单频激光干涉仪非线性误差补偿方法研究

李立艳 吴 冰 苑勇贵 魏 勇 杨 军 苑立波
(哈尔滨工程大学理学院光子科学与技术研究中心，黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要 提出了一种用于单频激光干涉仪的非线性误差被动补偿方法。利用干涉仪中波片位置的在线预置，实现干涉仪偏振态的超前调整，补偿干涉仪中由偏振分光棱镜、消偏振分光棱镜以及波片的性能和位置非理想导致的非线性误差。构建干涉仪非线性误差在线检测装置进行实验研究。结果表明，通过被动补偿方法集成的干涉仪输出信号的交直流抑制比大于 500，非线性正交相移 m 减小至 0.003 rad(0.15 nm)。通过连续 24 h 的稳定性测量实验可知，参数 m 变化幅度在 0.024 rad(1.21 nm)内，极大地抑制了干涉仪的非线性误差。

关键词 测量；激光干涉；非线性误差；被动补偿；纳米测量
中图分类号 TH741 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201131.0726003

Research on Nonlinear Error Compensation Method for Single-Frequency Laser Interferometer

Li Liyan Wu Bing Yuan Yonggui Wei Yong Yang Jun Yuan Libo
(*Photonics Research Center, School of Science, Harbin Engineering University, Harbin, Heilongjiang* 150001, *China*)

Abstract A passive nonlinear error compensation method is proposed for single-frequency laser interferometer. It is realized by changing the location of the wave plate in interferometer to adjust the polarization of the interferometer, which compensates the nonlinear error caused by the non-ideal performance and location of the polarized beam splitter, the depolarized beam splitter, the wave plates and other optical parts. A corresponding integrated interferometer nonlinear error on-line detection system is constructed. The experimental results show that the AC and DC output signal suppression ratio is greater than 500 and the nonlinear quadrate phase shift m is reduced to 0.003 rad (0.15 nm). Through stability measurement experiment in 24 h, m changes within the range of 0.024 rad (1.21 nm), which demonstrates the effectiveness of the method in greatly inhibiting nonlinearity.

Key words measurement; laser interference; nonlinear error; passive compensation; nanometer measurement
OCIS codes 260.5430; 230.4320; 130.5440; 120.5050

1 引 言

单频激光干涉仪具有结构简单、测量精度高、抗电磁干扰、动态范围大和非接触性测量等优点，被广泛应用于纳米及亚纳米尺度测量中，尤其在微小振动测量领域具有不可取代的地位[1]。在实际应用中，激光干涉仪的非线性误差限制了干涉仪测量精度的提高，直接限制了干涉仪测量分辨力向纳米量级或更高精度发展[2]。非线性误差的补偿和消除已经成为激光干涉仪研究的重要方向及热点。究其原因，干涉仪非线性误差主要是由干涉仪所采用的光学及光电器件自身性能及其调节方法的非理想性导致。用于补偿干涉仪的非线性误差的方法有很

收稿日期： 2011-01-24；**收到修改稿日期：** 2011-03-07
基金项目： 国家自然科学基金(60807032，60877046)、黑龙江省自然科学基金重点项目(ZD200810)和中央高校基础科研业务费专项基金(HEUCFZ1020)资助课题。
作者简介： 李立艳(1984—)，女，硕士研究生，主要从事纳米精度激光干涉测量技术方面的研究。
E-mail: llyswallow@126.com
导师简介： 杨 军(1976—)，男，博士，教授，主要从事高精度激光干涉测量和光纤传感技术等方面的研究。
E-mail: yangjun141@263.net(通信联系人)

多[3]，主要可分为主动补偿方法和被动补偿方法两种。

Heydemann[4] 于 1981 年提出主动误差补偿方法，其主要思想是首先将干涉仪输出的含非线性误差的正交干涉信号预处理，然后采用基于最小二乘法的非线性拟合方式，消除非线性误差，得到近似理想的正交干涉信号。该方法经 Eom 等[5,6] 改进，能更好地抑制干涉仪非线性误差，已成为误差校正中的一种常用方法。上述方法对干涉仪相位测量范围具有一定要求，算法实时性差，无法满足高速（100 kHz 以上）和微小位移变化（测量范围小于50 nm）测量的要求，在高精度实时测量中的应用受到限制。被动误差补偿方法的基本思想是通过选取合适的硬件或对光学元件进行精密调整等方法，对干涉仪中由光学器件带来的误差实现补偿或消除，减小干涉仪的固有非线性误差，使干涉信号达到近似正交。对于非线性误差的补偿，还可以采用增益调整的方法，能达到快速实时补偿的要求，但仅局限于补偿信号的偏置及振幅不同的情况[7]。Ahn 等[8] 提出通过调整光学元件的位置被动补偿由光路中偏振分光棱镜性能非理想性导致的非线性误差，该补偿方法可以有效地减小干涉仪固有非线性误差，但实现过程较复杂。Lay 等[9] 提出在外差激光干涉仪中加入起偏器，通过调整起偏器的位置对非线性误差进行被动补偿。由于光路中加入了额外的光学元件，给光学系统带来附加的非线性误差，增大了光路的体积，不便于实际应用。

