

07

## Геометрия собственных мод оптического волокна с сильным двулучепреломлением

© А.Н. Алексеев, А.В. Воляр, Т.А. Фадеева

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,  
Симферополь, Украина  
E-mail: volyar@ccssu.crimea.ua

Поступило в Редакцию 6 декабря 2004 г.

Рассмотрен геометрический метод измерения весов собственных мод слабо направляющего оптического волокна с сильной линейной анизотропией на основе геометрического подхода. Данный метод основан на определении геометрических параметров линий равной интенсивности в окрестности нуля картины излучения из выходного торца. Веса мод были получены в результате компьютерной обработки экспериментальных изображений распределения интенсивности при смещении лазерного пятна относительно центра входного торца. Дано сравнение с теоретически рассчитанными весами собственных мод.

В последнее время одномодовые оптические волокна прочно закрепились во многих областях науки и техники. Отлаженная технология таких волокон предполагает их использование исключительно в оптических системах, параметры которых строго соответствуют техническим характеристикам волокна. Одно из наиболее жестких требований касается длины волны света, транслируемого через волновод. Какие-либо отклонения от заданного значения несущей длины волны влекут за собой не только резкое возрастание световых потерь, но и существенные нарушения функциональных способностей самой системы. Виной тому является изменение модового состава транслируемого излучения. Например, оптическое волокно с волноводным параметром  $V = 2.1$  на длине волны  $\lambda = 1.33 \mu\text{m}$  способно поддерживать только одну основную  $HE_{11}$  моду (для простоты мы пренебрегаем двулучепреломлением волокна). Однако на длине волны  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  волноводный параметр становится равным  $V = 4.4$ , так что волокно теперь способно поддерживать  $N = 12$  (учетом четности) собственных мод [1]. Ситуация еще более усложняется для волокон с двулучепреломлением. Вместе с тем в реальном случае энергия исходного пучка на входе

волокна неравномерно распределяется по собственным модам, а „веса“ мод жестко связаны с условиями возбуждения волоконно-оптической системы. И здесь мы сталкиваемся со старой проблемой „взвешивания“ собственных мод.

Действительно, еще в начале 70-х гг. предпринимались попытки измерения величины „веса“ собственных направляемых мод, излучаемых из выходного торца волокна. Как правило, методы их измерения основывались на использовании сложных голографических масок, устанавливаемых после волокна [2]. Маска рассеивает часть пучка в определенном направлении, которое соответствует заданной собственной моде. Конечно, точность измерений и разрешающая способность метода была чрезвычайно малой. Поэтому до настоящего времени ограничиваются качественным анализом модового состава поля, сравнивая форму распределения интенсивности пучка, излучаемого как из классических оптических волокон [3,4], так и из волокон, изготовленных на базе фотонных кристаллов [5], с эталоном. С другой стороны, недавно предложенный метод геометрического анализа состояния сердцевины оптического вихря [6,7] позволяет заложить основы нового геометрического измерения весов собственных мод оптического волокна.

Целью данной работы явилось измерение весов собственных мод слабонаправляющего оптического волокна с сильной линейной анизотропией на основе геометрического анализа картины распределения интенсивности.

В качестве исследуемого образца выберем волокно с сильным двулучепреломлением, что позволяет уменьшить количество распространяющихся мод при возбуждении линейно поляризованным светом, ориентированным вдоль одной из осей анизотропии [1]. Как известно [1,8], вид полей собственных мод такого волокна можно представить как

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{il}^{1,x} &= \hat{\mathbf{x}} \cos(l\varphi) F_l(R) \exp\{i\beta_l^{1,x} z\}, & \mathbf{e}_{il}^{2,x} &= \hat{\mathbf{x}} \sin(l\varphi) F_l(R) \exp\{i\beta_l^{2,x} z\}, \\ \mathbf{e}_{il}^{1,y} &= \hat{\mathbf{y}} \cos(l\varphi) F_l(R) \exp\{i\beta_l^{1,y} z\}, & \mathbf{e}_{il}^{2,y} &= \hat{\mathbf{y}} \sin(l\varphi) F_l(R) \exp\{i\beta_l^{2,y} z\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}$  — единичные орты линейной поляризации вдоль осей анизотропии волокна,  $l$  — орбитальный индекс моды,  $F_l(R)$  — радиальная функция распределения поля,  $R = r/\rho$ ,  $r, \varphi, z$  — цилиндрические координаты,  $\rho$  — радиус сердцевины волокна,  $\beta$  — постоянная распространения моды; верхние индексы в обозначениях полей (1) и (2) соответствуют четной и нечетной моде соответственно.

