

引用格式: XU Jiacheng, YU Fei, XU Bingsheng, et al. Research on Influence of Drawing Tension and Heat Treatment on the Birefringence of Panda-type Polarization-Maintaining Fiber[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(11):1106002

徐嘉程, 于飞, 徐炳生, 等. 牵引张力和热处理对熊猫型保偏光纤双折射影响研究[J]. 光子学报, 2021, 50(11):1106002

# 牵引张力和热处理对熊猫型保偏光纤双折射影响研究

徐嘉程<sup>1,2</sup>, 于飞<sup>1,3</sup>, 徐炳生<sup>1,2</sup>, 于春雷<sup>1,3</sup>, 胡丽丽<sup>1,3</sup>

(1 中国科学院上海光学精密机械研究所 高功率激光材料重点实验室, 上海 201800)

(2 中国科学院大学 材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

(3 中国科学院大学杭州高等研究院, 杭州 310024)

**摘要:**以熊猫型保偏光纤为对象, 系统研究了牵引张力和热处理对其双折射的影响。在基于有限元的多物理场建模计算中, 引入牵引张力, 得到熊猫型保偏光纤双折射随牵引张力增大而线性减小的数值规律。采用白光干涉法实验测量了不同热处理过程对熊猫型保偏光纤双折射的影响。高温下应力区掺硼石英玻璃发生结构弛豫, 引起熊猫光纤应力区体积收缩, 使双折射增大。通过计算玻璃网络空位缺陷浓度变化得到应力区掺硼石英玻璃结构弛豫引起的形变量和熊猫光纤退火后的双折射, 数值仿真结果与实验测量相符。该研究为应力型保偏光纤的设计、制备和双折射调控提供了理论依据。

**关键词:**保偏光纤; 双折射; 牵引张力; 玻璃结构弛豫; 仿真计算

中图分类号: TN814

文献标识码: A

doi:10.3788/gzxb20215011.1106002

## Research on Influence of Drawing Tension and Heat Treatment on the Birefringence of Panda-type Polarization-Maintaining Fiber

XU Jiacheng<sup>1,2</sup>, YU Fei<sup>1,3</sup>, XU Bingsheng<sup>1,2</sup>, YU Chunlei<sup>1,3</sup>, HU Lili<sup>1,3</sup>

(1 Key Laboratory of Materials for High Power Laser, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(2 Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(3 Hangzhou Institute for Advanced Study, University of Chinese Academy of Sciences, Hangzhou 310024, China)

**Abstract:** Taking panda-type polarization-maintaining fiber as the object, the influence of drawing tension and heat treatment on its stress birefringence is systematically studied. In the multiphysics finite element modeling, we introduced the drawing tension during the fiber preparation process into the PMF photoelastic model, and we summarized the numerical law that the birefringence of the panda-type PMF decreases linearly with the increase of the drawing tension. We used white light interferometry to experimentally measure the effects of different heat treatment conditions on the birefringence of PMFs. The structural relaxation induced by boron-doped silica glass at high temperature causes the volumetric shrinkage of the Stress Applying Parts (SAP), which increases the birefringence. The deformation caused by the structural relaxation is obtained from the variation of the vacancy defect concentration of the glass network, and then the birefringence after the annealing of the fiber is calculated. The numerical simulation

基金项目: 国家重点研发专项(No.2020YFB1805900), 国家自然科学基金(No.61875216, 61935002), 中国科学院率先行动“引才计划”

第一作者: 徐嘉程(1995—), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为保偏光纤应力双折射。Email: xujiachengzj@foxmail.com

导师(通讯作者): 于飞(1986—), 男, 研究员, 博士, 主要研究方向为微结构光纤及光纤激光器、气体非线性光学。Email: yufei@siom.ac.cn

收稿日期: 2021-04-22; 录用日期: 2021-05-27

<http://www.photon.ac.cn>

results are consistent with the experimental measurements. This work provides a theoretical basis for the design, preparation and birefringence control of PMF.

**Key words:** Polarization-maintaining fiber; Birefringence; Drawing tension; Glass structural relaxation; Simulation calculation

**OCIS Codes:** 060.2420; 060.2310; 060.2270

## 0 引言

具有高双折射特性的保偏光纤在相干光通信和光纤传感系统中有广泛应用<sup>[1-2]</sup>。根据双折射的来源,传统的保偏光纤分为两类:第一类是几何型保偏光纤,利用光纤几何形状的不对称性引起几何双折射,以椭圆芯保偏光纤为代表<sup>[3]</sup>。第二类是应力型保偏光纤,在纤芯中引入不对称应力分布,利用光弹效应产生应力双折射,常见的有椭圆包覆<sup>[4]</sup>、平包覆<sup>[5]</sup>、领结型<sup>[6]</sup>(也称蝶型)和熊猫型<sup>[7]</sup>等。一般应力双折射远高于几何双折射,目前商用保偏光纤主要为领结型和熊猫型的应力型保偏光纤。

使用基于有限元法的COMSOL软件来进行仿真模拟。采用两步分析,首先通过应力分析得到光纤横截面上的应力分布;然后利用应力分析的结果,通过光弹效应公式<sup>[8-9]</sup>计算光纤横截面的折射率分布,将其定义为模式分析中用到的材料常数,求得模场分布及模式有效折射率,保偏光纤可以得到两模式有效折射率,差值即为相双折射。所以在双折射的仿真计算中,重要的是光纤中的应力分析。

光纤中的弹性应力来自于光纤各部分相互作用后建立的力学平衡。目前保偏光纤双折射仿真计算的模型大多只考虑了因为光纤截面不同部分间膨胀系数的失配导致的热应力<sup>[10-11]</sup>,忽略了其它因素的影响,比如光纤拉制过程中牵引张力的影响和热处理的影响,这两者都会引入额外的应力,进而对双折射产生重要影响。本文在应力型保偏光纤传统模型基础上,探讨了保偏光纤制备工艺中牵引张力和热处理对保偏光纤双折射的影响。

光纤拉制过程中牵引张力作用会导致机械应力(Mechanically induced stress),主要为轴向机械应力,径向机械应力一般较小。轴向机械应力对光纤的折射率有重要影响<sup>[12]</sup>,径向机械应力常被忽略,但径向机械应力在保偏光纤中也会对双折射产生影响。本文将拉制过程中牵引张力导致的机械应力引入到双折射计算模型中,仿真分析了熊猫型保偏光纤(熊猫光纤)在不同牵引张力下的双折射。

