

06.3;07;12

©1993

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДОВ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ МОД В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

А.Б. Сотский, А.В. Хомченко, Л.И. Сотская

Среди методов экспериментального определения профилей диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r})$ оптических волноводов наиболее универсальны методы, основанные на измерении пространственных распределений полей мод $\Psi(\mathbf{r})$; в которых распределение $\varepsilon(\mathbf{r})$ определяется непосредственно из волнового уравнения. Принципиально данные методы позволяют восстановить $\varepsilon(\mathbf{r})$ как непрерывную функцию координат для любых, как многомодовых, так и одномодовых, волноводов. Функцию $\Psi(\mathbf{r})$ можно найти в результате измерения распределения интенсивности излучения моды на торце волновода [1] или в дальней зоне [2]. Последний метод более устойчив к шумам регистрации интенсивности и не требует априорных сведений о виде функции $\varepsilon(\mathbf{r})$, однако он применим для исследования только симметричных волноводов.

В настоящем сообщении предложен метод определения $\varepsilon(y)$, основанный на измерении распределений интенсивности излучения ТЕ мод в дальней зоне для приповерхностных планарных волноводов, чья симметрия нарушена присутствием границы раздела сред. Идея метода заключается в искусственной симметризации волноводной структуры за счет использования зеркальной поверхности.

Исследуемая структура представлена на рис. 1. Волновод направляет моду ТЕ поляризации с составляющей вектора электрического поля $\Psi_0(y)$, удовлетворяющей уравнению

$$\nabla_{\eta}^2 \Psi_0 + [f(\eta) - b] \Psi_0 = 0, \quad (1)$$

где $f(\eta) = \varepsilon(\eta) - \varepsilon_s$, $b = h^2 k_0^{-2} - \varepsilon_s$, $\eta = k_0 y$, ε_s — диэлектрическая проницаемость подложки, k_0 — волновое число вакуума, h — постоянная распространения. Мода падает на торец волновода, расположенный в плоскости $z = 0$ и излучается в область $z > 0$, $y < 0$, заполненную средой с волновым числом k_2 , рис. 1. При условиях $k_2 \omega^2 L^{-1} \ll 1$, $|\omega^2 (k_1^2 - k_s^2)| \gg 1$, $|\omega^2 (k_1^2 - k_2^2)| \gg 1$, $k_2 L \gg 1$, где ω — поперечный размер волновода, k_1 — волновое число зеркала,

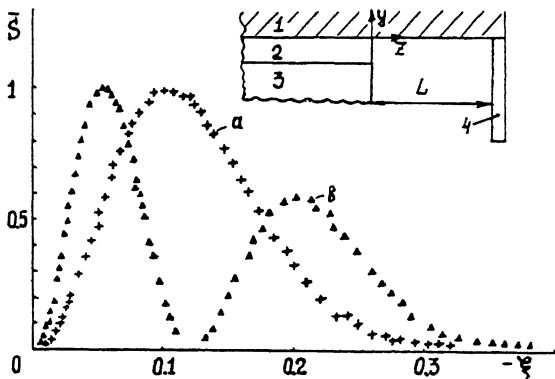


Рис. 1. Исследуемая волноводная структура: 1 — металлическое зеркало, 2 — волновод, внедренный в подложку 3, 4 — линейка фотоприемников; распределения интенсивности излучения основной (а) и высшей (б) мод.

для регистрируемой z -составляющей вектора Пойнтинга S имеем

$$S = C (1 - \xi^2)^2 \hat{\Psi}_0^2, \quad (2)$$

$$\hat{\Psi}_0 = \int_{-\infty}^0 \Psi_0(\eta) \sin(\xi\eta) d\eta, \quad (3)$$

где C — постоянная, $\xi = k_2 k_0^{-1} y (y^2 + L^2)^{-0.5}$, а $\Psi_0(\eta)$ определяется из (1) при условии $\Psi_0(0) = 0$. Из (1), (2) находим

$$f(\eta) = b + \Delta(\eta), \quad \Delta(\eta) = -\nabla_\eta^2 \Psi_0 \Psi_0^{-1}, \quad \Delta(\eta) \approx \Delta_1(\eta) = -H_1 (H_1'')^{-1},$$

$$H_1 = \int_{-a}^0 \hat{\Psi} \sin(\xi\eta) d\xi, \quad H_1'' = \nabla_\eta^2 H_1, \quad \hat{\Psi} = \kappa(\xi) (\bar{S}(\xi))^{-0.5} (1 - \xi^2)^{-1}, \quad (4)$$

где $\bar{S}(\xi)$ — нормированное распределение $S(\xi)$ ($\bar{S}_{\max} = 1$), $\kappa(\xi)$ принимает значения ± 1 и изменяет свой знак в точках нулевых минимумов функции $\bar{S}(\xi)$ [2].

