

激光与光电子学进展

空芯微结构光纤空气孔内壁粗糙度研究进展

徐士杰*, 张慧嘉, 杨鹏, 庞璐, 衣永青, 宁鼎

中国电子科技集团公司第四十六研究所特种光纤材料研发中心, 天津 300220

摘要 空芯微结构光纤按照导光原理不同可分为空芯光子带隙光纤和空芯反谐振光纤。在这两种光纤中,空气孔内壁粗糙度导致的散射损耗是其损耗来源之一。在空芯光子带隙光纤中,散射损耗是其损耗的主要原因;在空芯反谐振光纤中,在短波长时散射损耗也是其损耗的重要原因之一。为了降低空芯微结构光纤的散射损耗,需要针对空气孔内壁粗糙度展开深入研究。为此,本文介绍了空芯微结构光纤空气孔内壁粗糙度相关理论、测试技术和抑制方法的研究进展,对相关理论和实验结果进行了总结,对将来需要重点研究的方向提出了建议。

关键词 光纤光学; 空芯微结构光纤; 空气孔内壁粗糙度; 散射损耗; 粗糙度测试技术

中图分类号 TN253

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP223210

Progress of Research on Roughness of Inner Wall of Air Hole of Hollow-Core Microstructure Optical Fiber

Xu Shijie*, Zhang Huijia, Yang Peng, Pang Lu, Yi Yongqing, Ning Ding

Research Center of Special Optical Fiber Materials, The 46th Research Institute, China Electronics Technology Group Corporation, Tianjin 300220, China

Abstract On the basis of different light guiding principles, hollow-core microstructure fibers can be divided into hollow-core photonic band gap fibers and hollow-core anti-resonant fibers. For these two types of fibers, scattering loss caused by the roughness of the inner wall of the air hole is one of the sources of loss. Scattering loss is the main source of loss in hollow-core photonic bandgap fibers. In hollow-core anti-resonant fibers, scattering loss is also one of the important reasons for loss during operation in the short-wavelength region. To reduce the scattering loss of hollow-core microstructure optical fibers, in-depth research on the roughness of the inner wall of the air hole is necessary. Therefore, in this paper, research progress on the relevant theory, measurement technologies, and suppression methods for the roughness of the inner wall of the air hole in hollow-core microstructure optical fibers are described. Further, relevant theory and experimental results are summarized, and important future research directions are suggested.

Key words fiber optics; hollow-core microstructure optical fiber; roughness of inner wall of air hole; scattering loss; roughness testing technology

1 引言

空芯微结构光纤根据导光原理不同可分为基于光子带隙效应导光的空芯光子带隙光纤和基于反谐振原理的空芯反谐振光纤,光纤结构如图 1 所示。

空芯光子带隙光纤(HC-PBGF)基于光子带隙效应实现光传导,包层为周期性排列的空气孔结构,中间的纤芯为大空气孔,通过在光子晶体结构中形成缺陷,实现将光限制在缺陷即空气纤芯中传输^[3]。根据纤芯位置抽掉的结构单元数,可将 HC-PBGF 分为 7 胞、19

胞、37 胞等种类。空芯反谐振光纤(HC-ARF)基于反谐振原理实现光传导,纤芯位置为空气,包层由单层或多层空气孔组成,形成谐振腔结构。当传输波长满足谐振条件时,光会从纤芯耦合至包层空气孔中,无法稳定传输;当传输波长满足反谐振条件时,纤芯向包层的耦合被抑制,光能被限制在纤芯中稳定传输^[4-8]。

与普通光纤相比,空芯微结构光纤具有结构设计自由度大、温度稳定性好、抗辐照性能好等优点。且空芯光纤中光的传输介质是空气,在普通光纤中起主导作用的瑞利散射和材料吸收对损耗的贡献极低,因此

收稿日期: 2022-11-30; 修回日期: 2022-12-18; 录用日期: 2022-12-28; 网络首发日期: 2023-01-05

通信作者: *13752798097@163.com

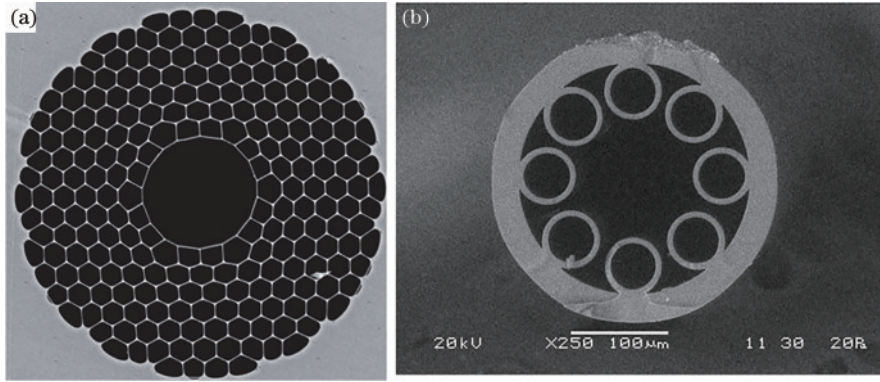


图 1 空芯微结构光纤的结构。(a)空芯光子带隙光纤^[1];(b)空芯反谐振光纤^[2]

Fig. 1 Structures of hollow-core microstructure optical fiber. (a) Hollow-core photonic bandgap fiber^[1]; (b) hollow-core anti-resonant fiber^[2]

空芯微结构光纤损耗的理论极限很低。现有 HC-PBGF 的损耗与普通光纤相比偏大,商用 7 胞 HC-PBGF 在波长 1550 nm 时的损耗约为 20 dB/km^[9],限制了 HC-PBGF 在长距离传输方面的应用。工作波长在 1500~1560 nm 的 HC-ARF 的最小损耗已降至 0.174 dB/km^[10],但在短波长处(<800 nm)工作的 HC-ARF 损耗仍较大^[11]。

HC-PBGF 的损耗主要包括限制损耗和散射损耗,经过结构优化,限制损耗可以降低至 10^{-4} dB/km 以下,可以忽略,因此散射损耗占主导地位^[12];HC-ARF 工作在长波长处(>800 nm)的总损耗基本由限制损耗决定,而散射损耗对总损耗的影响主要体现在短波长处(<800 nm)^[11,13],且对总损耗影响较大,因此确定空芯微结构光纤散射损耗的产生机理及影响因素非常关键。空芯微结构光纤中有空气孔,光在微结构光纤中传输时,空气孔中的光模场会与石英壁发生交叠,石英壁的表面粗糙会导致光在空气-石英玻璃界面发生散射,产生散射损耗。这一界面处的粗糙度决定了散射损耗的极限,是降低空芯微结构光纤散射损耗的关键因素。HC-PBGF 的散射主要源于纤芯空气孔内壁粗糙,HC-ARF 的散射主要源于纤芯处空气-石英玻璃界面的粗糙,因此研究空气孔内壁的粗糙度有重要意义。

本文将首先介绍空芯微结构光纤空气孔内壁粗糙度相关理论的研究进展,包括表面粗糙的来源及粗糙致散射损耗的计算方法;然后介绍空气孔内壁粗糙度测试技术的研究进展,包括空气孔内壁测量样品的制备方法及其内壁粗糙度的测量结果;最后介绍空气孔内壁粗糙度抑制方法的研究进展。

2 空气孔内壁粗糙度相关理论研究进展

经过热力学分析,光纤处于熔融态时空气和石英玻璃的界面处存在表面毛细波,光纤冷却过程中毛细波会凝固在表面,形成空气孔内壁的固有粗糙。理论研究表明,空气孔内壁粗糙度与玻璃转化温度、表面张力、玻璃

