

# 光子晶体光纤色散极值特性的研究

关寿华<sup>1,2</sup> 于清旭<sup>1</sup> 郑建洲<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 大连理工大学物理与光电工程学院, 辽宁 大连 116024)  
(<sup>2</sup> 大连民族学院物理与材料工程学院, 辽宁 大连 116600)

**摘要** 采用全矢量有效折射率法计算光子晶体光纤的色散系数, 深入分析了光子晶体光纤色散系数与结构参数之间的关系, 发现色散系数随着结构参数的变化具有双极值特性: 1) 当  $\Lambda$  值保持不变时, 随着  $d/\Lambda$  值的减小, 零色散波长向长波方向移动, 在达到极大值后, 则转向短波方向移动, 例如当  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  时, 极大零色散波长出现在约  $d/\Lambda = 0.24$  处, 约为 1728.9 nm, 当  $\Lambda$  取不同值时, 较小的  $\Lambda$  值, 会对应有较大的极大零色散波长; 2) 当  $d/\Lambda$  值保持不变时, 随着  $\Lambda$  值的减小, 零色散波长向短波方向移动, 在达到极小值后, 则转向长波方向移动, 例如当  $d/\Lambda = 0.9$  时, 极小零色散波长出现在约  $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$  处, 约为 564.29 nm, 当  $d/\Lambda$  取不同值时, 该比值越大, 则会对应着越小的极小零色散波长。这一发现对于优化设计特种光子晶体光纤具有一定的价值。

**关键词** 光纤光学; 零色散; 全矢量有效折射率法; 光子晶体光纤

**中图分类号** TN253 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0806001

## Study on the Extreme Characteristics of Dispersion of Photonic Crystal Fiber

Guan Shouhua<sup>1,2</sup> Yu Qingxu<sup>1</sup> Zheng Jianzhou<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology,  
Dalian, Liaoning 116024, China)  
(<sup>2</sup> College of Physics and Materials Engineering, Dalian Nationalities University,  
Dalian, Liaoning 116600, China)

**Abstract** With a fully vectorial effective index method, the total dispersion coefficient of photonic crystal fiber is calculated, and it is deeply analyzed that how the total dispersion coefficient is affected by the structural parameters. It is found that the dispersion coefficient has two-extreme characteristics with the changes of structural parameters. 1) When  $\Lambda$  is unchanged, with the reduction of  $d/\Lambda$ , the zero-dispersion wavelength (ZDW) moves to the long wavelength. After reaching the maximum ZDW (MZDW), instead, the ZDW moves to the short wavelength. For example, when  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ , the MZDW is about 1728.9 nm, as  $d/\Lambda = 0.24$ , and the smaller  $\Lambda$  has the longer MZDW than the larger. 2) When  $d/\Lambda$  is unchanged, with the reduction of  $\Lambda$ , the ZDW moves to the short wavelength. After reaching the minimum ZDW (M-ZDW), the ZDW moves to the long wavelength. For example, when  $d/\Lambda = 0.9$ , the M-ZDW is about 564.29 nm, as  $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$ , and the larger  $d/\Lambda$  has the shorter M-ZDW than the smaller. These discoveries could be used to optimize design of the special photonic crystal fiber.

