

一种新型高双折射光子晶体光纤

张晓娟 赵建林[†] 侯建平

(西北工业大学光信息科学与技术研究所, 陕西省光信息技术重点实验室, 西安 710072)

(2006 年 9 月 21 日收到, 2007 年 2 月 1 日收到修改稿)

提出了一种新的高双折射光子晶体光纤结构. 应用全矢量频域有限差分方法所做的数值分析表明: 该结构光纤基模的两个正交偏振态不再简并, 其模式呈现很强的线偏振特性, 并且模式双折射与结构参数设置有密切关系. 通过选择合适的结构参数, 可以使之达到 10^{-2} 量级, 比传统的 D 型和熊猫型保偏光纤高出 2 个数量级. 合理设计光子晶体包层的几何结构, 可以取得理想的色散效果. 这种结构的光子晶体光纤可用于制作具有适当色散特性或偏振特性的保偏光纤及相关光纤器件.

关键词: 光子晶体光纤, 模式双折射, 偏振特性, 频域有限差分法

PACC: 4280M, 4225B

1. 引言

自 1996 年英国 Bath 大学 Knight 等^[1]研究出第一根光子晶体光纤(PCF)以来, 有关 PCF 的理论和实验研究受到了广泛的重视. 近年来, 基于 PCF 理论的保偏光纤设计又成为新的研究热点. 高性能的保偏光纤被广泛应用于偏振光学器件、高速光通信系统、超连续谱产生及光传感等领域^[2]. 随着高速光通信的发展, 需要性能更高、更稳定的保偏光纤. 传统的保偏光纤(如椭圆型和熊猫型保偏光纤)的模式双折射仅能达到 5×10^{-5} 量级^[3], 已经不能满足日益发展的需求. 因此, 探索新型的高性能保偏光纤势在必行. 由于 PCF 在制作过程中可以灵活设置包层空气孔大小和形状, 这为获得高性能保偏光纤提供了可能. 目前, 通过改变光纤横向结构来产生双折射的方法主要有: 将空气孔做成椭圆形、将中心孔制成不对称状、将空气孔做成不规则状或者将空气孔的分布调整为不对称状等等^[4-7]. 2000 年, Ortigasta-Blanch 等^[5]首次通过设置不规则的空气孔获得了模式双折射为 3.7×10^{-3} 的保偏光纤. 同年, Hansen 等^[6]采用不对称的空气孔研制出模式双折射为 9.3×10^{-4} 的保偏光纤. 此后, 采用改变包层空气孔的对称性来实现具有高模式双折射的 PCF 结构陆续被提出^[8-10].

本文提出一种新的高双折射 PCF 结构. 通过在类矩形 PCF 纤芯中引入一对大空气孔, 去掉大空气孔附近的 4 个小孔, 并调整包层的横、纵向空气孔间距, 便形成一种具有不同顶角的三角结构 PCF. 进而采用全矢量频域有限差分法分析光纤的模场特性和偏振特性, 并研究结构参数对模式双折射及色散特性的影响, 以期找出可获得具有最大模式双折射的光纤结构参数. 模拟分析结果表明, 设置不同的结构参数, 可以使该结构 PCF 的模式双折射比普通光纤至少提高 1 个数量级. 同时, 由于光纤的双折射是通过改变空气孔的几何尺寸实现的, 温度的影响很小, 稳定性好, 因而更适合实际应用.

2. 高双折射 PCF 的端面结构及理论分析方法

相对于传统光纤, PCF 有较大的设计灵活性, 可以根据不同的晶格参数及排列方式设计出特殊用途的光纤. 通过调整 PCF 中的空气孔结构, 可以构成一种截面结构如图 1 所示的高双折射 PCF. 这种光纤的包层由两种不同尺寸的空气孔构成, 其结构参数定义如下: Λ 为空气孔横向间距; θ 为三角结构顶角; d_2, d_1 分别为包层中的大、小空气孔直径; n 为石英玻璃折射率, 取值为 1.45. 图 1 的右侧所示灰度分布为相对介电常数取值.

[†] 通讯联系人. E-mail: jlzhao@nwpu.edu.cn

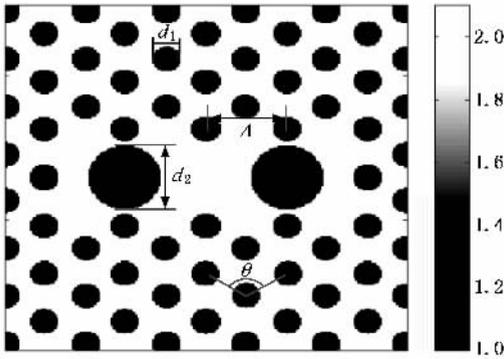


图1 高双折射光子晶体光纤截面结构示意图

目前研究 PCF 的数值模拟方法主要有平面波法、有限元法、有效折射率法、超格子法、有限差分法等^[11-13]。频域有限差分法利用有限差分原理,将麦克斯韦方程组化为矩阵形式的特征方程,通过求解该特征方程来分析电磁波在不同结构 PCF 中的传输特性。由于该方法直接在频域内使麦克斯韦方程组离散化,因此可以较为精确地表示出光纤中的模式特性,且运算效率高。本文采用频域有限差分法对所提出的新型结构 PCF 的传输特性进行分析。

