

熔锥平面型三光纤耦合特性分析

黄 勇 曾庆济

(上海交通大学光纤技术研究所, 上海 200052)

摘 要 以线性耦合波方程为基础, 分析了具有不同耦合强度的平面型三光纤耦合系统的模场特性和功率耦合特性, 并与常规的平面型三光纤耦合系统的耦合特性作了比较. 给出的耦合器谱响应实验结果与理论结果较为一致.

关键词 熔锥, 三光纤, 耦合系统.

1 引 言

随着现代光纤通信技术和光传感技术的不断发展, 光纤无源器件的研究显得越来越重要. 同样, 3×3 单模光纤耦合也成了这些方面不可缺少的元件之一^[1~4]. 因此, 对 3×3 耦合器的特性研究就很有必要. 目前, 3×3 耦合器主要有两种结构, 一种是等边三角形分布光纤的耦合器^[5], 已较多地应用到了光通信及传感系统^[1~4]. 另一种是平面结构的耦合器^[6], 除了文献^[6]报道了这种器件已研制成功之外, 尚未发现有文献报道. 但有许多有关三波导组成的耦合系统特性分析的文章^[7~9]. 本文着重分析具有平面结构的 3×3 耦合器的耦合特性.

2 基本理论

对于具有特殊要求的平面型 3×3 耦合器而言, 耦合器耦合区的光纤并不需要被熔拉得很细, 而且光纤之间均属弱熔, 在通常情况下, 只考虑相邻光纤之间的耦合, 而忽略光纤 1 和光纤 3 之间的直接耦合. 但是对于另一类器件, 如由三光纤组成的波分复用器及 3×3 偏振分离器, 就不能忽略它们之间的相互作用. 因为, 每根光纤由于不断被拉细, 使得原来主要在纤芯内传播的场不仅扩展到它自己的包层中去, 而且扩展到整个耦合器耦合区内, 由此引起耦合器耦合特性(特别是相位特性)的很大变化.

假定耦合系统是无损耗的, 并由全同单模光纤组成, 则该耦合系统的耦合波方程为

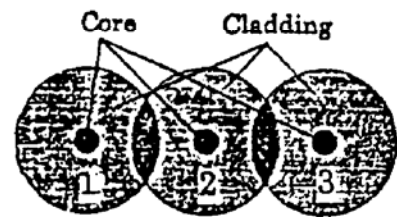


Fig. 1 Cross-section of 3×3 coupler with weak fusion

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \\ a_3(z) \end{bmatrix} = -i \begin{bmatrix} \beta^0 & C_1 & C_2 \\ C_1 & \beta^0 & C_1 \\ C_2 & C_1 & \beta^0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1(z) \\ a_2(z) \\ a_3(z) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $a_j(z)$ ($j=1,2,3$) 为耦合器耦合区内第 j 根光纤内在 z 个的场振幅, β^0 为耦合区内任意一根孤立光纤所传播的基模传播常数, C_1 为相邻光纤之间的耦合系数, C_2 为光纤 1、3 之间的耦合系数. 根据组合波导理论^[10], 通过求解方程(1), 可直接得到组合波导内可能存在的三个本征模的传播常数:

$$\beta_A = \beta^0 + C_2/2 + A/2, \quad \beta_B = \beta^0 - C_2, \quad \beta_C = \beta^0 + C_2/2 - A/2, \quad (2)$$

其中 $A = \sqrt{8C_1^2 + C_2^2}$. 显然, (2) 式中 $C_2 = 0$ 时, 对应于弱耦合情况, 其结果与文献[6]中(8)式的结果一致. 而当 $C_2 = C_1$ 时, 其结果对应于等边三角形分布光纤的 3×3 耦合的情况. 情况由弱波导理论导出的光纤间耦合系数为:

