

文章编号: 0253-2239(2010)01-0228-05

混合导光机制光子晶体光纤双芯耦合研究

张智华 石一飞 卞保民 陆建

(南京理工大学信息物理与工程系, 江苏 南京 210094)

摘要 提出了一种同时基于全内反射和光子带隙效应两种导光机制的双芯光子晶体光纤(PCF), 并采用全矢量有限元法对其耦合特性进行了分析。该种光子晶体光纤双芯间的耦合不同于基于单一导光机制的双芯光子晶体光纤, 出现了超模交替截止、耦合长度存在极大值等现象, 光纤两纤芯间高折射率柱的谐振在双芯间的耦合过程中起着重要的作用。通过改变光纤中空气孔的大小及间距可以显著改变光纤的耦合长度, 而改变高折射率柱的折射率可对耦合长度极大值的位置进行调节。

关键词 光学器件; 光子晶体光纤; 双芯耦合; 有限元法; 混合导光机制

中图分类号 TN929.11 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103001.0228

Study on Coupling of Dual-Core Photonic Crystal Fiber with a Hybrid Light-Guiding Mechanism

Zhang Zhihua Shi Yifei Bian Baomin Lu Jian

(Department of Information Physics and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China)

Abstract A dual-core photonic crystal fiber based on total internal refraction and photonic bandgap effect simultaneously is proposed, and its coupling properties are investigated by use of a full-vector finite element method. It is found that the coupling between the two cores of this photonic crystal fiber is different from that of other fibers based on single light-guiding mechanism. This fiber presents novel phenomena such as alternative cutoff of odd and even supermodes, existence of coupling length maxima and so on. The resonance of high-index inclusion between the two cores plays an important role in the coupling. The coupling length of the fiber can be changed significantly by tuning the sizes of air holes and distance between two air holes, and the locations of coupling length maxima can be shifted by adjusting the refractive index of high-index inclusion.

Key words optical devices; photonic crystal fiber(PCF); dual-core coupling; finite element method; hybrid light-guiding mechanism

1 引言

光子晶体光纤(PCF)由于其具有一系列特殊的光学性质和结构设计灵活的特点而引起了人们极大的研究兴趣^[1]。折射率引导型 PCF 靠多层空气孔的全内反射(TIR)导光^[2], 而空心 PCF 靠包层空气孔产生的光子带隙(PBG)效应导光^[3], 反谐振 PCF 中的高折射率柱也可以通过 PBG 效应把光束束缚在

纤芯中^[4], 同时利用 TIR 和 PBG 两种导光机制导光的 PCF 已有报道^[5]。

双芯 PCF 作为一类重要的 PCF 可以通过模场耦合使光能量在相互靠近的两个纤芯间发生转移, 在光纤耦合器及光纤滤波器等方面有重要的应用价值。TIR 型双芯 PCF 的耦合长度随波长单调变化^[6], 其工作带宽大, 但在光纤制作完成后不易对其

收稿日期: 2008-11-20; 收到修改稿日期: 2009-05-20

作者简介: 张智华(1982—), 男, 博士研究生, 主要从事光纤光学和光子晶体光纤等方面的研究。

E-mail: zzhtoday@gmail.com

导师简介: 卞保民(1956—), 男, 教授, 主要从事光纤传感和粒子计数等方面的研究。

E-mail: bianbaomin_56@yahoo.com.cn

耦合长度进行调节。反谐振 PBG 型双芯 PCF 可以通过改变温度、电压等改变高折射率柱的折射率,来实现对其耦合的调节。Wang 等^[7]对这种双芯 PCF 进行研究,发现了退耦合及存在耦合长度极大值等现象,Laegsgaard^[8]的研究指出耦合长度在两纤芯充分隔离的情况下才拥有比较明显的极大值,而纤芯间较大的距离会影响多纤芯的集成度。同时,PBG 效应会使光能量在带隙边缘处泄露出纤芯。Sun^[9]提出的双芯 PCF 可以实现两种导光机制导光,但其工作带宽较窄。

