

ГЛАВА VI ДИСПЕРСИЯ, ПОГЛОЩЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕТА

§ 40. Отражение света

В этом и в ближайших последующих параграфах данной главы мы рассмотрим явления, происходящие при взаимодействии света с веществом. Мы увидим, что основные явления отражения, преломления и поглощения света могут быть объяснены его электромагнитной природой.

Для дальнейшего нам необходимы два основных соотношения из электромагнитной теории света. По Максвеллу (§ 2), показатель преломления n среды, диэлектрическая постоянная ϵ этой среды и ее магнитная проницаемость μ связаны следующей формулой:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (1)$$

Многие прозрачные для света вещества являются диэлектриками, например стекло, вода, масло, керосин и т. д. В диэлектриках, как известно, $\mu = 1$, следовательно, в этом случае формула (1) принимает простой вид:

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (2)$$

Напряженности электрического и магнитного полей световой волны связаны между собой следующим соотношением (т. II, § 89):

$$\sqrt{\epsilon}E = \sqrt{\mu}H. \quad (3)$$

Поток энергии в световой волне пропорционален квадрату напряженности электрического поля E^2 (§ 2).

Пользуясь этими соотношениями, разберем явления отражения света от поверхности стекла и найдем коэффициент отражения. Для простоты ограничимся случаем падения луча по нормали.

На рис. 152 E и H — векторы электрической и магнитной напряженности падающего луча; соответственно E_r и H_r — векторы в отраженном луче и E_d и H_d — в прошедшем в среду луче. Поток энергии падающей волны I и поток энергии отраженной волны I_r , пропорциональны соответственно E^2 и E_r^2 .

Нас интересует коэффициент отражения r , т. е. отношение энергии отраженной волны к энергии падающей волны, равное отношению I_r к I ; так как

$$r = \frac{I_r}{I} = \frac{E_r^2}{E^2},$$

то надо найти $\frac{E_r}{E}$. Отражающая поверхность является границей двух сред с различными ϵ , но с одинаковыми μ , равными единице. На границе двух диэлектриков величина касательных составляющих электрической и магнитной сил (см. т. II, § 6, 1959 г.) не совершает никакого скачка, а изменяется непрерывно (в противоположность перпендикулярным составляющим электрической силы). Следовательно, электрическая сила в точке, бесконечно близкой к границе, но лежащей над ней, должна быть равна электрической силе в

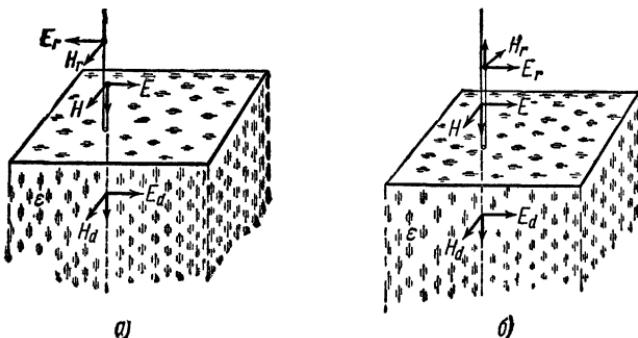


Рис. 152. К теории отражения.

такой же точке, но лежащей под ней в стекле. Электрическое поле над границей складывается из поля падающей волны и поля отраженной волны. Следовательно, напряженность его численно равна $E - E_r$; знак минус объясняется противоположным направлением E и E_r (рис. 158, a). Электрическое поле под границей в стекле имеет напряженность E_d .

Из равенства полей имеем:

$$E - E_r = E_d. \quad (4a)$$

То же относится и к магнитным полям, следовательно,

$$H + H_r = H_d. \quad (4b)$$

Собственно, выбор этих двух уравнений в известном смысле произведен. О направлении векторов E и H в отраженном свете мы знаем только, что векторы E , H и вектор, характеризующий направление луча, должны составлять правовинтовую систему. Поэтому с тем же успехом мы могли бы написать два таких уравнения:

$$E + E_r = E_d \quad (5a)$$

и

$$H - H_r = H_d, \quad (56)$$

что соответствовало бы рис. 152, б.

Какое расположение векторов соответствует действительности, мы узнаем, решив уравнения, причем обе системы уравнений приведут нас к одному и тому же результату (из двух рисунков рис. 152, а правилен). Уравнения для магнитных полей и в первом, и во втором случаях можно преобразовать, воспользовавшись формулой (3), из которой следует $H_d = \sqrt{\epsilon} E_d$; $H = E$; $H_r = E_r$. Получаем: из (4б)

$$E + E_r = \sqrt{\epsilon} E_d \quad (6a)$$

и из (5б)

$$E - E_r = \sqrt{\epsilon} E_d. \quad (6b)$$

Поскольку нас интересует $\frac{E_r}{E}$, исключим либо из уравнений (4а) и (6а), либо из (5а) и (6б) величину E_d и таким образом соответственно найдем:

$$E + E_r = \sqrt{\epsilon} (E - E_r) \quad \text{и} \quad E - E_r = \sqrt{\epsilon} (E + E_r),$$

откуда

$$\left. \begin{array}{l} \text{из первой системы} \quad \frac{E_r}{E} = \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1}, \\ \text{из второй} \quad \gg \quad \frac{E_r}{E} = -\frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1}. \end{array} \right\} \quad (7)$$

Так как $\sqrt{\epsilon} > 1$, то в первом случае в правой части стоит положительная величина, а во втором случае — отрицательная величина. Изменение же знака соответствует изменению направления вектора на обратное. Таким образом, направление E , на рис. 152, а выбрано правильно, а на рис. 152, б необходимо изменить его на обратное.

