

微结构聚合物光纤中高双折射可调效应研究^{*}

张亚妮[†]

(宝鸡文理学院物理系, 宝鸡 721007)

(2007 年 12 月 25 日收到, 2008 年 4 月 22 日收到修改稿)

通过在纤芯附近引入两个直径较大的空气孔诱导纤芯局部双折射, 在包层减小 x 方向的孔间隔诱导包层双折射, 设计实现了一种高双折射随波长可调效应的微结构光纤. 采用全矢量平面波方法, 以聚合物甲基丙烯酸甲酯为基材, 对其偏振特性和基模模场进行了研究. 结果发现, 该光纤基模双折射在光通信波段呈现两个最大值, 且最大双折射大小和位置随光纤结构和波长的变化可以进行调节. 通过调节光纤结构参数, 模拟得到了该光纤具有高双折射和零偏振模色散的最佳设计参数.

关键词: 导波与光纤光学, 双折射可调, 聚合物, 全矢量平面波法

PACC: 4281, 4281F, 8120S, 8120J

1. 引 言

微结构光纤(microstructured optical fibers, MOFs)又称为光子晶体光纤(photonic crystal fibers, PCFs), 由中心缺陷区和包层空气孔构成, 横截面是沿轴向均匀排列的周期性空气孔, 光可以沿缺陷传播. 这种新型的光波导通常分为两类^[1]: 折射率导模型 PCFs 和光子带隙型 PCFs. 前者导光机理为全内反射(total internal reflection PCFs, TIR-PCFs)^[2,3]; 后者二维光子晶体包层具有光子带隙效应(photonic bandgap PCFs, PBG-PCFs)^[4]. 折射率导模型 PCFs 由于结构设计的灵活性而呈现许多独特的特性, 如无限单模效应、高可调和有效模面积和非线性效应、在可见光和近红外波长段的色散可设计效应^[5].

PCFs 由于空气孔和制备材料之间明显的折射率对比, 通过改变空气孔形状、大小或位置^[6], 在纤芯或包层形成对称或非对称微结构, 很容易引入双折射效应^[7,8]. 高双折射 PCFs 在实现高性能偏振器, 如保偏光纤(polarization maintaining fiber, PMFs)或偏振分裂器(polarization splitters, PS)方面具有潜在的应用^[9,10]. 光子晶体保偏光纤若利用分部在芯区附近不对称的空气孔诱导高双折射, 其光纤包层

一般是六角对称的, 双折射主要是由于芯区不对称性而诱导的局域双折射(local birefringence, LB)^[11,12], 在长波长段, 由于模场渗透到包层而导致双折射明显减小; 另外, 光子晶体保偏光纤若通过改变空气孔为椭圆孔或空气孔排列方式为矩形点阵等则可以诱导由纤芯和包层共同产生的全局双折射(global birefringence, GB)^[13], 其双折射在长波长段并不明显减小.

目前, 关于光子晶体保偏光纤的报道^[14,15], 主要是针对硅基材料 PCFs. 近年来, 微结构聚合物光纤(microstructured polymer optical fibers, MPOFs)由于具有较低的聚合处理温度、灵活的聚合处理工艺和简单的聚合物预制棒加工工艺等优势而越来越受到人们的青睐^[16,17]. 然而, 很少有论文根据聚合物光纤(polymer optical fibers, POFs)的导光性能设计 PCFs 的偏振特性. 众所周知, 聚合物光纤的低损耗通信窗口分别为 520, 570 和 650 nm. 这里, 依据聚合物光纤的低损耗通信波段, 设计实现了一种新型结构 MPOFs, 该光纤包层采用三角点阵六角非对称结构诱导包层双折射, 芯区附近引入两个孔直径较大的空气孔诱导纤芯双折射. 采用全矢量平面波方法(full vectorial plane wave method, FV-PWM)^[18], 理论上探索了该光纤双折射与光纤参数之间的关系. 结果发现, 这种结

^{*} 国家自然科学基金重大项目(批准号: 60437020), 陕西省自然科学基金(批准号: 2007A18), 陕西省教育厅自然科学基金(批准号: 08JK214)和宝鸡市科技攻关项目(批准号: 07KG04-2)资助的课题.

