

*А. И. ФИЛИПЕНКО, канд. техн. наук*

## **ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ КОНТРОЛЕ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН МЕТОДОМ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ**

**Общая характеристика проблемы.** Одним из основных параметров оптических волноводов (волоконных или планарных световодов) является профиль показателя преломления (ППП), характеризующий изменение оптических свойств материала в поперечном сечении направляющей структуры. Известно, что данный параметр определяет целый ряд критических эксплуатационных характеристик: поперечные геометрические размеры сердцевин и модового поля, числовую апертуру и дисперсию оптических волноводов, условия распространения одной моды. Учитывая это, задача определения профиля показателя преломления является одной из важнейших в процессе изготовления и тестирования оптических волноводов. Сложность ее реализации обусловлена малыми геометрическими размерами оптических волокон и малой разницей показателя преломления, которая принципиально не может превышать 1%.

**Анализ исследований и публикаций, посвященных решению проблемы.** Существующие методы определения профиля показателя преломления можно разделить на две группы: косвенные и прямые.

*Косвенный метод* основан на получении профиля показателя преломления через профиль концентрации примеси [1]. Определение концентрации примеси по глубине световода осуществляется с помощью метода вторичной ионной масс-спектрометрии (Secondary Ion Mass Spectrometry – SIMS). В этом случае, при известном соотношении между изменением показателя преломления и концентрации примеси можно получить профиль показателя преломления. Этот метод весьма эффективен и точен, но имеет тот недостаток, что соотношение между изменением профиля показателя преломления и концентрацией примеси должно быть известно заранее.

*Прямые методы* реализуют получение ППП из оптических измерений. К ним относятся:

– метод эффективного показателя преломления ( $m$ -линий), основанный на измерении углов падения, при которых направляемые моды попадают в образец. С использованием значений этих углов могут быть определены эффективные показатели и профиль показателя преломления, используя инверсный метод Венцеля-Крамерса-Бриллюэна (WKB-метод) [2]. Недостатками данного метода являются: сложность использования для одномодовых световодов, необходимость монотонного убывания ППП, что нехарактерно для дисперсионно-модифицированных волокон, трудность ввода лазерного луча в сердцевину трехмерного световода;

– метод анализа интенсивности отраженного от торца световода излучения в ближнем поле, являющегося функцией профиля показателя преломления [3];

– метод анализа в ближней зоне сигнала, прошедшего через волокно, из которого могут быть определены интенсивность электрического поля и профиль показателя преломления [3-6].

Типовая установка для реализации метода ближнего поля [4-6] содержит оптическую систему, многоэлементный ПЗС-фотоприемник, АЦП и управляющий персональный компьютер (рис. 1). Шаг расположения фоточувствительных элементов матрицы ФПЗС определяет разрешающую способность измерительной системы. Высокоапертурная линзовая система увеличивает изображение торца волокна, которое сканируется телекамерой на основе многоэлементного фотоприемника с зарядовой связью. Для выполнения точных измерений необходимы прецизионная калибровка и совмещение элементов оптической системы. Метод ближнего поля подвержен импульсному и высокочастотному шуму при измерении интенсивности (за счет неравномерности чувствительности и шумов ФПЗС, погрешностей анало-

го-циф-рового преобразования, наличия загрязнений на торце и элементах оптической системы), что затрудняет определение профиля показателя преломления непосредственно по измеренным данным. Основной задачей при разработке метода выступает создание эффективных методик обработки экспериментальных данных ввиду того, что оптическое излучение претерпевает несколько преобразований при прохождении от объекта до фотоприемника и подвергается воздействию описанных источников шума.

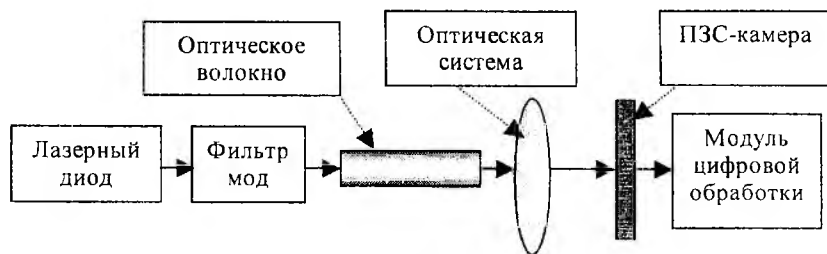


Рис.1

**Постановка задачи.** Среди особенностей, определяющих свойства метода ближнего поля при определении профиля показателя преломления, особо выделяется необходимость учета характеристик оптической системы. Прежде всего, необходимо рассмотреть формирование изображения торца оптического волокна в площади фотоприемника, то есть определить связь между выражением, которое описывает поле в плоскости торца и выражением, характеризующим поле в плоскости изображения. Решение данной задачи предполагает использование теории системных преобразований, происходящих в оптических системах и рассматриваемых в [7].

