

01; 07; 12

© 1992

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПЛЕКСНЫХ ПОСТОЯННЫХ  
РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОД ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВВ.П. Р е д ь к о, А.А. Р о м а н е н к о,  
А.Б. С о т с к и й, А.В. Х о м ч е н к о

В настоящем сообщении предложен метод определения постоянных распространения мод оптических волноводов, основанный на измерении параметров распределения интенсивности пучка, отраженного от призмного элемента связи. Он позволяет определить одновременно действительную и мнимую части постоянной распространения с учетом поправок, связанных с влиянием призмы.

Пусть оптический волновод возбуждается ограниченным пучком (рис. 1). Отраженное от призмного устройства связи поле  $\Psi_z$  ( $x, y_2, z_2$ ) представим в виде интеграла Фурье:

$$\Psi_z(x, y_2, z_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{\Psi}(k_x, k_{y_0}) F(k_x, k_{y_0}) R(k_x, k_{y_0}) e^{i f(x, y_2, z_2, k_x, k_{y_0})} \times \quad (1) \\ \times dk_x dk_{y_0},$$

где  $\hat{\Psi}(k_x, k_{y_0})$  – фурье-образ падающего пучка,  $F(k_x, k_{y_0})$  – множитель, учитывающий отражение поля от боковых граней призмы,  $R(k_x, k_{y_0})$  – коэффициент отражения плоских волн от основания призмы,  $f(x, y_2, z_2, k_x, k_{y_0})$  – действительная функция указанных аргументов,  $\Psi_z = E_x$  для ТЕ,  $\Psi_z = H_x$  для ТМ волн. После прохождения отраженного пучка через линзовую систему, в ее фокальной плоскости при  $x=0$  формируется распределение интенсивности [1]

$$I(y) = c |\hat{\Psi}(0, \alpha y)|^2 |R(0, \alpha y)|^2, \quad (2)$$

где  $\alpha, c$  – постоянные,  $x, y$  – координаты, отсчитанные от оси пучка. При получении (2) сделано предположение, что пучок имеет достаточно узкий спектр, в пределах ширины которого функция  $F(k_x, k_{y_0})$  практически постоянна.

Для решения задачи по определению постоянных распространения мод с использованием наблюдаемого распределения  $I(y)$ , воспользуемся аналитическим выражением для  $|R(0, \alpha y)|^2$ , найденным в [2] в приближении слабой связи призмы с волноводом. Переходя к переменной  $k_z$ , равной  $z$  – составляющей волнового вектора в системе координат ( $x, y_p, z_p$ ), получаем

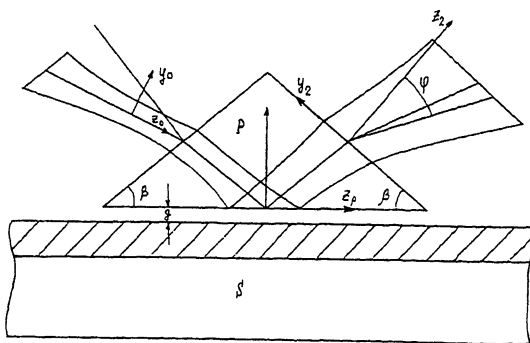


Рис. 1. Призменный элемент связи и системы координат.

$$|R|^2 = 1 - \frac{P}{A^2 + B^2}, \quad (3)$$

$$A = \frac{k_z - h'}{|\Delta h|} + \frac{1 - \delta^2}{1 + \delta^2}, \quad P = \frac{8\delta}{1 + \delta^2} \cdot \frac{h''}{|\Delta h|},$$

$$B = -S - \frac{P}{4S}, \quad S = \frac{2\delta}{1 + \delta^2}, \quad \delta = \sqrt{[(h')^2 - k_g^2] \cdot [k_p^2 - (h')^2]^{-1} \cdot (k_p^2 \cdot k_g^2)^T}, \quad (4), (5)$$

$k_p$ ,  $k_g$  - волновые числа призмы и буферного слоя,  $T=0$  соответствует ТЕ,  $T=1$  - ТМ волнам,  $\Delta h = h - h'$ ,  $h$  - постоянная распространения вытекающей моды системы волновод-призма,  $h' = h' - ih''$  - постоянная распространения моды волновода без призмы. Из (3-5) следует, что при  $P \rightarrow 0$  (отсутствие потерь в волноводе) и при  $P \rightarrow \infty$  (пренебрежимо слабая связь призмы с волноводом),  $|R|^2 \rightarrow 1$  для всех  $A$ . В промежутке  $0 < P < \infty$   $|R|^2$  принимает минимальное значение при  $A=0$ , которое является нулевым при  $P=4S^2$ .

