

热激法光子晶体光纤光栅制备工艺中 热传导特性研究*

齐跃峰[†] 乔汉平 毕卫红 刘燕燕

(燕山大学信息科学与工程学院, 秦皇岛 066004)

(2010年8月5日收到; 2010年9月16日收到修改稿)

研究了基于结构性改变的光子晶体光纤光栅的热激法制备工艺, 理论分析了此种工艺的成栅原理, 采用热传导理论和有限元法研究了制备过程中光子晶体光纤中的温度场分布, 以及包层空气孔结构和激光参数对成栅效果的影响. 研究表明, 利用光子晶体光纤包层空气孔周期性塌缩可以形成光栅; 采用两点热激法时, 能够实现能量在光纤径向均匀分布, 轴向近似于高斯分布; 包层气孔结构加速了成栅过程, 相同光斑尺寸下, 光纤塌缩所需激光功率随气孔层数和气孔半径的增大而减小; 最后, 对包层空气孔结构为1层到7层的光子晶体光纤热激过程进行仿真, 得到了空气填充率与所需激光功率的关系. 此种光纤光栅从根本上克服了传统光栅热稳定性和长期稳定性不佳的问题, 在光纤传感等领域具有较大的潜在应用价值.

关键词: 光纤光栅, 光子晶体光纤, 热激法, 有限元法

PACS: 42.79.Dg, 42.81.-I, 42.81.Bm, 42.81.Qb

1. 引言

光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF), 其结构特点是光纤径向具有灵活的周期性微孔结构^[1]. 由于其所具有的一些新奇特性^[2], 自从问世之初就引起了研究者的注意. 近年来, 光子晶体光纤光栅 (photonic crystal fiber grating, PCFG) 的制备工艺及理论研究成为了光纤光学领域一个新的研究热点. 和常规光纤光栅相比, PCFG 具有一些优良的特性^[3], 在光纤通信、光纤传感等很多领域具有广阔的潜在应用价值^[4,5].

目前常用的光纤光栅制作工艺大多采用紫外曝光法, 利用相位模板在光敏光纤或经过载氢处理的普通单模光纤中写入, 其优点是技术成熟, 简单易行. 但其缺点是光栅性能随时间退化, 长期稳定性难以保证^[6]; 另外, 光栅的热稳定性差, 在高温环境下, 光栅会消退, 甚至被完全擦除^[7], 这些缺点大大限制了光纤光栅在一些领域的应用.

利用结构性改变的方法在 PCF 中制作光栅最早是由 Zhu 等人在 2003 年提出^[8], 他们在无掺杂全内反射型 PCF 上, 利用 CO₂ 激光器作为热激源, 使 PCF 的包层空气孔按设定间距塌缩, 从而形成光栅. 此种工艺无需纤芯掺杂或载氢处理, 而是通过改变 PCF 本身结构来形成光栅, 因而从根本上克服了常规光纤光栅热稳定性和长期稳定性难以保证的问题, 在高温长期监测等领域具有很大的潜在应用价值^[9].

此后本领域的研究大多停留在实验方法的改进和实验现象的描述上, 对于此种光栅的成栅原理以及成栅规律很少涉及. 本文对这种基于结构性改变的光子晶体光纤光栅成栅工艺——热激法成栅工艺原理进行了理论研究, 分析了结构性改变条件下光纤中的折射率分布规律, 建立了 CO₂ 激光热激条件下光纤中的温度场分布模型, 分析了光纤中的热传导特性, 得到光纤包层气孔结构以及激光功率、光斑半径对成栅效果的影响规律, 进而得出激光功率与空气填充率之间的数学关系.

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2010CB327801), 河北省自然科学基金 (批准号: F2010001286) 和河北省应用基础研究计划 (批准号: 10963526D) 资助的课题.

[†]E-mail: yfqi@ysu.edu.cn

2. 热激法光子晶体光纤中折射率分布模型

利用多极法^[10-13],我们研究了空气孔塌缩对有效折射率的影响. 计算结果表明:随着空气孔塌缩程度的增加,有效折射率增加;有效折射率的改变除了与塌缩程度有关外,其分布规律还与塌缩包络函数有关. 正弦与方波包络下有效折射率与塌缩程度关系曲线如图 1 所示.

