

弱波导光纤出射模在衍射远区的场分布

王 奇 杨天龙 沈文达

(上海科学技术大学物理系)

提 要

本文从理论上论证了弱波导光纤的出射光在衍射远区的场分布与光纤内部实际传输模的场分布具有相似的关系。根据我们的理论结果,远区衍射附瓣的峰值强度要比模斑主瓣的峰值小2~3个数量级,根据远区模斑来判定光纤内部的传输模式是可行的。

一、引 言

弱波导光纤中传输的光波模可近似看作线偏振模^[1](LP模),具体的线偏振模式人们习惯于根据光纤出射光在远区观察屏上形成的模斑来加以判断^[2]。这种判断方法的严格性目前还未见理论分析与证明。问题的关键是,弱波导光纤出射光的远场模式与光纤内部实际传输模是否具有一一对应和相似的关系,因为光从光纤端面出射时会产生不可避免的衍射效应,衍射效应将导致传输模横截面上的能量分布发生变化,造成远区模斑与光纤内部实际传输模式的偏离。

实验表明,选用常规的通信单模光纤,要直接用人眼清晰地观察光纤出射光在观察屏上形成的模斑花样,观察屏一般要放置在距光纤端面数百毫米处,处于衍射远区。按照远场衍射的特点,这时在观察屏上所见到的模斑有可能完全不与光纤内部的实际传输模式相象。因此,有必要从理论上研究两者的具体对应关系。

二、理论分析

根据标量衍射理论,光纤出射光在远区的场分布可以由出射端面上的光场分布的傅里叶变换求出^[3]

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[i \frac{k}{2z} (x_0^2 + y_0^2)\right] \times \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda z} (x_0 x + y_0 y)\right] dx dy, \quad (1)$$

其中 λ 是光波长, k 是传播常数, x_0 、 y_0 是远区观察屏上的坐标, x 、 y 是光纤出射端横截面上的坐标, z 是光纤出射端面到观察屏的距离, $g(x, y)$ 是出射端面上的光场分布。我们研究的问题需要在圆柱坐标系中求解上述积分,对积分因子变换形式,令

收稿日期:1986年2月15日;收到修改稿日期:1986年4月14日

$$G(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-i2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy, \quad (2)$$

式中 $f_x = (x_0/\lambda z)$, $f_y = (y_0/\lambda z)$, 称为空间频率。利用坐标变换关系

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2}, & \rho &= \sqrt{f_x^2 + f_y^2}, \\ x &= r \cos \theta, & f_x &= \rho \cos \varphi, \\ y &= r \sin \theta, & f_y &= \rho \sin \varphi, \\ \theta &= \text{tg}^{-1}(y/x), & \varphi &= \text{tg}^{-1}(f_y/f_x). \end{aligned}$$

取光纤出射端面上的场分布 $g(x, y) = g(r, \theta) = g_R(r) \cos m\theta$, 并利用关系式

$$\exp(-ix \cos \psi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(x) \exp(in\psi),$$

可得(2)式在极坐标系中的表达式

$$\left. \begin{aligned} G(\rho, \varphi) &= (-i)^m \cos m\varphi \mathcal{H}_m\{g_R(r)\}, \\ \mathcal{H}_m\{g_R(r)\} &= 2\pi \int_0^{\infty} r g_R(r) J_m(2\pi r \rho) dr, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 $\mathcal{H}_m\{g_R(r)\}$ 是 m 阶 Hankel 变换, J_m 是 m 阶 Bessel 函数。

当光纤出射端面(即光纤内部)的光场分布 $g(r, \theta)$ 在传输横截面内沿 θ 方向有 m 条节线时, 由(3)式可知, 远区衍射光场分布 $G(\rho, \varphi)$ 沿 φ 方向同样有 m 条节线。这个结果表明光纤出射端的衍射效应不改变传输模在横截面内的节线的数目。

按照折射率呈阶跃形分布的弱波导光纤的标量近似解, 光纤内部的传播光场与横向坐标有关的部分可表为

$$E_m(r, \theta) = \eta \psi_m(r) \cos m\theta.$$

在纤芯和包层里, $\psi_m(r)$ 可分别表示成^[1]

$$\left. \begin{aligned} \psi_{\text{mco}}(r) &= E_{\text{om}} \frac{J_m(Ur/a)}{J_m(U)}, & 0 \leq r \leq a \\ \psi_{\text{mcl}}(r) &= E_{\text{om}} \frac{K_m(Wr/a)}{K_m(W)}, & r \geq a \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 a 是纤芯半径, E_{om} 是纤芯与包层交界面上的场振幅, J_m 和 K_m 分别是 Bessel 函数和 Hankel 函数, U 、 W 是光纤波导参量。

