

单模光纤应力诱导双折射及其测试研究

阮迎澜 向清 黄德修

(华中理工大学光电工程系, 武汉 430074)

提要 论述了单模光纤受到弯曲时应力双折射的产生。利用这种双折射效应制作了类似于经典晶体波片的光纤型波片。设计了测试光纤延迟角的实验系统并得到了 $1.55 \mu\text{m}$ 在线光纤型波片。

关键词 光纤波片, 双折射, 延迟角

1 引言

当光纤受到弯曲时,原来在纤芯中以导模形式传播的功率将部分地转化为辐射功率并逸出纤芯形成损耗。因此实际干线传输时要尽量减少弯曲。另一方面,光纤弯曲时会产生应力双折射。利用此性质,我们可以设计出许多有用的在线光纤器件,诸如可调偏振旋转器、滤波器、光隔离器以及各种各样的传感器^[1]。本文从理论和实验两方面研究了绕在圆柱体上的光纤应力双折射的产生,由此可得只要适当地控制光纤的绕制半径,就可以得到任意的延迟角。

2 原理

从理论上可知,单模光纤的模式 HE_{11} 模包含两重简并,对应着两个相互正交的偏振态。对于弱导均匀各向同性的直单模光纤,其基模所含的两个偏振态具有相同的传播常数,其合成光场是一个方向不随时间变化的偏振场,即线偏振。

如图1所示,当光纤弯曲时,光纤芯区会受到沿 x 轴方向的横向内应力,它使光纤中原本简并的模式,在快慢轴方向的传播常数会产生差异,从而导致应力双折射。光纤芯区材料在沿 x 轴方向上的应力是产生双折射的主要原因。

由弹性理论^[2,3]可知沿 z 方向上的应力为 $\sigma_x = \kappa E x$, $\kappa = 1/R$ 为弯曲曲率, E 为杨氏模量。在 xy 平面 $x > 0$ 时 σ_x 为一拉伸力, $x < 0$ 时为一压应力,结果导致光纤外层会施一沿半径方向的 $-\sigma_x$ 应力给内层光纤,这种应力在光纤轴上达到最大,这是产生双折射的主要原因。这一点与平直光纤受到横向压力时的情况很相似。

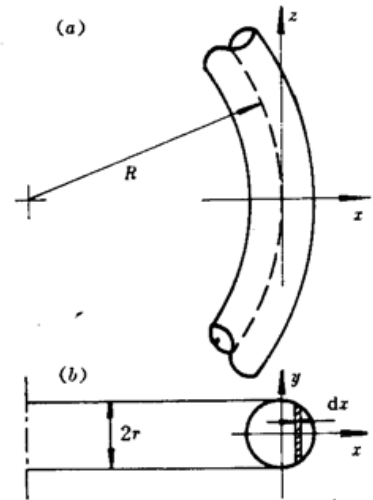


Fig. 1 Geometry of a bent fiber

作为一简单的估计, y 方向的应力分量可忽略 ($\sigma_y = 0$)。 σ_x 并没有直接产生双折射, 它是通过 $\sigma_x(x)$ 起作用的。借助于 σ_x , 由理论推导^[2]可知, 沿着 x 方向的应力 $\sigma_x(x)$ 为:

$$\sigma_x(x) = \kappa^2(E/2)(x^2 - r^2) \quad (1)$$

这里 r 为光纤包层半径, 此应力改变了单模光纤的折射率 n , 单模光纤中传输的 HE_{11} 模沿 x, y 方向的传播常数为 β_x 和 β_y , 则由 $\sigma_x(x)$ 产生的双折射为:

$$\Delta\beta = \beta_x - \beta_y = k_0(\Delta n_x - \Delta n_y) \quad (2)$$

这里 k_0 是光在真空中的波矢, Δn_x 和 Δn_y 是光纤轴所受应力 $\sigma_x(0)$ 导致的 x, y 方向上折射率的变化量, 其值可通过 $\sigma_x(0)$ 计算。