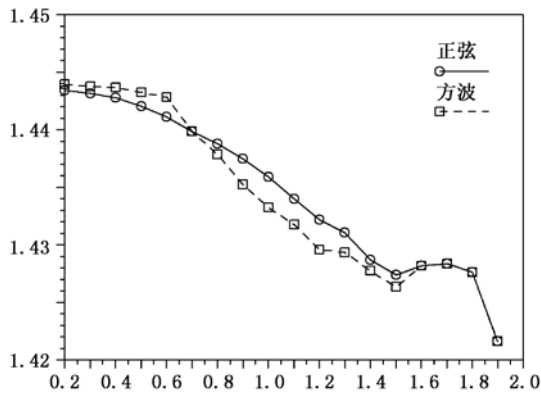


图 1 有效折射率与塌缩后空气孔直径关系曲线

利用多极法所得数据可求出包层凹陷部分有效折射率沿轴向(z 方向)分布规律. 选择具有代表性的正弦包络下有效折射率数据进行 5 阶拟合,得到有效折射率在塌缩部分沿轴向的分布关系式:

$$f(z) = \sum_{k=0}^5 a_k e^{kz}, \quad -\frac{w}{2} \leq z \leq \frac{w}{2}, \quad (1)$$

其中 w 为塌缩宽度, a_k 为展开式系数, 由矩阵 A 决定,

$$A = \begin{bmatrix} 1.138 \times 10^7, & -5.581 \times 10^7 \\ 1.636 \times 10^8, & -3.187 \times 10^8 \\ 4.331 \times 10^8, & -4.189 \times 10^8 \end{bmatrix}.$$

热激塌缩后光纤纵向形变模型如图 2 所示.

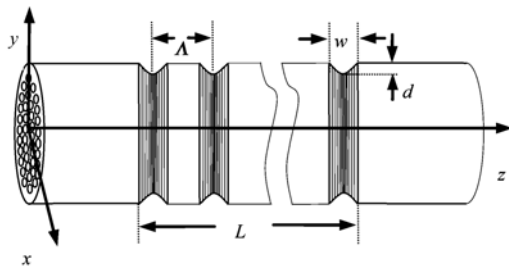


图 2 塌缩后 PCF

图 2 中 Λ 为塌缩周期,即光栅周期; w 为塌缩宽

度,取决于热激光斑尺寸(使用激光器热激时); d 为塌缩深度,取决于热激功率和热激时间. 热激条件下,PCF 的塌缩包络近似于正弦,此时光纤中的折射率分布模型如图 3 所示,这里假设光纤中折射率在径向为均匀分布.

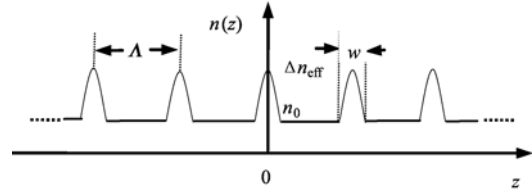


图 3 PCFG 折射率分布模型

图 3 中, n_0 为光纤中未塌缩部分的有效折射率, Δn_{eff} 为塌缩部分的有效折射率最大值,也即折射率调制幅度. $n(z)$ 可表示为

$$n(z) = \begin{cases} n_0 + f(z), & k\Lambda - w/2 \leq z \leq k\Lambda + w/2, \\ n_0, & k\Lambda - w/2 > z, z > k\Lambda + w/2, \end{cases} \quad (2)$$

其中, k 为整数. 将(1)式代入(2)式,并进行傅里叶级数展开,取前 5 阶,

$$n(z) = n_0 + \sum_{k=0}^5 b_k \cos\left(k \frac{2\pi z}{\Lambda}\right), \quad (3)$$

式中, b_k 为傅里叶展开式系数,由矩阵 B 决定,

$$B = \begin{bmatrix} 1.43500000, & -0.0088200 \\ -0.0002008, & -0.1478305 \\ -0.0001246, & -0.0004898 \end{bmatrix}.$$

(3)式即为热激工艺下 PCF 中的折射率分布. 得到折射率分布规律后,利用耦合模理论就可以求出所成光栅的谐振波长、反射率等性能参数.

3. 光纤中温度场分布计算

热激法成栅工艺中的一个重要问题是热激过程中光纤中的温度场分布. 本研究利用有限元法对不同热激条件下光纤中温度场分布规律进行了探索.

