

双芯光子晶体光纤中的模式干涉

任国斌^{1,2)} 王 智¹⁾ 娄淑琴¹⁾ 简水生¹⁾

¹⁾(北京交通大学光波技术研究所,北京 100044)

²⁾(河北大学物理科学与技术学院,保定 071002)

(2003 年 10 月 22 日收到 2003 年 11 月 18 日收到修改稿)

应用全矢量超格子叠加模型分析了双芯光子晶体光纤(PCF)的模式特征. 双芯 PCF 的基模和二次模分别由偏振方向不同的两个偶模和两个奇模组成, 讨论了这四个模式的模式电场奇偶性. 基于对双芯 PCF 模式电场奇偶性的认识, 讨论了光纤中的矢量模式干涉问题. 分析表明, 不同偏振态模式的干涉不会引起芯间的功率转移, 双芯 PCF 的芯间功率耦合是由相同偏振模式的干涉引起的. 在相同偏振模式干涉过程中, 光功率在两个芯子中呈余弦振荡. 光纤的两个芯子一般存在约 $\pi/2$ 的相位差. 还讨论了两个不同偏振方向的耦合系数与波长的关系.

关键词: 光子晶体光纤, 双芯光纤, 模式, 干涉, 耦合

PACC: 4280M, 4270Q, 4225B

1. 引言

近年来光子晶体光纤(PCF)由于具备传统光纤所无法比拟的灵活可调的传输特性, 成为当前的研究热点. 目前光子晶体光纤已广泛应用于光通信与光电子学的前沿研究, 如基于 PCF 的偏振控制器、偏振分束器、传感器、模场匹配器、滤波器、集成光路以及各种有源器件等^[1-3]. 目前 PCF 的制造工艺有三种: 管棒堆积拉丝工艺、溶胶-凝胶(sol-gel)法和挤出法. 其中得到广泛应用的是管棒堆积拉丝工艺: 将石英毛细管按照预期设计的周期性结构(一般为三角或四方排列)进行堆积, 在光纤芯子的位置以石英棒代替石英毛细管形成芯子, 然后外加套管制成预制棒, 最后将预制棒在传统光纤拉丝塔上拉制而成.

多芯光纤一般应用于温度及拉力传感器、移频器和方向耦合器等领域. 但对于传统光纤工艺而言, 制造多芯光纤对工艺条件的要求较高, 制造质量较高的多芯光纤非常困难. PCF 的管棒堆积拉丝工艺为制造高质量的多芯光纤提供了可能. 根据 PCF 制造工艺的特点, 可以在 PCF 预制棒的制造过程(管

棒堆积)中, 通过对石英棒的个数、位置及间距的调节实现各种多芯光纤的设计.

目前已有基于双芯 PCF 的方向耦合器和传感器的实验报道^[4-5], 文献[6]用全矢量 BPM(beam propagation method)讨论了双芯 PCF 的耦合特性, 但未涉及光纤中的模式特征及耦合机制等特性. 本文利用全矢量超格子叠加模型讨论了双芯 PCF 的模式特征, 对光纤中的矢量模式干涉问题进行了分析, 并对由模式干涉引起的芯间功率耦合进行了研究.

2. 双芯 PCF 中的模式

对于纵向(传播方向)均匀的 PCF, 其横向折射率分布可以被分为两部分: 包层是由空气孔和石英组成的光子晶体结构, 芯子由中心缺陷构成. PCF 可以看作是存在缺陷的二维光子晶体. 应用叠加方法构造超格子^[7-9], 将含有缺陷的光子晶体结构视为两种周期性结构的叠加, 此时周期性结构可以用余弦函数展开并选取 Hermite-Gaussian 函数将模式电场展开. 横向模式电场 $e_x(x, y), e_y(x, y)$ 的耦合波动方程就转化为本征方程,

$$\begin{bmatrix} I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)x} \\ I_{abcd}^{(4)y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix}. \quad (1)$$

交叠积分 $I^{(1)}, I^{(2)}, I^{(3)}, I^{(4)}$ 存在解析的表达式, 这极大地提高了计算精度和速度。表达式非常复杂, 这里不再写出, 可以参考文献 [7, 8]。通过在给定的波长求解本征方程(1), 我们就可以得到对应模式的本征值及相应的本征向量, 进而求得相应的传播常数与模场分布。

