

文章编号: 1001-3806(2015)04-0528-05

## 零模间色散三芯光子晶体光纤

杨静, 刘敏\*, 朱敏, 范宇

(重庆大学通信工程学院, 重庆 400044)

**摘要:** 为了研究纤芯掺杂低折射率材料后三芯光子晶体光纤中任意两超模之间的模间色散特性, 采用全矢量有限元法进行了仿真, 取得了模间色散系数、零模间色散波长随纤芯折射率和结构参量变化的数据。结果表明, 通过调节纤芯折射率、纤芯直径、空气孔直径以及孔间距这4个结构参量, 可以使任意两超模间的模间色散在两个常用波段 1.31 $\mu\text{m}$  和 1.55 $\mu\text{m}$  处为0。该结果对于消除基于模分复用的光纤不同模式间因为模间色散导致的脉冲失真和实现零模间色散的模分复用技术是有帮助的。

**关键词:** 光纤光学; 模间色散; 模分复用; 全矢量有限元法; 三芯光子晶体光纤

中图分类号: TN929.11

文献标志码: A

doi:10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2015.04.022

### Three-core photonic crystal fiber with zero intermodal dispersion

YANG Jing, LIU Min, ZHU Min, FAN Yu

(College of Communication Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

**Abstract:** In order to analyze the intermodal dispersion (IMD) between two random supermodes in a three-core photonic crystal fiber (PCF) with low refractive index material doping into the core, the intermodal dispersion coefficient and zero IMD wavelength as the function of core index and design parameters were investigated by using full-vector finite element method. The results show that zero intermodal dispersion can be achieved at two common wavelengths of 1.31 $\mu\text{m}$  and 1.55 $\mu\text{m}$  by adjusting the structure parameters, i. e., core index, core diameter, air hole diameter and the pitch of air holes. The result is helpful to eliminate the pulse distortion due to intermodal dispersion between different modes in PCFs based on mode division multiplexing and realize the zero IMD mode division multiplexing technology.

**Key words:** fiber optics; intermodal dispersion; mode division multiplexing; full vector finite element method; three-core photonic crystal fiber

## 引言

随着信息容量的不断增加, 人们正在寻求新技术来增加光纤对信号的承载能力, 基于多芯的空分复用器已经引起很大关注<sup>[1-2]</sup>。为了避免信道间串扰, 各个纤芯必须隔离开来, 这就会限制信道的空间密度。基于模分复用的光纤可以极大提高信道空间密度, 然而各个模式间由于不同群时延引起的色散, 即模间色散 (intermodal dispersion, IMD)<sup>[3-4]</sup>, 却是模分复用光纤中非常重要的问题, 因为较大的模间色散会引起严重的信号失真<sup>[5]</sup>, 因此, 研究如何降低模间色散是模分复用光纤中的研究热点。

目前在对模间色散的报道中, 关于三芯及三芯以上的光子晶体光纤<sup>[6-8]</sup>的模间色散的研究鲜有报道。作者拟研究三芯光子晶体光纤的模间色散特性<sup>[9-11]</sup>, 通过往纤芯中掺杂低折射率材料在常用通信波段处实现零模间色散, 并进一步研究纤芯折射率、纤芯直径、空气孔直径以及孔间距对模间色散特性的影响。作者的研究结果可以为实现模分复用光纤中的零模间色散提供可行的解决方案, 并进一步为零模间色散模分复用多芯光纤的实际应用提供理论支撑。

## 1 理论模型

模拟的三芯光子晶体光纤的3个纤芯呈线性排列, 其横截面结构如图1a所示。光纤包层为具有六重对称性的三角晶格结构, 其中小圆圈为包层空气孔, 大圆圈为掺杂纤芯,  $d$  为空气孔直径,  $D$  为纤芯直径,  $\Lambda$  为孔间距,  $n_1$  为纤芯折射率,  $n_2 = 1.45$ , 为背景材料折射率,  $n_3 = 1$ , 为包层空气孔折射率。  $d = 2.5\mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 5\mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ , 可保证每个单芯均能保持单模传

资助项目: 中央高校基本科研业务费资助项目 (106112013CDJZR160006)