保偏光纤应力区(Stress Applying Parts, SAP)的掺硼石英玻璃在高温热处理时会有热膨胀之外的热形变<sup>[13]</sup>,从而产生额外的弹性应力,使得光纤的双折射与热历史有关,退火会对应力型保偏光纤的双折射产生调控<sup>[14]</sup>。本文实验测试了不同高温热处理过程中熊猫光纤双折射的变化,对其原因进行了分析,并进行仿真计算。

## 1 机械应力对光纤双折射的影响

### 1.1 解析模型

光纤拉制过程中牵引轮通过摩擦力拉动光纤,引发光纤的轴向牵引张力 $F$ 。光纤不同材料间的粘度差异会导致纤芯和包层产生不等的拉应力。当光纤经牵引离开高温炉后急速降温,拉应力被迅速冻结,去除牵引力后产生残余弹性应力。这种残余弹性应力效应在1975年由PAEK U C和KURKJIAN C R首先发现,命名为机械应力<sup>[15]</sup>。

PAEK U C和KURKJIAN C R以一个简单的单包层光纤双组分系统为例进行了讨论。由于纤芯和包层玻璃组分不同,纤芯和包层玻璃有不同的粘度温度特性。相比粘度低的玻璃,粘度高的玻璃其转变温度较高,假想温度(即玻璃结构冻结时的温度)也较高,表现出更多的弹性<sup>[16]</sup>。在拉制过程中,纤芯和包层的总应变始终相等。低粘度的纤芯粘性形变相对较大,弹性较小,则弹性的牵引张力大部分会集中在高粘度的包层。当光纤冷却并完全凝固后,包层所承受的这部分弹性应力被冻结在光纤中。撤去牵引力后,包层有恢复弹性应变的趋势,包层和纤芯互相作用,形成新的力学平衡。

在此基础上,BACHMANN P K将机械应力的产生原理推广至复杂结构光纤,并给出了轴向机械应力计算公式的一般形式<sup>[17]</sup>,即

$$\sigma_j^f = F \left( \frac{\eta_j}{\eta_n} \frac{1}{\sum_i A_i \frac{\eta_j}{\eta_n}} - \frac{E_j}{E_n} \frac{1}{\sum_i A_i \frac{E_j}{E_n}} \right) \quad (1)$$

式中,  $F$  为牵引张力,  $A_i$ ,  $E_i$ ,  $\eta_i$  分别为  $i$  区域的截面积、杨氏模量和粘度。

上述分析中讨论计算的都是轴向机械应力,且在推导中忽略了径向应力,相当于假设光纤不同区域材料的泊松比相等<sup>[18]</sup>。在一些保偏光纤的仿真计算中,常把各区域材料的泊松比近似为一致,也忽略了机械应力的影响。但对于熊猫型保偏光纤,这一小的径向应力也会导致应力双折射,对光纤的双折射产生影响。为了更好地分析光纤拉制过程中牵引张力对双折射的影响,完善仿真模型,有必要精确计算径向应力 ( $\sigma_x, \sigma_y$ )。

在释放牵引力之前,光纤在  $x$  和  $y$  方向上无应力,包层在  $z$  方向上有拉应力,以此作为初始状态。释放牵引力后,相当于在轴向施加反向作用力  $-F$ ,最终光纤整体轴向应变为  $\epsilon_{zz}$ 。但光纤应力分析使用了平面应变近似,也就不支持分析轴向作用力变化时的应力分布,因此需要用相应的外部自由应变来代替外力的变化。平面应变问题中柱体的两端受固定约束,没有轴向位移,轴向总应变为 0,为了维持这一状态柱体两端就要施加轴向约束压力。当加入额外的轴向外部自由应变后,为了抵消这部分形变,维持轴向总应变为 0,轴向外力就会改变,产生相应的弹性应变。这部分弹性应变与施加轴向外力所产生的弹性应变是相等的。所以在仿真分析软件中可以以添加轴向外部自由应变的方式等效代替轴向外力的变化。

整个光纤的轴向等效杨氏模量为

$$E = \sum_i \frac{A_i}{A} E_i \quad (2)$$

则释放牵引力后轴向应变大小可表示为

$$\epsilon_{zz} = \frac{-F}{AE} = \frac{-F}{\sum_i A_i E_i} \quad (3)$$

等效外部自由应变与释放牵引力后产生的轴向应变大小相等、方向相反,即外部应变为  $-\epsilon_{zz}$ 。在仿真模型中加入该外部应变,计算得到径向应力场。

## 1.2 仿真计算结果

以康宁熊猫型保偏光纤 PM15-U25A (Corning PM) 和中国电子科技集团公司第四十六研究所的国产熊猫型保偏光纤 PM1550-125-7.0/245 (46-PM1550) 为对象建立有限元模型,在 COMSOL Multiphysics 软件中引入机械应力,仿真计算光纤的双折射。

熊猫光纤结构示意图如图 1。康宁熊猫光纤纤芯直径  $\Phi_1$  为  $8.5 \mu\text{m}$ ,应力区直径  $\Phi_2$  为  $34.6 \mu\text{m}$ ,应力区距光纤中心距离  $L$  为  $27.8 \mu\text{m}$ ,裸纤直径  $\Phi_3$  为  $125.6 \mu\text{m}$ 。46 所熊猫光纤纤芯直径  $\Phi_1$  为  $4.74 \mu\text{m}$ ,应力区直径  $\Phi_2$  为  $33 \mu\text{m}$ ,应力区距光纤中心距离  $L$  为  $24.82 \mu\text{m}$ ,裸纤直径  $\Phi_3$  为  $124.3 \mu\text{m}$ 。仿真中使用的相关材料参数如表 1,

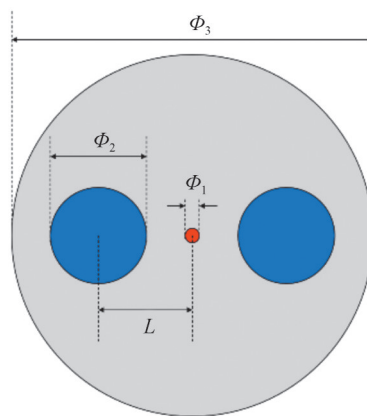


图 1 熊猫光纤截面结构示意图  
Fig. 1 Schematic of the PMF cross section

参数值来自相关文献<sup>[11, 19-20]</sup>,  $T_0$ 为参考温度,一般为玻璃软化温度,  $T_1$ 为室温。材料的杨氏模量、泊松比和热膨胀系数对仿真结果有重要影响,其材料常数的精确值很难测量,一般通过线性模型获得估计值<sup>[21]</sup>。光纤SAP区玻璃掺硼量一般为20 mol%~30 mol%,根据实际双折射值,估计康宁熊猫光纤SAP区玻璃掺硼量约为20 mol%,46所熊猫光纤中SAP区玻璃掺硼量约为30 mol%。

