

隔行分层填充的太赫兹超高双折射多孔光纤*

李珊珊¹⁾ 张昊²⁾ 白晋军³⁾ 刘伟伟²⁾ 常胜江^{2)†}

1)(南开大学, 信息化建设与管理办公室, 天津 300071)

2)(南开大学, 现代光学研究所, 天津 300071)

3)(天津工业大学, 电子与信息工程学院, 天津 300387)

(2015年1月20日收到; 2015年2月26日收到修改稿)

本文提出了一种对普通三角晶格多孔光纤隔行分层填充匹配材料, 实现超高模式双折射的方法. 首先, 采用全矢量有限元法对多孔度为43.08%的三角晶格多孔光纤的传输特性进行了详细研究. 随后, 为增强结构非对称性对纤芯空气孔隔行填充折射率为1.4的液体, 发现光纤的模式双折射显著提高, 在峰值处(1.1 THz)由填充前的 1.05×10^{-3} 增大到 1.36×10^{-2} ; x, y 两偏振模式基模的吸收损耗系数分别由0.16 dB/cm增大到0.25 dB/cm和0.28 dB/cm; 光纤的工作带宽由1.1 THz增大到1.9 THz. 研究发现通过增大填充材料的折射率能够显著提高光纤的模式双折射; 当 $n = 2, f = 2.2$ THz时, 光纤能够达到 8.03×10^{-2} 的超高模式双折射. 进一步, 采用隔行分层填充的方式, 在不同层填充不同折射率的液体, 实现折射率的梯度分布, 从而增强光纤对导模的限制能力. 结果显示, 采用该填充方法, 光纤的模式双折射在工作频段内没有峰值, 呈现单调递增的趋势. 当 $f = 2.2$ THz时, 模式双折射达到 7.19×10^{-2} . 该设计不仅实现了超高的模式双折射, 同时还具备可调谐的特性, 对实际应用具有重要意义.

关键词: 高双折射, 多孔光纤, 填充, 隔行分层

PACS: 42.15.Eq, 42.25.Lc, 42.79.-e, 42.81.Qb

DOI: 10.7498/aps.64.154201

1 引言

太赫兹波通常是指频率在0.1—10 THz范围内的电磁波, 介于微波和红外辐射之间. 太赫兹波具有很多优越的特性, 因此被广泛应用于成像、爆炸物探测、光谱分析、医疗诊断、环境监测、通信传感等领域^[1-5]. 目前, 大多数太赫兹系统对信号的传输和处理都是基于自由空间系统的, 这种系统体积庞大、成本高、稳定性差、且容易受到环境影响, 极大地限制了太赫兹应用技术的发展. 因此, 研究如何将太赫兹系统柔性化, 已经成为其应用技术发展所亟待解决的问题. 设计出像光纤通信/传感系统一样柔性, 低损耗, 多功能, 便于携带和维护的太赫

兹系统, 是研究人员不断努力的方向和目标. 太赫兹聚合物光纤波导和相关功能器件是构成柔性太赫兹系统的一个重要组成部分, 对它的研究具有重要的应用价值.

高双折射光纤通常是指模式双折射大于 10^{-4} 的光纤. 在光纤通信中, 采用高双折射光纤是为了避免光纤中随机因素对光信号偏振方向的影响; 对于某些光纤器件, 如偏振光分束器, 双折射越高则意味着 x, y 两个偏振模式分裂越显著, 起到优化设计、提高器件性能的作用; 在光纤传感中, 模式双折射越高, 则意味着偏振相关传感器件的灵敏度越高. 由聚合物材料构成的高双折射光纤既可以作为太赫兹波导, 也可以作为偏振控制器件和传感器的基础组成部分. 目前, 对高双折射光纤的研究已

* 国家重点基础研究发展计划(973项目)(批准号: 2014CB339800), 国家高技术研究发展计划(863)(批准号: 2013AA014201)、国家自然科学基金(批准号: 61171027; 11274182; 11004110)、教育部博士点基金(批准号: 20090031110033)、天津市科技计划项目(批准号: 13RCGFGX01127)和天津市高等学校科技发展基金计划项目(批准号: 20120706)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sjchang@nankai.edu.cn

经从传统光纤过渡到微结构光纤, 结构创新层出不穷, 模式双折射不断提高^[6-8].

通常可以通过两种途径获得高双折射: 一是在纤芯中引入应力区; 二是利用几何形状的非对称性. 大量研究表明, 对微结构光纤的横截面结构做非对称的几何设计能够显著提高光纤的模式双折射. 2000年英国Bath大学采用减小一列空气孔的方法, 首先制作出了一种模式双折射高达 3.7×10^{-3} 光子晶体光纤(PCF)^[9]; 随后人们提出了各种不同结构的高双折射光纤, 如非对称包层结构、微结构纤芯PCF、混合格子PCF、三明治结构、领结结构等等^[6-8,10-13]. 特别是领结结构的多孔光纤^[11], 能够达到 5.11×10^{-2} 的超高模式双折射. 然而, 这些设计都属于固定结构, 光纤的特性参数强烈依赖于对光纤拉制过程的精确控制, 任何微小偏差都将导致与理论分析结果的较大差异. 因此, 研究如何在结构简单的普通微结构光纤中实现可调的高双折射具有重要意义.

