

УДК 517: 519.6: 535+537.8: 621.37

ОСОБЕННОСТИ РАЗРАБОТКИ АЛГОРИТМОВ И ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕРЕГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

А. А. Егоров¹, А. В. Ставцев²

Описаны алгоритмы и программы, позволяющие рассчитывать дисперсионные зависимости и поля для различных направляемых и излучательных ТЕ- и ТМ-мод симметричных и несимметричных интегрально-оптических волноводов в системе визуального программирования Delphi. Приведены графики дисперсионных зависимостей ТЕ- и ТМ-мод регулярного планарного интегрально-оптического волновода, графики полей излучательных ТЕ-мод подложки и графики полей электромагнитного излучения, рассеянного в нерегулярном трехмерном интегрально-оптическом волноводе.

Ключевые слова: волновод, типы мод, дисперсионное соотношение, нерегулярности, волноводное рассеяние, численное моделирование.

1. Введение. Одной из проблем, решение которых имеет ключевое значение для развития нанотехнологий в интегральной оптике и волноводной оптоэлектронике, является трехмерная задача волноводного рассеяния света [1–25]. Решение данной проблемы позволяет, например, точнее учесть влияние нерегулярностей структуры на характеристики оптических интегральных схем [17, 20–25]. Кроме того, рассеяние лазерного излучения в волноводе является одним из важнейших лимитирующих факторов достижения предельной чувствительности интегрально-оптических сенсоров [26–28]. Эти исследования также актуальны и важны для проектирования оптимизированных устройств, связывающих оптические волноводные фильтры, дефлекторы, линзы и др. с металлодиэлектрическими волноводами, поддерживающими поверхностные плазмоны [29–34].

Ранее нами были рассмотрены возможности системы визуального программирования Delphi для численного изучения распространения направляемых мод в трехслойных интегрально-оптических волноводах, а также явления излучения электромагнитных волн из волноводов, поддерживающих моды излучения подложки [35, 36].

В настоящей статье описаны алгоритмы и программы, позволяющие рассчитывать в системе визуального программирования Delphi основные характеристики излучения рассеянного в интегрально-оптических волноводах с трехмерными нерегулярностями. Приведены некоторые результаты расчетов.

2. Объект исследования. Объект исследования — нерегулярные диэлектрические и, в частности, оптические волноводы с трехмерными нерегулярностями (рис. 1). Нерегулярный волновод — это волновод, у которого неровные границы раздела сред, образующих волновод, и/или неоднородная структура этих сред.

На рисунке введены следующие обозначения: n_1 — показатель преломления воздуха; n_2 — показатель преломления волноводного слоя; n_3 — показатель преломления подложки; h — толщина волноводного слоя; x, y, z и x', y', z' — координаты точки наблюдения и координаты точки, где расположена неоднородность волноводного слоя; \mathbf{r} — радиус-вектор точки наблюдения; $x_{\text{up}}, x_{\text{down}}, l_y$ и l_z задают размеры неоднородной области.

Примеры плавных (в масштабе длины волны λ_0 электромагнитного излучения) “нерегулярностей” устройства сопряжения, связывающие различные элементы интегрально-оптического процессора, а также, например, такие элементы оптических интегральных схем, как призмы и линзы (типа волноводной обобщенной линзы Лунеберга).

Примеры статистических нерегулярностей: неровности (шероховатости) границ раздела сред, образующих волновод, а также неоднородность показателя преломления сред, образующих волновод.

¹ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, 119991, Москва; ведущий науч. сотр., e-mail: yegorov@kapella.gpi.ru

² Российский университет дружбы народов, факультет физико-математических и естественных наук, ул. Миклухо-Маклая, д. 6, 117198, Москва; аспирант, e-mail: astavtsev@gmail.com

Примеры резких (в масштабе длины волны λ_0) нерегулярностей: локальная (уединенная типа ступеньки/канавки/полоски) нерегулярность, например неоднородность показателя преломления волноводного слоя; неровность поверхности пленки/подложки в виде ступеньки/канавки/полоски.

3. Основополагающие соотношения. Методы исследования. Уравнения Максвелла для электромагнитного поля в случае непоглощающей неоднородной линейной изотропной среды (в отсутствие токов и зарядов) в метрической системе СИ сводятся к уравнениям

$$\text{rot } \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость среды, $\mu = \mu_r \mu_0$ — магнитная проницаемость среды, ε_r и μ_r — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно (в немагнитной среде полагается $\mu_r = 1$), ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные соответственно, $\omega \sqrt{\mu \varepsilon} = nk_0$, n — показатель преломления среды (здесь и далее — слоя рассматриваемой многослойной интегрально-оптической структуры), ν — частота электромагнитного поля, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $\omega = 2\pi\nu$, \mathbf{E} и \mathbf{H} — векторы напряженностей электрического и магнитного полей.

При составлении уравнений (1) учтено, что для линейной изотропной среды справедливы следующие соотношения: $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, где \mathbf{D} — вектор электрической индукции и \mathbf{B} — вектор магнитной индукции.

Из уравнений (1) можно получить уравнение, описывающее поле $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(\mathbf{r})$ в оптическом волноводе с произвольными трехмерными нерегулярностями, которое в декартовых координатах имеет вид

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left(\mathbf{E} \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \right) + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

где $\nabla^2 = \Delta$ — лапласиан.

