

非弱导条件下单模-多模-单模光纤结构的数值模拟及分析

洪成青^{1,2} 陈耀飞¹ 江俊峰^{1*} 金哲² 金元必² 李孝民²

(¹ 天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072
² 朝鲜民主主义人民共和国理科大学朝中友谊激光实验室, 朝鲜)

摘要 针对非弱导条件下单模-多模-单模(SMS)结构光纤段的理论分析,研究了简单准确的数值模拟方法。利用输入场的泰勒级数展开和多模光纤内电磁场的矢量模式展开,分析了在非弱导条件下 SMS 结构光纤的多模光纤段中所有模式的传播特性和透射率。基于对模式特征方程的分析,通过合理选择对 SMS 结构光纤的多模干涉特性有贡献的最少的模式数,计算出每个模式的透射率并与实验结果比较,证明了在单模光纤和多模光纤纤芯精确对准的情况下,利用线偏振径向函数即零阶贝塞尔函数展开多模光纤内的电磁场(标量模型)可以得到很好的数值模拟结果。该结论可有效降低理论研究的复杂性。

关键词 光纤光学;单模-多模-单模;非弱导条件;无芯光纤;标量模型;矢量模型

中图分类号 TN253 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0806004

Simulation and Analysis of Single Mode-Multimode-Single Mode Fiber Structure under Condition of Unweak-Guidance

Hong Songchong^{1,2} Chen Yaofei¹ Jiang Junfeng¹ Kim Chol²

Kim Wonphil² Li Hyomin²

(¹ College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)
² Korea-China Friendship Laser Laboratory, University of Science, DPR Korea)

Abstract Aiming at theoretical analysis of single mode-multimode-single mode(SMS) fiber under unweak-guidance condition, a simple and accuracy simulation method is studied. Propagation characteristics and transmission efficiency of all the modes of multimode fiber segment in SMS fiber under unweak-guidance condition are analyzed using Taylor's series expansion of input light field and vector mode expansion of electromagnetic field in multimode fiber. Based on analysis of mode characteristic equations, the smallest mode numbers contributing to multimode interference in the single mode-multimode-single mode fiber are reasonably selected and transmission efficiency of every mode is calculated and compared with experimental results. It is proved that the light field in the multimode fiber can be expanded only by the linearly polarized radial function, zero-order Bessel function(scalar model) to obtain the good simulation results under condition that the single mode fiber and multimode fiber are well concentric. This work can simplify complexity of theoretical research in this field effectively.

Key words fiber optics; single mode-multimode-single mode; unweak-guidance condition; coreless fiber; scalar model; vector model

OCIS codes 060.2310; 060.2340; 060.2370; 140.3510

收稿日期: 2013-03-05; 收到修改稿日期: 2013-04-11

基金项目: 国家自然科学基金(11004150,61108070)

作者简介: 洪成青(1972—),男,硕士,讲师,主要从事光纤传感与激光技术等方面的研究。

E-mail: hongsongchong@126.com

* 通信联系人。E-mail: jiangjfxu@tju.edu.cn

1 引言

利用光纤内多模式干涉的光纤传感器,因为结构简单、稳定性好、成本低等优点,所以受到许多研究者的关注^[1-7]。对于基于单模-多模-单模(SMS)光纤结构的多模干涉效应的光纤光学器件,包括光纤折射率及温度传感器^[1-2],光学边界过滤器^[4],光纤位移传感器^[5]、可调光纤透镜^[6]和光学带通滤波器^[7]等,还有许多对于 SMS 光纤结构的多模干涉的理论研究多有报道^[5-10]。大部分报道中利用了光纤纤芯和包层的折射率差很小的弱导近似($n_1 \approx n_2$)。在文献[6]中,基于弱导近似和输入场的高斯光束近似,以标量化近似的 LP_{0n} 模式展开了光纤内的电磁场,推导出了传输效率的解析式、有最大耦合效率的模式阶数和多模光纤(MMF)段的自成像长度。在文献[7]中,基于弱导近似,将光纤内的电磁场以标量化近似的 LP_{0n} ($n=1,2,\dots,N$) 模式展开,推导出了 SMS 结构的传输效率。弱导近似虽然有理论模型简单的优点,但是只适用于 $n_1 \approx n_2$ 的情况。在 n_1 和 n_2 的折射率差比较大的条件下,比如说,在利用以无芯光纤为多模光纤的 SMS 结构的研究方面,一般不能用弱导近似,只能用矢量模型。文献[10]系统地提出了用矢量场来计算 SMS 传输效率的方法。但是矢量模型很复杂,计算量很大。本文针对非弱导条件下的 SMS 光纤,提出简单准确的数值模拟方法和相应的实验验证。

