

# 光致折变 Taper 光纤耦合器的耦合波分析\*

金晓峰 徐森禄 杨国光 朱列伟

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

萧天鹏

谢国平

(电子部二十三所, 上海 200437)

(上海大学嘉定校区无线电系, 上海 201800)

**提要** 研究利用光纤中光致折变效应研制的光纤波导折射率沿轴向渐变的 Taper 器件的模式耦合特性。在标量场近似下,用本地模表示的方法分析在阶梯折射率分布光纤和平方律折射率光纤的轴向折射率渐变过渡结构中传输的基模向反向散射模和高阶模的耦合。对阶梯折射率光纤两种不同折射率 Taper 结构的数值计算结果表明:在折射率变化相对缓慢情况下,这种折射率 Taper 耦合器的基模反向散射和向高阶模的耦合都很小;基模能够自适应地调节以适应波导折射率的渐变,具有优良的传输性能。

**关键词** 光致折变效应, Taper 耦合器, 本地模, 耦合波分析

有关不同模斑大小的光学波导器件的连接,一直是近几年来比较活跃的研究领域。人们特别感兴趣的方面有:(1)激光器与光纤的连接;(2)不同模场特性光纤的连接;(3)集成光学波导与光纤的连接。对大于光纤模场直径的波导器件与光纤的连接主要采用自聚焦透镜或利用光纤预制棒拉制的锥形过渡器<sup>[1]</sup>,对小于光纤模场直径的波导器件与光纤的连接主要采用拉伸光纤成熔锥形 Taper 器件<sup>[2]</sup>。而对不同模场特性的光纤之间的连接,一直未能有效地解决。

我们提出了一种光纤轴向折射率渐变的 Taper 耦合器,适合于两种不同模场大小光纤的连接。其基本原理是基于光纤中的光致折变效应。光纤中的光致折变效应首先由 Hill 等人 1978 年研究光纤中的非线性现象时观察到的<sup>[3]</sup>。但当时能达到的光致折射率变化很低,在  $10^{-5}$  以下。为了提高光致折变灵敏度,须对光纤芯径重掺锗<sup>[4]</sup>。最近两年,光纤中光致折变效应的研究取得了很大的进展:通过高压低温  $H_2$  处理及 193 nm ArF 高强激光曝光可以大大提高光致折变效率,使一般单模光纤内产生的折射率变化达  $10^{-2}$  量级<sup>[5-7]</sup>。通常,光致折变效应用来制作光纤 Bragg 光栅。我们提出,在光纤内通过控制条件来实现光纤波导折射率按一定形状沿光纤传输轴方向单调地增加的 Taper 器件。

为分析简单起见,只考虑单模光纤,如果波导轴向折射率的变化是剧烈的,我们自然会想到模式耦合的结果会使基模产生较强的反射,并且基模会较大地耦合到高阶模上。但是在这里,起初光纤的芯径与包层的折射率差较小,光纤波导只能支持基模。由于折射率差的改变,当

\* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1995年6月19日; 收到修改稿日期: 1995年8月1日

基模在轴向传输到某一点时,会引入另外的导模。既然芯径与包层的折射率差的改变引起了芯径模与包层模的耦合,其问题是单纯的基模在轴向传输时到底是如何变化的?

本文的目的是研究阶梯折射率分布光纤和平方律折射率分布光纤随轴向产生折射率渐变过渡时引起的模式耦合问题。平方律折射率分布光纤以理想边界无限扩张的折射率分布来近似,对于我们所考虑的实际情况其折射率差还是较小,我们以标量波方程来描述。