不同于引入应力区或设计非对称几何结构来实现高双折射的方法, 本文提出了一种通过对三角晶格多孔光纤隔行分层填充匹配材料实现超高模式双折射的方法. 研究发现, 通过对三角晶格多孔光纤隔行填充匹配材料, 光纤的模式双折射能够从 10^{-3} 提高到 10^{-2} ; 提高填充材料的折射率, 能够显著提高光纤的模式双折射, 当填充材料的折射率从1.4增大到2时, 光纤的模式双折射提高约8倍, 在1.1 THz时达到 8.03×10^{-2} . 进一步, 采用隔行分层填充, 即在不同层填充不同折射率的液体, 可以实现折射率的梯度分布. 研究发现, 采用该填充方法, 光纤仍然能够实现超高的模式双折射, 其值在工作频段内呈现单调递增的趋势, 且对模场的限制能力更强. 当 $f = 2.2$ THz时, 模式双折射 B 达到 7.19×10^{-2} . 该设计可以应用于对光纤模式双折射要求较高, 且长度有限的光纤功能器件, 如偏振光分束器, 偏振/角度相关光纤传感器件等. 由于可以采用温控或外加电、磁、光场的方法调节填充液体的折射率, 因此该设计不仅实现了超高的模式双折射, 同时还具备可调谐的特性.

2 光纤设计和数值模拟结果

2.1 普通三角晶格多孔光纤的特性研究

本文采用的三角晶格多孔光纤A横截面结构如图1所示. 光纤的基底材料采用环烯烃共聚物COC(商品名: TOPAS). 这是一种非常柔软的聚合

物材料, 易于弯曲; 它在太赫兹波段具有较低的材料吸收损耗, 且折射率恒定^[14-16]. 光纤A的直径为 $D = 436 \mu\text{m}$, 纤芯空气孔的直径 $d = 30 \mu\text{m}$, 晶格常数 $\Lambda = 38 \mu\text{m}$, 空气孔直径与晶格常数之比 $d/\Lambda \approx 0.79$, 多孔度

$$\text{Porosity} = \frac{\pi r^2 \times 114}{\pi R^2} \approx 43.08\%;$$

基底材料TOPAS的折射率为 $n_A = 1.53$.

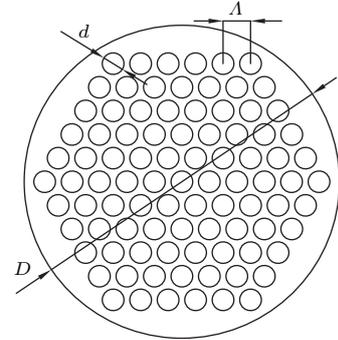


图1 三角晶格多孔光纤A的横截面结构示意图

Fig. 1. Cross section geometry of porous fiber A with triangular air-hole array in the core region.

首先, 我们计算多孔光纤A的色散曲线和模式双折射, 如图2所示. 普通三角晶格多孔光纤具有六方对称性, 因此该结构在 x, y 方向上的模式是非简并的. 从图2可以看出, 从0.9 THz到1.3 THz, 光纤的模式双折射能够达到 10^{-3} 量级. 这和传统高双折射光纤在同一量级. 然而和微结构高双折射光纤相比, 它的模式双折射仍然较小. 光纤A的模式双折射在1.1 THz达到最大值. 图2右下角插图给出了在1.1 THz, x, y 两偏振基模稳态的模场分布. 可以看出两个偏振模式的大部分能量都分布在纤芯的空气孔中. 这种能量分布能够有效地降低基底材料的吸收损耗. 干燥空气对太赫兹波基本是透明的, 因此多孔光纤A具有较低的吸收损耗系数.

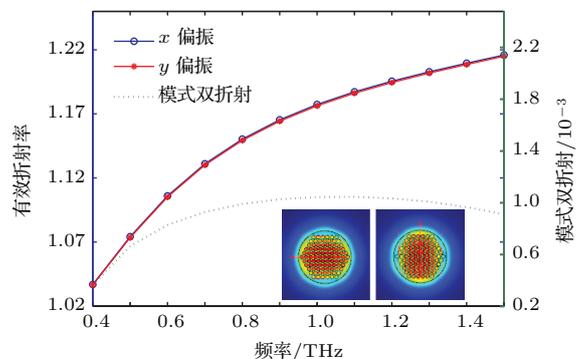


图2 多孔光纤A的色散曲线和模式双折射随频率的变化
Fig. 2. Dispersion curves and modal birefringence as functions of operation frequency for porous fiber A.

在多孔光纤 A 中, 基模的能量分布在三个区域, 分别为纤芯空气孔, 基底材料和空气包层. 基模的能量分数可由下式求得 [8,17]

$$\eta = \int_c S_z dA / \int_{\text{all}} S_z dA,$$

其中 S_z 为沿 z 方向 (传播方向) 的玻印亭矢量, c 表示积分区域. 在这里分别表示对空气孔或空气孔 + 空气包层区域做面积分, all 表示对光纤横截面所在的整个空间积分.

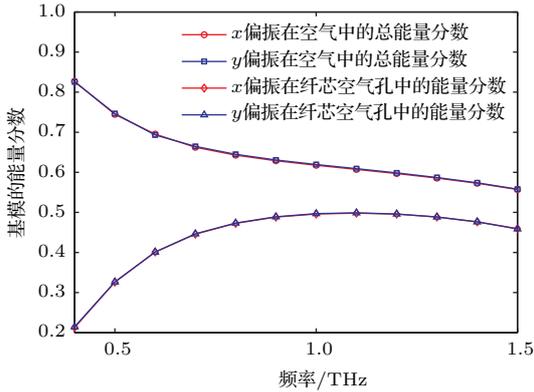


图 3 多孔光纤 A 基模的能量分数

Fig. 3. Fraction of the fundamental modal power for porous fiber A.

