

# Теоретические, экспериментальные и численные методы исследования характеристик лазерного излучения, рассеянного в интегрально-оптическом волноводе с трехмерными нерегулярностями

А.А.Егоров

*Рассмотрены теоретические, экспериментальные и численные методы, позволяющие исследовать ключевые характеристики лазерного излучения, рассеянного в интегрально-оптическом волноводе с трехмерными нерегулярностями. Изучены основные аспекты векторной трехмерной электродинамической задачи волноводного рассеяния света. Представлен метод волноводного рассеяния света. Обсуждены его важнейшие преимущества по сравнению с методами однократного рассеяния лазерного излучения. Описана экспериментальная установка и приведены результаты измерений. Впервые проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов, подтверждающее справедливость разработанной автором векторной теории трехмерного волноводного рассеяния лазерного излучения.*

**Ключевые слова:** интегральная оптика, лазерное излучение, нанотехнологии, интегрально-оптический сенсор, волноводные моды, трехмерная нерегулярность, векторная трехмерная электродинамическая задача рассеяния, численное моделирование, шум.

## 1. Введение

Совершенствование и активное развитие теоретических, экспериментальных и численных методов исследования, а также быстрый технологический прогресс определяют неослабевающий интерес к фундаментальной проблеме рассеяния электромагнитного излучения в различных волноведущих структурах (см., напр., [1–20]).

Решение трехмерной электродинамической задачи имеет ключевое значение для развития нанотехнологий в интегральной оптике и волноводной оптоэлектронике. Такое решение в случае электродинамической задачи волноводного рассеяния лазерного излучения позволяет с высокой точностью определить коэффициент затухания, а также учесть влияние трехмерных нерегулярностей волноведущей структуры на характеристики рассеянного излучения и, в частности, на характеристики оптических интегральных схем и предельные характеристики планарных волноводных лазеров (см., напр., [5, 6, 10–18]).

В последние годы активно разрабатываются различные типы интегрально-оптических сенсоров, что обусловлено рядом их преимуществ: высокой чувствительностью, быстрым срабатыванием, простотой мультиплексирования сигнала и возможностью применения в них интегральных технологий [21–23]. Важно подчеркнуть, что рассеяние лазерного излучения в волноводе является одним из важнейших факторов, ограничивающих достижение предельной чувствительности интегрально-оптических химических сенсоров [21–23]. При этом интерес

проявляется и к разработке интегрально-оптических сенсоров на вытекающих модах и модах излучения, поскольку в этом случае появляются возможности повышения чувствительности сенсоров, а также создания принципиально новых типов сенсоров.

Исследование рассеяния на трехмерных нерегулярностях волноводов имеет также приоритетное значение для разработки волноводов (в том числе канальных) и устройств на их основе с низкими потерями вследствие рассеяния излучения, а также компактных интегральных волноводных поляризаторов, фильтров, дефлекторов, призм, линз и др. Такие исследования важны для проектирования и изготовления оптимизированных перспективных устройств, объединяющих оптические волноведущие трехмерные структуры (фильтры, дефлекторы, призмы, линзы, мультиплексоры и др.), например, с металлodieлектрическими волноводами, поддерживающими поверхностные плазмоны (см., напр., [24–27]).

В настоящей работе рассмотрены методы, позволяющие исследовать основные характеристики монохроматического электромагнитного излучения, рассеянного в интегрально-оптическом волноводе с трехмерными нерегулярностями. К важнейшим характеристикам относятся амплитуда и фаза поля излучения в заданной точке пространства, а также диаграммы излучения в различных сечениях пространства.

## 2. Электродинамическая задача волноводного рассеяния электромагнитных волн и метод ее решения

Рассмотрим распространение и трансформацию электромагнитных волн в нерегулярном диэлектрическом (в частности – оптическом) волноводе с трехмерными нерегулярностями (рис.1). Нерегулярный волновод – это

А.А.Егоров. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: yegorov@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 10 февраля 2011 г., после доработки – 20 апреля 2011 г.