Рассмотрим слабонаправляющее волокно с волноводным параметром  $V < 3.8$ , в котором могут распространяться только моды с  $l = 0.1$ . Будем считать, что профиль показателя преломления имеет параболическую форму, тогда  $F_l(R) = R^l \exp\{-VR^2/2\}$ . Пусть волокно возбуждается линейно поляризованным светом вдоль оси  $x$ . В этом случае поле на выходном торце волновода запишется в виде

$$e_r = (a_0 \exp\{i\beta_0 z\} + a_1 X \exp\{i\beta_1 z\} + a_2 Y \exp\{i\beta_2 z\}) \exp\{-VR^2/2\}, \quad (2)$$

где  $a_i$  — весовые коэффициенты мод,  $X = r \cos(\varphi)/\rho$ ,  $Y = r \sin(\varphi)/\rho$ . В картине распределения интенсивности присутствует ноль поля, окруженный линиями равной интенсивности эллиптической формы (рис. 1, *a*). Ноль интенсивности можно найти, приравняв значение поля (2) к нулю. Из данного условия можно определить координаты  $X_0, Y_0$  нуля поля:

$$X_0 = \frac{a_0 \sin((\beta_0 - \beta_2)z)}{a_1 \sin((\beta_2 - \beta_1)z)}, \quad Y_0 = -\frac{a_0 \sin((\beta_0 - \beta_1)z)}{a_2 \sin((\beta_2 - \beta_1)z)}. \quad (3)$$

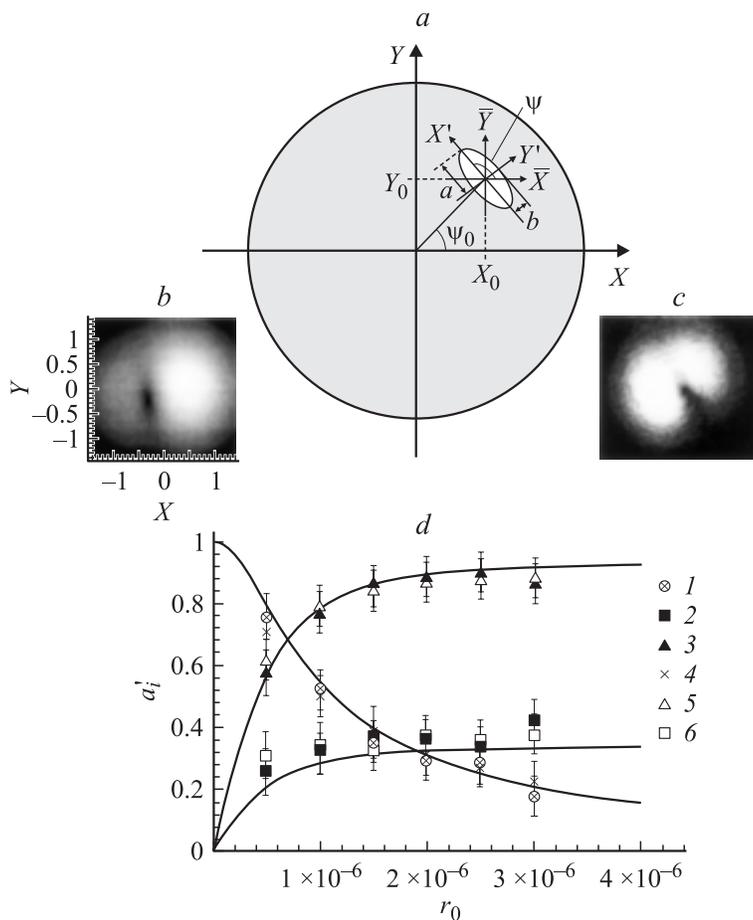
Нетрудно показать, что, интенсивность светового пучка вблизи нуля поля описывается выражением

