

中红外高双折射悬吊芯硫系光纤的优化及制备

彭芊芊^{1,2}, 王弦歌^{1,2}, 杨克羽^{1,2}, 盛俊凯^{1,2}, 汪金晶^{1,2}, 王训四^{1,2*}, 白胜闯^{1,2}, 刘永兴^{1,2},
赵浙明³, 李森森⁴, 李曼⁴, 戴世勋^{1,2}, 聂秋华^{1,2}

¹ 宁波大学信息科学与工程学院, 高等技术研究院, 红外材料与器件实验室, 浙江 宁波 315211;

² 浙江省光电探测材料及器件重点实验室, 浙江 宁波 315211;

³ 嘉兴南湖学院, 浙江 嘉兴 314001;

⁴ 光电信息控制和安全技术重点实验室, 天津 300308;

摘要 高双折射光纤对线偏振光具有强的偏振保持能力, 因此, 开发中红外高双折射光纤对于高效使用高偏振中红外激光意义重大。本研究团队对具有最大双折射值的一字型悬吊芯结构进行了参数优化, 结果表明: 当矩形芯的长宽比 $a/b=3.6$ 时, 在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 处, 双折射能达到 4.7×10^{-4} , 高于传统的石英保偏光纤; 当空气孔半径 $r=28 \mu\text{m}$ 且两空气孔间距 $d=5.1 \mu\text{m}$ 时, 双折射值在波长 $5 \mu\text{m}$ 处高达 7.1×10^{-3} ; 在工作波长范围内, 两极化模的限制损耗均低于 10^{-3} dB/m 量级。通过实验制备了结构最优的一字型硫系悬吊芯光纤, 其在波长 $5 \mu\text{m}$ 处的双折射高达 4.6×10^{-3} , 接近石英光子晶体光纤的双折射水平。

关键词 光纤光学; 高双折射; 中红外波段; 悬吊芯光纤; 硫系玻璃

中图分类号 TN253

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0101021

1 引言

高双折射光纤对线偏振光具有强的偏振保持能力, 因此被广泛应用于光纤传感器、光纤偏振器、偏振相干检测器等器件中^[1-2]。获得高双折射的方法主要有两种: 基于光纤结构的不对称性产生几何双折射以及基于应力产生应力双折射。几何双折射本质上是介电材料几何形状的各向异性, 它会导致材料的介电常数、磁导率和折射率出现各向异性^[3-5]。目前对几何双折射的研究大致可分为两种: 基于传统光纤结构的设计以及光子晶体光纤。在传统的纤芯-包层结构下进一步改变纤芯结构或材料分布可使其产生几何双折射, 如: 朱方祥等^[6]采用两层纤芯的光纤结构使双折射值达到了 10^{-4} 量级。对于光子晶体光纤, 通过设计其气孔形状及排列可以获得

高双折射值, 如: Yang 等^[7]提出的基于不同气孔大小的光子晶体光纤的双折射值高达 10^{-2} 量级。但由于光子晶体光纤的横截面是较为复杂且规整的微结构, 难以在实验中制备出结构完整的预制棒, 因此关于它的报道大都只限于仿真。

近几年, 高双折射光纤在中红外范围内的应用引起了国内外的重视, 开发中红外高双折射光纤对于高效使用高偏振中红外激光意义重大^[8-9]。硫系玻璃光纤是中红外波段内唯一可实现全波段透光的玻璃光纤^[10], 具有声子能量低、非线性折射率高及组分可调等优点。此外, 微结构光纤作为一种新型光纤, 具有许多优异的特性, 如单模传输、大模场面积、可控色散等, 可以避免高功率激光条件下非线性光学效应的产生, 提高泵浦光的耦合效率, 实现低损耗单模传输, 在光通信、高功率传输以及高

收稿日期: 2021-08-30; 修回日期: 2021-09-27; 录用日期: 2021-10-18

基金项目: 国家自然科学基金(61875097, 61627815, 61705091)、浙江省自然科学基金(LR18F050002)、浙江省万人计划、装备预研重点实验室基金(6142107200316)、宁波市领军和拔尖人才培养工程择优资助项目、嘉兴市科技局项目(2017AY13010)、王宽诚幸福基金课题资助项目、宁波市自然科学基金(202003N4101)

通信作者: *wangxunsi@nbu.edu.cn

功率激光放大器中具有广阔的应用前景^[11]。2016 年,法国雷恩第一大学的 Caillaud 等^[12]首次设计了覆盖 3~8.5 μm 波段的中红外高保偏硫系微结构光纤,其在 7.55 μm 处的双折射值为 1.5 × 10⁻³。2017 年,北京交通大学的 Zhao 等^[13]设计了高双折射 As₂Se₃ 光子晶体光纤,其双折射值在 2 μm 处达到了 10⁻² 量级。由于光子晶体光纤的制备比较困难,因此目前对中红外高双折射光纤的研究大部分还处于理论和软件仿真阶段,未进行实验验证。

针对中红外高双折射光纤的设计和制备难题,本研究团队以目前具有最大折射率差的一字型悬吊芯为参照,通过优化纤芯的形状和结构,对比研究椭圆芯、矩形芯结构光纤的双折射特性;并利用全矢量有限元法研究性能更佳的矩形芯长宽比、空气孔径以及孔间距变化对该光纤双折射、限制损耗和色散特性的影响。数值计算结果表明,在最优结构参数下,该光纤的双折射值在 1.55 μm 处达到了 8.1 × 10⁻⁴ (远高于传统的石英保偏光纤),在 5 μm 处的