最为常见的 PCF 的包层由六角密排(三角格子)的空气孔组成, 本文讨论的双芯 PCF 的折射率分布如图 1 所示。光纤的包层由直径为 d 的空气孔按三角格子排列组成, 孔距为 Λ 。光纤的两个芯子由石英棒代替空气孔而形成, 间距为 2Λ , 由一个空气孔隔开, 如图 1 所示。我们用参数孔距 Λ 、相对孔径 d/Λ 来表征这种双芯 PCF 的结构。

为了分析双芯 PCF 的模式特征, 我们选取光纤的结构参量 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.4$, 波长为 $0.633 \mu\text{m}$ 。分析表明此时双芯 PCF 仅存在四个束缚模式。图 2 为这四个模式的电矢量分布图, 双芯 PCF 的折射率分布同时表示在图 2 中。与传统双芯光纤中的基模类似, 这四个模式都近似为平行于 x 方向或 y

方向的线偏振模, 并且可以分为两对偶模、奇模。如果下标 x, y 表示偏振方向, e, o 表示偶模或奇模, 我们分别将这四个模式的模式电场表示为: $E_{xe}(x, y)$, $E_{ye}(x, y)$, $E_{xo}(x, y)$, $E_{yo}(x, y)$; 与其对应的传播常数分别为: $\beta_{xe}, \beta_{ye}, \beta_{xo}, \beta_{yo}$ 。可以认为两个偶模 $E_{xe}(x, y)$, $E_{ye}(x, y)$ 为光纤的基模, 而两个奇模 $E_{xo}(x, y)$, $E_{yo}(x, y)$ 为光纤的二次模。