本研究中采用的 PCF 结构为纤芯周围正六边形方式排布七层空气孔,外直径为 $125 \mu\text{m}$,空气孔的直径 $2.2 \mu\text{m}$,孔间距为 $5 \mu\text{m}$,采用两点对称加热方式. 有限元仿真的网格划分如图 4 所示,在面上生成三角形,在三维空间则生成四面体,边界条件采用纽曼边界条件. 为减少计算量,分析中取 2 mm 长的光纤. 光子晶体光纤的材料参数如表 1 所示.

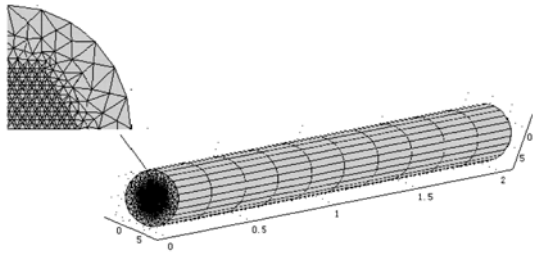


图4 横截面网格图及内部空气孔的网格

表1 材料性质

材料	$\rho/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$c/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	$k/\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	熔点/K
SiO ₂	2200	1345	2.68	1976
空气	0.93	1010	0.032	

根据 Fourier 导热定律和能量守恒定律^[14], 三维瞬态热传导数学模型可由下式表示:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{k}{\rho c} \nabla^2 T = 0, \quad (4)$$

式中 T 为温度, t 为时间, k, ρ 和 c 分别为材料的热传导率、密度、和比热容.

采用圆柱坐标系, 可以得到热传导方程为

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (5)$$

边界条件为

$$\begin{aligned} -k \frac{\partial T}{\partial r} &= q(r, \varphi, z), \quad r = R, 0 \leq z \leq 200, \\ \frac{\partial T}{\partial r} &= 0, \quad r = R, 200 \leq z \leq \infty, \\ \frac{\partial T}{\partial r} &= 0, \quad r = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

式中, z 为光纤的轴向坐标, q 为热流密度.

初始条件为

$$T = T_0 = 298\text{K}, t = 0, 0 \leq r \leq R. \quad (7)$$

由传热方程式(5)得平面温度场的微分方程为

$$\begin{aligned} \Omega [T(x, y, z, t)] &= k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \\ &+ Q - \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

将试探函数 \tilde{T} 代入温度场的微分方程式(8)并引入奥-高公式, 利用在区域 Ω 边界上的关系得

$$\begin{aligned} \frac{\partial J^e}{\partial T_j} &= \iiint_{\Omega} \left[k \left(\frac{\partial W_j}{\partial x} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} + \frac{\partial W_j}{\partial y} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y} + \frac{\partial W_j}{\partial z} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} \right) \right] dx dy dz \\ &- \iiint_{\Omega} \left(Q W_j + \rho c W_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} \right) dx dy dz \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \oint_{\Sigma} k W_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial n} ds &= 0, \\ (j = 1, 2, \dots, n), \end{aligned} \quad (9)$$

其中 W_j 为权函数, \mathbf{n} 为边界上的法向量, Ω 为平面温度场的定义域, Q 为单位时间内物体获得的热量. 这就是三维温度场有限元法计算的基本方程.

如果把区域 Ω 划分为 E 个单元和 n 个节点, 则温度场 $T(x, y, z, t)$ 离散为 T_1, T_2, \dots, T_n 等 n 个节点的待定温度值. 这时变分计算可以在单元中进行, 从(9)式中分解出

$$\begin{aligned} \frac{\partial J^e}{\partial T_j} &= \iiint_{\Omega} \left[k \left(\frac{\partial W_j}{\partial x} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} + \frac{\partial W_j}{\partial y} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y} + \frac{\partial W_j}{\partial z} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} \right) \right. \\ &- Q W_j + \rho c W_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} \left. \right] dx dy dz \\ &- \oint_{\Sigma_e} k W_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial n} ds, \\ (j = i, l, m, p), \end{aligned} \quad (10)$$

i, l, m 和 p 是单元的局部节点号, 也就是有限划分的四面体单元的四个顶点.

把(10)式代入(9)式就得到总体合成的代数方程组

$$\frac{\partial J^{\Omega}}{\partial T_j} = \sum_{e=1}^E \frac{\partial J^e}{\partial T_j} = 0, \quad (j = 1, 2, \dots, n) \quad (11)$$

式中有 n 个代数式, 就可求解 n 个节点温度. 经过整体合成最后得到矩阵形式的方程组为

$$[C] \{\dot{T}\} + [K] \{T\} = \{Q\}, \quad (12)$$

式中, $[K]$ 为传导矩阵, 包含导热系数和对流系数, $[C]$ 为比热矩阵, $\{T\}$ 为节点温度向量, $\{\dot{T}\}$ 为温度对时间的导数, $\{Q\}$ 为内热源产生的温度载荷.