本文提出一种单频偏振激光干涉仪的非线性误差被动补偿方法，利用干涉仪中波片位置的在线预置，实现干涉仪偏振态的超前调整。补偿干涉仪中由偏振分光棱镜、消偏振分光棱镜等光学元件的性能和位置非理想导致的非线性误差。该方法的优点是集干涉仪的组装、调整和干涉仪非线性误差补偿于一体。构建干涉仪非线性误差在线检测装置，通过对干涉仪输出的干涉信号幅度、对比度及非正交相移的检测，实现干涉仪非线性误差的被动补偿。

2　单频偏振激光干涉仪非线性误差分析

单频偏振激光干涉仪光路布局如图 1 所示。整个光学系统由干涉仪测量装置及接收装置两部分组成[10]。激光器发出的单频激光 E_0 经与快轴成 45° 的偏振片 P 后入射至干涉仪测量装置，被偏振分光棱镜 PBS1 分成参考光束 E_r 和测量光束 E_m，经参考反射镜和测量反射镜反射，入射至干涉仪接收装置中，经过 1/4 波片 QW3 的偏振移相作用，以及 PBS2，PBS3 的分光作用，产生 4 路相位差互差 90° 的干涉信号 $I_{port3}\sim I_{port6}$，分别被光电探测器 $PD_1\sim PD_4$ 接收[11]。在理想情况下，参考光束和测量光束之间的相位差 $\Delta\phi=\varphi_m-\varphi_r$ 与光程差之间满足

$$\Delta\phi=\varphi_m-\varphi_r=\arctan\left(\frac{I_{port6}-I_{port5}}{I_{port4}-I_{port3}}\right)=\frac{4\pi\Delta L}{\lambda}. \tag{1}$$

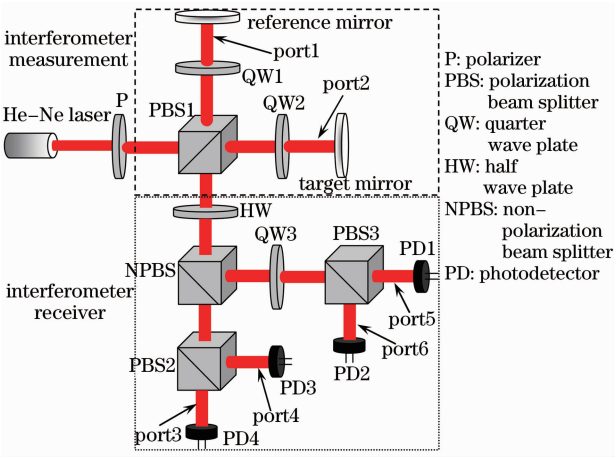

图 1　单频偏振激光干涉仪

Fig. 1　Single-frequency laser interferometer

可见，被测位移量 ΔL 通过相位差 $\Delta\phi$ 作用于干涉仪上。因此，采用差分信号处理方式，求解出参考光束与测量光束之间的相位差 $\Delta\phi$ 即可得到被测位移量[11]。干涉仪的非线性误差主要是由光路中光学元件的性能及位置的非理想性引起光束的偏振态发生改变，导致参考光与测量光之间产生一个附加的相位，限制了干涉信号的对比度及干涉仪的测量精度。

2.1　偏振分光棱镜引起的非线性误差

偏振分光棱镜性能的非理想所造成的非线性误差主要由以下因素导致[12]：1）消光比的非理想产生漏光；2）透射系数与反射系数的比值不为 1。当偏振分光棱镜存在上述误差时，其琼斯矩阵可表示为

$$\boldsymbol{J}_{PBS_T}=\begin{bmatrix}T_{p0} & 0\\ 0 & T_{s0}\end{bmatrix},\quad \boldsymbol{J}_{PBS_R}=\begin{bmatrix}R_{p0} & 0\\ 0 & R_{s0}\end{bmatrix}, \tag{2}$$