作者简介: 杨静 (1987-), 女, 硕士研究生, 主要从事多芯光子晶体光纤、光纤光栅方面的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: liumin@cqu.edu.cn

收稿日期: 2014-06-16; 收到修改稿日期: 2014-11-10

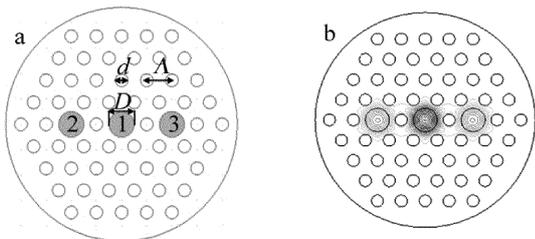


Fig. 1 a—cross section of three-core photonic crystal fiber b—in-phase mode field distribution

输<sup>[12]</sup>。传输波长  $\lambda = 1.5\mu\text{m}$  时对应的同相位模场分布图如图 1b 所示。由图 1b 可见,在三芯情况下,各个纤芯中的模场仍能保持单模传输。这是因为纤芯支持的模式是由材料、几何结构决定的,纤芯之间的能量耦合只会改变其强度分布,而不会改变其单模传输特性,即每个纤芯仍以单模传输。

根据耦合模理论<sup>[13-14]</sup>,3 个纤芯之间的耦合关系可以建立如下耦合方程:

$$\frac{d}{dz}\mathbf{A} = -j\mathbf{M}\mathbf{A} \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{A} = [A_1 \ A_2 \ A_3]$ ,  $\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \beta_1 & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & \beta_2 & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & \beta_3 \end{bmatrix}$ ,  $A_i (i =$

1,2,3) 为第  $i$  个纤芯电场分布的振幅,  $C_{mn} (m, n = 1, 2, 3)$  为纤芯  $m$  和  $n$  之间的互耦合系数,  $\beta_n (n = 1, 2, 3)$  为第  $n$  个纤芯独立存在时基模的传播常数。因为 3 个纤芯周围空气孔大小和间隔完全相同,所以  $C_{mn}$  和  $\beta_n$  满足  $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta$ ,  $C_{12} = C_{21} = C_{13} = C_{31} = C$ ,  $C_{23} = C_{32} = C_1$ 。  $\mathbf{M}$  为无损系统的厄尔米特矩阵,  $\mathbf{M}$  可以被酉矩阵  $\mathbf{Q}$  对角化,对角化方程如下:

$$\mathbf{Q}^{-1}\mathbf{M}\mathbf{Q} = \mathbf{H} \quad (2)$$

式中,  $\mathbf{H}$  为对角矩阵:

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \Gamma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_3 \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中,  $\Gamma_i (i = 1, 2, 3)$  表示第  $i$  超模的传播常数。

$$\Gamma_1 = \beta + \frac{C_1}{2} - \frac{\sqrt{(C_1^2 + 8C^2)}}{2},$$

$$\Gamma_2 = \beta - C_1, \Gamma_3 = \beta + \frac{C_1}{2} + \frac{\sqrt{(C_1^2 + 8C^2)}}{2C} \quad (4)$$

对应超模的电场矢量如下:

$$\begin{cases} \boldsymbol{\eta}_1 = \left[ \frac{-C_1 - \sqrt{(C_1^2 + 8C^2)}}{2C} \quad 1 \quad 1 \right] \\ \boldsymbol{\eta}_2 = [0 \quad -1 \quad 1] \\ \boldsymbol{\eta}_3 = \left[ \frac{-C_1 + \sqrt{(C_1^2 + 8C^2)}}{2C} \quad 1 \quad 1 \right] \end{cases} \quad (5)$$

任意两个超模单位长度的群时延差(模间色散)<sup>[15]</sup>可以表示为:

$$k_1 = \frac{d(\Gamma_i - \Gamma_j)}{d\omega} = \frac{d\Delta\Gamma}{d\omega} \quad (6)$$