提出了一种混合导光机制双芯 PCF,并采用有限元方法对其耦合特性进行分析,它可以通过 TIR 和 PBG 两种效应对纤芯模进行有效的束缚,具备耦合调节方便、工作带宽大等优点。

2 光纤结构及分析方法

混合导光机制 PCF 的结构如图 1 所示,沿光纤长度方向均匀的多层空气孔分布在背景材料中构成光纤的包层,通过移除纤芯位置的两个空气孔形成 PCF 的双纤芯,两纤芯间的空气孔用高于背景材料折射率的材料进行填充。对于每个单独的纤芯来说,其模场同时被纤芯周围的空气孔和高折射率柱束缚,空气孔产生全内反射,高折射率柱引起光子带隙效应,纤芯模的光学性质由两种导光机制共同决定。由于高折射率柱位于两纤芯的正中间,其引起的 PBG 效应对光纤双芯耦合过程中的能量交换产生重要影响,即对混合导光机制双芯 PCF 的耦合特性产生影响。图 1 中,PCF 中空气孔的直径为 d ,相邻空气孔间的距离为 Λ ,高折射率柱的折射率记为 n ,背景材料的折射率 $n_0 = 1.444$,不考虑材料的色散。

双芯光纤的耦合行为可以用两个纤芯相互作用

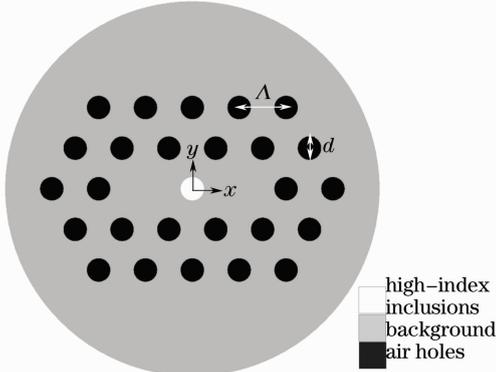


图 1 混合导光机制双芯 PCF 结构示意图

Fig. 1 Cross section of dual-core photonic crystal fiber with hybrid light-guiding mechanism

模场形成的奇偶超模的叠加来描述,具有不同传播常数的奇偶超模叠加的结果使得光能量沿传播长度在两纤芯间周期性地转移,耦合长度 L_c 为

$$L_c = \lambda/2 |n_e^i - n_o^i|, \quad (i = x, y) \quad (1)$$

式中 λ 为真空中的波长, n_e^i 和 n_o^i 分别为 i 偏振态偶超模和奇超模的等效折射率,可以通过广泛应用于光子晶体光纤特性分析的全矢量有限元方法得到^[10~12]。

3 数值模拟与结果讨论

3.1 混合导光机制双芯 PCF 的谐振相关耦合

为了理解混合导光机制双芯 PCF 的耦合特性,对 $d=2.0 \mu\text{m}$, $\Lambda=4.0 \mu\text{m}$, $n=1.6$ 的双芯光纤进行分析,超模等效折射率 n_{eff} 随归一化频率 Λ/λ 的变化曲线如图 2 所示。从图 2 中可以看出,对于两个偏振态的超模, n_{eff} 在图示的频率范围内并非随 Λ/λ 的增大而单调增加,折射率曲线在某些频率处发生了分裂,而且对应于奇对称和偶对称超模的折射率曲线分裂交替发生,单个超模的 n_{eff} 在相邻两处分裂间随 Λ/λ 单调变化。超模折射率曲线的分裂是由超模在光子带隙边缘的截止引起的,把高折射率柱看作阶跃折射率光波导时,超模的截止频率与高折射率柱的谐振频率基本一致,两者间的微小偏差是由空气孔导致阶跃折射率光波导包层等效折射率的改变引起的。与超模截止对应的高折射率柱谐振模已在图 2 中相应频率附近标出,可以发现存在两类谐振模,其对超模的影响不同。谐振模 HE_{21} , HE_{12} 和 HE_{22} 引起超模折射率曲线的较大分裂,在分裂前后奇偶超模折射率的相对大小发生反转;而谐振模 EH_{21} , EH_{41} , EH_{31} 和 EH_{51} 引起的分裂较小,且分裂前后奇偶超模折射率的相对大小没有发生反转。高折射率柱在混合导光机制双芯 PCF 的耦合过程中

