

# 基于保偏光纤的非通视方位传递技术

蔡伟, 赵钟浩\*, 杨志勇, 罗李娜

火箭军工程大学兵器发射理论与技术国家重点学科实验室, 陕西 西安 710025

**摘要** 传统磁光调制方位传递技术要求光束直线传播, 存在应用范围受限的问题。针对该问题, 提出一种基于保偏光纤的非通视方位传递技术。首先给出了系统组成, 阐述了系统工作原理; 然后重点分析了保偏光纤双折射效应对传输光矢量的相位差的影响, 构建了包含相位差信息的保偏光纤琼斯矩阵; 最后利用琼斯矩阵对光矢量的麦克斯韦列进行了变换, 推导了系统方位角解算模型, 并进行仿真分析。结果表明: 当相位差不为  $\pi/2$  时, 方位理论解算误差在  $0.1''$  以内; 当相位差为  $\pi/2$  时, 解算方位角始终为 0, 误差随方位角的增加呈比例增长。结论说明该技术应用于方位传递的可行性。所提方法拓展了方位传递方式, 对基于保偏光纤的非通视方位传递技术的改进和系统测量精度的提高具有重要意义。

**关键词** 测量; 方位传递; 保偏光纤; 磁光调制; 相位差

中图分类号 TH741

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1512001

## Non-Line-of-Sight Azimuth Transmission Technology Based on Polarization-Maintaining Fiber

Cai Wei, Zhao Zhonghao\*, Yang Zhiyong, Luo Lina

Armament Launch Theory and Technology Key Discipline Laboratory of PRC,

Rocket Force University of Engineering, Xi'an, Shaanxi 710025, China

**Abstract** The traditional azimuth transmission technology based on magneto-optical modulation requires linear propagation of a beam and has a limited application scope. To solve this problem, a non-line-of-sight azimuth transmission technology is proposed based on polarization-maintaining fiber. First, the compositions of the system are introduced and the working principle of the system is presented. Then, by analyzing the effect of birefringence effect of a polarization-maintaining fiber on the phase difference of the transmission vector, a polarization-maintaining fiber Jones matrix containing phase difference is constructed. Finally, the Jones matrix is used to transform the Maxwell columns of the light vector, the azimuth solving model is derived, and the simulation analysis is carried out. The results show that the theoretical error of misaligned azimuth can be controlled within  $0.1''$  when the phase difference is not equal to  $\pi/2$ . In contrast, when the phase difference is  $\pi/2$ , the azimuth is always 0, and the error increases proportionally with the azimuth. The conclusion shows that the feasibility of this technique in azimuth transmission is confirmed. The proposed method extends the azimuth transmission mode and is of great significance to both the improvement of the non-line-of-sight azimuth transmission technology based on polarization-maintaining fiber and the improvement of the measurement accuracy of the system.

**Key words** measurement; azimuth transmission; polarization-maintaining fiber; magneto-optical modulation; phase difference

**OCIS codes** 120.4640; 120.6085; 120.2130

## 1 引 言

基于保偏光纤的非通视方位传递技术, 是以光的偏振特性作为方位信息的载体, 依据法拉第磁致旋光效应调制偏振光, 利用保偏光纤的偏振保持特

性实现调制后的偏振光传输, 结合马吕斯定律实现对方位角信号的检测。该技术主要用来测量非通视条件下无机械连接的两台或多台设备之间的角度信息, 是传统磁光调制方位传递技术的改进创新, 在航天器对接、火箭发射初始对准以及高精度仪器测量

收稿日期: 2020-03-09; 修回日期: 2020-04-08; 录用日期: 2020-04-29

基金项目: 国家自然科学基金(61505254)

\* E-mail: zhonghao1025@outlook.com

等方面有广阔的应用前景。

目前,方位传递技术大致分为两大类,即几何光学方法和物理光学方法。几何光学方法<sup>[1]</sup>结构简单,容易实现,但易受空气扰动影响,难以实现高精度测量。物理光学方法主要是利用光的偏振特性实现方位同步,为了达到同步精度要求,需要对偏振光进行调制,根据调制方式的不同分为电光调制、磁光调制以及声光调制三种。电光调制测角<sup>[2]</sup>精度较高,但所需要的驱动电压很高,容易对其他仪器造成电磁干扰。声光调制测角尚处于理论阶段。目前应用最广泛、技术最成熟的是磁光调制测角<sup>[3]</sup>。中国科学院西安光学精密机械研究所和火箭军工程大学在此领域展开研究并取得了一系列成果,提出了方位垂直传递技术<sup>[4]</sup>并进行了误差分析和实验研究。研究表明,在磁光调制方位传递系统中,调制波形直接影响输出的交流信号,方波调制<sup>[5]</sup>后信号易发生畸变,三角波调制<sup>[6]</sup>后交流信号的极值点不易采集,改进后的正弦波调制更具有实际应用价值。另外,交变电流驱动内置磁光材料的螺线管磁场也会对方位传递精度产生影响<sup>[7]</sup>。最新研究表明,非正入射光经过方位传递系统时会发生偏振态变化,存在偏振像差,也会引起测量误差<sup>[8]</sup>。目前,除用于方位传递外,磁光调制还被应用于波片相位延迟量测量<sup>[9]</sup>、玻璃内应力测量<sup>[10]</sup>等诸多测量领域。然而,以上相关测量技术在使用过程中均要求偏振光束直线传播且无遮挡,这严重限制了技术的实际应用。

