01;07;12

К проблеме восстановления профиля поглощения неоднородного планарного оптического волновода

© А.А. Романенко

Институт прикладной оптики НАН Беларуси, Могилев
E-mail: ipo@physics.belpak. mogilev.by

Поступило в Редакцию 14 февраля 2001 г.

Предложен алгоритм восстановления профиля мнимой части диэлектрической проницаемости неоднородного планарного оптического волновода, основанный на использовании информации о спектре мнимых частей постоянных распространения направляемых мод. Представлены примеры, иллюстрирующие эффективность подхода.

Восстановление функции профиля диэлектрической проницаемости планарного оптического волновода $\varepsilon(y)$ представляет значительный практический интерес [1]. В настоящее время предложен ряд методов, позволяющих восстановить распределение $\mathrm{Re}\,\varepsilon(y)$ [2–6]. В то же время вопросы восстановления $\mathrm{Im}\,\varepsilon(y)$ остаются слабо изученными. Такое восстановление актуально с позиций отработки технологии получения оптических волноводов [7] и исследования механизмов взаимодействия активированных пленок с детектируемыми компонентами газов или жидкостей [8]. В настоящее время известен только метод восстановления $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ однородного волновода. Он основан на решении соответствующего дисперсионного уравнения при условии, что измерены комплексные постоянные распространения как минимум двух мод [9]. Однако в случае, когда зависимость $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ от y существенна, этот подход не пригоден.

В настоящей работе предложен подход, позволяющий восстановить функцию $\mathrm{Im}\,\varepsilon(y)$ неоднородного многомодового волновода. В нем используется информация о спектре комплексных постоянных распространения всех направляемых мод волновода, которые допускают экспериментальную регистрацию призменным методом [9].

Наличие поглощения в оптическом волноводе является, как правило, слабовозмущающим фактором для распределения полей и вещественных частей постоянных распространения мод. Это обстоятельство позволяет воспользоваться теорией возмущений, приводящей к соотношению [10]:

$$\mathrm{Im}\beta_l = k_0^2 \int\limits_0^d Y_l^2(y)\mathrm{Im}\varepsilon(y)dy\Big(2\mathrm{Re}\beta_l \int\limits_{-\infty}^{\infty} Y_l^2(y)dy\Big)^{-1}. \qquad (1)$$

Здесь $l = 1, 2, \dots, M$, M — число направляемых мод, $\beta_l = \mathrm{Re}\beta_l + i\mathrm{Im}\beta_l$ — комплексные постоянные распространения мод TE-поляризации, d — толщина волновода, $Y_l(y)$ — поперечное распределение поля моды, l — условный номер моды, k_0 — волновое число вакуума. Выражение (1) будем рассматривать как соотношение, связывающее искомую функцию $\mathrm{Im}\varepsilon(y)$ со спектром мнимых частей постоянных распространения мод, которые могут быть экспериментально измерены [9]. При этом функция $\mathrm{Re}\,\varepsilon(y)$, определяющая величины $\mathrm{Re}\beta_l$ и поля $Y_l(y)$, предполагается предварительно восстановленной. Для восстановления функции $\mathrm{Im}\varepsilon(y)$ представим ее в виде разложения по некоторому набору линейно независимых функций $\varphi_n(y)$:

$$\mathrm{Im}\varepsilon(y) = \sum_{n=1}^{M} a_n\varphi_n(y). \qquad (2)$$

Неизвестные амплитуды a_n могут быть найдены методом наименьших квадратов [11]. Предполагая, что измеренные значения $\mathrm{Im}\beta_l$ являются равноточными, составим сумму

$$I = \sum_{l=1}^{M}\Big[\mathrm{Im}\beta_l - k_0^2 \int\limits_0^d Y_l^2(y) \sum_{n=1}^{M} a_n\varphi_n(y)dy\Big(2\mathrm{Re}\beta_l \int\limits_{-\infty}^{\infty} Y_l^2(y)dy\Big)^{-1}\Big]^2. \qquad (3)$$