Для анализа выражения (2) удобно перейти к переменной  $\varphi$ , имеющей смысл угла, отсчитанного от нормали к выходной грани призмы, связанной с  $k_z$  соотношением

$$k_z = -k_0 \sin \varphi \cos \beta + \sqrt{k_p^2 - k_0^2 \sin^2 \varphi} \sin \beta, \quad (6)$$

где  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  - волновое число вакуума. В окрестности  $\varphi_1$ , определяемого из уравнения  $A(\varphi_1) = 0$ , с точностью до квадратичных членов получаем

$$A = \frac{\partial A}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi_1} \Delta \varphi = -\frac{k_0}{|\Delta h|} \cos \varphi_1 \left[ \cos \beta + \frac{k_0 \sin \varphi_1 \sin \beta}{\sqrt{k_p^2 - k_0^2 \sin^2 \varphi_1}} \right] \Delta \varphi, \quad (7)$$

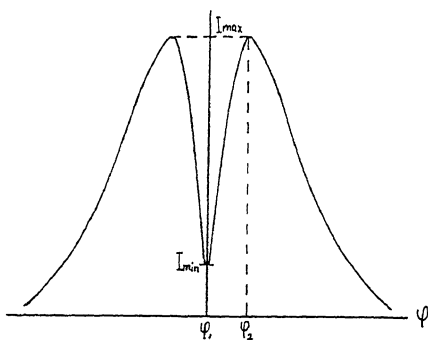


Рис. 2. Распределение интенсивности фурье-образа отраженного поля.

где  $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_1$ . Предположим, что мода возбуждается гауссовым пучком, для которого

$$|\hat{\psi}(0, k_{y0}(\varphi))|^2 = \hat{\psi}_0^2 \exp\left\{-\left[\frac{\varphi - \varphi_1}{W}\right]^2\right\}. \quad (8)$$

Распределение (2) для переменной  $\varphi$  имеет вид, схематически изображенный на рис. 2. Анализ формул (3-8) показывает, что разность угловых координат максимума и минимума этого распределения  $\Delta\varphi_m = \varphi_2 - \varphi_1$  определяется потерями в волноводе, а величина  $\zeta = \frac{I_{min}}{I_{max}}$  - степень связи призмы с волноводом. Учтем

данные обстоятельства для решения задачи по нахождению  $h = h' - ih''$  с использованием экспериментально определяемых величин  $\zeta = \frac{I_{min}}{I_{max}} \varphi_1, \varphi_2, W$ . Рассмотрим функцию

$$I(A^2) = I_0 \exp\left\{-\left[A\left(\frac{\partial A}{\partial \varphi}\bigg|_{\varphi_1} \cdot W\right)^{-1}\right]^2\right\} \cdot \left[1 - \frac{\rho}{A^2 + B^2}\right]. \quad (9)$$

Из условия  $\frac{\partial I}{\partial A^2} = 0$  определяем координату максимума функции

$$A_m^2 = \frac{\rho}{2}(1 + \sigma) - B^2 + \sqrt{\left[\frac{\rho}{2}(1 + \sigma)\right]^2 - \rho B^2 \sigma}, \quad (10)$$

где  $\sigma = \left(\frac{W}{\Delta\varphi_m}\right)^2$ . Подставляя (10) в (9) и решая уравнение  $\frac{I_{min}}{I_{max}} = \zeta$ , находим

	$\gamma$ ( В см <sup>-1</sup> )	$\delta\gamma$ (d В см <sup>-1</sup> )	$\gamma^*$ (d В см <sup>-1</sup> )	$\delta\gamma^*$ (d В см <sup>-1</sup> )
Тонкопленочный волновод	12.3	0.3	12.2	0.5
Эффузионный волновод	1.8	0.1	2.0	0.2

$$\rho = \frac{4S^2}{\mu^2} \left[ \mu^2 + 2\mu - \frac{2}{\delta} (\mu+1) \pm 2\sqrt{(\mu+1)\left(\mu - \frac{1}{\delta}\right)\left(\mu - \frac{\mu+1}{\delta}\right)} \right], \quad (11)$$

где  $\mu = e^{\frac{1}{\delta}} \rho^{-1} - 1$ . Знак перед квадратным корнем в (11) выбирается в зависимости от степени связи призмы с волноводом: „+“ имеет место, когда величина зазора  $g$  (рис. 1) больше требуемой для достижения максимального контраста, „-“ - в противном случае. Из (7), (10) и (11) находим

$$|\Delta h| = \left| k_0 \left( \frac{\partial A}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi_1} \right)^{-1} \cos \varphi_1 \left[ \cos \beta + \frac{k_0 \sin \varphi_1 \sin \beta}{\sqrt{k_p^2 - k_0^2 \sin^2 \varphi_1}} \right] \right|, \quad (12)$$

