

温度对液晶填充光子晶体光纤传输特性的影响

钱祥忠

(温州大学物理与电子信息学院, 浙江 温州 325035)

摘要 利用液晶的折射率是温度和波长函数的特性,在光子晶体光纤(PCF)芯区的空气柱中填充向列相液晶,通过改变温度来改变液晶的折射率,构成了一种温度调制光子晶体光纤。用阶跃有效折射率模型研究了温度对这种光子晶体光纤在不同光波长时传输特性的影响,并进行了数值计算。结果表明液晶填充使光子晶体光纤的色散减小,由于折射率对温度和波长变化敏感,改变温度可以使光纤在长波长区域出现单模传输,在短波长时不会出现单模传输,即使包层相对孔径很小也不会出现无截止单模传输。温度升高使光纤的色散值增大,零色散波长向短波长方向移动。这些特性对温度调制光子晶体光纤器件的设计和应用具有一定的参考意义。

关键词 光子晶体光纤; 液晶填充; 传输特性; 温度; 模式; 色散

中图分类号 TN929.11 **文献标识码:** A

Effect of Temperature on Transmission Properties in Photonic Crystal Fibers Infiltrated With Liquid Crystal

Qian Xiangzhong

(College of Physics and Electronic Information, Wenzhou University, Wenzhou, Zhejiang 325035, China)

Abstract Thermally tunable photonic crystal fibers (PCF) are proposed by filling the air hole of PCF core with nematic liquid crystal (LC) and using the LC refractive index change with temperature and wavelength, due to index sensitive to temperature and wavelength. The effect of temperature on PCF transmission properties is studied by the step effective index model and numerical calculation. The results show that dispersion decreases in the PCF infiltrated with liquid crystals, and the PCF appears as single-mode transmission in long wavelength but not in short wavelength, and non-cutoff-wavelength single-mode transmission does not appear even if relative hole diameters in cladding are very small. The dispersion increases and zero dispersion wavelengths shift towards short wavelengths when temperature increases in the PCF. The properties are valuable for design and application of temperature tunable PCF device.

Key word photonic crystal fiber; liquid crystal fill; transmission properties; temperature; mode; dispersion

1 引 言

光子晶体光纤(PCF)是一种由单一介质与空气孔构成的新型光纤,是纤芯被破坏了周期结构的缺陷二维光子晶体,其波导特性由空气孔尺寸和排列方式决定。当光子晶体光纤制作后,其光学传输特性就固定了。在实际应用中,往往需要其光学特性能根据要求作调整,而用材料填充空气孔,通过改变填充材料的光学特性,就可以实现改变光子晶体光纤光学传输特性^[1,2]的目的。液晶的折射率对温度的变化比较敏感,用液晶填充到光子晶体光纤的空

气孔,通过改变温度就可以调节光子晶体光纤的传输特性。目前已有作者对向列相液晶填充光子晶体光纤包层空气孔的情形进行了研究,主要有填充液晶后光子晶体光纤的温度调制和高敏感热开关特性^[3,4]、色散特性和滤波特性^[5]等。用液晶填充光子晶体光纤纤芯空气孔的研究,主要有基模双折射、色散随光波长的变化^[6]等,温度对液晶填充光子晶体光纤纤芯的研究报道很少。本文研究用液晶填充空心光子晶体光纤纤芯,不同温度下这种可调光子晶体光纤的光学传输特性,侧重研究温度对光纤中传