[†] E-mail: zhangyn@opt.ac.cn

构光纤诱导的双折射在可见光区和近红外区各存在一个高双折射工作区,具有高双折射随波长可调节效应,使得选取不同波长实现高双折射偏振光通信成为可能.

2. 理论方法

为了模拟光纤的双折射效应,标量近似显得不足,为此采用全矢量平面波展开法模拟光纤的传输特性.对于无源、无损、线性时不变介质, Helmholtz 方程表示为

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

这里 $\epsilon(\mathbf{r})$ 为介电常数, $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ 为自由空间光速.

由于在光子晶体光纤中,沿着 z 轴方向折射率是恒定的,磁场 \mathbf{H} 和电场 \mathbf{E} 的横向独立性很容易被分离,且横向场分量遵从下列矢量波动方程

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 \epsilon) E_{\perp} + \nabla_{\perp} (E_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} \ln \epsilon) = \beta^2 E_{\perp}, \quad (2)$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 \epsilon) H_{\perp} + \nabla_{\perp} \ln \epsilon \times (\nabla_{\perp} \times H_{\perp}) = \beta^2 H_{\perp}. \quad (3)$$

根据平面波方法,对上式应用周期性边界条件,假设介电常数是空间的周期函数,则其傅里叶展开式^[19]为

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \epsilon_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}}, \quad (4)$$

$$\ln \epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} k_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}},$$

其中 \mathbf{G} 是互易空间的格子矢量.同时,横向电场也可以使用傅里叶序列展开为

$$E_{\perp} = \sum_{\mathbf{G}} \{ E(\mathbf{G}, x) e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \hat{x} + E(\mathbf{G}, y) e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \hat{y} \}. \quad (5)$$

把(4)和(5)式代入波动方程(2)将得到标准的本征值方程

$$\begin{aligned} & -|G|^2 (E_{G_x} \hat{x} + E_{G_y} \hat{y}) \\ & + k_0^2 \sum_{\mathbf{G}} \epsilon_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} (E_{G_x} \hat{x} + E_{G_y} \hat{y}) \\ & - \sum_{\mathbf{G}} k_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} [(G_x - G'_x) E_{G_x} + (G_y - G'_y) E_{G_y}] \\ & \times (G_x \hat{x} + G_y \hat{y}) \\ & = \beta^2 (E_{G_x} \hat{x} + E_{G_y} \hat{y}). \end{aligned} \quad (6)$$

对于磁场矢量 \mathbf{H} ,也可以得到类似的本征值方程

$$\begin{aligned} & -|G|^2 (H_{G_x} \hat{x} + H_{G_y} \hat{y}) \\ & + k_0^2 \sum_{\mathbf{G}} \epsilon_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} (H_{G_x} \hat{x} + H_{G_y} \hat{y}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \sum_{\mathbf{G}} k_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} (h_{G_y} G'_x - h_{G_x} G'_y) \\ & \times [(G_y - G'_y) \hat{x} - (G_x - G'_x) \hat{y}] \\ & = \beta^2 (H_{G_x} \hat{x} + H_{G_y} \hat{y}). \end{aligned} \quad (7)$$

通过在一个合适的波长求解本征值方程(6)和(7),可以得到光子晶体光纤的模场和相应的传输常数 β .为了高精度重构光子晶体光纤微结构,每个偏振态使用 2^{16} 个平面波,使得每个基元的超元胞达到 9×9 .

