

doi: 10.3788/lop47.041202

632.8 nm 高精度移相菲佐干涉仪测量误差分析

魏豪明^{1,2} 邢廷文¹ 李 云^{1,2} 刘志祥¹⁽¹中国科学院光电技术研究所, 四川 成都 610209; ²中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要 为了满足高精度光学系统对光学元件纳米级的检测精度要求, 提出了一种理论可实现纳米级测量的 632.8 nm 移相菲佐干涉仪的设计方案。通过对检测凹面和凸面的 632.8 nm 移相菲佐干涉仪的基本结构和测量原理的分析, 指出影响干涉仪测量精度的几种主要误差: 移相误差、几何结构误差、振动误差、探测器误差(非线性误差和量化误差)、光源误差(波长不稳定和强度不稳定)、空气扰动和折射率变化误差。通过对这些误差理论分析和模拟, 量化了各误差对测量精度的影响, 其中移相误差、几何误差、振动误差和空气折射率误差影响最为显著。根据测量精度要求和仿真结果, 得到实现纳米级测量的干涉仪系统参数和环境参数设置要求。

关键词 干涉测量; 移相菲佐干涉仪; 光学检测; 误差分析; 纳米检测

中图分类号 O436 OCIS 120.3180 120.3930 文献标识码 A

Measurement Errors in 632.8 nm High Precision Phase-Shifting Fizeau Interferometer

Wei Haoming^{1,2} Xing Tingwen¹ Li Yun^{1,2} Liu Zhixiang¹⁽¹*Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu, Sichuan 610209, China*)
²*Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

Abstract To satisfy the need of nanometer measurement for high accuracy optical system, the design of nanometer measurement 632.8 nm phase-shifting Fizeau interferometer is presented. The elementary configuration and measuring principle of the 632.8 nm phase-shifting Fizeau interferometer to measure concave and convex surface are introduced. Some errors that affect the accuracy of interferometer are pointed out, including phase-shifting error, geometrical configuration induced error, vibration error and errors caused by CCD, laser source and fluctuating surroundings. The magnitude of measurement errors is obtained through analysis and simulation, among which phase-shifting error, geometrical configuration induced error, vibration error and fluctuating surroundings have great influence. Finally a group of system parameters and environment parameters for 632.8 nm phase-shifting Fizeau interferometer to realize nanometer measurement are given in theory.

Key words interferometry; phase-shifting Fizeau interferometer; optical measurement; errors analysis; nanometer measurement

1 引 言

菲佐干涉仪以其原理简单和调节方便成为目前最为通用的用于光学面形检测的仪器之一。1974 年 Brunning^[1]提出移相干涉术(PSI), 在菲佐干涉仪中引入移相技术, 将传统光机型的目视干涉仪, 改造成数字自动化的测量仪, 大大提高了干涉仪的测量精度, 扩展了干涉仪的测量功能。由于参考面不可能完全理

收稿日期: 2009-03-08; 收到修改稿日期: 2009-05-09

作者简介: 魏豪明(1985—), 女, 硕士研究生, 主要从事光刻系统的面形检测研究。E-mail: weihaoming@163.com

导师简介: 邢廷文(1966—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事各种光学系统、光学镜头、光学仪器的开发等方面的研究。E-mail: xingtw@ioe.ac.cn

想,因而移相菲佐干涉仪的测量精度受到限制。从 1893 年 lord Raleigh 开始使用绝对测量法的尝试,到现在的研究和实验结果表明采用绝对测量的移相菲佐干涉仪实现纳米级的测量精度是完全可能的。目前国外成熟的数字波面干涉仪较多,在市场上所占份额最大的美国 ZYGO 公司^[2]推出的移相干涉仪,面形检测精度可达亚纳米量级,国内在这领域也有所成就,由南京理工大学^[3]研发的移相菲佐干涉仪面形的测量精度达 $1/20\lambda$,但和国外的水平还有很大的差距。本文对移相菲佐干涉仪的原理和几种主要的误差进行分析,探究合适的系统参数和环境参数以实现纳米级精度的测量。