收稿日期: 2007-10-10; **收到修改稿日期:** 2007-11-12

基金项目: 浙江省科技厅科技计划(2007C31025)和温州市科技局科技计划(GY2005037)资助课题。

作者简介: 钱祥忠(1963—),男,安徽人,博士,教授,主要从事光电信息材料与器件等方面的研究。

输模式和色散^[7]的影响。

2 折射率的温度特性

空心光子晶体光纤的截面如图 1 所示,芯区中的圆空气柱半径为 R ,包层是由孔径为 d 、孔距为 Λ 的均匀圆空气柱在玻璃衬底上按三角排列形成的周期性结构。空气的折射率为 n_1 ,玻璃的折射率为 n_2 。玻璃的折射率可以通过调节掺杂金属氧化物的比例来调节^[6],得到的折射率为 $1.5 \sim 1.8$ 。取 $n_2 = 1.7$ 。在纤芯的空气柱内填充向列相液晶,建立直角坐标系, x 和 y 轴位于光纤截面内, z 轴沿光纤轴向,即沿空气柱轴向。液晶分子在光纤空气孔中的排列方向主要取决于毛细管的直径、边界条件和外界参量(如温度、电磁场等)。当温度变化时,液晶的折射率将发生变化,从而导致液晶填充光子晶体光纤的光学传输特性发生改变,表现为温度调制光子晶体光纤。

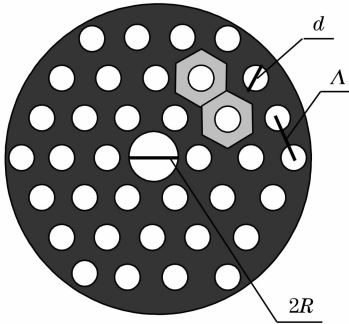


图 1 光子晶体光纤截面示意图

Fig. 1 Cross section of PCF

当仅考虑温度变化的影响时,液晶分子的排列方向一般是沿着光纤的 z 轴方向,则液晶在 x 和 y 方向的偏振光均为寻常光,对应的折射率 $n_x = n_y = n_o$, $n_z = n_e$, n_e 和 n_o 分别为液晶非常光和寻常光的折射率,它们是温度 T 和光波长 λ 的函数^[8]:

$$n_o(T) = A - BT - \frac{(\Delta n)_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^\beta, \quad (1)$$

$$(T < T_C)$$

$$n_e(T) = A - BT + \frac{2(\Delta n)_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^\beta, \quad (2)$$

$$(T < T_C)$$

$$n_i(\lambda) = A_i + \frac{B_i}{\lambda^2} + \frac{C_i}{\lambda^4}, \quad (3)$$

$$(i = o, e) (T < T_C)$$

$$n(T, \lambda) = A - BT, \quad (4)$$

$$(T \geq T_C)$$

式中 $(\Delta n)_0$ 是温度 $T = 0$ 时液晶的双折射, T_C 是液

晶向列相-各相同性相的相变点温度, A 、 B 近似为常量, β 和柯西(Cauchy)系数 A_i 、 B_i 、 C_i 是温度的函数。这些参量都取决于液晶材料,可以通过拟合液晶的折射率实验曲线而获得^[8,9]。

采用空间填充基模^[10]来求包层的等效折射率,即将包层等效为一均匀包层,其等效折射率为空气、石英形成的无限大周期性结构基模的模折射率。计算出包层基模的传输常量 β ,得到包层的等效折射率 $n_{\text{clad}} = \beta/k_0$, k_0 为自由空间的波矢量。

将光子晶体光纤包层的六边形原胞周期单元(图 1 阴影部分)等效为圆形原胞,圆形原胞的半径 b 由面积相等确定为 $b = [\sqrt{3}/(2\pi)]^{1/2} \Lambda = 0.525\Lambda$ 。采用标量近似,标量场可写成 $\varphi \exp[i(\omega t - \beta z + m\varphi)]$ 形式, φ 满足

$$[\nabla_x^2 + \nabla_y^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2] \varphi = 0, \quad (5)$$

