

УДК 621.372.8

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ МОДЫ СИММЕТРИЧНОГО ПЛОСКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА (СРЕДЫ С ПОТЕРЯМИ)

А. С. Рудницкий, А. Д. Титов, А. П. Хапалюк

Исследованы поверхностные моды симметричного плоского диэлектрического волновода с потерями. Показано, что поверхностные  $HE$ -( $H$ -) моды не имеют потока энергии через границы, т. е. идентичны направляемым модам. У поверхностных  $EH$ -( $E$ -) мод в случае слабопоглощающих материалов поток энергии через границы мал (квазинправляемые моды), направляемые  $EH$ -( $E$ -) моды являются квазиповерхностными волнами. Предложен численный алгоритм нахождения решений.

В плоском и круглом диэлектрических волноводах без потерь направляемые моды имеют тождественно нулевой поток энергии через границы и представляют собой поверхностные волны [1]. В круглом волноводе на критических частотах они переходят в комплексные [2, 3]. Показано [3], что те комплексные волны, которые удовлетворяют условию излучения Зоммерфельда (собственные моды [4]), энергии вдоль волновода не переносят. При наличии поглощения, реально присущего всем диэлектрикам, решения волноводной задачи ищутся в виде комплексных волн [5]. При этом изменяются, по сравнению со случаем оптически прозрачных сред, характеристики волн [6], составляющие потока энергии, перпендикулярные к границам [7, 8]. Нахождение и физическая интерпретация решений комплексных дисперсионных уравнений даже в случае плоского диэлектрического волновода (ПДВ) становятся нетривиальными [9, 10]. Существующие методы сводятся к сложной численной процедуре решения трансцендентных дисперсионных уравнений методом Ньютона в плоскости комплексного переменного (постоянной распространения) [11], некоторые характеристические уравнения решаются методом дифференцирования по параметру [12]. Для слабопоглощающих сред возможно аналитическое разделение действительных и мнимых частей дисперсионных уравнений [7, 9, 10] или использование теории возмущений [1]. В работе [13] предложен энергетический критерий направляемости мод. С его помощью были исследованы те «физически реализуемые волновые структуры» [5], являющиеся комплексными решениями волноводной задачи для ПДВ с поглощением, которые не имели потока энергии через границы волновода. Такие моды, названные направляемыми, в пределе оптически прозрачных сред однозначно переходят в известные направляемые моды [6-8]. Оказалось, в частности, что исследованные направляемые  $HE$ -( $H$ -) моды представляют собой поверхностные волны [13]. Для направляемых  $EH$ -( $E$ -) мод это не имеет места [14].

Данная работа посвящена изучению поверхностных волн симметричного ПДВ с поглощением и исследованию взаимного соответствия между направляемыми и поверхностными модами.

Дисперсионное уравнение симметричного ПДВ со скачкообразным изменением комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_j = \epsilon_j - i\sigma_j$  на границах  $x = \pm d/2$  (ось  $x$  декартовой прямоугольной системы координат нормальна к границам, вдоль оси  $z$  имеет место режим бегущей волны,  $j = 1, 2$  для волноведущей сердцевины и, соответственно, крайних слоев) имеет вид [13]

$$\operatorname{tg} \left[ \frac{kd}{2} (h_x + i\tau_x) \right] = i \left[ \frac{\sqrt{i\Delta\sigma - \Delta\varepsilon + (h_x + i\tau_x)^2}}{\varepsilon_0 h_x + i\tau_x} \right]^{\pm 1}, \quad (1)$$

где  $k = \omega/c$  — волновое число в вакууме,  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ ,  $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ ,  $h_x = \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon_1} e_x)$  и  $\tau_x = \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon_1} e_x)$  — вещественная и мнимая части нормальной к границам ПДВ компоненты вектора рефракции волн ( $e$  — единичный комплексный вектор волновой нормали) [15],  $\varepsilon_0 = 1$  для  $HE$ - и  $\varepsilon_0 = \varepsilon_1/\varepsilon_2$  для  $EH$ -мод, верхние знак и строка здесь и далее соответствуют симметричным, нижние — антисимметричным решениям. В частном двумерном случае  $e_y = 0$  соотношение (1) представляет собой дисперсионное уравнение поперечных  $H$ - и  $E$ -мод; поля гибридных (трехмерных)  $HE$ - и  $EH$ -мод [13] в этом случае трансформируются в поля известных поперечных  $H$ - и  $E$ -мод [1, 6–10]. Знак квадратного корня в (1) определяет направление затухания волн в крайних слоях: неравенство  $\operatorname{Im} \sqrt{i\Delta\sigma - \Delta\varepsilon + (h_x + i\tau_x)^2} < 0$  соответствует уравнению с решениями, поля которых удовлетворяют условию излучения Зоммерфельда на поперечной бесконечности (собственные моды), противоположное неравенство отвечает уравнению для несобственных мод [4].