由光弹性理论^[2]可知, 光纤受到应力作用时, 其各个方向的折射率变化可表示为 $\Delta n_i = -(n^3/2) \sum p_{ij} \varepsilon_j$, p_{ij} 是弹光系数, ε_j 是应力分量。利用泊松比 ν , 有 $\varepsilon_x - \varepsilon_y = (\sigma_x - \sigma_y)(1 + \nu)/E$, 代入 Δn_i 可得 x, y 方向的分量为:

$$\Delta n_x = \frac{n^3}{4}(P_{11} - 2\nu P_{12})(r/R)^2 \quad (3)$$

$$\Delta n_y = \frac{n^3}{4}(P_{11} - \nu P_{12} - \nu P_{11})(r/R)^2 \quad (4)$$

这里 R 为弯曲半径, P_{11} 和 P_{12} 为弹光系数。对于硅光纤, $\nu = 0.17$, 在波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 时, $P_{11} = 0.121$, $P_{12} = 0.270$, $n = 1.44$, 分别代入(3), (4)式得:

$$\Delta n_x = 0.0258 (r/R) \quad (5)$$

$$\Delta n_y = 0.155 (r/R)^2 \quad (6)$$

弯曲后由于光纤沿这两方向的折射率变化量 Δn_x 和 Δn_y 不等, 导致其绝对折射率有差异。对于图 1 所示的光纤, 快轴为 x , 慢轴为 y , 则两方向的折射率差为:

$$\Delta n = n_e - n_o = (n + \Delta n_x) - (n + \Delta n_y) = 0.129 (r/R)^2 \quad (7)$$

与晶体的双折射效应相比, 上面的折射率差很小。但在整个光纤弯曲段, 其整体累积效应却不可忽略。对于某一给定波长 λ , 环半径为 R 的光纤环面, 由(7)式可知由于内部横向应力而导致的双折射率为:

$$\Delta\beta = k_0 \cdot \Delta n = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n = \frac{0.811}{\lambda} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad (8)$$

设光纤在圆柱体上绕 N 圈, 相应的位相差即延迟角 δ (单位: 度) 可表示为:

$$\delta = \Delta\beta \cdot 2\pi NR \cdot \frac{180}{\pi} = 291.96 \frac{r^2}{R \cdot \lambda} \cdot N \quad (9)$$

由此可见对于普通的单模光纤和同一波长的光, 通过适当控制 R 和 N , 即可以得到任意的延迟角。

3 实验设计

3.1 测量原理

测定这种光纤环面的延迟角, 现行的有多种方法。根据延迟角的大小, 可选择瑞利散射拍长法、光弹性调制法^[4]等。考虑到要测的延迟角在 90° 附近, 相对比较大, 我们选择偏振光法。

静态的偏振光法^[5], 通过分析光纤输出光的偏振态来测量双折射, 进而确定延迟角。图 3 为实际测量装置图, 图 2 为图 3 简化的光路模拟图。我们知道光纤双折射分为线性双折射和

圆双折射。前面所讨论的均为线性双折射。一束线偏光入射于一段具有圆双折射特性的光纤时，其出射光的偏振方向将旋转一定的角度。一般用旋转角来表示圆双折射特性^[7]。假定被弯曲的这段光纤，可用琼斯矩阵^[6]模拟成一个延迟器和一个具有圆双折射特性的旋转器。前者延迟角为 R_0 ，即相当于光纤环面的相位差 δ ，快轴与 x 轴的夹角为 ϕ ，后者旋转角相对于 x 轴为 Ω 。虽然实验中光纤环面不存在扭转，没有表现圆双折射特性，即 Ω 为零，但我们仍从一般情况来讨论。

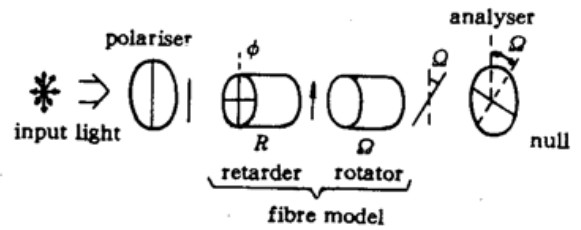


Fig. 2 Optical arrangement for measurement of birefringence by a static polarimetric method