**Теоретическое обоснование.** При рассмотрении особенностей формирования изображения излучающего торца оптического волновода для реализации метода ближнего поля необходимо принимать во внимание, что излучение световода является дифракционно-ограниченным, так как структура ППП играет роль диафрагмы, и это особенно критично для одномодовых оптических волноводов. Получение изображения  $g(x)$  объекта  $E(x)$  в плоскости фотоприемника  $P_0$ , для которой выполняется соотношение

$$\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{Z_S} = \frac{1}{f}, \quad (1)$$

поясняется рис.2.

В этом случае амплитуда дифракционного поля в одномерном варианте в приближении Френеля (понятие «ближней зоны»), которое задается условиями [7]

$$Z_0 \leq \frac{a^2}{4n^2\lambda} \quad \text{и} \quad (2)$$

$$-a + 2\sqrt{Z_0\lambda} < X_0 < a - 2\sqrt{Z_0\lambda}$$

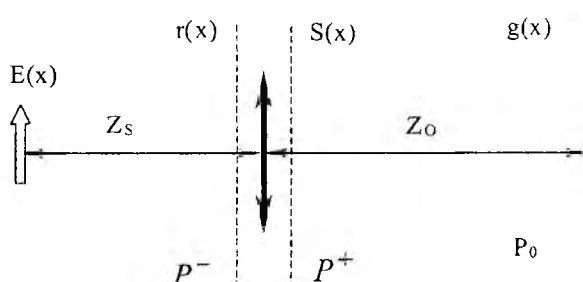


Рис. 2

определяется соотношением

$$g(x_0, z_0) = \frac{1}{\sqrt{Z_0\lambda}} \exp\left[i\left(kZ_0 - \frac{\pi}{4}\right)\right] \int_{-a}^a E(\xi) \exp\left[\frac{ik(x_0 - \xi)^2}{2Z_0}\right] d\xi, \quad (3)$$

где  $E(x)$  – амплитуда поля на входе ограничивающей диафрагмы, в качестве которой выступает торец световода;  $(x_0, z_0)$  – координаты точки наблюдения;  $\lambda$  – рабочая длина волны распространяющегося излучения;  $k$  – волновое число;  $a$  – радиус ограничения светового пучка. Отсюда видно, что поле  $g(x)$  в плоскости  $Z = Z_0$  Френелевской области объекта (в плоскости фотоприемника) должно рассматриваться как сигнал на выходе линейной систе-

мы, на вход которой подается  $E(x)$ , т.е. является сверткой распределения напряженности модового поля по выходному торцу световода (увеличенного в соответствии с масштабным коэффициентом) и импульсной реакции системы  $h(x, y)$

$$g(y) = \int_{-\infty}^{\infty} h(y-t)E(t) \cdot dt \quad (4)$$

На рис. 3 приведена эквивалентная схема оптической системы, которая осуществляет преобразование модового поля излучения световода (4).

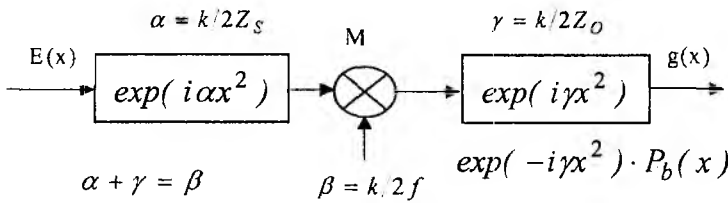


Рис. 3

Учитывая, что свободное пространство имеет импульсную реакцию  $\exp(i\alpha x^2)$ ,  $\exp(i\gamma x^2)$  и является фильтром с неограниченной полосой пропускания, а оптическая система L эквивалентна транспаранту с функцией пропускания

$$T_b(x) = \exp(-i\beta x^2) P_b(x); \quad P_b(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq b \\ 0, & |x| > b \end{cases}; \quad \beta = \frac{k}{2f}, \quad (5)$$

где  $f$  – фокусное расстояние;  $b$  – размер диафрагмы (радиус сердцевины световода), можно записать

$$g(x) = \left\{ E(x) * \exp(i\alpha x^2) \right\} \exp(-i\beta x^2) \cdot P_b(x) * \exp(i\gamma x^2), \quad (6)$$

где  $\alpha = k/2Z_S$ ;  $\beta = k/2f$ ;  $\gamma = k/2Z_O$ .

