

# 中红外高双折射高非线性宽带正常色散 $\text{As}_2\text{S}_3$ 光子晶体光纤\*

王晓琰 李曙光<sup>†</sup> 刘 硕 张 磊 尹国冰 冯荣普

(燕山大学理学院, 亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2010年5月20日收到; 2010年8月16日收到修改稿)

设计了一种中红外  $\text{As}_2\text{S}_3$  光子晶体光纤, 利用多极法研究了这种光纤的双折射、色散和非线性特性. 数值研究发现, 该光纤在中红外波段  $\lambda = 3.625 \mu\text{m}$  处双折射  $B$  高达 0.098; 其  $x$  偏振方向的非线性系数  $\gamma_x$  达到了  $1.69 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ,  $y$  偏振方向的非线性系数  $\gamma_y$  达到了  $0.78 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ , 该光纤在  $3\text{--}7 \mu\text{m}$  的波长范围保持正常色散. 将光子晶体光纤的传输波段扩展到中红外  $3\text{--}10 \mu\text{m}$ , 并且使得高非线性和高保偏特性在此光子晶体光纤中得到完美结合. 研究结果对进一步研制中红外波段的新型光子器件具有重要意义.

**关键词:** 光子晶体光纤, 中红外波段, 双折射, 非线性

**PACS:** 42.81.Gs, 42.70.Mp

## 1. 引言

自从 1996 年光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, 简记为 PCF) 问世以来, 石英材质 PCF 由于具有高双折射<sup>[1-7]</sup>、极大有效模场面积<sup>[8-10]</sup>、可调色散特性<sup>[11-16]</sup>、高非线性等独特性质<sup>[17,18]</sup>, 已经被广泛应用于光通信、光传感及非线性光学领域. 由于非硅玻璃具有较高的线性、非线性折射率、透光范围从近红外扩展到中红外, 因而非硅 PCF 在中红外传输、高双折射、高非线性方面有更广阔的应用前景<sup>[19,20]</sup>.

最近, 非硅材质光纤引起了人们广泛的关注. 文献[21]报道了非硅 PCF 的制作; Husakou 等<sup>[22]</sup>研究了非硅 PCF 超连续谱的产生; Kim<sup>[23]</sup>讨论了非线性光纤设备制作时玻璃材质的选择; Kumar 等<sup>[24]</sup>分析了亚碲酸盐光纤的制作和波导特性; Dabas 等<sup>[25]</sup>比较了方形和三角形格子排列的硫系玻璃  $\text{As}_2\text{Se}_3$  的 PCF 的色散特性; Lamont 等<sup>[26]</sup>研究了硫系玻璃  $\text{As}_2\text{S}_3$  波导中超连续谱的产生. 本文设计了背景材料为硫系玻璃  $\text{As}_2\text{S}_3$  的 PCF, 该玻璃的透光范围为  $3\text{--}10 \mu\text{m}$ ,

其非线性折射率系数  $n_2 = 4.0 \times 10^{-18} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ , 比纯硅的非线性系数大两个数量级<sup>[27]</sup>, 故该玻璃光纤更有望得到高双折射、高非线性等性质. 本文用多极法对该光纤的双折射、色散、非线性进行分析.

## 2. 数值模拟和结果分析

我们设计的 PCF 结构和基模模场分布如图 1 所示. 所设计的光纤为三角形阵列结构, 其背景材料为  $\text{As}_2\text{S}_3$ , 在纤芯位置减少 4 个空气孔, 形成类椭圆纤芯且非正六边形结构. 这样设计是为了形成高双折射. 为了进一步提高双折射, 在靠近芯区沿  $x$  方向排列大空气孔, 其孔径为  $d_v$ ; 沿  $y$  方向排列两小空气孔, 其孔径为  $d_c$ ; 包层空气孔孔径为  $d_0$ ; 孔间距为  $\Lambda$ ; 沿  $y$  方向将纤芯上下方向所有的空气孔同时向芯部拉伸或压缩, 其拉伸或压缩后芯部  $y$  方向间距即芯间距为  $\Lambda'$ .

