

## 一种新型高双折射光子晶体光纤特性研究\*

曹晔 李荣敏<sup>†</sup> 童峥嵘

(天津理工大学计算机与通信工程学院, 薄膜电子与通信器件重点实验室, 智能计算及软件新技术重点实验室, 天津 300384)

(2012年12月6日收到)

设计了一种高双折射高非线性光子晶体光纤, 采用全矢量有限元法研究了这种光纤的基模模场、双折射、非线性、有效模面积及色散特性. 数值研究发现, 减小孔间距  $\Lambda$  的大小, 在波长 1550 nm 处, 该光纤可获得  $10^{-2}$  数量级的双折射  $B$ , 比普通的椭圆保偏光纤高约两个数量级; 同时, 该光纤可获得  $42 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  的高非线性系数  $\gamma$ . 另外, 分别在可见光和近红外波段出现了两个零色散波长, 在波长 800—2000 nm 之间具有良好的色散平坦特性. 这种设计为获得高双折射高非线性超平坦色散光子晶体光纤提供了一种新的方法, 该光纤在偏振控制、非线性光学和色散控制方面具有广泛的应用前景.

**关键词:** 光子晶体光纤, 高双折射, 高非线性, 有限元法

**PACS:** 42.81.Gs, 42.70.Mp, 81.05.Ni

**DOI:** 10.7498/aps.62.084215

## 1 引言

光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 与普通光纤相比, 具有无截止单模传输、高双折射、高非线性、色散可调及大模面积等独特性质<sup>[1-3]</sup>, 成为当前研究的一个热点<sup>[4,5]</sup>, 并被广泛应用于光传感、光通信<sup>[6]</sup> 及非线性光学<sup>[7]</sup> 等领域.

高双折射光纤在传感应用方面及对线偏振光的偏振保持能力方面有重要的应用. 传统高双折射光纤中, 纤芯掺杂有  $\text{GeO}_2$ , 在核辐射情况下其传输损耗会增大, 核爆耐受力及温度稳定性能低, 而高双折射 PCF 是由纯石英材料制作而成, 并可设计不同的结构改进光纤性能, 因此具有传统高双折射光纤无法比拟的优越性. 高双折射 PCF 的结构设计灵活, 通过在包层中引入大小不一的空气孔、改变纤芯或者包层空气孔的形状<sup>[8-11]</sup>, 都可以得到性能优异的高双折射 PCF. 2007 年, Yue 等<sup>[12]</sup> 通过改变包层空气孔为椭圆空气孔获得了  $10^{-2}$  数量级的高双折射率以及正常的色散区域, 但其色散并不平坦. 2008 年, Kudlinski 等<sup>[13]</sup> 证明了有两个零色散波长的 PCF 要比有一个零色散波长的 PCF 具有更

高的功率谱密度, 其设计的光纤具有两个零色散波长, 但非线性系数  $\gamma$  仅为  $31 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 有待提高. 2009 年, Hu 等<sup>[14]</sup> 在纤芯处引入一个椭圆孔得到了色散平坦的 PCF, 但其双折射仅为  $10^{-3}$  的数量级. 2010 年, 张磊等<sup>[15]</sup> 设计的纳米级结构的 PCF, 虽获得了  $10^{-2}$  数量级的高双折射 PCF, 但只有一个零色散波长. 2011 年, Liang 等<sup>[16]</sup> 在纤芯处引入一排椭圆空气孔, 该结构虽然获得了  $2.18 \times 10^{-3}$  的双折射率, 但是其双折射和非线性系数还需进一步提高.

本文在 PCF 的包层中引入大的空气孔, 纤芯处引入两个椭圆孔设计了一种高双折射高非线性 PCF, 采用全矢量有限元法研究了这种光纤的基模模场、双折射、非线性、有效模面积及色散特性. 通过调整孔间距和椭圆率的大小, 获得了  $10^{-2}$  数量级的双折射  $B$ ,  $42 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  的高非线性系数  $\gamma$ , 两个零色散波长, 且在波长 800—2000 nm 之间具有良好的色散平坦特性.