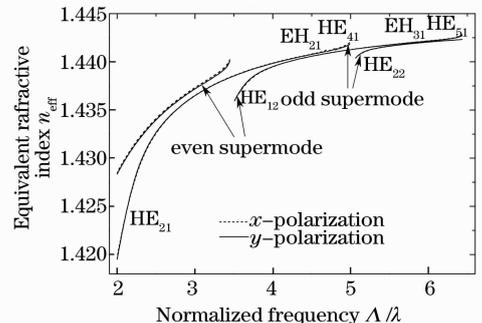


图 2 超模等效折射率随 Λ/λ 的变化关系

Fig. 2 Equivalent refractive indices of supermodes versus Λ/λ

起着重要作用。

图 3 为 PCF 超模在 $\Lambda/\lambda = 2.58$ 时沿 x 轴方向的归一化模场分布曲线, 超模不仅存在于两个纤芯中, 在高折射率柱中也有局域振荡分布, 且与超模有相同的对称性。在超模远离截止频率时, 奇偶超模的大部分能量分布在两个纤芯中, 高折射率柱中的局域模场并没有谐振, 超模的等效折射率变化平缓, 不会引起折射率曲线的分裂; 当逐渐靠近截止频率时, 高折射率柱中的模场成为阶跃折射率光波导的谐振模, 越来越多的超模能量转移到高折射率柱中, 由于高折射率柱的折射率比背景材料的折射率大, 导致超模等效折射率的迅速增大, 与谐振模对称性相同的超模发生截止, 而与谐振模对称性相反的超模能量依然主要集中在纤芯中, 不会截止。

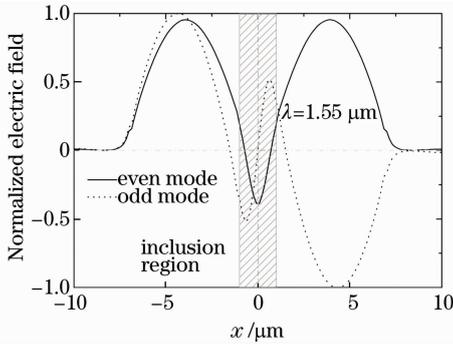


图 3 超模在 $\Lambda/\lambda = 2.58$ 时的归一化电场分布

Fig. 3 Distributions of normalized supermode electric fields at $\Lambda/\lambda = 2.58$

图 4 为光纤中超模随正规化频率 Λ/λ 的变化序列图, Λ/λ 取图 2 中 HE_{12} 模谐振频率附近的 5 个分立频率。由图可见, 奇对称超模在 Λ/λ 从 3.00 变化到 4.00 的过程中, 其大部分能量始终集中在光纤的两个纤芯中, 只有很小部分能量奇对称地分布在高折射率柱中, 其局域模场的分布形式与高折射率柱谐振模 HE_{21} 基本相同。而偶对称超模在 $\Lambda/\lambda = 3.00$ 时, 其能量也主要集中在两个纤芯中, 少部分的局域模场以与谐振模 HE_{11} 近似的分布形式偶对称地分布在高折射率柱中; 随着频率的增大, 更多的超模能量转移到高折射率柱中; 当 $\Lambda/\lambda = 3.50$ 时, 很大部分的超模能量以 HE_{12} 谐振模的形式偶对称地存在于高折射率柱中, 小部分能量分布在两个纤芯中; 随着频率的进一步增大, 更多的能量重新由高折射率柱转移到了纤芯中。在这一变化过程中, 奇对称超模的局域场基本保持 HE_{21} 谐振模的分布形式不变, 偶对称超模的局域场分布形式由 HE_{11} 模变成了 HE_{12} 模。由于高折射率柱谐振模的等效折