双折射值高达 7.1 × 10⁻³ (有利于中红外范围内的偏振应用)。此外,极大空气孔的存在使得该光纤具有优异的光场束缚能力,其基模限制损耗在 5 μm 处低于 10⁻³ dB/m。最后,本研究团队利用挤压法制备出了一种全新的一字型硫系悬吊芯光纤,其在 5 μm 波长处的双折射值为 4.6 × 10⁻³。本研究为后续高保偏中红外光纤光学的发展提供了实验参考和理论分析基础。

2 高双折射悬吊芯光纤结构

图 1(a)所示为需优化的光纤截面图,该结构为文献[14]中经过优化最终得出的一种基于椭圆芯的一字型悬吊芯光纤。该结构光纤包括椭圆芯(1个)、空气孔(2个)和外包层,其中,外包层的直径为 125 μm,空气孔半径为 *r*,*a* 与 *b* 分别代表矩形芯的长和宽,*d* 为两个空气孔的间距。本文以该结构为参照,在中红外范围内探究纤芯形状对悬吊芯光纤双折射值的影响,并进一步优化结构参数,以达到较高的双折射水平。

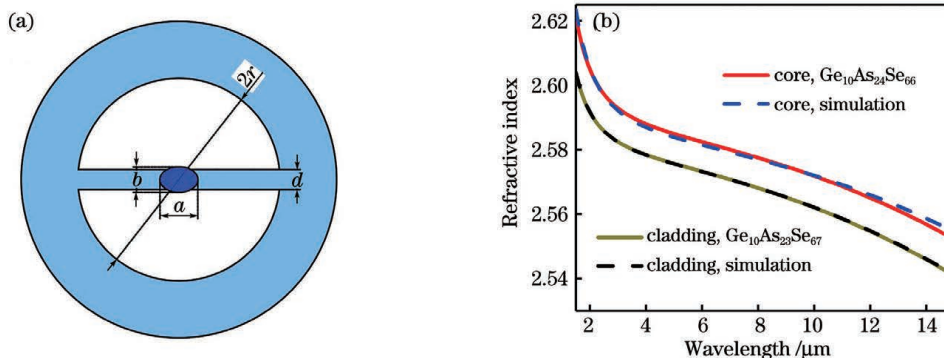


图 1 一字型悬吊芯光纤截面图以及两种玻璃的折射率分布。(a) 光纤截面图;(b) Ge₁₀As₂₄Se₆₆ 和 Ge₁₀As₂₃Se₆₇ 玻璃的折射率分布

Fig. 1 Cross-section of “—” type suspended-core fiber and refractive index of two glasses. (a) Fiber cross-section; (b) refractive index of Ge₁₀As₂₄Se₆₆ and Ge₁₀As₂₃Se₆₇ glasses

COMSOL Multiphysics 以有限元法为根本,通过求解微分方程的方式实现对物理现象的仿真。本研究团队利用该软件建立光纤模型来研究光纤的光学特性,在软件仿真中用折射率代表各个材料的特性。纤芯与包层的折射率可以利用 Sellmeier 公式进行计算。公式为

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i}, \quad (1)$$

式中:*n* 为折射率;*λ* 为波长;*B_i* 及 *C_i* 为采用最小二

乘拟合得到的 Sellmeier 系数^[15]。纤芯与包层的折射率差越大,双折射值就越大^[16]。因此,本文选用折射率差较大的 Ge₁₀As₂₄Se₆₆ 和 Ge₁₀As₂₃Se₆₇ 分别作为纤芯和包层,并用 IR-VASE MARKII 型红外椭偏仪测量两种玻璃的折射率,如图 1(b)所示。图 1(b)中,实线为红外椭偏仪测量的折射率随波长变化的曲线,虚线表示利用软件模拟出的折射率曲线。Sellmeier 系数是根据所测得的折射率在 MATLAB 中计算拟合得到的,最终用到的 Sellmeier 方程为

$$n_1^2(\lambda) = 1 + \frac{0.00174473885847288\lambda^2}{\lambda^2 - 956.813349576594} + \frac{5.67329151131436\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0802463447626453} + \frac{1.34627248366139\lambda^2}{\lambda^2 - 2250.98816778135}, \quad (2)$$

$$n_2^2(\lambda) = 1 + \frac{0.348183815782586\lambda^2}{\lambda^2 - 1079.68960633108} + \frac{5.64085378319316\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0550556490513588} + \frac{1.86662471398597\lambda^2}{\lambda^2 - 3145.22839514706} \quad (3)$$

光纤截面具有不对称性,因此基模(HE₁₁)会在 x 、 y 两个正交方向上具有不同的传播速度。双折射值被定义为两正交基模有效折射率之差,双折射值越大,保偏性能越好。双折射值(B)可以表示为^[17]

