

高双折射二零色散波长的光子晶体光纤

邹辉, 马雷, 熊慧

南京邮电大学光电工程学院, 江苏 南京 210023

摘要 提出了一种易研制的高双折射二零色散波长新型光子晶体光纤。其包层由采用2种不同尺寸的圆形空气孔按照类矩形和三角形晶格排列而成。运用全矢量有限元法对其光学特性进行理论模拟分析,结果表明,当 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$ 时,在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处获得 2.59×10^{-2} 的双折射,且在X、Y偏振方向的非线性系数分别为 $46 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ 和 $36 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ 。同时,该光纤在可见光和近红外波段具有2个零色散点,色散点间距为 $0.68 \mu\text{m}$ 。通过设置合理的参数,二零色散点位置、色散点间距以及色散曲线的平坦性可调。采用现有拉制工艺,该结构的光纤易于研制,有利于该光纤在超连续谱产生、偏振系统控制、光纤传感等领域的大规模应用。

关键词 光纤光学; 光子晶体光纤; 双折射; 零色散; 易制备

中图分类号 TN253 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.120601

Photonic Crystal Fiber with High Birefringence and Double Zero-Dispersion Wavelengths

Zou Hui, Ma Lei, Xiong Hui

School of Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications,
Nanjing, Jiangsu 210023, China

Abstract A kind of novel photonic crystal fiber with easy fabrication, high birefringence and double zero-dispersion is proposed. The cladding is made of two circular air holes of different sizes in the form of quasi-rectangular and triangular lattices. The optical characteristics are analyzed by the full vector finite element method. The results show that birefringence of 2.59×10^{-2} is obtained at wavelength of $1.55 \mu\text{m}$ when $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$, and nonlinear coefficients in X and Y polarization directions are $46 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ and $36 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$, respectively. In addition, two zero-dispersion points are located in the visible and near-infrared bands and distance between two dispersion points is $0.68 \mu\text{m}$. Through reasonable parameter setting, positions of double zero-dispersion points, dispersion points spacing and flatness of dispersion curve are adjustable. The optical fiber with the structure is easy to fabricate in existing drawing process, which will be conducive to large-scale applications of the fiber in the supercontinuum generation, polarization system control and optical fiber sensing.

Key words fiber optics; photonic crystal fiber; birefringence; zero-dispersion; easy fabrication

OCIS codes 060.5295; 060.2310; 260.2030; 060.2370

1 引言

光子晶体光纤(PCF)又称微结构光纤,最早是由英国 Bath 大学光电子研究中心实验室提出并研制。PCF由单一的石英材料构成,其中规则排列着一系列三角栅格微小空气孔,其纤芯由1个缺失空气孔的石英棒构成。通过包层中沿轴向排列的空气孔对光进行约束,从而实现光沿中心轴向传输。与传统光纤相比,PCF的结构设计灵活可控,具有十分优越的光学特性,如无截止单模传输^[1]、高双折射^[2]、高非线性^[3]、色散可调等,使其在光纤传感^[4]、光通信^[5]、非线性光学^[6]以及色散补偿等领域具有广泛的应用。

收稿日期: 2017-05-31; **收到修改稿日期:** 2017-06-07

基金项目: 国家自然科学基金(61405096,61504058)、南京邮电大学引进人才科研启动基金(NY214158)