2 移相菲佐干涉仪的基本结构和测量原理

移相菲佐干涉仪基本原理^[4]是通过参考面分振幅的方法将光束分成参考光和被测光从而进行相干叠加形成干涉图形。由于高精度光学系统中物镜既有凹面也有凸面,对于 632.8 nm 移相菲佐干涉仪采用如图 1 两种结构检测凹面和凸面。以 632.8 nm He-Ne 准分子激光作为光源,一针孔被置于准直物镜的焦点处,光源的尺寸受针孔限制。单色光经聚焦系统形成会聚光束,直接射向参考面,经参考面分成两束相干光,一束光直接反射形成参考光,另一束光透射再经被测面反射携带被测面的误差信息形成被测光,两者在 CCD 上产生干涉图案并被记录下来。当被测面的曲率中心和焦点重合时,理想状态下 CCD 上获得的干涉图像为一片均匀亮度;当被测面的曲率中心和焦点不重合时,出现离焦,CCD 上获得的干涉条纹为同心圆环;当被测面相对于参考面发生倾斜时,CCD 上获得平行倾斜方向的直条纹,条纹密度随倾斜角度变化。

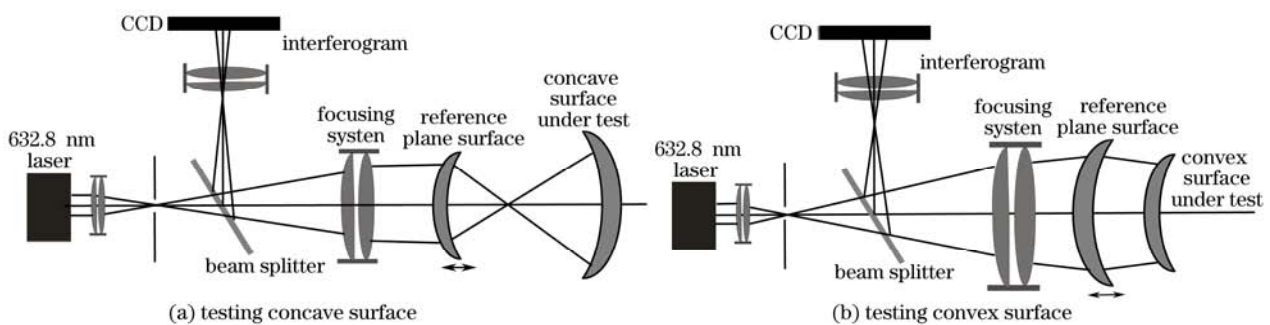


图1 632.8 nm 移相菲佐干涉仪基本结构

Fig.1 Elementary configuration of the 632.8 nm phase-shifting Fizeau interferometer

实际测量中,通过压电陶瓷(PZT)晶体控制参考面位移来实现移相,获得有序的多幅干涉图像,按照一定的移相算法,获得相位在 $[-\pi, \pi]$ 的包裹的相位分布。然后通过相位解包裹算法进行相位展,最后利用泽尔尼克多项式对波面进行拟合,去除误差后,就可以得到被测面的面形信息(如相位分布、面形误差等)。

3 主要测量误差

通过对移相菲佐干涉仪的原理分析,可以把误差分为系统误差和随机误差两大类。其中系统误差包括移相误差、几何误差、CCD 量化以及非线性误差等;随机误差包括激光器光强、波长变化引起的误差,以及振动、温度变化、空气波动等环境因素引起的测量误差。这些误差都会影响系统测量的准确度和测量的精度,而且都非常难以消除。一些好的移相算法能够抑制部分误差(如移相误差和振动误差),但还有一部分误差需要严格的控制环境参数才能保证精度要求。