假设光纤中传输着频率为 ω 的单色光波,其电场强度矢量 E 或磁场强度矢量 H 的坐标分量可以表示为

$$\Phi = \psi \exp[i(\beta z - \omega t)],$$

式中 $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$ 。相应地,将麦克斯韦方程组中的两个旋度方程

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= -\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

按频域有限差分方法在一个差分格点上进行离散化^[14],并采用零边界条件,可得特征方程

$$P \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$Q \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}. \quad (3)$$

通过求解(2)(3)式构成的特征方程,并对特征值进行筛选,可以得到已知形状结构 PCF 中实际可能存在的模式。模式的有效折射率与相应的特征值相对应,相应的特征向量经过由向量到矩阵的转换,得到不同模式对应的模场分布。由于上述方法直接从麦克斯韦方程组出发,因此可以较为精确地表示出光纤中的光场模式特性,并且还可以由此方法计

算得到 PCF 的其他传输特性,如通过横向传播常数计算光纤中可能存在的模场的有效折射率($n_{\text{eff}} = \beta/k_0$)。根据有效折射率随波长的变化拟合出 PCF 的色散关系曲线、通过模场的空间强度分布计算出对应模场的有效面积等。如果在计算过程中采用各向异性完全匹配吸收层,则同时得到 β 的虚部 β_i ,通过损耗计算公式

$$L_{\text{loss}} = \frac{20}{\ln 10} \beta_i$$

可以计算光纤的限制损耗 L_{loss} ,单位为 dB/m。

3. 模场分析

这种新结构 PCF 只具有二重对称性,光纤基模的两个正交偏振态不再简并,分离成两个不简并的模式—— x 偏振基模和 y 偏振基模,且每个基模都有 x 方向和 y 方向的分量。下面主要分析三角结构顶角 θ 、包层小孔尺寸 d_1 及大、小空气孔直径的比值 d_2/d_1 对模场分布的影响。

图 2 为数值模拟分析得到的不同结构参数下 PCF 中 x 偏振基模的 x 方向分量和 y 方向分量的振幅分布图,其中图 2(a)(c)(e)(g)为 x 方向分量,图 2(b)(d)(f)(h)为 y 方向分量,右侧灰度分布为对应模场值,单位为 N/C。图 2(a)(b)对应的结构参数为 $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $d_1 = 0.4\Lambda$, $d_2/d_1 = 3.0$, $\theta = 110^\circ$, $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 。从图 2 可以看出,光场被有效地限制在纤芯中, x 方向分量振幅远大于 y 方向分量振幅,呈现出很强的 x 偏振特性。同样可以证明, y 偏振基模的 x 方向分量振幅远小于 y 方向分量振幅,呈现出很强的 y 偏振特性。固定其他结构参数,仅改变三角结构的顶角 θ 。当 θ 减小到 84° 时,模场分布如图 2(c)(d)所示。显然,随着顶角 θ 的减小,光场沿纵向渗透,说明纵向局域光的能力减弱。改变包层中的小空气孔大小,当其直径减小到 0.36Λ 时,模场分布如图 2(e)(f)所示,光场同时沿横向和纵向向包层延伸。图 2(g)(h)给出的是相对于图 2(c)(d)当 d_2/d_1 减小到 2.5 时的模场分布,可见同样有更多的场分布在包层区域。因此,通过调节光纤的结构参数,可以使光场按需要分布在纤芯和包层之间。为了让光场更多地汇聚在中心,或为了增强光场的非线性效应,可以通过调整光纤的结构参数,采用较大的小空气孔直径 d_1 、较大的空气孔直径比 d_2/d_1 或大三角结构顶角 θ 来实现。需要说明的是:根据模