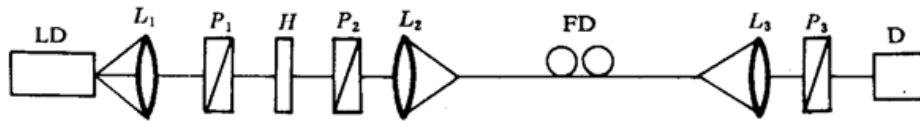


Fig. 3 Experimental setup for birefringence measurement

P_1, P_2, P_3 : the polarizers; D : the detector; H : the quarter-wave plate; L_1, L_2, L_3 : the GRIN lenses; FD : the fiber device

光源 LD 为 $1.55 \mu\text{m}$ 的半导体激光器，起偏器和检偏器分别由三个 Glan-Thamson 棱镜完成。 P_1 和 $\lambda/4$ 波片的组合用以获得圆偏光。设起偏器 P_2 主轴方向与 x 轴的夹角为 θ_0 ，则光纤入射光的偏振方向为 θ_0 ，且其强度恒定为 E_0 。在光纤中光的偏振态将沿光纤长度作静态和动态的变化。设弯曲光纤的快轴与 x 轴的夹角为 ϕ ，则从光纤出射的光，其电矢量用琼斯矩阵表示为：

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & -B^* \\ B & A^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta_0 \\ \sin\theta_0 \end{bmatrix} E_0 \tag{10}$$

这里

$$A = \cos \frac{R_0}{2} \cdot \cos\Omega + i \sin \frac{R_0}{2} \cos(2\phi + \Omega) \tag{11}$$

$$B = \cos \frac{R_0}{2} \cdot \sin\Omega + i \sin \frac{R_0}{2} \sin(2\phi + \Omega) \tag{12}$$

E_0 为光纤入射光的电矢量。光纤出射光是椭圆偏振的，其方位角为：

$$\psi = (\phi + \Omega) + \frac{1}{2} \tan^{-1} \{ \tan[2(\theta_0 - \phi)] \cos R_0 \} \tag{13}$$

光强的最大值 I_{\max} 和最小值 I_{\min} 分别为：

$$I_{\max} \left(\frac{E_0 \cos^2 \chi \cdot \sin^2 \chi \cdot \sin^2 R_0}{\sin^2 \chi \cdot \cos^2 \gamma - \cos \chi \cdot \sin \chi \cdot \cos R_0 \cdot \sin 2\gamma + \cos^2 \chi \cdot \sin^2 \gamma} \right) \tag{14}$$

$$I_{\min} = \left(\frac{1 - P}{1 + P} \right) \cdot I_{\max} \tag{15}$$

这里

$$\chi = \theta_0 - \phi \tag{16}$$

$$\gamma = \psi - \Omega - \phi \tag{17}$$

P 是椭圆的偏振度，其大小为：

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \sqrt{1 - \sin^2 R_0 \sin^2 2\chi} \tag{18}$$

当检偏器 P_3 与 x 轴夹角为 α 时，光强 I 由探测器测量，其理论值为：

$$I = I_{\max} \left[\left(\frac{1-P}{1+P} \right) \cdot \sin^2(\alpha - \psi) + \cos^2(\alpha - \psi) \right] \quad (19)$$

光纤的参数 R_0 , Ω 和 ϕ 现在可分两个阶段通过旋转 P_2 和 P_3 测得。

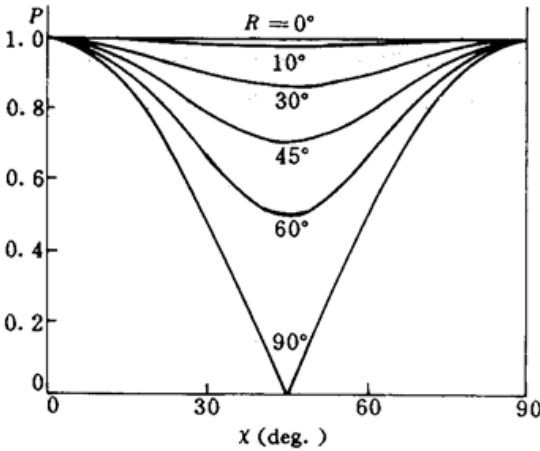


Fig. 4 Polarization P of the output ellipse from a fiber with retardation values shown, as a function of the input polarizer angle χ

