

ваются, образуя тем самым оптически однородную среду. При температурах ниже критической температуры смешения начинается расслоение жидкостей. При критической температуре состояния смеси таково, что легко возникают местные отклонения — расслоения и снова смешения. Эти флуктуации приводят к резкому увеличению рассеяния света, легко наблюдаемому при достижении критической температуры смешения.

Благодаря атомно-молекулярной структуре всех тел, принципиально ни одно вещество не является оптически абсолютно однородным. Размеры атомов и молекул ( $10^{-9}$ — $10^{-10}$  м) весьма малы по сравнению с длинами волн видимого света ( $10^{-6}$ — $10^{-7}$  м), но уже само наличие таких микронеоднородностей является причиной возникновения рассеянного света. Это так называемое молекулярное рассеяние света, в соответствии с (20.6) и (20.10), сравнительно мало интенсивно, но вполне доступно для наблюдений и измерений. Конкретные закономерности молекулярного рассеяния более тесно связаны со структурой света (см. ниже, гл. XI) и деталями строения атомов и молекул (см. в части II).

## § 21. Поглощение света

Световая волна несет с собой поток энергии электромагнитного поля. При взаимодействии с частицами вещества некоторая доля электромагнитной энергии поглощается последними и переходит в энергию колебаний электрических зарядов в атомах и молекулах. В идеальной однородной среде периодически колеблющиеся диполи излучают вторичные электромагнитные волны той же частоты, которые, интерферируя с первичной, изменяют ее фазовую скорость распространения  $v = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$ , но полностью

возвращают при этом всю поглощенную долю ее энергии.

В реальном теле не вся энергия колеблющихся электрических зарядов испускается обратно с электромагнитными волнами, а часть ее переходит в другие формы энергии и главным образом в тепловую. Возбужденные атомы и молекулы взаимодействуют и сталкиваются друг с другом. При этих столкновениях энергия колебаний электрических зарядов внутри атомов может переходить в энергию внешних хаотических движений атомов в целом. В металлах электромагнитная волна приводит в колебательное движение свободные электроны, которые затем при столкновениях отдадут накопленный избыток энергии ионам кристаллической решетки и тем самым нагревают последнюю. В некоторых случаях энергия, поглощенная молекулой, может сконцентрироваться на определенной химической связи и полностью затратиться на

разрыв этой связи (фотохимические реакции, т. е. реакции, происходящие за счет энергии световой волны).

При наличии значительной оптической неоднородности среды (пылинки, флуктуации плотности) определенная часть электромагнитных волн, излучаемых обратно возбужденными атомами и молекулами, является некогерентной по отношению к первичным волнам и рассеивается во все стороны. В результате такого рассеяния энергия первичного пучка света постепенно уменьшается, так же как и при необратимом переходе энергии возбужденных атомов в другие формы энергии.

Рассмотрим широкий пучок параллельных лучей, распространяющийся в поглощающей среде (рис. 1.117). Обозначим начальную интенсивность лучистого потока в плоскости  $x = 0$  через  $\Phi_0$ . Пройдя в среде путь  $x$ , лучистый поток за счет поглощения и рассеяния света ослабляется и его интенсивность  $\Phi(x)$  становится меньше первоначальной  $\Phi_0$ . Выделим далее участок среды толщиной  $dx$ . Интенсивность потока, прошедшего путь  $x + dx$ , равная  $\Phi + d\Phi$ , будет

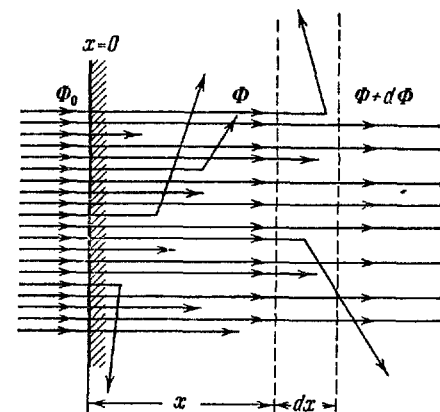


Рис. 1.117

еще меньше, чем  $\Phi$ , т. е.  $d\Phi < 0$ . Величина  $-d\Phi$  представляет собой лучистый поток, поглощенный и рассеянный на участке  $dx$ . Она, очевидно, пропорциональна толщине этого участка  $dx$  и интенсивности падающего на этот участок света  $\Phi(x)$ , т. е.