$$C = \frac{(2\Delta)^{1/2} U^2 K_0(WD)}{\rho v^3 K_1^2(WD)}, \quad (3)$$

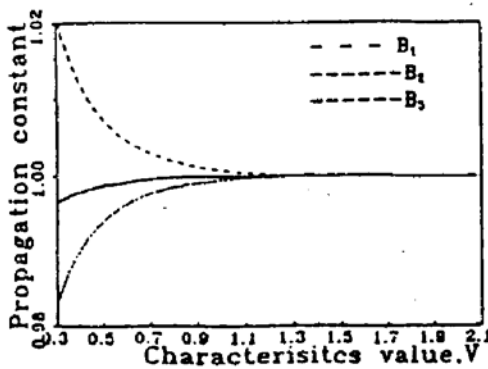


Fig. 2 Normalized propagation constants of eigenmodes versus normalized frequency

式中 $\Delta = (n_1^2 - n_2^2)/2n_1^2$, 为相对折射率差; $v = k \rho n_1 (2\Delta)^{1/2}$, k 为自由空间的波数; K_0 、 K_1 分别为零阶和一阶虚宗量贝塞尔函数; $U = v(1-B)^{1/2}$; $W = vB^{1/2}$; $B = (\beta^0 - k^2 n_2^2)/n_1^2 2\Delta k^2$. 图 2 表示组合波导的三个本征模的传播常数随归一化频率 v 的变化关系, v 值越小, C 越大, 导致 β_A , β_B , β_C 三者之间的差增大, 波导间的耦合不断加强. 另一方面, 随 v 的增大, 三个传播常数逐渐“简并”为一个传播常数, 其实质是光纤间耦合强度逐渐趋于零. 同样, 根据方程(1), 并利用(2)式, 得到组合波导内可能存在的三个传播模为:

$$\left. \begin{array}{l} \text{基模} \\ \text{一次模} \\ \text{二次模} \end{array} \right\} \begin{bmatrix} \frac{2C_1^2 + (A + C_2)C_2}{C_1(A + 3C_2)} & 1 & \frac{(1/2)(A + C_2)^2 - 2C_1^2}{C_1(A + 3C_2)} \\ 1 & 0 & -1 \\ \frac{2C_1^2 - (A - C_2)C_2}{C_1(A - 3C_2)} & -1 & \frac{(1/2)(A - C_2)^2 - 2C_1^2}{C_1(A - 3C_2)} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

从(4)式可得, 基模和二次模的场分布不仅依赖于耦合系数 C_1 , 而且还依赖于耦合系数 C_2 , 而一次模与耦合系数无关. 当 $C_2 = 0$ 时, $A = 2\sqrt{2}C_1$, (4) 式可化简为

$$\left. \begin{array}{l} \text{基模} \\ \text{一次模} \\ \text{二次模} \end{array} \right\} \begin{bmatrix} \sqrt{2}/2 & 1 & \sqrt{2}/2 \\ 1 & 0 & -1 \\ \sqrt{2}/2 & -1 & \sqrt{2}/2 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

(5) 式与文献[11]中(89)式的结果一致, 它对应于一个平面结构的 3×3 耦合器耦合区组合波导内的三个可能存在的本征模. 而当 C_2 趋向于 C_1 时, 由于

$$\lim_{c_2 \rightarrow c_1} \frac{2C_1^2 - (A - C_2)C_2}{C_1(A - 3C_2)} = \lim_{c_2 \rightarrow c_1} \frac{(1/2)(A - C_2)^2 - 2C_1^2}{C_1(A - 3C_2)} = \frac{1}{2}, \quad (6)$$

(4)式即可简化为：

$$\left. \begin{array}{l} \text{基 模} \\ \text{一次模} \\ \text{二次模} \end{array} \right\} \begin{array}{l} [1 \quad 1 \quad 1], \\ [1 \quad 0 \quad -1], \\ [1/2 \quad -1 \quad 1/2]. \end{array} \quad (7)$$

