

文章编号: 0253-2239(2007)03-0550-5

多叶应力区扭转光纤的耦合模理论*

钱景仁 王许旭

(中国科技大学电子工程与信息科学系, 合肥 230027)

摘要: 从线性极化模的耦合模理论出发, 分析了双叶应力区扭转光纤, 即扭转保偏光纤, 和四叶应力区扭转光纤。推导应力引起的在光纤芯区各向异性的介质张量表达式; 利用该表达式得到线性极化模在有转角时的多叶应力区光纤中传输的耦合模方程; 从而推得多叶应力区扭转光纤中的超本地模, 由超本地模的相位常数来确定该光纤的双折射。在双叶、四叶应力区理想对称的条件下, 前者可以得到较高的椭圆双折射, 而后者则无任何双折射。同样的结论可推广到 8 叶或 16 叶的扭转光纤, 都无任何双折射。

关键词: 光电子学; 扭转光纤; 圆双折射; 耦合模理论; 应力双折射

中图分类号: TN253 文献标识码: A

Coupled-Mode Theory for Spun Multi-Lobe Stress Region Fibers

Qian Jingren Wang Xuxu

(Department of Electronic Engineering and Information Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027)

Abstract: Based on coupled-mode theory for linearly polarized (LP) modes, spun dual-lobe stress region fibers (i. e. spun linear birefringence fibers) and spun 4-lobe stress region fibers are theoretically analyzed. The expression of the anisotropic dielectric tensor of the additional stress-induced dielectric constant at the core region of the fiber is presented. By the expression, the coupled-mode equations for the linearly polarized modes propagating in multi-lobe stress region fibers with rotation angle are derived. Then, super-local modes in multi-lobe stress region spun fibers can be obtained by using mode transform. Finally, the fiber birefringence is decided from the phase constants of super-local modes. It is found that high elliptical birefringence can be obtained in spun dual-lobe stress region fibers with ideal symmetry, and there is no birefringence in spun 4-lobe stress region fibers if four lobes are perfectly symmetrical. The same result is valid for spun fibers with 8-lobe and 16-lobe stress region, both of which have zero birefringence.

Key words: optoelectronics; spun fiber; circular birefringence; coupled-mode theory; stress-induced birefringence

1 引 言

圆双折射光纤由于其能保持在光纤中产生的微弱法拉第效应, 而常用于多种类型的光纤电流传感器^[1,2], 最近又有学者利用这种光纤研制成偏振态转换器^[3]。实现这种光纤要用到扭转光纤(或纤芯)。有两种扭转的方式, 一种是在常温下扭转光纤(twisted fiber), 由于扭转使光纤内持有较大内应力, 光纤放置时容易扭曲, 在实用上带来不方便; 另一种是在熔融状态下将光纤扭转(spun fiber), 它不存在扭曲问题, 使用较为普遍。文中研究的扭转光

纤就属于后者。

早在 20 年前, 就提出了扭转有双叶应力区的线双折射光纤^[4], 且在英国取得发明专利^[5]。扭转领结形光纤、扭转熊猫光纤等均属于这一类。当时还有学者提出 4 叶、8 叶甚至更多叶的扭转光纤^[6~8], 但对这些扭转光纤的理论分析并不明确。

本文从耦合模理论出发^[9,10], 着重分析双叶和 4 叶应力区的扭转光纤, 再推广到其他多应力区扭转光纤和多叶各向同性光纤。分析表明在弱导光纤和弱各向异性的条件下, 4 叶和 8 叶的扭转光纤是

* 安徽省光电子科学与技术重点实验室资助课题。

作者简介: 钱景仁(1935—), 男, 江苏人, 教授, 博士生导师, 主要从事光纤及其元器件的理论和技术的研究。

E-mail: jrqian@ustc.edu.cn

收稿日期: 2006-06-01; 收到修改稿日期: 2006-08-30

无任何双折射的。

2 理论分析

首先推导不扭转的应力区光纤中两正交 LP₀₁ 模的耦合模方程,再研究扭转情况下的耦合模方程,最后得到这种光纤的双折射特性。

分析是在下面两个条件下进行的。一是光纤传输的弱导条件,即

$$\frac{\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2}}{\epsilon_{r2}} \ll 1, \tag{1}$$

这里 ϵ_{r1} 和 ϵ_{r2} 分别为光纤芯区、包层的相对介电常量。

第二个条件是应力区在芯区引起的各向异性介电张量值较小,即

$$\Delta\epsilon_x/\epsilon_{r2} \ll 1, \quad \Delta\epsilon_y/\epsilon_{r2} \ll 1, \tag{2}$$

