

# 去偏光纤陀螺轴向磁场问题的理论研究\*

张登伟 牟旭东 舒晓武 刘 承

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

**摘 要** 运用琼斯矩阵,对去偏光纤陀螺轴向磁场灵敏度进行研究. 基于单色光分析了轴向磁场产生的法拉第非互易相位差的机理,理论推导了实际的非互易相位差,给出仿真结果、分析结果和实验结果,并提出减小轴向磁场作用下的 Faraday 非互易相位差的主要方法是使得两个消偏器的  $45^\circ$  误差之和  $(\theta_3 + \theta_4) \rightarrow 0$ .

**关键词** 去偏光纤陀螺; Faraday 非互易相位差; 扭转; Lyot 消偏器; 轴向磁场

**中图分类号** V241.5 **文献标识码** A

## 0 引言

与其他陀螺相比,光纤陀螺具有许多独特优点<sup>[1]</sup>. 目前保偏光纤陀螺的精度已经达到  $0.00023^\circ/\text{h}$ , 国外的 Honeywell 公司生产的去偏陀螺精度也已经达到  $0.001^\circ/\text{h}$ <sup>[2]</sup>. 但是实现同样的零偏精度,去偏陀螺与保偏陀螺相比,难度大得多. 不过考虑到保偏光纤和普通单模光纤的价格差异,去偏陀螺是导航级陀螺工程化的理想选择<sup>[3]</sup>.

陀螺实际工作中受磁场、温度<sup>[4]</sup>、振动及各种谐波<sup>[5]</sup>等环境因素的影响,零位漂移非常严重,减小磁场引起的陀螺零漂,是实现高精度的光纤陀螺必须解决的难题之一. 保偏陀螺由于其线双折射相对于磁场引起的圆双折射很大,在很大程度上抑制了零位漂移<sup>[6]</sup>. 单模光纤由于残余双折射的影响,使得陀螺在磁场中零位漂移很大,所以解决去偏陀螺的磁场问题在去偏陀螺的工程化过程中变得非常重要.

## 1 静磁场对光纤陀螺零偏的影响机理

图 1 是光纤陀螺的简化模型,光纤环等效为如图所示的  $R_1$ 、 $C_1$ 、 $R_2$ 、 $C_2$  四段光纤,四段光纤在同

一个平面上,其中  $R_1$ 、 $R_2$  等效为非理想单模光纤由于弯曲、扭转、残余应力等双折射引起的偏振光的相位延迟器,每个延迟器产生的相位为  $\alpha/2$ ;  $C_1$ 、 $C_2$  则是只受磁场影响的理想光纤,即它的偏振态旋转的角度只与光纤长度  $L$ 、光源波长  $\lambda$ 、及外界磁场  $B$  有关,起偏器方向在光纤环平面上,经过推导<sup>[7]</sup>可以得到磁场作用下的 Faraday 非互易相位差为

$$\Delta\varphi_s = +2\kappa\sin\alpha \quad (1)$$

式中  $\kappa = VBL$ ,  $V$  为沃尔德常数,  $B$  为磁感应强度.  $V$  与  $\lambda^{-2}$  成正比,  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$  时,  $V = 2 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ .

可以看到,在磁场作用下,由于 Faraday 磁光效应,在光纤中传播的偏振光会产生一个非互易的圆双折射,这个圆双折射和光纤的残余线双折射及扭转产生的圆双折射共同作用,带来 Faraday 非互易相位差,从而引起陀螺的零位漂移. 对于垂直于光纤环的轴向磁场,按照法拉第效应似乎对陀螺没有影响,但作者发现,与平行于光纤环的径向磁场相比,轴向磁场是产生零漂的主要因素.