3. 光纤设计与结果分析

3.1. 光纤结构

本文设计的光纤端面示意图如图1,在聚合物甲基丙烯酸甲酯(PMMA)材料中,按三角点阵沿光纤轴向周期性排列着空气柱,光纤包层采用三角点阵六角非对称结构.光纤结构用小孔直径 d_1 ,大孔直径 d_2 , x 方向孔间距 Λ_x 和 y 方向孔间距 Λ_y 以及不对称比例因子 η (x, y 方向相对孔间隔比定义为 $\eta = \Lambda_x / \Lambda_y$) 等参数描述.芯区附近通过引入两个直径较大的空气孔诱导纤芯局部双折射,同时通过紧缩 x 方向孔间隔破坏六角对称性诱导包层双折射,背景材料聚合物 PMMA 折射率为 1.49.

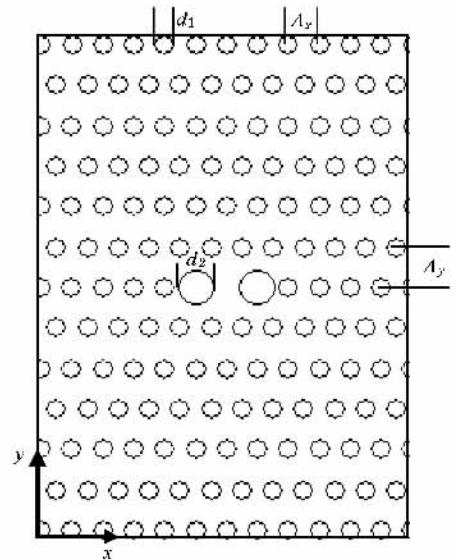


图1 紧密六角点阵微结构聚合物光纤端面

3.2. 基模模场特性

首先选取光纤几何参数 $d_1 = 0.6 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.15 \mu\text{m}$, $\Lambda_x = 1.2 \mu\text{m}$, $\Lambda_y = 1.56 \mu\text{m}$, 不对称比例因子 $\eta =$

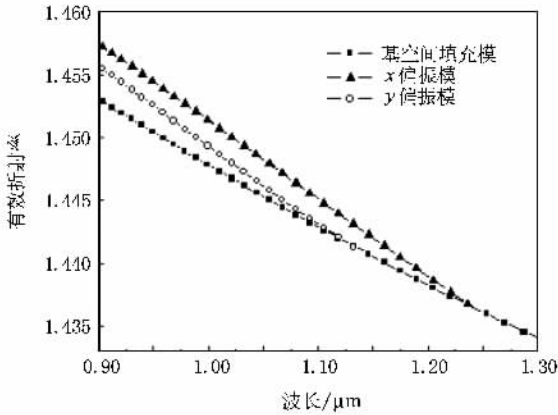


图2 模色散曲线随波长的变化关系

$\Delta_x/\Delta_y = 0.77$ 时,采用全矢量平面波展开法对该光纤中基模的传输常数进行模拟,得到其基模有效折射率随波长的变化关系如图2,显然,随着波长的增加,基模两偏振态的有效折射率随之减小.为了分析基模两偏振态的模截止特征,基空间填充模(fundamental space-filling mode, FSM)有效折射率随波长的变化也被描述在图2中.FSM是纤芯无缺陷时无限光子晶体光纤中的基模^[1],其传播常数 β_{FSM} 是包层中允许的最大传播常数,基空间填充模有效折射率 n_{FSM} 即包层等效折射率,被定义为 $n_{\text{clad}} = \beta_{\text{FSM}}/k$,这里 k 是波矢量. n_{FSM} 决定了相应束缚模的最低有效折射率,基模有效折射率若小于 n_{FSM} ,其所对应的传输模式应为泄漏模.可以看出,在短波长段,光纤中同时传输基模的 x 偏振态和 y 偏振态,在波长1230和1130 nm时,基模的 x 偏振态和 y 偏振态被分别截止.

