

铋酸盐玻璃高双折射大负色散微结构光纤设计

许鹏飞*, 宋向阳**, 周德春***, 刘敏强, 彭艳芳, 李佳澄, 宋春来

长春理工大学材料科学与工程学院, 吉林 长春 130022

摘要 设计了一种基于 $36\text{Bi}_2\text{O}_3-30\text{GeO}_2-15\text{Ga}_2\text{O}_3-10\text{BaF}_2-9\text{Na}_2\text{O}$ 玻璃的可在 $\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段同时实现高双折射和大负色散的微结构光纤, 该光纤结构包括空气孔呈矩形排列的内包层和空气孔呈正六边形排列的外包层。运用全矢量有限元法结合完美匹配层边界条件, 从理论上研究了光纤波导结构参数对光纤双折射特性和色散特性的影响。结果显示: 在波长 $2740\ \text{nm}$ 处, 当微结构光纤的结构参数为外包层孔间距 $\Lambda_{\text{out}}=1.5\ \mu\text{m}$, 外包层占空比 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68$, 内包层占空比 $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}=0.86$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}}=3$ 时, 光纤基模的双折射值达到 0.0296 , x 方向偏振基模的色散系数可达 $-3204.75\ \text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ 。结果表明, 所设计光纤对 $\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段光纤激光器的色散与双折射调控或光纤传感领域扩展具有一定的指导意义。

关键词 材料; 微结构光纤; 铋酸盐玻璃; 双折射; 色散; 全矢量有限元法

中图分类号 TN253

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.2406002

1 引言

微结构光纤(MF)广泛应用于光纤激光器、光纤传感、光通信及非线性光学等领域, 成为了当前的研究热点之一^[1-3]。因包层中存在可控的周期性排列微孔, MF 具有不同于传统光纤的新型光学特性, 如无截止单模传输^[4]、灵活可控的色散^[5]、高双折射^[6]和可控非线性^[7]等。

色散指不同频率的光波在同一介质中传播速度不同而引起的脉冲展宽, 色散的产生严重限制了传输速率, 使用具有大负色散的色散补偿光纤(DCF)是解决该问题的一种有效方法^[8]。DCF 可在没有电力支持的情况下抵消传输光纤的色散积累, 减少传输数据的速度限制, 改善信号质量。并且, DCF 在超快脉冲光纤激光器的研究中也起到调节激光腔内的总色散的重要作用。随着相干光通信^[9]、空分复用^[10]、模分复用^[11]和轨道角动量模式传输^[12]等需求高保偏特性的新型传输技术的发展, 光纤的双折射特性也受到越来越多的关注。当前, 关于色散补偿和双折射控制的光纤设计研究大多集

中在近红外的 $\sim 1.5\ \mu\text{m}$ ($\text{Er}^{3+}: {}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$) 和 $\sim 1.8\ \mu\text{m}$ ($\text{Tm}^{3+}: {}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$) 波段。2018 年, 荣耕辉等^[13]设计了一种在 $1550\ \text{nm}$ 处实现极低色散 ($12\ \text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$) 的微结构光纤, 该光纤可在该波段获得高达 7.66×10^{-3} 的双折射。2019 年, Lee 等^[8]设计并研究了一种可同时在 $1.5\ \mu\text{m}$ 波段和 $1.8\ \mu\text{m}$ 波段实现高双折射和大负色散的矩形包层微结构光纤。2020 年, 张怡等^[14]报道了一种高双折射低损耗椭圆双芯微结构光纤, 在波长为 $1.55\ \mu\text{m}$ 时, 所设计光纤基模的双折射值为 0.04343 。

随着红外技术的发展, 中红外波段的光纤激光器已成为近年的研究热点。 $\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段 ($\text{Er}^{3+}: {}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$) 的中红外超短脉冲激光在环境监测、空间通信、生物医疗等领域有着广泛的应用^[3]。因此, 可同时实现 $\sim 3\ \mu\text{m}$ 波段色散与双折射调控的光纤设计至关重要。通过调整光纤的波导结构参数及结构优化设计, 可在其他玻璃基质中实现 $\sim 3\ \mu\text{m}$ 高双折射和大负色散, 例如硅酸盐玻璃、碲酸盐玻璃等。然而, Si-O-Si 在红外波段较强的振动吸收, 石英基质材料已无法满足 $\sim 3\ \mu\text{m}$ 光纤激光器的应用

收稿日期: 2021-04-08; 修回日期: 2021-05-09; 录用日期: 2021-05-24

基金项目: 吉林省科技发展计划重点研发项目(20200401053GX)

通信作者: *xpf_work@163.com; **sxygeren@163.com; ***paper_paper_work@126.com

需求,而碲酸盐玻璃机械强度较差,不易制备光纤。铋酸盐玻璃具有红外透过区域宽、稳定性高、成纤性能好、声子能量低(约 750 cm^{-1})和折射率高等特点^[15-16],被认为是中红外波段的理想增益介质材料。因此,设计并研究基于铋酸盐玻璃基质的 $\sim 3\text{ }\mu\text{m}$ 波段高双折射大负色散微结构光纤具有一定的理论和现实意义。

本文基于自主研发的 $36\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}30\text{GeO}_2\text{-}15\text{Ga}_2\text{O}_3\text{-}10\text{BaF}_2\text{-}9\text{Na}_2\text{O}$ 玻璃材料,设计了一种可在 $\sim 3\text{ }\mu\text{m}$ 波段同时实现高双折射和大负色散的双包层微结构光纤。并通过全矢量有限元法系统地研究了外包层孔间距(Λ_{out})、外包层占空比($d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$)和内包层占空比($d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$)三个关键结构参数对所设计光纤色散、双折射和模场等特性的影响。通过优化波导参数($\Lambda_{\text{out}}=1.5\text{ }\mu\text{m}$, $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}}=3$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}=0.86$),基模在 2740 nm 处(对应 $\text{Er}^{3+}:^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 发射波段)获得了大负色散($-3204.75\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$)和超高双折射(0.0296)。结果表明,所设计的 MF 在 $\sim 3\text{ }\mu\text{m}$ 波段的色散补偿、高速光通信和超短脉冲激光器等领域具有一定的指导意义。