对于非稳态温度场, 各个时刻的温度场分布是不同的, 因此要求解这个方程, 还需对它进行时间域上的离散, 用各个离散时间点上满足的方程组来代替在连续时间域上处处满足的方程组. 时间域的离散常采用向后差分法, 整理得:

$$\left([K] + \frac{[C]}{\Delta t} \right) \{T\}_t = \{Q\}_t + \frac{[C]}{\Delta t} \{T\}_{t-\Delta t}, \quad (13)$$

$$\{T\}_t = \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r}, \frac{1}{r^2} \frac{\partial T}{\partial \varphi}, \frac{\partial T}{\partial z} \right\}, \quad (14)$$

$$\{Q\}_t = \iiint_{\Omega} \{N\} q ds, \quad (15)$$

Δt 为时间差分步长, N 为形函数矩阵. 从初始时刻开始, 由前一时刻 $t - \Delta t$ 的温度场 $\{T\}_{t-\Delta t}$ 可求得 t 时刻的温度场 $\{T\}$, 再由 $\{T\}$ 去求 $\{T\}_{t-\Delta t}$, 如此逐

步递推,即可得到任意时刻的温度场.

分析中设 CO₂ 激光束的强度 $I(y, z)$ 满足近高斯分布^[15],即

$$I(y, z) = \frac{2P_{\text{total}}}{\pi w_y w_z} \exp\left[-\left(\frac{2y^2}{w_y^2} + \frac{2z^2}{w_z^2}\right)\right], \quad (16)$$

w_y, w_z 为 y, z 方向的激光束宽度, P_{total} 为激光器的输出功率.

4. 热激法 PCFG 热传导特性分析

4.1. 光纤纵向和径向温度分布

利用上述方法对空气孔层数为 7 层的光子晶体光纤的加热过程进行仿真,分析光纤纵向和径向的温度分布. 激光功率 1.6 W, 光斑半径 100 μm, 加热时间 310 ms, 光纤的长度为 2 mm, 光纤表面沿 z 轴方向的温度分布如图 5 所示.

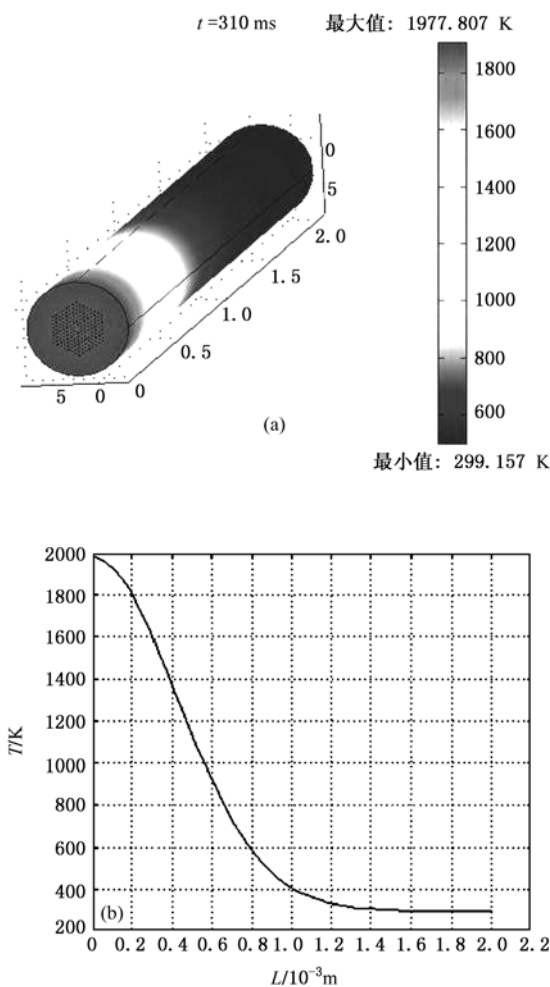


图 5 纵向温度分布仿真结果 (a) PCF 热传导仿真结果; (b) 光纤纵向的外表面温度分布图

从图 5 可以看出,长度方向上的温度分布呈高斯分布,与能量分布相符,且加热能量主要集中在小于 0.6 mm 范围内. 热源中心处的温度为 1977K, 达到 SiO₂ 的熔点, 0.2 mm 处温度为 1800K, 2 mm 处光纤的温度接近初始温度 298 K. 由此可知,采用热激法可以在几十到数百微米范围内使 SiO₂ 达到熔点,出现塌缩从而形成长周期光栅. 另外也可以看出,计算中选取 2 mm 长度不会影响光纤横截面的温度分布,不会影响仿真结果.