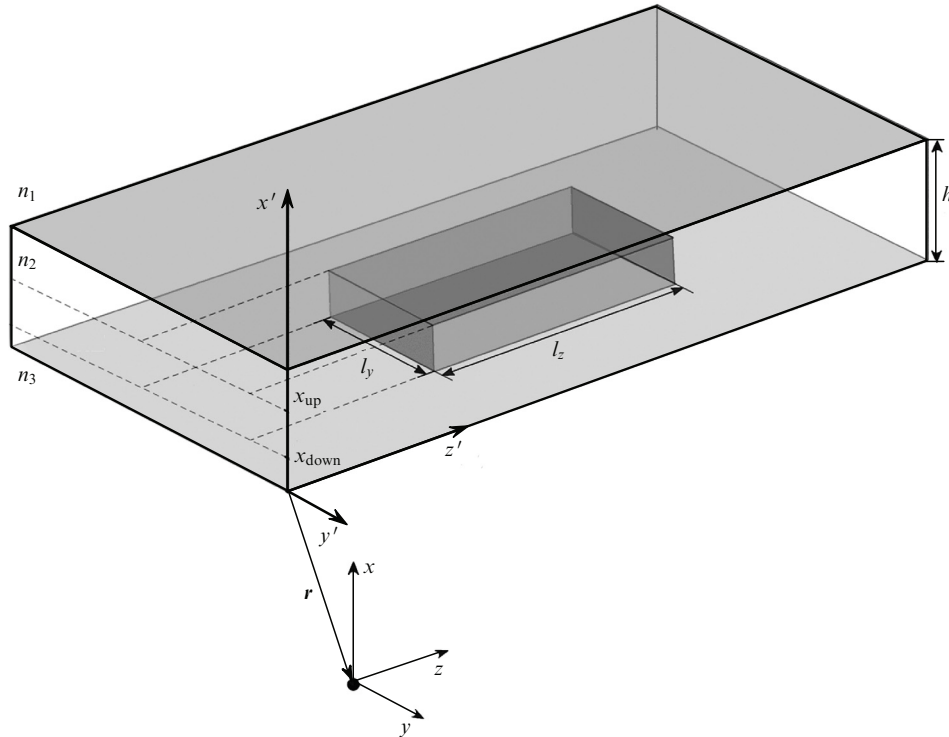


Рис.1. Нерегулярный интегрально-оптический волновод:

$n_1$  – 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 точки, где расположена трехмерная неоднородность волноводного слоя;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения;  $x_{\text{up}}, x_{\text{down}}$  и  $l_y, l_z$  задают положение и размеры неоднородной области.

волновод, имеющий неровные границы раздела образующих его сред и/или неоднородную структуру этих сред.

Приведем некоторые примеры типичных нерегулярностей. Плавные «нерегулярности»: устройства сопряжения, связывающие различные элементы интегрально-оптического процессора, а также, например, такие элементы оптических интегральных схем, как призмы и линзы (типа волноводной обобщенной линзы Люнеберга). Статистические нерегулярности: неровности (шероховатости) границ раздела сред, образующих волновод, а также неоднородности показателей преломления этих сред. Резкие нерегулярности: локальная (уединенная, типа ступеньки, канавки либо вставки) нерегулярность, например объемная неоднородность показателя преломления волноводного слоя, а также неровность поверхности пленки или подложки в виде ступеньки, канавки или полоски.

Уравнения Максвелла для электромагнитного поля в случае непоглощающей неоднородной линейной изотропной среды (в отсутствие токов и зарядов) в 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;  $\varepsilon_r$  и  $\mu_r$  – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно (в немагнитной среде  $\mu_r = 1$ );  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная постоянные соответственно;  $\omega \sqrt{\mu \varepsilon} = nk_0$ ;  $n$  – показатель преломления среды (здесь и далее – слоя рассматриваемой многослойной интегрально-оптической структуры);  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  – длина волны;  $\omega$  – круговая частота электромагнитного поля;

$\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – векторы напряженностей электрического и магнитного полей.

При записи уравнений (1) учтено, что для линейной изотропной среды справедливы соотношения  $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , где  $\mathbf{D}$  – вектор электрической индукции, а  $\mathbf{B}$  – магнитной. Из (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 следующий вид:

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

где  $\nabla$  – векторный дифференциальный оператор, который в прямоугольных декартовых координатах имеет вид  $\nabla = (\partial/\partial x)\mathbf{x}_0 + (\partial/\partial y)\mathbf{y}_0 + (\partial/\partial z)\mathbf{z}_0$ ;  $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0, \mathbf{z}_0$  – единичные векторы;  $\nabla^2 \equiv \Delta$  – лапласиан.

