

§ 46. Закон Бугера. Опыты Вавилова

До сих пор мы говорили только о качественных характеристиках поглощения света. Необходимость количественных характеристик поглощения света вытекает очень наглядно из рис. 170, изображающего спектры поглощения хлорофилла листьев крапивы. Оба спектра относятся к одному и тому же поглощающему свет веществу и вместе с тем чрезвычайно различны.

Спектр *b* обладает гораздо более широкими полосами поглощения, чем спектр *a*, на нем заметны даже новые полосы поглощения.

Объясняется это тем, что спектр *b* получен при вдвое большей толщине поглощающего слоя, чем спектр *a* (два листа вместо одного). Необходимо ввести прежде всего параметр, характеризующий поглощение вещества независимо от толщины слоя, и затем найти закон возрастания поглощения с толщиной слоя.

Представим себе кусок поглощающего свет вещества, например кусок покрашенного стекла или сосуд с раствором краски (рис. 173). Пусть на боковую поверхность вещества по ее нормали падает параллельный пучок

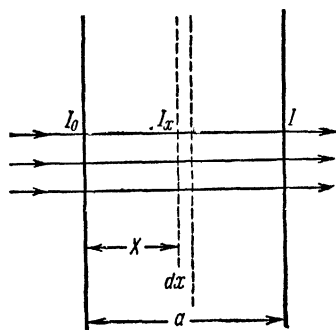


Рис. 173. К выводу закона Бугера.

световых лучей. Плотность энергии падающего светового потока на 1 см^2 обозначим I_0 . На расстоянии x от поверхности вещества выделим мысленно бесконечно тонкий слой толщиной dx . Количество световой энергии dI_x , поглощенное этим слоем, пропорционально количеству падающей на бесконечно тонкий слой энергии I_x и толщине dx :

$$-dI_x = kI_x dx.$$

Знак минус означает убыль энергии; k — константа, характеризующая поглощение света в слое единичной толщины; эту константу k называют коэффициентом поглощения.

Коэффициент поглощения характеризует поглощающее свет вещество независимо от толщины слоя.

Для получения зависимости поглощения от толщины слоя перепишем уравнение так:

$$\frac{dI_x}{I_x} = -k dx.$$

Проинтегрировав обе части уравнения от одной границы всего слоя до другой, т. е. левую часть уравнения от I_0 до I , а правую часть от 0 до a , где a — толщина слоя, получим:

$$\ln I - \ln I_0 = -ka.$$

Отсюда

$$I = I_0 e^{-ka}. \quad (11)$$

Формула (11) носит название закона Бугера, по имени французского ученого Пьера Бугера, установившего этот закон в 1729 г. С. И. Вавилов очень высоко оценивал роль Бугера в развитии оптики. Он писал: «Во всяком случае, имя Бугера в истории оптики должно стоять наряду с именами Ньютона и Гюйгенса... Закон Бугера является, таким образом, одним из самых точных законов природы. Все действия света — только вторичные процессы, сопровождающие поглощение света в веществе. С этой точки зрения закон Бугера — общий закон действия света».

С. И. Вавилов провел очень важные опыты по проверке справедливости предположения, лежащего в основе вывода закона Бугера. Это предположение состоит в том, что коэффициент поглощения k считается не зависящим от интенсивности проходящего света I . В опытах С. И. Вавилова исследовались окрашенные пленки и растворы красок. Оказалось, что при изменении интенсивности света примерно в 10^{20} (!) раз коэффициент поглощения остается постоянным. Этот результат вполне согласуется с электромагнитной теорией света, ибо увеличение интенсивности света приводит только к увеличению амплитуды колебаний молекулярных осцилляторов, но никак не влияет на их поглощательную способность. Имеются, однако, вещества, у которых закон Бугера нарушается в связи с возникновением зависимости между k и I . С. И. Вавилов позднее исследовал такие вещества (§ 73). Для объяснения поведения этих веществ приходится учитывать квантовые свойства света и молекул (§ 73). Закон Бугера показывает, что поглощение чрезвычайно быстро возрастает с увеличением толщины слоя, причем скорость этого возрастания будет тем больше, чем больше k .

Часто для практических целей формулу (11) переписывают в несколько ином виде:

$$I = I_0 \cdot 10^{-k'a};$$

ясно, что k' , называемый *коэффициентом погашения*, просто пропорционален k . Показатель $k'a$ называется *оптической плотностью* D .