$$-d\Phi = K\Phi dx. \quad (21.1)$$

Коэффициент пропорциональности  $K$  называется коэффициентом ослабления лучистой энергии и зависит от конкретных свойств поглощающей среды. Величина  $K$  складывается из коэффициента «истинного» поглощения и коэффициента рассеяния

$$K = K_{\text{погл}} + K_{\text{расс}}. \quad (21.2)$$

Первый из них ( $K_{\text{погл}}$ ) характеризует долю поглощенной лучистой энергии  $\left(-\frac{d\Phi}{\Phi}\right)$  на единице длины пути ( $dx = 1$ ), перешедшей в другие формы энергии, в основном в тепловую. Вторым ( $K_{\text{расс}}$ )

аналогичным образом характеризует долю энергии первичного пучка, унесенную с рассеянным светом во все стороны.

Разделяя переменные и интегрируя (21.1) -

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{d\Phi}{\Phi} = - \int_0^x K dx,$$

можно найти окончательное выражение для интенсивности света, прошедшего среду определенной толщины  $x$ :

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-Kx}, \quad (21.3)$$

носящее название закона Бугера — Ламберта. На рис. 1.118 приведен график этой зависимости. Коэффициент  $K$

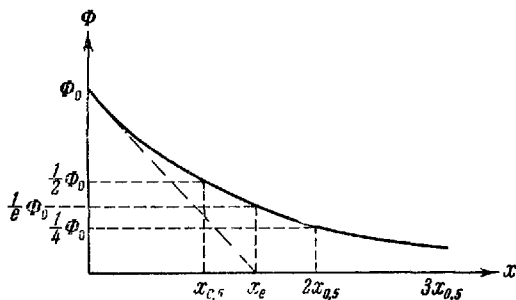


Рис. 1.118.

имеет размерность обратной длины ( $m^{-1}$  или  $cm^{-1}$ ) и называется линейным коэффициентом ослабления светового потока. При  $x_e = \frac{1}{K}$

$$\Phi = \Phi_0 e^{-K \frac{1}{K}} = \frac{\Phi_0}{e}, \quad (21.4)$$

т. е. величина  $x_e$  характеризует собой расстояние, на котором лучистый поток убывает в  $e = 2,7182 \dots$  раза. На рис. 1.118 показано, что  $x_e$  одновременно характеризует расстояние, на котором свет поглотился бы полностью, если бы абсолютное поглощение ( $-d\Phi$ ) не убывало по мере снижения интенсивности проходящего потока ( $\Phi$ ). На рисунке отмечена еще так называемая длина полового ослабления  $x_{0,5}$ , определяемая из условия

$$\Phi_0 e^{-Kx_{0,5}} = \frac{1}{2} \Phi_0.$$

Логарифмируя это равенство, имеем

$$\ln 2 = Kx_{0,5} \ln e = Kx_{0,5}.$$

и

$$x_{0,5} = \frac{\ln 2}{K} = \frac{0,693}{K}. \quad (21.5)$$

При прохождении пути  $x = x_{0,5}$  интенсивность прошедшего света убывает вдвое ( $\Phi = \frac{1}{2} \Phi_0$ ), при  $x = 2x_{0,5}$  — еще вдвое ( $\Phi = \frac{1}{4} \Phi_0$ ) и т. д.

Для данного вещества коэффициент ослабления  $K$  обычно пропорционален его плотности  $\rho$ . Тогда можно ввести вместо линейного массовый коэффициент ослабления

$$K_\rho = \frac{K}{\rho} \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{г}} \text{ или } \frac{\text{м}^2}{\text{кг}} \right] \quad (21.6)$$

и преобразовать закон Бугера—Ламберта к виду

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\frac{K}{\rho} \rho x} = \Phi_0 e^{-K_\rho \rho x}. \quad (21.7)$$

Произведение  $\rho x$  при этом характеризует массу поглощающего вещества, приходящуюся на единицу площади прошедшего пучка ( $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2} \cdot \text{м} = \frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$ ).

