

АНИЗОТРОПНЫЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

В. А. Барегамян, А. В. Безуглый

В последние годы в связи с разработкой и созданием генераторов в миллиметровом, субмиллиметровом и оптическом диапазонах волн появился ряд работ об исследовании волноводных систем, обладающих малыми потерями в этих диапазонах [4], [5].

Усилился также интерес к диэлектрическим волноводам, которые обладают некоторыми свойствами, делающими их перспективными для использования в качестве линий передач.

При определенных условиях, когда $\lambda_0/a \ll 1$ (где λ_0 — длина волны в свободном пространстве; a — радиус канала в диэлектрике) диэлектрический волновод обладает малыми потерями. Фактически потери на излучение в идеальном цилиндрическом диэлектрическом волноводе на волне H_{01} могут быть доведены до любой малой величины уменьшением отношения λ_0/a и увеличением диэлектрической проницаемости диэлектрика.

Но, как известно, волноводы больших размеров являются многоволновыми, т. е. в них наряду с основным могут существовать высшие типы волн [3]. Кроме того, в диэлектрическом волноводе происходит вырождение типов волн по фазовой скорости [4]. В такой системе при $\epsilon_0 \approx 1$ фазовые скорости симметричных H_{0n} - и E_{0n} -волн и несимметричных EH_{-mn} и $EH_{|m|+2n}$ совпадают. Следовательно, в диэлектрическом волноводе возможны потери за счет преобразования основного типа H_{01} в волны с близкими значениями фазовых скоростей на различного рода неоднородностях.

Кроме потерь, преобразование волн приводит также к искажению передаваемых сигналов благодаря обратному преобразованию паразитных типов в волну H_{01} . Таким образом, возникает необходимость в системах, которые могли бы исключать нежелательные типы волн, не возмущая основного.

Такой системой может служить диэлектрический волновод, изготовленный либо из изотропного диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью ϵ_0 , либо из анизотропного диэлектрика с большим ρ (где $\rho = \frac{\epsilon_e}{\epsilon_0}$). Затухание H_{01} -волны в изотропном диэлектрическом волноводе при $\epsilon_0 = 1000 + i100$, $a/\lambda_0 = 45$ составляет 3,5 дБ/см, в то время как E_{01} волна (самая близкая по фазовой скорости) имеет затухание 900 дБ/см.

Решение полученных в работе дисперсионных уравнений (15), (19), (20) для симметричных H_{0n} и E_{0n} , а также для несимметричных EH_{mn} волн в коротковолновом приближении было произведено на ЭВМ. Ис-

следованы случаи изотропного и анизотропного диэлектриков. Чтобы проверить точность приближенных уравнений для некоторых случаев было подсчитано точное уравнение (5).

Постановка и решение задачи

Пусть в бесконечной анизотропной среде (одноосном кристалле) имеется цилиндрическое отверстие радиуса a . Ось кристалла совпадает с осью Oz цилиндрической системы координат r, φ, z .

В выбранной системе координат диэлектрическую проницаемость кристалла можно представить в виде диагонального тензора

$$\epsilon_{\varphi\varphi} = \epsilon_{rr} = \epsilon_0, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_z.$$

Запишем выражения для полей. Для внутренних точек цилиндра ($r < a$) составляющие поля будут иметь вид

$$\begin{aligned} H_z &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m I_m(g r) \psi_m, \\ H_\varphi &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[-\frac{m\beta}{r g^2} A_m I_m(g r) + \frac{i k_0}{g} B_m I'_m(g r) \right] \psi_m, \\ H_r &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{m k_0}{r g^2} B_m I_m(g r) + \frac{i\beta}{g} A_m I'_m(g r) \right] \psi_m, \\ E_z &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m I_m(g r) \psi_m, \\ E_\varphi &= - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{m\beta}{r g^2} B_m I_m(g r) + \frac{i k_0}{g} A_m I'_m(g r) \right] \psi_m, \\ E_r &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[-\frac{m k_0}{r g^2} A_m I_m(g r) + \frac{i\beta}{g} B_m I'_m(g r) \right] \psi_m, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\psi_m = e^{i m \varphi} e^{i \beta z} e^{-i \omega t}.$$