半径方向上的温度分布如图 6 所示. 由图 6(a) 可以看出,等温线沿半径方向分布,距离纤芯相同处温度几乎相等,只是在有空气孔存在的地方会出现温度的变化;光纤横截面的内外温差只有 14 K, 小于 1%, 且达到了二氧化硅的熔点,符合加热条件.

图 6(b) 为达到塌缩条件时的径向温度分布曲线. 由图 6(b) 可以看出空气孔对热激过程的影响. 空气孔内的温度分布几乎呈线性,且有较大的温度梯度,相对而言,空气孔间硅层的温度梯度非常小,这是因为空气的热传导率远远小于二氧化硅的热传导率,空气对于热量的传递起了一个阻碍作用.

4.2. 激光束对 PCF 加热过程的影响

为了分析激光束参数对加热过程的影响,分别对不同激光功率和光斑半径下的加热过程进行仿真,结果如图 7.

图 7(a) 为光斑半径 100 μm 时,激光功率与所需加热时间的关系. 从图中可以看出,相同激光光斑半径下,随激光功率的增大,PCF 达到塌缩温度所需的时间(加热时间减小). 当激光功率为 2 W 时,加热时间仅为 182 ms;当激光功率为 1 W 时,加热时间为 646 ms,两者时间相差较大. 考虑到在实际进行 PCFG 刻写时激光输出的响应时间和稳定性等因素,选用 1.6 W 附近的输出功率比较合适.

图 7(b) 是激光功率为 1.6 W 时,光斑半径与所需加热时间的关系. 从图中可以看出,相同激光功率下,随光斑半径增大,加热时间减小. 这是由于激光光斑半径决定激光束的能量分布,当光斑半径增大,光纤表面的热通量增大,更利于热量从 PCF 表面向光纤内部传递.

4.3. 空气孔结构对 PCF 加热过程的影响

为了分析空气孔结构对加热过程的影响,分别

对不同层数和不同孔径的加热过程进行仿真,结果如图 8、图 9 所示.

空气孔层数的不同,热量在 PCF 径向的传递速度会有很大不同. 光斑尺寸不变,包层气孔孔径(1.6 μm)不变,空气孔层数分别为 1 层到 7 层时 PCF 达

到塌缩温度时激光功率与时间的关系仿真结果如图 8 所示. 由图中可以看出,空气孔由 1 层增加到 7 层时,随着功率的增加,所需加热时间减小,其变化规律是一致的. 不同之处在于,相同加热功率下,层数越多,达到相同温度所需时间越少.

