

## 法拉第旋转镜对旋转光纤磁光性能测量的影响

曾嘉伟, 文建湘\*, 时昊, 吴妍, 陈伟, 张小贝, 庞拂飞, 王廷云

上海大学特种光纤与光接入网省部共建国家重点实验室培育基地, 特种光纤与先进通信国际合作联合实验室, 上海 200444

**摘要** 为了解决随机线性双折射对光纤磁光特性测量的影响,采用旋转光纤(SF)结合法拉第旋转镜(FRM)的测量方法,研究了FRM对旋转光纤磁光特性测量的影响。首先,从理论方面研究旋转光纤与FRM的引入如何减小光纤中的随机线性双折射对磁光特性测量的影响,并搭建基于FRM的旋转光纤磁光特性测试系统。当光源波长为1310 nm时,FRM作用前的旋转光纤费尔德常数都比未旋转光纤的大,且旋转光纤的节距越短,费尔德常数越大。特别是旋转光纤的节距为1.0 mm时,其费尔德常数为0.8304 rad/(T·m),比未旋转光纤的费尔德常数[0.8029 rad/(T·m)]增大了约3.43%。当测试系统加入FRM后,不同光纤的费尔德常数测量值相较于未使用FRM的光纤费尔德常数测量值都有一定幅度的增大,尤其相比于节距为1.0 mm时的旋转光纤更进一步提高了7.50%,并且在FRM作用前后不同光纤费尔德常数测量值的均方差分别为0.99%和0.61%,说明FRM的引入提高了掺杂光纤费尔德常数的测量精度与稳定性。

**关键词** 测量; 法拉第效应; 磁光特性; 法拉第旋转镜; 费尔德常数; 双折射

中图分类号 O436.4

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS221390

## 1 引言

基于法拉第效应的光纤电流传感器具有测量范围宽、灵敏度高、绝缘性能好、抗电磁干扰、无磁饱和等优点,在电流测量领域获得广泛的关注和研究<sup>[1-6]</sup>。但传感线圈内部存在较大的随机线性双折射,严重影响传感器灵敏度。随机线性双折射的存在使偏振光正交偏振模式之间的传播常数不一致,导致输入信号光的偏振状态发生改变,从而降低光纤传感器的测量精度<sup>[7-8]</sup>。在理想单模光纤中,两个相互正交的偏振基模是简并的,也就是说,它们以相同的相速度传播<sup>[9]</sup>;然而,在实际的光纤中,受随机线性双折射的影响,一束线偏振光经过光纤传播后,两个偏振基模的传播速度不同,导致出射光变成椭圆偏振光,影响光纤的磁传感特性。

光纤的随机线性双折射一般有两个来源:一方面是由光纤内部的纤芯和包层不圆度缺陷和内部应力引起的应力双折射;另一方面是光纤外部的一些随机应力,如弯曲、扭绞、受压等机械力作用<sup>[9-12]</sup>,外部机械力会产生光弹性效应,导致产生随机线性双折射。随机线性双折射的轴方向和大小对温度和光纤布置的影响非常大,易导致磁场作用下的偏振旋转角的测量不稳定。因此,使用光纤作为大电流传感器的传感头进行

测量时,其测量精度和稳定性受到严重影响。Tabor和Chen<sup>[13]</sup>研究了晶体材料中的法拉第效应特性,该晶体同时具有法拉第旋转和随机线性双折射特性,他们发现随机线性双折射的存在会极大地影响波的传播行为,这与纯法拉第旋转有很大的不同。

为了克服随机线性双折射对灵敏度的影响,旋转光纤(SF)被越来越多地应用于电流传感领域<sup>[14-17]</sup>。在光纤拉制过程中,通过旋转光纤预制棒的方式沿光纤横向引入大量均匀分布的圆双折射<sup>[18]</sup>,从而抑制了光纤的随机线性双折射效应。Przhiyalkovsky等<sup>[19-20]</sup>研究了旋转光纤的结构参数对电流传感器的影响,并以此为基础,在反射镜和传感线圈之间放置一个椭圆相位板代替1/4波片,以提高传感器的抗干扰能力和灵敏度。Kang等<sup>[21-22]</sup>提出了一种用于电流传感器传感头的特殊结构的旋转光纤,这种特殊结构消除了光纤费尔德常数的不均匀性,然而其有效性仅在理论上得到证明。此外,Laming等<sup>[23]</sup>采用一个由45°法拉第旋转器和反射镜组成的法拉第旋转镜(FRM)将正交偏振态返回到光纤中,从而抵消光纤中所有的互易线性双折射和互易圆双折射。通过在磁传感的感应线圈末端增加FRM,分析随机线性双折射的影响<sup>[24-28]</sup>。FRM引起光反射和90°的偏振旋转,从而使出射光与入射光成正交偏振。当正交偏振光经过互易双折射时,可以消除

收稿日期: 2022-06-28; 修回日期: 2022-07-26; 录用日期: 2022-08-16; 网络首发日期: 2022-08-26

基金项目: 国家自然科学基金(61975113, 61935002)、国家重点研发计划(2020YFB1805800)、111项目(D20031)

通信作者: \*wenjx@shu.edu.cn

偏振调制<sup>[29]</sup>。Li 等<sup>[30]</sup>也提出 FRM 的引入可以抵消光纤中随机线性双折射的影响。旋转光纤可以从光纤制备上减小随机线性双折射的影响,而 FRM 可以抵消随机线性双折射,使测量结果尽可能反映真实的费尔德常数,然而,利用旋转光纤并结合 FRM 的研究鲜有报道。

本研究首先制备了 4 种不同螺旋节距的旋转光纤和未旋转光纤,并搭建了基于 FRM 的光纤磁光特性测试系统。研究 FRM 对其磁光特性测量的影响,并分析不同螺旋节距光纤费尔德常数和消光比的变化情况;同时从理论方面进行了深入分析。