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

式中: n_{eff}^x 和 n_{eff}^y 分别表示 x 和 y 偏振方向上基模有效折射率 n_{eff} 的实部。

材料的折射率和传播常数随波长的变化会导致色散。导模的传播常数是波长 λ 的非线性函数,这会导致群速度不同,进而导致波导出现色散 $D_w(\lambda)$ 。波导色散的计算公式为^[18]

$$D_w(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}, \quad (5)$$

式中: c 为真空中的光速。

光纤的限制损耗(C_L)是指纤芯中的光扩散到包层中而引起的传输能量损耗。其计算公式为^[19]

$$C_L = \frac{20}{\ln 10} k_0 \text{Im}(n_{\text{eff}}), \quad (6)$$

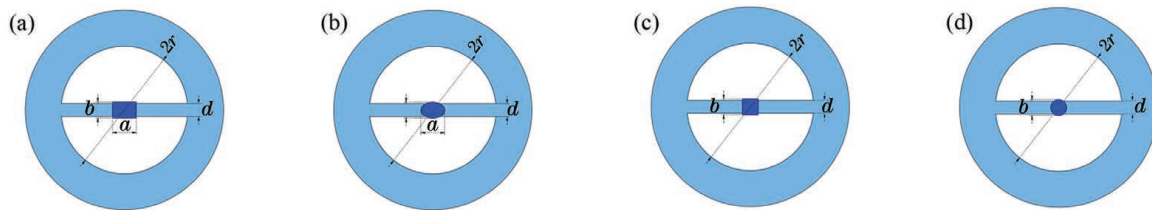


图 2 相同条件下不同纤芯形状光纤的截面图。(a)矩形纤芯;(b)椭圆纤芯;(c)方形纤芯;(d)圆形纤芯

Fig. 2 Cross-section of fibers with diverse cores under the same condition. (a) Rectangular core; (b) elliptical core; (c) square core; (d) circular core

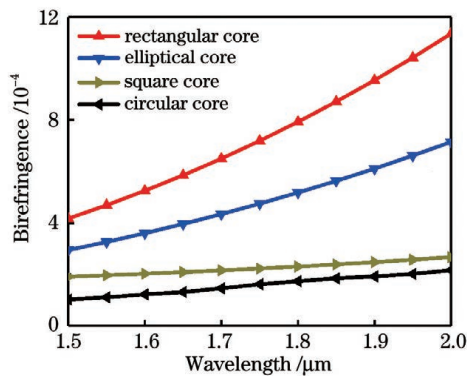


图 3 不同纤芯结构在相同条件下的双折射值

Fig. 3 Birefringence of fibers with diverse cores under the same condition

本文提出的高双折射光纤的纤芯为非对称矩形

式中: $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 为有效模式折射率的虚部; $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。

限制损耗也能用于判断光纤的单模特性,当高阶模与基模损耗比大于 2 个数量级以上且高阶模损耗大于 1 dB/m 时,可以认定光纤中的高阶模式全都泄漏,实现了单模传输^[20]。

3 光纤结构的优化与制备

3.1 纤芯形状对悬吊芯光纤双折射的影响

几何双折射的形成源于纤芯几何形状的不对称。为了增强这种双折射,本文首先讨论纤芯几何形状对双折射大小的影响。文献[14]优化出的椭圆芯一字型光纤在 1.55 μm 波长处的双折射值为 3.8×10^{-4} 。本研究团队在其他参数不变的情况下模拟了不同纤芯结构的光纤,如图 2 所示,其中 $a = 12 \mu\text{m}$, $b = 6 \mu\text{m}$, $r = 20 \mu\text{m}$, $d = 6.1 \mu\text{m}$ 。图 3 中给出了这几种光纤双折射值的计算结果,可以看出,矩形芯光纤的双折射值在 1.55 μm 处为 4.7×10^{-4} , 大于椭圆芯一字型光纤。

芯,所以在垂直方向和水平方向上会因为几何不对称而产生光学性能的差异。此外,两个极大空气孔的存在增强了光场的束缚能力,光纤的不对称性进一步加剧。由于该光纤具有结构不对称的特点,当光在纤芯中传输时,基模在两正交方向上的传播常数不同,因此可以获得高双折射特性。接下来,本文分析不同的光纤参数对光纤双折射的影响,以找到最优结构,使光纤达到高的双折射水平。

3.2 空气孔间距 d 对矩形悬吊芯双折射的影响

首先分析双折射与 d 的关系。图 4(a) 给出了 $r = 20 \mu\text{m}$ 和 $a/b = 3$ 条件下,不同 b 值的矩形芯光纤在 1.55 μm 波长处的双折射值随 d 值的变化。可以看出:随着 d 增大,双折射的变化并不是单调

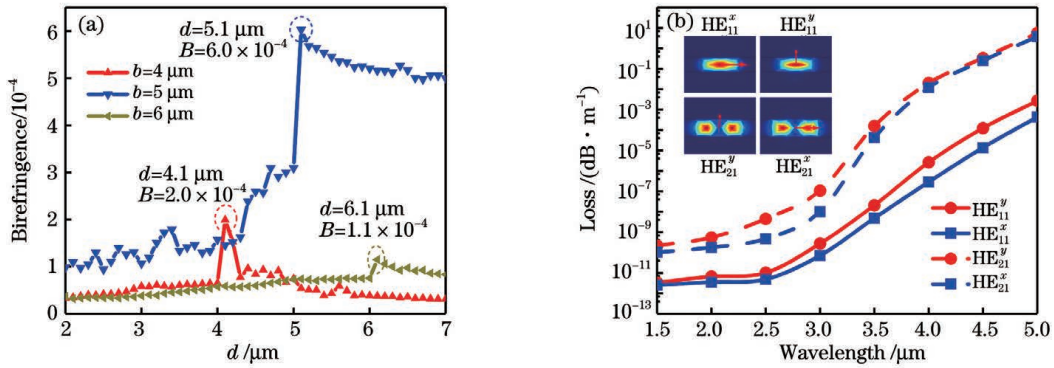


图 4 双折射随空气孔间距 d 的变化及最大双折射处的限制损耗。(a)不同 b 值下双折射随 d 的变化曲线；(b) $d=5.1 \mu\text{m}$ 时的限制损耗以及对应的模场分布

