

新型 THz 波超平坦色散光子晶体光纤*

姜跃进 施伟华[†] 李培丽 赵 岩

(南京邮电大学光通信研究所, 南京 210003)

(2009 年 10 月 14 日收到; 2009 年 11 月 19 日收到修改稿)

设计出一种新型的渐变空气孔径 THz 波超平坦色散光子晶体光纤. 应用时域有限差分方法 (finite-difference time-domain, FDTD) 计算光纤色散, 所得结果表明渐变空气孔径光子晶体光纤比孔直径不变光子晶体光纤控制色散的能力更强; 且当第三层与第四层空气孔直径相同时, 孔直径渐变的光子晶体光纤的色散更趋于平坦, 而当空气孔直径取 $d_1 = 0.85d_4$, $d_2 = 0.95d_4$, $d_3 = d_4$ (d_1, d_2, d_3, d_4 分别为包层从内到外空气孔的直径) 时, 此种光子晶体光纤可以在波长 60—65 μm (4.61—5 THz) 范围内将波导色散值控制在 $-0.1 \pm 0.3 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 范围内, 得到趋于超平坦色散的、具有很好的束缚 THz 波的能力和有良好的损耗特性的新型 THz 波光子晶体光纤.

关键词: THz 波光子晶体光纤, 时域有限差分方法, 超平坦色散

PACC: 4280S, 4280L, 4270Q, 5235H

1. 引 言

随着 THz 波产生和探测技术的巨大进步, 各种 THz 器件的研究也迅速发展^[1], 在 THz 设备和测量装置中, 迫切需要低损耗、色散可调的 THz 传输线. 光子晶体光纤 (PCF) 是一种特殊的光波导, 由具有光子晶体结构的包层和纤芯组成. 与普通的光纤相比, PCF 有着无尽单模、色散特性可调等优点^[2,3]. 韩国和日本的科学家将光子晶体光纤的应用拓展到太赫兹波段, 研制出太赫兹波光子晶体光纤 (THz-PCF)^[4]. 2007 年 Soan 等^[5] 提出了一种新型的准六重对称光子晶体光纤, 研究发现这种准光子晶体光纤的无限单模的截止频率较高, 超低超平坦色散波长范围较宽, 且色散值较小这对于实现高速大容量的波分复用 (WDM) 的信息传输是非常有利的^[6,7]. 光子晶体光纤在 THz 波段得到超低超平坦色散将对 THz 波的传输及 THz 器件的研究都有重要意义. 本文设计一种包层空气孔渐变的光子晶体光纤, 通过改变这种光子晶体光纤包层中空气洞的大小、间距等参数在 THz 波段范围内得到趋于超平坦色散. 这将有利于 THz 波光子晶体光纤及 THz 技术的进一步发展研究与应用.

2. 理论模型及计算方法

本文设计的新型 THz 波光子晶体光纤结构如图 1 所示, 其中 Λ 为晶格常数, d_1, d_2, d_3, d_4 分别为包层从内到外空气孔的直径. 其他结构参数为, 占空比 $d_4/\Lambda = 0.8$, 纤芯空气孔半径 $R = \Lambda$. $\Lambda = 100 \mu\text{m}$. 黑色部分为空气孔, 其折射率 $n_1 = 1$; 选用聚乙烯作为为介质材料, 其在 THz 波段的折射率 $n_2 = 1.534$.

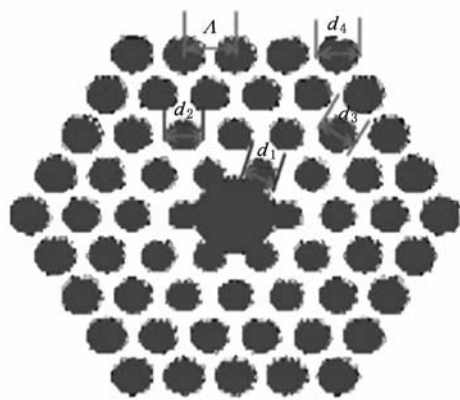


图 1 新型 THz 波光子晶体光纤截面图

时域有限差分方法是在 1966 年由 Yee 提出来

* 国家自然科学基金 (批准号: 60707006), 南京邮电大学攀登计划 (批准号: NY207054) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: njupt_shiwh@126.com