式中 T_{p0}，T_{s0}，R_{p0}，R_{s0} 分别为偏振分光棱镜的 p 分量与 s 分量的透射系数与反射系数。因此，通过差分信号处理方式可得

$$\begin{cases} I_{\text{port4}} - I_{\text{port3}} = \{T_{\text{p0}}^4 R_{\text{s0}}^2 [(T_{\text{p0}}^2 + T_{\text{s0}}^2 - R_{\text{p0}}^2 - R_{\text{s0}}^2) + (T_{\text{p0}}^2 - T_{\text{s0}}^2 + R_{\text{s0}}^2 - R_{\text{p0}}^2)] \sin(\varphi_{\text{m}} - \varphi_{\text{r}}) + \\ 2T_{\text{p0}} T_{\text{s0}} R_{\text{p0}} R_{\text{s0}} (T_{\text{p0}}^2 - R_{\text{s0}}^2) \cos(\varphi_{\text{m}} - \varphi_{\text{r}})\} E_0^2/4 \\ I_{\text{port6}} - I_{\text{port5}} = \{T_{\text{p0}}^2 R_{\text{s0}}^2 (R_{\text{p0}}^2 + R_{\text{s0}}^2 - T_{\text{p0}}^2 - T_{\text{s0}}^2) + (T_{\text{p0}}^2 R_{\text{s0}}^4 - T_{\text{s0}}^2 R_{\text{p0}}^4 - T_{\text{p0}}^2 R_{\text{p0}}^2 R_{\text{s0}}^2 - T_{\text{p0}}^2 T_{\text{s0}}^2 R_{\text{s0}}^2 + T_{\text{p0}}^4 R_{\text{s0}}^2) \times \\ \cos(\varphi_{\text{m}} - \varphi_{\text{r}}) + 2T_{\text{p0}} T_{\text{s0}} R_{\text{p0}} R_{\text{s0}} \{(R_{\text{p0}}^2 - T_{\text{p0}}^2)[\cos(\varphi_{\text{m}} - \varphi_{\text{r}}) - 1] + (R_{\text{s0}}^2 - T_{\text{s0}}^2)[\cos(\varphi_{\text{m}} - \varphi_{\text{r}}) + 1]\} \cdot E_0^2/4 \end{cases} \tag{3}$$

由(3)式可知，偏振分光棱镜的透射系数和反射系数与干涉信号的直流幅值、交流幅值及非线性相移之间有直接的联系，由偏振分光棱镜性能的非理想引起的非线性误差 s 可以表示为

$$s = \left[\arctan\left(\frac{I_{\text{port6}} - I_{\text{port5}}}{I_{\text{port4}} - I_{\text{port3}}}\right) - \Delta\phi\right]\frac{\lambda}{4\pi}. \tag{4}$$

根据(4)式，当选用的偏振分光棱镜反射系数与透射系数分别为 $R_{\text{p0}} = 0.224$，$R_{\text{s0}} = 0.975$，$T_{\text{p0}} = 0.995$，$T_{\text{s0}} = 0.1$ 时，产生的非线性误差最大为 5.3 nm。当反射系数与透射系数相当时，即 $R_{\text{p0}} = 0.224$，$R_{\text{s0}} = 0.975$，$T_{\text{p0}} = 0.975$，$T_{\text{s0}} = 0.224$，非线性误差最大值为 2.3 nm。由此可知，偏振分光棱镜的透射系数与反射系数比值对测量位移的影响比较大。仿真结果如图 2所示。

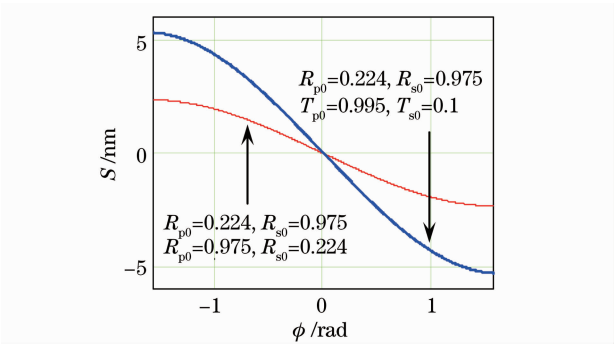

图 2 偏振分光棱镜引起的非线性误差

Fig. 2 Nonlinear error caused by polarization beam splitter

2.2 消偏振分光棱镜引起的非线性误差

在通常情况下，消偏振分光棱镜的琼斯矩阵可表示为

$$\boldsymbol{J}_{\text{NPBT}} = \begin{bmatrix} T_{\text{p}} & 0 \\ 0 & T_{\text{s}} \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{J}_{\text{NPBR}} = \begin{bmatrix} R_{\text{p}} & 0 \\ 0 & R_{\text{s}} \end{bmatrix}. \tag{5}$$

采用差分信号处理方式可得

$$\begin{cases} I_{\text{port4}} - I_{\text{port3}} = [R_{\text{s}}^2 - R_{\text{p}}^2 + (R_{\text{s}}^2 + R_{\text{p}}^2)\cos(\varphi_{\text{m}} - \varphi_{\text{r}})] E_0^2 \\ I_{\text{port6}} - I_{\text{port5}} = 2T_{\text{p}} T_{\text{s}} \sin(\varphi_{\text{m}} - \varphi_{\text{r}}) E_0^2 \end{cases}. \tag{6}$$