2 理论分析

SMS 光纤结构的示意图如图 1 所示。多模光纤内的电磁场可以表示为

$$\mathbf{E}(r, \phi, z, t) = \mathbf{E}(r) \exp(i\phi) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (1)$$

$$\mathbf{H}(r, \phi, z, t) = \mathbf{H}(r) \exp(i\phi) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (2)$$

式中 r 为径向坐标, ϕ 为相角, z 为轴向坐标, t 为时间变量, ω 为角频率, β 为传播常数, l 为整数。

根据麦克斯韦方程和纤芯与包层的边界条件,光纤中第 l 阶模的传播常数 β 满足下面的特征方程^[11]:

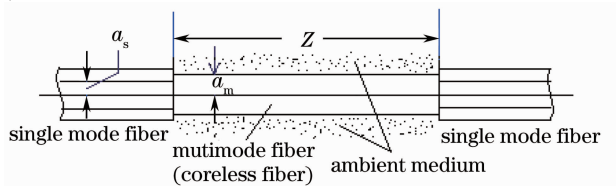


图 1 SMS 光纤的结构

Fig. 1 Structure of SMS fiber

$$\frac{J_{l-1}(ha)}{ha J_l(ha)} = \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2} \frac{K'_l(qa)}{qa K_l(qa)} + \left[\frac{l}{(ha)^2} - R \right], \quad \text{HE mode} \quad (3)$$

$$\frac{J_{l+1}(ha)}{ha J_l(ha)} = \frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2} \frac{K'_l(qa)}{qa K_l(qa)} + \left[\frac{l}{(ha)^2} - R \right], \quad \text{EH mode} \quad (4)$$

式中 HE mode 和 EH mode 代表能在光纤中传播的基本模式, J 为贝塞尔函数, K 为变态贝塞尔函数, K'_l 为第 l 阶变态贝塞尔函数的一阶导数, R 的表达式为

$$R = \left\{ \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \right)^2 \left[\frac{K'_l(qa)}{qa K_l(qa)} \right]^2 + \left(\frac{l\beta}{n_1 k_0} \right)^2 \left[\frac{1}{(qa)^2} + \frac{1}{(ha)^2} \right] \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

式中 n_1, n_2 分别为纤芯和包层的折射率, a 为纤芯的半径, 且 $h^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, q^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2, v^2 = (ha)^2 + (qa)^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2 a^2, k_0 = \lambda/2\pi, \lambda$ 为真空中的光波长。

在非弱导条件下,多模光纤特征参数 v 的值很大,所以有多个模式可以在光纤内存在,大多数模式的传播常数满足远离截止条件,只有最后几个模式的传播常数接近于截止条件。但是,这些模式场的强度很弱,所以对整体传播特性的影响不大。因此,可以看作所有的模式在远离截止条件下传播。这从特征方程(3)式和(4)式的图形也可看出,如图 2 和图 3 所示。曲线 y_1 和 y_2 分别是特征方程的右边和左边的图形。在图 2 中,垂直渐近线由 $J_l(U) = 0$ 的根给出。在图 2 中,曲线 y_2 和曲线 $y = 0$ 的交点由 HE_{1n} 模式的远离条件 $J_{l-1}(U) = 0$ 的根给出,在图 3 中,曲线 y_2 和曲线 $y = 0$ 的交点由 EH_{1n} 模式的远离条件 $J_{l+1}(U) = 0$ 的根给出。

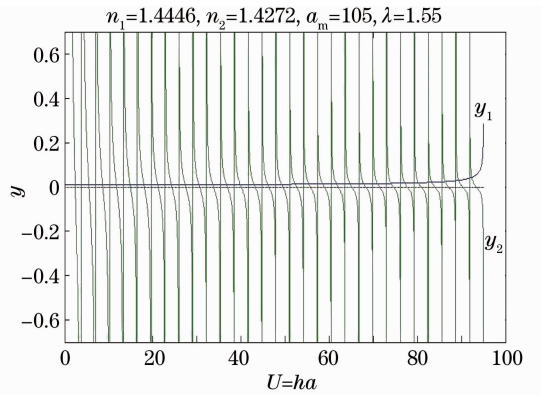


图 2 阶跃折射率光波导中 HE_{1n} 模式的传播常数

Fig. 2 Propagation constant of HE_{1n} mode in step refractive index optical waveguide