Поверхностные волны имеют, по определению, чисто мнимые внешние поперечные волновые числа [16]. В наших обозначениях это приводит к требованию мнимости квадратного корня в (1), что имеет место при выполнении условий

$$2h_x\tau_x + \Delta\sigma = 0, \quad \Delta\varepsilon - h_x^2 + \tau_x^2 > 0. \quad (2)$$

Комплексное уравнение (1) для  $HE$ -( $H$ -) мод с учетом (2) можно записать в действительном виде системой двух уравнений:

$$h_x \operatorname{sh}(kd\tau_x) \pm \tau_x \sin(kdh_x) = 0; \quad (3a)$$

$$\frac{h_x \sin(kdh_x) \mp \tau_x \operatorname{sh}(kd\tau_x)}{\cos(kdh_x) + \operatorname{ch}(kd\tau_x)} = \mp \left( \frac{1}{h_x^2 + \tau_x^2} \right) \left( \sqrt{\Delta\varepsilon - h_x^2 + \tau_x^2} \right)^{\pm 1}. \quad (3b)$$

Выражения (3) в точности совпадают с системой уравнений для определения направляемых  $HE$ -( $H$ -) мод, уравнение (3a) — энергетический критерий направляемости таких мод. Поэтому все решения дисперсионного уравнения (1)  $HE$ -( $H$ -) мод в виде поверхностных волн полностью идентичны направляемым  $HE$ -( $H$ -) модам, исследованным в [13]. Ограничения на возможные значения параметров сред

$$\varepsilon_1 > \varepsilon_2, \quad \sigma_1 = \sigma_2 \quad (4)$$

также имеют место (для существования несобственных решений выполнение неравенства необязательно). Отсюда следует, что любая поверхностная волноводная  $HE$ -( $H$ -) мода является направляемым решением, и, наоборот, любая направляемая  $HE$ -( $H$ -) мода есть поверхностная волна. Подход, основанный на энергетических соображениях (требование отсутствия потока энергии через границы ПДВ [13]), и подход, основанный на том, что волноводные решения должны быть поверхностными волнами, полностью идентичны для  $HE$ -( $H$ -) мод.

Для  $EH$ -( $E$ -) мод дело обстоит сложнее. Разделив уравнение (1) с учетом (2) на два вещественных, имеем

$$(\varepsilon h_x - \sigma \tau_x) \operatorname{sh}(kd\tau_x) \pm (\sigma h_x + \varepsilon \tau_x) \sin(kdh_x) = 0; \quad (5a)$$

$$\left( \frac{h_x^2 + \tau_x^2}{\varepsilon^2 + \sigma^2} \right) \frac{\sin(kdh_x)}{\cos(kdh_x) + \operatorname{ch}(kd\tau_x)} = \mp (\varepsilon h_x - \sigma \tau_x) \left( \sqrt{\Delta\varepsilon - h_x^2 + \tau_x^2} \right)^{\pm 1}, \quad (5b)$$

где относительные величины  $\varepsilon$  и  $\sigma$  определяются выражением

$$\varepsilon - i\sigma = \frac{\frac{\Lambda}{\varepsilon_1}}{\frac{\Lambda}{\varepsilon_2}} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \sigma_1 \sigma_2}{\varepsilon_2^2 + \sigma_2^2} - i \frac{\sigma_1 \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sigma_2}{\varepsilon_2^2 + \sigma_2^2}. \quad (6)$$

Уравнение (5а) только внешним видом напоминает уравнение, выражающее энергетический критерий направляемости  $EH-(E-)$  мод [14]. Лишь при  $\sigma_2=0$  они одинаковы. Несложно показать, что лишь в этом случае система уравнений для нахождения поверхностных мод (2), (5) совпадает с системой для определения направляемых мод [14] и, следовательно, только для прозрачного окружения (в частности, и тогда, когда обе среды оптически прозрачны  $\sigma_1=\sigma_2=0$  [17]) волноводные  $EH-(E-)$  решения дисперсионного уравнения (1) являются и направляемыми и поверхностными модами. В общем же случае непрозрачного окружения решения системы (2), (5) (поверхностные моды) и решения системы [14] (направляемые моды) заведомо не совпадают. Найти их аналитически не представляется возможным. Доказательство существования решений у системы (2), (5) можно провести, как и в [14], на примере относительно простых решений уравнения (5а).