为了解决传统磁光调制方位传递技术存在的问题,本文提出了一种基于保偏光纤的非通视方位传递技术。阐述了系统的工作原理。针对保偏光纤的光学特性,分析了光纤耦合对准对系统的影响,推导并建立了一种基于保偏光纤的方位角解算模型。利用 Matlab 仿真分析了保偏光纤引起的相位差对测角精度的影响。

## 2 非通视方位传递系统的工作原理

### 2.1 系统工作原理

非通视方位传递技术涉及磁光调制和马吕斯定律。其中偏振光是方位信息的载体,磁光调制是依据法拉第磁致旋光效应对偏振光进行调制,然后依据马吕斯定律实现方位信息的检测与解算。

#### 2.1.1 偏振光与马吕斯定律

波长、相位、振幅、偏振是光波的四大基本特征。普通光源发出的光是自然光,其光矢量在传播方向上呈均匀对称分布,不具有偏振性。但是经过特殊

处理后,比如自然光通过偏振器件后,会保留与器件偏振化方向平行的振动矢量,这种光被称为平面偏振光或线偏振光,该过程称为起偏。当偏振片转动时,线偏振光的偏振方向也会随之转动,因此偏振光具有方向性,可以作为方位信息的载体。

通过肉眼观察无法判断偏振光的偏振状态,可以在偏振光路中再放一片偏振片,该偏振片称为检偏器,出射光的光强为

$$I = I_0 \cos^2 \beta, \quad (1)$$

式中: $I_0$ 为进入检偏器前的光强; $I$ 为经过检偏器后的光强; $\beta$ 为两偏振片偏振化方向的夹角。

以典型的方位传递系统为例<sup>[11]</sup>,将起偏器与上仪器固联,其偏振化方向代表上仪器方位,检偏器与下仪器固联,其偏振化方向代表与下仪器方位成 $90^\circ$ 的方向,并定义上、下仪器之间的方位角 $\alpha = 90^\circ - \beta$ ,如图1所示,其中 $P_1$ 、 $P_2$ 分别为起偏器和检偏器的通光轴。则有

$$I = I_0 \sin^2 \alpha. \quad (2)$$

依据(2)式中的光强信号,就可以检测出上下仪器之间的方位角。当 $\alpha = 0$ 时,起偏器和检偏器处于消光位置,输出光强为零,说明上仪器和下仪器处于方位同步状态,下仪器的方位信息传递到了上仪器中,实现了上、下仪器之间的方位传递。

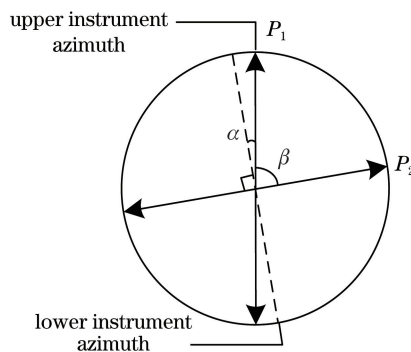


图1 方位角检测原理图

Fig. 1 Principle of azimuth detection

#### 2.1.2 法拉第磁光效应

线偏振光通过磁光材料时,在平行于光传播方向的外加磁场作用下,光的偏振面会发生旋转,旋转角度与外加磁场大小以及有效传播距离有关,偏转角表示为

$$\theta = VBL, \quad (3)$$

式中: $\theta$ 为磁旋角; $B$ 为磁感应强度; $L$ 为光在磁光材料内的有效传播距离; $V$ 为磁光材料的维尔德常数。

如果外加磁场是一个正弦交变磁场,那么偏转

角度也是一个同频变化的正弦信号<sup>[12]</sup>,即

$$\theta = VL \cdot B_m \sin(\omega t) = \frac{1}{2} m_f \sin(\omega t), \quad (4)$$

式中:  $\sin(\omega t)$  表示偏转角作角频率为  $\omega$  的正弦变化;  $t$  为时间变量;  $B_m$  为交变磁场的最大强度幅值;  $m_f$  为调制度,  $m_f = 2VB_m L$ 。

线偏振光在调制后的磁场作用下,通过磁光材料时会发生偏转,偏转角度与调制信号相关。

### 2.1.3 基于保偏光纤的方位传递系统

传统磁光调制方位传递技术要求光束在空气中沿直线传播,对传递方位信息的两台仪器之间的位置关系提出了严格要求。针对此问题,本文提出了一种基于保偏光纤的非通视方位传递技术,具体如