表1 仿真模型中的材料参数  
Table 1 Material parameters used for modeling and simulation

|                                      | Corning PM             |          |            | 46-PM1550 |          |            |
|--------------------------------------|------------------------|----------|------------|-----------|----------|------------|
|                                      | Core                   | Cladding | SAP(20% B) | Core      | Cladding | SAP(30% B) |
| $E/\text{GPa}$                       | 70.6                   | 72.5     | 43.2       | 64.88     | 72.5     | 28.6       |
| $\nu$                                | 0.165                  | 0.17     | 0.204 2    | 0.157     | 0.17     | 0.265      |
| $\alpha/(10^{-6}\cdot\text{K}^{-1})$ | 0.747                  | 0.54     | 2.432      | 1.389     | 0.54     | 3.38       |
| $n$                                  | 1.449                  | 1.444    | 1.438      | 1.457     | 1.444    | 1.435      |
| $C_1/\text{Pa}^{-1}$                 | 0.69 $\times 10^{-12}$ |          |            |           |          |            |
| $C_2/\text{Pa}^{-1}$                 | 4.19 $\times 10^{-12}$ |          |            |           |          |            |
| $T_0/^\circ\text{C}$                 | 1 100                  |          |            |           |          |            |
| $T_1/^\circ\text{C}$                 | 20                     |          |            |           |          |            |

光纤拉制时的牵引张力通常在0.5 N左右,仿真结果如表2。表2将仿真结果与标定的出厂拍长(Given beat-length)、通过拍长换算得到的双折射值(Given birefringence)和光纤双折射的测量值(Measured birefringence)进行了对比,结果相近。

表2 保偏光纤的双折射( $\lambda=1\ 550\ \text{nm}$ )  
Table 2 Birefringence of PMFs ( $\lambda=1\ 550\ \text{nm}$ )

|           | Given beat-length/mm | Given birefringence   | Measured birefringence | Phase birefringence ( $F=0.5\ \text{N}$ ) | Group birefringence ( $F=0.5\ \text{N}$ ) |
|-----------|----------------------|-----------------------|------------------------|---|---|
| CorningPM | 4.47                 | 3.47 $\times 10^{-4}$ | 3.77 $\times 10^{-4}$  | 3.65 $\times 10^{-4}$                     | 3.67 $\times 10^{-4}$                     |
| 46-PM1550 | 2.8                  | 5.54 $\times 10^{-4}$ | 6.33 $\times 10^{-4}$  | 5.92 $\times 10^{-4}$                     | 5.76 $\times 10^{-4}$                     |

进一步仿真分析了0~1 N范围内不同牵引张力下的双折射变化,结果如图2,其中群双折射计算忽略了材料折射率色散。可以看到图2中两根保偏光纤的群双折射和相双折射绝对值大小不同,这与它们的纤芯折射率不同有关。图2结果表明这两种保偏光纤的相双折射和群双折射都随牵引张力的增加而减小,且与牵引张力 $F$ 呈线性关系。康宁熊猫光纤(CorningPM)牵引张力对双折射的影响约为1.6%/N,牵引张力 $F=0.5\ \text{N}$ 时机械应力导致相双折射减小 $3.03\times 10^{-6}$ ;46所熊猫光纤(46-PM1550)牵引张力对双折射的影响约为

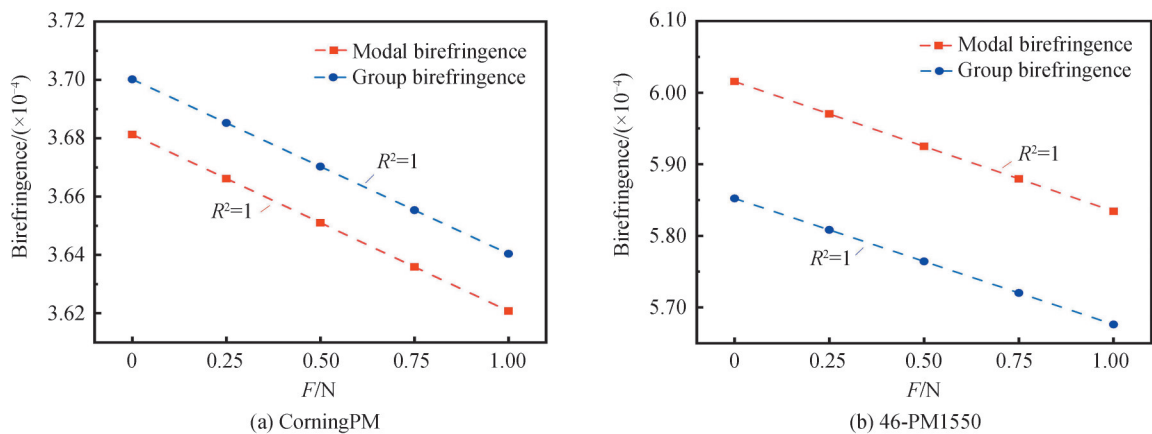


图2 不同牵引张力下的相双折射和群双折射仿真结果  
Fig. 2 Simulation results of phase birefringence and group birefringence under different drawing tensions

3%/N,牵引张力 $F=0.5\text{ N}$ 时机械应力导致相双折射减小 $9.07\times 10^{-6}$ 。

两款光纤中牵引张力对双折射的影响程度不同,机械应力致相双折射减小也不同,这与光纤应力区的几何形状和应力区玻璃的弹性性质有关。图3是康宁熊猫光纤牵引张力 $F=0\text{ N}$ 和牵引张力 $F=0.5\text{ N}$ 时的相双折射的差值随应力区不同几何形状 $\Phi_2$ 、 $L$ 的变化情况。图4是康宁熊猫光纤牵引张力 $F=0\text{ N}$ 和牵引张力 $F=0.5\text{ N}$ 时的相双折射的差值随应力区玻璃不同机械性质 $E$ 、 $\nu$ 的变化情况。差值为正值,表明机械应力导致相双折射减小。图3表明,应力区直径越大、离纤芯距离越近,机械应力导致的相双折射减小量就越大,即牵引张力对光纤双折射的影响越大。图4表明,应力区玻璃的泊松比越大,即与包层玻璃的泊松比差值越大,机械应力导致的相双折射减小量就随之增大,即牵引张力对光纤双折射的影响越大;而随着应力区玻璃的杨氏模量变化,机械应力导致的相双折射减小量基本不变,即牵引张力对双折射的影响程度也基本不变。

