

文章编号: 0258-7025(2004)12-1503-05

高双折射光子晶体光纤的偏振特性研究

娄淑琴, 任国斌, 王 智, 简水生

(北京交通大学光波所, 北京 100044)

摘要 基于超格子构造法, 采用全矢量模型研究具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤(EHPCF)的偏振特性。研究表明, 与相同结构参量的椭圆孔光子晶体光纤相比, 具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤具有更大的模式双折射和走离参数。双折射、走离参数与频率的依赖关系与普通保偏光纤存在很大差别。走离参数在低频区出现零走离点, 这为在该光纤中既保持高双折射又实现零走离单模运转提供了可能。适量增加中心缺陷孔, 包层椭圆孔的椭圆率及面积可以获得高的双折射和大的走离参数。

关键词 导波光学; 偏振特性; 全矢量模型; 高双射; 光子晶体光纤

中图分类号 TN 929.11 **文献标识码** A

Polarization Properties of High Birefringence Photonic Crystal Fiber

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

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

Abstract Based on the supercell overlapping method the full vector model was adopted to model polarization properties of elliptical-hole photonic crystal fiber (EHPCF) with central defect hole. It was found that this EHPCF with central defect hole has a larger birefringence and walkoff parameter than the solid core EHPCF does. The dependence of birefringence and walkoff parameter on frequency is different from that of the conventional polarization maintaining fiber. A zero walkoff point occurs at the low frequency region in this photonics crystal fiber (PCF). This offers the possibility that the single mode operates at high birefringence and zero-walkoff at a given wavelength. High birefringence and large walkoff parameter can be obtained by a moderate increase in the central defect hole in the core region and the cladding elliptical hole area and ellipticity.

Key words guided-wave optics; polarization properties; full vector model; high birefringence; photonic crystal fiber

1 引 言

近几年, 光子晶体光纤(PCF)的研究引起人们的广泛关注。在普通光纤中, 由于光纤制造工艺的不完善引入随机双折射, 导致传输光的偏振态随机变化, 而产生偏振模色散(PMD), 影响光信号的传输质量和光器件工作的稳定性。保偏光纤(PMF)可以有效地排除偏振模色散。现在熊猫、领结型保偏光纤的模式双折射可达 5×10^{-4} ^[1]。但是, 随着全光网络的发展, 光通信速率的提高, 需要更高性能、工作更稳定的光器件。高双折射光子晶体光纤

的研制将为设计高性能、高稳定性的光器件提供一个有效的途径。

一般三角格子光子晶体光纤(TIR-PCF)具有六重旋转对称性, 在理论上其基模是简并的^[2,3], 欲获得高双折射就要破坏这种对称性结构。目前, 关于折射率导模高双折射光子晶体光纤已有一些报道^[4,5]。它们的双折射比普通保偏光纤大一个量级。但文献^[4,5]报道的光子晶体光纤包层空气孔为圆形孔, 当波长增加时, 大部分模场将渗透到包层中, 在芯区内场的功率减弱, 致使双折射减少。为了获得更高的双折射, 可以将包层中圆孔改为椭圆

收稿日期: 2003-08-04; 收到修改稿日期: 2003-11-03

基金项目: 国家 863 计划(2002AA312190)和北京交通大学基金(PD253)资助项目。

作者简介: 娄淑琴(1965—), 女, 北京交通大学电子信息工程学院副教授, 博士, 主要从事光纤通信及特种光纤方面的研究。E-mail: loushuqin@sina.com

孔^[6],如果在芯区中心引入一个小的椭圆孔,可以使模式的双折射得到大幅度提高^[7]。

目前关于具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤(EHPCF)的偏振特性未见详细报道。基于前期提出的超格子构造法^[8],采用全矢量模型,分析具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤偏振特性,主要讨论光纤基模两个偏振模式的双折射和走离参数。