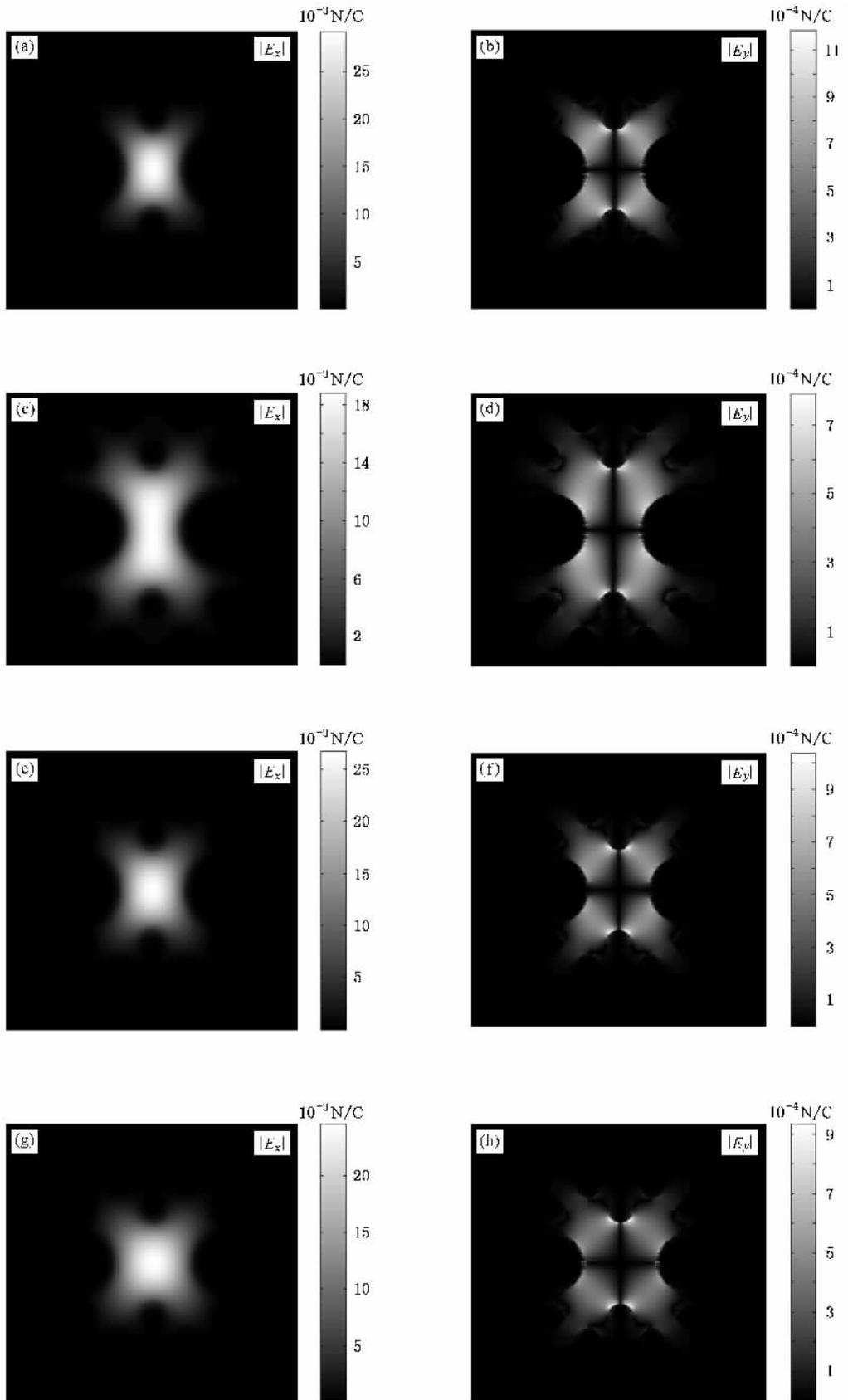


图2 PCF的模场分布 (a)(b) $d_1 = 0.4\lambda$, $d_2/d_1 = 3.0$, $\theta = 110^\circ$ (c)(d) $d_1 = 0.4\lambda$, $d_2/d_1 = 3.0$, $\theta = 84^\circ$;
 (e)(f) $d_1 = 0.36\lambda$, $d_2/d_1 = 3.0$, $\theta = 110^\circ$ (g)(h) $d_1 = 0.36\lambda$, $d_2/d_1 = 2.5$, $\theta = 110^\circ$

拟结果,当空气填充率增加到一定程度时,光纤的模场分布会出现高阶模,因此必须合理设置光纤的结构参数(d_1 , d_2/d_1 和 θ),使归一化频率 $V < \pi^{[15]}$ 才能保证光纤单模传输.例如,当取 $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $d_1 = 0.4\Lambda$, $d_2/d_1 = 3.0$, $\theta = 96^\circ$ 时,则满足上述单模传输条件,光纤在 1300—1550 nm 波段内将保持单模传输.

同时,模拟结果还发现,采用不同的结构参数(d_1 , d_2/d_1 和 θ),光纤在两个偏振方向的限制损耗 L_{loss} 数值不同.如取 $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $d_1 = 0.4\Lambda$, $d_2/d_1 = 3.0$, $\theta = 96^\circ$, $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时,计算得出两个偏振方向的损耗分别为 0.094 和 0.064 dB/m.若保持其他结构参数不变,仅增大 d_2/d_1 ,则两个偏振方向的损耗将增大.如取 $d_2/d_1 = 3.5$ 而其他结构参数不变时,两个偏振方向的限制损耗分别增大为 2.92 和 29.9 dB/m.由此可以看出,随着大小空气孔直径比 d_2/d_1

的增大,两个偏振方向的损耗差别很大,甚至可以差 1 个数量级.这表明通过设置不同的结构参数,既可以实现高双折射传输,又可以使两个偏振方向的损耗差别很大,实现单模单偏振传输.

