

低损宽频高双折射太赫兹光子带隙光纤*

白晋军 王昌辉 霍丙忠 王湘晖 常胜江[†]

(南开大学, 现代光学研究所, 天津 300071)

(2010年10月15日收到; 2010年11月16日收到修改稿)

设计了一种低损耗、宽频段、高双折射太赫兹光子带隙光纤, 呈三角晶格排列的亚波长空气孔包层实现了带隙的局域作用. 利用全矢量有限元法对光纤的双折射及损耗特性进行了理论分析. 结果表明, 在大约 0.3 THz 的宽频范围内, 类矩形纤芯太赫兹光子带隙光纤的损耗小于 0.009 cm^{-1} , 相双折射在 10^{-3} 数量级, 群双折射可达 10^{-2} 数量级.

关键词: 太赫兹, 太赫兹波导, 光子晶体光纤, 双折射

PACS: 87.50.U-, 42.81.Gs, 42.70.Qs

1. 引言

太赫兹 (THz) 波介于毫米波与红外辐射之间, 处于宏观经典理论向微观量子理论的过渡区, 也是电子学向光子学的过渡领域. 由于其所处的特殊位置, THz 波具有很多优越的特性和重要的应用价值, 已经被广泛应用于物体成像、光谱分析、医疗诊断、材料分析测试、环境检测以及通讯雷达等领域^[1-5].

迄今, 大部分 THz 系统都是基于 THz 波在自由空间中的传输. 这种结构体积庞大, 不易集成, 易受到外界干扰, 特别是水蒸气的影响, 给 THz 系统的稳定性以及集成化带来较大的困难, THz 波导器件的发展有望解决这些问题. 同时要实现宽频带、大容量的远程通信系统, 研发一种低损耗、低色散的 THz 波导也成为首要解决的技术. 然而由于金属有限的电导率以及电介质高的吸收系数, 造成了传统的微波波段的金属波导和可见以及红外波段的电介质光纤都不能用来长距离传输 THz 波. 近年来, 越来越多的国内外课题组都致力于低损耗、低色散 THz 波导的研究, 已报道的有裸金属线波导^[6]、金属管波导^[7]、平板波导^[8]、光子晶体光纤^[9-11]、多孔光纤^[12]等不同类型的 THz 波

导器件.

对于 THz 光纤, 除了损耗和色散特性之外, 由于高双折射 THz 光纤在通信、传感、滤波等领域都有着重要的应用前景, 双折射特性的研究也已经成为一个研究热点. 目前主要有三种不同的光纤结构来实现 THz 波的高双折射传输. 塑料实芯光子晶体光纤^[13], 它具有较大的双折射 ($\sim 2.1 \times 10^{-2}$), 但是光纤中大部分导模能量处于实纤芯内, 损耗较大, 不宜长距离传输. Ren 等人为了克服材料吸收损耗, 提出了方晶格结构的高双折射光子带隙光纤^[14], 有效地降低了光纤的损耗, 但是, 方晶格结构的光纤带宽较窄, 在一定程度上限制了光纤的传输带宽. 矩形孔^[15]、椭圆孔^[16]、超元胞结构^[17]的多孔高双折射光纤, 尽管和实芯光子晶体光纤的双折射具有同样的数量级, 但是这种光纤以空气作为包层, 很容易受到外界干扰.

本文提出一种低损耗、宽频段、高双折射太赫兹光子带隙光纤. 光纤的包层由亚波长尺度呈三角晶格排列的空气孔构成, 类矩形纤芯由去掉中心 16 个空气孔构成. 由于大部分导模能量被局域在空气纤芯中, 从而有效地降低了模式的吸收损耗, 且光纤的相双折射在 10^{-3} 数量级, 群双折射为 10^{-2} 数量级, 在 THz 频段的保偏控制、滤波、生物传感中有潜在的应用价值.

* 国家重点基础研究发展计划 (973) (批准号: 2007CB310403), 国家自然科学基金 (批准号: 60772105), 天津市自然科学基金重点项目 (批准号: 10JCZDJC15200) 和教育部博士点基金 (批准号: 20090031110033) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: sjchang@nankai.edu.cn