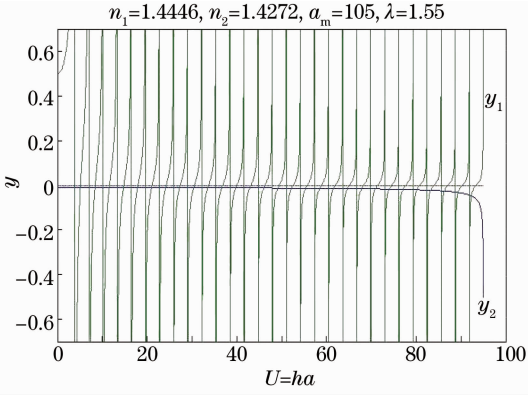

 图3 阶跃折射率光波导中 EH_{1n} 模式的传播常数

 Fig. 3 Propagation constant of EH_{1n} mode in step refractive index optical waveguide

曲线 y_1 和曲线 y_2 的交点是由特征方程的根给出的。从图 2 和图 3 可以看出特征方程的根很接近于远离截止条件。

在文献[12]中,以模式的 z 方向磁场强度和 z 方向电场强度的比,定义 p 参数为

$$p = \frac{\omega\mu_0}{i\beta} \frac{H_z}{E_z} = l \left(\frac{1}{q^2 a^2} + \frac{1}{h^2 a^2} \right) \times \left[\frac{J'_l(ha)}{ha J_l(ha)} + \frac{K'_l(qa)}{qa K_l(qa)} \right]^{-1}, \quad (6)$$

在远离截止条件下, p 参数只有两个值,见表 1。 $l=0$ 时, p 为 $0, \infty$; 而 $l \neq 0$ 时, p 为 ± 1 [12]。但是,因为在 p 定义(6)式, $\frac{J'_l(ha)}{ha J_l(ha)} = \frac{J'_{-l}(ha)}{ha J_{-l}(ha)}$, $\frac{K'_l(qa)}{qa K_l(qa)} = \frac{K'_{-l}(qa)}{qa K_{-l}(qa)}$, 所以 $p_{-l} = -p_l$ 。

 表 1 p 参数的值

 Table 1 Values of p parameter

l	$p(\text{HE}_m \text{ mode})$	$p(\text{EH}_m \text{ mode})$
Positive integer	-1	1
Negative integer	1	-1
0	0	∞

这使文献[11]的模式场表达式很简单。多模光纤内传播的电磁场表示为[11]

$$\mathbf{E}_T(r, \varphi, z) = \sum_{l=-L_n}^L \sum_{n_l=1}^{N_l} c_{l, n_l} \mathbf{e}_T^{(l, n_l)}(r) \times \exp[i(l\varphi - \beta_{l, n_l} z)], \quad (7)$$

$$c_{l, n_l} = \frac{\int_0^\infty r dr [\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, l) \times \mathbf{h}_T^{(l, n_l^*)}(r)] \cdot \mathbf{z}}{\int_0^\infty r dr [\mathbf{e}_T^{(l, n_l)}(r) \times \mathbf{h}_T^{(l, n_l^*)}(r)] \cdot \mathbf{z}}, \quad (8)$$

(7)式和(8)式利用了文献[10]提供的正交关系式。 $\mathbf{e}_T^{(l, n_l)}(r)$ 和 $\mathbf{h}_T^{(l, n_l)}(r)$ 分别是模式电场和磁场的横向

分量的傅里叶系数, \mathbf{z} 是 z 方向的单位矢量, $\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, l)$ 是输入场的横向分量的傅里叶展开系数。

$$\mathbf{E}_{\text{Tin}}(r, \phi, z=0) = \sum_{l=-L}^L \mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, l) \exp(il\phi), \quad (9)$$

$$\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, l) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \mathbf{E}_{\text{Tin}}(r, \phi, z=0) \exp(-il\phi). \quad (10)$$

在 SMS 结构中,假设第一段单模光纤(SMF)与多模光纤中心的偏移为 $(\Delta r_{01}, \phi_{01})$, 以及输入电场只有 x 偏振,输入场矢量为

$$\mathbf{E}_{\text{Tin}}(r, \phi, z=0) = x \mathbf{E}_{\text{Tin}}[\sqrt{r^2 + \Delta r_{01}^2 - 2r\Delta r_{01} \cos(\phi - \phi_{01})}], \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_{\text{Tin}}(r, \phi, z=0) = y \mathbf{H}_{\text{Tin}}[\sqrt{r^2 + \Delta r_{01}^2 - 2r\Delta r_{01} \cos(\phi - \phi_{01})}], \quad (12)$$