式中,  $\omega$  为角频率,  $\Gamma_j$  为第  $j$  个超模的传播常数 ( $j = 1, 2, 3, j \neq i$ )。由(6)式可知,模间色散为 0 的条件为:

$$\frac{d(\Gamma_i - \Gamma_j)}{d\omega} = 0 \quad (7)$$

其传播常数可以通过下面的公式计算:

$$\Gamma = k \times n_{\text{eff}} \quad (8)$$

式中,  $k$  为自由空间波数,  $n_{\text{eff}}$  为模式有效折射率,有效折射率可以通过全矢量有限元法求解。

图 2 所示为纤芯直径  $D = 5\mu\text{m}$ 、空气孔直径  $d = 2.5\mu\text{m}$ 、孔间距  $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 、纤芯折射率  $n_1 = 1.443$  时,用全矢量有限元法解出的 3 个超模有效折射率随波长变化曲线。图中,  $x$  和  $y$  表示偏振方向,1,2,3 分别表示第一超模~第三超模。由图 2 可知,三芯光子晶体光纤各超模  $x$  偏振方向和  $y$  偏振方向上差异较小,两者在短波长处有效折射率较大,随着传输波长的增大,有效折射率呈减小趋势。这是因为长波长光场渗透到空气孔包层的能力较短波长光场要强,在短波长处,光场越来越集中在折射率较高的纤芯区域,随着波长的增大,能量逐渐向包层扩散,即使在纤芯掺杂低折射材料的情况下,在  $1\mu\text{m} \sim 1.8\mu\text{m}$  传输波长范围内,纤芯的折射率仍然大于包层的等效折射率,因此模式的有效折射率逐渐减小。由局部放大图可知,对称模(第三超模)的折射率最大,反对称模(第一超模)的折射率最小。

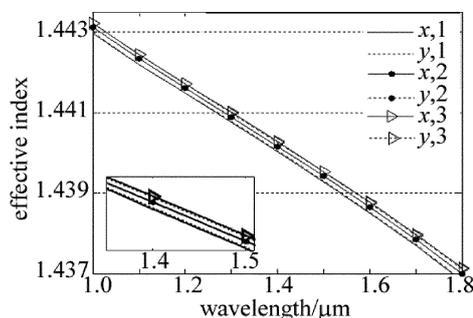


Fig. 2 Refractive index at the  $x$  and  $y$  polarization vs. wavelength

## 2 数值模拟与结果分析

图 3 中给出了保持结构参量纤芯直径  $D = 5\mu\text{m}$ 、空气孔直径  $d = 2.5\mu\text{m}$ 、孔间距  $\Lambda = 5\mu\text{m}$  一定时,纤芯掺杂前后三芯光子晶体光纤  $x$  和  $y$  偏振方向任意两超模之间的传播常数差  $\Delta\Gamma$  随波长的变化曲线。图中,  $x$  和  $y$  表偏振方向,1-2 表示第一超模和第二超模间的模间色散(其余类似。后同)。由图 3a 可知,纤芯没有

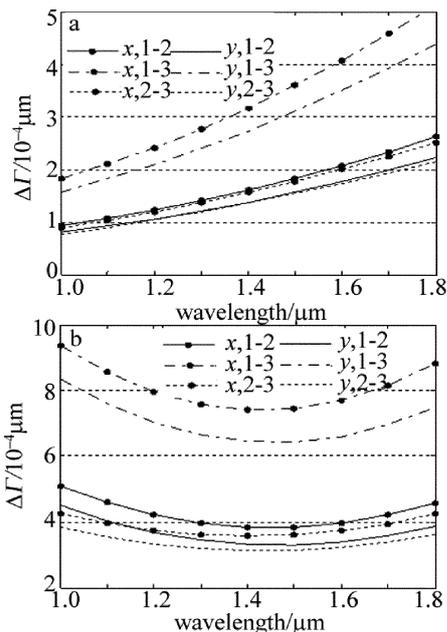


Fig. 3 Different propagation constant at x and y polarization vs. wavelength a—before doping,  $n_1 = 1.45$  b—after doping,  $n_1 = 1.445$