## 2 基本理论

目前, 对于 PCF 的理论分析方法已有很多, 如有效折射率法<sup>[17]</sup>、平面波法<sup>[18]</sup>、时域有限差分法<sup>[19]</sup>、多极法<sup>[20]</sup> 及有限元法<sup>[21,22]</sup> 等. 这些方法

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61107052) 和天津市自然科学基金 (批准号: 11JCYBJC00100) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: lirm1988@126.com

各有优点,其中有限元法适用于截面是任意不规则形状、空气孔任意排布和材料折射率任意组合的情况,建模和计算也比较方便.因此,本文采用有限元法对图 1(a) 所示的 PCF 进行理论模拟.

有限元法的计算原理是基于麦克斯韦基本方程,能够导出光子晶体光纤的电磁波方程

$$\nabla \times \left[ \frac{1}{\epsilon_r} \nabla \times \mathbf{H} \right] = \left[ \frac{\omega}{c} \right]^2 \mu_r \mathbf{H}, \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{H}$  为磁场强度,  $\epsilon_r$  和  $\mu_r$  分别为介质的介电常数和磁导率,  $\omega$  是光波的角频率,  $c$  是真空中光速.用有限元法建立适当的模型,并采用各向异性完美匹配层吸收边界条件,可以直接计算传播常数  $\beta$  和模式有效折射率  $n_{\text{eff}}$ .

通过模式有效折射率  $n_{\text{eff}}$  的实部可以得到该模式所对应的光纤的色散系数(其单位为 ps/(nm·km))

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

其中,  $\lambda$  为波长,单位是  $\mu\text{m}$ ,  $c$  是真空中光速.

一般而言,模式双折射是衡量光纤偏振特性的重要参数,基模模式的双折射可表示为

$$B = |\text{Re}(n_{\text{eff}}^x) - \text{Re}(n_{\text{eff}}^y)|, \quad (3)$$

其中,  $n_{\text{eff}}^x$  和  $n_{\text{eff}}^y$  分别是基模的两个正交偏振态  $x$  轴和  $y$  轴所对应的模式有效折射率,两个正交偏振模之间的偏振拍长  $L_B$  为

$$L_B = \frac{\lambda}{B}. \quad (4)$$

对于模场面积,可以通过求解有效模面积求得,有效模面积的公式为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[ \iint |E(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint |E(x,y)|^4 dx dy}, \quad (5)$$

式中  $E(x,y)$  是光传播时的横向电场分布.

在分析光子晶体光纤的非线性效应时,非线性系数  $\gamma$  的计算公式为

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (6)$$

其中,  $n_2$  是石英的非线性折射率系数,可以通过多种测量技术得到(如基于自相位调制、交叉相位调制、四波混频).本文采用文献 [23] ( $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ) 中的结果.