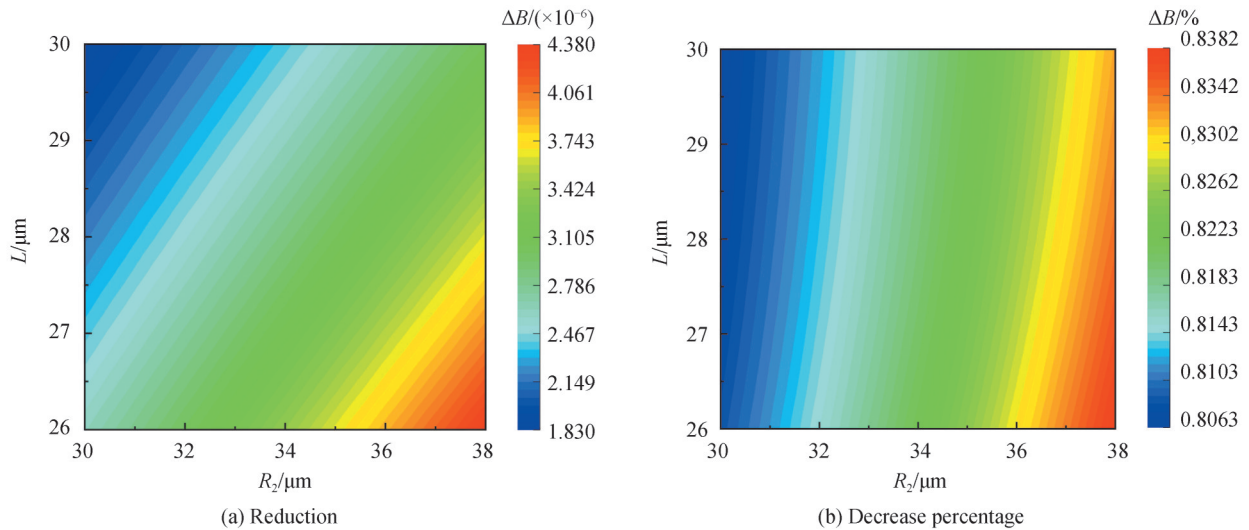


图3 相双折射的差值随应力区 $\Phi_2$ 和 $L$ 的变化

Fig. 3 Difference of phase birefringence as a function of  $\Phi_2$  and  $L$  in SAP

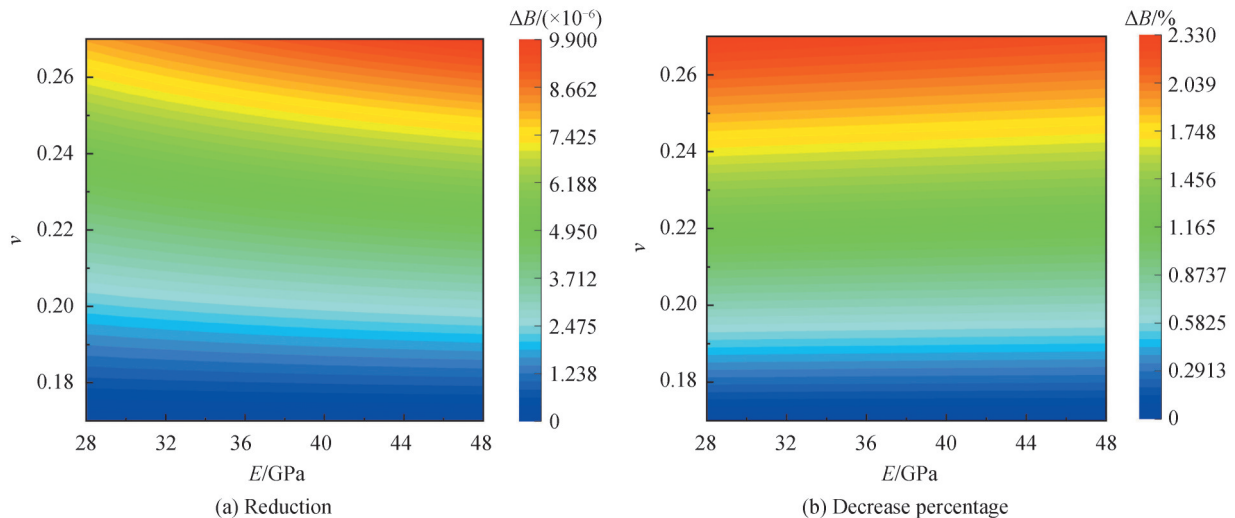


图4 相双折射的差值随应力区玻璃 $E$ 、 $\nu$ 的变化

Fig. 4 Difference of phase birefringence as a function of  $E$  and  $\nu$  in SAP

上述结果表明拉丝过程牵引张力对应力型保偏光纤双折射的影响程度取决于应力区的玻璃性能、应力区几何尺寸及分布。虽然在常规0~1 N的牵引张力范围内,机械应力对熊猫光纤双折射的影响较小,但在拉丝过程中调整牵引张力时仍须考虑其对保偏光纤双折射的影响。

## 2 热处理对光纤双折射的影响

### 2.1 实验方法

使用白光干涉法测量不同温度下保偏光纤双折射<sup>[22]</sup>。图5为白光干涉法实验装置示意图,采用中心波长为1 550 nm的超辐射发光二极管光源,待测光纤部分放入管式炉中加热。光源出射光经透镜准直后,通过起偏器和半波片。调整起偏器和半波片方向,使线偏光经过透镜耦合进待测保偏光纤后与光纤快慢轴呈一定的夹角,由此在光纤快慢轴上激励起两个正交偏振模。再经过待测保偏光纤后,两正交出射偏振光有不同的相位。通过透镜准直,过检偏器,两正交偏振光发生干涉。再耦合进单模光纤,最后用光谱仪OSA记录干涉条纹。