## 2 磁光特性测试原理

法拉第效应是指一束平面偏振光在穿过放置于磁

场中的磁光介质时会以一定角度偏转。当线偏振光以平行于外加磁场的方向穿过介质时,在磁场的作用下左旋和右旋圆偏振光的折射率不同,使两个偏振光以不同的相速度和相位传播<sup>[31-32]</sup>,在传播距离  $L$  后引起法拉第旋转。法拉第效应<sup>[33]</sup>可以表示为

$$\theta = V_B BL = \frac{\pi}{\lambda}(n_+ - n_-)L, \quad (1)$$

式中: $\theta$ 为法拉第旋转角; $B$ 为磁场强度; $L$ 为磁场中光纤长度; $V_B$ 为费尔德常数; $n_+$ 和 $n_-$ 分别为右圆偏振光和左圆偏振光的有效折射率。

法拉第效应具有非互易特性,即其只与磁场的方向有关,而与光的传播方向无关。当线偏振光沿原光路反向传播时,线偏振光的偏转方向与正向传播时同向<sup>[34]</sup>,如图 1 所示。

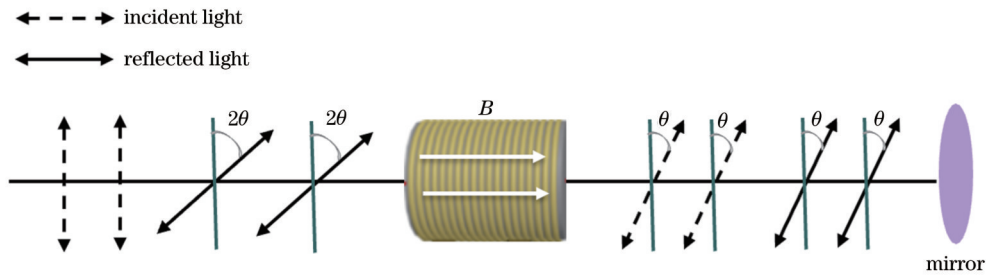


图 1 法拉第效应的非互易性

Fig. 1 Non-reciprocity of Faraday effect

通过在待测点(图 2 中  $a \sim e$ 、耦合器端口 2 或端口 3)处添加另一个可旋转偏振器,测量输出光的消光比(ER)<sup>[35]</sup>特性。当输出光经过检偏器后,用功率计检测功率大小,记录最大、最小值,根据式(2)可计算出消

光比<sup>[36]</sup>:

$$R_E = 10 \lg(P_{\max}/P_{\min}), \quad (2)$$

式中: $P_{\max}$ 为输出光的最大功率值; $P_{\min}$ 为输出光的最小功率值。

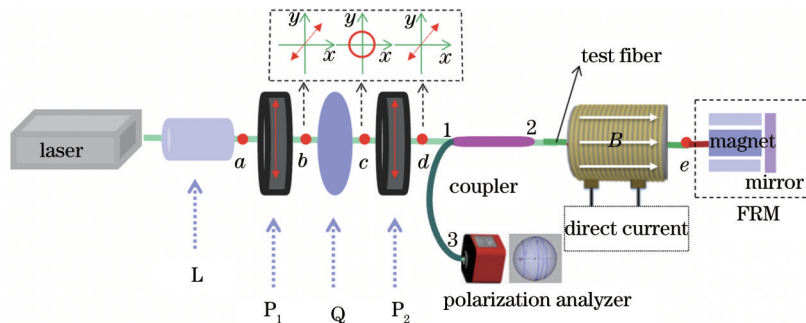


图 2 光纤磁光特性测试系统

Fig. 2 Optical fiber magneto-optical characteristic test system

为了验证 FRM 的引入可以抵消光纤中随机线性双折射的影响,以及精确测量光纤样品的费尔德常数,搭建了基于 FRM 的磁光特性测试系统,如图 2 所示。该系统主要由激光光源、偏振控制部分、螺线管、法拉第旋转镜和偏振分析仪 5 部分组成<sup>[37]</sup>。这里的偏振控制部分是为了获得高消光比的线偏振光,它由 1 个准直透镜(L)、一个 1/4 波片(Q)和 2 个偏振片( $P_1$ 、 $P_2$ )组成。首先,激光光源(S1FC1310, Thorlabs, USA)发

出的光束通过光纤跳线耦合进入准直透镜中。跳线中存在随机线性双折射,使  $a$  点的消光比测量值约为 32.0 dB,且  $a$  点消光比在每个偏振方向上不均匀。为了在任何偏振方向上得到均匀和高消光比的线偏振光,在偏振片  $P_1$  后增加 1/4 波片和偏振片  $P_2$ 。此时测得  $d$  点线偏振光的消光比为 33.77 dB。之后利用 10 倍透镜将偏振片  $P_2$  后的线偏振光聚焦在耦合器上。实验开始前调节偏振片  $P_2$  的主轴,使之与  $x$ - $y$  平面的

两轴成  $45^\circ$ , 以实现最高灵敏度。

为了减小额外随机线性双折射对结果精度的影响, 实验过程中应当防止光纤样品弯曲和扭曲, 且所有实验光纤保持直的状态。根据螺线管的磁场分布<sup>[38]</sup>, 直流电源设定为  $5.0\text{ A}$ , 磁场作用下的光纤长度为  $30.4\text{ cm}$ 。在此区域, 磁场强度相对稳定。光纤通过螺线管施加的磁场后, 会产生一定角度的旋转。在法拉第旋转镜的作用下, 光束偏振面反向, 且发生  $90^\circ$  的偏振旋转。反射光束沿原路返回, 利用 Stokes 偏振分析仪 (PAX5710, Thorlabs, USA) 在耦合器的端口 3 检测反射光的偏振态。当未使用 FRM 时, 直接在待测光纤后测量其法拉第转角。偏振分析仪的精度为  $0.01^\circ$ 。偏振态的变化可以在计算机端的庞加莱球上观察。最后, 根据偏振面的法拉第旋转角计算费尔德常数。

光纤样品: 采用的光纤样品是实验室自制的低双折射旋转光纤, 光纤总长度均使用  $80\text{ cm}$ 。使用预制棒

控制的未旋转单模光纤作为参考, 在光纤拉制过程中, 光纤预制棒以  $1000\text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ 、 $667\text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ 、 $500\text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$  和  $333\text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$  的转速旋转并进行拉丝, 获得不同螺旋节距的旋转光纤, 其节距值分别为  $1.0\text{ mm}$ 、 $1.5\text{ mm}$ 、 $2.0\text{ mm}$  和  $3.0\text{ mm}$ 。