图 3 给出了基模中 x, y 两个偏振模式在空气中的能量分数. 对该参数进行分析能够预测光纤的损耗系数和模式双折射的变化. 基模能量在空气中的总能量分数越大, 说明光纤的材料吸收损耗越小; 基模能量在纤芯空气孔中的能量分数越大, 则预示光纤的模式双折射越高. 这主要是由于纤芯空气孔呈非对称排列, 因此起到对模场调制的作用. 如图 3 所示, 随着频率的增大, 基模在空气中的总能量分数是单调递减的, 但趋势越来越平缓. 干燥空气对太赫兹波来说基本是透明的, 也就是说能量在空气中几乎无损传输. 随着基模能量在空气中所占百分数的降低, 光纤的归一化材料吸收损耗系数逐渐增大, 如图 4 (b) 所示. 纤芯空气孔中的能量分数先变大后趋于稳定, 在 1.1 THz 处达到最大值后再缓慢变小, 越来越接近于空气中的总能量分数. 这表明随着频率的增大, 能量由空气包层逐渐向纤芯的空气孔中转移. 这一变化趋势和图 2 中光纤模式双折射的变化相一致. x, y 两偏振模式能量分数的变化具有同样的趋势. 在 1.1 THz, x, y 两个偏振模式基模在空气中的总能量分数分别为 60.72% 和 60.90%, 在纤芯空气孔中的能量分数分别为 49.83% 和 49.89%.

图 4 给出了多孔光纤 A 的损耗特性. 图 4 (a) 为光纤 A 的限制损耗. 可以由公式 $L = 2k_0 \text{Im}(n_{\text{eff}})$ 给出 [8,18]. 在低频区域, 光纤 A 的限制损耗较大. 这是由于此时光纤直径小于波长, 而亚波长尺寸的光纤对模场的限制能力较差, 能量更容易扩散到空气包层中. 限制损耗随着频率的升高迅速降低, 当入射光的频率大于 0.6 THz 时, 光纤的限制损耗小于 10^{-7} dB/cm, 可以忽略不计.

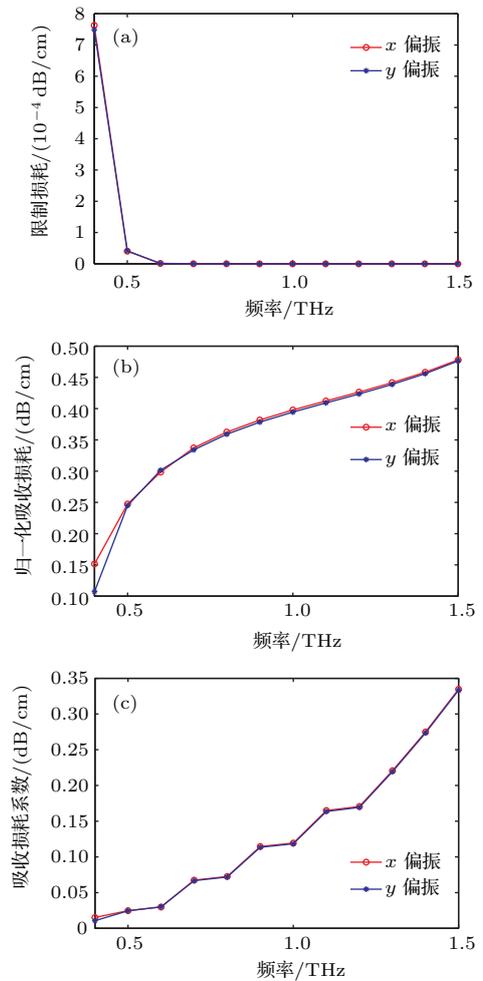


图 4 多孔光纤 A 的损耗特性

Fig. 4. Loss characteristics of porous fiber A.

图 4 (b) 和 (c) 分别给出了光纤 A 的归一化吸收损耗系数和有效材料吸收损耗系数. 光纤 A 的有效材料吸收损耗系数由下式给出 [18,19]:

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\int_{A_{\text{background}}} n(r)\alpha_m(r) |E|^2 dA}{\text{Re} \left| \int_{A_{\infty}} E \times H^* dA \right|},$$

其中, $\alpha_m(r)$ 是光纤基底材料的体吸收系数, 该数据来自于 TOPAS 在太赫兹波段宽带的实验数据 [15];

$A_{\text{background}}$ 和 A_{∞} 分别表示对光纤横截面基底材料所占面积和整个面空间积分; $n(r)$ 是基底材料的折射率.

从图 4(b) 和 (c) 可以看出, 光纤 A 的归一化吸收损耗系数和有效材料吸收损耗系数都呈现出单调递增的趋势. 在 1.5 THz 处, 有效吸收损耗系数最大值仅为 0.33 dB/cm. 这与太赫兹波段的低损耗波导, 如空心金属波导、金属平板波导、带隙型光子晶体光纤等结构处在同一数量级.

2.2 隔行填充后多孔光纤 A 的特性研究

通过对三角晶格多孔光纤隔行填充液体, 能够显著改变光纤在 x, y 两个方向上的对称性. 因此 x, y 两个偏振模式会发生进一步分裂, 模式双折射将显著提高. 图 5 给出了隔行填充折射率 $n = 1.4$ 的材料后, 多孔光纤 A 的横截面示意图.

