

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 сенсibilизаторов в фотохимических реакциях.

Наконец, в явлении испускания электронов накаливаемыми 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 спиной, увидел бы свет, исходящий из этого центра и догнавший наблюдателя (ибо $c > v$). Таким образом, возможность „видеть“ электрон, находящийся за спиной 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 канальных лучей начиналось, по крайней мере отчасти, до выхода в область, где господствовало высокое электрическое напряжение. Скорость канальных лучей (10^7 cm/sec), длительность свечения (10^{-8} sec) и длина свободного пути в описываемой области (ок. 3 mm) таковы, что канальные 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 наряду 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.

Такие столкновениями 2-го рода К а р и о пытается объяснить, во-первых, ослабление резонансного свечения паров ртути вследствие добавления нейтральных газов (наблюдавшееся впервые В у д о м) и, во-вторых, открытое им явление сенсбилизации 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 большее 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 Ф ю х т б а у э р а и И о о с а (Ph. Zs., 23, p. 73, 1922) над уширениями линий при добавлении нейтральных газов, заставляет считать, что в общем столкновения возбужденных молекул с невозбужденными почти на 100% суть столкновения 2-го рода.

В опытах В у д а (Ph. Zs., 13, p. 353, 1912) примесью служил воздух. К а р и о 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 В у д а), а при помощи потока электронов подходящей скорости (метод Ф р а н к а). 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 Г а р т м а н а.

Вторая часть. В качестве примеси к парам ртути выбирается вещество, удовлетворяющее следующим требованиям: его потенциал возбуждения меньше, чем потенциал возбуждения ртути (соотв. линии 2536,7А°, но близок к нему; его ионизационный потенциал больше, чем потенциал возбуждения ртути; линия 2536,7А° 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°), К а р и о удалось получить смесь паров *Hg* и *Tl*, обнаруживавшую ожидаемое явление: освещая смесь линией 2536,7А° и фотографируя резонансное свечение, он, при часовой экспозиции, получил одновременно с линиями ртути следующие линии таллия:

$\lambda = 5351 \text{ А}^\circ$		1,5s — 2p ₁
3776		1,5s — 2p ₂
3530	соответствующие сериальной схеме	3 d ₃ — 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 большая, 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 5351А° ($2p_1-1,5s$).

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

$\lambda = 3281A^\circ$		$2p_1-1,5s$
3383A°		$2p_2-1,5s$

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° 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 Карло, 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:

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

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