Рассматривается случай распространения в нерегулярном волноводе вдоль оси z первой четной (фундаментальной) TE_0 -моды (Transverse Electric) с компонентами E_{0y} , H_{0x} , H_{0z} ; в дальнейшем нижний индекс “0” у компонент поля направляемой моды опустим. Распространение других типов мод исследуется аналогично.

Если пренебречь рассмотрением возникающих при рассеянии поляризационных эффектов, то можно упростить трехмерное векторное уравнение (2). Для этого надо потребовать, чтобы относительное изменение диэлектрической проницаемости на расстоянии одной длины волны было много меньше единицы. Это условие часто выполняется в оптических средах. В этом случае деполяризационный член $\nabla \left(\frac{E \nabla \varepsilon}{\varepsilon} \right)$ в уравнении много меньше двух других (его отношение к любому из них по порядку величины равно примерно $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}$, где $\Delta \varepsilon$ — величина отклонения относительной диэлектрической проницаемости от среднего значения ε). Следовательно, при $\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \ll 1$ точное трехмерное векторное уравнение (2) можно заменить

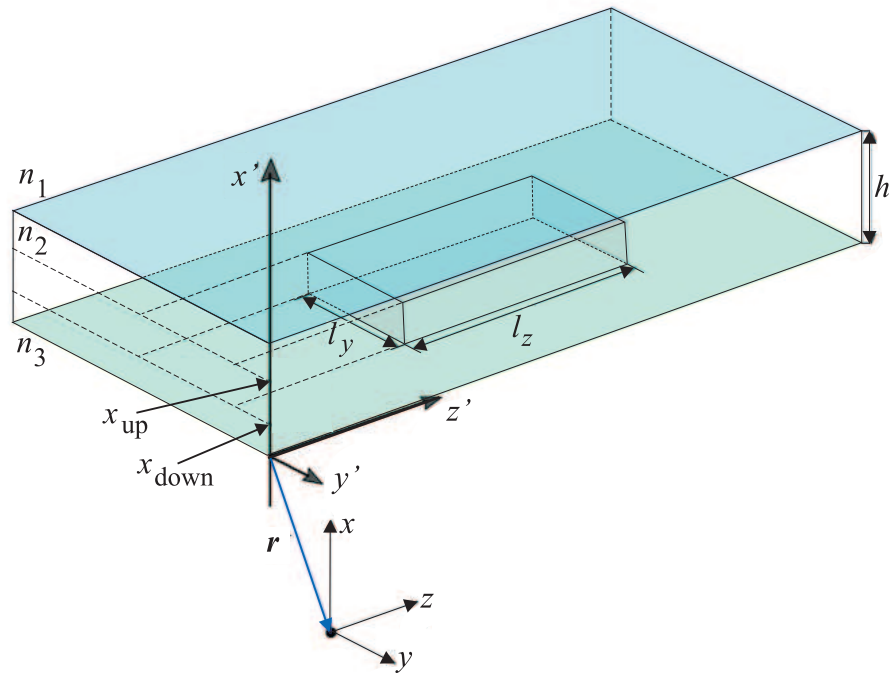


Рис. 1. Геометрия задачи, иллюстрирующая рассеяние лазерного излучения в нерегулярном интегрально-оптическом волноводе

приближенным волновым векторным уравнением

$$\Delta \mathbf{E} + n^2 k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

которое справедливо для каждой декартовой компоненты вектора электрического поля. Для основной ТЕ-моды, распространяющейся вдоль оси z при условии $\frac{\partial E}{\partial y} = 0$, векторное волновое уравнение (3) принимает хорошо известный скалярный вид

$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + n^2 k^2 E_y = 0$, где $n^2(x, z) = n_m^2 + \Delta n_m^2(x, z)$, n_m^2 описывает регулярные свойства соответствующей среды волновода (принимает значения n_1 , n_2 или n_3 соответственно: 1 — покровный слой, 2 — волноводный слой, 3 — подложка), а добавка $\Delta n_m^2(x, z)$ описывает нерегулярности структуры волновода (как неровности границ раздела сред волновода, так и неоднородности показателя преломления в каждом m -м слое волновода). Для применения на практике при исследовании возмущений величина Δn_m^2 не обязательно должна быть величиной малого порядка. Достаточно, чтобы область, в пределах которой эта добавка отличается от нуля, была достаточно узкой [7].

Произвольное распределение поля, например E_y для ТЕ₀-моды, планарного интегрально-оптического волновода представим в виде разложения в ряд и интеграл по ортогональному набору базисных функций [7, 9–11, 18–21]:

$$E_y = \sum_{\nu} c_{\nu}(z; \rho) E_{\nu y}(x, z; \rho) + \sum_1 \int_0^{\infty} q(z; \rho) E_y(x, z; \rho) d\rho. \quad (4)$$

Здесь первая сумма описывает все четные и нечетные ТЕ-моды, а комбинация из суммы (в общем случае — по четным и нечетным модам излучения) и интеграла описывает все моды излучения. В выражении (4) индекс суммирования ν меняется от 0 до $+\infty$; c_{ν} — коэффициенты разложения направляемых мод $E_{\nu y}$; q — эффективная амплитуда рассеяния ТЕ-мод, определяемая как коэффициент разложения поля по всем модам излучения E_y ; ρ и β — поперечная и продольная составляющие постоянных распространения мод излучения (вдоль осей x и z соответственно), $\rho^2 = (k_0 n_m)^2 - \beta^2$, n_m — показатель преломления соответствующего слоя многослойного оптического волновода. В данном случае для анализа распространения направляемых мод вдоль оси z и их рассеяния используется полная ортогональная система направляемых мод и мод излучения регулярного волновода, что приводит к уравнениям связанных мод [7, 9–11].