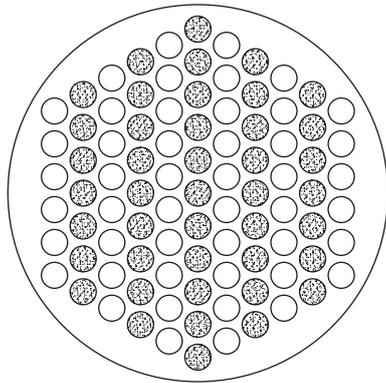


图 5 隔行填充匹配材料后光纤 A 的横截面示意图
Fig. 5. Cross section geometry of porous fiber A after interlacing infiltration.

图 6 给出了对多孔光纤 A 填充前和填充后的色散曲线和模式双折射的变化. 从图中可以观察到三个显著变化: 1) 填充后光纤 A 的工作带宽增大了, 由原来的 1.1 THz 增大到 1.9 THz; 2) 填充后多孔光纤 A 中 x, y 偏振模式的有效折射率都有所增加, 且两个模式出现了明显的分裂; 3) 多孔光纤 A 填充后模式双折射显著增大. 填充前光纤 A 的模式双折射在 10^{-4} — 10^{-3} 量级; 填充后光纤的模式双折射达到 10^{-2} 量级, 比填充前提高一个数量级. 填充前后光纤 A 模式双折射的最大值都出现在 1.1 THz, 分别为 $B_{\text{before}} = 1.05 \times 10^{-3}$ 和 $B_{\text{after}} = 1.36 \times 10^{-2}$.

图 7 给出了光纤填充前和填充后基模能量分布的变化. 虚线代表填充前光纤中 x, y 偏振基模在空气中的能量分布; 实线代表填充后的能量分

布. 可以看到, 填充后基模在空气中和空气孔中的能量分数都有所降低, 但在空气孔中的能量与空气中的总能量分数之比有所增加, 这说明填充后光纤限制模场的能力有所增强, 大部分能量都进入到多孔光纤内部, 而在光纤周围空气中的能量仅占一小部分. 而基模在空气中的总能量分数有所降低,

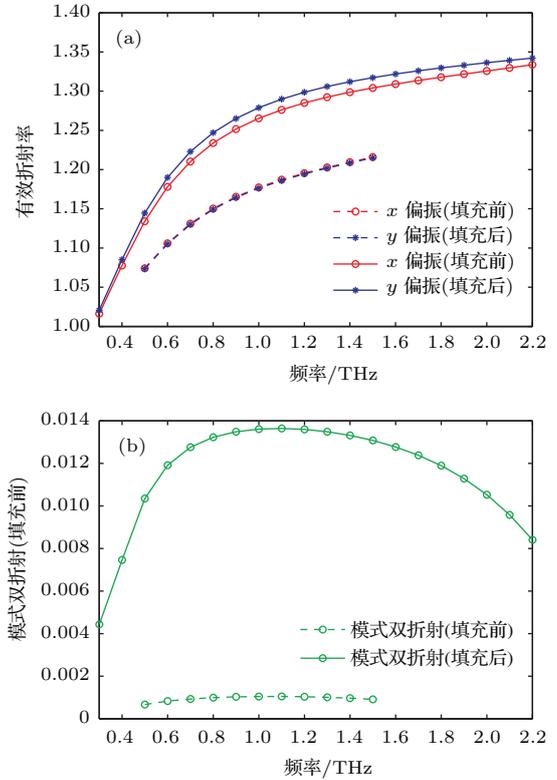


图 6 隔行填充后光纤 A 的色散曲线和模式双折射的变化 (填充材料折射率 $n = 1.4$)
Fig. 6. Dispersion curves and modal birefringence as functions of operation frequency after interlacing infiltration for porous fiber A (the refractive index of the infiltrated material $n = 1.4$).

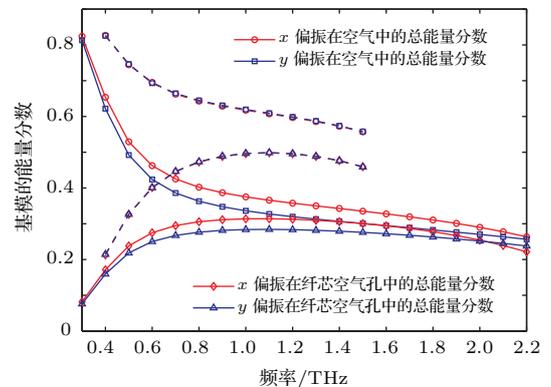


图 7 光纤填充前和填充后基模能量分布的变化
Fig. 7. Fraction of fundamental modal as functions of operation frequency after interlacing infiltration for porous fiber A.

则说明填充后光纤基模能量在材料中的比重增大, 因此光纤的吸收损耗系数将增大. 这从图 8 (光纤的损耗特性图) 也能够清楚观察到. 在 1.1 THz, 光纤的模式双折射达到最大值时, 填充前光纤中 x, y 两个偏振模式基模在空气中的总能量分数分别为 60.72% 和 60.90%, 填充后分别变为 36.57% 和 32.73%. 降低了约 1/2; 填充前纤芯空气孔中的能量分数分别为 49.83% 和 49.89%, 填充后分别变为 31.41% 和 28.43%. 但填充后纤芯空气孔中的能量与空气中的总能量分数之比有所增大, 由 81.99% 变为 86.35%. 这表明填充后基模能量向纤芯区域集中.