2 波导结构与基本理论

2.1 波导结构设计

图 1 为所设计微结构光纤的横截面示意图,所设计的 MF 主要由三部分构成,分别为矩形纤芯、矩形排列的光子晶体内包层、正六边形排列的光子晶体外包层。主要结构参数为外包层孔间距 Λ_{out} 、外包层孔直径 d_{out} 、外包层占空比 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 、内包层孔间距 Λ_{in} 、内包层孔直径 d_{in} 和内包层占空比 $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ 。其中外包层孔间距和内包层孔间距之间的关系为 $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}}=3$ 。通过内包层独特的矩形排列结构(长宽比为 $3:2$),可在所设计 MF 中获得较高的双折射,同时通过内外占空比参数可灵活控制 MF 的色散特性。

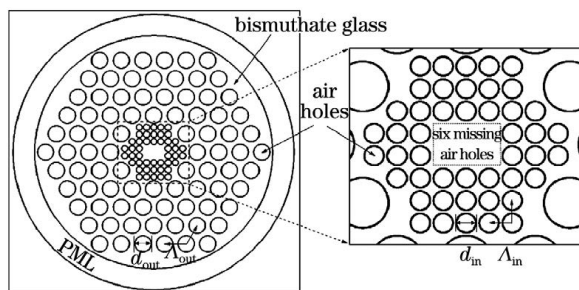


图 1 MF 横截面示意图

Fig. 1 Transverse cross section of the proposed MF

2.2 分析方法

有限元分析方法(FEM)是求解数值边界问题的一种数学计算方法^[17-19]。它是采用矩阵分析来列出方程的数学方法,求解相关的联立代数方程组。FEM 适用于不同形状的空气孔任意排列时 MF 电磁场的计算,建模和计算比较方便,而且精确度较高。因此利用该方法建立了 MF 的波动光学模型,并结合完美匹配层(PML)吸收边界条件对 MF 波导结构模型进行模拟计算。

从有效折射率和波长的关系出发, MF 的色散系数表达式^[20]为

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \times \frac{d^2 \text{Re}(n_{\text{eff}})}{d\lambda^2}, \quad (1)$$

式中: λ 为工作波长; c 为光速; $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 为纤芯基模的有效折射率实部。

考虑到材料色散对光纤色散参数的影响,在使用 FEM 计算 n_{eff} 时,应用二阶 Sellmeier 方程拟合所用铋酸盐($36\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-}30\text{GeO}_2\text{-}15\text{Ga}_2\text{O}_3\text{-}10\text{BaF}_2\text{-}9\text{Na}_2\text{O}$)^[21] 基质玻璃材料的折射率^[8]:

$$n^2 - 1 = A_0 + \sum_{n=1}^2 \frac{A_n \lambda^2}{\lambda^2 - a_n^2}, \quad (2)$$

式中: A_0, A_n, a_n 均为 Sellmeier 系数。作为 MF 基质材料,铋酸盐玻璃的 Sellmeier 系数分别为 $A_0 = -3.32684, A_1 = 0.766020, A_2 = 5.062185, a_1 = 232.1380\text{ nm}, a_2 = 45.84606\text{ nm}$ 。图 2 为当 $\Lambda_{\text{out}}=1.5\text{ }\mu\text{m}, d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68, d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}=0.86$ 时, MF 基模 x 方向偏振、 y 方向偏振的折射率及铋酸盐激光玻璃折射率随波长的变化关系,可以看出, MF 基模

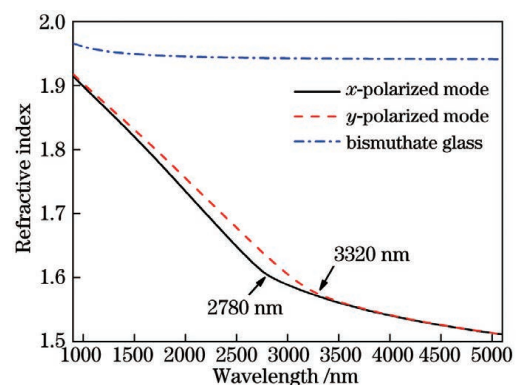


图 2 纤芯基模沿 x 和 y 方向偏振的有效折射率及铋酸盐玻璃的折射率随波长的变化关系($\Lambda_{\text{out}}=1.5\text{ }\mu\text{m}, d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68, d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}=0.86$)

Fig. 2 Refractive index of bismuthate glasses and the effective index of x -polarized and y -polarized fundamental mode varying with wavelength ($\Lambda_{\text{out}}=1.5\text{ }\mu\text{m}, d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68, d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}=0.86$)

x 方向偏振、 y 方向偏振的折射率存在一定的差值, 这是设计的 MF 结构不对称引起的。同时, 随着波长的增加, 分别在约 2780 nm、3320 nm 处, MF 沿 x 方向与 y 方向相继发生泄露, 导致折射率发生突变。

MF 的双折射(B)可由基模 x 方向偏振有效折射率和 y 方向偏振有效折射率的差得到, 计算公式^[20]为

$$B = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|。 \quad (3)$$

MF 的有效模场面积^[2]则可以表示为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\iint |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint |E(x, y)|^4 dx dy}, \quad (4)$$

式中: A_{eff} 为微结构光纤的有效模场面积; $E(x, y)$ 为光纤横截面的电场强度分布。积分区域为整个光纤端面。

3 数值模拟结果分析

3.1 MF 基模的模场分布

当传输波长为 3000 nm 时, 对所提 MF 进行数值仿真, 得到该光纤基模的两个偏振模式的电场分布, 如图 3 所示, 图 3(a) 表示 MF 基模的 x 偏振模式电场分布, 图 3(b) 表示光纤基模的 y 偏振模式电场分布, 箭头指向为光纤基模的不同偏振态的电场