2 全矢量模型

光纤结构如图 1 所示,在纯 SiO₂ 材料上,按三角结构沿轴向周期排列着椭圆空气柱,在芯子中心的位置,移去一个空气柱,而形成光纤的芯区,同时在芯区的中心引入一个小的椭圆空气柱形成一个具有中心缺陷的芯区。定义表征其结构的参量:椭圆空气孔用椭圆面积 A' 和椭圆率 $\eta = d/a$ 来表征,其中 d 和 a 表示椭圆的长轴和短轴,包层晶格周期 Λ ;中心缺陷孔与包层空气孔具有相同的椭圆率,长轴沿 y 轴,用 d_c 表示。为了表述方便,分析结果均用无量纲参量归一化面积 $A = A'/\Lambda^2$,归一化频率 $\nu = \Lambda/\lambda$,相对孔径比 d/Λ 和 d_c/Λ 来表征。

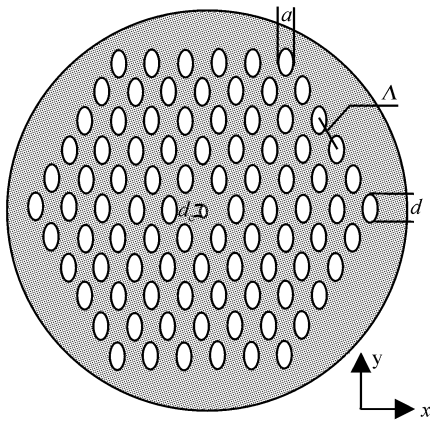


图 1 具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤的截面示意图

Fig. 1 Schematic diagram of EHPCF with a central smaller hole

假设图 1 所示的光子晶体光纤纵向均匀,且不考虑光纤衰减,横向场 $\vec{e}_t(x, y)$ 可以分为 x, y 两个方向的偏振分量,它们满足矢量波动方程^[9]

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

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

光子晶体光纤的横向介电结构分布,可以利用超格子构造法^[8],用两组完美三角排列结构的二维光子晶体 PC1 和 PC2 叠加而得。根据光子晶体的周期性结构的特点,二维光子晶体 PC1 和 PC2 的横向介电结构可采用余弦函数对其展开;场 e_x 和 e_y 分别用 Hermite-Gauss 函数展开。将场和折射率的展开式代入式(1),可以得到本征方程

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

其中交叠积分 $I^{(1)}, I^{(2)}, I^{(3)}, I^{(4)}$ 可以写成解析形式,具体的求解方法见文献[3,8]。由此求解矢量波动方程转换成求本征值方程问题。

通常求解本征方程的本征值可借助于数值方法。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。值得注意的是,上述本征方程的本征值中大部分没有物理意义,实际可以根据光子晶体光纤中模式的传输常数 $\beta: k_0 n_{\text{cladding}} < \beta < k_0 n_{\text{SiO}_2}$ 来确定光子晶体光纤中模式的传输常数 β ,其中 n_{SiO_2} 为工作波长时纯石英折射率, n_{cladding} 为光子晶体包层等效折射率, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中的波数。

3 模场分布

选取结构参数 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $A = 0.25$, $d_c/\Lambda = 0.5d/\Lambda$, $\eta = 2$, 对该光子晶体光纤进行数值计算,得到相应基模的模场分布。图 2(a), (b) 给出波长 1550 nm 的基模 HE₁₁ 模的模场强度分布。由于结构的对称性的改变,原来基模的两个简并态^[10,11] 分离成两个不简并的偏振模 HE_{11y} 和 HE_{11x}。与传统的光子晶体光纤类似,两个偏振模在芯子附近大致显示了包层区的六角对称性,但在模场的外边缘,模场分布反应了光子晶体包层中的椭圆孔的影响。 y 偏振模受到更强的束缚,电场更多地集中于高介电常数区。这导致 y 偏振模的等效折射率比 x 偏振模的要高。