Рассмотрим случай распространения в нерегулярном интегрально-оптическом планарном волноводе вдоль оси  $z$  первой четной (фундаментальной)  $\text{TE}_0$ -моды с компонентами  $E_{0y}, H_{0x}, H_{0z}$ ; в дальнейшем индекс 0 у компонент поля направляемой моды опустим. Распространение ТМ мод исследуется аналогично. Заметим, что распространение и рассеяние несобственных (вытекающих) мод также исследуется аналогично, но имеет ряд важных особенностей и будет рассмотрено в последующих работах.

При наличии малых нерегулярностей направляемые моды испытывают возмущение в области нерегулярности, и небольшая часть излучения этих мод может переизлучиться как в волноводные моды других типов (межмодовое преобразование), так и в окружающее пространство. Для более подробного знакомства с проблемами, возникающими при трехмерном векторном рассмотрении исходной электродинамической задачи, рекоменду-

ем обратиться к работам [3, 5–7, 10–12, 19, 20] и цитированной в них литературе.

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 деполаризационный член  $\nabla(\mathbf{E}\nabla\epsilon/\epsilon)$  в уравнении (2) много меньше двух других (его отношение к любому из них по порядку величины равно  $\Delta\epsilon/\epsilon$ , где  $\Delta\epsilon$  – отклонение диэлектрической проницаемости от ее среднего значения). Следовательно, при  $\Delta\epsilon/\epsilon \ll 1$  точное трехмерное векторное уравнение (2) можно заменить приближенным волновым векторным уравнением

$$\Delta\mathbf{E} + n^2k_0^2\mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

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

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + n^2k_0^2 E_y = 0, \quad (4)$$

где  $n^2(x, z) = n_m^2 + \Delta n_m^2(x, z)$ ;  $n_m^2$  описывает регулярные свойства  $m$ -го слоя среды волновода ( $m = 1$  – покровный слой,  $m = 2$  – волноводный слой,  $m = 3$  – 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  $m$ -м слое волновода). Для применения теории возмущений добавка  $\Delta n_m^2(x, z)$  не обязательно должна быть величиной малого порядка. Достаточно, чтобы область, в пределах которой эта добавка отлична от нуля, была достаточно узкой.

Если условия  $\partial\mathbf{E}/\partial y = 0$  и  $\partial\mathbf{H}/\partial y = 0$  выполняются, т. е. рассматривается двумерное решение исходной задачи, можно записать любое произвольное распределение поля в планарном волноводе в виде суперпозиции ортогональных ТЕ и ТМ мод идеального прямолинейного волновода.

Итак, любое произвольное распределение поля, например  $E_y$  для ТЕ<sub>0</sub>-моды, планарного интегрально-оптического волновода представим в виде разложения по ортогональному набору (базисных) функций [3, 5, 6, 12, 15]:

$$E_y = \sum_v c_v(z; \rho) E_{vy}(x, z; \rho) + \sum_1 \int_0^\infty q(z; \rho) E_y(x, z; \rho) d\rho, \quad (5)$$

где первая сумма описывает все четные и нечетные ТЕ моды, а комбинация из суммы (в общем случае – по четным и нечетным модам излучения) и интеграла – все моды излучения; переменная  $v$  принадлежит множеству натуральных чисел  $l$  и изменяется от 0 до  $+\infty$ ;  $c_v$  – коэффициенты разложения направляемых мод по  $E_{vy}$ ;  $q$  – эффективная амплитуда рассеяния ТЕ мод, определяемая как коэффициент разложения поля по всем модам излучения  $E_y$ ;  $\rho^2 + \beta^2 = (k_0 n_m)^2$ ;  $\rho$  и  $\beta$  – поперечная и продольная составляющие постоянных распространения мод излучения (вдоль осей  $x$  и  $z$  соответственно).

Аналогично (5) для ТМ мод имеем выражение

$$H_y = \sum_v d_v H_{vy} + \sum_1 \int_0^\infty p(\rho) H_y(\rho) d\rho. \quad (6)$$

Коэффициенты разложения  $c_v$ ,  $q(\rho)$ ,  $d_v$  и  $p(\rho)$  в выражениях (5) и (6) находятся с помощью известных соотношений ортогональности.