Для всех внешних точек цилиндра ($r > a$) имеем

$$\begin{aligned} H_z &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m H_m^{(1)}(g_0 r) \psi_m, \\ H_\varphi &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[-\frac{m\beta}{r g_0^2} C_m H_m^{(1)}(g_0 r) + \frac{i k_0 \epsilon_z g_e}{g_0^2} D_m H_m^{(1)'}(g_e r) \right] \psi_m, \\ H_r &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{m \epsilon_0 k_0}{r g_0^2} D_m H_m^{(1)}(g_e r) + \frac{i\beta}{g_0} C_m H_m^{(1)'}(g_0 r) \right] \psi_m, \\ E_z &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} D_m H_m^{(1)}(g_e r) \psi_m \end{aligned} \quad (2)$$

$$E_\varphi = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\frac{m\beta}{rg_0^2} D_m H_m^{(1)}(g_0 r) + \frac{ik_0}{g_0} C_m H_m^{(1)'}(g_0 r) \right] \psi_m,$$

$$E_r = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[-\frac{mk_0}{rg_0^2} C_m H_m^{(1)}(g_0 r) + \frac{i\beta g_\epsilon}{g_0^2} D_m H_m^{(1)'}(g_0 r) \right] \psi_m,$$

где I_m функция Бесселя первого рода, m -го порядка, $H_m^{(1)}$ функция Ханкеля первого рода, m -го порядка.

В выражениях (1), (2) аргументы могут быть комплексные и определяются по формулам

$$g = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}, \quad g_0 = \sqrt{\epsilon_0 k_0^2 - \beta^2}, \quad (3)$$

$$g_\epsilon = \sqrt{\epsilon_\epsilon k_0^2 - \frac{\epsilon_\epsilon}{\epsilon_0} \beta^2}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c},$$

ω — циклическая частота, c — скорость света в вакууме.

Зависимость полей от z в формулах (1), (2) представлена в виде $e^{i\beta z}$, зависимость от φ , ввиду аксиальной симметрии задачи, в виде $e^{im\varphi}$ (где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$).

Применение граничных условий к выражениям (1), (2) приводит к следующим соотношениям:

$$C_m = \frac{I_m(ga)}{H_m^{(1)}(g_0 a)} A_m,$$

$$- \frac{m\beta}{ag^2} A_m I_m(ga) + \frac{ik_0}{g} B_m I_m'(ga) =$$

$$= - \frac{m\beta}{ag_0^2} H_m^{(1)}(g_0 a) C_m + \frac{ik_0 \epsilon_0 g_\epsilon}{g_0^2} D_m H_m^{(1)'}(g_0 a), \quad (4)$$

$$D_m = \frac{I_m(ga)}{H_m^{(1)}(g_\epsilon a)} B_m,$$

$$\frac{m\beta}{ag^2} I_m(ga) B_m + \frac{ik_0}{g} I_m'(ga) A_m =$$

$$= \frac{m\beta}{ag_0^2} H_m^{(1)}(g_\epsilon a) D_m + \frac{ik_0}{g} H_m^{(1)'}(g_0 a) C_m.$$

Соотношения (4), образуют систему однородных уравнений с четырьмя неизвестными коэффициентами A_m, B_m, C_m, D_m . Решение системы будет нетривиальным в том случае, когда определитель системы равен нулю. Постоянные распространения определяются из условия равенства нулю определителя системы (4). Полученное при этом уравнение является трансцендентным и имеет следующий вид:

$$[g_0 f_m(ga) - g F_m(g_0 a)] [g^2 f_m(ga) - \epsilon_0 g g_\epsilon F_m(g_\epsilon a)] = \frac{m^2 \beta^2 k_0^2 (\epsilon_0 - 1)^2}{a^2 g_0 g^2}, \quad (5)$$

где

$$f_m(z) = \frac{I_m(z)}{I_m'(z)}, \quad F_m(z) = \frac{H_m^{(1)'}(z)}{H_m^{(1)}(z)}. \quad (6)$$

Используя известные рекуррентные формулы для цилиндрических функций

$$G'_m(z) = \frac{m}{z} G_m(z) - G_{m+1}(z) \quad (7)$$

($G_m^{(z)}$ — любая цилиндрическая функция), преобразуем (6) к виду

$$f_m(z) = \frac{m}{z} - \frac{I_{m+1}(z)}{I_m(z)}, \quad F_m(z) = \frac{m}{z} - \frac{H_{m+1}^{(1)}(z)}{H_m^{(1)}(z)}. \quad (8)$$

Исследование дисперсионных уравнений

Функции Бесселя для каждого значения индекса m имеют бесконечное множество корней, каждый из которых можно обозначить индексом n . Каждый корень уравнения (5) обозначим через $\beta_{m,n}$. Эти корни дают всевозможные значения β и определяют собственные волны, которые могут распространяться вдоль канала в диэлектрике.