Аналогично (4) имеем для ТМ-мод (Transverse Magnetic):

$$H_y = \sum_{\nu} d_{\nu} H_{\nu y} + \sum_0 \int_0^{\infty} p(\rho) H_y(\rho) d\rho. \quad (5)$$

Коэффициенты разложения c_{ν} , $q(\rho)$, d_{ν} и $p(\rho)$ в выражениях (4) и (5) находятся с помощью соотношений ортогональности [7, 9–11].

В случае 3D-нерегулярностей любое распределение поля интегрально-оптического волновода представим в виде разложения по всем возможным модам плоского волновода по ортогональному набору базисных функций $E_{\nu y}$ и $E_{\beta y}$ [7, 9–11, 18–22]:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \sum_{\nu} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\nu}(z; \beta_y) E_{\nu y}(x, z; \beta) e^{-i\beta_y y} d\beta_y + \int_{-\infty}^{+\infty} d\beta_y \int_{-\beta_3}^{+\beta_3} q(\beta, \beta_y) E_{\beta y}(x, z; \beta) e^{-i\beta_y y} d\beta. \quad (6)$$

Здесь c_{ν} — коэффициенты разложения направляемых мод $E_{\nu y}$; q — эффективная амплитуда рассеяния ТЕ-мод, определяемая как коэффициент разложения поля по всем модам излучения $E_{\beta y}$; коэффициенты разложения c и q находятся с помощью соотношений ортогональности; ρ и β — поперечная и продольная составляющие постоянных распространения мод излучения (вдоль осей x и z соответственно): $\rho^2 + \beta^2 = (k_0 n)^2$.

Решение трехмерного уравнения (2) в виде (6) получено с помощью метода Фурье разделения переменных и метода функций Грина в первом приближении теории возмущений [20–22]. Кратко можно представить последовательность нахождения поля излучения вне нерегулярного волновода в следующем виде. Сначала получаем из векторного уравнения (2) в первом приближении неоднородное волновое уравнение с возмущением в виде источника в правой части, где “источником” в правой части неоднородного уравнения по сути является интенсивность моды, падающей на нерегулярный участок волновода. Решение этого неоднородного волнового уравнения ищется с помощью метода функций Грина в виде свертки

некоторой трехмерной функции Грина с выражением для источника [20–22]. Для вывода аналитического выражения искомой функции Грина использованы метод разделения переменных Фурье и метод мод, а также такие хорошо известные в математике и математической физике понятия, как дельта-функция Дирака, комплексно-сопряженная функция и ортонормированность базисных функций (ТЕ- и ТМ-мод регулярного планарного волновода). Для анализа полученного выражения функции Грина используется диаграмма со спектрами постоянных распространения направляемых мод и мод излучения нерегулярного несимметричного волновода. Входящие в функции Грина контурные интегралы вычисляются в случаях распространяющихся и затухающих мод излучения с помощью интегрирования по методу вычетов, при этом используется свойство симметрии функции Грина.

В результате можем записать выражение для поля излучения E_s^{out} вне волновода (в отсутствие шума) в следующем виде [20]:

$$E_s^{\text{out}}(x, y, z) = \frac{ik_0^2 \bar{n}_m^2}{2} \int_{-L_y/2}^{+L_y/2} dy' \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(\beta_{0y}-\beta)y'} \times \quad (7)$$

$$\times E_{\beta y}^*(x', z') \beta^{-1} E_{\beta y}(x, z) \Delta n_m^2(x', y', z') E_{0y}(x', z') \frac{\sin(\beta_y y)}{\beta_y y} d\beta,$$

где x, y, z и x', y', z' — координаты точки наблюдения и координаты точки, в которых расположена нерегулярность, например, волноводного слоя; функция Δn_m^2 задает неоднородность волноводного слоя; \bar{n}_m^2 — среднее значение показателя преломления волноводного слоя; $E_{\beta y}$ — напряженность поля излучательных ТЕ-мод подложки; E_{0y} — напряженность поля направляемой ТЕ-моды волновода; β и β_y — продольные составляющие постоянных распространения мод излучения (вдоль осей z и y соответственно).

Для подробного знакомства с проблемами, возникающими при трехмерном векторном рассмотрении исходной задачи, рекомендуем работы [7, 9–11, 18–25] и цитированную там литературу.

4. Численный эксперимент. На следующем этапе решения поставленной задачи самым важным является поиск метода численного исследования полученной системы уравнений. Для выбора наиболее оптимальных путей численного исследования авторы сравнили возможности нескольких математических пакетов и языков программирования [35]. Из доступных языков программирования под Windows мы выбрали язык Паскаль в системе визуального программирования Delphi [37, 38] в связи с тем, что в системе Delphi

- доступны дополнительные компоненты, позволяющие строить графики и поверхности;
- доступны математические библиотеки и реализации численных методов;
- удобная среда разработки и отладки;
- доступна обширная русскоязычная документация и др.

