

# 新型单模大模场红外硫系玻璃光子晶体 光纤设计研究\*

易昌申 戴世勋 张培晴<sup>†</sup> 王训四 沈祥 徐铁峰 聂秋华

(宁波大学信息科学与工程学院, 红外材料及器件实验室, 宁波 315211)

(2012年9月26日收到; 2012年11月11日收到修改稿)

大模场光子晶体光纤在高功率激光传输、光纤放大器、光纤激光器中的广泛应用,使其受到研究者的广泛关注. 硫系玻璃在红外波段(1—20 $\mu\text{m}$ )具有优良透过性能,且具有折射率高(2.0—3.5)、声子能量低(小于350 $\text{cm}^{-1}$ )、组分可调等特性,成为制备红外光纤的理想材料. 本文设计一种基于 $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ 硫系玻璃基质的新型单模传输、低损耗、超大模场面积光子晶体光纤结构,经理论验证其在 $\lambda = 10.6\ \mu\text{m}$ 处基模限制损耗远低于0.1 dB/m,高阶限制模损耗大于2 dB/m,模场面积约为13333 $\mu\text{m}^2$ .

**关键词:** 硫系玻璃, 大模场面积, 红外光子晶体光纤, 结构设计

**PACS:** 42.55.Tv, 42.70.Km, 42.81.-i

**DOI:** 10.7498/aps.62.084206

## 1 引言

大模场光纤可以克服由光功率密度过高引起的非线性效应对光功率提升的限制<sup>[1,2]</sup>,近年来在高功率能量传输<sup>[3]</sup>、高功率光纤放大器<sup>[4,5]</sup>及光纤激光器<sup>[6,7]</sup>等领域获得广泛应用. 为了确保光纤传输激光的光束质量,大模场光纤需同时具备单模传输特性. 然而,传统光纤通常难以同时满足大模场和单模传输特性. 光子晶体光纤的出现为解决此问题带来了希望. 光子晶体光纤独特的结构不仅能实现无截止单模,还可获得超大的模场面积,成为实现高功率能量传输、高功率光纤放大器<sup>[8-10]</sup>及激光器<sup>[11-15]</sup>的理想光纤结构. 自2001年英国采用稀土离子掺杂的大模场光子晶体光纤实现光纤激光器以来,激光输出功率从最初的百毫瓦提高到2.5 kW以上,有研究者预测大模场光子晶体光纤激光器的激光输出功率可达36 kW,大模场光子晶体光纤激光器的激光输出功率还有很大的提升空

间. 在光纤结构设计方面,2007年Tsuchida等<sup>[16]</sup>设计了在波长为1.064 $\mu\text{m}$ 处,模场面积为1400 $\mu\text{m}^2$ 大模场光子晶体光纤,2010年燕山大学的郭艳艳和侯蓝田<sup>[17]</sup>也设计了结构相似的全固态大模场光子晶体光纤,在波长为1.064 $\mu\text{m}$ 处模场面积为2000 $\mu\text{m}^2$ .

硫系玻璃具有中红外透过性能优良、折射率高(2.0—3.5)、声子能量低(小于350 $\text{cm}^{-1}$ )、组分可调等特性<sup>[18]</sup>,近年来成为设计和制备红外光纤的理想材料. 2000年英国南安普顿大学的Monro等<sup>[19]</sup>报道了第一根基于硫系玻璃体系的折射率引导型光子晶体光纤. 2003年美国海军实验室研究了As-S和As-Se基质光子带隙型光子晶体光纤的红外传输特性<sup>[20]</sup>,并于2006年成功拉制出第一根光子带隙型硫系玻璃光子晶体光纤<sup>[21]</sup>. 此后,硫系玻璃光子晶体光纤的结构设计<sup>[22,23]</sup>、光纤制备<sup>[24]</sup>及传输特性等方面的研究逐渐引起了科学家们的兴趣. 有关硫系玻璃光子晶体光纤的传输特性<sup>[25]</sup>、

\* 国家自然科学基金(批准号: 61177087, 60978058)、教育部新世纪优秀人才计划项目(批准号: NCET-10-0976)、浙江省杰出青年基金(批准号: R1101263)、浙江省自然科学基金(批准号: LQ12F05004)、宁波市新型光电功能材料及器件创新团队项目(批准号: 2009B21007)、宁波市自然科学基金(批准号: 2012A610116)和宁波大学王宽诚幸福基金资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: zhangpeiing@nbu.edu.cn

色散特性、非线性特性以及它在非线性光学<sup>[26]</sup>、生物传感<sup>[27]</sup>、中红外激光传输<sup>[28]</sup>和拉曼激光放大器<sup>[29]</sup>等方面的应用研究相继被报道,利用光纤的有效模场面积来控制光纤的非线性效应和传输性能成为一个研究热点. 2009年法国雷恩第一大学制备了纤芯直径约30 μm的Te-As-Se基质硫系玻璃光子晶体光纤,其传输损耗在3.39 μm小于9 dB/m,在9.3 μm处小于6 dB/m<sup>[30]</sup>. 2011年,他们设计并制备了纤芯直径为40 μm的大模场硫系玻璃光子晶体光纤,其传输损耗和模场面积等方面均明显优于传统阶跃型光纤<sup>[31]</sup>,使得硫系玻璃光子晶体光纤的红外传输能力获得了很大的提高.

