

**Об одной эвристической точке зрения  
касающейся возникновения и превращения света**

А. Эйнштейн

Берн, Швейцария

получено 18 марта 1905 г.

— — ◊ ◊ ◊ — —

Русский перевод взят из сборника: “Собрание научных трудов” Под редакцией И.Е. Тамма М. Наука, 1966, т. 3, стр. 92.

— — ◊ ◊ ◊ — —

Между теоретическими представлениями физиков о газах или других весомых телах и максвелловской теорией электромагнитных процессов в так называемом пустом пространстве существует глубокое формальное различие. Состояние любого тела мы считаем полностью определенным, если известны координаты и скорости хотя бы и очень большого, но все же конечного числа атомов и электронов; напротив, для определения электромагнитного состояния пространства мы используем непрерывные функции в этом пространстве, так что для полного описания электромагнитного состояния пространства недостаточно конечного числа величин. Согласно теории Максвелла, во всех электромагнитных, а значит и световых явлениях, энергию следует считать величиной, непрерывно распределенной в пространстве, тогда как энергия весомого тела, по современным физическим представлениям, складывается из энергий атомов и электронов. Энергия весомого тела не может быть раздроблена на сколь угодно большое число произвольно малых частей, тогда как энергия пучка света, испущенного точечным источником, по максвелловской (или вообще по любой волновой) теории света, непрерывно распределяется по все возрастающему объему.

Волновая теория света, оперирующая с непрерывными функциями точки, прекрасно оправдывается при описании чисто оптических явлений и, вероятно, едва ли будет заменена какой-либо иной теорией. Но все же не следует забывать, что оптические наблюдения относятся не к мгновенным, а к средним по времени величинам. Поэтому, несмотря на полное подтверждение экспериментом теории дифракции, отражения, преломления, дисперсии и т.д., может оказаться, что теория света, оперирующая непрерывными пространственными функциями, приведет к противоречию с опытом, когда ее будут применять к явлениям возникновения и превращения света.

Я и в самом деле думаю, что опыты, касающиеся “излучения черного тела”, фотолюминисценции, возникновения катодных лучей при освещении ультрафиолетовыми лучами и других групп явлений, связанных с возникновением и превращением света, лучше объясняются предположением, что энергия света распределяется по пространству дискретно. Согласно этому сделанному здесь предположению, энергия пучка света, вышедшего из некоторой точки, не распределяется непрерывно во все возрастающем объеме, а складывается из конечного числа локализованных в пространстве неделимых квантов энергии, поглощаемых или возникающих только целиком.

Ниже я излагаю ход мыслей и факты, натолкнувшие меня на этот путь, в надежде, что предлагаемая здесь точка зрения, возможно, принесет пользу и другим исследователям в их изысканиях.

## § 1. Об одной трудности в теории “черного тела”

Оставаясь сначала на позициях теории Максвелла и теории электронов, рассмотрим следующий случай. Предположим, что в объеме, ограниченном идеально отражающими стенками, находится некоторое количество молекул газов и электронов, движущихся свободно, но взаимодействующих посредством консервативных сил при достаточном сближении, т.е. испытывающих взаимные столкновения подобно молекулам в кинетической теории газов.<sup>1</sup> Предположим далее, что некоторое число электронов

---

<sup>1</sup>Это равнозначно предположению, что средние кинетические энергии молекул газа и электронов в тепловом равновесии равны. Как известно, на основе этого предположения Друде теоретически вывел соотношение между теплопроводностью и электропроводностью металлов.

удерживается в далеко отстоящих друг от друга точках пространства силами, направленными к этим точкам и пропорциональными отклонению от них. Между этими электронами и свободными молекулами и электронами, когда последние будут достаточно сближаться с ними, тоже должны действовать консервативные силы. Назовем эти удерживаемые в некоторых точках пространства электроны “резонаторами”; они излучают электромагнитные волны и поглощают их.