(1)式,(2)式对常用保偏光纤也是容易满足的。

图 1 表示了有一对和两对应力区的光纤截面图,应力区相对于光纤芯中心位置对称,由于应力区与周围的包层介质具有不同的膨胀系数,使芯区的内应力在图 1 的 x 和 y 方向上有差异,从而造成纤芯折射率的各向异性。这就是保偏光纤内形成应力双折射的原因。由于通常扭转周期为毫米量级,而芯径为微米量级,因此可以忽略扭转对这种应力大小和分布的影响。由于是在熔融态下扭转,光纤冷却后,扭转只引起原应力分布的旋转,不会产生新的

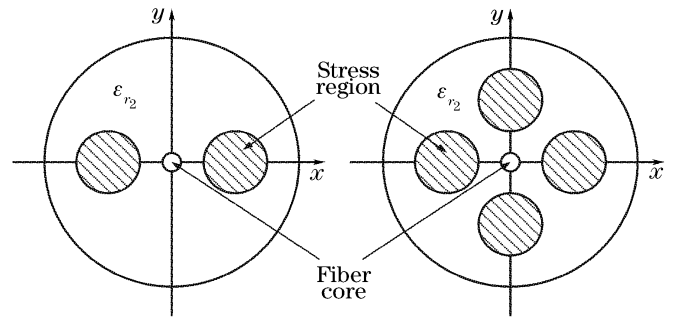


图 1 双叶和 4 叶应力区光纤截面

Fig. 1 Cross sections of a dual-lobe stress region fiber and a 4-lobe stress region fiber

应力。应力区在光纤包层内通常具有稍低的折射率,由于离芯区较远,它们的存在对主模特性影响极小,可以忽略。应力区在光纤芯区产生的各向异性是平面型的,即在图 1 所示的 $x-y$ 方向上,其介电常量呈现各向异性,而在光纤轴向,介电常量不随光偏振方向改变而变化。这样应力区引起的光纤芯区相对介电常量增量的张量形式为

$$\Delta\vec{\epsilon}(r, \varphi) = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_x(r, \varphi) & 0 \\ 0 & \Delta\epsilon_y(r, \varphi) \end{bmatrix}, \tag{3}$$

这里 $\Delta\epsilon_x(r, \varphi)$ 和 $\Delta\epsilon_y(r, \varphi)$ 分别为 x 方向和 y 方向偏振光情况下,应力区造成的相对介电常量改变量,也即表明(3)式仅当 x 和 y 座标轴恰与光纤的光轴(即对应两应力区中心连线方向)一致时是正确的。当光纤光轴相对于 x 及 y 轴座标逆时针方向旋转 θ 角时,该增量将变为

$$\Delta\vec{\epsilon}_\theta(r, \varphi) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \Delta\vec{\epsilon} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix},$$

即

$$\Delta\vec{\epsilon}_\theta(r, \varphi) = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_x \cos^2 \theta + \Delta\epsilon_y \sin^2 \theta & -\frac{1}{2}(\Delta\epsilon_x - \Delta\epsilon_y) \sin 2\theta \\ -\frac{1}{2}(\Delta\epsilon_x - \Delta\epsilon_y) \sin 2\theta & \Delta\epsilon_x \sin^2 \theta + \Delta\epsilon_y \cos^2 \theta \end{bmatrix}, \tag{4}$$

基于线性极化模耦合模理论,由(4)式出发,就可以推导出偏振方向分别为 x 和 y 的 LP₀₁ 模在以 θ 的偏角进入应力区光纤时的耦合模方程^[9,10]。利用参考文献[10]的(1)式~(5)式,并忽略残余耦合得

$$\begin{cases} \frac{dA_x}{dz} + j\beta A_x = -j(\Delta\beta + C \cos 2\theta) A_x - j(C \sin 2\theta) A_y, \\ \frac{dA_y}{dz} + j\beta A_y = -j(C \sin 2\theta) A_x - j(\Delta\beta - C \cos 2\theta) A_y, \end{cases} \tag{5}$$

其中 A_x 、 A_y 分别为 LP₀₁^x、LP₀₁^y 的幅度; β 为 LP₀₁ 模传输常量;

$$C = \frac{\omega \epsilon_0}{2} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [\Delta\epsilon_x(r, \varphi) - \Delta\epsilon_y(r, \varphi)] e_{01}^2 r dr d\varphi, \tag{6}$$

$$\Delta\beta = \omega \epsilon_0 \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [\Delta\epsilon_x(r, \varphi) + \Delta\epsilon_y(r, \varphi)] e_{01}^2 r dr d\varphi, \tag{7}$$

e_{01} 为模归一化标量模函数。

(5) 式右边四项分别对应于(4)式中矩阵的四个元素, 对角线外元素引起 LP_{01}^x 与 LP_{01}^y 间的耦合, 对角线上的元素分别引起相位常数的扰动。(5) 式的矩阵形式为

$$\frac{d}{dz}[\mathbf{A}] = -j \begin{bmatrix} \beta_0 + C \cos 2\theta & C \sin 2\theta \\ C \sin 2\theta & \beta_0 - C \cos 2\theta \end{bmatrix} \mathbf{A}, \quad (8)$$