的^[8]. 对于单模光纤中的导模来说, 可以假定传播常量沿传播方向(z 方向)为 β , 这样每一个场分量就具有 $\varphi(x, y, z) = \varphi(x, y) \exp(i\beta z)$ 的形式, 这里 φ 代表任何场分量. 采用非各向同性良匹配层 (APML) 边界条件^[9], 在初始时刻引入一个人为设定的场分布, 只要演化时间足够长, 这个场分布中非物理的成分在时间演化过程中会逐渐消失, 而物理的成分会保留下来, 即导模. 根据时域有限差分法的理论, 可以得到任意时间步时光纤内的电磁场分布^[10]

$$E_x^n(i, j, k) = P(i, j, k) E_x^n(i, j, k) + Q(i, j, k) \\ \Delta s [H_z^{n+1/2}(i, j, k) \\ - H_z^{n+1/2}(i, j-1, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k) \\ + H_y^{n+1/2}(i, j, k-1)],$$

$$E_y^n(i, j, k) = P(i, j, k) E_y^n(i, j, k) + Q(i, j, k) \\ \Delta s [H_x^{n+1/2}(i, j, k) \\ - H_x^{n+1/2}(i, j, k-1) - H_z^{n+1/2}(i, j, k) \\ + H_z^{n+1/2}(i-1, j, k)], \quad (1)$$

$$E_z^n(i, j, k) = P(i, j, k) E_z^n(i, j, k) + Q(i, j, k) \\ \Delta s [H_y^{n+1/2}(i, j, k) \\ - H_y^{n+1/2}(i, j-1, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k) \\ + H_x^{n+1/2}(i-1, j, k)];$$

$$H_x^{n+1/2}(i, j, k) = H_x^{n-1/2} + K(i, j, k) \Delta s [(E_z^n(i, j \\ + 1, k) - E_z^n(i, j, k) - E_y^n(i, j, k \\ + 1) + E_y^n(i, j, k))],$$

$$H_y^{n+1/2}(i, j, k) = H_y^{n-1/2} + K(i, j, k) \Delta s [(E_z^n(i, j, k \\ + 1) - E_z^n(i, j, k) - E_x^n(i+1, j, k) \\ + E_x^n(i, j, k))], \quad (2)$$

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2} + K(i, j, k) \Delta s [(E_x^n(i, j \\ + 1, k) - E_x^n(i, j, k) - E_y^n \\ \times (i+1, j, k) + E_y^n(i, j, k))],$$

其中 i, j, k 为空间网格点, n 为时间步长数, Δt 为时间步长, $\Delta s = \Delta x = \Delta y = \Delta z$ 为空间步长. P, Q, K 形式如下:

$$P(i, j, k) = [\varepsilon(i, j, k) - \sigma(i, j, k) \Delta t / 2] \\ / [\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k) \Delta t / 2], \quad (3) \\ Q(i, j, k) = \Delta t / [\varepsilon(i, j, k) + \sigma(i, j, k) \Delta t / 2], \\ K(i, j, k) = \Delta t / \mu(i, j, k).$$

一定时间步后, 通过记录中心缺陷处的部分点的电场分布与时间的关系, 进行快速傅里叶变换

(FFT) 就可以得到电场分布与频率关系图, 从而求出缺陷态频率, 进而求出色散曲线.

单模光纤的色散表达式为^[11]

$$D(\lambda) = \frac{d\tau}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) = - \frac{1}{c\lambda} k \frac{d^2\beta}{dk^2}, \quad (4)$$

式中 β 为传播常数, k 为相应传播常数下适合在光纤中传输的模式, 在 PBG-PCF 中又叫做相对于传播常数的缺陷态频率. 光纤的总色散等于波导色散和材料色散之和^[12]. 其中材料色散可由塞尔迈耶尔 (Sellmeier)^[13] 给出. TPCF 是由单一材料组成的, 因此材料色散恒定不变, 故光纤的波导色散决定了总色散.