Одно такое решение определяется из (5а) системой уравнений

$$\tau_x = 0, \quad kdh_x = p\pi \quad (p=1, 2, \dots), \quad (7)$$

где  $h_x > 0$ , поскольку система инвариантна относительно одновременной замены знаков у  $\tau_x$  и  $h_x$ . Используя уравнения (2) и (5б), имеющие смысл только при выполнении условий (4), сами поверхностные  $EH-(E-)$  решения можно записать в виде

$$\tau_x = 0, \quad h_x = \sqrt{\Delta\varepsilon}, \quad kd = p\pi/\sqrt{\Delta\varepsilon}, \quad (8)$$

что совпадает с направляемыми  $EH-(E-)$  решениями, полученными в [14] для этого же случая (7).

Второе простое решение уравнения (5а) определяется системой уравнений

$$\varepsilon h_x = \sigma \tau_x, \quad kdh_x = p\pi \quad (p=1, 2, \dots). \quad (9)$$

Тогда сами поверхностные  $EH-(E-)$  решения имеют вид

$$\tau_x = \sqrt{-\frac{\varepsilon \Delta\sigma}{2\sigma}}, \quad h_x = \sqrt{-\frac{\sigma \Delta\sigma}{2\varepsilon}}, \quad kd = p\pi \sqrt{-\frac{2\varepsilon}{\sigma \Delta\sigma}}, \quad (10)$$

где подкоренные выражения должны быть положительными.

Рассмотренными выше сериями мод (8) и (10) исчерпываются все простые решения исходной системы уравнений (2), (5). Других решений в аналитическом виде найти не удастся. Даже вопрос об их существовании не представляется очевидным и требует специального исследования. Аналогично [14] графически можно строго показать, что уравнение (5а), помимо решений (7) и (9), имеет и другие более сложные решения. Однако вопрос о совместности этих решений с уравнениями (2) и (5б) остается открытым. Здесь можно учесть то обстоятельство, что реальные волноводы изготавливаются из слабопоглощающих материалов ( $\sigma_1, \sigma_2, \Delta\sigma \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2, \Delta\varepsilon$ ) [18]. Это позволяет воспользоваться приближенными методами. В этом случае из (2) сразу следует, что поверхностные моды ( $\tau_x \neq 0, \varepsilon h_x \neq \sigma \tau_x, kdh_x \neq p\pi$ ), как и направляемые [14], должны быть: 1) с малыми значениями  $\tau_x$  ( $|\tau_x| \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2, \Delta\varepsilon$ ) или 2) с малыми значениями  $h_x$  ( $h_x \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2, \Delta\varepsilon$ ). В первом случае из (2), (5) имеем систему уравнений

$$\tau_x = -\Delta\sigma/2h_x; \quad (11a)$$

$$kd = \frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\sqrt{\Delta\varepsilon - h_x^2} [2h_x^2 (\sigma_2/\varepsilon_2 - \sigma_1/\varepsilon_1) + \Delta\sigma]}{\Delta\sigma\Delta\varepsilon[\varepsilon_1^2 - h_x^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]} > 0; \quad (11б)$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{kdh_x}{2}\right) = \mp \left(\frac{\varepsilon_1\sqrt{\Delta\varepsilon - h_x^2}}{\varepsilon_2 h_x}\right)^{\pm 1}, \quad (11в)$$