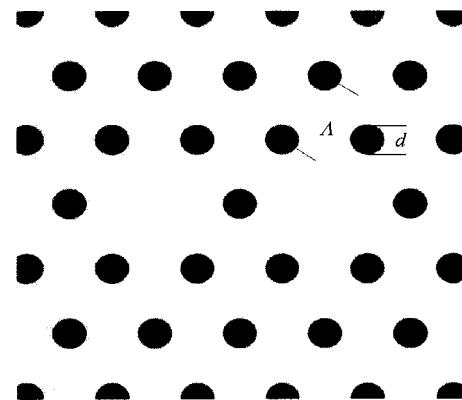


图 1 双芯 PCF 折射率分布示意图

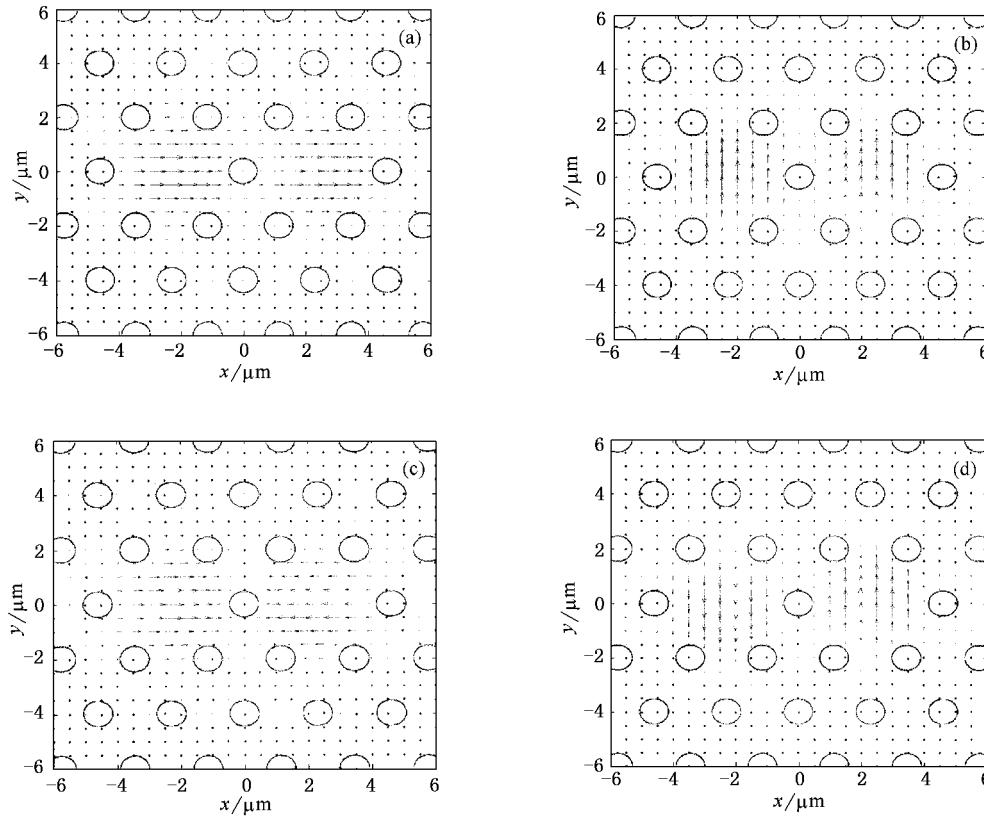


图 2 双芯 PCF 前四个模式的二维电矢量分布图 (a) $E_{xe}(x, y)$ (b) $E_{ye}(x, y)$ (c) $E_{xo}(x, y)$ (d) $E_{yo}(x, y)$

下面讨论双芯 PCF 中模式电场的对称性。当纵向均匀光波导的横向介电常数同时关于 x 和 y 轴对称时, 波导中存在的模式电场在 x 方向和 y 方向的分量总是具有相反的对称性^[10], 即当其中一个分量关于某坐标轴为奇函数时, 另一分量关于该坐标轴为偶函数。以模式电场 $E_{xo}(x, y)$ 为例进行说明。图 3 为模式电场 $E_{xo}(x, y)$ 的 x 分量与 y 分量的分布图, 计算参数选取与图 2 相同。图 3 显示了模式电场的奇偶性: 模式电场的 x 分量在 x 方向为奇函数, 在 y 方向为偶函数; y 分量在 x 方向和 y 方向则分别为偶函数和奇函数。模式电场 $E_{xo}(x, y)$ 的 x 分量的最大值位置位于双芯光纤的两个芯子中心; 而其 y 分量的极值位置位于两个芯子的边缘与空气孔交界处, 这是由于介电常数在这里突变而引起的。此外, 模式电场的 x 分量比 y 分量约大两个量级。对于其他的三个模式 $E_{xe}(x, y), E_{ye}(x, y), E_{yo}(x, y)$ 限于篇幅不再详细讨论。表 1 列出了这四个模式的 x 分量及 y 分量关于两个坐标轴的对称性。

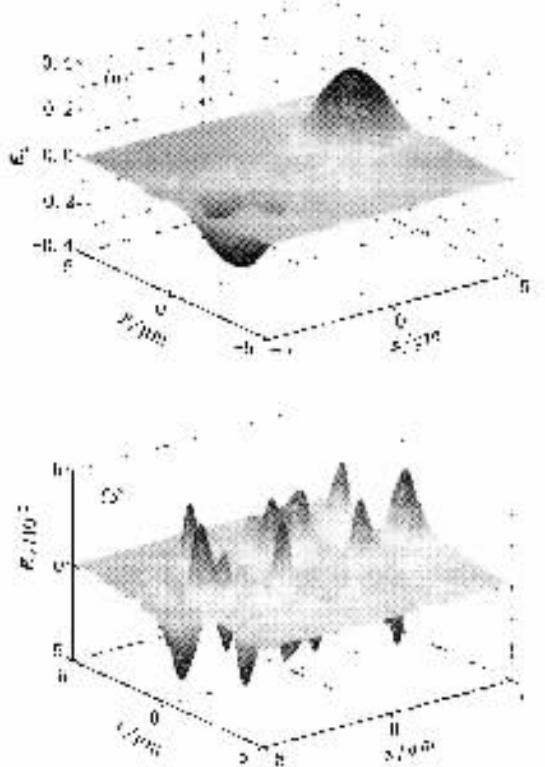


图 3 模式电场 $E_{xo}(x, y)$ 的 x 分量(a)及 y 分量(b) 波长为 $0.633 \mu\text{m}$

表 1 双芯 PCF 基模与二次模的对称性

$E_{xo}(x, y)$		$E_{yo}(x, y)$		$E_{xe}(x, y)$		$E_{ye}(x, y)$	
x 分量		y 分量		x 分量		y 分量	
x	偶	奇	奇	偶	奇	偶	奇
y	偶	奇	奇	偶	偶	奇	偶