Исходя из любой системы уравнений, характеризующих граничные условия, мы приходим к выводу, что E_r должно иметь в отраженной волне направление, противоположное направлению E . Иными словами, при отражении от более плотной среды ($\sqrt{\epsilon} > 1$) фаза электрического вектора меняется на π — происходит потеря полуволны. Таким образом, мы доказали, исходя из электромагнитной теории света, справедливость утверждения, высказанного в § 18.

Магнитный вектор в отраженном луче будет иметь то же направление, что и в падающем, т. е. никакого изменения фазы не происходит.

На границе с менее плотной средой картина будет обратная — электрическое колебание отражается без изменения фазы, а магнитное теряет полуволны.

Переходя теперь к вопросу о коэффициенте отражения, воспользуемся формулой (2), при помощи которой получим:

$$\frac{I_r}{I} = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2. \quad (8)$$

У обычных стекол коэффициент преломления около 1,5. Следовательно, коэффициент отражения по формуле (5а) равен примерно 4%, в чем легко убедиться простой подстановкой.

При косом падении луча на поверхность коэффициент отражения тем больше, чем больше угол между лучом и нормалью, и стремится с увеличением угла к единице. На рис. 153 изображен ход коэффициента отражения в зависимости от угла падения. По оси абсцисс отложены углы, по оси ординат — коэффициент отражения. Мы видим, что коэффициент отражения в пределах примерно от 0 и до 50° меняется медленно, от 50° до 90° — кривая круто поднимается.

На каждой стеклянной поверхности отражается не менее 4% проходящего света, что часто бывает невыгодно. Как мы уже указывали в § 19, от этого отражения можно избавиться, покрывая поверхность стекла тонкой пленкой.

При косом падении существенную роль играет поляризация

падающего света. Коэффициент отражения будет сильно зависеть от характера и степени поляризации. Если падает естественный луч, то отраженный будет плоскополяризован (частично или полностью), так как коэффициент отражения для электрического колебания, лежащего в плоскости падения, будет меньше, чем для колебания, перпендикулярного к плоскости падения¹⁾.

В случае падения света на поверхность металла, кроме диэлектрической постоянной и магнитной проницаемости, еще существенную роль играет проводимость. Из электромагнитной теории следует, что чем лучше металл проводит ток, тем лучше он отражает свет.

Металлы обладают гораздо более высокими коэффициентами отражения, чем диэлектрики, поэтому из них делают зеркала. Наиболее высоким коэффициентом отражения обладает серебро — около 95%.

Интересно отметить, что от надкрыльев жуков часто наблюдается совершенно «металлическое» отражение. Майкельсон, производивший соответствующие измерения, пишет: «Отражательная способность

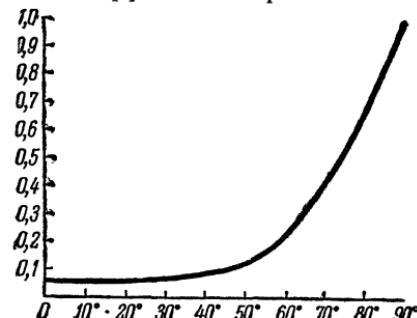


Рис. 153. Зависимость коэффициента отражения неполяризованного света от угла падения.

¹⁾ Напомним, что при отражении под углом Брюстера (§ 35), тангенс которого равен показателю преломления, отраженный свет полностью поляризован.

надкрыльев жука *Plusiotis resplendens* оказалась равной отражательной способности оловянной фольги, а по внешнему виду жук этот едва отличается от латуни». Физические причины этого явления еще не вполне ясны, хотя им много занимались такие физики, как Релей и Майкельсон.

§ 41. Давление света. Опыты Лебедева

До сих пор мы говорили только об энегрии световой волны. Однако из электромагнитной теории света следует, что электромагнитная волна, кроме энергии, обладает еще импульсом. Отсюда вытекает, что световые волны, освещдающие какое-либо тело, оказывают на него давление, т. е. сообщают ему импульс.

При полном поглощении света телом, очевидно, световые волны просто отдают ему свой импульс. При полном отражении света от тела, очевидно, так же как в случае удара упругого шара, световая волна сообщает телу удвоенный импульс.

Существование светового давления с необходимостью вытекает также из любой корпускулярной теории света как результат ударов световых частиц о поверхности освещаемого тела. Поэтому еще со времен Кеплера световое давление привлекалось к объяснению формы хвостов комет. Однако старая теория истечения давала неверное значение для величины светового давления. В волновой теории света эффект давления становится гораздо менее очевидным, и характерно, что этот эффект до появления электромагнитной теории вообще не обсуждался с волновой точки зрения. Объясняется это тем, что в волновой теории световое давление принадлежит к числу довольно тонких квадратичных эффектов, пропорциональных квадрату амплитуды световой волны.

Интересно отметить, что вопрос о существовании звукового давления был разобран теоретически Релеем только после того, как вопрос о световом давлении был выяснен до конца. Максвелл на основании электромагнитной теории вычислил величину светового давления. Однако его расчет носил очень абстрактный и не вполне строгий характер и поэтому не сразу получил общее признание.

Для случая давления света на проводящее тело можно дать наглядное представление о причине возникновения силы светового давления. Входящая в тело световая волна приводит своим электрическим полем E в движение свободные электроны, в результате чего в теле возникают электрические токи. Направление этих токов параллельно напряженности электрического поля E световой волны, т. е. перпендикулярно к направлению распространения волны. Но вместе с электрическим полем в тело входит и магнитное поле H световой волны, которое выталкивает вперед тело с электрическими токами в нем (т. II, гл. XI, 1959 г.; в пред. изд. гл. IX) совершенно так же, как это происходит в любом электромоторе.