

О возможности восстановления профиля коэффициента поглощения неоднородного планарного оптического волновода

А.А. РОМАНЕНКО

Институт прикладной оптики НАН Беларуси,
Могилев 212793, Б.Бирюли, 11
Tel./Факс (222)264649
E-mail: ipo@physics.belpak.mogilev.by

Восстановление функции профиля диэлектрической проницаемости планарного оптического волновода $\varepsilon(y)$ представляет значительный практический интерес [1]. В настоящее время предложен ряд методов, позволяющих восстановить распределение $\text{Re}\varepsilon(y)$ [2–6]. В тоже время вопросы восстановления $\text{Im}\varepsilon(y)$ 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 $\text{Im}\varepsilon$ 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 $\text{Im}\varepsilon$ от y существенна, этот подход не пригоден.

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

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

$$\text{Im}\beta_l = k_0^2 \int_0^d Y_l^2(y) \text{Im}\varepsilon(y) dy (2\text{Re}\beta_l \int_{-\infty}^{\infty} Y_l^2(y) dy)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $l = 1, 2, \dots, M$, M — число направляемых мод, $\beta_l = \text{Re}\beta_l + i\text{Im}\beta_l$ — комплексные постоянные распространения мод ТЕ — 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 $\text{Im}\varepsilon(y)$ со спектром мнимых частей постоянных распространения мод, которые могут быть экспериментально измерены [9]. При этом функция $\text{Re}\varepsilon(y)$, определяющая величины $\text{Re}\beta_l$ и поля $Y_l(y)$, предполагается предварительно восстановленной. Для восстановления функции $\text{Im}\varepsilon(y)$ представим ее в виде разложения по некоторому набору линейно-независимых функций $\varphi_n(y)$:

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

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

$$I = \sum_{n=1}^M [\text{Im}\beta_l - k_0^2 \int_0^d Y_l^2(y) \sum_{n=1}^M a_n \varphi_n(y) dy (2\text{Re}\beta_l \int_{-\infty}^{\infty} Y_l^2(y) dy)^{-1}]^2 \quad (3)$$

Условия минимума I составляют алгебраическую систему

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

где $\alpha_{ij} = \sum_{k=1}^M C_{ki} C_{kj}$, $C_{ki} = k_0^2 \int_0^d Y_l^2(y) \varphi_i(y) dy (2\text{Re}\beta_k \int_{-\infty}^{\infty} Y_l^2(y) dy)^{-1}$, $b_i = \sum_{k=1}^M \beta_k C_{ki}$.

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

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

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

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

$$F(y) = F_2(y) = \text{erf}(-(\sigma y d^{-1})^2), \quad f(y) = f_2(y) = \text{erf}(-(\eta y d^{-1})^2), \quad (7)$$

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

В результате вычислительных экспериментов по восстановлению $\text{Im}\varepsilon(y)$, при использовании строго рассчитанных значений $\text{Im}\beta_l$, получено, что тригонометрический ряд дает наиболее адекватное восстановление $\text{Im}\varepsilon(y)$. Однако оказалось, что наличие шума в задании $\text{Im}\beta_l$ 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