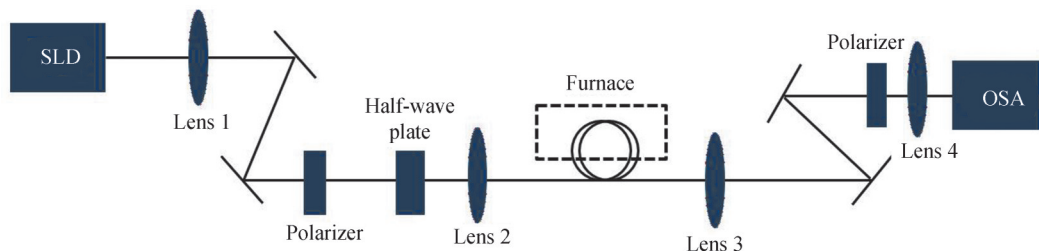


图5 白光干涉法实验装置

Fig. 5 Experimental setup for white light interferometry

光谱仪上探测的激光功率随波长呈周期性振荡,但振荡周期并不是常数,并且双折射值会随着波长逐渐改变。这里假设两个不同波长 $\lambda_a$ 和 $\lambda_b$ 之间间隔较短,光传输的双折射值相等,则未加热光纤时干涉条纹在两个不同波长 $\lambda_a$ 和 $\lambda_b$ 之间的相位差为<sup>[22]</sup>

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi\Delta\lambda}{\bar{\lambda}^2} BL \quad (4)$$

式中, $\bar{\lambda}$ 为 $\lambda_a$ 和 $\lambda_b$ 之间的中心波长, $\Delta\lambda$ 为 $\lambda_a$ 和 $\lambda_b$ 之间的间隔,即 $\lambda_a - \lambda_b$ , $B$ 为双折射值, $L$ 为光纤长度。

加热保偏光纤后,相当于两根有不同双折射的保偏光纤串联,则式(5)表示为

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi\Delta\lambda}{\bar{\lambda}^2} (B_1L_1 + B_2L_2) \quad (5)$$

式中, $L_1$ 、 $L_2$ 分别为光纤未加热部分和加热部分长度, $B_1$ 、 $B_2$ 分别为光纤未加热部分和加热部分的双折射。

根据式(6)和测得的干涉条纹,可先求出光纤常温下未加热时的双折射 $B_1$ (此时相当于 $B_1 = B_2$ ),再求出升温后的双折射 $B_2$ 。

实验中待测光纤长度均在3.6 m左右。光纤多次绕回穿过管式炉炉膛,炉内共三段。炉膛长度为0.2 m,光纤加热部分长度共0.6 m。光纤的炉内加热部分剥除涂覆层。图6为原始康宁熊猫光纤在常温20 °C和50 °C下测得的干涉条纹,升温后条纹发生偏移,条纹间距减小。将 $\lambda_a$ 和 $\lambda_b$ 取为1 550 nm左右的某两个峰谷

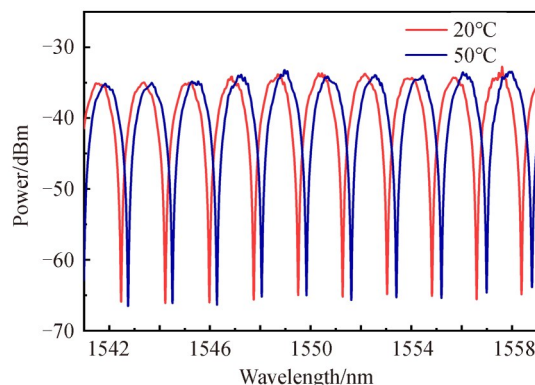


图6 光谱仪测得的干涉条纹

Fig. 6 Interference fringe measured by OSA

波长,则 $\Delta\varphi$ 为 $2\pi$ 的整数倍。常温下,康宁熊猫光纤的测得干涉条纹周期约为1.77 nm,由式(5)计算得到双折射约为 $3.77\times 10^{-4}$ ;由46所熊猫光纤测得的干涉条纹周期约为1.06 nm,由式(5)计算得到双折射约为 $6.24\times 10^{-4}$ 。

## 2.2 玻璃结构弛豫对双折射的影响

熊猫型保偏光纤应力区使用的是掺硼石英玻璃。在高温下掺硼石英玻璃会发生结构弛豫而导致体积反常收缩,在玻璃的热膨胀曲线中我们可以看到这种体积变化,如图7。图7是两种热处理后掺硼石英玻璃样品的热膨胀曲线,测试样品分别经过550 °C退火(0.33 °C/min缓慢冷却)和550 °C急冷(空气中冷却)。

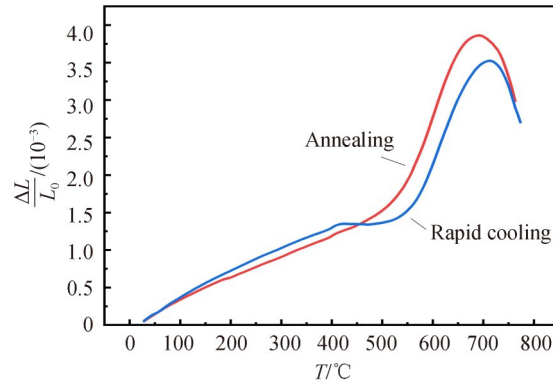


图7 应力区掺硼石英玻璃的热膨胀曲线

Fig. 7 Thermal expansion curve of SAP glass (boron-doped silica)

可以发现,该玻璃的玻璃转变温度在560 °C左右,软化点在700 °C左右,(玻璃转变温度和软化点温度与硼的掺杂含量有关)。不同的热历史对热膨胀曲线有明显影响,急冷玻璃在420 °C开始可以观察到反常收缩,热膨胀曲线出现一个平台,这意味着急冷的掺硼石英玻璃于420 °C开始结构弛豫。

这种弛豫可以用玻璃网络空位缺陷来解释<sup>[23]</sup>。若将玻璃自软化温度附近急冷至室温,就可以在室温下保存软化温度附近下的空位浓度。对于急冷玻璃,由于保存了较多的过剩空位,当玻璃加热到转化温度点下的某适当温度(即活化温度),空位开始扩散,空位数减少并逐渐趋于这一温度的平衡值,所以出现了体积收缩或者膨胀率减小。随着温度上升,空位减少的速率亦随着增加。当加热到转变温度以上时,空位浓度很快达到这一温度下的平衡值。继续升高温度,空位浓度又随温度升高而增大,表现为玻璃的膨胀率增大,体积快速膨胀。

这种应力区玻璃结构弛豫导致的体积变化会带来熊猫光纤应力分布的改变,进而导致双折射的改变。图8是不同温度下保温时康宁熊猫光纤(CorningPM)的双折射随时间变化曲线。三根康宁熊猫光纤(CorningPM)以10 °C/min的速率分别升温至500 °C、600 °C、700 °C后持续保温。可以看到不同温度下保温双折射随时间呈现不同的变化规律。这是因为玻璃结构弛豫的速率,即玻璃网络空位缺陷的扩散速率与温