指向方向。由图 3 可知, 光波在所设计 MF 中传播时, MF 两个偏振方向上的模场分布均被很好地约束在纤芯区域内。MF 基模的模场分布在 x 方向上拓展, 从而形成较高的双折射。

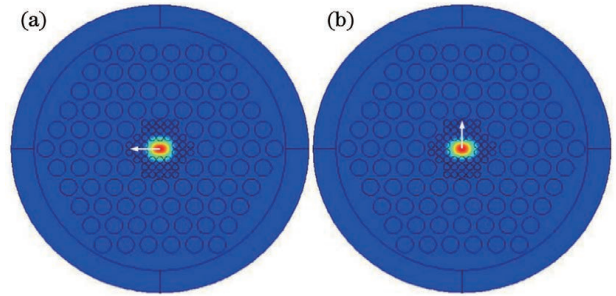


图 3 波长为 3000 nm 时 MF 基模的电场分布 ($\Lambda_{\text{out}} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}} = 0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}} = 0.86$)。 (a) x 方向偏振; (b) y 方向偏振

Fig. 3 Electric field distribution of fundamental mode of MF at 3000-nm wavelength ($\Lambda_{\text{out}} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}} = 0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}} = 0.86$). (a) x -polarized; (b) y -polarized

3.2 外包层孔间距 Λ_{out} 对 MF 光学特性的影响

外包层占空比 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 和内包层占空比 $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ 分别固定为 0.68 和 0.86, 且 $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$ 时, 1000~5000 nm 波长范围内, 外包层孔间距 Λ_{out} 对 MF 的色散和双折射特性的影响如图 4 所示。

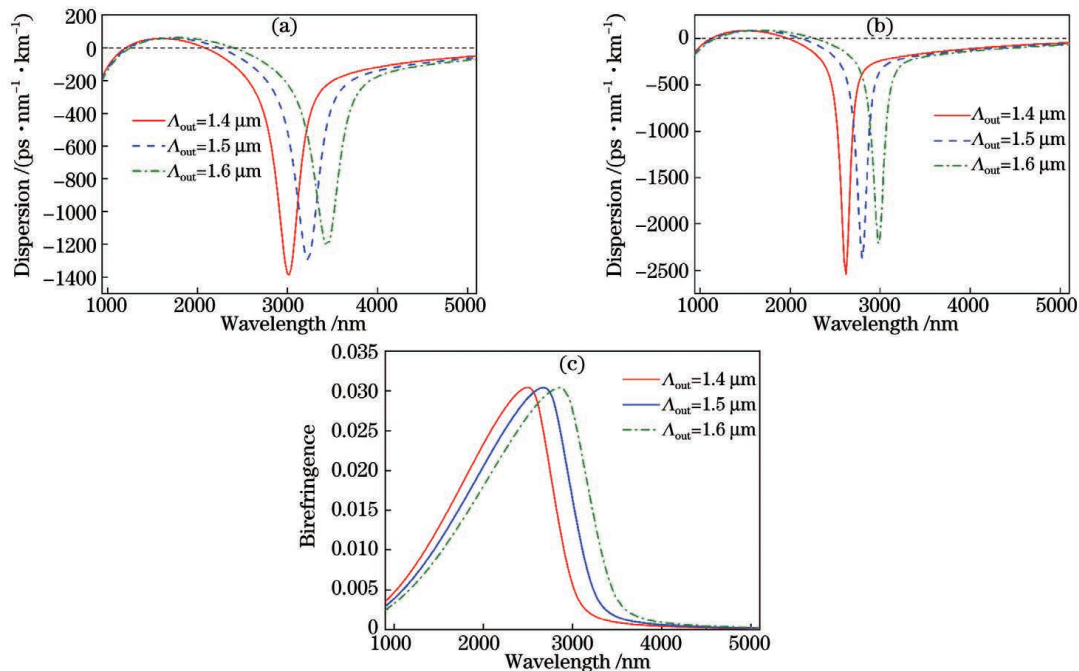


图 4 当 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}} = 0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}} = 0.86$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$ 时, MF 的 Λ_{out} 对色散和双折射特性的影响。 (a) y 方向偏振基模的色散曲线; (b) x 方向偏振基模的色散曲线; (c) MF 的双折射曲线

Fig. 4 Influence of Λ_{out} on the dispersion and birefringence characteristics of MF when $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}} = 0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}} = 0.86$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$. (a) Dispersion of y -polarized fundamental mode; (b) dispersion of x -polarized fundamental mode; (c) birefringence of MF

图 4(a)和图 4(b)分别为基模 y 方向和 x 方向偏振的色散曲线,图 4(c)为基模双折射随波长变化的曲线。由图 4 可以看出,MF 色散和双折射峰值位置随着 Λ_{out} 变化而变化。当 Λ_{out} 由 $1.4 \mu\text{m}$ 增大至 $1.6 \mu\text{m}$ 时,MF 的 y 方向基模的色散峰值保持在 $(-1300 \pm 88) \text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 左右,而峰值位置由 3020 nm 红移至 3440 nm ; x 方向基模的色散峰值保持在 $(-2374 \pm 166) \text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 左右,而峰值位置则由 2620 nm 红移至 2980 nm ;基模双折射峰值由 2500 nm 红移至 2840 nm 。因此,在面向实际应用时,应调整 Λ_{out} ,从而调谐 MF 大负色散和高双折射的峰值位置。并且 Λ_{out} 每增加 $0.1 \mu\text{m}$, y 与 x 方向的色散峰值(D)的位

