

文章编号: 0253-2239(2008)02-0243-06

# 圆芯边孔光纤的应力区和双折射

卫 延 常德远 郑 凯 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

**摘要** 报道了圆芯边孔光纤(CSF)中应力分布和双折射的研究结果。用有限元法建立了求解圆芯边孔光纤横截面应力和双折射的计算模型,分析了圆芯边孔光纤横截面应力和应力双折射的分布形态,给出了详尽的物理解释。计算结果表明圆芯边孔光纤的横截面上出现应力分量的拉应力区和压应力区,应力区在纤芯附近对称分布,且不同应力区中应力双折射取向不同。应力分量和应力双折射在圆芯边孔光纤横截面上积分为零。圆芯边孔光纤的几何双折射随波长增加而增大,短波长处几何双折射为零,模式双折射等于应力双折射,随着波长增加,模式双折射逐渐偏离纤芯中心处应力双折射而靠近几何双折射,到长波长处模式双折射主要是几何双折射。对于不同材料组成和结构尺寸的圆芯边孔光纤,模式双折射的数值在  $10^{-5}$  量级,随波长增加模式双折射先减小后增加。

**关键词** 光纤光学; 圆芯边孔光纤; 有限元法; 模式双折射; 应力双折射

**中图分类号** TN25 **文献标识码** A

## Research on the Stress Zones and Birefringence of Circular-Core Side-Hole Fiber

Wei Yan Chang Deyuan Zheng Kai Jian Shuisheng

(Institute of Light-Wave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044)

**Abstract** The research results of stress distribution and birefringence of circular-core side-hole fiber (CSF) are reported. The finite element method is used to build a model, in which the stress distribution in cross-section of CSF and its birefringence is calculated. The distribution manner of stress and stress-induced birefringence on the cross-section are analyzed, at the same time, the clear explanation is given. Computed results show that tension-stress zones and compression-stress zones of stress components, which are symmetrically located near fiber core, appearing on the cross-section. It's also shown that stress-induced birefringence has different direction in different stress zones. The surface integral of stress components and stress-induced birefringence are equal to zero respectively. Geometrical birefringence of CSF will increase when the wavelength gets longer. At a shorter wavelength, such as 600 nm, Geometrical birefringence is equal to zero and mode birefringence is equal to stress-induced birefringence. When wavelength gets longer, mode birefringence will deviate from stress-induced birefringence at the center of fiber core and be close up to geometrical birefringence gradually. At a longer wavelength, such as 1550 nm, geometrical birefringence is the dominating component of mode birefringence. For CSFs with different materials and structural dimension, when wavelength gets longer, their mode birefringence will decrease little by little, and then increase gradually, with a value at level of  $10^{-5}$ .

**Key words** fiber optics; circular-core side-hole fiber (CSF); finite-element method; mode birefringence; stress induced birefringence

## 1 引 言

采用圆芯边孔光纤(CSF)制作的光纤光栅能有效克服光纤传感中的压力与温度交叉敏感问题,在光纤压力传感中具有广阔的应用前景。胡永明等<sup>[1]</sup>

研究了边孔光纤光栅的特性,研究结果表明边孔光纤的双折射可大于  $10^{-5}$ ,边孔光纤光栅对不同偏振态形成两个反射峰,两峰的中心波长随温度而变,但两峰的中心波长间隔受温度影响极小,而对光纤所