3.1 移相误差

移相技术依赖于参考面有序的精确定移。目前高精度的时间移相干涉仪都是通过 PZT 晶体来实现高精度的位移,但由于不可能实现无误差的定位,获得干涉图像总是有误差的。假设 α_0 为理想的每步 PZT 移动量, α 为实际每步 PZT 移动量,移相误差

$$\varepsilon = 1 - \frac{\alpha}{\alpha_0}. \quad (1)$$

不同的移相算法对移相误差的灵敏度是不同的。采用窗函数整数近似的方法设计移相步数分别为5, 11, 15, 39步, 移相间隔为 $\pi/2$ 的移相算法^[5]。通过窗函数模型, 可以很精确地获得干涉条纹对比度与移相误差的关系^[6]

$$V'(\varepsilon) = VW_0(\varepsilon). \quad (2)$$

测量误差和移相误差的关系

$$E(\varepsilon) = 2 \arctan \left[\frac{W_2(\varepsilon)}{\sqrt{W_0(\varepsilon)^2 + W_2(\varepsilon)^2}} \right], \quad (3)$$

式中 $W(\alpha) = \sum_i^{N-1} W_i \exp(-i\delta_i \alpha / \alpha_0)$, $\delta_i = (i - i_0)\alpha_0$, $W_0(\varepsilon) = \left| \frac{W(\varepsilon\alpha_0)}{W(0)} \right|$, $W_2(\varepsilon) = \left| \frac{W[(2-\varepsilon)\alpha_0]}{W(0)} \right|$,