式中 \mathbf{x} 是 x 方向单位矢量, \mathbf{y} 是 y 方向单位矢量。

对高斯光束其输入场可表示为[13]

$$\mathbf{E}_{\text{Tin}}(r, \phi) = E_0 \exp\{-[r^2 + \Delta r_{01}^2 - 2r\Delta r_{01} \cos(\phi - \phi_{01})]/\omega_s^2\}, \quad (13)$$

$$\mathbf{H}_{\text{Tin}}(r, \phi) = H_0 \exp\{-[r^2 + \Delta r_{01}^2 - 2r\Delta r_{01} \cos(\phi - \phi_{01})]/\omega_s^2\}, \quad (14)$$

$$H_0 = n_{s2}(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} E_0, \quad (15)$$

式中 $\omega_s = \frac{a_s}{\sqrt{\ln 2}}(0.65 + 1.619v^{-1.5} + 2.879v^{-6})$, a_s, a_m 分别为单模光纤和多模光纤的纤芯半径, n_{s2} 为单模光纤包层的折射率, ϵ_0 和 μ_0 分别为真空中的电容率和磁导率。

单模光纤和多模光纤的界面图如图 4 所示。如果 $\Delta r_{01} \ll \omega_s$ 的话, 因为 $\omega_s \ll a_m$, 所以在 $r \ll \omega_s$ 区域, 用泰勒展开的一阶近似, (13)式近似表示为

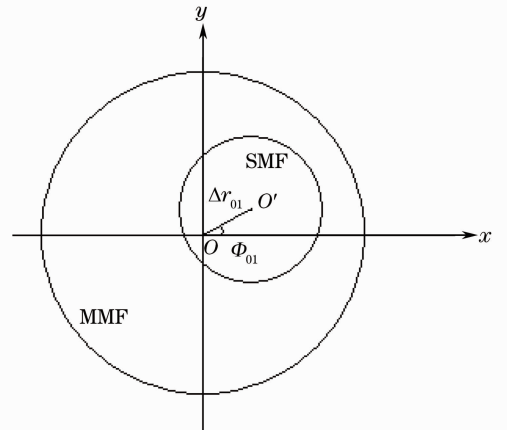


图 4 单模光纤和多模光纤的界面

Fig. 4 Interface of single mode fiber and multimode fiber

$$E_{\text{Tin}}(r) = E_{01}(r) + E_{01}(r) \frac{2r\Delta r_{01} \cos(\phi - \phi_{01})}{\omega_s^2}, \quad (16)$$

$$E_{01}(r) = E_0 \exp(-\Delta r_{01}^2/\omega_s^2) \exp(-r^2/\omega_s^2). \quad (17)$$

在 $r \approx \omega_s$ 区域, 有 $|r^2 + \Delta r_{01}^2| \gg |2r\Delta r_{01} \cos(\phi - \phi_{01})|$, 所以(16)式近似成立。

在 $r \gg \omega_s$ 区域, (13)式和(16)式都很近于零, 所以把(13)式换成(16)式没带来物理内容的任何变化, 如图5所示。

图5为 $\Delta r_{01} = 2 \mu\text{m}$, $\phi - \phi_{01} = \pi/4$ 时, (13)式和(16)式的图形。图中, s_1 为准确函数(13)式的图形, s_2 为近似函数(16)式的图形。近似式(16)式在 $\Delta r_{01}/\omega_s \leq 1/3$ 时比较准确。

x 方向单位矢量 \mathbf{x} 和 y 方向单位矢量 \mathbf{y} 通过 (r, ϕ) 坐标分别表示为

$$\mathbf{x} = (\cos \phi, -\sin \phi), \quad \mathbf{y} = (\sin \phi, \cos \phi). \quad (18)$$

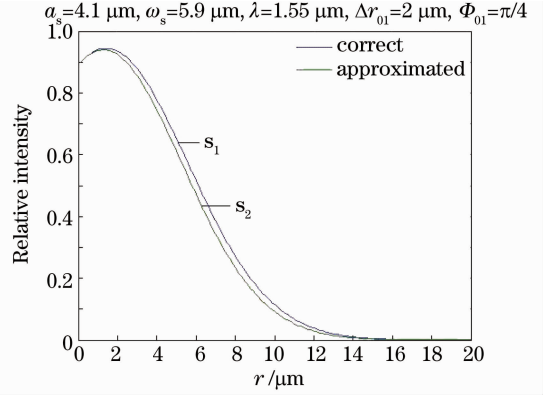


图5 单模光纤特征模场强度的截面分布
Fig. 5 Cross-section distribution of single mode fiber eigen mode field strength
输入电场的径向分量和角向分量分别表示为

$$E_r^{\text{in}}(r, \phi) = E_{\text{Tin}}(r) \cos \phi = E_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \cos \phi_{01} + E_{01}(r) \cos \phi + E_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \cos(2\phi - \phi_{01}), \quad (19)$$

$$E_\phi^{\text{in}}(r, \phi) = E_{\text{Tin}}(r) (-\sin \phi) = -E_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \sin \phi_{01} - E_{01}(r) \sin \phi - E_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \sin(2\phi - \phi_{01}). \quad (20)$$