其中 $\beta_0 = \beta + \Delta\beta$ 。

(5) 式或(8) 式是应力区光纤转动 θ 时(见图 2), 偏振方向在 x 和 y 方向 LP_{01}^x 与 LP_{01}^y 模间的耦合模方程, 由公式中可见, LP_{01}^x 与 LP_{01}^y 模的相位常数和它们之间的耦合系数在一般情况下是 θ 角的函数。由(8) 式可以推导扭转光纤中本地模的耦合模方程。对于扭转率 τ 为常数的扭转光纤, 转角 $\theta = \tau z$, 其结构图如图 3 所示。

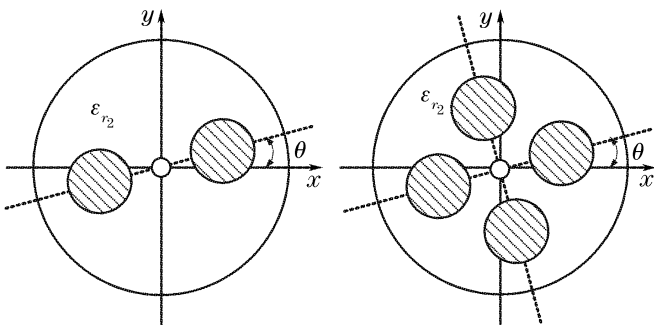


图 2 光纤光轴相对于座标轴逆时针方向转 θ 角

Fig. 2 Counter-clockwise rotating angle θ between one of the fiber principal axes and x -axis

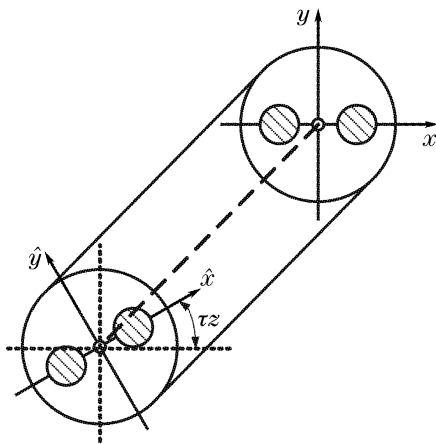


图 3 扭转的应力区光纤

Fig. 3 Spun stress region fiber

首先要将(8)式转换成本地的 LP_{01} 模, 即作如下矩阵变换:

$$\begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\tau z) & -\sin(\tau z) \\ \sin(\tau z) & \cos(\tau z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{A}_x \\ \hat{A}_y \end{bmatrix}, \quad (9)$$

其中 \hat{A}_x 和 \hat{A}_y 为偏振方向分别为 \hat{x} 和 \hat{y} 的 LP_{01} 的幅度。将(9)式代入(8)式, 且令(8)式中的 $\theta = \tau z$, 即可得到扭转应力区光纤中本地模的耦合模方程:

$$\frac{d}{dz}[\mathbf{A}] = \begin{bmatrix} -j(\beta_0 + C) & \tau \\ -\tau & -j(\beta_0 - C) \end{bmatrix} \mathbf{A}, \quad (10)$$

再作矩阵变换使(10)式中的方阵对角化^[11]:

$$\begin{bmatrix} \hat{A}_x \\ \hat{A}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \psi & -j \sin \psi \\ -j \sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \exp(j\tau z) & 0 \\ 0 & \exp(-j\tau z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

即得

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j(\beta_0 - g + \tau) & 0 \\ 0 & -j(\beta_0 + g - \tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_1 \\ W_2 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

其中

$$g = (C^2 + \tau^2)^{1/2} = \tau [1 + (C/\tau)^2]^{1/2}, \quad (13)$$

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan(\tau/C), \quad (14)$$

其中 W_1 、 W_2 为扭转光纤中的超本地模幅度, (12) 式就表明这一对超本地模是独立传输的, 即是扭转光纤中的本征模。

(11) 式中, 变换 $\begin{bmatrix} \exp(j\tau z) & 0 \\ 0 & \exp(-j\tau z) \end{bmatrix}$ 是为

