

расстояния R_1 и R_2 от источников S_1 и S_2 до экрана E , добиваются исчезновения различия яркости полей сравнения, а, следовательно, равенства освещенностей. Поскольку лучи от источников падают на экран E нормально ($\cos \alpha = 1$), то, согласно (4.11),

$$\frac{I_1}{R_1^2} = \frac{I_2}{R_2^2}. \quad (4.14)$$

Измеряя расстояния R_1 и R_2 и зная силу света эталонного источника I_1 , можно отсюда определить силу света испытуемого источника I_2 . Вследствие невозможности изменять расстояния R_1 и R_2 в очень широких пределах, в некоторых конструкциях фотометров применяют другие способы ослабления светового потока в известное число раз: сетки, вращающиеся диски с вырезами, светофильтры и пр.

Для измерения освещенности применяются приборы, называемые люксметрами. В настоящее время широкое применение (например, в фотографических экспонометрах) находят люкметры, снабженные фотоэлементами, благодаря чему исключаются субъективные особенности наблюдателя. Особенно широко применяются селеновые фотоэлементы, кривая спектральной чувствительности которых близка к кривой чувствительности глаза. Фотоэлемент соединяется с чувствительным гальванометром, показания которого могут быть непосредственно проградуированы в люксах.

§ 5. Распространение света в неоднородной среде. Полное внутреннее отражение

В однородной среде свет распространяется прямолинейно с постоянной скоростью. Если же среда неоднородна, то в разных областях скорость его распространения $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ различна и прямолинейность световых лучей нарушается.

Простейшей неоднородностью является плоская граница раздела двух безграничных однородных сред, в которых свет распространяется со скоростями, равными соответственно v_1 и v_2 . На рис. 1.17 показано, что луч I , падающий из первой среды под углом i к перпендикуляру, на границе раздела разделяется на отраженный луч II , идущий в первой среде с той же скоростью v_1 , и преломленный луч III , распространяющийся во второй среде под углом r к тому же перпендикуляру. Взаимное геометрическое расположение этих лучей определяется тремя законами Декарта:

1. Угол падения равен углу отражения:

$$i' = -i. \quad (5.1)$$

2. Отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \text{const} = n_{2,1}. \quad (5.2)$$

3. Луч падающий, луч отраженный и луч преломленный лежат в одной плоскости с перпендикуляром, восстановленным к границе раздела в точке падения.

Используя вывод волновой теории аналогично (1.5), мы можем написать, что относительный показатель преломления двух сред $n_{2,1}$ равен

$$n_{2,1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c/v_1}{c/v_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (5.3)$$

т. е. отношению абсолютных показателей преломления этих сред $n_i = \frac{c}{v_i}$ по отношению к вакууму, в котором скорость света равна c . Используя соотношения (5.3), можно переписать закон преломления в симметричной относительно обеих сред форме:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r. \quad (5.4)$$

Из этой симметрии следует обратимость световых лучей. Если обратить направление луча *III* на рис. 1.17 и заставить его падать под тем же углом r на границу раздела, то преломленный луч будет распространяться в первой среде под углом i , т. е. пойдет обратно вдоль луча *I*.

Уравнение (5.4) может охватить и закон отражения. Поскольку отраженный луч *II* распространяется в той же самой первой среде, но по другую сторону перпендикуляра, то для него можно формально положить показатель преломления $n_2 = -n_1$. Подставляя это значение в равенство (5.4), получаем: $\sin i = -\sin i'$, т. е. $i' = -i$.

Для прозрачных непоглощающих сред падающий на границу раздела лучистый поток $\Phi_{\text{пад}}$ расщепляется на два:

$$\Phi_{\text{пад}} = \Phi_{\text{отр}} + \Phi_{\text{прел}}. \quad (5.5)$$

Коэффициент отражения

$$\rho = \frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi_{\text{пад}}} \quad (5.6)$$

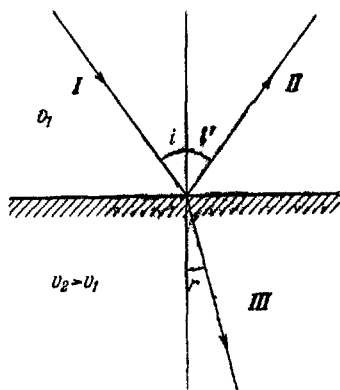


Рис 1.17.