从场图可以看出,虽然芯区中心是椭圆空气孔,孔中的电场仍然很强,但场强最大点已经不在芯区

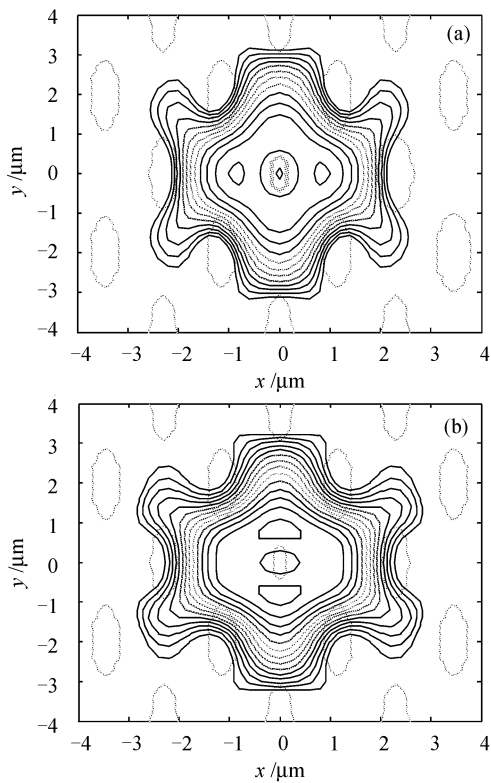


图 2 1550 nm 波长的基模强度分布图

Fig. 2 Intensity profile of the first (a) and second (b) fundamental mode at wavelength of 1550 nm
(a) HE_{11y} ; (b) HE_{11x}

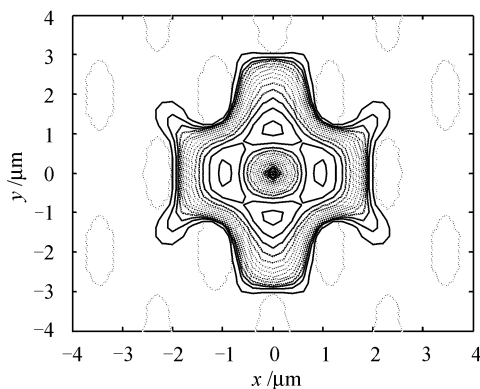
图 3 633 nm 波长的基模 HE_{11y} 的强度分布图

Fig. 3 Intensity profile of the first fundamental mode at wavelength of 633 nm

的中心,而移到中心缺陷孔的外侧与包层第一圈椭圆空气孔之间,介电常数较高的石英材料中。

图 3 是波长 $\lambda = 633 \text{ nm}$ 的 y 方向偏振基模场的强度分布。与图 2(a) 比较可以明显看出,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光子晶体光纤的高折射率芯中。

4 模式双折射

对于具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤,双折射特性是光纤的一个重要参数。这里只考虑光子晶体光纤基模的双折射,即模 HE_{11y} 和 HE_{11x} 之间的折射率差 $B = \Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x|$,并忽略材料色散。

4.1 椭圆率和椭圆孔面积对模式双折射的影响

在 $\Lambda = 2.0 \text{ }\mu\text{m}$,归一化面积 $A = 0.3$,中心缺陷孔 $d_c/\Lambda = 0.5d/\Lambda$ 时,改变包层椭圆空气孔的椭圆率,得到光子晶体光纤基模的双折射随归一化频率的变化关系如图 4(a)所示。图 4(a)表明,在一定频率下,光纤的双折射随椭圆率增加而增加。在 $\eta = 3, \nu = 0.4$ 时,其双折射可达 2.8×10^{-2} ,比普通的椭圆芯保偏光纤大 1~2 个量级。在高频端,双折射将趋于零;在低频端,随着频率的降低双折射将单调增大。其主要原因是,在高频端,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。在低频端,由于更多的电场能量扩展到包层区,模场的面积增加,模场将受到更多椭圆孔的影响。因此,其双折射将随频率的降低而单调增大,椭圆率越大,双折射效应越明显。

