

文章编号: 0258-7025(2005)06-0852-04

外差干涉仪混频误差分析

宁志高, 程兆谷, 高海军

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 共光路外差干涉仪具有很高的分辨率, 但因为安装、调试误差会产生非线性误差, 影响系统的测量精度。着重分析了在共光路外差干涉仪中由激光光源的椭圆偏振化和沃拉斯顿棱镜的安装方位角误差同时存在的条件下, 引起的频率混叠综合误差的大小及变化规律。结果发现其造成的非线性误差可达 2.2 nm, 同时还发现两者造成的误差在某些情况下存在一定程度的相互抵消作用。讨论了提高测量系统精度的有效措施, 对正确设计和调试激光外差测试系统、提高测量系统精度具有重要意义。

关键词 仪器; 频率混叠; 非线性误差; 外差干涉; 误差分析

中图分类号 TH744.3 **文献标识码** A

Error Analysis of Frequency Mixing for Heterodyne Interferometer

NING Zhi-gao, CHENG Zhao-gu, GAO Hai-jun

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract Nonlinear errors caused by mis-installation of common-path heterodyne interferometer affected the measurement precision of the system. Frequency mixing errors caused by the two factors existing at same time, which are elliptic polarization of laser source and installation azimuthal error of Wollaston prism, were analyzed especially in common path heterodyne interferometer. It was found that the nonlinear error is up to 2.2 nm and the error caused by the two factors may be counteracted each other a certain extent on some condition. The magnitude of error and the way of changing were given, which are of great importance in improving the measurement accuracy in common-path heterodyne interferometry. To the above basis, procedures to improve the accuracy of the measured system were suggested.

Key words instrumentation; frequency mixing; nonlinear errors; heterodyne interference; error analysis

1 引言

在外差激光干涉仪中, 由于激光光源偏振态的不理想或不稳定, 光学元器件的性能不理想或调整不完善, 容易引起干涉光路中两种频率的偏振光不能彻底分开, 从而形成了较大的周期性非线性误差即频率混叠误差, 其幅值往往达到几个纳米, 所以对于纳米及亚纳米测量系统而言, 已经成为影响测量精度的重要误差来源。因此国内外许多专家都对共光路光学系统中非线性误差的成因及规律进行了较为详尽的分析和论述^[1~6], 但都只是在假设其他误差源完全理想的情况下对某单一误差源进行了定量分析, 在实际测量过程中, 各误差源往往都不同程度并相互关联地共同影响着测量的非线性误差。为此,

本文对其进行了较为详细的分析。

2 频率混叠误差机理

图 1 是沃拉斯顿棱镜式外差共光路干涉仪原理图, 激光器是塞曼稳频的 He-Ne 激光器, 其输出光束中含有稍有差别两个频率 f_1 和 f_2 , 而且它们分别为右旋和左旋圆偏振光, 经 $\lambda/4$ 波片, 两个圆偏振光变成偏振方向相互垂直的线偏振光, 该光束由分光器分为两部分, 反射部分即为参考光束, 它经偏振片、聚焦透镜而干涉, 作为比相计中的参考信号, 透过分光器的光束即为测量光束, 它经望远系统、反射镜而折向沃拉斯顿棱镜, 沃拉斯顿棱镜把测量光束中两个不同偏振方向的部分 (f_1 和 f_2) 分开, 通过

收稿日期: 2004-06-10; 收到修改稿日期: 2004-09-16

基金项目: 上海市科委(022261052)资助项目。

作者简介: 宁志高(1978—), 男, 江西南城人, 中国科学院上海光学精密机械研究所硕士研究生, 主要从事双频激光干涉计量的研究。E-mail: neojiang@sina.com.cn

