

УДК 621.372.8

Д.А. Конкин, Н.А. Дашин, Р.С. Круглов, Р.В. Литвинов

Рассеяние Ми на неоднородностях сердцевины градиентного волокна в направляемые и вытекающие моды

Рассмотрено возбуждение градиентных оптических волокон боковым лазерным пучком за счет рассеяния на сферических неоднородностях сердцевины. Математическая модель процесса построена в рамках метода локальных плоских волн, испытывающих рассеяние на траектории светового луча в направляемые и вытекающие моды волокна. Численное моделирование выполнено для полимерного оптического волокна с параболическим профилем показателя преломления на длине световой волны 632 нм и диэлектрических центров рассеяния с диаметром 50 нм.

Ключевые слова: оптическое волокно, неоднородности сердцевины, рассеяние Ми.

Одним из основных факторов, влияющих на пропускную способность оптических волокон, является рассеяние световых сигналов на неоднородностях сердцевины [1]. Эффект каналирования рассеянного света в волноведущих структурах [2] позволяет извлекать информацию о параметрах таких неоднородностей из экспериментальных исследований эффективности возбуждения оптических волокон при их боковом сканировании лазерным пучком. Исследования такого возбуждения, выполненные авторами [2] для ступенчатых оптических волокон на длине световой волны 488 и 632 нм, показали, что наибольший вклад в такое рассеяние вносят центры с диаметром от 200 до 320 нм, и интенсивность рассеянного излучения растет по мере приближения сканирующего пучка к границе сердцевины оболочки.

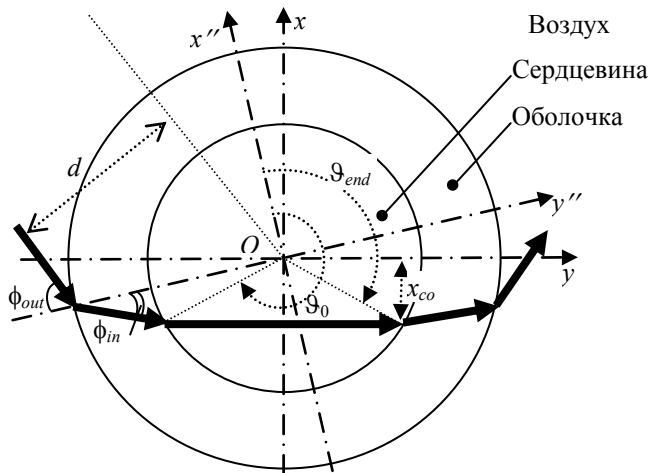


Рис. 1. Траектория светового пучка при его распространении через волокно

В данной работе в отличие от цитированной работы [2] рассматривается рассеяние светового луча на неоднородностях сердцевины градиентного оптического волокна.

Определение траектории светового луча. Рассмотрим падение светового луча на волокно, как это показано на рис. 1. В системе координат $x''Oy''$ направление распространения луча в оболочке волокна диаметром a_{cl} с постоянным показателем преломления n_{cl} может быть определено на основании закона Снелиуса $n_{cl} \sin \phi_{in} = \sin \phi_{out} = d/a_{cl}$, где d – расстояние от оси пучка до центра волокна. Тогда точка входа луча в сердцевину будет задаваться координатами:

$$x''_{1co} = \frac{\sqrt{a_{co}^2 (1 + \tan^2 \phi_{in}) - a_{cl}^2} - a_{cl} \tan \phi_{in}}{1 + \tan^2 \phi_{in}}, \quad (1)$$

$$y''_{1co} = -x''_{1co} \tan \phi_{in} - a_{cl}. \quad (2)$$

В сердцевине градиентного волокна с показателем преломления $n(r)$, непрерывно изменяющимся вдоль радиального направления r , распространение пучка отлично от прямолинейной траектории. Как показано в работе [3], в полярной системе координат эта траектория может быть описана зависимостью угла ϑ (отсчитываемого от оси x'' , см. рис. 1) от координаты r . Используя соотношения из этой работы, нетрудно показать, что в точке выхода луча из сердцевины оптического волокна этот угол равен

$$\vartheta_{end} = 2d \int_{a_{co}}^{r_{midl}} \frac{dr}{r\sqrt{n^2(r)r^2 - d^2}} - \left| \arcsin\left(\frac{x''_{1co}}{a_{co}}\right) \right| + \frac{3}{2}\pi. \quad (3)$$