$$I = [a_1^2 X^2 + a_2^2 Y^2 + 2a_1 a_2 XY \cos((\beta_2 - \beta_1)z) + a_0^2 + 2a_0 \{a_1 X \cos((\beta_0 - \beta_1)z) + a_2 Y \cos((\beta_0 - \beta_2)z)\}] \exp(-VR_0^2) = \text{const}, \quad (4)$$

где  $R_0^2 = X_0^2 + Y_0^2$ . Заметим, что уравнение  $I(X, Y) = \text{const}$  линии равной интенсивности в окрестности нуля характеризует эллипс, оси которого ориентированы под углом  $\psi$  к осям лабораторной системы координат, а его эллиптичность  $Q = b/a$ , где  $a$  и  $b$  — полуоси эллипса (рис. 1, *a*).

Перейдем в систему координат  $(X', Y')$ , связанную с нулем интенсивности, оси которой ориентированы вдоль осей эллипса. Тогда уравнение эллипса запишется в канонической форме

$$A^2 X'^2 + B^2 Y'^2 = C^2 = \text{const}. \quad (5)$$



**Рис. 1.** Схематическое распределение интенсивности на выходном торце волокна (*a*); рассчитанная (*b*) и экспериментальная (*c*) картины излучения волокна при смещении вдоль горизонтальной оси на  $r_0 = 2 \mu\text{m}$ ; график зависимости весов  $a'_i$  от смещения  $r_0$  (м) лазерного пятна из центра входного торца; зависимость нормированных коэффициентов возбуждения собственных мод анизотропного волокна от радиального смещения:  $\alpha = 110^\circ$ , 1 —  $a'_0$ , 2 —  $a'_1$ , 3 —  $a'_2$ ;  $\alpha = 20^\circ$ , 4 —  $a'_0$ , 5 —  $a'_1$ , 6 —  $a'_2$ .

При этом

$$\begin{aligned} A^2 &= a_1^2 \cos^2 \psi + a_2^2 \sin^2 \psi + a_1 a_2 \cos((\beta_2 - \beta_1)z) \sin(2\psi), \\ B^2 &= a_1^2 \sin^2 \psi + a_2^2 \cos^2 \psi - a_1 a_2 \cos((\beta_2 - \beta_1)z) \sin(2\psi). \end{aligned} \quad (6)$$

$$\operatorname{tg}(2\psi) = \frac{2a_1 a_2}{a_1^2 - a_2^2} \cos((\beta_2 - \beta_1)z) \quad (7)$$

и  $a = C/A$ ,  $b = C/B$ . После очевидных преобразований из (5)–(7) находим выражения для амплитуд мод (опуская множитель при корне)

$$a_1 = (\sin^2 \psi + Q^2 \cos^2 \psi)^{1/2}, \quad a_2 = (Q^2 \sin^2 \psi + \cos^2 \psi)^{1/2} \quad (8)$$

и для косинуса разности фаз этих мод

$$\cos((\beta_2 - \beta_1)z) = \frac{\sin(2\psi)(Q^2 - 1)}{[(1 + Q^4) \sin^2(2\psi) + 4Q^2(\cos^4 \psi + \sin^4 \psi)]^{1/2}}. \quad (9)$$

Из простых геометрических соображений (рис. 1, *a*) также находим выражения для амплитуды  $a_0$  и котангенса разности фаз в основной моде

$$a_0 = \frac{R_0 a_2 \sin((\beta_2 - \beta_1)z)}{\sin((\beta_0 - \beta_1)z)} \sin \psi_0, \quad (10)$$