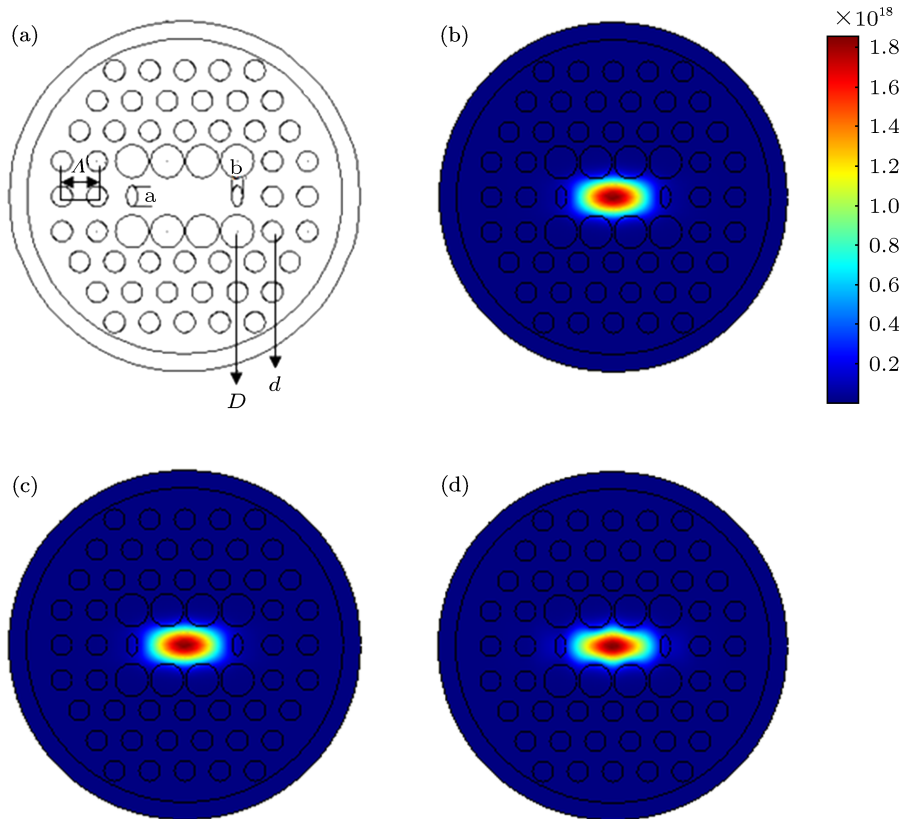


图 1 PCF 结构和模场分布图 (a) 光纤结构截面图; (b) 1550 nm 基模模场分布图; (c)  $\text{HE}_{11}^x$  模场分布图; (d)  $\text{HE}_{11}^y$  模场分布图

### 3 数值模拟与结果分析

本文设计的光纤为三角形阵列结构, 光纤中心部分消去 3 个空气孔形成类椭圆的纤芯, 在纤芯左右有两个较小的椭圆孔, 上下有 8 个较大的空气孔. 整个光纤的基质为纯石英材料, 折射率可以由 Sellmeier 公式得到, 因此可以系统的考虑材料色散. 该光纤的包层由 4 层空气孔组成, 空气孔的折射率  $n_{\text{air}} = 1$ ,  $D/\Lambda = 0.941$ ,  $d/\Lambda = 0.588$ ,  $a/\Lambda = 0.588$ ,  $b/\Lambda = 0.294$ ,  $\eta = a/b$ . 包层中引入了大空气孔和椭圆孔, 这样的结构设计破坏了常见的三角形阵列均匀空气孔 PCF 的六重旋转对称性, 有利于提高光纤的双折射.

#### 3.1 基模模场分布特性

基模是光波在光纤中传输时的最低阶模式, 光波大部分的能量以基模的形式传播. 光波在光纤中传输时, 基模模场的分布和有效模式面积的大小是反映光纤特性和性能的重要指标.

图 1 给出了波长在 1550 nm 处, PCF 的基模模场分布情况, 从图 1(b) 分析结果可看出, 在波长  $\lambda = 1550$  nm 处该光纤具有单模特性, 模场能量基本被完全约束在纤芯中. 图 1(c) 和 (d) 分别对应两个偏振态  $\text{HE}_{11}^x$ ,  $\text{HE}_{11}^y$  模在波长 1550 nm 处的基模模场分布, 模场均表现出向  $x$  方向延伸, 呈现出椭圆形状, 这是由于  $x$  方向纤芯处缺少 3 个空气孔, 且引入了 3 个椭圆孔, 加大了纤芯的面积, 使得  $x$  方向的有效折射率增大, 从而模场向  $x$  方向延伸.

#### 3.2 双折射特性

图 2(a) 给出了不同孔间距  $\Lambda$  下, PCF 的双折射随波长的变化曲线, 可以获得  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  数量级的折射率. 同时, 双折射率随着波长的增大而增大, 随着孔间距  $\Lambda$  的减小而增大, 在孔间距  $\Lambda$  分别为 1, 1.4, 1.8  $\mu\text{m}$ , 波长  $\lambda = 1550$  nm 时, 双折射率可分别为达到  $1.53 \times 10^{-2}$ ,  $7.65 \times 10^{-3}$ ,  $4.15 \times 10^{-3}$  的高双折射, 比传统偏振保持光纤高两个数量级, 并高于文献所报道的  $2.18 \times 10^{-3}$  [16] 和  $3 \times 10^{-3}$  [24]. 这主要是因为光纤包层空气孔的直径达到了次微米量级, 模场受光纤的椭圆芯和非对称包层因素的影响较大.