**Key words** fiber optics; zero dispersion; fully vectorial effective index method; photonic crystal fiber

**OCIS codes** 060.2310; 060.2280; 060.4510; 060.5295

## 1 引言

光子晶体光纤(PCF)<sup>[1]</sup>是一种由在横截面内紧

密排列、纵向无限延伸的空气孔构成包层的单一材料制备的新型光纤,有时也称作多孔光纤、微结构光

收稿日期: 2011-12-08; 收到修改稿日期: 2012-03-27

基金项目: 教育部高等学校博士学科点科研专项基金(RFDP20100041110028)和中央高校基本科研业务费专项资金资助课题。

作者简介: 关寿华(1972—),男,博士研究生,高级工程师,主要从事光纤传感技术方面的研究。

E-mail: gsh@dlnu.edu.cn

导师简介: 于清旭(1955—),男,教授,博士生导师,主要从事激光器件、红外激光光谱学和光纤传感技术等方面的研究。

E-mail: yuqx@dlut.edu.cn

纤。包层的微结构使得光子晶体光纤具有传统光纤无法实现的诸多传输特性,包括在极宽谱带内支持单模传输、极强的非线性效应、极强的双折射效应以及在可见光和近红外波段具有反常色散等,拥有巨大的应用前景,因而近几年得到了比较广泛的关注和研究<sup>[2~12]</sup>。本文运用全矢量有效折射率法对包层微结构的结构参数与色散系数的关系进行了数值模拟,深入研究了光子晶体光纤色散系数与空气孔间距  $\Lambda$ 、空气填充率  $d/\Lambda$  之间的关系,发现随着  $\Lambda$  或  $d/\Lambda$  的变化,色散系数具有双重极值特性。色散系数具有双重极值特性的特点,可以用来优化设计具有特定色散特性的光子晶体光纤,也有可能用在光纤通信和光纤传感领域。

## 2 理论基础

光子晶体光纤横截面结构及结构参数如图 1 所示,  $\Lambda$  和  $d$  分别为空气孔的间距和直径。全矢量有效折射率法可以用来比较精确地研究光子晶体光纤的色散特性以及模式特征等,可以将光子晶体光纤包层内均匀分布的六角形单元胞等效为一圆形单元胞(见图 2),则可求出包层基模(即空间填充基模)的有效折射率,再将光子晶体光纤等效成一传统的阶跃型光纤,纤芯为纯石英,而包层的等效折射率则为包层基模有效折射率,通过求解等效的阶跃型光纤的全矢量特征方程,即可求出纤芯基模的有效折

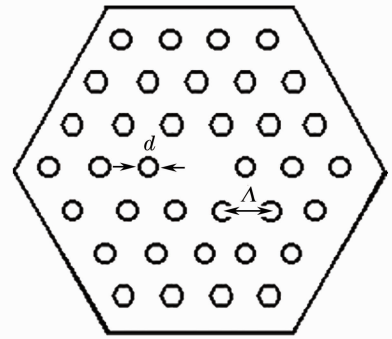


图 1 光子晶体光纤截面图

Fig. 1 Schematic diagram of the cross section of photonic crystal fiber

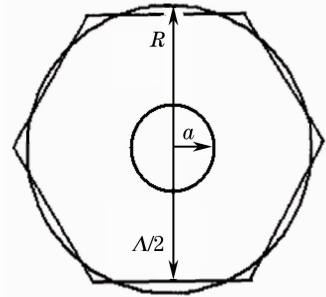


图 2 包层六角形单元胞与等效圆形单元胞

Fig. 2 Hexagonal unit cell and the equivalent circular unit cell

射率,最后求出光子晶体光纤的色散。

根据等效的阶跃型光纤理论,光子晶体光纤的纤芯基模传播常数由全矢量特征方程表示为<sup>[13,14]</sup>

$$\left[ \frac{J_1'(u\rho)}{u\rho J_1(u\rho)} + \frac{K_1'(\omega\rho)}{\omega\rho K_1(\omega\rho)} \right] \left[ \frac{n_{\text{silica}}^2 J_1'(u\rho)}{u\rho J_1(u\rho)} + \frac{n_{\text{clad}}^2 K_1'(\omega\rho)}{\omega\rho K_1(\omega\rho)} \right] = \left[ \left( \frac{1}{u\rho} \right)^2 + \left( \frac{1}{\omega\rho} \right)^2 \right]^2 \left( \frac{\beta_{\text{core}}}{k_0} \right)^2, \quad (1)$$