黏度等材料参数有关,还与空气孔周长和空气孔壁厚等结构参数有关^[14-16]。为了研究空气孔内壁粗糙度对散射损耗的影响,研究人员给出了多种粗糙致散射损耗的计算方法,包括 F 因子、耦合模理论、偶极子模型等。空气孔内壁粗糙对入射光的散射效果如图 2 所示。

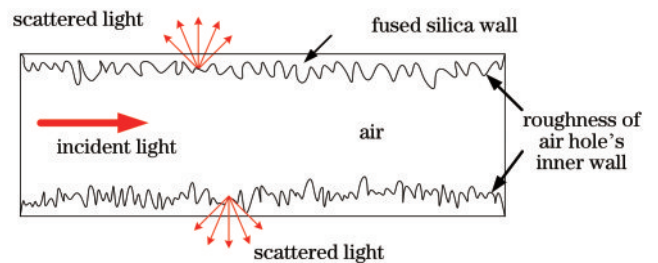


图 2 空气孔内壁粗糙致散射损耗示意图

Fig. 2 Schematic of scattering loss caused by roughness of inner wall of air hole

2.1 空气孔内壁粗糙来源

表面粗糙度是反映表面光滑程度的物理量,可作为空气孔内壁粗糙的评估参数。为了表征这种粗糙度,常用参数为粗糙度均方根(RMS)和粗糙度功率谱密度(PSD)^[17]。其中粗糙度 RMS 的定义^[17]为

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N z(n)^2}, \quad (1)$$

式中, $z(n)$ 为第 n 个数据点的表面高度值。粗糙度 RMS 的计算方法对表面高度数据的利用率较低,仅提供粗糙度的部分信息,粗糙度 RMS 相同的两表面形貌差异可能很大^[18],为了更准确地描述表面粗糙度,引入粗糙度 PSD。在一次对无限大表面的理想测量中,粗糙度功率谱密度给出了所有可能的空间频率对表面粗糙的相对贡献,反映了不同空间频率的表面高度值波动对应粗糙度分量的均方值。粗糙度 PSD 的定义^[19]为

$$S(f_m) = \frac{\Delta x}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} z(n) e^{-i2\pi f_m n \Delta x} \right|^2, \quad (2)$$

式中: Δx 为测量间距; $z(n)$ 为第 $(n+1)$ 个测量点的高

度; N 为测量点总数; f_m 为空间频率。用于表征空气孔内壁粗糙度时, 空间频率单位一般选择 μm^{-1} 。由于粗糙度的数量级很小, 一般在 0.1 nm 量级, 因此粗糙度 PSD 的单位一般选择 $\text{nm}^2/\mu\text{m}^{-1}$ [18]。

在粗糙度类型方面, 各向同性和各向异性的表面

的形貌及粗糙度有较大差异 [18]。图 3 给出了各向同性和各向异性表面的形貌特征, 左图的各向同性表面形貌中, 粗糙在各方向上的分布几乎相同, 而在右图的各向异性表面形貌中, 可明显观察到沿 45° 方向分布的粗糙与其他方向不同 [19]。

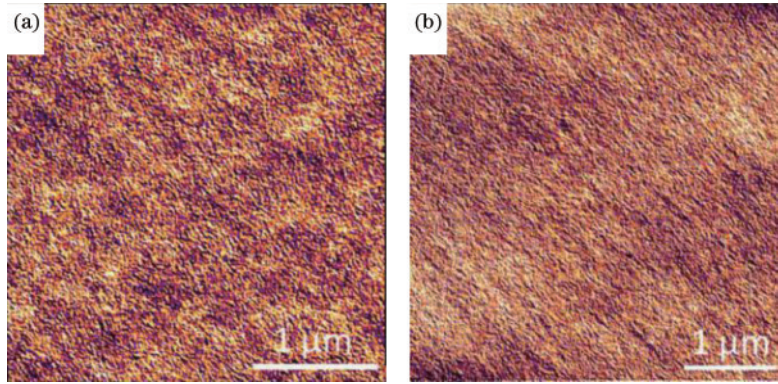


图 3 表面形貌 [19]。(a) 各向同性表面; (b) 各向异性表面

Fig. 3 Surface topography [19]. (a) Isotropic surface; (b) anisotropic surface

这种差异可以更具体地表现在两种表面的粗糙度 PSD 中 [20-21]。图 4 和图 5 分别给出了各向同性表面和各向异性表面粗糙度 PSD 的差别。以粗糙正弦分布 (各向异性) 的表面和粗糙中心对称 (各向同性)

的表面为例, 后者在 x 和 y 方向上的粗糙度 PSD 是相同的, 前者在 x 方向的粗糙度 PSD 与 y 方向相比, 多了一个尖峰, 这正是在 x 和 y 方向粗糙分布不同的表现。

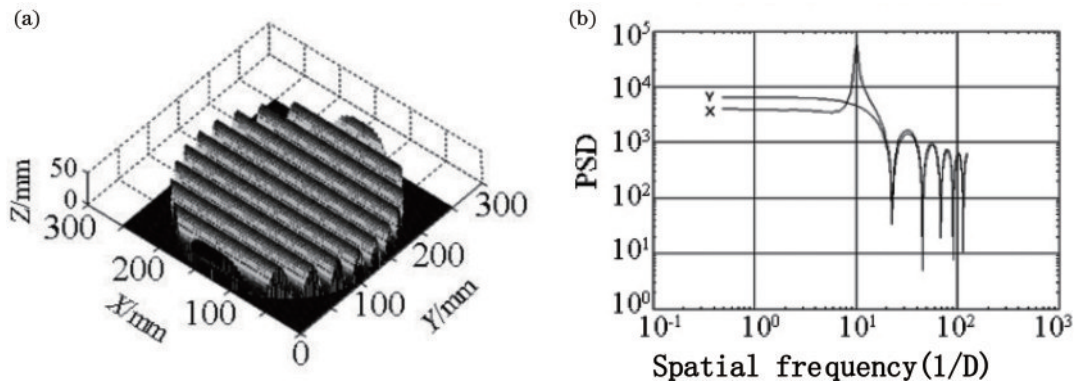


图 4 粗糙正弦分布 (各向异性) 表面的 (a) 形貌示意图及 (b) 粗糙度 PSD [20]

Fig. 4 (a) Topography and (b) roughness PSD of surface with sinusoidal distributed roughness [20]

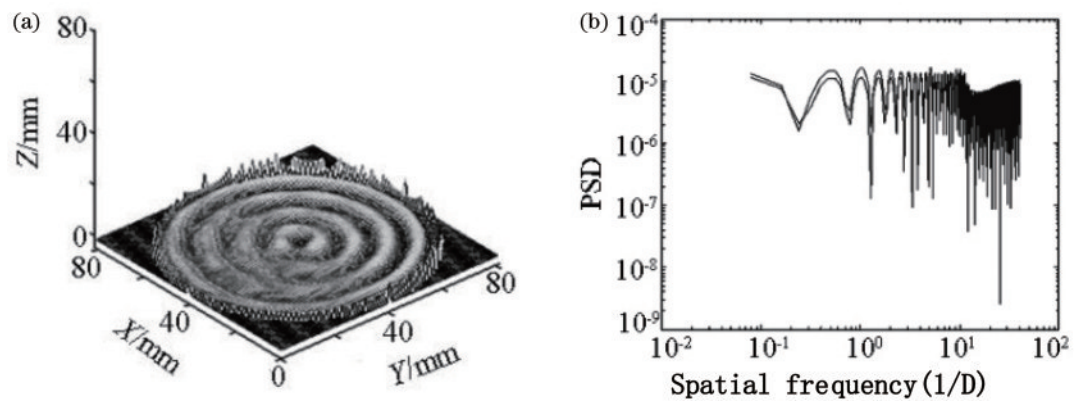


图 5 粗糙中心对称 (各向同性) 表面的 (a) 形貌示意图及 (b) 粗糙度 PSD [20]