使用归一化条件

$$\int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\infty} \psi_m^2(r) \cos^2 m\theta \cdot r dr = 1,$$

可使系数 η 的平方直接与这一传输模的功率成正比。在这里 $\psi_m(r) = g_R(r)$, 把(4)式代入(3)式, 并利用特征方程^[4]

$$U \frac{J_{m+1}(U)}{J_m(U)} = W \frac{K_{m+1}(W)}{K_m(W)},$$

可得总 Hankel 变换

$$\mathcal{H}_m\{g_R(r)\} = -2\pi E_{\text{om}} \frac{\alpha^2 \nu^2}{(U^2 - \alpha^2)(W^2 + \alpha^2)} \left[\alpha J_{m+1}(\alpha) - U J_m(\alpha) \frac{J_{m+1}(U)}{J_m(U)} \right], \quad (5)$$

式中 $\alpha = 2\pi a \rho$, ν 是光纤的归一化频率, 它满足 $\nu^2 = U^2 + W^2$ 。

至此, 按照方程(1)、(2)、(3)以及(5)式, 可得光纤出射光在衍射远区的光场分布

$$U(\alpha, \varphi) = \frac{(-i)^m}{i\lambda z} \exp \left[i \left(k + \frac{\alpha^2}{2ka^2} \right) z \right] x \\ \times \left\{ -2\pi E_{0m} \frac{a^2 \nu^2}{(U^2 + \alpha^2)(W^2 + \alpha^2)} \left[\alpha J_{m+1}(\alpha) - U J_m(\alpha) \frac{J_{m+1}(U)}{J_m(U)} \right] \right\} \cos m\varphi_0 \quad (6)$$

图1(a)给出了按(4)式计算出的光纤内部传输的各线偏振模的振幅分布曲线($\theta=0$),从中可以看出,传输模的阶数越高,其在纤芯与包层交界面上的场强就越大。图1(b)给出了按公式(6)计算出的衍射远区中各线偏振模的振幅分布曲线($\varphi=0$)。图2是远区模斑强