从(6)式可以看出，消偏振分光棱镜的反射系数 R_{s} 和 R_{p} 与直流量大小及交流幅度有直接的关系，透射系数 T_{p} 和 T_{s} 仅与交流幅度有关。由消偏振分光棱镜性能的非理想性导致的干涉仪非线性误差同样可用(4)式来表示。当选用的偏振分光棱镜反射系数与透射系数分别为 $R_{\text{p}} = 1$，$R_{\text{s}} = -0.975$，$T_{\text{p}} = 1$，$T_{\text{s}} = 0.975$ 时，产生的非线性误差最大为 1.3 nm。当反射系数与透射系数分别为 $R_{\text{p}} = 0.975$，$R_{\text{s}} = -0.975$，$T_{\text{p}} = 0.975$，$T_{\text{s}} = 0.975$ 时，非线性误差值为 0。因此，消偏振分光棱镜的透射系数与反射系数比值直接影响到非线性误差值，当两者的比值为 1 时，对测量结果不产生影响。仿真结果如图 3 所示。

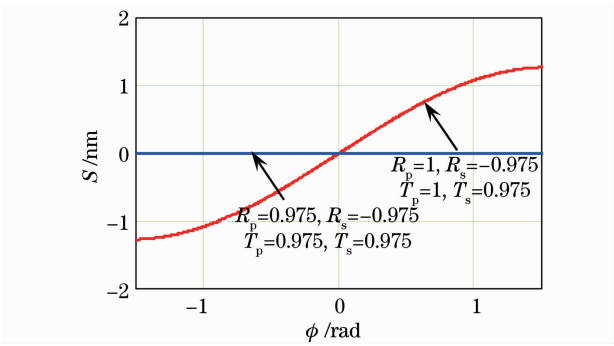

图 3 消偏振分光棱镜引起的非线性误差

Fig. 3 Nonlinear error caused by depolarizing beam splitter

综上所述，当干涉仪中偏振分光棱镜或消偏振分光棱镜存在性能误差时，会直接影响干涉仪的直流量大小、交流幅度和信号的非正交相移。采用 4 路正交探测方式及差分信号处理方法在理论上可以消除干涉仪的直流漂移量、交流幅值不等和干涉仪非线性相移，而在实际中由于元器件性能非理想性及位置控制精度不够，上述因素导致的非线性误差往往难以消除，必须借助误差补偿技术。

3 被动误差补偿理论

被动误差补偿方法的基本思想是通过调整光路中波片的位置实现对由分光镜及波片自身的性能及位置非理想性导致的干涉仪非线性误差进行补偿。一般情况下，波片、偏振分光棱镜和消偏振分光棱镜的琼斯矩阵可分别表示为[13]

$$\boldsymbol{J}_{\delta,\theta}=\begin{bmatrix}\cos^2\theta+\sin^2\theta\exp(-\mathrm{i}\delta) & \sin\theta\cos\theta[1-\exp(-\mathrm{i}\delta)]\\ \sin\theta\cos\theta[1-\exp(-\mathrm{i}\delta)] & \cos^2\theta+\sin^2\theta\exp(-\mathrm{i}\delta)\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{J}_{\mathrm{PBS}_{\mathrm{T}n}}=\begin{bmatrix}T_{\mathrm{p}n} & 0\\ 0 & T_{sn}\end{bmatrix},\quad \boldsymbol{J}_{\mathrm{PBS}_{\mathrm{R}n}}=\begin{bmatrix}R_{\mathrm{p}n} & 0\\ 0 & R_{sn}\end{bmatrix},\quad \boldsymbol{J}_{\mathrm{NPBT}}=\begin{bmatrix}T_{\mathrm{p}} & 0\\ 0 & T_{\mathrm{s}}\end{bmatrix},\quad \boldsymbol{J}_{\mathrm{NPBR}}=\begin{bmatrix}R_{\mathrm{p}} & 0\\ 0 & R_{\mathrm{s}}\end{bmatrix},\tag{7}$$

式中 θ 为波片的方位角，δ 为波片延迟角；T_{pn}，T_{sn}，R_{pn}，R_{sn} 分别为偏振分光棱镜的 p 分量与 s 分量的透射系数与反射系数，n 为偏振分光棱镜脚标；T_{p}，T_{s}，R_{p}，R_{s} 分别为消偏振分光棱镜 p 分量与 s 分量的透射系数与反射系数。根据琼斯矩阵理论可知，当 1/4 波片 QW1，QW2 方位角分别为 θ_1，θ_2 时（$\delta=\pi/4$），可得参考光矢量 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}$ 与测量光矢量 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{m}}$ 分别为

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}(\cos 2\theta_1 R_{\mathrm{p}0}+\sin 2\theta_1 R_{\mathrm{s}0})T_{\mathrm{p}0}\\ (\cos 2\theta_1 R_{\mathrm{s}0}-\sin 2\theta_1 R_{\mathrm{p}0})T_{\mathrm{s}0}\end{bmatrix}\boldsymbol{E}_0,$$

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{m}}=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}(\cos 2\theta_2 T_{\mathrm{p}0}+\sin 2\theta_2 T_{\mathrm{s}0})R_{\mathrm{p}0}\\ (\cos 2\theta_2 T_{\mathrm{s}0}-\sin 2\theta_2 T_{\mathrm{p}0})R_{\mathrm{s}0}\end{bmatrix}\boldsymbol{E}_0.\tag{8}$$