Fig. 5 (a) Topography and (b) roughness PSD of surface with central symmetry distributed roughness [20]

本文的研究对象是微结构光纤空气孔内壁的表面粗糙度,粗糙的来源是表面毛细波。1995 年康斯坦茨大学的研究表明,熔融态玻璃表面垂直方向的波动是由热激发毛细波引起的^[14]。石英玻璃从熔融态冷却经过转化温度时,由热激发产生的波动会凝固在表面,形成表面毛细波(SCWs)。利用热粘弹性理论和波动耗散定理证明了表面毛细波的粗糙度 PSD 与动态磁化率的虚部成正比,然后利用动态磁化率与表面压强和表面波振幅的关系、应力张量的表达式及边界条件,得到了无限厚块状玻璃随时间变化的表面毛细波粗糙度 PSD 的理论表达式。将时间项积分,最终得到凝固在表面的毛细波的粗糙度 PSD,与玻璃转化温度、表面张力、粘度等材料参数有关。

2005 年,巴斯大学研究了 HC-PBGF 中表面毛细波的形成过程及空气-石英玻璃界面粗糙度对散射损耗的影响,认为这一粗糙度决定了 HC-PBGF 的散射损耗极限。对于无限厚块状玻璃表面,由表面毛细波产生的粗糙度 PSD 的理论表达式^[15]为

$$S(\kappa) = \frac{k_B T_g}{4\pi\gamma\kappa}, \quad (3)$$

式中: k_B 为玻尔兹曼常数; T_g 为玻璃转化温度; γ 为表面张力; κ 为空间频率,低频对应长波长的表面高度值波动,高频对应短波长的表面高度值波动。考虑到 HC-PBGF 的纤芯和包层空气孔的圆柱形状,得到边界为圆柱形情况下粗糙度 PSD 的理论表达式^[15]为

$$S(\kappa) = \frac{k_B T_g}{4\pi\gamma\kappa} \coth\left(\frac{\kappa W}{2}\right), \quad (4)$$

式中,空气孔周长 $W = 2\pi R_c$, R_c 为空气孔半径。假设玻璃凝固时处于热力学平衡态,则表面毛细波产生的粗糙度 RMS 的理论表达式^[15]为

$$\sigma \approx \sqrt{\frac{k_B T_g}{\gamma}}. \quad (5)$$

根据熔融石英材料参数的经典值,玻璃转化温度 $T_g = 1500 \text{ K}$, $\gamma = 0.3 \text{ J/m}^2$, 得到表面毛细波产生的粗糙度 RMS 为 $\sigma \approx 0.4 \text{ nm}$ 。

2013 年,斯坦福大学 Ginzton 实验室的研究人员提出了与纤芯和包层壁厚相关的空气孔内壁粗糙度 PSD 的表达式^[16]。他们认为 HC-PBGF 中的空气孔壁厚较薄,只有数百纳米,因此使用无限厚块状玻璃的表面毛细波粗糙度 PSD 计算公式进行计算是不准确的。他们将拥有一定壁厚、上下表面都有高度值波动的玻璃薄层作为研究对象,假设玻璃为不可压缩物质,得到了与待计算的空气孔壁厚有关的粗糙度 PSD 计算公式,称为薄壁模型。此模型中粗糙度 PSD 的计算公式

为空间频率 q_z 的分段函数,拐点为 $q_c = \sqrt[4]{\frac{32v_0\rho^2}{\gamma^2\tau^3}}$ 。空间频率小于 q_c 的部分计算公式^[16]为

$$\phi(q_z) = \frac{h + \sqrt{8v_0\tau}}{(8v_0\tau)^{3/4}} \frac{2k_B T_g v_0 \sqrt{\rho W}}{\gamma^{3/2} h \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) |q_z|^{3/2}}. \quad (6)$$

空间频率大于 q_c 的部分计算公式^[16]为

$$\phi(q_z) = \frac{k_B T_g \rho v_0}{\gamma^2 h \tau} \frac{2 \coth\left(\frac{W q_z}{2}\right) + W q_z \operatorname{csch}^2\left(\frac{W q_z}{2}\right)}{4\pi q_z^3}, \quad (7)$$

式中: $\phi(q_z)$ 表示空间频率 q_z 处的粗糙度 PSD; v_0 为玻璃黏度; τ 为玻璃弛豫时间; h 为空气孔壁厚; ρ 为密度。将光纤的材料参数带入计算,所得理论曲线与粗糙度 PSD 的测量值有较好的一致性。

2.2 粗糙致散射损耗计算方法

2005 年,巴斯大学的研究人员给出了使用 F 因子计算散射损耗的方法^[15]。 F 因子又称归一化分界面场强,表征在纤芯中传输的模场与空气-石英边界发生交叠的程度,计算式^[15]为

$$F = \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \frac{\oint_{\text{hole-perimeters}} d l |E|^2}{\iint_{\text{cross-section}} d A E \times H^* \cdot \hat{z}}, \quad (8)$$

式中: E 和 H 分别表示基模的电场和磁场分布; ϵ_0 为真空介电常数; μ_0 为真空磁导率; \hat{z} 为沿光纤轴向的单位向量。散射损耗系数计算公式^[22]为

$$\alpha_{sc} = \eta \times F, \quad (9)$$

式中, η 为比例系数。通过散射损耗的测量值和 F 因子拟合得到 η 的经验值,在传输波长为 1550 nm 时为 300。

康宁公司的 West 等^[23]利用耦合模理论解释了 HC-PBGF 中散射损耗的产生原因,建立了散射损耗的计算模型。其内容是:基模沿光纤轴向传输时,由于纤芯表面高度纵向波动的存在,光会从向前传输的基模耦合至向前以及向后传输的高阶芯模、表面模和包层模中。因为这些模式的传输损耗远大于基模,因此耦合至这些模式的能量流失了,且无法再耦合回基模。基模损耗可通过计算耦合至这些模式的能量之和得到^[10,23]。2009 年,斯坦福大学 Ginzton 实验室的研究人员使用耦合模理论得到了 HC-PBGF 散射损耗^[10]。他们假设纤芯壁的表面高度值波动具有如下性质:自相关函数为指数型,振幅为光子晶体周期的 1%,相关长度为 3.4 cm。对 NKT 公司的 7 胞 HC-1550-02 光纤和 19 胞 HC19-1550-01 光纤的散射损耗进行计算,发现使用耦合模理论预测的散射损耗与实验测量损耗值相匹配。2013 年,斯坦福大学 Ginzton 实验室的研究人员详细解释了使用耦合模理论计算散射损耗的方法,用薄壁模型描述了纤芯壁粗糙度,使用强扰动耦合模理论计算了 HC-1550-02 光纤的基模损耗和背向散射,与实验测量结果相匹配^[16]。