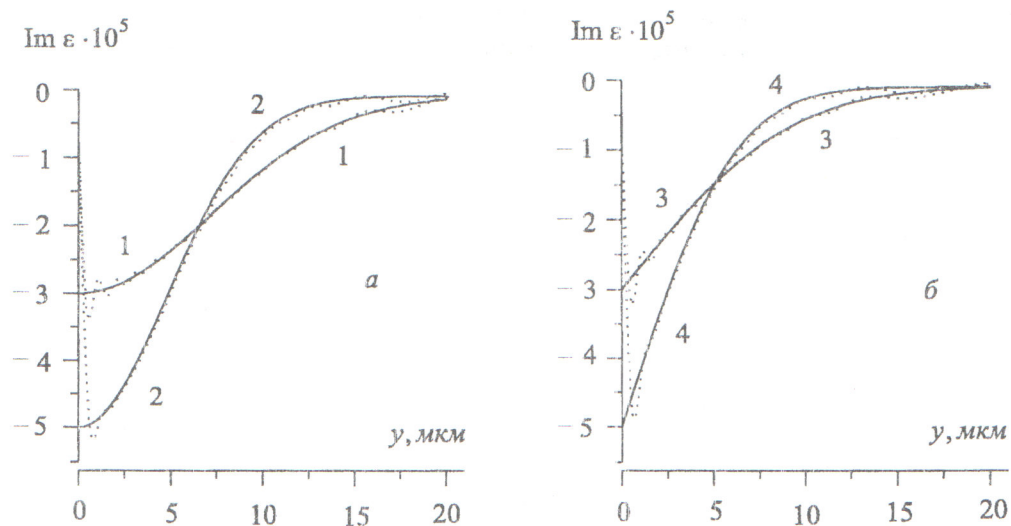


Рис. 1. Восстановление функций $\text{Im}\epsilon(y)$. Точные функции — сплошные кривые; восстановленные — штриховые, *a* соответствует распределению (6), *б* — распределению (7), кривые 1 и 2 соответствуют $\gamma = 2.0$ и $\gamma = 3.0$, кривые 3 и 4 соответствуют $\eta = 2.0$ и $\eta = 3.0$.

полей мод рассматриваемого волновода привело к матрицам α_{ij} системы (4) с преобладающими диагональными элементами. В результате восстановление $\text{Im}\epsilon(y)$ оказалось устойчивым к шумам величин $\text{Im}\beta_l$. При этом наиболее приемлемые результаты были получены при использовании квадратов полей мод. О точности восстановления $\text{Im}\epsilon(y)$ в последнем случае позволяет судить рисунок.

Из рисунка видно, что графики восстановленных функций представляют собой кривые, колеблющиеся около графиков точных функций $\text{Im}\epsilon(y)$. 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 $\text{Im}\epsilon(y)$ вблизи поверхности волновода сохраняется.

Abstract. An algorithm of reconstruction of profile of the imaginary part of permittivity of a nongomogeneous planar optical waveguide is proposed. It is based on processing an information about a spectrum of of imaginary parts of propagation constans of guided modes. The examples illustrating an efficiency of the approach are presented.

Литература

- [1] S.Hosain, J.P.Meunier, E.Bourillot, F.De Fornel, J.Goudonnet // Fiber and Integr. Opt. 1995. V.14. N1. P.89-107.
- [2] J.M.White, P.F.Heidrich // Appl. Optics. 1976. V.15. N1. p.151.
- [3] А.И.Воитенков, В.Н.Могилевич // Квантовая электроника. 1983. т.10. N10. с. 2126.
- [4] W.Preude, A.Sharma // J.Lightwave Technology. 1985. V.3. N3. P.628.

- [5] А.Б.Сотский, А.В.Хомченко, Л.И.Сотская // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. N10. с. 1591–1604.
- [6] J.Helms, J.Schmidtchen, D.Schuppert, K.Petermann, // J. Lightwave Technology. 1990. V.8. N5. P.625.
- [7] О.Л.Артеменко, Г.В.Литвинович, В.К.Матченя, // Сб. Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Минск, 1991. с.22–28.
- [8] А.В.Хомченко, Е.В.Глазунов, И.У.Примак // Письма в ЖТФ. 1999. т.25. вып.24. с.11–17.
- [9] А.Б.Сотский, А.А.Романенко, А.В.Хомченко, И.У.Примак // Радиотехника и электроника. 1999. т.44. N 6. с.687–695.
- [10] Д.Маркузе, Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576с.
- [11] Г.Корн, Т.Корн, Справочник по математике. М.: Наука, 1973. 831с.
- [12] А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин, Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 285с.
- [13] В.В.Шевченко // Радиотехника и электроника. 1986. т.31. N 5. с.849–864.
- [14] В.В.Шевченко // Дифференциальные уравнения. 1979. т.15. N 11. с.2004–2020.
- [15] *Интегральная оптика*, Под редакцией Т. Тамира. М.: Мир, 1978. 344с.
- [16] А.А.Романенко, А.Б.Сотский // ЖТФ. 1998. т.68. N 4. с.88–95.