Как видно из уравнения (5), волны в общем случае имеют гибридный характер. При $m = 0$ они разделяются на симметричные H_{0n} - и E_{0n} -волны. В этом случае дисперсионные уравнения для H - и E -волн имеют следующий вид:

$$g_0 \frac{I_1(ga)}{I_0(ga)} = g \frac{H_1^{(1)}(g_0 a)}{H_0^{(1)}(g_0 a)}. \quad (9)$$

$$g_0^2 \frac{I_1(ga)}{I_0(ga)} = \epsilon_0 g g_e \frac{H_1^{(1)}(g_e a)}{H_0^{(1)}(g_e a)}. \quad (10)$$

Исследуем дисперсионные уравнения (5), (9), (10) при низких частотах. При $|ga| \ll 1$ имеем для H -волн

$$\ln \frac{2}{\gamma g_0 a} = \frac{2}{(g_0 a)^2} \quad (11)$$

и для E -волн

$$\ln \frac{2}{\gamma g_e a} = \frac{2\epsilon_0}{(a g_e)^2}, \quad (12)$$

где $\gamma = 1,7811$ — постоянная Эйлера.

При $|ga| < 1$ (5) принимает вид

$$\zeta^4 - (1 + \epsilon_0) \zeta^2 + \epsilon_0 = 0, \quad (13)$$

где

$$\zeta = \frac{\beta}{k_0}.$$

Отсюда

$$\zeta_1^2 = 1 \text{ или } v_\phi = c,$$

$$\zeta_2^2 = \epsilon_0 \text{ или } v_\phi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}}.$$

Из уравнения (13) следует, что при низких частотах постоянные распространения волн не зависят от номера m .

Таким образом, постоянная распространения β не зависит от радиуса отверстия и волна распространяется с фазовой скоростью, равной либо скорости света в вакууме, либо скорости света в данной среде.

Более точным, чем (13) является следующее уравнение:

$$\left[g_0^2 + g^2 - \frac{1}{m(m+1)} \frac{g_0^2 g^2 a^2}{2} \right] \left[g_0^2 + \epsilon_0 g^2 - \frac{1}{m(m+1)} \frac{g_0^2 g^2 a^2}{2} \right] = \beta^2 k_0^2 (\epsilon_0 - 1)^2. \quad (14)$$

Исследуем дисперсионное уравнение (5) при высоких частотах ($|g_0 a| \gg 1$). Воспользовавшись асимптотическими представлениями функций Бесселя и Ханкеля при больших аргументах $|g_0 a| \gg 1$ и $|g_0 a| \gg m^2$, получим

$$\left[g_0^2 - g^2 - \frac{a}{m} g g_0^2 \operatorname{tg} \left(g a - \frac{\pi}{4} - \frac{m\pi}{2} \right) - i \frac{a}{m} g_0 g^2 \right] \left[g_0^2 - g^2 \epsilon_0 - \frac{a}{m} g g_0^2 \operatorname{tg} \times \right. \\ \left. \times \left(g a - \frac{\pi}{4} - \frac{m\pi}{2} \right) - i \frac{a}{m} \epsilon_0 g^2 g_0 \right] = \beta^2 k_0^2 (\epsilon_0 - 1)^2. \quad (15)$$

При $m = 0$ имеем дисперсионные уравнения для симметричных H_{0n} - и E_{0n} -волн:

H -волны

$$g g_0 \left[g_0 \operatorname{tg} \left(g a - \frac{\pi}{4} \right) + i g \right] = 0, \quad (16)$$

E -волны

$$g g_0 \left[g_0 \operatorname{tg} \left(g a - \frac{\pi}{4} \right) \right] + i \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_e} g = 0. \quad (17)$$

Отсюда получаем для H - и E -волн:

$$g = 0, \quad v_\phi = c, \quad (18)$$

$$g_0 = 0, \quad v_\phi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}},$$

для H -волн

$$\operatorname{tg} \left(g a - \frac{\pi}{4} \right) + i \frac{g}{g_0} = 0, \quad (19)$$

для E -волн

$$\operatorname{tg} \left(g a - \frac{\pi}{4} \right) + i \frac{g}{g_0} \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_e} = 0. \quad (20)$$

Для изотропного диэлектрика дисперсионные уравнения легко получить из предыдущих, полагая $\epsilon_0 = \epsilon_e = \epsilon$.