本文介绍一种新型单模大模场红外光子晶体光纤设计思路,并且探索了增大高阶模损耗的方法,以便实现单模传输. 并提出一种以无As环保型Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub>硫系玻璃为基质的新型单模传输、低限制损耗的超大模场光子晶体光纤,其在λ = 10.6 μm处基模限制损耗远低于0.1 dB/m,高阶模限制损耗约2 dB/m,模场面积约13333 μm<sup>2</sup>,可大大降低激光功率密度,提高光纤的损伤阈值. 这种单模大模场红外光子晶体光纤适合于远红外高功率激光传输. 目前,有关λ = 10.6 μm及附近波段的激光传输用大模场光子晶体光纤的研究鲜有报道.

## 2 基本理论

为了确保光束质量,高功率光纤激光器、放大器等应用要求光子晶体光纤具备单模传输特性. 对折射率引导型光子晶体光纤而言,有效归一化频率 $V_{\text{eff}}$ 表示为<sup>[2,32]</sup>

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_0^2(\lambda) - n_{\text{eff}}^2(\lambda)}, \quad (1)$$

其中 $a$ 为光子晶体光纤的纤芯半径, $n_0$ 和 $n_{\text{eff}}$ 分别为纤芯折射率和包层的有效折射率. 对于折射率引导型光子晶体光纤,若工作波长为 $\lambda$ ,传播常数为 $\beta$ ,则有 $kn > \beta > \beta_{\text{FSM}}$ ,其中 $k = 2\pi/\lambda$ , $n$ 是纤芯的折射率, $\beta_{\text{FSM}}$ 是在没有纤芯情况下无限光子晶体包层所允许的最大传播常数,包层的有效折射率定义为 $n_{\text{eff}} = \beta_{\text{FSM}}/k$ 当 $V < \pi$ 时,光子晶体光纤具备单模传输特性. 影响光子晶体光纤传输特性的主要参数包括:空气孔直径 $d$ ,孔间距 $\Lambda$ ,光纤直径 $D$ 及纤芯直径为 $D_{\text{core}}$ ,因此可以通过调节包层中空气孔的

大小,精确地控制光子晶体光纤包层和纤芯的折射率差 $\Delta n$ ,使其达到极小值,从而实现光纤无截止单模传输,同时 $\Delta n$ 的减小还可以有效增大模场面积. 光子晶体光纤的模场面积定义为<sup>[33]</sup>

$$A_{\text{eff}} = \frac{(\iint |E|^2 dx dy)^2}{\iint |E|^4 dx dy}, \quad (2)$$

其中 $E$ 为光子晶体光纤的横向电场分量. 光子晶体光纤截面的横向电场分布越广,光子晶体光纤的模场面积越大,这为设计大模场光子晶体光纤具有重要的指导意义. 通常包层空气孔的层数是有限的,纤芯中传导的光从纤芯通过包层空气孔的间隙泄漏到包层,从而造成光纤的传输损耗,称为限制损耗. 基模的限制损耗值 $C_{\text{loss}}$ 为<sup>[11]</sup>

$$C_{\text{loss}} = \frac{40\pi}{\ln(10)\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) [\text{dB/m}], \quad (3)$$

其中 $n_{\text{eff}}$ 是基模的有效折射率, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 表示基模有效折射率的虚部. 根据光子晶体光纤的模式选择理论<sup>[34]</sup>,基模损耗小于0.1 dB/m,高阶模损耗大于1 dB/m时光子晶体光纤可实现单模传输.

本文利用多极法对光子晶体光纤的损耗特性和有效模场面积进行模拟分析. 多极法的理论最早由Rayleigh在1892年提出,White等<sup>[35,36]</sup>将它引入到光子晶体光纤的色散特性及损耗特性的计算. 该方法适合快速计算圆柱形空气孔构成的光子晶体光纤,能同时得出传输常数及有效折射率的实部和虚部,利用实部可计算色散,而利用虚部则可以获得有限包层下的限制损耗情况.