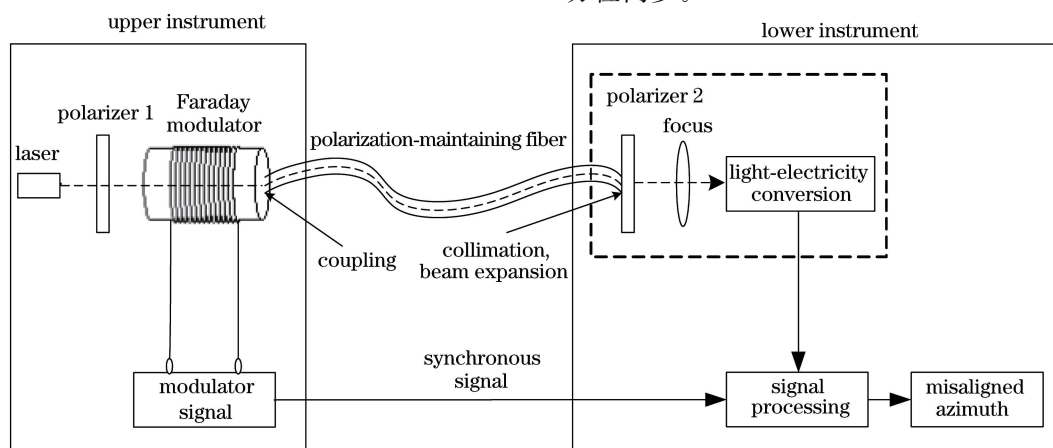


图 2 基于保偏光纤的方位传递系统原理图

Fig. 2 Principle of azimuth transmission system based on polarization-maintaining fiber

## 2.2 保偏光纤理论分析

保偏光纤属于特殊的单模光纤,理想状态下两个偏振模式完全简并,能够实现任意偏振态的偏振光传输。但实际上,在单模光纤生产过程中,受内部残余应力以及外部温度、压力等因素的影响,不可避免地产生不均匀性,致使两个偏振模式的传播常数产生差异,导致光纤中传输光的偏振态不稳定。保偏光纤通过形状或应力不对称而引入高双折射率,可以减少外界扰动引起的偏振耦合,通过精确对轴处理<sup>[13-14]</sup>,能够实现偏振方向与其中一个偏振模式相同的线偏振态保持。

本文利用保偏光纤的偏振保持特性传输带有方位信息的线偏振光,线偏振光在耦合进入保偏光纤前,经过正弦调制,无法保持偏振角恒定,不能实现对轴。因

图 2 所示。上仪器中激光器发出的激光经过起偏器成为线偏振光,当线偏振光通过磁光调制器中的磁光材料时,在正弦激励信号产生的同频交变磁场作用下,会产生法拉第磁致旋光效应,从而实现线偏振光的调制。通过组合透镜将调制的线偏振光耦合进入保偏光纤,利用保偏光纤的偏振保持性能传输携带有上仪器方位信息的线偏振光。调制线偏振光从保偏光纤输出后,下仪器中的检偏器、透镜和传感器对其进行检测、聚焦、光电转换等处理,最后获得与方位角相关的电压信号。利用该电压信号解算出方位角,即获取上下仪器之间的方位信息。利用此方位信息可以控制下仪器转动,实现上下仪器之间的方位同步。

此,调制偏振光在耦合进入保偏光纤后,分解为两束相互正交的线偏振光并分别沿保偏光纤的快慢轴传播。由于光纤的双折射现象,保偏光纤的快慢轴传播常数不同,两束线偏振光在传播过程中产生相位差,影响出射后的偏振态,最终产生方位角解算误差。

在讨论完全偏振光的传输问题时,利用麦克斯韦列  $\mathbf{E}$  描述传输过程的光状态,采用琼斯矩阵  $\mathbf{J}$  描述光学器件特性。

保偏光纤在不对轴的情况下,入射偏振光在快轴和慢轴上的分量有不同的延迟,通过高精度测量保偏光纤的双折射或拍长<sup>[15]</sup>,能够计算延迟产生的相位差  $\delta$ 。沿快轴的出射偏振光分量相移(领先)  $\exp(j\delta/2)$ ,而沿慢轴的出射偏振光分量相移(落后)  $\exp(-j\delta/2)$ ,如图 3 所示。

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{2x} = \mathbf{E}_1 \cos(\theta + \varphi - \gamma) \cos \gamma \cdot \exp(j\delta/2) - \mathbf{E}_1 \sin(\theta + \varphi - \gamma) \sin \gamma \cdot \exp(-j\delta/2) \\ \mathbf{E}_{2y} = \mathbf{E}_1 \cos(\theta + \varphi - \gamma) \sin \gamma \cdot \exp(j\delta/2) + \mathbf{E}_1 \sin(\theta + \varphi - \gamma) \cos \gamma \cdot \exp(-j\delta/2) \end{cases}, \quad (5)$$

式中:  $\mathbf{E}_{2x}$ 、 $\mathbf{E}_{2y}$  分别为入射偏振光经保偏光纤快慢轴延迟后投影到  $x$  轴与  $y$  轴的电场矢量;  $\mathbf{E}_1$  为保偏光纤

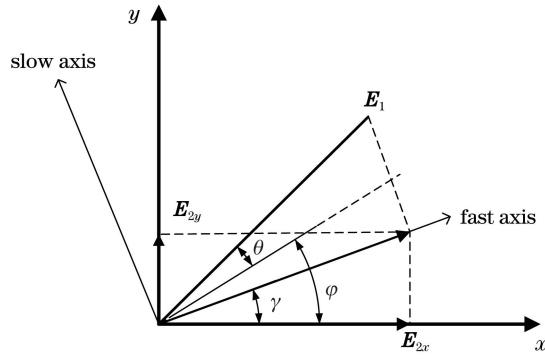


图 3 偏振光矢量分解图

Fig. 3 Exploded view of polarized light vector

入射偏振光的电场矢量;  $\gamma$  为光纤快轴与  $x$  轴的夹角;  $\varphi$  为光矢量经过起偏器后的偏振角。

由(5)式推导光纤的琼斯矩阵为

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma \cdot \exp(j\delta/2) + \sin^2 \gamma \cdot \exp(-j\delta/2) & 2j\cos \gamma \sin \gamma \sin(\delta/2) \\ 2j\cos \gamma \sin \gamma \sin(\delta/2) & \cos^2 \gamma \cdot \exp(-j\delta/2) + \sin^2 \gamma \cdot \exp(j\delta/2) \end{bmatrix} \quad (6)$$