где  $0 < h_x < \sqrt{\Delta\varepsilon}$ . Во втором случае

$$h_x = -\Delta\sigma/2\tau_x; \quad (12а)$$

$$kd = \frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\sqrt{\Delta\varepsilon + \tau_x^2} [2\tau_x^2 (\sigma_1/\varepsilon_1 - \sigma_2/\varepsilon_2) + \Delta\sigma]}{\Delta\sigma\Delta\varepsilon[\varepsilon_1^2 + \tau_x^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]} > 0; \quad (12б)$$

$$\operatorname{th}\left(\frac{kd\tau_x}{2}\right) = \left(\frac{\varepsilon_1\sqrt{\Delta\varepsilon + \tau_x^2}}{\varepsilon_2\tau_x}\right)^{\pm 1}, \quad (12в)$$

где  $\tau_x^2 > -\Delta\varepsilon$  ( $\tau_x > 0$ ). Отрицательные значения корней в (11), (12) соответствуют системам для собственных, положительные — несобственных мод. В первом случае решения существуют только при  $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ . Во втором случае ввиду ограниченности функции гиперболического тангенса при  $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$  существуют только антисимметричные, а при  $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$  — симметричные моды (причем это несобственные решения).

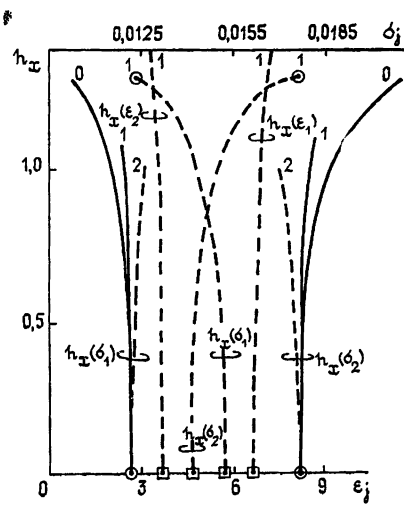


Рис. 1.

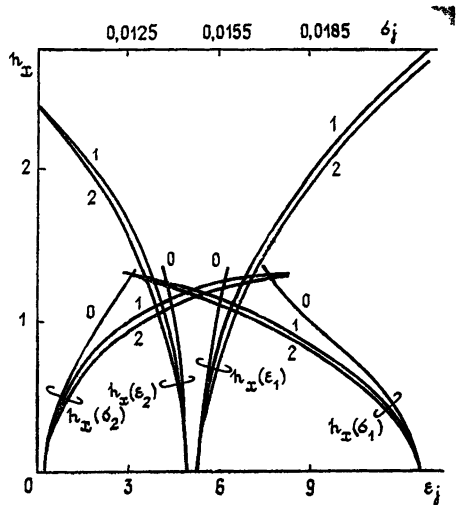


Рис. 2.

В системах (11), (12) и приближенных системах уравнений для направляемых  $EH$ -( $E$ -) мод [14] совпадают только третьи уравнения. Первые и вторые уравнения систем существенно различны. Это говорит о том, что направляемые и поверхностные моды, определяемые численными методами из уравнений (11в) и (12в) (после подстановки в них соответствующих существенно различных выражений для приведенной толщины  $kd$ ), в общем случае не совпадают. Наглядным подтверждением этого факта может служить сравнение рис. 1 (поверхностные моды) и рис. 2 (направляемые моды), на которых отображены зависимости нескольких низших корней уравнения (11в)  $h_x = h_x(\varepsilon_1)$ ,  $h_x = h_x(\varepsilon_2)$ ,  $h_x = h_x(\sigma_1)$ ,  $h_x = h_x(\sigma_2)$  на частоте  $10 \Gamma\Gamma\text{ц}$  на примере материалов стекло С50-1 (волноведущая сердцевина) — стекло С38-2 (окружение) ( $\varepsilon_1 = 5,9$ ,  $\sigma_1 = 0,0177$ ,  $\varepsilon_2 = 4,2$ ,  $\sigma_2 = 0,01218$  [18]). Сплошные линии соответствуют собственным, штриховые — несобственным модам, цифры отвечают номерам мод (четные — симметричным, нечетные — антисимметрич-