Это выражение после преобразований приводит к соотношению

$$g(x_0) = E\left(-\frac{Z_S x_0}{Z_0}\right) * h\left(-\frac{Z_S x_0}{Z_0}\right), \quad \text{где} \quad h(x) = \frac{\sin \frac{2\pi b x}{Z_S \lambda}}{\pi x} \quad (7)$$

является импульсной реакцией оптической системы, а частотная характеристика оптической системы имеет вид

$$H(\omega) = \begin{cases} 1, & |\omega| < 2\pi b / \lambda Z_S, \\ 0, & |\omega| > 2\pi b / \lambda Z_S. \end{cases} \quad (8)$$

**Обсуждение результатов исследований.** Оценим соотношения спектров излучения световода и импульсной реакции оптической системы  $h(x)$ . Ширина спектра импульсной реакции определяется соотношением (8), где в качестве конечного размера линзы  $b$  необходимо выбрать диаметр входного зрачка объектива. Так, стандартный объектив МЦ 40<sup>x</sup>-0,65 имеет следующие параметры:  $d_{ax} = 1,6$  мм,  $Z_S = 4,9$  мм. В данном случае пространственно-частотная ширина частотной характеристики оптической системы в соответствии с (8) определяется соотношением (для  $\lambda = 1,3$  мкм)

$$|\omega_{cp}| = \frac{\pi d_{ax}}{\lambda Z_S} = 0,789 \text{ мкм}^{-1}. \quad (9)$$

Для определения ширины спектра излучения световода в качестве примеров рассмотрим однородный и гауссов пучки. Спектром Фурье этих пучков является амплитуда дифракционной структуры  $A(\omega)$ , определяемая преобразованием Ханкеля [8]

$$A(p) = \int_0^{\infty} E(r) J_0(pr) r dr, \quad (10)$$

где  $p = \frac{2\pi n}{\lambda} \sin \theta_z$  – описывает наклон дифракционных волн к оси  $z$  под углом  $\theta_z$ . Если нормировать ее к единице для амплитуды в центре оси ( $\omega=0$ ) в соответствии с соотношением

$$A(\omega) = \frac{\int_{-\omega}^{\omega} E(r) J_0(\omega r) r dr}{\int_{-\omega}^{\omega} E(r) r dr}, \quad (11)$$

где  $\omega = k \cdot \sin \theta$ , тогда выражение для полей пучков и их Фурье-преобразований представляются выражениями в таблице.

Для оценки величины  $A(\omega)$  примем радиус сердцевинки ступенчатого оптического волокна (ОВ)  $r_c$  и эффективный размер гауссова пучка  $a$  равными 5 мкм. На рис.4 приведены соотношения Фурье-спектров ступенчатого и градиентного волокна, а также передаточной характеристики оптической системы при  $\lambda = 1,3$  мкм. Из рис.4 видно, что спектры гауссова пучка  $A(\omega)$  и оптической системы  $H(\omega)$  соизмеримы, а для однородного пучка часть спектра  $A(\omega) \neq 0$  на интервале, где  $H(\omega) = 0$ . Кроме этого, номенклатура используемых одномодовых волокон (ОМВ) допускает величины радиусов модового поля менее 5 мкм, что приводит к еще большему расширению спектра излучения и потере высших пространственно-частотных составляющих. В связи с этим необходимо использовать высокоапертурные объективы ( $NA > 0,5$ ) с большим входным зрачком  $d_{ex}$  и малым фокусом  $Z_s$ . Низкоапертурная оптика может производить неприемлемые отсечки в пространственно-частотной области, вызывая большие ошибки в определении профиля показателя преломления.

Т а б л и ц а

Тип пучка	$E(r)$	$A(\omega)$
Однородный пучок	$\begin{cases} 1, 0 < r < r_c \\ 0, r > r_c \end{cases}$	$\frac{2J_1(\omega r_c)}{\omega r_c}$
Гауссов пучок	$E_m \exp\left[-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right]$	$\exp\left[-\left(\frac{\omega a}{2}\right)^2\right]$

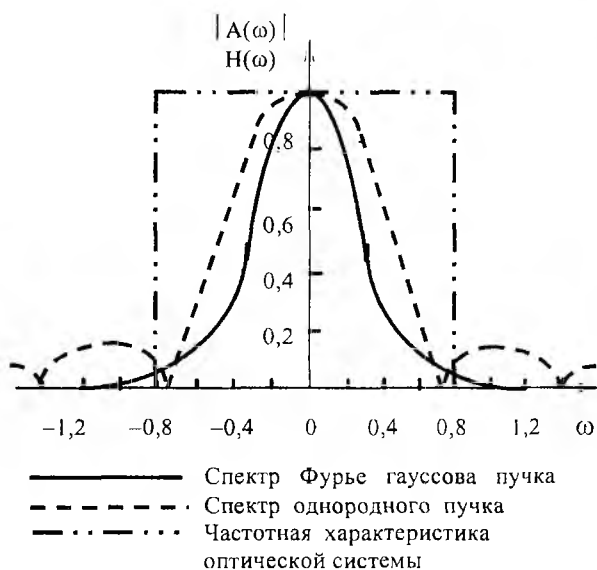


Рис. 4

**Выводы.** Обобщая сказанное, действие оптической системы можно представить эквивалентной схемой (рис. 5). Первый блок является идеальной оптической системой с неограниченной апертурой. Он учитывает настройку оптической системы и является нелинейным устройством, которое осуществляет модуляцию поля. Его работа характеризуется наличием однозначного соответствия между входом и выходом. Второй блок является линейным и учитывает только характеристики объектива. Он нарушает однозначное соответствие между входом и выходом вследствие потери составляющих спектра при значениях  $|\omega| = \omega_{zp}$ .