F 因子方法的计算过程简单,但对表面粗糙度信息的利用率较低,模型的准确度较低;耦合模理论模型的准确度更高,但是需要计算所有高阶模、包层模和表面模的传输损耗以及基模与这些模式的耦合系数,计算过程复杂。除这两种计算方法外,研究人员还提出了使用偶极子模型计算散射损耗的方法。

2012 年,南安普敦大学光电子研究中心的研究人员提出了一种基于偶极子辐射的光散射模型,他们认为只有特定空间频率范围的表面粗糙才会对散射损耗产生影响^[24-25]。在偶极子模型中,在空气-石英玻璃界面处所有与理想边界的局部偏差都被看作偶极子,使用粗糙度 PSD、散射界面处的电场值等信息,可计算不同散射角的散射光功率。计算表达式^[24]为

$$P(\phi) = \frac{2L}{2\pi} \left(\frac{k_0^2 \alpha_0}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 S(\beta - k_0 \cos \phi) \times \int_{\phi=0}^{2\pi} \frac{1}{2} c n \epsilon_0 [|E_{su}|^2 + |E_{sv}|^2] \sin \phi d\vartheta, \quad (10)$$

式中: ϕ 为散射方向与光纤轴向的夹角; L 为光纤长度; k_0 为真空波数; ϵ_0 为真空介电常数; α_0 为极化张量的分量(对空气-石英玻璃界面来说, $\alpha_0 = 0.715\epsilon_0$); β 为传播常数; $S(\beta - k_0 \cos \phi)$ 表示空间频率为 $(\beta - k_0 \cos \phi)$ 的粗糙度 PSD; c 为光速; n 为石英玻璃折射率; E_{su} 和 E_{sv} 为散射界面处的电场强度在两个垂直方向的分量。

用 $L(\phi)$ 表示实际散射到 ϕ 角方向并损耗的光功率占比, P_0 表示入射光功率,则散射损耗系数^[24]为

$$\alpha_{sc} \cong 2\pi \frac{1}{2LP_0} \int_{\phi=0}^{\pi} P(\phi)L(\phi)d\phi. \quad (11)$$

3 空气孔内壁粗糙度测试技术研究进展

为了测量空气孔内壁粗糙度,首先需要选择合适的方法获取测试样品,然后使用合适的测量仪器进行表面形貌测量,最后分析高度数据得到粗糙度 RMS 和粗糙度 PSD。对表面高度数据进行测量时,根据粗糙度 PSD 的计算式(2),仪器的测量范围决定了空间频率的下限,测量时的横向分辨率决定了空间频率的上限。为获取更完整的表面粗糙度信息,应尽量包含更大的粗糙度空间频率范围。

目前常用的测量仪器为光学表面轮廓仪和基于接触式测量的原子力显微镜。由它们测量的表面高度值计算得到粗糙度 PSD,根据两仪器的测量范围和横向分辨率,计算结果包含的空间频率范围将有重合部分,因此可拼接计算结果并最终获得包含较大空间频率范围的粗糙度 PSD。

2005 年,巴斯大学的研究人员将 HC-PBGF 打碎,挑选出包含了包层空气孔内壁的部分,使用原子力显微镜测量了 10 μm 长度上的表面起伏值,得到了光纤

包层空气孔内壁空间频率在 0.1~30 μm^{-1} 范围上的粗糙度 PSD,如图 6 所示^[15]。

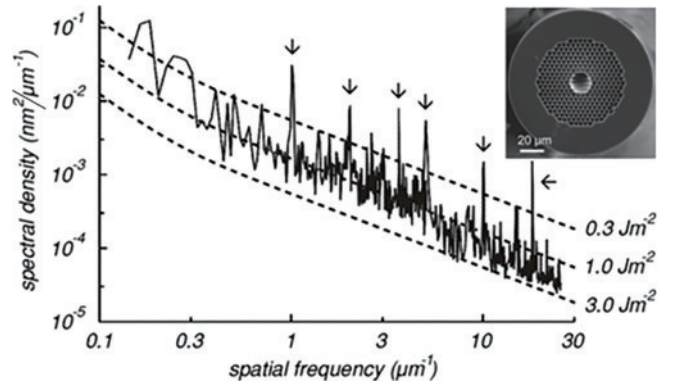


图 6 打碎 HC-PBGF 测得的粗糙度 PSD(实线)和由式(4)用 3 个不同表面张力值计算的粗糙度 PSD 理论值(虚线)。

插图:19 胞 HC-PBGF 端面的扫描电镜图^[15]

Fig. 6 Measured roughness PSD obtained by breaking HC-PBGF (solid line) and roughness PSD calculated from Eq. (4) with three different values of surface tension (dotted lines). Inset: scanning electron microscope (SEM) image of end face of 19-cell HC-PBGF^[15]

打碎光纤的方法优点是操作简单,但对于需要测量纤芯内壁粗糙度的 HC-PBGF 来说,从碎片中寻找所需的空气孔碎片的过程繁琐,需要在显微镜下测量该碎片较大范围内多个位置的高度,计算出曲率半径,再与纤芯内径进行比对,这将大大增加时间成本。

2015 年,荷兰莱顿大学实验室的研究人员利用不同材料热膨胀系数不同,使实芯光子晶体光纤沿轴向裂开,获得了实芯光子晶体光纤(SC-PCF)的包层空气孔测量样品,使用不同的原子力显微镜探针测量表面高度,得到了空气孔内壁粗糙度。分析实验结果,认为不同高度值的粗糙在总粗糙中的分布基本符合高斯分布^[26]。

以上两种方法都属于使用外力破坏光纤获取空气孔内壁测量样品的方法,缺点是容易使空气孔内壁产生划痕。空芯微结构光纤的材料是高纯度石英玻璃,空气孔壁厚为百纳米量级,内部结构精细复杂。如果使用外力破坏光纤,容易导致包层的微孔结构碎裂,微小碎片会在空气孔内壁产生划痕,从而影响粗糙度测量结果。

2009 年,法国国家科学研究中心光子与纳米结构实验室的研究人员通过研磨实芯光子晶体光纤外壁使最外层空气孔暴露,并用原子力显微镜测量了光纤外表面以及包层空气孔内壁的形貌^[27]。粗糙度 PSD 测量结果如图 7 所示,其中白色点表示光纤外壁粗糙度 PSD 测量值,黑色点表示最外圈空气孔粗糙度 PSD 测量值,实线为光纤处于热力学平衡态时由式(4)计算的粗糙度 PSD 理论值。从结果可以看出,在测量的空间频率范围内,光纤外壁粗糙度比空气孔粗糙度小,与理

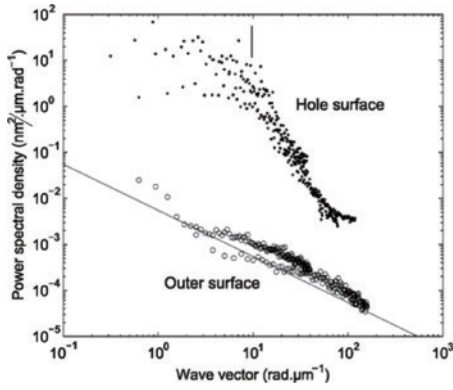


图 7 微结构光纤外壁粗糙度 PSD 测量值(白色点)和最外圈空气孔表面粗糙度 PSD 测量值(黑色点),以及光纤处于热力学平衡态时由式(4)计算的粗糙度 PSD 理论值(实线)^[27]

Fig. 7 Roughness PSD measured on external surface of microstructured optical fiber (white dots), roughness PSD measured on surface of outermost air holes (black dots), and roughness PSD calculated from Eq. (4) when optical fiber is in thermodynamic equilibrium (solid line)^[27]