3. 双芯 PCF 的模式干涉分析

3.1. 模式场的干涉

由于我们所讨论的双芯 PCF 沿纵向(z 方向)均匀, 光纤中的导模在纵向传输时模式之间不交换能量, 即无模式耦合。这是因为沿 z 轴模式之间是互相正交的。假设光纤中存在两个正交归一的导模: $E_1(x, y) = e_x E_{1x}(x, y) + e_y E_{1y}(x, y)$ 和 $E_2(x, y) = e_x E_{2x}(x, y) + e_y E_{2y}(x, y)$, 它们的传播常数分别为 β_1, β_2 。这两个模式的干涉场可以写成

$$E(x, y, z) e^{-j\omega t} = c_1 E_1(x, y) e^{j(\beta_1 z - \omega t)} + c_2 E_2(x, y) e^{j(\beta_2 z - \omega t)}, \quad (2)$$

式中系数 c_1, c_2 分别为模式的激励系数, 且满足 $0 < c_1, c_2 < 1$ 。由方程(2), 在光纤的输入端即 $z = 0$ 时, 入射场为两个正交模式的线性叠加,

$$E(x, y) = c_1 E_1(x, y) + c_2 E_2(x, y). \quad (3)$$

将入射场归一化, 利用模式的正交性, 可以得到激励系数 c_1, c_2 的关系

$$c_1^2 + c_2^2 = 1. \quad (4)$$

当模式沿 z 方向传输时, 由于两模式的传播常数不同, 总电场将会发生变化。由(2)式, 干涉场的 x, y 分量可以写为

$$\begin{aligned} & c_1 E_{1x}(x, y) e^{j(\beta_1 z - \omega t)} + c_2 E_{2x}(x, y) e^{j(\beta_2 z - \omega t)} \\ &= A_x e^{j\phi_x} e^{j(\beta z - \omega t)}, \\ & c_1 E_{1y}(x, y) e^{j(\beta_1 z - \omega t)} + c_2 E_{2y}(x, y) e^{j(\beta_2 z - \omega t)} \\ &= A_y e^{j\phi_y} e^{j(\beta z - \omega t)}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$, $A_x(x, y, z), \phi_x(x, y, z)$, $A_y(x, y, z), \phi_y(x, y, z)$ 为干涉场 x, y 方向分量的振幅及相位,

$$A_s = \{c_1^2 E_{1s}^2 + c_2^2 E_{2s}^2 + 2c_1 c_2 E_{1s} E_{2s} \times \cos(2\Delta\beta z)\}^{1/2}, \quad (6a)$$

$$\phi_s = \arctan \left\{ \frac{c_1 E_{1s} - c_2 E_{2s}}{c_1 E_{1s} + c_2 E_{2s}} \tan(\Delta\beta z) \right\}, \quad s = x, y, \quad (6b)$$

式中 $\Delta\beta = (\beta_1 - \beta_2)/2$ 。(2)式写为

$$\begin{aligned} E(x, y, z) e^{-j\omega t} = & [\hat{e}_x A_x(x, y, z) e^{j\phi_x(x, y, z)} \\ & + \hat{e}_y A_y(x, y, z) e^{j\phi_y(x, y, z)}] e^{j(\beta z - \omega t)}. \end{aligned} \quad (7)$$

模式之间的干涉导致了总电场 $E(x, y, z)$ 沿 z 方向的变化.

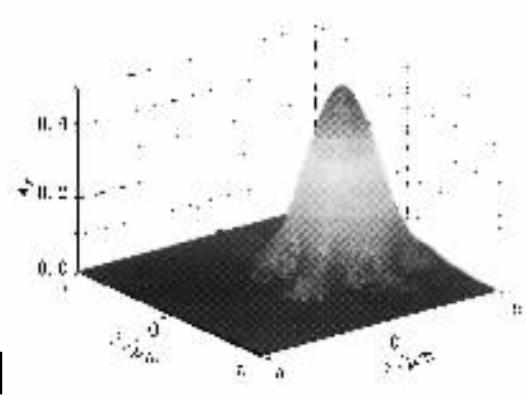
3.2. 双芯 PCF 中模式的干涉

对于双芯 PCF 通过方程(1)求得模式电场, 将其代入(7)式就可以得到有关干涉场的信息. 首先讨论相同偏振方向的模式之间的干涉, 以模式 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{xo}(x, y)$ 的干涉为例. 由于已知模式电场的对称性, 我们可以通过(6)式分析干涉场 x, y 方向分量的振幅及相位的对称性. 由表 1, 并利用(6)式, 得到