может быть рассчитан по формулам электромагнитной теории света и зависит от показателей преломления обеих сред n_1 и n_2 , угла падения i , а также от степени поляризации луча (см. ниже, гл. VI). Если $n_2 = n_1$, то $\rho = 0$ и граница раздела двух сред, имеющих одинаковые показатели преломления, становится невидимой.

Показатель преломления воздуха возрастает с его плотностью и разность $n_{\text{возд}} - 1$ прямо пропорциональна плотности. С подъемом над поверхностью Земли плотность убывает (т. I, § 21) и уменьшается его показатель преломления. Луч света, пущенный вверх под некоторым углом к горизонту, встречает на своем пути оптически неоднородную среду с постепенно убывающим показателем преломления.

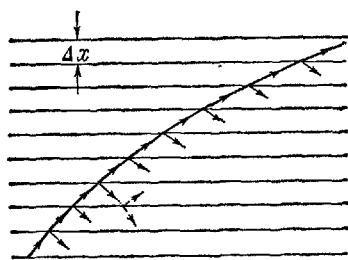


Рис. 1.18.

Для анализа процесса распространения луча в такой среде представим себе мысленно воздух состоящим из ряда горизонтальных слоев малой толщины Δx (рис. 1.18), отличающихся друг от друга по показателю преломления на малую величину Δn .

От каждой из границ последующих двух слоев будет происходить частичное слабое отражение и частичное преломление (на рис. 1.18

стрелочками показаны вторично рассеянные лучи). Так как показатель преломления у каждого последующего слоя меньше, чем у предыдущего, то в соответствии с (5.4) на каждой границе угол преломления будет больше угла падения, и луч постепенно отклоняется вниз от своего первоначального направления. Переходя к пределу и заменяя ломаную линию кривой, мы видим, что неоднородность среды вызывает одновременно два явления: непрямолинейность распространения света и непрерывное частичное его рассеяние в стороны, делающее заметным луч при наблюдении его со стороны. Последнее обстоятельство делает, например, видимыми потоки восходящего теплого воздуха, имеющего меньшую плотность и пониженный показатель преломления. Этим же объясняется кажущееся мерцание звезд, так как в атмосфере всегда есть перемежающиеся слои воздуха переменной плотности.

Непрямолинейность распространения света в атмосфере переменной плотности проявляется в астрономической рефракции — при наблюдении звезд под острыми углами к горизонту искривление лучей, показанное на рис. 1.18, приводит к тому, что кажущееся положение источника оказывается несколько выше истинного. У самого горизонта кажущийся подъем светила за счет рефракции составляет $36'$. В жарких пустынных или степных районах

и в полярных областях сильный прогрев или охлаждение воздуха у земной поверхности приводит к появлению миражей: благодаря искривлению лучей становятся видимыми и кажутся близко расположенными предметы, на самом деле расположенные далеко за горизонтом (рис. 1.19).

При переходе света из среды с большим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем n_2 (оптически менее плотную), согласно (5.4):

$$\frac{\sin r}{\sin i} = \frac{n_1}{n_2} > 1,$$

и преломленный луч удаляется от перпендикуляра. С увеличением угла падения i растет и угол преломления $r > i$. Когда

угол падения достигает некоторого предельного значения $i_{\text{пред}}$, определяющегося из условия:

$$\sin i_{\text{пред}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1}, \quad (5.7)$$

то $\sin r = 1$, $r = \frac{\pi}{2}$ и преломленный луч направлен вдоль границы раздела (рис. 1.20, а). При еще большем угле падения $i > i_{\text{пред}}$.

$$\sin i > \frac{n_2}{n_1} \quad \text{и}$$

$$\sin r = \frac{n_1}{n_2} \sin i > 1. \quad (5.8)$$

Для таких углов падения уравнение (5.8) дает мнимое значение угла преломления. Следовательно, при $i > i_{\text{пред}}$ преломление прекращается и остается лишь отраженный луч (рис. 1.20, б). Это явление носит название полного внутреннего отражения — вся энергия света, падающего на границу раздела, при этом полностью отражается обратно в первую среду.

Волновая природа света приводит к некоторому уточнению и детализации явлений, происходящих при полном внутреннем отражении. Детальное теоретическое исследование этого явления, выполненное А. А. Эйхенвальдом, показало, что при полном внутреннем отражении электромагнитная

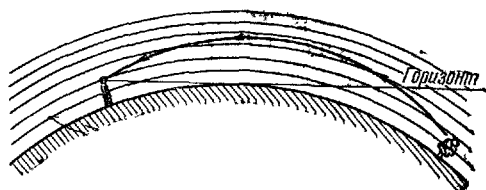


Рис. 11.9.