收稿日期: 2007-04-12; 收到修改稿日期: 2007-08-14

基金项目: 国家 863 计划(2004AA31G200)资助课题。

作者简介: 卫 延(1981—),男,河南济源人,博士研究生,主要从事光纤通信技术方面的研究。

E-mail: weiyantonglin@126.com

导师简介: 简水生(1929—),男,江西萍乡人,院士,博士生导师,主要从事全光网通信和新型特种光纤等方面的研究。

E-mail: ssjian@bjtu.edu.cn

受应力较为敏感,其研制的圆芯边孔光纤在波长 1500 nm 附近双峰间距的温度敏感系数为 0.41 pm/°C,双峰间距的压力敏感系数为 5.6 pm/Mpa;孙崇锋<sup>[2]</sup>研制的圆芯边孔光纤温度灵敏度系数仅为 0.054 pm/°C。圆芯边孔光纤的固有双折射是衡量其性能的重要参量,本文将固有双折射理解为模式双折射( $B_m$ )。 $B_m$  包括残余热应力致双折射( $B_s$ ) (下文简称应力双折射)以及横截面几何形状不对称致双折射( $B_g$ ) (下文简称几何双折射)。 $B_s$  描述光纤横截面上沿  $x$ 、 $y$  方向不同的应力分布通过弹光效应产生的折射率差,在光纤横截面的每个点  $B_s$  都有不同的数值,可以理解为应力引起的材料双折射,只跟材料性质(热膨胀系数、弹性模量和泊松比)有关和温差有关,一般在计算和讨论  $B_s$  时并不引入光传输的概念;而  $B_g$  是由于波导结构的非圆对称性,使得两个线偏振基模的传播常量不等所引起<sup>[3]</sup>,在不同的波长处,两个线偏振基模将有不同的传播常量,因此圆芯边孔光纤的  $B_s$  不随光波长变化, $B_g$  随波长变化。李智忠等<sup>[4]</sup>采用有限元法(FEM)分析了圆芯边孔光纤的应力双折射( $B_s$ ),并指出了结构参量对  $B_s$  的影响,为设计制造圆芯边孔光纤提供了有益参考。目前对于圆芯边孔光纤双折射的研究只有数值和试验结果,尚缺乏清晰的物理解释。本文采用有限元法分析了圆芯边孔光纤横截面的应力区和  $B_s$  的分布形态,给出了详尽的物理解释;用全矢量有限元法分析了圆芯边孔光纤的模式双折射,指出了模式双折射与光波长、应力双折射和几何双折射之间的相互关系。

## 2 有限元法计算方法

圆芯边孔光纤的结构如图 1(a)所示,纤芯左右两个对称大空气边孔的引入使圆芯边孔光纤具有特殊的双折射性质。

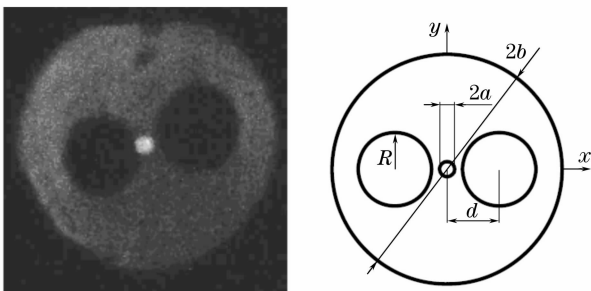


图 1 圆芯边孔光纤(a)横截面图, (b) 计算示意图  
Fig. 1 (a) Cross-section, (b) sketch map of circular-core side-hole fiber in calculation

### 2.1 光纤热应力分析有限元法

圆芯边孔光纤纤芯热膨胀系数大于包层,拉丝过程中温度降低导致成品圆芯边孔光纤中出现热应力。建立图 1(b)所示坐标系,圆芯边孔光纤沿纵向( $z$  方向)的尺寸远大于横向( $x$ 、 $y$  方向)尺寸,可以认为横向应力和位移沿  $z$  方向无变化,从而简化为一个广义平面应变问题<sup>[5]</sup>。平面应变问题的应力-应变关系(物理方程)为

$$\mathbf{T} = \mathbf{c}(\mathbf{S} - \mathbf{S}_0), \quad (1)$$

式中  $\mathbf{S}_0 = [(1+\nu)\alpha\Delta T, (1+\nu)\alpha\Delta T, 0]^T$  为初始应变,由温度变化  $\Delta T$  引起, $\alpha$  为热膨胀系数, $\nu$  为泊松比; $\mathbf{T}$  为应力矢量, $\mathbf{S}$  为应变矢量, $\mathbf{c}$  为弹性矩阵。以  $\mathbf{u} = [u_x, u_y]$  表示节点沿  $x$ 、 $y$  方向的位移分量,应变-位移关系(几何方程)为  $\mathbf{S} = \nabla_s \mathbf{u}$ 。用  $\Omega$  表示光纤横截面,平面应变问题的泛函可以用  $z$  方向单位长度的应变能表示为

$$F = \iint_{\Omega} \mathbf{S}^* \cdot \mathbf{T} dx dy = \iint_{\Omega} (\nabla_s \mathbf{u})^* \cdot [\mathbf{c}](\nabla_s \mathbf{u} - \mathbf{S}_0) dx dy.$$

将光纤截面划分为众多线性三角型单元,每个单元中位移用单元节点位移的线性插值表示: $\mathbf{u} = [N]^T \mathbf{u}^e$ ,  $\mathbf{u}^e$  为节点位移矢量, $[N]$  为形函数矢量。假设初始应变在每个单元内为常值,根据变分原理得到如下的线性方程:

$$\mathbf{K} \mathbf{u} = \{f_T\}, \quad (2)$$

式中

$$\mathbf{K} = \sum_e \iint_e \mathbf{B} \mathbf{c} \mathbf{B}^T dx dy$$

为总刚度矩阵,

$$\{f_T\} = \sum_e \iint_e \mathbf{B} \mathbf{c} \mathbf{S}_0 dx dy,$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \{N_x\} & 0 & \{N_y\} \\ 0 & \{N_y\} & \{N_x\} \end{bmatrix}.$$