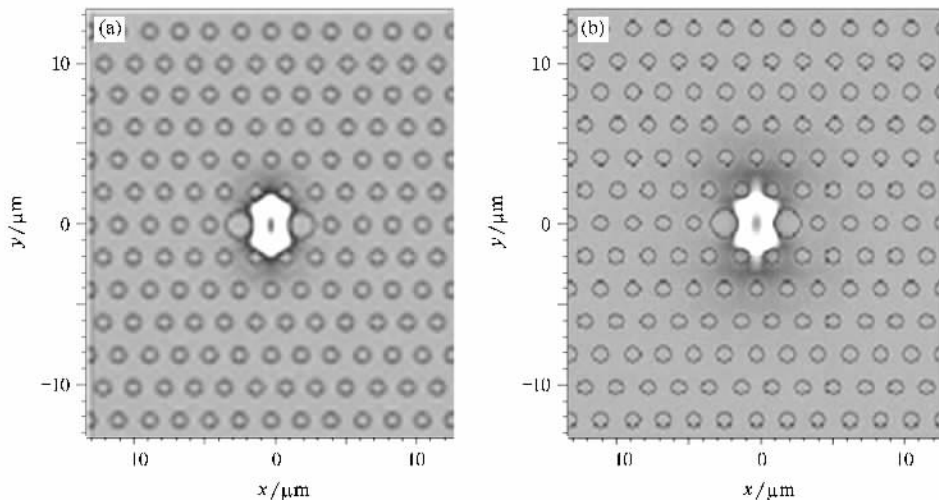


图3 基模模场在波长650 nm处的分布 (a) x 偏振模 (b) y 偏振模

图3给出了基模 x 偏振态和 y 偏振态在聚合物光纤通信波段650 nm的模场分布情况,显然,由于纤芯和包层共同诱导的不对称性,使得基模模场沿 y 轴方向被拉长并呈现两重对称特性. x 偏振模(图3(a))相对于 y 偏振模被更强的束缚于芯区,其模有效折射率为 $n_{\text{eff}}^x = 1.4867$, y 偏振模(图3(b))的有效折射率为 $n_{\text{eff}}^y = 1.4849$,因此,基模双折射在波长650 nm处为 $\Delta n = n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y = 1.8 \times 10^{-3}$.进一步分析表明,束缚模沿对称轴呈现线偏振特性,且 x 偏振模略强于 y 偏振模,该光纤不再支持其他束缚模.

3.3. 双折射可调效应

模双折射是描述高双折射光子晶体光纤的重要参数,一般定义为 x 偏振基模和 y 偏振基模的有效折射率之差,即 $B = \Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y$,图4给出了该光纤基模双折射随波长的变化关系,其基模双折射与其他高双折射光子晶体光纤的不同在于,随着波长的逐渐增加,双折射先逐渐增加到最大值,然后迅速减小为接近于零,当波长进一步增加到近红外附近时,基模双折射又进一步增加并趋于一恒定值,这样,从可见光到近红外的整个波长段,光纤呈现两个最大基模双折射位置,即图4中的A处和B处,表现出明显的最大双折射随波长可调节效应.

呈现这一现象的主要原因是:该光纤的基模双折射是由芯区不对称性诱导的芯区双折射和包层不对称性诱导的包层双折射共同作用的效果,其芯区基模快轴模沿 x 方向而其包层基模快轴模则沿 y 方向,芯区和包层诱导双折射相反,这就使得在短波长段,基模模场集中在芯区,芯区二重不对称性诱导的

双折射明显,因而双折射逐渐增加;随着波长的增加,模场向包层泄漏,进而包层不对称诱导的双折射逐渐增强而纤芯诱导双折射则逐渐减小,当波长增加到 1300 nm 附近,芯区诱导双折射和包层诱导双折射达到平衡(图 4 中 C 处),进而光纤对外呈现双折射为零,波长进一步增加,则包层诱导双折射明显增加,使得光纤对外双折射又呈现随波长增加而增加的现象,并最终趋于一恒定值.群模双折射描述两个偏振脉冲在传播过程中的分离程度,又叫走离参数(walk-off parameter),与偏振模式色散(polarization mode dispersion, PMD)紧密联系^[20].图 4 中插图给出了模式双折射与走离参数的对比,可以看出,该光纤在基模双折射两个最大位置处,呈现负走离或零走离,能够有效地抑制偏振模式色散.