### 2.3 非通视方位传递模型

利用麦克斯韦列  $\mathbf{E}$  描述传输过程中的光状态, 采用琼斯矩阵  $\mathbf{J}$  描述光学器件特性。光矢量的麦克斯韦列表现形式为

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} H \exp(j\varphi_x) \\ K \exp(j\varphi_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中:  $H$  和  $K$  分别为电场矢量  $\mathbf{E}$  的两个振动分量的峰值振幅;  $\varphi_x$  和  $\varphi_y$  分别为两分量的相位。

利用琼斯矩阵对麦克斯韦列进行变换, 光信号

状态用矩阵的形式表示为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{i+1} = \mathbf{J}_i \mathbf{E}_i \\ \mathbf{E}_5 = \mathbf{J}_4 \mathbf{J}_3 \mathbf{J}_2 \mathbf{J}_1 \mathbf{E}_1 \end{cases}, \quad (8)$$

式中:  $\mathbf{J}_1$ 、 $\mathbf{J}_2$ 、 $\mathbf{J}_3$ 、 $\mathbf{J}_4$  分别为起偏器(编号  $i=1$ )、磁光调制器(编号  $i=2$ )、保偏光纤(编号  $i=3$ )和检偏器(编号  $i=4$ )的琼斯矩阵;  $\mathbf{E}_i$  为光进入各器件前的电场矢量;  $\mathbf{E}_{i+1}$  为光经过器件  $\mathbf{J}_i$  后的电场矢量;  $\mathbf{E}_5$  为光最终出射检偏器后的电场矢量。

各光学器件的琼斯矩阵如表 1 所示。

表 1 光学器件的琼斯矩阵表

Table 1 Jones matrix for device

| Device            | Jones matrix   | Expression   |
|-------------------|----------------|--|
| Polarizer 1       | $\mathbf{J}_1$ | $\begin{bmatrix} \cos^2 \varphi & \cos \varphi \sin \varphi \\ \cos \varphi \sin \varphi & \sin^2 \varphi \end{bmatrix}$   |
| Faraday modulator | $\mathbf{J}_2$ | $\begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$  |
| PMF               | $\mathbf{J}_3$ | $\begin{bmatrix} \cos^2 \gamma \cdot \exp(j\delta/2) + \sin^2 \gamma \cdot \exp(-j\delta/2) & 2j\cos \gamma \sin \gamma \sin(\delta/2) \\ 2j\cos \gamma \sin \gamma \sin(\delta/2) & \cos^2 \gamma \cdot \exp(-j\delta/2) + \sin^2 \gamma \cdot \exp(j\delta/2) \end{bmatrix}$ |
| Polarizer 2       | $\mathbf{J}_4$ | $\begin{bmatrix} \cos^2(\beta+\varphi) & \cos(\beta+\varphi)\sin(\beta+\varphi) \\ \cos(\beta+\varphi)\sin(\beta+\varphi) & \sin^2(\beta+\varphi) \end{bmatrix}$   |

为方便起见, 设起偏器偏振面与  $x$  轴平行, 即  $\varphi=0$ , 由琼斯矩阵变换原理可得

$$\mathbf{E}_5 = \mathbf{Z}_1 \begin{bmatrix} (\cos \theta \cos^2 \beta - \sin \theta \cos \beta \sin \beta) \cos \frac{\delta}{2} + \\ j \sin \frac{\delta}{2} [(\cos \theta \cos^2 \beta + \sin \theta \cos \beta \sin \beta) \cos 2\gamma + (\cos \theta \cos \beta \sin \beta - \sin \theta \cos^2 \beta) \sin 2\gamma] \\ (\cos \theta \cos \beta \sin \beta - \sin \theta \sin^2 \beta) \cos \frac{\delta}{2} + \\ j \sin \frac{\delta}{2} [(\sin \theta \sin^2 \beta + \cos \theta \cos \beta \sin \beta) \cos 2\gamma + (\cos \theta \sin^2 \beta - \sin \theta \cos \beta \sin \beta) \sin 2\gamma] \end{bmatrix}. \quad (9)$$

为了简便计算,设光纤快轴与  $x$  轴平行,即  $\gamma=0$ ,初始光强为  $I_0=H^2+K^2$ , $\mathbf{E}_5$  的光强  $I$  为

$$I = \mathbf{E}_5^T \mathbf{E}_5 = \frac{I_0}{4}(1 - \cos 2\theta \cos 2\alpha - \sin 2\theta \sin 2\alpha \cos \delta). \quad (10)$$