4.1. Цели численного эксперимента. Сформулируем основные цели вычислительного эксперимента:

— рассчитать и построить дисперсионные зависимости ТЕ- и ТМ-мод для выбранных типов волноводов;

— для разных наборов входных параметров задачи провести серии вычислений значений рассеянного в нерегулярном волноводе поля излучения (7); примерами таких параметров могут служить, например, $n_{c,f,s}$, γ , положения и амплитуды локальной неоднородности показателя преломления волноводного слоя, γ — коэффициент фазового замедления (эквивалентный показатель преломления волновода как среды, в которой распространяется электромагнитная волна; показывает во сколько раз скорость распространения волны в вакууме больше скорости распространения волны в волноводе); здесь индексы c, f и s обозначают среды волновода 1, 2 и 3 соответственно;

— по вычисленным амплитудно-фазовым зависимостям построить профили полей (диаграммы) $E(x)$, $E(y)$ и $E(z)$;

— проанализировать влияние исходных параметров на вид диаграмм.

4.2. Структура программы. Структуру программы можно представить в следующем виде:

— служебные функции: определяют события, совершаемые графическими элементами управления программой; задают начальные значения параметров; управляют процессом отображения графиков и сохранением данных в файл;

— алгоритмизованное представление функций, входящих в состав подынтегрального выражения четырехкратного повторного интеграла (7);

— функции, вычисляющие непосредственно численные значения четырехкратного повторного интеграла методом Симпсона.

Четырехкратный повторный интеграл в (7) можно представить как суперпозицию четырех вложенных функций, зависящих от интервала интегрирования и значений аргументов от вышестоящих интегралов:

$$\begin{aligned} E_s^{\text{out}}(x, y, z) &= \frac{ik_0^2 \bar{n}_m^2}{2} I_y(y_1, y_2, x_1, x_2, z_1, z_2, \beta_1, \beta_2, \beta_y) = \frac{ik_0^2 \bar{n}_m^2}{2} \int_{y_1}^{y_2} I_x(y, x_1, x_2, z_1, z_2, \beta_1, \beta_2, \beta_y) dy' = \\ &= \frac{ik_0^2 \bar{n}_m^2}{2} \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} I_z(y, x, z_1, z_2, \beta_1, \beta_2, \beta_y) dx' dy' = \frac{ik_0^2 \bar{n}_m^2}{2} \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \int_{z_1}^{z_2} I_\beta(y, x, z, \beta_1, \beta_2, \beta_y) dz' dx' dy'. \end{aligned} \quad (8)$$

4.3. Общая структура алгоритма. Для заданного значения толщины h волноводного слоя из дисперсионной зависимости $\gamma = \gamma(h)$ рассчитывается соответствующее значение коэффициента фазового замедления γ . Вычисляются значения напряженности полей $E_{\beta y}$ излучательных ТЕ-мод подложки. Для излучательных мод отсутствует дисперсионное соотношение, которое приводит к дискретным значениям величины γ , поэтому в расчетах надо выбирать величину ρ_s (см. ниже) в качестве независимой непрерывной переменной. В случае если аргумент x' попадает в ε -окрестность границы раздела двух сред, необходимо проверить выполнение граничных условий. Четырехкратный повторный интеграл в выражении (7) представляется как суперпозиция четырех вложенных функций, зависящих от интервала интегрирования и значений аргументов от вышестоящих интегралов (8). Далее выполняется последовательное численное интегрирование методом Симпсона по переменным $\{\beta, x', y', z'\}$. Полученное значение отображается на графическом компоненте.

4.4. Вычисление дисперсионных зависимостей. Для расчетов использовалось хорошо известное представление дисперсионного соотношения в тригонометрическом виде

$$\chi h = \text{arctg} \frac{\rho}{\chi} + \text{arctg} \frac{\eta}{\chi} + (p-1)\pi, \quad (9)$$

где $\chi = k_0 \sqrt{n_2^2 - \gamma^2}$ — вертикальная составляющая (при $-h < x < 0$) постоянной распространения $k_0 n_2$ направляемой ТЕ-моды вдоль оси z ; h — толщина волноводного слоя; $\rho = k_0 \sqrt{\gamma^2 - n_1^2}$ — вертикальная составляющая постоянной распространения направляемой ТЕ-моды при $x > 0$ (полагается, что нуль оси x находится на границе “волноводный слой (пленка)–воздух”); $\eta = k_0 \sqrt{\gamma^2 - n_3^2}$ — вертикальная составляющая постоянной распространения направляемой ТЕ-моды при $x < -h$; p — целое число, $p = 1, 2, \dots$ (при $p = 1$ из (1) получается дисперсионное соотношение для ТЕ₀-моды (фундаментальной ТЕ-моды)).

4.5. Вычисление поля излучательных ТЕ-мод планарного регулярного волновода. Поле излучательных ТЕ-мод подложки планарного идеального волновода задавалось в виде [7–11, 35, 36]

$$\begin{aligned} |E_y(x; \gamma)| &= \left\{ \frac{4\omega\mu_0\rho_f^2\rho_s^2 P_0}{\pi|\beta|k_0^2(n_2^2 - n_1^2) [\rho_s^2 + [\rho_f^2 - \rho_s^2] \sin^2(\varphi_c - \rho_f h)]} \right\}^{1/2} \exp[-\rho_c(x-h)], \quad x > h, \\ |E_y(x; \gamma)| &= \left\{ \frac{4\omega\mu_0\rho_f^2 P_0}{\pi|\beta|(n_2^2 - n_1^2) [\rho_s^2 + [\rho_f^2 - \rho_s^2] \sin^2(\varphi_c - \rho_f h)]} \right\}^{1/2} \cos[\rho_f(x-h) + \varphi_c], \quad 0 < x < h, \\ |E_y(x; \gamma)| &= \left\{ \frac{4\omega\mu_0 P_0}{\pi|\beta|} \right\}^{1/2} \cos(\rho_s x + \varphi), \quad x < 0, \end{aligned}$$

где $\rho_c = k_0 \sqrt{\gamma^2 - n_1^2}$ при $x > h$; $\rho_f = k_0 \sqrt{n_2^2 - \gamma^2}$ при $0 < x < h$; $\rho_s = k_0 \sqrt{n_3^2 - \gamma^2}$ при $x < 0$; P_0 — мощность, переносимая волной по волноводу в направлении оси z через единицу его ширины (по оси y). В расчетах брали $P_0 = 1$ Вт/м; смысл величин φ_c и φ пояснен ниже.