式中  $\rho$  为等效纤芯半径,  $u^2 = k_0^2 n_{\text{silica}}^2 - \beta_{\text{core}}^2$ ,  $\omega^2 = \beta_{\text{core}}^2 - k_0^2 n_{\text{clad}}^2$ ,  $k_0$  为真空中的波数,  $\beta_{\text{core}} = k_0 n_{\text{eff}}$  为纤芯基模传播常数,  $n_{\text{eff}}$  为基模有效折射率,  $n_{\text{silica}}$  为纤芯材料的折射率,  $n_{\text{clad}}$  为包层等效折射率。J、K 为贝塞尔函数,其中撇号表示对括号内的部分求导数。类比于求阶跃型光纤基模的特征方程,可以得出包层基模的特征方程为

$$\left[ \frac{P_1'(\gamma a)}{\gamma a P_1(\gamma a)} + \frac{I_1'(\kappa a)}{\kappa a I_1(\kappa a)} \right] \left[ \frac{n_{\text{silica}}^2 P_1'(\gamma a)}{\gamma a P_1(\gamma a)} + \frac{n_{\text{air}}^2 I_1'(\kappa a)}{\kappa a I_1(\kappa a)} \right] = \left[ \left( \frac{1}{\gamma a} \right)^2 + \left( \frac{1}{\kappa a} \right)^2 \right]^2 \left( \frac{\beta_{\text{clad}}}{k_0} \right)^2, \quad (2)$$

式中  $P_1(\gamma r) = J_1(\gamma r)Y_1(\gamma R) - Y_1(\gamma r)J_1(\gamma R)$ ,  $r$  为柱坐标,  $a$  为空气孔半径,  $R$  为等效圆形单元胞半径,  $Y$ 、 $I$  为贝塞尔函数,  $\kappa^2 = \beta_{\text{clad}}^2 - k_0^2 n_{\text{air}}^2$ ,  $\gamma^2 = k_0^2 n_{\text{silica}}^2 - \beta_{\text{clad}}^2$ ,  $\beta_{\text{clad}} = k_0 n_{\text{clad}}$ ,  $n_{\text{air}}$  为空气折射率。 $\beta_{\text{clad}}$  是包层基模传播常数。等效圆形单元胞半径  $R$  取  $(\sqrt{3}/2\pi)^{0.5} \Lambda$ , 等效纤芯半径  $\rho$  取  $0.625\Lambda$ 。

两个特征方程均为超越方程,只能用数值方法求解,首先求解包层基模特征方程得到包层基模的传播常数,进而求解纤芯基模特征方程得出基模的有效折射率。再根据波导色散公式求解出波导色

散,最后与材料色散综合出色散系数。

## 3 影响零色散波长因素的数值分析

光子晶体光纤的空气孔直径  $d$ 、空气孔间距  $\Lambda$ , 以及空气填充率  $d/\Lambda$  能够对波导色散产生不同的作用,从而改变色散系数。在设计制备光子晶体光纤时,零色散系数对应的波长[零色散波长(ZDW)]经常是学者们所要关心的,以便制备零色散、近零平坦色散等满足特定需要的光子晶体光纤。利用全矢量有效折射率法模拟计算不同结构光子晶体光纤的