多极法与其他展开法类似,只是使用了更多的展开项,每一项基于结构中的一个空气孔,将每个元素扩展起来的得到各种模式,从而具有较高的精度和较快速收敛. 利用多极法可以将模场展开为柱Bessel函数,在第 $l$ 个空气孔的内部,纵向电场可以在极坐标下展开形式为

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_m^+ J(k_{\perp}^+ r_l) + B_m^+ H_m^l(k_{\perp}^+ r_l)] \times \exp(im\phi_l) \exp(i\beta_z z), \quad (4)$$

而在空气孔周围临近的介质中,其纵向电场可展开为

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_m^- J(k_{\perp}^- r_l) + B_m^- H_m^l(k_{\perp}^- r_l)] \times \exp(im\phi_l) \exp(i\beta_z z), \quad (5)$$

其中  $k_{\perp}^+ = (k_0^2 n_+^2 - \beta^2)^{1/2}$  和  $k_{\perp}^- = (k_0^2 n_-^2 - \beta^2)^{1/2}$  分别为圆孔内外的横向波数,  $n_+$  为孔内的折射率,  $n_+ = 1$ ,  $n_-$  为基质材料的折射率,  $n_- = 2.582$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  为自由空间波数,  $J_m$  表示纵向场在孔  $l$  附近的驻波分量,  $H_m$  表示由孔中心向包层散射的倏逝波分量. 用类似的方程可以写出磁场强度  $H_z$  的表达式. 电磁波在空气孔边界将发生反射和透射, 利用反射矩阵和透射矩阵将电磁波的展开式改写成矩阵方程的形式, 从而任意孔  $l$  附近驻波场可用其他所有孔散射场系数和光纤包护套附近的驻波场系数的叠加表示, 于是可获得包含光纤中电磁波分布和反射系数的齐次系统方程 (即 Rayleigh 恒等式), 通过求解 Rayleigh 恒等式的系数行列式可得光纤传播常数  $\beta$ , 进一步通过  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$  便可求得

模式的有效折射率  $n_{\text{eff}}$ . 有关多极法的详细介绍可参考文献 [35, 36].

### 3 光纤结构设计

本文以自制的  $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$  硫系玻璃为基质材料, 采用多极法探索一种大模场光子晶体光纤的设计新方法. 我们从最基本的均匀光子晶体结构出发, 经过优化设计, 最终获得一种单模传输、低限制损耗的大模场光子晶体光纤, 作为二氧化碳激光 ( $10.6 \mu\text{m}$ ) 的传输介质. 本文设计的光子晶体光纤的基本结构如图 1 所示, 光纤的空气孔间距  $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ , 纤芯区域由除去中心七个空气孔形成, 纤芯周围由 4 环空气孔所包围.

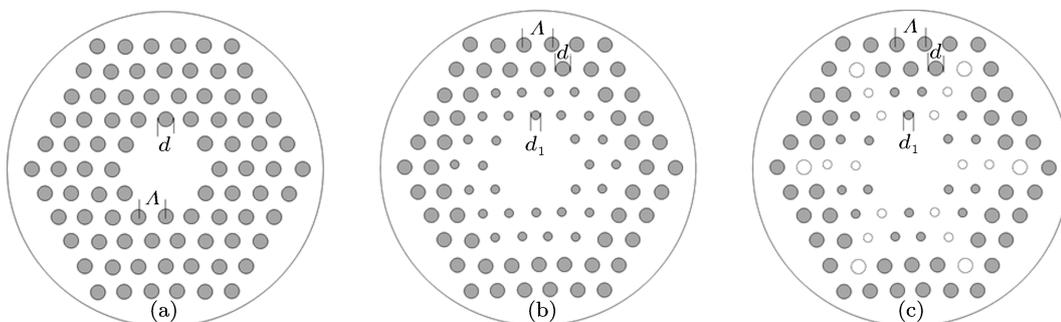


图 1 设计的三种光纤结构 (PCF) 截面图 (a) PCF1; (b) PCF2; (c) PCF3

本文首先从图 1(a) 所示的 PCF1 出发, 该光纤的空气孔大小均匀, 直径为  $d$ . 为了得到单模传输、低限制损耗、大模场面积的光子晶体光纤, 首先模拟不同归一化参数  $d/\Lambda$  (其中  $\Lambda$  为  $50 \mu\text{m}$ ) 的光子晶体光纤结构, 数值计算各光纤结构的基模限制损耗、高阶模限制损耗 (高阶模中限制损耗最低的模式)、基模有效模场面积. 图 2 为基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积随归一化参数  $d/\Lambda$  的变化曲线. 红色曲线为高阶模限制损耗随  $d/\Lambda$  的变化曲线, 蓝色曲线为基模限制损耗随  $d/\Lambda$  的变化曲线, 褐色曲线为基模有效模场面积随  $d/\Lambda$  的变化曲线. 数值计算表明高阶模限制损耗始终高于基模, 归一化参数在 0.3—0.6 时, 高阶模限制损耗和基模限制损耗都很小, 曲线几乎重合, 然而放大黑色虚线框部分 (右上角如内插图所示) 可以明显看出高阶模限制损耗高于基模. 由于纤芯周围的空气孔层数有限, 光子晶体光纤的所