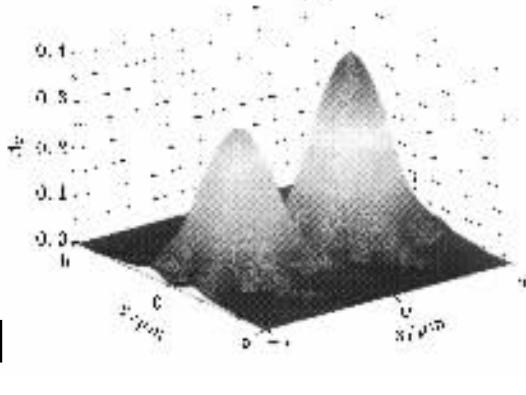
$$\begin{aligned} A_s(x, y, z) &= A_s(x, -y, z), \\ \phi_s(x, y, z) &= \phi_s(x, -y, z), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} &A_s^2(x, y, z) + A_s^2(-x, y, z) \\ &= c_1^2 E_{xes}^2(x, y) + c_2^2 E_{xos}^2(x, y), \\ &\tan(\phi_s(x, y, z)) \tan(\phi_s(-x, y, z)) \\ &= \tan^2(\Delta\beta z), \quad s = x, y, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $E_{xes}, E_{xos}, s = x, y$ 指模式电场 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{xo}(x, y)$ 的 x (或 y) 方向分量. 干涉场的振幅 A , 相位 ϕ 是 y 的偶函数, 也就是关于 x 轴对称(8)式). 在光纤的横截面上, 关于 y 轴对称的两点电场相位的正切之积与横向场点位置无关, 只与纵向传输长度有关. 最为重要的是关于 y 轴对称的两点上的强度和为常量, 与 z 无关, 强度和只取决于这两个位置上的电场大小. 此式有明确的物理意义: 在双芯 PCF 中, 在 z 方向上模式的干涉导致了功率从一个芯子向另一个芯子耦合, 同时保持总功率不变.



(a) $z = 0$



(b) $z = 1.2 \text{ mm}$

图 4 模式 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{xo}(x, y)$ 的干涉场振幅 A_x, A_y 在 $z = 0$ (a) 和 $z = 1.2 \text{ mm}$ (b) 时的分布图

选择双芯 PCF 结构参量 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.4$, 波长为 $0.633 \mu\text{m}$. 图 4 为模式 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{xo}(x, y)$ 干涉场振幅 A_x, A_y 在 $z = 0$ 和 $z = 1.2 \text{ mm}$ 时的分布图. 计算时选取激励系数 $c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}$, 即等功率激

励两个模式. 我们注意到在光纤的输入端 ($z = 0$ 处), 两模式干涉的结果是使得光功率集中到其中的一个芯子中. 随着传输距离的增加, 当 $z = 1.2 \text{ mm}$ 时, 已有相当部分的光功率转移到了光纤的另一个

芯子内,与干涉场振幅 A_x 相比, A_y 要小约两个数量级,而且其极大值都位于光纤芯子与空气孔的交界附近,因此干涉场的 x, y 分量的相位 $\phi_x(x, y, z)$ 与 $\phi_y(x, y, z)$ 的差只会影响到电场在光纤芯子与空气孔的交界附近的偏振态,由于 $A_y \ll A_x$,在分析中我们忽略 $\phi_x(x, y, z)$ 与 $\phi_y(x, y, z)$ 的差,即认为在这些位置干涉场仍为线偏振的。