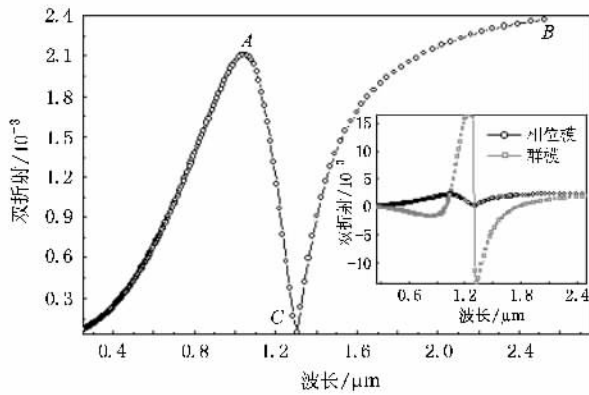


图 4 模双折射随波长的变化关系(插图表明走离参数随波长的变化)

为了得到最优化的光纤双折射可调节效应,进一步分析了光纤结构参数,如小孔直径或 x 方向孔间隔 Δ_x 的变化对双折射的影响.图 5 给出了当光纤参数 $d_2 = 1.15 \mu\text{m}$, $\Delta_x = 1.2 \mu\text{m}$, $\Delta_y = 1.56 \mu\text{m}$, 不对称比例因子 $\eta = \Delta_x/\Delta_y = 0.77$ 不变时,分别选取小孔直径 d_1 为 0.5, 0.6, 0.7 和 0.8 μm 时双折射可调节效应随波长的变化关系.可以看出,随着小孔直径的增大,一方面,基模双折射逐渐增加进而使得基模双折射最大值逐渐增加;另一方面,双折射曲线展宽的同时并向长波段移动,进而,使得最大双折射和零双折射点均发生红移.因此,通过改变光纤参数,可以灵活的调节最大双折射和双折射工作波长区,实现双折射可调节效应.

图 6 给出了光纤参数 $d_1 = 0.6 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.15 \mu\text{m}$, y 方向孔间隔 $\Delta_y = 1.56 \mu\text{m}$ 不变时,分别选取 x 方向的孔间隔 Δ_x 为 1.1, 1.2, 1.3 和 1.4 μm 时双折

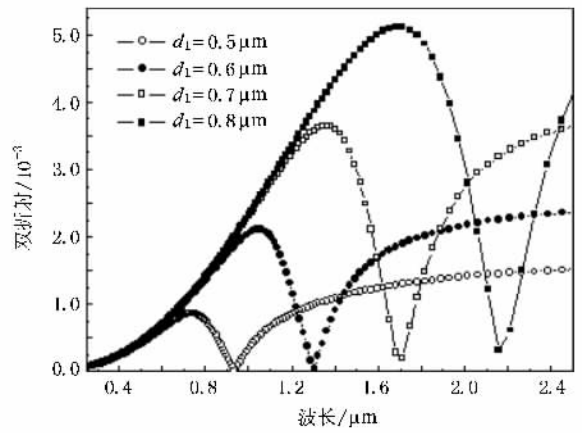


图 5 小孔直径变化对模双折射的影响

射随波长的变化关系.由图可知,随着 x 方向孔间隔 Δ_x 的增加,基模双折射曲线发生红移,进而最大双折射对应波长和零双折射点亦发生红移,但芯区基模最大双折射的大小几乎不变;另外,随着 Δ_x 的增加,不对称比例因子 $\eta = \Delta_x/\Delta_y$ 逐渐增大,包层不对称性逐渐减弱,进而使得长波长区双折射显著减小.分析图中曲线可知,该光纤在选取参数 $d_1 = 0.6 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.15 \mu\text{m}$, $\Delta_x = 1.1 \mu\text{m}$, $\Delta_y = 1.56 \mu\text{m}$ 时,其基模双折射达到最大值 1.8×10^{-3} ,且基模双折射最大值对应波长向短波长段移动并接近聚合物光纤低损耗通信窗口.因此,通过选取合适的制备材料,该结构光纤可以满足不同波段的低损耗偏振光通信.