### 3 理论基础

在光学系统中, 可以使用琼斯矩阵法来分析光的偏振态变化情况<sup>[39]</sup>。偏振光可以用琼斯矢量来表示, 线性光学器件可以由琼斯矩阵表示。

光纤中存在很多的随机线性双折射, 利用旋转光纤可以消除光纤中部分随机线性双折射。以旋转光纤为研究对象, 推导出不同节距的旋转光纤的实验值和理想单模光纤理论值之间的关系。

当待测光纤为长度为  $L$  的旋转光纤时, 其琼斯矩阵  $J_F$  可以等效为一个延迟器  $J_\delta$  和一个旋转器  $J_\theta$ <sup>[23]</sup>:

$$J_F = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \sin \frac{\delta}{2} \cos(2\varphi) & i \sin \frac{\delta}{2} \sin(2\varphi) \\ i \sin \frac{\delta}{2} \sin(2\varphi) & \cos \frac{\delta}{2} - i \sin \frac{\delta}{2} \cos(2\varphi) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中:  $\theta$  为旋转器的旋转角度;  $\delta$  为延迟器的延迟, 其主轴与  $x$  轴的夹角为  $\varphi$ 。

$\theta$  和  $\delta$  可以表示为

$$\theta = \omega L + \arctan \left\{ \frac{-2(\omega + \theta_0)/\Delta\delta}{\sqrt{1 + [2(\omega + \theta_0)/\Delta\delta]^2}} \tan \frac{\sqrt{\Delta\delta^2 + 4(\omega + \theta_0)^2}}{2} L \right\} + n\pi, \quad (4)$$

$$\delta = 2\arcsin \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + [2(\omega + \theta_0)/\Delta\delta]^2}} \sin \frac{\sqrt{\Delta\delta^2 + 4(\omega + \theta_0)^2}}{2} L \right\}, \quad (5)$$

其中

$$\theta_0 = V_B B, \quad (6)$$

式中:  $\theta_0$  为理想单模光纤单位长度的法拉第转角;  $\omega$  为旋转光纤的自旋扭转率;  $\Delta\delta = 2\pi\Delta n/\lambda$  为光纤中单位长度的相位差,  $\lambda$  为波长,  $\Delta n = n_x - n_y$  为  $x$  偏振方向的有效折射率  $n_x$  与  $y$  偏振方向的有效折射率  $n_y$  之差<sup>[40]</sup>。

当预制棒的旋转速度足够大时, 满足  $2\omega/\Delta\delta \gg 4$ , 且  $\omega \gg \theta_0$ , 故有

$$\frac{2(\omega + \theta_0)/\Delta\delta}{\sqrt{1 + [2(\omega + \theta_0)/\Delta\delta]^2}} \approx 1. \quad (7)$$

在施加电流后, 光束偏振面的变化即法拉第转角<sup>[16]</sup>可表示为

$$\frac{\Delta\theta = V_{\text{exp}} BL = \theta_B - \theta_1 = \frac{\theta_B^2 - \theta_1^2}{\theta_B + \theta_1} \approx \frac{V_B}{\left[1 + \left(\frac{\Delta\delta}{2\omega}\right)^2\right]^{1/2}} BL, \quad (8)$$

式中:  $\theta_B$  为施加电流后光束偏振面的方位角;  $V_{\text{exp}}$  为费尔德常数的实验值, 由式(8)可得

$$V_{\text{exp}} = \frac{V_B}{\left[1 + \left(\frac{\Delta\delta}{2\omega}\right)^2\right]^{1/2}} = \frac{V_B}{\left[1 + \left(\frac{\Delta\delta L_1}{4\pi}\right)^2\right]^{1/2}}, \quad (9)$$

式中:  $L_1$  为自旋节距;  $\omega = 2\pi/L_1$ 。

由于法拉第旋转镜可以抵消随机线性双折射, 并在测量结果上尽可能地反映真实的费尔德常数, 故以图 2 所示的系统为分析对象, 利用琼斯矩阵法分析 FRM 的引入对光纤中的随机线性双折射的影响。

$1/4$  波片后的圆偏振光的消光比小于  $0.5\text{ dB}$ , 可近似认为纯圆偏振光, 故经过偏振片  $P_2$  后的输入光的琼斯矩阵 (调整  $P_2$  主轴与  $x$  轴成  $45^\circ$ ) 为

$$E_{\text{in}} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

耦合器的琼斯矩阵定义为



$$J_c = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

对于待测光纤,考虑其随机线性双折射和法拉第效应,则其琼斯矩阵<sup>[41]</sup>可表示为

$$J_F = \begin{bmatrix} \cos(\Delta/2) + i \cos \tau \sin(\Delta/2) & -\sin \tau \sin(\Delta/2) \\ \sin \tau \sin(\Delta/2) & \cos(\Delta/2) - i \cos \tau \sin(\Delta/2) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中: $\Delta$ 为总的相位差。 $\alpha$ 为光纤的法拉第转角, $\beta$ 为光纤的随机线性双折射,且有 $(\Delta/2)^2 = (\beta/2)^2 + \alpha^2$ , $\sin \tau = 2\alpha/\Delta$ , $\cos \tau = \beta/\Delta$ 。

当偏振光经 FRM 返回后,待测光纤的琼斯矩阵为

$$J'_F = \begin{bmatrix} \cos(\Delta/2) + i \cos \tau \sin(\Delta/2) & \sin \tau \sin(\Delta/2) \\ -\sin \tau \sin(\Delta/2) & \cos(\Delta/2) - i \cos \tau \sin(\Delta/2) \end{bmatrix}. \quad (13)$$

由于 FRM 内部法拉第旋转器的法拉第转角为  $45^\circ$ ,故其琼斯矩阵为

$$J_{\text{frm}} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

输出光矢量为

$$E_{\text{out}} = \begin{bmatrix} E'_x \\ E'_y \end{bmatrix} = J E_{\text{in}} = J_c J'_F J_{\text{frm}} J_F J_c E_{\text{in}}. \quad (15)$$

代入以上矩阵可以推出

$$E_{\text{out}} = \begin{bmatrix} E'_x \\ E'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \alpha^2 + 2\alpha \exp\left(\frac{i\beta}{2}\right) \\ 1 - \alpha^2 - 2\alpha \exp\left(-\frac{i\beta}{2}\right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \alpha^2 + 2\alpha \cos\frac{\beta}{2} + 2i\alpha \sin\frac{\beta}{2} \\ 1 - \alpha^2 - 2\alpha \cos\frac{\beta}{2} + 2i\alpha \sin\frac{\beta}{2} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