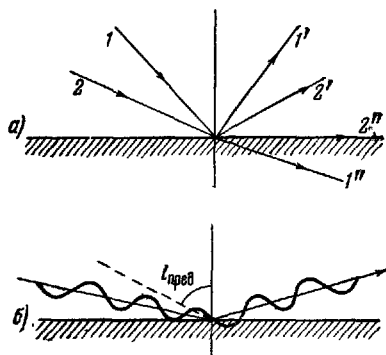


Рис. 1.20.

волна проникает во вторую среду с амплитудой, очень быстро затухающей в направлении, перпендикулярном к границе раздела. При этом поток лучистой энергии частично заходит во вторую среду и, описывая сильно искривленный путь, на расстоянии порядка половины длины волны вновь выходит в первую среду (рис. 1.20, б).

Л. И. Мандельштам, выбрав в качестве второй среды раствор флуоресцирующего вещества, показал на опыте, что подобное проникновение света

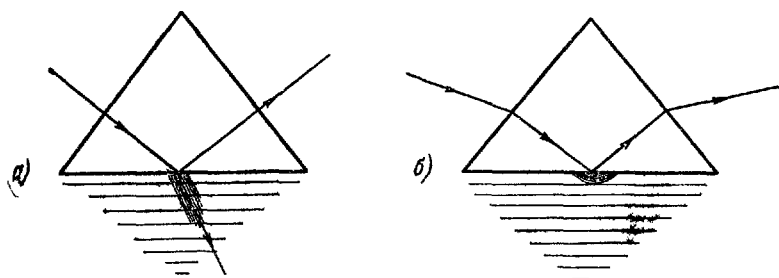


Рис. 1.21

на малую глубину во вторую среду действительно имеет место. При падении луча на границу стеклянной призмы и раствора ($n_{\text{стекла}} > n_{\text{раств}}^{\text{раств}}$) под углом, меньшим угла полного внутреннего отражения $i_{\text{пред}} = \arcsin \frac{n_{\text{раств}}}{n_{\text{стекла}}}$, в растворе была видна зеленая флуоресценция (свечение) на всем пути преломленного луча, как это показано

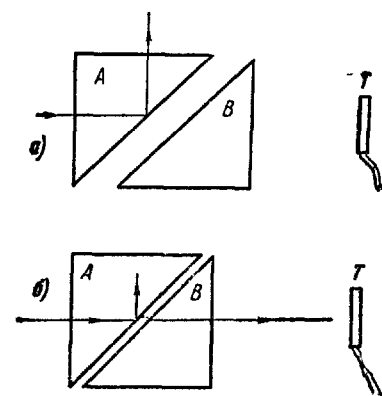


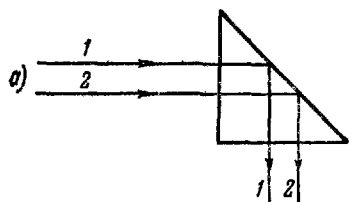
Рис. 1.22.

на рис. 1.21, а. При $i > i_{\text{пред}}$ след преломленного луча в растворе исчезает, но отчетливо наблюдается флуоресценция слоя раствора, непосредственно прилегающего к призме в месте отражения (рис. 1.21, б)

Пусть между двумя прозрачными телами имеется тонкий зазор толщиной много меньше длины волны, заполненный прозрачной средой меньшей оптической плотности. Тогда при падении света на границу зазора под углом $i > i_{\text{пред}}$ лучистая энергия, проходящая в зазор на расстоянии $d \ll \lambda$, не успевает повернуть полностью обратно и перейдет далее во второе тело с большей оптической плотностью. Это явление легче обнаружить в случае инфракрасных лучей с длиной волны порядка нескольких микронов. При большом зазоре между призмами А и В (рис. 1.22, а) лучи испытывают полное внутреннее отражение от границы призмы А и воз-

душного зазора и термоэлемент T не обнаруживает излучения. Если же сделать толщину воздушного зазора между призмами d меньше микрона (рис. 1.22, б), то лишь часть лучистой энергии испытает отражение, а остальная пройдет через зазор и призму В и будет зарегистрирована термоэлементом.

Явление полного внутреннего отражения используется в различных оптических приборах (бинокли, перископы и др.), а также для измерения показателей преломления (рефрактометры). Показатель преломления различных сортов стекла — около 1,5. Поэтому предельный угол для границы стекло—воздух составляет $i_{\text{прел}} = \arcsin \frac{1}{1,5} = 42^\circ$ и при падении лучей на эту границу под несколько



большим углом, равным 45° , будет всегда происходить полное внутреннее отражение.

