

折射率导模高双折射光子晶体光纤的偏振特性

娄淑琴, 王 智, 任国斌, 简水生

(北京交通大学光波所, 北京 100044)

摘 要: 本文应用全矢量模型, 研究一种折射率导模高双折射光子晶体光纤的特性. 重点研究了该种光纤的偏振特性, 包括基模场的线偏振特性, 模式的双折射及偏振模色散. 研究表明, 由于在包层中采用两种不同尺寸的空气孔, 基模中两个正交偏振模筒并被打破, 呈现出较高的模式双折射, 模式双折射比普通的保偏光纤高至少一个量级, 在波长 1540nm, 其拍长可达 0.4067mm. 改变光子晶体光纤的结构参数, 将获得更高的双折射和更大的群时延差. 分析结果与实验测量结果相吻合.

关键词: 光子晶体光纤; 双折射; 拍长; 偏振模色散

中图分类号: TN929. 11 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2005) 03-0393-04

Polarization Properties of Indexing-Guiding Highly Birefringence Photonic Crystal Fibers

LOU Shu-qin, WANG Zhi, REN Guo-bin, JIAN Shui-sheng

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

Abstract: Using a full-vector model, we investigate the properties of a kind of high birefringence index guiding photonic crystal fibers. We concentrate on the polarization properties including linear polarization of fundamental modal field, modal birefringence and polarization mode dispersion. Two-fold rotational symmetry was introduced into the fiber structure by creating a regular array of air hole of two different sizes disposed about a pure silica core. The degeneracy of two orthonormal polarized-modes of the fundamental mode was removed. This creates a possibility to attain a modal birefringence of at least one order of magnitude higher than that of conventional high birefringence fibers. A beat length of 0.4067mm is obtained at the wavelength 1540nm. We can obtain much higher birefringence and larger difference of group time delay by choosing different structure parameter of fibers. The numerical results are in very good agreement with the results of experiment.

Key words: photonic crystal fibers; birefringence; beat length; polarization mode dispersion

1 引言

自从 1996 年 Knight^[1] 等人首次制造出无尽单模光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fiber, PCF) 以来, 这一研究课题引起广泛的关注. 与传统光纤相比 PCF 拥有许多独特的性质^[2~4]: 无尽单模特性、异常的色散特性、高双折射、大的有效面积单模运转和小有效面积高非线性等. 广泛用于光通信、光传感及非线性光学等研究领域.

折射率导模 PCF, 由于包层中周期排列着空气柱, 使包层的等效折射率比芯区的等效折射率要低; 并且在制作过程可以采用对称和非对称性结构, 这为实现高双折射提供了新的可能. 在光子晶体光纤中可通过结构设计, 在两个正交轴上, 采用两种不同尺寸的空气孔^[5,6] 或采用非对称的芯^[7], 获得高的模式双折射. 这些光纤的模式双折射比普通的高双折射光纤至少高一个量级. 高双折射光子晶体光纤的应用之一就

是制作偏振保持光纤 (Polarization Maintaining Fibers, PMFs). 高性能的保偏光纤将被广泛的用于诸如高速光通信系统、光子器件的偏振保持尾纤及在光纤陀螺仪偏振保持光纤环等应用领域. 而这些应用都需要清楚所用光纤的特性.

本文基于我们提出的超格子构造法^[8,9], 采用全矢量模型, 详细研究了图 1 所示的折射率导模的高双折射 PCF 的特性, 重点讨论该光纤的偏振特性.

2 全矢量模型

所讨论的高双折射 PCF 结构如图 1 所示. 在

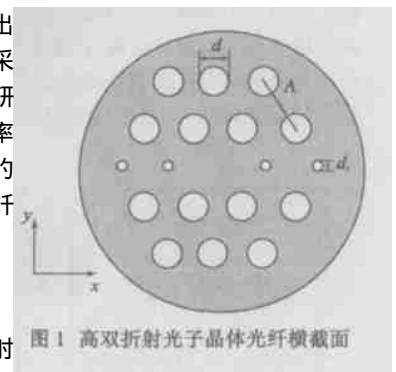


图 1 高双折射光子晶体光纤横截面

收稿日期: 2003-10-20; 修回日期: 2004-11-19

基金项目: 国家高技术研究发展计划 (863 计划) 课题 (No. 2002AA312190); 北京交通大学攀登基金 (No. PD271)

纯 SiO₂ 材料上,按三角结构沿轴向周期排列着圆空气柱,在光纤中心的位置,缺少一个空气柱,而形成光纤的芯区.包层空气孔采用两种尺寸,大孔孔径为 d ;小孔沿 x 方向排列,孔径为 d_s ;孔距为 Λ . 习惯做法是用孔距 Λ 和相对孔径 d/Λ 及 d_s/Λ 表征结构参量.