Согласно современным воззрениям на возникновение света, излучение в рассматриваемом пространстве, найденное при применении теории Максвелла к случаю динамического равновесия, должно быть тождественным “излучению черного тела” – по крайней мере если мы считаем, что существуют резонаторы для всех рассматриваемых частот.

Отвлечемся на время от испускаемого и поглощаемого резонаторами излучения и поставим вопрос об условии, налагаемом на взаимодействия (или столкновения) молекул и электронов в динамическом равновесии. Кинетическая теория газов дает для этого случая условие: средняя кинетическая энергия электрона-резонатора должна равняться средней кинетической энергии поступательного движения молекулы газа. Разлагая движение электрона-резонатора на три взаимно-перпендикулярных колебательных движения, мы получаем для средней энергии  $\bar{E}$  каждой одномерной колебательной степени свободы выражение

$$\bar{E} = (R/N) T,$$

где  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $N$  – число “истинных молекул” в грамм-эквиваленте и  $T$  – абсолютная температура. Энергия  $\bar{E}$  равна  $2/3$  кинетической энергии свободной молекулы одноатомного газа именно вследствие равенства усредненных по времени значений кинетической и потенциальной энергий резонатора. Если же какой-нибудь процесс – в нашем случае излучение – приведет к тому, что усредненная по времени энергия резонатора окажется большей или меньшей  $\bar{E}$ , то при столкновениях со свободными молекулами резонатор начнет в среднем отдавать энергию газу или получать ее от газа. Следовательно, в рассмотренном нами случае динамическое равновесие возможно только тогда, когда каждый резонатор обладает средней энергией  $\bar{E}$ .

Проведем теперь аналогичное рассуждение для взаимодействия резонаторов с находящимся в пространстве излучением. Для этого случая Планк<sup>2</sup> вывел условие динамического равновесия, предполагая, что из-

<sup>2</sup>M. Planck. Ann. Phys., 1900, 1, 99

лучение можно рассматривать как наиболее хаотический процесс.<sup>3</sup>

Он получил:

$$(\bar{E}_\nu) = (L^3/8\pi\nu^2) \rho_\nu,$$

Здесь  $\bar{E}_\nu$  означает среднюю энергию резонатора с собственной частотой  $\nu$  (на каждую колебательную степень свободы),  $L$  – скорость света,  $\nu$  – частоту и  $\rho_\nu d\nu$  – объемную плотность энергии той части излучения, частоты колебаний которой расположены в интервале от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ .

Если энергия излучения с частотой  $\nu$  в целом не может не уменьшаться, ни увеличиваться монотонно, то должно выполняться условие

$$(R/N) T = \bar{E} = \bar{E}_\nu = (L^3/8\pi\nu^2) \rho_\nu,$$

$$\rho_\nu = (R/N)(8\pi\nu^2/L^3) T.$$

Это соотношение, найденное как условие динамического равновесия, не только противоречит опыту, но и утверждает, что в нашей картине не может быть и речи о каком-либо однозначном распределении энергии между эфиром и веществом. В самом деле, чем шире выбирается интервал частот колебаний, тем больше возрастает энергия излучения в

<sup>3</sup>Это предположение можно сформулировать следующим образом. Разложим  $z$ -компоненту напряженности электрического поля ( $z$ ) в произвольной точке данного объема в промежутке времени от  $t = 0$  до  $t = T$  (где  $T$  – время, очень большое по сравнению со всеми рассматриваемыми периодами колебаний) в ряд Фурье:

$$z = \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} A_\nu \sin\left(2\pi\nu\frac{t}{T} + \alpha_\nu\right),$$

причем  $A_\nu \geq 0$  и  $0 \leq \alpha_\nu \leq 2\pi$ . Если подобное разложение будем производить в той же точке пространства как угодно часто при взятых наугад начальных моментах времени, то для величин  $A_\nu$  и  $\alpha_\nu$  будут получаться разные наборы значений. Тогда для частот повторения разных комбинаций значений величин  $A_\nu$  и  $\alpha_\nu$  будут существовать (статистические) вероятности  $dW$  вида:

$$dW = f(a_1, A_2, \dots, \alpha_1, \alpha_2, \dots) dA_1 dA_2 \dots d\alpha_1 d\alpha_2 \dots,$$