两正交分量的相位差为

$$p_1 - p_2 = P(E'_x) - P(E'_y) = \arctan\left(\frac{\tan p_1 - \tan p_2}{1 + \tan p_1 \tan p_2}\right), \quad (17)$$

式中: $P(E'_x)$ 、 $P(E'_y)$ 分别为  $E'_x$ 、 $E'_y$ 的相位。

由输出信号可得

$$\begin{cases} \tan p_1 = \frac{2\alpha \sin\frac{\beta}{2}}{1 - \alpha^2 + 2\alpha \cos\frac{\beta}{2}}, \\ \tan p_2 = \frac{2\alpha \sin\frac{\beta}{2}}{1 - \alpha^2 - 2\alpha \cos\frac{\beta}{2}} \end{cases}, \quad (18)$$

代入式(17)有

$$p_1 - p_2 = \arctan \frac{4\alpha^2 \sin \beta}{1 - 4\alpha^2 \cos \beta}, \quad (19)$$

式(19)中, $\alpha^2$ 可以忽略,输出信号的两正交偏振分量的延迟近似为零,所以 FRM 的引入可以抵消光纤中随机线性双折射的影响<sup>[30]</sup>。

## 4 实验结果和讨论

光纤的消光比是分析光纤随机线性双折射的重要参数。当光源波长为 1310 nm 时,测量不同螺旋节距旋转光纤和未旋转光纤在 FRM 作用前后的消光比特性。为了保证测试结果的准确性,所有实验环境与实验条件严格保持一致,进行了 5 次测量并取平均值  $\bar{S}$ 。另外,对 5 次消光比的测量值( $S_i, i=1, 2, \dots, 5$ )取均方差,可得

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^5 (S_i - \bar{S})^2}{5}}. \quad (20)$$

在 FRM 作用前,不同螺旋节距的旋转光纤消光比分别为 25.51 dB (未旋转)、28.06 dB (1.0 mm)、27.66 dB (1.5 mm)、27.15 dB (2.0 mm) 和 26.29 dB (3.0 mm),如图 3 中的方形点+实线所示。可以看到,旋转光纤的消光比均大于未旋转光纤的消光比,表明旋转光纤引入的圆双折射能够抑制光纤中的部分随机线性双折射。随着节距的减小,消光比增大,尤其是螺旋节距为 1.0 mm 的旋转光纤,其随机线性双折射最小,对于入射的线偏振光有较好的偏振保持效果。同时,由测量 5 次的均方差可以看出,未旋转的单模光纤由于受随机双折射影响较大,其均方差最大,偏振传播特性不太稳定,而旋转光纤的均方差相较于未旋转光纤均有减小。

当测试系统增加 FRM 后,不同节距的旋转光纤的消光比测量值分别为 21.61 dB (未旋转)、22.29 dB (1.0 mm)、22.11 dB (1.5 mm)、21.83 dB (2.0 mm) 和 21.85 dB (3.0 mm),如图 3 中圆点+虚线所示。增加 FRM 后消光比测量值均减小,且均小于未加 FRM 测试时的消光比,也许这是由于耦合器的引入减小了入射线偏光的消光比。在相同入射线偏光下测得耦合器的消光比值为 28.34 dB,则在补偿耦合器自身的消光比(5.43 dB)特性后,不同节距旋转光纤的消光比测量值分别为 27.04 dB (未旋转)、27.72 dB (1.0 mm)、27.54 dB (1.5 mm)、27.26 dB (2.0 mm) 和 27.28 dB

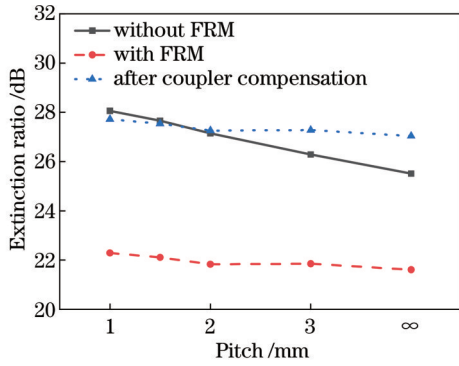


图 3 旋转光纤和未旋转光纤在 FRM 前后和耦合器补偿后的消光比特性

Fig. 3 ER characteristics of spun and unspun fibers without and with FRM and after coupler compensation

表 1 旋转光纤和未旋转光纤在 FRM 前后的消光比特性

Table 1 Extinction ratio characteristics of spun and unspun fibers without and with FRM

Condition	Pitch /mm	$S_1$ /dB	$S_2$ /dB	$S_3$ /dB	$S_4$ /dB	$S_5$ /dB	$\bar{S}$ /dB	$\sigma$
Optical fiber without FRM	$\infty$	25.14	27.37	24.52	25.45	25.05	25.51	0.98
	1.0	27.45	28.54	28.10	27.64	28.58	28.06	0.46
	1.5	27.94	27.32	26.74	28.33	27.98	27.66	0.56
	2.0	27.32	26.93	27.53	27.17	26.80	27.15	0.26
	3.0	26.54	26.07	26.91	26.45	25.47	26.29	0.49
Optical fiber with FRM	$\infty$	27.11	26.55	27.61	26.77	27.14	27.04	0.36
	1.0	28.11	27.44	27.71	27.61	27.75	27.72	0.22
	1.5	27.69	27.17	27.98	27.40	27.46	27.54	0.27
	2.0	27.23	27.37	27.49	27.15	27.04	27.26	0.16
	3.0	27.43	27.26	27.62	27.14	26.88	27.28	0.26

当光源为 1310 nm 时,测试了 FRM 作用前后不同螺旋节距的旋转光纤和未旋转光纤在不同磁场强度下的法拉第旋转角特性。实验过程中保证光纤样品摆放位置、室温和光入射角度等实验条件完全一致,对每一个样品重复进行 5 次测量并取平均值。测量的法拉第旋转角与磁场关系的变化情况如图 4 所示。在 FRM 作用前,随着旋转节距的增加,旋转光纤的斜率减小,且旋转光纤的斜率均比未旋转光纤的斜率大,这可能主要是由于旋转光纤引入了圆双折射,抑制了光纤中的随机线性双折射。而当 FRM 作用后,不同节距的旋转光纤的斜率变化不大,且均大于 FRM 作用前的斜率。在磁场强度为 112.5 mT 时,不同螺旋节距的光纤在 FRM 作用前后的法拉第旋转角测量值如图 4 中插图所示。