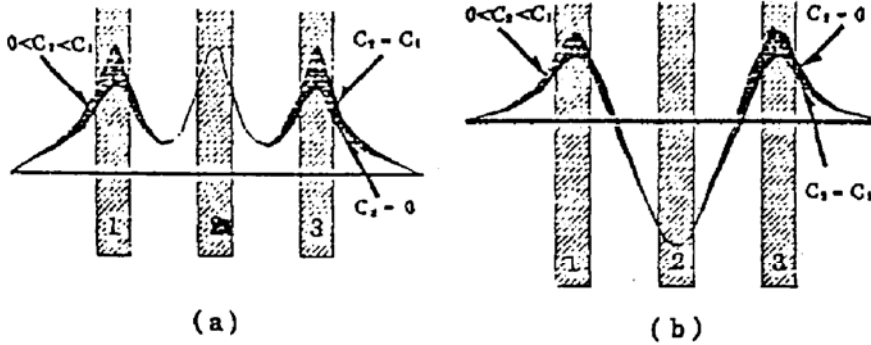


Fig. 3 Mode-field distributions of base and second-order modes affected by coupling coefficient, C_2

(7)式的结果与文献[12]的结果完全相同，它对应于等边三角形分布光纤 3×3 耦合器的三个本征模。从(5)式和(7)式的结果来看，(4)式实际上是一个较为普遍的表达式，等效于一个“等腰”结构的三光纤耦合系统的本征模。图 3 表示耦合系数 C_2 在区间 $[0, C_1]$ 内变化所引起的基模和二次模场的变化关系， C_2 对于模场分布是敏感的。

利用(2)式和(4)式，组合波导内三个本征模的场分布在任意位置“ z ”处可表示为：

$$\left. \begin{array}{l} \psi_A(x, y, z) = \left\{ \left[\frac{2C_1^2 + (A + C_2)C_2}{C_1(A + 3C_2)} \right] \phi_1 + \phi_2 + \left[\frac{(A + C_2)^2/2 - 2C_1^2}{C_1(A + 3C_2)} \right] \phi_3 \right\} \exp(i\beta_A z) \\ \psi_B(x, y, z) = [\phi_1 - \phi_3] \exp(i\beta_B z), \\ \psi_C(x, y, z) = \left\{ \left[\frac{2C_1^2 - (A - C_2)C_2}{C_1(A - 3C_2)} \right] \phi_1 - \phi_2 + \left[\frac{(A - C_2)^2/2 - 2C_1^2}{C_1(A - 3C_2)} \right] \phi_3 \right\} \exp(i\beta_C z), \end{array} \right\} (8)$$

式中 $\phi_j (j = 1, 2, 3)$ 分别为耦合区组合波导内孤立光纤的归一化单模场分布。因此，组合波导内的总场就等于三个本征模的线性迭加，即

$$\psi(x, y, z) = \sum_{k=A}^C b_k \psi_k(x, y, z), \quad (9)$$

式中 b_k 为第 k 个本征模的激发系数，它只依赖于耦合器的初始激励条件。这样，组合波导内第 j 根光纤中所传播的总场就等于三个被激发的本征模场分别第 j 根光纤内的分量迭加。

下面分别讨论耦合器在不同激励条件下的各输出臂的功率耦合特性。

1) 光纤 1 存在单位初始激励功率(非对称激励)