为研究光纤结构参数与拍长的关系, 由 (4) 式, 在孔间距  $\Lambda$  分别为 1, 1.2, 1.4, 1.6  $\mu\text{m}$  时, 拍长随波长变化曲线如图 2(b) 所示. 从图中可以看出, 拍长

随着波长增大而减小, 与双折射的变化曲线正好相反, 在孔间距  $\Lambda$  为 1  $\mu\text{m}$ , 波长为 1.55  $\mu\text{m}$  时, PCF 可获得最小拍长,  $L_B = 1.02 \times 10^{-4}$  m, 即双折射达到最大  $1.53 \times 10^{-2}$ .

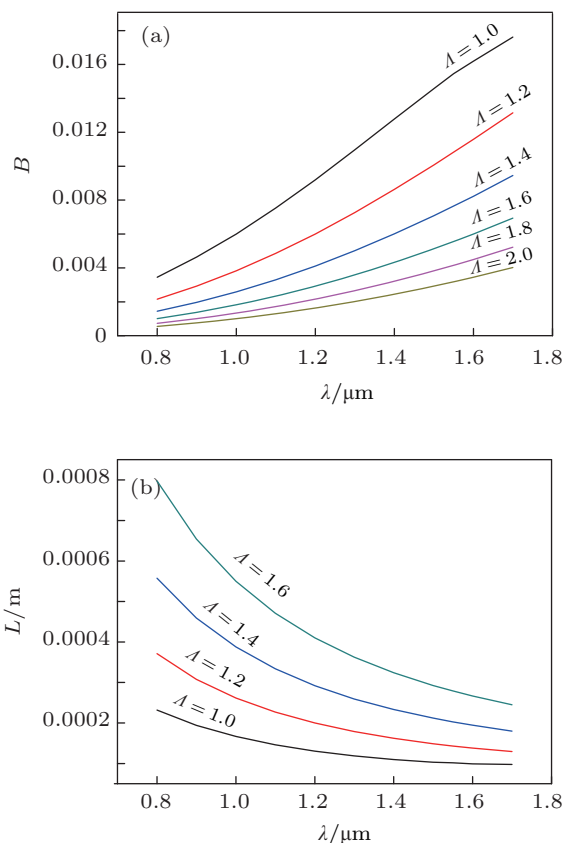


图 2 不同孔间距  $\Lambda$  下, (a) 双折射  $B$  随波长的变化, (b) 拍长  $L_B$  随波长变化

#### 3.3 有效模面积

图 3 给出了不同孔间距  $\Lambda$  下, PCF 基模的两个偏振态  $\text{HE}_{11}^x$  和  $\text{HE}_{11}^y$  有效模面积  $A_{\text{eff}}$  随波长的变化曲线. 由图 3 可知, 随着波长的增加, 光纤的有效模面积也随着增加, 且在同一波长处, 随着孔间距  $\Lambda$  的增大, 光纤的有效模面积也增加. 在相同孔间距  $\Lambda$  下, 随着波长的增加,  $\text{HE}_{11}^x$  模的有效模面积比  $\text{HE}_{11}^y$  模的变化小, 但在相同波长处, 随着孔间距  $\Lambda$  的增大,  $\text{HE}_{11}^x$  模的有效模面积比  $\text{HE}_{11}^y$  模的变化大. 在孔间距  $\Lambda = 1$   $\mu\text{m}$ , 波长 1550 nm 处,  $\text{HE}_{11}^x$  模和  $\text{HE}_{11}^y$  模有效模面积  $A_{\text{eff}}$  分别为 3 和 4.6  $\mu\text{m}^2$ , 如此小的有效模面积为高非线性的实现奠定了基础.

#### 3.4 非线性特性

图 4 给出了不同孔间距  $\Lambda$  下, PCF 基模的两个偏振态  $\text{HE}_{11}^x$  和  $\text{HE}_{11}^y$  非线性系数  $\gamma$  随波长的变化曲线. 由图 4 可知, 非线性系数与有效模面积成反