### 2.1. 高双折射

模式双折射是保偏光纤性能的重要参数, 基模模式的双折射  $B$  可表示为

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10874145)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20091333110010)、河北省自然科学基金 (批准号: F2009000481) 和中国博士后科学基金 (批准号: 20080440014, 200902046) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn

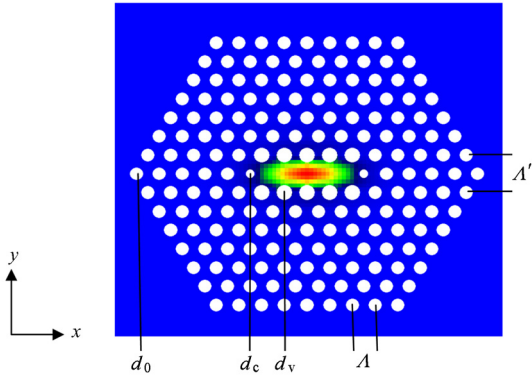


图1 背景材料为  $As_2S_3$  的 PCF 结构和基模场分布

$$B = | \text{Re}(n_{\text{eff}}^y) - \text{Re}(n_{\text{eff}}^x) |, \quad (1)$$

其中  $n_{\text{eff}}^x$  和  $n_{\text{eff}}^y$  分别表示  $x$  偏振方向和  $y$  偏振方向基模的有效折射率,  $\text{Re}$  表示实部. 图 2 给出了双折射  $B$  随波长  $\lambda$  的变化, 当结构参数一定时, 随着  $\lambda$  的增大, 双折射先增大后减小.

由图 2 (a) 可以看出, 当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.732 \mu\text{m}$  时, 双折射峰

值随  $\Lambda$  的减小而增大, 且峰值随  $\Lambda$  的减小向短波长方向轻微移动. 其原因如下: 随着  $\Lambda$  减小, 芯的非对称性增加, 使得双折射峰值增加. 由图 2 (a) 可知, 该光纤的高双折射峰值对应的  $\lambda$  都出现在中红外波段  $4.0 \mu\text{m}$  左右, 为中红外波段的传输应用提供了依据.

由图 2 (b) 可以看出, 当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ , 改变  $\Lambda'$  值,  $\Lambda'$  减小, 双折射峰值也减小, 且其峰值向短波长方向移动. 这是因为当结构参数一定时,  $\Lambda'$  减小, 纤芯束缚短波的能力变弱, 部分光场扩散到包层, 光场的非对称性减小, 致使双折射峰值随之减小. 同时, 由于  $\Lambda'$  减小, 相应的纤芯面积减小, 受非对称因素的影响最大的光波向短波长方向移动.

当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.372 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 3.625 \mu\text{m}$  时, 双折射最大达到了 0.098. 当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.732 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 4.0 \mu\text{m}$  时, 双折射达到了最大值 0.03596.