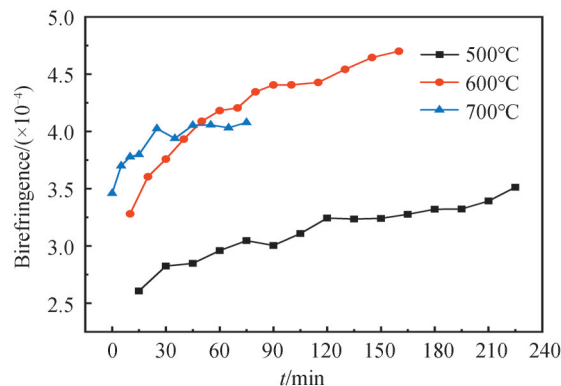


图8 不同温度下保温时康宁熊猫光纤(CorningPM)双折射随时间的变化

Fig. 8 Birefringence of CorningPM varying with time during heat preservation at different temperatures

度有关,温度越高,扩散速率越快。500℃下,空位扩散速率较慢,保温时双折射增大速率也很慢,近4h后双折射仍未稳定,说明弛豫仍未结束。600℃下,空位扩散速率高于500℃时,保温时双折射随时间的变化速率也明显高于500℃下保温的速率。但随着弛豫的进行,空位浓度接近600℃时的平衡浓度,扩散速率逐渐减小,双折射变化速率也逐渐减小。600℃下保温刚开始时的双折射也远大于500℃下保温刚开始时的双折射,即在500℃到600℃这10min的升温时间里,空位缺陷快速扩散,双折射快速增大。700℃下,空位扩散速率极快,空位浓度很快就达到了平衡浓度,保温1h内双折射就趋于稳定。且可以看到700℃下双折射的最终稳定值要小于600℃保温的双折射。这是由于700℃的空位平衡浓度高于600℃,与保存的软化点温度下的空位平衡浓度相差更小,空位浓度变化更小,因此,该温度下弛豫引起的体积变化也较小。

### 2.3 重复升温对保偏光纤双折射的影响

采用康宁熊猫光纤(CorningPM)进行了升温过程中光纤双折射的实验测量,对同一根光纤连续进行三次重复升温过程双折射的测量,到达终止温度800℃后随炉自然冷却。升温速率为10℃/min。为减少保温时间对双折射的影响,每个测量温度点下统一保温10min后记录干涉条纹。图9(a)是CorningPM光纤加热部分的双折射随温度变化曲线。另外也对46所熊猫光纤(46-PM1550)光纤进行了测试作为对照,结果如图9(b)。图9结果表明,这两款保偏光纤的双折射随温度变化呈现相同变化趋势。

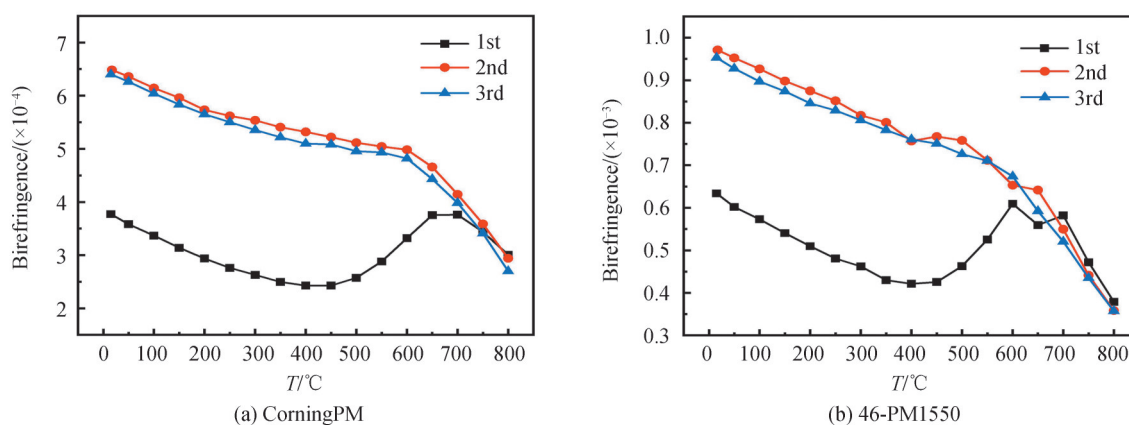


图9 重复升温过程中保偏光纤双折射随温度的变化

Fig. 9 Birefringence of polarization-maintaining fiber varying with temperature during repeated heating

第一次加热过程中,光纤双折射随温度升高先呈线性下降,加热至450℃后,双折射随温度升高不再线性地减小,而是反常增大。加热至700℃后,双折射又开始随温度升高而急剧减小。

图9中第二次和第三次升温测试结果表明,第一次升温结束光纤随炉冷却后,光纤的炉内加热部分相当于进行了退火处理,其在常温下的双折射明显升高。第二、第三次升温过程中450℃~700℃间双折射的反常增大现象消失,总体表现为随温度上升双折射下降。但在650℃后双折射减小幅度加剧。这是因为温度达到应力区玻璃转变温度之上,其瞬时膨胀系数增大,体积变化加快。值得注意的是700℃后三次升温曲线基本重合。图9结果表明光纤经历一次退火过程消除玻璃结构弛豫后,双折射的温度特性趋于稳定。

图9中第一次升温测试中光纤双折射变化趋势与图7中掺硼玻璃体积随温度的变化趋势相对应。但双折射曲线在450℃之后的变化幅度很大,明显大于图7中玻璃热膨胀曲线,这与玻璃的热处理温度有关。光纤拉丝温度较高,而热膨胀测试玻璃的热处理温度较低,急冷所保存的玻璃网络空位浓度也较低,结构弛豫时的体积变化也较小。

进一步测试了不同升温终止温度的重复升温过程中康宁熊猫光纤(CorningPM)的双折射随温度变化曲线,结果如图10。对同一根光纤连续测试四次,四次升温过程的终止温度依次为300℃、500℃、700℃、700℃,升温速率为10℃/min,每个测量温度点下保温10min左右后记录干涉条纹。第一条曲线基本与第二条前部分重合,说明300℃下光纤双折射变化全部由热膨胀导致的应力变化引起。而在第二次升温测试中光纤双折射就有反常升高现象。第三次升温测试中双折射反常升高现象更加明显。第二次和第三次升温测试后都会使光纤常温下的双折射升高。第四次升温测试中不再有双折射反常增大趋势,玻璃结构弛豫已