将旋转角  $\theta=V L B_m \sin(\omega t)$  代入,得到

$$I = \frac{1}{4} I_0 \{1 - \cos[m_f \sin(\omega t)] \cos 2\alpha - \sin[m_f \sin(\omega t)] \sin 2\alpha \cos \delta\}. \quad (11)$$

将(11)式中  $\cos[m_f \sin(\omega t)]$  和  $\sin[m_f \sin(\omega t)]$  展开为第一类贝塞尔函数并忽略二阶以上高阶项,即

$$\cos[m_f \sin(\omega t)] = J_0(m_f) + 2J_2(m_f) \cdot \cos(2\omega t), \quad (12)$$

$$\sin[m_f \sin(\omega t)] = 2J_1(m_f) \cdot \sin(\omega t), \quad (13)$$

式中: $J(\cdot)$  为贝塞尔函数。

将(12)、(13)式代入(11)式,经光电转换和放大得到混合信号,即

$$u \approx k u_0 [1 - J_0(m_f) \cdot \cos 2\alpha - 2J_1(m_f) \sin 2\alpha \cos \delta \sin(\omega t) - 2J_2(m_f) \cdot \cos 2\alpha \cos(2\omega t)], \quad (14)$$

式中: $u_0$  为初始光强经过光电转换后的电信号, $u_0=\eta I_0/4$ , $\eta$  为光电转换系数; $k$  为放大系数。

令  $U=2 \cdot k u_0 \cdot J_1(m_f) \cdot \sin(2\alpha)$ ,  $V=2 \cdot k u_0 \cdot J_2(m_f) \cdot \cos(2\alpha)$ ,对混合信号  $u$  进行隔直滤波处理,

得到交流信号为

$$u_A = -U \cos \delta \sin(\omega t) - V \cos(2\omega t). \quad (15)$$

分析含有方位角信息的交流信号  $u_A$ ,令  $du_A/d(\omega t)=0$ ,得到极值分布情况,如图 4 所示。

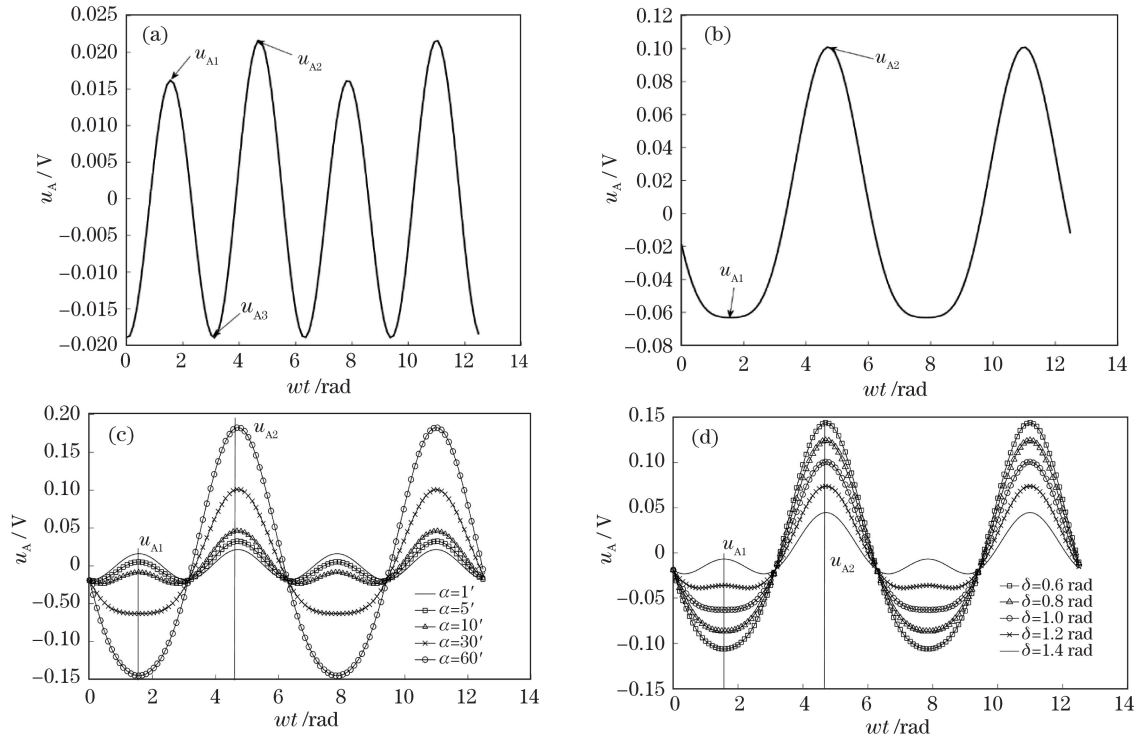


图 4 当  $m_f=0.0087 \text{ rad}$ , $k=1000$  时,输出交流信号的极值分布图。(a)  $\delta=1 \text{ rad}$ ,  $\alpha=1'$ ;

(b)  $\delta=1 \text{ rad}$ ,  $\alpha=30'$ ; (c)  $\delta=1 \text{ rad}$ ; (d)  $\alpha=30'$

Fig. 4 Extreme value distribution of output alternating current signal when  $m_f=0.0087 \text{ rad}$  and  $k=1000$ .