## 1 本地模的耦合

假设光致折射率变化与芯径和包层折射率差成比例,近似地认为与掺锗的浓度即与 Ge 缺陷的含量成一定的线性关系。当光纤芯径折射率沿轴向缓慢变化,用抛物线折射率分布光纤作例子,光纤中的折射率分布可以表示为

$$\begin{aligned} n(r, z) = n_1(r, z) &= n_1^0 \Delta [1 + a(z)] [1 - (r/a)^g] + n_2 & 0 \leq r \leq a \\ n_2 &= n_1^0 (1 - \Delta) & a \leq r \leq b \\ n_3 &= 1 & r > b \end{aligned} \quad (1)$$

$$a(0) = 0$$

其中包层具有常数折射率  $n_2$ , 对于阶梯折射率分布光纤  $g \rightarrow \infty$ , 对平方律折射率分布  $g = 2$ 。用标量场近似, 横向场分量满足波动方程

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + n^2(r, z) k^2 \psi = 0 \quad (2)$$

$k$  为平面波在真空中的波矢量, 真空波长为  $\lambda$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ 。在光纤折射率过渡区, 任意点的场量可以用本地模  $\phi_m$  的迭加表示

$$\psi = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m(z) \phi_m \exp\left[-j \int_0^z \beta_m(z') dz'\right] \quad (3)$$

传播常数  $\beta_m(z)$  与  $z$  有关, 各个本地模满足波动方程解<sup>[8]</sup>

$$\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_m}{\partial r} + [n^2(r, z) k^2 - \beta_m^2] \phi_m = 0 \quad (4)$$

该方程中长度轴  $z$  当作为参量, 方程的解为本地模。上式有两种不同的解, 首先是芯径模, 其能量主要集中在芯径内, 在包层幅度随  $r$  指数衰减。对于阶梯折射率光纤, 芯径模可以表示为

$$\begin{aligned} \phi_m &= A_m J_0(u_m r) & 0 \leq r \leq a \\ A_m J_0(u_m a) \frac{H_0(v_m r) I_0(v_m b) - H_0(v_m b) I_0(v_m r)}{H_0(v_m a) I_0(v_m b) - H_0(v_m b) I_0(v_m a)} & & a \leq r \leq b \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} u_m^2 &= n_1^2(z) k^2 - \beta_m^2 \\ v_m^2 &= \beta_m^2 - n_2^2 k^2 \end{aligned} \quad (6)$$

$J_0$ ,  $I_0$  分别为零阶贝塞尔函数与零阶修正贝塞尔函数,  $H_0$  为零阶汉克尔函数。要求场量及其一阶导数在边界  $r = a$  连续的条件, 得到本征值方程

$$v_m J_0(u_m a) [H_1(v_m a) I_0(v_m b) + H_0(v_m b) I_1(v_m a)] = u_m J_1(u_m a) [H_0(v_m a) I_0(v_m b) - H_0(v_m b) I_0(v_m a)] \quad (7)$$

第二种是包层模, 其能量扩展在芯径与包层之间, 在芯径与包层表现振荡特性。假如  $n_2 - n_3$  足够大, 可以近似地假设在包层的外边界, 包层模场量为零。对包层模由(6)式  $v_m^2 < 0$ , 我们定义

$\rho_m^2 = -v_m^2$ , 得到包层模场分量表示式

$$\begin{aligned} \phi_m &= B_m J_0(u_m r) & 0 \leq r \leq a \\ B_m J_0(u_m a) \frac{J_0(\rho_m b) N_0(\rho_m r) - N_0(\rho_m b) J_0(\rho_m r)}{J_0(\rho_m b) N_0(\rho_m a) - N_0(\rho_m b) J_0(\rho_m a)} & & a \leq r \leq b \end{aligned} \quad (8)$$

这里  $N_0$  是零阶纽曼函数, 包层模的本征值方程为

$$\rho_m J_0(u_m a) [N_1(\rho_m a) J_0(\rho_m b) - N_0(\rho_m b) J_1(\rho_m a)] = u_m J_1(u_m a) [N_0(\rho_m a) J_0(\rho_m b) - N_0(\rho_m b) J_0(\rho_m a)] \quad (9)$$

在耦合区, 所有的模式彼此耦合。因而展开系数  $C_m$  彼此联系, 满足耦合波方程

$$\frac{dC_m}{dz} = \sum_n R_{mn} C_n \exp\left[j \int_0^z (\beta_m - \beta_n) dz'\right] \quad (10)$$