Излучение будет наиболее хаотическим из всех возможных в том случае, если

$$f(A_1, A_2, \dots, \alpha_1, \alpha_2, \dots) = F_1(A_1)F_2(A_2) \dots f_1(\alpha_1)f_2(\alpha_2) \dots,$$

т.е. если вероятность заданного значения одной из величин  $A$  или  $\alpha$  не зависит от значений, которые принимают остальные величины  $A$  или  $\alpha$ . Тем лучше выполняется условие, что каждая пара величин  $A_\nu$  и  $\alpha_\nu$  зависит от процессов излучения и поглощения некоторой особой группой резонаторов, с тем большим основанием, следовательно, можно считать излучение в нашем случае “наиболее хаотическим из всех возможных.”

пространстве, и в пределе мы получаем

$$\int_0^{\infty} \rho_{\nu} d\nu = \frac{R}{N} \cdot \frac{8\pi}{L^3} \cdot T \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty.$$

## § 2. О планковском определении элементарных квантов

Теперь мы покажем, что определение элементарных квантов, данное Планком, является до известной степени независимым от созданной им теории “излучения черного тела”.

Формула Планка<sup>4</sup> для  $\rho_{\nu}$ , согласующаяся со всеми проведенными до сих пор экспериментами, гласит

$$\rho_{\nu} = \frac{\alpha \nu^3}{e^{\beta \nu / T} - 1},$$

где

$$\alpha = 6.10 \times 10^{-56},$$
$$\beta = 4.866 \times 10^{-11}.$$

Для больших значений  $T/\nu$ , т.е. для больших длин волн и больших плотностей излучения, эта формула переходит в пределе в следующую:

$$\rho_{\nu} = (\alpha/\beta) \nu^2 T.$$

Легко видеть, что эта формула совпадает с формулой, выведенной в § 1 из теории Максвелла и электронной теории. Приравнивая коэффициенты этих двух формул, получим

$$(R/N)(8\pi/L^3) = (\alpha/\beta)$$

или

$$N = (\beta/\alpha)(8\pi R/L^3) = 6.17 \times 10^{23}.$$

Таким образом, атом водорода весит  $1/N$  грамм =  $1.62 \times 10^{-24}$  г. Это есть в точности то же значение, которое получил Планк, и оно удовлетворительно совпадает с другими значениями этой величины, найденными иными способами.

<sup>4</sup>М. Planck. Ann. Phys., 1901, 4, 561.

Мы приходим поэтому к заключению: чем больше плотность энергии и длина волны излучения, тем лучше оправдываются наши теоретические предпосылки; однако для малых длин волн и малых плотностей излучения они оказываются совершенно непригодными.

В дальнейшем “излучение черного тела” будет рассматриваться в связи с опытом, а не на основе каких-либо представлений о возникновении и распространении излучения.

### § 3. Об энтропии излучения

Последующее рассмотрение содержится в знаменитой работе В. Вина и приводится здесь только в целях полноты изложения.

Представим себе излучение, занимающее объем  $\nu$ . Предположим, что наблюдаемые свойства этого излучения полностью определены, если задана плотность излучения  $\rho(\nu)$  для всех частот.<sup>5</sup> Поскольку разные частоты в излучении можно считать взаимно определяемыми без совершения работы и без подвода тепла, то энтропию излучения можно выразить формулой:

$$S = \nu \int_0^{\infty} \varphi(\rho, \nu) d\nu,$$

где  $\varphi$  – функция двух переменных  $\rho$  и  $\nu$ . Функцию  $\varphi$  можно свести к функции только одной переменной, формулируя требование, чтобы при адиабатическом сжатии излучения между зеркальными стенками энтропия не изменялась. Однако вместо этого мы посмотрим сразу, каким образом функцию  $\varphi$  можно вывести из закона излучения черного тела.