有模式都是泄漏的 [30], 为了实现单模传输, 可以通过调节光纤结构, 令不同模式的限制损耗不同, 即高阶模限制损耗很高 ( $L > 1 \text{ dB/m}$ ), 而基模的限制损耗很低 ( $L < 0.1 \text{ dB/m}$ ), 从而实现单模传输. 图 2 中当归一化参数  $d/\Lambda = 0.2$  时, 基模的限制损耗小于  $0.1 \text{ dB/m}$ , 高阶模限制损耗约为  $6.64 \text{ dB/m}$ , 光纤已具备单模传输特性. 此时基模的有效模场面积为  $11072 \mu\text{m}^2$ , 约占纤芯区域面积的 62.9%, 优化光纤结构有望进一步提高模场面积. 然而考虑到在  $d/\Lambda = 0.2$  时光纤的损耗较大, 在此填充率下进一步改变光纤结构可能会大幅度提高光纤限制损耗, 使光纤不满足低限制损耗条件. 因此本文选择归一化参数  $d/\Lambda = 0.3$  (此时  $d = 15 \mu\text{m}$ ) 的光纤结构进行进一步优化, 该光纤限制损耗很低, 且基模有效模场面积较大, 调节光纤结构既有望提高基模的有效模场面积, 又可将高阶模限制损耗和基模限制损耗差值控制在合理的水平.

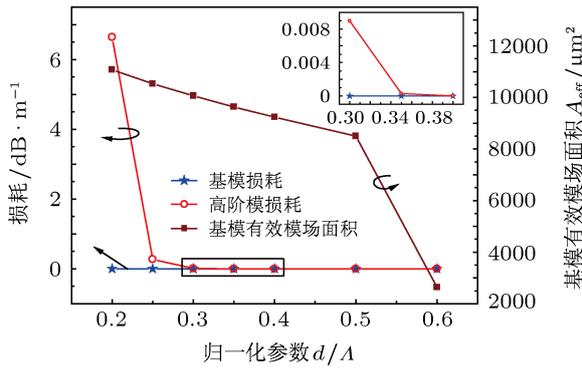


图2 PCF1 结构光子晶体光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积  $A_{\text{eff}}$  随归一化参数  $d/\Lambda$  的变化关系

图 1(b) 为改进的光子晶体光纤的结构图 (PCF2), 该光纤纤芯由两种不同直径的空气孔所包围, 第一、二环空气孔直径较小, 空气孔直径为  $d_1$ , 第三、四环空气孔直径较大, 为空气孔直径  $d$ . 此结构由归一化参数  $d/\Lambda = 0.3$ , 空气孔直径  $d = 15 \mu\text{m}$  的 PCF1 光纤结构衍化而来. (2) 式描述了光子晶体光纤的模场面积与横向电场分布之间的关系, 即光子晶体光纤的横向电场分布越广, 光子晶体光纤的模场面积越大, 欲提高基模的有效模场面积, 可扩大光子晶体光纤截面基模的横向电场

分布. 研究表明纤芯的折射率与空气孔包层的有效折射率差  $\Delta n$  越小 (即归一化参数  $d/\Lambda$  越小), 则纤芯对基模限制作用越小, 基模的横向电场分布越广, 基模有效模场面积也越大, 这与 (1) 式的分析是一致的. 因此考虑减小 PCF1 第一、二环空气孔直径, 得到如图 1(b) 所示的 PCF2 结构. 保持第三、四层空气孔直径为  $d$ , 内环空气孔直径减小为  $d_1$ , 既可以增大基模有效模场面积, 又可以改变基模限制损耗和高阶模限制损耗, 增大基模限制损耗与高阶模限制损耗的差异, 从而实现单模传输.

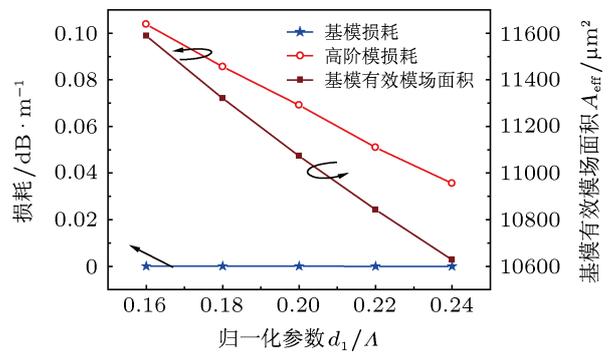


图3 PCF2 结构光子晶体光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处的基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积  $A_{\text{eff}}$  随  $d_1/\Lambda$  的变化关系