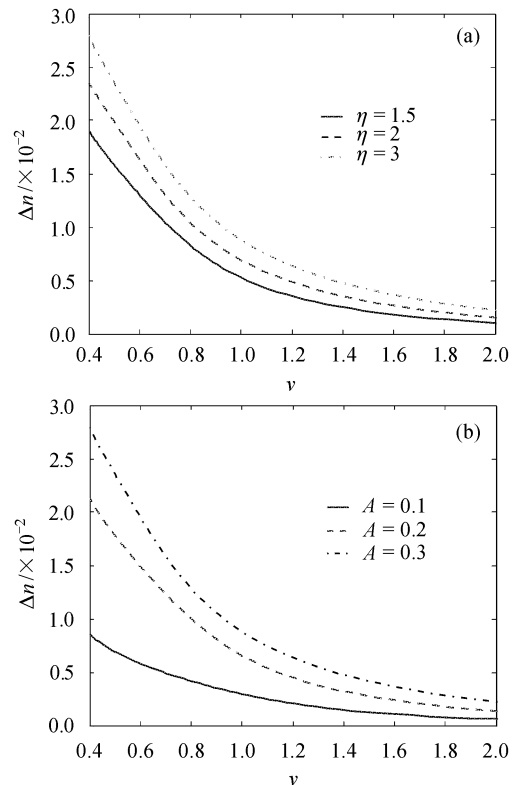
图 4 双折射 Δn 与归一化频率 ν 的关系

Fig. 4 Birefringence versus normalized frequency for
(a) areas $A = 0.1, 0.2, 0.3$; (b) ellipticities $\eta = 1.5, 2, 3$

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^[12]。在高频端,双折射消失的原因与前面相同。在低频区,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,因此双折射随着频率的降低也将趋于零。

固定椭圆率 $\eta = 3$, 中心缺陷孔为 $d_c/\Lambda = 0.5d/\Lambda$, 改变椭圆孔面积,随着椭圆孔的面积的增加,双折射将单调增加,如图 4(b)所示。这点比较容易理解,大的椭圆孔表示对模场更强的扰动,不仅沿 y 方向的双折射较强,而且沿 x 方向的双折射也将增加,因此其总的双折射也将随之增加。

4.2 中心缺陷对双折射的影响

固定椭圆孔的椭圆率 $\eta = 3$, 改变中心缺陷,在归一化面积 $A = 0.3$ (实线)和 $A = 0.1$ (虚线)下,得到模式双折射随归一化频率的变化关系如图 5。

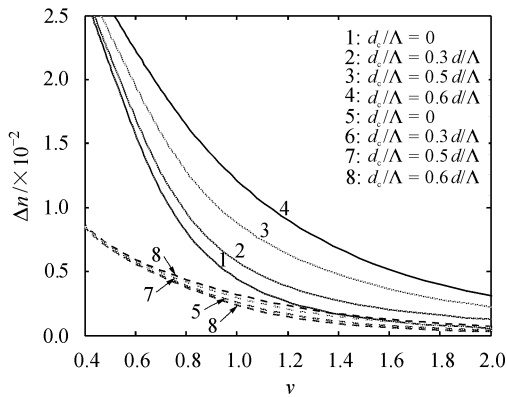


图 5 不同中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤双折射 Δn 随归一化频率 ν 的变化曲线

Fig. 5 Birefringence Δn versus normalized frequency ν at different central defect hole with $A = 0.3$ (solid line) and $A = 0.1$ (dash line)

从图 5 可以看出,随着中心缺陷孔的增加,模式的双折射也将单调增加,在低频端,双折射可达 10^{-2} 量级。在 $A = 0.3, \nu = 1.3, d_c/\Lambda = 0$ 即没有中心缺陷时,其双折射为 2.121×10^{-3} ;有中心缺陷如 $d_c/\Lambda = 0.6d/\Lambda$ 时,双折射增为 8×10^{-3} 。显然,由于中心缺陷孔的存在,光纤的双折射比具有相同结构参量的椭圆孔光子晶体光纤要高得多。而且包层的空气孔越大,中心缺陷孔对模式双折射的影响越显著,尤其在中间频率段。

另外,由于长波长处,模场能量将向包层扩散,场分布将接近基空间填充模(Fundamental space filling mode, FSM)的场分布^[5],因此模 FSM_y 和

FSM_x 之间的双折射一定是固定波长下的最大值。实际上当中心孔的尺寸增加到与包层椭圆孔尺寸近似相同时,光子晶体光纤将变成完善的 PC,此时获得的基模对应着基空间填充模,双折射达到最大值。图 6 为 $d/\Lambda = 0.7$, 椭圆率 $\eta = 3$ 时的计算结果。从中可以看出, Δn 在 $d_c/\Lambda = 0.7$ 附近达到峰值点。