射率 $n_{\text{eff}}(\text{HE}_{11}) > n_{\text{eff}}(\text{HE}_{21}) > n_{\text{eff}}(\text{HE}_{12})$, 因此超模的等效折射率会在截止前后发生反转。在其它频率处, 超模等效折射率的相对大小与其相对应的高折射率柱谐振模折射率的相对大小也是一致的。

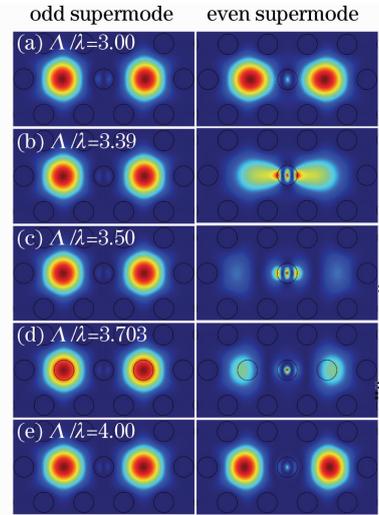


图 4 奇偶超模在不同 Λ/λ 时的模场分布图

Fig. 4 Mode fields of odd and even supermodes at different Λ/λ

根据圆柱介质光波导理论可知, 在把光子晶体光纤中的高折射率柱看作一个阶跃波导时, 当光能量初始由高折射率柱内部注入时, HE_{21} , HE_{12} 和 HE_{22} 模在其谐振频率处, 模场的全部能量会泄露出高折射率柱, 而 EH_{21} , HE_{41} , EH_{31} 和 HE_{51} 模在其谐振频率处仍然会有部分能量留在高折射率柱中。当两纤芯的光能量初始由外部转移到高折射率柱中时, 在谐振频率处, 由于截止超模的所有能量要转移到高折射率柱中, HE_{21} , HE_{12} 和 HE_{22} 模会引起超模等效折射率的较大变化, EH_{21} , HE_{41} , EH_{31} 和 HE_{51} 模因只有部分能量发生转移而引起超模等效折射率的变化较小, 这与图 2 中超模折射率曲线的分裂情形是一致的。

把图 2 中超模在不同频率下的等效折射率值代入(1)式, 可以得到双芯 PCF 的耦合长度 L_c 。随 Λ/λ 的变化关系, 如图 5 所示。根据 ARROW 模型^[4], 图示频率范围包含了三个较大的由高折射率柱决定的光子带隙, 带隙边缘与图中耦合曲线的中断位置是对应的。 L_c 在每个带隙内先随频率的增大而增大, 在某个频率处取得极大值后随频率的增大而减小, 超模等效折射率曲线的较小分裂引起了图示的第二个及第三个带隙内耦合长度曲线的分裂, L_c 在分裂处随频率的改变而剧烈变化。其实, 这些较小的分裂与更加精细的带隙结构有关。结合图 2 和

图 5 的结果可知,随着工作频率的增大,高折射率柱会支持更多谐振模,引起超模的更多截止,导致耦合长度曲线的更多分裂。从耦合调节的连续性和抗外界干扰的角度考虑,应该使混合导光机制 PCF 工作在低频的带隙内,低频带隙内较小的耦合长度也有利于耦合器件的小型化,以下将着重对图 5 中所示第一个带隙内的耦合进行分析。