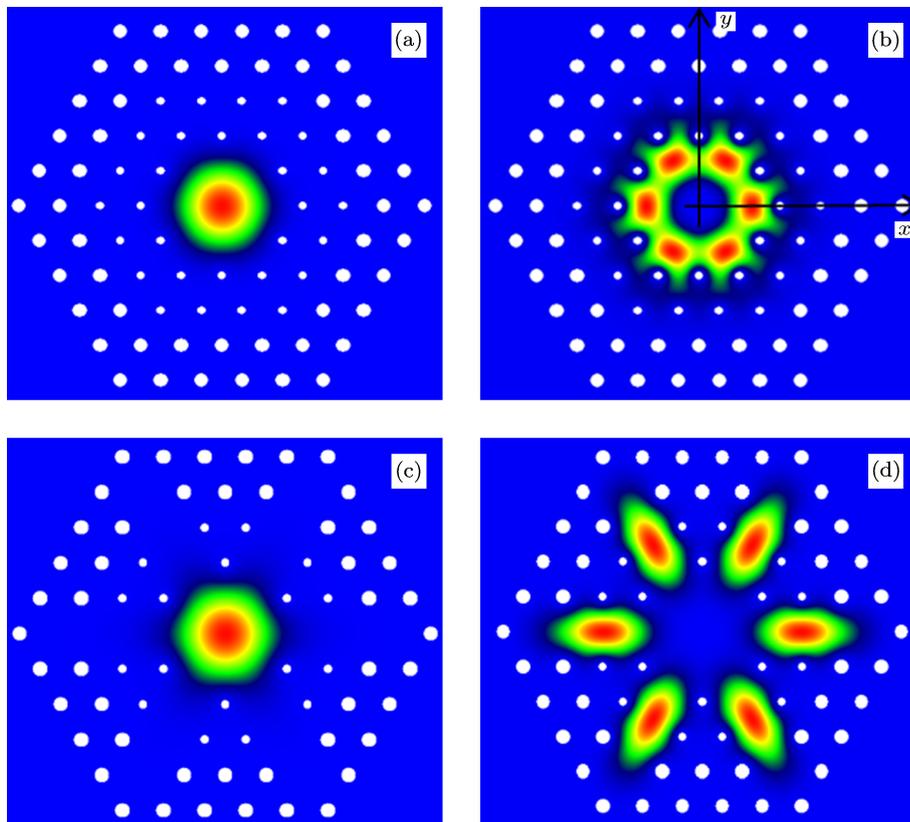


图4 光子晶体光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处的模场分布 (能流密度矢量  $\mathbf{S}$  的 Z 分量在光纤端面上的强度分布) (a) PCF2 基模 LP01 的模场分布; (b) PCF2 高阶模 LP21 的模场分布; (c) PCF3 基模 LP01 的模场分布; (d) PCF3 高阶模 LP21 的模场分布

图 4(a), (b) 分别为该光纤的基模和高阶模的模场分布, 基模和高阶模都被空气孔包层牢固地限制在纤芯中, 因此基模和高阶模的限制损耗都很小. 要实现单模传输, 必须增大高阶模限制损耗, 扩大基模限制损耗与高阶模限制损耗的差异. 欲增大高阶模限制损耗, 可调节光子晶体光纤的结构, 使高阶模泄漏到空气孔包层中, 考虑图 4(b) 光纤端面上除去第一、二、三环方向角 (与 X 轴正方向的夹角) 为  $0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 300^\circ$  的空气孔, 得到如图 1(c) 所示的光纤结构, 记为 PCF3. 此光纤的基模限制损耗  $3.1 \times 10^{-3}$  dB/m, 高阶模限制损耗约 1.99 dB/m, 基模限制损耗远低于 0.1 dB/m, 高阶模限制损耗高于 1 dB/m. 该光纤足以实现单模传输, 除去特殊位置上的空气孔与文献 [16] 中引入环形纤芯效果是一致的, 通过折射率匹配机制增大高阶模限制损耗 [37,38]. 同时, 该光纤的基模有效模场面积约为  $13333 \mu\text{m}^2$ , 基模有效模场面积占纤芯区域面积的 75.8%, 图 4(c), (d) 分别为 PCF3 基模和高阶模的模场分布. 光纤中传输的光功率广泛地分布在大纤芯区域中, 极大地降低了光纤的非线性效应, 提高了非线性阈值, 有利于克服光损伤、热损伤等效应对光纤的损伤, 有利于显著提高光纤的传输功率或光纤激光器的输出功率. 进一步研究 PCF3 结构光子晶体光纤基模损耗、高阶模损耗、基模有效模场面积随工作波长的变化关系, 如图 5 所示. 在  $10\text{--}11.2 \mu\text{m}$  波长范围基模限制损耗仍然很低, 高阶模限制损耗均高于 1.8 dB/m, 在该波长范围均能实现单模传输, 基模有效模场面积大于  $13300 \mu\text{m}^2$ .