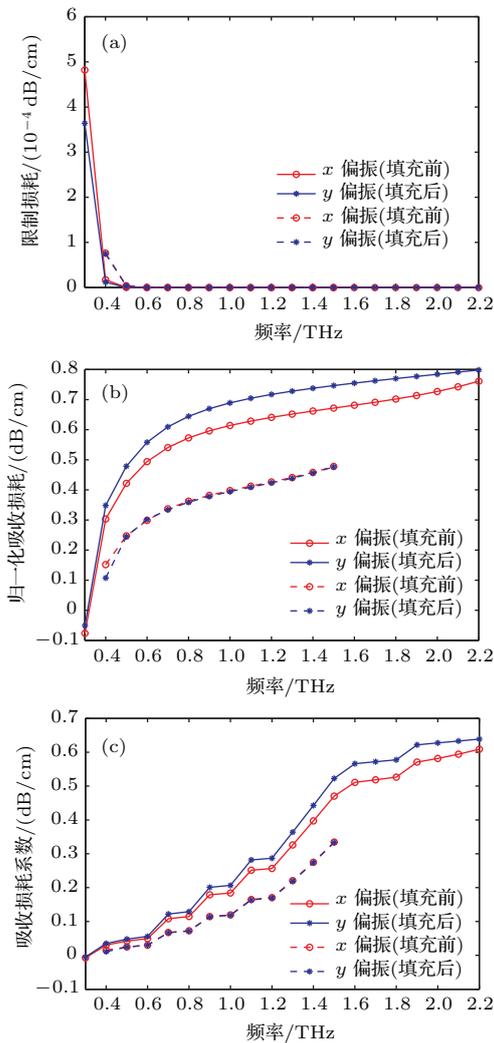


图 8 填充前后光纤损耗特性的变化

Fig. 8. Loss characteristics changes after interlacing infiltration for porous fiber A.

图 8 给出了填充前后光纤损耗特性的变化. 实线代表填充后的损耗特性曲线, 虚线代表填充前的特性曲线. 可以看到, 填充后光纤的限制损耗有所降低, 这说明光纤对模场的限制能力有所增强. 当

入射光频率大于 0.6 THz 时, 填充前后光纤的限制损耗都小于 10^{-7} dB/cm, 可以忽略不计. 填充后光纤的归一化吸收损耗系数和有效材料吸收损耗系数都有所增加. 在 1.1 THz, 填充前两偏振模式的归一化材料吸收损耗系数分别为 41.23% 和 40.91%, 填充后变为 62.87% 和 70.45%; 填充前的两偏振模式的有效材料吸收损耗系数都为 0.16 dB/cm, 填充后分别变为 0.25 dB/cm 和 0.28 dB/cm.

图 9 给出了光纤 A 的色散曲线和模式双折射随填充材料折射率的变化. 入射光频率为 1.1 THz. 可以看出, 随着填充材料折射率的增大, 光纤 A 的 x, y 偏振模式的有效折射率也不断增大. 光纤 A 的模式双折射呈单调递增趋势, 且变化非常显著. 当填充材料的折射率达到 2 时, 光纤能够达到 8.03×10^{-2} 的超高模式双折射. 然而, 实验中可供选择的填充材料的折射率是有限的, 不会无限制增大. 在实验中选择一定浓度的磁流体材料 [20], 折射率能够接近甚至超过 2.

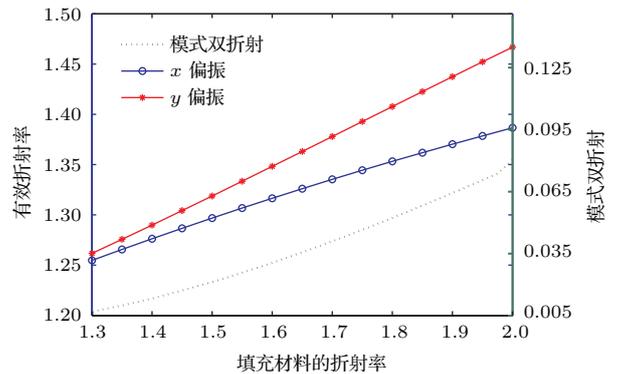


图 9 多孔光纤 A 的色散曲线和模式双折射随填充材料折射率的变化 ($f = 1.1$ THz)

Fig. 9. Dispersion curves and modal birefringence as functions of infiltrated material refractive index for porous fiber A ($f = 1.1$ THz).

2.3 隔行分层填充后多孔光纤 A 的特性研究

本文中采用的多孔光纤为三角晶格结构, 共包括六圈空气孔. 从内到外分别定义为第 1 圈至第 6 圈. 如图 10 所示, 我们对第 1, 2 圈的空气孔填充折射率为 2 的液体, 对第 3, 4 圈的空气孔填充折射率为 1.9 的液体, 对第 5, 6 圈的空气孔填充折射率为 1.8 的液体. 仍然采用隔行填充的方式. 对单个空气孔来说, 决定其是否被填充、填充液体的折射率为多少取决于两个因素: 1) 是否位于填充行; 2) 位于第几圈. 图 10 给出了对多孔光纤 A 隔行、分层填充不同折射率的匹配材料后, 光纤的横截面示意

图. 如对于孔1, 位于填充行, 第5圈, 因此需要填充折射率为1.8的液体; 对于孔2, 位于填充行, 第3圈, 因此需要填充折射率为1.9的液体.