输入磁场的径向分量和角向分量分别表示为

$$H_r^{\text{in}}(r, \phi) = H_{\text{Tin}}(r) \sin \phi = H_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \sin \phi_{01} + H_{01}(r) \sin \phi + H_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \sin(2\phi - \phi_{01}), \quad (21)$$

$$H_\phi^{\text{in}}(r, \phi) = H_{\text{Tin}}(r) \cos \phi = H_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \cos \phi_{01} + H_{01}(r) \cos \phi + H_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \cos(2\phi - \phi_{01}). \quad (22)$$

根据(19)式和(20)式可知, 只要 $l = 0, \pm 1, \pm 2$, 输入场的傅里叶分量不为零。假设输入场矢量 \mathbf{E}_{Tin} 、 \mathbf{H}_{Tin} 的 l 次傅里叶展开系数表示为 $\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, l)$ 、 $\mathbf{h}_{\text{Tin}}(r, l)$, 且 $\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, l)$ 、 $\mathbf{h}_{\text{Tin}}(r, l)$ 利用 (r, ϕ) 坐标分别成为

$$\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, 0) = \left[E_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \cos \phi_{01}, -E_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \sin \phi_{01} \right], \quad (23)$$

$$\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, \pm 1) = \left[\frac{1}{2} E_{01}(r), \mp \frac{1}{2i} E_{01}(r) \right], \quad (24)$$

$$\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, \pm 2) = \left[\frac{E_{01}(r)r\Delta r_{01}}{2\omega_s^2} \exp(\mp i\phi_{01}), \mp \frac{E_{01}(r)r\Delta r_{01}}{2i\omega_s^2} \exp(\mp i\phi_{01}) \right], \quad (25)$$

$$\mathbf{h}_{\text{Tin}}(r, 0) = \left[H_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \sin \phi_{01}, H_{01}(r) \frac{r\Delta r_{01}}{\omega_s^2} \cos \phi_{01} \right], \quad (26)$$

$$\mathbf{h}_{\text{Tin}}(r, \pm 1) = \left[\pm \frac{1}{2i} H_{01}(r), \frac{1}{2} H_{01}(r) \right], \quad (27)$$

$$\mathbf{h}_{\text{Tin}}(r, \pm 2) = \left[\pm \frac{H_{01}(r)r\Delta r_{01}}{2i\omega_s^2} \exp(\mp i\phi_{01}), \frac{H_{01}(r)r\Delta r_{01}}{2\omega_s^2} \exp(\mp i\phi_{01}) \right]. \quad (28)$$

SMS 结构光纤的输入光纤和输出光纤是同样的种类, 此传输效率成为

$$\eta = \left| \sum_{l=-L}^L \sum_{n_l=1}^{N_l} \frac{c_{l,n_l} d_{l,n_l}}{m_{l,n_l}} \exp(-i\beta_{l,n_l} z) \right|^2 / P_{\text{in}}^2 \quad (29)$$

$$c_{l,n_l} = \int_0^\infty r dr z [\mathbf{e}_{\text{Tin}}(r, l) \times \mathbf{h}_{\text{T}}^{(l,n_l)*}(r)], \quad (30)$$

$$d_{l,n_l} = \int_0^{\infty} r dr dz [\mathbf{e}_T^{(l,n_l)}(r) \times \mathbf{h}_{T\text{out}}^*(r,l)], \quad (31)$$

$$m_{l,n_l} = \int_0^{\infty} r dr dz [\mathbf{e}_T^{(l,n_l)}(r) \times \mathbf{h}_{T\text{in}}^{(l,n_l)*}(r)], \quad (32)$$

$$p_{\text{in}} = \int_0^{\infty} r dr dz [\mathbf{E}_{T\text{in}}(r,l) \times \mathbf{H}_{T\text{in}}(r,l)], \quad (33)$$

式中 $\mathbf{h}_{T\text{out}}(r,l)$ 是 $\mathbf{H}_{T\text{out}}(r,\phi)$ 的 l 阶傅里叶系数, $\mathbf{H}_{T\text{out}}(r,\phi)$ 跟 $\mathbf{H}_{T\text{in}}(r,\phi)$ 一样的, 只不过是把参数 $\Delta r_{01}, \phi_{01}$ 换成 $\Delta r_{02}, \phi_{02}$ 。