了使该本征模的相位常数是以固定坐标系为基准, 而不是以扭转光纤的本地座标系统作为基准^[6,12]。因此由(12)式表示的相位常数就可以用来确定这种扭转光纤的双折射特性。

现在就图 1 上表示的两种扭转应力区光纤确定其双折射。

1) 双叶应力区光纤: 这种扭转光纤包括扭转熊猫光纤, 扭转领结形光纤和扭转椭圆包层光纤等。对于这种光纤由于 $\Delta\epsilon_x$ 和 $\Delta\epsilon_y$ 差别较大, 由(6)式可见, 即 C 值较大, 实际常用的保偏光纤的 C/β 的量级在 $10^{-4} \sim 10^{-3}$ 。由(10)式可见, C 的存在(即线双折射的存在), 使扭转的保偏光纤不可能实现真正的圆偏振本征模。它的两个正交的本征模是椭圆偏振的, 其椭圆度由(14)式的 ψ 来决定^[11]。由上述分析可见, 扭转保偏光纤的椭圆双折射是靠扭转从原光纤的线双折射转换过来的, 没有原来的线双折射, 它也就消失了。原来的线双折射高, 它也就才有可能高。当 $\tau \gg C$ 时, 由(14)式可知 2ψ 接近 90° , 两本征模接近圆偏振, 但此时扭转光纤中两本征模的相位常量差很小[见(12)式和(13)式], 即双折射极低^[4], 容易受到外界扰动, 如弯曲、受压的影响; 另外扭转周期 $p = 2\pi/\tau$ 也不能太小, 小于 1 mm 以下, 会引起光栅效应^[6]。所以, τ/C 的取值是由扭转光纤实际应用来

决定。

单叶应力区光纤与双叶应力区光纤本质是一致的,无扭转时是线双折射光纤按上述理论扭转后也呈现椭圆双折射。由于是单叶应力区,原线双折射较双叶的低,因此性能不如双叶的好。

2) 4 叶应力区光纤: 由于 4 叶应力区完全一致且对称,且中心线互相垂直,因此应力引起的介电常量增量满足如下关系:

$$\Delta\epsilon_x(r, \varphi \pm \pi/2) = \Delta\epsilon_y(r, \varphi), \quad (15)$$

将(15)式代入(6)式,在对 φ 作 $0 \sim 2\pi$ 积分时,得

$$C = 0. \quad (16)$$

由(5)式可见,此时虽然线双折射不存在了,但扭转不会引起任何圆双折射。这样的光纤如同理想的各向同性圆光纤一样无任何双折射。

上面采用线性极化模耦合模理论推出 4 叶应力区扭转光纤不存在模间耦合的结论。现在采用更严格的理论进行论证。用不扭转的应力区光纤中的两个正交本征模代替理想的 LP_{01}^x 及 LP_{01}^y 模,其电场表达式为

$$e_{01}^x(r, \varphi) = i_x e_{01}(r) + \Delta e_1(r, \varphi), \quad (17)$$

$$e_{01}^y(r, \varphi) = i_y e_{01}(r) + \Delta e_2(r, \varphi),$$

其中 Δe_1 和 Δe_2 分别为由于存在应力区后 LP_{01} 模电场的修正项,由于 4 叶应力区的对称性,满足关系

$$i_x \times \Delta e_1(r, \varphi + \pi/2) = \Delta e_2(r, \varphi), \quad (18)$$

$$i_x \times \Delta e_2(r, \varphi + \pi/2) = -\Delta e_1(r, \varphi),$$

由文献[10],同样可以推出存在旋转角 θ 时(见图 2)4 叶应力区(无扭转)光纤中两本征模的耦合模方程。形式和(5)式一致,推导耦合模系数时,将用到文献[10]的(14)式,即

$$\omega \epsilon_0 \iint_0^{2\pi} [e_{01}^x(r, \varphi) \times \Delta \epsilon_\theta(r, \varphi) \times e_{01}^y(r, \varphi)] r dr d\varphi, \quad (19)$$

将(17)式连同(15)式和(18)式代入(19)式,对 φ 在 $0 \sim 2\pi$ 间积分时,各项相消使(19)式积分为零。因此仍然可得到(5)式中 $C=0$ 。这就从理论上证明了 4 叶应力区光纤扭转时,光纤中一对应力区而引起的两正交本征模之间的耦合被另一对和它垂直的应力区造成的耦合相抵消,因此模间不存在耦合。