Для “излучения черного тела”  $\rho$  есть такая функция  $\nu$ , что энтропия при заданной энергии максимальна, т.е. что

$$\delta \int_0^{\infty} \varphi(\rho, \nu) d\nu = 0,$$

если

$$\delta \int_0^{\infty} \rho d\nu = 0.$$

---

<sup>5</sup>Это предположение произвольно. Естественно, мы будем придерживаться этого простейшего предположения до тех пор, пока опыт не вынудит отказаться от него.

Отсюда следует, что при любом выборе функции от  $\nu$  для  $\delta\rho$  выполняется равенство

$$\int_0^{\infty} \left( \frac{\partial\varphi}{\partial\rho} - \lambda \right) \delta\rho d\nu = 0,$$

причем  $\lambda$  не зависит от  $\nu$ . Таким образом, для излучения черного тела  $\partial\varphi/\partial\rho$  не зависит от  $\nu$ .

Для прироста на  $dT$  температуры излучения черного тела в объеме  $v = 1$  выполняется уравнение

$$dS = \int_{\nu=0}^{\nu=\infty} \frac{\partial\varphi}{\partial\rho} d\rho d\nu,$$

или, поскольку  $\partial\varphi/\partial\rho$  не зависит от  $\nu$ ,

$$dS = (\partial\varphi/\partial\rho) dE.$$

Так как  $dE$  равняется подведенному теплу и процесс является обратимыми, то выполняется также равенство

$$dS = (1/T) dE.$$

Из сравнения получаем

$$\partial\varphi/\partial\rho = 1/T.$$

Это и есть закон излучения черного тела. Следовательно, по функции  $\varphi$  можно определить закон излучения черного тела и, наоборот, интегрируя этот закон и учитывая, что  $\varphi = 0$  и  $\rho = 0$ , можно получить функцию  $\varphi$ .

#### § 4. Предельный закон для энтропии монохроматического излучения при малой плотности излучения

Из опытов, которые сделаны до настоящего времени, следует, что найденный Вином закон “излучения черного тела”

$$\rho = \alpha\nu^3 e^{-\beta\nu/T}$$

точно не выполняется. Однако для больших значений отношения  $\nu/T$  этот закон подтверждается экспериментом очень хорошо. Эту формулу мы все же положим в основу наших вычислений, имея, однако, в виду, что наши результаты будут справедливыми только в известных пределах.

Из этой формулы сначала получаем

$$(1/T) = -(1/\beta\nu) \ln(\rho/\alpha\nu^3)$$

и далее, используя соотношение, полученное в предыдущем параграфе,

$$\varphi(\rho, \nu) = -\frac{\rho}{\beta\nu} \left( \ln \frac{\rho}{\alpha\nu^3} - 1 \right).$$

Предположим теперь, что задано излучение с энергией  $E$ , частоты которого расположены в интервале от  $\nu$  до  $\nu + d\nu$ . Пусть это излучение занимает объем  $v$ . Энтропия этого излучения есть

$$S = v\varphi(\rho, \nu)d\nu = -\frac{E}{\beta\nu} \left( \ln \frac{E}{v\alpha\nu^3 d\nu} - 1 \right).$$

Ограничиваясь исследованием зависимости энтропии от объема, занимаемого излучением, и обозначая через  $S_0$  энтропию излучения, занимающего объем  $v_0$ , мы получаем

$$S - S_0 = (E/\beta\nu) \ln (v/v_0).$$

Это равенство показывает, что энтропия монохроматического излучения достаточно малой плотности зависит от объема так же, как энтропия идеального газа или разбавленного раствора. Это уравнение далее будет интерпретироваться на основе введенного в физику Больцманом принципа, согласно которому энтропия некоторой системы есть определенная функция вероятности состояния этой системы.

