

01;07

## Поверхностная мода диэлектрического волновода с металлической подложкой

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет  
E-mail: sementsovdi@ulsu.ru

Поступило в Редакцию 22 октября 2002 г.

Для планарного волновода с металлической подложкой в аналитическом виде получены условия возбуждения и волноводные характеристики  $TM_0$ -моды, которая в отличие от остальных — объемных мод — является поверхностной. Проведен сравнительный анализ модовых констант распространения, затухания и распределения потока энергии для основных мод указанного типа —  $TM_0$  и  $TE_0$ .

Аналізу характеристик волноводных и излучательных мод в планарных волноводных структурах с поглощением посвящено достаточно много работ [1–5]. Однако ряд особенностей волноводного распространения и локализации направляемых мод в таких структурах не нашел достаточного отражения в литературе. Наличие мнимой составляющей у диэлектрической проницаемости одного из слоев волноводной структуры приводит к комплексности константы распространения (КР) волноводных мод и, как следствие, к изменению характера их распределения по толщине структуры по сравнению с полностью непоглощающим волноводом [6]. Особый интерес представляют свойства моды поверхностного типа, реализующиеся при определенных условиях на границе металл–диэлектрик [7]. В настоящей работе для трехслойной структуры с металлической подложкой исследуются условия возбуждения

волноводной моды поверхностного типа и численно анализируются отвечающие ей волноводные и энергетические характеристики.

1. Рассмотрим волновод, состоящий из металлической подложки и непоглощающего волноведущего слоя и покровной среды. Диэлектрические проницаемости волноведущего слоя  $\varepsilon_2$  и покровной среды  $\varepsilon_3$  являются вещественными, а металлическая подложка в исследуемом диапазоне частот характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1 = (n + ik)^2$ , где  $n$  — показатель преломления,  $k$  — коэффициент экстинкции [8]. Расположим структуру таким образом, чтобы ось  $x$  была перпендикулярна границам раздела слоев. Граница между подложкой и основным слоем лежит в плоскости  $x = -L$ , а между основным слоем и покровной средой — в плоскости  $x = 0$ .

Компоненты электромагнитного поля волноводной моды, распространяющейся в направлении оси  $z$ , могут быть представлены следующим образом:

$$F_\alpha(x, z, t) = \Phi_\alpha(x) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad \alpha = x, y, z, \quad (1)$$

где  $\beta = \beta_1 + i\beta_2$  — комплексная КР,  $\Phi_\alpha(x)$  — компоненты векторной профильной функции, определяющей распределение поля моды по толщине волновода. Действительную часть КР  $\beta_1$  обычно называют константой распространения поглощающего (усиливающего) волновода. Для  $TE$ -моды под компонентой  $F_y$  будем понимать компоненту электрического поля  $E_y$ , а для  $TM$ -моды — компоненту магнитного поля  $H_y$ . Для выбранной геометрии волновода данная компонента является поперечной по отношению к направлению распространения и тангенциальной по отношению к границе раздела слоев. Соответствующая компонента профильной функции в этом случае имеет вид:

$$\Phi_y(x) = A \begin{cases} \exp(-qx), & x \geq 0, \\ \left[ \cosh x - \frac{\xi q}{h} \sinh x \right], & -L \leq x \leq 0, \\ \left( \cosh L + \frac{\xi q}{h} \sinh L \right) \exp[p(x + L)], & x \leq -L, \end{cases} \quad (2)$$

где  $A$  — нормировочная константа, а параметр  $\xi = 1$  для  $TE$ - и  $\xi = \varepsilon_2/\varepsilon_3$  для  $TM$ -мод. Поперечные компоненты волнового вектора в каждом из слоев структуры  $p$ ,  $h$  и  $q$  являются в рассматриваемом

случае комплексными величинами. Их действительные и мнимые части определим следующим образом:

$$\begin{aligned}(p', h', q') &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(u_j^2 + v_j^2)^{1/2} + u_j]^{1/2}, \\ (p'', h'', q'') &= \pm \frac{1}{\sqrt{2}} [(u_j^2 + v_j^2)^{1/2} - u_j]^{1/2},\end{aligned}\quad (3)$$

где параметрам  $p$ ,  $h$  и  $q$  соответствуют в правой части индексы  $j = 1, 2, 3$ . При этом

$$u_j = (-1)^j (k_0^2 \varepsilon_j' - \beta_1^2 + \beta_2^2), \quad v_j = (-1)^j (k_0^2 \varepsilon_j'' - 2\beta_1 \beta_2), \quad (4)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  — скорость света в вакууме. Для  $z$ -компоненты поля моды в соответствии с уравнениями Максвелла справедливо соотношение  $\Phi_z(x) = \pm(i/\gamma k_0) \frac{d\Phi_x}{dx}$ , где верхний знак и  $\gamma = 1$  соответствуют  $H_z$ -компоненте  $TE$ -мод, а нижний знак и  $\gamma = \varepsilon_j$  соответствуют  $E_z$  компоненте  $TM$ -мод.