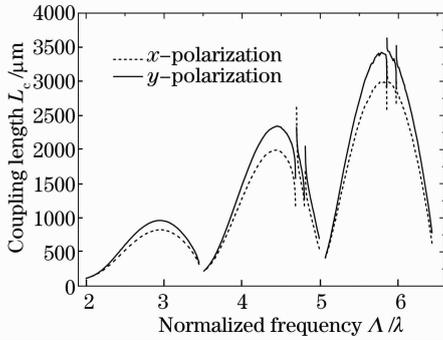


图 5 双芯 PCF 耦合长度 L_c 随 Δ/λ 的变化关系

Fig. 5 Coupling length L_c of dual-core PCF versus Δ/λ

3.2 不同光纤参数对光纤耦合长度的影响

光纤中的高折射率柱对 PCF 双芯间的耦合有着重要的作用。为了进一步了解高折射率柱的改变对光纤耦合长度的影响,对 $d=2.0 \mu\text{m}$, $\Delta=4.0 \mu\text{m}$, $n_0=1.444$, 折射率 n 不同的双芯光纤进行考察,结果如图 6 所示。由图 6 可见,同一光子带隙的位置会随着 n 的增大而向长波长方向移动,光纤耦合长度极大值的位置也随之向长波长方向移动,且极大值越来越小。对每条耦合长度曲线,极大值左边短波长一侧为增函数,极大值右边长波长一侧为减函数。当通过改变高折射率柱的折射率 n 对光纤的耦合长度进行调节时,在短波长段重合的波长区域内,耦合长度随着 n 的增大而单调减小;在长波长段重合的波长区域内,耦合长度随着 n 的增大而单调增大。对于已经拉制完成的光纤,可以通过改变温度、电场等物理量对

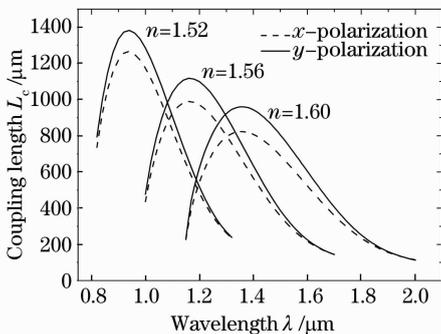


图 6 耦合长度 L_c 在不同折射率 n 下随波长的变化关系

Fig. 6 Coupling length L_c versus wavelength with different n

高折射率柱的折射率进行调节,进而实现对光纤耦合长度的准确控制和调节^[13~15]。

除了光纤中的高折射率柱会对耦合长度产生重要的影响外,空气孔的间距和直径也会影响光纤的耦合长度,图 7 给出了光纤在其它结构参数不变的情况下,只改变空气孔的间距 Δ , 耦合长度随波长的变化关系。当 Δ 从 $3.0 \mu\text{m}$ 增大到 $4.0 \mu\text{m}$ 的过程中,光纤的带隙位置基本保持不变,但 L_c 随着 Δ 的增大逐渐增大,这是由于 Δ 的增大使得光纤两纤芯间的距离增大,纤芯间的耦合强度减弱引起的。同时,在 Δ 增大的过程中,光纤两个偏振状态间的耦合长度差也在不断地扩大,这会导致不同偏振模的分裂,虽然这对于偏振分束器的设计是有利的,但作为光纤耦合器应用时,较小的 Δ 有利于减小其耦合的偏振依赖性。

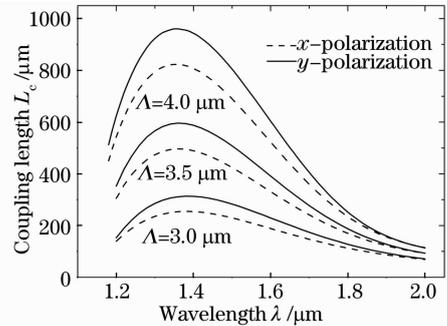


图 7 耦合长度 L_c 在不同空气孔间隔 Δ 下随波长的变化关系

Fig. 7 Coupling length L_c versus wavelength with different Δ

图 8 为双芯光纤的耦合长度 L_c 在不同空气孔直径 d 下随波长的变化关系。从图 8 可以看出,光纤带隙的位置在 d 从 $2.0 \mu\text{m}$ 到 $3.0 \mu\text{m}$ 的变化过程中改变非常微小, L_c 随着 d 的增大而减小,这是

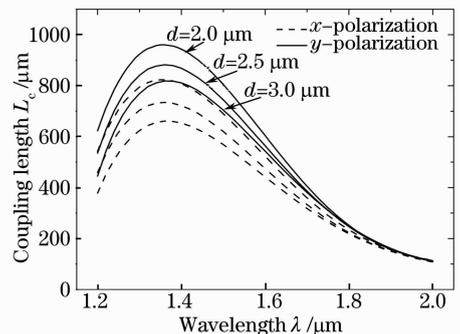


图 8 耦合长度 L_c 在不同空气孔直径 d 下随波长的变化关系

Fig. 8 Coupling length L_c versus wavelength with different d

由于空气孔的增大使得光纤的模场更多地集中在多层空气孔包围的光纤双芯中,而光纤双芯间的高折射率柱没有变化,使得双芯模场间的交叠积分增大,交叠积分的增大表现为双芯间耦合强度的增加,进而导致耦合长度的减小。与图 7 的结果相比,在空气孔填充率 d/Λ 改变相同的情况下,光纤耦合长度 L_c 对空气孔间距 Λ 的变化更敏感。