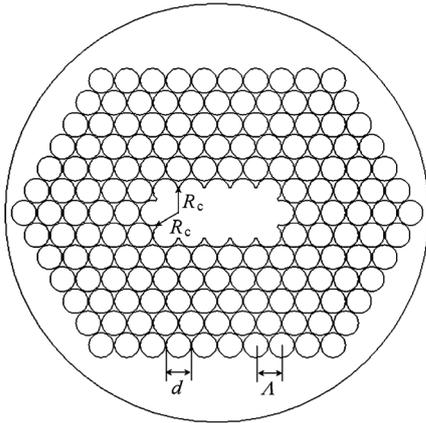


图1 类矩形纤芯光子带隙光纤的端面示意图

2. 光纤结构与模型分析方法

类矩形纤芯光子带隙光纤的端面如图1所示,在聚合物高密度聚乙烯(HDPE)中,按三角结构沿光纤轴向周期性排列圆空气柱,在纤芯沿x方向去掉中心16个空气孔,形成类矩形纤芯区.为了消除表面模,取 $R_c = \Lambda$ (Λ 是晶格周期,即相邻两孔中心之间的距离).在计算中,选取晶格周期 $\Lambda = 292 \mu\text{m}$,空气直径与晶格周期的比 $d/\Lambda = 0.96$,空气折射率 $n_{\text{air}} = 1$,背景材料 HDPE 的折射率 $n_b = 1.534$ [18].

全矢量有限元法是从 Maxwell 方程出发,得到矢量波动方程

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 n^2 \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

其中 \mathbf{E} 是电场强度矢量, k_0 真空中的波数, n 是介质折射率.由于光纤在纵向具有平移不变性,可以将 \mathbf{E} 表述为

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y) \exp(-i\beta z), \quad (2)$$

β 是传播常数.将求解区域(光纤的端面)进行离散化,由方程(1)可以得到本征值方程

$$[\mathbf{K}]\{\mathbf{E}\} = k_0^2 n_{\text{eff}}^2 [\mathbf{M}]\{\mathbf{E}\}, \quad (3)$$

$[\mathbf{K}]$ 和 $[\mathbf{M}]$ 为有限元矩阵, $\{\mathbf{E}\}$ 为离散化电场强度, n_{eff} 为模式的有效折射率.这样矢量波动方程变成标准的本征值问题,通过数值求解,可以得到光纤的模场分布及相应的模式折射率,进而分析模场特性和偏振特性.

3. 双折射特性

为了显示类矩形纤芯光子带隙光纤的双折射

特性,讨论两种类型的双折射:相折射率双折射(简称相双折射)和群折射率双折射(简称群双折射),其中相双折射被定义为 x 和 y 偏振模式折射率的差

$$B = n_{\text{eff},x} - n_{\text{eff},y}, \quad (4)$$

群双折射的定义为 [19]

$$G = n_{Gx} - n_{Gy} = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda}, \quad (5)$$

其中 $n_{\text{eff},i}$ 和 n_{Gi} ($i = x, y$) 分别表示导模的相折射率和群折射率.

图2给出了基模的 x 偏振和 y 偏振色散曲线以及包层的带隙区域,频率的变化范围从 1.57—1.84 THz,图2的插图(a)和(b)分别是 $f = 1.65$ THz 时 x 偏振和 y 偏振的电场能量分布.从图中可以看出基模的 x 偏振和 y 偏振存在明显的双折射现象,而且没有表面模.值得注意的是 x 偏振和 y 偏振模场的分布几乎是一样.

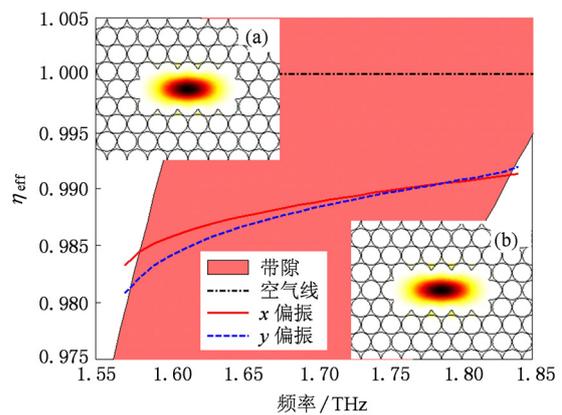


图2 基模色散曲线(插图(a)和(b)分别是 1.65 THz x, y 偏振的模场分布)

相双折射和群双折射随频率的变化曲线如图3所示,相双折射随着频率的增大单调递减,在低频区域相双折射可达 10^{-3} 数量级,随着频率的增大相双折射降低到 10^{-4} 数量级,并且在 $f = 1.78$ THz 附近相双折射趋于零,符号发生反转,即发生了快慢轴的交换.但是群双折射的符号始终为负值,在 10^{-2} 数量级,且在 $f = 1.73$ THz 附近群双折射的绝对值达到最小值,在频率趋向两个带隙边缘的方向上,群双折射的绝对值都随着频率的增大而增大.根据群双折射和偏振模色散成正比关系,可以利用这个特性来设计光纤的结构参量,以达到减小甚至消除偏振模色散的目的.