而在理想情况下，QW1，QW2 方位角 θ 均为 45°，参考光矢量 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}$ 与测量光矢量 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{m}}$ 分别为

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}=-\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{bmatrix}E_0\\ 0\end{bmatrix},\quad \boldsymbol{E}_{\mathrm{m}}=\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{bmatrix}0\\ E_0\end{bmatrix}.\tag{9}$$

将理想情况下与非理想情况下的 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{r}}$，$\boldsymbol{E}_{\mathrm{m}}$ 进行比较，可得 PBS1 的各参数与 1/4 波片方位角之间满足如下关系：

$$\frac{T_{\mathrm{p}1}}{R_{\mathrm{s}1}}=\frac{2\sin 2\theta_2-\sin 2\theta_1}{\cos 2\theta_1}\frac{T_{\mathrm{p}1}}{R_{\mathrm{p}1}}.\tag{10}$$

同理，将非理想情况下 port3 和 port4 端口的光强与理想情况下进行比较，可得当 1/2 波片 HW 的方位角为 θ 时，PBS2 及消偏振分光棱镜的参数与波片的方位角 θ 之间的关系为

$$\frac{T_{\mathrm{p}2}^2}{R_{\mathrm{s}2}^2}=\frac{T_{\mathrm{p}2}^2}{R_{\mathrm{s}2}^2}\cot^2 2\theta\left(1+\frac{T_{\mathrm{s}2}^2}{R_{\mathrm{s}2}^2}\right)-\frac{R_{\mathrm{p}2}^2}{R_{\mathrm{s}2}^2}.\tag{11}$$

将非理想情况下 port5 与 port6 端口的光矢量与理想情况下的光矢量进行对比，当 1/4 波片的方位角为 θ_3 时，可得 PBS3 及消偏振分光棱镜的参数之间的关系为

$$\frac{T_{\mathrm{p}3}}{R_{\mathrm{s}3}}=\frac{\frac{1}{2}\sin 2\theta_3+\sin^2\theta_3\tan 2\theta(T_{\mathrm{s}}/T_{\mathrm{p}})}{\cos^2\theta_3+\frac{1}{2}\sin 2\theta_3\tan 2\theta(T_{\mathrm{s}}/T_{\mathrm{p}})}.\tag{12}$$

(12)式变换后可得：

$$\frac{T_{\mathrm{s}}}{T_{\mathrm{p}}}=\frac{\cos^2\theta_3 T_{\mathrm{p}3}-\frac{1}{2}\sin 2\theta_3 R_{\mathrm{s}3}}{(\sin^2\theta_3 R_{\mathrm{s}3}-\frac{1}{2}\sin 2\theta_3 T_{\mathrm{p}3})\tan 2\theta}.\tag{13}$$

由上述理论推导可知，通过调整波片 QW1，QW2，QW3，HW 的位置，可分别对 PBS1，PBS2，PBS3 的性能误差进行补偿，使分光棱镜的反射系数与透射系数的比值为 1，进而减小分光镜对干涉仪非线性误差的影响。

4　实验结果及分析

为了验证单频干涉仪被动补偿方法的有效性，搭建如图 1 所示的干涉仪光路。构建干涉仪在线检测系统，可使被动补偿过程清晰化，整个测量系统的实验装置如图 4 所示。干涉仪输出信号经专用信号解调板实现数据采集与存储，然后通过在线检测系统在机算机上完成实时显示与监测。将采集到的 4 路正交信号进行差分处理，可得如下两路正交的原始信号：

$$\begin{cases}I_{\mathrm{port4}}-I_{\mathrm{port3}}=I_x=h+a\cos\phi\\ I_{\mathrm{port6}}-I_{\mathrm{port5}}=I_y=k+b\sin(\phi+m)\end{cases}.\tag{14}$$

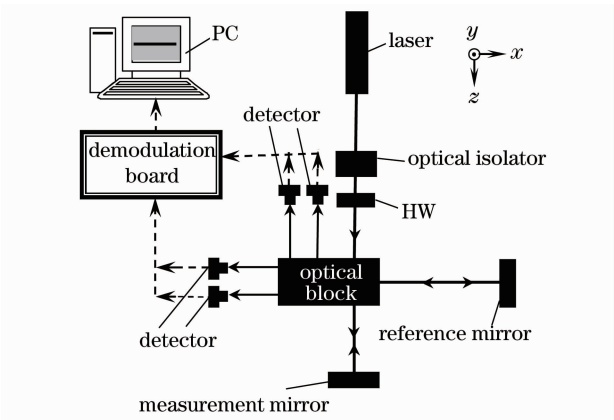

图 4　实验装置图

Fig. 4　Diagram of experimental equipment

在理想情况下，直流项 h，k 和非正交相移 m 均为 0，交流信号幅度 $a=b=1$；而在实际应用中，由于选用光学元件的性能及位置存在误差，导致了非线性误差的产生，表现为 h，k，m 不为 0，$a\neq b\neq 1$。对于干涉信号性能的评价通常采用直流幅度、交流幅度以及对比度。当干涉信号的直流幅度越小、交流信号幅度及对比度越大时，干涉信号的质量越好[14]，如图 5 所示。