色散系数曲线,如图 3 所示,然后计算零色散波长值,为便于统一比较,即使有两个零色散波长,也只计算数值较小的零色散波长值。

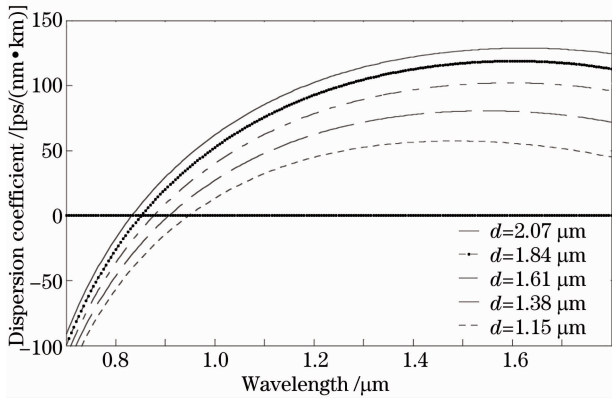


图 3 不同光子晶体光纤的色散曲线

Fig. 3 Dispersion curves versus wavelength for different photonic crystal fibers

### 3.1 空气填充率 $d/\Lambda$ 对零色散波长的影响

图 4 给出了空气孔间距  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  时,零色散波长随着  $d/\Lambda$  改变的变化曲线。如图 4 所示,随着空气孔填充率  $d/\Lambda$  的减小,也即随着空气孔直径  $d$  的减小,零色散波长逐渐增大,当  $d/\Lambda$  减小到 0.24 时,零色散波长增大到  $1728.9 \mu\text{m}$  时,达到最大值;然后随着  $d/\Lambda$  的减小,零色散波长也随之减小,说明在  $\Lambda$  保持不变的情况下,单纯依靠减少空气孔直径  $d$ ,使零色散点向长波方向移动,会受到极值特性的限制,不可能无限增大;反之,通过增大  $d/\Lambda$ ,也即增大  $d$  值的方法可以将零色散波长移至短波区域,但这一方法的有效力随着  $d/\Lambda$  的增大而减弱, $d/\Lambda$  达到 0.9 后,基本上无法再进一步向短波移动零色散波长。图 5 给出了  $\Lambda$  分别为 2.0, 2.3, 2.6  $\mu\text{m}$  时的零色散波长随  $d/\Lambda$  改变的变化曲线。如图 5 所示, $\Lambda$  值不同则变化曲线有很大变化,但都是随着  $d/\Lambda$  的减小,

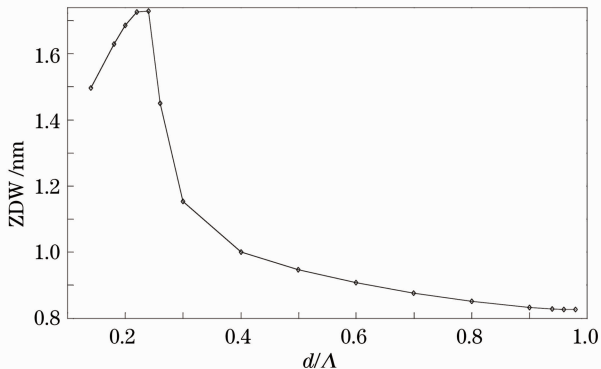


图 4 零色散波长随着  $d/\Lambda$  的变化

Fig. 4 Zero-dispersion wavelength changes with  $d/\Lambda$

零色散点先是逐渐增大,向长波方向变化,达到一个极大值后,又逐渐减小。但零色散波长极大值随着  $\Lambda$  值的减小而增大,并且达到零色散波长极大值的  $d/\Lambda$  值,随着  $\Lambda$  值的减小而增大。因此如果想将零色散波长增大至长波区域,则需要采用相对较小的  $\Lambda$  值,以及合适的  $d/\Lambda$  值来设计。

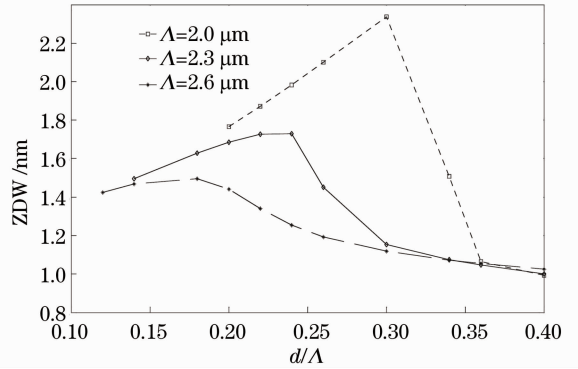


图 5 零色散波长在不同  $\Lambda$  时随着  $d/\Lambda$  的变化  
Fig. 5 Zero-dispersion wavelengths change with  $d/\Lambda$  at different  $\Lambda$