图 3 为结构参数 $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $d_1 = 0.4\Lambda$, $d_2/d_1 = 3.5$, $\theta = 89^\circ$, $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时 x 偏振基模场强的三维分布.由场分布图可知, x 偏振基模的 x 分量是坐标 x 和 y 的偶函数,而 y 方向分量是坐标 x 和 y 的奇函数.同样也可以证明, y 偏振基模的 x 分量是坐标 x 和 y 的奇函数, y 分量是坐标 x 和 y 的偶函数,即 x 分量和 y 分量始终具有相反的对称性.这主要是由于介电常数的横向分布具有偶对称的缘故.

此外,模拟结果还表明,模场分布与光波长也有密切关系,短波长光场能更好地被限制在纤芯内,长波长光场容易向包层渗透.

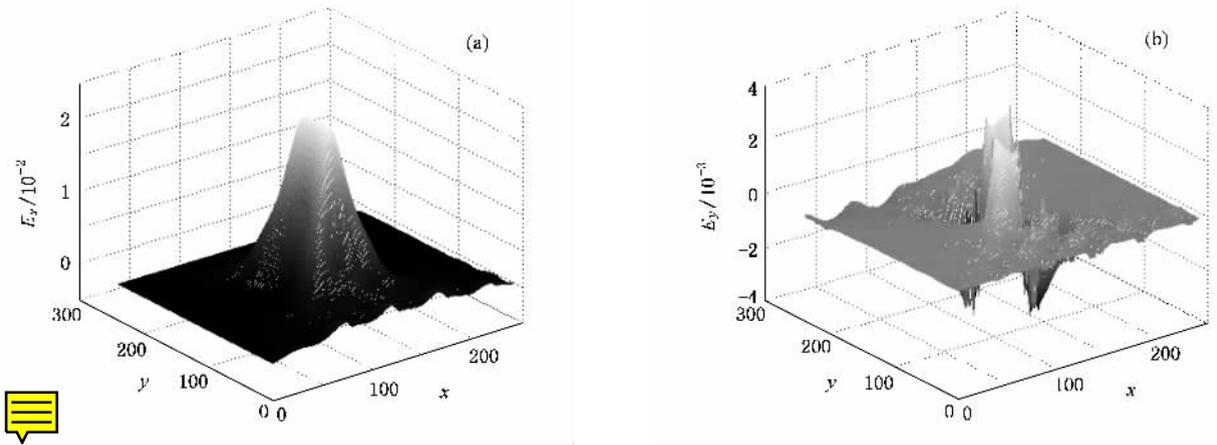


图 3 x 偏振基模的三维模场分布 (a) x 分量的场分布 (b) y 分量的场分布

4. 偏振特性

与传统双折射光纤相比,由于空气孔分布的非对称性,这种结构的 PCF 可表现出非常大的双折射特性.一般表征光纤双折射特性的主要参数有模式双折射和拍长,分别表示为

$$B = \Delta n = |n_{x\text{eff}} - n_{y\text{eff}}|$$

和

$$L_B = \lambda/B.$$

利用频域有限差分方法,可以分别计算出各个模式的有效折射率.这里主要讨论由于基模不简并而引起的模式双折射.数值分析结果显示,改变 PCF 中包层空气孔的孔径大小和横、纵向空气孔间距,将

影响光纤的偏振特性.图 4 和图 5 分别给出模式双折射和拍长随波长的变化规律,包括以下三种情况:固定小孔的直径 $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$,改变大孔的直径 d_2 ;固定大小空气孔的直径比 $d_2/d_1 = 3.0$,改变小孔的直径 d_1 ;固定大小空气孔的直径比 $d_2/d_1 = 3.0$ 和小孔的直径 $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$,改变横纵向空气孔间距即三角结构顶角 θ .

上述几组曲线的共同点是波长较短时模式双折射很小,近似等于零;随着波长的增大,双折射效应线性增大.原因是该模式双折射是通过改变包层空气孔的对称性来实现的,包层空气孔的不对称性越强,双折射效应越明显.波长较短时光场汇聚在中心处,包层空气孔对场的影响很小;随着波长的增大,有更多的光场分布在包层,此时包层的不对称发挥