物镜折向被测表面,由被测表面反射回来的光束经沃拉斯顿棱镜合束,再经检偏器而干涉,作为比相计的测量信号。

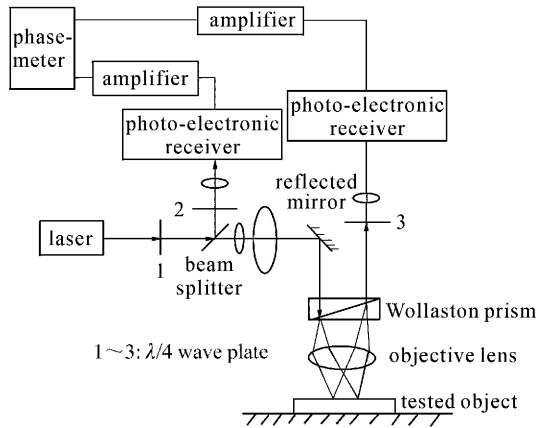


图 1 沃拉斯顿棱镜式光路外差干涉仪原理图

Fig.1 Schematic diagram for heterodyne interferometer with Wollaston prism

所谓频率混叠^[3]就是在幅值为 A 测量光束 $A \cdot \exp(i2\pi f_1)$ 中混有频率为 f_2 , 幅值为 β 的光束; 在幅值为 B 的测量光束 $B \cdot \exp(i2\pi f_2)$ 中混有频率为 f_1 , 幅值为 α 的光束; 设 $\varphi_A, \varphi_B, \varphi_\alpha, \varphi_\beta$ 分别为这 4 种光束从被测表面反射后产生的相位差, 则它们经沃拉斯顿棱镜光束产生干涉后, 其干涉光场可以用复矢量表示

$$\begin{aligned}
 (S, \varphi) = & (1, \varphi_m) + (|\alpha|/|A|, \varphi_\alpha - \varphi_B) + \\
 & (|\beta|/|B|, \varphi_A - \varphi_\beta) + \\
 & \left(\frac{|\alpha|}{|A|} \cdot \frac{|\beta|}{|B|}, \varphi_\alpha - \varphi_\beta \right), \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中 S 为测量得到的拍频信号的幅度; φ 为实际测得的两个测量光束间的相位差; φ_m 为理想的相位差; $(|\alpha|/|A|, \varphi_\alpha - \varphi_B) + (|\beta|/|B|, \varphi_A - \varphi_\beta)$ 称为

一阶误差项, 在共光路光学系统中, 其相位差是一个常量, 符合

$$(\Delta\varphi)^2 + (\Delta S)^2 = C^2, \quad (2)$$

(1)式中右侧的第 4 项是一个随被测相位变化而变化的误差项, 称其为二阶误差项。由于该误差项的幅值特别小, 故在分析某些误差源的影响时往往可以忽略不计。

3 频率混叠误差源及误差分析

频率混叠误差来源主要有三个: 激光源的偏振态的不理想或不稳定, 激光干涉仪不可能将两束激光完全分开以及移动反射镜法平面与入射的两线偏振光不完全垂直或平行^[6~9]。

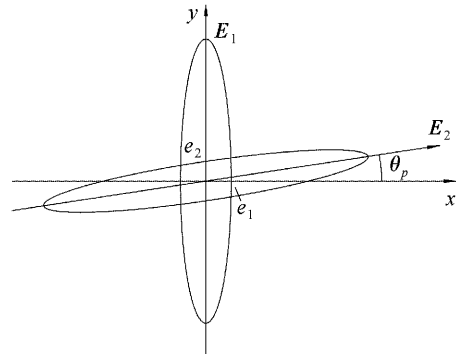


图 2 激光光束随圆偏振化示意图

Fig.2 Sketch for elliptical polarization of laser

首先, 由于激光器谐振腔的各向异性及外加磁场方向与激光出射方向不平行, 激光器输出的光束不是真正的圆偏振态, 而是椭圆偏振态。这样的光束经 $\lambda/4$ 波片后, 其出射光束不是偏振方向相互垂直的线偏振光, 而是具有一定不正交性的椭圆偏振光(如图 2 所示), 可以表示为^[10]

$$\begin{cases}
 \mathbf{E}_1 = |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) [y + e_1 \cdot \exp(-i\pi/2)x], \\
 \mathbf{E}_2 = |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) \{e_2 \cdot \cos \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2) + \sin \theta_p\} y + [-e_2 \cdot \sin \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2) + \cos \theta_p] x,
 \end{cases} \quad (3)$$

式中频率为 f_1 的偏振光的主轴与 y 轴重合, 长轴为 l , θ_p 为光束间的不正交误差角, e_1 和 e_2 分别为 E_1 和 E_2 光的短轴。于是

$$\begin{cases}
 \mathbf{E}_y = |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) + |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [e_2 \cdot \cos \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2) + \sin \theta_p], \\
 \mathbf{E}_x = |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) e_1 \cdot \exp(-i\pi/2) + |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [-e_2 \cdot \sin \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2) + \cos \theta_p],
 \end{cases} \quad (4)$$