Для выполнения граничных условий

$$(E_y^f)^2 (n_f^2 - \gamma^2) = (E_y^c)^2 (n_f^2 - n_c^2), \quad (E_y^s)^2 = (E_y^f)^2 \left[1 + \frac{n_f^2 - n_s^2}{n_s^2 - \gamma^2} \sin^2(\varphi_c - \rho_f h) \right]$$

при $x = h$ и $x = 0$ необходимо выполнение соотношений $\text{tg} \varphi_c = \frac{\rho_c}{\rho_f}$ и $\rho_s \text{tg} \varphi = \rho_f \text{tg}(\varphi_c - \rho_f h)$, где $2\varphi_c$ и 2φ — фазовые сдвиги, появляющиеся при полном внутреннем отражении на границах раздела пленка–подложка и пленка–воздух.

Важно отметить, что в данном случае отсутствует дисперсионное соотношение, которое приводит к дискретным значениям величины β , поэтому надо выбирать величину ρ_s в качестве независимой непрерывной переменной.

5. Расчет дисперсионных зависимостей. На рис. 2 представлены построенные в соответствии с выражением (9) дисперсионные зависимости $\gamma = \gamma(h)$ для первых пяти ТЕ- и ТМ-мод регулярного трехслойного планарного интегрально-оптического полистиролового волновода. Дисперсионные зависимости позволяют при заданном значении γ найти для выбранного типа направляемой моды (ТЕ или ТМ) соответствующее значение h , и наоборот.

6. Расчет зависимости амплитуды поля излучательных ТЕ-мод подложки от вертикальной координаты. Были рассчитаны зависимости амплитуды (модуля напряженности) поля излучательных ТЕ-мод подложки в средах, образующих регулярный трехслойный планарный волновод при фиксированной толщине волноводного слоя.

Как показал анализ полученных зависимостей, характер распределения поля при заданном изменении γ наиболее сильно изменяется в подложке, что и следовало ожидать, а также и в пленке, но в воздухе меняется мало. Это связано в основном с тем, что эти значения γ близки к величине n_3 и поле здесь сильнее проникает в подложку, чем при значениях γ в середине диапазона его изменения от n_3 до n_2 .

7. Исследование рассеяния основной ТЕ-моды интегрально-оптического волновода. Рассматривалось рассеяние основной ТЕ-моды на локальной неоднородности показателя преломления волноводного слоя, распределенной в некотором объеме с резкими границами. Тип нерегулярности можно модифицировать, например, путем изменения вида функции Δn_m^2 или положения нерегулярности в волноводе. Для упрощения расчетов полагалось, что неоднородности показателя преломления распределены в заданном объеме равномерно с единичной плотностью. Отсчет производится от точки $x = 0$, расположенной на границе раздела пленка-подложка. Относительная среднеквадратичная величина флуктуации неоднородности показателя преломления волноводного слоя оценивается как $\frac{\sqrt{\Delta n_2}}{n_2} = 78\%$.

На рис. 3 приведена зависимость амплитуды поля $E(x)$ ТЕ₀-моды внутри (для расчета использовалось уравнение (5)) и поля излучения $E_s(x)$ вне полистиролового интегрально-оптического волновода. Размеры неоднородности (x', y', z') : $4 \times 90 \times 90$ мкм. Параметры волновода: $\gamma = 1.51945$, $h = 0.30659$ мкм.

На рис. 4–9 приведены характерные профили поля излучения (зависимость амплитуды поля излучения от вертикальной координаты x) вне волноводного слоя для некоторой фиксированной координаты наблюдения вне волноводного слоя 2. Численным моделированием установлено, что изменение координат точки наблюдения влияет как на амплитуду, так и на фазу напряженности поля излучения вне волновода (аналогично тому, как изменяется вид поля на рис. 4 и 5).

Рис. 4–9 иллюстрируют влияние параметра γ , а также размеров неоднородности на зависимость $E(x, y, z) = E(a, y, b)$, где a и b — заданные в расчетах координаты.