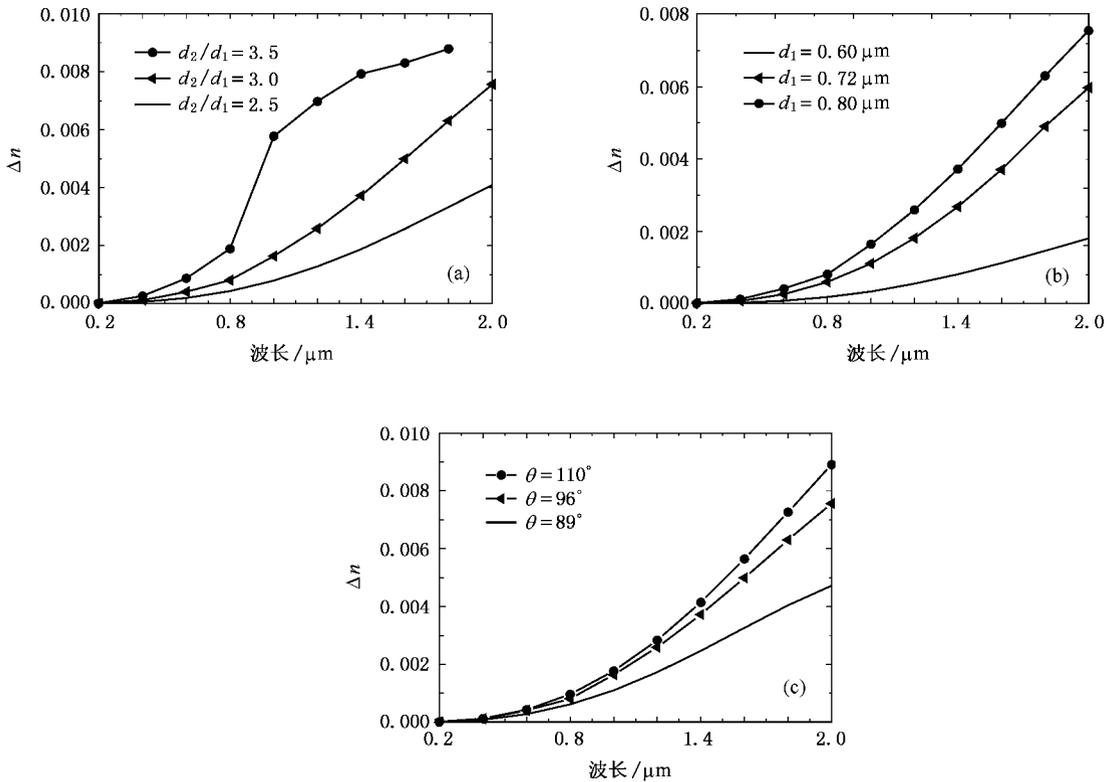


图4 折射率差 Δn 随波长的变化 (a) $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$ (b) $d_2/d_1 = 3.0$ (c) $d_2/d_1 = 3.0, d_1 = 0.8 \mu\text{m}$

作用,双折射效应明显增强.

由图4可以看出,大小空气孔的直径比、小空气孔的直径或三角结构顶角增大,模式双折射将明显增强.对于上述三种情况,由于包层的等效折射率减小,从而使得中心与包层的折射率差增大,光场主要分布在靠近中心的内包层处,靠近中心的内包层区域不对称结构就会起主要作用,因而模式双折射会显著增强.值得关注的是,通过改变大空气孔的直径,相对于改变小空气孔的孔径或横、纵向空气孔间距,双折射率差的变化更为明显.但是从制作的角度看,大空气孔的直径增大到一定程度时,将造成大小空气孔重叠,给制作带来不便.因此,欲获得高的模式双折射,有效的方法是同时调节以上三个结构参数,获得合适的光纤结构参数.通过模拟计算,选取结构参数 $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $d_1 = 0.4\Lambda$, $d_2/d_1 = 3.5$, $\theta = 96^\circ$, $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 时,模式双折射为 8.24×10^{-3} .当 θ 增大到 110° 时,模式双折射可以达到 1.186×10^{-2} ,比普通保偏光纤大2个数量级,说明这种结构光纤具有很高的模式双折射.图5表明拍长随波长的变化与双折射随波长变化趋势刚好相反,即随着大小空气孔的直径比、小空气孔的直径或三角结构顶角增

大,拍长随之减小.

5. 色散特性

色散是光纤的一个重要参数,对光通信以及应用 PCF 进行色散补偿和设计光纤激光器^[16,17]等都起着决定作用.PCF 的色散主要是材料色散 D_m 和波导色散 D_w ,总色散 $D = D_m + D_w$.PCF 的材料色散 D_m 可由 Sellmeier 公式直接计算得到,波导色散 D_w 可定义为^[10]

$$D_w = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}, \quad (4)$$

式中 c 为真空中的光速, $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ 为模式有效折射率,其中 β 为传输常数, k_0 为真空中的波数.若已知模式有效折射率,则可以采用多项式拟合的方法得到光纤的波导色散.该结构光纤具有二重旋转对称性,对应 x 偏振基模和 y 偏振基模具有不同的有效折射率,因此 x 偏振基模和 y 偏振基模的波导色散曲线有可能不同.图6给出波导色散随波长的变化关系曲线.