### 3.2 孔间距 $\Lambda$ 对零色散波长的影响

图 6 给出了  $d/\Lambda = 0.9$  时,零色散波长随着  $\Lambda$  改变的变化曲线。如图 6 所示,随着空气孔间距  $\Lambda$  的减小,零色散波长也逐渐减小,减小到约  $0.6 \mu\text{m}$  时,达到最小值  $564.29 \text{ nm}$ ;然后随着  $\Lambda$  的进一步减小,零色散波长则随之增大,说明在  $d/\Lambda$  保持不变的情况下,单纯依靠减少空气孔间距  $\Lambda$ ,使零色散点向短波方向移动会受到极值特性的限制,不可能无限减小;反之,通过增大  $\Lambda$  值的办法,可以将零色散波长向长波方向移动。图 7 中给出了  $d/\Lambda$  分别为 0.86, 0.90, 0.94 时的零色散波长随  $\Lambda$  改变的变化曲线。如图 7 所示, $d/\Lambda$  值不同则变化曲线有很大变化,都是随着  $\Lambda$  的减小,零色散点先是逐渐减小,向短波方向变化,达到一个极小值后,又逐渐增大。但零色散波长

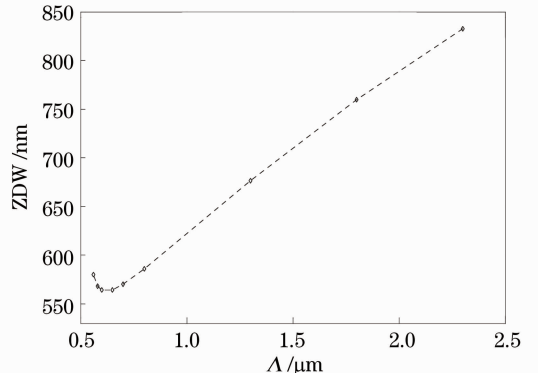


图 6 零色散波长随着  $\Lambda$  的变化

Fig. 6 Zero-dispersion wavelength changes with  $\Lambda$

极小值随着  $d/\Lambda$  值的增大而变得更小,并且达到零色散波长极大值所对应的  $\Lambda$  值,随着  $d/\Lambda$  值的增大而更小。因此如果想在短波区域实现零色散,则需要采用比较小的  $\Lambda$  值,和比较大的  $d/\Lambda$  值来设计。如此,可以在可见光区域制备具有零色散的光子晶体光纤,并对其进行相应的优化设计<sup>[15]</sup>。

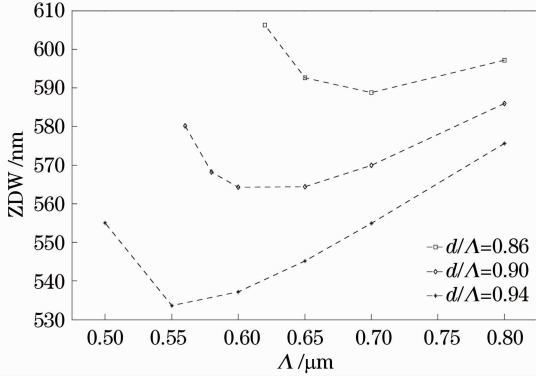


图7 零色散波长在不同  $d/\Lambda$  时随着  $\Lambda$  的变化  
Fig.7 Zero-dispersion wavelengths change with  $\Lambda$  at different  $d/\Lambda$

### 3.3 数值分析

色散系数具有双极值特性,应是纤芯基模折射率受到空气孔结构的影响所致。色散系数具有的双极值特性,有助于优化设计对色散系数有特殊要求的光子晶体光纤,例如,如果想在长波区域里设计具有零色散波长的光子晶体光纤,则需要采用相对较小的  $\Lambda$  值以及合适的  $d/\Lambda$  值搭配来设计;如果想在短波区域实现零色散,则需要采用很小的  $\Lambda$  值,和比较大的  $d/\Lambda$  值搭配来设计。

## 4 结 论

深入分析了空气填充率  $d/\Lambda$ (或空气孔直径  $d$ )、孔间距  $\Lambda$  对零色散波长的不同影响,发现了色散系数随着结构参数的变化具有双极值特性:当  $\Lambda$  值保持不变时,随着  $d/\Lambda$  值的减小,零色散波长向长波方向移动,在达到极大值后,则转向短波方向移动,而当  $\Lambda$  取不同值时,较小的  $\Lambda$  会对应着较大的极大零色散波长;当  $d/\Lambda$  值保持不变时,随着  $\Lambda$  值的减小,零色散波长向短波方向移动,在达到极小值后,则转向长波方向移动;当  $d/\Lambda$  取不同值时,空气填充率越大,则会对应越小的极小零色散波长。色散系数的双极值特性有助于设计对色散系数有特殊要求的光子晶体光纤,此外极值特性、极值零色散波长等也许可以在光纤通信、光纤传感领域发挥一定的作用。