作者简介: 邹辉(1982—),男,博士,讲师,主要从事特种光纤的设计与制备方面的研究。

E-mail: huizou@njupt.edu.cn

高双折射 PCF 在长距离高速光通信、新型超宽激光偏振光源及光纤传感等领域具有重要的应用,故而引起研究者的关注。PCF 的包层由规则分布的正三角栅格排列而成^[7],该结构具有简并的基模^[8],可通过改变 PCF 结构的几何对称性来提高其双折射特性,如改变包层空气孔的直径、改变包层空气孔栅格排布、引入包层椭圆空气孔及引入中心纤芯椭圆芯等^[9]。近年来,由于光通信的高速发展,对于高性能 PCF 的需求愈加迫切。2004 年,Chen 等^[10]将包层空气孔排列成矩形结构,设计出一种新型的 PCF,使其双折射达到了 10^{-3} 量级,且 2 个偏振态具有不同的限制损耗,其中 1 个因限制损耗太大而被抑制,可实现单偏振传输。2007 年,方宏等^[11]提出一种“三明治结构”的 PCF,在包层采用三角形晶格包围矩形晶格的排列结构,最高可获得 1.8×10^{-3} 的双折射,可实现在 $1.4 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 波段范围内的单模传输。2009 年,Kim 等^[12]提出了一种类矩形栅格结构的 PCF,在通信窗口最高可获得 10^{-2} 量级的双折射和 $-275 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 的高负色散;该光纤包层结构可通过调节空气孔直径的大小和孔间距来获得平坦的宽带近零色散,但该结构光纤的零色散点不具有可调性。2013 年,曹晔等^[13]将 PCF 的包层中引入大的空气孔,纤芯处引入 2 个椭圆孔,实现了 $1.55 \mu\text{m}$ 处 1.53×10^{-2} 的双折射和 $0.8 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 范围内宽带 $50 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 的正平坦色散值。2014 年,王二垒等^[14]将椭圆和半椭圆空气孔结构引入包层中,实现了 $1.55 \mu\text{m}$ 处 2.54×10^{-2} 的双折射,通过改变半椭圆的位置实现零色散点波长个数的调节。

基于以上研究,本文提出一种易于研制的新型 PCF 结构,在 PCF 的包层分别引入类矩形栅格和三角形栅格排列的两种圆形空气孔。采用全矢量有限元法 (COMSOL Multiphysics) 研究该光纤的基模场分布、双折射特性、非线性系数、有效模面积及色散特性。

2 基本原理

目前,随着 PCF 研究的深入,人们已经提出多种分析方法,如有效折射率法、时域有限差分法、全矢量有限元法等。相对应的数值法有多极法^[15]、有限元法^[16]、有限差分法^[17]、光束传播法^[18-19]等。这些分析方法各有优缺点,其中全矢量有限元法是利用数学近似的方法对真实的物理系统进行模拟,其对于面元的形状以及排列方式要求相对较低,因此根据提出的模型特征,采用全矢量有限元法对图 1 所示的 PCF 结构进行理论分析。

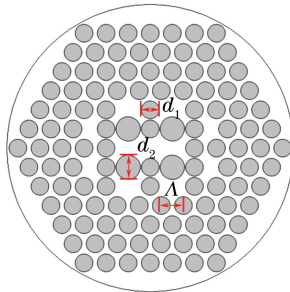


图 1 高双折射双零色散波长光子晶体光纤的结构

Fig. 1 Structure of the photonic crystal fiber with high birefringence and double zero-dispersion wavelengths

全矢量有限元法的基本思想是基于麦克斯韦方程,将固定的求解域细分为有限个小的单元,并按照一定方式连接起来进行求解,基于电场分量的矢量波动方程为

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

式中 \mathbf{E} 为电场强度, μ_r 和 ϵ_r 分别为介质的磁导率和相对介电常数, k_0 表示自由空间的波数。结合边界条件,通过求解(1)式可以得到模式的有效折射率 n_{eff} 的复数形式。

光纤的波导色散 D (单位为 $\text{ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$) 在不考虑材料色散的情况下,可以分别通过 X 、 Y 模式有效折射率的实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, 计算得到 2 个偏振态下的色散值:

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

式中 λ 为波长(单位为 m), c 为真空中的光速。

为了计算光纤的双折射, 分别从 X 、 Y 2 个偏振态的有效折射率出发, 取其实部之差的绝对值, 即可得到 PCF 的双折射

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

式中 n_{eff}^x 和 n_{eff}^y 分别是 PCF 中沿 X 、 Y 方向偏振态下的有效折射率。

光纤的非线性系数是衡量其在超连续谱领域性能的重要标准, 表达式为

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (4)$$

式中 n_2 为折射率变化系数, 与石英的材料特性有关, 本文采用常用的数值 $3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, A_{eff} 为有效模场面积, 表达式为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_r^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_r^4 dx dy}, \quad (5)$$