根据线性方程组(2)不能直接求出节点位移,因为在  $x-y$  平面内圆芯边孔光纤没有被加上位移约束条件,圆芯边孔光纤可以任意平移和转动,导致  $\mathbf{K}$  是奇异矩阵。解决此问题需要给圆芯边孔光纤加上限制 3 个有效自由度的约束,这可通过在节点上强加狄利克雷(Dirichlet)边界条件实现。求出单元上各节点的位移后,根据(1)式,单元内的应力由下式给出:

$$\mathbf{T} = \mathbf{c} \mathbf{B} \mathbf{u}^e - \mathbf{S}_0, \quad (3)$$

假设无应力作用时光纤折射率沿坐标轴分别为  $n_{x0}$ 、 $n_{y0}$ 、 $n_{z0}$ ，根据弹光效应，圆芯边孔光纤中折射率和应力双折射为

$$\begin{bmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_{x0} \\ n_{y0} \\ n_{z0} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} C_1 & C_2 & C_2 \\ C_2 & C_1 & C_2 \\ C_2 & C_2 & C_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$B_s = n_x - n_y = (C_2 - C_1)(\sigma_y - \sigma_x), \quad (5)$$

其中  $C_1, C_2$  为弹光系数,  $\sigma_x, \sigma_y$  为正应力在  $x, y$  方向的分量, 圆芯边孔光纤在所研究的范围内是线弹性体, 应力分量  $\sigma_i$  满足线性叠加原理<sup>[6]</sup>, 容易推导  $\sigma_i$  满足:  $\sigma_i \propto E\Delta T\Delta\alpha/(1-\nu)$ ,  $\Delta\alpha$  为纤芯和包层的热膨胀系数差,  $E$  为弹性模量,  $\nu$  为泊松比。(5) 式将圆芯边孔光纤中各点应力的主方向默认为  $x, y, z$  方向, 将引入未知的误差。对于材料性质和结构形状关于  $x, y$  轴对称的圆芯边孔光纤截面, 仅可以确定的是在

$x, y$  轴上各点应力主方向与  $x, y, z$  方向一致。下文的计算表明在纤芯附近各点应力主方向与  $x, y, z$  轴方向近似平行, 同时圆芯边孔光纤的基模模式场主要分布在纤芯附近区域, 所以用(5)式计算圆芯边孔光纤折射率不会带来太大的误差。

## 2.2 计算模式双折射的有限元法

计算圆芯边孔光纤的模式双折射需要求解矢量波动方程得到两个偏振基模的有效折射率差。按照(4)式, 圆芯边孔光纤的介电常量张量转化为三阶

$$\text{对角矩阵, 即 } \epsilon = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix}, \text{ 其中 } \epsilon_0 \text{ 为真空}$$

中的介电常数, 这为求解圆芯边孔光纤模式场带来方便。仅含有横向磁场分量  $H_x, H_y$  的矢量波动方程为

$$\begin{cases} \partial_y \left[ \frac{1}{n_z^2} (\partial_x H_y - \partial_y H_x) \right] - \frac{1}{n_y^2} \partial_x (\partial_x H_x + \partial_y H_y) + k_0^2 n_{\text{eff}}^2 \frac{H_x}{n_y} = k_0^2 H_x, \\ -\partial_x \left[ \frac{1}{n_z^2} (\partial_x H_y - \partial_y H_x) \right] - \frac{1}{n_x^2} \partial_x (\partial_x H_x + \partial_y H_y) + k_0^2 n_{\text{eff}}^2 \frac{H_y}{n_x} = k_0^2 H_y, \end{cases} \quad (6)$$

其中  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为自由空间的波长,  $n_{\text{eff}}$  为待求模式的有效折射率。根据伽辽金法可得(6)式对应的泛函, 按照有限元法步骤<sup>[7]</sup>, 最终能计算出两个线偏振基模的有效折射率, 得出模式双折射