边界条件为:在 $r = b$ 时 $d\varphi/dr = 0$;在 $r = d/2 = a$ 时, φ 、 $d\varphi/dr$ 保持连续;考虑基模传输并应用边界条件,可得空间填充基模的特征方程为:

$$\begin{aligned} UI_0(W) \left[J_1(U) N_1\left(\frac{b}{a}U\right) - J_1\left(\frac{b}{a}U\right) N_1(U) \right] = \\ WI_1(W) \left[J_1\left(\frac{b}{a}U\right) N_0(U) - J_0(U) N_1\left(\frac{b}{a}U\right) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $W^2 = a^2(\beta^2 - k_0^2 n_1^2)$, $U^2 = a^2(k_0^2 n_2^2 - \beta^2)$, J 、 I 、 N 分别为贝塞尔函数、第一类变形贝塞尔函数和诺依曼函数。由(6)式求出 β 后,就可得到包层的等效折射率 $n_{\text{clad}} = \beta/k_0$ 。后面的数值计算表明, n_{clad} 主要取决于包层空气孔相对孔径 d/Λ 和工作光波长 λ 。

由于玻璃的弹性模量很大,包层中玻璃和空气孔都会自由膨胀,所以温度变化引起液晶填充光子晶体光纤包层均匀膨胀,包层截面等比例放大,但玻璃的热膨胀系数很小,约为 $5.5 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$,所以可以忽略热膨胀效应,仅考虑热光效应对光纤传输的影响。假设玻璃热光效应在所研究的波长范围($0.4 \sim 2.0 \mu\text{m}$)和温度范围内($280 \sim 340 \text{ K}$)保持一致,即折射率温度系数为常量,则包层的有效折射率增量与温度增量成正比,比例系数即是折射率温度系数^[11],约为 $1.1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$,在所研究的温度变化范围内温度变化引起包层折射率的相对变化约为 0.00066 ,所以可以忽略温度变化对包层折射率的影响。从图 1 可知,芯区包括液晶和液晶外的玻璃层,其中温度对玻璃层折射率的影响也可以忽略。因此,温度对液晶填充光子晶体光纤折射率的影响可以只考虑温度对液晶折射率的影响。

3 传输模式的温度特性

当考虑折射率的温度和波长特性时,芯区中液晶外玻璃层的折射率可以看作是常数,因而可以仅用液晶折射率来描述芯区折射率 n_{core} 受温度和波长的影响。利用普通阶跃光纤归一化频率的计算公式,可得到液晶填充的光子晶体光纤的有效归一化频率为

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi r_{\text{core}}}{\lambda} (n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2)^{1/2}, \quad (7)$$

取 $R = 0.5\Lambda$, 以 $V_{\text{eff}} < 2.55$ 作为二阶模截止的判据。图 2 为不同包层相对孔径时的有效归一化频率随温度变化的计算曲线。计算中参量取值如表 1 所示。

表 1 计算参量取值

Table 1 Parameters in calculation

A	1.72	$B_c/\mu\text{m}^2$	0.008
B/K^{-1}	5.24×10^{-4}	$C_c/\mu\text{m}^4$	0.0026
A_0	1.50	$(\Delta n)_0$	0.34
$B_0/\mu\text{m}^2$	0.0078	β	0.25
$C_0/\mu\text{m}^4$	0.0003	$\Lambda/\mu\text{m}$	2.3
A_c	1.864		

从图 2 可看出,对液晶填充的光子晶体光纤:

1) 当温度的升高或包层的相对孔径减小时,光纤的归一化频率减小,并可以使光子晶体光纤由多模传输变成单模传输。这是因为当温度升高时,纤芯的液晶折射率减小。包层的相对孔径减小时,包层等效折射率增大;由(7)式可知,光子晶体光纤的归一化频率减小,所以在一定温度和一定波长范围内光子晶体光纤可以出现单模传输;2) 不会出现无截止单模传输。在长波长区,液晶和包层的折射率随波长增大而减小,直到饱和值;而液晶的折射率随温度升高而减小,所以在适当的温度下光子晶体光纤在长波长区可以出现单模传输。但在短波长时,

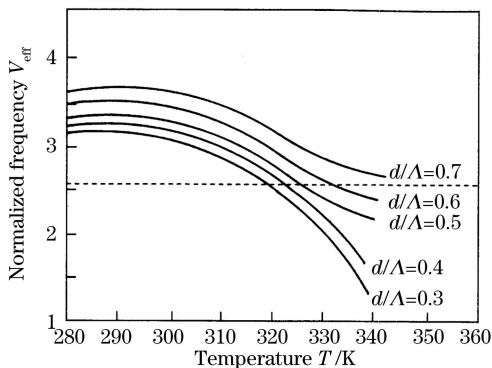


图 2 不同相对孔径的归一化频率随温度的变化
Fig. 2 Normalized frequency versus temperature for different relative hole diameters