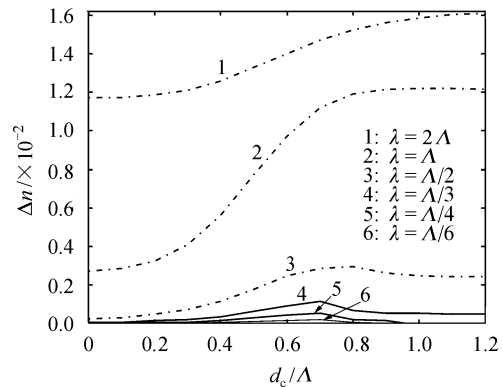


图 6 不同波长下 Δn 和中心孔尺寸的关系

Fig. 6 Δn versus d_c/Λ at different wavelengths

通过上面讨论可以看出,具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤,由于中心缺陷孔的引入,其模式双折射大大提高。中心缺陷孔增加,其模式双折射将增大。改变包层椭圆孔的面积和椭圆率,都将引起双折射发生改变。因此,通过设计中心缺陷孔的大小、包层椭圆孔的面积和椭圆率来调节光子晶体光纤中的双折射的大小,可以设计出高性能的保偏光纤。

5 群折射率和走离效应

走离参数是描述光脉冲在双折射波导系统中传播的一个十分重要参数,它决定正交偏振脉冲在传播过程中分离的速率。实际上它就是一阶偏振模色散。走离参数定义为

$$\Delta n_g = n_g^y - n_g^x \tag{3}$$

其中 n_g^y, n_g^x 为基模的两个正交偏振态的群折射率。

群折射率可通过传输常数与频率的关系,借助于

$$n_g = c \frac{d\beta}{d\omega} = n_{\text{eff}} + \nu \frac{dn_{\text{eff}}}{d\nu} \tag{4}$$

得到,其中 c 为真空光速。

根据式(3)和(4)可以得到走离参数的表达式

$$\Delta n_g = \Delta n_{\text{eff}} + \nu \frac{d\Delta n_{\text{eff}}}{d\nu} \tag{5}$$

改变中心缺陷孔,在椭圆率 $\eta = 3$, 包层椭圆孔面积

$A = 0.1$ (虚线)和 $A = 0.3$ (实线)得到走离参数 Δn_g 随归一化频率的变化关系曲线如图7。

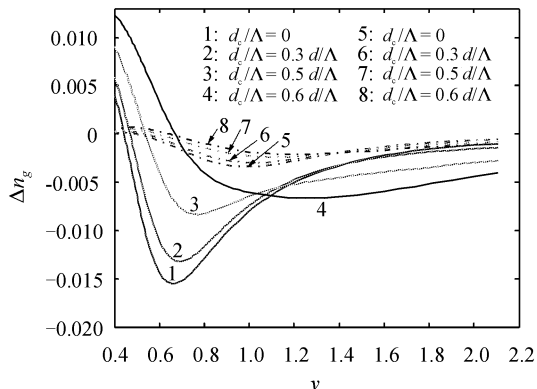


图7 不同中心缺陷孔椭圆孔光子晶体光纤走离参数 Δn_g 随归一化频率 ν 的变化曲线

Fig.7 Walkoff parameter Δn_g versus normalized frequency ν at different central defect hole EHPCFs with $A = 0.3$ (solid line) and $A = 0.1$ (dash line)

图7表明,具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤的走离参数随着中心缺陷孔的增加走离明显增大。走离的幅度比普通椭圆孔光子晶体光纤($d_c/\Lambda = 0$)要大。更重要的是,随着频率的增加,走离参数将由正走离转向负走离,在比普通保偏光纤更低的频率处获得一个零走离点和负走离区,而且该零走离点在单模区^[6]。从式(5)可以看出,影响走离参数有两项:第一项是 $\Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x|$,由于 $n_{\text{eff}}^y > n_{\text{eff}}^x$,所以 $\Delta n_{\text{eff}} > 0$;第二项 $\nu d\Delta n_{\text{eff}}/d\nu$,而 $d\Delta n_{\text{eff}}/d\nu$ 就是图5所对应曲线的斜率,在所研究的频率范围内 $d\Delta n_{\text{eff}}/d\nu < 0$ 。因此,在低频区随着频率的增加,产生由正走离到负走离主要原因是源于第二项的贡献,导致在低频区出现零走离点和负走离区。零走离点的出现,使对应的波长上的光信号在光纤中传输时,可以实现零走离单模传输,有效抑制一阶偏振模色散。