利用(7)式,(8)式,(23)~(28)式和表1计算(30)~(32)式,可知 $l \neq 0$ 时, EH 模式的 d_{l,n_l} 值为零。

芯区:

$$l=1, 2 \text{ 时}, p=1,$$

$$d_{l,n_l}^{\text{EH}} \propto (1-p)J_{l-1}(hr) = 0, \quad (34)$$

$$l=-1, -2 \text{ 时}, p=-1,$$

$$d_{l,n_l}^{\text{EH}} \propto (1+p)J_{l+1}(hr) = 0, \quad (35)$$

包层:

$$l=1, 2 \text{ 时}, p=1,$$

$$d_{l,n_l}^{\text{EH}} \propto (1-p)K_{l-1}(hr) = 0, \quad (36)$$

$$l=-1, -2 \text{ 时}, p=-1,$$

$$d_{l,n_l}^{\text{EH}} \propto (1+p)K_{l+1}(hr) = 0, \quad (37)$$

式中 d_{l,n_l}^{EH} 表示 EH 模式的 d_{l,n_l} 值。

这说明只有 HE 模式和 TE 模式对光传播特性做贡献。

$\Delta r_{01} \approx 0$ 时, 根据(23)~(28)式和上述结论, 只有 $l = \pm 1$ 的模式即 $\text{HE}_{1,n}$ 模式对光传播特性有贡献。这意味着在单模光纤和多模光纤的纤芯精密对准的情况下, 只用线偏振径向 $\text{HE}_{1,n}$ ($n=1, 2, \dots, N$) 模式即零阶贝塞尔函数, 可以展开多模光纤内的电磁场。

芯区:

$$E(r,z) = \sum_{n=1}^N c_n J_0\left(\frac{U_n}{a_m} z\right) \exp[i(\omega t - \beta_n z)], \quad (38)$$

包层:

$$E(r,z) = \sum_{n=1}^N d_n K_0\left(\frac{Q_n}{a_m} z\right) \exp[i(\omega t - \beta_n z)], \quad (39)$$

式中 U_n 为零次贝塞尔函数的零点 ($n=1, 2, \dots, N$),

$$\beta_n = \sqrt{n_1^2 k_0^2 - (U_n/a_m)^2}, \quad Q_n = \sqrt{v^2 - U_n^2}.$$

3 数值模拟以及实验

在数值模拟以及实验中, 用了单模光纤 SMF28 和直径为 $61.9 \mu\text{m}$ 的石英无芯光纤制作了 SMS 结构。图 6 为周围介质为空气时, 用矢量模型计算的 SMS 光纤的透射率谱, 图 7 为周围介质为空气时, SMS 光纤用矢量模型计算与用标量模型计算(只用零阶贝塞尔函数计算)的透射率谱和实验结果的比较。图 8 为周围介质为水时, 用矢量模型计算的 SMS 光纤的透射率谱, 图 9 为周围介质为水时, SMS 光纤用矢量模型计算与标量模型计算的透射率谱和实验结果的比较。

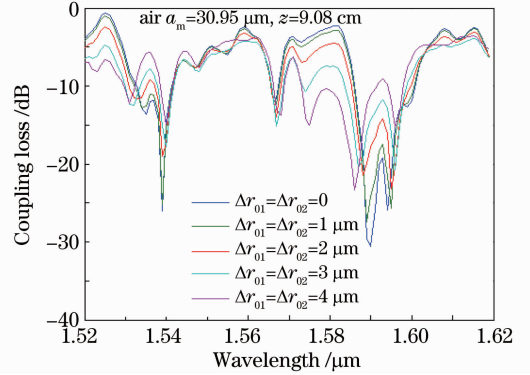


图 6 周围介质是空气时, 用矢量模型计算的 SMS 光纤的透射率谱

Fig. 6 Transmission spectra of SMS fiber with air as ambient medium calculated by using vector model

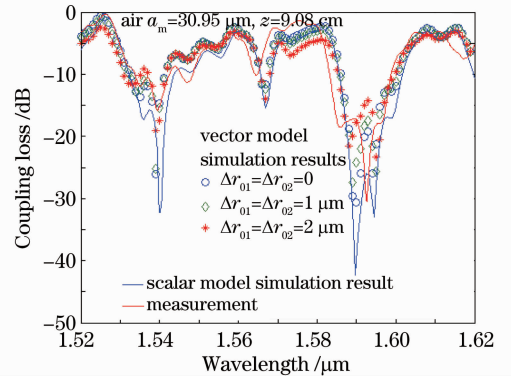


图 7 周围介质是空气时, 矢量模型、标量模型和实验结果的比较

Fig. 7 Comparison of vector model, scalar model and experiment results with air as ambient medium