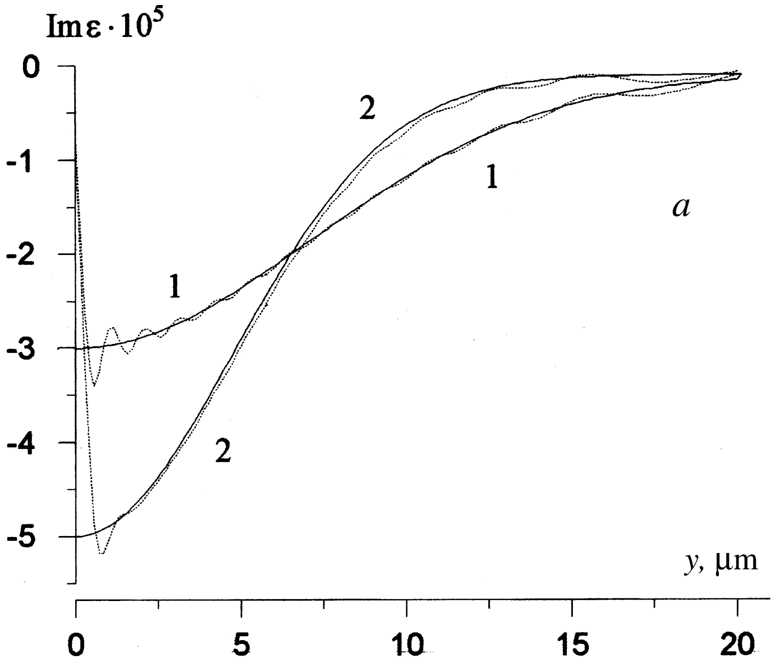
Условия минимума I составляют алгебраическую систему

$$\sum_{j=1}^{M} \alpha_{ij}a_j = b_i \qquad (i = 1, 2, \dots, M), \qquad (4)$$

где

$$\alpha_{ij} = \sum_{k=1}^{M} C_{ki}C_{kj}, \quad C_{ki} = k_0^2 \int\limits_0^d Y_k^2(y)\varphi_i(y)dy\Big(2\mathrm{Re}\beta_k \int\limits_{-\infty}^{\infty} Y_k^2(y)dy\Big)^{-1},$$

$$b_i = \sum_{k=1}^{M} \mathrm{Im}\beta_k C_{ki}.$$

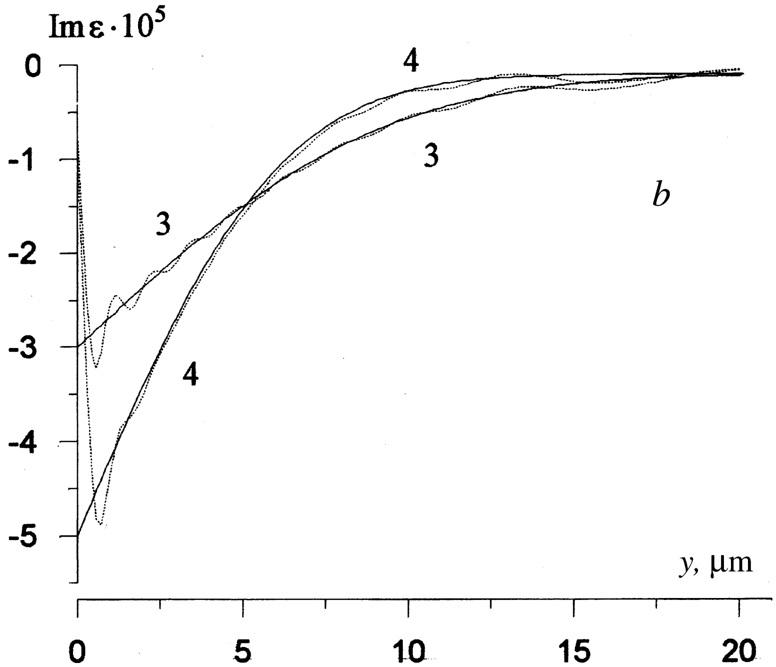


Восстановление функций Im$\varepsilon(y)$. Точные функции — сплошные кривые; восстановленные — штриховые, *a* соответствует распределению (*6*), *b* — распределению (*7*), *1*, *2* — $\gamma = 2.0$ и $\gamma = 3.0$, *3*,*4* — $\eta = 2.0$ и $\eta = 3.0$.

При решении рассматриваемой обратной задачи важную роль играет выбор функций $\varphi_n(y)$, поскольку он определяет меру обусловленности системы (4) [12]. Из известных наборов функций, применяемых в теории возмущений для оптических волноводов [10,13–15], в настоящей работе исследованы три набора, а именно: четные тригонометрические функции $\cos(n\pi y d^{-1})$ с периодом $2d$; поля волноводных мод $Y_l(y)$, а также квадраты этих полей $Y_l^2(y)$.

Численные расчеты были проведены для волноводов с профилями диэлектрической проницаемости $\varepsilon(y)$, имеющими максимальные значения на поверхности волновода. Распределения $\varepsilon(y)$ задавались в виде

$$\varepsilon(y) = \varepsilon_s + \mathrm{Re}\Delta\varepsilon_0 F(y) + i\mathrm{Im}\Delta\varepsilon_0 f(y). \qquad (5)$$



(*Продолжение рисунка*).