В формуле (3) верхний предел интегрирования r_{midl} определяется из условия обращения в ноль подкоренного выражения и для оптических волокон с параболическим профилем показателя преломления $n(r) = n_{co}\sqrt{1 - 2\Delta(r/a_{co})^2}$ с максимальным значением n_{co} может быть получен в виде

$$r_{midl} = \sqrt{a_{co}n_{co}\Delta\left(a_{co}n_{co} - \sqrt{a_{co}^2n_{co}^2 - 8d^2\Delta}\right)} / 2n_{co}\Delta, \text{ где } \Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / 2n_{co}^2.$$

Для широко распространенных слабонаправляющих волноводов выполняется приближение $\Delta \ll 1$ [4, 5]. Поэтому кривая, описывающая траекторию луча в сердцевине такого волокна, практически не отличается от прямой, соединяющей точку входа (x''_{1co}, y''_{1co}) с точкой выхода $(x''_{2co} = a_{co} \cos \vartheta_{end}, y''_{2co} = a_{co} \sin \vartheta_{end})$. Это позволяет аппроксимировать траекторию пучка в сердцевине волокна при помощи прямой, проходящей через точки (x''_{1co}, y''_{1co}) и (x''_{2co}, y''_{2co}) .

Рассеяние Ми на неоднородностях сердцевины волокна в направляемые и вытекающие моды. Как показано в работе [2], анализ рассеяния светового луча в ступенчатом оптическом волокне удобно выполнять в системе координат xOy с осью y , параллельной прямолинейной траектории луча в сердцевине (см. рис. 1). Ниже будем использовать аналогичную систему координат, которая может быть задана при помощи расстояния от светового луча до оси Oy :

$$x_{co} = |y''_{1co}x''_{2co} - y''_{2co}x''_{1co}| / \sqrt{(y''_{2co} - y''_{1co})^2 + (x''_{2co} - x''_{1co})^2}. \quad (4)$$

В рассматриваемом случае возбуждение волокна возможно только за счет рассеяния лазерного пучка на неоднородностях волокна. Схема такого рассеяния представлена на рис. 2.