Используя известные выражения (см. стр. 475 и 477 в [2]), запишем формулы для среднего потока энергии в направлении оси oz для H -волн

$$\bar{S}_z = -\frac{c}{4\pi} \frac{k_0 \beta'}{|g a|^2} |A_0|^2 \int_0^a |I_1(g^2 r)|^2 r dr, \quad (21)$$

для E -волн

$$\bar{S}_z = \frac{c}{4\pi} \frac{k_0 \beta'}{|g a|^2} |B_0|^2 \int_0^a |I_1(g r)|^2 r dr. \quad (22)$$

Выражения для среднего радиального потока через единицу боковой поверхности для этих типов волн соответственно имеют вид

$$\bar{S}_r = -\frac{1}{2} \frac{c}{4\pi} |A_0|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{i k_0}{g} I_1(g r) I_0'(g r) \right], \quad (23)$$

$$\bar{S}_r = -\frac{1}{2} \frac{c}{4\pi} |B_0|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{i k_0}{g} I_0(g r) I_1'(g r) \right]. \quad (24)$$

Пользуясь этими выражениями, можно определить потери на единицу длины (затухание) симметричных волн

$$\beta'' = -\frac{\bar{S}_r}{\bar{S}_z a}. \quad (25)$$

Анализ численных результатов

Сравнивая расчетные данные для уравнений (15), (19), (20) с результатами, полученными из решения точного уравнения (5), можно

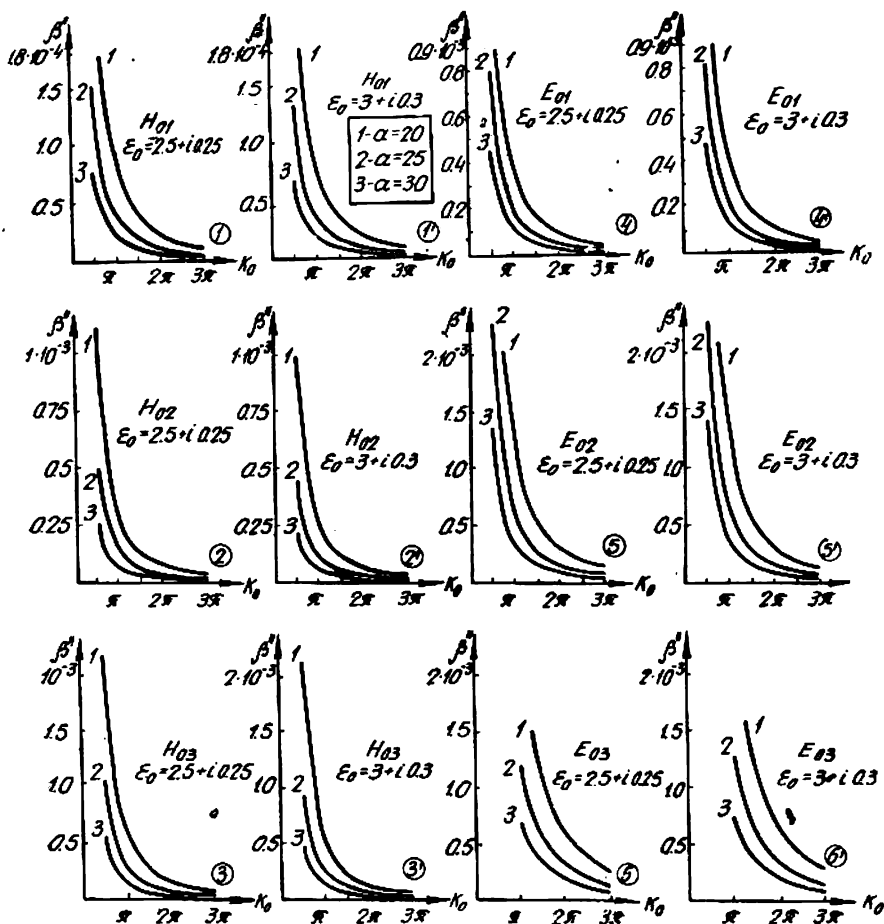


Рис. 1.

заключить, что решения приближенных уравнений вполне удовлетворительно совпадают с решениями точного уравнения до значений $a/\lambda_0 \geq 5$.

В этом (самом худшем) случае ошибка не превышает 14% и уменьшается с увеличением отношения a/λ_0 (рис. 1 (1, 4)), сплошные кривые — затухание, полученное при решении приближенных уравнений (19), (20), точки, поставленные на этих рисунках, получены из решения точного уравнения (5).