考虑法拉第效应的非互易性,当磁光测试系统没有 FRM 作用时,螺旋节距为 1.0 mm、1.5 mm、2.0 mm 和 3.0 mm 的旋转光纤和未旋转光纤的费尔德常数分别为 0.8304 rad/(T·m)、0.8268 rad/(T·m)、0.8233 rad/(T·m)、0.8146 rad/(T·m) 和 0.8029 rad/(T·m),如图 5 中方形点+实线所示。旋转光纤的费尔德常数都大于未旋转光纤的费尔德常

(3.0 mm),如图 3 中三角点+点线所示。当 FRM 作用时并补偿耦合器自身的消光比后,不同节距旋转光纤的消光比测量值相对比较稳定,即它的消光比均方差为 0.24 左右,小于未旋转光纤的消光比均方差(0.36)。而测试系统未使用 FRM 时,不同节距光纤的消光比测试稳定性相对较差,它们的均方差为 0.93 左右,而未旋转光纤的消光比均方差达到 0.98。另外,相同光纤 5 次消光比测量的均方差在 FRM 作用之后均有一定程度的减小,如表 1 中的  $\sigma$  值所示。这也充分说明了 FRM 的引入能明显抵消光纤中的随机线性双折射影响,从而提高消光比测试的稳定性。FRM 作用前后,不同螺旋节距光纤样品的消光比测量值详细对比如表 1 所示。

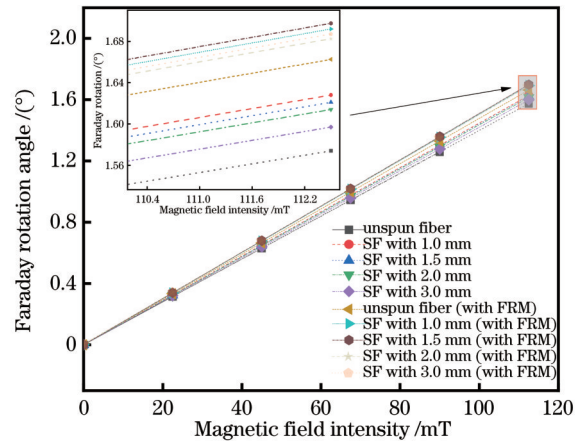


图 4 旋转光纤和未旋转光纤在 FRM 前后的法拉第旋转角  
Fig. 4 Faraday rotation angle of spun and unspun fibers without and with FRM

数,且螺旋节距越短,费尔德常数越大,这是因为:一方面,旋转光纤引入的圆双折射抑制了光纤中的随机线性双折射,使得费尔德常数的测量精度更高;另一方面,螺旋节距越短的旋转光纤,其随机线性双折射被抑制得越多。特别是螺旋节距为 1.0 mm 的旋转光纤,

其费尔德常数比未旋转光纤的费尔德常数增大了 3.43%。当测试系统增加 FRM 后,节距为 1.0 mm、1.5 mm、2.0 mm 和 3.0 mm 的旋转光纤和未旋转光纤的费尔德常数测量值分别为 0.8631 rad/(T·m)、0.8658 rad/(T·m)、0.8582 rad/(T·m)、0.8605 rad/(T·m) 和 0.848 rad/(T·m),相较于未使用 FRM 的光纤费尔德常数都有一定幅度的提高(图 5 中圆点+虚线所示),尤其相比于节距为 1.0 mm 时旋转光纤的费尔德常数增大了 7.50%。在 FRM 作用前后,不同光纤费尔德常数测量值的均方差分别为 0.99% 和 0.61%。使用 FRM 后,均方差明显减小,稳定性都有较大的提高。这表明不同节距的旋转光纤内部的随机线性双折射对费尔德常数测量的影响变小,这主要是因为 FRM 抵消光纤中的随机线性双折射影响使具有不同随机线性双折射光纤的费尔德常数测量值的波动性减小。

对于不同螺旋节距的光纤样品,它们引入的圆双折射不同,对随机线性双折射的抑制效果也不同,因此其随机线性双折射也不尽相同。在理论计算中,假设 1.0 mm、1.5 mm、2.0 mm 和 3.0 mm 旋转光纤的随机线性双折射  $\Delta n$  分别为  $2 \times 10^{-5}$ 、 $4 \times 10^{-5}$ 、 $6 \times 10^{-5}$  和  $8 \times 10^{-5}$ 。对于熔融石英光纤(SiO<sub>2</sub>),即未旋转的单模光纤,其费尔德常数<sup>[23]</sup>为

表 2 旋转光纤的费尔德常数的理论值和实验值比较

Table 2 Comparison of theoretical and experimental values of Verdet constant for spun fibers

Pitch $L_t$ /mm	Theoretical calculation results			Experimental measured results		
	$\omega$ / (rad·mm <sup>-1</sup> )	$\Delta\delta$ / (rad·mm <sup>-1</sup> )	$V_B$ / (rad·T <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup> )	$V_{exp}$ (without FRM) / (rad·T <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup> )	$V_{exp}$ (with FRM) / (rad·T <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup> )	Improvement / %
1.0	6.28	0.0959	0.8689	0.8304	0.8631	3.94
1.5	4.19	0.1918	0.8688	0.8268	0.8658	4.72
2.0	3.14	0.2876	0.8681	0.8233	0.8582	4.24
3.0	2.09	0.3835	0.8654	0.8146	0.8605	5.63
$\infty$	—	—	0.8690	0.8029	0.8480	5.62

