

基于互易定理的双缓变光纤模耦合特性研究

鲁怀伟 邬开俊 罗冠炜

(兰州交通大学数理学院, 甘肃 兰州 730070)

摘要 直接从电磁场的普遍原理——共轭互易定理出发, 针对无损折射率双缓变光纤, 得到了双缓变光纤模耦合方程, 推导出了互耦合系数、自耦合系数、干涉耦合系数和传播常数之间关系。在此基础上, 对模耦合方程进行了求解, 得到了相同双缓变光纤模耦合方程的近似解析解, 讨论了耦合系数对光功率耦合的影响。

关键词 光学器件; 光纤光学; 缓变光纤; 光纤耦合器; 耦合系数

中图分类号 TN253; TN929.11 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0406001

Study of Mode-Coupling Characteristic for Dual-Tapered Fiber Coupler Based on Conjugated Reciprocity Theorem

Lu Huaiwei Wu Kaijun Luo Guanwei

(School of Mathematics and Physics, Lanzhou Jiaotong University, Lanzhou, Gansu 730070, China)

Abstract For dual-tapered fibers with non-absorbing refractive index, the mode-coupling equation for dual-tapered fiber coupler is derived, and the relationship among cross-coupling coefficients, self-coupling coefficients, interference-coupling coefficients and propagation constants is deduced by using the conjugated reciprocity theorem. Based on this relationship, the approximate solution to mode-coupling equation of dual-tapered fiber coupler with the identical propagation constant is solved. The analytical expression for the coupling optical power is obtained. Impacts of these coupling coefficients on the coupling optical power are discussed.

Key words optical devices; fiber optics; tapered fiber; fiber coupler; coupling coefficient

OCIS codes 060.4510; 060.2430; 060.2340; 230.1150

1 引言

熔锥法光纤耦合器就是将多根光纤绞合在一起经熔融拉锥而成, 在其耦合区, 光纤纤芯的直径在光传输方向上是缓变的, 其实质就是一个多缓变光纤耦合系统。相比于其他制作方法而言, 熔融拉锥法工艺简单, 操作容易, 制成的光纤耦合器具有性能稳定、附加损耗小、重复性好、适于批量生产等优点, 是目前制作光纤耦合器和光纤器件较为理想的方法^[1-7]。光纤耦合器的工作机理是建立在电磁场横向耦合理论基础上的, 由于熔锥型光纤耦合器的光纤纤芯在其耦合区是缓变的, 因而需要考虑电磁场沿传播方向的变化, 处理起来相对复杂。缓变光纤

模耦合理论是分析诸如光纤定向耦合器等光纤无源器件的基础, 近年来研究集中于缓变光纤横向耦合以及双锥光纤耦合器^[7-9], 缓变光纤模耦合理论对研究开发光纤无源器件极其重要。

本文提出了一种研究缓变光纤模耦合问题的新方法, 采用更为通用的电磁场共轭式互易定理, 对缓变光纤耦合系统进行研究。利用该方法, 可方便地求出双缓变光纤模耦合方程以及互耦合系数、干涉耦合系数和传播常数之间关系。并以相同双缓变光纤耦合系统为例, 导出了双缓变光纤模耦合方程的近似解析解, 对互耦合系数、干涉耦合系数与输出光功率之间的关系进行了分析。

收稿日期: 2013-09-29; **收到修改稿日期**: 2013-12-09

基金项目: 国家自然科学基金(11172119)、甘肃省自然科学基金(1208RJZA256)、甘肃省创新研究群体计划(1308RJIA006)

作者简介: 鲁怀伟(1959—), 男, 硕士, 教授, 主要从事光纤通信以及光纤无源器件等方面的研究。

E-mail: luhw@mail.lzjtu.cn

2 模耦合方程的推导

在双缓变光纤耦合系统的耦合区,各光纤纤芯直

径随光传输方向缓慢变化,忽略缓变光纤中的模式转变,第 j 光纤单独存在时的场量可以表示为^[7-8]

