

свету, то частота излучаемой волны в направлении его движения увеличится.

В твердых и жидких телах тепловое движение носит иной характер. В этих случаях атомы движутся *ускоренно*, и рассуждение с переходом к движущейся системе отсчета здесь неприменимо. Атомы совершают колебания около положений равновесия и тем самым *модулируют* поле световой волны. В результате не только сохраняются вторичные волны с прежней частотой, но возникают и волны с новыми частотами. К излучениям с прежними частотами применимо все сказанное выше. С ними связана возможность регулярного распространения световых волн в твердых и жидких средах, а также правильного отражения и преломления их на зеркальных поверхностях тел. Излучения же с изменившимися частотами приводят к появлению в рассеянном свете новых частот.

6. Закончим этот параграф замечанием, которое понадобится нам при выводе формул Френеля с атомистической точки зрения. Если среда однородна и неограниченна, то в ней могут распространяться дипольные колебания в виде бегущей волны

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}, \quad (68.3)$$

где \mathbf{p} — дипольный момент атома с радиусом-вектором \mathbf{r} . Каждый диполь, излучая, теряет энергию. Но эта убыль энергии восполняется за счет энергии, приходящей от других диполей. Излучение других диполей создает в месте нахождения рассматриваемого диполя электрическое поле, которое поддерживает установившиеся гармонические колебания этого диполя. Таким образом, вся среда ведет себя как *замкнутая система*, совершающая *свободные*, а не вынужденные колебания без каких бы то ни было внешних воздействий. Если длина волны велика по сравнению с межатомными расстояниями, то среду можно считать сплошной и характеризовать ее состояние вектором поляризации

$$\mathbf{P} = N\mathbf{p} = \mathbf{P}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}, \quad (68.4)$$

где N — число атомов в единице объема.

§ 69. Вывод формул Френеля в молекулярной оптике

1. Допустим, что однородная изотропная среда граничит с вакуумом вдоль плоскости. Падающая на нее плоская электромагнитная волна возбудит в среде *дипольную волну* (68.3), которую при усреднении по физически бесконечно малым объемам можно рассматривать как *волну поляризации* (68.4). Направления распространения этой и отраженной волн найдутся из условия равенства фазовых скоростей всех волн параллельно границе раздела. Это приводит к равенству *тангенциальных слагающих* волновых век-

торов k_0 , k'_0 и k падающей, отраженной и прошедшей волн. Кроме того, должны выполняться соотношения $k_0^2 = k_0'^2 = (\omega/c)^2$, так как волна падает на среду из вакуума.

Пусть теперь электрический вектор падающей волны лежит в плоскости падения (рис. 251). Если волна падает под углом Брюстера, то преломленный луч OC будет перпендикулярен к направлению отраженного луча OB . Ввиду поперечности световых волн электрический вектор в среде перпендикулярен к преломленному лучу OC . Возбуждаемые им дипольные моменты атомов будут также перпендикулярны к OC , а следовательно, параллельны OB . Но вдоль колебаний дипольного момента диполь Герца не излучает. Значит, в направлении OB атомы среды не излучают и отраженная волна возникнуть не может. Так просто объясняется закон Брюстера. (См. также задачу 4 к следующему параграфу.)

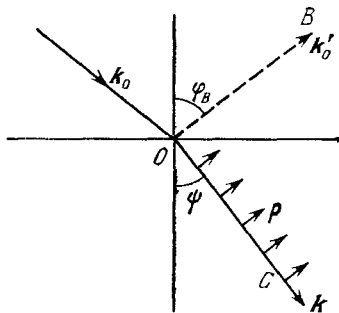


Рис. 251.

2. При выводе формул Френеля для отраженного света средю можно считать сплошной, так как межатомные расстояния пренебрежимо малы по сравнению с расстояниями от границы среды до точки наблюдения, где определяется поле отраженной волны. При такой идеализации излучающими центрами будут не отдельные атомы, а элементы объема среды, малые по сравнению с λ^3 , но содержащие еще очень много атомов.

Выберем координатные оси так же, как это было сделано на рис. 238. Разобьем среду на плоскопараллельные слои I, II, III, ... одинаковой толщины, называемые в дальнейшем зонами, по аналогии с кольцевыми зонами Френеля (рис. 252). Каждая плоскопараллельная зона будет излучать в верхнее полупространство плоскую волну с волновым вектором k'_0 .