在 $z = 0$ 处，光纤 1 存在单位初始激励功率，根据文献[6, 13]的方法，即可求得组合波导内三个本征模的模激励系数分别为：

$$b_A = b_C = C_1/A, \quad b_B = 1/2. \quad (10)$$

根据前面的分析，在这种激励条件下，由(8)、(9)、(10)式可得到组合波导内每根光纤中所传输的光场分别为：

$$\begin{aligned}
 A_1(x,y,z) &= \phi_1(x,y) \left[\frac{2C_1^2 + (A + C_2)C_2}{A(A + 3C_2)} \exp(i\beta_A z) + \frac{1}{2} \exp(i\beta_B z) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2C_1^2 - (A - C_2)C_2}{A(A - 3C_2)} \exp(i\beta_C z) \right], \\
 A_2(x,y,z) &= \phi_2(x,y) \frac{C_1}{A} [\exp(i\beta_A z) - \exp(i\beta_C z)] \\
 &= 2\phi_2(x,y) \frac{iC_1}{A} \sin(Az) \exp\left[i\left(\beta^0 + \frac{1}{2}C_2\right)z\right], \\
 A_3(x,y,z) &= \phi_3(x,y) \left[\frac{(1/2)(A + C_2)^2 - 2C_1^2}{A(A + 3C_2)} \exp(i\beta_A z) - \frac{1}{2} \exp(i\beta_B z) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{(1/2)(A - C_2)^2 - 2C_1^2}{A(A - 3C_2)} \exp(i\beta_C z) \right].
 \end{aligned} \tag{11}$$

因此，第 j 根光纤内所传输的光功率为

$$P_j(z) = \iint_{F_j} A_j^*(x,y,z) A_j(x,y,z) dx dy, \quad j = 1, 2, 3, \tag{12}$$

式中 F_j 表示第 j 根光纤的横截面。因此，只要将(11)式分别代入(12)式，就可分别得到组合波导内三根光纤的输出光功率。图 4(a)~(d)表示在不同 C_2/C_1 时，耦合区组合波导内各光纤之间的光功率随传输距离“ z ”的变化规律。图 4(a)表示具有平面型结构的弱熔 3×3 耦合器的功率耦合特性^[6]。而图 4(d)表示具有等边三角形分布光纤在光纤 1 被激励时的光功率耦合特性^[14]。需要指出的是，并不是只有三角形分布光纤的耦合器才存在 C_2 ，即便平面型耦合器，

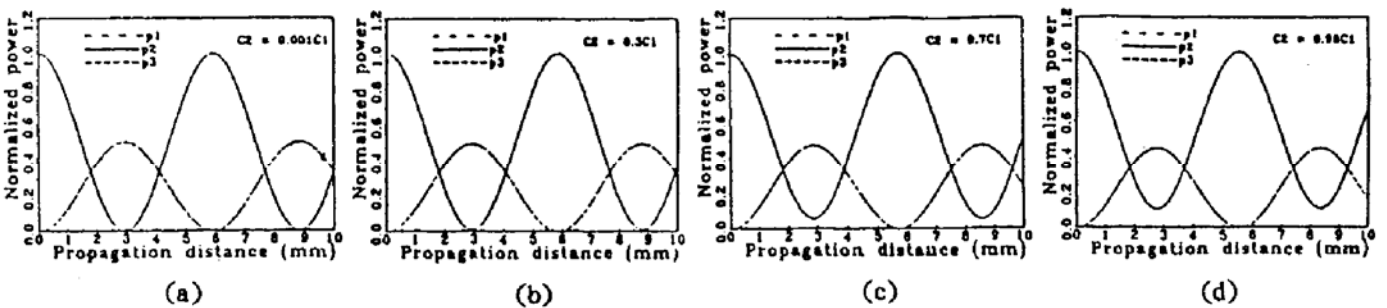


Fig. 4 The coupling characteristics of optical power among fibers in composited waveguide versus different given C_2/C_1 in the case of excitation to optical fiber 1

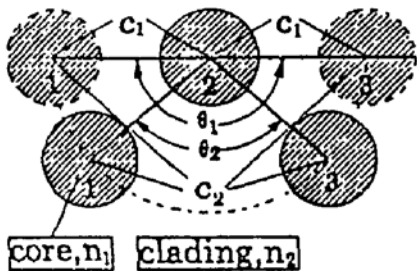


Fig. 5 The equivalent structure of a practical 3×3 coupler in the procedure of fusion-pulling

如果光纤 1 和 3 的相对距离比较小时， C_2 也有可能较大，但一般来说 $C_1 \gg C_2$ ，故通常不考虑 C_2 对常规平面型 3×3 耦合器特性的影响。事实上，对长熔拉耦合区的器件， C_2/C_1 的值随拉锥增大(耦合区光纤直径减小)而不断增大。因此，这种耦合器在拉锥过程中的耦合特性等效于一个“变顶角”的等腰三角形分布光纤的耦合器，如图 5 所示。根据图 5，由于耦合系统结构的对称性，当光纤 3 存在单位初始功率激励时，耦合系统各光纤之间的功率耦合情况与上面讨论的情况完全类似。