图 5 为干涉场相位 $\phi_x(x, y, z)$ 在 $z = 1.2 \text{ mm}$ 时在光纤横截面的分布图。首先干涉场相位关于 x 轴对称,与前面的分析一致。由于空气孔与石英交界面的介电常数的不连续性,使得干涉场相位在空气孔存在的位置发生突变,如图 5 所示。光纤的右侧芯子内的相位基本相同,都近似为零;而左侧芯子中的相位约为 $\pi/2$ 。两个芯子内的相位相差约为 $\pi/2$,这就意味着在某一瞬时,当一个芯子中的电场振幅最大时,另一个芯子内的振幅为零。分析表明光纤的两芯子内的相位差在传输过程中始终保持在 $\pi/2$ 左右。

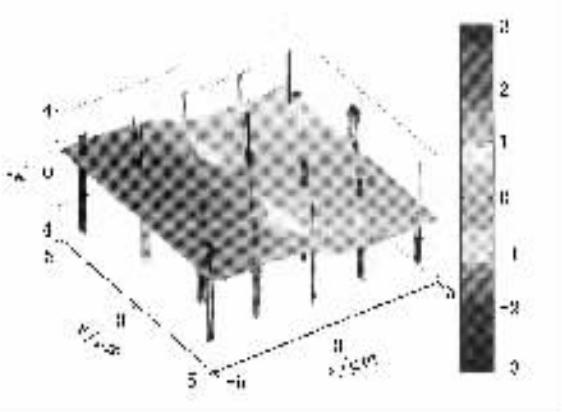


图 5 模式 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{yo}(x, y)$ 的干涉场相位 ϕ_x 在 $z = 1.2 \text{ mm}$ 时的分布图

图 6 为在光纤横截面上沿 $y = 0$ 方向上的光强度随传输距离 z 的演化图。在 $z = 0$ 位置光功率集中在一根芯子内,随着 z 的增加,光功率逐渐向另一个芯子转移,在 $z = 2.9 \text{ mm}$ 时光功率完全转移到另一个芯子中。由(6)式也可以得到光功率在光纤的两个芯子之间呈余弦振荡。实际上(6)式中 $\Delta\beta$ 就是双芯 PCF 的耦合系数 C ,定义耦合长度 $L_c = \pi/\Delta\beta$,即光功率从一个芯子转移到另一个芯子,再耦合回来的长度。图 6 所示的双芯 PCF 的耦合长度约为 5.8 mm 。

对于不同偏振模式如 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{ye}(x, y)$ 的干涉,同样利用(6)式和表 1,可以得到

$$\begin{aligned} &A_s^2(x, y, z) + A_s^2(-x, y, z) \\ &= A_s^2(x, y, z) + A_s^2(x, -y, z) \end{aligned}$$

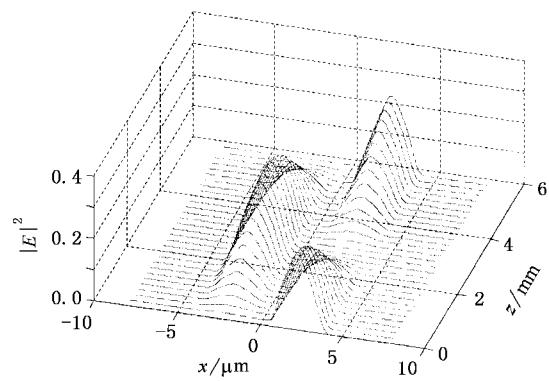


图 6 双芯 PCF $y = 0$ 剖面上的光强度随传输距离 z 的演化图

$$= c_1^2 E_{xe}^2(x, y) + c_2^2 E_{ye}^2(x, y), \quad s = x, y. \quad (10)$$

由此也可以得到

$$A_s^2(x, y, z) = A_s^2(-x, -y, z), \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} &A_s^2(x, y, z) + A_s^2(x, -y, z) \\ &= A_s^2(-x, y, z) + A_s^2(-x, -y, z), \quad s = x, y. \end{aligned} \quad (11b)$$