ным). На рис. 2 не показаны кривые несобственных мод, характер поведения которых такой же, как и собственных, за исключением того, что нет моды нулевого порядка. Численный анализ показывает, что довольно трудно подобрать такие параметры сред (четыре величины), чтобы в симметричном ПДВ существовали и направляемые и поверхностные  $EH$ -( $E$ -) моды. Особенно это касается собственных мод. Отметим также, что системы (11) и (12) не имеют смысла при  $\sigma_1 = \sigma_2$ , т. е. поверхностные  $EH$ -( $E$ -) моды существуют только при неравенстве мнимых частей диэлектрических проницаемостей волноведущей сердцевины и окружения (исключая особый предельный случай (8)), когда, в свою очередь, не существует поверхностных направляемых  $HE$ -( $H$ -) мод (см. (4)). В то же время в частном случае  $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$  поверхностные  $EH$ -( $E$ -) моды существуют и идентичны направляемым [17]. Полученным выше частным точным решениям (8) дисперсионной системы уравнений (2), (5) на рис. 1 и 3 отвечают точки, обозначенные кружком, а решениям (10) — точки, обозначенные квадратом.

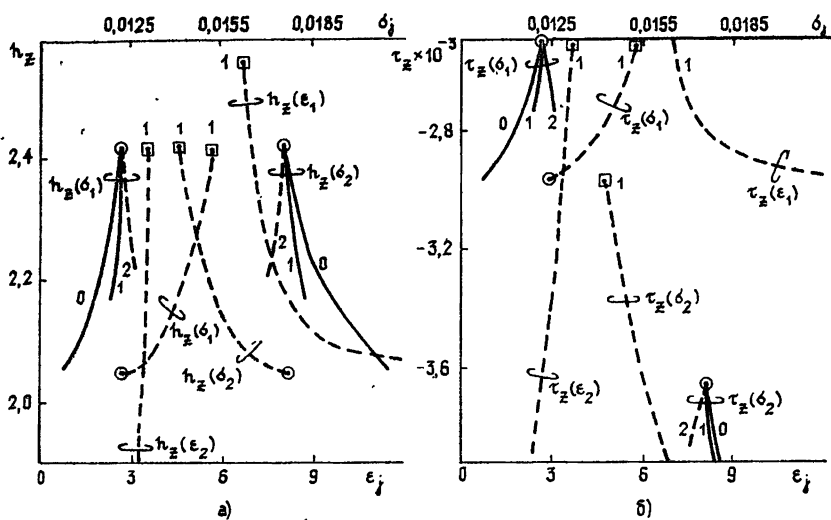


Рис. 3.

Направляемые  $EH$ -( $E$ -) решения [14] имеют комплексные внешние поперечные волновые числа, однако их действительные части много меньше мнимых, т. е. это квазиповерхностные моды. Очевидно также, что поверхностные  $EH$ -( $E$ -) моды, определяемые из систем (11) и (12), являются ненаправляемыми решениями (имеют ненулевой поток энергии через границы ПДВ [13]). Однако несложно аналитически показать, что для них этот поток энергии мал. Таким образом, поверхностные  $EH$ -( $E$ -) моды в слабопоглощающих средах являются квазинаправляемыми.

Получаемые из систем (11) и (12) решения не определяют однозначно все параметры моды: они определяют однопараметрическое семейство гибридных мод, которые отличаются между собой различной пространственной структурой поля [13, 14, 17, 19]. Только для поперечных мод ( $h_y + i\tau_y = \sqrt{\epsilon_1} e_y \equiv 0$ ) можно однозначно выразить продольное волновое число  $h_z$  и коэффициент затухания  $\tau_z$  ( $h_z + i\tau_z = \sqrt{\epsilon_1} e_z$ ) через используемое выше поперечное комплексное волновое число  $h_x + i\tau_x$ . Для поверхностных квазинаправляемых  $E$ -мод ( $\tau_x \ll h_x$ ) имеем

$$h_z + i\tau_z = \sqrt{\epsilon_1 - h_x^2} - i \frac{\sigma_2}{2\sqrt{\epsilon_1 - h_x^2}}, \quad (13)$$

где  $h_x < \sqrt{\epsilon_1}$  определяется из системы (11). Аналогичное выражение для квазиповерхностных направляемых  $E$ -мод ( $\tau_x \ll h_x$ ) имеет вид

$$h_z + i\tau_z = \sqrt{\epsilon_1 - h_x^2} - i \frac{\sigma_2 [1 + 2(\Delta\epsilon - h_x^2)/\epsilon_2]}{2\sqrt{\epsilon_1 - h_x^2}}, \quad (14)$$

где  $h_x < \sqrt{\epsilon_1}$  определяется из соответствующей системы в [14]. Из (13) и (14) видно, что поверхностные и направляемые  $E$ -моды имеют равное нулевое затухание только при  $\sigma_2 = 0$ , когда, как показано выше, понятия поверхностных и направляемых  $E$ -мод идентичны.