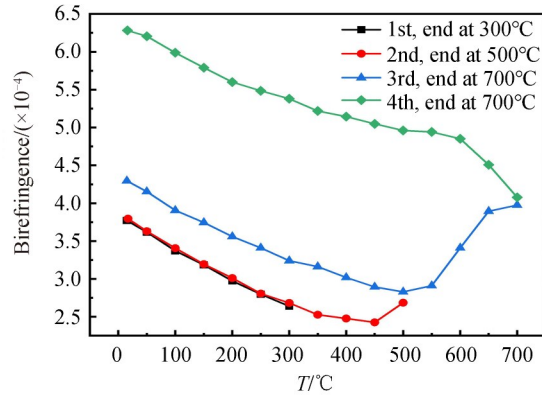


图 10 不同终止温度的重复升温过程中康宁熊猫光纤(CorningPM)双折射随温度的变化

Fig. 10 Birefringence of CorningPM varying with temperature during repeated heating with different termination temperatures

经被完全消除。

需要指出的是,测量时的升温过程和保温过程都相当于对光纤进行了短时热处理。图 10 中几次升温过程后双折射的变化量不仅受升温过程的终止温度影响,也取决于加热时间。实验中终止温度越高,加热时间越长。玻璃的结构弛豫与温度与时间密切相关,因此,升温过程中观测到的保偏光纤双折射异常增加的现象是加热温度和时间对玻璃结构弛豫影响的综合体现。

应力型保偏光纤的这种双折射随温度的关系很早就有报道,但没有详细解释<sup>[13, 24, 25]</sup>。南安普顿大学的 OURMAZD A 等<sup>[13]</sup>认为这是应力区玻璃的体积变化引发,应力区玻璃体积的反常收缩导致了光纤中应力的增大,进而导致双折射的反常升高,但没有进一步解释体积变化。

#### 2.4 退火对于光纤双折射影响的理论分析

JUST F 等<sup>[14]</sup>曾比较光纤 1 100 °C 退火前后的轴向应力和应力双折射,认为退火去除了机械应力,使光纤的双折射增大。但图 2 仿真结果表明机械应力对双折射的影响较小,因此,认为退火后光纤双折射增大的主要原因是应力区玻璃的结构弛豫。从图 9 和图 10 可知,光纤在低于应力区玻璃软化点的温度下退火,机械应力未被消除,但双折射仍显著增大。从以上实验可以看出,通过设计合适的退火温度和退火时间,可以调控退火后光纤的双折射。退火后光纤的双折射可以通过对弛豫的分析来计算得到。

将退火后应力区玻璃结构弛豫产生的形变看作单独的热形变,这部分热形变与时间相关,是玻璃网络空位平衡浓度变化和空位扩散引起的体积变化,与只跟温度相关的热膨胀或者热收缩分开考虑。形变量可以通过玻璃中网络空位浓度的变化计算得到。在活化温度以下时,随着温度的继续降低,空位浓度的减少变得非常缓慢,近似为准稳态过程,则退火后应力区玻璃的玻璃网络空位浓度为活化温度下的平衡浓度。退火使应力区玻璃的玻璃网络空位浓度从软化点处的平衡浓度减小为活化温度下的平衡浓度。

玻璃体中网络空位浓度遵循 Boltzmann 公式<sup>[23]</sup>

$$[V] = \exp(-E/RT) \quad (6)$$

式中, $E$ 为空位形成能, $T$ 为玻璃假想温度。则退火后与退火前体积比为

$$\frac{V_{af}}{V_{be}} = \frac{1/(1-[V]_{T_0})}{1/(1-[V]_{T_s})} = \frac{1 - \exp(-E/RT_s)}{1 - \exp(-E/RT_0)} \quad (7)$$

式中, $V_{be}$ 为退火前玻璃体积, $V_{af}$ 为退火后玻璃体积, $T_s$ 为软化温度, $T_0$ 为活化温度。

应变 $\epsilon$ 与体积变化有如下关系

$$\frac{V_{af}}{V_{be}} = (1 + \epsilon)^3 \quad (8)$$

则退火导致的额外应变为

$$\epsilon_{\text{annealing}} = \left( \frac{V_{af}}{V_{be}} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 = \left[ \frac{1 - \exp(-E/RT_s)}{1 - \exp(-E/RT_0)} \right]^{\frac{1}{3}} - 1 \quad (9)$$

此时应变为负值,代表收缩。

可以从热膨胀曲线推算玻璃网络的空位形成能<sup>[26]</sup>。从图7结果可以推得掺硼石英玻璃的空位形成能约为46.9 kJ/mol,活化温度约420 ℃。硼硅酸盐软化温度约820 ℃。

将该应变以外部应变的方式加入仿真模型中,即可得到退火后光纤的应力分布并进而求得双折射。双折射计算结果如表3。计算得到室温下康宁熊猫光纤的双折射为 $6.91 \times 10^{-4}$ ,46所熊猫光纤的双折射为 $9.46 \times 10^{-4}$ ,计算中将牵引张力设为0.5 N,与测量值相近。这一计算结果证实了退火后光纤双折射增大的主要原因是应力区玻璃的结构弛豫。

表3 保偏光纤退火前后的双折射( $\lambda=1550$  nm)  
Table 3 Birefringence of PMFs before and after annealing ( $\lambda=1550$  nm)

|           | Before annealing       |                                  | After annealing        |                                  |
|-----------|------------------------|----------------------------------|------------------------|----------------------------------|
|           | Measured birefringence | Phase birefringence ( $F=0.5$ N) | Measured birefringence | Phase birefringence ( $F=0.5$ N) |
| CorningPM | $3.77 \times 10^{-4}$  | $3.65 \times 10^{-4}$            | $6.48 \times 10^{-4}$  | $6.91 \times 10^{-4}$            |
| 46-PM1550 | $6.33 \times 10^{-4}$  | $5.92 \times 10^{-4}$            | $9.71 \times 10^{-4}$  | $9.46 \times 10^{-4}$            |