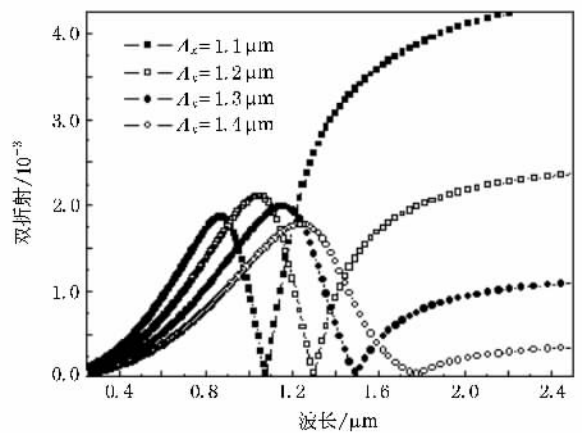


图 6 x 方向孔间隔变化对模双折射的影响

目前,微结构聚合物光纤的制备工艺逐渐成熟^[21, 22],该结构光纤的制备可以先通过 PMMA 的单体聚合技术制备预制棒,然后通过套管拉丝技术拉制得到直径为 125 μm 的光纤.预制棒制备过程中只需要变化模具,在纤芯附近选取直径较大的金属杆

产生两个大直径的空气孔.因此,制备工艺简单,容易实现.

4. 结 论

通过调整微结构光纤的结构,在纤芯附近引入两个孔直径较大的空气孔诱导芯区局部双折射,并改变包层空气孔的排布方式为三角点阵六角非对称结构,减小包层 x 方向的孔间隔诱导包层双折射,设计实现了一种高双折射随波长可调节效应的微结构光纤.以聚合物为基材,采用 FV-PWM,对该结构光纤的偏振特性和模场特性进行了模拟,研究结果

表明,该光纤基模双折射在光通信波段呈现两个最大值,且双折射大小和位置随光纤结构和波长的变化可以进行调节,具有双折射可调节效应.通过调节光纤结构参数,模拟得到了该光纤在参数选取 $d_1 = 0.6 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.15 \mu\text{m}$, $\Lambda_x = 1.1 \mu\text{m}$, $\Lambda_y = 1.56 \mu\text{m}$ 时,其基模双折射最大值分别在聚合物光纤的低损耗通信窗口附近和近红外波段可达到 1.8×10^{-3} ,并呈现负走离或零走离,能够有效地抑制偏振模色散.该研究结果进一步证明了以聚合物为基材设计和制备偏振保持光纤的可能性,并使得选取不同波长实现高双折射偏振光通信成为可能.