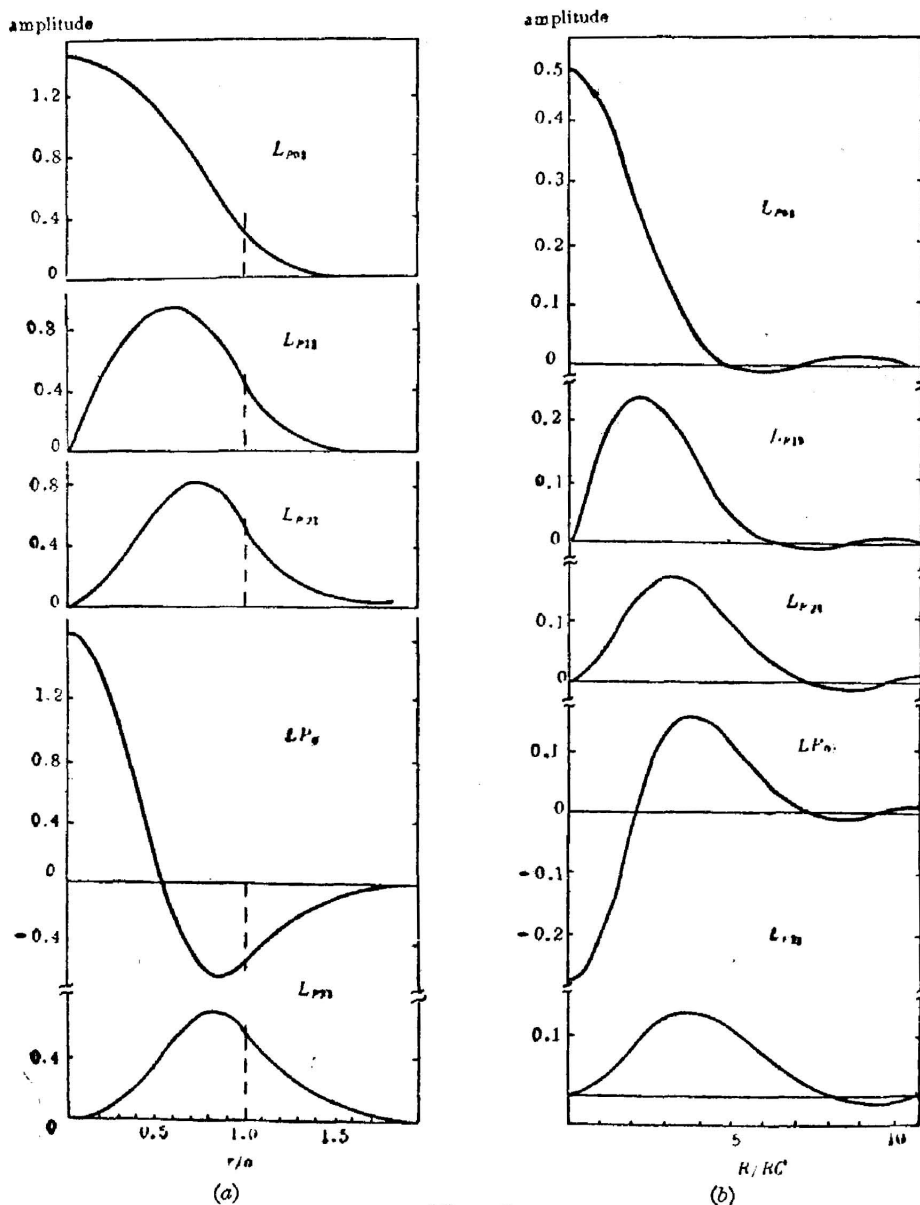


Fig. 1

(a) Normalized electric field for traveling modes in the fiber

(b) Far-field patterns of the fields in (a)