掺杂低折射率材料时,随着传输波长的增大, $x$ 和 $y$ 偏振方向任意两超模之间的传播常数差 $\Delta\Gamma$ 均呈单调增大趋势。这是因为对于一般的全内反射型光子晶体光纤(photonic crystal fiber, PCF)而言,长波长光场渗透到包层的能力要比短波长光场强,因而随着传输波长的增大,模场面积逐渐增大,任意两纤芯间模场分布的有效交叠面积增大,从而使任意两纤芯间的耦合增强,耦合系数增大,传播常数差随之增大。由图3b可以看出,当纤芯掺杂低折射率材料后, $x$ 和 $y$ 偏振方向任意两超模之间的传播常数差 $\Delta\Gamma$ 随波长的变化趋势发生了改变。随着传输波长的增大, $x$ 和 $y$ 偏振方向任意两超模之间的传播常数差 $\Delta\Gamma$ 先减小,在某一波长点达到一个极小值后再逐渐增大。由此可以分析出,纤芯掺杂低折射率材料影响了光纤的传导机制,随着传输波长的增大,模场面积的变化规律不再单调增加,而是先减小到一个极小值后再逐渐增大,任意两超模的传播常数差 $\Delta\Gamma$ 也是先减小到一个极小值后逐渐增大。

图4所示为当结构参量纤芯直径 $D = 5\mu\text{m}$ 、空气孔直径 $d = 2.5\mu\text{m}$ 、孔间距 $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 一定时,纤芯掺杂前后光纤 $x$ 和 $y$ 偏振方向任意两超模之间的模间色散随波长的变化曲线。由图4a可以看出,当纤芯没有掺杂低折射率材料时,模间色散在传输波长范围内为负值且随着传输波长的增大单调递减,因此在通信C波段不存在过零点。由图4b可以看出,当纤芯掺杂低折射率材料后其模间色散特性发生了变化,随着传输波长的增大,模间色散的值单调递减,由正值变为负值,在通信C波段存在过零点。因此,可以通过在纤芯掺

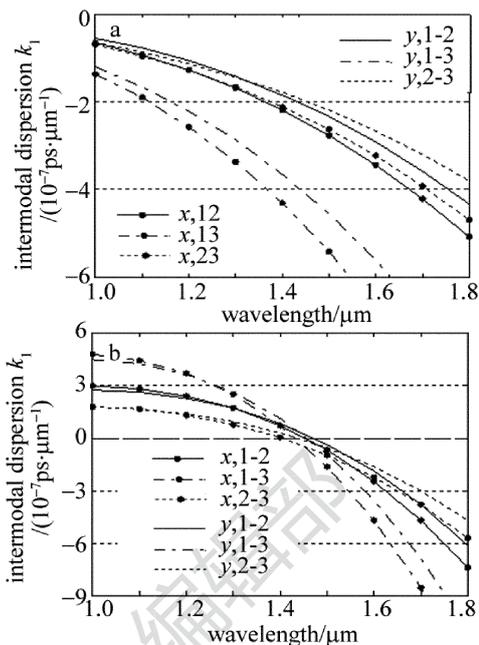


Fig. 4 Intermodal dispersion at x and y polarization vs. wavelength a—before doping,  $n_1 = 1.45$  b—after doping,  $n_1 = 1.445$