论值更接近。

研磨外壁的方法优点是只破坏光纤表面结构,适用于测量实芯光子晶体光纤包层空气孔的粗糙度,但用于 HC-PBGF 的难度会加大,原因是:1)HC-PBGF 的占空比更大,结构更脆弱,在光纤弯曲时研磨其侧壁很可能造成光纤断裂;2)若想测量纤芯内壁,从光纤外壁研磨至纤芯位置所需的时间成本较大,且这一过程会再次增大光纤断裂的可能性。对 HC-ARF 来说,其包层外壁至空气孔的距离较大,所以这种方法也不适用。

2016 年,法国国家科学研究中心 PMMH 实验室的研究人员用选择性填充折射率匹配液的方法获得了能直接进行光学测量的 HC-PBGF 纤芯内壁,使用光学表面轮廓仪测量了纤芯内壁粗糙度,和原子力显微镜测量结果计算出的粗糙度 PSD 进行拼接,得到了较大空间频率范围的粗糙度 PSD。在进行纤芯内壁粗糙度测试时需要使包层空气孔充满折射率匹配液,同时保持纤芯中仍为空气。具体方法如图 8 所示。

向如图 8(a)所示的 HC-PBGF 一侧通入黏性聚合物,如图 8(b)所示由于毛细作用,黏性聚合物在纤芯中比在包层空气孔中渗透得更快;将光纤在图 8(b)虚线圈位置截断,就可以得到如图 8(c)所示只有纤芯被聚合物渗透的光纤;按图 8(d)所示浸入折射率匹配液,使包层空气孔中充满此液;由于纤芯一侧被堵塞,故纤芯中仍被空气填充,此时只有被空气填充的纤芯部分的边界是可见的,其他边界不会产生散射光,故不会对测量造成影响。

图 9 为使用这种方法得到的粗糙度 PSD 图。其中横坐标 f 为空间频率,纵坐标为对应的粗糙度 PSD。结

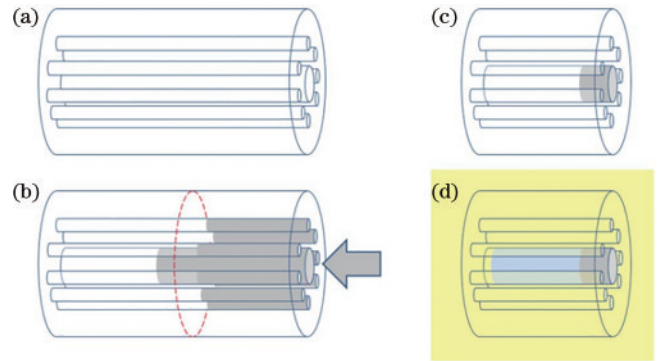


图 8 选择性填充 HC-PBGF 示意图^[28]

Fig. 8 Schematic of selective filling HC-PBGF^[28]

果表明,空间频率大于 $5 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ 的部分很好地符合表面毛细波的 $1/f$ 特性。在低于 $5 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ 的部分粗糙度 PSD 曲线的斜率增加,这是由于纤芯的轮廓为圆柱形,粗糙度空间频率的角分量被量子化。但是这一空间频率范围的实际测量曲线斜率大于 coth 函数的趋近线 $1/f^2$,更趋近于 $1/f^3$,原因需要继续探究^[28]。

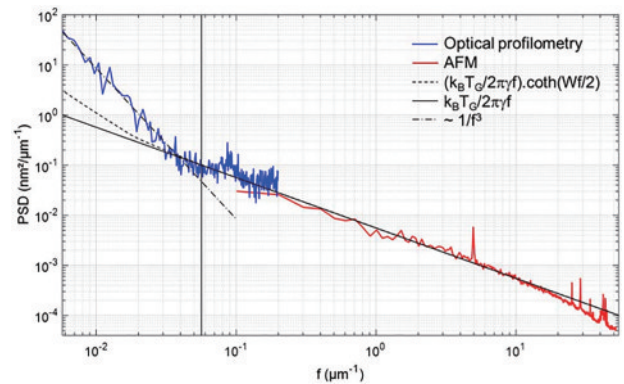


图 9 利用选择性填充 HC-PBGF 的方法得到的纤芯内壁粗糙度 PSD^[28]

Fig. 9 Roughness PSD of inner wall of fiber core obtained by selective filling HC-PBGF^[28]

选择性填充折射率匹配液的方法优点是不破坏光纤,因此对测量结果的影响较小。缺点是这种方法未获得能直接测量的表面,因此测量仪器只能使用基于干涉原理的光学表面轮廓仪,无法使用测量分辨率更高的原子力显微镜,导致测量的粗糙度空间频率范围缩小。

综上,为了获得更准确、包含空间频率范围更大的空气孔内壁粗糙度测量结果,需要改进光纤空气孔内壁测试样品的获取方法,提高对光纤的加工精度,尽量保持光纤结构的完整性,减少光纤切割时细小碎片的产生,使样品同时满足原子力显微镜和白光干涉仪的测量要求。为了实现测量要求,聚焦离子束刻蚀是一种可行的加工方法。聚焦离子束刻蚀的原理是当高能离子束轰击样品时,其动量会传递给样品原子及分子,产生溅射效应。这种方法具有加工精度高、热效应小

等优点,可实现亚纳米量级的微结构加工。使用聚焦离子束对光纤微加工的可行性已得到确认,已有研究人员用聚焦离子束在光纤内部刻蚀周期性图案,得到了光纤光栅^[29]。使用聚焦离子束刻蚀的方法切开光纤,让空气孔内壁暴露,就能得到可直接使用原子力显微镜及白光干涉仪测量的光纤空气孔内壁样品。聚焦

离子束刻蚀的方法只能用来获取粗糙度测试用光纤空气孔内壁样品,不能实现粗糙度测量。用聚焦离子束刻蚀方法获得的光纤空气孔内壁样品仍需使用原子力显微镜和白光干涉仪测量其粗糙度。表 1 中比较了几种空芯微结构光纤空气孔内壁测试样品的获取方法。

表 1 空芯微结构光纤空气孔内壁测试样品获取方法的比较

Table 1 Comparison of approaches to obtain test samples of inner wall of air hole of hollow-core microstructure optical fibers

Method for obtaining fiber test sample	Applicable fiber type	Advantage	Disadvantage
Crushing fiber	HC-PBGF	Easy manipulation	Increasing possibility of producing small fragments, which will cause scratches on inner wall of air hole
Cleaving fiber along axial direction	SC-PCF	Only part of fiber structure is damaged	
Polishing outer wall of fiber	SC-PCF	Only surface structure of fiber is damaged	Cannot be used for hollow-core fiber
Selective filling air hole of fiber	HC-PBGF	Nondestructive to structure of fiber	Contact measurement is not possible

4 空气孔内壁粗糙度抑制方法研究进展

根据表面毛细波粗糙度的表达式(3),粗糙度 PSD 与玻璃转化温度 T_g 成正比,与表面张力 γ 成反比。但是玻璃转化温度是由材料决定的,通常情况下难以改变,且不同玻璃材料的 T_g 区别较小,因此无法通过改变 T_g 大幅降低粗糙度。使用干燥处理等方法增加表面张力^[15]以及在光纤成型过程中引入剪切流动^[19]可减小表面毛细波粗糙度振幅,下面将分别介绍使用这两种思路的空气孔内壁粗糙度抑制方法。