В работе [4], где рассматривался в оптическом диапазоне диэлектрический волновод, состоящий из изотропного диэлектрика, указано на вырождение типов волн в такой системе. В настоящей работе показано, что при меньшем отношении $a/\lambda_0 \approx 50$, волны H_{0n} становятся вырожденными по фазовой скорости с E_{0n} -волнами, $EH_{|m|+2n}$ — вырожденными с волнами EH_{-mn} . Фазовые скорости вырожденных типов волн совпадают с точностью до 1×10^{-7} , т.е. с точностью произведенных расчетов. При уменьшении отношения a/λ_0 фазовые скорости указанных типов волн становятся различными. Это различие увеличивается с уменьшением a/λ_0 . Изменение диэлектрической проницаемости диэлектрика оказывает очень слабое воздействие на фазовые скорости волн, распространяющиеся в канале при больших значениях a/λ_0 . Так, например, при двух значениях диэлектрической проницаемости $\epsilon_0 = 2,5 + i 0,25$ и $\epsilon_0 = 1000 + i 100$, ($a/\lambda_0 = 50$) фазовые скорости H_{01} и E_{01} , EH_{-11} и EH_{31} , EH_{-12} и EH_{32} , EH_{-21} и EH_{41} практически совпадают. Как известно, волну в цилиндрическом волноводе можно представить в виде бесконечной суммы плоских волн [1]. Когда радиус волновода значительно больше длины волны, то эти волны скользят по внутренней поверхности волновода, едва задевая стенку, и поэтому почти не чувствуют изменения плотности внешней среды.

На вырожденные типы волн более высоких индексов m и n изменение диэлектрической проницаемости стенки волновода оказывает более сильное влияние, так как углы скольжения для этих волн оказываются больше.

На рис. 2 (1—6) приведены зависимости $v_{\phi/c}$, $v_{гр/c}$ ($v_{\phi} = \frac{\omega}{\beta}$, $v_{гр} = \frac{c^2}{v_{\phi}}$) от ω ($k_0 = \frac{\omega}{c}$) для симметричных волн при различных значениях a на H_{0n} и E_{0n} . Рис. 2 (7—9) — зависимость действительной и мнимой части поперечной постоянной распространения H_{0n} -волн внутри волновода. Поскольку действительная часть поперечной постоянной распространения g' для H_{0n} волн отличается от g' для E_{0n} -волн лишь в третьем знаке после запятой, то для E_{0n} -волн аналогичные зависимости не приведены.

Заметим, что на рис. 2 и на всех последующих рисунках a , λ_0 , β , k_0 , g , g_0 безразмерные, но при выборе размерности все остальные величины будут иметь размерности, соответствующие выбранной для a . Коэффициенты A_0 , B_0 в выражениях полей (1) положены равными единице. Распределение интенсивности полей измеряется в единицах $|A_0|^2$, мощность — в единицах $\frac{c}{4\pi}|A_0|^2$, $\frac{c}{4\pi}|B_0|^2$.

Из рис. 2 (1—6) видно, что с увеличением частоты $v_{\phi} \rightarrow c$, $v_{гр} \rightarrow c$, т.е. условия распространения волн в канале приближаются к условиям распространения в свободном пространстве. Это подтверждается и рис. 2 (7—9), из которого видно, что при увеличении ω поперечная постоянная распространения каждой из волн постепенно уменьшается и, очевидно, при $\omega \rightarrow \infty$, $g \rightarrow 0$.

На рис. 1 (1—6, 1'—6') представлены зависимости затухания H_{0n} и E_{0n} -волн от ω для различных значений ϵ_0 и a . Интересно отметить, что затухание для всех типов волн (как симметричных, так и несимметричных) прямо пропорционально λ_0^2 и обратно пропорционально a^3 для симметричных волн. (Для несимметричных волн зависимость затухания от a не исследовалась). Следует также отметить, что для затуха-

ния E_{0n} -волн пропорциональность $1/a^3$ выполняется лучше, чем для H_{0n} -волн.