$$B_m = n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x, \quad (7)$$

若不考虑应力影响, 根据此有限元法和(7)式将得出圆芯边孔光纤的几何双折射。

约束条件(狄利克雷边界条件)即可: 在边 OA 上的所有节点,  $u_y = 0$ ; 在边 OB 上的所有节点,  $u_x = 0$ 。光纤外边界和空气孔边缘为自由边界。几何参量:  $a = 4 \mu\text{m}, b = 62.5 \mu\text{m}, d = 26 \mu\text{m}, R = 20 \mu\text{m}$ , 材料参量<sup>[8]</sup>: 弹性模量  $E = 7830 \text{ kg/mm}^2$ , 泊松比  $\nu = 0.186$ , 包层为纯  $\text{SiO}_2$ , 热膨胀系数  $\alpha_2 = 5.4 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ , 弹光系数  $C_1 = 7.421 \times 10^{-6} \text{ mm}^2/\text{kg}, C_2 = 4.014 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg}$ 。温差  $\Delta T = -1000^\circ\text{C}$ 。圆芯边孔光纤纤芯由  $\text{SiO}_2$  掺杂  $\text{GeO}_2$  制作, 掺  $\text{GeO}_2$  摩尔分数  $m = 3.4\%$ , 纤芯热膨胀系数  $\alpha_1 = \alpha_2 + 7.6 \times 10^{-6} \text{ m}/^\circ\text{C}$ 。用有限元法算得圆芯边孔光纤主应力  $\sigma_1, \sigma_2$  和  $\sigma_3$  ( $\sigma_3$  即  $\sigma_z$ ), 在远离纤芯的包层中, 第

## 3 圆芯边孔光纤应力分析

圆芯边孔光纤横截面关于  $x, y$  轴对称, 位移、应变和应力的分布也关于  $x, y$  轴对称, 可取其横截面的 1/4 进行计算, 如图 2(a) 所示, 只要加上位移

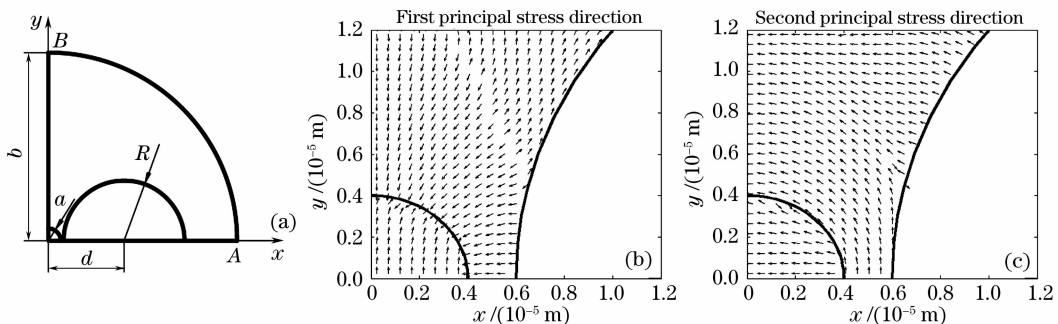


图 2 (a) 取圆芯边孔光纤截面 1/4 进行计算, (b)  $\sigma_1$  的主方向, (c)  $\sigma_2$  的主方向

Fig. 2 (a) Quarter of CSF cross-section, (b) principal direction of  $\sigma_1$ , (c) principal direction of  $\sigma_2$

一主应力  $\sigma_1$  的方向沿着圆芯边孔光纤的径向,第二主应力  $\sigma_2$  的方向与径向垂直;在纤芯附近,  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  的主方向如图 2 (b)、图 2(c) 所示。在纤芯及包层中靠近纤芯的大部分区域,  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  的方向平行或近似平行于坐标轴,可见(5)式中将圆芯边孔光纤中各点应力的主方向默认为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向是可行的。

$\alpha_1 > \alpha_2$ , 温度降低时纤芯的收缩受到包层约束,在纤芯和包层交界面上,存在径向拉应力  $\sigma_r$ 。如果在交界面上各点  $\sigma_r$  大小相等,则纤芯中产生各向同性的均匀拉应力,不会出现双折射。但纤芯边缘在  $x$  轴方向距离自由边界较近,在  $y$  轴方向距离自由边界较远,所以纤芯在  $x$  轴方向感受到相比于  $y$  轴方向较弱的约束,因此在纤芯包层交接面上的  $\sigma_r$  分布并不均匀,靠近交接面与  $y$  轴的交点处  $\sigma_r$  较大,

靠近交接面与  $x$  轴的交点处  $\sigma_r$  较小。这直接使得纤芯中各点  $\sigma_y > \sigma_x$ , 出现应力双折射  $B_s$ 。整体上看圆芯边孔光纤不受外力作用,截面上每一点都应处于静力平衡状态,那么

$$\iint_{\Omega} \sigma_x dx dy = \iint_{\Omega} \sigma_y dx dy = 0, \quad (8)$$

所以圆芯边孔光纤横截面上会出现应力分量的拉应力区(应力取正值)和压应力区(应力取负值),应力区主要分布在纤芯附近,如图 3(a)、图 3(b) 所示。径向拉应力  $\sigma_r$  使得纤芯中  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  都取正值,纤芯是  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  的拉应力区。 $\sigma_r$  同时使得包层中靠近纤芯处出现关于坐标轴对称分布的拉、压应力区,其中在靠近  $x$  轴处出现  $\sigma_x$  的拉应力区和  $\sigma_y$  的压应力区,在靠近  $y$  轴处出现  $\sigma_x$  的压应力区和  $\sigma_y$  的拉应力区。