4.1　非线性误差被动补偿实验

1）根据(10)式可知，当 $T_{\mathrm{p}1}=0.975$，$R_{\mathrm{p}1}=0.224$ 时，调节波片 QW1 的位置至 $\theta_1=43.5°$ 时，可使

$T_{p1}/R_{s1}=1$。因此，通过调整 QW1 与 QW2 的位置可实现对偏振分光棱镜 PBS1 的性能误差补偿，使偏振分光棱镜的透射系数与反射系数的比值为 1。当改变 QW1 或 QW2 的角度时，干涉信号的幅度及对比度会随之发生改变，即直流量 a，b 及交流幅值 h，k 会发生变化。实验中旋转 QW1，QW2，参数 a，b，h，k 变化趋势如图 6 所示。当干涉信号的幅值及对比度达到最大值时，即 a，b 最大，h，k 最小时，达到波片的最佳位置，此时两路信号的交直流抑制比（a/h，b/k）均大于 500。

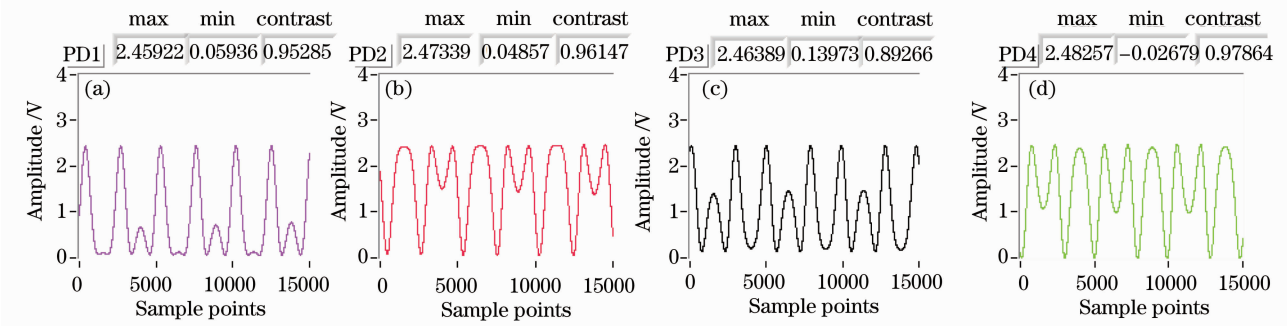

图 5 时域信号图

Fig. 5 Time domain signal

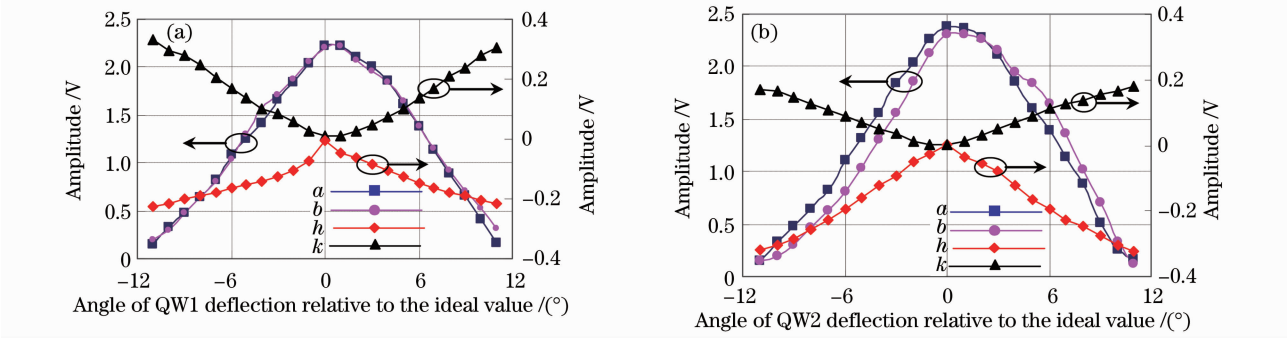

图 6 QW1，QW2 偏离理想的角度值与参数 a，b，h，k 之间的实验结果

Fig. 6 Experimental results between angle of QW1, QW2 deflected from ideal value and a，b，h，k

2）根据（11）式可知，当 $R_{s2}=0.975$，$R_{p2}=0.224$，$T_{s2}=0.224$ 时，调节 HW 的位置至 $\theta=22.4°$时，可使 $T_{p2}/R_{s2}=1$。因此，调整 HW 的位置可实现对偏振分光棱镜 PBS2 的性能误差进行补偿。同理，根据（13）式可知，当 $R_{s3}=0.975$，$T_{p3}=1$，$\theta_3=47°$，调节波片 HW 的位置至 $\theta=21.5°$时，$T_s/T_p=1$，可见通过调整 HW 的位置，也可实现被动补偿消偏振分光棱镜的性能误差。在实验中，保持其他光学元件位置不变，改变波片的位置时，会引起 port3 与 port4 端口的干涉信号的幅值、对比度及非线性正交相移 m 的大小发生改变。当 m 为最小，port3 与 port4 端口的幅值及对比度达到最大值时，波片的位置为最佳位置，参数 m 的变化趋势如图 7(a)所示。