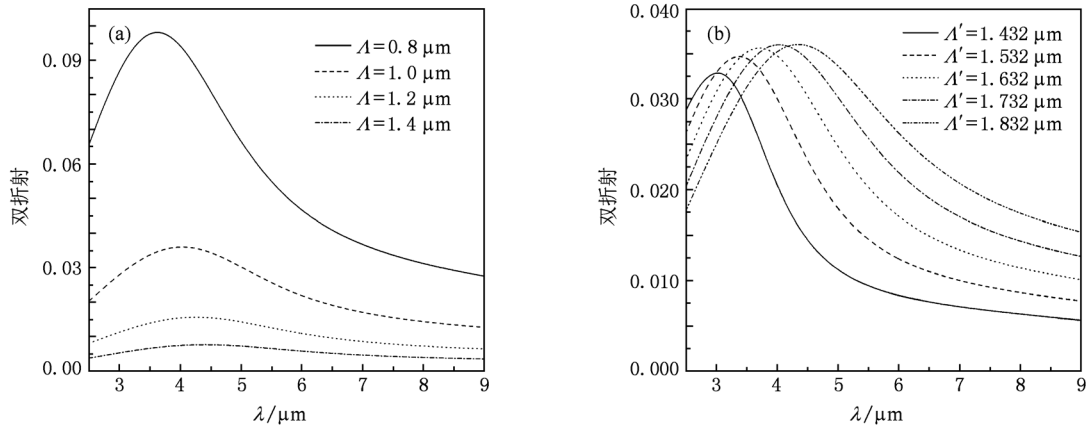


图2 背景材料为  $As_2S_3$  的 PCF 双折射随波长  $\lambda$  的变化 (a) 当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.732 \mu\text{m}$  时, 改变空气孔间距  $\Lambda$ ; (b) 当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$  时, 改变芯间距  $\Lambda'$

## 2.2. 色散

光纤色散可以使脉冲展宽而导致误码. 这是在通信网中必须尽量避免的, 也是长距离传输系统中需要解决的一个课题. 一般而言, 光纤色散  $D(\lambda)$  包括材料色散  $D_m(\lambda)$  和波导色散  $D_w(\lambda)$  两部分<sup>[25,28,29]</sup>, 即

$$D(\lambda) = D_m(\lambda) + D_w(\lambda). \quad (2)$$

材料色散是由于材料的群折射率随  $\lambda$  变化而引起的, 主要是由材料折射率  $n = n(\lambda)$  所引起, 材料  $As_2S_3$  的折射率  $n(\lambda)$  为<sup>[22,30]</sup>

$$n(\lambda) = \left( 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1^2} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2^2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3^2} + \frac{B_4 \lambda^2}{\lambda^2 - C_4^2} + \frac{B_5 \lambda^2}{\lambda^2 - C_5^2} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

其中  $B_1 = 1.898367$ ,  $B_2 = 1.922297$ ,  $B_3 =$

0.87651,  $B_4 = 0.11887$ ,  $B_5 = 0.95699$ ,  $C_1 = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $C_2 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $C_3 = 0.35 \mu\text{m}$ ,  $C_4 = 0.45 \mu\text{m}$ ,  $C_5 = 27.3861 \mu\text{m}$ . 材料色散  $D_m(\lambda)$  表示为

$$D_m(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n(\lambda)}{\partial \lambda^2}. \quad (4)$$

图3为  $\text{As}_2\text{S}_3$  的材料色散图. 如图3所示, 在  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  处材料色散近似为零,  $\lambda < 5 \mu\text{m}$  范围内为正常色散, 反之  $\lambda > 5 \mu\text{m}$  范围内为反常色散.

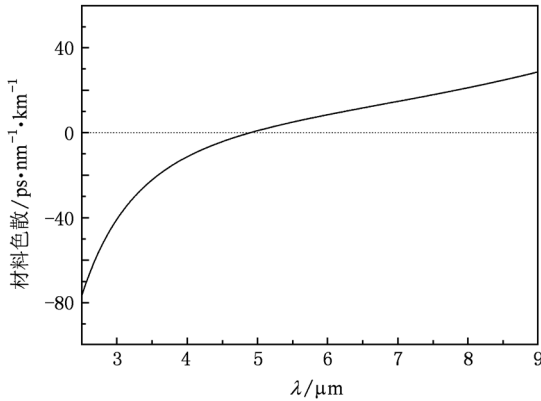


图3 材料色散随波长的变化

波导色散通常是一种模式的有效折射率  $n_{\text{eff}}$  随  $\lambda$  而改变的倾向. 本文中计算波导色散时材料折射率取  $n_1(\lambda = 5.0 \mu\text{m}) = 2.4209$ , 其色散参量  $D_w(\lambda)$  表示为

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

其中有效折射率  $n_{\text{eff}}$  由多极法算得. 本文同时考虑了波导色散和材料色散, 记为总色散.