图6(a)为固定小空气孔直径 d_1 ,改变空气孔直径比 d_2/d_1 时的波导色散关系曲线.从图6(a)可以

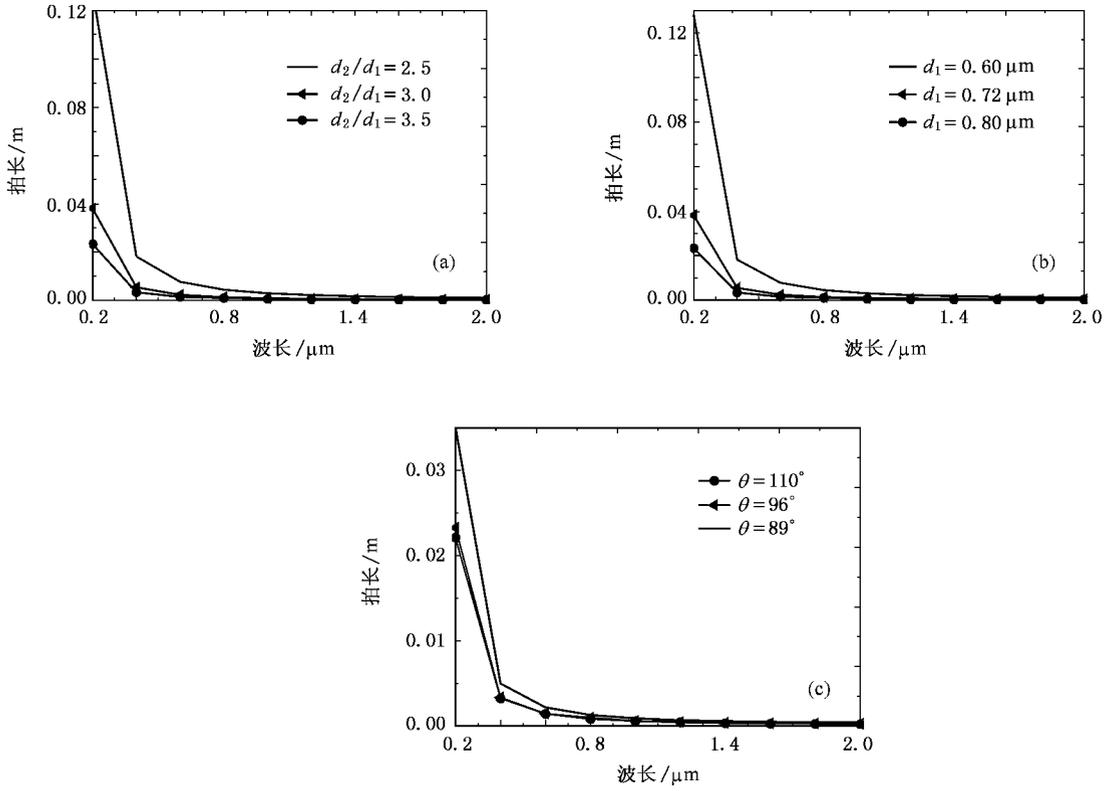


图5 拍长随波长的变化 (a) $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$ (b) $d_2/d_1 = 3.0$ (c) $d_2/d_1 = 3.0, d_1 = 0.8 \mu\text{m}$

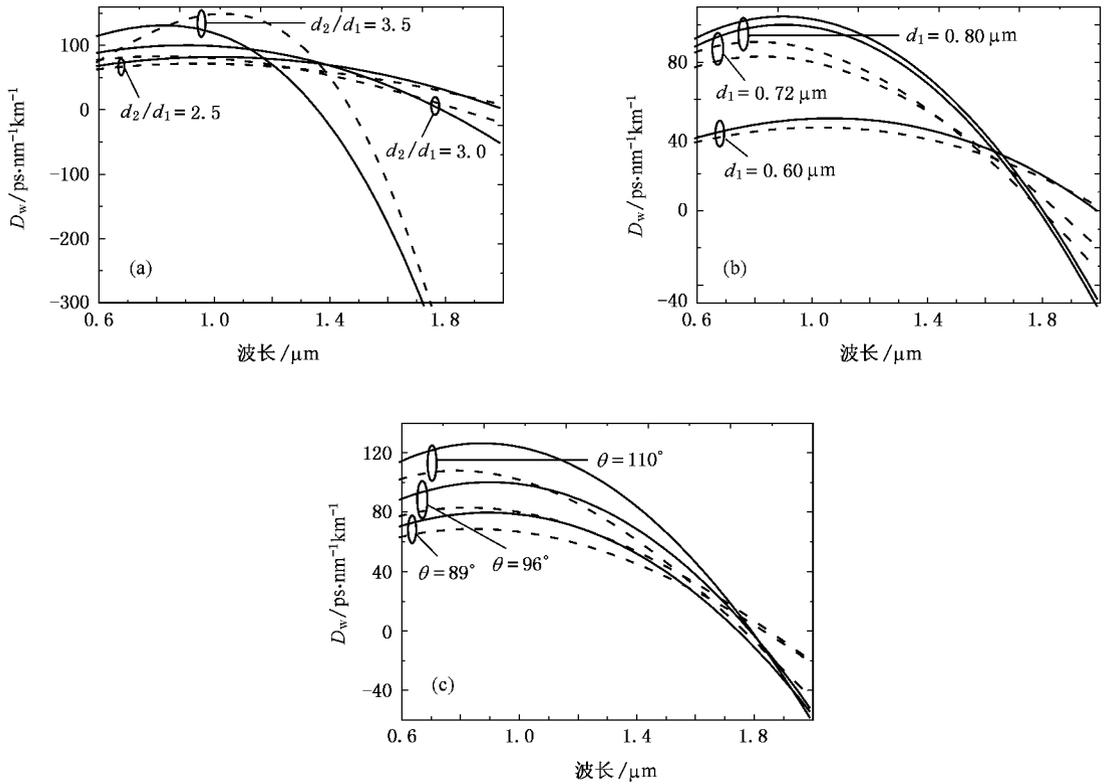


图6 波导色散随波长的变化 (a) $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$ (b) $d_2/d_1 = 3.0$ (c) $d_2/d_1 = 3.0, d_1 = 0.8 \mu\text{m}$