3）根据（12）式可知，当 $\theta=22.5°$，$T_s/T_p=0.975$，调节 QW3 的位置至 $\theta_3=45°$时，$T_{p3}/R_{s3}=1$。可见，当 PBS3 的性能非理想时，调节 1/4 波片

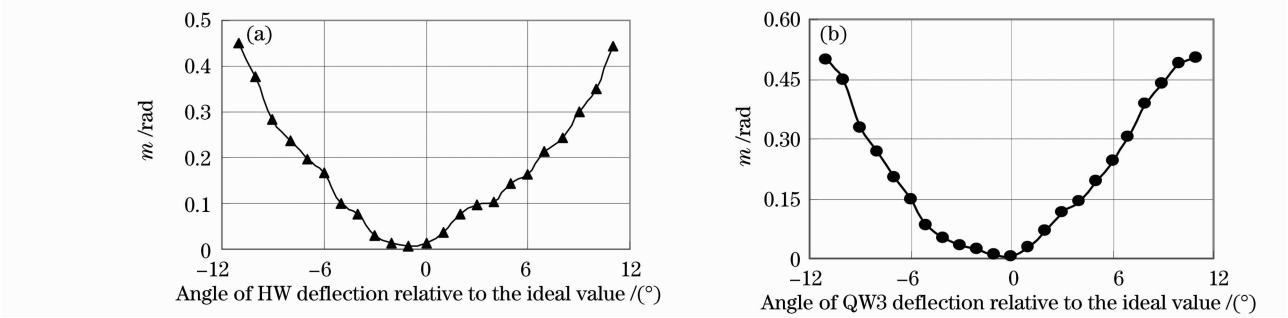

图 7 HW，QW3 偏离理想的角度值与参数 m 之间的实验结果

Fig. 7 Experimental results between angle of HW，QW3 deflected from ideal value and m

QW3 的位置可实现被动补偿。当仅改变 QW3 的位置时，port5，port6 端口干涉信号的对比度及非线性正交相移 m 会随之变化。当 m 为最小值，port5 及 port6 两端口的幅值及对比度达到最大值时，QW3 的位置为最佳位置，参数 m 与 QW3 的位置变化之间的关系如图 7(b)所示。

根据上述的被动误差补偿方法中波片的调节方法可得，经差分信号处理后得补偿后的李萨如图形，如图 8 所示。由图 8 可知采用被动补偿方法后，干涉仪的非线性相移 m 为 0.0029 rad，根据(1)式可知，0.0029 rad 对应的测量误差为 0.15 nm。相较补偿前，非正交相移 m 缩小至 1/40 以内。可见上述被动误差补偿方法可有效地抑制干涉仪的非线性正交相移，提高了干涉信号质量。

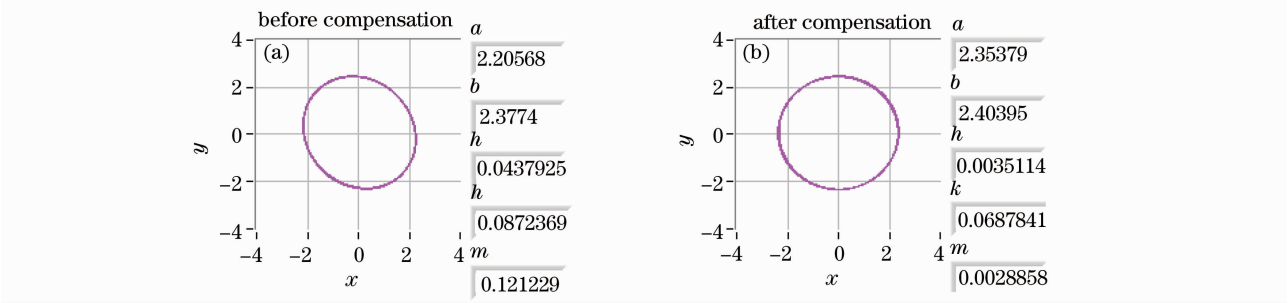

图 8　补偿前后的利萨如图形

Fig. 8　Lissajou diagrams before and after compensation

4.2　集成干涉仪非线性误差测量

为了验证经上述补偿方法集成的干涉仪的稳定性，实验采用哈尔滨工业大学博实公司生产的 MPT-1JRI 型纳米振动台在干涉仪的测量反射镜上加载一定幅度的振动信号(纳米振动台的位移分辨率为 1 nm，运动范围为 15 μm)。干涉仪的非线性误差与参数 a，b，h，k，m 有关，通常直流参数 a，b 和交流参数 h，k 通过调节模拟电路的放大倍数即可实现补偿，而参数 m 则直接表征干涉仪的非线性误差大小。在连续 24 h 内，参数 m 的变化趋势如图 9 所示。因此，在 24 h 内参数 m 的变化幅值在 0.024 rad(1.21 nm)之内。