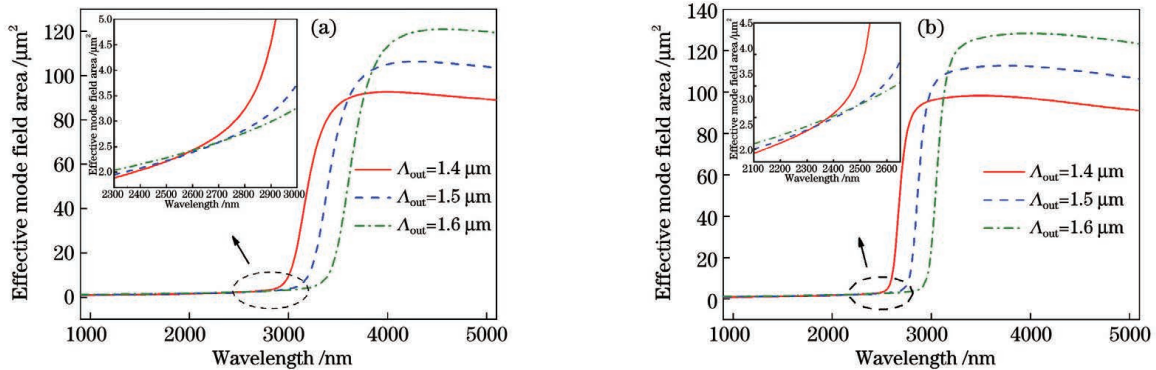


图 5 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}=0.86$ 和 $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}}=3$ 时,外包层孔间距 Λ_{out} 对 MF 有效模场面积的影响。(a) y 方向偏振基模;(b) x 方向偏振基模

Fig. 5 Influence of Λ_{out} on the effective mode field area of MF when $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}=0.86$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}}=3$.

(a) y -polarized fundamental mode; (b) x -polarized fundamental mode

3.3 外包层占空比 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 对 MF 光学特性的影响

外包层孔间距 Λ_{out} 和内包层占空比 $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ 分别固定为 $1.5 \mu\text{m}$ 和 0.86 , $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}}=3$ 时, $1000 \sim 5000 \text{ nm}$ 波长范围内,外包层占空比 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 对 MF 色散特性和双折射特性的影响如图 6 所示。图 6(a)和图 6(b)分别为基模 y 方向和 x 方向偏振的色散曲线,图 6(c)为基模双折射随波长变化的曲线。由图 6 可知, $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 对 MF 色散系数和双折射的峰值大小和位置均有一定影响。当 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 由 0.70 减小至 0.68 时,约 2.86% 的变化即可使得基模 y 和 x 偏振负色散峰值增大约 74.3% 和 50.16% ;更进一步,当 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 减小至 0.65 时,在 MF 中出现了反常色散现象, MF 的双折射曲线出现了一些如图 6(c)所示的反常现象,包括双折射的突然增大或减小、尖峰和长波区双折射整体偏大等。 y 方向和 x 方向偏振基模的反常色散区域分别位于

约 $2300 \sim 2500 \text{ nm}$ 和 $2700 \sim 2900 \text{ nm}$ 。反常色散区对超连续谱的产生非常重要,所设计 MF 在超连续谱的产生及应用领域也具有一定的研究指导价值^[7]。

约 $2300 \sim 2500 \text{ nm}$ 和 180 nm ,而双折射峰值的位置约红移 170 nm 。MF 的模场特性对其和普通阶跃型光纤的耦合效果存在较大影响,决定了它们之间的理论连接损耗。图 5 给出了 Λ_{out} 对 MF 基模有效模场面积 (A_{eff}) 的影响。观察图 5 可知:对于 x 方向偏振基模,在波长小于约 2300 nm 时,基模有效模场面积随 Λ_{out} 增大而增大;而当波长为 $2300 \sim 2500 \text{ nm}$ 时, Λ_{out} 与基模有效模场面积的相关性不明显;当波长为 $2500 \sim 2960 \text{ nm}$ 时,基模有效模场面积与 Λ_{out} 呈负相关;在 $2960 \sim 3160 \text{ nm}$ 范围内二者相关性不明显;当波长大于 3160 nm 时,二者呈正相关。对于 y 方向偏振的基模,同样存在以上现象。

约 $2300 \sim 2500 \text{ nm}$ 和 $2700 \sim 2900 \text{ nm}$ 。反常色散区对超连续谱的产生非常重要,所设计 MF 在超连续谱的产生及应用领域也具有一定的研究指导价值^[7]。

图 7 给出了 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 对 MF 有效模场面积 (A_{eff}) 的影响。可明显观察到分别位于 2360 nm 和 2780 nm 处的尖峰,原因是 MF 的反常色散导致基模有效折射率在反常色散区异常增大,进而出现有效模场面积反常增大的现象。同时可知,当 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}=0.68$ 时,可在长波区域得到最大的有效模场面积。

3.4 内包层占空比 $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ 对 MF 光学特性的影响

外包层孔间距 Λ_{out} 和外包层占空比 $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ 分别固定为 $1.5 \mu\text{m}$ 和 0.68 , $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}}=3$ 时, $1000 \sim 5000 \text{ nm}$ 波长范围内,内包层占空比 $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ 对 MF 色散和双折射特性的影响如图 8 所示。图 8(a)和图 8(b)分别为基模 y 方向和 x 方向偏振的色散曲