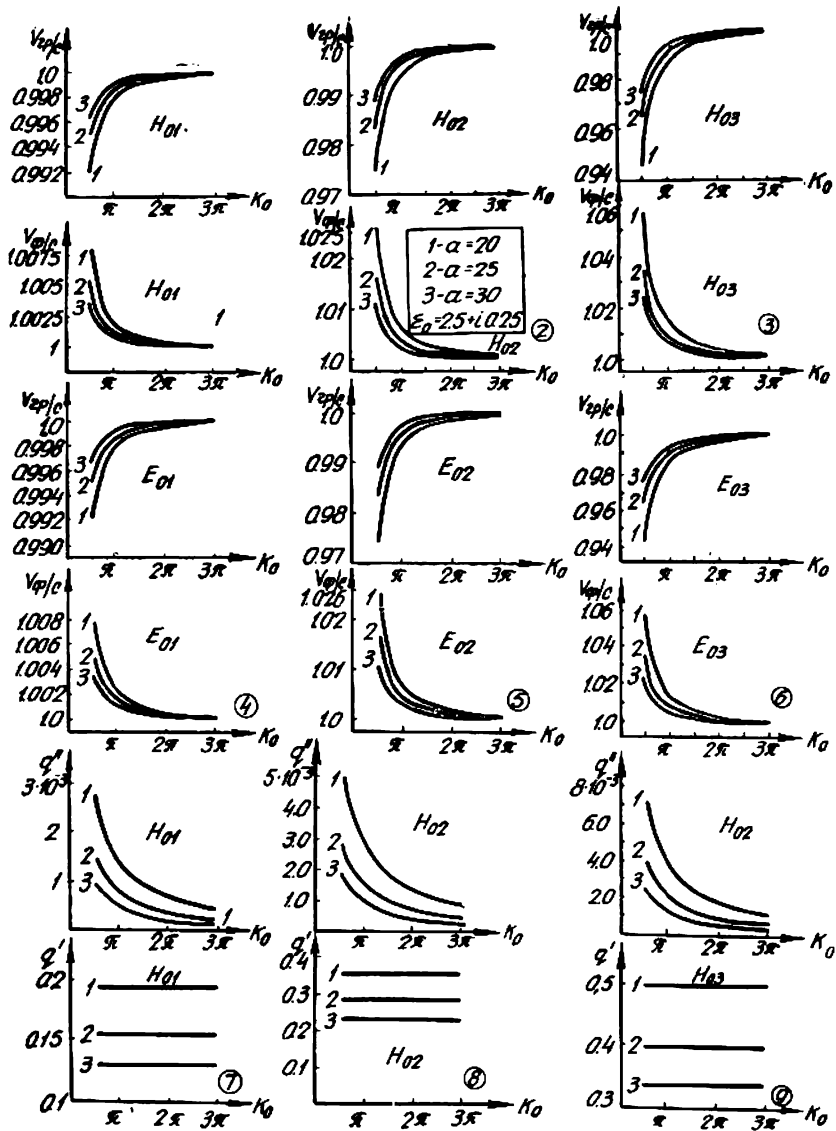


Рис. 2

В результате исследования затухания при различных ϵ_0 оказалось, что для E_{0n} -волн оно увеличивается с увеличением ϵ_0 , для H_{0n} — уменьшается. Объясняется это законами отражения и преломления на границе двух сред [4]. Увеличение потерь диэлектрика при фиксированной прозрачности ($\epsilon_0' = \text{const}$) приводит к уменьшению затухания как для H_{0n} , так и для E_{0n} -волн. Ясно, что увеличивая ϵ_0'' , мы тем самым приближаем свойства диэлектрика к свойствам металла.

В работе было также исследовано влияние анизотропии диэлектрика на затухание и фазовые скорости волн.

Как оказалось, анизотропный диэлектрик влияет на затухание волн сильнее, чем изотропный (при $\epsilon_0 = \epsilon^e$), однако на фазовую скорость, так же как и в случае изотропного диэлектрика, это влияние оказывается незначительным.