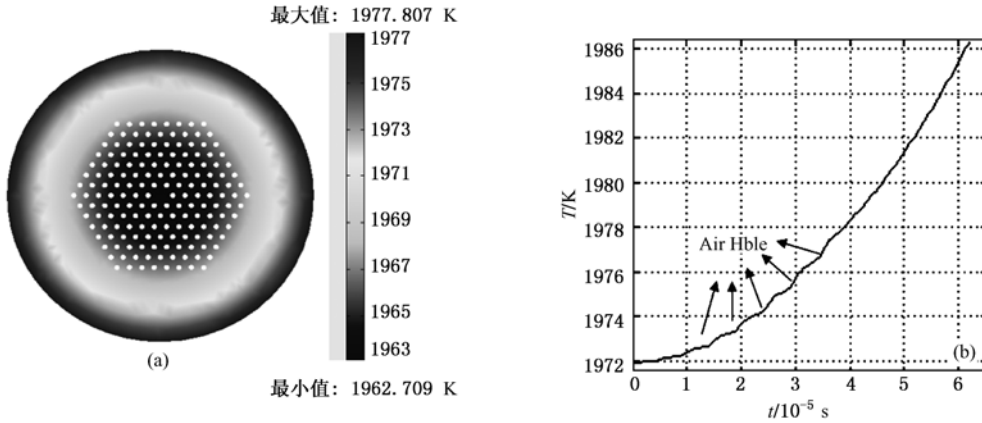


图 6 光纤径向温度分布 (a) 光纤横截面温度分布;(b) 加热 310 ms 时半径方向的温度分布曲线

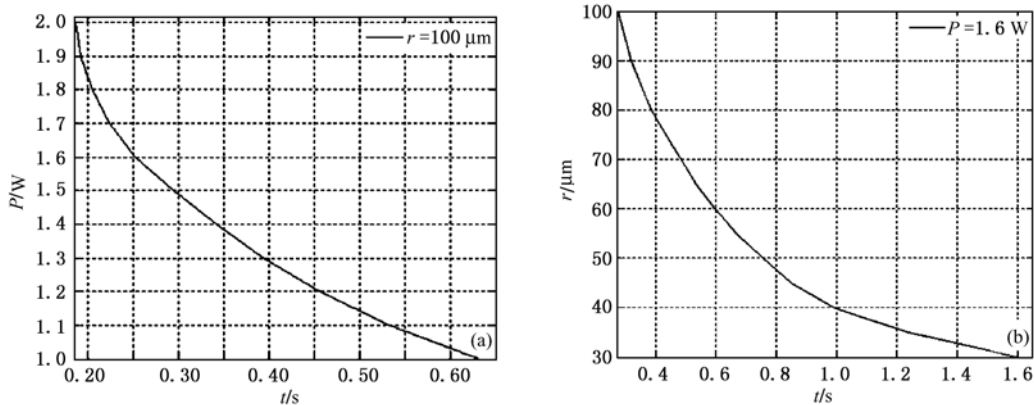


图 7 激光参数对热激过程的影响 (a) 不同功率下达到塌缩温度所需时间曲线;(b) 不同光斑半径下达到塌缩所需时间曲线

图 9 为 PCF 的包层气孔层数不变,光纤半径 R 不变,达到塌缩温度所需加热功率随空气孔半径的变化关系. 从图中可以看出:对于不同孔径的 PCF,达到塌缩时间随加热功率的增加而减小,其变化趋势基本一致;相同功率下,随着孔径的增加,达到塌缩温度所需的时间减少. 进一步的研究还发现,相同孔径条件下,随着层数的增加所需加热能量减小,当层数由 1 层增加到 7 层时,加热能量的变化量约为 0.4 W.

在前面进行 PCF 径向温度场分析(4.1 节)时我们看到,空气孔内的温度分布几乎呈线性,且有较大的温度梯度,相对而言,空气孔间硅层的温度梯度非常小,这是因为空气的热传导率远远小于二

氧化硅的热传导率,空气对于热量的传递起了一个阻碍作用. 但是由本节分析我们又可以发现:随着空气孔层数或空气孔半径的增加,PCF 达到塌缩温度的时间都在减少,也就是说,空气的存在使热量可以更快地传递到 PCF 内部,这点与前面的结论相矛盾.

究其原因,这是因为虽然空气的热传导率比较低,但是空气的比热容及密度都比较小,相同的热量,空气升高的温度大于二氧化硅,含有较少二氧化硅的空气层温度上升更快,造成 PCF 内部有比预想更快的动态反应,因而空气含量越多,热量由外向内的传递越快.