Fig. 4 Birefringence variation with d and confinement loss at maximum birefringence. (a) Birefringence versus d for different b values; (b) confinement loss at $d=5.1 \mu\text{m}$ and corresponding mode field distributions

的,且对于不同的矩形芯宽 b 值,双折射极值所处位置不同;当 $d=b+0.1$ 时,双折射最大,即 $b=5 \mu\text{m}$ 和 $d=5.1 \mu\text{m}$ 时双折射值最大,此时的双折射值为 6×10^{-4} 。

图 4(b)给出了 $d=5.1 \mu\text{m}$ 时的限制损耗。在 $1.5 \sim 5 \mu\text{m}$ 波长内,HE₁₁ 的限制损耗小于 10^{-3} dB/m,且高阶模(HE₂₁)的损耗远大于 HE₁₁ 的损耗(超过 2 个数量级)。在 $1.55 \mu\text{m}$ 处,HE₁₁ 的 y 极化模的限制损耗为 3.35×10^{-12} dB/m,HE₂₁ 的 y 极化模的限制损耗为 2.2×10^{-10} dB/m,并且在 $2.5 \mu\text{m}$ 之后 HE₂₁ 的限制损耗呈指数增长,在 $4.5 \mu\text{m}$ 后大于 1 dB/m,因此可以认为该结构光纤在 $4.5 \mu\text{m}$ 以后可以实现单模传输。

3.3 长宽比 a/b 对矩形悬吊芯光纤双折射的影响

图 5 给出了 $r=20 \mu\text{m}, b=5 \mu\text{m}, d=5.1 \mu\text{m}$ 条件下,光纤双折射随纤芯长宽比 a/b 的变化。由图 5(a)可知,在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处,当 $a/b=1$ 时,双折射值最低。这是因为当纤芯的长宽比接近 1 时,不对称性减弱,几何效应随之降低,因此双折射值降低。随着纤芯的长宽比逐渐增大,不对称性增强,两正交方向上的传播常数不同,因此双折射值逐渐增大,并在 $a/b=3.6$ 时取得最大值 7.2×10^{-4} 。图 5(b)给出了 $1.5 \sim 5 \mu\text{m}$ 波长范围内不同长宽比下双折射值的变化曲线,可见:随着波长增大,双折射值增大;当 $a/b=3.6$ 时, $5 \mu\text{m}$ 波长处的双折射值高达 6.3×10^{-3} 。

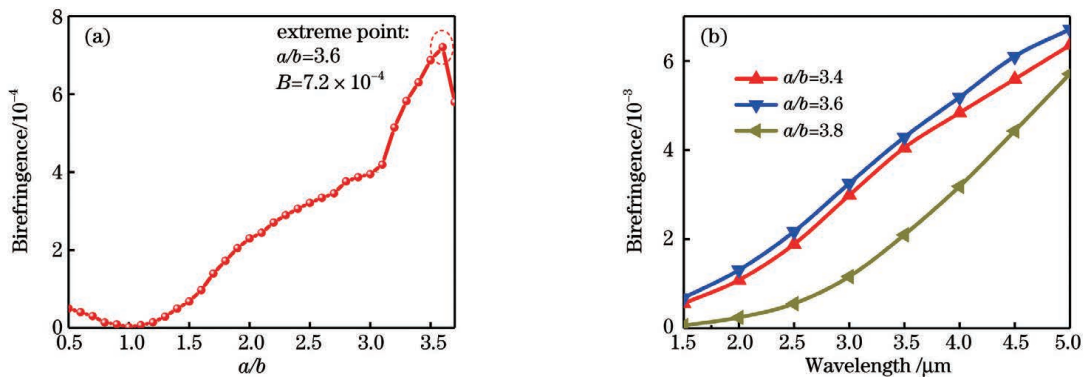


图 5 双折射随纤芯长宽比 a/b 的变化。(a)波长 $1.55 \mu\text{m}$ 处;(b) $1.55 \sim 5 \mu\text{m}$ 波长范围内

Fig. 5 Birefringence variation with aspect ratio (a/b) of rectangular core. (a) At wavelength of $1.55 \mu\text{m}$; (b) wavelength range from 1.55 to $5 \mu\text{m}$

3.4 空气孔半径 r 对矩形悬吊芯双折射的影响

通过模拟无空气孔时该结构的双折射值发现,在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处的双折射值仅为 6×10^{-5} ,比包含空气孔时的双折射降低了一个数量级。这说明在确定的波长下,空气孔的存在有助于增大本结构光

纤的双折射值。接下来进一步讨论空气孔半径 r 对双折射的影响。设定 $a/b=3.6, b=5 \mu\text{m}, d=5.1 \mu\text{m}$,分别计算 r 为 24, 26, 28, 30 μm 时双折射随波长的变化,计算结果如图 6 所示。可知,当 $r=28 \mu\text{m}$ 时,双折射值可以达到 8.1×10^{-4} 。