耦合系数为

$$R_{mn} = \frac{\pi k}{n_1(\beta_m - \beta_n)} \int_0^a \frac{\partial n^2(r, z)}{\partial z} r \phi_m \phi_n dr \quad (11)$$

上面(10)式中计及由于折射率不均匀而引起的入射模式的后向散射, 此时  $\beta_n = -\beta_m$ 。为了计算  $R_{mn}$ , 代入(1)式的平方, 忽略高阶小量, 得到

$$R_{mn} = \frac{2\pi k \Delta n_2}{\beta_m - \beta_n} \frac{\partial \alpha(z)}{\partial z} \int_0^a [1 - (r/a)^g] r \phi_m \phi_n dr \quad (12)$$

上式给出了芯区对耦合系数的贡献。对于阶梯折射率光纤, 上式变为

$$R_{mn} = \frac{2\pi k n_2 \Delta}{\beta_m - \beta_n} \frac{\partial \alpha(z)}{\partial z} q(z) \quad (13)$$

其中

$$q(z) = \int_0^a r \phi_m \phi_n dr \quad (14)$$

表示芯区内两模式的交迭积分。从上面可以看出耦合系数与两模式在芯区的重叠程度的关系。

这样, 我们讨论了阶梯折射率光纤由芯径折射率轴向渐变引起的芯径模与包层模的耦合, 当传输到某一点时, 包层模就会转变成芯径能支持的导模。由于包层的折射率是不发生变化的, 因此不会发生由包层区引起的模式耦合。而各包层模之间的耦合不会对芯径内传输的基模产生较大的影响, 一方面, 包层模所带的功率较小, 另一方面, 包层模之间的耦合是相互的。

对  $g \neq \infty$ , 对折射率边界(1), 得不到简单的本地模分析解。我们考虑  $g = 2$ , 为了简化, 扩展(1)折射率边界  $n_1(r, z) = n_1^0 \Delta [1 + \alpha(z)] [1 - (r/a)^2] + n_2$ ,  $0 \leq r \leq a$  到无穷远, 得到理想平方律分布。作上面的近似物理上并不能实现, 然而对于折射率逐渐增加的波导过渡, 基模及各高阶模在包层中所占的比例将越来越小, 因而可以作为良好的近似; 在过渡区起始端, 近似程度稍差。此时, 模场有拉盖尔-高斯的简单解<sup>[9]</sup>

$$\phi_m = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_0} L_m\left(2 \frac{r^2}{w_0^2}\right) \exp(-r^2/w_0^2) \quad (15)$$

传播常数

$$\beta_m = \sqrt{n_1^2 k^2 - \frac{2n_1 k}{a} \sqrt{2[1 + \alpha(z)]} \Delta (2m + 1)} \quad (16)$$

$w_0$  为模场半径

$$w_0 = \left[ \frac{a}{kn_1} \sqrt{\frac{2}{[1 + \alpha(z)]\Delta}} \right]^{1/2} \quad (17)$$

从上式可以看出,模场半径随折射率的逐渐增加而缩小。把(15),(16)式代入(12)式,并把积分上限改为 $\infty$ ,忽略展开式小量,利用拉盖尔-高斯函数的正交关系化简(12)式,得到很简单的耦合系数表达式

$$R_{mn} = \frac{(m\delta_{m-1,n} + n\delta_{n-1,m})a^2}{n-m} \frac{\partial \alpha(z)}{\partial z} \quad (18)$$

对基模的反向散射,耦合系数近似为

$$R_0 = \frac{kn_2\Delta}{2\beta_0} \frac{\partial \alpha(z)}{\partial z} \quad (19)$$

上式出现 $\delta$ 函数,表明模式只耦合到其最邻近的模,基模与二阶以上的模不直接发生耦合,而是通过中间阶模的耦合进行的。这个特性有别于阶梯折射率分布光纤的情况。