## 2 轴向磁场对去偏陀螺影响的理论推导

图 2 为去偏光纤陀螺,SLD 为宽谱光源, PIN 为光电探测器, IOC 为调制器, P 为起偏器,  $l_1$ 、 $l_2$ 、 $l_3$ 、 $l_4$  为四段保偏光纤组成的 Lyot 消偏器,  $l_1$  的主模式与集成光学元件基模式之间的夹角为  $\theta_1$ ,  $l_2$  与集成光学元件之间的夹角为  $\theta_2$ ,  $l_1$  与  $l_3$  两个基模式之间的夹角为  $45^\circ + \theta_3$ ,  $l_2$  与  $l_4$  之间夹角为  $45^\circ + \theta_4$ , 光

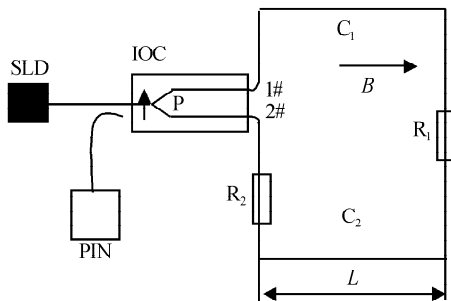


图 1 磁场作用下光纤陀螺简化模型  
Fig. 1 Fiber optic gyro simplification model in magnetic field

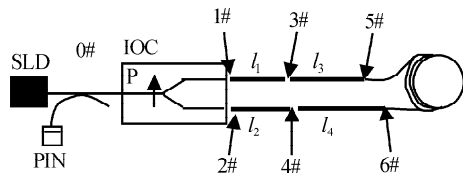


图 2 去偏光纤陀螺原理  
Fig. 2 Schematic diagram of Fiber-optic depolarized gyro

\* 国家 863 计划重点资助项目  
Tel: 0571-87951249-8000 Email: seaskyzdw@zju.edu.cn  
收稿日期: 2004-08-23

纤环用普通单模光纤做成. 假设光纤的轴向为  $Z$  向, 坐标  $(X, Y)$  对应于光纤的两个双折射主轴,  $Z=0$  与 5# 端口重合.

普通单模光纤环如图 3. 设光纤的绕向如图所示, 光纤环的平均半径为  $r$ , 光纤环的高度为  $h$ , 光纤的层数为  $N$ , 每层光纤的圈数为  $M$ , 光纤在光纤环高度方向上上升的螺旋角为  $\gamma$ , 整个光纤环处在垂直于光纤环面的静磁场  $B_0$  中. 考虑  $dz$  段光纤, 将磁场  $B_0$  在  $dz$  段上的作用分解为  $B_{0//}$  和  $B_{0\perp}$ . 对于  $B_{0\perp}$ , 由于其垂直于光的传播方向, 根据 Faraday 效应原理, 对光没有影响, 而  $B_{0//}$  则产生与之成线性关系的非互易圆双折射.

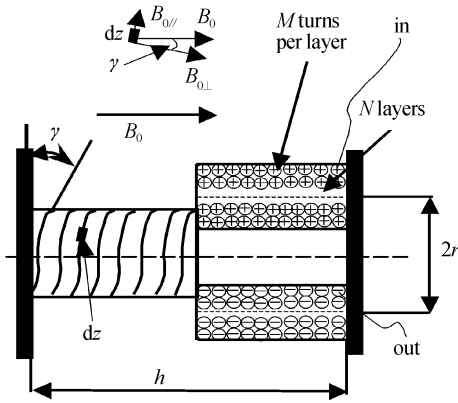


图 3 轴向磁场作用下单模光纤环

Fig. 3 Single-mode fiber loop in axial magnetic field

图 3 中, in 表示 CW(顺时针)光的入口(图 2 中的 5# 端口), out 表示 CW 经过光纤环后的出口(图 2 中的 6# 端口), 而对于 CCW(逆时针)光则 out 表示入口, in 表示出口. 对应于 CW 光, 单模光纤的各种双折射如图 4, 假设  $\xi_0$  为  $B_0$  产生的非互易圆双折射,  $\varphi$  为单模光纤单位长度上的扭转, 单模光纤两个残余模式的线性双折射之差为  $\delta\beta$ .