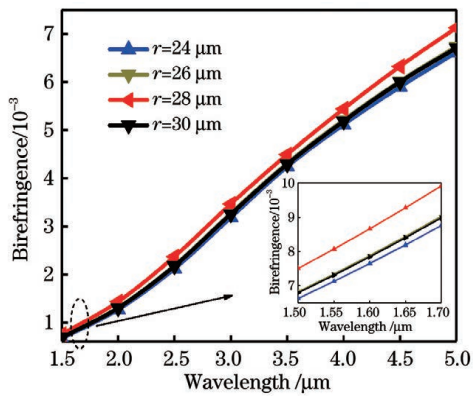


图 6 双折射随空气孔半径 r 的变化

Fig. 6 Birefringence variation with radius r of air hole

3.5 最优结构下的光学性能

根据以上讨论,可知本文提出的基于矩形芯的一字型悬吊芯光纤取得最大双折射值时对应的结构

参数为: $b = 5 \mu\text{m}$, $a/b = 3.6$, $d = 5.1 \mu\text{m}$, $r = 28 \mu\text{m}$ 。计算该结构参数下光纤的光学性能,计算结果如图 7 所示。从图 7(a)中可以看出,最优结构的双折射值在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处达到了 8.1×10^{-4} ,且在 $5 \mu\text{m}$ 处高达 7.1×10^{-3} 。从图 7(b)可以看出,该最优结构的基模损耗在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处低于 10^{-11} dB/m 量级(x 、 y 极化模的限制损耗分别为 2.6×10^{-12} dB/m 和 3.3×10^{-12} dB/m),且两极化模在 $1.5 \sim 5.0 \mu\text{m}$ 波段内的限制损耗均低于 10^{-3} dB/m。从图 7(c)中可以看出该结构基模 HE_{11} 的 x 极化模和 y 极化模的零色散点(ZDW)分别位于 $3.8 \mu\text{m}$ 和 $4.1 \mu\text{m}$,即:随着波长增大,该结构在两个正交方向上的传播常数不同,因此双折射值增大的同时两正交方向上的色散值不同。

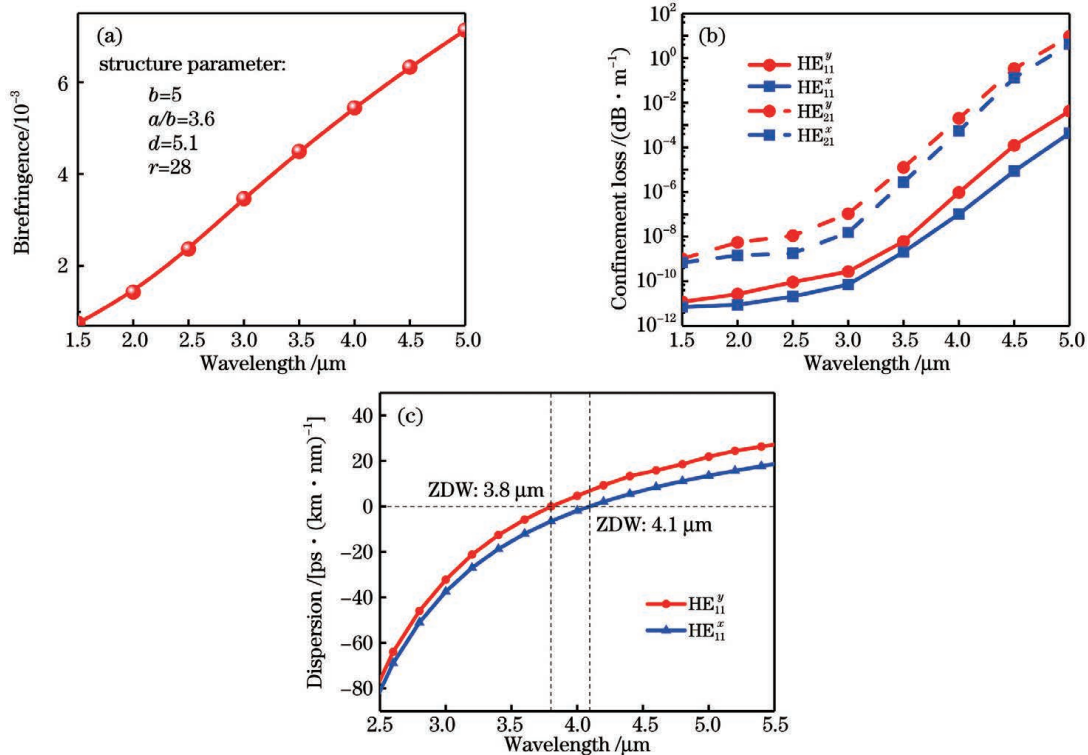


图 7 最优结构的光学性能。(a)双折射;(b)限制损耗;(c)色散

Fig. 7 Optical properties of optimized structure. (a) Birefringence; (b) confinement loss; (c) dispersion

3.6 光纤的制备及性能分析

采用动态蒸馏法提纯高纯锗、砷、硒材料,去除氧、分子水和碳等杂质,用传统的熔融淬冷法制备 $\text{Ge}_{10}\text{As}_{24}\text{Se}_{66}$ 和 $\text{Ge}_{10}\text{As}_{23}\text{Se}_{67}$ 玻璃;将经过预提纯的原料置于摇摆炉中,在 $850 \text{ }^\circ\text{C}$ 下进行熔制,以确保均匀性;将熔体淬冷后在玻璃转变温度(T_g)附近退火 5 h,再缓慢降至室温。采用挤压法^[21]制备出直径为 9 mm 的光纤预制棒,最后将预制棒置于拉丝