2) 光纤 2 存在单位初始激励功率(对称激励)

如图 1 所示, 在 $z=0$ 处, 当光纤 2 存在单位初始激励功率时, 耦合器组合波导内可能存在的三个本征模的模激发系数分别为:

$$b_A = \frac{A - C_2}{2A}, \quad b_B = 0, \quad b_C = -\frac{A + C_2}{2A}. \tag{13}$$

从上式可得出, 由于 $b_B = 0$, 组合波导内只存在基模和二次模. 类似于(11)式, 可得到在这种初始激励条件下耦合器组合波导内每根光纤中的光场振幅分别为:

$$\left. \begin{aligned} A_1(x, y, z) &= \frac{1}{2} \phi_1(x, y) \left\{ \frac{[2C_1^2 + (A + C_2)C_2](A - C_2)}{AC_1(A + 3C_2)} \exp(i\beta_A z) \right. \\ &\quad \left. + \frac{[2C_1^2 - (A - C_2)C_2](A + C_2)}{AC_1(A - 3C_2)} \exp(i\beta_C z) \right\}, \\ A_2(x, y, z) &= \frac{1}{2} \phi_2(x, y) \left[\frac{A - C_2}{A} \exp(i\beta_A z) + \frac{A + C_2}{A} \exp(i\beta_C z) \right], \\ A_3(x, y, z) &= \frac{1}{2} \phi_3(x, y) \left\{ \frac{[(1/2)(A + C_2)^2 - 2C_1^2](A - C_2)}{AC_1(A + 3C_2)} \exp(i\beta_A z) \right. \\ &\quad \left. + \frac{[(1/2)(A - C_2)^2 - 2C_1^2](A + C_2)}{AC_1(A - 3C_2)} \exp(i\beta_C z) \right\}. \end{aligned} \right\} \tag{14}$$

将(14)式代入(12)式, 就可得到耦合器在光纤 2 受激励的条件下耦合器各输出臂的功率耦合规律. 图 6(a)~(d)表示耦合器各输出端口的输出功率随 C_2/C_1 的变化关系. 当 C_2/C_1 之值趋向于 1 时, 耦合器的结构表示也趋向于等边三角形结构. 此时, 耦合器耦合区光纤间的功率耦合规律与第一种激励状态下 C_2/C_1 趋向于 1 的情况完全一样. 所以图 4(d)与图 6(d)也完全相似.

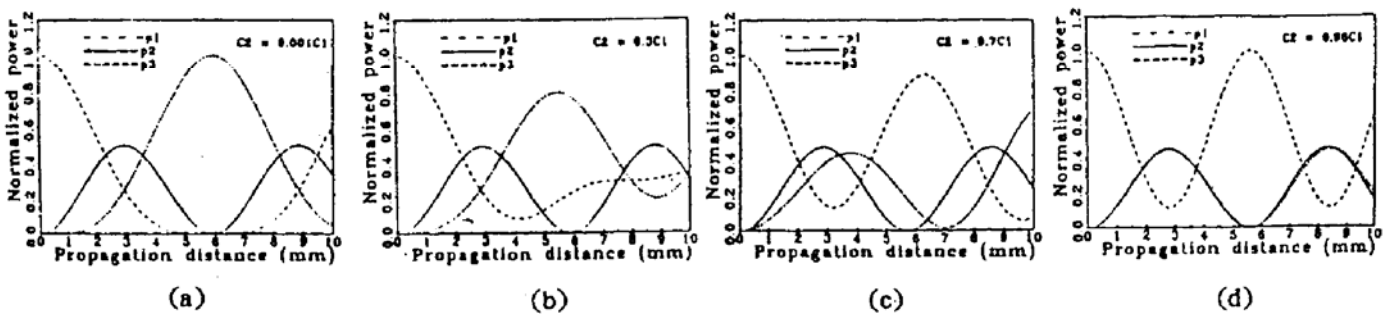


Fig. 6 The coupling characteristics of optical power among fibers in composited waveguide versus different given C_2/C_1 in the case of excitation to optical fiber 2