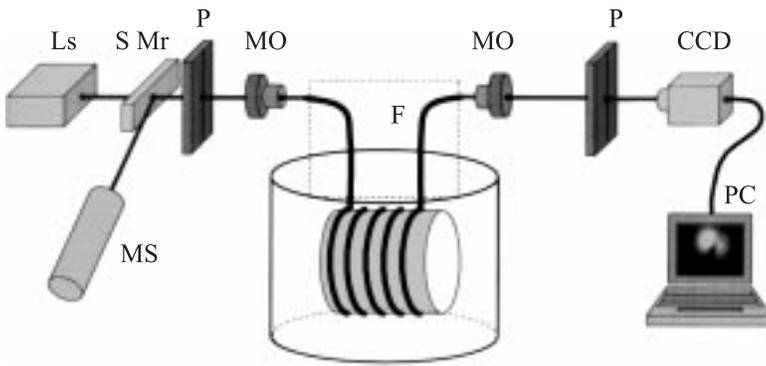
$$\operatorname{ctg}((\beta_0 - \beta_1)z) = \frac{a_1}{a_2} \frac{\operatorname{ctg} \psi_0}{\sin((\beta_2 - \beta_1)z)} + \operatorname{ctg}((\beta_2 - \beta_1)z). \quad (11)$$

Полученные параметры  $a_0$ ,  $\psi_0$ ,  $Q$  и  $\psi$  могут быть непосредственно измерены на эксперименте. Теперь найдем выражения для коэффициентов возбуждения собственных мод.

Пусть оптическое волокно возбуждается соосным гауссовым пучком, смещенным относительно центра на расстояние  $r_0 = (x_0, y_0)$ . Коэффициенты возбуждения, согласно [1,9], определяются как

$$a_i^{x,y} = \int_{S_\infty} E_i^{x,y} \cdot (e_i^{i,x(y)})^* dS / \int_{S_\infty} |e_i^{i,x(y)}|^2 dS. \quad (12)$$

Выберем поле падающего пучка в виде  $E_i^x = \hat{x} \exp\{-r'^2/(2\rho_g^2)\}$ , где  $r'^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$ . Тогда, пренебрегая малыми потерями света



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки: Ls — He–Ne-лазер, S Mr — полупрозрачное зеркало, P — поляризатор, MO<sub>1,2</sub> — 20<sup>x</sup>, 8<sup>x</sup> микрообъективы, F — оптическое волокно, MS — микроскоп бокового вида, CCD — CCD камера, PC — компьютер.

в волокне и частичным перераспределением энергии мод при дифракции света на выходе волокна, веса собственных мод можно переписать в форме

$$\begin{aligned}
 a_0 &= \frac{2\rho_g^2}{\rho^2/V + \rho_g^2} \exp \left\{ -\frac{x_0^2 + y_0^2}{2} \frac{1}{\rho^2/V + \rho_g^2} \right\}, \\
 a_1 &= \frac{4x_0\rho\rho_g^2}{(\rho^2/V + \rho_g^2)^2} \exp \left\{ -\frac{x_0^2 + y_0^2}{2} \frac{1}{\rho^2/V + \rho_g^2} \right\}, \\
 a_2 &= \frac{4y_0\rho\rho_g^2}{(\rho^2/V + \rho_g^2)^2} \exp \left\{ -\frac{x_0^2 + y_0^2}{2} \frac{1}{\rho^2/V + \rho_g^2} \right\}. \quad (13)
 \end{aligned}$$

Рассчитанная согласно формулам (13) и (2) картина распределения интенсивности в случае смещения гауссова пучка на расстояние  $r_0 = 2 \mu\text{m}$  приведена на рис. 1, b.