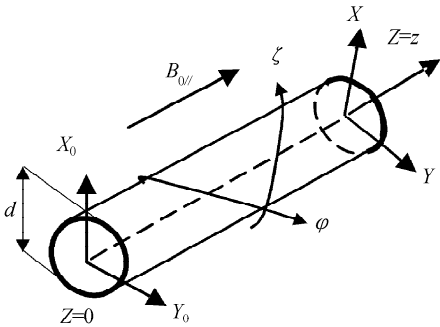


图 4 线性双折射和圆双折射共同作用的单模光纤

Fig. 4 Single-mode fiber including circular birefringence and linear birefringence

设顺磁场方向缠绕的单模光纤的长度为  $L_1$ , 逆磁场方向缠绕的单模光纤的长度为  $L_2$ , 对于均匀扭转的光纤, 则 CW 光经过单模光纤环的传输矩阵可等效为<sup>[8]</sup>

$$u_c = \begin{bmatrix} \cos \eta_1 c - j \frac{\delta\beta}{2\eta_1} \sin \eta_1 c & \frac{\varphi - \xi}{\eta_1} \sin \eta_1 c \\ -\frac{\varphi - \xi}{\eta_1} \sin \eta_1 c & \cos \eta_1 c + j \frac{\delta\beta}{2\eta_1} \sin \eta_1 c \end{bmatrix} \quad (2)$$

同样, 光在单模光纤环上的传输矩阵为

$$u_{cc} = \begin{bmatrix} \cos \eta_2 c - j \frac{\delta\beta}{2\eta_2} \sin \eta_2 c & \frac{\varphi + \xi}{\eta_2} \sin \eta_2 c \\ -\frac{\varphi + \xi}{\eta_2} \sin \eta_2 c & \cos \eta_2 c + j \frac{\delta\beta}{2\eta_2} \sin \eta_2 c \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\text{式中, } \eta_1 = \sqrt{\left(\frac{\delta\beta}{2}\right)^2 + (\varphi - \xi)^2},$$

$$\eta_2 = \sqrt{\left(\frac{\delta\beta}{2}\right)^2 + (\varphi + \xi)^2}, c = L_1 - L_2 = \pi d M N.$$

CW 光从起偏器 P 到端口 5# 的传输矩阵为

$$U_1 = \begin{bmatrix} e^{-j\Delta\beta_3/2} & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\beta_3/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(45^\circ + \theta_3) & -\sin(45^\circ + \theta_3) \\ \sin(45^\circ + \theta_3) & \cos(45^\circ + \theta_3) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{-j\Delta\beta_1/2} & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\beta_1/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta_1) & -\sin(\theta_1) \\ \sin(\theta_1) & \cos(\theta_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

同样, CW 光从端口 6# 到起偏器 P 的传输矩阵为

$$U_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) & -\sin(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) & \cos(\theta_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j\Delta\beta_2/2} & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\beta_2/2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(45^\circ + \theta_4) & -\sin(45^\circ + \theta_4) \\ \sin(45^\circ + \theta_4) & \cos(45^\circ + \theta_4) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j\Delta\beta_4/2} & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\beta_4/2} \end{bmatrix} \quad (5)$$

所以, CW 光的传输矩阵  $U_c$  和 CCW 光的传输矩阵  $U_{cc}$  分别为

$$U_c = U_2 u_c U_1, U_{cc} = U_1^T u_{cc} U_2^T, \text{ 其中 } U_x^T \text{ 表示 } U_x (x=1, 2) \text{ 的转置矩阵.}$$

对于单色光源, 则正反两束光的在整个系统上产生的 Faraday 非互易相位差为<sup>[9]</sup>

$$\Phi_0 = \frac{j \text{tr}(U_c U_{cc}^T - U_{cc}^T U_c)}{\text{tr}(U_c U_{cc}^T + U_{cc}^T U_c)} \quad (6)$$

式中  $U_x^T$  表示  $U_x$  的厄密共轭矩阵,  $\text{tr}(T)$  表示矩阵  $T$  的迹.