На рис. 3 приведены графики изменения  $h_x$  (рис. 3а) и  $\tau_x$  (рис. 3б) в зависимости от одного из параметров сред при фиксированных трех остальных для случая поверхностных квазинанправляемых  $E$ -мод (материалы те же, что и для рис. 1, 2). На рис. 4 представлены аналогичные зависимости для квазиповерхностных направляемых  $E$ -мод.

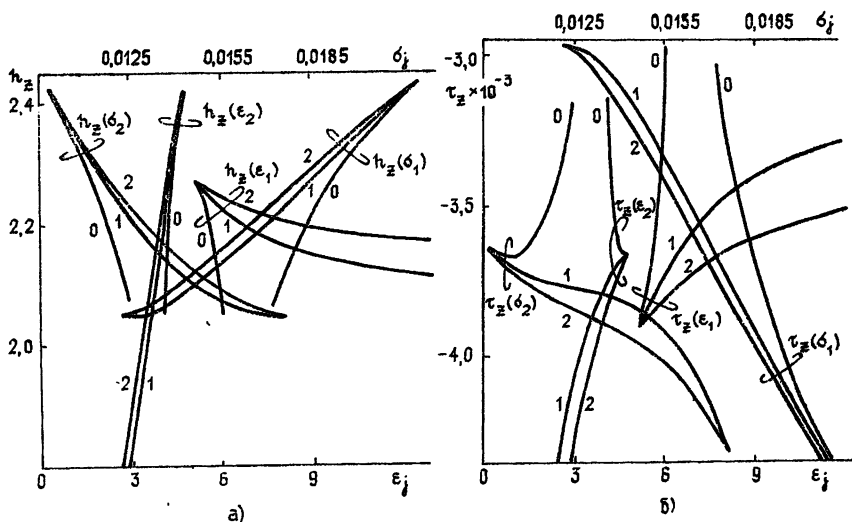


Рис. 4.

В работах [14, 19] показано, что для исследуемых типов волн (направляемых и поверхностных) присуща следующая особенность. Для  $HE$ -( $H$ -) мод искомые параметры  $h_x$  и  $\tau_x$  однозначно определяются через параметры сред только для заданных приведенных толщин  $kd$  (что и позволяет построить для этих мод так называемые универсальные дисперсионные кривые  $h_x = h_x(kd)$  и  $\tau_x = \tau_x(kd)$ , не зависящие от значений параметров сред [1]). В случае  $EH$ -( $E$ -) мод для всех трех величин  $h_x$ ,  $\tau_x$  и  $kd$  имеет место такое однозначное определение через комплексные диэлектрические проницаемости сред (четыре параметра, см., например, системы (11), (12)). Поэтому для  $EH$ -( $E$ -) мод в общем случае неравенства нулю мнимых частей диэлектрических проницаемостей сред (прозрачные среды — особый случай [17]) нельзя построить универсальные дисперсионные кривые, как в случае  $HE$ -( $H$ -) мод. Здесь характерны параметрические зависимости, которые приведены на рис. 1—4. Можно формально построить и частотные зависимости продольного волнового числа и коэффициента затухания  $h_z = h_z(kd)$ ,  $\tau_z = \tau_z(kd)$  (рис. 5, 6, низшие поверхностные квазинанправляемые  $EH$ -( $E$ -) моды, материалы те же, что и для рис. 1—4), однако они уже не будут универсальными (не зависящими от параметров сред). В самом деле, каждой точке кривых рис. 5, 6 отвечает свой, отличный от других набор четырех параметров сред ( $\epsilon_1, \sigma_1, \epsilon_2, \sigma_2$ ). В частности, указанным на рис. 5, 6 точкам отвечают значения: 1 —  $\epsilon_1 = 6,8$ ;

2 —  $\varepsilon_1=14,2$ ; 3 —  $\varepsilon_2=0,4$ ; 4 —  $\varepsilon_2=3,6$ ; 5 —  $\sigma_1=0,0102$ ; 6 —  $\sigma_1=0,0119$ ; 7 —  $\sigma_1=0,0124$ ; 8 —  $\sigma_1=0,0143$ ; 9 —  $\sigma_2=0,0181$ ; 10 —  $\sigma_2=0,0211$ ; 11 —  $\sigma_2=0,0144$ ; 12 —  $\sigma_2=0,0176$ . Три остальных неуказанных параметра остаются неизменными, исходными.