Здесь $\Delta\varepsilon_0$, ε_s — соответственно приращение диэлектрической проницаемости на поверхности волновода и диэлектрическая проницаемость его подложки. Для расчетов были взяты распределения $\varepsilon(y)$ с монотонными функциями $F(y)$ и $f(y)$ двух видов:

$$F(y) = F_1(y) = \exp\Big(-(\alpha y d^{-1})^2\Big),\ f(y) = f_1(y) = \exp\Big(-(\gamma y d^{-1})^2\Big), \quad (6)$$

$$F(y) = F_2(y) = 1 - \mathrm{erf}(\sigma y d^{-1}),\ \ f(y) = f_2(y) = 1 - \mathrm{erf}(\eta y d^{-1}), \quad (7)$$

соответствующих диффузионным технологиям [3]. Расчеты выполнены при $\varepsilon_s = 2.25 - i1 \cdot 10^{-6}$, $k_0 d = 200$, $\alpha = 2$, $\sigma = 2$, $\mathrm{Re}\Delta\varepsilon_0 = 0.1$ и различных γ и η. При указанных значениях число направляемых мод равнялось двенадцати для распределения (6) и девяти для распределения (7). Отыскание $\mathrm{Im}\beta_l$ осуществлялось методом контурного интегрирования [16].

В результате вычислительных экспериментов по восстановлению $\mathrm{Im}\,\varepsilon(y)$, при использовании строго рассчитанных значений $\mathrm{Im}\beta_l$ получено, что тригонометрический ряд дает наиболее адекватное восстановление $\mathrm{Im}\,\varepsilon(y)$. Однако оказалось, что наличие шума в задании $\mathrm{Im}\beta_l$ приводит к существенной неустойчивости соответствующих результатов восстановления. Это указывает на то, что система (4) в случае тригонометрических функций плохо обусловлена. Использование в разложении (2) полей и квадратов полей мод рассматриваемого волновода привело к матрицам α_{ij} системы (4) с преобладающими диагональными элементами. В результате восстановление $\mathrm{Im}\varepsilon(y)$ оказалось устойчивым к шумам величин $\mathrm{Im}\beta_l$. При этом наиболее приемлемые результаты были получены при использовании квадратов полей мод. О точности восстановления $\mathrm{Im}\varepsilon(y)$ в последнем случае позволяет судить рисунок. Из рисунка видно, что графики восстановленных функций представляют собой кривые, колеблющиеся около графиков точных функций $\mathrm{Im}\varepsilon(y)$. Максимальные отклонения восстанавливаемой функции от точной наблюдаются вблизи поверхности волновода. Эти отклонения объясняются тем, что поля мод в соответствующей области близки к нулю. Расчеты показали, что увеличение толщины волновода d (увеличение числа мод) ведет к росту частоты колебаний восстанавливаемой функции и уменьшению их амплитуды. Однако существенная погрешность восстановления $\mathrm{Im}\varepsilon(y)$ вблизи поверхности волновода сохраняется.

Список литературы

[1] *Hosain S., Meunier J.P., Bourillot E., De Fornel F., Goudonnet J.P.* // Fiber and Integr. Opt. 1995. V. 14. N 1. P. 89–107.

[2] *White J.M., Heidrich P.F.* // Appl. Optics. 1976. V. 15. N 1. P. 151.

[3] *Воитенков А.И., Могилевич В.Н.* // Квантовая электроника. Т. 10. № 10. С. 2128.

[4] *Preude W., Sharma A.* // J. Lightwave Technology. 1985. V. 3. N 3. P. 628.

[5] *Сотский А.Б., Хомченко А.В., Сотская Л.И.* // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 10. С. 1591–1604.

[6] *Helms J., Schmidtchen J., Schuppert D., Petermann K.* // J. Lightwave Technology. 1990. V. 8. N 5. P. 625.

[7] *Артеменко О.Л., Литвинович Г.В., Матченя В.К.* // Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Сборник. Минск, 1991. С. 22–28.

[8] *Хомченко А.В., Глазунов Е.В., Примак И.У.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 24. С. 11–17.
[9] *Сотский А.Б., Романенко А.А., Хомченко А.В., Примак И.У.* // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 6. С. 687–695.
[10] *Маркузе Д.* Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 с.
[11] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. М.: Наука, 1973. 831 с.
[12] *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 285 с.
[13] *Шевченко В.В.* // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. № 5. С. 849–864.
[14] *Шевченко В.В.* // Дифференциальные уравнения. 1979. Т. 15. № 11. С. 2004–2020.
[15] *Интегральная* оптика / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978. 344 с.
[16] *Романенко А.А., Сотский А.Б.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 4. С. 88–95.