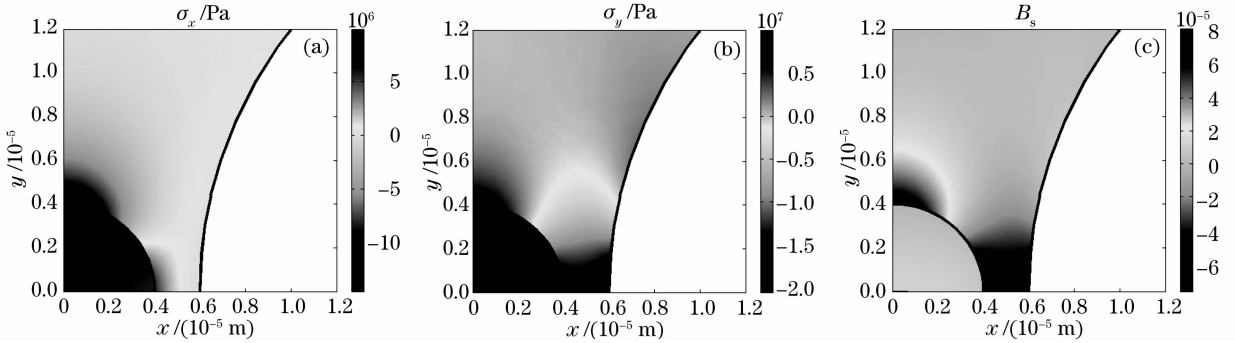


图 3 (a) 纤芯附近  $\sigma_x$  的分布, (b) 纤芯附近  $\sigma_y$  的分布, (c) 纤芯附近  $B_s$  的分布

Fig. 3 (a) Distribution of  $\sigma_x$  near core, (b) distribution of  $\sigma_y$  near core, (c) distribution of  $B_s$  near core

圆芯边孔光纤横截面应力非均匀分布导致包层和纤芯双折射取向的不一致性。 $\sigma_r$  沿着纤芯包层交接面的非均匀分布使得纤芯中每一点  $\sigma_y > \sigma_x$ , 这也可从图 2(b)、图 2(c) 所示的应力主方向图中看出,纤芯中第一主应力  $\sigma_1$  方向平行于  $y$  轴,第二主应力  $\sigma_2$  方向平行于  $x$  轴。此时根据(5)式可知  $B_s$  取正值,即  $x$  轴为快轴方向。在包层中靠近纤芯和  $y$  轴

交点区域  $\sigma_y$  取正值,  $\sigma_x$  取负值,该区域中  $B_s$  取更大正值,与纤芯的双折射取向相同;在包层中靠近纤芯和  $x$  轴交点区域  $\sigma_y$  取负值,  $\sigma_x$  取正值,该区域中  $B_s$  取大的负值,与纤芯双折射取向相反,如图 3(c) 所示。根据(5)式和(8)式可得

$$\iint_{\Omega} B_s dx dy = 0, \quad (9)$$

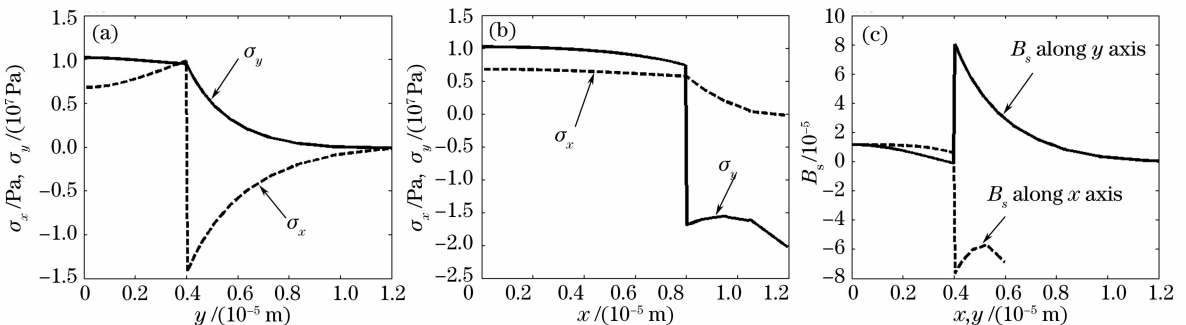


图 4 (a)  $\sigma_x$  和  $\sigma_y$  沿  $y$  轴分布, (b)  $\sigma_x$  和  $\sigma_y$  沿  $x$  轴分布, (c)  $B_s$  沿  $x$  和  $y$  轴的分布

Fig. 4 (a) Distribution of  $\sigma_x$  and  $\sigma_y$  along  $y$  axis, (b) distribution of  $\sigma_x$  and  $\sigma_y$  along  $x$  axis,