(a)  $\delta=1 \text{ rad}$ ,  $\alpha=1'$ ; (b)  $\delta=1 \text{ rad}$ ,  $\alpha=30'$ ; (c)  $\delta=1 \text{ rad}$ ; (d)  $\alpha=30'$

当  $-1 \leq \frac{U \cos \delta}{4V} \leq 1$  时,交流信号如图 4(a) 所

示;当  $\left| \frac{U \cos \delta}{4V} \right| > 1$  时,交流信号如图 4(b) 所示。改变方位角,  $\alpha=1', 5', 10', 30', 60'$  时的仿真结果如图 4(c) 所示。改变相位差,  $\delta=0.6, 0.8, 1.0, 1.2,$

1.4 rad 时的仿真结果如图 4(d) 所示。可以看出,极值点  $u_{A1}$  和  $u_{A2}$  的横坐标不随方位角的变化而变化,也不随相位差的变化而变化。利用取样积分电路分别采集极值点  $u_{A1}$ 、 $u_{A2}$ ,即

$$u_{A1} = 2k u_0 [J_2(m_f) \cos 2\alpha - J_1(m_f) \cos \delta \sin 2\alpha], \quad (16)$$

$$u_{A2} = 2ku_0 [J_2(m_f)\cos 2\alpha + J_1(m_f)\cos \delta \sin 2\alpha]. \quad (17)$$

对极值点  $u_{A2}$ 、 $u_{A1}$  作“差除和”处理,得到方位角解算模型为

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctan \left[ \sec \delta \cdot \frac{J_2(m_f)}{J_1(m_f)} \cdot \frac{u_{A2} - u_{A1}}{u_{A2} + u_{A1}} \right]. \quad (18)$$

(18)式是在起偏器偏振面  $\varphi=0$  以及光纤快轴与  $x$  轴夹角  $\gamma=0$  的前提下推导得到的,可以理论计算出方位角。但是,待测方位角与方位传递精度和光纤快慢轴折射率差异引起的光相位差有关。

### 3 仿真结果分析

相比于传统磁光调制方位传递技术,非通视方位传递技术利用保偏光纤的偏振保持特性,打破了

仪器安装的限制,实现了复杂光路下的方位传递。但保偏光纤的双折射效应导致其内部传输偏振模的传播速度不同,两个在偏振模内传输的光矢量产生相位差,表现为保偏光纤出射偏振光的偏振态不稳定,这会影响检偏器的对信号的检测,产生方位角误差。

基于上述理论分析,以 MATLAB 为仿真工具,对  $m_f=0.0087 \text{ rad}$ ,  $k=1000$  条件下方位角的理论误差进行分析,仿真得到的三维图如图 5 所示。

由图 5 可知,相位差  $\delta=\pi/2+k\pi$  时对方位角解算精度的影响最大,且不同方位角对解算精度影响的程度也不尽相同。由图 5 局部放大图可知,除相位差  $\delta=\pi/2+k\pi$  特殊情况外,方位角理论解算误差均能控制在  $0.1''$  以内。

