

УДК 535.31, 535.36

А.А. Шибельгут, Р.В. Литвинов, Н.Г. Кириенко

Эффективность возбуждения волноводных мод оптического волокна при рассеянии лазерного пучка на радиально-симметричном слое неоднородностей сердцевины

Представлены результаты численного моделирования рассеяния монохроматического светового пучка, распространяющегося в плоскости поперечного сечения ступенчатого оптического волокна, на неоднородностях его сердцевины, локализованных в тонком радиально-симметричном слое. Показано, что наличие этих неоднородностей является причиной резонансной зависимости эффективности возбуждения волноводных мод от смещения светового пучка относительно оси волокна.

Ключевые слова: оптическое волокно, неоднородности сердцевины, рассеяние света, направляемые моды.

Как известно, рассеяние светового поля на неоднородностях сердцевины многомодовых оптических волокон приводит к сильному взаимодействию между волноводными модами, вклад которого в искажение оптических сигналов может оказаться сравним со вкладом других механизмов, в том числе дисперсионного [1, 2]. Так как конус углов волноводных мод изменяется по поперечному сечению волокна [3], то искажение сигналов в однотипных волокнах, но с отличающимися пространственными распределениями неоднородностей, в общем случае будет различным. Исследование пространственного распределения неоднородностей в многомодовом оптическом волокне может быть выполнено при сканировании по нему сфокусированным лазерным пучком, которое приводит к возбуждению направляемых мод в волокне за счет рассеяния светового пучка на неоднородностях его сердцевины. В этом случае мощность светового поля на выходном торце волокна будет зависеть от положения сканирующего пучка относительно оси волокна. Подобные экспериментальные исследования в оптических волокнах различного типа были проведены в работах [1, 2, 4]. Однако численное моделирование эффективности возбуждения волокна в этих работах выполнено при условии однородного пространственного распределения рассеивающих центров по сердцевине волокна. В данном сообщении выполнено численное моделирование эффективности возбуждения полимерного оптического волокна со ступенчатым профилем показателя преломления за счет рассеяния светового пучка, распространяющегося в плоскости поперечного сечения волокна, на радиально-симметричном слое неоднородностей сердцевины, локализованном на некотором расстоянии от центра волокна, для различных смещений пучка относительно его оси.

На рис. 1 показана траектория сканирующего пучка в плоскости поперечного сечения ступенчатого оптического волокна при произвольном смещении d оси пучка относительно оси волокна. Как следует из этого рисунка, угол преломления пучка на границе «внешняя среда–оболочка» может быть определен при помощи закона Снеллиуса в виде $\varphi_{in} = \arcsin[(n_0 d)/(n_{cl} a_{cl})]$. Здесь n_0 и n_{cl} – показатель преломления внешней среды и оболочки оптического волокна, соответственно; a_{cl} – радиус оболочки. В сердцевине волокна пучок распространяется на расстоянии $x_{co} = a_{co} \sin(\varphi_{in\ co})$ от оси волокна. В последней формуле a_{co} – радиус сердцевины, угол преломления на границе «оболочка–сердцевина» определяется соотношением $\varphi_{in\ co} = \arcsin\{(n_{cl}/n_{co}) \sin[\pi - \arcsin(d/(n_{cl} a_{co}))]\}$; n_{co} – показатель преломления сердцевины волокна.

На рис. 2 показана схема рассеяния этого пучка на радиально-симметричном слое неоднородностей сердцевины, локализованном на расстоянии r_0 от центра волокна, при различных смещениях d . Как следует из этого рисунка, при увеличении смещения d та часть траектории светового пучка, которая проходит через рассеивающие центры, сначала увеличивается от значения, равного удвоенной ширине слоя неоднородностей $4w$, до величины, равной $4\sqrt{n_0 w}$, а затем спадает до нуля. При

этом часть рассеянного света, попадающая в конус углов направляемых мод, захватывается волокном и распространяется вдоль него.