$$\begin{cases} \mathbf{E}_j = \frac{\mathbf{e}_j[r, \theta, \beta_j(z)]}{\sqrt{N_j}} \exp\left[i \int_0^z \beta_j(z) dz\right] = \frac{\mathbf{e}_j}{\sqrt{N_j}} \exp\left[i \int_0^z \beta_j(z) dz\right] \\ \mathbf{H}_j = \frac{\mathbf{h}_j[r, \theta, \beta_j(z)]}{\sqrt{N_j}} \exp\left[i \int_0^z \beta_j(z) dz\right] = \frac{\mathbf{h}_j}{\sqrt{N_j}} \exp\left[i \int_0^z \beta_j(z) dz\right], \\ N_j = 2 \iint_{A=\infty} (\mathbf{e}_{ij} \times \mathbf{h}_{ij}) \cdot \mathbf{z} dA, \quad j = 1, 2 \end{cases} \quad (1)$$

式中 \mathbf{e}_j 和 \mathbf{h}_j 通过 $\beta_j(z)$ 的隐函数依赖于 z , 是第 j 光纤中的传播模式, A 为光纤的模截面积, r 和 θ 为横截面坐标, z 是平行于纤芯轴的纵坐标, N_j 为归一化系数。这里, 忽略了电磁场矢量随时间变化因子 $\exp(-i\omega t)$ 。

缓变光纤 1 和 2 组成耦合系统时, 可以视其为复合波导。设 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 为复合波导的总电场和磁场, 在弱导和弱耦合近似下, \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 可以用光纤独立存在时的场线性叠加来近似表示^[7-8], 其横向分量和纵向分量可分别表示为^[10-12]

$$\begin{cases} E_t = \sum_{j=1}^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} e_{tj}, & E_z = \frac{1}{n^2} \sum_{j=1}^2 n_j^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} e_{zj} \\ H_t = \sum_{j=1}^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} h_{tj}, & H_z = \sum_{j=1}^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} h_{zj} \end{cases}, \quad (2)$$

式中 E_t, e_{tj} 和 H_t, h_{tj} 表示场的横向分量, E_z, e_{zj} 和 H_z, h_{zj} 表示纵向分量, $a_j(z)$ 为第 j 光纤中传输模式的复振幅。

由电磁场共扼形式的互易定理可以得出^[8]

$$\frac{d}{dz} \iint_{A=\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}_j^* + \mathbf{E}_j^* \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{z} dA = i \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} k \iint_{A=\infty} (n^2 - n_j^{*2}) \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_j^* dA, \quad (3)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, 符号 $*$ 代表复数共扼。

由于耦合区很短, 光纤的损耗又很小, 可以近似认为光纤为无损传输介质, 其折射率分布函数为实数函数, 即 $n = n^*$ 。为了计算方便, 定义

$$\begin{cases} C_{lj}(z) = \frac{k \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}}{\sqrt{N_l N_j}} \iint_{A=\infty} (n^2 - n_j^2) [\mathbf{e}_{lj} \cdot \mathbf{e}_{lj}^* + \left(\frac{n_l}{n}\right)^2 \mathbf{e}_{lj} \cdot \mathbf{e}_{lj}^*] dA \\ K_{lj}(z) = \frac{1}{\sqrt{N_l N_j}} \iint_{A=\infty} (\mathbf{e}_{lj} \times \mathbf{h}_{lj}^* + \mathbf{e}_{lj}^* \times \mathbf{h}_{lj}) \cdot \mathbf{z} dA \\ M_j = (\mathbf{E} \times \mathbf{H}_j^* + \mathbf{E}_j^* \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{z} \\ D_j = (n^2 - n_j^2) \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_j^*, \quad l = 1, 2 \end{cases}. \quad (4)$$