当方位角  $\alpha=1'$  和  $\alpha=30^\circ$  时,相位差引起的方位角理论解算误差如图 6 所示。

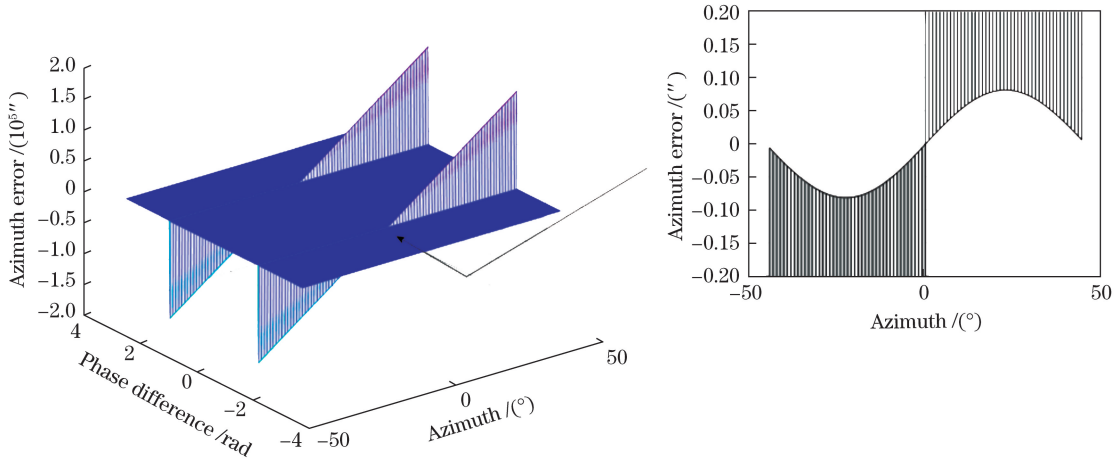


图 5 方位角测量误差图

Fig. 5 Error of azimuth detection

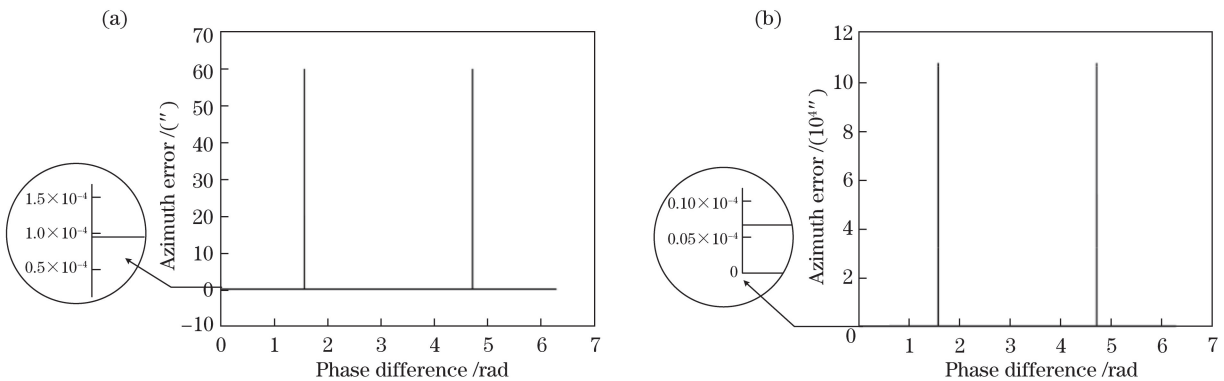


图 6 相位差引起的误差图。(a)  $\alpha=1'$ ; (b)  $\alpha=30^\circ$

Fig. 6 Error caused by phase difference. (a)  $\alpha=1'$ ; (b)  $\alpha=30^\circ$

由图 6(a)、(b)可知,方位角为  $1'$  时误差控制在  $10^{-4}''$  以内,方位角为  $30^\circ$  时误差控制在  $0.1''$  以内。对比图 6(a)、(b)可知,相位差  $\delta=\pi/2+k\pi$  时对方

方位角解算精度影响最大,且不同方位角下的最大误差也不相同。

当相位差  $\delta=\pi/6, \pi/3, \pi/2$  时,不同待测方位

角引起的方位角理论解算误差如图 7 所示。

由图 7(a)可知,在相位差  $\delta = \pi/6, \pi/3$  条件下,误差均控制在  $0.1''$  以内。由文献[16]可知,在方位角解算模型推导过程中,省略贝塞尔函数二阶以上的高阶项导致了该误差,该误差与相位差无关。由

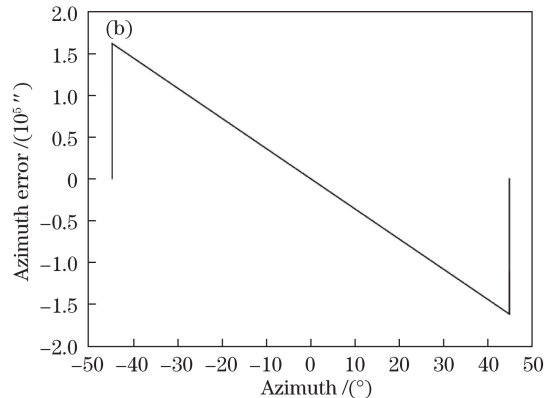
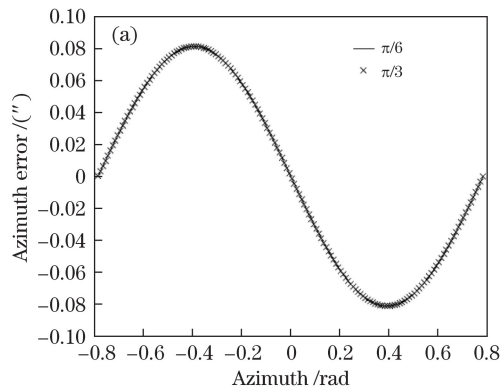


图 7 方位角引起的误差图。(a)  $\delta = \pi/6, \delta = \pi/3$ ; (b)  $\delta = \pi/2$

Fig. 7 Error caused by azimuth. (a)  $\delta = \pi/6, \delta = \pi/3$ ; (b)  $\delta = \pi/2$

## 4 结 论

针对传统磁光调制方位传递技术的不足,提出了基于保偏光纤的非通视方位传递技术,阐述了系统工作原理。通过分析保偏光纤的光学特性对方位传递的影响,建立了保偏光纤的琼斯矩阵,进而利用琼斯矩阵对光矢量的麦克斯韦列进行变换,详细推导了方位角的解算模型。利用 Matlab 仿真分析了相位差和方位角对方位角误差的影响情况,并针对特殊情况进一步仿真分析。仿真结果表明:忽略仪器安装、外界环境干扰等影响,方位角的理论解算误差控制在  $0.1''$  以内,且与相位差变化无关;然而,当相位差  $\pi/2$  时,解算方位角为 0,理论解算误差随方位角的增加而急剧增大。研究结论对基于保偏光纤的非通视方位传递技术的改进、系统测量精度的提高、系统环境适应性的增强具有重要意义。

### 参 考 文 献

- [1] Wu Y J, Zhang Z W, Zhang J J, et al. Calibration method for separate azimuth vertical transmission device [J]. Journal of Astronautic Metrology and Measurement, 2015, 35(2): 10-13.  
吴延军, 张忠武, 张俊杰, 等. 分离式方位角垂直传递装置校准方法研究 [J]. 宇航计测技术, 2015, 35(2): 10-13.
- [2] Fan L, Song F J. Azimuth information transmitting system based on modulated polarization light [J]. Optical Technique, 2006, 32(S1): 166-168.