## § 5. Исследование зависимости энтропии газов и разбавленных растворов от объема в молекулярной теории

При вычислении энтропии методами молекулярной теории слово “вероятность” часто употребляется в смысле, не совпадающем с определением, даваемом ему в теории вероятности. Особенно часто предполагается



“случай равной вероятности” там, где с теоретической стороны задача является достаточно определенной, чтобы не вводить гипотез и рассуждать по дедукции. В специальной работе я покажу, что при рассмотрении тепловых процессов вполне достаточно исходить из так называемой “статистической вероятности”, и надеюсь тем самым устранить логическую трудность, еще стоящую на пути применения принципа Больцмана.<sup>6</sup> Здесь же будет приведена только общая формулировка этого принципа с применением его к весьма частным случаям.

Если имеет смысл говорить о вероятности некоторого состояния системы и если, кроме того, всякое приращение энтропии можно понимать как переход к более вероятному состоянию, то энтропия  $S_1$  системы будет функцией вероятности  $W_1$  мгновенного состояния этой системы. Следовательно, для двух не взаимодействующих друг с другом систем можно положить

$$S_1 = \varphi_1(W_1),$$

$$S_2 = \varphi_2(W_2).$$

Рассматривая эти две системы как одну единую систему с энтропией  $S$  и вероятностью  $W$ , мы должны заключить, что

$$S = S_1 + S_2 = \varphi(W)$$

и

$$W = W_1 \cdot W_2.$$

Последнее условие отражает тот факт, что состояние обеих систем взаимно независимы.

Из этих соотношений следует

$$\varphi(W_1 \cdot W_2) = \varphi_1(W_1) + \varphi_2(W_2)$$

и наконец

$$\varphi_1(W_1) = C \ln(W_1) + \text{const},$$

$$\varphi_2(W_2) = C \ln(W_2) + \text{const},$$

$$\varphi(W) = C \ln(W) + \text{const}.$$

Таким образом величина  $C$  является универсальной постоянной; как следует из кинетической теории газов, ее значение равно  $R/N$ , причем постоянные  $R$  и  $N$  имеют смысл, указанный выше. Обозначая через  $S_0$

<sup>6</sup>См. статью 17. – Прим. ред.

энтропию известного начального состояния рассматриваемой системы и через  $W$  – относительную вероятность состояния с энтропией  $S$ , мы получаем в общем случае

$$S - S_0 = (R/N) \ln W.$$

Рассмотрим сначала следующий частный случай. Предположим, что в объеме  $v_0$  содержится некоторое число ( $n$ ) движущихся частиц (например, молекул). Кроме них в пространстве может находиться сколько угодно много каких-либо других движущихся частиц. О законе, по которому движутся в пространстве рассматриваемые частицы, не делается никаких предположений, за исключением того, что по отношению к этому движению все части пространства (и направления) равноправны. Предположим, что число рассматриваемых (упомянутых первыми) движущихся частиц так мало, что взаимодействием этих частиц друг с другом можно пренебречь.

Рассматриваемой системе, которая может представлять собой, например, идеальный газ или разбавленный раствор, соответствует определенное значение энтропии  $S_0$ . Представим себе, что в некоторую часть  $v$  объема  $v_0$  собрались все  $n$  движущихся частиц, причем в системе не произошло никаких других изменений. Этому состоянию соответствует, очевидно, другое значение энтропии ( $S$ ), и мы будем искать разность значений энтропии с помощью принципа Больцмана.

Мы спрашиваем: какова вероятность последнего состояния по отношению к первоначальному? Или: какова вероятность того, что в случайно выбранный момент времени все  $n$  точек, движущихся взаимно независимо в заданном объеме  $v_0$ , окажутся (случайно) в объеме  $v$ ?

Очевидно, для этой вероятности, являющейся “статистической вероятностью”, получается значение

$$W = (v/v_0)^n;$$

отсюда, в соответствии с принципом Больцмана, получается

$$S - S_0 = R (n/N) \ln (v/v_0).$$

Примечательно, что для вывода этого соотношения, из которого легко получается термодинамическим путем закон Бойля–Гей–Люссака и аналогичный закон осмотического давления,<sup>7</sup> не требуется делать никаких предположений о законе движения молекул.