В случае трехмерных нерегулярностей любое\* распределение поля интегрально-оптического волновода представимо в виде разложения по всем возможным модам планарного волновода (по ортогональному набору (базисных) функций  $E_{vy}$  и  $E_{\beta y}$ ) [12]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) = & \sum_v \int_{-\infty}^{+\infty} c_v(z; \beta_y) \mathbf{E}_{vy}(x, z; \beta) \exp(-i\beta_y y) d\beta_y \\ & + \int_{-\infty}^{+\infty} d\beta_y \int_{-\infty}^{+\infty} q(\beta, \beta_y) \mathbf{E}_{\beta y}(x, z; \beta) \exp(-i\beta_y y) d\beta, \quad (7) \end{aligned}$$

где  $c_v$  – коэффициенты разложения направляемых мод по  $E_{vy}$ ;  $q$  – эффективная амплитуда рассеяния ТЕ мод, определяемая как коэффициент разложения поля по всем модам излучения  $E_{\beta y}$ ; коэффициенты разложения  $c_v$  и  $q$  находятся с помощью соотношений ортогональности;  $\beta_y$  – продольная составляющая постоянной распространения мод излучения вдоль оси  $y$ .

Решение неоднородного трехмерного уравнения (2) в виде (7) с помощью метода Фурье разделения переменных и метода функций Грина позволяет записать выражение для поля излучения  $\mathbf{E}_s^{\text{out}}$  вне волновода (см., напр., [12]):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s^{\text{out}}(x, y, z) = & \frac{ik_0^2 n_m^2}{2} \int dx' \int dy' \int dz' \int d\beta \\ & \times \exp[-i(\beta_y - \beta)y'] \mathbf{E}_{\beta y}^*(x', z') \beta^{-1} \mathbf{E}_{\beta y}(x, z) \\ & \times \Delta n_m^2(x', y', z') \mathbf{E}_y(x', z') \sin(\beta_y y) / (\beta_y y), \quad (8) \end{aligned}$$

где  $x, y, z$  и  $x', y', z'$  – координаты точки наблюдения и точки, где расположена нерегулярность, например, волноводного слоя; функция  $\Delta n_m$  задает неоднородность волноводного слоя; пределы интегрирования по штрихованным переменным ограничены в нашем случае размерами области, в которой сосредоточена неоднородность, поскольку учитывается вклад в рассеянное излучение только от данной локальной нерегулярности. Заметим, что выражение (8) описывает поле излучения на любом расстоянии от волновода.

Для удобства численных расчетов четырехкратный интеграл в (8) может быть представлен как суперпозиция четырех вложенных функций, зависящих от интервала интегрирования и значений аргументов вышестоящих интегралов [10].

### 3. Метод волноводного рассеяния

Метод волноводного рассеяния электромагнитного излучения заключается в регистрации диаграммы рассе-

\*Случай вытекающих мод требует при таком подходе определенной математической аккуратности на каждом этапе как аналитического, так и численного решения поставленной электродинамической задачи.

яния точечным фотоприемником в ближней, промежуточной или дальней зоне и последующей обработке оцифрованных значений интенсивности рассеянного в волноводе излучения в соответствии с потребностями эксперимента.

Развитый нами метод волноводного рассеяния света основан, в частности, на работах [8, 9, 12–17], в которых последовательно развиты векторная теория волноводного трехмерного рассеяния лазерного излучения и теория обратной задачи волноводного рассеяния при наличии и в отсутствие шума. Используя последнюю из этих теорий, можно, например, найти приближенное корректное решение обратной задачи волноводного рассеяния в статистически нерегулярном волноводе, устойчивое к шуму с достаточно высокой амплитудой. В результате можно восстановить статистические характеристики второго порядка (функцию спектральной плотности и автокорреляционную функцию нерегулярностей), а также определить параметры нерегулярностей (например, среднее квадратичное отклонение от среднего значения и радиус корреляции) с высоким разрешением даже при наличии шума [13, 15, 16].

Физическая сущность волноводного рассеяния состоит в том, что электромагнитная волна, введенная в волноводный слой, распространяется в нем в виде некоторой возбужденной моды, которая рассеивается в процессе взаимодействия с нерегулярностями волновода. В оптико-лучевом приближении волна распространяется вдоль волновода путем многократных отражений от границ раздела сред, образующих волновод (в виде плоских (бриллюэновских) волн, двигающихся по зигзагообразному пути и испытывающих нарушенное полное внутреннее отражение на границах волновода).

Необходимо отметить, что важным преимуществом рассматриваемого метода является использование волноводного рассеяния, которое позволяет повысить чувствительность измерений в 100–1000 раз по сравнению с методами однократного рассеяния света благодаря многократному синфазному рассеянию света на исследуемом статистическом ансамбле нерегулярностей [13–17].