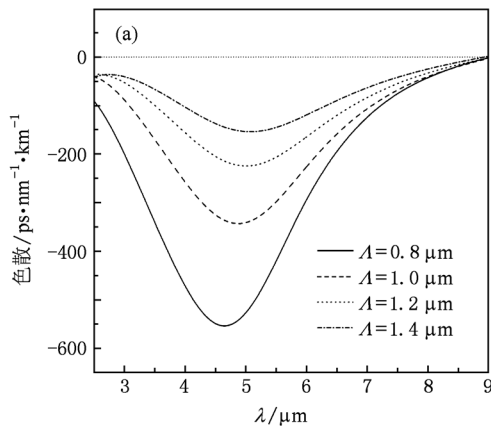


图4为  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.732 \Lambda$  情况下, 空气孔间距  $\Lambda$  变化时  $x$  偏振方向和  $y$  偏振方向的总色散值随  $\lambda$  的变化. 由图4可知, 当结构参数一定时,  $x$  偏振方向和  $y$  偏振方向的总色散在很宽的波长范围内是负值, 属于正常色散, 即宽带正常色散. 同时, 随着  $\Lambda$  的减小, 色散的最小值也随之减小.

当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.732 \Lambda$ ,  $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$  时,  $x$  偏振方向的总色散最小值在  $\lambda = 4.645 \mu\text{m}$  处达到  $-553.66 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 零色散点对应的  $\lambda = 9.05 \mu\text{m}$ ;  $y$  偏振方向总色散最小值在  $\lambda = 3.7 \mu\text{m}$  处达到了  $-1105.98 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 具有较大的负色散值, 可用于色散补偿, 零色散点对应的  $\lambda = 7.69 \mu\text{m}$ .

图5为  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda'$  变化时  $x$  偏振方向和  $y$  偏振方向的总色散随  $\lambda$  的变化. 从图5可以看出, 当结构参数一定时,  $x$  偏振方向和  $y$  偏振方向的色散随  $\lambda$  的变化趋势是一样的, 都在很宽的波长范围内是负值, 属于正常色散. 同时, 随着  $\Lambda'$  的缩小, 色散峰值逐渐减小. 在短波长范围,  $\Lambda'$  越小总色散值越小; 在长波长范围, 总色散值随着  $\Lambda'$  的减小反而增大.

### 2.3. 高非线性

本文设计的是硫系玻璃  $\text{As}_2\text{S}_3$  为背景材料的 PCF, 由于该玻璃具有很高的线性折射率和非线性折射率, 所以有望制造出高非线性效应的光纤. 非线性系数  $\gamma(\lambda)$  可表示为

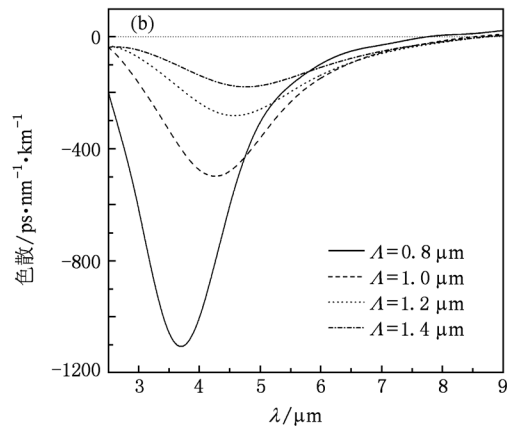


图4 当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.732 \Lambda$ ,  $\Lambda$  变化时, 总色散  $D$  随  $\lambda$  的变化 (a)  $x$  偏振方向, (b)  $y$  偏振方向