由于我们欲研究高双折射光纤的偏振特性,此时必须应用全矢量模型来进行分析.

对于纵向均匀的光波导,如果不考虑由于横向尺寸有限而导致的限制损耗和其他损耗,横向场 $e_t(x, y)$ 可以分为 x 、 y 两个方向的偏振分量,它们分别满足矢量波动方程^[10]:

$$\begin{cases} (\nabla_t^2 - k^2 n^2) e_x = -\frac{\partial}{\partial x} \left\{ e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right\} \\ (\nabla_t^2 - k^2 n^2) e_y = -\frac{\partial}{\partial y} \left\{ e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right\} \end{cases} \quad (1)$$

其中 $n^2 = n^2(x, y)$ 是横向折射率分布, $k = 2\pi/\lambda$ 为真空波数,为对应模式的传输常数.

基于我们前期提出的超格子构造法^[8,9], PCF 的横向介电结构分布,采用余弦函数对其展开;利用光子晶体光纤中场的局域性的特点,用 Hermite-Gauss 函数对横向电场 e_x 和 e_y 分别展开.将场和折射率的展开式代入波动方程式(1),可以得到本征方程:

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

其中交叠积分 $I^{(1)}, I^{(2)}, I^{(3)}, I^{(4)}$ 可以写成解析形式,由此求解矢量波动方程转换成求本征值方程问题.具体的求解方法在我们的先前的工作中有详细的报道^[8,9].

通常求解本征方程的本征值可借助于数值方法求解.这样,通过求解本征值和本征矢量便可得到各阶模式的传输常数和相应的模场分布,从而进一步分析相应的传输特性.

3 模场分布

选取光纤的结构参数为: $\Lambda = 1.96\mu\text{m}$,大孔 $d/\Lambda = 0.6$,小孔 $d_s/\Lambda = 0.2$.与普通三角格子光子晶体光纤^[2]相比,该光纤的包层中采用两种尺寸的空气孔,光纤由原来的六重旋转对称结构变成二重对称结构.正是由于结构的对称性改变,该光纤中基模的两个正交偏振模式的简并被击破,分解成两个不简并的偏振模—— x 偏振模和 y 偏振模.应用上述的全矢量

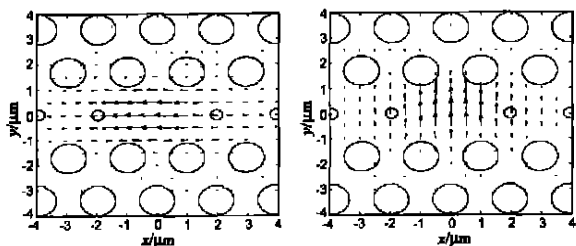


图2 基模场的二维电矢量分布图 (a) x 偏振模场 (b) y 偏振模场

模型,数值求解该 PCF 的本征方程,获得两个正交偏振基模的横向场的矢量分布,如图 2 所示.由图 2 可以看出, x 偏振模和 y 偏振模与普通光纤中的 LP₁₁ 模的场图相似,呈现出较强的线偏振特性.

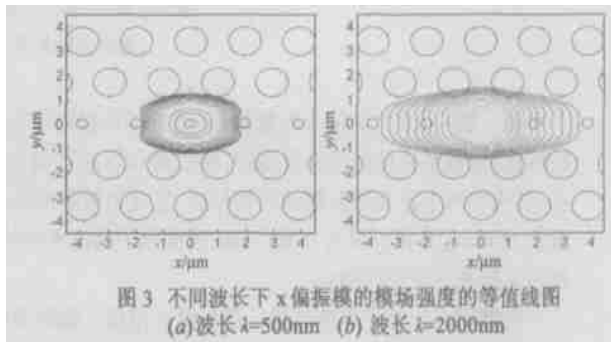


图3 不同波长下 x 偏振模的模场强度的等值线图 (a) 波长 $\lambda=500\text{nm}$ (b) 波长 $\lambda=2000\text{nm}$