看出: 比值 d_2/d_1 增大时, x 偏振基模(虚线)和 y 偏振基模(实线)的波导色散先是同时增大, 达到最大值后随即减小, 在波导色散单调减小的区域, 曲线斜率近似为常数. 当比值 d_2/d_1 增大到 3.5 时, 出现很大的负色散值. 随着大空气孔直径的减小, 色散曲线变得平坦, 零色散点出现红移.

固定空气孔直径比 d_2/d_1 , 改变小空气孔直径 d_1 , 其波导色散曲线如图 6(b) 所示. 在 x 偏振基模和 y 偏振基模曲线相交之前的波长范围内, y 偏振基模的波导色散比 x 偏振基模的波导色散大; 相交之后, y 偏振基模的波导色散比 x 偏振基模的波导色散小. 增大小空气孔直径, 波导色散曲线随之变陡.

固定其他结构参数, 仅改变横纵向空气孔间距, 其色散关系曲线如图 6(c) 所示. 显然, 间距减小, 波

导色散出现很大的正色散值, 波导色散曲线斜率增大, 且零色散点向长波长方向移动.

由 Sellmeier 公式直接计算 PCF 的材料色散 D_m , 进而由 $D = D_m + D_w$ 得到该结构 PCF 的总色散, 其关系曲线如图 7 所示. 由图 7 可以看出, 对于不同的结构参数, 光纤的色散特性有很大差异. 大小空气孔直径比 d_2/d_1 、小空气孔直径 d_1 、三角结构顶角 θ 减小时, 色散曲线变得很平坦. 当大小空气孔直径比 d_2/d_1 大到一定程度时可以得到很大的负色散值. 因此, 若选择合适的结构参数, 所提出的新型结构 PCF 不但可以在单一波长下得到很大的负色散值, 而且在较宽的波长范围内可以得到近似为零的超平坦色散. 这个特性在光纤的实际应用过程中有很大的优势, 例如有平坦色散的 PCF 将在未来超宽波分复用系统中发挥作用.

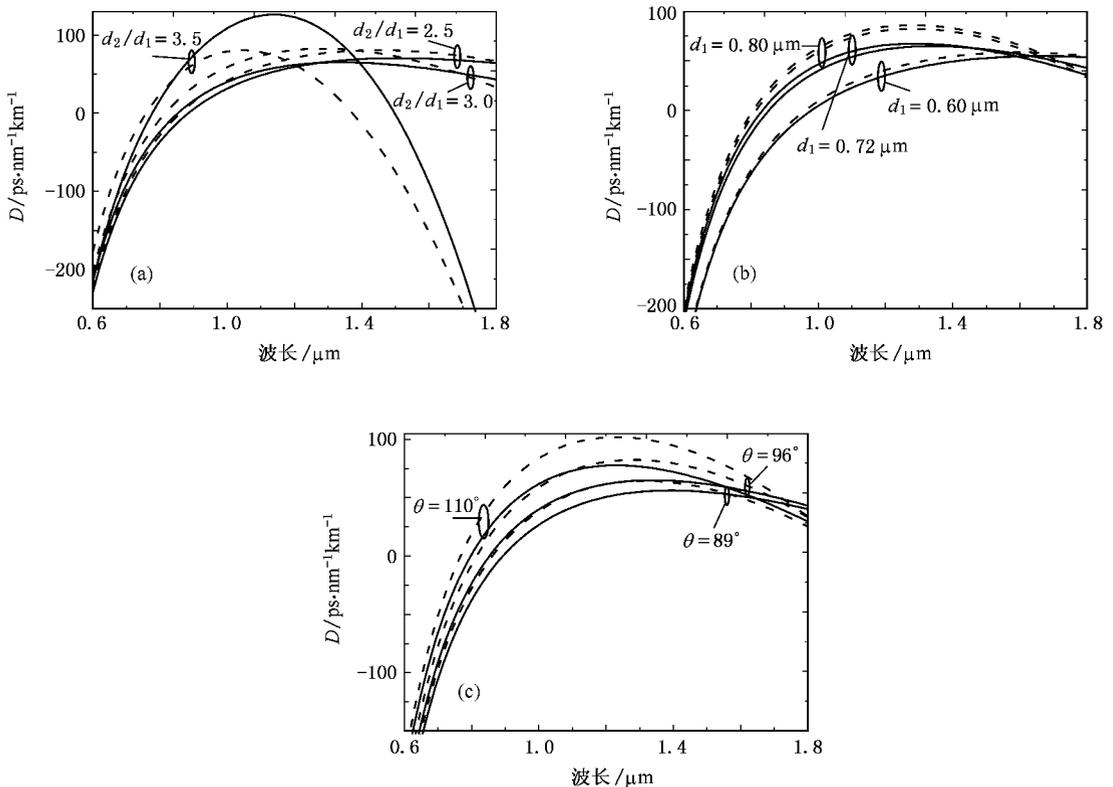


图 7 总色散随波长的变化 (a) $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$ (b) $d_2/d_1 = 3.0$ (c) $d_2/d_1 = 3.0$, $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$