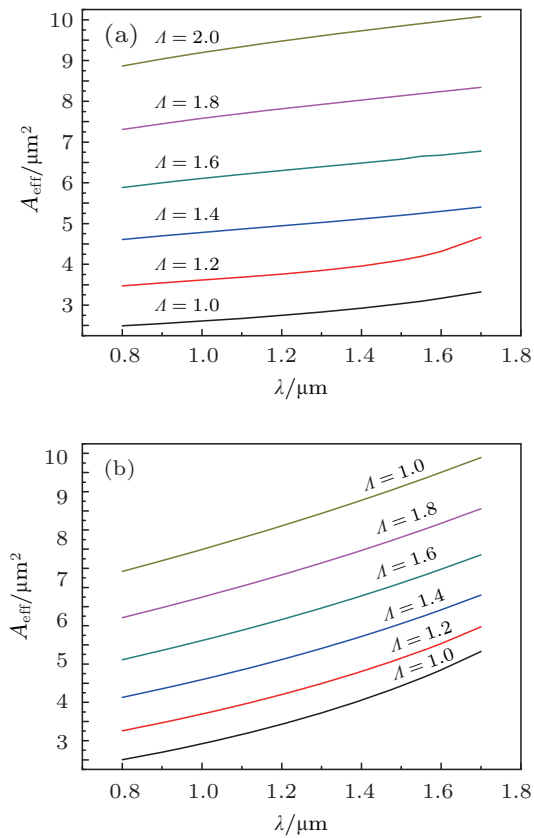


图3 不同孔间距  $\Lambda$  下有效模面积随波长的变化曲线  
(a)  $HE_{11}^x$ ; (b)  $HE_{11}^y$

比, 随着波长的增加, 光纤的非线性系数逐渐减小, 且随着孔间距  $\Lambda$  的减小, 光纤的非线性系数增大, 但在相同参数条件下,  $HE_{11}^x$  模的非线性比  $HE_{11}^y$  模的变化小. 在孔间距  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ , 波长为  $1550 \text{ nm}$  处,  $HE_{11}^x$  模和  $HE_{11}^y$  模的非线性系数  $\gamma$  分别为  $42$  和  $28 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 与文献 [13, 16] 报道的非线性相比较, 我们所设计的光纤具有更高的非线性. 另外, 利用一些具有高非线性效应的材料 (例如  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  玻璃)

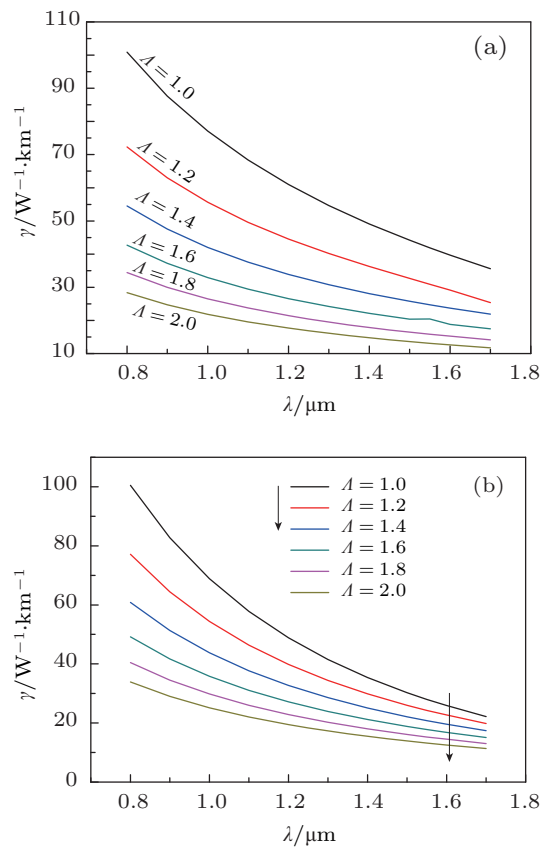


图4 不同孔间距  $\Lambda$  下非线性系数随波长的变化曲线  
(a)  $HE_{11}^x$ ; (b)  $HE_{11}^y$

代替石英作为基质, 可实现更高的非线性系数. 具有高非线性效应的光纤在超连续光谱的产生、光孤子通信、高功率脉冲压缩、光纤器件的制作以及频率变换的实现等方面有重要的应用价值.