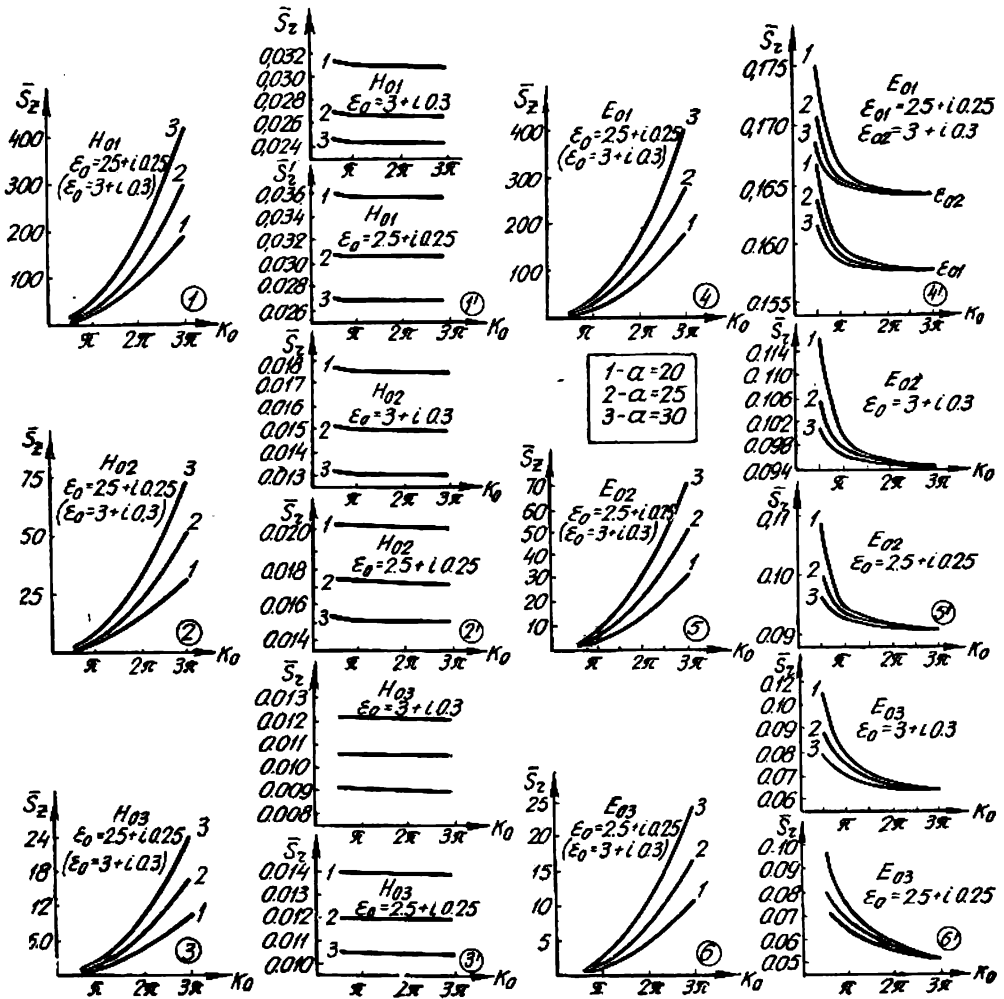


Рис. 3.

Из графиков, приведенных на рис. 3 (1—6, 1'—6'), видно, что средняя мощность, переносимая волнами H_{0n} и E_{0n} в направлении oz примерно одинакова и уменьшается при увеличении n . Мощность, излучаемая каждой E_{0n} волной через единичную площадку боковой поверхности, больше излучаемой H_{0n} -волной. Используя формулу (25), можно убедиться в том, что затухание на единицу длины для каждой из E_{0n} -волн во столько раз больше затухания H_{0n} -волны, во сколько раз

излучаемая ею средняя мощность через единицу площади больше мощности, излучаемой H_{0n} волной.

На рис. 4 (1—6) представлены картины полей и распределение интенсивности в плоскостях rz и $r\varphi$ внутри волновода. На рис. 4 (1—3) показаны линии равных амплитуд H поля, на рис. 4 (4—6) — линии равных амплитуд компоненты E_z . Аналогичные картины поля для E_{0n} -

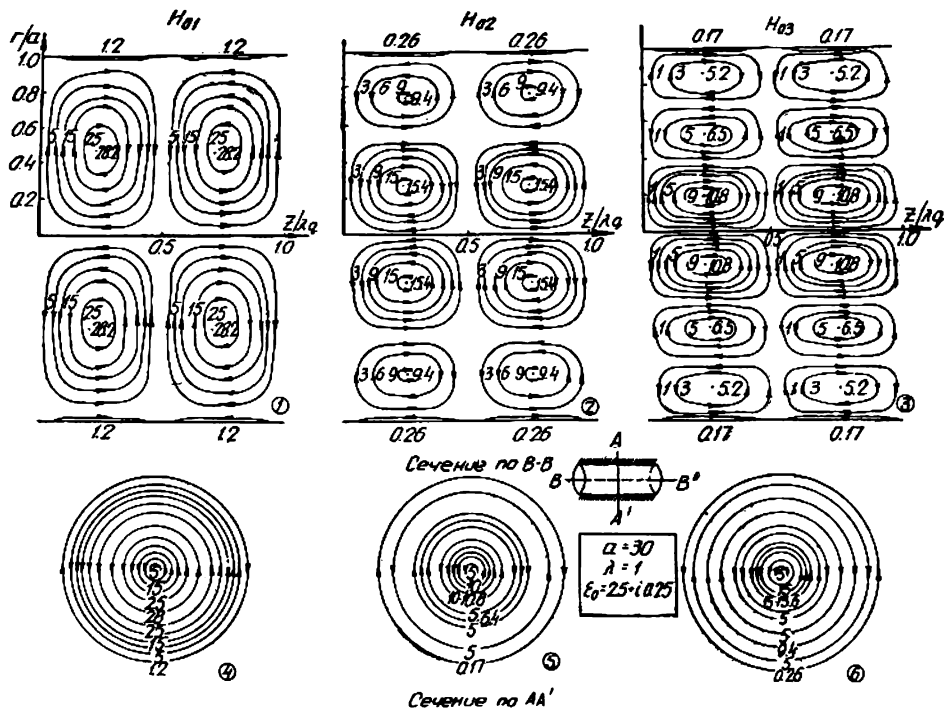


Рис. 4.