4.1 降低微结构光纤 OH^- 离子浓度以增大表面张力

目前通常使用“堆积-拉丝”法制造微结构光纤。其步骤为:将石英玻璃管拉制成毛细管并按照光纤结构堆积,插入套管中得到光纤预制棒,预制棒拉丝得到中间体,中间体再次插入套管中拉丝得到光子晶体光纤。预制棒及中间体在储存过程中,空气中的水蒸气会与 SiO_2 发生反应形成 SiOH^- 基团,使 OH^- 离子浓度升高。这将导致表面张力 γ 减小,进而增大空气孔内表面粗糙度,同时还会提高表面微裂纹和缺陷形成的可能性,影响表面粗糙度和散射损耗。光纤中的 OH^- 离子会在 630 nm 和 1384 nm 等波长附近形成吸收带,还会导致 900 nm 附近的宽谱吸收损耗,这些 OH^- 离子导致的吸收损耗又称为氢损。因此降低石英玻璃中的 OH^- 离子浓度可以降低光纤损耗^[30]。

缩短光纤制造环节中各阶段的时间间隔可以降低光纤的 OH^- 离子浓度。2010 年,巴斯大学光子及光学材料中心的研究人员以实芯光子晶体光纤为研究对象,严格控制光纤拉制过程中各阶段的时长以及各工序的时间间隔,在堆积后储存不同时间后进行拉丝,发现储存时间越长,损耗越大。即使在堆积后只推迟了数小时拉丝,与堆积后直接拉丝相比光纤的损耗都会

增大^[31]。

对光纤预制棒进行退火处理可以降低 OH^- 离子浓度。在光纤成型过程中降温速度极快,此时黏度随温度呈指数变化,结构内部积累了较大的应力,导致内部密度不均匀。退火过程可以延长光纤内部应力释放的时间,从而改善玻璃内部结构缺陷,减小散射^[32]。2011 年,英国巴斯大学光子及光学材料中心的研究人员对光纤预制棒进行退火处理,所得光纤在 1384、950、1250 nm 等波长处的 OH^- 吸收损耗明显降低,光纤的 OH^- 质量分数降低至 0.16×10^{-6} ^[33]。退火过程改善了石英的晶格缺陷,从而减少了 OH^- 离子在空位机制下产生的扩散。

对光纤预制棒和中间体进行氯脱水处理可以降低 OH^- 离子浓度。2016 年,德国 Max Planck 光科学研究所的研究人员针对实芯光子晶体光纤,使用氯脱水处理减小了 OH^- 相关损耗^[34]。他们对光纤预制棒及中间体的处理方法包括:1)用氯或氧脱水处理预制棒;2)用氯或氧脱水处理中间体;3)在最后一步光纤拉丝时用干燥气体对空心管加压。这三个方法分别从三个阶段(预制棒、中间体、光纤拉丝)对玻璃进行脱水处理,实验发现预制棒经过氯脱水处理,拉制成中间体再迅速拉制成光纤可以得到损耗最小、 OH^- 浓度最低的光纤。

这三种方法都属于对光纤制造工艺的改进。缩短光纤拉制过程各阶段时间间隔的方法降低了光纤拉丝过程中水分子在石英中的扩散的可能性;对预制棒进行退火处理的方法通过退火改善了石英的表面结构;对预制棒和中间体进行氯脱水处理的方法利用 $\text{Si}-\text{OH}^-$ 基团与氯气的化学反应去除了 OH^- 离子。虽然原理不同,但实验结果表明这三种方法都能使微结构光纤的 OH^- 离子浓度明显降低。已有的研究结果主

要聚焦于降低 OH⁻ 浓度对光纤损耗的影响,目前未见降低 OH⁻ 离子浓度对粗糙度抑制效果的定量研究,这方面的理论及对粗糙度抑制效果的验证尚需进一步研究。

4.2 利用剪切流动减小表面毛细波振幅

研究发现,剪切流动可以减小表面毛细波的振幅,使界面更加光滑。其原理可以理解为流体表面由热激发产生的波动与剪切流动发生耦合,导致表面热波动的振幅减小^[35-36]。将这一理论应用到光纤拉制过程中,相关研究取得了显著的成果。2017年,巴黎文理研究大学的研究人员通过增大光纤的拉丝张力降低了纤芯内壁表面粗糙度^[19]。他们测量了拉制前预制棒和拉制后光纤的纤芯内壁粗糙度,发现拉制后相同位置的粗糙度明显降低,且高度值呈各向异性,如图 10 所示。

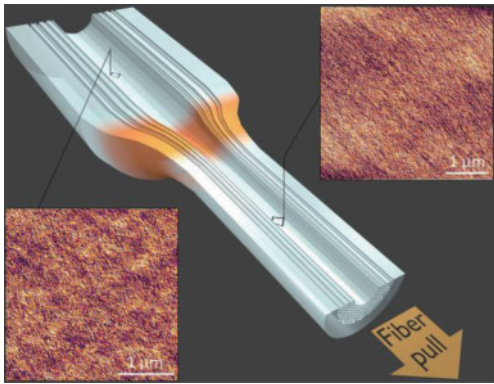


图 10 光纤预制棒(左下)和光纤(右上)相同位置的表面形貌^[19]
Fig. 10 Surface topography of the same position of fiber preform (bottom left) and fiber (upper right)^[19]

用高度测量值得到沿光纤拉丝方向的线粗糙度 PSD,如图 11 所示,对比发现在测量包含的全部空间频域范围内,拉制后光纤的粗糙度都小于拉制前的预制棒。

为了解释这一现象,他们根据剪切流动下液体表

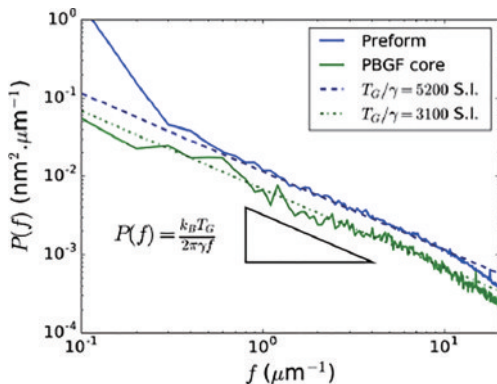


图 11 预制棒和光纤的粗糙度 PSD 测量值(实线)和粗糙度 PSD 计算值(虚线)^[19]
Fig. 11 Measured roughness PSD (solid lines) and calculated roughness PSD (dotted lines) of fiber preform and fiber^[19]

面的热扰动模型,提出了光纤拉丝时的表面毛细波粗糙度 PSD 的计算模型,与剪切方向、剪切速率等因素有关,后者与光纤拉丝时的拉丝张力有关。为了研究拉丝张力与空气孔粗糙度的关系,他们在不同拉丝张力下得到多个光纤样品,测量沿拉丝方向的纤芯内壁粗糙度,如图 12 所示,发现粗糙度随拉丝张力的增大而减小,变化量与拉丝张力的 1/3 次方成正比。

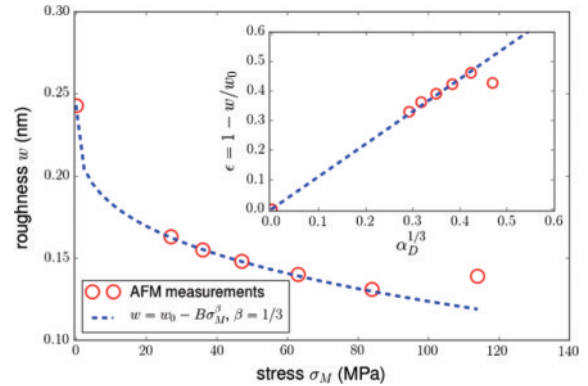


图 12 使用不同拉丝张力得到的光纤的空气孔内壁粗糙度 RMS^[19]
Fig. 12 Roughness RMS of inner wall of air hole of fibers using different drawing stresses^[19]