联立(1)、(2)、(4)式可知 M_1 和 D_1 分别为

$$\begin{aligned} M_1 &= [(\mathbf{E}_t + \mathbf{E}_z) \times (\mathbf{H}_{t1}^* + \mathbf{H}_{z1}^*) + (\mathbf{E}_{t1}^* + \mathbf{E}_{z1}^*) \times (\mathbf{H}_t + \mathbf{H}_z)] \cdot \mathbf{z} = \\ & (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_{t1}^*) \cdot \mathbf{z} + (\mathbf{z} \times \mathbf{E}_z) \cdot \mathbf{H}_{t1}^* + (\mathbf{H}_{z1}^* \times \mathbf{z}) \cdot \mathbf{E}_t + (\mathbf{E}_z \times \mathbf{H}_{z1}^*) \cdot \mathbf{z} + \\ & (\mathbf{E}_{t1}^* \times \mathbf{H}_t) \cdot \mathbf{z} + (\mathbf{z} \times \mathbf{E}_{z1}^*) \cdot \mathbf{H}_t + (\mathbf{z} \times \mathbf{H}_z) \cdot \mathbf{E}_{t1}^* + (\mathbf{E}_{z1}^* \times \mathbf{H}_z) \cdot \mathbf{z} = (\mathbf{E}_t \times \mathbf{H}_{t1}^* + \mathbf{E}_{t1}^* \times \mathbf{H}_t) \cdot \mathbf{z} = \\ & \exp\left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz\right] \left[\sum_{j=1}^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} \mathbf{e}_{tj} \times \frac{\mathbf{h}_{t1}^*}{\sqrt{N_1}} + \frac{\mathbf{e}_{t1}^*}{\sqrt{N_1}} \times \sum_{j=1}^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} \mathbf{h}_{tj} \right] \cdot \mathbf{z} = \\ & a_1(z) \frac{(\mathbf{e}_{t1} \times \mathbf{h}_{t1}^* + \mathbf{e}_{t1}^* \times \mathbf{h}_{t1}) \cdot \mathbf{z}}{\sqrt{N_1 N_1}} \exp\left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz\right] + a_2(z) \frac{(\mathbf{e}_{t2} \times \mathbf{h}_{t1}^* + \mathbf{e}_{t1}^* \times \mathbf{h}_{t2}) \cdot \mathbf{z}}{\sqrt{N_1 N_2}} \exp\left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz\right], \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 D_1 &= (n^2 - n_1^{*2})(\mathbf{E}_t + \mathbf{E}_z) \cdot (\mathbf{E}_{t1}^* + \mathbf{E}_{z1}^*) = (n^2 - n_1^{*2})(\mathbf{E}_t \cdot \mathbf{E}_{t1}^* + \mathbf{E}_z \cdot \mathbf{E}_{z1}^*) = \\
 &= \frac{(n^2 - n_1^{*2})}{\sqrt{N_1}} \left[\mathbf{e}_{t1}^* \cdot \sum_{j=1}^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} \mathbf{e}_{tj} + \frac{\mathbf{e}_{z1}^*}{n^2} \cdot \sum_{j=1}^2 n_j^2 \frac{a_j(z)}{\sqrt{N_j}} \mathbf{e}_{zj} \right] \exp \left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz \right] = \\
 &= (n^2 - n_1^{*2}) \left[\frac{a_1(z)}{\sqrt{N_1 N_1}} (\mathbf{e}_{t1} \cdot \mathbf{e}_{t1}^* + \frac{n_1^2}{n^2} \mathbf{e}_{z1} \cdot \mathbf{e}_{z1}^*) + \frac{a_2(z)}{\sqrt{N_1 N_2}} (\mathbf{e}_{t2} \cdot \mathbf{e}_{t1}^* + \frac{n_2^2}{n^2} \mathbf{e}_{z2} \cdot \mathbf{E}_{z1}^*) \right] \exp \left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz \right]. \quad (6)
 \end{aligned}$$

将(5)式代入(3)式,利用(4)式可得

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dz} \left\{ [a_1(z)K_{11}(z) + a_2(z)K_{12}(z)] \exp \left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz \right] \right\} = \\
 & -i\beta_1(z) \exp \left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz \right] [a_1(z)K_{11}(z) + a_2(z)K_{12}(z)] + \\
 & \exp \left[-i \int_0^z \beta_1(z) dz \right] \frac{d}{dz} [a_1(z)K_{11}(z) + a_2(z)K_{12}(z)]. \quad (7)
 \end{aligned}$$

根据 D_1 和 $C_{1j}(z)$ 表达式,结合(7)式,可得

$$\frac{d}{dz} \sum_{j=1}^2 a_j(z)K_{1j}(z) = i \sum_{j=1}^2 [C_{1j}(z) + \beta_1 K_{1j}(z)] a_j(z). \quad (8)$$

