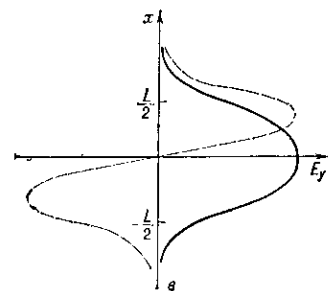
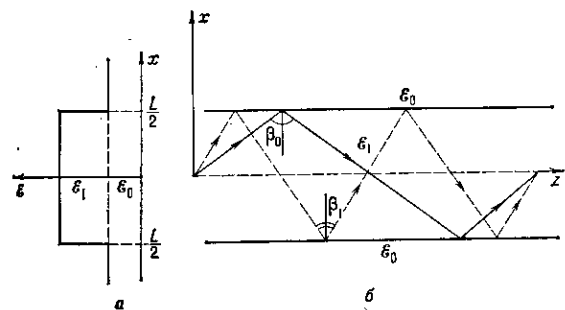


фазы — $\Delta\psi(\beta)$, различным, вообще говоря, для волн TE - и TM -поляризации (см. Френеля формулы и Волновод металлический). Набег фазы $\Delta\psi$ при двойном прохождении плоской волной пластины (от $-L/2$ до $L/2$ и обратно) равен $2(\omega c^{-1}\epsilon_1^{1/2}L \cos\beta - \Delta\psi(\beta))$, где ω — частота волны, c — скорость света в вакууме. Если $\Delta\psi$



Плоскопараллельная диэлектрическая пластинка: а — профиль диэлектрической проницаемости; б — лучевые траектории плоских волн, образующих волноводные моды диэлектрической пластинки с различным числом вариаций поля вдоль координаты x ; в — распределение поля по x в первой (сплошная линия) и во второй (пунктирная линия) модах TE -типа.

обращается в нуль или является кратным 2π , что возможно лишь для конечного числа углов падения β_n ($n=0, 1, 2, \dots, N(\omega)$), определяемых соотношением:

$$\omega c^{-1}\epsilon_1^{1/2} L \cos \beta_n - \Delta\psi(\beta_n) = \pi n \quad (1)$$

($N(\omega)$ равно целой части от $\omega\epsilon_1^{1/2}L \cos \beta^*/\pi c$, $\Delta\psi(\beta^*)=0$), то падающая на границу $x=L/2$ волна и волна, испытавшая повторное отражение от границы $x=-L/2$, полностью совпадают. Возникающее при этом суммарное поле представляет собой бегущую вдоль оси z волноводную моду (волну); его изменение вдоль z описывается множителем $\exp(i\omega t - ih_n z)$, где $h_n = \omega c^{-1}\epsilon_1^{1/2} \sin \beta_n$ — постоянная распространения; тогда как в поперечном сечении (вдоль оси x) на отрезке $-L/2 < x < L/2$ поле имеет структуру стоячей волны (n определяет число узлов в ней) и в областях $x > L/2$ и $x < -L/2$ оно экспоненциально спадает при удалении от грани диэлектрика (рис., в). На фиксиров. частоте ω диэлектрич. пластинка способна удерживать всего $2(N(\omega)+1)$ волноводных мод, отличающихся разл. поперечной структурой и поляризацией. Аналогично можно пояснить процесс распространения эл.-магн. волн вдоль волноводного канала с плавным изменением диэлектрич. проницаемости по поперечному сечению. Но в этом случае структура поля имеет более сложный характер, а роль условной границы, на к-рой осуществляется переход к убывающим (экспоненциально или по более сложному закону) полям, играют каустические поверхности (см. Каустика).