Связь константы распространения соответствующей моды с параметрами структуры и излучения дается дисперсионным уравнением, совпадающим по виду с аналогичным уравнением для непоглощающей структуры, но содержащим комплексные параметры:

$$hL = \operatorname{arctg}\left(\frac{\eta p}{h}\right) + \operatorname{arctg}\left(\frac{\xi q}{h}\right) + m\pi, \quad (5)$$

где  $\eta = 1$  для  $TE$ -мод и  $\eta = \varepsilon_2/\varepsilon_1$  для  $TM$ -мод.

2. Анализ уравнения (5) показывает, что в режиме волноводного распространения значения модовых КР ограничены интервалом

$$(\beta_{1q}, \beta_{1p}) \leq \beta_1 \leq k_0 \sqrt{\varepsilon_2}, \quad (6)$$

где  $\beta_{1q} = k_0 \sqrt{\varepsilon_3}$ ,  $\beta_{1p} = (k_0/\sqrt{2}) \sqrt{\varepsilon_1' + \sqrt{\varepsilon_1'^2 + \varepsilon_1''^2}}$ . Приведенные условия относятся к объемным волноводным модам, для которых в лучевом приближении характерно зигзагообразное распространение излучения [2].

Наряду с условиями отсечки, при выполнении которых объемная мода становится излучательной (в подложку либо покровную среду),

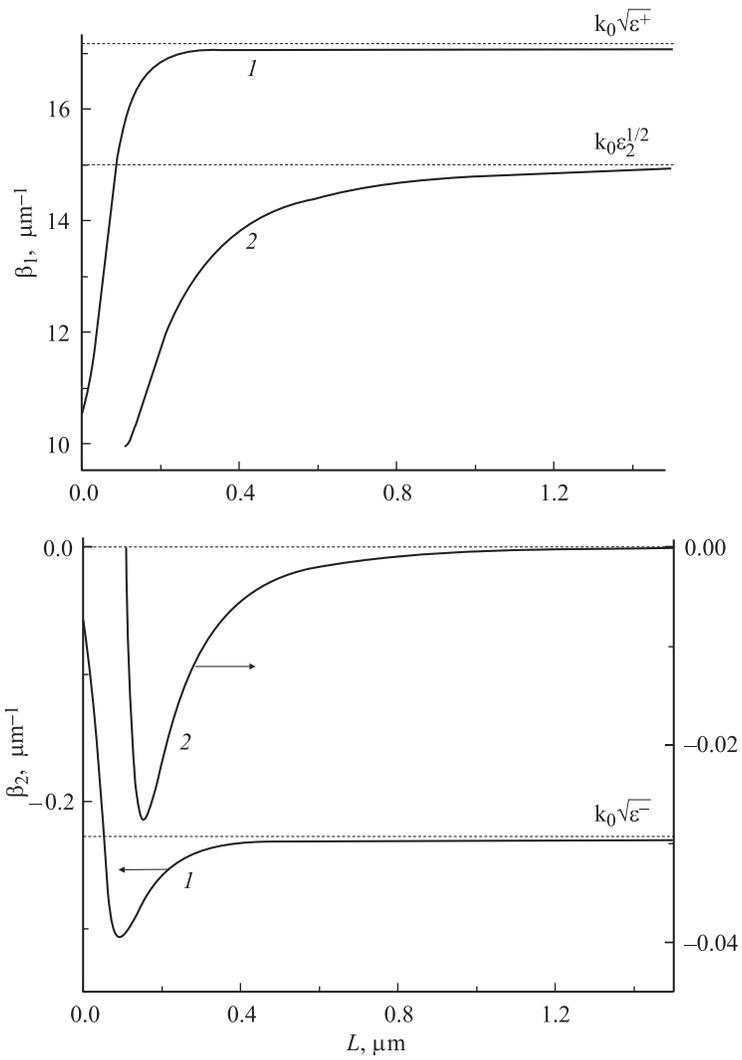
потеря волноводных свойств непоглощающей структурой имеет место при условии  $h^2 \leq 0$ . В этом случае тригонометрические решения в волноведущем слое, описывающие объемные моды, переходят в гиперболические решения, описывающие поверхностные моды. Однако в случае вещественных и положительных значений  $\varepsilon_j$  невозможно соблюдение условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границах волноведущего слоя.