Заметим, что на рис. 5–8 неоднородная область (неоднородная вставка) превышает толщину волно-

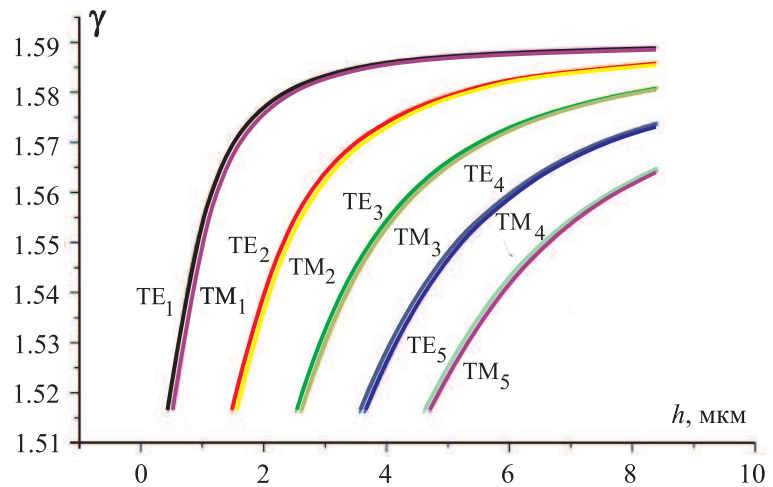


Рис. 2. Дисперсионные зависимости ТЕ- и ТМ-мод полистиролового волновода

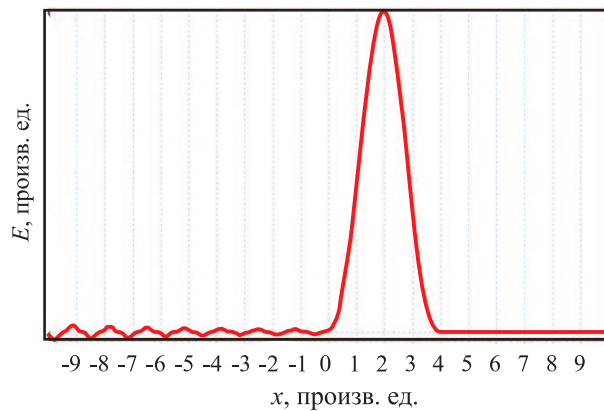


Рис. 3. Амплитуда поля $E(x)$ ТЕ₀-моды внутри и поля излучения $E_s(x)$ вне полистиролового интегрально-оптического волновода

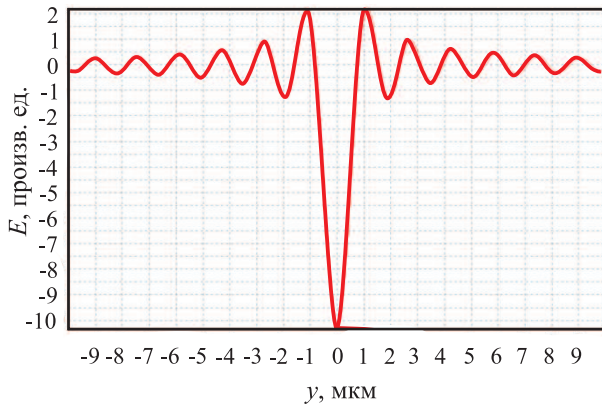


Рис. 4. Амплитуда поля излучения $E_s(y)$ вне волновода. Координаты точки наблюдения: $(x, y, z) = (-2, y, 5)$. Размеры неоднородности: (x', y', z') : $4 \times 100 \times 100$ мкм. Параметры волновода: $\gamma = 1.58828$, $h = 3.98955$ мкм

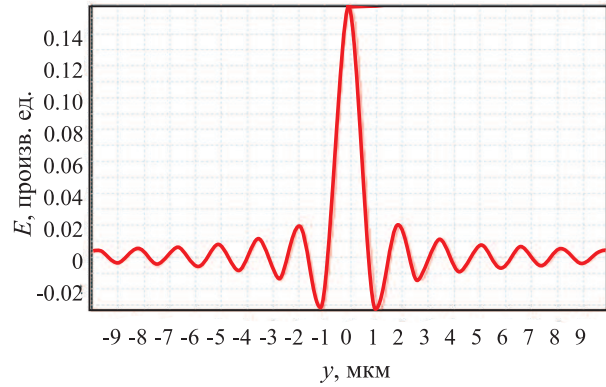


Рис. 5. Параметры волновода: $\gamma = 1.55976$, $h = 0.712565$ мкм. Размеры неоднородности: $5 \times 100 \times 100$ мкм (как на рис. 4)

водного слоя, т.е. здесь при интегрировании в соответствии с выражением (7) учитывался также вклад в диаграммы рассеяния, который давали экспоненциально затухающие при $x \leq 0$ и $x \geq h$ части поля ТЕ-моды.

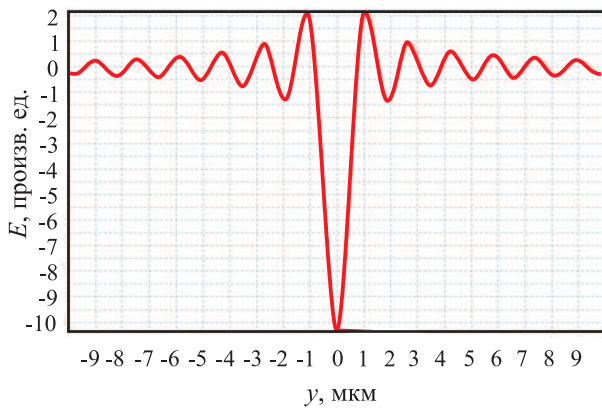


Рис. 6. Размеры неоднородности: $5 \times 48 \times 48$ мкм (как на рис. 5)