волн не приведены, так как качественно они совпадают с представленными. Исследования показали, что распределение полей в диэлектрическом волноводе для симметричных H_{0n} -волн подобно распределению полей в сплошном металлическом волноводе (таких же размеров), за исключением точек, лежащих вблизи границы и на самой границе. В отличие от металлического волновода тангенциальная компонента электрического поля принимает на границе некоторое отличное от нуля значение, малое по сравнению с интенсивностью поля внутри волновода.

Интенсивности линий, изображаемых на рисунках, имеют размерность A_0 . Интенсивности H поля для H_{0n} -волн (E поля для E_{0n} -волн) на оси волновода оказываются при этом равными единице.

Все компоненты поля H_{0n} -волн — непрерывны на границе раздела, компонента E_r для E_{0n} -волн имеет скачок. Эта компонента в ϵ_0 раз меньше интенсивности E_r поля в волноводе. Поля в диэлектрике осциллируют с периодом $\frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_0 - 1}}$ и экспоненциально затухают в радиальном направлении.

При $\epsilon_0 = 2,5 + i0,25$, $a = 30$ и $\lambda_0 = 1$ достаточно взять толщину диэлектрика, равную $6 \div 7 \lambda_0$, чтобы излученная мощность не вносила

искажений в поле внутри волновода за счет отражения от внешней поверхности трубы. Для диэлектрика с большим затуханием эта толщина, очевидно, может быть уменьшена.

ВЫВОДЫ

Получены постоянные распространения симметричных E - и H -волн для изотропного и анизотропного волноводов, а также характеристики мощности, картины полей и распределение интенсивности поля для симметричных H_{0n} - и E_{0n} -волн в изотропном диэлектрическом волноводе.

Установлено, что в случае анизотропного диэлектрика затухание E_{0n} -волн можно увеличить на несколько порядков по сравнению с величиной затухания этих волн в изотропном волноводе. Таким образом, нежелательные типы волн и, в частности, E_{01} -волну, фазовая скорость которой наиболее близка по величине к фазовой скорости H_{01} -волны, можно подавить в подобной системе.

Обнаружено, что изменение значения диэлектрической проницаемости практически не влияет на поведение волн в канале при $\frac{a}{\lambda_0} \gg 50$. Причем это справедливо как для изотропного, так и для анизотропного диэлектриков.

Найдено, что затухание всех симметричных H_{0n} , E_{0n} , а также несимметричных EH_{mn} до значений $n = 3$, $m = 4$; -2 , (для которых были произведены расчеты) прямо пропорционально λ_0^2 и обратно пропорционально a^3 для симметричных H_{0n} - и E_{0n} -волн.

Показано, что приближенные дисперсионные уравнения (19), (20) обеспечивают достаточную точность вычислений до значений $\frac{a}{\lambda_0} = 5$.

На основании вышеизложенного можно заключить, что полые диэлектрические волноводы могут применяться в качестве передающих линий в субмиллиметровом и оптическом диапазонах. Такие системы, очевидно, могут применяться в качестве проводящей среды для усилителей и генераторов в оптическом диапазоне, работающих на смеси $He-Ne$ [4]. В миллиметровом диапазоне полые диэлектрические волноводы в сочетании с прямоугольными волноводами, изготовленными из сплошного диэлектрика могут с успехом применяться в качестве направленных ответвителей [3].

Авторы выражают благодарность проф. В. П. Шестопалову за руководство и Е. М. Кулешову за предложенную тему.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны, «Советское радио», 1957.
2. Дж. А. Стрэттон. Теория электромагнетизма, ОГИЗ, Гостехиздат, 1948.
3. S. E. Miller, Bell Syst. Techn. J. 33, № 6, 1954.
4. E. A. I. Marcatili and R. A. Schmeltzer, Bell Syst. 43, № 4, 1964.
5. Снитцер, Сб. «Лазеры», Изд-во ИЛ, 1963.