Экспериментальные исследования проводились на установке, представленной на рис. 2. Свет от He–Ne-лазера (на длине волны  $0.63 \mu\text{m}$ ) проходит через поляризатор и при помощи 20<sup>x</sup> микрообъектива вводится в оптическое волокно с волноводным параметром  $V = 2.8$ , радиусом сердцевины  $3.5 \mu\text{m}$ , длиной 1 м и сильным линейным двулучепреломлением  $n_x - n_y \sim 10^{-4}$ . Второй 8<sup>x</sup> микрообъектив проецирует излучение

волокна на входное окно CCD камеры. Далее изображение выводится на экран монитора. Для устранения случайных помех волновод жестко закреплялся и термостатировался. Входной поляризатор устанавливался таким образом, чтобы степень поляризации на выходе из волновода была максимальна, это указывало на совпадение направления поляризации света с осью анизотропии волокна. В нашем случае это условие выполнялось для углов  $20^\circ$  и  $110^\circ$ , отсчитываемых от вертикальной оси. Выходной поляризатор устанавливался на максимум интенсивности и отсекал малую компоненту поля, поляризованного ортогонально к входной поляризации, которая возникает в результате конверсии мод в волокне [1].

Измерялось перераспределение весов собственных мод при смещении лазерного пятна на входном торце волокна вдоль вертикальной и горизонтальной осей. Оси пучка и волокна выставлялись соосно с точностью до  $2^\circ$ . Для контроля смещения пучка использовался микроскоп бокового вида. Измерения проводились для углов поворота первого поляризатора  $20^\circ$  и  $110^\circ$ . Характерная картина излучения волокна показана на рис. 1, *с*. В теоретических расчетах использовались параметры волокна и излучения, соответствующие эксперименту. Как мы видим, теоретически рассчитанная картина достаточно хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Изображения распределения интенсивности пучка обрабатывались программой, написанной на языке программирования Delphi, в которой определялись параметры эллиптической кривой равной интенсивности и рассчитывались веса мод согласно формулам (8), (10).

На рис. 1, *д* приведены графики зависимости нормированных весов мод от смещения  $r_0$  лазерного пятна на входном торце волокна. Сплошной линией показаны кривые, рассчитанные по формулам (13). Из графиков видно, что при увеличении смещения  $r_0$  вес основной моды уменьшается, в то время как веса мод высшего порядка ( $l = 1$ ) увеличиваются. Небольшое отклонение экспериментальных кривых относительно теоретических связано, по-видимому, с малым несогласованием осей пучка и волокна, потерями интенсивности в канале волновода и частичным перераспределением энергии при анизотропной дифракции собственных мод на выходном торце волокна. Изменение оси смещения с вертикальной на горизонтальную приводит к симметричной смене ветвей графика для коэффициентов  $a'_1$  и  $a'_2$ .

В заключение хотелось бы сказать, что данный метод измерения весов собственных мод анизотропного волокна позволяет перевести анализ поля излучения на принципиально новый уровень. От качественного сравнения картин распределения интенсивности он дает возможность перейти к количественному измерению весов мод. Более того, при определении геометрических параметров линии постоянной интенсивности не нужно учитывать нелинейную чувствительность фотоприемников к интенсивности света, что существенно снижает погрешность измерений. Наша методика может быть использована при создании датчиков физических величин на основе анизотропных волокон.

## Список литературы

- [1] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [2] *Мировицкий Д.И., Будагян И.Ф., Дубровин В.Ф.* Микроволноводная оптика и голография. М.: Наука, 1983. 318 с.
- [3] *Barrell K.F., Pask C.* // JOSA. 1979. V. 69. N 2. P. 294–300.
- [4] *Dubois F., Emplit Ph., Hugon O.* // Opt. Lett. 1994. V. 19. N 7. P. 433–435.
- [5] *Westbrook P.S., Eggleton B.J., Windeler R.S., Hale A., Strasser T.A., Burdge G.L.* // IEEE Photon Tech. Lett. 2000. V. 12. P. 495–497.
- [6] *Воляр А.В., Егоров Ю.А., Рыбась А.Ф., Фадеева Т.А.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 16. С. 82–89.
- [7] *Rubass A.F., Alexeyev A.N., Latysheva V.S., Volyar A.V.* // Proceedings CAOL. 2003. V. 2. P. 57–58.
- [8] *Алексеев К.Н., Воляр А.В., Фадеева Т.А.* // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 93. № 4. С. 639–649.
- [9] *Воляр А.В., Фадеева Т.А.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 17. С. 69–74.