(c) distribution of  $B_s$  along  $x$  and  $y$  axis

即应力双折射沿着圆芯边孔光纤横截面的积分为零，可见在横截面上不同区域  $B_s$  取向不一致是必然的。

图 4 所示为  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  和  $B_s$  沿着  $x$ 、 $y$  轴的分布。 $\sigma_y$  沿着  $y$  轴连续， $\sigma_x$  沿着  $x$  轴连续； $\sigma_x$  沿着  $y$  轴， $\sigma_y$  沿着  $x$  轴在纤芯边缘处有突变。在纤芯中，最大  $B_s$  出现在纤芯中心， $B_s(0,0) = 1.168 \times 10^{-5}$ 。圆芯边孔光纤横截面上， $B_s$  正极大值出现在纤芯边界与  $y$  轴交点处，负极大值出现在纤芯边界与  $x$  轴交点处，数值都比纤芯处高将近一个数量级。对于单模保偏光纤，许多文献[4,6]将  $B_s(0,0)$  近似为整个光纤的应力双折射。这种近似是很粗略的，因为光不完全被限制在纤芯传输，并且纤芯中  $B_s$  分布并不均匀。这里定义另外一个量来描述应力双折射  $B_s$  对模式双折射  $B_m$  的贡献，称之为有效应力双折射  $B_{\text{eff}}$ ：

$$B_{\text{eff}} = \frac{\iint_{\Omega} \Phi^2 B_s dx dy}{\iint_{\Omega} \Phi^2 dx dy}, \quad (10)$$

式中  $\Phi$  为模式电场  $E_x$  或  $E_y$ 。于是圆芯边孔光纤的模式双折射、有效应力双折射和几何双折射有简单关系： $B_m = B_g + B_{\text{eff}}$ 。与  $B_s$  不同， $B_{\text{eff}}$  与圆芯边孔光纤的模式场分布直接相关，另外  $B_{\text{eff}}$  描述的是整个圆芯边孔光纤的应力双折射，与光波长有关，而  $B_s$  描述的是圆芯边孔光纤横截面上局部某一点的应力双折射，与光波长无关。

## 4 圆芯边孔光纤的模式双折射

纤芯掺  $\text{GeO}_2$  的圆芯边孔光纤，其包层和纤芯的折射率通过塞耳迈耶尔 (Sellmeier) 公式确定<sup>[9]</sup>。若不考虑热应力影响，圆芯边孔光纤的波导结构非圆对称性产生的双折射为几何双折射  $B_g$ ，根据第 2 节介绍的有限元法求得两个偏振基模的有效折射率  $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$  和  $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ ，那么  $B_g = n_{\text{eff}}^{\text{TE}} - n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 。波长 1550 nm 处圆芯边孔光纤横截面基模模式电场矢量图和等高线图如图 5(a)、图 5(b) 所示。由于边孔的存在，两个线偏振基模的模式电场  $E_x$ 、 $E_y$  被压缩成形状相同的沿  $y$  轴方向扁长的近似椭圆形， $B_g = 1.8 \times 10^{-5}$ ，与  $B_s(0,0)$  有相同的取向，因为圆芯边孔光纤截面在  $y$  轴方向没有空气孔，其平均折射率比  $x$  轴方向高。在短波长 600 nm 处， $E_x$ 、 $E_y$  仍具有相同的现状，图 5(c) 所示为在 600 nm 处  $E_x$  的分布，此时模式场呈圆形，集中于纤芯内部，即“感受”不到边孔的存在， $B_g = 0$ 。从图 6(a) 中可知， $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$  和  $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$  在短波长处与纤芯折射率  $n_{\text{core}}$  接近，随着波长增加，它们逐渐接近包层折射率  $n_{\text{clad}}$ ，相应地模式场逐渐向包层中扩张，受到边孔的束缚后 (本例中 1000 nm 以后) 被压缩为椭圆形。几何双折射  $B_g$  随着模式场的压缩而产生，并随着波长变长而增加，如图 6(b) 所示。