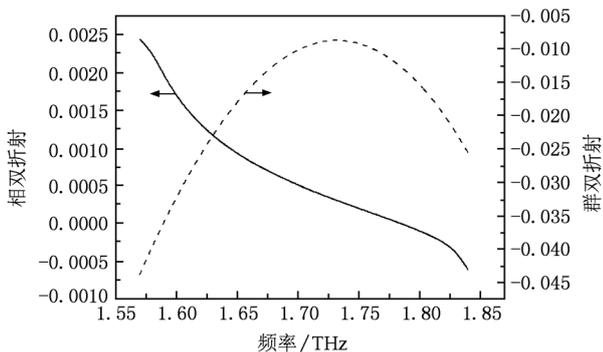


图3 相双折射和群双折射随频率的变化曲线

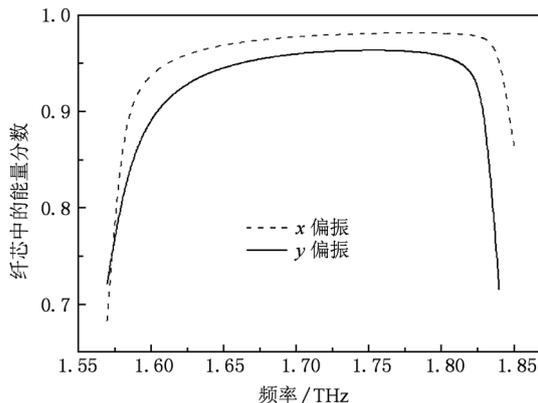


图4 纤芯中的能量分数随频率的变化曲线

4. 能量分数与损耗特性分析

绝大部分电介质对 THz 波的吸收都比较大,故导模能量分布在光纤基底材料中的比例越大,损耗就越大. 为此要降低光纤的损耗,就必须把更多的能量局域在干燥的空气纤芯中. 为了研究带隙光纤对导模能量的局域能力,讨论了空气纤芯中的能量分数,能量分数的定义为^[12]

$$\eta_{\text{air}} = \frac{\int_{\text{air}} S_z dA}{\int_{\text{all}} S_z dA}, \quad (6)$$

其中 S_z 表示坡印亭矢量的 z 分量,“air”表示类矩形空气纤芯区域,“all”表示整个光纤截面区域. 图 4 是纤芯中能量分数随频率的变化曲线,由图可得,在带隙区域内,几乎 95% 的导模能量处于空气纤芯中,只有很少的一部分能量弥散到光纤的基底材料中,有效的避免了大部分导模能量与基底材料重叠,进而有效的降低了带隙光纤的吸收损耗.

对于 THz 光子带隙光纤,包层空气孔的层数是有限的,这将导致部分导模能量发生泄漏,一部分被基底材料所吸收,一部分从光纤中辐射出去. 因此光纤能量的损耗主要来源于材料吸收损耗和泄漏损耗,即

$$L_{\text{total}} = L_{\text{leak}} + L_{\text{abs}}, \quad (7)$$

L_{total} , L_{leak} 和 L_{abs} 分别表示总能量损耗,泄漏损耗和材料吸收损耗. 泄漏损耗 L_{leak} 可以通过导模的折射率的虚部求出

$$L_{\text{leak}} = 2k_0 \text{Im}(n_{\text{eff}}) \text{cm}^{-1}, \quad (8)$$

Im 表示求虚部. 归一化材料吸收损耗能被表述为^[20]

$$L_{\text{abs}} = \frac{\alpha_{\text{ab}}}{\alpha_{\text{m}}} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{\text{background}} n_b |E|^2 dA}{\left| \int_{\text{all}} S_z dA \right|}, \quad (9)$$

α_{ab} 是由于材料吸收引起的导模吸收损耗, α_{m} 是材料的体吸收系数,“background”和“all”分别表示光纤的背景材料和整个光纤的横截面, n_b 是背景材料的折射率.