固定归一化面积,随着中心缺陷孔尺寸的增加,走离值增大,零走离点将略微向高频端偏移,但仍然在单模区内。

比较相同中心缺陷孔下 $A = 0.1$ 和 $A = 0.3$ 的走离特性曲线,随着包层椭圆空气孔的归一化面积的增加,走离明显增大,零走离点将向低频端偏移。值得注意的是,从图7中可以明显看出,在低频端,随着频率的降低,正走离明显增大,但并不是无限的,最终双折射和走离参数在很低频率将趋于一个

常数,即为基空间填充模的走离参数。这点从 $A = 0.1$ 的走离参数曲线在低频端的行为可以得到验证。

6 结 论

研究表明,与相同结构参量的椭圆孔光子晶体光纤相比,具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤具有更大的模式双折射和走离参数,它们与频率的依赖关系与普通单模光纤存在很大差别。适量增加中心缺陷孔及包层椭圆孔的椭圆率和面积,可以获得较高的双折射和大的走离参数。走离参数在低频区出现零走离点和负走离区。通过设计光纤的结构参数如中心缺陷大小、包层椭圆孔的椭圆率等,使光子晶体光纤在要求的波长上实现高双折射和零走离单模运转。或在要求波长处,设计高双折射、大走离单偏振运转光纤。

参 考 文 献

- 1 J. Noda, K. Okamoto, Y. Sasaki. Polarization-maintaining fibers and their applications [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1986, **LT-4**(8):1071~1086
- 2 M. J. Steel, T. P. White, C. M. de Sterke *et al.*. Symmetry and birefringence in microstructured optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(8):488~490
- 3 Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Mode classification and degeneracy in photonic crystal fiber [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(11):1310~1321
- 4 A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth *et al.*. Highly birefringent photonic crystal fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18):1325~1327
- 5 K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi *et al.*. High speed bi-directional polarisation division multiplexed optical transmission in ultra low-loss (1.3 dB/km) polarisation maintaining photonic crystal fiber [J]. *Electron. Lett.*, 2001, **37**(23):1399~1401
- 6 M. J. Steel, R. M. Osgood, Jr. Polarization and dispersive properties of elliptical-hole photonic crystal fibers [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2001, **19**(4):495~503
- 7 Jes Broeng, Dmitri Mogilevtsev, Stig E. Barkou Libori *et al.*. Polarization-preserving holey fibers [C]. *Laser and Electro-Optics 2001, CLEO/Pacific Rim, 2001*. I6~I7
- 8 Wang Zhi, Ren Guobin, Lou Shuqin *et al.*. Supercell lattice method for photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(9):980~991
- 9 A. W. Snyder, J. D. Love. Translated by Zhou Rouwei. *Optical Waveguide Theory* [M]. Beijing: People's Posts and Communication Press, 1991. 251~420
- 10 A. W. 斯奈特, J. D. 洛甫著,周柔伟译. *光波导理论* [M]. 北京:人民邮电出版社, 1991. 251~420
- 11 Li Yangfeng, Hu Minglie, Wang Qingyue. Calculation and design of photonic crystal fibers with zero-dispersion wavelength at 800 nm [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(5):427~430
- 12 栗岩峰,胡明列,王清月. 800 nm 处为零色散的光子晶体光纤的计算与设计[J]. *中国激光*, 2003, **30**(5):427~430
- 13 Song Junfeng, Wang Haisong, Chang Yuchun *et al.*. Analysis of fundamental mode in photonic crystal fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(9):1032~1034
- 14 宋俊峰,王海嵩,常玉春等. 光子晶体光纤的基模分析[J]. *光学学报*, 2002, **22**(9):1032~1034
- 15 R. B. Dyott. *Elliptical Fiber Waveguides* [M]. Boston, MA: Artech House, 1995. 37~60