用 \mathbf{E}_2^* 、 \mathbf{H}_2^* 和 n_2 替换 \mathbf{E}_1^* 、 \mathbf{H}_1^* 和 n_1 ,代入(5)式和(6)式可得

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dz} \sum_{j=1}^2 a_j(z)K_{2j}(z) = \\
 & i \sum_{j=1}^2 [C_{2j}(z) + \beta_2(z)K_{2j}(z)] a_j(z), \quad (9)
 \end{aligned}$$

式中 $C_{ij}(z)$ 为互耦合系数, $C_{ji}(z)$ 为自耦合系数, $K_{ij}(z)$ 为场矢量间的互相作用产生的干涉耦合系数。

3 耦合系数之间的关系

由于(8)式和(9)式中包含 $a_1(z)$ 、 $a_2(z)$ 、 $C_{ij}(z)$ 、 $C_{ji}(z)$ 、 $K_{ij}(z)$ 等多个变量,且它们均为 z 的函数,因而不能从微分方程中直接解出。为了简化模耦合方程,将(1)式中的 \mathbf{E}_1 、 \mathbf{H}_1 和 \mathbf{E}_2^* 、 \mathbf{H}_2^* 代入(3)式,其等式左边

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dz} \iint_{A=\infty} (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1) \cdot \mathbf{z} dA = \frac{d}{dz} \left\{ \frac{\iint_{A=\infty} (\mathbf{e}_{t1} \times \mathbf{h}_{t2}^* + \mathbf{e}_{z2}^* \times \mathbf{h}_{z1}) \cdot \mathbf{z} dA}{\sqrt{N_1 N_2}} \exp \left\{ i \int_0^z [\beta_1(z) - \beta_2(z)] dz \right\} \right\} = \\
 & \frac{d}{dz} \left\{ K_{12}(z) \exp \left\{ i \int_0^z [\beta_1(z) - \beta_2(z)] dz \right\} \right\} = \left\{ i[\beta_1(z) - \beta_2(z)]K_{12}(z) + \frac{d}{dz} K_{12}(z) \right\} \exp \left\{ i \int_0^z [\beta_1(z) - \beta_2(z)] dz \right\}. \quad (10)
 \end{aligned}$$

而等式右边

$$\begin{aligned}
 & i \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} k \iint_{A=\infty} (n_1^2 - n_2^2) \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* dA = \\
 & \frac{ik \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \iint_{A=\infty} (n^2 - n_2^2) (\mathbf{e}_{t1} \cdot \mathbf{e}_{t2}^* + \mathbf{e}_{z1} \cdot \mathbf{e}_{z2}^*) dA}{\sqrt{N_1 N_2}} \exp \left\{ i \int_0^z [\beta_1(z) - \beta_2(z)] dz \right\} = \\
 & ik \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \left[\frac{\iint_{A=\infty} (n^2 - n_2^2) (\mathbf{e}_{t1} \cdot \mathbf{e}_{t2}^* + \frac{n_1^2}{n^2} \mathbf{e}_{z1} \cdot \mathbf{e}_{z2}^*) dA}{\sqrt{N_1 N_2}} - \frac{\iint_{A=\infty} (n^2 - n_1^2) (\mathbf{e}_{t2} \cdot \mathbf{e}_{t1}^* + \frac{n_2^2}{n^2} \mathbf{e}_{z2} \cdot \mathbf{e}_{z1}^*) dA}{\sqrt{N_1 N_2}} \right] \times \\
 & \exp \left\{ i \int_0^z [\beta_1(z) - \beta_2(z)] dz \right\} = i[C_{21}(z) - C_{12}^*(z)] \exp \left\{ i \int_0^z [\beta_1(z) - \beta_2(z)] dz \right\}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

根据(10)、(11)式两边同时消去 $\exp\left\{i\int_0^z[\beta_1(z) - \beta_2(z)]dz\right\}$, 略加整理, 可得

$$\frac{dK_{12}(z)}{dz} = i\{C_{21}(z) - C_{12}^*(z) - [\beta_1(z) - \beta_2(z)]K_{12}(z)\}. \quad (12)$$