其中 E_r 为横截面上的电场分布。

3 数值模拟与结果分析

设计的 PCF 结构由正三角形栅格排列的空气孔包围类矩形栅格排列的空气孔构成, 在内层矩形栅格中每 2 行之间隔 1 列插入 1 个新的空气孔形成新型的矩形栅格, 在中间采用 4 个直径较大的圆形空气孔。如图 1 所示, 其中外层三角形栅格排列的圆形空气孔直径 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, 内层矩形栅格中的大空气孔直径 $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$, 孔间距统一设为 $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$, 这样的设计正是通过在光纤端面引入几何不对称性, 来破坏常见的均匀三角形阵列空气孔排布的六重对称性, 使 PCF 的双折射提高 1~2 个数量级。其纤芯由缺失 3 个空气孔的结构构成。

3.1 模场分布特性

在 PCF 中, 由于包层微小空气孔的束缚作用, 光波的能量集中在纤芯传播, 在 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 处, 该光纤具有单模特性。基模模场分布是衡量光纤特性的重要标准, 当 $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.80$ 时, 在波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 处基模的偏振电场分布如图 2 所示。

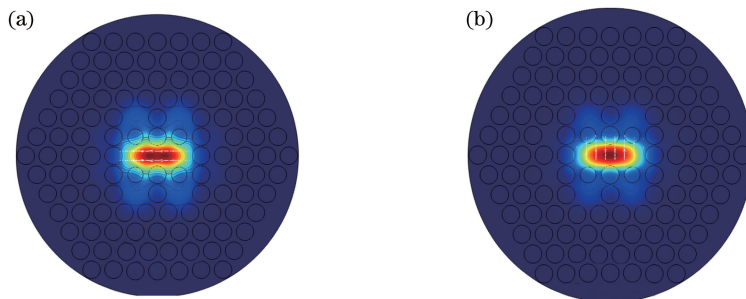


图 2 当 $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.80$ 时 (a) HE_{11}^x 模和 (b) HE_{11}^y 模的电场分布

Fig. 2 Electric field distributions of (a) the HE_{11}^x mode and (b) the HE_{11}^y mode when $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $d_1/\Lambda = 0.80$

从图 2 中可明显看出, 基模的 2 个偏振态即 HE_{11}^x 模和 HE_{11}^y 模的模场均表现出沿横向 X 方向延伸, 且呈椭圆形分布。在类矩形栅格横向 X 方向缺失 3 个圆形空气孔, 而矩形栅格排列的空气孔在纵向 Y 方向设置 4 个大孔径圆形空气孔, 这导致 X 方向的占空比小于 Y 方向的占空比, 使得 X 方向的有效折射率增大, 模场向 X 方向延伸。这种结构使得光的基模 X 方向模场束缚程度大于 Y 方向。

3.2 双折射特性

高双折射 PCF 较高的双折射可以大大减少所需光纤的长度, 易于保持光的偏振态特性。图 3 给出了 PCF 在不同 d_2 的双折射随波长 λ 的变化关系。从图 3 中可以看出双折射 B 随波长增大而增大, 且随 d_2 的增大双折射曲线整体呈现上升趋势。当包层空气孔直径 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$, 孔间距 $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$

时,其在波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 处的双折射可达到 2.59×10^{-2} ,与文献[13-14,20-21]中所报道的模型相比,本文设计的PCF具有更大的双折射,比传统保偏光纤高了2个数量级,这主要是由于光纤包层空气孔的直径数值为亚微米量级,同时,包层的类矩形和三角形栅格结合排布,导致纤芯模场呈椭圆形分布。图3中数值仿真结果表明,基模的模场双折射受纤芯的类矩形栅格中的大空气孔直径影响较大。

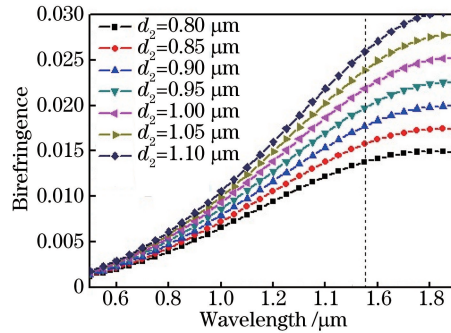


图3 当 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$ 时不同 d_2 的双折射随波长的变化曲线

Fig. 3 Birefringence versus wavelength for different d_2 when $d_1 = 0.8 \mu\text{m}$ and $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$