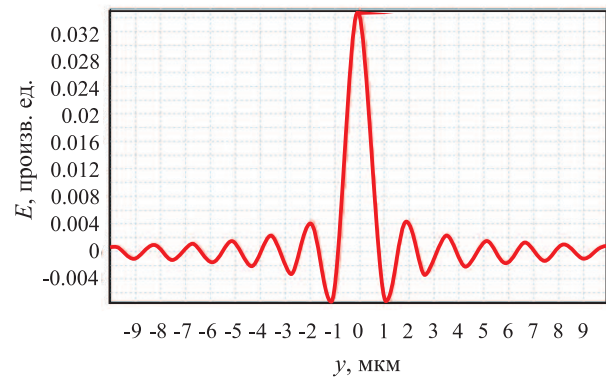


Рис. 7. Размеры неоднородности: $5 \times 45 \times 45$ мкм (как на рис. 6)

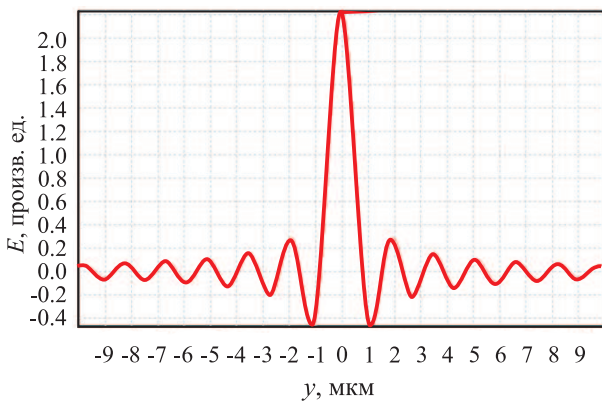


Рис. 8. Параметры волновода: $\gamma = 1.51946$, $h = 0.30981$ мкм (как на рис. 4)

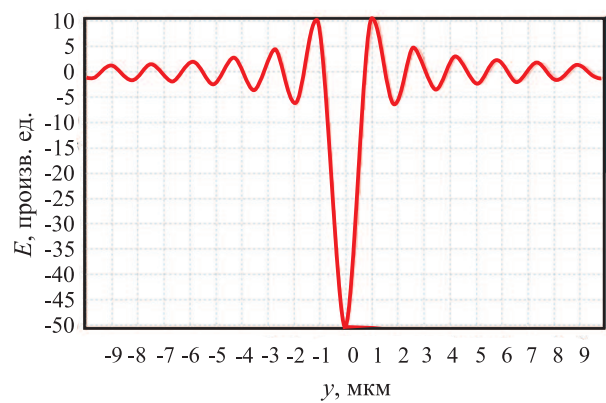


Рис. 9. Размеры неоднородности: $5 \times 100 \times 100$ мкм. Параметры волновода: $\gamma = 1.58892$, $h = 5.05539$ мкм (как на рис. 4)

Рис. 5–8 соответствуют случаю, когда неоднородность распределена в области, которая больше, чем толщина волноводного слоя 2. Для упрощения расчетов исследуемая неоднородная область и вне волноводного слоя характеризуется заданной для волноводного слоя величиной флуктуации неоднородности показателя преломления, хотя рассматриваемая нами модель волноводной неоднородности может быть усложнена в соответствии с требованиями эксперимента. Наблюдаемые на рис. 5–9 изменения амплитудно-фазовых характеристик диаграмм рассеяния несут информацию, которая может быть использована как для анализа параметров волноводных нерегулярностей, так и для разработки физических основ работы интегрально-оптического датчика, например рефлектометрического типа.

В результате численного исследования характеристик рассеянного в нерегулярном волноводе электромагнитного излучения обнаружено влияние коэффициента фазового замедления, размеров трехмерной неоднородности волноводного слоя и координат наблюдения на амплитуду и фазу напряженности поля излучения вне волновода.

8. Временные оценки. Количество точек разбиения по осям $\{\beta, x', y', z'\}$: $\beta = 10, x' = 10, y' = 10, z' = 10$. Количество точек построения графика — 100. Время построения диаграммы — 3 секунды.

Количество точек разбиения по осям $\{\beta, x', y', z'\}$: $\beta = 100, x' = 100, y' = 100, z' = 100$. Количество точек построения графика — 100. Время построения диаграммы — 8 часов (оценка).