3. 结果与讨论

为研究这种新型 THz 波光子晶体光纤的色散特性, 本文进行了大量的计算来寻找各个参数对色散特性的影响规律.

首先, 固定各包层空气孔的值, 研究改变晶格常数 Λ 大小对色散的影响. 取 $d_1 = 0.7d_4$, $d_2 = 0.8d_4$, $d_3 = 0.9d_4$ 和 $d_1 = 0.8d_4$, $d_2 = 0.9d_4$, $d_3 = d_4$ 两种情况, 对每种情况下取 Λ 为 100 μm , 110 μm , 120 μm 的三组曲线, 通过计算得到对应的色散曲线图如图 2 和图 3.

从图 2 中可以看出, 改变晶格常数 Λ 对色散平坦性影响不大, 只是改变传播波长范围, 随着 Λ 的增加, 色散点逐渐向长波长方向移动, 可传播波段范围也向长波长方向偏移. 当空气孔直径取值在 (a) 和 (b) 两种情况下, 晶格常数 Λ 取 100, 110, 120 μm 对应的波长段分别为 59—66 μm , 67—74 μm , 74—80 μm , 在对应波长段内色散变化都在 1.5 ps/(nm·km) 左右, 且色散平坦性趋势相近.

再考虑新型 THz 波光子晶体光纤色散的平坦性受空气孔直径取值的影响. 为方便看出新型光子晶体光纤的色散平坦优势, 同时计算不变空气孔径光子晶体光纤的色散作为比较.

从图 3(a) 看出, 在空气孔径取 $d_1 = 0.7d_4$, $d_2 = 0.8d_4$, $d_3 = 0.9d_4$ 时色散比不变空气孔时色散平坦, 色散间隔大约在 1.2 ps/(nm·km), 在空气孔径取 $d_1 = 0.85d_4$, $d_2 = 0.9d_4$, $d_3 = 0.95d_4$ 时, 色散变得不平坦, 说明空气孔径改变对色散平坦性有较大影响. 图 3(b) 中, 在 $d_1 = 0.8d_4$, $d_2 = 0.9d_4$, $d_3 = d_4$ 和 $d_1 = 0.9d_4$, $d_2 = 0.95d_4$, $d_3 = d_4$ 时色散都比不变空气孔径时的色散平坦, 并且当空气孔直径取值为后

者时,色散间隔达到 $1 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 左右. 比较图 3 中的两幅图,可以看出在靠近纤芯的空气孔对色散平坦性影响很大,通过改变其大小可以控制色散平

坦性. 当 $d_3 = d_4$ 时,通过改变 d_1, d_2 的值,能使光子晶体光纤达到一个超平坦色散.

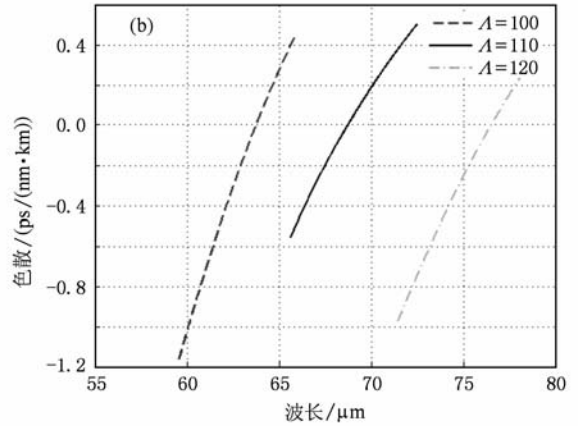
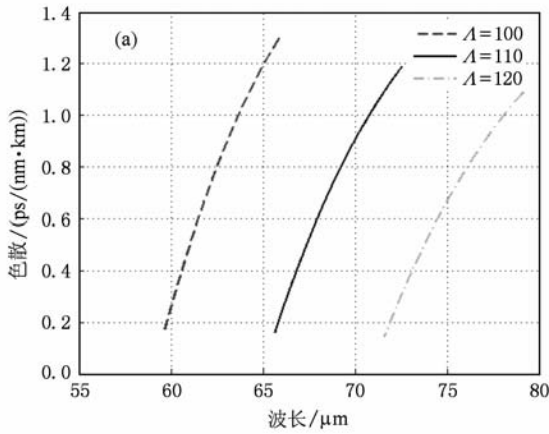