3.3 有效模场面积

PCF的优点之一就是可以通过改变空气孔直径和孔间距的大小来控制模场面积,与光纤的绝对尺寸没有直接的关系。图4给出了当 d_1 和 Λ 保持不变的情况下,PCF在不同的 d_2 情况下, X 、 Y 偏振方向的有效模面积 A_{eff} 随波长 λ 的变化关系。 A_{eff} 随波长的增大而增大,同时当 d_2 逐渐减小时模场面积整体呈现上升的趋势,但 Y 偏振方向的 A_{eff} 的增幅比 X 方向的增幅略大一些,当 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$ 时, X 偏振方向的有效模面积为 $2.60 \mu\text{m}^2$ 、 Y 偏振方向的有效模面积为 $3.30 \mu\text{m}^2$,相比较文献[13-14]报道的模型数据而言,本文提出的PCF具有更小的基模模场面积,小的有效模场面积可以实现较高的非线性效应。

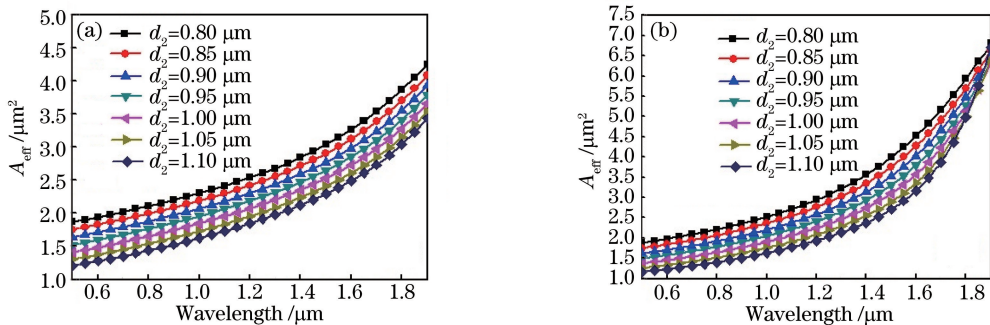


图4 当 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$ 时不同 d_2 的模场面积随波长的变化曲线。(a) HE_{11}^x 偏振方向;(b) HE_{11}^y 偏振方向

Fig. 4 Effective area of (a) the HE_{11}^x mode field and (b) the HE_{11}^y mode field versus wavelength for different d_2 when $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$ and $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$

3.4 非线性特性

图5给出了PCF的非线性系数 γ 随波长 λ 的变化关系,由上述的非线性系数与模场面积关系以及该PCF的模场面积分布可知,光纤的非线性系数 γ 在长波长波段逐渐减小,同时可以看到,随着 d_2 的增大,非线性系数整体呈现出增大的趋势。因此根据不同的应用环境设置PCF结构参数,满足光学系统对光纤非线性系数的要求。通过大量的仿真实验发现,当 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$ 时,在通信波长 $1.55 \mu\text{m}$ 处, X 偏振态的非线性系数为 $46 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$, Y 偏振态的非线性系数为 $36 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$,与文献[13,20]报道的模型相比较,本文所设计的PCF具有更高的非线性。在超连续光谱的产生过程中,采用该高非线性效应光纤使得光纤长度变得更短,更容易集成。

3.5 色散特性

光纤的双零色散点位置是决定光纤产生的超连续谱宽度范围和平坦度特性的重要因素。当第1个零色散波长调至可见光区,在可见光区产生超连续谱,而对处在 $1.550 \mu\text{m}$ 波长附近的第2个零色散波长的控制

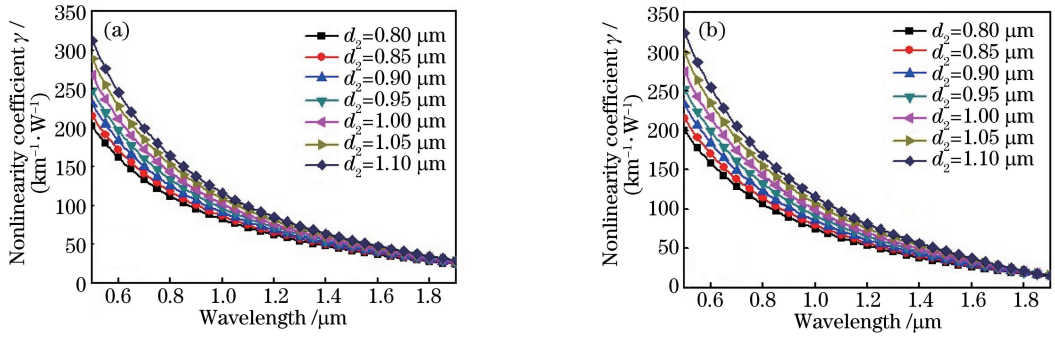


图5 当 $d_1=0.80 \mu\text{m}$, $\Lambda=1.00 \mu\text{m}$ 时不同 d_2 的非线性系数随波长的变化关系。(a) HE_{11} 偏振方向;(b) HE_{y1} 偏振方向