где  $\frac{\partial A}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi_1} = \frac{A_m}{\Delta \varphi_m}$ . Величина  $h'$  может быть определена из условия  $A(\varphi_1) = 0$ . Из (4) и (6) получаем

$$h' = k_p \sin \left( \beta - \arcsin \frac{k_0 \sin \varphi_1}{k_p} \right) - |\Delta h| \frac{\delta^2 - 1}{\delta^2 + 1}. \quad (13)$$

Заметим, что величина  $h'$  входит в выражение для  $\delta$ . Поэтому в общем случае вычисления  $|\Delta h|$ ,  $h'$  могут быть выполнены методом итераций. В качестве нулевого приближения может быть выбрана величина  $h'_0$ , определенная из (13), где отсутствует слагаемое, учитывающее влияние призмы. Однако для волноводов оптического диапазона, которые в большинстве случаев являются слабонеоднородными, в выражении для  $\delta$  величину  $h'$  можно с высокой точностью заменить на  $Re k_s$  ( $k_s$  - волновое число подложки). В этом случае величины  $|\Delta h|$ ,  $h'$  находятся из (10) - (13) прямым подсчетом. Определив  $\rho$ ,  $|\Delta h|$ ,  $h'$  из (5) находим

$$h'' = \rho |\Delta h| \frac{\delta^2 + 1}{2\delta}.$$

Принципиальные ограничения на точность предлагаемого метода накладывает приближенный характер выражения (3). Для выяснения этих ограничений нами выполнен численный эксперимент. В нем использованы результаты расчета распределения  $I(\varphi)$  с точно вычисленным коэффициентом отражения. Вычисления проведены для волноводов с неоднородным гауссовым и ступенчатым распределениями

показателя преломления. Величины  $\frac{h'}{k_0}$  находились в диапазоне (1.45-1.47),  $\frac{h''}{k_0}$  - в диапазоне ( $1.2 \cdot 10^{-5}$  -  $1.5 \cdot 10^{-4}$ ). Параметры призмы составляли  $n_p = 1.94$ ,  $\beta = 60^\circ$ . При этом получено, что абсолютная погрешность величины  $\frac{h'}{k_0}$  меньше  $1 \cdot 10^{-7}$ , а относительная погрешность величины  $\frac{h''}{k_0}$  - меньше  $1 \cdot 10^{-2}$ .

Приемлемость метода подтверждена экспериментально. Регистрация распределения интенсивности в сечении  $x=0$  отраженного пучка осуществлена с помощью линейки фотоприемников, расположенной в фокальной плоскости линзовой системы.

В таблице приведены значения коэффициентов затухания  $\gamma$  ( $\gamma = 20 L h'' l g e$ ,  $L = 1$  см) для тонкопленочного кварцевого ( $n_s = 1.45710$ ,  $\lambda_0 = 0.6328$ ) и эффузионного (в стекле ЛК6  $n_s = 1.46899$ ) волноводов, определенные предлагаемым методом. Величины  $\gamma^*$  получены методом фотометрирования трека посредством сканирования волокна вдоль волновода [3]. Абсолютные погрешности  $\gamma$  и  $\gamma^*$  обозначены через  $\delta \gamma$ ,  $\delta \gamma^*$ . Для иллюстрации возможностей метода измерения проведены для волноводов с заведомо высокими и низкими потерями и различным профилем показателя преломления. Максимальное приращение показателя преломления  $\Delta n$  составляло 0.02, использовалась призма с параметрами  $n_p = 1.74470$ ,  $\beta = 60.6094^\circ$ . Приведенные данные свидетельствуют об удовлетворительном соответствии результатов предлагаемого и известного методов. Указанная экспериментальная погрешность определения  $\gamma$  обусловлена приборной ошибкой измерения параметров  $\Delta \varphi_m$  и  $\varphi$ . Корректность учета влияния призмы подтверждается тем, что определенные на основании (13) величины  $\frac{h'}{k_0}$  оставались неизменными (с точностью  $1 \cdot 10^{-6}$ ) при различных прижимах призмы к волноводу.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К л ю ч н и к о в А.С. Теория волновых процессов. Минск: Изд. БГУ. 1977. 175 с.
- [2] Р о м а н е н к о А.А., С о т с к и й А.Б., Х о м ч е н - к о А.В. // Препринт ИФ АНБ. 1991. № 649. С. 31.
- [3] N o u r s h a r g h N. // Electr. Lett. 1985. V. 21. N 18. P. 818-820.