图 3 分别给出波长为 500nm 和 2000nm 所对应的 x 偏振模场的场强分布的等值线图,等值线的间隔为 3dB.模场的横向局域性与波长密切相关,短波长电磁波能更好地限制在 PCF 的高折射率芯中.随着波长的增加,场将向包层扩散,沿小孔排列方向 x 轴场扩散比沿 y 轴扩散要显著,场沿小孔的方向被明显的拉长.其主要原因是,在该方向上,空气填充比较小,因此在包层中基模显示更高的折射率,场沿 x 方向的尺寸也相应增加.这点与实验结果相吻合^[5].

模场直径对研究光纤间的耦合、接续、弯曲损耗及非线性效应等是一个非常重要的参数.对于一个高斯场,模场直径定义为功率下降到峰值功率的 $1/e^2$ 时所对应的模场宽度.由于高双折射光纤的模场分布不是圆对称的,沿 x 方向和沿 y 方向的模场半径 w_x 和 w_y 是不同的.数值

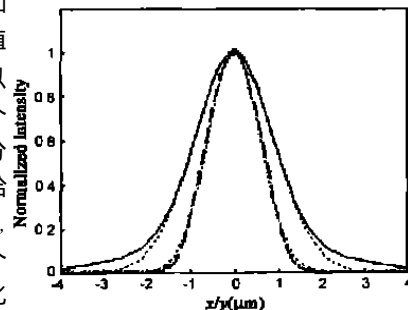


图4 x 偏振基模在波长为 1540nm 的归一化强度和对应的高斯拟合曲线

计算模场直径可以用高斯函数对两个正交方向的场强分布拟合得到.图 4 给出波长 1540nm 处, x 偏振基模沿两个正交方向的归一化场强分布.应用高斯函数对其拟合,得到模场半径 $w_x = 1.83112\mu\text{m}$ 和 $w_y = 1.21257\mu\text{m}$, x 和 y 方向的场强的拟合均方根误差分别为 ± 0.0123 和 ± 0.00643 .从计算结果可以看出,模场沿 x 方向的比沿 y 方向的模场直径要大,即场沿小孔排列的方向被明显的拉长.这点与文献的实验结果^[5]相吻合.

4 双折射特性

描述光纤双折射特性的主要参数有模双折射 B 和拍长 L_B .模双折射 B 是表示双折射大小的参量,用式(3)来描述.

$$B = (n_x - n_y) / k_0 = n_x - n_y \quad (3)$$

这里我们只考虑 PCF 基模的双折射,因此模双折射实际上是 x 偏振模和 y 偏振模之间的折射率差.

拍长是光纤中偏振态变化一个周期的长度,可用式(4)来描述.

$$L_B = \frac{2}{|x - y|} = 1/B \quad (4)$$

通常 B 值越大, L_B 越短,表明光纤的双折射越强.

对于所讨论的高双折射光子晶体光纤,其模式双折射与光纤的结构参数有紧密的关系.与普通三角格子的 PCF 相比,该光纤的突出特点是在包层中采用两种尺寸的空气孔,这种结构的改变大大提高了光纤的模式双折射.因此这里我们主要讨论两种尺寸的空气孔对模式双折射的影响.