## 参 考 文 献

- J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*, All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- A. Peyrilloux, T. Chartier, A. Hideur *et al.*, Theoretical and experimental study of the birefringence of a photonic crystal fiber [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2003, **21**(2): 536~539
- Wang Zihan, Li Yanfeng, Hu Minglie *et al.*, Calculation and design of photonic crystal fiber with flattened dispersion at 800 nm[J]. *Chin. J. Quant. Electron.*, 2005, **22**(5): 771~776  
王子涵, 栗岩峰, 胡明列 等. 800 nm 附近具有平坦色散的光子晶体光纤的计算与设计[J]. *量子电子学报*, 2005, **22**(5): 771~776
- S. Haxha, H. Ademgil. Novel design of photonic crystal fibres with low confinement losses, nearly zero ultra-flattened chromatic dispersion, negative chromatic dispersion and improved effective mode area[J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(2): 278~286
- Li Yuhe, Fan Wandu, Sheng Qiuqin. Dispersion properties of dual-core photonic crystal fiber with quasi-lattice[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(2): 0205005  
李羽赫, 范万德, 盛秋琴. 双芯准晶格光子晶体光纤的色散特性[J]. *中国激光*, 2011, **38**(2): 0205005
- Y. Li, C. wang, Y. Peng *et al.*, Application of effective index method to higher order modes of photonic crystal fibers [J]. *Microwave & Opt. Technol.*, 2007, **49**(3): 567~570
- Wang Dan, Zheng Yi. Numerical simulation and analysis of double cladding photonics crystal fiber with flattened dispersion [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(8): 0806010  
王 丹, 郑 义. 双包层色散平坦光子晶体光纤的数值模拟与分析[J]. *光学学报*, 2011, **31**(8): 0806010
- Z. Liu, X. Liu, S. Li *et al.*, A broadband ultra flattened chromatic dispersion microstructured fiber for optical communications[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **272**(1): 92~96
- Hao Zhijian, ZhaoChujun, Wen Jianguo *et al.*, Dispersive-wave soliton generation in photonic crystal fiber with three zero-dispersion wavelengths[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(10): 1006003  
郝志坚, 赵楚军, 文建国 等. 具有三个零色散波长的光子晶体光纤中色散波孤子的产生[J]. *光学学报*, 2011, **31**(10): 1006003
- Z. Xu, K. Duan, Z. Liu *et al.*, Numerical analyses of splice losses of photonic crystal fibers [J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(23): 4527~4531
- M. Aliramezani, S. M. Nejad. Numerical analysis and optimization of a dual-concentric-core photonic crystal fiber for broadband dispersion compensation[J]. *Opt. & Laser Technol.*, 2010, **42**(8): 1209~1217
- Hou Yu, Zhou Guiyao, Hou Lantian *et al.*, Analysis of dispersion properties of octagonal structural photonic crystal fiber with double cladding [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(4): 1068~1072  
侯 宇, 周桂耀, 侯蓝田 等. 八边形双包层光子晶体光纤色散特性分析[J]. *中国激光*, 2010, **37**(4): 1068~1072
- M. Midrio, M. P. Singh, C. G. Someda. The space filling mode of holey fibers: an analytical vectorial solution[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(7): 1031~1037
- Y. Li, C. Wang, M. Hu. A fully vectorial effective index method for photonic crystal fibers: application to dispersion calculation[J]. *Opt. Commun.*, 2004, **238**(1-3): 29~33
- K. Imamura, K. Mukasa, R. Sugizaki *et al.*, Design optimization of holey fibers to realize zero dispersion in 500 nm band and suppressed higher-order modes propagation[C]. *IEEE/LEOS Winter Topical Meeting*, 2008, 160~161

栏目编辑: 王晓珉