假定 $C_2 = C_1$, 分别代入(11)式和(14)式, 发现其中四个方程是奇异的, 故必须采用洛必达法则, 来求出在特殊情况下($C_2 = C_1$)的耦合器功率输出特性,

$$P_j(z) = \iint_{F_j} \lim_{C_2 \rightarrow C_1} A_j^*(x, y, z) A(x, y, z) dx dy \quad j = 1, 2, 3 \tag{15}$$

更有趣的是, 在第一种激励状态下, 组合波导内可能存在的三个本征模全部被激励, 而在第二种激励状态下, 只激励出二个本征模, 但是当两种情况都趋于 $C_2/C_1 = 1$ 时, 却得到了同样的结果. 因此, 作者认为: 在 $C_2/C_1 = 1$ 的情况下, 耦合区有可能发生模式跳动现象. 由(2)式

可知,这是由于一次模和二次模发生简并引起的.

3 实验结果与分析

根据以往研制熔锥型耦合器的经验^[6],采用直接加热熔拉法,来验证具有不同拉锥长度的耦合器光耦合特性.对于常规的平面型 3×3 分束器^[6],一般其耦合区长度只有 $7\sim 9$ mm,耦合区光纤直径一般是它原来的三分之一左右,其腰区的横截面如图7所示.根据文献[13]中的功率谱测量装置,测得的常规平面型 3×3 分束器谱响应曲线如图8所示,发现其与理论结果吻合较好.所以,对于这样的器件一般可确保耦合系数 $C_2 \ll C_1$,而且确保 $C_2 l$ 趋于零(l 为耦合区有效耦合长度).



Fig. 7 Cross-section at waist of a well fused 3×3 coupler

在利用具有平面结构的三光纤研制高性能波分复用器中,由于这种器件与常规的分束器相比,具有更长的耦合区,一般在 17 mm左右,而且其熔区的光纤直径为它原来的六分之一左右,因此,尽管耦合系数 $C_2 \ll C_1$,但已明显影响波分复用器的谱响应特性.图9为一个耦合区光纤1、3之间产生明显耦合的波分复用器谱响应曲线.图中实线为 $C_2 = 0$ 时的耦合器输出端口1和3的归一化功率谱曲线.同时,从图中发现,实验结果明显偏离理想曲线.因此,为研制高性能波分复用器,必须设法使耦合系数 C_2 降到最小.当然,影响波分复用器性能的还有超长耦合所特有的偏振分离现象^[15, 16].

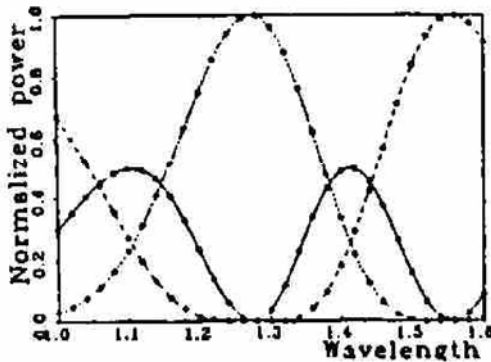


Fig. 8 Normalized spectral response of a conventional planar 3×3 coupler

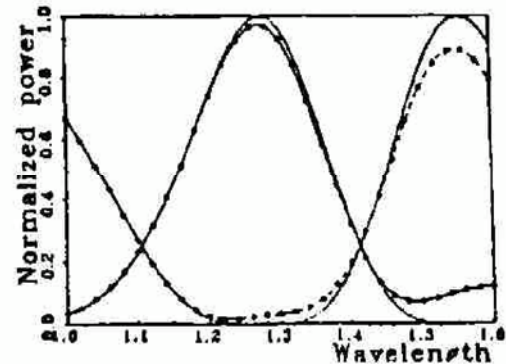


Fig. 9 Normalized spectral response of a wavelength division-multiplexer with evident coupling between fibers 1 and 3