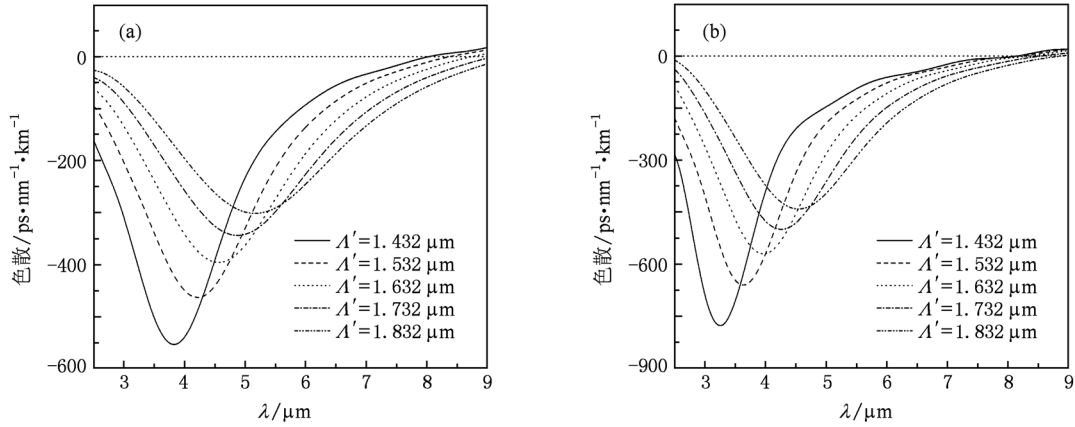


图5  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}, d_c = 0.15 \mu\text{m}, d_v = 0.3 \mu\text{m}, \Lambda = 1 \mu\text{m}, \Lambda'$ 变化时总色散 $D$ 随 $\lambda$ 的变化 (a)  $x$ 偏振方向, (b)  $y$ 偏振方向

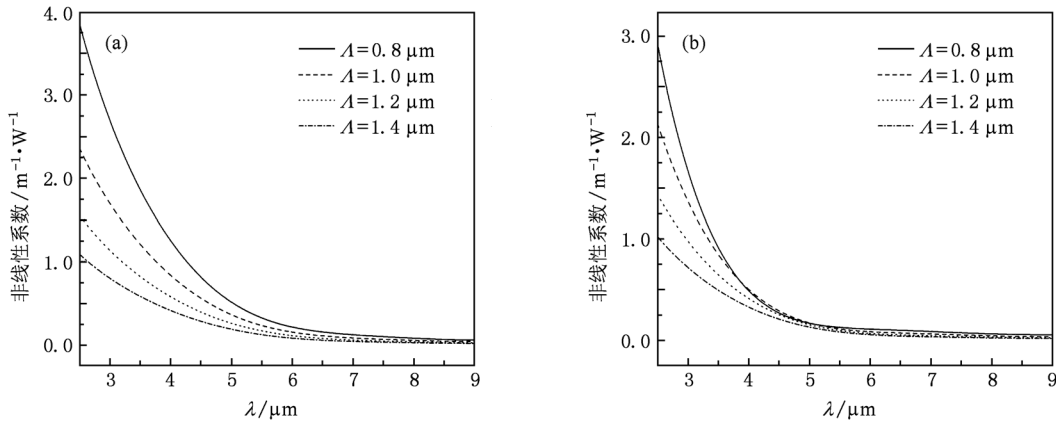


图6 当 $d_0 = 0.25 \mu\text{m}, d_c = 0.15 \mu\text{m}, d_v = 0.3 \mu\text{m}, \Lambda' = 1.732 \Lambda, \Lambda$ 变化时,非线性系数 $\gamma$ 随 $\lambda$ 的变化 (a)  $x$ 偏振方向, (b)  $y$ 偏振方向

$$\gamma(\lambda) = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (6)$$

其中,  $A_{\text{eff}}$ 是模式有效面积,  $n_2$ 是非线性折射率系数 ( $n_2 = 4.0 \times 10^{-18} \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ ).