随单模光纤和多模光纤中心偏移量的透射率谱变化的计算只能用矢量模型计算。从图 6 和图 8 可以知道单模光纤和多模光纤中心偏移量变化时, 透射率谱的基本结构上没有大的变化, 只有透射率的大小变化。图 7 和图 9 所示的结果说明在单模光纤和多模光纤中心偏移量较小 ($\Delta r_{01} \leq 2 \mu\text{m}$) 的情况

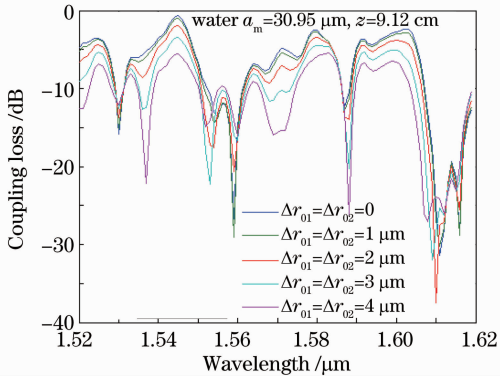


图 8 周围介质是水时,用矢量模型计算的 SMS 光纤的透射率谱

Fig. 8 Transmittance spectra of SMS fiber calculated by using vector model with water as ambient medium

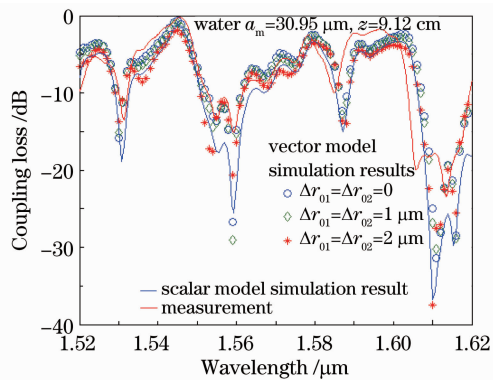


图 9 周围介质是水时,矢量模型、标量模型和实验结果的比较

Fig. 9 Comparison of vector model, scalar model and experiment results with water as ambient medium

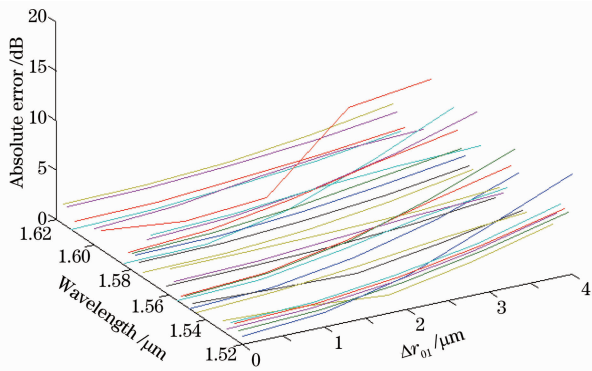


图 10 周围介质是空气时,矢量模型和标量模型之间的误差

Fig. 10 Errors between vector model and scalar model with air as ambient medium

下,用矢量模来计算的结果与实验结果和用标量模来计算的结果符合较好。图 10 和图 11 所示矢量模型和标量模型之间的误差。在 $\Delta r_{01} \leq 2 \mu\text{m}$ 情况下,

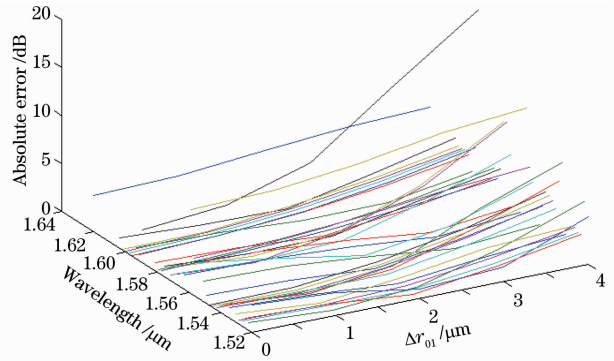


图 11 周围介质是水时,矢量模型和标量模型之间的误差

Fig. 11 Errors between vector model and scalar model with water as ambient medium

用矢量模型来计算的结果与用标量模型来计算的结果差别较小。而在 $\Delta r_{01} > 2 \mu\text{m}$ 时,两个模型之间误差的增加趋势很明显。可见,在单模光纤和多模光纤中心偏移量较小的情况下 ($\Delta r_{01} < 2 \mu\text{m}$),标量场模型是合理的。目前把单模光纤和多模光纤对准到 $2 \mu\text{m}$ 以下是比较容易的,所以可以使用多模光纤内电磁场的标量模型展开(零阶贝塞尔函数展开)来计算 SMS 的特性。