Таким образом, при измерениях регистрируются не интересующие нас характеристики излучения, а лишь некоторые их линейные комбинации, описываемые операторным уравнением  $\mathbf{B}E(x) = g(y)$ , где  $E(x)$  – искомое распределение интенсивности, подлежащее изучению

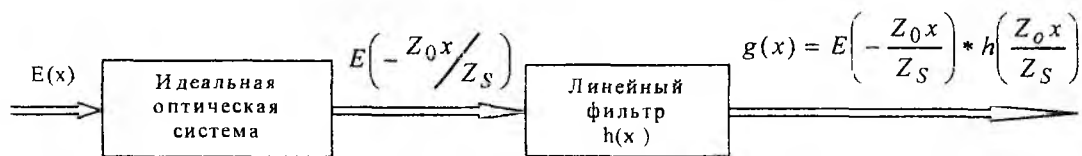


Рис. 5

нию;  $g(y)$  – наблюдаемое излучение;  $\mathbf{B}$  – непрерывный оператор, отображающий элементы  $E(x)$  в элементы  $g(y)$ . Принципиальным является наличие неизбежных погрешностей измерений, вследствие чего необходимо решать уравнение

$$(\mathbf{B} + \Delta)E(x) + \xi = g(y), \quad (11)$$

где  $\Delta$  – описывает ошибки оператора прямой задачи, обусловленные погрешностью оптической системы;  $\xi$  – описывает погрешность измерения поля в плоскости изображения. Эти погрешности обуславливают некорректность обратной задачи, что приводит, в общем случае, к большим ошибкам в определении искомого входа  $E(x)$  при попытке найти решение задачи прямым обращением оператора  $\mathbf{B}$ . Для поиска решения этой задачи могут быть использованы методы решения некорректных задач Тихонова [9], регуляризирующие алгоритмы Воеводина, основанные на сингулярных разложениях, рекуррентные алгоритмы Жуковского-Липцера [10] и методы минимизации риска Вапника на выборках ограниченного объема [11], удовлетворяющие определенному компромиссу между величиной, характеризующей «сложность» восстановленного сигнала, и значением невязки по результатам измерений.

Таким образом, дальнейшие исследования при разработке контроля ППП световодов методом ближнего поля должны включать создание методик цифровой обработки для восстановления распределения поля излучения световода в плоскости торца  $E(x)$  по измеренному распределению оптического поля  $g(x)$  с учетом погрешностей, обуславливающих некорректность обратной задачи.

**Список литературы:** 1. Caccavale F., Chakraborty P., Quaranta A., Mansour I., Gianello G., Bosso S., Corsini R., Mussi G. Secondary ion mass spectrometry and near field studies of Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides // J. Appl. Phys., 1995, vol. 78. P. 5345 – 5350. 2. Shiozawa T., Miyamoto H., Ohta H., Yamaguchi M., Oki T. Determination of two-dimensional optical waveguide index distribution function parameters from effective indexes // J. Lightwave Technol., 1990, vol. 8. P. 497 – 505. 3. Mansour I., Caccavale F. An improved procedure to calculate the refractive index profile from the measured near-field intensity // J. Lightwave Technol., 1996, vol. 14. P. 423 – 428. 4. Филипенко А.И. Метод анализа интенсивности излучения и его использование в производстве волоконно-оптических компонентов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 130 – 133. 5. Филипенко А.И. Определение профиля показателя преломления световодов по измеренной интенсивности ближнего поля // Там же. 2003. Вып. 131. С. 155 – 159. 6. Малик Б.А., Филипенко А.И. Система прецизионного контроля деталей компонентов волоконно-оптических систем передачи информации // Там же. 1997. Вып. 103. С. 31 – 34. 7. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. М.: Мир, 1971. 495 с. 8. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с. 9. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 288 с. 10. Жуковский Е.Л. Статистическая регуляризация решений обратных некорректно поставленных задач обработки и интерпретации результатов эксперимента // Методы математического моделирования, автоматизация обработки наблюдений и их применение: Сборник / Под. ред. А.И. Тихонова, А.А. Самарского. М.: Изд. МГУ, 1986. С. 47 – 56. 11. Алгоритмы и программы восстановления зависимостей / Под ред. В.Н. Вапника. М.: Наука, 1984. 816 с.