### 3 结论

本文研究了牵引张力和热处理对熊猫型保偏光纤双折射的影响。得出以下主要结果:1)熊猫型保偏光纤中径向机械应力会对双折射产生影响,当牵引力在0~1 N范围内,机械应力的增大会使双折射减小,光纤双折射值与牵引张力呈线性关系。康宁PM15-U25A型熊猫光纤中牵引张力对双折射的影响约为1.6%/N,四十六所PM1550-125-7.0/245型熊猫光纤中牵引张力对双折射的影响约为3%/N。2)实验研究了热处理对熊猫型保偏光纤双折射的影响。达到活化温度后,应力区掺硼石英玻璃会发生由玻璃网络空位缺陷引起的结构弛豫,高温下保温时光纤双折射会逐渐升高,温度越高这一变化越快。不同的退火过程会使熊猫型保偏光纤在室温下的双折射有不同程度的升高。仿真计算结果表明,退火后光纤双折射的变化主要取决于应力区玻璃的结构弛豫。研究结果为熊猫型保偏光纤的设计、制备和双折射调控提供了理论依据。

#### 参考文献

- [1] NODA J, OKAMOTO K, SASAKI Y. Polarization-maintaining fibers and their applications[J]. Journal of Lightwave Technology, 1986, 4(8): 1071-1089.
- [2] LEFEVRE H C. The fiber-optic gyroscope[M]. Second Edition, London: Artech House, 2014.
- [3] DYOTT R B, COZENS J R, MORRIS D G. Preservation of polarization in optical-fibre waveguides with elliptical cores[J]. Electronics Letters, 1979, 15(13): 380-382.
- [4] RAMASWAMY V, STOLEN R H, DIVINO M D, et al. Birefringence in elliptically clad borosilicate single-mode fibers[J]. Applied Optics, 1979, 18(24): 4080-4084.
- [5] SIMPSON J, STOLEN R, SEARS F, et al. A single-polarization fiber[J]. Journal of Lightwave Technology, 1983, 1(2): 370-374.
- [6] VARNHAM M P, PAYNE D N, BIRCH R D, et al. Single-polarization operation of highly birefringent bow-tie optical fibers[J]. Electronics Letters, 1983, 19(7): 246-247.
- [7] SASAKI Y, HOSAKA T, NODA J. Low-loss polarization-maintaining optical fiber with low crosstalk[J]. Electronics Letters, 1985, 21(4): 156-157.
- [8] SCHERER G W. Stress-induced index profile distortion in optical-waveguides[J]. Applied Optics, 1980, 19(12): 2000-2006.
- [9] BARLOW A J, PAYNE D N. The stress-optic effect in optical fibers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1983, 19(5): 834-839.
- [10] GUAN Rongfeng, ZHU Rongfeng, GAN Zhiyin, et al. Stress birefringence analysis of polarization maintaining optical fibers[J]. Optical Fiber Technology, 2005, 11(3): 240-254.
- [11] CORSI A, CHANG J H, WANG R H, et al. Highly elliptical core fiber with stress-induced birefringence for mode multiplexing[J]. Optics Letters, 2020, 45(10): 2822-2825.
- [12] KIIVERI P, KOPONEN J, HARRA J, et al. Stress-induced refractive index changes in laser fibers and preforms[J]. IEEE Photonics Journal, 2019, 11(6): 1-10.
- [13] OURMAZD A, VARNHAM M P, BIRCH R D, et al. Thermal-properties of highly birefringent optical fibers and preforms[J]. Applied Optics, 1983, 22(15): 2374-2379.

- [14] JUST F, SPITTEL R, BIERLICH J, et al. The influence of the fiber drawing process on intrinsic stress and the resulting birefringence optimization of PM fibers[J]. *Optical Materials*, 2015, 42: 345-350.
- [15] PAEK U C, KURKJIAN C R. Calculation of cooling rate and induced stresses in drawing of optical fibers[J]. *Journal of the American Ceramic Society*, 1975, 58(7-8): 330-335.
- [16] ZHENG Qiuju, MAURO J C. Viscosity of glass-forming systems[J]. *Journal of the American Ceramic Society*, 2017, 100(1): 6-25.
- [17] BACHMANN P K, HERMANN W, WEHR H, et al. Stress in optical waveguides. 2: Fibers [J]. *Applied Optics*, 1987, 26(7): 1175-1182.
- [18] RONGVED L, KURJIAN C R, GEYLING F T. Mechanical tempering of optical fibers[J]. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1980, 42(1-3): 579-584.
- [19] YAN Haozhe, LI Shangyuan, XIE Zhengyang, et al. Design of PANDA ring-core fiber with 10 polarization-maintaining modes[J]. *Photonics Research*, 2017, 5(1): 1-5.
- [20] SONG Jingming, SUN Kang, LI Shuai, et al. Phase sensitivity to temperature of the guiding mode in polarization-maintaining photonic crystal fiber[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(24): 7330-7334.
- [21] PRIMAK W, POST D. Photoelastic constants of vitreous silica and its elastic coefficient of refractive index [J]. *Journal of Applied Physics*, 1959, 30(5): 779-788.
- [22] JIANG Nuan, LI Zhizhong, YANG Huayong, et al. Birefringence analysis of polarization maintaining fiber and research on characteristic of all-fiber beat-length experimental systems[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(7): 0706003.  
姜暖, 李智忠, 杨华勇, 等. 保偏光纤双折射分析及全光纤拍长测试方法比对研究[J]. *光学学报*, 2012, 32(7): 0706003
- [23] LI Jiazhi, CHEN Xuexian, SHEN Liangen. Structural relaxation of glass [J]. *Journal of the Chinese Ceramic Society*, 1983, 3: 88-97.  
李家治, 陈学贤, 盛连根. 玻璃的结构弛豫[J]. *硅酸盐学报*, 1983, 3: 88-97.
- [24] RASHLEIGH S C, MARRONE M J. Temperature-dependence of stress birefringence in an elliptically clad fiber [J]. *Optics Letters*, 1983, 8(2): 127-129.
- [25] ABE I, DE OLIVEIRA V, KALINOWSKI H J. Measurements of the birefringence temperature dependence in polarization maintaining fibre optics using Bragg gratings[C]. *SPIE*, 2013, 8794: 2097-2104.
- [26] LI Jiazhi, LUO Jieyao, CHEN Huimin. Study on the internal friction of  $\text{Li}_2\text{O}-\text{K}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$  system glass-ceramics (1) before crystallization [J]. *Chinese Science Bulletin*, 1964, 15(4): 353-357.  
李家治, 骆傑耀, 陈惠民.  $\text{Li}_2\text{O}-\text{K}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ 系统微晶玻璃内耗的研究(一)晶化前[J]. *科学通报*, 1964, 15(4): 353-357.