图6所示为 $d_0 = 0.25 \mu\text{m}, d_c = 0.15 \mu\text{m}, d_v = 0.3 \mu\text{m}, \Lambda' = 1.732 \Lambda, \Lambda$ 变化时非线性系数随 $\lambda$ 的变化.由图6可知, $x$ 偏振模式和 $y$ 偏振模式两种情况下的非线性系数随 $\lambda$ 的变化情况相同.当 $\Lambda$ 保持不变时,随 $\lambda$ 的增大非线性系数减小;当 $\Lambda$ 减小时,非线性系数逐渐增大.其原因如下:增大 $\Lambda$ ,相当于增大有效纤芯面积,非线性系数降低;在短波长情况下模场被很好地束缚在纤芯,间距的变化对非线性系数的影响很大,但随着 $\lambda$ 的增大,模场逐渐向包层扩散, $\Lambda$ 对非线性系数的影响降低,模场面积增大,非线性系数降低且不同 $\Lambda$ 对非线性系数影响

的差别不大.由于本设计使用的背景材料是 $\text{As}_2\text{S}_3$ ,其非线性折射率系数比石英材料非线性折射率系数大两个数量级,最终导致此光纤的非线性系数的进一步增大.这样具有高非线性效应的光纤在超连续谱的产生、光孤子通信、高功率脉冲、光纤器件的制作以及频率交换的实现等方面有重要的应用价值.

图7为 $d_0 = 0.25 \mu\text{m}, d_c = 0.15 \mu\text{m}, d_v = 0.3 \mu\text{m}, \Lambda = 1 \mu\text{m}, \Lambda'$ 变化时非线性系数随 $\lambda$ 的变化.从图7可以看出, $x$ 偏振方向与 $y$ 偏振方向的非线性系数的变化趋势是一样的.在短波长区域, $\Lambda'$ 越小,非线性系数越大;在中红外波长(3—7  $\mu\text{m}$ )处,随 $\Lambda'$ 的减小非线性系数也随之减小;在长波处, $\Lambda'$ 的变化对非线性系数的影响将减小,非线性系数几乎趋于零.

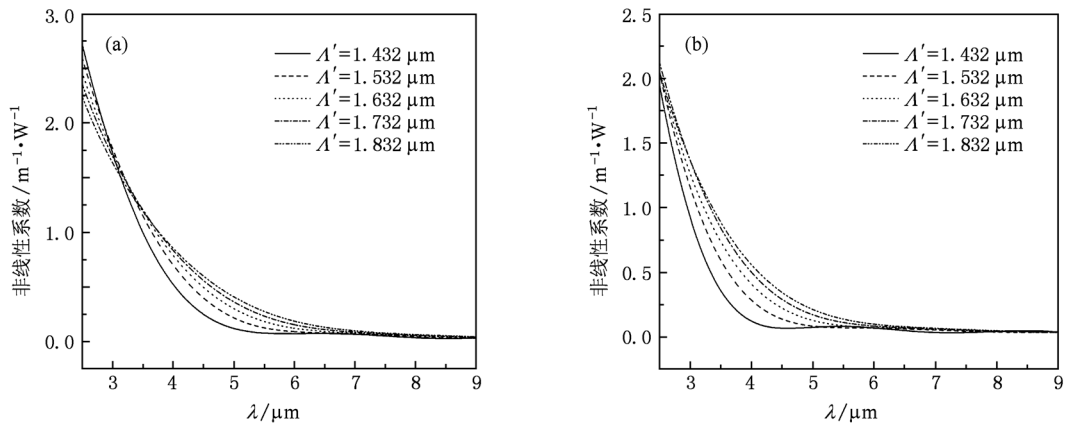


图7 当  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda'$ 变化时,非线性系数  $\gamma$  随  $\lambda$  的变化 (a)  $x$  偏振方向, (b)  $y$  偏振方向