8 叶应力区扭转光纤与上述 4 叶的情况相似,不存在线双折射,模间也无耦合。扭转不会产生圆双折射。

上述结果还可以进一步推广到无应力区的扭转光纤,这时纤芯是多叶形的各向同性介电常量分

布^[6],如图 4 所示。由于扭转是在光纤熔融态下进行的,且又无应力区,因此,如果存在双折射的话,只可能是由于介质在周向周期性分布所引起的几何双折射。

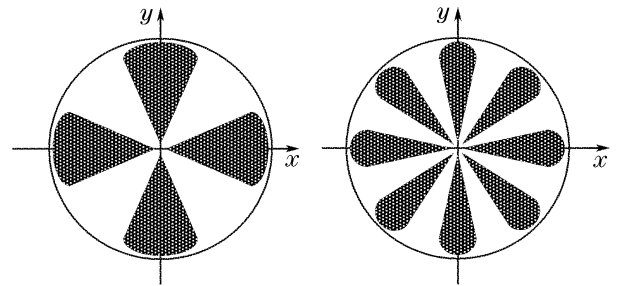


图 4 光纤芯区内 4 叶和 8 叶两种介电常量分布
Fig. 4 Permittivity distributions of a 4-lobe fiber and a 8-lobe fiber in fiber cores

在芯区介电常量相对改变量满足条件(1)的情况下,上述理论分析完全适用于介电常量为各向同性的情况。因此如图 4 所示的 4 叶和 8 叶的扭转光纤是没有双折射的。

3 讨 论

上述理论分析是在应力区分布理想对称的情况下得到的,实际的应力区总有少许不对称性,因此对于 4 叶应力区光纤来说,扭转会引起模间微弱耦合,但应力区不对称同时也引发线双折射。因此扭转结果使光纤呈现微弱椭圆双折射。

4 结 论

理论分析表明,双叶应力区扭转光纤,即扭转保偏光纤可实现高椭圆双折射,在适当选择扭转率的情况下,其双折射量稍小于无扭转的保偏光纤的线双折射量^[11];4 叶和 8 叶应力区扭转光纤不产生任何双折射,与普通各向同性圆光纤一样。

自上世纪 80 年代中提出各种各样的圆双折射光纤的可选结构以来,经 20 年的实践取舍,扭转保偏光纤虽然不能得到理想的圆双折射,但已成为圆双折射光纤最主要的实用光纤^[3],这也从另一个侧面证明了上述理论的正确性。

参 考 文 献

- 1 Qian Jingren, Liu Fang, Su Jue. Investigation of frequency null-drift in polarimetric fiber laser current sensors[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(6): 791~794 (in Chinese)
钱景仁,刘方,苏觉. 激光型光纤电流传感器频率的零漂[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6): 791~794

- 2 Qian Jingren, Zhang Zhichun, Zhang Hua. Twisted fiber ring resonator of keeping Faraday rotation[J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(3): 324~329 (in Chinese)
钱景仁,张志淳,张 华. 保持法拉第效应的光纤环形腔结构[J]. *光学学报*, 1998, **18**(3): 324~329
- 3 Allen H. Rose, Nicolas Feat, Shelley M. Etzel. Wavelength and temperature performance of polarization-transforming fiber[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(34): 6897~6904
- 4 Jingren Qian, Luksun Li. Current sensors using highly birefringent bow-tie fibers[C]. *Proc. OFS'86*, Tokyo, 1986. 85~89
- 5 Jingren Qian, Luksun Li, David N. Payne. Optical fibers for magnetic field sensing[P]. U. K. Patent File No. 8612190, 1986, May
- 6 I. M. Bassett. Design principle for a circularly birefringent optical fiber[J]. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(10): 844~846
- 7 Y. Fujii, C. D. Hussey. Design considerations for circularly form-birefringent optical fibers[J]. *IEE Proc.*, 1986, **133**(4): 249~255
- 8 Robert Castelli, Fernanda Irrera, Carlo G. Someda. Circularly birefringent optical fibers: new proposals[J]. *Opt. and Quant. Electron.*, 1989, **21**(1): 35~46
- 9 Jingren Qian, Weiping Huang. Couple-mode theory for LP modes[J]. *J. Lightwave Technology*, 1986, **LT-14**(6): 619~626
- 10 Jingren Qian, Weiping Huang. LP-modes and idea-modes on optical fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1986, **LT-14**(6): 626~630
- 11 Qian Jingren, Li Luksun. Spun highly linearly birefringent fibers for current sensors[J]. *Sci. China (Ser. A)*, 1990, **33**(1): 99~107
- 12 Jingren Qian. A note on the beat length of spun linear birefringence fiber[J]. *Microwave and Opt. Technol. Lett.*, 1997, **16**(4): 225~227