其次, 由于在理想情况下, 入射到沃拉斯顿棱镜上的光线, 其偏振方向应与其晶轴平行, 在实际安装、调试中, 它们之间总是存在一个夹角 θ_w (如图 3 所示), 设 y' 轴平行于沃拉斯顿的晶轴方向, 则从沃拉斯顿棱镜出射的两个不同频率光线的电矢量可以表示为

$$\mathbf{E}_y = \sin \theta_w \mathbf{E}_x + \cos \theta_w \mathbf{E}_y, \quad \mathbf{E}_{x'} = \cos \theta_w \mathbf{E}_x - \sin \theta_w \mathbf{E}_y, \quad (5)$$

考虑到在共光路外差干涉仪实际测量过程中都不同程度地同时存在激光光源的椭圆偏振化和沃拉斯顿棱镜的安装方位角误差这两个因素,于是由(4)式代入(5)式得

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_y &= \sin \theta_w \{ |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) \cdot e_1 \cdot \exp(-i\pi/2) + |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [-e_2 \cdot \sin \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2 + \cos \theta_p)] \} + \\ &\quad \cos \theta_w \{ |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) + |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [e_2 \cdot \cos \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2) + \sin \theta_p] \} = \\ &\quad |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) [e_1 \cdot \sin \theta_w \cdot \exp(-i\pi/2) + \cos \theta_w] + \\ &\quad |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [e_2 \cdot \cos(\theta_p + \theta_w) \cdot \exp(-i\pi/2) + \sin(\theta_p + \theta_w)], \\ \mathbf{E}_{x'} &= \cos \theta_w \{ |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) \cdot e_1 \cdot \exp(-i\pi/2) + |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [-e_2 \cdot \sin \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2) + \cos \theta_p] \} - \\ &\quad \sin \theta_w \{ |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) + |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [e_2 \cdot \cos \theta_p \cdot \exp(-i\pi/2) + \sin \theta_p] \} = \\ &\quad |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [-\sin(\theta_p + \theta_w) \cdot e_2 \cdot \exp(-i\pi/2) + \cos(\theta_p + \theta_w)] + \\ &\quad |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) [e_1 \cdot \cos \theta_w \cdot \exp(-i\pi/2) - \sin \theta_w]. \end{aligned}$$

由前面论述,知 $A = |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1 + i\varphi_m) [e_1 \cdot \sin \theta_w \cdot \exp(-i\pi/2) + \cos \theta_w]$,
 $\beta = |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2 + i\varphi_m) [e_2 \cdot \cos(\theta_p + \theta_w) \cdot \exp(-i\pi/2) + \sin(\theta_p + \theta_w)]$,
 $B = |\mathbf{E}_2| \exp(i2\pi f_2) [-\sin(\theta_p + \theta_w) \cdot e_2 \cdot \exp(-i\pi/2) + \cos(\theta_p + \theta_w)]$,
 $\alpha = |\mathbf{E}_1| \exp(i2\pi f_1) [e_1 \cdot \cos \theta_w \cdot \exp(-i\pi/2) - \sin \theta_w]$.

考虑到 $e_1, e_2, \theta_w, \tan \theta_w$ 很小

$$\begin{aligned} \frac{|\alpha|}{|A|} &= \frac{(e_1^2 \cos^2 \theta_w + \sin^2 \theta_w)^{1/2}}{(e_2^2 \sin^2 \theta_w + \cos^2 \theta_w)^{1/2}} = (e_1^2 + \tan^2 \theta_w)^{1/2}, \\ \frac{|\beta|}{|A|} &= \frac{[e_2^2 \cos^2(\theta_p + \theta_w) + \sin^2(\theta_p + \theta_w)]^{1/2}}{[\sin^2(\theta_p + \theta_w) \cdot e_2^2 + \cos^2(\theta_p + \theta_w)]^{1/2}} = [e_2^2 + \tan^2(\theta_p + \theta_w)]^{1/2}, \\ \varphi_a - \varphi_B &= \pi - \arctan\left(\frac{e_1}{\tan \theta_w}\right) + \arctan[e_2 \tan(\theta_p + \theta_w)] = \pi - \arctan\left(\frac{e_1}{\tan \theta_w}\right), \\ \varphi_A - \varphi_B &= \arctan(e_1 \tan \theta_w) - \arctan\left[\frac{e_2}{\tan(\theta_w + \theta_p)}\right] = \arctan\left[\frac{-e_2}{\tan(\theta_p + \theta_w)}\right], \\ \frac{|\alpha|}{|A|} \cdot \frac{|\beta|}{|B|} &= (e_1^2 + \tan^2 \theta_w)^{1/2} \cdot [e_2^2 + \tan^2(\theta_p + \theta_w)]^{1/2}. \end{aligned}$$