Если обозначить пропускание через T , то

$$T = \frac{I}{I_0} = 10^{-k'a}, \quad (12)$$

или

$$\lg \frac{1}{T} = k'a = D.$$

Таким образом, оптическая плотность, равная 1, соответствует 10% пропускания, плотность 2 соответствует 1% пропускания, 3 соответствует 0,1% и т. д. Пользование оптическими плотностями чрезвычайно облегчает все расчеты светофильтров. Оптическая

плотность двух стоящих друг за другом светофильтров равна сумме их оптических плотностей.

Мы уже говорили выше, что большинство веществ обладает избирательным поглощением. Это значит, что коэффициент поглощения, или оптическая плотность, зависит от длины волны.

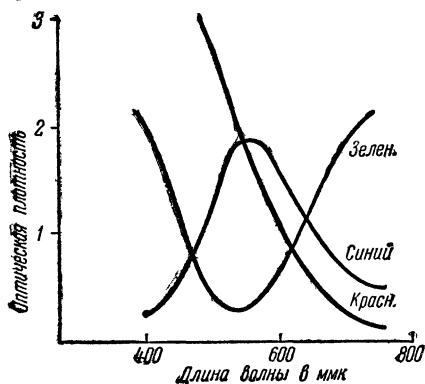


Рис. 174. Кривые оптических плотностей для различных красок:

1 — красная краска; 2 — зеленая; 3 — синяя.

На рис. 174 изображено несколько типичных кривых для различных красок. По оси абсцисс отложены длины волн, по оси ординат — оптические плотности.

Надо помнить, что чем больше плотность, тем меньше пропускание. Эти кривые дают в соответствующем масштабе зависимость k от λ . Бугер установил также, что для *небольших концентраций коэффициент поглощения, или оптическая плотность, окрашенных растворов пропорционален*

концентрации красящего вещества. Этим пользуются для исследования оптическим методом химического состава растворов.

Закон Бугера справедлив только для монохроматического света, если коэффициент поглощения зависит от длины волны. Например, в раствор красной краски входит белый световой луч; из него в первую очередь будут поглощены зеленые лучи; остающиеся красные лучи при дальнейшем распространении уже будут поглощаться гораздо слабее. В результате сначала в верхних слоях раствора интенсивность луча падает очень круто, затем спад замедляется и, наконец, в глубоких слоях луч распространяется, уже почти не ослабляясь. Так же и увеличение концентрации краски сначала дает резкое увеличение поглощения света, а затем рост поглощения замедляется.

Закон Бугера показывает, что как бы ни было мало различие в коэффициентах поглощения при достаточно большой толщине, мы получим сильное расхождение в значении для пропускания. Величина k характеризует не только пропускание, но и быстроту его убывания с толщиной слоя. Это обстоятельство послужило основой для устройства одного весьма интересного и простого прибора, называемого *пирометрическим клином*. Пирометрический клин служит для определения температуры нагретых тел по их свечению. Как мы увидим ниже (§ 49), соотношение между количеством энергии, приходящимся на ту или иную длину волны в излучении нагретого тела, зависит от температуры этого тела: чем выше тем-

пература, тем больше зеленых лучей по отношению к красным. Поэтому по соотношению между зелеными и красными лучами или между какими-либо другими цветами можно судить о температуре тела. Пирометрический клин как раз и служит для этой цели. Пирометрический клин представляет собой клин из прокрашенного зеленой краской желатина, приклеенный к стеклянной пластинке: На рис. 175 изображена кривая «пропускания» краской лучей с различными длинами волн; по оси абсцисс отложены длины волн, по оси ординат — «коэффициент пропускания» $\frac{I}{I_0}$. Мы видим, что эта краска, так же как и хлорофилл, сильнее пропускает красные лучи, чем зеленые¹⁾.

Цвет тела, рассматриваемого сквозь какое-либо место клина, определяется соотношением между количеством красных и зеленых лучей, дошедших сквозь клин до нашего глаза. Если яркость красных лучей, испускаемых телом, равна B_1 , а яркость зеленых лучей B_2 ($B_2 > B_1$), то яркости красных и зеленых лучей B'_1 и B'_2 , видимых сквозь клин, соответственно выразятся:

$$B'_1 = B_1 e^{-k_1 a} \quad \text{и} \quad B'_2 = B_2 e^{-k_2 a},$$

где k_1 — коэффициент поглощения красных лучей, k_2 — коэффициент поглощения зеленых лучей ($k_2 > k_1$) и a — толщина клина в данном месте. Если $B'_2 > B'_1$, то мы видим тело зеленым. Если же существует обратное соотношение, то тело кажется красным. Изменять соотношение между B'_1 и B'_2 мы можем, передвигая клин, так как этим мы меняем a . Равенство между B'_1 и B'_2 наступит при определенной толщине a , которая определится из уравнения