在实际生产中,为了控制空气孔的形状不塌陷,拉制微结构光纤时通常需要较低的拉丝温度以及较大的拉丝张力,但拉丝张力过大会导致光纤被拉断。因此文献[19]使用的增大拉丝张力以减小空气孔内壁粗糙度的方法符合实际拉丝时的参数控制思路,但同时也是对拉丝张力极限的挑战。

2022年,法国利摩日大学的研究人员将剪切流动能抑制空气孔内壁粗糙的原理应用到 HC-ARF 的拉制中,优化了光纤拉制工艺,所得光纤的包层管内壁粗糙度低于玻璃转化温度下热力学平衡状态的理论值,有效降低了光纤在短波长波段的损耗^[11]。

测量得到优化拉制工艺后所得光纤的损耗谱,发现所得 HC-ARF 在短波长处损耗较小,在 290 nm 处损耗为 50 dB/km,在 369 nm 处损耗为 9.7 dB/km,在 480 nm 处损耗为 5 dB/km。在 558 nm 处损耗为 0.9 dB/km,在 719 nm 处损耗为 1.8 dB/km。

图 13 给出了优化拉制工艺前(G#1)和优化拉制工艺后(G#2)的空气孔内壁粗糙度及损耗谱。图 13(a)为优化拉制工艺前后的表面形貌,纵坐标为相对高度差,工艺优化前的峰值高度差约为 1.5 nm,工艺优化后的峰值高度差减小至 0.5 nm 左右,粗糙度明显降低。图 13(b)为优化工艺前后的粗糙度 RMS,横坐标为包层管的壁厚,纵坐标为由表面高度值计算的粗糙度 RMS,虚线为表面毛细波在热力学平衡状态计算的粗糙度 RMS 理论值,工艺优化前的粗糙度 RMS 约为 0.4 nm,与理论极限接近,工艺优化后的粗糙度 RMS 约为 0.15 nm,已经降低至表面毛细波的理论值以下。

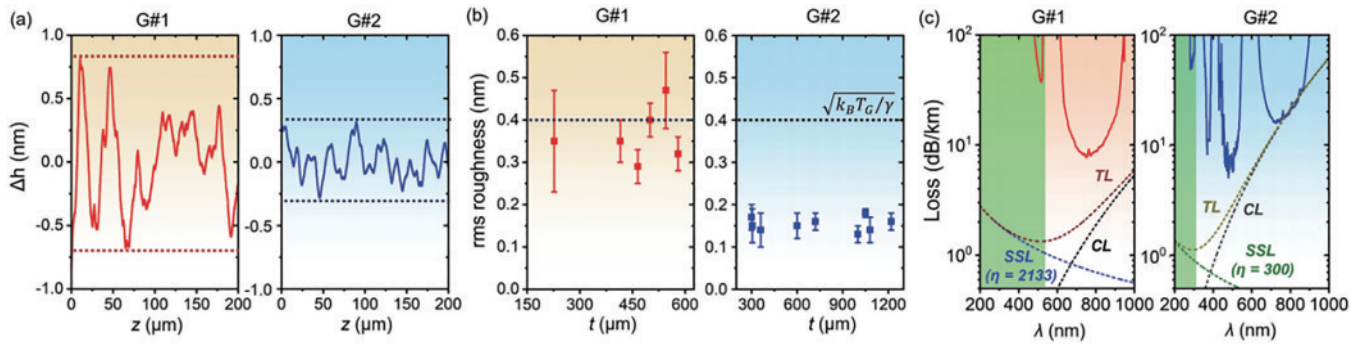


图 13 优化拉制工艺对空气孔内壁粗糙度及光纤损耗的影响^[11]。优化拉制工艺前(G#1)和优化拉制工艺后(G#2)的(a)表面形貌；(b)粗糙度 RMS 测量值；(c)光纤损耗谱

Fig. 13 Influence of optimizing drawing process on inner wall roughness of air hole and fiber loss^[11]. (a) Surface topography, (b) measured RMS roughness, and (c) fiber loss spectra before (G#1) and after (G#2) optimizing drawing process

图 13(c)为优化拉制工艺前后的光纤损耗谱,横坐标为传输波长,纵坐标为损耗,分析结果可知工艺改进后在短波长处的损耗降低。

粗糙度降至理论值以下的原因是光纤拉丝时添加的剪切流动对粗糙度产生了抑制作用,文献[11]中未给出这种方法对粗糙度抑制效果的理论计算,但实际测量结果表明,拉丝过程中的剪切流动可以将空

气-石英界面的粗糙度降低至表面毛细波理论计算值以下。这一结果为其他微结构光纤空气孔内壁粗糙度的抑制研究提供了思路。目前关于剪切流动抑制粗糙度的机理需要更深入的分析,如何将此方法应用在其他微结构光纤的控制方案中也需要进一步研究。表 2 中比较了几种微结构光纤空气孔内壁粗糙度抑制方法。

表 2 微结构光纤空气孔内壁粗糙度抑制方法的比较

Table 2 Comparison of methods for suppressing roughness of inner wall of air hole in microstructure optical fiber

Method for suppressing roughness of air hole's inner wall	Disadvantage
Reducing OH ⁻ ion concentration to increase surface tension	Shortening time interval of each stage of optical fiber drawing process Lacking quantitative research on inhibition effect of reducing OH ⁻ ion concentration on roughness
Using shear flow to suppress amplitude of surface capillary waves	Annealing fiber preforms Using chlorine dehydration on fiber preforms and canes Excessive drawing tension may lead to fiber breakage Lacking study on mechanism of shear flow suppressing roughness

5 结 论

空芯微结构光纤按照导光原理不同可分为 HC-PBGF 和 HC-ARF,目前 HC-PBGF 与传统通信光纤相比仍有较大损耗,而 HC-ARF 虽然工作在长波长时的损耗较小,但是在短波长处的损耗仍然较大。在这两种光纤中,空气孔内壁粗糙度导致的散射损耗是其损耗来源之一。本文介绍了空芯微结构光纤空气孔内壁粗糙的来源以及粗糙导致散射损耗的计算方法的研究进展,总结了空芯微结构光纤空气孔内壁粗糙度测试技术的研究进展,归纳了现有抑制空芯微结构光纤空气孔内壁粗糙度的思路,并针对今后需要重点研究的方向提出了建议。

参 考 文 献

- [1] Poletti F, Petrovich M N, Richardson D J. Hollow-core photonic bandgap fibers: technology and applications[J]. Nanophotonics, 2013, 2(5/6): 315-340.
- [2] Kolyadin A N, Kosolapov A F, Pryamikov A D, et al. Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region[J]. Optics Express, 2013, 21(8): 9514-9519.
- [3] Cregan R F, Mangan B J, Knight J C, et al. Single-mode photonic band gap guidance of light in air[J]. Science, 1999, 285(5433): 1537-1539.
- [4] Chen X Y, Ding W, Wang Y Y, et al. High-fidelity, low-latency polarization quantum state transmissions over a hollow-core conjoined-tube fiber at around 800 nm[J].