机上,在温度为 $350 \text{ }^\circ\text{C}$ 的氮气氛围下稳定拉制出聚醚砜聚合物(PES)保护的光纤,拉丝速度为 1 m/min 。为了便于后续测试,将光纤端面加工成平面型光纤活动连接器(FC),其端面如图 8(a)所示,其中外层圆形区域是陶瓷插芯中心直径为 $120 \mu\text{m}$ 的微孔,椭圆区域为所拉制出的光纤。为了便于抛光,空气孔使用混合硬化胶进行填充。

由于本次实验根据通光性及高双折射要求综合

选取了两种不同组分的玻璃材料,这两种材料在高温拉制过程中具有不同的流变特性,且纤芯与两空气孔直接接触,因此光纤结构存在明显的不对称分布。当纤芯尺寸缩小至微米尺寸时,表面张力的影响更大,导致光纤样品变形,最终使得实际光纤的结构参数与模拟参数存在一定差距。采用光学显微镜进行测量,可得该光纤的长宽比 $a/b=3$ 。根据该尺寸计算该光纤的双折射值,计算结果如图 8(b) 所示。仿真结果表明,该光纤在 $5\ \mu\text{m}$ 处的双折射值为 4.6×10^{-3} 。虽然该值与理想尺寸下的模拟值有一定差距,但从上述讨论来看,所制备出的光纤的双

折射值都小于最优结构下的双折射值。如, $a/b=3$ 时的双折射值比 $a/b=3.6$ 时小 2×10^{-4} (误差约为 35%),其他参数的改变均有类似规律,故可以从定性角度验证理论模拟的正确性。如若可以制备出与理论上的最优结构具有完全相同参数的光纤,则其双折射值也会增大到相应值 (7.1×10^{-3})。此次模拟及实验数据说明了利用该悬吊芯光纤实现高双折射的可行性,并为后续进一步的实验验证提供了理论基础和方向引导。在今后的优化实验中,可尝试采用更精密的模具并提前补偿好变形量的方式实现更理想的高双折射悬吊芯光纤。

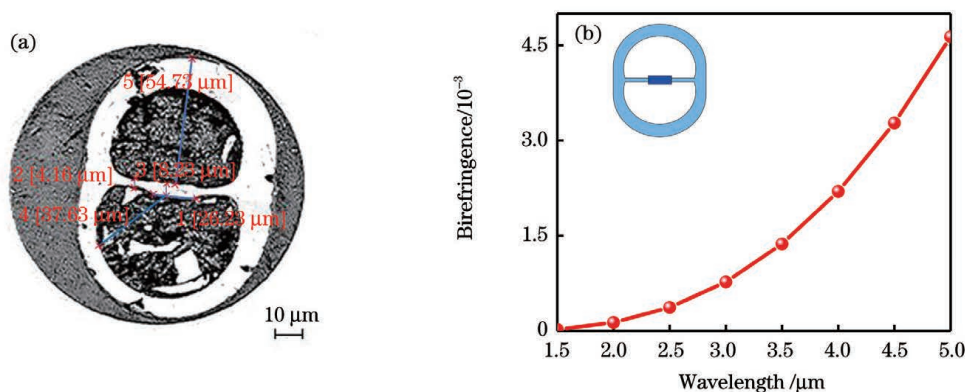


图 8 光纤连接器端面的横截面形貌及该结构的双折射值。(a)横截面形貌;(b)双折射值

Fig. 8 Cross-section of optical fiber connector and birefringence of proposed fiber. (a) Cross-section; (b) birefringence

4 结 论

传统的石英保偏光纤由于声子能量的限制,无法在中红外波段获得良好的光学性能。基于硫系的光子晶体光纤的双折射值虽然设计数值很高,但制备非常困难,导致目前还没有实验数据报道。本研究团队设计了一种纤芯为矩形的中红外硫系高双折射一字型悬吊芯光纤,并对纤芯的形状、结构进行了优化。数值计算结果表明,矩形芯比椭圆芯具有更高的双折射值,且当矩形芯的长宽比 $a/b=3.6$,矩形芯宽 $b=5\ \mu\text{m}$,空气孔半径 $r=28\ \mu\text{m}$ 且两空气孔间距 $d=5.1\ \mu\text{m}$ 时,该光纤在 $1.55\ \mu\text{m}$ 波长处的双折射值达到了 8.1×10^{-4} ,在 $5\ \mu\text{m}$ 处可高达 7.1×10^{-3} ,在 $1.55\ \mu\text{m}$ 处两正交方向上的基模损耗分别为 $3.3\times 10^{-12}\ \text{dB/m}$ (y 极化模)和 $2.6\times 10^{-12}\ \text{dB/m}$ (x 极化模),两极化模在 $1.5\sim 5.0\ \mu\text{m}$ 波段内的限制损耗都低于 $10^{-3}\ \text{dB/m}$ 量级。通过实验制备了 Ge-As-Se 玻璃,并采用挤压法成功制成了这种全新的一字型硫系悬吊芯光纤,其在 $5\ \mu\text{m}$ 波长处的双折射值为 4.6×10^{-3} 。