由于 $e_1, e_2, \theta_w, \tan \theta_w$ 很小, $\frac{|\alpha|}{|A|} \cdot \frac{|\beta|}{|B|}$ 就很小,可忽略不计,则依据(1)式,可得到干涉信号全矢量的表达式为

$$\begin{aligned} (\mathbf{S}, \boldsymbol{\varphi}) &= (1, \varphi_m) + [(e_1^2 + \tan^2 \theta_w)^{1/2}, \pi - \arctan(e_1 / \tan \theta_w)] + \\ &\quad \{ [e_2^2 + \tan^2(\theta_p + \theta_w)]^{1/2}, \arctan[-e_2 / \tan(\theta_p + \theta_w)] \}, \end{aligned} \quad (6)$$

(6)式的相位复矢量图如图4所示。则被测相位误差为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= C \sin(\xi - \varphi_m) = \\ &\quad C \sin \xi \cos \varphi_m - C \cos \xi \sin \varphi_m, \end{aligned}$$

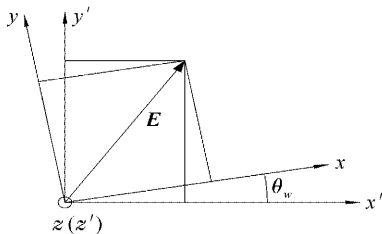


图3 入射光束与沃拉斯顿棱镜晶轴偏转
 Fig. 3 Misorientation of incidence beam relative to the Wollaston prism

$$\Delta S = C \sin(\xi - \varphi_m) =$$

$$C \sin \xi \sin \varphi_m + C \cos \xi \cos \varphi_m.$$

其中 (C, ξ) 为恒定的误差向量, $C \sin \xi$ 是一阶误差项垂直分量,经矢量计算,其值为 $e_1 - e_2$; $C \cos \xi$ 是一阶误差项的水平分量,经计算其值为 $\tan(\theta_p + \theta_w) - \tan \theta_w$,所以

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= (e_1 - e_2) \cos \varphi_m - \\ &\quad [\tan(\theta_p + \theta_w) - \tan \theta_w] \sin \varphi_m, \\ \Delta S &= (e_1 - e_2) \sin \varphi_m + \\ &\quad [\tan(\theta_p + \theta_w) - \tan \theta_w] \cos \varphi_m. \end{aligned}$$

经上述分析得知,在激光束椭圆偏振化和沃拉斯顿棱镜的安装方位角同时存在的情况下引起的频率混叠综合误差主要是一阶误差,该误差以一定的初相角随被测相位按正弦规律变化。当 $\theta_w = 0$ 时,得

到的 $\Delta\varphi, \Delta S$ 和文献[3]中得到的结果是一致的；当 $e_1 = e_2 = 0$ 时，即激光源是理想的，不存在椭圆偏

振化的情况，此时得到的 $\Delta\varphi, \Delta S$ 和文献[3]中得到的结果也是一致的。

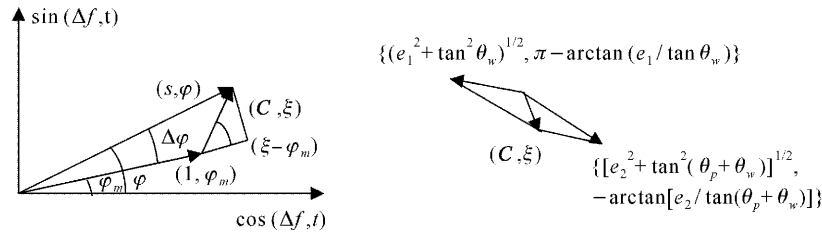


图4 椭圆偏振化误差相位复矢量图

Fig. 4 Complex vectorgraph of phase error of elliptical polarization

目前生产的激光器中，不相等偏心率在 0.015~0.04 之间，激光束的最大不正交性 θ_p 为 1° 而偏振光与沃拉斯顿棱镜晶轴不平行误差角 θ_w 可达 5° 。因此以 $e_1 = 0.01, e_2 = 0.05, \theta_p = 1^\circ, \theta_w = 5^\circ$ 为例来计算，此时 $\Delta\varphi = 2.5^\circ$ ，若波长 λ 采用 632.8 nm，由此产生的高度测量误差为 2.2 nm，所以这对于纳米精度的干涉仪来说是一个非常大的误差。