В случае комплексной диэлектрической проницаемости подложки и отрицательного значения ее действительной части ( $\varepsilon'_1 = n^2 - \kappa^2 < 0$ ) решение уравнения (5), отвечающее  $TM$ -волне и модовому индексу  $m = 0$ , описывает волноводную моду поверхностного типа. Если для объемных мод  $\beta_1^2 - \beta_2^2 < k_0^2 \varepsilon_2$ , то для поверхностной моды возможно нарушение неравенства (6) и реализация условия  $\beta_1^2 - \beta_2^2 > k_0^2 \varepsilon_2$ , что приводит к появлению области дисперсионной кривой КР  $TM_0$ -моды, где  $\beta_1 > k_0 \sqrt{\varepsilon_2}$ . Основные параметры этой моды находятся из (5) при замене параметра  $h$  на  $ih$ . В отличие от объемных мод для данной моды отсутствует толщина осечки и при  $L = 0$  для действительной и мнимой частей КР имеем:

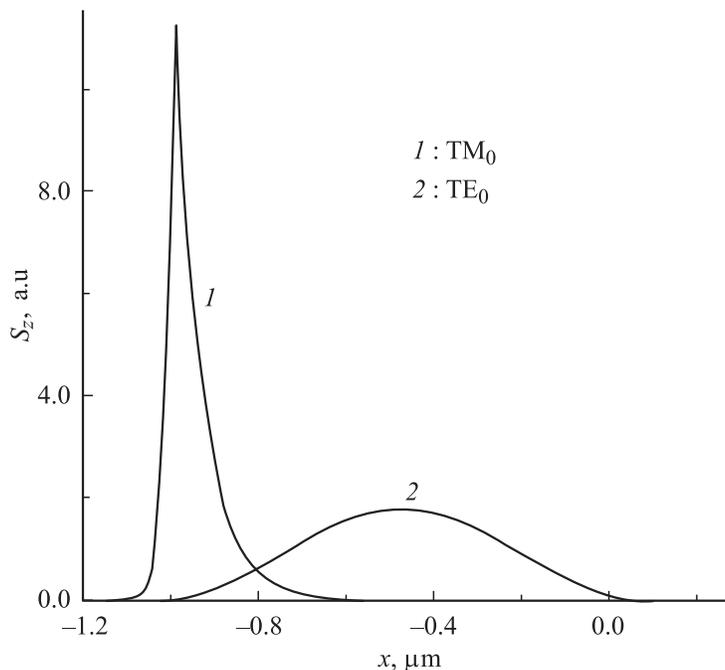
$$(\beta_{10}^s, \beta_{20}^s) = k_0 \sqrt{\varepsilon_3 / 2g} \left( \sqrt{a^2 + b^2} \pm a \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где  $g = |\varepsilon_1|^2 + 2\varepsilon'_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_3^2$ ,  $a = \varepsilon'_1 \varepsilon_3 + |\varepsilon_1|^2$ ,  $b = \varepsilon''_1 \varepsilon_3$ , знаки „+“ и „-“ относятся к  $\beta_{10}^s$  и  $\beta_{20}^s$  соответственно. В случае  $L \rightarrow \infty$  действительная и мнимая части КР асимптотически стремятся к значениям  $\beta_{1\infty}^s$  и  $\beta_{2\infty}^s$ , которые могут быть получены из выражения (7) заменой  $\varepsilon_3$  на  $\varepsilon_2$ .

На рис. 1 представлены зависимости от толщины волноведущего слоя  $L$  константы распространения  $\beta_1$  и модового затухания  $\beta_2$  для поверхностной ( $TM_0$ , кривая 1) и объемной ( $TE_0$ , кривая 2) мод, подчеркивающие различие в характере поведения указанных мод. Кривые построены на основе численного решения уравнения (5) для следующих значений параметров структуры и излучения:  $\varepsilon_1 = (0.15 - i \cdot 3.2)^2$ ,  $\varepsilon_2 = 2.30$ ,  $\varepsilon_3 = 1.00$ , отвечающих реальной волноводной структуре с металлической (Au, Cu) подложкой и волноведущим слоем на основе стекла на длине волны  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$  [1,2]. Видно, что для объемной  $TE_0$ -моды при  $L \cong 0.11 \mu\text{m}$  имеет место отсечка, что соответствует возникновению излучательной моды покровной среды. Поверхностная  $TM_0$ -мода не имеет отсечки, и при  $L \rightarrow 0$  значения КР и модового затухания определяются выражениями (7). При увеличении волноводного