## 2 模式耦合的数值计算

知道耦合系数,耦合波方程就可以对任意的 Taper 形状进行数值求解,我们以阶梯折射率光纤为例,考虑两种不同 Taper 形状的模式耦合的情况。对原来单模光纤中传播的基模,其与高阶模的耦合,应该是阶数越高耦合越小,因此只考虑最低的 5 个模式及基模的反向散射。

对一定的初始波导结构与工作波长的阶梯折射率光纤,为了加快计算,将轴向折射率的渐变过渡均分为 100 个小区域,分别求解 5 个模式的传播常数及其与基模耦合的交迭积分(14)式,计算模式耦合系数(13)式,对应的结果存放在矩阵数组中。而任意过渡形状 $\alpha(z)$ 的耦合系数阵列可以由存放在矩阵中的数值线性插值得到。

最简单的过渡形状是线性 Taper,其 $\alpha(z)$ 为

$$\alpha(z) = \frac{\Delta n_1}{n_1^0 - n_2} \frac{z}{L} \quad (20)$$

$\Delta n_1$ 为光致折射率变化, $L$ 为过渡区的长度。线性 Taper 在 $z=0$ 和 $z=L$ 点导数不连续。我们还考虑另外一种具有光滑过渡的升余弦形状,在整个区域其导数连续

$$\alpha(z) = \frac{1}{2} \frac{\Delta n_1}{n_1^0 - n_2} \left[ 1 - \cos\left(\pi \frac{z}{L}\right) \right] \quad (21)$$

两种过渡形状如图 1 所示,设单模光纤为 $\Delta = 0.3\%$ , $n_2 = 1.455$ , $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ , $2a = 8 \mu\text{m}$ ,过渡区长度 $L = 30 \text{ mm}$ 。边界条件为

$$C_0(0) = 1, \quad C_m(0) = 0, \quad (m \neq 0), \quad C_0^{-1}(L) = 0 \quad (22)$$

$C_0^{-1}$ 为基模的背向散射的幅度,而 $C_0^{-1}(0) \neq 0$ 。由初始条件与已求得的耦合系数求解耦合波方程(10)式。各模式最后所带的功率以归一化系数 $|C_m|^2$ 来表示。

模式耦合特性与过渡形状和过渡区长度有关。图 2 为线性 Taper 过渡的数值计算结果,(a),(b),(c)分别表示 $LP_{01}$ 反向散射耦合、 $LP_{01}$ 传输及 $LP_{11}$ 前向耦合的情况。图 3 为升余弦 Taper 过渡的计算结果, $LP_{11}$ 在 $z = 26 \text{ mm}$ 出现一个极值,随后又缓慢变小。与线性 Taper 相比,升余弦 Taper 的 $LP_{11}$ 模具有较快的模式建立过程,并且对 $LP_{01}$ 的传输具有较小的损耗。对两种过渡形状,基模向其他高阶模的耦合要比 $LP_{11}$ 小 50 倍以上,基模 $LP_{01}$ 的传输具有较小损耗。图 4 为基模 $LP_{01}$ 的传输损耗随过渡区长度 $L$ 的关系,从图中可以看出,随耦合区长度的增加, $LP_{01}$

模传输损耗逐渐减小, 这样对于单模应用来说, 可以根据  $LP_{01}$  的传输损耗要求来设计相应的 Taper 形状与最小过渡长度; 在我们的计算前提下, 当过渡区长度较短时, 线性 Taper 具有较小的  $LP_{01}$  模传输损耗, 随过渡区长度的增加, 升余弦 Taper 将具有较小的  $LP_{01}$  模传输损耗。