### 3. 结 论

设计了一种中红外、高双折射、宽带色散、高非线性光纤. 通过分析可以得到以下结论: 1) 当结构参数  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.732\Lambda$  一定时, 随  $\Lambda$  的减小, 双折射峰值增大, 色散值的最小值减小, 非线性系数逐渐增大. 2) 当结构参数  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$  时, 随芯间距  $\Lambda'$  的减小, 双折射峰值也减小, 且其峰值向短波长方向移动; 色散值在短波长范围内随芯间距减小而减小, 在长波长范围内, 随着  $\Lambda'$  的减小反而增大. 非线性系数在短波长区域, 随  $\Lambda'$  减小, 非线性系数增大; 在中红外波长

(3—6  $\mu\text{m}$ ) 处, 随  $\Lambda'$  的减小非线性系数在减小; 在长波长区域,  $\Lambda'$  的变化对非线性系数的影响将减小, 非线性系数几乎趋于零. 3) 当光纤结构参数  $d_0 = 0.25 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $d_v = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 1.372\Lambda$ ,  $\Lambda = 0.8 \mu\text{m}$  时, 在  $\lambda = 3.625 \mu\text{m}$  处的双折射  $B$  达到了 0.098, 其  $x$  偏振方向色散值  $D_x = -374.82 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 非线性系数  $\gamma_x = 1.69 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ;  $y$  偏振方向色散值  $D_y = -1099.13 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 非线性系数  $\gamma_y = 0.78 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ . 在 3—7  $\mu\text{m}$  的波长范围内色散值是负值, 属于正常色散, 即宽带正常色散.

综上所述, 此 PCF 将高非线性、中红外、宽带色散和高保偏特性得到了较完美的结合, 有助于中红外波段新型光子器件的研制.

[1] Zhou H S, Li S G, Fu B, Yao Y Y, Zhang L 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 014208

[2] Chen X, Li M J, Venkataraman N, Gallagher M, Wood W, Crowley A, Carberry J, Zenteno L, Koch K 2004 *Opt. Express* **12** 3888

[3] Zhang L, Li S G, Yao Y Y, Fu B, Zhang M Y, Zheng Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1101 (in Chinese) [张磊、李曙光、姚艳艳、付博、张美艳、郑义 2010 物理学报 **59** 1101]

[4] Yan F P, Li Y F, Wang L, Gong T R, Liu P, Liu Y, Tao P L, Qu M X, Jian S S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5735 (in Chinese) [延凤平、李一凡、王琳、龚桃荣、刘鹏、刘洋、陶沛琳、曲美霞、简水生 2008 物理学报 **57** 5735]

[5] Fu B, Li S G, Yao Y Y, Zhang L, Zhang M Y, Liu S Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7708 (in Chinese) [付博、李曙光、姚艳艳、张磊、张美艳、刘司英 2009 物理学报 **58** 7708]

[6] Zografopoulos D C, Kriezis E E, Tsiiboukis T D 2006 *Opt. Express* **14** 914

[7] Hwang I K, Lee Y J, Lee Y H 2003 *Opt. Express* **11** 2799

[8] Liu B W, Hu M L, Song Y J, Chai L, Wang Q Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6921 (in Chinese) [刘博文、胡明列、宋有建、柴路、王清月 2008 物理学报 **57** 6921]

[9] Guo Y Y, Hou L T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4036 (in Chinese) [郭艳艳、侯蓝田 2010 物理学报 **59** 4036]

[10] Knight J C, Birks T A, Cregan R F, Russell P S J, de Sandro P D 1998 *Electron. Lett.* **34** 1347

[11] Varshney S K, Fujisawa T, Saitoh K, Koshiha M 2006 *Opt. Express* **14** 3528

[12] Liu J, Yang C X, Claire G, Jin G F 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 1569 (in Chinese) [刘洁、杨昌喜、Claire G、金国藩 2006 光学学报 **26** 1569]