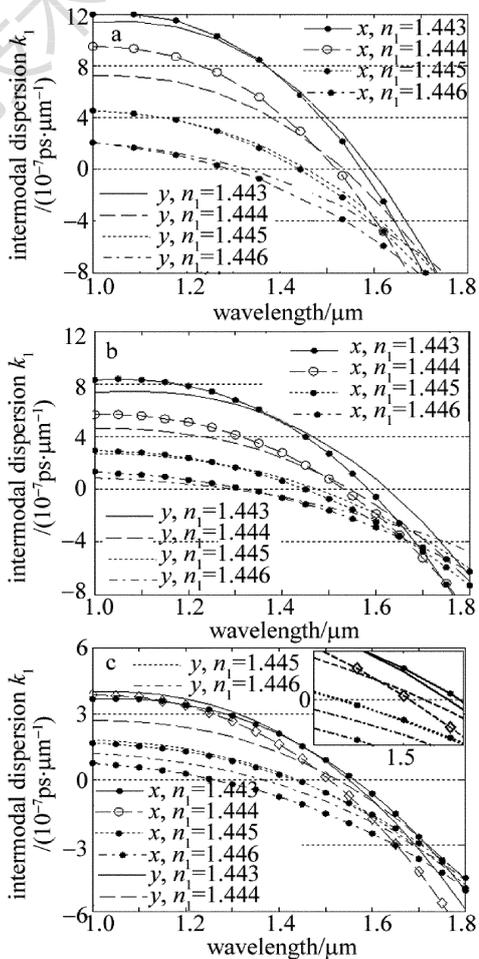


Fig. 5 Intermodal dispersion vs. wavelength under different core refractive index  $n_1$  at x and y polarization a—between the 1st and 3rd supermode b—between the 1st and 2nd supermode c—between the 2nd and 3rd supermode 掺杂低折射率材料来改变光纤的模间色散特性,使得光

纤在通信 C 波段的模间色散为 0。

图 5 为保持结构参量纤芯直径  $D = 5\mu\text{m}$ 、空气孔直径  $d = 2.5\mu\text{m}$ 、孔间距  $\Lambda = 5\mu\text{m}$  一定、纤芯掺杂不同浓度的低折射率材料时,  $x$  和  $y$  偏振方向任意两超模间的模间色散随波长的变化曲线。观察图 5 可知, 随着传输波长的增加, 任意两超模间的模间色散均呈逐渐减小趋势, 折射率越小, 模间色散随传输波长的变化越明显且零模间色散波长越大。通过比较图 5a ~ 图 5c 还可以发现, 纤芯折射率  $n_1$  对第一超模和第三超模间的模间色散影响最大, 对第二超模和第三超模间的模间色散影响最小。

由于模间色散与光纤结构参量密切相关, 因此有必要研究光纤结构参量对零模间色散波长的影响。图 6 中给出保持孔间距  $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 、纤芯折射率  $n_1 = 1.445$ 、纤芯直径  $D = 5\mu\text{m}$  一定, 令空气孔直径  $d$  分别为  $2.25\mu\text{m}$ ,  $2.5\mu\text{m}$ ,  $2.75\mu\text{m}$ ,  $3.0\mu\text{m}$  时,  $x$  和  $y$  偏振方向 3 个超模间的零模间色散波长随空气孔直径  $d$  的变化曲线。由图 6 可以看出, 零模间色散波长受空气孔直径  $d$  变化影响很大, 随着空气孔直径  $d$  的增大, 3 个超模间的零模间色散波长都呈减小之势。当空气孔直径从  $2.25\mu\text{m}$  增大到  $3\mu\text{m}$  时,  $x$  偏振方向零模间色散波长从  $1.51\mu\text{m}$  减小到  $1.27\mu\text{m}$ ,  $y$  偏振方向零模间色散波长从  $1.52\mu\text{m}$  减小到  $1.3\mu\text{m}$ , 都可涵盖常用通信波段  $1.31\mu\text{m}$ , 因此可通过调节空气孔直径  $d$  使得在  $1.31\mu\text{m}$  处模间色散为 0。

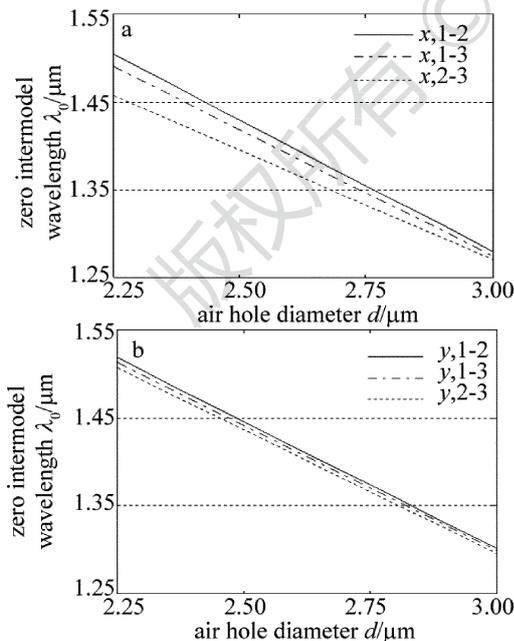


Fig. 6 Zero IMD wavelength vs. air hole diameter  $d$   
a— $x$  polarization b— $y$  polarization