现只考虑两个  $45^\circ$  不对准角, 即认为在端口 1# 和 2# 处  $\theta_1 = \theta_2 = 0$ , 经化简得

$$\Phi_0 = \frac{2\delta\beta\varphi\xi_0 \sin \gamma}{\eta^2} (\theta_3 + \theta_4) \left[ c - \frac{\sin(\eta_1 c + \eta_2 c)}{2\eta} \right] + o(L_3, L_4, \Delta\beta, \xi, \varphi, \delta\beta) \quad (7)$$

式中  $\xi = \xi_0 \sin \gamma$ , 螺旋角非常小, 与光纤的直径有关系, 一般为  $\gamma < 0.01 \text{ rad}$ , 对于  $B = 1 \text{ mT}$ ,  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ,  $\xi < 8.4 \times 10^{-6} \text{ rad/m}$ , 而  $\delta\beta, \varphi \gg \xi$ , 省略二阶小量, 式(7)可以化简为

$$\Phi_0 = \frac{2\delta\beta\varphi\xi_0 \gamma}{\eta^2} (\theta_3 + \theta_4) \left[ c - \frac{\sin(\eta_1 c + \eta_2 c)}{2\eta} \right] \quad (8)$$

$$\text{式中, } \eta = \sqrt{\left(\frac{\delta\beta}{2}\right)^2 + \varphi^2}, c = \pi d M N.$$

### 3 轴向磁场作用下去偏陀螺 Faraday 非互易相位差的分析及仿真

由式(8)可以看到,轴向磁场作用下去偏陀螺的 Faraday 非互易相位差与光纤的直径、单模光纤两个模式的残余线双折射、光纤的扭转、两个消偏器的  $45^\circ$  不对准角的和、光纤缠绕方向的螺旋角、光纤的总匝数及外界磁场等成线性关系. 光纤缠绕方向上的螺旋角是决定此非互易相移的另外一个因素,这个因素不可避免,但是可以通过紧凑的光纤绕环办法尽可能减小此螺旋角.

Lyot 消偏器的质量,特别是两个  $45^\circ$  角的准确度,也直接决定着去偏陀螺轴向磁场作用下的 Faraday 非互易相位差的大小,可以通过提高焊接机的准确度来减小 Lyot 消偏器的  $45^\circ$  不对准角,使  $|\theta_3 + \theta_4| \rightarrow 0$ ,从而使此非互易相位差尽可能小. 如图 5,满足  $B=1 \text{ mT}$ 、 $M=100$ 、 $N=50$ 、 $\varphi=6 \text{ rad/m}$ 、 $d=250 \mu\text{m}$ 、 $(\theta_3 + \theta_4)=2^\circ$ 、 $\gamma=0.01 \text{ rad}$  条件的非互易相位差,最大值为  $4.5 \times 10^{-6} \text{ rad}$ ,对于  $0.1 \text{ mT}$  的磁场,波长为  $\lambda=1.3 \mu\text{m}$  的单色光,要实现精度为  $0.01^\circ/\text{h}$  的零漂,要求  $|\theta_3 + \theta_4| \leq 0.175^\circ$ ,这在技术上有一定的难度.