4 结 论

在非弱导条件 ($n_1 \neq n_2$) 下,基于输入场的泰勒展开,研究了多模光纤内所有模式的传播特性和结合效率。当单模光纤和多模光纤的中心偏移与单模光纤特征模的近似高斯半径的比即 $\Delta r_{01} / \omega_s < 1/3$ 时,输入场的泰勒展开近似式是准确的。对于光纤参数 v 值比较大的多模光纤(非弱导多模光纤满足这条件)来说,大多数模式具有近似远离截止条件的传播常数。只有最后几个模式的传播常数接近于截止条件,但是这些模式对电磁场的整个传播特性的影响很小。因此,可以看作所有的模式在远离截止条件下传播。模式在远离截止条件下传播时,参数 p 只有两个值 ± 1 ,除了 TE 模式以外,所有的 EH 模式对多模干涉的贡献成为零。利用泰勒展开的 1 次近似的话,多模光纤内模式的方向次数 l 限制到 $0, \pm 1, \pm 2$ 。特别是,单模光纤和多模光纤精确对准的情况下(这个假定符合实际),多模光纤内电磁场可以只用线偏振径向函数即零阶贝塞尔函数展开(标量模型展开)。这个结果在利用无芯光纤的方面,包括多芯光纤激光的模式选择和多模光纤的自成像,可大大简化理论的复杂性。

参 考 文 献

- 1 Zhao Yu, Jin Yongxing, Dong Xinyong, *et al.*. Experimental studies of multimode interference based fiber optic refractive index sensors[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(6): 1516-1519.
赵宇, 金永兴, 董新永, 等. 基于多模干涉的光纤折射率传感器的实验研究[J]. 中国激光, 2010, 37(6): 1516-1519.
- 2 Wang Jieyu, Tong Zhengrong, Yang Xiufeng, *et al.*. Simultaneous measurement of temperature and refraction index based on multimode interference and long-period fiber grating[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(9): 0905003.
王洁玉, 童峥嵘, 杨秀峰, 等. 基于多模干涉和长周期光纤光栅的温度及折射率同时测量[J]. 中国激光, 2012, 39(9): 0905003.
- 3 Sun Hao, Hu Manli, Qiao Xueguang, *et al.*. Fiber refractive index sensor based on fiber core mismatch multimode interference[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(2): 0205001.
孙浩, 忽满利, 乔学光, 等. 基于纤芯失配多模干涉的光纤折射率传感器[J]. 中国激光, 2012, 39(2): 0205001.
- 4 Q Wang, G Farell. Multimode fibre based edge filter for optical wavelength measurement application[J]. Micro Opt Technol Lett, 2006, 48(5): 900-902.
- 5 A Mehta, W S Mohammed, E G Johnson. Multimode interference based fiber optic displacement sensor [J]. IEEE Photon Technol Lett, 2003, 15(8): 1129-1131.
- 6 W S Mohammed, A Mehta, E G Johnson. Wavelength tunable fibre lens based on multimode interference [J]. J Lightwave Technol, 2004, 22(2): 469-477.
- 7 Q Wang, G Farrell, W Yan. Investigation on singlemode-multimode-singlemode fibre structure[J]. J Lightwave Technol, 2008, 26(5): 512-519.
- 8 W S Mohammed, P W Smith, X Gu. All-fibre multimode interference bandpass filter[J]. Opt Lett, 2006, 31(17): 2547-2549.
- 9 Q Wang, G Farrell. All-fibre multimode-interference based refractometer sensor: proposal and design[J]. Opt Lett, 2006, 31(3): 317-319.
- 10 H Li, M Brio, A Schulz, *et al.*. Multimode interference in circular step-index fibers studied with the mode expansion approach[J]. J Opt Soc Am B, 2007, 24(10): 2707-2720.
- 11 Amnon Yariv. Optical Electronics in Modern Communications (5th Edition) [M]. Chen Heming, Shi Weihua, Zhang Li, *et al.* Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2004. 59-90.
亚里夫. 现代通信光电子学(第五版)[M]. 陈鹤鸣, 施伟华, 张力, 等译. 北京: 电子工业出版社, 2004. 59-90.
- 12 E Snitzer. Cylindrical dielectric waveguide modes[J]. J Opt Soc Am, 1961, 51(5): 491-498.
- 13 Zhao Shanghong, Zhan Shengbao, Shi Lei. High Power Fiber Laser Technology[M]. Beijing: Science Press, 2009. 19-61.
赵尚弘, 占生宝, 石磊. 高功率光纤激光技术[M]. 北京: 科学出版社, 2009. 19-61.

栏目编辑: 王晓琰