图 2 固定空气孔直径条件下晶格常数 A 对色散特性的影响 (a) $d_1 = 0.7d_4, d_2 = 0.8d_4, d_3 = 0.9d_4$; (b) $d_1 = 0.8d_4, d_2 = 0.9d_4, d_3 = d_4$

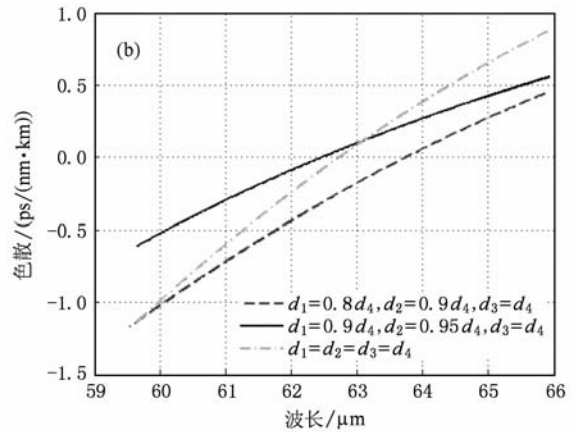
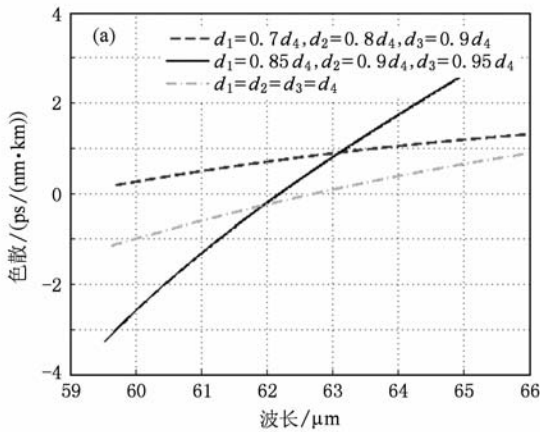


图 3 A 取 $100 \mu\text{m}$ 空气孔直径取不同值对色散的影响,作为对比同时给出孔径不变时色散曲线

下面就研究空气孔直径取值在 $d_3 = d_4$ 时, $d_1 = 0.85d_4, d_2 = 0.95d_4$; $d_1 = 0.9d_4, d_2 = 0.95d_4$ 和 $d_1 = 0.85d_4, d_2 = 0.9d_4$ 三种情况下色散曲线. 所得色散曲线图为图 4.

从图中看出色散平坦度对包层内两层的空气孔径的大小变化比较敏感. $d_2 = 0.95d_4$ 时所得色散曲线比 $d_2 = 0.9d_4$ 时所得色散曲线平坦,并且当取 $d_1 = 0.85d_4, d_2 = 0.95d_4, d_3 = d_4$ 时,光子晶体光纤得到色散变化在 $0.6 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 之间的平坦色散,在波长为 $60\text{--}65 \mu\text{m}$ 之间的色散值可以控制在 $-0.1 \pm 0.3 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ 之间,达到一个趋于超平坦色散值.