同理, 将(1)式中的 \mathbf{E}_1^* 、 \mathbf{H}_1^* 和 \mathbf{E}_2 、 \mathbf{H}_2 代入(3)式, 可得

$$\frac{dK_{21}(z)}{dz} = i\{C_{12}(z) - C_{21}^*(z) - [\beta_2(z) - \beta_1(z)]K_{21}(z)\}. \quad (13)$$

在无损耗介质中, 通过适当变换, 场矢量的横向分量可以表示为纯实函数, 而纵向分量可以表示为纯虚函数^[8]。在这样的选择下, 根据 $C_{ij}(z)$ 和 $K_{ij}(z)$ 的定义式, 可知

$$\begin{cases} K_{12}(z) = K_{12}^*(z) = K_{21}(z) = K_{21}^*(z) = K(z) \\ K_{11} = K_{22} = 1 \\ C_{12}(z) = C_{12}^*(z) \\ C_{21}(z) = C_{21}^*(z) \end{cases} \quad (14)$$

利用(12)式直接求 $dK_{12}^*(z)/dz$, 则有 $dK_{12}^*(z)/dz = -dK_{12}(z)/dz$, 这显然与(14)式互相矛盾, 解决该矛盾的答案只有一个, 满足 $dK_{12}^*(z)/dz = -dK_{12}(z)/dz = 0$, 即干涉耦合系数 K 与传输距离 z 无关。由此可以得出在双缓变光纤耦合系统中 $C_{12}(z)$ 、 $C_{21}(z)$ 、 $\beta_1(z)$ 、 $\beta_2(z)$ 和 K_{12} (或 K_{21}) 之间关系的一般表达式为

$$[\beta_1(z) - \beta_2(z)]K_{12} = C_{21}(z) - C_{12}(z). \quad (15)$$

将 $dK/dz = 0$ 、 $K_{11} = K_{22} = 1$ 和 $K_{12} = K_{21} = K$ 代入(5)式, 可简化得到无损耗双缓变光纤耦合系统的模耦合方程组为

$$\begin{cases} \frac{da_1(z)}{dz} = i\beta_1(z)a_1(z) + i\frac{C_{11}(z) - KC_{12}(z)}{1 - K^2}a_1(z) + i\frac{C_{21}(z) - KC_{22}(z)}{1 - K^2}a_2(z) \\ \frac{da_2(z)}{dz} = i\beta_2(z)a_2(z) + i\frac{C_{22}(z) - KC_{21}(z)}{1 - K^2}a_2(z) + i\frac{C_{12}(z) - KC_{11}(z)}{1 - K^2}a_1(z) \end{cases} \quad (16)$$

忽略干涉耦合系数 K , 即取 $K \approx 0$, 可将(16)式简化为

$$\begin{cases} \frac{da_1(z)}{dz} = i[\beta_1(z) + C_{11}(z)]a_1(z) + iC_{21}(z)a_2(z) \\ \frac{da_2(z)}{dz} = i[\beta_2(z) + C_{22}(z)]a_2(z) + iC_{12}(z)a_1(z) \end{cases} \quad (17)$$

令 $\bar{\beta}_1(z) = \beta_1(z) + C_{11}(z)$ 和 $\bar{\beta}_2(z) = \beta_2(z) + C_{22}(z)$, 则(17)式即可简化为经典耦合模方程

$$\begin{cases} \frac{da_1(z)}{dz} = i\bar{\beta}_1(z)a_1(z) + iC_{21}(z)a_2(z) \\ \frac{da_2(z)}{dz} = i\bar{\beta}_2(z)a_2(z) + iC_{12}(z)a_1(z) \end{cases} \quad (18)$$