При измерениях регистрируются величины $\bar{S}_j = \bar{S}(\xi_j) + \delta \bar{S}_j$ ($\delta \bar{S}_j$ — ошибки регистрации) в дискретных точках ξ_j ($j = 0, 1, \dots, m-1$). Им соответствуют величины $\hat{\Psi}_j$. Воспользовавшись линейной сплайн-интерполяцией, получаем

$$\hat{\Psi}(\xi) = \hat{\Psi}_j + \beta_j (\xi - \xi_j), \quad \beta_j = (\hat{\Psi}_{j+1} - \hat{\Psi}_j) (\xi_{j+1} - \xi_j)^{-1},$$

$$\xi_j \leq \xi \leq \xi_{j+1}, \quad \hat{\Psi}_m = \hat{\Psi}(0) = 0,$$

$$\bar{\mathbf{H}}_1 = \frac{\cos(a\eta)}{\eta} \hat{\Psi}_0 + \frac{1}{\eta^2} \sum_{j=0}^{m-1} \beta_j [\sin(\xi_{j+1}\eta) - \sin(\xi_j\eta)],$$

$$\bar{\mathbf{H}}_1'' = \nabla_\eta^2 \bar{\mathbf{H}}. \quad (5)$$

Если величины δS_j при различных j статистически независимы, среднее $M(\delta \bar{S}_j) = 0$, дисперсия $D(\delta \bar{S}_j) = \sigma^2$, то в линейном приближении при $|\delta \bar{S}_j| \ll \bar{S}_j$ из (4) находим $M(\bar{\mathbf{H}}_1) = E H_1$, $M(\bar{\mathbf{H}}_1'') = E H_1''$, $D(\bar{\mathbf{H}}_1)$, $D(\bar{\mathbf{H}}_1'') = 0(m^{-1})$, где $E = 1 + 0(m^{-2})$ — квадратурная погрешность. Таким образом, принятый алгоритм вычисления H_1 , H_1'' статистически устойчив. На погрешность определения функции $\Delta(\eta)$ в основном влияет конечность a в (4) (принципиально $a < k_2 k_0^{-1}$). Рассмотрим остаточные члены

$$\delta H_1 = \int_{-\infty}^{-a} \hat{\Psi} \sin(\xi\eta) d\xi, \quad \delta H_1'' = \int_{-\infty}^{-a} \hat{\Psi} \xi^2 \sin(\xi\eta) d\xi. \quad (6)$$

Из анализа уравнения (1) при условии $\Psi_0(0) = 0$ можно получить, что если в окрестности $\eta = 0$ допустимо представление $f(\eta) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i \eta^{2i}$, и если $f(\eta)$ имеет особые точки в конечной части комплексной плоскости (как, например, в случае профиля Эпштейна), то при $\xi \rightarrow -\infty$, $\hat{\Psi}_0 = 0[\exp(\Theta\xi)]$ (Θ — постоянная), а если $\nabla_\eta f|_{\eta=0} \neq 0$, то при $\xi \rightarrow -\infty$, $\hat{\Psi}_0 = 0(\xi^{-5})$. При учете указанных асимптотик из (3), (4) получаем уточненные приближения:

$$\Delta(\eta) \approx \Delta_2(\eta) = -H_2'' H_2^{-1} \left(\hat{\Psi}_0 = 0[\exp(\Theta\xi)] \right), \quad H_2'' = \nabla_\eta^2 H_2,$$

$$H_2 = \bar{\mathbf{H}}_1 - \hat{\Psi}(-a) [\Theta \sin(a\eta) + \eta \cos(a\eta)] = (\Theta^2 + \eta^2)^{-1},$$

$$\Delta(\eta) \approx \Delta_3(\eta) = -H_3'' H_3^{-1} \left(\hat{\Psi}_0 = 0(\xi^{-5}) \right), \quad H_3'' = \nabla_\eta^2 H_3,$$

$$H_3 = \bar{\mathbf{H}}_1 - \frac{\hat{\Psi}(-a) a^5 \eta^4}{4} \left\{ \frac{\sin(a\eta)}{(a\eta)^2} \left[\frac{1}{(a\eta)^2} - \frac{1}{6} \right] + \frac{\cos(a\eta)}{3a\eta} \left[\frac{1}{(a\eta)^2} - \frac{1}{2} \right] - \frac{\pi}{12} - \frac{\sin(a\eta)}{6} \right\},$$

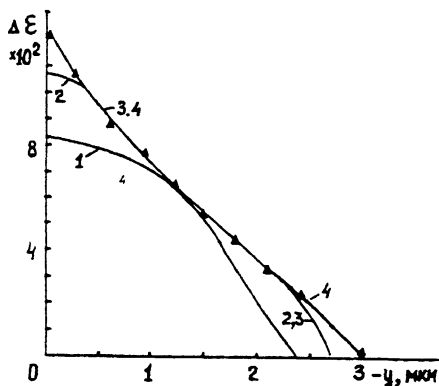


Рис. 2. Распределение диэлектрической проницаемости экспериментального волновода: кривые 1, 2 и 3 — функции $f_1(\eta)$, $f_2(\eta)$ и $f_3(\eta)$, соответствующие основной моде, 4 — $f_3(\eta)$, соответствующая высшей моде.