基于以上分析,可以看出空气填充率对 PCF 成

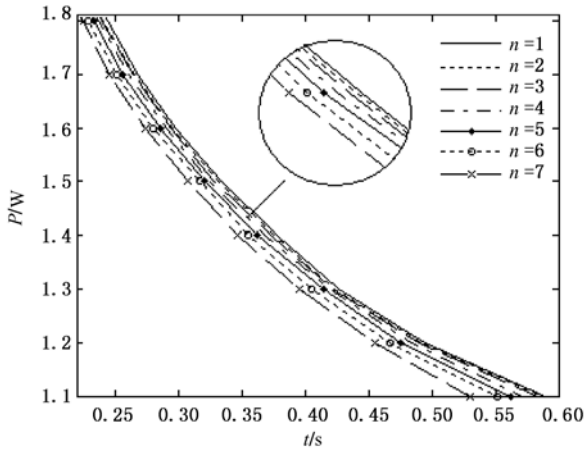


图8 加热功率随空气孔层数变化关系

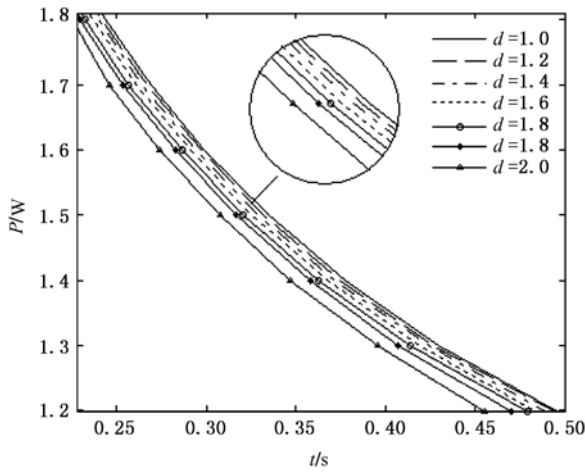


图9 PCF的半径R不变的情况下加热功率随空气孔半径的变化关系

栅过程有重要影响. 在满足激光光斑半径 $100\mu\text{m}$, 加热时间为 400ms , 使 PCF 达到塌缩温度的条件下, 对结构为 1 层到 7 层空气孔的 PCF 热激过程进行仿真, 得出空气填充率与所需激光功率之间的关系曲线如图 10 所示. 运用 MATLAB 对数据进行拟合, 得出所需激光功率 $P(\eta)$ 与空气填充率 η 的关系为

$$P(\eta) = 1.336 \times \exp(-0.7364\eta) + 2.197 \times 10^{-2} \times \exp(-24.9\eta). \quad (17)$$

4.4. 热激法 PCFG 刻写实验

利用聚焦后的 CO_2 激光束, 采用两点对称加热的方式对七包层 PCF 进行热激. PCF 的外径为 $125\mu\text{m}$, 透镜到 PCF 的距离为 40mm , 光斑尺寸在 $15\text{--}125\mu\text{m}$ 之间可调. 采用 $100\mu\text{m}$ 光斑, 1.6W 激光功率, 加热时间 280ms , 得到结构性改变的 PCFG 如图

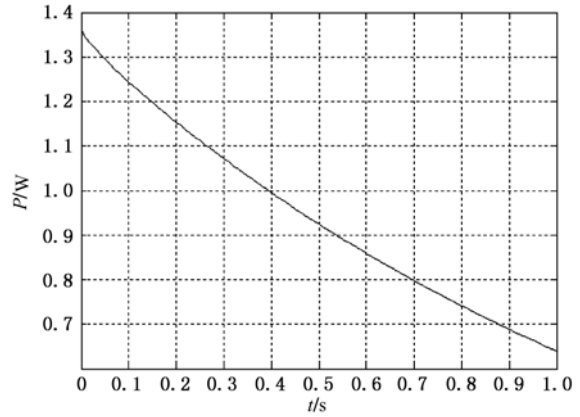


图10 加热功率随空气填充率的变化关系

11 所示. PCF 包层塌缩后的周期为 $400\mu\text{m}$, 塌缩深度为 $14\mu\text{m}$.

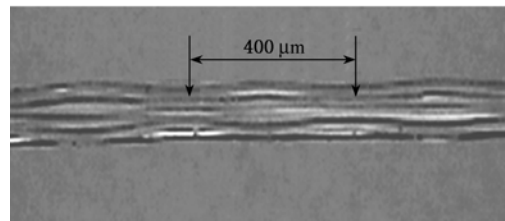


图11 写制的 PCFG

热激过程中采用欧普士 MI16MB25 型红外测温仪实时监测光纤表面在塌缩过程中的温度变化. 系统精度为 $\pm 0.3\%$, 最小测量目标为 0.35mm , 温度测量范围 $773\text{--}2773\text{K}$, 响应时间为 1ms . 在激光光斑半径为 $100\mu\text{m}$ 下, PCF 塌缩时测到表面温度为 1962K , 略小于理论值 1978K , 实验数据与理论分析的误差小于 1% . 我们分析出现这种误差的原因是由于受测温仪的最小目标测量范围限制, 此值应是 $350\mu\text{m}$ 范围内温度的平均值, 故略小于热源中心温度.

改变加热功率, 观察加热时间与功率的关系. 当激光功率为 2W 时, 加热时间仅为 220ms ; 当激光功率为 1W 时, 加热时间为 652ms . 与 4.2 节理论分析结果对照, 实验结果与仿真结果基本一致.