- [1] Knight J C, Russell P St 2002 *Science* **296** 276
- [2] Knight J C, Birks T A, Russell P St, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
- [3] Bieks T A, Knight J C, Russel P St 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [4] Knight J C, Brong J, Birks T A, Russell P S 1998 *Science* **282** 1476
- [5] Zhao X T, Hou L T, Liu Z L, Wang W, Wei H Y, Ma J R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2275 (in Chinese) [赵兴涛、侯蓝田、刘兆伦、王伟、魏红彦、嘛景瑞 2007 物理学报 **56** 2275]
- [6] Ortigosa-Blanch A, Knight J C, Wadsworth W J, Arriaga J, Mangan B J, Birks T A, Russell P St 2000 *Opt. Lett.* **25** 1325
- [7] Suzuki K, Kubota H, Kawanishi S, Tanaka M, Fujita M 2001 *Opt. Express* **9** 676
- [8] Li S G, Xing G L, Zhou G Y, Hou L T 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 238 (in Chinese) [李曙光、邢光龙、周桂耀、侯蓝田 2006 物理学报 **55** 238]
- [9] Wang J, Shi Y M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2820 (in Chinese) [王晶、时延梅 2006 物理学报 **55** 2820]
- [10] Wang J, Lei N G, Yu C X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 946 (in Chinese) [王健、雷乃光、余重秀 2007 物理学报 **56** 946]
- [11] Li S G, Liu X D, Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1880 (in Chinese) [李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1880]
- [12] Zhang C S, Kai G Y, Wang Z, Wang C, Sun T T, Zhang W G, Liu Y G, Liu J F, Yuan S Z, Dong X Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2758 (in Chinese) [张春书、开桂云、王志、王超、孙婷婷、张伟刚、刘艳格、刘剑飞、袁树忠、董孝义 2005 物理学报 **54** 2758]
- [13] Zhang Y N, Miao R C, Ren L Y, Wang H Y, Wang L, Zhao W 2007 *Chin. Phys.* **16** 1719
- [14] Steel M J, Osgood Jr R M 2001 *J. Lightwave Technol.* **19** 495
- [15] Kubota H, Kawanishi S, Koyanagi S, Tanaka M, Yamaguchi S 2004 *IEEE Photonic Technol. Lett.* **16** 182
- [16] Zhang Y N, Wang L L, Wang X Z, Ren L Y, Zhao W, Miao R C 2006 *Acta Photo. Sin.* **35** 1349 (in Chinese) [张亚妮、王丽莉、王学忠、任立勇、赵卫、苗润才 2006 光子学报 **35** 1349]
- [17] Zhang Y N, Li K, Wang L, Ren L Y, Zhao W, Miao R C, Van Eijkelenborg M A, Large M C J 2006 *Opt. Express* **14** 5541
- [18] Guo S P, Albin S 2003 *Opt. Express* **11** 167
- [19] Zhu Z M, Brown T G 2001 *Opt. Express* **8** 547
- [20] Koshiba M, Saitoh K 2003 *Appl. Opt.* **42** 6267
- [21] Barton G, Van Eijkelenborg M A, Henry G, Marry Large C J, Zagari J 2004 *Optics Fiber Technology* **10** 325
- [22] Zhou G Y, Hou Z Y, Li S G, Han Y, Hou L T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6486 (in Chinese) [周桂耀、侯峙云、李曙光、韩颖、侯蓝田 2007 物理学报 **56** 6486]

High birefringence tunable effect of microstructured polymer optical fiber^{*}

Zhang Ya-Ni[†]

(*Department of Physics , Baoji College of Arts & Science , Baoji 721007 , China*)

(Received 25 December 2007 ; revised manuscript received 22 April 2008)

Abstract

A new type of microstructured optical fiber with a high birefringence tunable effect is designed by introducing two large air holes in a core region to induce local birefringence and reducing the hole lattices in the x -direction to induce global birefringence. Polarization properties and modal field characteristics of this fiber based on polymethyl methacrylate materials are investigated by using the full vectorial plane wave method. The results show that the fundamental mode birefringence has two maxima in an optical communication wavelength band , and the magnitude and position of the maximum birefringence can be adjusted by changing the wavelength and the structure parameter of this fiber. By adjusting the air holes diameter and hole lattices in the x -direction , the simulation results show the optimized design parameters of this fiber with high birefringence and zero polarization mode dispersion.

Keywords : guided wave and fiber optics , tunable birefringence effect , polymer , full vector plane wave method

PACC : 4281 , 4281F , 8120S , 8120J

^{*} Project supported by the State Key Program of National Natural Science of China (Grant No. 60437020) , the Natural Science Foundation of Shaanxi Province , China (Grant No. 2007A18) , the Special Funds of the Natural Science Foundation of Office of Education of Shaanxi Province , China (Grant No. 08JK214) and the Science and Technology Project of Baoji , China (Grant No. 07KG04-2) .

[†] E-mail : zhangyn@opt.ac.cn