结 论 以耦合波方程为基础,分析了具有不同耦合特性的熔锥平面型耦合器的功率耦合特性,得到了较为一般的功率耦合表达式,并指出:在等边三角形分布光纤 3×3 耦合器的耦合区中可能存在跳模现象.实验结果与理论分析较为一致.这对进一步开发应用 3×3 耦合器将有重要的意义.

参 考 文 献

- [1] P. A. Davies, G. Abd-el-hamid, Four-port fibre-optic ring resonator. *Electron. Lett.*, 1988, **24**(11) : 662~663
- [2] Sang K. Sheem, Fiber-optic gyroscope with $[3 \times 3]$ directional coupler. *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **37**(10) : 869~871
- [3] G. Abd-el-hamid, P. A. Davies, Fibre-optic double ring resonator. *Electron. Lett.*, 1989, **25**(3) : 224~225
- [4] H. Poisel, G. F. Trommer, W. Buhler *et al.*, Low-cost fibre-optic gyroscope. *Electron. Lett.*, 1990, **26**(1) : 69~70
- [5] M. H. Slonecker, J. C. Williams, Recent advances in single-mode fused taper coupler technology. *Proc. SPIE*, 1983, **412** : 50~53
- [6] 姚寿铨, 黄 勇, 刘慧珍, 熔锥直线型 3×3 单模光纤定向耦合器的光功率耦合分析. *光学学报*, 1990, **10**(11) : 1040~1046
- [7] Shou-Xian She, Li Qiao, Analysis of three channel waveguide directional couplers by a variational method and weighted residual method. *Opt. Commun.*, 1988, **67**(4) : 271~276
- [8] Amos Hardy, William Streifer, Marek Osinski, Weak coupling of parallel waveguides. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(2) : 161~163
- [9] Hiroshi Kubo, Kiyotoshi Yasumoto, Numerical analysis of three-parallel embedded optical waveguide. *J. Light-Wave Technol.*, 1989, **7**(12) : 1924~1931
- [10] A. W. Snyder, Coupled-mode theory for optical fibers. *J. O. S. A.*, 1972, **62**(11) : 1267~1277
- [11] Shun-Lien Chuang, A coupled-mode theory for multiwaveguide systems satisfying the reciprocity theorem and power conservation. *J. Lightwave Technol.*, 1987, **5**(1) : 174~183
- [12] R. J. Black, L. Gagnon, R. C. Youngquist *et al.*, Modes of evanescent 3×3 couplers and three-core fibers. *Electron. Lett.*, 1986, **22**(24) : 1311~1313
- [13] 黄 勇, 高宏源, 姚寿铨, 平面型四光纤耦合系统的研究. *光学学报*, 1994, **14**(3) : 275~280
- [14] Y. Chen, Asymmetric triple-core couplers. *Opt. & Quant. Electron.*, 1991, **24**(4) : 539~553
- [15] M. S. Yataki, D. N. Payne, M. P. Varnham, All-fiber polarising beamsplitter. *Electron. Lett.*, 1985, **21**(6) : 249~251
- [16] A. W. Snyder, Polarising beamsplitter from fused-taper couplers. *Electron. Lett.*, 1985, **21**(14) : 623~625

Analysis of Coupling Characteristics of Three Fused-Biconical Planar Optical Fibers

Huang Yong Zeng Qingji

(Research Institute of Optical Fiber Technology, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200052)

(Received 4 June 1993; revised 1 September 1993)

Abstract On base of linearly coupled-mode equations, some characteristics of mode-fields and coupled power of a three-optical planar coupler with variable coupling coefficients are presented. The comparisons with conventional 3×3 coupler are also given. The experimental results obtained are in good agreement with the theoretical analysis.

Key words fused-biconical, three fibers, coupling.