(1)式~(4)式表明,由于液晶折射率随波长减小而增大的速度远大于温度升高液晶减小的速度,包层的等效折射率随波长减小而增大,但不会超过其饱和值(即玻璃的折射率),所以在短波长时光子晶体光纤不会出现单模传输,因而在整个波长范围内不可能均为单模传输。

4 色散的溫度特性

由于纤芯填充液晶的折射率和包层的等效折射率都是波长的函数,所以液晶填充光子晶体光纤具有色散特性,光纤的色散系数为

$$D = -\frac{\lambda}{c} \left[\frac{d^2 n_c}{d\lambda^2} + \frac{d^2 n_{\text{clad}}}{d\lambda^2} \right] = -\frac{\lambda}{c} \left[\frac{6B_c}{\lambda^4} + \frac{20C_c}{\lambda^6} + \frac{d^2 n_{\text{clad}}}{d\lambda^2} \right], \quad (8)$$

D 和零色散波长 λ_0 随温度、波长及相对孔径变化的计算结果见图 3 和图 4 所示,从图 3 和图 4 可以看出,给定液晶填充的光子晶体光纤,色散系数与温度、波长和包层相对孔径有关。1) 液晶填充光子晶体光纤的色散值减小。这是因为包层等效折射率 n_{clad} 产生的色散随波长增大由负值变为正值^[12],而液晶折射率产生的色散在所有波长范围内均为负值,导致光纤总色散减小;2) 当波长和相对孔径一定时,随着温度的升高,色散值增大,零色散波长向短波长方向移动。这是因为当温度升高时,参量 B_c 和 C_c 都减小^[8,9],见表 2,液晶产生的色散值随温度升高而减小,而包层的色散几乎不随温度而改变,所以光纤总色散随温度升高而增大,零色散波长随温度升高表现蓝移;3) 当温度和相对孔径一定时,随着波长的增大,色散值增大。这是由于液晶的色散随波长增大而增加,而包层的色散随波长增大而呈现增大趋势所致。4) 零色散波长随相对孔径的增大而减

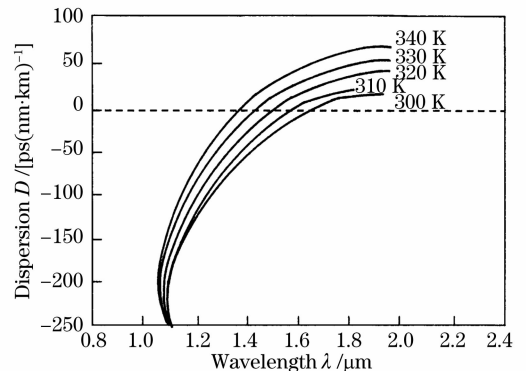


图 3 不同温度的色散曲线
Fig. 3 Dispersion for different temperatures

小,这是因为包层的色散值随相对孔径增大而增大,导致零色散波长向短波长方向移动。

设计和应用提供参考。

参 考 文 献

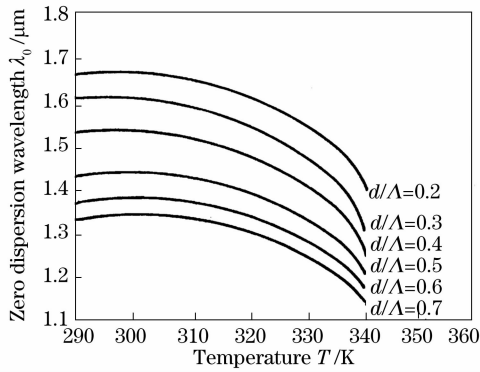


图 4 不同相对孔径的零色散波长随温度的变化

Fig. 4 Zero dispersion wavelength versus temperature for different relative hole diameters