由此可见, 本文基于电磁场共轭式互易定理对缓变光纤模耦合方程的分析方法与文献[7-9]的方法得到的结果非常相符, 且推导过程相对简单。

4 相同双光纤耦合模方程的解

对于采用相同的双光纤熔拉而成的熔锥型光纤耦合器, 由于结构的对称性, 此时有 $\beta_1(z) = \beta_2(z) = \beta(z)$ 、 $C_{21}(z) = C_{12}(z)$ ^[7]。令 $C_{21}(z) = C_{12}(z) = C_1$ 、 $C_{11}(z) = C_{22}(z) = C_0$, 利用(16)式可以计算出复振幅 $a_j(z)$ 为

$$\begin{cases} a_1(z) = [A_1 \exp(i\int B_1 dz) + A_2 \exp(-i\int B_1 dz)] \exp\{i\int [\beta(z) + B_2] dz\} \\ a_2(z) = [A_1 \exp(i\int B_1 dz) - A_2 \exp(-i\int B_1 dz)] \exp\{i\int [\beta(z) + B_2] dz\}, \\ B_1 = \frac{C_1 - KC_0}{1 - K^2}, B_2 = \frac{C_0 - KC_1}{1 - K^2} \end{cases} \quad (19)$$

式中 A_1 和 A_2 为积分常数, 由初始条件确定。相对应的传输功率可表示为

$$\begin{cases} P_1(z) = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos\left(2\int B_1 dz\right) \\ P_2(z) = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos\left(2\int B_1 dz\right) \end{cases} \quad (20)$$

如果令 $P_1(0) = P_0, P_2(0) = 0$, 则(20)式简化为

$$\begin{cases} P_1(z) = \frac{P_0}{2} \left[1 + \cos\left(2\int B_1 dz\right)\right] \\ P_2(z) = \frac{P_0}{2} \left[1 - \cos\left(2\int B_1 dz\right)\right] \end{cases} \quad (21)$$

由(20)式和(21)式可以看出, 经过一定距离的传输, 光功率可以从一个光纤完全耦合到另一个光纤, 而且两光纤之间的光功率耦合主要由参数 B_1 来决定。

在弱导情况下, 有 $\mathbf{h}_t \approx (\mathbf{z} \times \mathbf{E}_t) / \eta$ 的关系存在, 其中 η 为波阻抗系数。对于光纤 1 或 2 纤芯中的导模, 其场在纤芯外的包层中随半径的增加呈现指数衰减, 而且 $n^2 - n_1^2$ 仅在光纤 2 芯区内不为零。根据(4)式和图 1 的积分区域, $C_{11}(z)$ 、 $C_{12}(z)$ 和 K 满足如下关系:

$$\begin{cases} C_{11} \sim \iint_{A_2} e_{t1}^{\text{out}} e_{t1}^{\text{out}} dA, & C_{12} \sim \iint_{A_1} e_{t1}^{\text{in}} e_{t2}^{\text{out}} dA \\ K \sim \iint_{A_1} e_{t1}^{\text{in}} e_{t2}^{\text{out}} dA + \iint_{A_2} e_{t1}^{\text{out}} e_{t2}^{\text{in}} dA + \iint_{A_3} e_{t1}^{\text{out}} e_{t2}^{\text{out}} dA \end{cases} \quad (22)$$

式中“ \sim ”为成正比符号。

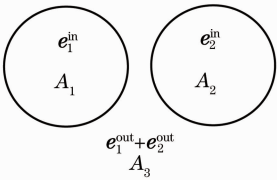


图 1 积分区域与场矢量的对应关系

Fig. 1 Relationship between integral domain and field vector

从(22)式可以看出, K 、 $C_{12}(z)$ 和 $C_{11}(z)$ 之间的关系为 $K > C_{12}(z) > C_{11}(z)$ 。由于在双光纤耦合系统中, 两光纤纤芯不可能完全重叠也不可能相距无穷远, 所以 $1 > K > 0$ ^[13]。因此, 将 B_1 展开, 有

$$B_1 = \frac{C_1 - KC_0}{1 - K^2} = (C_1 - KC_0)(1 + K^2 + \dots) \approx C_1 - KC_0. \quad (23)$$

根据(22)、(23)式可知: 当双光纤纤芯相互之间的距离相对较大时, 即满足 $K^2 \ll 1$ 时, 如果同时满足 $C_1 \gg KC_0$, 忽略 K 或 C_0 的作用, 在研究耦合区长