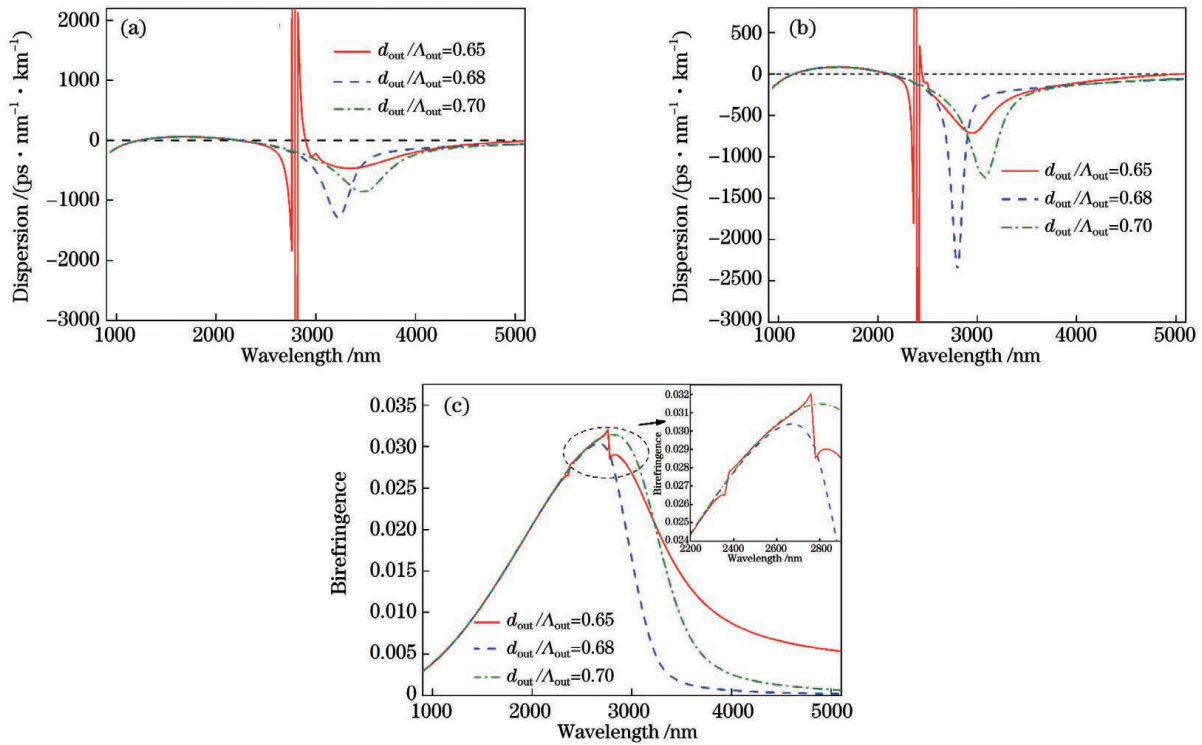


图 6 $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{in}/\Lambda_{in} = 0.86$ 和 $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$ 时, MF 外包层占空比 d_{out}/Λ_{out} 对色散和双折射特性的影响。(a) y 方向偏振基模色散曲线; (b) x 方向偏振基模色散曲线; (c) MF 的双折射曲线

Fig. 6 Influence of d_{out}/Λ_{out} on the dispersion and birefringence characteristics of MF when $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{in}/\Lambda_{in} = 0.86$, $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$. (a) Dispersion of y -polarized fundamental mode; (b) dispersion of x -polarized fundamental mode; (c) birefringence of MF

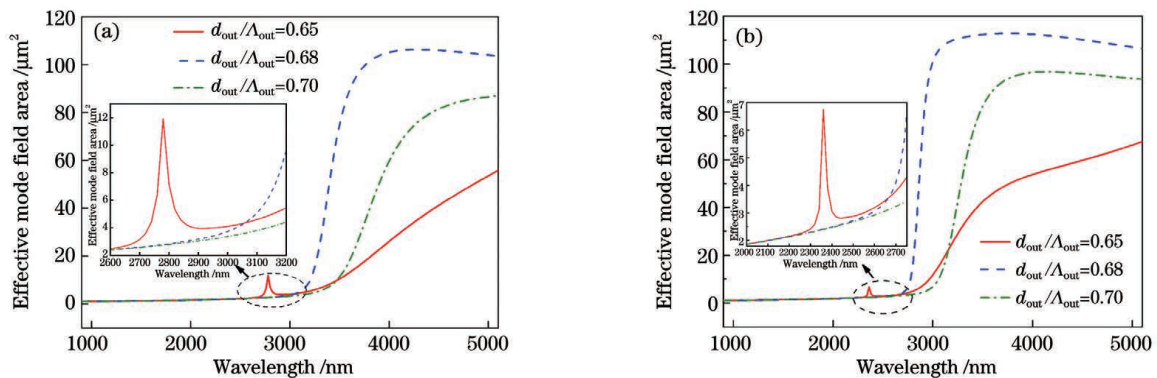


图 7 $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{in}/\Lambda_{in} = 0.86$ 和 $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$ 时, d_{out}/Λ_{out} 对 MF 有效模场面积的影响。(a) y 方向偏振基模; (b) x 方向偏振基模

Fig. 7 Influence of d_{out}/Λ_{out} on the effective mode field area of MF when $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{in}/\Lambda_{in} = 0.86$, $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$. (a) y -polarized fundamental mode; (b) x -polarized fundamental mode

线,图 8(c)为基模双折射随波长变化的曲线。由图 8 可知, d_{in}/Λ_{in} 可进一步对 MF 的 D 和 B 的峰值大小和位置进行精确调谐。为了实现大负色散, d_{in}/Λ_{in} 必须保持大于 d_{out}/Λ_{out} ,因此 MF 内包层占空比 d_{in}/Λ_{in} 的调谐范围将小于其他两个参数(Λ_{out} , d_{out}/Λ_{out})。进一步研究表明, d_{in}/Λ_{in} 对 MF 色散系数和双折射的谱线位移方向的影响与 Λ_{out} 和 d_{out}/Λ_{out} 相

反。根据图 4,6 可知, Λ_{out} 和 d_{out}/Λ_{out} 增大导致 D 和 B 谱线红移,而由图 8 可得, d_{in}/Λ_{in} 增大导致 D 和 B 谱线蓝移。并且,当结构参数调整为 $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{out}/\Lambda_{out} = 0.68$, $d_{in}/\Lambda_{in} = 0.86$ 且 $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$ 时,在波长 2740 nm 处,所设计的 MF 在基模 x 方向偏振实现最大负色散 $-3204.75 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$,同时获得了较大的双折射为 0.0296。