5. 结 论

本文研究了一种结构性改变光子晶体光纤光栅的热激法制备工艺, 分析了此种光纤光栅的成栅机理, 探讨了制备过程中 PCF 的温度场分布以及激光参数和光纤结构对成栅效果的影响. 本研究对热激条件下光子晶体光纤中的温度场分布规

律进行了深入研究,利用本研究的结果,已知光子晶体光纤的结构参数和需要得到的光纤光栅结构,可以计算出所需的光斑半径、激光功率和热激

时间等参数.本研究为热激法光子晶体光纤光栅制备工艺提供了理论基础,并为其进一步发展提供了理论指导.

- [1] Hou L T, Yang Q Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8345 (in Chinese) [侯蓝田、杨倩倩 2009 物理学报 **58** 8345]
- [2] Zhang M Y, Li S G, Yao Y Y, Zhang L, Fu B, Yin G B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3278 (in Chinese) [张美艳、李曙光、姚艳艳、张磊、付博、尹国冰 2010 物理学报 **59** 3278]
- [3] Eggleton B J, Westbrook P S, Windeler R S, Spälter S, Strasser T A 1999 *Opt. Lett.* **24** 1460.
- [4] Sharping J E, Fiorentino M, Kumar P, Windeler R S 2002 *Opt. Lett.* **27** 1675
- [5] John M F 2004 *Meas. Sci. Technol.* **15** 1120
- [6] Guan B O, Tam H Y, Tao X M 2000 *Photon. Technol. Lett.* **12** 1349
- [7] Dong L, Liu W F 1997 *Appl. Opt.* **36** 8222
- [8] Zhu Y N, Shum P, Chong H J 2003 *Opt. Express* **11** 1900
- [9] Sun L M, Cai H W 2006 *Chin. J. Las.* **33** 96 (in Chinese) [孙利民、蔡海文 2006 中国激光 **33** 96]
- [10] White T P, Kuhlmeier B T, McPhedran R C, Maystre D, Renversez G., Sterke C M D, Botten L C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [11] Kuhlmeier B T, White T P, Renversez G, Maystre D, Botten L C, Sterke C M D, McPhedran R C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2331
- [12] Kuhlmeier B T 2004 *Ph. D. Dissertation* (Sydney: The University of Sydney)
- [13] Qi Y F, Bi W H, Liu Y Y, Wang Y 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 1178 (in Chinese) [齐跃峰、毕卫红、刘燕燕、王洋 2010 光学学报 **30** 1178]
- [14] Qin Y W, Xiao G, Dong C, Hao S Z, Liu Y, Zou J X, Wu A M, Guan Q F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3043 (in Chinese) [秦颖、王晓钢、董闯、郝胜智、刘悦、邹建新、吴爱民、关庆丰 2003 物理学报 **52** 3043]
- [15] Mackwood A P, Craferb R C 2005 *Opt. Laser Technol.* **37** 99

Heat transfer characteristics in fabrication of heat method in photonic crystal fiber grating^{*}

Qi Yue-Feng[†] Qiao Han-Ping Bi Wei-Hong Liu Yan-Yan

(*Institute of Information science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

(Received 5 August 2010; revised manuscript received 16 September 2010)

Abstract

The grating fabrication technology with heat method in photonic crystal fiber based on its structural change is researched. The principle of photonic crystal fiber grating is analyzed theoretically. Heat transfer theory and finite element method are both used to analyze the thermal field distribution in the fiber, as well as the influence of air hole structure in the cladding, and the parameters of laser beam in the process of grating fabrication are discussed. The research results show that the grating can be formed by the periodic air hole collapse in the cladding of photonic crystal fiber. Under double-point heating, the energy will be uniformly distributed in the radial direction and approximated by the Gaussian distribution in the axial direction. The collapsed air holes in the cladding accelerate the process of forming grating. In the same size of luminous spot, as the layers and the radii of air holes increase, the laser power for collapsing fiber decreases. Moreover, the relationship between laser power and air filling rate is obtained by stimulating the grating fabrication process in photonic crystal fiber with 1 to 7 layers of air holes. This kind of photonic crystal fiber grating can improve the thermal and long-term stability of conventional grating, and so it will have great potential applications in the relevant fields of optical fiber sensors.

Keywords: fiber grating, photonic crystal fiber, heat method, finite element method

PACS: 42.79.Dg, 42.81.-I, 42.81.Bm, 42.81.Qb

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China(973 Program) (Grant No. 2010CB327801), the Natural Science Foundation of HeBei Province, China (Grant No. F2010001286), the Applied Basic Research Projects of HeBei Province, China(Grant No. 10963526D).

[†] E-mail: yfqi@ysu.edu.cn