度、光功率耦合规律等方面所产生的误差相对较小, 是可以忽略的; 但在不满足 $C_1 \gg KC_0$ 的情况下, 参数 B_1 的变化直接影响到(14)式中光传输功率的相位变化, 简单地忽略 K 或 C_0 的作用, 势必会给耦合区长度、光耦合规律等的分析和计算带来一定的误差。因此, 利用 $C_1 \gg KC_0$ 作为是否舍去 K 或 C_0 的依据更为合理。

5 结 论

根据电磁场共扼形式的互易定理, 从另一角度导出了另一形式的模耦合方程以及解析解, 得到了互耦合系数、自耦合系数、干涉耦合系数与传播常数之间关系的一般表达式, 证明了干涉耦合系数与光传输距离无关的结论, 推导了相同双缓变光纤耦合光功率的近似解析解, 对耦合系数影响光功率耦合的规律进行了分析。这种方法为缓变光纤间的模耦合提供了一种简便的新分析方法。

参 考 文 献

- Jiang Weiwei, Zhao Ruifeng, Fan Linyong, *et al.*. Comb-fliter based on twin-core fiber coupler [J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(5): 0501001.
江微微, 赵瑞峰, 范林勇, 等. 基于双芯光纤耦合器的梳状滤波器 [J]. 中国激光, 2011, 38(5): 0501001.
- Lu Huaiwei, Wei Yun, Wu Kaijun, *et al.*. An all-fiber flat-top asymmetric interleaver based on 2×2 and 3×3 fiber couplers [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(11): 1106002.
鲁怀伟, 魏 贇, 邬开俊, 等. 基于 2×2 和 3×3 耦合器的平坦型全光纤不等带宽梳状滤波器的设计 [J]. 光学学报, 2011, 31(11): 1106002.
- Li Min, Xie Fang, Chen Zhimin. Vibration measurement system based on a highly stabilized fiber 3×3 coupler interferometer [J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(2): 549-553.
李 敏, 谢 芳, 陈志敏. 高稳定的光纤 3×3 耦合器干涉振动测量系统 [J]. 中国激光, 2010, 37(2): 549-553.
- You Yang, Zhao Ming, Yang Zhenyu. Progress of study on waveguide and fiber coupling design [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(2): 020007.
尤 杨, 赵 茗, 杨振宇. 波导与光纤耦合设计研究进展 [J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(2): 020007.
- Wu Yulie, Zheng Yu, Li Shengyi, *et al.*. Propagation properties analysis of fused taper PANDA fiber couplers [J]. Acta Photonica Sinica, 2007, 27(6): 1111-1115.
吴宇列, 郑 煜, 李圣怡, 等. 熔锥型熊猫光纤耦合器的传输特性分析 [J]. 光学学报, 2007, 27(6): 1111-1115.
- Zhang Ruifeng, Ge Chunfeng, Wang Shuhui, *et al.*. Fused biconical taper all-wave coupler [J]. Acta Physica Sinica, 2003, 52(2): 390-394.
张瑞峰, 葛春风, 王书慧, 等. 熔锥型全波耦合器 [J]. 物理学报, 2003, 52(2): 390-394.
- Wu Chongqing. Optical Waveguide Theory [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2000.
吴重庆. 光波导理论 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2000.
- A W Snyder, J Love. Optical Waveguide Theory [M]. Britain: Springer, 1983.
- A Li, X Chen, A Al Amin, *et al.*. Fused fiber mode couplers for

- few-mode transmission [J]. IEEE Photon Technol Lett, 2012, 24(21): 1953–1956.
- 10 S L Chuang. A coupled-mode theory for multiwaveguide systems satisfying the reciprocity theorem and power conservation [J]. J Lightwave Technol, 1987, 5(1): 174–183.
- 11 S L Chuang. A coupled mode formulation by reciprocity and a variational principle [J]. J Lightwave Technol, 1987, 5(1): 5–15.
- 12 A Hardy, W Streifer. Coupled mode solutions of multiwaveguide systems [J]. IEEE J Quantum Electron, 1986, 22(4): 528–534.
- 13 H S Huang, H C Chang. Analytical expression for the coupling between two optical fiber cores with α -power refractive index distribution [J]. J Lightwave Technol, 1989, 7(4): 694–702.

栏目编辑: 王晓球