由以上各图的耦合曲线可以看出, x 偏振模的耦合长度总是小于 y 偏振模的耦合长度,两偏振模耦合长度的差在极大值附近达到最大,随着工作波长越来越接近带隙的边缘,耦合长度差就越来越小,耦合长度也越来越小。尽管如此,工作波长太接近带隙边缘会导致纤芯间耦合转移能量的波动,以及纤芯模场隔离度的降低,使得光纤的耦合效率下降。

4 结 论

通过对所提出的混合导光机制双芯 PCF 耦合特性的分析,发现光纤两纤芯间高折射率柱谐振模的存在导致了光纤中超模的交替截止及耦合长度存在极大值等现象的发生,超模的截止频率与高折射率柱的谐振频率一致。为了使混合导光机制双芯 PCF 获得较小的耦合长度,应该取较小的空气孔间距和较大的空气孔直径,并使光纤工作在波长较长的带隙内。

参 考 文 献

- 1 P. St. J. Russell. Photonic-crystal fibers [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2006, **24**(12): 4729~4749
- 2 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 3 J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks *et al.*. Photonic band gap

- guidance in optical fiber [J]. *Science*, 1998, **282**(5393): 1476~1478
- 4 N. M. Lichinitser, S. C. Dunn, P. E. Steinwuzel *et al.*. Application of an ARROW model for designing tunable photonic devices [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(8): 1540~1550
- 5 A. Cerqueira S. Jr., F. Luan, C. M. B. Cordeiro *et al.*. Hybrid photonic crystal fiber [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(2): 926~931
- 6 K. Saitoh, Y. Sato, M. Koshiba. Coupling characteristics of dual-core photonic crystal fiber couplers [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(24): 3188~3195
- 7 Z. Wang, T. Taru, T. A. Birks *et al.*. Coupling in dual-core photonic bandgap fibers: theory and experiment [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(8): 4795~4803
- 8 J. Laegsgaard. Directional coupling in twin-core photonic bandgap fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(24): 3281~3283
- 9 Xiwen Sun. Wavelength-selective coupling of dual-core photonic crystal fiber with a hybrid light-guiding mechanism [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(17): 2484~2486
- 10 S. Selleri, L. Vincetti, A. Cucinotta *et al.*. Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions [J]. *Opt. Quant. Electron.*, 2001, **33**(4): 359~371
- 11 Gong Taorong, Yan Fengping, Wang Lin *et al.*. Analysis of properties of high birefringence photonic crystal fibers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(4): 559~562
- 龚桃荣, 延凤平, 王琳等. 高双折射光子晶体光纤特性分析 [J]. *中国激光*, 2008, **35**(4): 559~562
- 12 Wei Yan, Chang Deyuan, Zheng Kai *et al.*. Numerical simulation of temperature properties of photonic crystal fibers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(7): 945~951
- 卫延, 常德远, 郑凯等. 光子晶体光纤的温度特性数值模拟 [J]. *中国激光*, 2007, **34**(7): 945~951
- 13 Qian Xiangzhong. Effect of temperature on transmission properties in photonic crystal fibers infiltrated with liquid crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(5): 988~991
- 钱祥忠. 温度对液晶填充光子晶体光纤传输特性的影响 [J]. *光学学报*, 2008, **28**(5): 988~991
- 14 T. T. Alkeskjold, J. Laegsgaard, A. Bjarklev. All-optical modulation in dye-doped nematic liquid crystal photonic bandgap fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(24): 5857~5871
- 15 T. T. Larsen, A. Bjarklev. Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(20): 2589~2596