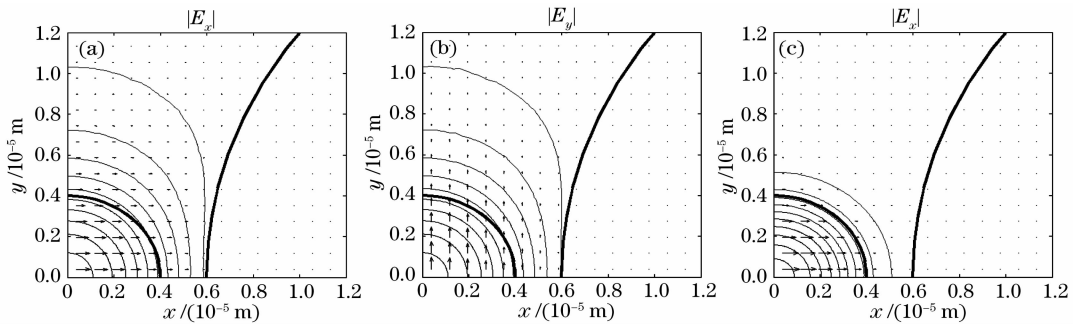


图 5 纤芯附近基模电场分布。(a) 1550 nm 处  $E_x$ ，(b) 1550 nm 处  $E_y$ ，(c) 600 nm 处  $E_x$ 。

Fig. 5 Distribution of fundamental mode-electric field near core. (a)  $E_x$  at 1550 nm, (b)  $E_y$  at 1550 nm, (c)  $E_x$  at 600 nm

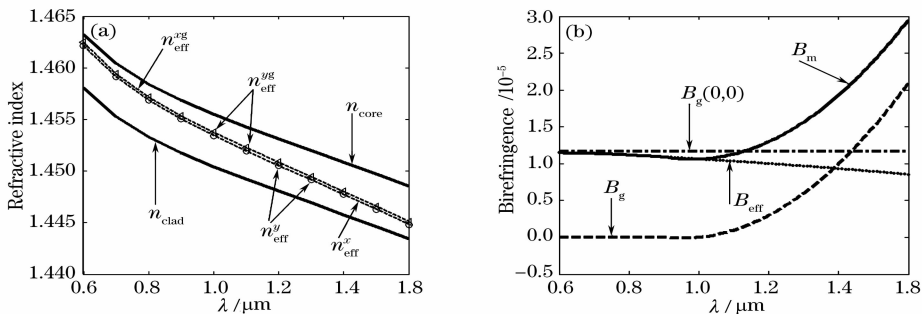


图 6 (a) 圆芯边孔光纤的折射率随波长的变化，(b) 圆芯边孔光纤的双折射随波长的变化

Fig. 6 (a) Refractive index of CSF at different wavelength, (b) Birefringence of CSF at different wavelength

讨论圆芯边孔光纤的模式双折射  $B_m$ 。求出圆芯边孔光纤横截面的应力分布以后,代入(5)式,采用有限元法求得圆芯边孔光纤的两个线偏振基模。结果表明应力对模式场分布影响很小,基模模式电场分布仍与图 5 所示相同,有效折射率  $n_{\text{eff}}^x$  和  $n_{\text{eff}}^y$  随波长变化如图 6(a)所示,随波长增加它们逐渐偏离纤芯折射率  $n_{\text{core}}$  而靠近包层折射率  $n_{\text{clad}}$ ,注意到  $n_{\text{eff}}^x$  和  $n_{\text{eff}}^y$  略微低于  $n_{\text{core}}^x$  和  $n_{\text{core}}^y$ ,这是因为弹光效应导致纤芯和包层的折射率降低,然后由(7)式计算出  $B_m$  如图 6(b)所示。也可采用另一种途径计算  $B_m$ ,在得到圆芯边孔光纤的  $B_g$ 、横截面的  $B_s$  分布和模式场分布以后,由(10)式求得  $B_{\text{eff}}$ ,然后根据  $B_m = B_g + B_{\text{eff}}$  计算出  $B_m$ 。计算结果表明两种途径求得的  $B_m$  相同,说明(10)式关于  $B_{\text{eff}}$  的定义是合理的。

图 6(b)所示为圆芯边孔光纤的双折射随波长的变化曲线。随波长增加,圆芯边孔光纤基模的有效折射率逐渐偏离  $n_{\text{core}}$  而靠近  $n_{\text{clad}}$ ,模式场逐渐向包层深处扩展,导致  $B_{\text{eff}}$  偏离  $B_s(0,0)$  而逐渐减小。圆芯边孔光纤的模式双折射  $B_m$  随着波长增加先减小后增大。原因在于模式双折射  $B_m$  是  $B_g$  与  $B_{\text{eff}}$  的和,而  $B_{\text{eff}}$  和  $B_g$  随波长增加有不同的变化趋势。 $B_g$  在短波长处等于零,当增加到某个波长(本例中 1000 nm)时, $B_g$  变为正值,之后随着波长增加而变大,而  $B_{\text{eff}}$  始终随波长的增加而减小。在  $B_g$  为零的短波长波段,随波长增加, $B_m$  因  $B_{\text{eff}}$  的减小而减小;当几何双折射  $B_g$  出现正值以后, $B_m$  随波长增加而增大,因为  $B_g$  增大的速度快于  $B_{\text{eff}}$  减小的速度。