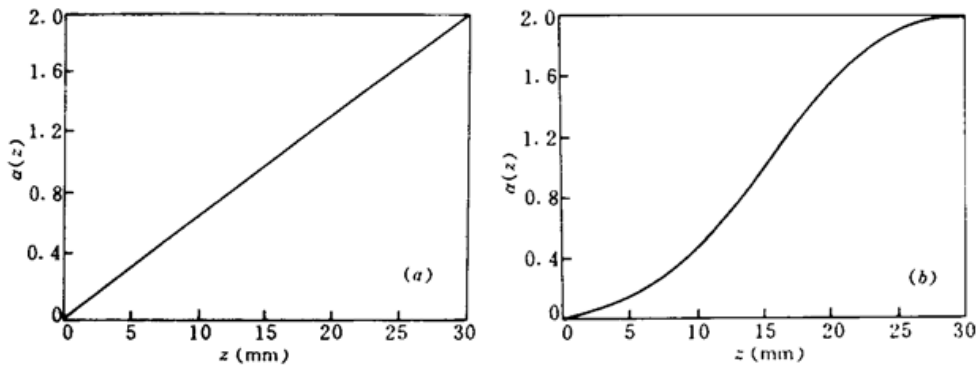


Fig. 1 Two taper shapes as a function of  $z$

(a) linear taper shape; (b) raised cosine taper shape

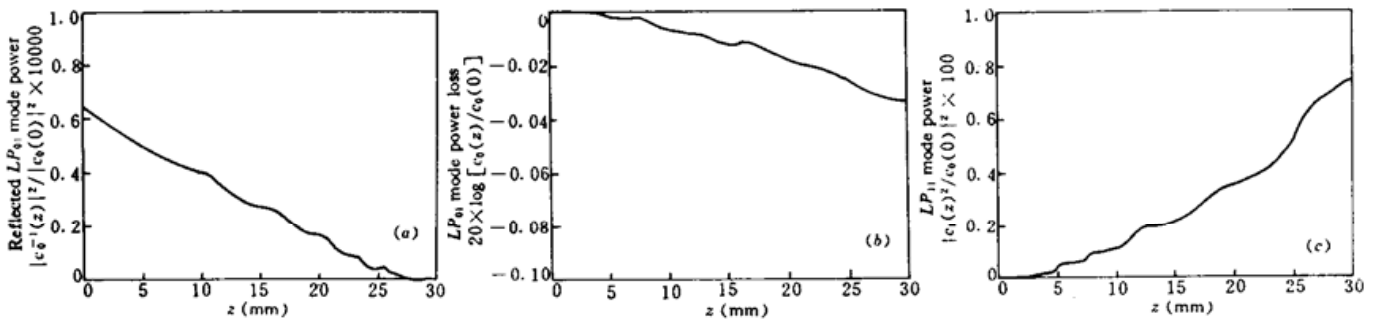


Fig. 2 Numeric calculation results for linear taper

(a) reflected  $LP_{01}$  mode power as a function of  $z$ ; (b) transmissive  $LP_{01}$  mode power loss as a function of  $z$ ; (c) coupled  $LP_{11}$  mode power as a function of  $z$

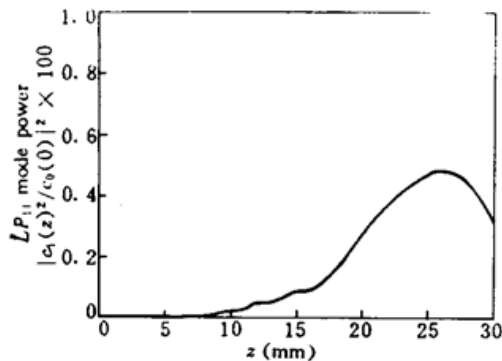


Fig. 3 Power of  $LP_{11}$  mode as a function of  $z$  for raised cosine taper

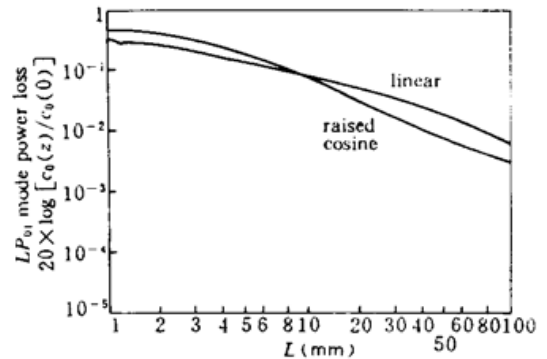


Fig. 4 Loss of  $LP_{01}$  mode power as a function of length  $L$  for linear taper and raised cosine taper