Fig. 5 Fiber nonlinearity coefficient of (a) the HE_{11} mode field and (b) the HE_{y1} mode field versus wavelength for different d_2 when $d_1=0.80 \mu\text{m}$ and $\Lambda=1.00 \mu\text{m}$

可以有效限制拉曼孤子的红移,进而控制超连续谱在长波方向的展宽,获得较宽且平坦的光通信波段范围内的超连续谱。在波分复用(WDM)光通信系统中,可以提供功率均衡的多波长载波信道。

图6是PCF的色散随波长的变化关系。固定 $d_1=0.80 \mu\text{m}$, $\Lambda=1.00 \mu\text{m}$,从图6中可以看出,在 $0.60 \sim 1.60 \mu\text{m}$ 范围内 X 、 Y 偏振态均出现了2个零色散点,且随着 d_2 的增大,光纤的零色散带宽逐渐增大(第1个零色散点向短波长方向移动,第2个零色散点向长波长方向移动),这为宽带零色散光纤的研究提供了1种新的思路。当 $d_1=0.80 \mu\text{m}$, $\Lambda=1.00 \mu\text{m}$, $d_2=0.80 \mu\text{m}$ 时,在波长 $1.550 \mu\text{m}$ 处, X 、 Y 偏振态的色散系数分别为 $-320 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 和 $-68 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ 。

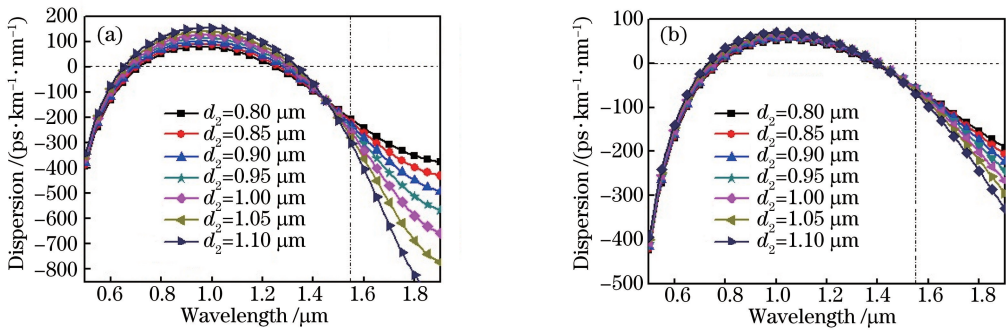


图6 当 $d_1=0.8 \mu\text{m}$, $\Lambda=1.00 \mu\text{m}$ 时不同 d_2 的色散特性随波长的变化关系。(a) HE_{11} 偏振方向;(b) HE_{y1} 偏振方向

Fig. 6 Fiber dispersion of (a) the HE_{11} mode field and (b) the HE_{y1} mode field versus wavelength for different d_2 when $d_1=0.80 \mu\text{m}$ and $\Lambda=1.00 \mu\text{m}$

此外,大量的数值计算结果表明,通过改变PCF中空气孔几何尺寸与几何分布,如改变空气孔的形状、直径、孔间距的大小,便可以获得不同的光纤特性。如图7所示,在 $d_1=0.80 \mu\text{m}$, $d_2=1.10 \mu\text{m}$ 的前提下, Λ 值从 $1.00 \mu\text{m}$ 逐渐增大到 $1.30 \mu\text{m}$ 时,PCF的双折射整体呈现出下降的趋势;在 $1.55 \mu\text{m}$ 处的双折射数值从