参 考 文 献

- [1] Fang S S, Wu X Q, Zhang G, et al. High-sensitivity fiber optic temperature and strain sensors based on the vernier effect [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(1): 0106004.
方莎莎, 吴许强, 张刚, 等. 基于游标效应的高灵敏光纤温度和应变传感器 [J]. 中国激光, 2021, 48(1): 0106004.
- [2] Dong W Q, Hao Q, Huang K, et al. Single-pass optical parameter mid-infrared ultra-short pulse laser system based on all polarization-maintaining fiber laser [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(12): 1236001.
董文乾, 郝强, 黄坤, 等. 基于全保偏光纤激光器的单通光参量中红外超短脉冲激光系统 [J]. 光学学报, 2021, 41(12): 1236001.
- [3] Belardi W, Bouwmans G, Provino L, et al. Form-induced birefringence in elliptical hollow photonic crystal fiber with large mode area [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2005, 41(12): 1558-1564.
- [4] Li M C, Liu L H, Xiao T P, et al. Single-polarization polarization maintaining optical fiber with large stress birefringence and high homogeneity [J].

- Applied Physics Letters, 2006, 89(10): 101101.
- [5] Guan R F, Zhu F L, Gan Z Y, et al. Stress birefringence analysis of polarization maintaining optical fibers[J]. Optical Fiber Technology, 2005, 11(3): 240-254.
- [6] Zhu F X, Chen H, Yin J D, et al. Radially polarized field fiber based on circularly symmetric radial birefringence[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(1): 0101005.
朱方祥, 陈浩, 尹金德, 等. 基于圆对称径向双折射的径向偏振场光纤[J]. 中国激光, 2020, 47(1): 0101005.
- [7] Yang T, Wang E, Jiang H, et al. High birefringence photonic crystal fiber with high nonlinearity and low confinement loss[J]. Optics Express, 2015, 23(7): 8329-8337.
- [8] Yoxall E, Navarro-Cia M, Rahmani M, et al. Widely tuneable scattering-type scanning near-field optical microscopy using pulsed quantum cascade lasers[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(21): 213110.
- [9] Hermann P, Hoehl A, Ulrich G, et al. Characterization of semiconductor materials using synchrotron radiation-based near-field infrared microscopy and nano-FTIR spectroscopy[J]. Optics Express, 2014, 22(15): 17948-17958.
- [10] Seddon A B. Chalcogenide glasses: a review of their preparation, properties and applications[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1995, 184: 44-50.
- [11] Dong Y R, Wang X S. Research progress of infrared chalcogenide microstructure optical fibers[J]. Acta Photonica Sinica, 2019, 48(11): 1148005.
董友仁, 王训四. 红外硫系微结构光纤的研究进展[J]. 光子学报, 2019, 48(11): 1148005.
- [12] Caillaud C, Gilles C, Provino L, et al. Highly birefringent chalcogenide optical fiber for polarization-maintaining in the 3–8.5 μm mid-IR window [J]. Optics Express, 2016, 24(8): 7977-7986.
- [13] Zhao T T, Lian Z G, Benson T, et al. Highly-nonlinear polarization-maintaining As_2Se_3 -based photonic quasi-crystal fiber for supercontinuum generation[J]. Optical Materials, 2017, 73: 343-349.
- [14] Chen S, Tian F, Li L, et al. Double D-shaped hole optical fiber coated with graphene as a polarizer[J]. Applied Optics, 2018, 57(27): 7659-7666.
- [15] Boudebs G, Cherukulappurath S, Guignard M, et al. Linear optical characterization of chalcogenide glasses [J]. Optics Communications, 2004, 230 (4/5/6): 331-336.
- [16] Hwang I K, Lee Y H, Oh K, et al. High birefringence in elliptical hollow optical fiber[J]. Optics Express, 2004, 12(9): 1916-1923.
- [17] Agrawal G. Pulse propagation in fibers[M]// Nonlinear fiber optics. Amsterdam: Elsevier, 2013: 27-56.
- [18] Wang J J, Feng Z, Wang J, et al. Dispersion tuning and supercontinuum generating in novel W-typed chalcogenide fiber[J]. Infrared Physics & Technology, 2020, 111: 103538.
- [19] Kaneshima K, Namihira Y, Zou N, et al. Numerical investigation of octagonal photonic crystal fibers with strong confinement field[J]. IEICE Transactions on Electronics, 2006, E89-C(6): 830-837.
- [20] Yang J W. Design of microstructure fibers and analysis of rare earth doped amplifiers[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2008: 6-7.
杨绩文. 微结构光纤设计及其稀土掺杂放大器研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2008: 6-7.
- [21] Xu T S, Liang X L, Zhong M H, et al. Research on the fabrication and optical properties of new far-infrared suspended-core Te-fiber[J]. Acta Photonica Sinica, 2019, 48(11): 1148020.
徐铁松, 梁晓林, 钟明辉, 等. 远红外新型碲基悬吊芯光纤的制备及光学性能研究[J]. 光子学报, 2019, 48(11): 1148020.