图 7(b)可知,当相位差  $\delta = \pi/2$  时,误差随方位角的增加呈线性增长。进一步分析(16)~(18)式可知,当  $\delta \neq \pi/2$  时,  $u_{A2}, u_{A1}$  的“差除和”抵消了相位差的影响;而当  $\delta = \pi/2$  时,解算方位角始终为 0,导致误差随方位角的增加而急剧增大。

- [3] Liu G Q, Liu X L. Magneto-optic modulation and measurement of Faraday rotation [J]. Acta Optica Sinica, 1984, 4(7): 588-592.  
刘公强, 刘湘林. 磁光调制和法拉第旋转测量 [J]. 光学学报, 1984, 4(7): 588-592.
- [4] Dong X N. The research on technique of passing azimuth angle vertically [D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of Chinese Academy of Sciences, 2001: 17-18.  
董晓娜. 方位垂直传递技术的研究 [D]. 西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所, 2001: 17-18.
- [5] Yang Z Y, Huang X X, Zhou Z F, et al. Application of square wave magneto-optic modulation to transmitting the azimuth between equipments without mechanical [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(12): 1212006.  
杨志勇, 黄先祥, 周召发, 等. 方波磁光调制测量在无机连接的设备间方位传递中的应用 [J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1212006.
- [6] Yang Z Y, Cai W, Wu F C. Azimuth measurement system based on triangle wave magneto-optical modulation [J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(s1): s112003.  
杨志勇, 蔡伟, 伍樊成. 基于三角波磁光调制的空间方位信息测量系统 [J]. 光学学报, 2015, 35(s1): s112003.
- [7] Yang Z Y, Xu Y A, Cai W, et al. Effect analysis of solenoid paraxial magnetic field in azimuth transfer system based on magneto-optical modulation [J].

- Acta Optica Sinica, 2019, 39(7): 0723004.  
 杨志勇, 许友安, 蔡伟, 等. 磁光调制方位传递系统中螺线管近轴区磁场影响分析[J]. 光学学报, 2019, 39(7): 0723004.
- [8] Li C Y, Lu W G, Qiao L. Analysis and research of polarization aberration in rapid space angle measuring system [J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67 (3): 030703.  
 李春艳, 陆卫国, 乔琳. 快速空间测角系统中偏振像差的分析与研究 [J]. 物理学报, 2018, 67 (3): 030703.
- [9] Li C Y, Wu Y M, Gao L M, et al. Magneto-optical modulation method for measuring glass internal stress [J]. Optics and Precision Engineering, 2014, 22(1): 58-62.  
 李春艳, 吴易明, 高立民, 等. 磁光调制法测量玻璃内应力[J]. 光学精密工程, 2014, 22(1): 58-62.
- [10] Chen Q H, Kong X Y, Liu B C, et al. Wave plate measurement method based on magneto-optical modulating and residue detecting of the base frequency component of the signal[J]. Transactions of Beijing Institute of Technology, 2018, 189: 1-8.  
 陈强华, 孔祥悦, 刘斌超, 等. 基于磁光调制及基频信号检测的高精度波片测量 [J]. 北京理工大学学报, 2018, 189: 1-8.
- [11] Dong X N, Gao L M, Shen X J, et al. Passing azimuth vertically with the technic of magneto-optic modulation[J]. Acta Photonica Sinica, 2001, 30(11): 1389-1391.  
 董晓娜, 高立民, 申小军等. 利用磁光调制实现方位角垂直传递 [J]. 光子学报, 2001, 30(11): 1389-1391.
- [12] Yang Z Y, Zhou Z F, Huang X X, et al. An accurate method of measuring azimuth based on sine wave magneto-optic modulation [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(10): 1012001.  
 杨志勇, 周召发, 黄先祥, 等. 基于正弦波磁光调制的方位失调角精确测量方法 [J]. 光学学报, 2012, 32(10): 1012001.
- [13] Yu W H, Feng D, Liang R, et al. Polarization axis detection technique of polarization maintaining fiber based on symmetry evaluation[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(2): 0211001.  
 于文海, 冯迪, 梁日, 等. 基于对称性评估的保偏光纤偏振轴检测技术 [J]. 光学学报, 2019, 39(2): 0211001.
- [14] Rong W B, Zhang W, Wang L F, et al. Simulation and experiment on automatic polarization alignment of fine polarization maintaining fibers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(12): 1205002.  
 荣伟彬, 张伟, 王乐锋, 等. 细径保偏光纤自动对轴的仿真与实验 [J]. 中国激光, 2013, 40 (12): 1205002.
- [15] Song J M, Li S. Experimental research on polarization maintaining fibers using optical coherence domain polarimeter[C]//2012 8th IEEE International Symposium on Instrumentation and Control Technology (ISICT) Proceedings, July 11-3, 2012, London, UK. New York: IEEE, 2012: 6291593.
- [16] Yang Z Y, Zhou Z F, Zhang Z L. Influence of Bessel functions expansions on spatial azimuth measurement error[J]. Journal of Applied Optics, 2012, 33(3): 461-465.  
 杨志勇, 周召发, 张志利. 贝塞尔函数展开对空间方位失调角测量误差的影响 [J]. 应用光学, 2012, 30(11): 1389-1391.