где $\Theta = [\hat{\Psi}(-a)]^{-1} \nabla_{\xi} \hat{\Psi} \Big|_{\xi=-a}$. Ответ на вопрос о том, какому из приближений $\Delta_j(\eta)$ ($j = 1, 2, 3$) следует отдать предпочтение при исследовании волновода с неизвестными заранее свойствами, можно получить, рассчитав величины

$$\Delta S = \sum_{k=0}^{m-1} (\bar{S}_k - \bar{S}(\xi_k))^2,$$

где $\bar{S}(\xi)$ — функция, определенная из (2) после решения уравнения (1) при заданном j . Оптимальное j соответствует минимуму ΔS .

Для полного определения функции $f(\eta)$ необходимо конкретизировать постоянную b . Прямое измерение b затруднено присутствием зеркальной поверхности. Вместе с тем, экспериментально легко определить значение постоянной распространения моды волновода без зеркального покрытия. Предположим, что определено соответствующее значение \bar{b} . Для оценки b примем, что $b = -\Delta_j(\eta_2)$, где η_2 — некоторая точка оси, и что $f(\eta) \approx f_j(\eta)$, $f_j(\eta) = \Delta_j(\eta) - \Delta_j(\eta_2)$ при $\eta \geq \eta_2$, $f_j(\eta) = 0$ при $\eta \leq \eta_2$. Решая уравнение (1), определим величину b , которую обозначим как b_0 . Перебором значений η_2 можно добиться минимума величины $|b_0 - \bar{b}|$. Функцию $f_j(\eta)$ при соответствующем η_2 естественно принять в качестве приближения для реальной функции.

Экспериментально нами исследован волновод в стекле К8, полученный ионным обменом в расплаве AgNO_3 . Вол-

новод возбуждался с помощью призмы связи. При $k_0 = 9.929 \text{ мкм}^{-1}$ он направлял две моды ТЕ поляризации с $\bar{b}_0 = 0.05798$, $\bar{b}_1 = 0.01727$. Торцев волновода был отполирован. Формирование поля в дальней зоне осуществлялось при механическом прижиге алюминиевого зеркала, в области $z > 0$, $y < 0$ находился воздух, расстояние L составляло 20 мм. Значения \bar{S}_k (рис. 1) регистрировались с помощью оптоэлектронного преобразователя, линейка фотоприемников которого ЛФ 1024 располагалась вплотную к торцу зеркала. Для основной моды с помощью нормального регрессионного анализа определены величины $\hat{\Psi}(-a) = 0.113$, $\nabla_{\xi} \hat{\Psi} \Big|_{\xi=-a} = 1.46$ при $a = 0.3231$. Графики функций $f_j(\eta)$ представлены на рис. 2. Минимум величины ΔS получен при $j = 3$. С целью проверки адекватности найденной функции $f_3(\eta)$, профиль волновода был определен методом WKB при нанесении на поверхность волновода пленки полистирола толщиной $\sim 10 \text{ мкм}$ [3]. Полученная волноводная структура направляла 15 мод ТЕ поляризации. В области $\eta \leq 0$ оказалось 10 поворотных точек. Им соответствуют точки, представленные на рис. 2. Заметное отклонение кривой \mathcal{E} от крайней точки, расположенной вблизи подложки, объясняется хорошей пространственной локализацией энергии основной моды. Уточнение функции $f(\eta)$ при использовании $\bar{S}(\xi)$ высшей моды, глубже проникающей в подложку, привело к практически полному соответствию этой функции с данными метода WKB (рис. 2).

Авторы благодарны А.В.Томову за изготовление волноводов.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси.

Список литературы

- [1] Helms J., Schmidtchen I., Schuppert D., Petermann K. // J. Lightwave Technology. 1990. V. 8. N 5. P. 625-633.
- [2] Freude W., Sharma A. // J. Lightwave Technology. 1985. V. 3. N 3. P. 628-633.
- [3] Войтенков А.И., Могилевич В.Н. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. С. 2128-2130.

Институт прикладной оптики
АН Беларуси
Могилев

Поступило в Редакцию
23 июля 1993 г.