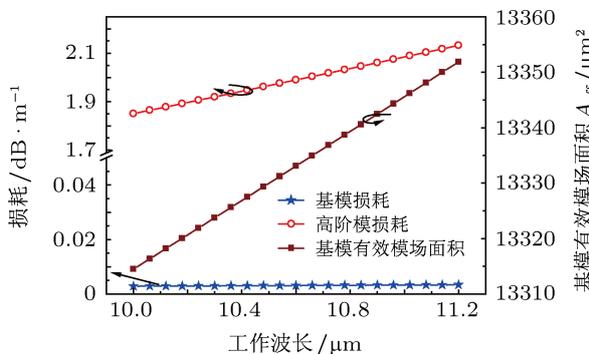


图 5 PCF3 结构光子晶体光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积随工作波长的变化

#### 4 PCF3 对结构参数灵敏度分析

为了确保本文提出的光纤结构的可行性, 考

察光纤结构参数对光纤性能影响的灵敏性, 分析表明光纤的结构偏差对光纤性能的影响. 本文着重分析了空气孔间距  $\Lambda, d/\Lambda$  的偏差对光纤基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积的影响. 图 6 所示为保持归一化参数  $d/\Lambda = 0.3$  及  $d_1/\Lambda = 0.16$  不变, 光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处的基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积  $A_{\text{eff}}$  随空气孔间距  $\Lambda$  变化的关系曲线. 图 7 所示为保持空气孔间距  $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ , 归一化参数  $d_1/\Lambda = 0.16$  不变, 光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处的基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积  $A_{\text{eff}}$  随归一化参数  $d/\Lambda$  变化的关系曲线. 图 8 所示为保持空气孔间距  $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ , 归一化参数  $d/\Lambda = 0.3$  不变, 光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处的基模限制损耗、高阶模限制损耗、基模有效模场面积  $A_{\text{eff}}$  随归一化参数  $d_1/\Lambda$  变化的关系曲线.

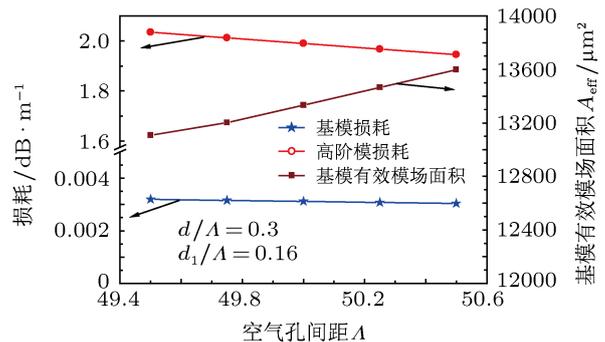


图 6 PCF3 结构光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处空气孔间距微小变化  $\Lambda$  对光纤的性能的影响

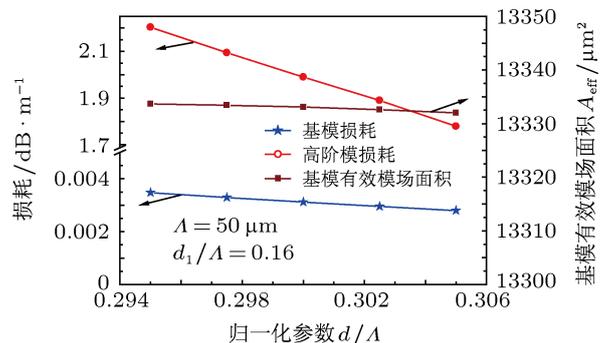


图 7 PCF3 结构光纤在  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  处归一化参数  $d/\Lambda$  微小变化对光纤性能的影响

从以上各图可以看出, 对于本文设计的光纤结构, 在以后的制备过程中, 即使制备精度与结构设计存在微小偏差, 光纤仍能保持较好的传输性能. 如光纤结构参数在  $\Lambda = 50 \mu\text{m}, d/\Lambda = 0.3, d_1/\Lambda = 0.16$  附近小范围的变化时, 基模限制损耗

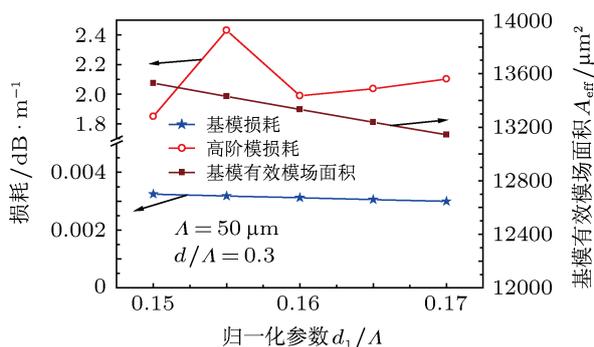


图8 PCF3结构在 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ 处光纤归一化参数微小变化 $d_1/\Lambda$ 对光纤性能的影响

远低于 $0.1 \text{ dB/m}$ , 高阶模限制损耗高于 $1.7 \text{ dB/m}$ , 光纤可以保持单模传输. 另一方面, 尽管当光纤结构参数在 $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0.3$ ,  $d_1/\Lambda = 0.16$ 附近小范围的变化时, 光子晶体光纤的基模有效模场面积稍有不同, 但有效模场面积均超过 $13000 \mu\text{m}^2$ , 这是目前报道的硫系玻璃光子晶体光纤中基模有效模

场面积最大的光纤结构.