На рис. 1.23 изображены призмы полного внутреннего отражения, в которых соблюдено это условие. В случае (а) изображение повернуто на 90° .

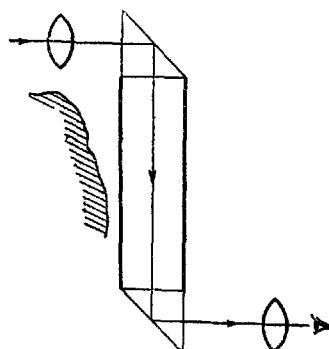
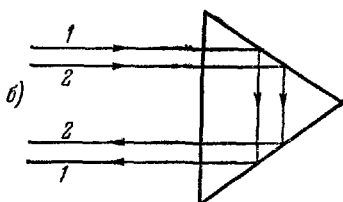


Рис. 1.23.

Рис. 1.24

В случае (б) изображение перевернуто за счет двухкратного полного внутреннего отражения от боковых граней призмы. Обратной также является и призма (в), где полное внутреннее отражение происходит от нижней грани призмы.

На рис. 1.24 показана схема хода лучей и получения изображения в перископе, предназначенном для наблюдений из-за укрытия. В принципе можно было бы добиться того же эффекта, заменив призмы в перископе двумя наклонными зеркалами. Однако при отражении от металлического зеркала часть лучистой энергии проникает в металл и поглощается в последнем. При полном же внутреннем отражении такие потери энергии не наблюдаются.

В рефрактометре капля испытуемой жидкости вводится между двумя призмами ABC и DEF , изготовленными из стекла с высоким

показателем преломления ($n_1=1,72$), и растекается между ними (рис. 1.25). Рассеянный свет направляется снизу на грань AB и попадает на границу AC с жидкостью (показатель преломления $n_2 < n_1$) под самыми различными углами. Те из лучей, которые упадут на поверхность AC под углом, меньшим предельного, практически не отразятся, а пройдут в жидкость и далее в призму DEF . Те лучи, которые упадут на слой жидкости под углом,

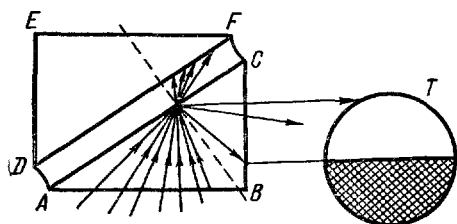


Рис. 1.25

большим предельного, претерпят в призме ABC полное внутреннее отражение и выйдут через грань BC . В поле зрения трубы T , поставленной на пути этих лучей, будут наблюдаться две области: верхняя — ярко освещенная и нижняя — темная.

Вращая систему призм или трубу друг относительно друга, добиваются совмещения границы преломления с горизонтальной нитью, расположенной в окулярной части зрительной трубы, и отсчитывают по неподвижному кругу, которым снабжен рефрактометр, величину угла $i_{\text{пред}}$. Согласно (5.7), искомый показатель преломления жидкости равен

$$n_2 = n_1 \sin i_{\text{пред}}. \quad (5.9)$$

Поскольку показатель преломления призмы n_1 известен заранее, то неподвижный круг рефрактометра градуируют непосредственно в значениях величины n_2 с точностью до третьего или четвертого знака после запятой.

Показатель преломления жидкости зависит от ее состава. Поэтому, измеряя с помощью рефрактометра величину n_2 , можно судить о степени чистоты данного индивидуального вещества, а для бинарных смесей — определять концентрацию раствора.

В заключение данного параграфа рассмотрим еще случай преломления лучей на двух последовательно расположенных плоскостях в так называемой тонкой призме, изображенной на рис. 1.26. Обозначим угол при вершине призмы через α и угол падения на переднюю грань

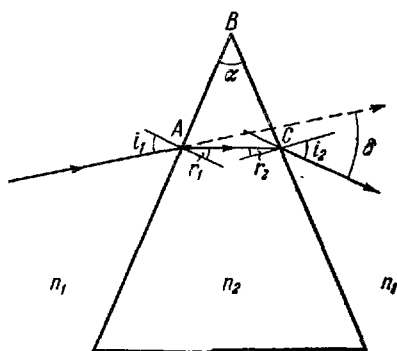


Рис. 1.26

через i_1 . Преломившись, луч пойдет внутри призмы под углом r_1 к перпендикуляру и упадет под углом r_2 на заднюю грань призмы. Выйдя наружу под углом i_2 к перпендикуляру, луч будет распространяться далее, отклонившись на некоторый угол δ от своего первоначального направления. Для расчета угла отклонения δ в призме необходимо использовать закон преломления (5.4) для каждой из граней, т. е.

$$\left. \begin{aligned} n_1 \sin i_1 &= n_2 \sin r_1, \\ n_2 \sin r_2 &= n_1 \sin i_2, \end{aligned} \right\} \quad (5.10)$$

где n_2 — показатель преломления вещества призмы, а n_1 — показатель преломления окружающей среды.

Будем считать призму тонкой и положим угол α и все углы падения и преломления i_k и r_k малыми, т. е. меньше $5-6^\circ$. В этом случае все синусы в уравнениях (5.10) можно практически заменить величинами самих углов, выраженными в радианах, и тогда

$$i_1 = n_{2,1} r_1 \quad \text{и} \quad i_2 = n_{2,1} r_2, \quad (5.11)$$

где $n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1} = n$ — показатель преломления вещества призмы относительно среды. Из геометрических построений видно, что $\delta = (i_1 - r_1) + (i_2 - r_2) = (n - 1) r_1 + (n - 1) r_2 = (n - 1) (r_1 + r_2)$.

$$(5.12)$$

Из условия, что сумма внутренних углов треугольника ABC равна 180° , т. е. π , следует

$$\left. \begin{aligned} \alpha + \left(\frac{\pi}{2} - r_1 \right) + \left(\frac{\pi}{2} - r_2 \right) &= \pi, \\ \alpha &= r_1 + r_2. \end{aligned} \right\} \quad (5.13)$$

Сопоставляя (5.12) и (5.13), находим окончательно, что

$$\delta = (n - 1) \alpha. \quad (5.14)$$

Таким образом, угол отклонения луча в тонкой призме прямо пропорционален углу раствора призмы α и отклонению относительного показателя преломления n от единицы и не зависит от угла падения i_1 .

Если призма не тонкая и синусы углов нельзя заменять самими углами, то отклонение вышедшего луча зависит от угла падения, т. е.

$$\delta = f(n - 1, \alpha, i). \quad (5.15)$$

Тригонометрический расчет показывает, что в этом случае минимальное отклонение луча $\delta_{\text{мин}}$ будет наблюдаться при симметричном ходе лучей ($i_2 = i_1$). Измерив величину $\delta_{\text{мин}}$, можно определить

показатель преломления призмы по соотношению

$$n = \frac{\sin \frac{\delta_{\text{мин}} + \alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (5.16)$$

§ 6. Дисперсия света. Фазовая и групповая скорости

Переменное электромагнитное поле с любой частотой изменения со временем распространяется в вакууме с одной и той же скоростью c . Это относится, следовательно, и к видимому свету всех частот (длин волн). Каждой частоте колебаний ν соответствует в вакууме вполне определенная длина волны

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}. \quad (6.1)$$

Электромагнитная волна, колебания в которой происходят с одной строго постоянной частотой ν , называется **монокроматической** («одноцветной»). Если монохроматическая волна попадает в какую-либо среду, то ее поле возбуждает вынужденные колебания связанных зарядов среды с той же самой частотой ν . Колеблющиеся заряды создают вторичные электромагнитные волны опять-таки той же частоты ν . Суммарная электромагнитная волна, распространяющаяся в среде, представляет собой наложение (суперпозицию) первичной и вторичных волн и имеет частоту ν , равную частоте исходной волны, падавшей на данную среду, но изменяет свою амплитуду, фазу и скорость распространения v .

Как мы видели в I томе (§ 54), амплитуда и фаза вынужденных колебаний зависит от частоты вынуждающей силы ν , точнее от ее отношения к частоте собственных колебаний системы ν_0 . В данной среде с определенными значениями ν_0 , монохроматические волны различной частоты будут создавать вынужденные колебания зарядов с амплитудой и фазой, зависящей от ν . Соответственно различны будут амплитуды и фазы испускаемых при этом вторичных волн.

Следовательно, скорость распространения каждой волны будет зависеть от ее частоты:

$$v = f(\nu). \quad (6.2)$$

Поскольку, согласно макроскопической теории Максвелла, $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ (т. II, § 50), то это означает, что и диэлектрическая проницаемость среды зависит от частоты колебаний внешнего электро-