以上两式说明模式 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{ye}(x, y)$ 干涉场的幅度关于原点对称。 (x, y) 点的光功率随 z 的变化向 $(-x, y)$ 点和 $(x, -y)$ 点转移。由(11b)式可以得到,坐标原点左侧芯子(坐标 $-x$)内的光功率与右侧芯子(坐标 x)内的光功率在传输过程中保持不变,因此对于模式 $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{ye}(x, y)$ 的干涉,光功率不会发生芯间的耦合。对于其他不同偏振的模式对 $E_{xo}(x, y)$ 和 $E_{yo}(x, y)$, $E_{xe}(x, y)$ 和 $E_{ye}(x, y)$, $E_{xo}(x, y)$ 和 $E_{yo}(x, y)$, 利用表 1 中的奇偶性的性质和(6)式,可以得到干涉电场的对称性质。表 2 给出了这些模式干涉导致的功率耦合方向。由表 2,我们可以得到结论:不同偏振的模式之间的干涉不会引起光功率在两芯间耦合,双芯 PCF 的芯间功率耦合是由相同偏振模式的干涉引起的。

由上述分析可知,双芯 PCF 的耦合系数 $C = \Delta\beta$,耦合系数由模式的传播常数差决定。图 7 为模式 $E_{xe}(x, y)$, $E_{ye}(x, y)$, $E_{xo}(x, y)$, $E_{yo}(x, y)$ 的模式折射率。计算时忽略光纤的材料色散并假设石英的折射率 $n_{\text{SiO}_2} = 1.457$ 。双芯 PCF 两个基模 $E_{xe}(x, y)$, $E_{ye}(x, y)$ 的模式折射率在波长较短时趋于同一值,而随波长的增加, $E_{xe}(x, y)$ 模与 $E_{ye}(x, y)$ 模的模式折射率差逐渐增大。光纤的二次模 $E_{xo}(x, y)$, $E_{yo}(x, y)$ 的简并度非常高,在图中几乎叠加在一起。从图 7 的插图可以看出, $E_{xo}(x, y)$ 的模式折射

率较 $E_{yo}(x, y)$ 略大。由于双芯 PCF 的芯间功率耦合是由相同偏振模式的干涉引起的,假设 x 方向偏振模式 $E_{xe}(x, y), E_{xo}(x, y)$ 和 y 方向偏振模式 $E_{ye}(x, y), E_{yo}(x, y)$ 的耦合系数分别为 C_x, C_y 。由图 7, x

方向偏振模式 $E_{xe}(x, y)$ 与 $E_{xo}(x, y)$ 的模式折射率差略大于 y 方向偏振模式 $E_{ye}(x, y)$ 与 $E_{yo}(x, y)$ 的模式折射率差,由此可知 $C_x > C_y$, 并且随波长的增大, C_x, C_y 之差也增大。

表 2 双芯 PCF 中不同模式干涉导致的光功率耦合

	$E_{xe}(x, y)$	$E_{ye}(x, y)$	$E_{xe}(x, y)$	$E_{yo}(x, y)$	$E_{xe}(x, y)$	$E_{yo}(x, y)$
	$E_{xo}(x, y)$	$E_{yo}(x, y)$	$E_{yo}(x, y)$	$E_{xe}(x, y)$	$E_{yo}(x, y)$	$E_{xe}(x, y)$
光功率耦合	(x, y)					
方 向	($-x, y$)					

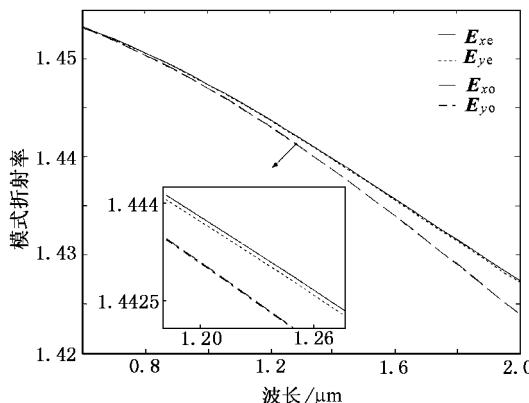


图 7 双芯 PCF 基模和二次模的模式折射率

图 8 为耦合系数 C_x, C_y 与波长的关系。在波长 $0.5\text{--}2\mu\text{m}$ 范围内, 耦合系数 C_x 略大于 C_y 。 x 方向