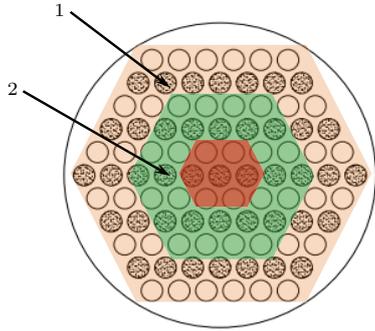


图10 对多孔光纤A隔行分层填充不同折射率的材料后光纤横截面示意图
Fig. 10. Cross section geometry of porous fiber A after interlacing layered infiltration.

为研究梯度填充对光纤特性的影响, 我们把隔行分层填充光纤和隔行填充单一材料的光纤的特性进行对比. 为讨论方便, 后文中我们把填充单一材料(折射率为1.9)的光纤记为光纤S; 把梯度填充材料(折射率从内层到外层分别为2, 1.9和1.8)的光纤记为光纤G. 图11给出了光纤S和光纤G色散曲线和模式双折射的对比. 对光纤进行梯度填充后, 结构类似于传统的阶跃光纤, 但光纤的尺度更小, 在低频区为亚波长量级. 由于这两种光纤都是采用隔行填充的方式, 且填充材料的折射率较为接近, 因此如图11所示, 光纤的色散曲线没有明显的差别. 然而两种光纤的模式双折射呈现出不同的变化趋势. 对于光纤S, 在低频区域, 模式双折射迅速增大, 然后趋于平稳, 当入射光频率为1.6 THz时, 光纤的模式双折射达到峰值 6.86×10^{-2} . 随后逐渐减小. 而对于光纤G, 模式双折射在工作频段

内没有出现峰值, 而是呈现单调递增趋势. 在低频区域, 光纤G的模式双折射小于光纤S. 在1.3 THz附近两光纤的模式双折射出现交点. 此后光纤G的模式双折射大于光纤S, 且继续单调递增, 当入射光频率为2.2 THz时, 光纤G的模式双折射达到 7.19×10^{-2} .

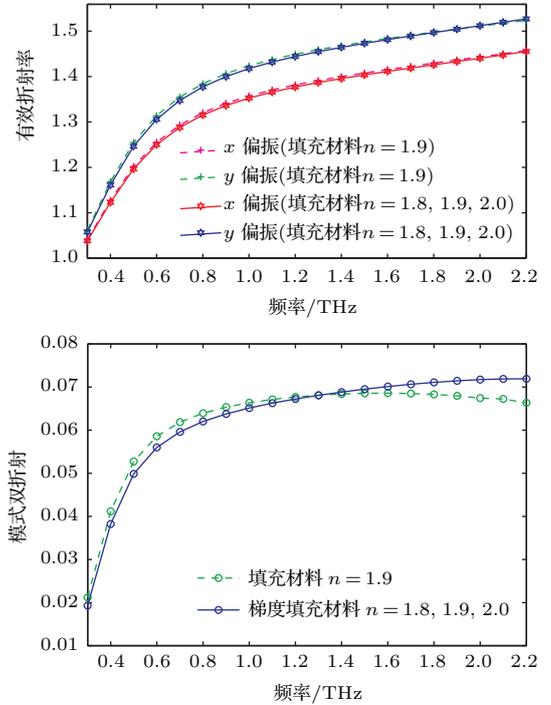


图11 光纤S和光纤G色散曲线和模式双折射变化的对比
Fig. 11. Comparison of dispersion curves and modal birefringence between fiber S and fiber G.

图12给出了在两种填充方式下, 在1.6 THz和2.2 THz, x, y 两偏振基模稳态的模场分布. 和填充单一材料的光纤S相比, 光纤G的模场分布更为向纤芯集中. 光纤G对导模的束缚能力更强.

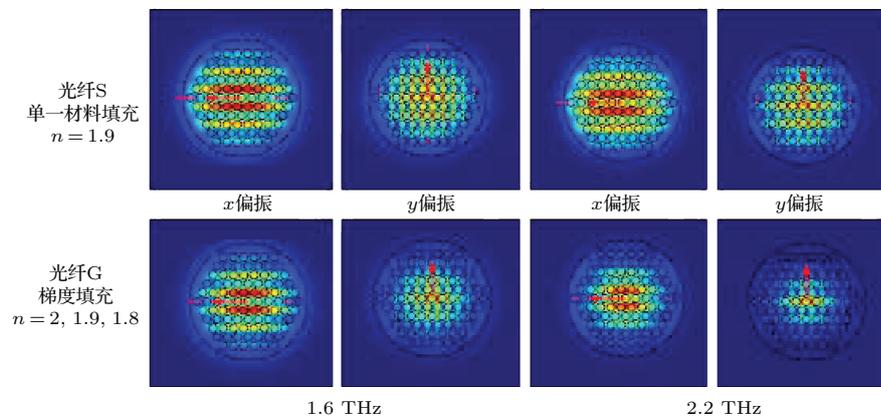


图12 光纤S和光纤G在不同频率 x, y 偏振基模稳态的模场分布

Fig. 12. Power flow distributions of the x - and y -polarization fundamental modes for fiber S and fiber G at different operation frequencies.

图 13 给出了光纤 G 和光纤 S 的有效材料吸收损耗系数. 可以看出, 两种填充方式对 y 偏振模式的损耗特性没有显著影响; 对于 x 偏振, 当入射光频率大于 1.8 THz 时, 梯度填充光纤 G 的材料吸收损耗系数要小于光纤 S.