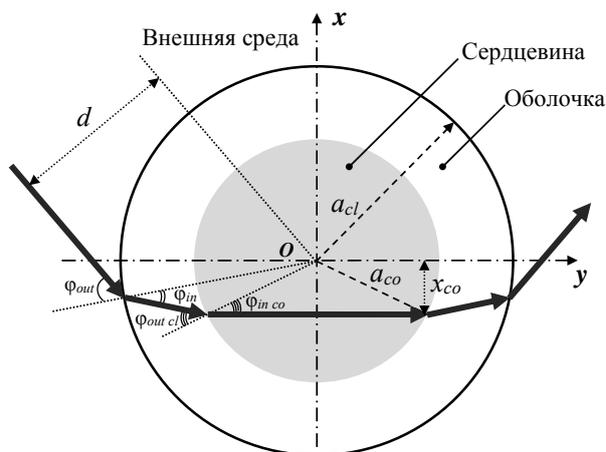


Рис. 1. Траектория сканирующего пучка при произвольном смещении d

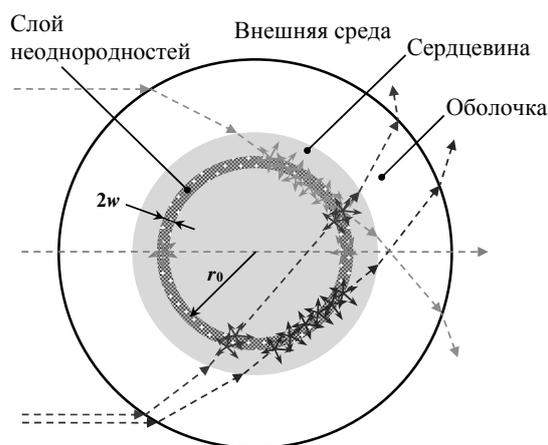


Рис. 2. Схема рассеяния сканирующего пучка при различных смещениях d

Для рассматриваемого случая нормированная интенсивность, рассеянная в волноводные моды волокна, может быть описана выражением

$$I = T \int_{-y_{co}}^{y_{co}} n(y) \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_c} f(\theta'(\theta, \varphi), \varphi'(\theta, \varphi)) \sin(\theta) d\theta d\varphi dy, \tag{1}$$

где T – коэффициент отражения по интенсивности от границы раздела «внешняя среда–оболочка»; $n(y)$ – функция, описывающая распределение неоднородностей вдоль направления распространения пучка (вдоль y -оси, см. рис. 1); $f(\theta', \varphi')$ – индикатриса рассеяния [5]; $\theta'(\theta, \varphi)$, $\varphi'(\theta, \varphi)$ – координатные углы, используемые в теории рассеяния света [5], которые необходимо выразить через углы θ и φ , принятые в волноводной теории [3]; θ_c – угол отсечки, который определяется следующим выражением:

$$\theta_c = \arcsin \left[\frac{1}{n_{co}} \cdot \frac{\sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{a_{co}^2} \cdot \sin^2(\varphi)}} \right]. \tag{2}$$

Преобразуя друг в друга координатные системы, используемые в волноводной теории и теории рассеяния света, показанные на рис. 3, нетрудно в следующем виде получить соотношения, связывающие углы θ' и φ' с углами θ и φ [4]:

$$\theta' = \arccos(\sin(\theta)\sin(\varphi)), \quad \varphi' = \arctan(\tan(\theta)\cos(\varphi)).$$

Если в формуле (1) положить $n(y) = 1$, то она станет идентичной формуле, использованной в работах [1, 4] для расчета интенсивности I в случае однородного распределения рассеивающих центров по всей сердцевине. В случае радиального распределения рассеивающих центров супергауссова типа их распределение вдоль направления распространения пучка в сердцевине может быть представлено в виде

$$n(y) = \exp \left(-2 \left| \frac{\sqrt{x_{co}^2 + y^2} - r_0}{w} \right|^k \right), \tag{3}$$

где k – порядок супергауссова пучка.