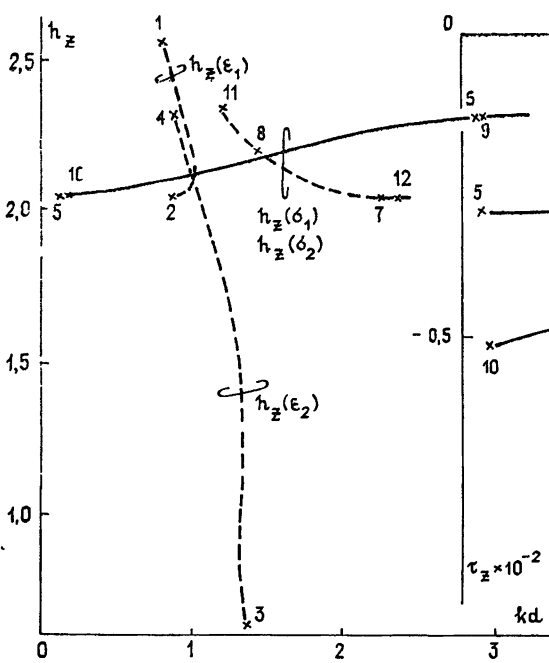


Рис. 5.

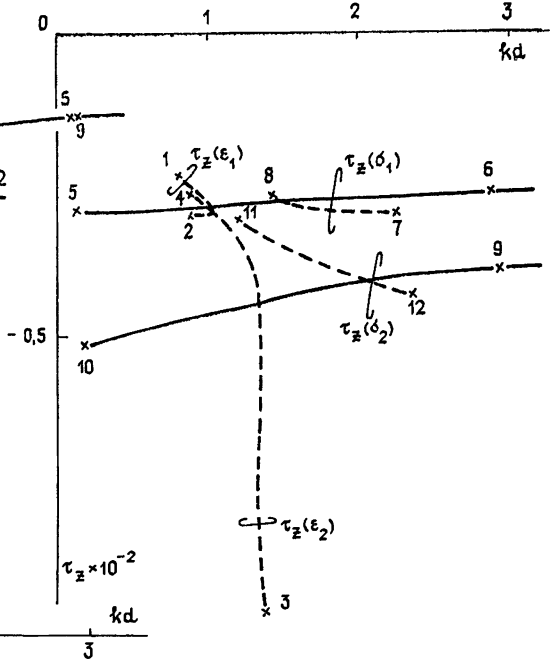


Рис. 6.

Из данного теоретического рассмотрения можно сделать следующий вывод: в симметричном ПДВ со слабым поглощением существуют  $EH$ -( $E$ -) моды двух видов — квазиповерхностные направляемые и поверхностные квазинанправляемые.

В заключение авторы выражают признательность А. М. Гончаренко за ценные советы и интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. — М.: Мир, 1980. — 656 с.
2. Веселов Г. И., Раевский С. Б. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 2, с. 230.
3. Веселов Г. И., Раевский С. Б. — Радиотехника, 1983, 38, № 2, с. 55.
4. Шевченко В. В. — Радиотехника и электроника, 1969, 14, № 10, с. 1768.
5. Шевченко В. В. Диссертация. М., ИРЭ АН СССР, 1976.
6. Взятых В. Ф. Диэлектрические волноводы. — М.: Сов. радио, 1970. — 216 с.
7. Гончаренко А. М., Карпенко В. А. Основы теории оптических волноводов. — Минск: Наука и техника, 1983. — 237 с.
8. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. — М.: Мир, 1984. — 512 с.
9. Авдеева Н. И. Диссертация. Могилев, МО ИФ АН БССР, 1977.
10. Федосеев В. Г., Адамсон П. В. — Квантовая электроника, 1982, 9, № 5, с. 993.
11. Kamirow I. P., Mammel W. L., Weber H. P. — Appl. Opt., 1974, 13, № 2, p. 396.
12. Моденов В. П. — Вестник МГУ. Сер. 15. Вычислит. математика и кибернетика, 1983, № 2, с. 62.
13. Титов А. Д., Хапалюк А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 4, с. 455.
14. Титов А. Д., Хапалюк А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 593.
15. Қиряленко А. И. Диссертация. Минск, Белорусский ун-т, 1980.