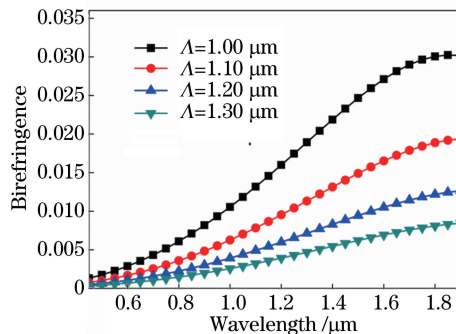


图7 当 $d_1=0.80 \mu\text{m}$, $d_2=1.10 \mu\text{m}$ 时不同孔间距 Λ 下的双折射曲线随波长的变化曲线

Fig. 7 Birefringence as a function of wavelength for different Λ when $d_1=0.80 \mu\text{m}$ and $d_2=1.10 \mu\text{m}$

2.62×10^{-2} 减小到 0.65×10^{-2} 。

同时,双零色散点也随孔间距的增大而向长波长方向移动,如图 8 所示。第 1 个零色散点从 $0.70 \mu\text{m}$ 变化到 $0.85 \mu\text{m}$,第 2 个零色散点从 $1.30 \mu\text{m}$ 变化到 $1.68 \mu\text{m}$ 。2 个零色散点之间差值也发生变化,随孔间距的增大其差值逐渐增大,从 $0.68 \mu\text{m}$ 增加到 $0.84 \mu\text{m}$ 。当 $\Lambda = 1.30 \mu\text{m}$, $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$ 时,在 $1.55 \mu\text{m}$ 处光子晶体光纤的 X 偏振方向色散值为 0。

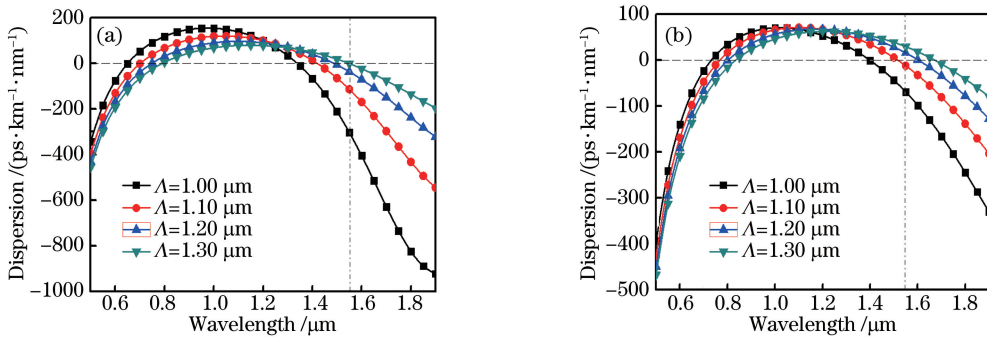


图 8 当 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$ 时不同孔间距下的色散特性随波长的变化曲线。(a) HE_{11x} 偏振方向;(b) HE_{11y} 偏振方向

Fig. 8 Fiber dispersion of (a) the HE_{11x} mode field and (b) the HE_{11y} mode field versus wavelength for different Λ when $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$ and $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$

4 结 论

提出一种易于研制的新型结构的 PCF,其包层是由三角形晶格排列的圆形空气孔包围类矩形晶格排列的圆形空气孔构成,而纤芯中心部分消去 3 个空气孔形成类椭圆的纤芯。采用全矢量有限元法对该光纤的模场分布、双折射特性、有效模面积、非线性系数和色散等光学特性进行了数值模拟。当 $d_1 = 0.80 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.10 \mu\text{m}$, $\Lambda = 1.00 \mu\text{m}$ 时,在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处获得 2.59×10^{-2} 的双折射,且在 X、Y 偏振方向的非线性系数分为 $46 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ 和 $36 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ 。同时,该光纤在可见光波段($0.6 \sim 0.8 \mu\text{m}$)和近红外波段($1.4 \sim 1.6 \mu\text{m}$)有 2 个零色散点。通过设置合理的参数,双零色散点位置、色散点间距以及色散曲线的平坦性可调。此外,该光纤结构中采用的是圆形空气孔,没有特别的椭圆孔结构,这大大降低了光纤预制棒制作和光纤拉制的工艺的难度,为高双折射、双零色散点的光子晶体光纤的量产化提供了一种新的解决方案。