### 3.5 色散特性

图 5(a) 给出了在相同椭圆率  $\eta = 0.5$ , 不同孔

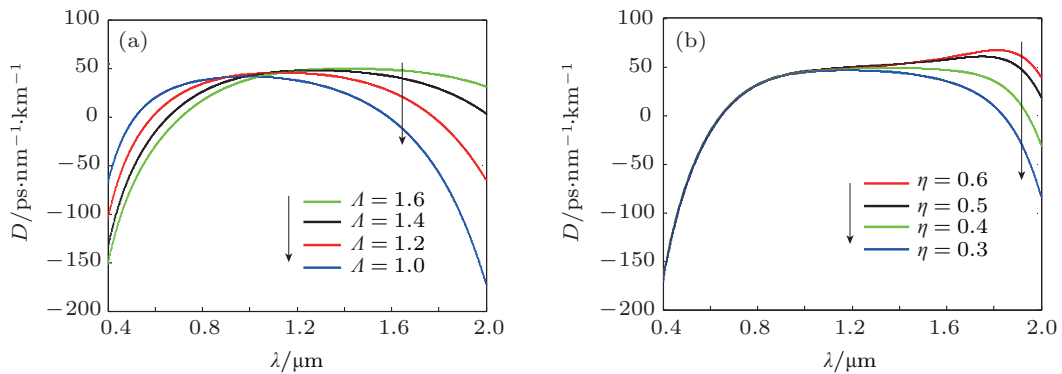


图5 (a)  $\eta = 0.5$ , 不同孔间距  $\Lambda$  下,  $HE_{11}^x$  模总色散随波长的变化; (b)  $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$ , 不同椭圆率  $\eta$  下,  $HE_{11}^x$  模总色散随波长的变化

间距  $\Lambda$  下, PCF 的  $HE_{11}^x$  模总色散随波长的变化曲线. 从图中可以看出, 在可见光和近红外波段分别出现了两个零色散点, 且随着孔间距  $\Lambda$  的增大, 零色散点向长波长方向移动. 图 5(b) 给出了在相同孔间距  $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$ , 不同椭圆率  $\eta$  下, PCF 的  $HE_{11}^x$  模总色散随波长的变化曲线. 由图可知, 随着椭圆率的增大, 近红外波段处的零色散点向长波方向移动, 而可见光波段处的零色散点基本不变. 在椭圆率  $\eta = 0.5$ , 即长轴  $a = 0.94 \mu\text{m}$ , 短轴  $b = 0.47 \mu\text{m}$ , 孔间距  $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$  时, 在波长 800—2000 nm 之间具有良好的色散平坦特性.

通过前述分析可看出, 所设计的光纤可以获得两个零色散点, 这在高功率的连续光谱中有很重要的应用 [15,16], 2008 年, Kudlinsk 等 [13] 证明了具有两个零色散点的 PCF 可以用来控制连续的长波边缘的特定应用. 同时, 通过调整椭圆率和孔间距的大小设计出具有超色散平坦特性的光子晶体光纤.

## 4 结论

本文设计了一种在纤芯引入两个小的椭圆孔, 上下有 8 个大的圆空气孔的高双折射高非线性光子晶体光纤, 并采用全矢量有限元方法, 对光纤基模的模场分布、双折射、有效模面积、非线性系数和色散特性进行了数值模拟, 在波长 1550 nm 通信波段处, 该光纤可获得  $10^{-2}$  数量级的双折射  $B$ , 比普通的椭圆保偏光纤高约两个数量级. 同时, 该光纤可获得  $42 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  的高非线性系数  $\gamma$ . 另外, 分别在可见光和近红外波段出现了两个零色散波长, 通过调整椭圆孔的大小可获得不同的色散特性, 在波长 800—2000 nm 之间, 色散曲线呈现良好的平坦特性, 有利于光信号的传输. 高双折射光子晶体光纤在高速通信领域将扮演重要的角色, 本文的计算和分析为获得高双折射高非线性光子晶体光纤提供了一种新的方法, 将在高速光通信, 光传感及非线性光学领域发挥重要的作用.