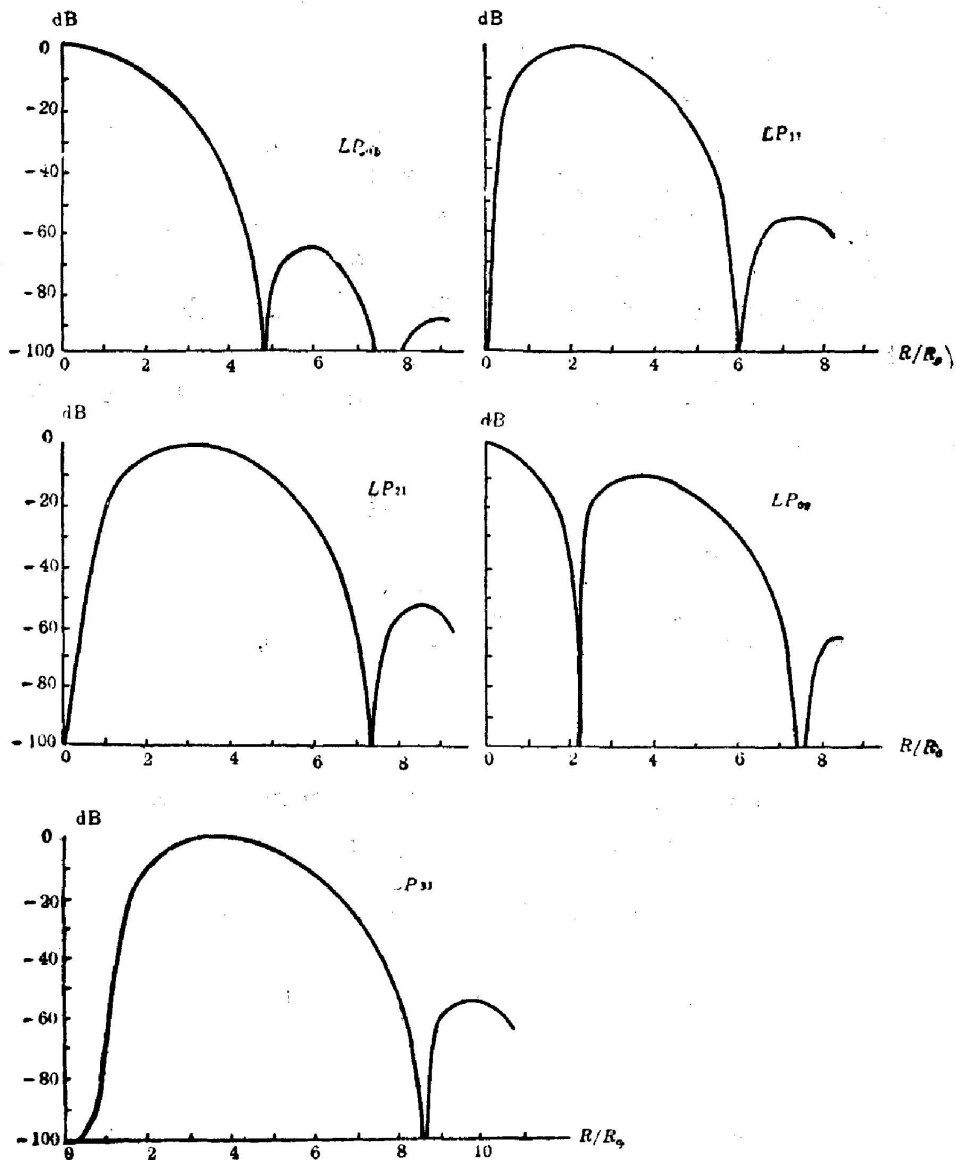


Fig. 2 Intensity distributions of the modes in far-field region

度分布曲线 ($\varphi=0$), 纵坐标是 $2 \log(I/I_{\max})$, 横坐标 $(R/R_0) = \alpha = \sqrt{x_0^2 + y_0^2} / (\lambda z / 2\pi a)$, $R = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, $R_0 = (\lambda z / 2\pi a)$ 。理论计算中取单模光纤数据, 纤芯直径 $2a = 9 \mu\text{m}$, 纤芯与包层的折射率差 $\Delta n = 0.0035$, 入射光波长 $\lambda = 532 \text{ nm}$, 规一化频率 $\nu = 5.42$ 。

三、讨 论

对比图 1 中的 (a) 与 (b) 两组 LP 模式的对应曲线可知, 光纤出射光在衍射远区的径向振幅分布与光纤内部传输模的径向振幅分布有相当好的相似性, 光纤出射端面的衍射效应对光场径向振幅分布的影响很小。从图 2 可以看出, 远区衍射附瓣的峰值强度比模斑主瓣

的要小 2~3 数量级,比平面波径圆形小孔衍射后产生的附环小得多。图中我们仅画出五个最低阶的线偏振模,实际上对更高阶的线偏振模来说,上述结论也同样成立。而且,当规范化频率分别取为 $\nu=8$ 和 $\nu=10$ 时,所得到的各传输模在光纤内部和衍射远区的径向振幅分布与图 1(a)、(b) 中的对应曲线也极为相似。此外, (3) 式表明,衍射效应并不改变出射模在传播横截面内的节线的数目。这样,我们就论证了弱波导光纤出射光在衍射远区的场分布与光纤内部传输模的场分布具有一一对应和相似的关系。所以可以认为,我们在实验中直接用人眼观察到的或用照相机拍摄到的弱波导光纤出射光在远区的线偏振模斑除了一些很弱的衍射附瓣外,真实地代表了光纤内部的实际传播模式,用远区模斑来判断弱波导光纤内部的传输模式是可行的。

上述结论虽然是在取光纤线偏振传输模的近似条件下,用标量衍射理论得到的,但与实验结果符合得很好。

参 考 文 献

- [1] D. Gloge; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, No. 10 (Oct), 2252.
- [2] R. H. Stolen, W. N. Leibolt; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, No. 1 (Jan), 239.
- [3] J. W. Goodman; «*Introduction to Fourier Optics*», (McGraw-Hill, 1968).
- [4] Allan W. Snyder; *IEEE Trans. Microwave Theory & Techniques*, 1969, **MIT-17**, No. 12 (Dec), 1180.

Far field patterns of the modes emitted from a weakly guiding optical fiber

WANG QI, YANG TIANLONG AND SHEN WENDA

(Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology)

(Received 15 February 1986; revised 14 April 1986)

Abstract

It is proved theoretically in this paper that the field patterns of the traveling modes in a weakly guiding optical fiber are quite similar with those of the fiber-emitted modes in the far-field region. Based on our results, far-field peak intensities of the diffraction-added lobes observed on a screen are 2~3 orders of magnitude smaller than those of mode patterns. Therefore, it is possible to determine the traveling mode in a fiber from its far-field pattern.