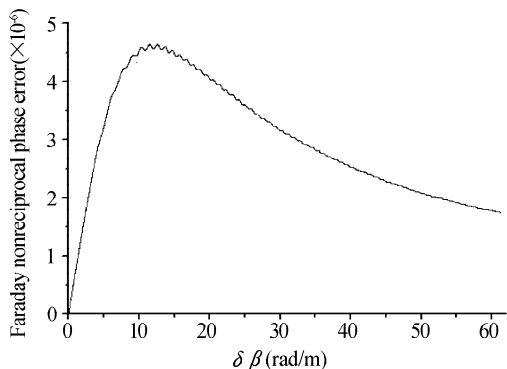


图 5 非互易相位差-线双折射差曲线

Fig. 5 The curve of nonreciprocal phase error and linear birefringence

如图 5,在  $\delta\beta < 2\varphi$  的地方,非互易相位差与  $\delta\beta$  成线性关系,在  $2\varphi$  附近达到最大值,所以可以通过改变扭转来使 Faraday 非互易相位差减小,只要使得  $\delta\beta \ll 2\varphi$  或  $\delta\beta \gg 2\varphi$  都可以在某种程度上减小此非互易相位差. 图 6 是满足条件  $B=1 \text{ mT}$ 、 $M=100$ 、 $N=50$ 、 $\delta\beta=6 \text{ rad/m}$ 、 $d=250 \mu\text{m}$ 、 $(\theta_3 + \theta_4)=2^\circ$ 、 $\gamma=0.01 \text{ rad}$  的扭转与 Faraday 非互易相位差的关系,对于一个绕好的光纤环,其扭转基本上是固定的,但实际的系统在运行过程中,由于 Shupe 效应,使得单模光纤残余线性双折射之差在无规则的变化,对于这种效应,可以通过光纤环四机子绕法来减小  $\delta\beta$ ,理论和实验都表明,四机子绕法不能消除轴向磁场

引起的非互易相位差.

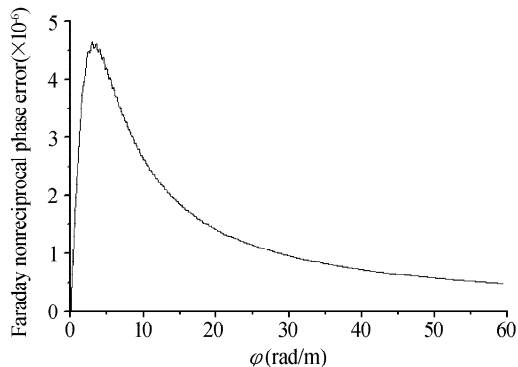


图 6 非互易相位差-扭转曲线

Fig. 6 The curve of nonreciprocal phase error and twist

### 4 实验结果

图 7 为去偏陀螺在磁场作用下的输出曲线,光纤环敏感轴垂直于水平面向上,在  $200 \text{ s}$  时加上与光纤环敏感轴同向的 N 向(N 向表示在磁铁外部从南极到北极的方向,同样,S 向表示相反的反向)  $2 \text{ mT}$  的静磁场,陀螺零偏变化,在随后的时间里分别加 N 向  $4 \text{ mT}$  的静磁场、S 向  $2 \text{ mT}$  磁场、S 向  $4 \text{ mT}$  磁场,则陀螺输出的增加量随磁场的变化量基本上成线性关系. 随着系统工作时间的增加,环上的光纤逐渐达到热的均衡. 在热均衡过程中,单模光纤的残余线双折射变化很大,因此轴向 Faraday 非互易相位差引起的零偏也变化(如图 7 中的前面两个曲线所示),达到热均衡后,相对稳定. 这在实验上从另一个方面验证了轴向磁场作用下 Faraday 非互易相位差公式的正确性.

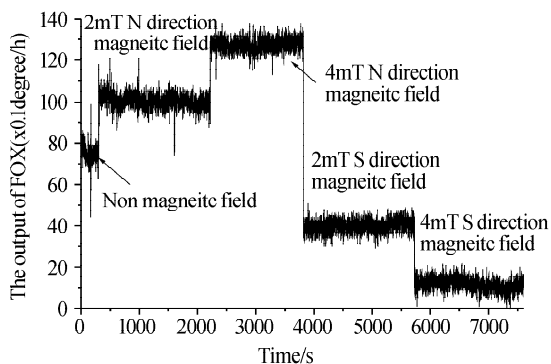


图 7 轴向磁场作用下陀螺的输出

Fig. 7 The output of fiber optic gyro in axial magnetic field

### 5 结论

去偏光纤陀螺在恒定轴向静磁场的作用下,会产生一个与磁场有关系的 Faraday 非互易相位差,此相位差在陀螺工作过程中基本不变,反映到陀螺的输出上,会给陀螺带来一个固定的零偏,此零偏与垂直于光纤环面的磁场大小成线性关系. 减小此零