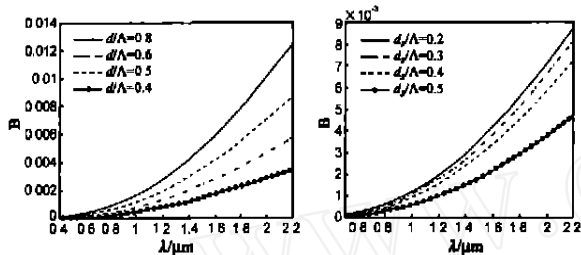


图 5 双折射随波长的变化关系曲线 (a) 小空气孔 $d_s/A=0.2$, 改变大空气孔; (b) 大空气孔 $d_l/A=0.6$, 改变小空气孔

选取结构参数 $\Lambda = 1.96\mu\text{m}$, 分别改变包层中两种孔的尺寸,分析模式双折射随入射波长的变化情况.图 5 (a) 和 (b) 分别给出光纤结构参数小孔 $d_s/\Lambda = 0.2$ 为一固定值,改变大孔 d_l/Λ 的数值大小和固定大孔值 $d_l/\Lambda = 0.6$, 改变小孔的数值大小 d_s/Λ 两种情况下,模式双折射随入射波长的变化情况.由图 5 可知,模式双折射在短波长端,双折射将趋于零;随着波长的增加,模式的双折射将单调的增大.其主要原因,在短波长端,由于波动方程中的矢量项可以忽略,在标量近似下,双折射将消失.在长波长区,矢量项的影响不能忽略,随着波长的增加,电场能量已不象短波长那样被有效地限制在芯区,有更多的电场能量扩展到包层区如图 3 所示,模场将受到包层的对称性的影响,其双折射将随着波长的增加而单调增大.波长越长,这种双折射效应越明显.

这与传统的保偏光纤如椭圆芯光纤有很大的不同,对于椭圆芯光纤,双折射在频率极高或极低处都将趋于零^[11].在短波长端,双折射消失的原因与前面相同.在长波长区,由于模场分布将向包层扩散,而包层是均匀材料的,不存在双折射,因此双折射随着波长的增加也将趋于零.

固定小尺寸 $d_s/\Lambda = 0.2$, 模式的双折射与包层中大孔的几何尺寸有密切的关系,在固定波长处,随着包层中大孔的增加,模式双折射显著增加.同样如果固定包层中的大孔 $d_l/\Lambda = 0.6$, 小孔尺寸 d_s/Λ 从 0.2 逐渐增加,模式的双折射将随小孔的增加,而明显减小.综上所述,模式的双折射实际上与包层中两种孔尺寸的相对大小有关,两孔孔径相差越大,其模式双折射值就越高.

在结构参数为 $\Lambda = 1.96\mu\text{m}$, $d_s/\Lambda = 0.2$, $d_l/\Lambda = 0.6$ 高双折射光子晶体光纤中,数值计算波长 $\lambda = 1540\text{nm}$ 处的模式双折射为 3.7865×10^{-3} ,比普通保偏光纤的模式双折射高至少一个量级,所对应的拍长 L_B 为 0.4067mm .计算结果与实验测量结果^[5]符合得很好.

5 偏振模色散

由于光纤结构的变化使基模的两个正交偏振态不再简并,通过前面的计算结果,验证了两个偏振模的有效折射率是不同的,因此,当光在光纤中传输时,两个偏振模将以不同的群速度在光纤中传输,形成了偏振模色散 (Polarization Mode Dispersion, PMD).在高双折射光纤中,施加的固有双折射要比应力和纤芯形状变化引起的随机双折射要大得多,因此,其偏振模色散为两个偏振模在单位长度光纤上的传输时延差来表示.

$$= \frac{d(x - y)}{d} = \frac{1}{c} \left[B(\lambda) - \frac{dB(\lambda)}{d} \right] \quad (5)$$

其中 c 为真空光速.

对于高双折射光子晶体光纤,尤其通过改变光纤的对称性来获得高双折射的光纤,偏振模色散对几何参数的变化敏感,因此改变光纤的结构参数可设计出不同的双折射光纤.