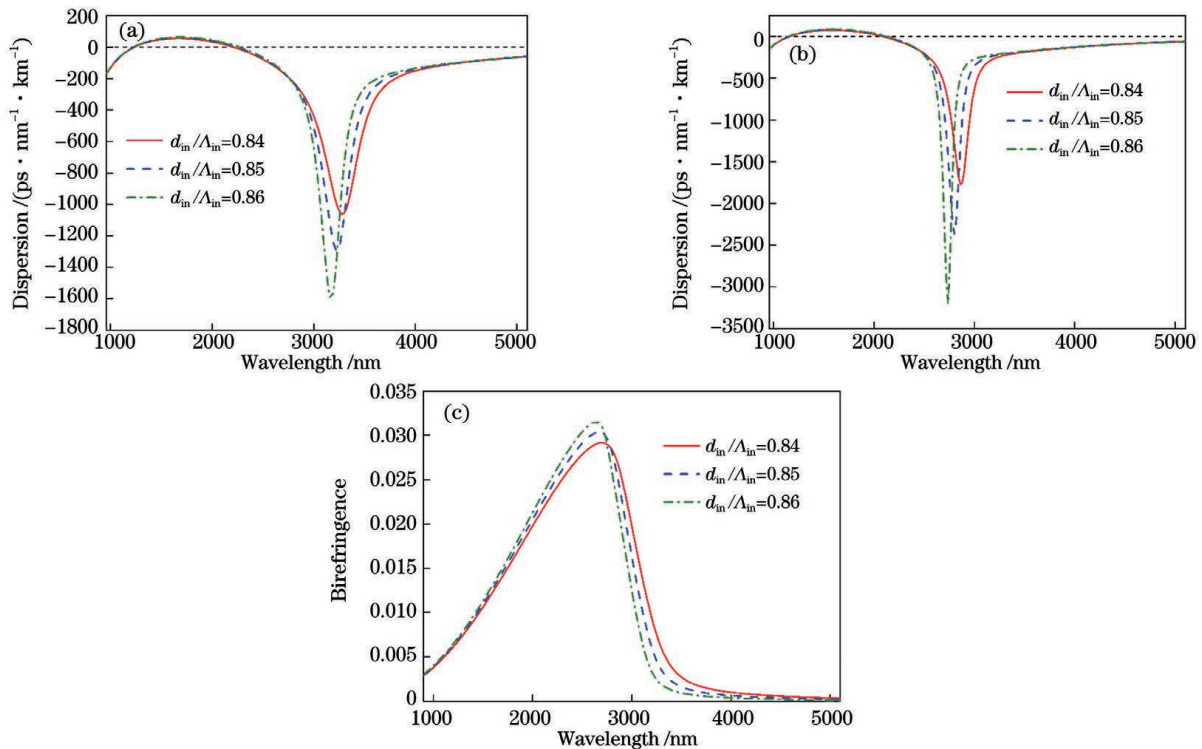


图 8 $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{out}/\Lambda_{out} = 0.68$ 和 $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$ 时, MF 的 d_{in}/Λ_{in} 对色散和双折射特性的影响。(a)基模 y 方向偏振色散曲线;(b)基模 x 方向偏振色散曲线;(c)MF 光纤双折射曲线

Fig. 8 Influence of d_{in}/Λ_{in} on the dispersion and birefringence characteristics of MF when $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{out}/\Lambda_{out} = 0.68$, $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$. (a) Dispersion of y -polarized fundamental mode; (b) dispersion of x -polarized fundamental mode; (c) birefringence of MF

图 9 为 d_{in}/Λ_{in} 对 MF 有效模场面积的影响。对比图 5、7、9, 可发现 Λ_{out} 、 d_{out}/Λ_{out} 、 d_{in}/Λ_{in} 对 MF 有效模场面积的影响存在较大差异。对于 y 方向偏振基模, 当波长小于约 2920 nm 时, d_{in}/Λ_{in}

越小, 基模有效模场面积越大, 当模场大于约 2920 nm 时, d_{in}/Λ_{in} 越小, 基模有效模场面积也越小。对于 x 方向偏振基模, 这个临界值位于约 2560 nm 处。

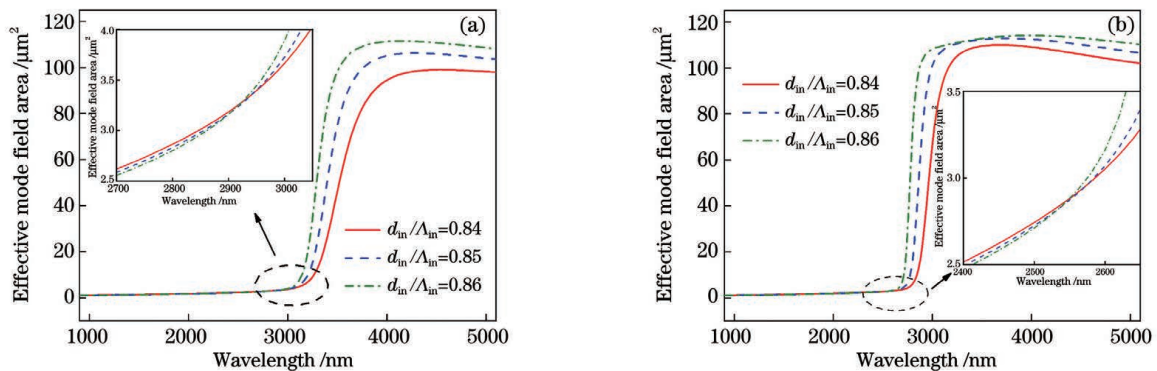


图 9 $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{out}/\Lambda_{out} = 0.68$ 和 $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$ 时, d_{in}/Λ_{in} 对 MF 有效模场面积的影响。(a) y 方向偏振基模; (b) x 方向偏振基模

Fig. 9 Influence of d_{in}/Λ_{in} on the effective mode field area of MF when $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{out}/\Lambda_{out} = 0.68$, $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$. (a) y -polarized fundamental mode; (b) x -polarized fundamental mode

4 结 论

基于自主研发的钽酸盐激光玻璃材料, 设计了

一种在 $\sim 3 \mu\text{m}$ 波段可同时实现高双折射和大负色散的微结构光纤。采用全矢量有限元法结合完美匹配层在数值空间中研究了微结构光纤波导结构参数

