

найдем из уравнений (4.7), переходя в них к пределу при $i \rightarrow 0$:

$$\left. \begin{array}{l} -E_s^0(0) + E_s^{\text{отр}}(0) = -n_{21}E_s^{\text{пр}}(0), \\ E_s^0(0) + E_s^{\text{отр}}(0) = E_s^{\text{пр}}(0). \end{array} \right\}$$

Следовательно, при $i=r=0$

$$E_s^{\text{отр}}(0) = -\frac{n_{21}-1}{n_{21}+1} E_s^0(0) \quad \text{и} \quad E_s^{\text{пр}}(0) = \frac{2}{n_{21}+1} E_s^0(0). \quad (4.8')$$

§ 4.2. Закон Брюстера. Коэффициент отражения света

1. Из формул Френеля (4.6) и (4.8) можно найти фазовые соотношения между отраженной или преломленной и падающей волнами. Углы i и r всегда заключены в пределах от 0 до $\pi/2$. Поэтому при любых значениях i и r , как видно из (4.6) и (4.8), $E_p^{\text{пр}}$ и $E_s^{\text{пр}}$ совпадают по знаку соответственно с E_p^0 и E_s^0 , т. е. на границе раздела сред *фаза преломленной волны всегда совпадает с фазой падающей волны*.

Для отраженной p -волны $E_p^{\text{отр}}$ совпадает по знаку с E_p^0 , если $\operatorname{tg}(i+r)$ и $\operatorname{tg}(i-r)$ одновременно положительны или отрицательны. Это возможно в двух случаях:

- а) при $i > r$ ($n_{21} > 1$) и $i+r < \pi/2$;
- б) при $i < r$ ($n_{21} < 1$) и $i+r > \pi/2$.

Такое отражение p -волны сопровождается сдвигом по фазе на π . Отражение p -волны происходит без сдвига фаз в следующих двух случаях:

- в) при $i > r$ ($n_{21} > 1$) и $i+r > \pi/2$;
- г) при $i < r$ ($n_{21} < 1$) и $i+r < \pi/2$.

Для отраженной s -волны $E_s^{\text{отр}}$ и E_s^0 совпадают по знаку и отражение происходит без сдвига фаз, если $i < r$. При $i > r$ отражение s -волны сопровождается сдвигом по фазе на π .

2. Угол падения i_0 , при котором сумма углов падения и преломления равна $\pi/2$, называется *углом Брюстера*. Его можно найти из закона преломления света:

$$\frac{\sin i_0}{\sin(\pi/2-i_0)} = n_{21}, \quad \text{или} \quad \operatorname{tg} i_0 = n_{21}. \quad (4.9)$$

Если $i=i_0$, то направления распространения отраженной и преломленной плоских волн взаимно перпендикулярны. Очевидно, что $i+r <$

Таблица 4.1

$n_{21} > 1$	$n_{21} < 1$
$i < i_0 \quad i > i_0$	$i < i_0 \quad i > i_0$

p -Волна	π	0	0	π
s -Волна	π	π	0	0

$< \pi/2$ при $i < i_0$ и $i+r > \pi/2$ при $i > i_0$. Поэтому все полученные выше результаты относительно разности фаз отраженной и падающей волн можно свести в табл. 4.1.

3. В дальнейшем рассматривается отражение света при $i < i_0$. Поэтому в соответствии с табл. 4.1 мы должны считать, что независимо

¹ Для случая $i=0$ нужно пользоваться формулами (4.6') и (4.8').

от характера поляризации падающего света отражение от границы с оптически менее плотной средой ($n_{21} < 1$) происходит без сдвига фаз, а отражение от оптически более плотной среды ($n_{21} > 1$) связано с изменением фазы на π , т. е. с «потерей полуволны» (см. § 1.5, п. 9).

При падении света под углом Брюстера ($i = i_0$) $\operatorname{tg}(i + r) = \infty$ и по формуле (4.6) $E_p^{\text{отр}} = 0$, т. е. в отраженном свете колебания вектора \mathbf{E} могут совершаться только перпендикулярно плоскости падения. Иными словами, отраженный свет является полностью линейно-поляризованным. Этот результат называется законом Брюстера.

Следует заметить, что в случае $n_{21} < 1$ полученные выше соотношения для амплитуд и фаз отраженной и преломленной волн справедливы только при углах падения $i < i_{\text{пр}}$. При $i \geq i_{\text{пр}}$ происходит полное внутреннее отражение и угол преломления r , входящий в формулы Френеля и определяющий направление распространения преломленной волны, теряет смысл. Как показывают расчеты, при падении линейно-поляризованной плоской волны под углом $i = i_{\text{пр}}$ отраженная волна тоже линейно-поляризована. Если $i > i_{\text{пр}}$, то линейно-поляризованный падающий свет после отражения становится эллиптически-поляризованным.