图 7 中给出保持孔间距  $\Lambda = 5\mu\text{m}$ 、纤芯折射率  $n_1 = 1.445$ 、空气孔直径  $d = 2.5\mu\text{m}$  一定, 令纤芯直径

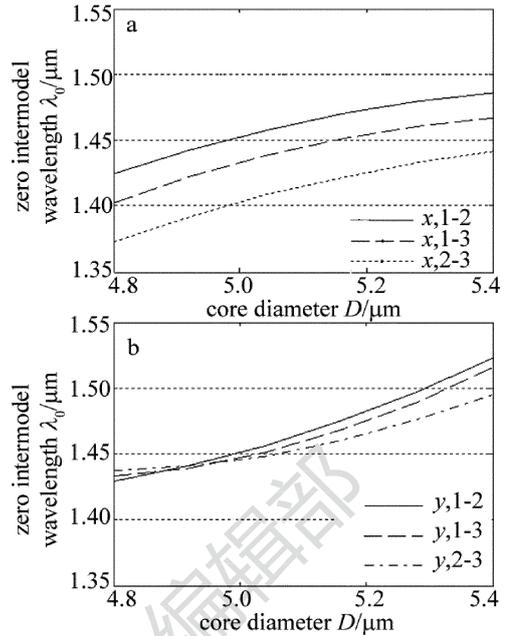


Fig. 7 Zero IMD wavelength vs. core diameter  $D$   
a— $x$  polarization b— $y$  polarization

$D$  分别为  $4.8\mu\text{m}$ ,  $5\mu\text{m}$ ,  $5.2\mu\text{m}$ ,  $5.4\mu\text{m}$  时,  $x$  和  $y$  偏振方向 3 个超模间的零模间色散波长随纤芯直径  $D$  的变化曲线。由图 7 可以看出, 零模间色散波长受纤芯直径  $D$  变化的影响很明显。零模间色散波长随纤芯直径  $D$  增大而增大, 当纤芯直径  $D$  从  $4.8\mu\text{m}$  增大到  $5.4\mu\text{m}$  时,  $x$  偏振方向零模间色散波长从  $1.37\mu\text{m}$  增大到  $1.485\mu\text{m}$ ,  $y$  偏振方向零模间色散波长从  $1.43\mu\text{m}$  增大到  $1.52\mu\text{m}$ , 且  $x$  偏振方向纤芯直径  $D$  对零模间色散波长的影响比  $y$  偏振方向更大。

图 8 中给出保持纤芯折射率  $n_1 = 1.445$ 、空气孔直

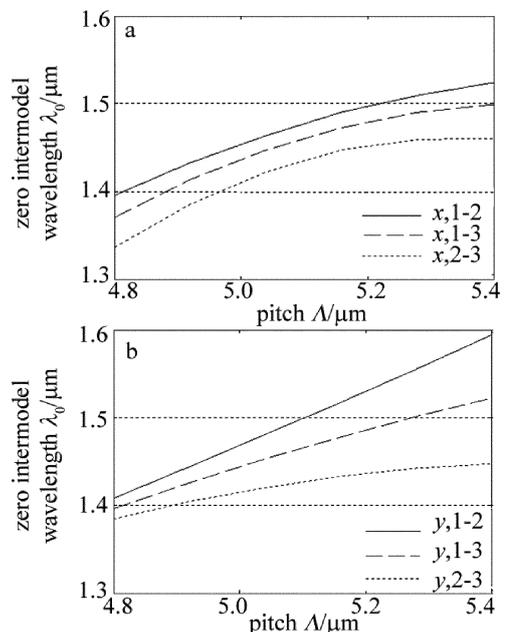


Fig. 8 Zero IMD wavelength vs. the pitch of air holes  $\Lambda$   
a— $x$  polarization b— $y$  polarization

径  $d = 2.5 \mu\text{m}$ 、纤芯直径  $D = 5 \mu\text{m}$  一定时,令孔间距  $\Lambda$  分别为  $4.8 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 5.2 \mu\text{m}, 5.4 \mu\text{m}$  时,  $x$  和  $y$  偏振方向 3 个超模间的零模间色散波长随孔间距  $\Lambda$  变化的曲线。可以看出,零模间色散波长均随孔间距  $\Lambda$  的增加而增大,且  $y$  偏振方向第一超模和第二超模的零模间色散波长从  $1.41 \mu\text{m}$  增加到  $1.59 \mu\text{m}$ ,涵盖了常用通信波段  $1.55 \mu\text{m}$ ,因此通过调节孔间距  $\Lambda$  可以使得在  $1.55 \mu\text{m}$  处模间色散为 0。