- 
- [1] Birks T A, Knight J C, Russell P S J 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [2] Wadsworth W J, Knight J C, Ortigosa B A 2000 *Electron. Lett.* **36** 53
- [3] Ferrando A, Silvestre E 2000 *Opt. Lett.* **25** 790
- [4] Knight J C, Briks T A, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1549
- [5] Briks T A, Mogilevtsev D, Knight J C, Russell P S J 1999 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11** 676
- [6] Fsaifes I, Cordette S, Tonello A, Couderc V, Lepers C, Ware C, Leproux P, Buy-Lesvigne C 2010 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** 1367
- [7] Begum F, Namihira Y, Kinjo T, Kaijage S 2010 *Electron. Lett.* **46** 151
- [8] Delgado-Pinar M, Diez A, Torres-Peiro S, Andres M V, Pinheiro-Ortega, Silvestre E 2009 *Opt. Express* **17** 6931
- [9] Fu B, Li S G, Yao Y Y, Zhang L, Zhang M Y, Liu S Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7708 (in Chinese) [付博, 李曙光, 姚艳艳, 张磊, 张美艳, 刘司英 2009 物理学报 **58** 7708]
- [10] Yang Q Q, Hou L T 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8345 (in Chinese) [杨倩倩, 侯蓝田 2009 物理学报 **58** 8345]
- [11] Chen D R, Wu G Z 2010 *Appl. Opt.* **49** 1682
- [12] Yue Y, Kai G, Wang Z, Sun T, Jin L, Lu Y, Zhang C, Liu J, Li Y, Liu Y, Yuan S, Dong X 2007 *Opt. Lett.* **32** 469
- [13] Kudlinski A, Cumberland B A, Travers J C, Bouwmans G, Quiquem-pois Y, Mussot A 2008 *AIP Conf. Proc.* **1055** 15
- [14] Hu D J J, Shum P P, Lu C, Ren G B 2009 *Opt. Commun.* **282** 4072
- [15] Zhang L, Li S G, Yao Y Y, Fu B, Zhang M Y, Zheng Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1101 (in Chinese) [张磊, 李曙光, 姚艳艳, 付博, 张美艳, 郑亚 2010 物理学报 **59** 1101]
- [16] Jian L, Mao J Y, Wei J K, Xin S, Wen F Z, Si X X 2011 *Optik* **122** 2151
- [17] Zhang D S, Dong X Y, Zhang W G, Wang Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1235 (in Chinese) [张德生, 董孝义, 张伟刚, 王志 2005 物理学报 **54** 1235]
- [18] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173
- [19] Zhu Z, Brown T 2002 *Opt. Express* **10** 853
- [20] White T P, Kuhlmeier B T, Mcphedran R C 2002 *Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [21] Selleri S, Vincetti L, Cucinotta A, Zoboli M 2001 *Opt. Quantum Electron.* **33** 359
- [22] Xia C M, Zhou G Y, Han Y, Liu Z L, Hou L T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094213 (in Chinese) [夏长明, 周桂耀, 韩颖, 刘兆伦, 侯蓝田 2011 物理学报 **60** 094213]
- [23] Boyd R W 2003 *Nonlinear Optics* (3rd Ed.) (San Diego: Academic Press) p212
- [24] Mishra S S, Vinod K S 2011 *Optik* **122** 1975

# Investigation of a new kind of high birefringence photonic crystal fiber\*

Cao Ye Li Rong-Min<sup>†</sup> Tong Zheng-Rong

(Key Laboratory of Film Electronics and Communication Devices, Key Laboratory of Intelligent Computing and Novel Software Technology, School of Computer and Communication Engineering, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

(Received 6 December 2012)

## Abstract

A kind of highly birefringent and highly nonlinear photonic crystal fiber (PCF) is proposed. The fundamental mode field, birefringence, nonlinear coefficient, effective mode area and dispersion characteristic of the fiber are studied by the full-vector finite element method. Simulation results show that the birefringence becomes larger by reducing the air hole pitch, and the birefringence reaches up to  $10^{-2}$  at a wavelength of 1550 nm, which is about two orders of magnitude higher than that of the regular elliptic polarization maintaining fiber. At the same time, a nonlinear coefficient of  $42 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  is obtained. There are two zero dispersion wavelengths in the visible and the near-infrared region respectively, and flattened chromatic dispersion from 800 nm to 2000 nm is obtained. Such a design provides a new approach to obtaining highly birefringent and highly nonlinear PCF, and the fiber has a broad prospect of application in the polarization control, nonlinear optics and dispersion control.

**Keywords:** photonic crystal fiber, high birefringence, high nonlinearity, finite element method

**PACS:** 42.81.Gs, 42.70.Mp, 81.05.Ni

**DOI:** 10.7498/aps.62.084215

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61107052) and the National Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 11JCYBJC00100).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: lirm1988@126.com