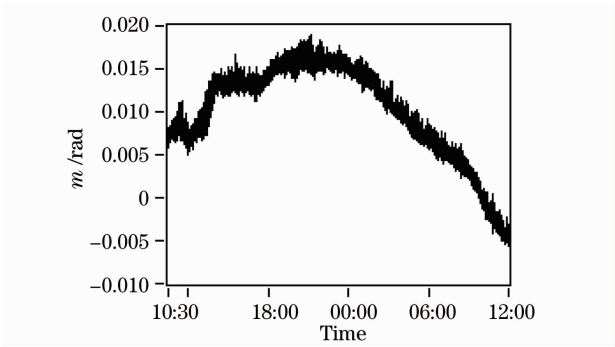

图 9　集成干涉仪稳定性分析

Fig. 9　Stability analysis of integrated interferometer

5　结　　论

提出了一种被动非线性误差补偿方法。利用干涉仪中波片位置的超前调整，实现对干涉仪中由偏振分光棱镜、消偏振分光棱镜等性能和安放位置非理想产生的非线性误差进行补偿，使干涉仪的输出信号对比度达到 0.89，信号的交直流抑制比可达 500 以上，非线性正交相移可降至 0.003 rad，极大地抑制了干涉仪的非线性误差。此非线性误差被动补偿方法可广泛应用于高频微小振动纳米测量的单频纳米激光干涉仪的研究与制备等领域。

参　考　文　献

1 U. Brand, K. Herrmann. A laser measurement system for the high precision calibration of displacement transducers[J]. *Meas. Sci. Technol.*, 1996, **7**(6): 911～917

2 Li Liyan, Yuan Yonggui, Wu Bing *et al.*. Effect of wave plate on nonlinear error in single-frequency polarized laser interferometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(1): 0112009
李立艳，苑勇贵，吴　冰 等. 单频偏振激光干涉仪中波片对非线性误差的影响[J]. 光学学报，2011，**31**(1)：0112009

3 Liu Binbin, Yuan Yonggui, Wang Xinxing *et al.*. Real-time nonlinearity error correction method of polarizing laser interferometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(9): 2585～2589
刘彬彬，苑勇贵，王新星 等. 偏振激光干涉仪的非线性误差实时校正方法 [J]. 光学学报，2010，**30**(9)：2585～2589

4 Peter L. M. Heydemann. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers [J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(19): 3382～3384

5 T. B. Eom, J. Y. Kim, K. Jeong. The dynamic compensation of nonlinearity in a homodyne laser interferometer [J]. *Meas. Sci. Technol.*, 2001, **12**(10): 1734～1738

6 Peter Gregorčič, Tomaž Požar, Janez Možina. Quadrature phase-shift error analysis using a homodyne laser interferometer [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(18): 16322～16331

7 T. Keem, S. Gonda, I. Misumi *et al.*. Removing nonlinearity of a homodyne interferometer by adjusting the gains of its quadrature detector systems [J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(12): 2443～2448

8 Jeongho Ahh, Jong-Ahn, Chu-Shik Kang. A passive method to compensate nonlinearity in a homodyne interferometer [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(25): 23299～23308

9 Oliver P. Lay, Serge Dubovitsky. Polarization compensation: a passive approach to a reducing heterodyne interferometer nonlinearity [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(10): 797～799

10 Liu Binbin, Li Liyan, Yang Jun *et al.*. Optical circuit integrated method of single-frequency polarization interferometer using for nanometer measurement[J]. *Chinses J. Lasers*, 2010, **37**(10): 2582～2587
刘彬彬，李立艳，杨 军 等. 用于纳米测量的单频偏振激光干涉仪的光路集成方法研究[J]. 中国激光，2010，**37**(10)：2582～2587

11 Yang Jun, Liu Zhihai, Yuan Libo. Effects of wave plate on nonlinear errors in polarization laser interferometer [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(2): 364～369
杨 军，刘志海，苑立波. 波片对偏振激光干涉仪非线性误差的影响[J]. 光子学报，2008，**37**(2)：364～369

12 Wenmei Hou. Optical parts and the nonlinearity in heterodyne interferometers [J]. *Precision Engng.*, 2006, **30**(3): 337～346

13 Liao Yanbiao. Polarization Optics [M]. Beijing: Science Press, 2003
廖延彪. 偏振光学[M]. 北京：科学出版社，2003

14 Wan Dean. The Technology of High Accuracy Measurement Using Laser Beam as a Straight Datum [M]. Beijing: National Defence Industrial Press, 1999
万德安. 激光基准高精度测量技术 [M]. 北京：国防工业出版社，1999