### 3 结 论

通过在三芯光子晶体光纤纤芯中掺杂低折射率材料,研究了三芯光子晶体光纤中各超模间的模间色散特性。结果表明:通过在纤芯掺杂低折射率材料,可以实现零模间色散,随着纤芯折射率  $n_1$  减小,零模间色散波长呈增大趋势,并且随孔间距  $\Lambda$  增大、纤芯直径  $D$  的增大、空气孔直径  $d$  的减小零模间色散波长呈增大趋势。因而通过适当调节结构参量可以实现常用通信窗口  $1.31 \mu\text{m}$  和  $1.55 \mu\text{m}$  处的零模间色散,这将为模分复用光纤中消除模间色散提供一种有效的途径,使基于模分复用的多芯光纤的设计具有更大的灵活性。

#### 参 考 文 献

- [1] RYE R, ESSIAMBRE R, GNAUCK A, *et al.* Space-division multiplexed transmission over 4200km 3-core microstructured fiber[C]// Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC/NFOEC). New York, USA:IEEE,2012:17-19.
- [2] FONTAINE N K, DOERR C R, MESTRE M A, *et al.* Space-division multiplexing and all-optical MIMO demultiplexing using a photonic integrated circuit[C]// Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC/NFOEC). New York, USA:IEEE,2012:1-3.
- [3] RYF R, RANDEL S, GNAUCK A H, *et al.* Mode-division multiplexing over 96km of few-mode fiber using coherent  $6 \times 6$  mimo processing [J]. Journal of Lightwave Technology, 2012, 30(4): 521-531.
- [4] NENG B, EZRA I, HUANG Y K, *et al.* Mode-division multiplexed transmission with inline few-mode fiber amplifier [J]. Optics Express, 2012, 20(3): 2668-2680.
- [5] CEN X, NENG B, BRAHIM O, *et al.* Supermodes for optical transmission [J]. Optics Express, 2011, 19(17): 16653-16664.
- [6] JAN D, LIU M, HE D D, *et al.* Research of photonic crystal fiber with high nonlinear flattened dispersion property [J]. Laser Technology, 2013, 37 (2): 187-190(in Chinese).
- [7] LIAO Zh Y, LIU M, QIAN Y, *et al.* Octagonal dispersion compensation fiber [J]. Laser Technology, 2013, 37 (4): 506-510(in Chinese).
- [8] HE D D, LIU M, JIAN D, *et al.* Study on loss in hollow-core photonic bandgap fibers [J]. Laser Technology, 2013, 37 (2): 243-246 (in Chinese).
- [9] LIU M, PENG S. Effects of intermodal dispersion on short pulse propagation in an active nonlinear two-core fiber coupler [J]. Photonics Technology Letters, 2004, 16(4): 1080-1082.
- [10] LIU M, CHIANG K S. Propagation of ultrashort pulses in a nonlinear two-core photonic crystal fiber [J]. Applied Physics, 2010, B98 (4): 815-820.
- [11] LIU M, CHIANG K S. Nonlinear switching of ultrashort pulses in multicore fibers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2011, 47(12): 1499 -1505.
- [12] BIRKS T A, LNIGHT J C, RUSSELL P S J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. Optics Letters, 1997, 22 (13): 961-963.
- [13] FANG X H, HU M L, SU Y F, *et al.* Numerical analysis for structure optimization of seven-core photonic crystal fibers [J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(4): 2495-2500 (in Chinese).
- [14] ADRIAN A, ALLAN W S, ZHENF X H. Coupling between parallel optical fiber cores-critical examinations [J]. Journal of Lightwave Technology, 1986, LT-4(9): 1317-1323.
- [15] CHIANG K S. Intermodal dispersion in two-core optical fiber [J]. Optics Letters, 1995, 20(9): 997-999.