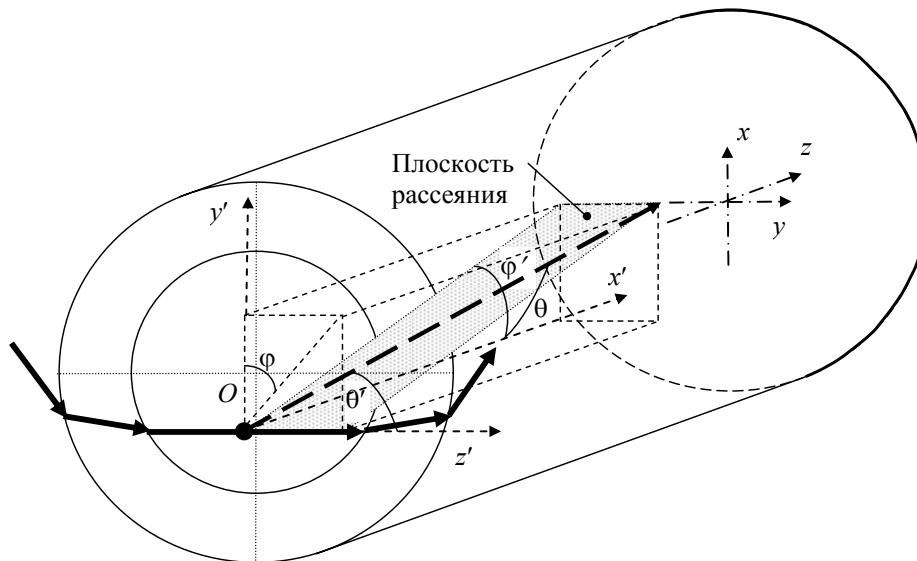


Рис. 2. Схема рассеяния лазерного пучка, поляризованного ортогонально поперечному сечению оптического волокна. Ориентация координатных осей x, y и z принята в теории оптических волокон [4, 5]. Ориентация координатных осей x', y' и z' принята в теории рассеяния [3, 6]

Как показано в работе [2], для однородного распределения рассеивающих центров вдоль направления распространения пучка интенсивность направляемых и вытекающих мод, возбуждаемых в ступенчатом волокне лазерным пучком, поляризованным параллельно (\parallel) и перпендикулярно (\perp) поперечному сечению волокна, будет пропорциональна следующим интегралам:

$$I_{\parallel, \perp} \propto T_{E, H} \int_{-y_{co}}^{y_{co}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_c} f_{\parallel, \perp}(\theta'(\theta, \varphi), \varphi'(\theta, \varphi)) \sin \theta \, d\theta d\varphi dy, \quad (5)$$

где коэффициенты $T_{E,H}$ описывают Френелевские потери на границе волокна [3], $y_{co} = \sqrt{a_{co}^2 - x_{co}^2}$,

$$\theta_c = \arcsin \left(\frac{\sqrt{(n^2(r) - n_{cl}^2) / (1 - (r/a_{co})^2 \sin^2 \varphi)}}{n(r)} \right) - \text{угол отсечки для градиентного волокна [4],}$$

$r = \sqrt{x_{co}^2 + y^2}$. Как следует из рис. 2, система координат, принятая в теории рассеяния [3, 6], отличается от системы координат, принятой в теории оптических волокон [4, 5]. Поэтому в формуле (5) индикатрисы рассеяния $f_{\parallel, \perp}(\theta'(\theta, \varphi), \varphi'(\theta, \varphi))$ являются сложными функциями от углов ϑ и φ , типичных для теории оптических волокон. Зависимость углов ϑ' и φ' , типичных для теории рассеяния [3, 6], от углов ϑ и φ , нетрудно определить для случая исходного лазерного луча, поляризованного ортогонально поперечному сечению оптического волокна (рис. 3) в виде $\theta' = \arccos(\sin \theta \sin \varphi)$ и $\varphi' = \arctan(\tan \theta \cos \varphi)$. Если исходный лазерный луч поляризован в поперечном сечении волокна ($Ox \uparrow \downarrow Ox'$, $Oy \uparrow \uparrow Oz'$, $Oz \uparrow \uparrow Oy'$), то изменяется только зависимость $\varphi'(\theta, \varphi)$, которая преобразуется к виду $\varphi' = -\arctan(\tan \theta \cos \varphi)$.

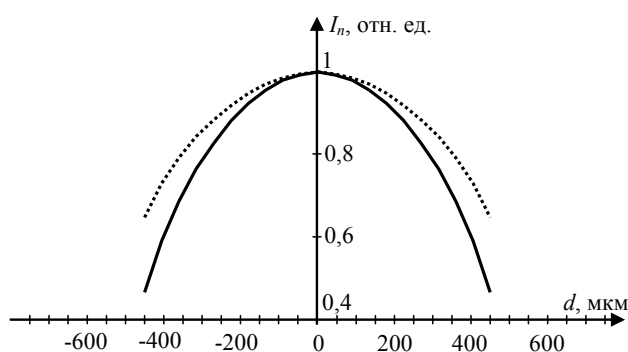


Рис. 3. Результаты численного моделирования возбуждения волокна при его поперечном сканировании пучком поляризованного параллельно (пунктирная кривая) и перпендикулярно (сплошная кривая) поперечному сечению волокна

Отметим, что выражения для расчета индикатрисы рассеяния в случае сферических частиц хорошо известны [3].