<sup>7</sup>Если  $E$  – энергия системы, то получаем

$$-d(E - TS) = pdv = TdS = \frac{Rn}{N} \frac{dv}{v};$$

## § 6. Интерпретация выражения для зависимости энтропии монохроматического излучения от объема, полученной на основе принципа Больцмана

В § 4 мы нашли для зависимости энтропии монохроматического излучения от объема следующее выражение:

$$S - S_0 = (E/\beta\nu) \ln (v/v_0).$$

Переписывая это выражение в виде

$$S - S_0 = (R/N) \ln \left[ (v/v_0)^{(N/R)(E/\beta\nu)} \right]$$

и сравнивая его с общей формулой, выражающей принцип Больцмана:

$$S - S_0 = (R/N) \ln W,$$

мы приходим к следующему выводу:

Если монохроматическое излучение с частотой  $\nu$  и энергией  $E$  заключено в объеме  $v_0$  (ограниченном зеркальными стенками), то вероятность того, что в любой заданный момент времени вся энергия излучения будет находиться в части  $v$  объема  $v_0$ , дается выражением

$$W = (v/v_0)^{(N/R)(E/\beta\nu)}.$$

Отсюда мы заключаем далее.

Монохроматическое излучение малой плотности (в пределах области применимости закона излучения Вина) в смысле теории теплоты ведет себя так, как будто оно состоит из независимых друг от друга квантов энергии величиной  $R\beta\nu/N$ .

Сравним еще для одинаковых температур среднюю энергию квантов энергии “излучения черного тела” и среднюю кинетическую энергию движения центра тяжести молекулы. Последняя равна  $3/2(R/N)T$ , тогда как для средней величины кванта энергии в соответствии с формулой Вина получаем

$$\frac{\int_0^{\infty} \alpha \nu^3 e^{-\beta\nu/T} d\nu}{\int_0^{\infty} \frac{N}{R\beta\nu} \alpha \nu^3 e^{-\beta\nu/T} d\nu} = 3(RT/N).$$

следовательно,

$$pv = R \frac{n}{N} T.$$

Но если монохроматическое излучение (достаточно малой плотности) в смысле зависимости энтропии от объема ведет себя как дискретная среда, состоящая из квантов энергии величиной  $R\beta\nu/N$ , то напрашивается вопрос, не являются ли и законы возникновения и превращения света такими, как будто свет состоит из подобных же квантов энергии. Этим вопросом мы займемся далее.

## § 7. О правиле Стокса

Пусть монохроматический свет превращается в процессе фотолюминесценции в свет другой частоты; с только что полученным результатом предположим, что как поглощаемый, так и возбуждаемый свет состоит из квантов энергии величиной  $(R/N)\beta\nu$ , где  $\nu$  – соответствующая частота. Тогда процесс превращения можно истолковать следующим образом. Каждый возникший квант энергии с частотой  $\nu_1$  поглощается и – по крайней мере при достаточно малой плотности распределения квантов энергии – в свою очередь, является причиной появления светового кванта частотой  $\nu_2$ . Возможно, что при поглощении светового кванта одновременно будут возникать и световые кванты с частотами  $\nu_3, \nu_4$  и т. д., а также энергия другого вида (например, тепло). При этом безразлично, через какие промежуточные процессы осуществляется этот конечный результат. Если люминесцирующее вещество не является стационарным источником энергии, то энергия возникающего кванта в соответствии с законом сохранения энергии не может быть больше энергии поглощенного светового кванта; таким образом, должно выполняться соотношение

$$\frac{R}{N} \beta\nu_2 \leq \frac{R}{N} \beta\nu_1, \quad \text{или} \quad \nu_2 \leq \nu_1.$$

Это и есть известное правило Стокса.

Особо следует подчеркнуть, что по нашему мнению, при слабом освещении количество возбуждаемого света при прочих равных условиях должно быть пропорциональным интенсивности возбуждающего света, так как каждый возбуждающий квант энергии будет вызывать один из элементарных процессов, перечисленных выше, независимо от действия других возбуждающих квантов. В частности, для интенсивности возбуждающего света нельзя указать нижней границы, за которой свет не мог бы вызывать люминесценцию.