16. Шевченко В. В. Плавные переходы в открытых волноводах. — М.: Наука, 1969. — 192 с.
17. Титов А. Д., Хапалюк А. П. — Вестник Белорусского ун-та. Сер.1, Физика, математика, механика, 1984, № 2, с. 3.
18. Справочник по элементам радиоэлектронных устройств./Под ред. В. Н. Дулина, М. С. Жука. — М.: Энергия, 1977. — 576 с.
19. Рудницкий А. С., Титов А. Д., Хапалюк А. П. — Радиотехника, 1985, № 5, с. 68.

Научно-исследовательский институт  
прикладных физических проблем  
при Белорусском университете

Поступила в редакцию  
21 марта 1984 г.,  
после доработки  
26 августа 1985 г.

## SURFACE MODES OF SYMMETRIC SLAB DIELECTRIC WAVEGUIDE (MEDIA WITH LOSSES)

*A. S. Rudnitsky, A. D. Titov, A. P. Khapalyuk*

Surface modes of symmetric slab dielectric waveguide with losses are investigated. It is shown that surface  $HE$ -( $H$ -) modes have not energy flux through boundaries, so they are identical to guided modes. For surface  $EH$ -( $E$ -) modes in the case of weakly absorbing media energy flux through boundaries is small (quasi-guided modes), guided  $EH$ -( $E$ -) modes are quasi-surface waves. The numerical algorithm for such solutions is suggested.

## И Н Ф О Р М А Ц И Я

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1985, т. 62, вып. 2

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Пятунина Т. Б. Обзор плоскости Галактики в районе ассоциаций *Canis major* OB1, R1 на волне 7,6 см с помощью РАТАН-600.

Приведены результаты обзора, выполненного на волне 7,6 см с помощью РАТАН-600 в районе ассоциаций *СМа*OB1, R1. Телесный угол обзора  $4,8 \cdot 10^{-3}$  ср, полное число источников 89. Обзор статистически полон до 40 мЯн. Поверхностная плотность  $1,3 \cdot 10^4$  ср $^{-1}$ . Показано из сравнения со стандартной статистикой внегалактических радиосточников, что в настоящем обзоре, так же как и в предыдущем, выполненном в районе *Моп* R2, значительная доля источников с потоками около 100 мЯн принадлежит Галактике.

Госачинский И. В. О природе некоторых галактических радиосточников большого углового размера.

По результатам наблюдений на частотах 1,42 ГГц (РАТАН-600), 0,408 ГГц (*Мо-лонгло*) и 4,875 ГГц (*Эффельсберг*), выполненных с угловым разрешением около 2', вычислены спектральные индексы излучения 14 протяженных компонент в некоторых известных галактических объектах. Оказалось, что восемь из них имеют нетепловой спектр и, вероятно, являются остатками сверхновых. На фоне пяти из этих объектов наблюдаются тепловые радиосточники малого размера.

Берлин А. Б., Гольнев В. Я., Липовка Н. М., Нижельский Н. А., Спангенберг Е. Е. Результаты наблюдений на РАТАН-600 при помощи высокочувствительного радиометра на волне 7,6 см области галактики в интервале  $\alpha_{1950,0} = 17^{\text{h}}30^{\text{m}} \div 19^{\text{h}}30^{\text{m}}$  и  $\delta_{1950} = -25^{\circ}20' \div -22^{\circ}20'$ .

Представлены результаты наблюдений гигантской области *Н II*, расположенной на долготах  $4 - 10^{\circ}$ , выполненные на волне 7,6 см. Составлен каталог 63 источников, для которых определены координаты, потоки и угловые размеры. Обнаружено 44 объекта с потоками  $P < 1$  Ян малого углового размера. Получено распределение радиояркостности фоновой составляющей галактического радиоизлучения. Зарегистрирован слабый фон протяженностью  $> 12^{\circ}$  по галактической широте. Показано, что найденные слабые объекты представляют собой более высокоширотную популяцию, чем сильные галактические источники, и, возможно, связаны со слабым протяженным фоном.

(Продолжение см. с. 490)