## 5 结论

本文提出一种新型单模大模场红外光子晶体光纤设计思路. 为了实现单模传输, 通过除去特殊位置上的空气孔, 增大高阶模的限制损耗, 增大基模限制损耗与高阶模限制损耗之间的差异. 同时, 去除部分包层空气孔还可以减少纤芯与包层之间的折射率差 $\Delta n$ , 有利于提高光子晶体光纤的有效模场面积. 设计出一种单模传输、超大模场面积的 $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$ 硫系玻璃光子晶体光纤. 设计的光子晶体光纤基模限制损耗远低于 $0.1 \text{ dB/m}$ , 高阶模限制损耗为 $1.99 \text{ dB/m}$ , 基模有效模场面积高达 $13333 \mu\text{m}^2$ , 且对于微小结构参数的偏差, 光纤性能具有良好的稳定性.

- [1] Limpert J, Schreiber T, Liem A, Nolte A, Zellmer H 2003 *Opt. Express* **11** 2982
- [2] Carter A, Samson B N, Tankala K, Machewirth D P, Khitrov V, Manyam U H, Gonthier F, Seguin F 2005 *Proc. SPIE* **5647** 561
- [3] Knight J C, Birks T A, Cregan R F, Russell P S J, Sandro J P D 1998 *Electron. Lett.* **34** 1347
- [4] Limpert J, Liem A, Reich M, Schreiber T, Nolte S, Zellmer H, Tunnermann A 2004 *Opt. Express* **12** 1313
- [5] Shirakawa A, Ohta J, Musha M, Musha M, Ueda K 2005 *Opt. Express* **13** 1221
- [6] Limpert J, Schreiber T, Nolte S, Zellmer H, Tunnermann A 2003 *Opt. Express* **11** 818
- [7] Limpert J, Deguil-Robin N, Manek-Hönninger I, Salin F 2005 *Opt. Express* **13** 1055
- [8] Zhao Z Y, Duan K L, Wang J M, Zhao W, Wang Y S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6335 (in Chinese) [赵振宇, 段开棕, 王建明, 赵卫, 王屹山 2008 物理学报 **57** 6335]
- [9] Liu B W, Hu M L, Song Y J, Li Y, Liu H G, Chai L, Wang Q Y 2010 *Chin. J. Laser* **37** 2415 (in Chinese) [刘博文, 胡明列, 宋有建, 李毅, 刘华刚, 柴路, 王清月 2010 中国激光 **37** 2415]
- [10] 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]
- [11] Zhang C, Hu M L, Song Y J, Zhang X, Chai L, Wang Q Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7727 (in Chinese) [张弛, 胡明列, 宋有建, 张鑫, 柴路, 王清月 2009 物理学报 **58** 7727]
- [12] Zhang X, Hu M L, Song Y J, Chai L, Wang Q Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1863 (in Chinese) [张鑫, 胡明列, 宋有建, 柴路, 王清月 2010 物理学报 **59** 1863]
- [13] Wang Q Y, Hu M L, Song Y J, Liu Q W, Liu B W, Zhang C, Li Y, Chai L 2007 *Chin. J. Laser* **34** 1603 (in Chinese) [王清月, 胡明列, 宋有建, 刘庆文, 刘博文, 张弛, 李毅, 柴路 2007 中国激光 **34** 1603]
- [14] Chen G, Jiang Z W, Peng J G, Li H Q, Dai N L, Li J Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 144206 (in Chinese) [陈瑰, 蒋作文, 彭景刚, 李海清, 戴能利, 李进延 2012 物理学报 **61** 144206]
- [15] Florian J, Fabian S, Cesar J, Jens L, Andreas T 2012 *Opt. Lett.* **37** 4546
- [16] Tsuchida Y, Saitoh K, Koshiba M 2007 *Opt. Express* **15** 1794
- [17] 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]
- [18] Dai S X, Yu X Y, Zhang W, Lin C G, Song B A, Wang X S, Liu Y X, Xu T F, Nie Q H 2011 *Laser & Optoelectronics Progress* **48** 90602 (in Chinese) [戴世勋, 於杏燕, 张巍, 林常规, 宋宝安, 刘永兴, 徐铁锋, 聂秋华 2011 激光与光电子学进展 **48** 90602]
- [19] Monro T M, West Y D, Hewak D W, Brodcrick N G R, Richardson D J 2000 *Electron. Lett.* **36** 1998
- [20] Shaw L, Sanghera J, Aggarwal I 2003 *Opt. Express* **11** 3455
- [21] Sanghera J S, Shaw L B, Pureza P, Nguyen V Q, Gibson D, Busse L, Aggarwal I 2010 *Int. J. Appl. Glass Sci.* **1** 296
- [22] Liu S, Li S G, Fu B, Zhou H S, Feng R P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 0342171 (in Chinese) [刘硕, 李曙光, 付博, 周洪松, 冯荣普 2011 物理学报 **60** 0342171]
- [23] Wang X Y, Li S G, Liu S, Zhang L, Yin G B, Feng R P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 0642131 (in Chinese) [王晓琰, 李曙光, 刘硕, 张磊, 尹国冰, 冯荣普 2011 物理学报 **60** 0642131]
- [24] Troles J, Coulombier Q, Canat G, Duhant M, Renard W, Toupin W, Calvez L, Renversez G, Smektala F, Amraoui M E I, Adam J L, Charrier T, Mechin D, Brilland L 2010 *Opt. Express* **18** 26647
- [25] Sakamoto T, Mori T, Yamamoto T, Ma L, Hanzawa N, Aozasa S, Tsujikawa K, Tomita S 2011 *Opt. Express* **19** B478
- [26] El-Amraoui M, Fatome J, Jules J C, Kibler B, Gadret G, Fortier C, Smektala F, Skripatchev I, Polacchini C F, Messaddeq Y, Troles J, Brilland L, Szpulak M, Renversez G 2010 *Opt. Express* **18** 4547
- [27] Brilland L, Charpentier F, Troles J, Bureau B, Boussard-Plédel C, Adam J L, Méchin D, Trégoat D 2009 *Proc. SPIE* **7503** 750358
- [28] De Sario M, Mescia L, Prudenzano F, Smektala F, Deseveday F, Naz-