На рис. 4 показано нормированное радиальное распределение рассеивающих центров для величины $k = 3$ с полушириной слоя $w = 20$ мкм и трех различных расстояний r_0 от центра слоя до центра волокна (кривые 1–3) с радиусом сердцевины $a_{co} = 450$ мкм и радиусом оболочки $a_{cl} = 500$ мкм. На рис. 5 представлены зависимости нормированной интенсивности I от смещения d , падающего на

волокно светового пучка *ТМ*-поляризации (см. рис. 1), соответствующие эти трем различным значениям r_0 и рассчитанные для следующих параметров: длина волны света 632 нм, показатель преломления оболочки и сердцевины 1,42 и 1,49, соответственно. Здесь же показана зависимость $I(d)$ для однородного ($n(r) = 1$) распределения рассеивающих центров (кривая 4).

Отметим, что в рассматриваемом случае при приближении смещения падающего пучка к крайнему положению ($d = a_{cl}$), когда он распространяется практически по касательной к поверхности волокна, он преломляется так, что часть его траектории все равно проходит через сердцевину на расстоянии от оси волокна, равном 336 мкм.

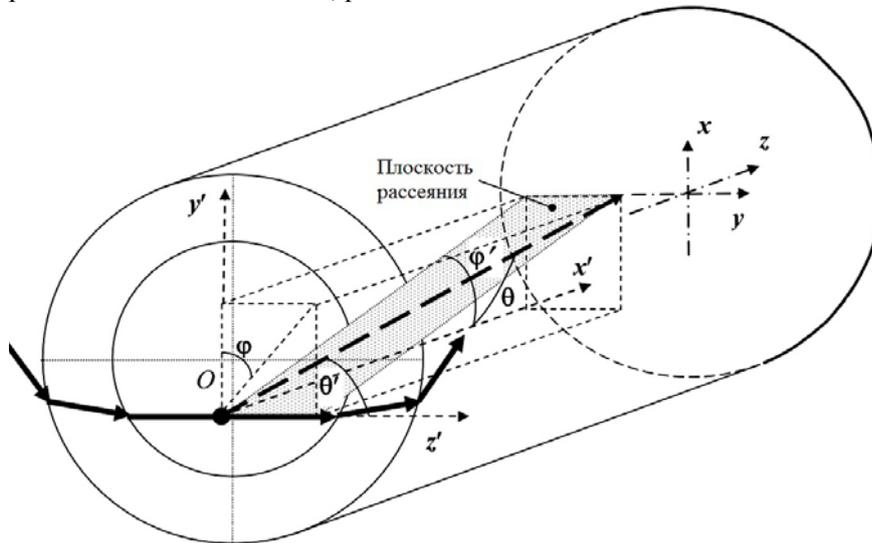


Рис. 3. Координатные системы, используемые в волноводной теории и теории рассеяния света

внешний интеграл (1) определяется областями траектории пучка, в которых он распространяется через рассеивающие центры (см. рис. 2). Эти области расположены симметрично относительно оси, проходящей через центр волокна. Как показано выше, с увеличением величины d протяженность этих областей сначала увеличивается от значения, равного удвоенной ширине слоя неоднородностей $4w$, до величины, равной $4\sqrt{n_0 w}$, а затем спадает до нуля. Это приводит к появлению пиков на зависимости $I(d)$. Очевидно, что увеличение радиуса слоя рассеивающих центров r_0 (см. рис. 2) должно приводить к увеличению расстояния между положениями сканирующего пучка, отвечающими максимальным областям рассеяния и расположенными симметрично относительно оси, проходящей через центр волокна. Подобное поведение пиков на зависимостях $I(d)$ с ростом величины r_0 и наблюдается на рис. 5.