参 考 文 献

- [1] Travers J C, Stone J M, Rulkov A B, *et al.* Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber [J]. Optics Express, 2007, 15(20): 13203-13211.
- [2] Nakajima K, Zhou J, Tajima K, *et al.* Ultrawide-band single-mode transmission performance in a low-loss photonic crystal fiber [J]. Journal of Lightwave Technology, 2005, 23(1): 7-12.
- [3] Fsaifes I, Cordette S, Tonello A, *et al.* Nonlinear pulse reshaping with highly birefringent photonic crystal fiber for OCDMA receivers [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2010, 22(18): 1367-1369.
- [4] Ferrando A, Silvestre E, Miret J J, *et al.* Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers [J]. Optics Letters, 2000, 25(11): 790-792.
- [5] Delgado-Pinar M, Díez A, Torres-Peiró S, *et al.* Waveguiding properties of a photonic crystal fiber with a solid core surrounded by four large air holes [J]. Optics Express, 2009, 17(9): 6931-6938.
- [6] Birks T A, Knight J C, Russell P St J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. Optics Letters, 1997, 22(13): 961-963.
- [7] Li Shuguang, Xing Guanglong, Zhou Guiyao, *et al.* Numerical simulation of square-lattice photonic crystal fiber with high birefringence and low confinement loss [J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(1): 238-243.
李曙光, 邢光龙, 周桂耀, 等. 空气孔正方形排列的低损耗高双折射光子晶体光纤的数值模拟 [J]. 物理学报, 2006, 55(1): 238-243.
- [8] Wang Jian, Lei Naiguang, Yu Chongxiu. Analysis of confinement loss in microstructured optical fibers with elliptical

- air holes[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, 56(2): 946-951.
- 王健, 雷乃光, 余重秀. 椭圆空气孔微结构光纤限制损耗的分析[J]. *物理学报*, 2007, 56(2): 946-951.
- [9] Li Deyue, Zhou Guiyao, Xia Changming, *et al.* Theoretical investigation of photonic crystal fiber with highly nonlinear and birefringent[J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(11): 53-58.
- 李德月, 周桂耀, 夏长明, 等. 高非线性高双折射光子晶体光纤特性的理论研究[J]. *中国激光*, 2012, 39(11): 53-58.
- [10] Chen M Y, Yu R J, Zhao A P. Highly birefringent rectangular lattice photonic crystal fibres[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2004, 6(10): 997-1000.
- [11] Fang Hong, Lou Shuqin, Guo Tiejing, *et al.* Novel-high birefringence photonic crystal fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(2): 202-206.
- 方宏, 娄淑琴, 郭铁英, 等. 一种新结构高双折射光子晶体光纤[J]. *光学学报*, 2007, 27(2): 202-206.
- [12] Kim S, Kee C S, Lee C G. Modified rectangular lattice photonic crystal fibers with high birefringence and negative dispersion[J]. *Optics Express*, 2009, 17(10): 7952-7957.
- [13] Cao Ye, Li Rongmin, Tong Zhengrong. Investigation of a new kind of high birefringence photonic crystal fiber[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(8): 084215.
- 曹晔, 李荣敏, 童峥嵘. 一种新型高双折射光子晶体光纤特性研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(8): 084215.
- [14] Wang Erlei, Jiang Haiming, Xie Kang, *et al.* Photonic crystal fibers with high nonlinearity, large birefringence and multiple zero dispersion-wavelength[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(13): 134210.
- 王二垒, 姜海明, 谢康, 等. 一种高双折射高非线性多零色散波长光子晶体光纤[J]. *物理学报*, 2014, 63(13): 134210.
- [15] White T P, Kuhlmeier B T, McPhedran R C, *et al.* Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2002, 19(10): 2322-2330.
- [16] Selleri S, Vincetti L, Cucinotta A, *et al.* Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2001, 33(4/5): 359-371.
- [17] Zhu Z, Brown T G. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers[J]. *Optics Express*, 2002, 10(17): 853-864.
- [18] Scarmozzino R, Osgood R M. Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1991, 8(5): 724-731.
- [19] Scarmozzino R, Gopinath A, Pregla R, *et al.* Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, 6(1): 150-162.
- [20] Liang H, Chen H Y, Li J. Characteristics analysis of hybrid photonic crystal fiber with hexagonal structure [J]. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 2015, 126(20): 2335-2337.
- [21] Kim S E, Kim B H, Lee C G, *et al.* Elliptical defected core photonic crystal fiber with high birefringence and negative flattened dispersion[J]. *Optics Express*, 2012, 20(2): 1385-1391.