从以上的计算结果能够看出,由于本文所设计的新型 THz 波光子晶体光纤的包层中采用了渐变

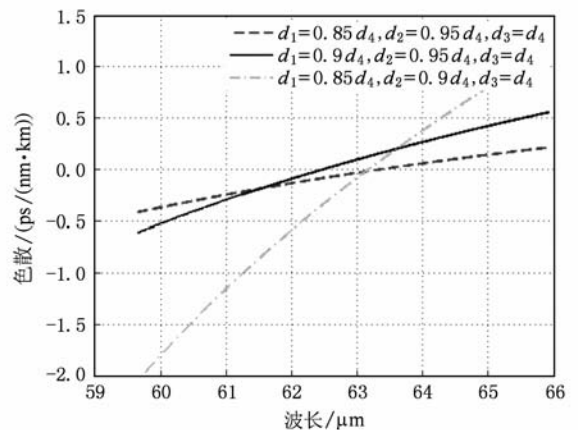


图 4 A 取 $100, d_3 = d_4, d_1, d_2$ 取不同值的色散曲线

空气孔的结构,在短波长范围内,导波模被很好地

束缚在芯区,有效模面积较小,色散特性主要受内层空气孔的影响,而在长波长范围内,有效模面积增大,色散特性不仅受内层空气孔,也受外层空气孔的影响,因此通过调节 d_1, d_2, d_3, d_4 和 Λ 这些参数,就可以在合适的波长范围内获得具有合适色散值的平坦色散,但色散曲线的平坦性走势对这些参数的敏感性比较强.

为全面表现所设计的新型 THz 波光子晶体光纤的特性,下面给出结构参数在 $d_1 = 0.85d_4, d_2 = 0.95d_4, d_3 = d_4$ 时,对应的模场分布图与损耗特性图.

从图 5 和图 6 可以看出,设计的新型光纤在束缚 THz 波和损耗方面都有很好的表现.模场分布图说明 THz 波能被很好的束缚在光纤中传播;在 60—65 μm 波段内,光纤的损耗大小在包层为四层的情况下保持在比较低的水平并且最低值达到 3.8 dB/km 左右,这是一个比较理想的损耗值.在增加光纤包层层数的情况下,这个数值还会下降,这将进一步推进新型 THz 波光子晶体光纤的商用化进程.