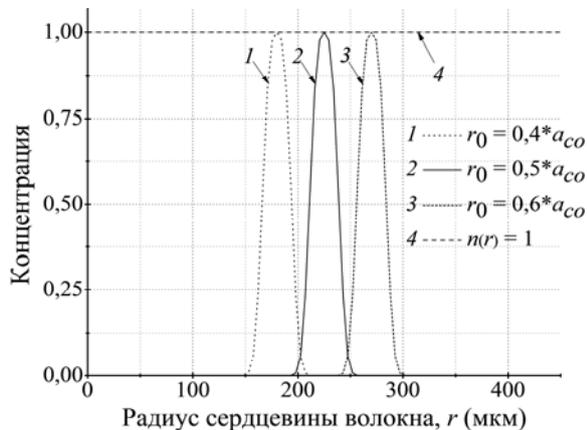


Рис. 4. Распределение рассеивающих центров

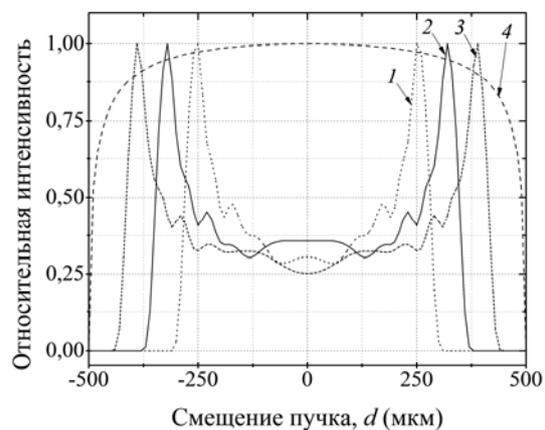


Рис. 5. Зависимости интенсивности $I(d)$

Таким образом, наличие радиально-симметричного слоя неоднородностей в сердцевине полимерного оптического волокна со ступенчатым профилем показателя преломления приводит к резо-

нансной зависимости эффективности возбуждения волноводных мод за счет рассеяния сканирующего лазерного пучка от его смещения относительно оси волокна.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках гранта № 12-07-00193-а. А.А. Шибельгут поддержан стипендией Президента РФ в рамках проекта № СП-4673.2013.5.

Литература

1. Bunge C.-A. Rayleigh and Mie Scattering in Polymer Optical Fibers / C.-A. Bunge, R. Kruglov, H. Poisel // J. Lightw. Technol. – 2006. – Vol. 24, Iss. 8. – P. 3137–3146.
2. A comprehensive analysis of scattering in polymer optical fibers / G. Aldabaldetrekue, I. Bikandi, M.A. Illarramendi et al. // Optics Express. – 2010. – Vol. 18, Iss. 24. – P. 24536–24555.
3. Unger H.-G. Planar optical waveguides and fibres. – Oxford: Clarendon Press, 1977. – 656 p.
4. Scattering Properties of 1 mm Large-Core GI-POF / A. Shibelgut, R. Litvinov, R. Kruglov et al. // Proceedings of the 21th International conference on Plastic Optical Fibers, Atlanta, USA, September 10–12. – 2012. – P. 116–119.
5. Bohren C.F. Absorption and Scattering of Light by Small Particles / C.F. Bohren, D.R. Huffman. – New York: Wiley, 1983. – 660 p.

Шибельгут Александр Андреевич

Мл. науч. сотрудник каф. телекоммуникаций и основ радиотехники ТУСУРа
Тел.: 8 (382-2) 41-33-98
Эл. почта: shibelgut@gmail.com

Литвинов Рудольф Викторович

Доцент каф. радиоэлектроники и защиты информации ТУСУРа
Тел.: 8 (382-2) 41-33-65
Эл. почта: LitvinovRV@rzi.tusur.ru

Кириенко Наталья Геннадьевна

Ст. преподаватель каф. гуманитарного образования и иностранных языков Юргинского технологического института НИ ТПУ
Тел.: 8 (382-2) 41-33-98
Эл. почта: chenk@mail.ru

Shibelgut A.A., Litvinov R.V., Kirienko N.G.

Excitation efficiency of waveguide modes of optical fiber by laser beam scattering on a radially symmetric layer of core heterogeneities

In the paper the results of numerical simulation of a monochromatic light beam scattering are presented. The light beam is propagated in a plane of transverse section of step-index optical fiber and on heterogeneities of its core which are localized in a thin radially symmetric layer. It has been shown that the existence of these heterogeneities is a cause of resonance dependence of an excitation efficiency of waveguide modes on the light beam shifted relative to fiber axis.

Keywords: optical fiber, core heterogeneities, light scattering, guided modes.