只有当 $\theta_p = 0^\circ, e_1 = e_2$ 时，虽然频率仍有混叠现象，但一阶非线性误差不存在。在实际系统中，上述条件是一种特例很难实现。但也说明只要在选择合适的椭圆偏振化激光光源和精确安装好沃拉斯顿棱镜情况下，可以使此两误差源造成的频率混叠误差相互抵消一部分，这对外差干涉仪实际调试有一定的指导意义。

4 结 论

以上分析表明，影响共光路激光外差干涉的主要因素是频率混叠一阶误差，所以在设计及调试光学系统时可以通过如下措施提高测量精度：1) 选用高质量的激光器及 $\lambda/4$ 波片，减小入射激光束的椭圆偏心率；2) 正确安装、调试反射镜及沃拉斯顿棱镜的方位；3) 在采取以上措施之后系统仍然会存在一定的非线性误差，它们可以用电子补偿或软件补偿的方法进一步减小。

参 考 文 献

1 N. Bobroff. Residual errors in laser interferometry from air turbulence and nonlinearity [J]. Appl. Opt., 1987, 26(13): 2676~2682

2 Wenmei Hou, Gunter Wilkening. Investigation and compensation of the nonlinearity of heterodyne interferometers [J]. Precision Engineering, 1992, 14(2): 91~98

3 Zhao Huijie. Error analysis of frequency mixing for heterodyne interferometer [J]. Acta Metrologica Sinica, 1999, 20(3): 166~171

赵慧洁. 外差干涉仪频率混叠误差分析 [J]. 计量学报, 1999, 20(3): 166~171

4 Dai Gaoliang, Yin Chunyong, Xie Guangping. Study on drift of nonlinearity in nanometer precision heterodyne interferometers [J]. Acta Optics Sinica, 1998, 18(12): 1697~1702

戴高良, 殷纯永, 谢广平. 纳米精度外差干涉仪非线性漂移的研究 [J]. 光学学报, 1998, 18(12): 1697~1702

5 Dai Gaoliang, Chao Zhixia, Yin Chunyong et al.. Determining the residual nonlinear error of a dual-frequency interferometer for nanometrology [J]. Chinese J. Lasers, 1999, A26(11): 987~992

戴高良, 晁志霞, 殷纯永等. 纳米精度双频激光干涉仪非线性误差的确定方法 [J]. 中国激光, 1999, A26(11): 987~992

6 Zhao Huijie. Heterodyne testing technique and its applications in micro-maching [J]. Optics and Precision Engineering, 2003, 11(1): 98~103

赵慧洁. 适合于微细加工的外差探测技术及应用 [J]. 光学精密工程, 2003, 11(1): 98~103

7 Wang Chunhai, Ji Guijun, Hu Xiaotang et al.. Polarization effect of cube-corner reflectors [J]. Acta Optica Sinica, 1993, 13(6): 540~545

王春海, 吉贵军, 胡小唐等. 角锥棱镜的偏振效应 [J]. 光学学报, 1993, 13(6): 540~545

8 Liu Haining, Li Zhen. Polarization properties of retroreflector [J]. Laser Journal, 2000, 21(1): 15~16, 25

刘海宁, 李真. 角锥棱镜的偏振效应 [J]. 激光杂志, 2000, 21(1): 15~16, 25

9 Zhao Huijie. Influence of metal mirror to measurement accuracy in heterodyne interferometer [J]. Chinese J. Scientific Instrument, 2001, 22(6): 602~605

赵慧洁. 外差干涉仪中金属反射镜对测量精度的影响 [J]. 仪器仪表学报, 2001, 22(6): 602~605

10 Xu Jiahua. Engineering Optics for Metrology [M]. Beijing: China Machine Press, 1984

徐家骅. 计量工程光学 [M]. 北京: 机械工业出版社, 1984