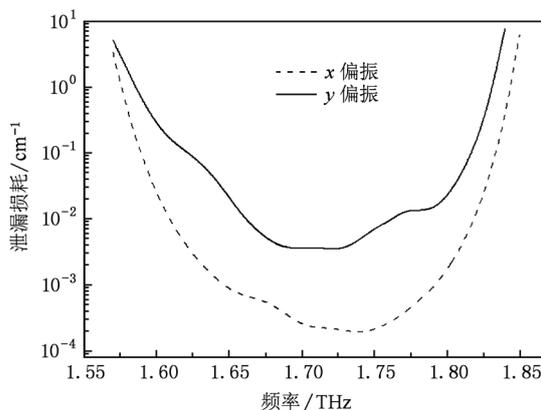


图5 泄漏损耗随频率的变化曲线

图 5 是泄漏损耗 L_{leak} 随 THz 频率的变化曲线. 由图可以看出,在带隙的中央泄漏损耗比较小,随着频率临近带隙的边缘泄漏损耗逐渐增大,而且 x 偏振小于 y 偏振的泄漏损耗,在 1.74 THz 处 x 偏振的 L_{leak} 达到最小值 $1.90 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$,然而, y 偏振在 1.72 THz 达到最小值 $3.43 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. 图 6 是 x, y 偏振模归一化材料吸收损耗的变化曲线. 注意到从 1.57—1.84 THz 之间导模的大部分能量被局域在空气纤芯中,这与图 5 中泄漏损耗基本上是一致的. 光子带隙效应把导模的大部分能量从光纤基底材料中排挤出来,从而显著的减少了导模的吸收

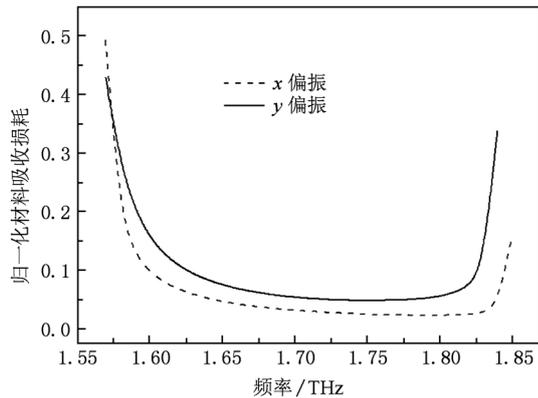


图6 归一化材料吸收损耗随频率的变化曲线

损耗. 在通带范围内, 归一化材料吸收损耗小于 0.045, 这意味着导模的吸收损耗相对于基底材料体吸收损耗来说减小到 1/20. 如果材料的体吸收系数 $\sim 0.2 \text{ cm}^{-1}$, 导模的吸收损耗将小于 0.009 cm^{-1} . 由此可得, 泄漏损耗相比于材料吸收损耗小一个数量级, 也就是说这种光子带隙光纤的损耗主要还是归因于材料的吸收损耗.

5. 结 论

为了与其他 THz 保偏光纤进行比较, 表 1 给出了已报道的几种保偏光纤的特性参数, 从表中可以看出, 实芯光子晶体光纤和多孔光纤可以实现超高的相双折射 ($\sim 10^{-2}$), 但是实芯光纤的材料吸收损耗非常大, 多孔光纤由于以空气作为包层, 损耗比

实芯光纤小一个数量级, 可是这种光纤没有包层易受外界干扰; 光子带隙型光纤的相双折射都在 10^{-3} 数量级, 损耗也很低, 但是正方晶格带隙光纤的传输带宽比三角晶格光纤小接近 1/4 带宽.

综上所述, 本文提出了一种低损耗、宽频段、高双折射太赫兹光子带隙光纤, 并利用全矢量有限元法对该光纤的双折射、纤芯中的能量分数以及损耗特性进行了理论分析. 数值结果表明, 在大约 0.3 THz 的宽频范围内, 由于光纤的带隙效应, 大部分导模能量被局域在空气纤芯, 从而有效的降低了材料的吸收损耗; 且光纤的相双折射在 10^{-3} 数量级, 群双折射可达 10^{-2} 数量级. 这种聚合物光子带隙光纤可以利用挤出法来加工制作, 在 HDPE 软化温度 130°C 左右, 利用塑料挤出机及特殊模具一次性挤出所设计好的锥形, 最后通过后期的拉伸等工艺得到最终的微结构光纤, 此方法有效地避免了用毛细管堆积法在拉丝过程中造成微气孔塌陷^[21,22]. 光子带隙 THz 双折射光纤在保偏控制、滤波、生物传感中有潜在的应用价值.