- abal V, Troles J, Brilland L 2009 *Opt. Laser Technol.* **41** 99
- [29] Traynor N, Monteville A, Provino L, Landais D, Le Goffic O, Nguyen T N, Chartier T, Tregat D 2009 *Travers J. C Fiber Integr. Opt.* **28** 51
- [30] Désévéday F, Renversez G, Troles J, Brilland L, Houizot P, Coulombier Q, Smektala F, Traynor N, Adam J 2009 *Appl. Opt.* **48** 3860
- [31] Conseil C, Coulombier Q, Boussard-Plédel C, Renversez G, Mechin D, Bureau B, Dam J L, Lucas J 2011 *J. Non-Cryst. Solids* **357** 2480
- [32] Ademgil H, Haxha S 2012 *Opt. Commun.* **285** 1514
- [33] Haxha S, Ademgil H 2008 *Opt. Commun.* **281** 278
- [34] William S W, Peng X, Joseph M M, Dong L 2005 *Opt. Lett.* **30** 2855
- [35] White T P, Kuhlmeier B T, Mcphedran R C, Maystre D, Renversez G, Martijn G, Botten L C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [36] Kuhlmeier B T, White T P, Maystre D, Renversez G, Botten L C, Martijn G, Mcphedran R C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2331
- [37] Fini J 2005 *Opt. Express* **13** 3477
- [38] Saitoh K, Florous N J, Murao T, Koshiha M 2006 *Opt. Express* **14** 7342

# Design of a novel single-mode large mode area infrared chalcogenide glass photonic crystal fibers\*

Yi Chang-Shen   Dai Shi-Xun   Zhang Pei-Qing<sup>†</sup>   Wang Xun-Si  
Shen Xiang   Xu Tie-Feng   Nie Qiu-Hua

(Laboratory of Infrared Materials and Devices, College of Information Science and Engineering, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

(Received 26 September 2012; revised manuscript received 11 November 2012)

## Abstract

Large mode area photonic crystal fibers (PCFs) have attracted much attention, owing to their applications in such as high power delivery, high power fibre amplifiers and fiber lasers. As an ideal candidate for fabricating mid-infrared fibers, chalcogenide glass possesses some unique advantages, such as high refractive indices (2.0–3.5), low photon energies (lower than  $350\text{ cm}^{-1}$ ), tailorable compositions, and large infrared transmission window (from 1.0 to  $20\text{ }\mu\text{m}$ ). In this paper, we present a novel type of effectively single-mode chalcogenide glass  $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$  PCF with ultra-large mode area as well as small confinement loss (lower than  $0.1\text{ dB/m}$  for the fundamental mode, high confinement loss exceeding  $2\text{ dB/m}$  for the higher-order mode at  $10.6\text{ }\mu\text{m}$ ).

**Keywords:** chalcogenide glass, large mode area, infrared photonic crystal fiber, structural design

**PACS:** 42.55.Tv, 42.70.Km, 42.81.-i

**DOI:** 10.7498/aps.62.084206

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61177087, 60978058), the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-10-0976), the Zhejiang Provincial Funds for Distinguished Young Scientists, China (Grant No. R1101263), the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LQ12F05004), the Program for Innovative Research Team of Ningbo City, China (Grant No. 2009B21007), the Natural Science Foundation Ningbo, China (Grant No. 2012A610116), and the K. C. Wong Happy Foundation of Ningbo University, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zhangpeiying@nbu.edu.cn