从表 2 中可以看到,螺旋节距为 1.0 mm、1.5 mm、2.0 mm 和 3.0 mm 的旋转光纤的费尔德常数理论值分别为 0.8689 rad/(T·m)、0.8688 rad/(T·m)、0.8681 rad/(T·m) 和 0.8654 rad/(T·m)。对于不同螺旋节距的旋转光纤,其费尔德常数的理论值相较于未旋转光纤的理论值都有微小的衰减,衰减系数受到螺旋节距和随机线性双折射的影响<sup>[15]</sup>。在没有 FRM 作用时,不同螺旋节距的旋转光纤费尔德常数测量值由于随机线性双折射的影响会有不同,且随着螺旋节距的减小,费尔德常数测量值增大。但当施加 FRM 后,不同螺旋节距旋转光纤的费尔德常数测量值都接近理论值,表明测试系统加入 FRM 明显减小了随机双折射效应对光纤磁光特性的影响。FRM 对不同螺旋节距的费尔德常数测量值分别增加了 3.94% (1.0 mm)、

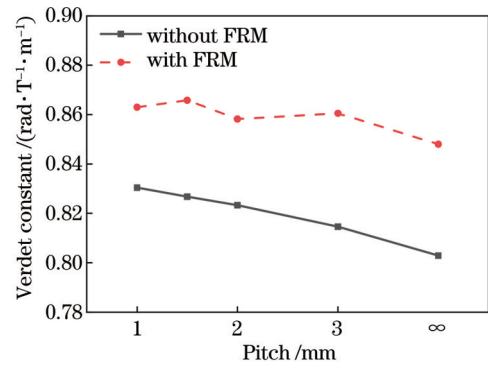


图 5 旋转光纤和未旋转光纤在 FRM 前后的费尔德常数  
Fig. 5 Verdet constants of spun and unspun fibers without and with FRM

$$V_B = 5.97\pi \times 10^{-19} / (\mu_0 \lambda^2), \quad (21)$$

式中:  $\mu_0$  为真空磁导率。

当光源波长为 1310 nm 时,单模光纤的费尔德常数理论值为  $V_B=0.8690$  rad/(T·m)。当未使用 FRM 时,未旋转的单模光纤的费尔德常数测量值为 0.8029 rad/(T·m),误差主要来源于光纤中的随机线性双折射。在 FRM 作用后,费尔德常数为 0.8480 rad/(T·m),此时 FRM 对光纤随机线性双折射的抵消效果明显。对于旋转光纤,相应的理论值如表 2 所示,表中  $V_{exp}$  为费尔德常数测量值。

4.72% (1.5 mm)、4.24% (2.0 mm) 和 5.63% (3.0 mm)。费尔德常数测量值增加得越多,说明 FRM 抵消随机线性双折射的效果越好。且不同螺旋节距旋转光纤的费尔德常数测量值之间的均方差为  $2.84 \times 10^{-3}$ ,波动误差在允许范围内,这也充分说明 FRM 的引入对抵消光纤里的随机线性双折射对光纤磁光特性测量的影响具有非常好的效果。

## 5 结 论

研究了 FRM 对旋转光纤磁光特性测量的影响。首先制备了 4 种不同螺旋节距的旋转光纤和一种未旋转光纤,并搭建了基于 FRM 的光纤磁光特性测试系统。在光源波长为 1310 nm 时,FRM 作用前不同节距的旋转光纤由于随机线性双折射不同,使得它们的费



尔德常数也有差异。随着螺旋节距的减小,费尔德常数增大,特别在旋转光纤的节距为 1.0 mm 时,其费尔德常数 $[0.8304 \text{ rad}/(\text{T}\cdot\text{m})]$ 比未旋转光纤的费尔德常数 $[0.8029 \text{ rad}/(\text{T}\cdot\text{m})]$ 增大了约 3.43%。而当 FRM 作用以后,不同光纤样品的费尔德常数测量值都有一定幅度的增大,尤其相较于节距为 1.0 mm 时的旋转光纤更进一步增大了 7.50%。加 FRM 后不同光纤费尔德常数测量值的均方差为 0.61%,小于未加 FRM 的光纤费尔德常数均方差(0.99%)。这说明 FRM 的引入抵消了光纤中的随机线性双折射,更进一步提高了不同螺旋节距旋转光纤的费尔德常数测量的稳定性。FRM 对节距为 1.0 mm、1.5 mm、2.0 mm 和 3.0 mm 的旋转光纤的费尔德常数测量值分别增大了 3.94%、4.72%、4.24% 和 5.63%。费尔德常数测量值增加得越多,说明 FRM 抵消光纤随机线性双折射的效果越好。FRM 的加入可以减小随机线性双折射对掺杂光纤磁光特性测量的影响,且可进一步提高掺杂光纤费尔德常数的测量精度,这对研究高掺杂浓度光纤磁光特性的本征值以提高光纤电流传感器的灵敏度具有非常重要的意义。