Λ_{out} , d_{out}/Λ_{out} 和 d_{in}/Λ_{in} 对色散、双折射和模场特性的影响。研究表明, 当外包层孔间距 $\Lambda_{out} = 1.5 \mu\text{m}$, 外包层占空比 $d_{out}/\Lambda_{out} = 0.68$, 内包层占空比 $d_{in}/\Lambda_{in} = 0.86$ 且 $\Lambda_{out}/\Lambda_{in} = 3$ 时, 在波长 2740 nm 处(对应 $\text{Er}^{3+} : ^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 发射波段)得到了大负色散 ($-3204.75 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$) 和高双折射 (0.0296)。并且, 通过改变微结构光纤的关键结构参数, 可在相对较宽的范围内灵活调控色散和双折射特性。上述研究表明, 所设计微结构光纤以大负色散和高双折射特性在 $\sim 3 \mu\text{m}$ 波段的光纤传感、色散控制及非线性光学等领域具有广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Knight J C, Birks T A, Russell P St J, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Optics Letters*, 1996, 21(19): 1547-1549.
- [2] Guo Y Y, Yan F P, Liu S, et al. Characteristics investigation of high birefringent micro-structured optical fiber filled with magnetic fluid at 2 μm band [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(4): 0406003.
郭玉玉, 延凤平, 刘硕, 等. 2 μm 波段高双折射微结构磁流体光纤特性研究 [J]. *中国激光*, 2018, 45(4): 0406003.
- [3] Zhou D C, Jin D Y, Lan Z D, et al. Preparation of $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped citrate microstructure fiber of large mode field and its 3.0 μm laser performance [J]. *Journal of the American Ceramic Society*, 2018: 1686-1693.
- [4] Birks T A, Knight J C, Russell P S. Endlessly single-mode photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(13): 961-963.
- [5] Li X L, Zhang S H, Liu X G. Finite element simulation of high nonlinear ultra-low loss birefringent PCF with flat dispersion [J]. *Optical Communication Technology*, 2020, 44(1): 58-62.
李晓龙, 张世宏, 刘先国. 色散平坦高非线性超低损耗双折射 PCF 有限元仿真 [J]. *光通信技术*, 2020, 44(1): 58-62.
- [6] Liao K, Liao J F, Xie Y M, et al. A defect photonic crystal fiber with high birefringence and negative dispersion [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(7): 070604.
廖昆, 廖健飞, 谢应茂, 等. 一种高双折射负色散的缺陷型光子晶体光纤 [J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(7): 070604.
- [7] Wei H Y. Design of mid-infrared supercontinuum generation based on As_2Se_3 microstructured optical fiber [J]. *Study on Optical Communications*, 2019 (2): 33-37.
魏红彦. As_2Se_3 微结构光纤产生中红外超连续谱的设计 [J]. *光通信研究*, 2019(2): 33-37.
- [8] Lee Y S, Lee C G, Bahloul F, et al. Simultaneously achieving a large negative dispersion and a high birefringence over Er and Tm dual gain bands in a square lattice photonic crystal fiber [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2019, 37(4): 1254-1263.
- [9] Cranch G A, Miller G A. Coherent light transmission properties of commercial photonic crystal hollow core optical fiber [J]. *Applied Optics*, 2015, 54(31): 8-16.
- [10] Yu Z, Xu Z Y, Fu S N. Review of erbium-doped fiber for space-division multiplexing transmission [J]. *Designing Techniques of Posts and Telecommunications*, 2018(6): 77-82.
余哲, 徐祖应, 付松年. 空分复用传输用掺铒光纤研究进展 [J]. *邮电设计技术*, 2018(6): 77-82.
- [11] Choutagunta K, Kahn J M. Dynamic channel modeling for mode-division multiplexing [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(12): 2451-2463.
- [12] Buono W T, Santiago J, Pereira L J, et al. Polarization-controlled orbital angular momentum switching in nonlinear wave mixing [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(7): 1439-1442.
- [13] Rong G H, Yi X S. Investigation on a new high birefringence photonic crystal fiber [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2018, 39(2): 211-215.
荣耕辉, 伊小素. 一种新型高双折射光子晶体光纤的特性研究 [J]. *半导体光电*, 2018, 39(2): 211-215.
- [14] Zhang Y, Ge H B, Wu H, et al. Characteristic analysis of an elliptic double core photonic crystal fiber with high birefringence and low loss [J]. *Optical Communication Technology*, 2020, 44(5): 13-17.
张怡, 葛海波, 吴昊, 等. 一种高双折射低损耗椭圆双芯光子晶体光纤的特性分析 [J]. *光通信技术*, 2020, 44(5): 13-17.
- [15] Song X Y, Han K X, Zhou D C, et al. $\sim 2 \mu\text{m}$ emission properties and energy transfer processes in Tm^{3+} doped $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-Na}_2\text{O}$ glass laser material [J]. *Journal of Luminescence*, 2020, 224: 117314.
- [16] Song X Y, Jin D Y, Zhou D C, et al. $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped bismuthate glass and its large-mode-area double-cladding fiber for 1.53 μm laser [J]. *Journal of Alloys and Compounds*, 2021, 853: 157305.
- [17] Brechet F, Marcou J, Pagnoux D, et al. Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method

- [J]. Optical Fiber Technology, 2000, 6(2): 181-191.
- [18] Koshiba M. Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method [J]. IEICE Transactions on Electronics C, 2002, 4: 881-888.
- [19] Saitoh K, Koshiba M. Full-vectorial imaginary-distance beam propagation method based on a finite element scheme: application to photonic crystal fibers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002, 38(7): 927-933.
- [20] Zhao L J, Zhao H Y, Xu Z N. Design of photonic crystal fiber with high birefringence, low confinement loss and large negative dispersion [J]. Semiconductor Optoelectronics, 2020, 41(3): 368-373, 378.
- 赵丽娟, 赵海英, 徐志钮. 一种高双折射低损耗大负色散光子晶体光纤的设计 [J]. 半导体光电, 2020, 41(3): 368-373, 378.
- [21] Zhou D C, Jin D Y, Ni Q M, et al. Fabrication of double-cladding $\text{Ho}^{3+}/\text{Tm}^{3+}$ co-doped $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-BaF}_2$ glass fiber and its performance in a $2.0\text{-}\mu\text{m}$ laser [J]. Journal of the American Ceramic Society, 2019, 102(8): 4748-4756.