Другим преимуществом является то, что «оптический зонд», который «прописывает» профиль шероховатостей поверхности, служит сама волноводная мода. Управляя свойствами данного «зонда», можно управлять контрастными и другими характеристиками рассеянного излучения, формирующего оптический образ нерегулярностей. Это очень важно при исследовании особенно гладких поверхностей или слабоконтрастных фазовых неоднородностей.

Преимуществом метода волноводного рассеяния является также возможность исследования нерегулярностей в широком диапазоне изменения их латеральных размеров: от нано- до микрометров, включая и размер порядка длины волны зондирующего излучения  $\lambda_0$ , как и в теории рассеяния Ми.

Кроме того, метод волноводного рассеяния – наиболее подходящий «инструмент» метрологического контроля в интегральной оптике и волноводной оптоэлектронике, поскольку определяемые с его помощью характеристики и параметры нерегулярностей характеризуют волновод в целом как интегральную структуру, а не как совокупность отдельных сред, использованных для его создания.

## 4. Экспериментальная установка и результаты измерений

Исследуемый нерегулярный интегрально-оптический волновод изображен на рис.1. Схема регистрации рассеянного в волноводе лазерного излучения в плоскости падения  $xz$  и в перпендикулярной ей плоскости  $xy$  изображена на рис.2. В качестве источника когерентного излучения использовался гелий-неоновый лазер ( $\lambda_0 = 0.633$  мкм) с выходной мощностью 15 мВт. Диаграмма рассеяния лазерного излучения регистрировалась с помощью оптоволоконного кабеля из многомодового оптического волокна, состыкованного с фотоприемником ФД-24 (длина кабеля  $\sim 485$  мм; концы кабеля, защищенного гибкой пластиковой трубкой диаметром 6 мм, имеют металлические цилиндрические наконечники; диаметры входной и выходной апертур кабеля равны  $\sim 2.5$  мм). При необходимости увеличения отношения сигнал/шум (в экспериментах было зарегистрировано отношение сигнал/шум не менее 10) применялся ФЭУ. Для удобства измерений следует использовать линейку фотоприемников с последующими аналого-цифровым преобразованием сигнала и обработкой данных измерений на компьютере.

Экспериментально исследовалось рассеяние основной ТЕ моды в полистироловом интегрально-оптическом трехслойном волноводе на стеклянной подложке, в котором преобладает рассеяние на шероховатостях поверхности стеклянной подложки. Параметры волновода были следующими: показатель преломления воздуха  $n_1 = 1.000$ , показатель преломления волноводного слоя (полистироловая пленка)  $n_2 = 1.590$ , показатель преломления подложки  $n_3 = 1.515$ , толщина волноводного слоя  $h = 2.000$  мкм, коэффициент фазового замедления (или эффективный показатель преломления волновода, показывающий во сколько раз скорость распространения волны в вакууме больше скорости распространения волны в волноводе)  $\gamma = 1.584$ . Подложка имела шероховатость со среднее квадратичной высотой  $\sigma \approx 250$  Å. Заметим, что в экспериментах исследовались и другие типы волноводов.

Основное внимание в данной статье уделено исследованию зависимостей вида  $E(x, y, z) = E(a, y, b)$ , где  $a, b$  – некоторые фиксированные координаты. Такое исследование позволяет проверить соответствие нашей приближенной трехмерной теории волноводного рассеяния электромагнитных волн экспериментальным результатам.

Экспериментальные диаграммы рассеяния получены путем сканирования как оптоволоконном, состыкованным с фотоприемником ФД-24, так и фотоприемником с точечной апертурой (малой площадкой фоточувствительной области) вдоль оси  $y$  (в плоскости  $xy$ ) на некотором фиксированном расстоянии  $x$  от поверхности волноводной полистироловой пленки. Затем диаграммы представлялись в виде дискретного цифрового набора значений интенсивности отклика в необходимом количестве точек отсчета для последующей обработки данных на компьютере. Экспериментальные диаграммы рассеяния получены в виде зависимостей  $|E(\vartheta)|^2$ , где  $\vartheta$  – угол отклонения фотоприемника вдоль оси  $y$  от плоскости падения. Для последующего сравнения теории с экспериментом удобно было угол  $\vartheta$  пересчитать в постоянную распространения  $\beta_y$ .