**Рис. 1.** Зависимости КР и модового затухания от толщины волноведущего слоя для  $TM_0^-$  (1) и  $TE_0^-$  (2) мод.



**Рис. 2.** Распределение потока энергии в поперечном сечении  $TM_0$ - (1) и  $TE_0$ - (2) мод.

слоя действительная часть КР для  $TE_0$ -моды асимптотически стремится к значению  $k_0\sqrt{\varepsilon_2}$ , тогда как значения КР для  $TM_0$ -моды приближается к пределу  $k_0\sqrt{\varepsilon^+}$ , где  $\varepsilon^+ > \varepsilon_2$ . Модовое затухание в области малых толщин волноводного слоя резко возрастает до максимума, а затем уменьшается до нуля для  $TE_0$ -моды, а для  $TM_0$ -моды стремится к значению  $k_0\sqrt{\varepsilon^-}$ . Здесь

$$\varepsilon^\pm = \frac{\varepsilon_2}{2} \left( \frac{\sqrt{(\varepsilon_1'\varepsilon_2 + |\varepsilon_1|^2)^2 + (\varepsilon_1''\varepsilon_2)^2} \pm \sqrt{(\varepsilon_1'\varepsilon_2 + |\varepsilon_1|^2)}}{(\varepsilon_1' + \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_1'')^2} \right). \quad (8)$$

Для выбранных параметров  $\beta_{1\infty}^s \cong 17.08 \mu\text{m}^{-1}$ , а  $\beta_{2\infty}^s \cong -0.23 \mu\text{m}^{-1}$ . Отметим, что наименьшая разница в затухании между  $TM_0$ - и  $TE_0$ -мо-

дами имеет место в области малых толщин  $L$ . Расстояние, на котором мода ослабевает в  $e$  раз,  $l = 1/\beta_2$  (длина пробега [7]). Поверхностная мода имеет максимальную длину пробега порядка  $18 \mu\text{m}$  вблизи отсечки. Для максимумов затухания  $TM_0$ - и  $TE_0$ -мод оценочные значения  $l$  составляют  $3.3$  и  $36.3 \mu\text{m}$ , а вдали от отсечки (большие толщины  $L$ ) длины пробега наиболее различаются и равны  $4.3$  и  $1923 \mu\text{m}$  соответственно.

3. Распределение по сечению волновода потока энергии определяется выражением  $\mathbf{S} = (c/8\pi)\text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]$ . С учетом геометрии волноводной структуры и полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  для  $z$ -компоненты потока получаем:

$$S_z(x) = \frac{c}{8\pi k_0} S_0 \Phi_y^2(x) \text{Re} \left( \frac{\beta}{\gamma} \right), \quad (9)$$

где  $S_0$  — плотность (на единицу длины вдоль оси  $y$ ) вводимого в волновод потока. На рис. 2 для фиксированной толщины волновода  $L = 1 \mu\text{m}$  приведено распределение нормированного потока энергии вдоль оси  $z$   $TM_0$ - (кривая 1) и  $TE_0$ - (кривая 2) мод. Видно, что энергия  $TM_0$ -моды локализуется на границе раздела металл-диэлектрик, тогда как распределение поля  $TE_0$ -моды имеет четко выраженный объемный характер с локализацией внутри волноведущего слоя. Анализ (9) показывает, что при выбранных значениях параметров структуры и среды для объемной моды максимальная плотность потока соответствует значению  $x_m \approx -0.47 \mu\text{m}$ , т.е. практически отвечает центру волноведущего слоя, а для поверхностной моды  $x_m = -1 \mu\text{m}$ , т.е. мода локализуется на границе раздела металл-диэлектрик. Оценка степени локализации

$$\Gamma(x_m) = \frac{\int_{x_m-\Delta x}^{x_m+\Delta x} S_z(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} S_z(x) dx},$$

где координата  $x_m$  соответствует максимуму распределения потока энергии соответствующей моды, дает значения  $\Gamma(x_m)$ , равные  $99.99$  и  $34.80\%$  при  $\Delta x = 0.1 \mu\text{m}$  и  $91.10$  и  $3.57\%$  при  $\Delta x = 0.01 \mu\text{m}$  для поверхностной и объемной мод соответственно. Анализ показывает, что распределение потока  $TM_0$ -моды в случае малых толщин  $L$ , которым соответствуют значения  $\beta_1^s < k_0 \sqrt{\epsilon_2}$ , принципиально не отличается от приведенного, т.е. характер распределения этой моды остается поверхностным.

## Список литературы

- [1] *Reisinger A.* // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. N 5. P. 1015–1025.
- [2] *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [3] *Санников Д.Г., Семенцов Д.И.* // *Письма в ЖТФ.* 2002. Т. 28. В. 20. С. 42–49.
- [4] *She Sh., Wang J., Qiao L.* // *Opt. Commun.* 1992. V. 90. N 4–6. P. 238–240.
- [5] *Xiaoqing J., Jianjyi Y., Minghua W.* // *Opt. Commun.* 1996. V. 129. N 3–4. P. 173–176.
- [6] *Клар Ж.-Ж.* Введение в интегральную оптику. М.: Сов. радио, 1980. 104 с.
- [7] *Burke J.J., Stegeman G.L., Tamir T.* // *Phys. Rev. B.* 1986. V. 33. N 8. P. 5186–5201.
- [8] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 856 с.