Bismuthate Glass Microstructure Fiber with High Birefringence and Large Negative Dispersion

Xu Pengfei^{*}, Song Xiangyang^{**}, Zhou Dechun^{***}, Liu Minqiang, Peng Yanfang,

Li Jiacheng, Song Chunlai

School of Materials Science and Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

Abstract

Objective Microstructure fiber (MF) has wide applications in fiber laser, fiber sensing, optical communication, and nonlinear optics owing to the controllable periodic arrangement of air holes in the cladding. It has new optical properties that distinguish it from traditional fibers, such as flexible and controllable dispersion, high birefringence, and high nonlinearity. However, the presence of dispersion will severely limit optical fiber transmission. The dispersion compensation fiber with large negative dispersion can effectively solve this problem. The birefringence of optical fiber has received a lot of attention as a result of the development of new transmission technology. There has been little research in the $\sim 3\ \mu\text{m}$ band on dispersion compensation and birefringence control. High birefringence and large negative dispersion at $\sim 3\ \mu\text{m}$ can be achieved simultaneously in another glass matrix, such as silicate glass and tellurite glass, by adjusting the waveguide structure parameters and the structure optimization design of optical fiber. However, Si-O-Si has strong vibration absorption in the infrared band, so the silica matrix material cannot meet the requirements of $\sim 3\ \mu\text{m}$ application. Moreover, tellurite glass has poor mechanical strength, so drawing fibers is difficult. Bismuthate glass has a broad infrared transmission region, good thermal stability, low phonon energy (approximately $750\ \text{cm}^{-1}$), and a high refractive index. Bismuthate glass is considered an ideal gain medium material in the midinfrared band. Therefore, we proposed a new bismuthate glass microstructure fiber with high birefringence and large negative dispersion in the $\sim 3\ \mu\text{m}$ band. The proposed MF has some guiding significance for dispersion and birefringence control fiber lasers or fiber sensing in the $\sim 3\ \mu\text{m}$ band.

Methods Fig. 1 shows the cross-section of the proposed MF. The MF consists of three regions, rectangular fiber core, inner cladding, and outer cladding. The main structure parameters of MF include air hole diameter (d_{in} , d_{out}), air hole lattice parameter (Λ_{out} , Λ_{in} , and $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$), and dimensionless parameter ($d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$). To achieve the high birefringence, we designed a solid rectangular core with a 3 : 2 aspect ratio. Through the unique rectangular arrangement structure (the ratio of length to width is 3 : 2), the dispersion characteristics of MF can be controlled flexibly by the $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$. This method is used to establish the model of MF in this work, along with the perfectly matched layer boundary condition. Using the appropriate formula, we calculate the dispersion coefficient, birefringence, and effective mode field area. Note that the lattice constant of the inner cladding $\Lambda_{\text{in}} = \Lambda_{\text{out}}/3$ was found to be optimal in controlling both dispersion and birefringence.

Results and Discussions We investigated the effect of Λ_{out} on the dispersion and birefringence characteristics of

MF when the structure parameters are $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}} = 0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}} = 0.86$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$ (Fig. 4) and the peak positions of dispersion and birefringence change with different Λ_{out} . Meanwhile, the effect of Λ_{out} on the effective mode field area of MF under the same structure parameters was investigated (Fig. 5). When the structure parameters are $\Lambda_{\text{out}} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}} = 0.86$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$, the influence of $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ on the dispersion, birefringence characteristics, and effective mode field area of MF were also studied (Fig. 6, Fig. 7). When the $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ is decreased from 0.70 to 0.68, the peak value of negative dispersion of y - and x -polarized fundamental modes increases by 74.3% and 50.16%, respectively. Further, when $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$ decreases to 0.65, y - and x -polarized fundamental modes appear anomalous dispersion at 2300~2500 nm and 2700~2900 nm, respectively. Finally, we studied the influence of $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ on characteristics of MF (Fig. 8, Fig. 9) when the structure parameters are $\Lambda_{\text{out}} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}} = 0.68$, $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$. In order to achieve large negative dispersion, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ must larger than $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$. In addition, the effect of $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ on the dispersion and birefringence characteristics of MF is opposite to that of Λ_{out} and d_{out} . Similarly, Λ_{out} , $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}}$, and $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}}$ has different effects on the effective mode field area of MF.

Conclusions In this paper, a new bismuthate glass microstructure fiber with high birefringence and large negative dispersion at $\sim 3 \mu\text{m}$ band was designed. The full-vector finite element method and the perfectly matched layer boundary condition are used to investigate the effect of waveguide structure parameters on the birefringence and dispersion characteristics of the proposed fiber. The structure consists of an inner cladding with rectangular air holes and an outer layer with hexagonal air holes. The results indicated that the birefringence of the fundamental mode can reach 0.0296 and the dispersion coefficient of x -polarized fundamental mode can reach $\sim 3204.75 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ at 2740 nm (corresponding to $\text{Er}^{3+} : ^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ emission band), when the structure parameters of MF are $\Lambda_{\text{out}} = 1.5 \mu\text{m}$, $d_{\text{out}}/\Lambda_{\text{out}} = 0.68$, $d_{\text{in}}/\Lambda_{\text{in}} = 0.86$, and $\Lambda_{\text{out}}/\Lambda_{\text{in}} = 3$. Furthermore, by changing key structural parameters of the MF, dispersion, and birefringence can be flexibly controlled over a relatively wide range. The results show that the proposed fiber has some guiding significance in the $\sim 3 \mu\text{m}$ band for dispersion and birefringence control fiber lasers or fiber sensing.

Key words materials; microstructure fiber; bismuthate glass; birefringence; dispersion; full-vector finite element method

OCIS codes 160.2750; 060.4005; 260.1440; 260.2030