6. 结 论

本文提出了一种具有高双折射的新型 PCF 结构. 应用全矢量频域有限差分法分析了该种 PCF 的传输特性, 讨论了基模模场的偏振态和基模模式的

有效折射率. 研究表明 (1) 设置合适的结构参数, 可以使该 PCF 的模式双折射达到 10^{-2} 量级, 比普通光纤至少高 1 个数量级 (2) 当空气孔的直径比、小孔直径、三角结构顶角增大时, 模式双折射明显增强 (3) 基模模场不再简并, 偏振模式被分为两个不简并的正交偏振模 (4) 基模的模场分布与结构参

数有密切关系,包层小空气孔的直径 d_1 、包层空气孔的直径比 d_2/d_1 以及三角结构顶角 θ 增大时,光场能更好地汇聚于中心.同时,此类 PCF 具有灵活的色散特性,通过适当选择光纤的结构参数,可以获

得正色散、负色散、零色散和超平坦色散的色散特性.因此,这种结构的 PCF 可用于制作具有适当色散特性或偏振特性的保偏光纤及相关光纤器件.

- [1] Knight J C , Birks T A , Russell P S J , Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
- [2] Kerbage C , Eggleton B , Westbrook P , Windeler R 2000 *Opt. Express* **7** 113
- [3] Noda J , Okamoto K , Sasaki Y 1986 *Lightwave Tech.* **4** 1071
- [4] Chen M Y , Yu R J 2004 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** 512
- [5] Ortigasta-Blanch A , Knight J C , Wadsworth W J 2000 *Opt. Lett.* **25** 1325
- [6] Hansen T P , Broeng J , Ibori S E B , Knudsen E , Bjarklev A , Jensen J R , Simonsen H 2001 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **13** 588
- [7] Saitoh K , Koshiba M 2002 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **14** 1291
- [8] Lou S Q , Ren G B , Yan F P , Jian S S 2005 *Proc. SPIE* **5623** 840
- [9] Zhao C L , Lu C , Zhou X Q , Yang X F , Chaudhuri P R , Wang X Y , Lou J J , Qin L , Qing C 2004 *Micro. Opt. Tech. Lett.* **42** 498
- [10] Lou S Q , Ren G B , Yan F P , Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1229 (in Chinese) [娄淑琴、任国斌、延凤平、简水生 2005 物理学报 **54** 1229]
- [11] Zhu Z M , Thomas G B 2002 *Opt. Express* **10** 853
- [12] Kotynski R , Nasilowski T , Antkowiak M K , Berghmans F , Thienpont H 2004 *Proc. SPIE* **5576** 54
- [13] Wu T L , Chao C H 2004 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **16** 126
- [14] Wu L , Zhuang F , He S 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026612
- [15] Mortensen N A , Folkenberg J R , Nielsen M D , Hansen K P 2003 *Opt. Lett.* **28** 1879
- [16] Li Y F , Wang Q Y , Hu M L , Li S G , Liu X D , Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1396 (in Chinese) [栗岩锋、王清月、胡明列、李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1396]
- [17] Chen Y Z , Li Y Z , Qu G , Xu W C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 717 (in Chinese) [陈泳竹、李玉忠、屈 圭、徐文成 2006 物理学报 **55** 717]

A novel photonic crystal fiber with high birefringence

Zhang Xiao-Juan Zhao Jian-Lin[†] Hou Jian-Ping

(*Institute of Optical Information Science and Technology , Key Laboratory of Optical Information Technology of Shaanxi Province ,
Northwestern Polytechnical University , Xi'an 710072 ,China*)

(Received 21 September 2006 ; revised manuscript received 1 February 2007)

Abstract

A novel high birefringence photonic crystal fiber (PCF) was proposed and the properties of this type of PCF were investigated with full vector finite difference frequency domain method. According to the results of numerical analysis , the two orthogonally polarized states of the fundamental mode become non-degenerate in the fiber and show strong linear polarization. The polarization properties are strongly dependent on the structure parameters of this PCF. Through choosing suitable relative structure parameters , it may exhibit birefringence as high as the order of 10^{-2} , at least one order of magnitude higher than that of the conventional D-type and panda-type polarization-maintaining fiber. It is shown that it may also exhibit ideal dispersion effect in a properly designed geometrical structure of PCF. So this type of PCF can be effectively used to fabricate polarization-preserving fiber and correlative fiber elements with special dispersion and polarization characteristics.

Keywords : photonic crystal fibers , modal birefringence , polarization properties , finite difference frequency domain

PACC : 4280M , 4225B

[†] Corresponding author. E-mail : jzhao@nwpu.edu.cn