综上所述, 我们用本地模表示的方法, 推导阶梯折射率分布光纤与平方律折射率分布光纤在光致折射率渐变过渡区内传输基模的背向散射和向高阶模耦合的耦合波方程, 通过对阶梯折射率光纤折射率两种不同 Taper 结构的数值计算结果表明: 在折射率变化相对缓慢情况下, 两种不同的折射率 Taper 结构都具有很小的基模反向散射和向高阶模的耦合; 基模能够自适应地调节以适应波导折射率的渐变, 具有优良的传输性能。这种光致折射率 Taper 光纤耦合器适合于两种不同模斑尺寸的光纤的耦合, 也可用于激光器、集成波导器件与光纤的耦合。我们相信在常规的熔锥形光纤 Taper 器件基础上制作一定的折射率 Taper, 可以进一步提高半导体

激光器或集成波导器件与光纤的耦合效率。

### 参 考 文 献:

- 1 J. Amitay, H. M. Presby, F. V. Dimarcello *et al.*. Optical fiber tapers—A novel approach to self-aligned beam expansion and single-mode hardware. *J. Lightwave Technology*, 1987, LT-5: 70
- 2 K. P. Jedrzejewski, F. Martinez, J. F. Minelly *et al.*. Tapered-beam expander for single-mode optical fiber GAP devices. *Electr. Lett.*, 1986, 22:105~106
- 3 K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson *et al.*. Photosensitivity in optical fiber waveguides; Application to reflection filter fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, 32:647
- 4 Hand. D. P., Russell. P. St. J.. Photo-induced refractive index changes in germanosilicate fibers. *Opt. Lett.*, 1990, 15(2):102~104
- 5 V. Mizrahi, P. J. Lemaire, T. Erdogan *et al.*. Ultraviolet laser fabrication of ultrastrong optical fiber gratings and of germania-doped channel waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, 63(13):1727~1729
- 6 P. J. Lemaire, R. M. Atikins, V. Mizrahi *et al.*. High pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibers. *Electr. Lett.*, 1993, 29(13):
- 7 J. Albert, B. Malo, F. Bilodeau *et al.*. Photosensitivity in Ge-doped silica optical waveguides and fibers with 193 nm light from an ArF excimer laser. *Opt. Lett.*, 1994, 19(6):387~389
- 8 D. Marcuse. *Light Transmission Optics*. New York; Van Nostrand, 1982. 286
- 9 Allan W. Snyder, John D. Love. *Optical Waveguide Theory*. New York; Chapman and Hall, 1983. 336~353

## Coupled Wave Analysis of an Optical Refractive Index Tapered Fiber Coupler by UV Irradiation

Jing Xiaofeng Xu Senlu Yang Guoguang Zhu Liewei

(The State Key Lab. of Modern Optical Instruments, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Xiao Tianpeng

(The 23rd Research Institute of E. I. Ministry, Shanghai 200437)

Xie Guoping

(Electronics Department of Shanghai University, Shanghai, 201800)

**Abstract** We discussed the mode coupling in an optical fiber tapered coupler with its refractive index gradually changing along its propagation axis caused by photo-induced refractive effect. Under scalar approximation, the field in the step-index fiber and parabolic-index fiber tapers is expressed in local normal modes to analyze the coupling of the fundamental mode to its reflected one in opposite direction and high-order ones in co-direction. The numeric results for two different taper profiles in step-index fiber show that the couplings to the reflected mode and the high-order modes are relatively small provided the change is gradual, and the fundamental mode has the capability of excellent transmission which can adjust itself adiabatically to the reflective index change.

**Key words** photo-induced refractive effect, tapered coupler, local normal mode, coupled wave analysis