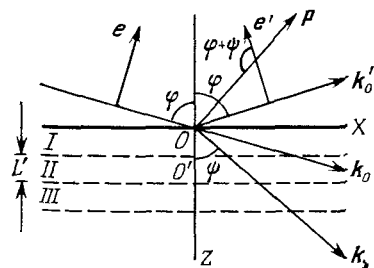


Рис. 252.

Толщину зоны L' подберем так, чтобы каждая последующая волна запаздывала по фазе на π относительно предыдущей волны. В момент $t = 0$ фаза дипольных колебаний в точке O равна нулю, в точку O' дипольные колебания приходят с фазой $(-k_z L')$. Волна же, излученная в O' , приходит в O с дополнительным запаздыванием по фазе на $k_{0z} L'$. Результирующее запаздывание по фазе

Толщину зоны L' подберем так, чтобы каждая последующая волна запаздывала по фазе на π относительно предыдущей волны. В момент $t = 0$ фаза дипольных колебаний в точке O равна нулю, в точку O' дипольные колебания приходят с фазой $(-k_z L')$. Волна же, излученная в O' , приходит в O с дополнительным запаздыванием по фазе на $k_{0z} L'$. Результирующее запаздывание по фазе

$(k_z + k_{0z}) L'$ по условию должно быть равно π , откуда и находится требуемое значение $L' = \pi / (k_z + k_{0z})$.

Теперь ясно, что электрическое поле $E^{(r)}$ отраженной волны представится знакопеременным рядом

$$E^{(r)} \simeq E_1 - E_2 + E_3 - \dots, \quad (69.1)$$

члены которого представляют поля излучения соответствующих зон. При строгой однородности волны поляризации (68.4) члены ряда (69.1) одинаковы по абсолютной величине. Частичные суммы ряда колеблются между нулем и E_1 , а сумма самого ряда не имеет определенного значения.

В действительности реальная волна поляризации *не однородна*. Она имеет *передовой фронт*, перед которым волнового возмущения нет. На самом деле ряд (69.1) содержит конечное число членов, а потому сходится. Для нахождения его суммы мысленно удалим первую зону вместе с излучаемым ею полем и сдвинем оставшуюся среду вверх на расстояние L' . Изменим далее фазы всех диполей среды на одну и ту же величину и притом такую, чтобы диполи, оказавшиеся после смещения на границе раздела, получили те же фазы, какие имели бы в тот же момент времени удаленные с этой границы диполи первой зоны. Ввиду медленности изменения членов ряда (69.1) и тождественности зон, поле излучения среды в верхнем полупространстве в результате этих операций практически останется без изменения. Но теперь оно может быть представлено рядом

$$E^{(r)} = E_2 - E_3 + E_4 - \dots \quad (69.2)$$

Складывая его с предыдущим, найдем

$$E^{(r)} = \frac{1}{2} E_1. \quad (69.3)$$

Таким образом, *напряженность поля излучения среды в верхнем полупространстве равна половине напряженности поля, излучаемого в то же полупространство первой зоной*. Мы пришли к тому же конечному результату, что и в теории кольцевых зон Френеля (см. § 39). Однако здесь наши результаты более убедительны, поскольку соотношение (69.2) для плоских зон лучше обосновано, чем аналогичное соотношение для кольцевых зон Френеля.

3. Прежде чем идти дальше, необходимо сделать следующее замечание. Отраженная волна, излучаемая сплошной средой с непрерывно распределенным вектором поляризации (68.4), в верхнем полупространстве будет всюду плоской и однородной. В случае реальной среды, построенной из дискретных атомов, на плавно меняющееся поле волны вблизи границы среды накладывается «молекулярная рябь», т. е. дополнительное поле, резко меняющееся на расстояниях порядка межатомных расстояний. Это поле

может быть представлено в виде суперпозиции волн, быстро затухающих при удалении от границы среды. Пространственный период вдоль оси X таких неоднородных или поверхностных волн порядка расстояния a между атомами. Соответствующая составляющая волнового вектора будет порядка $K_x \approx 2\pi/a$. А так как длина самого вектора K должна быть равна ω/c , то для его z -составляющей получится $K_z = \sqrt{(\omega/c)^2 - K_x^2} \approx i2\pi/a$. Отсюда видно, что при удалении от границы раздела на расстояние a поле неоднородных волн убывает приблизительно в $e^{2\pi} \approx 500$ раз.