9. Заключение. Приведено общее описание физической модели исследуемых явлений, численного эксперимента, структуры алгоритма и его программной реализации. Приведены результаты численных расчетов, дан их анализ. Расчеты производились на персональном компьютере со следующей конфигурацией: CPU Core 2 Duo E6750 2.66 ГГц, ОЗУ 2048 Мб.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кацеленбаум Б.З.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Наука, 1961.
2. *Дерюгин Л.Н., Марчук А.Н., Сотин В.Е.* Свойства плоских несимметричных диэлектрических волноводов на подложке из диэлектрика // Изв. Вузов. Радиоэлектроника. 1967. **10**, № 2. 134–142.
3. *Шевченко В.В.* Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, 1969.
4. *Дерюгин Л.Н., Марчук А.Н., Сотин В.Е.* Излучение с плоского диэлектрического волновода // Изв. Вузов. Радиоэлектроника. 1970. **13**, № 3. 309–315.
5. *Золотов Е.М., Киселев В.А., Сычугов В.А.* Оптические явления в тонкопленочных волноводах // Успехи физ. наук. 1974. **112**, № 2. 231–273.
6. *Гончаренко А.М., Дерюгин Л.Н., Прохоров А.М., Шипуло Г.П.* О развитии интегральной оптики в СССР // Журнал прикладной спектроскопии. 1978. **XXIX**, № 6. 987–997.
7. *Маркузе Д.* Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.
8. *Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамира.* М.: Мир, 1978.
9. *Содха М.С., Гхатак А.К.* Неоднородные оптические волноводы. М.: Связь, 1980.
10. *Унгер Х.Г.* Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980.
11. *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.
12. *Соллимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П.* Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989.
13. *Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митра.* М.: Мир, 1977.
14. *Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешиников А.Г.* Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991.
15. *Tsang L., Kong J.A., Ding K.H., Ao C.O.* Scattering of electromagnetic waves: numerical simulations. New York: Wiley, 2001.
16. *Богатов А.П., Бурмистров И.С.* Затухание оптической волны, распространяющейся в волноводе, образованном слоями полупроводниковой гетероструктуры, из-за рассеяния на неоднородностях // Квантовая электроника. 1999. **27**, № 3. 223–227.
17. *Егоров А.А.* Восстановление характеристик и определение параметров статистической нанометровой шероховатости поверхности по данным рассеяния в планарном оптическом волноводе // Изв. Вузов. Радиофизика. 2000. **43**, № 12. 1090–1099.
18. *Paulus M., Oliver J.F.M.* A fully vectorial technique for scattering and propagation in three-dimensional stratified photonic structures // Optic. and QE. 2001. **67**. 315–325.
19. *Paulus M., Oliver J.F.M.* Green's tensor technique for scattering in two-dimensional stratified media // Physical Review E. 2001. **63**, N 6. 066615-1–066615-8.
20. *Егоров А.А.* Векторная теория рассеяния лазерного излучения в интегрально-оптическом волноводе с трехмерными нерегулярностями при наличии шума // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 8. 744–754.
21. *Egorov A.A.* Correct investigation of the statistic irregularities of integrated optical waveguides with the use of the waveguide light scattering // Laser Physics Letters. 2004. **1**, N 8. 421–428.

22. *Egorov A.A.* Теория волноводного рассеяния света в интегрально-оптическом волноводе при наличии шума // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. **48**, № 1. 63–75.
23. *Egorov A.A.* Use of waveguide light scattering for precision measurements of the statistic parameters of irregularities of integrated optical waveguide materials // Opt. Engineering. 2005. **44**, N 1. 014601-1–014601-10.
24. *Egorov A.A.* Обратная задача рассеяния монохроматического света в статистически нерегулярном волноводе: теория и численное моделирование // Оптика и спектроскопия. 2007. **103**, № 4. 638–645.
25. *Egorov A.A.* Influence of light scattering by 3D-irregularities on the characteristics of the integrated optical devices using for optical signal processing // Opt. Engineering. 2008. **2**. 1–8.
26. *Egorov A.A., Egorov M.A., Chelkova T.K., Tymakin A.G.* Исследование компьютеризированного интегрально-оптического датчика концентрации газообразных веществ // Квантовая электроника. 2008. **38**, № 8. 787–790.
27. *Egorov A.A., Egorov M.A., Chekhlova T.K., Tymakin A.G.* Low-loss inexpensive integrated-optical waveguides as a sensitive gas sensor // ICO Topical Meeting on Optoinformatics/Information Photonics 2008. 2008. September 15–18, St. Petersburg, Russia. St. Petersburg, 2008. 208–211.
28. *Egorov A.A., Egorov M.A., Chelkova T.K., Tymakin A.G.* Применение интегрально-оптических датчиков для контроля опасных газообразных веществ // Датчики и системы. 2008. **1**. 25–28.
29. *Chen C.H., Pang L., Tsai C.H., Levy U., Fainman Y.* Compact and integrated TM-pass waveguide polarizer // Optics Express. 2005. **13**, N 14. 5347–5352.
30. *Cardenas J., Poitras C.B., Robinson J.T., Preston K., Chen L., Lipson M.* Low-loss etchless silicon photonic waveguides // Optics Express. 2009. **17**, N 6. 4752–4757.
31. *Kuttge M., Garcia de Abajo F.J., Polman A.* How grooves reflect and confine surface plasmon polaritons // Optics Express. 2009. **17**, N 12. 10385–10392.
32. *Dintinger J., Olivier J.F.M.* Channel and wedge plasmon modes of metallic V-grooves with finite metal thickness // Optics Express. 2009. **17**, N 4. 2364–2374.
33. *Li J., Fattal D.A., Beausoleil R.G.* Crosstalk-free design for the intersection of two dielectric waveguides // Optics Express. 2009. **17**, N 9. 7717–7724.
34. *Magnin V., Zegaoui M., Harari J., Francois M., Decoster D.* Design, optimization and fabrication of an optical mode filter for integrated optics // Optics Express. 2009. **17**, N 9. 7383–7391.
35. *Egorov A.A., Ставцев А.В.* Разработка и исследование комплекса программ для расчета основных характеристик интегрально-оптических волноводов в системе визуального программирования Delphi и C++ // Журнал Радиоэлектроники. 2009. **8**. 1–20.
36. *Egorov A.A., Sevastyanov L.A., Sevastyanov A.L., Stavtsev A.V.* Propagation of the monochromatic electromagnetic waves in irregular waveguides. A brief introduction to an analysis in the case of smooth or statistic irregularities // Bulletin of PFUR. 2010. **1**. 67–76.
37. *Гофман В.Э., Хомоненко А.Д.* Delphi. Быстрый старт. СПб.: БХВ-Петербург, 2003.
38. *Дарахвелидзе П.Г., Марков Е.П.* Программирование в Delphi 7. СПб.: БХВ-Петербург, 2003.

Поступила в редакцию
05.04.2010