## 参 考 文 献

- [1] 董富宁, 杨庆, 罗曼丹, 等. 一种基于磁致伸缩效应和光纤光栅的电流传感器[J]. 光学学报, 2022, 42(8): 0806001.  
Dong F N, Yang Q, Luo M D, et al. Current sensor based on magnetostriction and fiber Bragg grating[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(8): 0806001.
- [2] Petricevic S J, Mihailovic P M. Compensation of Verdet constant temperature dependence by crystal core temperature measurement[J]. Sensors, 2016, 16(10): 1627.
- [3] Müller G M, Quan W, Lenner M, et al. Fiber-optic current sensor with self-compensation of source wavelength changes[J]. Optics Letters, 2016, 41(12): 2867-2870.
- [4] Wang M G, Zhang N H, Huang X D, et al. High sensitivity demodulation of a reflective interferometer-based optical current sensor using an optoelectronic oscillator[J]. Optics Letters, 2020, 45(16): 4519-4522.
- [5] Bohnert K, Gabus P, Kostovic J, et al. Optical fiber sensors for the electric power industry[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2005, 43(3/4/5): 511-526.
- [6] 周东平, 董毅. 全光纤电流传感器中电流传感光纤的抗干扰研究[J]. 光学学报, 2017, 37(10): 1006002.  
Zhou D P, Dong Y. Anti-interference of current sensing fiber in all-fiber current sensors[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(10): 1006002.
- [7] Wolf E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. Physics Letters A, 2003, 312(5/6): 263-267.
- [8] Xu S Y, Shao H M, Li C S, et al. A linear birefringence measurement method for an optical fiber current sensor[J]. Sensors, 2017, 17(7): 1556.
- [9] Smith A M. Birefringence induced by bends and twists in single-mode optical fiber[J]. Applied Optics, 1980, 19(15): 2606-2611.
- [10] Sawale B A. Effect of induced linear birefringence on Faraday current sensor using ultra low birefringence optical fiber[C]// 2016 International Conference on Electrical Power and Energy Systems (ICEPES), December 14-16, 2016, Bhopal, India. New York: IEEE Press, 2016: 577-581.
- [11] Ulrich R, Rashleigh S C, Eickhoff W. Bending-induced birefringence in single-mode fibers[J]. Optics Letters, 1980, 5(6): 273-275.
- [12] Chang K S. Pressure-induced birefringence in a coated highly birefringent optical fiber[J]. Journal of Lightwave Technology, 1990, 8(12): 1850-1855.
- [13] Tabor W J, Chen F S. Electromagnetic propagation through materials possessing both Faraday rotation and birefringence: experiments with ytterbium orthoferite[J]. Journal of Applied Physics, 1969, 40(7): 2760-2765.
- [14] 李卓岩, 孟义朝, 郝祥雨. 旋转高双折射全光纤型电流互感器[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(2): 020601.  
Li Z Y, Meng Y C, Hao X Y. Spun high birefringence all-fiber current transformers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(2): 020601.
- [15] Polynkin P, Blake J. Polarization evolution in bent spun fiber[J]. Journal of Lightwave Technology, 2005, 23(11): 3815-3820.
- [16] Yao P H, Chen X J, Hao P, et al. Introduction and measurement of the effective Verdet constant of spun optical fibers[J]. Optics Express, 2021, 29(15): 23315-23330.
- [17] 苑立波, 童维军, 江山, 等. 我国光纤传感技术发展路线图[J]. 光学学报, 2022, 42(1): 0100001.  
Yuan L B, Tong W J, Jiang S, et al. Road map of fiber optic sensor technology in China[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(1): 0100001.
- [18] Peng N, Huang Y, Wang S B, et al. Fiber optic current sensor based on special spun highly birefringent fiber[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(17): 1668-1671.
- [19] Przhlyakovskiy Y V, Morshnev S K, Starostin N I, et al. Modified sensing element of a fibre-optic current sensor based on a low-eigenellipticity spun fibre[J]. Quantum Electronics, 2014, 44(10): 957-964.
- [20] Przhlyakovskiy Y V, Morshnev S K, Starostin N I, et al. Propagation of broadband optical radiation in a spun high-birefringent fibre[J]. Quantum Electronics, 2013, 43(2): 167-173.
- [21] Kang M H, Wang Y L, Ren L Y, et al. Design of vibration-insensitive Sagnac fiber-optic current sensors using spun high-birefringence fibers[J]. Journal of Modern Optics, 2014, 61(14): 1120-1126.
- [22] 王英利, 康梦华, 任立勇, 等. 用于全光纤电流传感器的扭转高双折射光纤设计[J]. 红外与激光工程, 2015, 44(1): 170-175.  
Wang Y L, Kang M H, Ren L Y, et al. Design of spun high-birefringent fiber for fiber optic current sensor[J]. Infrared and Laser Engineering, 2015, 44(1): 170-175.
- [23] Laming R I, Payne D N. Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers[J]. Journal of Lightwave Technology, 1989, 7(12): 2084-2094.
- [24] Ding Y, Dong Y, Zhu J, et al. Linear birefringence and imperfect quarter wave plate effects on optic-fiber current sensor [C]// 2011 Asia Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP), November 13-16, 2011, Shanghai, China. New York: IEEE Press, 2011.
- [25] Sun L, Jiang S B, Marciante J R. All-fiber optical faraday mirror using 56-wt% -terbium-doped fiber[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2010, 22(13): 999-1001.
- [26] Zhang R X, Yao X S, Liu T G, et al. The effect of linear birefringence on fiber optic current sensor based on Faraday mirror[J]. Proceedings of SPIE, 2014, 9274: 92741N.
- [27] Martinelli M, Martelli P. Polarization, mirrors, and reciprocity: birefringence and its compensation in optical retracing circuits[J]. Advances in Optics and Photonics, 2017, 9(1): 129-168.
- [28] 吴健华, 张晓锋, 陈亮, 等. 全光纤微电流传感器研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(3): 0300003.  
Wu J H, Zhang X F, Chen L, et al. Research progress of all-fiber optic micro-current sensor[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(3): 0300003.

- [29] Zhang H Y, Dong Y K, Leeson J, et al. High sensitivity optical fiber current sensor based on polarization diversity and a Faraday rotation mirror cavity[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(6): 924-929.
- [30] Li Y, Jiang M, Yang D Z, et al. Measurement system of the fibers' Verdet constant including a Faraday rotator mirror[C]// 2013 Third International Conference on Instrumentation, Measurement, Computer, Communication and Control, September 21-23, 2013, Shenyang, China. New York: IEEE Press, 2013: 53-56.
- [31] Wen J X, Che Q Q, Dong Y H, et al. Irradiation effect on the magneto-optical properties of bi-doped silica optical fiber based on valence state change[J]. *Optical Materials Express*, 2020, 10(1): 88-98.
- [32] Ruan Y L, Jarvis R A, Rode A V, et al. Wavelength dispersion of Verdet constants in chalcogenide glasses for magneto-optical waveguide devices[J]. *Optics Communications*, 2005, 252(1/2/3): 39-45.
- [33] Pedroso C B, Munin E, Villaverde A B, et al. Magneto-optical rotation of heavy-metal oxide glasses[J]. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1998, 231(1/2): 134-142.
- [34] 张桂才. 光纤陀螺原理与技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 2008: 121-122.  
Zhang G C. The principles and technologies of fiber-optic gyroscope[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008: 121-122.
- [35] Wen J X, Liu W J, Huang Y, et al. Spun-related effects on optical properties of spun silica optical fibers[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2015, 33(12): 2674-2678.
- [36] 赵素英, 王绪峦, 张宁伟, 等. 光纤通信中偏振光消光比测量方法的研究[J]. *红外*, 2007, 28(9): 25-28, 46.  
Zhao S Y, Wang X L, Zhang N W, et al. Polarization extinction ratio measurement optical communication systems[J]. *Infrared*, 2007, 28(9): 25-28, 46.
- [37] 文建湘, 王文娜, 郭琪, 等. 伽马射线辐照对掺铅石英光纤的磁光特性影响[J]. *无机材料学报*, 2018, 33(4): 416-420.  
Wen J X, Wang W N, Guo Q, et al. Gamma-ray radiation on magneto-optical property of Pb-doped silica fiber[J]. *Journal of Inorganic Materials*, 2018, 33(4): 416-420.
- [38] Huang Y, Chen L, Guo Q, et al. The measurement system of birefringence and Verdet constant of optical fiber[J]. *Proceedings of SPIE*, 2013, 9046: 904615.
- [39] Jones R C. A new calculus for the treatment of optical systems I. description and discussion of the calculus[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1941, 31(7): 488-493.
- [40] Vukovic N, Sarmiento M S, May-Smith T, et al. Birefringence upper limit analysis of low birefringence fibers employed in the Faraday effect current sensors[J]. *Proceedings of SPIE*, 2014, 9157: 91577C.
- [41] Chartier T, Hideur A, Ozkul C, et al. Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers[J]. *Applied Optics*, 2001, 40(30): 5343-5353.