Выше указывалось, что замена дискретных излучающих центров (атомов) непрерывно распределенными источниками годится при вычислении поля излучения в верхнем полупространстве на таких расстояниях от границы, которые очень велики по сравнению с a . Приведенная оценка показывает, что это ограничение в действительности должно быть сильно ослаблено. Поле излучения реальной среды не отличается от соответствующего поля ее идеализированной сплошной модели уже на расстояниях от границы порядка a .

4. Дальше при выводе формул Френеля можно было бы пойти двумя путями. Можно было бы рассчитать поле излучения диполей среды в занимаемом ею полупространстве. Это сложно. Мы обойдем вычисления, используя замечание в конце предыдущего параграфа.

Представим падающую волну как результат излучения некоторой среды. Вообразим, что верхнее полупространство на рис. 252 заполнено такой же средой, что и нижнее, а во всем бесконечном пространстве распространяется однородная волна поляризации (68.4) Воображаемая среда оказывает влияние на среду в нижнем полупространстве посредством своего поля излучения. А так как в нижнем полупространстве ничего не изменилось, то поле, излучаемое воображаемой средой в нижнее полупространство, тождественно с полем падающей волны.

Разобьем воображаемую среду на плоскопараллельные зоны I' , II' , III' , толщина каждой из которых равна $L = \pi/(k_z - k_{0z})$ (рис. 253). Рассуждая, как и раньше, легко показать, что напряженность поля, излучаемого воображаемой средой в нижнее полупространство, равна половине напряженности поля излучения зоны I' . Вычисление отношения амплитуд отраженной и падающей волн R и \mathcal{E} свелось, таким образом, к сравнению полей излучения зон I и I' на границе раздела $z = 0$.

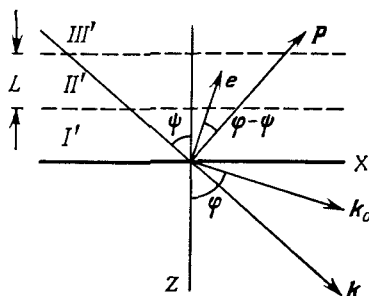


Рис. 253.

Если вектор \mathbf{P} перпендикулярен к плоскости падения, то отношение амплитуд R и \mathcal{E} будет просто равно отношению толщин зон l и l' , взятому со знаком минус, поскольку фазы волн, излучаемых этими зонами, на границе раздела противоположны. Это дает первую формулу Френеля:

$$\frac{R_{\perp}}{\mathcal{E}_{\perp}} = -\frac{L'}{L} = -\frac{k_z - k_{0z}}{k_z + k_{0z}} = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}. \quad (69.4)$$

Если же вектор \mathbf{P} параллелен плоскости падения, то необходимо еще учесть зависимость поля излучения диполя от угла между дипольным моментом и направлением излучения. Излучение дает только поперечная слагающая дипольного момента. Поэтому величину $-L'/L$ необходимо умножить на отношение проекций вектора \mathbf{P} на направления единичных векторов \mathbf{e}' и \mathbf{e} , перпендикулярных к направлениям распространения отраженной и падающей волн. С учетом поперечности преломленной волны ($\mathbf{kP} = 0$) для этого отношения нетрудно найти $-\cos(\varphi + \psi)/\cos(\varphi - \psi)$ (рис. 252 и 253), а для отношения самих амплитуд R_{\parallel} и \mathcal{E}_{\parallel}

$$\frac{R_{\parallel}}{\mathcal{E}_{\parallel}} = -\frac{R_{\perp} \cos(\varphi + \psi)}{\mathcal{E}_{\perp} \cos(\varphi - \psi)} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)}. \quad (69.5)$$

Это — вторая формула Френеля.

Таким же путем может быть разобран случай обратного падения, когда волна падает из среды на ее границу с вакуумом, а также общий случай отражения на границе раздела двух материальных сред.

§ 70. Отступления от формул Френеля

1. Отражение и преломление света на чистой границе раздела двух прозрачных изотропных сред хорошо описывается формулами Френеля. Небольшие отступления от них заметны лишь при отражении под углом Брюстера и вблизи него. С особой отчетливостью они проявляются в существовании следующих двух явлений:

а) При отражении света, поляризованного в плоскости падения, закон Брюстера соблюдается не строго; коэффициент отражения не обращается в нуль ни для какого угла падения, хотя при угле Брюстера он и очень мал.

б) Свет, линейно поляризованный под углом к плоскости падения, при отражении в малой окрестности угла Брюстера становится поляризованным эллиптически, тогда как при строгой справедливости формул Френеля он должен был бы оставаться поляризованным линейно во всех случаях, за исключением случаев полного отражения.