圆芯边孔光纤的模式双折射受模式场分布影响很大, $B_m$  随着波长增加先减小后增大归根结底是因为波长增加模式场分布向光纤包层扩展,导致  $B_{\text{eff}}$  偏离  $B_s(0,0)$  且逐渐减小,并造成的  $B_g$  出现且逐渐增加。在短波长处(本例中 600~1000 nm),几何双折射为零,模式双折射等于应力双折射,在此波段设计圆芯边孔光纤的结构时,只考虑应力双折射即可;在长波长处(本例中 1500 nm 以上),模式双折射主要是几何双折射,设计圆芯边孔光纤的结构时,只需考虑几何双折射,与文献[10]结论一致;在中间波长处(本例中 1000~1500 nm),应力双折射和几何双折射都要考虑。对于不同材料组成和结构尺寸的圆芯边孔光纤,模式双折射在  $10^{-5}$  量级,其模式双折射的具体数值,应力双折射和几何双折射谁占优势,依赖于所研究的波长。

## 5 结 论

采用有限元法分析了圆芯边孔光纤横截面的应

力分布形态和双折射,给出了详尽的物理解释。拉丝时温度降低,纤芯和包层材料热膨胀系数不同是应力产生的根源,应力在纤芯附近取较大数值。根据有限元计算结果和静力平衡条件分析得出光纤横截面上出现应力分量  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  对称分布的拉、压应力区,不同的应力区中应力双折射  $B_s$  有不同的取向, $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$  和  $B_s$  在光纤横截面的积分为零。应力分布对模式场分布影响很小。提出了有效应力双折射  $B_{\text{eff}}$  的概念来描述  $B_s$  对  $B_m$  的贡献, $B_g$  随着波长增加而增大, $B_{\text{eff}}$  随波长增加而减小,导致圆芯边孔光纤的模式双折射随波长增加先减小后增大。用有限元法直接计算  $B_m$  或者通过  $B_{\text{eff}}$  计算  $B_m$  的方法,可以用来分析各种应力致偏型的偏振保持光纤,适用的条件是在光纤横截面上模式场集中分布的区域,各点应力主方向应该与所建立的坐标轴平行或者近似平行。

## 参 考 文 献

- Hu Yongming, Yang Huayong, Li Zhizhong *et al.*. Study on the characteristics of side hole fiber grating[J]. *J. Optoelectronics • Laser*, 2005, **16**(11): 1278~1281  
胡永明,杨华勇,李智忠等. 边孔光纤光栅特性研究[J]. 光电子·激光, 2005, **16**(11): 1278~1281
- Sun Chongfeng, Li Zhizhong, Hu Yongming *et al.*. Experimental and theoretical study on thermal insensitivity of fiber Bragg grating written in side-hole fiber[J]. *J. Optoelectronics • Laser*, 2005, **16**(9): 1032~1035  
孙崇峰,李智忠,胡永明等. 边孔光纤光栅温度降敏特性研究[J]. 光电子·激光, 2005, **16**(9): 1032~1035
- Wu Chongqing. *Optical Waveguided Theory* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2005. 142~143  
吴重庆. 光波导理论[M]. 第2版,北京:清华大学出版社, 2005. 142~143
- Li Zhizhong, Hu Yongming, Yang Huayong *et al.*. Finite-element analysis of birefringence in circular-core side-hole fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1013~1018  
李智忠,胡永明,杨华勇等. 圆芯型边孔光纤双折射的有限元分析[J]. 光学学报, 2005, **25**(8): 1013~1018
- Rongfeng Guan, Xueli Wang, Xuefang Wang *et al.*. Finite element analysis on stress-induced birefringence of polarization-maintaining optical fiber[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(1): 42~45
- Kun-Hsieh Tsai, Kyung-Suk Kim, T. F. Morse. General solutions for stress-induced polarization in optical fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(1): 1~17
- H. P. Uranus, H. J. W. M. Hoekstra. Modelling of microstructured waveguides using a finite-element-based vectorial mode solver with transparent boundary conditions [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(12): 2795~2809
- K. Hayata, M. Koshihara, M. Suzuki. Stress-induced birefringence of side-tunnel type polarization-maintaining fibers [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1986, **LT-4**(6): 601~607
- F. Prudenzano. Erbium-doped hole-assisted optical fiber amplifier: Design and optimization[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2005, **23**(1): 330~340
- Wei Yan, Chag Deyuan, Zheng Kai *et al.*. The research on the distribution of model electric field and birefringence in circular-core side-hole fiber[J]. *J. Optoelectronics • Laser*, 2007, **18**(2): 29~33  
卫延,常德远,郑凯等. 圆芯边孔光纤模式场分布和双折射的研究[J]. 光电子·激光, 2007, **18**(2): 29~33