При поглощении света веществами, растворенными в практически не поглощающем растворителе (например, в чистой воде), коэффициент ослабления часто пропорционален концентрации растворенного вещества  $C$

$$K_C = \frac{K}{C} = \text{const}. \quad (21.8)$$

В тех случаях, когда эта пропорциональность выполняется, соотношение (21.8) называют законом Бера. Для таких растворов закон Бугера—Ламберта принимает вид

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\frac{K}{C} C x} = \Phi_0 e^{-K_C C x}, \quad (21.9)$$

и величина  $Cx$  характеризует количество молекул растворенного вещества, приходящееся на единицу площади прошедшего пучка. Измеряя поглощение света слоем такого раствора определенной толщины  $x$  и зная коэффициент ослабления  $K_C$ , можно отсюда найти концентрацию раствора

$$C = \frac{1}{K_C x} \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}. \quad (21.10)$$

Закон Бугера — Ламберта с соответствующими значениями  $K$  в принципе применим для всего диапазона электромагнитных излучений — видимого света, инфракрасных и ультрафиолетовых

лучей, радиоволн, рентгеновских и  $\gamma$ -лучей. Однако при его практическом применении следует учитывать, что по ряду причин он имеет лишь приближенный характер.

Во-первых, пропорциональность (21.1) между  $-d\Phi$  и  $\Phi$  для рассеянных лучей справедлива лишь при однократном рассеянии и для узких пучков. На рис. 1.119

показано, как в случае широкого пучка часть рассеянных лучей из боковой части пучка может дополнительно попасть на центральный приемник и как туда же попадают некоторые многократно рассеянные лучи. Эти обстоятельства особенно важно учитывать количественно для рентгеновских и  $\gamma$ -лучей, которые очень слабо поглощаются веществом и для которых доля рассеяния в общем ослаблении падающего пучка значительна.

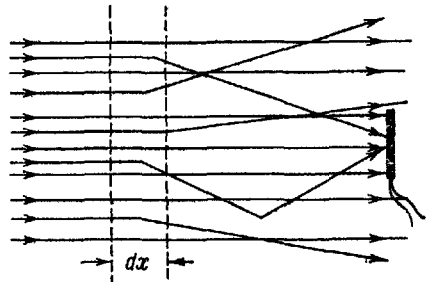


Рис. 1.119.

Во-вторых, коэффициенты поглощения и рассеяния зависят от длины волны света  $\lambda$  и закон Бугера — Ламберта может быть справедлив лишь для строго монохроматического излучения.

Эта дисперсия величины  $K$  становится особенно сильной вблизи резонанса частоты падающего света с частотами собственных колебаний электрических зарядов в атомах. При этом резко возрастают амплитуды вынужденных колебаний зарядов и увеличивается вероятность перехода их энергии в энергию хаотического теплового движения. Таким образом, излучение различных длин волн на одном и том же пути

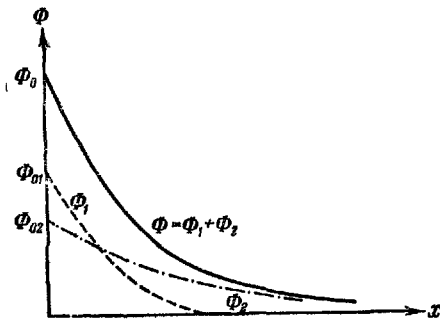


Рис. 1.120.

поглощается в различной степени, а лучи с частотами, близкими к резонансной, практически поглощаются в слое очень малой толщины.

Для пояснения возможных осложнений вследствие дисперсии на рис. 1.120 показаны кривые поглощения излучения, состоящего из двух в различной степени поглощаемых частот:  $\Phi_0 = \Phi_{01} + \Phi_{02}$  и  $K_1 \gg K_2$ . Поглощение каждого из потоков монохроматических

лучей показано на этом рисунке простым и двойным пунктиром, а поглощение суммарного потока — сплошной линией. Ослабление суммарного потока с толщиной

$$\Phi(x) = \Phi_{01}e^{-K_1x} + \Phi_{02}e^{-K_2x} \quad (21.11)$$

происходит существенно иначе, чем в случае выполнимости простого закона Бугера — Ламберта (21.3).