На рис.3 приведена одна из построенных таким образом сглаженных экспериментальных зависимостей



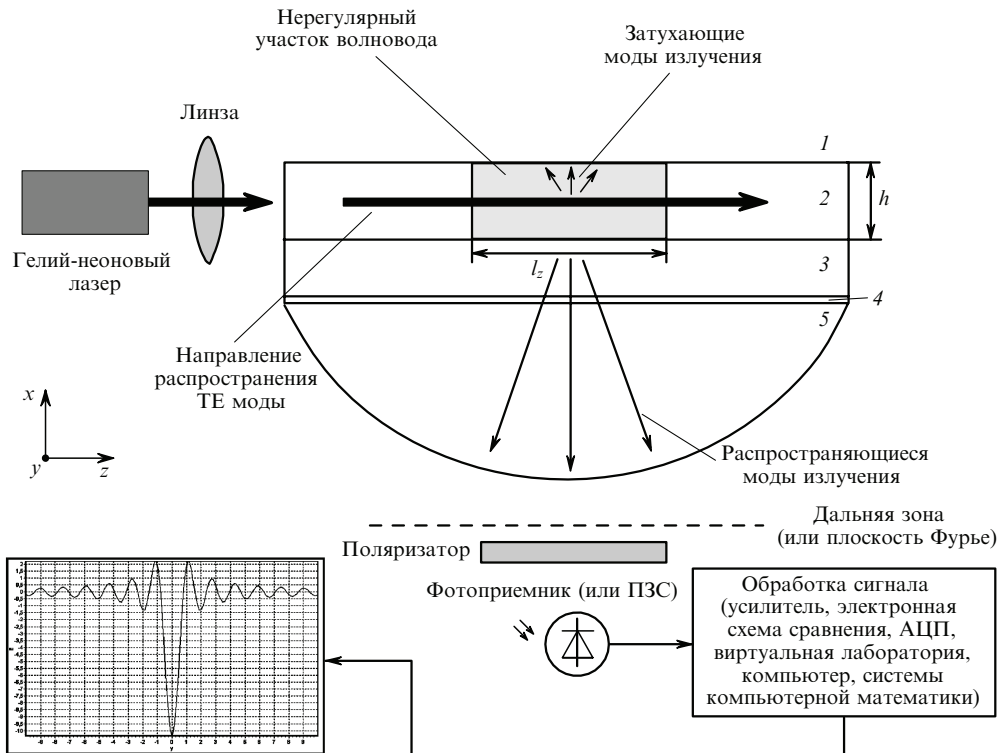


Рис.2. Схема регистрации рассеянного лазерного излучения и нерегулярный интегрально-оптический волновод: 1 – покровный слой (воздух); 2 – волноводный слой (полистироловая пленка); 3 – стеклянная подложка; 4 – тонкий слой иммерсии; 5 – кварцевый полукруг (или полусфера).

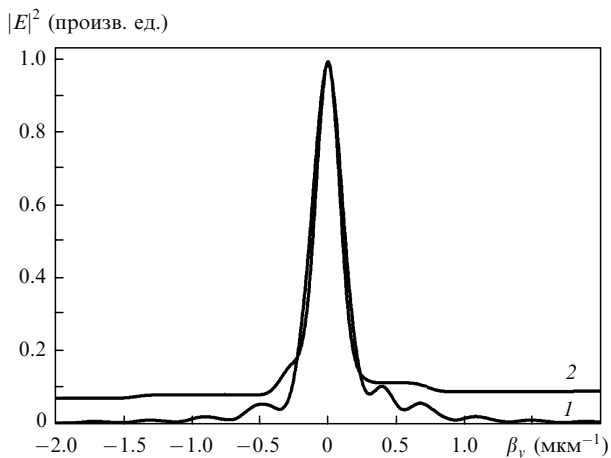


Рис.3. Сглаженные расчетная (1) и экспериментальная (2) диаграммы рассеяния лазерного излучения основной TE-моды вне волноводного слоя исследуемого полистиролового интегрально-оптического волновода.

$|E(\beta_y)|^2$ . Заметим, что мощность рассеянного лазерного излучения в центре диаграммы ( $\beta_y = 0$ ) составляет примерно  $10^{-7}$  Вт. Влияние шумовой компоненты было снижено эффективным сглаживанием экспериментальных данных с использованием графического пакета «Microcal Origin».

## 5. Численное моделирование, сравнение теоретических и экспериментальных результатов и их обсуждение

Расчеты проводились для параметров волновода, исследованного экспериментально. Шероховатость грани-

цы раздела пленка – подложка описывалась модельной неоднородностью показателя преломления, эквивалентной неровности границы раздела пленка – подложка, заданной в объеме  $V(x', y', z') = 0.025 \times 100 \times 200$  мкм.