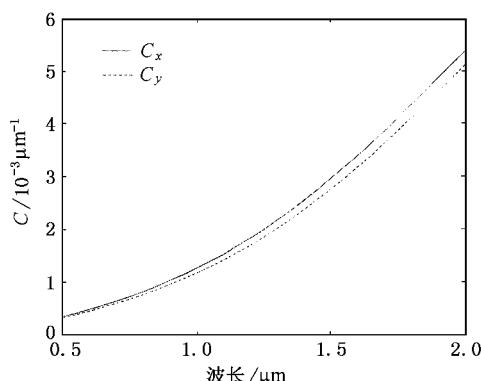


图 8 耦合系数与波长的关系

偏振模式的光功率较 y 方向偏振模式更容易耦合到光纤的另一个芯子,这是由光纤芯子的排列取向和模式电场的矢量性决定的。随波长的减小,电场能量逐渐向光纤的两个芯子集中,它们之间的影响减弱,也就是两个芯子更加独立,因此耦合系数降低;模式电场的偏振特性对耦合的影响也由于两个芯子更加独立而减弱,因此耦合系数 C_x 和 C_y 之差也减小。

4. 结 论

双芯光纤中的模式及芯间功率耦合特性是基于双芯光纤的各种器件,如方向耦合器、移频器、滤波器及传感器等的基本问题。本文讨论了双芯 PCF 基模和二次模的模式特征,并对光纤中的矢量模式干涉导致芯间功率耦合的问题进行了讨论。基于对双芯 PCF 模式场对称性的认识,讨论了光纤中的矢量模式干涉问题,得到了双芯 PCF 中不同的模式干涉导致的功率耦合的方向。双芯 PCF 的芯间功率耦合是由相同偏振模式的干涉引起的。在相同偏振模式干涉过程中,光功率在两个芯子中呈余弦振荡,光纤的两个芯子一般存在约 $\pi/2$ 的相位差。最后,讨论了波长对不同偏振方向模式的耦合系数的影响。PCF 制造工艺的特点为制造纵向均匀高质量的多芯光纤提供了可能,因此双芯及多芯 PCF 将极有希望广泛应用于光纤通信系统中的方向耦合器、滤波器和传感器等领域。

- [1] Wadsworth W J, Percival R M et al 2003 *Opt. Exp.* **11** 48
- [2] Eggleton B J, Westbrook P S et al 1999 *Opt. Lett.* **24** 1460
- [3] Kakarantzas G, Ortigosa-Blanch A et al 2003 *Opt. Lett.* **28** 158

- [4] Mangan B J, Knight J C et al 2000 *IEEE Electron. Lett.* **36** 1358
- [5] Macpherson W N, Gander M J et al 2001 *Opt. Commun.* **193** 97
- [6] Fogli F, Saccomandi L et al 2002 *Opt. Exp.* **10** 54

- [7] Wang Z , Ren G B *et al* 2003 *Opt . Exp .* **11** 980
 [8] Ren G B , Wang Z *et al* 2003 *Opt . Exp .* **11** 1310
 [9] Ren G B , Wang Z *et al* 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 484 (in Chinese)
 [10] Hsueh Y , Hu E S *et al* 2003 *Opt . Lett .* **28** 1188
 [任国斌、王 智等 2004 物理学报 **53** 484]

Modal interference in dual-core photonic crystal fibers

Ren Guo-Bin^{1,2†} Wang Zhi¹⁾ Lou Shu-Qin¹⁾ Jian Shui-Sheng¹⁾

¹⁾ Institute of Lightwave Technology , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China)

²⁾ College of Physics and Technology , Hebei University , Baoding 071002 , China)

(Received 22 October 2003 ; revised manuscript received 18 November 2003)

Abstract

The modal characteristics of dual-core photonic crystal fibers(PCFs) are analyzed by a full vector supercell lattice overlapping model. The fundamental and second-order modes of dual-core PCFs consist of a pair of even and odd modes with different polarization. The parity properties of the modal electric field for the fundamental and second-order modes are discussed. Based on the analysis of parity of the modal electric fields , we investigated the vector modal interference in dual-core PCFs. It is the interference between two same polarized modes that contributes to the inter-core coupling of power. It is shown that the optical power will oscillate from one core to the other and the phase difference between both cores is about $\pi/2$. The dependence of coupling coefficients for different polarization on wavelength is discussed.

Keywords : photonic crystal fibers , dual-core fibers , mode , interference , coupling

PACC : 4280M , 4270Q , 4225B

[†]E-mail : guobin-ren@yahoo.com.cn