偏最简单的方法是采用高导磁材料对光纤环进行磁屏蔽,但是这样增加了系统的重量和成本,所以对某些场合的应用不是理想的选择.采用大直径的光纤环、减小光纤绕向的螺旋角、在绕制过程中增加扭转使得  $\delta\beta \ll 2\varphi$  或在绕制过程中增加光纤的拉应力使得  $\delta\beta \gg 2\varphi$  都可以在一定程度上减小 Faraday 非互易相位差.采用高精度度焊接工艺,保证两个消偏器的  $45^\circ$  不对准角之和  $(\theta_3 + \theta_4) \rightarrow 0$ ,使得光在进入光纤环之前和从光纤环出来之后完全消偏,是工程上最理想的选择.

### 参考文献

- 1 杨清生,张桂才.光纤陀螺——一种新型的全固态惯性仪表.光子学报,2000,**29**(Z01):307~312  
Yang Q S, Zhang G C. *Acta Photonica Sinica*, 2000, **29**(Z01):307~312
- 2 Sanders S J, Strandjord L K, Mead D, et al. Fiber optic gyro technology trends - a Honeywell perspective. Optical Fiber Sensors Conference Technical Digest, 2002. OFS 2002, **1**(15):5~8
- 3 牟旭东,周柯江.消偏光纤陀螺理论和实验研究.光子学报,2000,**29**(9):810~813  
Mou X D, Zhou K J. *Acta Photonica Sinica*, 2000, **29**(9):810~813
- 4 伊小素,肖文,魏铁军.大功率、宽光谱超辐射发光管的温度稳定性研究.光子学报,2004,**33**(11):1367~1369  
Yi X S, Xiao W, Wei T J. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(11):1367~1369
- 5 王冬云,毛彩虹,朱辉,等.电光相位调制器谐波响应对光纤陀螺的影响.光子学报,2003,**32**(9):1053~1055  
Wang D Y, Mao C H, Zhu H, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(9):1053~1055
- 6 Saida T, Hotate K. General formula describing drift of interferometer fiber-optic gyro due to faraday effect; reduction of the drift in twin-depo-I-FOG. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, **17**(2):222~228
- 7 Bohm K, Petermann K, Weidel E. Sensitivity of a fiber-gyroscope to environment magnetic fields. *Optic Letters*, 1982, **7**(4):180~182
- 8 张登伟,牟旭东,舒晓武,等.单模光纤环轴向磁场问题的理论研究.传感技术学报,2005,**18**(3):672~675  
Zhang D W, Mao X D, Shu X W, et al. *Acta Sensing Technique*, 2005, **18**(3):672~675
- 9 Kozel S M, Listvin V N, Shatalin S V, et al. Effect of random inhomogenities in a fiber lightguide on the null shift in a ring interferometer. *Opt Spectrosc (USSR)*, 1986, **61**(6):814~816

## Theory Study on Axial Magnetic Field Acting on Fiber-Optic Depolarized Gyro

Zhang Dengwei, Mou Xudong, Shu Xiaowu, Liu Cheng

State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027

Received date: 2004-08-23

**Abstract** The axial magnetic sensitivity of fiber-optic depolarized gyro is studied through using Jones Matrix. Based on monochromatic light, the principle of resulting in nonreciprocal phase error that results from axial magnetic is analyzed, and the theory derivation about the actual nonreciprocal phase error is introduced. The emulation result, analysis result and the experiment result are given. And the main method to reduce the Faraday nonreciprocal phase error resulted from the axial magnetic field is put forward, too. The method is that the two depolarizers'  $45^\circ$  error sum  $(\theta_3 + \theta_4)$  should tend to 0.

**Keywords** Fiber-optic depolarized gyro; Faraday nonreciprocal phase error; Twist; Lyot depolarizer; Axial magnetic field



**Zhang Dengwei** was born in 1978, in Anhui Province. He received the B. S. degree in mechanics electronics engineering of Hangzhou Institute of Engineering and Technology, in 2001. Now he is pursuing Ph. D. degree in optical electronics, Zhejiang University. His research presently focuses on the magnetic field acting on Fiber-optic depolarized gyro.