В соответствии с изложенными здесь представлениями отклонения от правила Стокса возможны в следующих случаях:

1. Когда число квантов в единице объема, одновременно участвующих в процессе, так велико, что квант возбуждаемого света может получить свою энергию от многих возбуждающих квантов.

2. Когда возбуждающий (или возбуждаемый) свет обладает энергетическими характеристиками, отличными от характеристик “излучения черного тела” в области применимости закона Вина, т.е., например, когда возбуждающий свет испускается телом такой высокой температуры, что для рассматриваемой длины волны закона Вина уже не выполняется.

Последняя возможность заслуживает особого внимания. Согласно развиваемым здесь представлениям, не исключено, что “невиновское излучение даже при малой интенсивности обладает иными энергетическими свойствами, чем “излучение черного тела” в области применимости закона Вина.

## § 8. О возбуждении катодных лучей при освещении твердых тел

Обычное представление о том, что энергия света распределяется в облучаемом пространстве непрерывно, при попытке объяснить фотоэлектрическое явление сталкивается с особенно большими трудностями, изложение которых можно найти в известной работе Ленарда.<sup>8</sup>

Представление о том, что возбуждающий свет состоит из квантов с энергией  $(R/N)\beta\nu$ , позволяет объяснить возникновение катодных лучей следующим образом. В поверхностный слой тела проникают кванты, и энергия их по крайней мере частично превращается в кинетическую энергию электронов. Простейшим будет случай, когда один световой квант отдает всю свою энергию одному электрону; мы будем предполагать, что это происходит в действительности. Однако нельзя исключить и того, что электроны воспринимают энергию световых квантов лишь частично. Электрон внутри тела, обладающий кинетической энергией, в случае попадания на поверхность лишается части своей кинетической энергии. Кроме того, мы предполагаем, что каждый электрон, покидая

<sup>8</sup>P. Lenard. Ann. Phys., 1902, 8, 169, и 170.

тело, должен совершить некоторую работу  $P$  (характерную для данного тела). С наибольшей нормальной составляющей скорости будут покидать тело те электроны, которые возбуждены у самой поверхности и получили только нормальную компоненту скорости. Кинетическая энергия этих электронов равна

$$\frac{R}{N} \beta \nu - P$$

Если тело заряжено до положительного потенциала  $\Pi$  и окружено проводниками, находящимися при нулевом потенциале, и потенциал  $\Pi$  таков, что он препятствует потере заряда телом, то должно выполняться условие:

$$\Pi \varepsilon = \frac{R}{N} \beta \nu - P,$$

где  $\varepsilon$  – заряд электрона, или

$$\Pi E = R \beta \nu - P',$$

причем  $E$  означает заряд грамм-эквивалента однозарядных ионов и  $P'$  – потенциал этого количества отрицательного электричества относительно тела.<sup>9</sup>

Положим  $E = 9.6 \cdot 10^3$ , тогда  $\Pi \cdot 10^{-8}$  будет значением потенциала в вольтах, который тело принимает при облучении в вакууме.

Чтобы увидеть, согласуется ли с опытом по порядку величины выведенное соотношение, мы положим  $P' = 0$ ,  $\nu = 1.03 \cdot 10^{15}$  (что соответствует ультрафиолетовой границе солнечного спектра) и  $\beta = 4.866 \cdot 10^{-11}$ . Тогда получаем  $\Pi \cdot 10^{-8} = 4.3$  вольта, что по порядку величины согласуется с результатами Ленарда.<sup>10</sup>

Если выведенная формула правильна, то  $\Pi$  как функция частоты возбуждающего света, изображается в декартовых координатах в виде прямой, наклон которой не зависит от природы исследуемого вещества.

Насколько мне известно, наше представление о фотоэлектрических процессах не противоречит наблюдениям Ленарда. Если каждый квант возбуждающего света отдает свою энергию электронам независимо от всех прочих квантов, то распределение электронов по скоростям, т.е.