表 2 不同温度时 B_c 和 C_c 的取值

Table 2 B_c and C_c for different temperatures

T / K	$B_c / \mu m^2$	$C_c / \mu m^4$
300	0.0080	0.0026
310	0.0078	0.0024
320	0.0076	0.0022
325	0.0074	0.0020
330	0.0071	0.0017
340	0.0068	0.0014

5 结 论

在空心光子晶体光纤的纤芯中填充向列相液晶,由于温度变化时液晶的折射率变化,引起液晶填充光子晶体光纤传输特性的改变。用阶跃折射率模型研究温度、工作光波长及光纤结构参量对光纤传输模式和色散的影响。与全内反射光子晶体光纤相比,液晶填充光子晶体光纤的折射率对温度和波长很敏感,改变温度可以实现光纤传输模式和色散的改变以及零色散波长的移动。这种特性对控制功能器件非常有用,可为温度调制光子晶体光纤器件的

- 1 T. T. Larsen, A. Bjarklev, D. S. Hermann *et al.*. Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(20): 2589~2596
- 2 Wen Fuzheng, Fan Wande, Li Rucheng *et al.*. Tunable photonic crystal fiber devices based on the material filling [J]. *Optoelectronic Technology*, 2006, **26**(2): 133~137
温福正, 范万德, 李汝成 等. 基于材料填充的可调光子晶体光纤器件[J]. *光电子技术*, 2006, **26**(2): 133~137
- 3 T. R. Wolinski, K. Szaniawska, K. Bondarczuk *et al.*. Propagation properties of photonic crystal fibers filled with nematic liquid crystals [J]. *Opto-Electronics Review*, 2005, **13**(2): 177~182
- 4 J. Sun, C. C. Chan, N. Ni. Analysis of photonic crystal fibers infiltrated with nematic liquid crystal[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **278**: 66~70
- 5 C. S. Zhang, G. Y. Kai, Z. Wang *et al.*. Tunable photonic bandgap microstructure fibers filled with high index material[C]. *Proc. SPIE*, 2005, **6019**: 60193A-1~60193A-5
- 6 D. C. Zografopoulos, E. E. Kriezis, T. D. Tsiboukis. Photonic crystal-liquid crystal fibers for single polarization or high-birefringence guidance[J]. *Opt. Exp.*, 2006, **14**(2): 914~925
- 7 Y. Q. Jiang, X. N. Chen, B. Howley *et al.*. Effect of temperature fluctuation on highly dispersive photonic crystal fiber [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **88**: 011108-1~011108-3
- 8 J. Lin, S. T. Wu, S. Brugioni *et al.*. Infrared refractive indices of liquid crystals[J]. *J. Appl. Phys.*, 2005, **97**: 073501-1~073501-5
- 9 J. Li, S. T. Wu. Extended Cauchy equations for the refractive indices of liquid crystals[J]. *J. Appl. Phys.*, 2004, **95**(3): 896~901
- 10 K. N. Park, T. Erdogan, K. S. Lee. Cladding mode coupling in long-period gratings formed in photonic crystal fibers[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **266**: 541~545
- 11 Wei Yan, Chang Deyuan, Zheng Kai *et al.*. Numerical Simulation of temperature properties of photonic crystal fibers [J]. *Chin. J. Lasers*, 2007, **34**(7): 945~951
卫 延, 常德远, 郑 凯 等/. 光子晶体光纤的温度特性数值模拟 [J]. *中国激光*, 2007, **34**(7): 945~951
- 12 Zhao Xingtao, Hou Lantian, Liu Zhaolun *et al.*. Dispersion analysis of photonic crystal fiber using improved full-vectorial effective index method[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(4): 2275~2280
赵兴涛, 侯蓝田, 刘兆伦 等. 改进的全矢量有效折射率方法分析光子晶体光纤的色散特性[J]. *物理学报*, 2007, **56**(4): 2275~2280