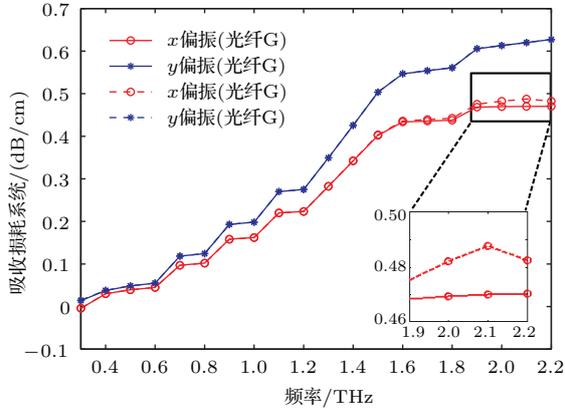


图 13 光纤 G 和光纤 S 的有效材料吸收损耗系数
Fig. 13. Effective material loss coefficients as functions of operation frequency for fiber G and fiber S.

3 讨 论

对普通三角晶格多孔光纤隔行、分层填充匹配材料主要有两个作用: 1) 隔行填充能够增强光纤结构的非对称性, 从而实现超高的模式双折射; 2) 分层填充实现折射率的梯度分布, 从而增强光纤对导模的限制能力. 此外, 该结构还具有极宽的工作带宽, 这主要是由于填充后光纤内外折射率差有所增大, 因此光纤由弱导变为强导. 光纤的模式双折射在工作频率范围内呈现单调递增的趋势, 且在高频波段大于填充单一材料的光纤. 由于采用后处理的方式, 通过填充匹配材料来实现光纤超高的模式双折射, 因此该设计可以应用于对光纤模式双折射要求较高, 且长度有限的光纤器件. 对于波导的相关应用, 并不适合采用填充液体的方式, 但仍然可以采用不同掺杂浓度的聚合物材料棒/管, 隔行分层密堆积来制作光纤的预制棒. 这种光纤的特性在理论上与采用填充方式的光纤是一致的, 因此同样能够在极宽的工作带宽实现超高的模式双折射. 本文采用对普通光纤填充液体的后处理方式, 制作更为简便; 且可以通过温控或外加电、磁、光场的方法调节填充液体的折射率. 因此该设计不仅实现了超高的模式双折射, 同时还具备可调谐的特性.

对于进一步的实验研究, 需要考虑填充材料的兼容性问题. 首先, 我们选择的填充材料不能和基底材料发生物理或化学反应. 在本文中采用的基底材料是一种环烯烃共聚物 COC(商品名: TOPAS). 这是一种柔软的聚合物材料, 化学性质稳定, 不易和大多数填充材料(如酒精, 油类, 液晶, 磁流体等)发生反应. 其次, 引入高折射率的填充材料会改变光纤的局部折射率差, 因此会引起模式能量的重新分布. 当填充材料折射率为 2 时, 入射光波长为 1.1 THz 时, 基模在纤芯空气孔中的能量分数为 31.60%, 在填充材料中的能量分数为 22.66%, 在基底材料中的能量分数为 44.12%. 可见, 基模的大部分能量还是集中在纤芯空气孔和基底材料中. 由于填充后能量分布发生了变化, 因此会在一定程度上改变光纤的损耗特性. 然而, 基模在填充材料中能量分数不高, 因此填充后, 光纤的吸收损耗系数只会略有增加.

本文计算的是光纤稳态的模场分布, 也就是太赫兹波在光纤中传输一段距离后的稳定解. 这主要是为了讨论光纤本身的特性, 而没有考虑太赫兹波进入光纤后的模式演化过程, 这个过程比较复杂, 对于复杂结构的光纤很难得到解析解.

4 结论和展望

本文提出了一种对普通三角晶格多孔光纤隔行分层填充匹配材料来实现超高模式双折射的方法. 首先, 对多孔度为 43.08% 的普通三角晶格多孔光纤的特性进行了详细研究, 发现该光纤的模式双折射能够达到 10^{-3} 量级, 且该光纤具有极低的吸收损耗系数. 在 1.5 THz, 吸收损耗的最大值仅为 0.33 dB/cm. 随后, 对纤芯空气孔隔行填充折射率为 1.4 的液体, 发现光纤的模式双折射显著提高, 并在 1.1 THz 达到最大值, 由填充前的 1.05×10^{-3} 增大到 1.36×10^{-2} , 提高了一个数量级; 光纤的工作带宽扩大了 0.8 THz. 同时, 我们还发现增大填充材料的折射率能够进一步提高光纤的模式双折射; 当 $n = 2, f = 2.2$ THz 时, 光纤能够达到 8.03×10^{-2} 超高模式双折射. 最后, 我们研究了折射率梯度分布的隔行填充多孔光纤, 发现该结构对模场的限制能力有所增强, 且模式双折射在工作频段内单调递增, 当 $f = 2.2$ THz 时, 模式双折射 B 达到 7.19×10^{-2} .