Optimization and Fabrication of Chalcogenide High-Birefringence Suspended-Core Fiber in Mid-Infrared

Peng Qianqian^{1,2}, Wang Xiange^{1,2}, Yang Keyu^{1,2}, Sheng Junkai^{1,2}, Wang Jinjing^{1,2},
Wang Xunsi^{1,2*}, Bai Shengchuang^{1,2}, Liu Yongxing^{1,2}, Zhao Zheming³, Li Sensen⁴,
Li Man⁴, Dai Shixun^{1,2}, Nie Qiuhua^{1,2}

¹Laboratory of Infrared Materials and Devices, Research Institute of Advanced Technology, Faculty of Electrical Engineering and Computer Science, Ningbo University, Ningbo, Zhejiang 315211, China;

²Key Laboratory of Photoelectric Detection Materials and Devices of Zhejiang Province, Ningbo, Zhejiang 315211, China;

³Jiaxing Nanhu University, Jiaxing, Zhejiang 314001, China;

⁴Key Laboratory of Electro-Optical Control and Security Technology, Tianjin 300308, China

Abstract

Objective The high-birefringence fiber exhibits excellent performance in maintaining light polarization. For the application of high-polarized laser in the mid-infrared field, the exploration of high-birefringence fiber is essential. Increasing the asymmetry of the fiber structure can significantly enhance birefringence; thus, changing the core shape of the traditional fiber structure can increase birefringence up to 10^{-4} . Therefore, researchers have explored photonic crystal fiber (PCF) to obtain high birefringence by optimizing the size and arrangement of air holes. Although PCF's simulated birefringence can reach up to 10^{-2} , there is no report about the PCF due to its structural complexity. In this study, we fabricated a novel “—” typed suspended-core chalcogenide fiber with birefringence of approximately 4.6×10^{-3} at $5 \mu\text{m}$, which is much higher than that of the traditional quartz polarization-maintaining fiber. We hope that our simulation and experimental data can contribute to further study of high-birefringence fiber in the mid-infrared and pave the way for the further development of mid-infrared high polarization-maintaining fiber optics.

Methods In this study, we optimized the fiber structure and calculated its birefringence using the commercial software of COMSOL Multiphysics. First, we selected a kind of “—” typed suspended-core fiber as a basic model for structural optimization due to its largest birefringence among suspended-core fibers. Second, we optimized the fiber structure by changing the core shape, aspect ratio, size, and distance between the two air holes. Finally, we fabricated an improved “—” typed suspended-core chalcogenide fiber based on glass extrusion technology, with $\text{Ge}_{10}\text{As}_{24}\text{Se}_{66}$ and $\text{Ge}_{10}\text{As}_{23}\text{Se}_{67}$ acting as core and cladding. We compared the birefringence and analyzed the simulated and experimental data. Subsequently, we calculated the confinement loss and dispersion of the fiber.

Results and Discussions The simulation results show that the birefringence of rectangular core fiber is higher than that of elliptical fiber (Fig. 3). When the aspect ratio of the rectangular core is 3.6, the birefringence at $1.55 \mu\text{m}$ is up to 4.7×10^{-4} , which is higher than that of traditional quartz polarization-maintaining fibers. When the air hole radius is $28 \mu\text{m}$, and the distance between the two air holes is $5.1 \mu\text{m}$, the birefringence can reach up to 8.1×10^{-4} and 7.1×10^{-3} at 1.55 and $5 \mu\text{m}$, respectively. The fundamental mode losses in the two orthogonal directions are 3.3×10^{-12} and 2.6×10^{-12} dB/m at $1.55 \mu\text{m}$. The confinement losses of the two polarization modes reduce to 10^{-3} dB/m at $5 \mu\text{m}$. However, the birefringence of the fabricated fiber decreases slightly to 4.6×10^{-3} at $5 \mu\text{m}$ due to its deformation during fabrication (Fig. 8). The deformation might be due to the use of two glasses (having different thermal properties) for the core and cladding. Thus, when the fiber is drawn at a high temperature, the rheological difference between the core and cladding deforms it. Although the simulated and actual birefringence does not fit well, the validity of the overall simulation is proved. Ideal high birefringence can be achieved through experimental optimization in the future. Thus, the simulated and experimental data can provide a base for developing high-birefringence fiber in the mid-infrared.

Conclusions The traditional quartz polarization-maintaining fiber cannot be used in the mid-infrared due to its limitation of phonon energy. Contrarily, the simulated birefringence of chalcogenide PCF is much higher. However, there is no experimental report about PCF because of its fabrication complexity. Therefore, this study proposes a novel “—” typed suspended-core chalcogenide fiber with a rectangle core, which is optimized based on the elliptical

core fiber model. When the aspect ratio of the rectangular core is 3.6, the air hole radius is $28\ \mu\text{m}$, and the distance between the two air holes is $5.1\ \mu\text{m}$, the birefringence can reach up to 7.1×10^{-3} at $5\ \mu\text{m}$. Additionally, the fundamental mode losses in the two orthogonal directions reduce to 10^{-3} dB/m at $5\ \mu\text{m}$. We find that the proposed fiber can achieve high birefringence in the mid-infrared. Furthermore, the fiber is fabricated based on chalcogenide glass extrusion technology, and its birefringence can reach up to 4.6×10^{-3} at $5\ \mu\text{m}$. This study reports all simulation and experimental results for such a suspended-core chalcogenide fiber in the mid-infrared and shows the possibility of a high-birefringence fiber device.

Key words fiber optics; high-birefringence; mid-infrared band; suspended-core fiber; chalcogenide fiber