图 4 显示出光偏振度 P 与相对输入角 χ 的关系曲线。每一条曲线对应于一个延迟角 R_0 。当输入光偏振方向旋转至与光纤主轴平行, 如 $\theta_0 = \phi \pm m\pi/2$ 时, P 与 R_0 无关, 此时, 输出光线偏振 ($I_{\min} = 0$)。旋转 P_3 至 $\alpha = \psi + \pi/2$, 此时 P_3 出射光强为 0, 即为线性入射线性出射的情况。

通过交替反复旋转 P_2 和 P_3 , 直到测得的光强最小, 此时表明 $\chi = m\pi/2, m = 0, 1, 2, 3 \dots$ 。将 P_2 旋转 $\pi/4$, 则由 (18) 式知:

$$P = |\cos R_0| \quad (20)$$

旋转 P_3 , 测得光强的最大值 I_{\max} 和最小值 I_{\min} , 由 (20) 式即可算出延迟角 R_0 。

很显然 R_0 存在多值的情况。如图 5 示, 对于同一 P 值, 在 $(0, 360^\circ)$ 范围内有四个角度 $R_{01,02,03,04}$ 与其对应。根据理论上的估计, 我们很容易知道所测值是位于 $(0, 180^\circ)$ (对应于 R_{01} 和 R_{02}) 或 $(180^\circ, 360^\circ)$ (对应于 R_{03} 和 R_{04})。通过适当改变实际光纤双折射的大小, 根据测得的 P 的变化趋势, 即可确定 R_0 。如减小光纤环面的半径, 则双折射和延迟角均会变大。如果 P 变小, 则实测值为 R_{01} 或 R_{03} , 变大则为 R_{02} 和 R_{04} 。

3.2 实验结果

如图 3 所示, 三只偏振片和 $\lambda/4$ 波片均固定在五维调节架上, 并可单独绕一个共同的轴线转动。光纤松绕在一铝圆柱体上, 圆柱体上刻有不同半径的槽, 用以改变光纤环面的半径。

通常情况下, 光纤由于结构的非圆对称性及残余内应力的存在, 使其显示一定内在的双折射 $\Delta\beta_i$ 。 $\Delta\beta_i$ 会使光纤环面的主光轴有一定的偏移, 并给弯曲双折射的测量带来误差。实验所用的单模光纤, 其内双折射 $\Delta\beta_i < 50 \text{ deg/m}$ 。对于 $R = 12 \text{ mm}$ 一段光纤, 在 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 时其双折射为 $\Delta\beta = 812 \text{ deg/m}$ 。可以看出 $\Delta\beta_i$ 远小于 $\Delta\beta$, 对 $\Delta\beta$ 的影响可以忽略。

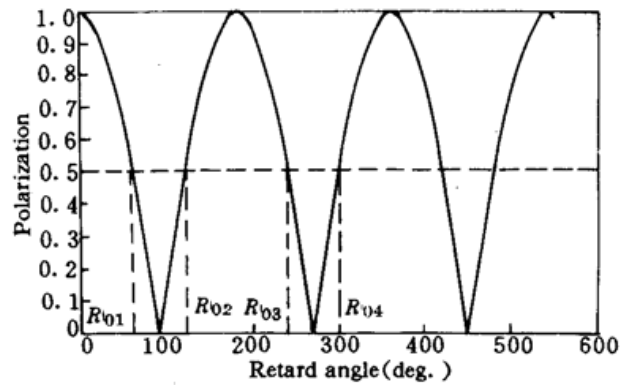


Fig. 5 Decision of true tested retardation

图 6 是在 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 波长下光纤环直径 $2R$ 与其延迟角 δ 的关系曲线图, 实线为方程 (9) 的计算值, 虚线为实际测量值 (虚线 2 的光纤塑料涂层厚度和硬度均大于虚线 1)。我们使用的普通单模光纤 $2r = 125 \mu\text{m}$, 绕制圈数 $N = 2$ 。由此图可以看出测量值和理论值符合得较好, 但前者均小于后者。我们分析原因有三点:

(1) 折射率随着波长向红外移动会减小。由于条件限制我们未能精确测量其在 $1.55 \mu\text{m}$ 下的具体值, 而选用较短波长下的折射率, 从而使理论值偏大。

(2) 由于棱镜的消光比不够高 (38 dB), 以及 $\lambda/4$ 波片 (H) 的不完善性, 由 H 出射的圆偏

光,其光强极大值与极小值相差 3%,这直接使测量值偏小。

(3) 我们使用的光纤,其塑料涂层很厚(光纤外径达 800 μm),且硬度大。这样光纤弯曲时涂覆层必然会使光纤向外扩张,使光纤受到一沿 x 方向的压力 f ,从而使 σ_x 变小。这是测量值偏小的主要原因。曲线 2 为该弯曲光纤的实际延迟角。由此可以推测,当光纤的涂覆材料和厚度不同时,为获得相同的延迟角,其绕制半径会有一些的差别。我们同时测量另一段涂层稍薄且相对较软的单模光纤,其延迟角如曲线 1 所示,证明了我们的推测。

从图上的实际测量值可以看出,光纤以一定的半径绕制,即可获得 90° 的延迟角,其作用类似于经典的 $\lambda/4$ 波片^[8]。我们所使用的外径为 800 μm 的单模光纤,以 $2R = 26 \text{ mm}$ 的直径绕制两圈,即可获得光纤型 $\lambda/4$ 波片。此波片已成功用于我们自行研制的回波损耗测试系统中。

参 考 文 献

- 1 G. W. Day. Farady rotation in coiled, monomode optical fibers; Isolators, filters, and magnetic sensors. *Opt. Lett.*, 1982, 7(5): 238~240
- 2 R. Ulrich, S. C. Rashleigh, W. Eickhoff. Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 1980, 5(6): 273~275
- 3 S. C. Rashleigh, R. Ulrich. High birefringence in tension-coiled single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 1980, 5(8): 354~356
- 4 Arthur J. Barlow. Optical-fiber birefringence measurement using a photo-elastic modulator. *J. of Lightwave Technology*, 1985, LT-3(1): 135~145
- 5 Y. Yen, R. Ulrich. Birefringence measurement of fiber-optic devices. *Appl. Opt.*, 1981, 20(15): 2721~2725
- 6 董守荣. 波动光学. 武汉: 华中理工大学出版社, 1988. 31
- 7 范崇澄, 彭吉虎. 导波光学. 北京: 北京理工大学出版社, 1988. 212
- 8 H. C. Lefever. Single-mode fiber fractional wave devices and polarization controllers. *Electr. Lett.*, 25th September 1980, 16(20): 778~780

Bending-induced Birefringence in Single-mode Fiber and Its Measurement

Ruan Yinglan Xiang Qing Huang Dexiu

(Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

Abstract In a bent single-mode fiber, lateral compressive stress under the conditions of large deformation induces a birefringence $\Delta\beta$. This permits us to conceive devices which are, for fiber optics, the analogue of fractional wave plates of classical optics. In the meantime we designed a polarimeter to measure the bending-induced birefringence and realized a quarter wave plate at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ with a two-turn optical fiber loop of 26 mm in diameter.

Key words fiber wave plates, birefringence, retardation

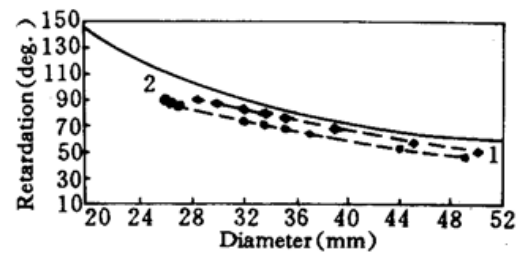


Fig. 6 The curves show the retardation of the two-turn optical fiber loop at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ against the loop diameter. The solid curve presents the calculation result after formula (9) and the dashed curves are obtained from experiment