Результаты численного моделирования рассеяния света на сферических частицах. Численные расчеты, выполненные для широкого диапазона параметров рассеивающих центров ε_{sc} и a_{sc} , показали, что они в первую очередь влияют на абсолютные значения интенсивностей $I_{\parallel, \perp}$. При этом характер зависимостей этих интенсивностей от расстояния сканирования d (см. рис. 1), нормированных на свои максимумы, практически не меняется. Типичные нормированные зависимости $I_{n\parallel, n\perp}(d)$, рассчитанные для значений

$\varepsilon_{sc} = 1,5n_{co}^2$ и $a_{sc} = 50$ nm, показаны на рис. 3. Характерный монотонный спад этих зависимостей с увеличением абсолютного значения $|d|$ связан с уменьшением площади числовой апертуры волокна с параболическим профилем показателя преломления при удалении от его центра. При этом в случае светового луча, поляризованного перпендикулярно поперечному сечению волокна, коэффициент Френелевских потерь T_H также монотонно уменьшается с ростом $|d|$. В случае пучка, поляризованного в сечении волокна, коэффициент T_E имеет немонотонную зависимость от $|d|$. Сначала этот коэффициент незначительно растет с ростом $|d|$, а затем спадает. Поэтому зависимость $I_{n\perp}(d)$ уменьшается с ростом $|d|$ быстрее зависимости $I_{n\parallel}(d)$.

Заключение. Таким образом, построенная модель позволяет произвести оценку экспериментальных зависимостей интенсивности сигнала на выходе оптического волокна от положения сканирующего пучка, проводимых в Центре исследования полимерных оптических волокон университета Г.С. Ома.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 12-07-00193-а.

Литература

1. Ziemann O. POF-Handbook – Short Range Optical Transmission Systems / O. Ziemann, J. Krauser, P. Zamzow, W. Daum. – 2nd ed. – Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2008. – 886 p.
2. Bunge C.-A. Rayleigh and Mie Scattering in Polymer Optical Fibers / C.-A. Bunge, R. Kruglov, H. Poisel // IEEE Journal of Lightwave Technology. – 2006. – Vol. 24, № 8. – P. 3137–3146.

3. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
 4. Снайдер А. Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав. – М.: Радио и связь, 1987. – 650 с.
 5. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. – М.: Мир, 1984. – 512 с.
 6. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986. – 660 с.
-

Конкин Дмитрий Анатольевич

Аспирант каф. радиоэлектроники и защиты информации (РЗИ) ТУСУРа
Тел.: (382-2) 41-33-65
Эл. почта: KonkinDA@rzi.tusur.ru

Дашин Николай Александрович

Студент гр. 159
Тел.: +7 -38-22-41-33-65
Эл. почта: nik_dash@mail.ru

Круглов Роман Сергеевич

Канд. техн. наук, доцент каф. РЗИ
Тел.: (382-2) 41-33-65
Эл. почта: roman_kruglov@mail.ru

Литвинов Рудольф Викторович

Канд. физ.-мат. наук, доцент каф. РЗИ
Тел.: (382-2) 41-33-65
Эл. почта: LitvinovRV@rzi.tusur.ru

Konkin D.A., Dashin N.A., Kruglov R.S., Litvinov R.V.

The Mie scattering by core imperfections of graded-index fiber into guided and leaky mode

The side excitation of graded-index fiber by the scattering of lateral laser beam from spherical imperfections of fiber core has been considered. A mathematical model of this process has been developed by the approximation of local plane wave scattering into guided and leaky mode. Numerical modeling has been carried out for polymer optical fiber with parabolic refractive index profile at wave length 632 nm and scattering center diameter 50 nm.

Keywords: Optical fiber, core imperfections, Mie scattering.