Интерпретация процесса распространения волноводных мод с помощью многократного отражения плоских однородных волн от фактич. или условных границ раздела наз. концепцией Бриллюэна. В принципе она применима для произвольных В. д., так как опирается на универсальную возможность представления поля в виде суперпозиции плоских волн. Однако при расчёте структуры и постоянных распространения волноводных мод конкретных В. д. обычно исходят из прямого реше-

ния соответств. краевых задач, т. е. прибегают к непосредств. решению ур-ний Максвелла, используя условия сшивания эл. и магн. полей на границе волновода и требование конечности переносимого модой потока энергии. В случае В. д. с неизменным вдоль оси z сечением (профилем диэлектрич. проницаемости) поперечные к оси z компоненты эл. и магн. полей в волноводных модах могут быть выражены (по крайней мере, вне области возбуждения источниками) через продольные z -составляющие эл. и магн. H векторов. Соответственно выделяют E - или TM -волны (когда $H_z=0$), H - или TE -волны (когда $E_z=0$), и гибридные EH -волны (когда $E_z \neq 0$ и $H_z \neq 0$). Последние являются типичными модами В. д.; исчезновение z -компоненты одного из полей характерно только для вырожденных симметричных случаев (напр., моды с азимутальной симметрией в круглом стержне). Иногда при классификации гибридных волн особо различают EH -моды, в к-рых $\max|E_z| > \max|H_z|$, от HE -мод, в к-рых, наоборот, $\max|H_z| > \max|E_z|$.

В идеальном В. д. (т. е. в В. д. без омических потерь и потерь, обусловленных рассеянием на неоднородностях среды и границ раздела) на любой фиксиров. частоте ω может распространяться лишь конечное число волноводных мод, переносящих конечный поток энергии вдоль волновода. Соответствующие им постоянные распространения $h_n(\omega)$ определяются дисперсионным уравнением и удовлетворяют ограничениям:

$$\omega c^{-1}(\epsilon_0\mu_0)^{1/2} < h_n(\omega) < \omega c^{-1}(\epsilon_1\mu_1)^{1/2}, \quad (2)$$

где $\epsilon_{0,i}$ и $\mu_{0,i}$ — диэлектрич. и магн. проницаемости окружающей среды (индекс «0») и В. д. (индекс «1»). Т. о., переносящие конечный поток энергии моды В. д. являются медленными, их фазовые скорости меньше фазовой скорости света в окружающем пространстве, что обеспечивает выполнение условия полного внутр. отражения от границы волновода, а следовательно, и достаточно быстрое спадание полей во внеш. (по отношению к В. д.) области. Каждая волноводная мода характеризуется не только определённой структурой поля и поляризацией, но и своей критич. частотой $\omega_{кр}$: распространение становится возможным, когда частота поля превышает $\omega_{кр}$ ($\omega > \omega_{кр}$). Число распространяющихся мод растёт с увеличением ω . Только две т. н. дипольные моды (их структура близка к структуре поля эл. и магн. диполей) имеют $\omega_{кр}=0$ и могут распространяться на любых, сколь угодно низких частотах. Естественно, что эти моды чаще других используются для передачи энергии и информации в тех В. д., где технически осуществим одномодовый режим работы (сантиметровый и миллиметровый диапазоны). Причём в случае диэлектрич. стержней круглого сечения фазовые скорости обеих дипольных мод совпадают, что приводит к их взаимной трансформации практически на любых неоднородностях и тем самым к неустойчивости поляризации; именно поэтому при одномодовом режиме работы применяют В. д. других сечений, в к-рых фазовые скорости дипольных мод различны. При приближении ω к $\omega_{кр}$ фазовая скорость соответствующей моды сближается с фазовой скоростью света в окружающем пространстве и поле во внеш. области становится всё более протяжённым, а в пределе $\omega = \omega_{кр}$ вообще простирается до бесконечности (такая волна переносила бы вдоль z бесконечный поток энергии, поэтому реально её возбудить нельзя). С др. стороны, при $\omega \gg \omega_{кр}$ фазовая скорость волноводной моды стремится к $c(\epsilon_1\mu_1)^{-1/2}$, а поле оказывается фактически полностью локализованным внутри В. д.

Распространение эл.-магн. волн в реальных В. д. сопровождается затуханием, к-рое в осн. обусловлено двумя причинами. Во-первых, затухание связано с омическими потерями в диэлектрике, учитываемыми обычно введением комплексной диэлектрич. проницаемости $\epsilon = \epsilon'(1 - i\text{tg } \delta)$, где $\text{tg } \delta$ — тангенс угла потерь.