На рис.3 изображены сглаженные расчетная и экспериментальная диаграммы рассеяния  $|E(\beta_y)|^2$  лазерного излучения TE<sub>0</sub>-моды на шероховатостях подложки исследуемого волновода. Координаты точки наблюдения:  $x = 2$  мкм,  $y, z = 5$  мкм. Эти диаграммы характеризуют рассеяние излучения TE<sub>0</sub>-моды в плоскости  $xu$ . Расчетная диаграмма рассеяния строилась в соответствии с формулой (8). Видно, что расчетная и экспериментальная диаграммы рассеяния очень хорошо соответствуют друг другу.

Были исследованы также и другие зависимости, в частности  $E(x, y, z) = E(x, c, b)$ ,  $E(x, y, z) = E(a, c, z)$ , где  $a, b, c$  – некоторые фиксированные координаты. Эти зависимости иллюстрируют, в частности, влияние координат точки наблюдения, параметра  $\gamma$ , а также положения и размеров трехмерной неоднородности на зависимость  $E(x, y, z) = E(a, y, b)$ .

Опишем кратко результаты, полученные при численном моделировании. В случае фиксированных параметров лазерного излучения (длина волны, выходная мощность), фиксированных параметров неоднородности (размеры области неоднородности, эквивалентная амплитуда неоднородности  $\sigma$ ) и фиксированных координат точки наблюдения при возрастании  $\gamma$  от минимального ( $\gamma_{\min} \approx 1.515$ ) до максимального ( $\gamma_{\max} \approx 1.589$ ) значения наблюдается следующая динамика. Сначала амплитуда «отрицательной» диаграммы  $E(\beta_y)$  (перевернутой относительно оси ординат центральным максимумом вниз) растет, затем диаграмма переворачивается из нижней полуплоскости в верхнюю и становится «положитель-

ной». Далее ее амплитуда то убывает, то возрастает, после чего диаграмма снова переворачивается из верхней полуплоскости в нижнюю и т. д. Окончательно при  $\gamma_{\max} \approx 1.589$  диаграмма  $E(\beta_y)$  снова переворачивается из верхней полуплоскости в нижнюю, т. е. возвращается в исходное состояние, однако амплитуда поля при этом превышает первоначальную примерно на порядок.

Похожие изменения наблюдаются при вариации параметров и типа неоднородности, а также координат точки наблюдения. Подробный анализ динамики диаграмм рассеяния для этого случая будет дан в наших последующих работах. Здесь только отметим, что при незначительном изменении амплитуды неоднородности, эквивалентной шероховатости подложки  $\sigma$  (от 0.025 до 0.026 мкм, т. е. примерно на 4%), максимальная амплитуда поля  $E(y)$  изменялась от  $-5.787 \times 10^{-7}$  до  $-5.694 \times 10^{-7}$  (примерно на 1.6%) в точке с теми же координатами ( $x = 2$  мкм,  $y, z = 5$  мкм). Такое изменение амплитуды поля рассеянного излучения может быть зарегистрировано в экспериментах при использовании в регистрирующем тракте ФЭУ. Тем более, если использовать схему с опорным плечом и регистрацией сигнала после резонансного усилителя, например с синхронным детектором.

Важно подчеркнуть, что полученный вид диаграмм рассеяния  $|E(\beta_y)|^2$  означает, что почти вся энергия рассеянного лазерного излучения сосредоточена в плоскости падения. Этот вывод также соответствует результатам другой приближенной теории волноводного трехмерного рассеяния света, построенной для специально выбранных условий измерений диаграмм рассеяния [9]. В работе [9] зависящая от  $y$  часть диэлектрической проницаемости заменена гармоническими решетками с волновыми векторами  $K_y$  и спектром  $g(K_y)$ , которые возбуждают световые волны, рассеиваемые под углами к плоскости падения  $xz$ , т. е. к плоскости, содержащей падающий волноводный луч и перпендикуляр к плоскости волновода. Теория, описанная в [9], является частным случаем развитой в работах [12, 15, 18] векторной теории волноводного трехмерного рассеяния электромагнитных волн на случайных нерегулярностях в присутствии шума.

Таким образом, результаты численного моделирования подтвердили обоснованность использования хорошо известных методов расчета на всех этапах теоретического и численного решения поставленной электродинамической задачи. При этом достоверность результатов подтверждена не только сравнением с экспериментальными данными, но и сравнением выводов нашего исследования и независимой теории волноводного трехмерного рассеяния монохроматического оптического излучения.