参考文献

- [1] Ferguson B, Zhang X C 2003 *Physics* **32** 286 (in Chinese) [Ferguson B, 张希成 2003 物理 **32** 286]
- [2] Xu L, Zhang X C, Auston D 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1784
- [3] Deng Y Q, Lang L Y, Xing Q R, Cao S Y, Yu J, Xu T, Li J, Xiong L M, Wang Q Y, Zhang Z G 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7747 (in Chinese) [邓玉强, 郎利影, 邢岐荣, 曹士英, 靖于, 涛徐 2008 物理学报 **57** 7747]
- [4] Xu J Z, Zhang X C 2007 *Terahertz science technology and application* (Beijing: Peking University Press) (in Chinese) [许景周, 张希成 2007 太赫兹科学技术和应用 (北京: 北京大学出版社)]
- [5] Zhong R B, Zhou J, Liu S G 2012 *Journal of University of Electronic Science and Technology of China* **2** 247 (in Chinese) [钟任斌, 周俊, 刘盛纲 2012 电子科技大学学报 **2** 247]
- [6] Atakaramians S, Afshar S V, Fischer B M, Abbott D, Monro T M 2009 *Optics Communications* **282** 36
- [7] Chen D, Chen H 2010 *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* **24** 1553
- [8] Bai J J, Wang C H, Huo B Z, Wang X H, Chang S J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 098702 (in Chinese) [白晋军, 王昌辉, 霍丙忠, 王湘晖, 常胜江 2011 物理学报 **60** 098702]
- [9] Ortigosa-Blanch A, Knight J C, Wadsworth W J, Arriaga J, Mangan B J, Birks T A 2000 *Opt Lett* **25** 1325
- [10] Wang L, Yang D 2007 *Opt. Expr.* **15** 8892
- [11] Wang J L, Yao J Q, Chen H M, Zhong K, Li Z Y 2011 *Journal of Opt* **13** 055402
- [12] Wang D D, Wang L L, Zhang T, Jie Y 2014 *Acta Phot. Sin.* **43** 0606002 (in Chinese) [王豆豆, 王丽莉, 张涛, 解忧 2014 光子学报 **43** 0606002]
- [13] Wang D D, Wang L L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3255 (in Chinese) [王豆豆, 王丽莉 2010 物理学报 **59** 3255]
- [14] Nielsen K, Rasmussen H K, Adam A J, Planken P C, Bang O, Jepsen P U 2009 *Optics Express* **17** 8592
- [15] Cunningham P D, Valdes N N, Vallejo F A, Hayden L M, Polishak B, Zhou X H 2011 *Journal of Applied Physics* **109** 043505
- [16] Ji J J, Fan W H, Kong D P, Wang L L 2013 *Infrared and Laser Engineering* **5** 1213 (in Chinese) [姬江军, 范文慧, 孔德鹏, 王丽莉 2013 红外与激光工程 **5** 1213]
- [17] Hassani A, Dupuis A, Skorobogatiy M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 071101
- [18] Snyder A W, Love J D 2000 *Optical Waveguide Theory* (Section 11–22) (Kluwer Academic Publishers) p232
- [19] Hassani A, Dupuis A, Skorobogatiy M 2008 *Opt. Express* **16** 6340
- [20] Chen S, Fan F, Chang S J, Miao Y, Chen M, Li J N 2014 *Optics Express* **22** 6313

Ultrahigh birefringence terahertz porous fibers based on interlacing layered infiltration method*

Li Shan-Shan¹⁾ Zhang Hao²⁾ Bai Jin-Jun³⁾ Liu Wei-Wei²⁾ Chang Sheng-Jiang²⁾†

1) (Office of Informationization Construction and Management, Nankai University, Tianjin 300071, China)

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

3) (School of Electronics and Information Engineering, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China)

(Received 20 January 2015; revised manuscript received 26 February 2015)

Abstract

In this paper, an interlacing layered infiltration method is proposed, using some liquid material as the common porous fiber with triangular air-hole array in the core region, which can achieve the characteristic of ultrahigh modal birefringence in this circumstance. Firstly, the basic properties of the porous fiber with a porosity of 43.08% are thoroughly analyzed by using a full-vector finite element method, as well as the dispersion curves of the fiber, modal birefringence, fraction of the fundamental modal power for x and y polarizations, loss characteristics, etc. Secondly, to enhance the asymmetry of the proposed structure, some liquid material with a refractive index of 1.4 is infiltrated into the air holes in the fiber core region, by using interlacing filling method. It is found that the modal birefringence of the fiber dramatically increases. At an operation frequency of 1.1 THz, the peak value of modal birefringence rises from 1.05×10^{-3} to 1.36×10^{-2} after the infiltration operation. The fundamental modal effective material absorption loss coefficients for x and y polarization modes increase from 0.16 dB/cm to 0.25 dB/cm and 0.28 dB/cm, respectively. And the operation frequency band increases from 1.1 to 1.9 THz. Simulation results indicate that the modal birefringence of the fiber can be remarkably improved by increasing the refractive index of the infiltrated liquid material. With an operation frequency of 2.2 THz and a refractive index of 2, this fiber can realize an ultrahigh modal birefringence of 8.03×10^{-2} . Moreover, to achieve the gradient distribution of the refractive index, an interlacing layered infiltration method to infiltrate the liquid material with different refractive indices in different layers is employed. Results show that the confinement capability to the guided modes has been greatly enhanced. Results also show that the peak value of the modal birefringence for the fundamental modes does not exist in the operation band. It represents a monotonically increasing trend. At an operation frequency of 2.2 THz, the fiber modal birefringence can reach as high as 7.19×10^{-2} . This scheme presents an ultrahigh modal birefringence, and it presents the tunable characteristic as well. This study may be of significance in the practical applications in the field of THz functional devices.

Keywords: highly birefringent fiber, porous fiber, infiltration, interlacing layered

PACS: 42.15.Eq, 42.25.Lc, 42.79.-e, 42.81.Qb

DOI: 10.7498/aps.64.154201

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant NO. 2014CB339800), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2013AA014201), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61171027, 11274182, 11004110), the Doctoral Fund of Ministry of Education of China (Grant No. 20090031110033), the Science and Technology Program of Tianjin, china (Grant No. 13RCGFGX01127), and the Tianjin City High School Science & Technology Fund Planning Project (Grant No. 20120706).

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