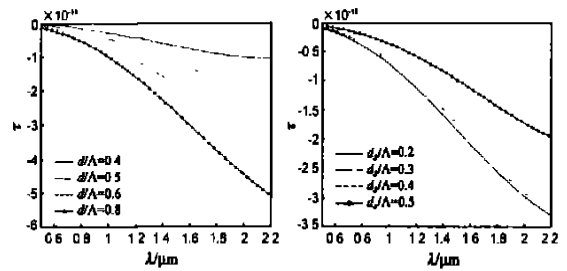


图 6 偏振模色散随波长的变化关系曲线 (a) 小空气孔 $d_s/A=0.2$, 改变大空气孔; (b) 大空气孔 $d_l/A=0.6$, 改变小空气孔

在光纤参数 $\Lambda = 1.96\mu\text{m}$, 分别改变两种孔的大小,得到偏振模色散随波长的变化关系曲线,如图 6 所示.对于该种高双折射光纤,偏振模色散为负值.随着波长的增加,其数值向负方向增长.由于模式的双折射与波长具有强烈的依赖关系,导致在式(5)中色散项(第二项)在 PMD 中起主要作用,因此偏振模色散具有负值.随着包层中大孔尺寸的增加或小孔尺寸的减小, PMD 的数值将明显增加,即两个偏振模分离的速度越快.这样,光在光纤中传输时,由于两个偏振模无法满足耦合所需的相位匹配条件,使两个偏振模的耦合效率大幅度下降乃至彻底被抑制,从而实现光的保偏传输;另外,随着双折射和群时延差的增大,为在光纤中实现单模单偏振运转提供了可能.由于模式双折射和偏振模色散都与两种包层孔的相对大小有关,因此,通过灵活选择两种包层孔的相对大小,设计出高性能的保偏光子晶体光纤或单模单偏振光纤,为高速光通信及制作高性能的光子器件提供了可能.

6 结论

光子晶体光纤由于其包层的有效折射率比芯区的低,同时制造过程灵活,可以制造各种对称和非对称结构的光子晶体光纤,为实现高双折射提供了可能.本文所研究的折射率导模高双折射光子晶体光纤,包层中采用两种尺寸的空气孔,使光纤的对称性由普通三角格子的 PCF 的六重对称变为二重对称,从而导致基模的两个正交偏振模不再简并,呈现出很高

的模式双折射,其模式双折射比普通保偏光纤高至少一个量级.在波长 $\lambda = 1540\text{nm}$,可以获得 0.4067mm 的拍长,分析结果与实验测量结果相符.双折射和偏振模色散与包层中两种空气孔的相对大小有关,两种孔的尺寸相差越大,其呈现出的双折射和偏振模色散越大.本研究结果为制作高性能的保偏光纤或单模单偏振光纤提供了一个有效的途径.在光纤的制造过程中,通过选择相同外径的不同管壁厚度的石英管,通过管束堆积法,可制作出该种结构的光子晶体光纤.

参考文献:

- [1] Knight J C, Birk T A, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. Opt Lett, 1996, 21(19): 1547 - 1549.
- [2] Birks T A, Knight J C, Russell P St J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber[J]. Opt Lett, 1997, 22(13): 961 - 963.
- [3] Wadsworth W J, Knight J C, et al. Soliton effects in photonic crystal fibers at 800 nm[J]. Electron Lett, 2000, 36(1): 53 - 55.
- [4] Ferrando A, Silvestre E. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers[J]. Opt Lett, 2000, 25(12): 790 - 792.
- [5] Ortigosa Blanch A, Knight J C, Wadsworth W J, et al. Highly birefringence photonic crystal fiber[J]. Opt Lett, 2000, 25(18): 1325 - 1327.
- [6] Suzuki K, Kubota H, Tanaka M, et al. highly speed bi-directional polarization division multiplexed optical transmission in ultra low-loss (1.3 dB/km) polarization-maintaining photonic crystal fiber [J]. Electron Lett, 2001, 37(23): 1399 - 1401.
- [7] Hansen T P, Broeng J, B libori S E, et al. Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers[J]. IEEE Photon Technol Lett, 2001, 13(6): 588 - 590.
- [8] Zhi W, Guobin R, Qin L S, et al. Supercell lattice method for photonic crystal fibers [DB/OL]. Opt Express, 2003, 11: 980 - 991, <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-11-9-980>.
- [9] Guobin R, Zhi W, Shuqin L, et al. Mode Classification and Degeneracy in Photonic Crystal Fiber [DB/OL]. Opt Express, 2003, 11: 1310 - 1321, <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-11-11-1310>.
- [10] Snyder W. Optical Waveguide Theory [M]. New York: Chapman and Hall, 1983. 49 - 60.
- [11] Steel M J, Osgood P M, Ploarization Jr, et al. Dispersive Properties of Elliptical-Hole Photonic Crystal Fiber [J]. Journal of Lightwave Technology, 2001, 19(4): 495 - 503.

作者简介:



娄淑琴 女, 1965 年 10 月出生于黑龙江省绥滨县, 现为北京交通大学电子信息学院副教授, 在国内外发表学术论文 50 余篇. E-mail: loushuqin@sina.com