- Photonics Research, 2021, 9(4): 460-470.
- [5] Cui Y L, Huang W, Zhou Z Y, et al. Highly efficient and stable coupling of kilowatt-level continuous wave laser into hollow-core fibers[J]. Chinese Optics Letters, 2022, 20(4): 040602.
- [6] Xiong D Q, Luo J Q, Hassan M R A, et al. Low-energy-threshold deep-ultraviolet generation in a small-mode-area hollow-core fiber[J]. Photonics Research, 2021, 9(4): 590-595.
- [7] Zhu X Y, Yu F, Wu D K, et al. Low-threshold continuous operation of fiber gas Raman laser based on large-core anti-resonant hollow-core fiber[J]. Chinese Optics Letters, 2022, 20(7): 071401.
- [8] Machnev A A, Pushkarev A P, Tonkaev P, et al. Modifying light-matter interactions with perovskite nanocrystals inside antiresonant photonic crystal fiber[J]. Photonics Research, 2021, 9(8): 1462-1469.
- [9] Dangui V, Digonnet M J F, Kino G. Modeling of the propagation loss and backscattering in air-core photonic-bandgap fibers[J]. Journal of Lightwave Technology, 2009, 27(17): 3783-3789.
- [10] Jasion G T, Sakr H, Hayes J R, et al. 0.174 dB/km hollow core double nested antiresonant nodeless fiber (DNANF)[C]//Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2022, March 6-10, 2022, San Diego, California. Washington, D. C.: Optica Publishing Group, 2022: Th4C.7.
- [11] Osório J H, Amrani F, Delahaye F, et al. Hollow-core fibers with ultralow loss in the ultraviolet range and sub-thermodynamic equilibrium surface-roughness[C]//2022 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), May 15-20, 2022, San Jose, CA, USA. New York: IEEE Press, 2022: SW4K.6.
- [12] 王鑫, 娄淑琴, 邢震. HC-PBGF 的损耗特性[J]. 红外与激光工程, 2019, 48(S2): S218001.
Wang X, Lou S Q, Xing Z. Loss characteristic of hollow core photonic bandgap fiber[J]. Infrared and Laser Engineering, 2019, 48(S2): S218001.
- [13] Debord B, Amsanpally A, Chafer M, et al. Ultralow transmission loss in inhibited-coupling guiding hollow fibers[J]. Optica, 2017, 4(2): 209-217.
- [14] Jackle J, Kawasaki K. Intrinsic roughness of glass surfaces[J]. Journal of Physics: Condensed Matter, 1995, 7(23): 4351-4358.
- [15] Roberts P J, Couny F, Sabert H, et al. Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres[J]. Optics Express, 2005, 13(1): 236-244.
- [16] Aghaie K Z, Digonnet M J F, Fan S H. Modeling loss and backscattering in a photonic-bandgap fiber using strong perturbation[J]. Proceedings of SPIE, 2013, 8632: 86320K.
- [17] Youngworth R N, Gallagher B B, Stamper B L. An overview of power spectral density (PSD) calculations[J]. Proceedings of SPIE, 2005, 5869: 58690U.
- [18] 沈正祥, 王占山, 马彬, 等. 利用 PSD 函数表征光学薄膜基底表面粗糙度[J]. 光学仪器, 2006, 28(4): 141-145.
Shen Z X, Wang Z S, Ma B, et al. Specifying surface roughness of optical film substrate using the power spectral density[J]. Optical Instruments, 2006, 28(4): 141-145.
- [19] Bresson B, Brun C, Buet X, et al. Anisotropic superattenuation of capillary waves on driven glass interfaces[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(23): 235501.
- [20] 岳中英, 王泰升, 李素文. 利用 PSD 评价离子束抛光光学元件表面粗糙度[J]. 光学技术, 2017, 43(3): 208-211.
Yue J Y, Wang T S, Li S W. Using the power spectral density to evaluate the surface roughness of optical element ion beam polishing[J]. Optical Technique, 2017, 43(3): 208-211.
- [21] Duparré A, Ferre-Borrull J, Gliech S, et al. Surface characterization techniques for determining the root-mean-square roughness and power spectral densities of optical components[J]. Applied Optics, 2002, 41(1): 154-171.
- [22] Fokoua E N, Sandoghchi S R, Chen Y, et al. Accurate modelling of fabricated hollow-core photonic bandgap fibers[J]. Optics Express, 2015, 23(18): 23117-23132.
- [23] West J A, Smith C M, Borrelli N F, et al. Surface modes in air-core photonic band-gap fibers[J]. Optics Express, 2004, 12(8): 1485-1496.
- [24] Fokoua E N, Poletti F, Richardson D J. Analysis of light scattering from surface roughness in hollow-core photonic bandgap fibers[J]. Optics Express, 2012, 20(19): 20980-20991.
- [25] Numkam E, Poletti F, Richardson D J. Dipole radiation model for surface roughness scattering in hollow-core fibers[C]//National Fiber Optic Engineers Conference, March 4-8, 2012, Los Angeles, California. Washington, D.C.: Optica Publishing Group, 2012: JW2A.18.
- [26] Benningshof O W B, Nguyen D H, Dadema M R, et al. Characterization of the channel walls roughness in photonic crystal fibers[J]. Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures, 2015, 66: 33-39.
- [27] Phan-Huy M C, Moison J M, Levenson J A, et al. Surface roughness and light scattering in a small effective area microstructured fiber[J]. Journal of Lightwave Technology, 2009, 27(11): 1597-1604.
- [28] Buet X, Brun C, Gâteau J, et al. Nondestructive measurement of the roughness of the inner surface of hollow core-photonic bandgap fibers[J]. Optics Letters, 2016, 41(21): 5086-5089.
- [29] 于华杰, 崔益民, 王荣明. 聚焦离子束系统原理、应用及进展[J]. 电子显微学报, 2008, 27(3): 243-249.
Yu H J, Cui Y M, Wang R M. Principle, application and development of focused ion beam system[J]. Journal of Chinese Electron Microscopy Society, 2008, 27(3): 243-249.
- [30] Parikh N M. Effect of atmosphere on surface tension of glass[J]. Journal of the American Ceramic Society, 1958, 41(1): 18-22.
- [31] Gris-Sánchez I, Mangan B J, Knight J C. Reducing spectral attenuation in solid-core photonic crystal fibers [C]//Optical Fiber Communication Conference, March 21-25, 2010, San Diego, California. Washington, D.C.:

- Optica Publishing Group, 2010: OWK1.
- [32] 吴椿烽, 钱宜刚, 沈一春, 等. 降低单模光纤损耗的工艺研究[J]. 光纤与电缆及其应用技术, 2014(4): 31-33, 36.
Wu C F, Qian Y G, Shen Y C, et al. The process of reducing single mode fiber loss[J]. Optical Fiber & Electric Cable and Their Applications, 2014(4): 31-33, 36.
- [33] Gris-Sánchez I, Mangan B J, Knight J C. Reducing spectral attenuation in small-core photonic crystal fibers [J]. Optical Materials Express, 2011, 1(2): 179-184.
- [34] Frosz M H, Ahmed G, Lapshina N, et al. Reducing losses in solid-core photonic crystal fibers using chlorine dehydration[J]. Optical Materials Express, 2016, 6(9): 2975-2983.
- [35] Derks D, Aarts D G A L, Bonn D, et al. Suppression of thermally excited capillary waves by shear flow[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(3): 038301.
- [36] Thiébaud M, Bickel T. Nonequilibrium fluctuations of an interface under shear[J]. Physical Review E, 2010, 81 (3 Pt 1): 031602.