<sup>9</sup>Если предположить, что отдельный электрон должен отрываться светом от нейтральной молекулы с затратой некоторой работы, то выведенное соотношение не изменяется; в этом случае необходимо только рассматривать  $P'$  как сумму двух слагаемых.

<sup>10</sup>P.Lenard. Ann. Phys., 1902, 8, 165 и 184, табл. 1, фиг. 2.

свойство возникших катодных лучей, не должно зависеть от интенсивности возбуждающего света; с другой стороны, количество электронов, покидающих тело, при прочих равных условиях должно быть пропорционально интенсивности возбуждающего света.<sup>11</sup>

О предполагаемой области применимости упомянутых выше закономерностей можно было бы сделать такие замечания, какие были высказаны по поводу предполагаемых отклонений от правила Стокса.

Выше мы предполагали, что энергия по крайней мере некоторой части квантов возбуждающего света полностью передается одному единственному для каждого кванта электрону. Отказываясь от этого напрашивающегося предположения, мы получаем вместо выведенного ранее уравнения следующее соотношение:

$$PE + P' \leq R\beta\nu.$$

Для катодной люминесценции, представляющей собой процесс, обратный рассмотренному, аналогичным образом получим

$$PE + P' \geq R\beta\nu.$$

Для веществ, исследованных Ленардом, произведение  $PE$  всегда было значительно больше  $R\beta\nu$ , так что пороговое напряжение ускорения катодных лучей, необходимое для получения видимого света, достигало в одних случаях сотен, в других – тысяч вольт.<sup>12</sup> Поэтому следует предполагать, что кинетическая энергия одного электрона расходовалась на рождение большого числа световых квантов.

## § 9. Об ионизации газов ультрафиолетовым светом

Мы будем предполагать, что при ионизации ультрафиолетовым светом каждый поглощенный квант вызывает ионизацию одной молекулы газа. Отсюда сразу следует, что энергия ионизации (т.е. энергия, теоретически необходимая для ионизации) молекулы не может быть больше, чем энергия поглощенного ионизирующего кванта. Обозначая через  $J$

<sup>11</sup>P. Lenard. Ann. Phys., 1902, 85 150 и 166–168

<sup>12</sup>P. Lenard. Ann. Phys., 1903, 12, 469.

(теоретическую) энергию ионизации на грамм-эквивалент, мы должны таким образом иметь

$$R\beta\nu \geq J.$$

По измерениям Ленарда наибольшая ионизирующая длина волны для воздуха составляет около  $1.9 \cdot 10^{-5}$  см; следовательно,

$$R\beta\nu = 6.4 \cdot 10^{12} \text{ эрг} \geq J.$$

Верхнюю границу для энергии ионизации можно определить также из измерений ионизационных потенциалов в разреженных газах. Согласно И. Штарку,<sup>13</sup> наименьший измеренный потенциал ионизации (на платиновых анодах) для воздуха составляет около 10 в.<sup>14</sup> Таким образом, для  $J$  получается верхняя граница  $9.6 \cdot 10^{12}$ , что почти равно найденному выше значению. Есть и другое следствие, проверка которого на опыте представляется мне чрезвычайно важной. Если ионизируется каждая молекула, поглотившая световой квант, то между количеством поглощенного света  $L$  и числом  $J$  ионизированных при этом грамм-молекул должно существовать соотношение

$$j = L/R\beta\nu.$$

Если наше представление соответствует действительности, это соотношение должно выполняться для каждого газа, в котором не происходит заметного поглощения (для заданной частоты), не сопровождаемого ионизацией.

Берн, 17 марта 1905 г.

Поступила 18 марта 1905 г.

Эта работа послужила началом квантовой теории излучения. В ней сформулирован закон Эйнштейна для фотоэффекта. Она была перепечатана в *American Journal of Physics* (1965, 33, 367) к 60-летию ее первой публикации.

---

<sup>13</sup>J. Stark. Die Elektrizitat in Gasen. Leipzig, 1902, S. 67.

<sup>14</sup>Внутри газа потенциал ионизации для отрицательных ионов по меньшей мере в пять раз выше.