## 6. Заключение

В настоящей работе рассмотрены теоретические, экспериментальные и численные методы исследования основных характеристик лазерного излучения, рассеянного в интегрально-оптическом волноводе с трехмерными нерегулярностями.

Дано описание экспериментальной установки и приведены результаты измерений. Основное внимание уделено исследованию диаграмм рассеяния в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Это исследование показало очень хорошее соответствие развитой в

наших работах векторной теории волноводного трехмерного рассеяния экспериментальным данным.

Численно исследовано влияние координат точек наблюдения, коэффициента фазового замедления и размеров неоднородности волноводного слоя на амплитуду и фазу напряженности поля излучения вне волновода.

Выявленная динамика диаграмм рассеяния содержит информацию, которая может быть использована как для анализа параметров волноводных нерегулярностей, так и для разработки физических основ интегрально-оптических сенсоров, например сенсоров рефлектометрического типа.

Развитые методы исследования, несомненно, также актуальны и важны для разработки и проектирования оптимизированных перспективных устройств, связывающих оптические волноводные фильтры, дефлекторы, линзы, мультиплексоры и др., например, с металлodieлектрическими волноводами, поддерживающими поверхностные плазмоны.

Автор выражает признательность А.В.Ставцеву за активное участие в разработке программ численного моделирования рассеяния лазерного излучения в оптическом волноводе с трехмерными нерегулярностями в среде визуального программирования Delphi.

1. Кацеленбаум Б.З. *Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами* (М.: Наука, 1961).
2. Дерюгин Л.Н., Марчук А.Н., Сотин В.Е. *Изв. Вузов. Сер. Радиоэлектроника*, **10**, 134 (1967).
3. Маркузе Д. *Оптические волноводы* (М.: Мир, 1974).
4. *Интегральная оптика*. Под ред. Т.Тамира (М.: Мир, 1978).
5. Унгер Х.Г. *Планарные и волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1980).
6. Солимено С., Крозиньяни Б., ди Порто П. *Дифракция и волноводное распространение оптического излучения* (М.: Мир, 1989).
7. *Вычислительные методы в электродинамике*. Под ред. Р. Митра (М.: Мир, 1977).
8. Андлер Г., Егоров А.А., Черемискин И.В. *Оптика и спектроскопия*, **56**, 731 (1984).
9. Де Ф.Васкес С.Ф., Егоров А.А., Черемискин И.В. *Автометрия*, № 2, 51 (1991).
10. Егоров А.А., Ставцев А.В. *Вычислительные методы и программирование*, **11**, 184 (2010).
11. Paulus M., Martin Oliver J.F. *Opt. Quantum Electron.*, **33**, 315 (2001).
12. Егоров А.А. *Квантовая электроника*, **34**, 744 (2004).
13. Егоров А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 335 (2003).
14. Егоров А.А. *Laser Phys. Lett.*, **1**, 421 (2004).
15. Егоров А.А. *Opt. Eng.*, **44**, 014601 (2005).
16. Егоров А.А. *Laser Phys. Lett.*, **2**, 77 (2005).
17. Егоров А.А. *Оптика и спектроскопия*, **103**, 638 (2007).
18. Егоров А.А. *Proc. ICO Top. Meet. on Optoinformatics/Information Photonics 2006* (ITMO, St.Petersburg, 2006, pp 236–238).
19. Севастьянов Л.А., Егоров А.А. *Оптика и спектроскопия*, **105**, 632 (2008).
20. Егоров А.А., Севастьянов Л.А. *Квантовая электроника*, **39**, 566 (2009).
21. Егоров А.А., Егоров М.А., Чехлова Т.К., Тимакин А.Г. *Квантовая электроника*, **38**, 787 (2008).
22. Егоров А.А. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 672 (2010).
23. Егоров А.А., Егоров М.А., Stavtsev A.V., Timakin A.G., Chekhlova T.K. *J. Rus. Laser Res.*, **31**, 12 (2010).
24. Chen C.-H., Pang L., Tsai C.-H., Levy U., Fainman Y. *Opt. Express*, **13**, 5347 (2005).
25. Cardenas J., Poitras C.B., Robinson J.T., Preston K., Chen L., Lipson M. *Opt. Express*, **17**, 4752 (2009).
26. Kuttge M., de Abajo F.J.G., Polman A. *Opt. Express*, **17**, 10385 (2009).
27. Dintinger J., Martin Olivier J.F. *Opt. Express*, **17**, 2364 (2009).