4. Для энергетической характеристики отражения света вводится коэффициент отражения R , равный отношению интенсивностей отраженного и падающего света:

$$R = I_{\text{отр}}^0 / I_0. \quad (4.10)$$

В соответствии с законом сохранения энергии I_0 и $I_{\text{отр}}^0$ равны суммам интенсивностей соответственно падающих и отраженных p - и s -волн:

$$I_0 = I_p^0 + I_s^0 \text{ и } I_{\text{отр}}^0 = I_p^{\text{отр}} + I_s^{\text{отр}}. \quad (4.10')$$

Выше было показано [см. (3.12)], что интенсивность плоской линейно-поляризованной электромагнитной волны пропорциональна квадрату амплитуды колебаний напряженности ее электрического поля. Следовательно,

$$R = \frac{(E_p^{\text{отр}})^2 + (E_s^{\text{отр}})^2}{(E_p^0)^2 + (E_s^0)^2}. \quad (4.11)$$

Для случая нормального падения света, пользуясь формулами (4.6') и (4.8'), получаем

$$R = \left(\frac{n_{21} - 1}{n_{21} + 1} \right)^2. \quad (4.11')$$

Так, например, при нормальном падении света на границу раздела воздуха со стеклом ($n_{21} = 1,5$) $R = 0,04$. Поэтому в оптических приборах, содержащих большое число линз и призм полного внутреннего отражения, потери энергии при многократном отражении могут привести к значительному ослаблению энергии света на выходе из прибора. Для уменьшения этих потерь применяется специальная «просветленная оптика», в которой используется явление интерференции света в тонких прозрачных пленках. Принципы «просветления» оптики рассмотрены в следующей главе.

Законы преломления и отражения, выведенные для плоской границы раздела сред, приблизительно верны и для искривленной границы, если ее радиус кривизны значительно больше длины волны света.

5. До сих пор мы говорили о так называемом **зеркальном отражении**, при котором угол отражения равен углу падения. В действительности отражение плоских волн от шероховатых поверхностей раздела сред далеко не всегда является зеркальным или даже близким к нему (например, отражение света от газетной бумаги, штукатурки и т. д.). Шероховатые поверхности отражают падающий на них свет во всех направлениях. Такое отражение называется **диффузным** или **рассеянным**. Поверхность, рассеивающая свет равномерно по всем направлениям, называется **абсолютно матовой**.

Как показывают теоретические расчеты и опыты, отражение от шероховатой поверхности тем ближе к зеркальному, чем меньше высота h шероховатостей и больше угол падения i . В этом можно убедиться, рассматривая, например, отражение света от бумаги с различной гладкостью при углах падения, близких к 90° . Если $h \ll \lambda$, где λ — длина волны света, то при любых значениях i отражение является зеркальным.

§ 4.3. Рефракция света

1. Преломление света наблюдается не только при переходе через границу раздела двух различных сред, но и в случае распространения света в одной и той же, но оптически неоднородной среде. Типичным примером этого явления может служить **рефракция света** в атмосфере Земли — искривление лучей света от удаленного источника

в процессе их прохождения через атмосферу. В первом приближении можно считать, что относительная диэлектрическая проницаемость и абсолютный показатель преломления атмосферы, зависящие от ее плотности, монотонно убывают по мере удаления от поверхности Земли. Поэтому луч света от какой-нибудь звезды S , проходя через всю толщу атмосферы, изгибается так, что его выпуклость обращена в сторону нормали MN к поверхности Земли в точке наблюдения M (рис. 4.4). Угол δ между кажущимся для наблюдателя направлением MS' на звезду и истинным направлением MS называется **углом астрономической рефракции**. Этот угол равен нулю для звезд, находящихся в зените, и максимальен для звезд, находящихся у горизонта ($\delta_{\max} \approx 35,5'$). Угловой размер Солнца равен $32'$. Поэтому астрономическая рефракция приводит к увеличению продолжительности дня: при восходе и заходе Солнца его диск виден целиком даже тогда, когда верхний край диска находится ниже горизонта на $3,5'$. В полярных странах астрономическая рефракция вызывает значительное сокращение полярной ночи (до нескольких суток вблизи полюсов).

Рис. 4.4

Астрономическая рефракция δ особенно быстро изменяется в области малых углов подъема источника света над горизонтом. Поэтому