表 1 几种 THz 保偏光纤的特性比较

光纤结构	频率范围/THz	相双折射	吸收损耗/ cm^{-1}
实芯光子晶体光纤 ^[13]	0.2—0.4	$\sim 10^{-2}$	0.1—1
正方晶格空芯带隙光纤 ^[14]	0.87—1.08	$\sim 10^{-3}$	<0.008
矩形多孔光纤 ^[15]	0.2—0.6	$\sim 10^{-2}$	~ 0.05
椭圆多孔光纤 ^[16]	1.0—2.0	$\sim 10^{-2}$	~ 0.04
超元胞多孔光纤 ^[17]	0.5—2.0	$\sim 10^{-2}$	~ 0.1
三角晶格空芯带隙光纤	1.57—1.84	$\sim 10^{-3}$	<0.009

[1] Withayachumnankul W, Png G M, Xiaoxia Y, Atakaramians S, Jones I, Hungyen L, Seam Yu U, Balakrishnan J, Ng B W H, Ferguson B, Mickan S P, Fischer B M, Abbott D 2007 *Proceedings of the IEEE* **95** 1528

[2] Ma S H, Shi Y L, Xu X L, Yan W, Yang Y P, Wang L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4091 (in Chinese) [马士华、施宇蕾、徐新龙、严伟、杨玉平、汪力 2006 物理学报 **55** 4091]

[3] Ma X J, Zhao H W, Dai B, Liu G F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3429 (in Chinese) [马晓菁、赵红卫、代斌、刘桂锋 2008 物理学报 **57** 3429]

[4] Wang W N, Li Y B, Yue W W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 781 (in Chinese) [王卫宁、李元波、岳伟伟 2005 物理学报 **54** 781]

[5] Zhang X B, Shi W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4984 (in Chinese) [张显斌、施卫 2008 物理学报 **57** 4984]

[6] Wang K L, Mittleman D M 2004 *Nature* **432** 376

[7] Gallot G, Jamison S P, McGowan R W, Grischkowsky D 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 851

[8] Coleman S, Grischkowsky D 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 654

[9] Han H, Park H 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 2634

[10] Geng Y F, Tan X L, Wang P, Yao J Q 2008 *Applied Physics B: Lasers and Optics* **91** 333

[11] Geng Y F, Tan X L, Zhong K, Wang P, Yao J Q 2008 *Chinese Phys. Lett.* **25** 3961

[12] Hassani A, Dupuis A, Skorobogatiya M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 071101

- [13] Cho M, Kim J, Park H, Han Y, Moon K, Jung E, Han H 2008 *Opt. Express* **16** 7
- [14] Ren G B, Gong Y D, Shum P, Yu X, Hu J J, Wang G H, Chuen M O L, Paulose V 2008 *Opt. Express* **16** 13593
- [15] Atakaramians S, Afshar V S, Fischer B M, Abbott D, Monro T M 2009 *Opt. Commun.* **282** 36
- [16] Chen H, Chen D, Hong Z 2009 *Appl. Opt.* **48** 3943
- [17] Chen D, Tam H Y 2010 *Lightwave Technology, Journal* **28** 1858
- [18] Jin Y S, Kim G J, Jeon S G 2006 *J. Korean. Phys. Soc.* **49** 513
- [19] Alam M S, Saitoh K, Koshiba M 2005 *Opt. Lett.* **30** 824
- [20] Atakaramians S, Afshar V S, Fischer B M, Abbott D, Monro T M 2008 *Opt. Express* **16** 8845
- [21] Zhang Y, Zhang Y Q, Yu R J 2007 *Optical Fiber & Electric Cable and Their Applications* **2** 22 (in Chinese) [张颖、张永强、于荣金 2007 光纤与电缆及其应用技术 **2** 22]
- [22] Yu R J, Zhang B 2008 *Science in China* (in Chinese) **38** 807 [于荣金、张冰 2008 中国科学 **38** 807]

A broadband low loss and high birefringence terahertz photonic bandgap photonic crystal fiber*

Bai Jin-Jun Wang Chang-Hui Huo Bing-Zhong Wang Xiang-Hui Chang Sheng-Jiang[†]

(Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

(Received 15 October 2010 ; revised manuscript received 16 November 2010)

Abstract

A low loss and broadband photonic bandgap (PBG) terahertz photonic crystal fiber (PCF) with high birefringence is proposed. Terahertz wave is confined within the core surrounded by the cladding with triangular lattice arrangement of subwavelength air holes. The birefringence and the loss of the fiber are investigated by using a full-vectorial finite element method. The numerical simulation shows that within a broadband area of about 0.3 THz, the loss of the near-rectangle core THz PBG photonic crystal fiber is less than 0.009cm^{-1} , the phase birefringence is on the order of 10^{-3} , and the group birefringence even can reach 10^{-2} .

Keywords: terahertz, terahertz waveguide, photonic crystal fiber, birefringence

PACS: 87.50.U- , 42.81.Gs, 42.70.Qs

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB310403), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60772105), the Key Program of the Applied Basic Research of Tianjin (Grant No. 10JCZDJC15200), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20090031110033).

[†] Corresponding author. E-mail: sjchang@nankai.edu.cn