Незатухающая, гармонически (т. е. по закону синуса или косинуса) колеблющаяся плоская электромагнитная волна описывается уравнением луча

$$E = E_0 \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right) = E_0 \cos \omega \left( t - \frac{nx}{c} \right). \quad (21.12)$$

Иногда, пользуясь известными соотношениями для комплексных чисел

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi, \quad (21.13)$$

записывают уравнение луча в комплексной форме

$$E^* = E_0 e^{i\omega \left( t - \frac{nx}{c} \right)}. \quad (21.14)$$

Эта символическая запись означает, что на самом деле надо брать лишь вещественную часть выражения (21.14), т. е. форму (21.12).

При громоздких расчетах процессов распространения, отражения, преломления и поглощения плоских волн удобно во всех промежуточных выкладках пользоваться не тригонометрической формой (21.12), а более удобной символической показательной формой (21.14). Лишь в самом конце, после получения окончательного результата в виде комплексного выражения, надо отбросить его мнимую часть и оставить лишь вещественную.

При такой символической записи поглощающие среды могут быть описаны введением комплексного показателя преломления

$$n^* = n(1 - i\chi) \quad (21.15)$$

Подставляя (21.15) в (21.14), получим уравнение волны, распространяющейся в поглощающей среде, в символической форме:

$$E^* = E_0 e^{i\omega t - \frac{i\omega n}{c} x + i^2 \frac{\omega n \chi}{c} x} = E_0 e^{-2\pi \chi \frac{x}{\lambda}} e^{i\omega \left( t - \frac{nx}{c} \right)}. \quad (21.16)$$

При преобразованиях было учтено, что  $i^2 = -1$  и в среде

$$\lambda = vT = \frac{c}{nv} = \frac{2\pi c}{n\omega}.$$

Переходя от символического выражения (21.16) к вещественному

$$E = E_0 e^{-2\pi \chi \frac{x}{\lambda}} \cos \omega \left( t - \frac{nx}{c} \right), \quad (21.17)$$

мы получаем волну с затухающей, по мере продвижения, амплитудой  $E_0 e^{-2\pi \chi \frac{x}{\lambda}}$ . Поскольку лучистый поток пропорционален квадрату напряженности поля ( $\Phi \sim E^2$ ), то из (21.17) следует, что интенсивность волны

убывает с расстоянием по закону:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\frac{4\pi\chi}{\lambda} x}. \quad (21.18)$$

Полученное соотношение выражает закон Бугера—Ламберта (21.3) и связывает коэффициент поглощения  $K$  с мнимой частью показателя преломления  $\chi$ :

$$K = \frac{4\pi\chi}{\lambda} = \frac{4\pi n\chi}{\lambda_0}. \quad (21.19)$$

Для металлов в случае видимого света  $n\chi > 1$  и

$$x_e = \frac{1}{K} = \frac{\lambda_0}{4\pi n\chi} \ll \lambda_0, \quad (21.20)$$

т. е. свет поглощается в тонком слое, меньшем длины волны, практически нацело. В диэлектриках величина  $\chi$  обычно очень мала и заметное поглощение наблюдается лишь вблизи резонансных частот (§ 6). Впрочем, для целого ряда диэлектриков резонансные частоты лежат в видимой области и такие вещества также непрозрачны для видимого света.

## § 22. Цвета тел. Спектральный состав излучения

Цвет тела представляет собой определенную субъективную характеристику лучистого потока, идущего от тела и поступающего в наш глаз. В основе ее лежит объективное свойство данного потока — его спектральный состав.

До некоторой степени аналогичные соотношения мы имели в акустике. В т. I, § 61 отмечалось, что основным физическим характеристикам звука (частота, сила звука) однозначно соответствуют определенные физиологические характеристики его восприятия (высота тона, громкость звука). В случае света по ряду причин такой однозначной связи между спектральным составом падающего излучения и вызываемым им ощущением цвета нет.

Следует отличать тела самосветящиеся от не самосветящихся. Солнце, электрическая лампа накаливания, разрядная трубка, светящаяся гнилушка, специальные светящиеся составы для покрытия циферблатов часов и других приборов, — все это примеры самосветящихся тел, в которых происходит непрерывное преобразование энергии теплового движения, электрической, химической или энергии продуктов радиоактивного распада в энергию излучаемых световых волн. Спектральный состав излучения самосветящихся тел вполне определенный и зависит от их состояния в данный момент, например от температуры накаливаемого тела. Постоянство спектрального состава излучения обуславливает определенный их цвет при неизменных условиях испускания.