- [13] Jiang L H, Hou L T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1095 (in Chinese) [姜凌红、侯蓝田 2010 物理学报 **59** 1095]
- [14] Zhao X T, Hou L T, Liu Z L, Wang W, Wei H Y, Ma J R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2275 (in Chinese) [赵兴涛、侯蓝田、刘兆伦、王伟、魏红彦、马景瑞 2007 物理学报 **56** 2275]
- [15] Cui Y L, Hou L T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2571 (in Chinese) [崔艳玲、侯蓝田 2010 物理学报 **59** 2571]
- [16] Wang H L, Leng Y X, Xu Z Z 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5375
- [17] Chen M Y, Yu R J, Zhao A P 2004 *J. Opt. A* **6** 997
- [18] Dong L, Thomas B K, Fu L 2008 *Opt. Express* **16** 16423
- [19] Hall D W, Newhouse M A, Borrelli N F, Dumbaugh W H, Weidman D L 1989 *Appl. Phys. Lett.* **54** 1293
- [20] Sanghera J S, Florea C M, Shaw L B, Pureza P, Nguyen V Q, Bashkansky M, Dutton Z, Aggarwal I D 2008 *J. Non-Cryst. Solids* **354** 462
- [21] Ebendorff-Heidepriem H, Monro T M 2007 *Opt. Express* **15** 15086
- [22] Husakou A V, Herrmann J 2003 *Appl. Phys. B* **77** 227
- [23] Kim J K 2005 *Ph. D. Dissertation* (Blacksburg: Virginia Polytechnic Institute and State University)
- [24] Kumar V V R K, George A, Knight J C, Russell P S J 2003 *Opt. Express* **11** 2641
- [25] Dabas B, Sinha P K 2010 *Opt. Commun.* **283** 1331
- [26] Lamont M R E, Barry L D, Choi D Y, Madden S, Eggleton B J 2008 *Opt. Express* **16** 14938
- [27] Wei D P, Galstian T V, Smolnikov I V, Plotnichenko V G, Zohrabyan A 2005 *Opt. Express* **13** 2439
- [28] Li Y F, Wang Q Y, Hu M L, Li S G, Liu X D, Hou L T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1396 (in Chinese) [栗岩锋、王清月、胡明列、李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 物理学报 **53** 1396]
- [29] Wang Z H, Li Y F, Hu M L, Wang Q Y 2005 *Chin. J. Quantum Electron.* **22** 771 (in Chinese) [王子涵、栗岩锋、胡明列、王清月 2005 量子电子学报 **22** 771]
- [30] Roy S, Chaudhuri P R 2009 *Opt. Commun.* **282** 3448

## Midinfrared $\text{As}_2\text{S}_3$ chalcogenide glass broadband normal dispersion photonic crystal fiber with high birefringence and high nonlinearity\*

Wang Xiao-Yan Li Shu-Guang<sup>†</sup> Liu Shuo Zhang Lei Yin Guo-Bing Feng Rong-Pu

(Key Laboratory of Metastable Materials Science and Technology, College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

(Received 20 May 2010; revised manuscript received 16 August 2010)

### Abstract

A kind of midinfrared  $\text{As}_2\text{S}_3$  chalcogenide glass photonic crystal fiber is proposed in this paper. The characteristics of this fiber are studied by multipole method, including high birefringence, chromatic dispersion, and high nonlinearity. Through numerical simulation, it is found that at midinfrared wavelength  $\lambda = 3.625 \mu\text{m}$ , the birefringence of this fiber reaches up to 0.098 and nonlinear parameters are  $1.69 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  and  $0.78 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  for  $x$ -polarized mode and  $y$ -polarized mode, respectively. In addition, the fiber keeps normal dispersion in a wavelength range from 3 to  $7 \mu\text{m}$ . In conclusion, the band of transmitted wavelength extends into a midinfrared wavelength range of 3— $10 \mu\text{m}$ , and high birefringence and high nonlinearity in this photonic crystal fiber are perfectly combined. The results are significant for the further development of new photonic devices.

**Keywords:** photonic crystal fiber, midinfrared band, birefringence, nonlinearity

**PACS:** 42.81.Gs, 42.70.Mp

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874145), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education, China (Grant No. 20091333110010), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. F2009000481), and the China Post-doctoral Science Foundation (Grant Nos. 20080440014, 200902046).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn