

каналы в океане и атмосфере, сверхдальняя радиосвязь и др.

Джонс, Б. Рейковский Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973; Фейнман Р., Лейтон Р., Сандс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., 3 изд., т. 3 — Излучение; Волны; Кванты, М., 1976; 2 изд., т. 7 — Физика сплошных сред, М., 1977. М. А. Миллер, Г. В. Пермиттин. **ПРЕЛОМЛЕНИЕ РАДИОВОЛН** — см. *Рефракция радиоволн*.

**ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА** — изменение направления распространения световой волны (светового луча) при прохождении через границу раздела двух различных прозрачных сред. На плоской границе раздела двух однородных диэлектрических сред с абс. преломления показателями  $n_1$  и  $n_2$  П. с. определяется след. законами: падающий, отраженный и преломленный лучи и нормаль к границе раздела в точке падения лежат в одной плоскости (плоскости падения); углы падения  $\varphi_1$  и преломления  $\varphi_2$  (рис. 1), образованные соответствующими лучами с нормалью, и показатели преломления сред  $n_1$  и  $n_2$  связаны для монохроматич. света **Снелля законом**

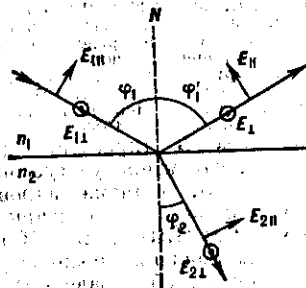


Рис. 1. Преломление света на границе раздела двух сред с  $n_1$  и  $n_2$  ( $n_1 < n_2$ ); стрелками показано расположение, компонент вектора в плоскости падения, кружками — перпендикулярно плоскости падения.

преломления  $n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2$ . Обычно П. с. сопровождается отражением света от той же границы. Для непоглощающих (прозрачных) сред полная энергия светового потока преломленной волны равна разности энергий потоков падающей и отраженной волн (закон сохранения энергии). Отношение интенсивностей светового потока преломленной волны к падающей — коэф. пропускания границы раздела сред  $\tau_{21}$  — зависит от поляризации света падающей волны, угла падения  $\varphi_1$  и показателей преломления  $n_1$  и  $n_2$ . Строгое определение интенсивности преломленной (и отраженной) волны может быть получено из решения ур-ний Максвелла с соответствующими граничными условиями для электрич. и магн. векторов световой волны и выражается **Френеля формулами**. Если электрич. вектор падающей и преломленной волн разложить на две компоненты  $E_{\parallel}$  (лежащую в плоскости падения) и  $E_{\perp}$  (перпендикулярную к ней), ф-лы Френеля для коэф. пропускания соответствующих компонент имеют вид

$$\tau_{21\parallel} = \frac{E_{21\parallel}^2}{E_{1\parallel}^2} = \frac{\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2}{\sin^2(\varphi_1 + \varphi_2) \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2)}; \quad (*)$$

$$\tau_{21\perp} = \frac{E_{21\perp}^2}{E_{1\perp}^2} = \frac{\sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi_2}{\sin^2(\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

Зависимость величин  $\tau_{21\parallel}$  и  $\tau_{21\perp}$  от  $\varphi_1$  приведена на рис. 2. Из выражений (\*) и рис. 2 следует, что для всех углов падения  $\tau_{21\parallel} \neq \tau_{21\perp}$ , кроме частного случая нормального падения ( $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ ), когда

$$\tau_{21\parallel} = \tau_{21\perp} = 4n_1 n_2 / (n_1 + n_2)^2.$$

Это означает, что для всех  $\varphi_1$  (кроме  $\varphi_1 = 0$ ) происходит поляризация преломленного света. Если на границу раздела падает естественный (не поляризованный) свет, для к-рого  $E_{\parallel}^2 = E_{\perp}^2$ , то в преломленной волне  $E_{2\parallel}^2 \neq E_{2\perp}^2$ , т. е. свет будет частично поляризованным. Наиб. значит. поляризация преломленной волны про-

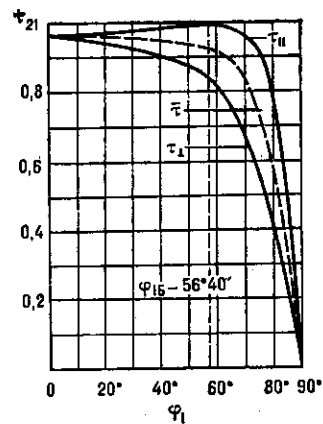


Рис. 2. Зависимость коэффициентов пропускания  $\tau_{21\parallel}$ ,  $\tau_{21\perp}$  и  $\tau_{21} = 1/2(\tau_{21\parallel} + \tau_{21\perp})$  для волн различной поляризации от угла падения  $\varphi_1$  при преломлении на границе воздух ( $n_1 = 1$ ) — стекло (с показателем преломления  $n_2 = 1,52$ );  $\tau_{21}$  — для падающего неполяризованного света.

исходит при падении под углом Брюстера  $\varphi_{1B} = \arctg(n_2/n_1)$ , когда  $\varphi_1 + \varphi_2 = \pi/2$  (рис. 2). При этом  $\tau_{21\parallel} < 1$ , а  $\tau_{21\perp} = 1$ , т. е. преломление поляризов. света с  $E_{21}$  не сопровождается отражением.

Если свет падает из среды оптически менее плотной в более плотную ( $n_2 > n_1$ ), то  $\varphi_2 < \varphi_1$  и преломленный луч существует при всех значениях угла  $\varphi_1$  от 0 до 90°. Если свет падает из среды оптически более плотной в менее плотную ( $n_2 < n_1$ ), то  $\varphi_2 > \varphi_1$  и преломленная волна существует лишь в пределах угла падения от  $\varphi_1 = 0$  до  $\varphi_1 = \arcsin(n_2/n_1)$ . При углах падения  $\varphi_1 > \arcsin(n_2/n_1)$  П. с. не происходит, существует только отраженная волна — явление *полного внутреннего отражения*.

В оптически анизотропных средах в общем случае образуются две преломленные световые волны с взаимно перпендикулярной поляризацией (см. *Кристаллооптика*).

Формально законы П. с. для прозрачных сред могут быть распространены и на поглощающие среды, если рассматривать показатель преломления для таких сред как комплексную величину  $n_{\text{пог}} = n(1 - ik)$ , где  $k$  — показатель поглощения. В случае металлов, обладающих сильным поглощением (и большим коэф. отражения), идущая внутрь металла волна поглощается в тонком приповерхностном слое и понятие преломленной волны теряет смысл (см. *Металлооптика*).

Поскольку показатель преломления сред зависит от длины волны света  $\lambda$  (см. *Дисперсия света*), то в случае падения на границу раздела прозрачных сред некогерентного света преломленные лучи разл. длин волн идут по разл. направлениям  $\varphi_2 = \varphi_2(\lambda)$ , что используется в дисперсионных призмах.

На П. с. на выпуклых, вогнутых и плоских поверхностях прозрачных сред основано действие линз, служащих для получения *изображений оптически*, дисперсионных призм и др. оптич. элементов.

Если показатель преломления изменяется непрерывно (напр., в атмосфере с высотой), то при распространении светового луча в такой среде также происходит непрерывное изменение направления распространения — луч искривляется в сторону большего значения показателя преломления (см. *Рефракция света в атмосфере*), но при этом отражения света не происходит.

Под действием излучения большой интенсивности, создаваемого мощными лазерами, среда становится нелинейной. Индуцированные в молекулах среды под действием сильного электрич. поля световой волны диполи вследствие ангармоничности колебаний электронов молекул излучают в среде вторичные волны не только на частоте  $\omega$  падающего излучения, но также волны с удвоенной частотой — гармоника —  $2\omega$  (и более высокие гармоники  $3\omega$ , ...). С молекулярной точки зрения интерференция этих вторичных волн приводит к образованию в среде результирующих преломлен-