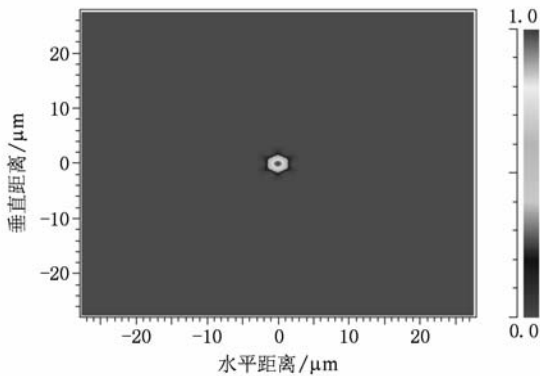


图 5 新型 THz 波光子晶体光纤模场分布

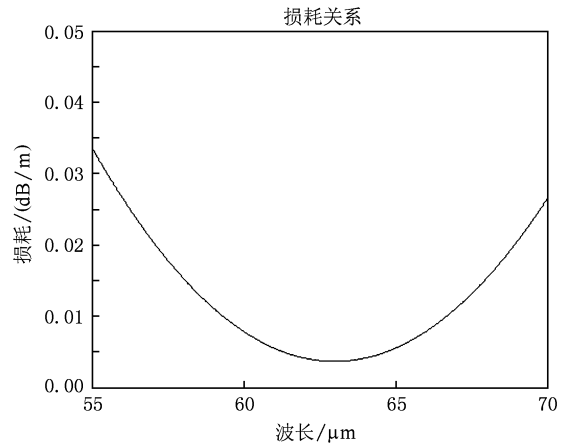


图 6 新型 THz 波光子晶体光纤损耗特性

4. 结 论

本文设计了一种新型渐变空气孔 THz 波光子晶体光纤,通过计算并与孔直径不变的光子晶体光纤作比较,得出渐变空气孔光子晶体光纤比孔直径不变光子晶体光纤控制色散的能力更强,且从当第三层与第四层空气孔径相同时,直径渐变的光子晶体光纤的色散更趋于平坦;而当空气孔直径取 $d_1 = 0.85d_4, d_2 = 0.95d_4, d_3 = d_4$ 时,此种光子晶体光纤得到趋于超平坦色散,在波长 60—65 μm 范围内将波导色散值控制在 $-0.1 \pm 0.3 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 范围内;并且所设计的新型 THz 波光子晶体光纤具有很好的束缚 THz 波的能力和好的损耗特性.对于其它直径渐变方式将陆续展开,本文的工作将有利于新型 THz 波光子晶体光纤及 THz 技术的进一步发展和研究.

[1] Zhu Y W, Shi S X, Liu J F, Sun Y L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1042 (in Chinese) [朱言午、时顺祥、刘继芳、孙艳玲 2009 物理学报 **58** 1042]

[2] Russell P S J 2000 *Proc. The Optical Fiber Communication Conference and Exposition* **3** 98

[3] Knight J C 2003 *Nature* **14** 847

[4] Park H, Cho M, Kim J 2002 *Phys. Med. Biol.* **47** 3765

[5] Soan K, Chul K, Jongmin L 2007 *Opt. Express* **15** 213

[6] Yuan J H, Hou L T, Zhou G Y 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 1165 (in Chinese) [苑金辉、侯蓝田、周桂耀 2008 光学学报 **28** 1165]

[7] Zhang Y J, Zhao J L, Hou J P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1042 (in Chinese) [张晓娟、赵建林、侯建平 2007 物理学报 **56** 1042]

[8] Yee K 1966 *IEEE Trans. Antennas Propagate* **14** 302

[9] Gedney S D, 1996 *IEEE Trans. Antennas Propagate* **44** 1630

[10] Wei B, Ge D B, Wang F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6290 [魏兵、葛德彪、王飞 2008 物理学报 **57** 6290]

[11] Li Y Q, Cui M 2002 *Optical Waveguide Theory and Technology (Vol. 1)* (Beijing: Posts and Telecommunication Press) p157 (in Chinese) [李玉权、崔敏 2002 光波导理论与技术(北京:人民邮电出版社)第157页]

[12] Lou S Q, Ren G B, Yan F P, Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1229 (in Chinese) [娄淑琴、任国斌、延凤平、简水生 2005 物理学报 **54** 1229]

[13] Okamoto K. 2000 *Fundament of Optical Waveguides* (Academic Press) p1

A new type of THz photonic crystal fiber with super-flattened dispersion^{*}

Jiang Yue-Jin Shi Wei-Hua[†] Li Pei-Li Zhao Yan

(*Institute of Optical Communication, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210003, China*)

(Received 14 October 2009; revised manuscript received 19 November 2009)

Abstract

A new type of THz photonic crystal fiber with super-flattened dispersion and air hole varying cladding is designed in this paper. Its dispersion properties are analyzed by using the finite-difference time-domain (FDTD) method. The results show that the new THz photonic crystal fiber is better than THz photonic crystal fiber with air hole unarying cladding in controlling the dispersion, and that the new THz photonic crystal fiber has the flattened dispersion when the third ring diameter has the same value as the forth ring diameter. When the air hole diameters are $d_1 = 0.85d_4$, $d_2 = 0.95d_4$, $d_3 = d_4$ (d_1, d_2, d_3, d_4 are the diameters of air hole from the inter clad to the outer clad), the new THz photonic crystal fiber can have almost super-flattened dispersion at a level of $-0.1 \pm 0.3 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$, a good ability to restrict the THz wave and a low loss in a wavelength reange between $60 \mu\text{m}$ and $65 \mu\text{m}$.

Keywords: THz-PCF, finite-difference time-domain method, super-flattened dispersion

PACC: 4280S, 4280L, 4270Q, 5235H

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60707006), The "Climbing" Project of Nan Jing University of Post and telecommunication. (Grant No. NY207054).

[†] Corresponding author. E-mail: njupt_shiwh@126.com