## Influence of Faraday Rotator Mirror on Measurement of Magneto-Optical Properties of Spun Fibers

Zeng Jiawei, Wen Jianxiang\*, Shi Hao, Wu Yan, Chen Wei, Zhang Xiaobei, Pang Fufei, Wang Tingyun

*Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Joint International Research Laboratory of Specialty Fiber Optics and Advanced Communication, Shanghai University, Shanghai 200444, China*

### Abstract

**Objective** Due to the advantages of high sensitivity and electromagnetic interference resistance, the fiber-optic current sensor based on the Faraday effect has received extensive attention and is one of the research focuses in current measurement. However, there is high random linear birefringence inside the sensing coil, which seriously affects the sensitivity of the sensor. The spun fiber is widely used in the field of current sensing to overcome the influence of random linear birefringence on sensitivity. Moreover, the method of adding a Faraday rotator mirror (FRM) to the end of the sensor's induction coil can also be used to analyze the effect of random linear birefringence. An FRM induces light reflection and polarization rotation of  $90^\circ$  so that the outgoing light is orthogonally polarized to the incoming light. Polarization modulation can be eliminated when orthogonally polarized light undergoes reciprocal birefringence. To remove the influence of random linear birefringence on the measurement of fibers' magneto-optical properties, we prepare spun fibers with four helical pitches and unspun fibers and build an FRM-based testing system for magneto-optical properties of fibers.

**Methods** The optical fiber samples used are homemade low-birefringence spun fibers. During the fiber drawing process, the fiber preforms are rotated at  $1000 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ ,  $667 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ ,  $500 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ , and  $333 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ , and spun fibers with a pitch of 1.0 mm, 1.5 mm, 2.0 mm, and 3.0 mm are obtained, respectively. The wavelength of the light source used in the experiment is 1310 nm. A magneto-optical property testing system based on FRM is built to accurately measure the extinction ratio and Verdet constant of fiber samples. Specifically, the extinction ratio characteristics of spun fibers with different helical pitches and unspun fibers without and with the FRM are measured. Afterward, the Faraday rotation angles and Verdet constants of spun fibers with different helical pitches and unspun fibers without and with the FRM are



tested and compared with the theoretical values.

**Results and Discussions** In the case of no FRM, the extinction ratio of the spun fibers with different helical pitches is greater than that of the unspun fibers (Fig. 3). It is shown that the circular birefringence introduced by the spun fiber can suppress the partial random linear birefringence in the spun fiber, and its extinction ratio increases as the pitch decreases. When the FRM is applied, the measured extinction ratios of the spun fibers with different pitches are relatively stable. The introduction of FRM can significantly offset the random linear birefringence effect in the spun fibers, thereby improving the stability of the extinction ratio test. When the light source is 1310 nm, the Verdet constant of the spun fibers without FRM is larger than that of the unspun fibers, and a shorter pitch of the spun fiber is accompanied by a larger Verdet constant. In particular, when the pitch of the spun fiber is 1.0 mm, the Verdet constant is  $0.8304 \text{ rad} \cdot (\text{T} \cdot \text{m})^{-1}$ , which is about 3.43% higher than that of the unspun fiber [ $0.8029 \text{ rad} \cdot (\text{T} \cdot \text{m})^{-1}$ ]. When the FRM is added to the testing system, the measured Verdet constants of different fibers are improved to a certain extent compared to those of the fibers without FRM (Fig. 5). For the spun fiber with a pitch of 1.0 mm, it is improved by 7.50%. In addition, the mean square deviations of the measured Verdet constants of different fibers without and with FRM are 0.99% and 0.61%, respectively. This indicates that the introduction of FRM improves the measurement accuracy and stability of the Verdet constants of spun fibers.

**Conclusions** In the case of a light source of 1310 nm and no FRM, the Verdet constant of the spun fiber is larger as its helical pitch decreases. In particular, when the pitch is 1.0 mm, its Verdet constant [ $0.8304 \text{ rad} \cdot (\text{T} \cdot \text{m})^{-1}$ ] is about 3.43% higher than that of the unspun fiber [ $0.8029 \text{ rad} \cdot (\text{T} \cdot \text{m})^{-1}$ ]. When an FRM is applied, the measured Verdet constants of different fiber samples are improved to a certain extent, especially for the spun fiber with a pitch of 1.0 mm, whose Verdet constant is improved by 7.50%. In addition, the mean square deviation of the measured Verdet constants of different fibers with FRM is 0.61%, which is less than 0.99% in the case of no FRM. It is indicated that the introduction of FRM can cancel the random linear birefringence in the fiber and improve the measurement stability of the Verdet constant of fibers with different helical pitches. The FRM measurements of the Verdet constant for spun fibers with pitches of 1.0 mm, 1.5 mm, 2.0 mm, and 3.0 mm are improved by 3.94%, 4.72%, 4.24%, and 5.63%, respectively. The addition of FRM can reduce the influence of random linear birefringence on the measurement of the magneto-optical properties of doped fibers and further increase the measurement accuracy of the Verdet constant of doped fibers.

**Key words** measurement; Faraday effect; magneto-optical properties; Faraday rotation mirror; Verdet constant; birefringence