длину волны в жидкости. Результаты, полученные двумя методами, хорошо согласуются.

С. Ржевкин.

Минимальная энергия звука при высокой частоте, воспринимаемая ухом.

C. E. Jane. Minimum Sound Energy for Audition for Tones of hight frequency. Phys. Rev., May 1922.

Для частот от 2.000 до 14.000 $\frac{\text{пер}}{\text{сек}}$ было найдено, что для порога ощущения слуха необходима энергия $7{,}10^{-8} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\ \text{sec}}$ (поток энергии в 1 sec через 1 cm²).

Эта величина практически одинакова для всего указанного интервала частот, хотя небольшие различия существуют не только между отдельными людьми, но и между двумя ушами одного и того же лица.

Выше 14.000 $\frac{\text{пер}}{\text{сек}}$ все большие количества энергии необходимы для того, чтобы дать ощущение звука и при частотах от 18.000 до 20.000 $\frac{\text{пер}}{\text{сек}}$ энергия в 1.400.000 раз большая, чем при низких частотах, дает лишь порог ощущения. Этот верхний предел выше для детей и ниже для стариков.

28/XII 1922. *С. Ржевкин.*

Короткие электрические волны.

E. F. Nichals and J. D. Tear. Short Electric Waves. Journ. of Francl. Inst., V. 194, № 5, p. 683, Nov. 1922 (Abstract).

Авторам настоящей работы удалось, повидимому, поскольку позволяет судить цитированное предварительное сообщение, сделать большой шаг вперед в вопросе получения коротких электрических волн.

Вибратор представляет из себя видоизмененную форму диполя Tear'a с некоторыми добавлениями, позволяющими получить более короткие волны. Искровой разряд происходит между основаниями двух вольфрамовых цилиндров, погруженных в керосин. Цилиндры были припаяны к концам тонких стеклянных трубочек из тугоплавкого стекла и устанавливались посредством микрометра, позволявшего регулировать искровой промежуток между ними; наименьшие употреблявшиеся цилиндры имели диаметр 0,2 mm и высоту 0,2 mm. Провода высокого напряжения подводились внутри стеклянных трубок на расстояние нескольких миллиметров к вольфрамовым цилиндрикам; искра проскакивала к цилиндрикам через воздушный промежуток, который все время продувался сжатым воздухом в целях деионизации и охлаждения места спая стекла с вольфрамом. При расстоянии цилиндриков около 0,01 mm каждый разряд порождает

электрические колебания в диполе, сильно затухающие, длина волны которых, как показали опыты, в 3—5 раз превышает длину диполя (фактор 5 относится к малым диполям).

Вибратор помещался на оптической скамье в главном фокусе парафиновой линзы, затем волны проходили пучком параллельных лучей через интерференционный аппарат или другую оптическую систему и второй линзой собирались на приемный аппарат.

В качестве приемного аппарата применялся радиометр Никольса, который позволил получить гораздо бо́льшую чувствительность, чем прежние методы (термоэлемент с гальванометром, термогальванометр); общий вес подвижной системы радиометра составлял около 0,5 mgr. Приемные элементы состояли или из платиновой проволочки диам. в 1 μ соответственной длины, чтобы получить резонанс с принимаемым излучением, или из металлической пленки, нанесенной на листочках слюды или кварцевой нити, посредством испарения в пустоте; эти приемные элементы помещались вместо обычных зачерненных крылышек радиометра. Тонкие щитки из слюды, помещаемые на расстоянии около 0,1 mm перед или сзади приемного элемента, делали радиометрический эффект обоих крылышек односторонним.

Длина волны измерялась больтцмановским зеркальным интерферометром, а также отражательным эшелоном, состоящим из точно калиброванных латунных пластинок. Эшелон применялся также для приблизительного анализа радиации диполя и для выделения более однородного излучения желаемой длины волны.

Описанным методом были изолированы электрические волны от нескольких сантиметров до 1,8 mm длины. При благоприятных условиях длина волны 0,8 mm была также доступна наблюдению.

Таким образом, электрический спектр может быть изучен, повидимому, более совершенно, чем это удавалось до сих пор[1]) еще на две-три октавы в сторону коротких волн.

С. Ржевкин.

---

[1]) См., напр., реф. о работе Мебиуса, Успехи Физич. Наук. Том III, в. 1, стр. 121.