$$B_1 e^{-k_1 a} = B_2 e^{-k_2 a}.$$

При этом положении клина накаленное тело будет казаться нам бесцветным. При дальнейшем увеличении a красные лучи будут преобладать над зелеными, так как с увеличением толщины поглощение зеленых лучей растет быстрее, чем поглощение красных (как мы указывали, $k_2 > k_1$). Место перехода от зеленого цвета к красному будет, очевидно, зависеть от соотношения между B_1 и B_2 , т. е. в конечном счете от температуры. Чем выше температура, тем больше B_2 по отношению к B_1 и тем больше a , при котором наступает этот

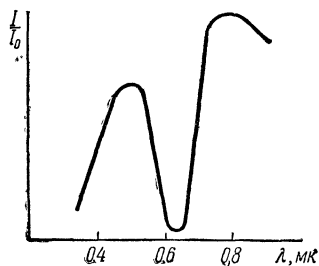


Рис. 175. Кривая пропускания краски для пирометрического клина.

¹⁾ Таким образом, по цвету краски еще нельзя судить об ее кривой пропускания (см. ниже).

переход. Таким образом, если проградуйровать такой клин, нанеся вдоль него температуру в градусах, можно по месту перехода одного цвета в другой сразу оценивать температуру накаливаемого тела. Точность такого метода определения температур порядка 10 %. Пирометрический клин нашел себе широкое применение в металлургии.

§ 47. Атом как элементарный излучатель света

Источник радиоволн — антенна радиопередатчика — по своим свойствам эквивалентен колеблющемуся электрическому диполю (т. II, § 90). Точно так же элементарный излучатель световых волн — атом или молекула — представляет собой миниатюрный колеблющийся электрический диполь. Причиной, вызывающей появления световых волн, является ускоренное колебательное движение электронов в атоме или молекуле вдоль прямой, характеризующей направление этого диполя. Как мы уже говорили выше, такой светящийся атом испускает сферические световые волны. Но следует помнить, что в случае излучающего диполя сфера будет геометрическим местом точек с одинаковой фазой, а отнюдь не с одинаковой амплитудой колебания. В связи с поперечностью электромагнитных волн диполь ничего не излучает в направлении своей оси, т. е. в направлении колебаний электрона.

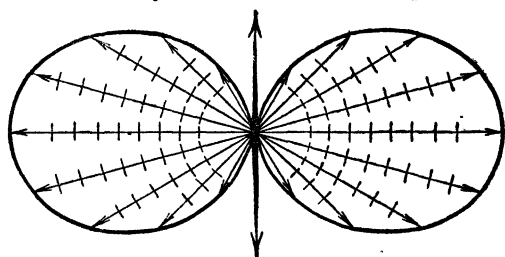


Рис. 176. Угловая диаграмма излучения диполя.

испускает сферические световые волны. Но следует помнить, что в случае излучающего диполя сфера будет геометрическим местом точек с одинаковой фазой, а отнюдь не с одинаковой амплитудой колебания. В связи с поперечностью электромагнитных волн диполь ничего не излучает в направлении своей оси, т. е. в направлении колебаний электрона.

На рис. 176 изображена полярная диаграмма излучения диполя. На ней в качестве радиусов-векторов отложены величины векторов Умова — Пойнтинга, характеризующие потоки излучения по соответствующим направлениям. Таким образом на «полюсах» каждой сферической волновой поверхности, испускаемой электрическим диполем, имеются как бы два темных пятнышка, соответствующих направлению самого диполя. Справедливость такой картины для излучения радиоволн подтверждена многочисленными опытами, которые не слишком сложны по своей методике.

На рис. 176 изображена полярная диаграмма излучения диполя. На ней в качестве радиусов-векторов отложены величины векторов Умова — Пойнтинга, характеризующие потоки излучения по соответствующим направлениям. Таким образом на «полюсах» каждой сферической волновой поверхности, испускаемой электрическим диполем, имеются как бы два темных пятнышка, соответствующих направлению самого диполя. Справедливость такой картины для излучения радиоволн подтверждена многочисленными опытами, которые не слишком сложны по своей методике.

Так же обстоит дело с излучением световых волн отдельными атомами или молекулами. Любой реальный источник света состоит из огромного числа атомов с хаотически расположенными осями элементарных диполей в них. Поэтому кажется, что практически невозможно экспериментально проверить справедливость диаграммы рис. 176 для отдельного атома. Однако это не так. С. И. Вавилов предложил изящный экспериментальный метод, решивший эту трудную проблему.