W 是窗函数的离散傅里叶变换, 计算的结果如图2所示。

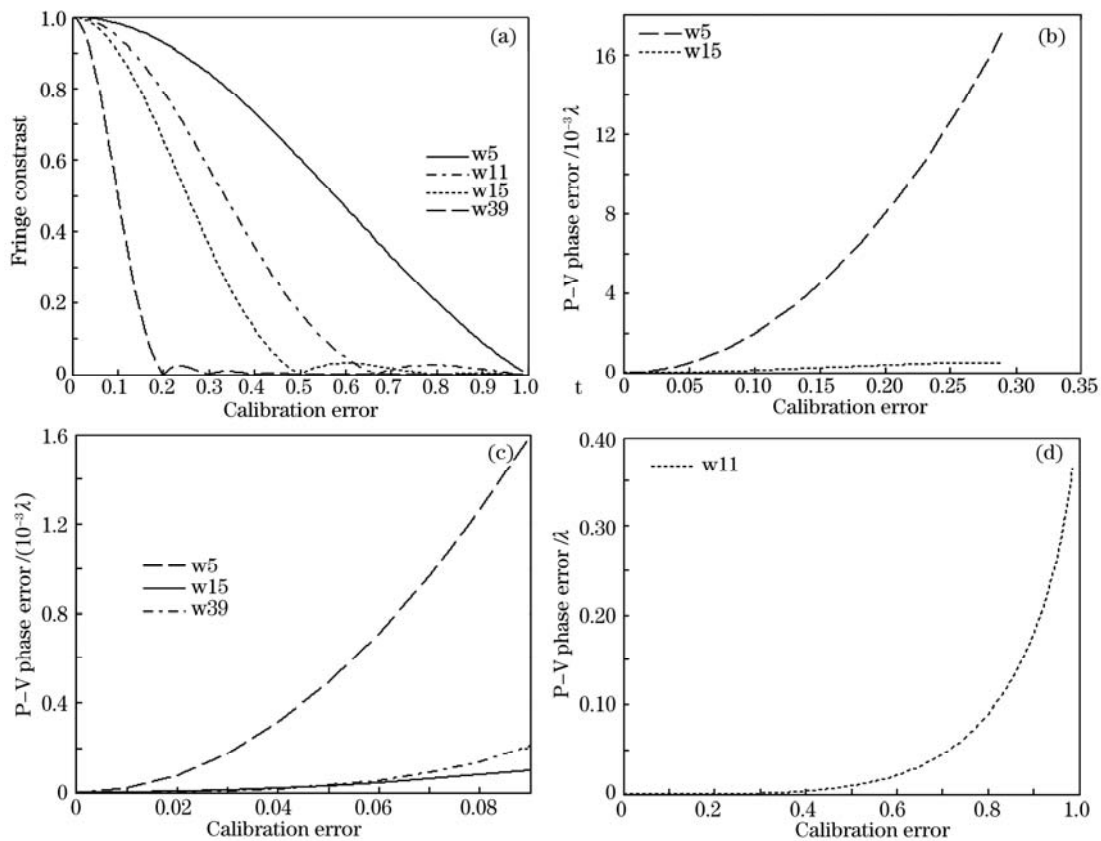


图2 对 5, 11, 15, 39 步算法干涉条纹对比度和测量误差与移相误差的关系

Fig.2 Signal strength and peak-to-valley (P-V) with calibration error for 5, 11, 15 and 39 frame algorithm

从图2可以明显看到, 要获得有效的干涉条纹对比度(50%), 步数越多的移相算法对移相器的定位精度要求越高。在满足干涉强度的前提下, 步数多的移相算法, 测量精度要高。但步数增大到一定程度后, 随步数增多, 算法性能增强并不明显, 15步算法比5步算法对移相误差的抑制能力明显要好, 但39步, 11步算法和15步算法的性能差不多, 因此在实际应用中一般选用8~15的移相算法。对632.8 nm移相菲佐干涉仪如果采用5步移相算法需要PZT的最小定位精度为25 nm, 达到测量误差为0.002 λ , 即0.6 nm; 如果采用11步移相算法需要PZT的最小定位精度为27.6 nm, 达到测量误差为0.002 λ , 即38 nm。

3.2 几何误差

图3所示的拥有球面菲佐腔的632.8 nm移相菲佐干涉仪的移相过程不能简单像平面菲佐干涉仪一样通过PZT驱动参考面在光轴方向移动 $\pi/2$ 的相位来实现^[7]。由于腔体为球形，轴上光线光程差的改变量和轴外光程差的改变量并不相等。检测凹面和凸面的菲佐腔几何形状如图3所示。

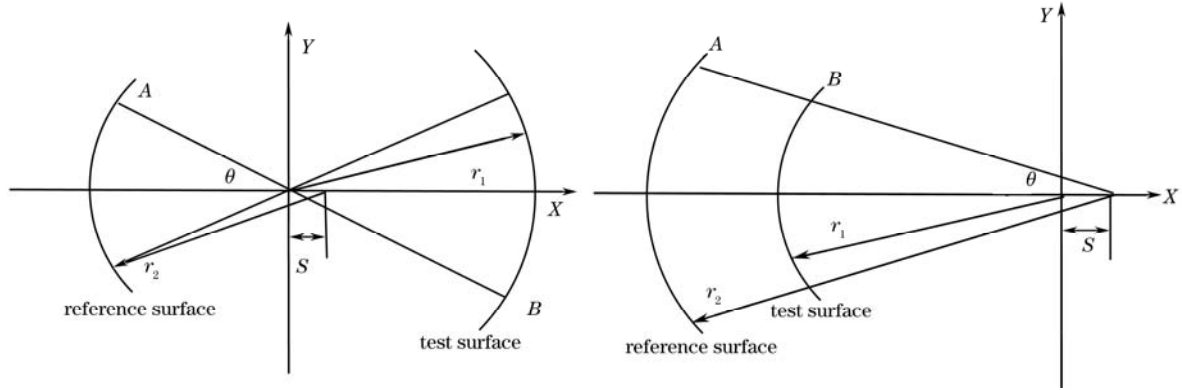


图3 检测凹面和凸面的球形菲佐腔
Fig.3 Spherical Fizeau cavities for concave surface and convex surface

图3中S为离焦量， r_1 为参考面的曲率半径， r_2 为被测面的曲率半径。对于检测凹面的球形菲佐腔，A点坐标 $X_A = -r_2 \cos \theta + S; Y_A = r_2 \sin \theta$ ，B点坐标 $X_B = r_1 \cos \theta; Y_B = -r_1 \sin \theta$ 。A点反射的参考光线与B点反射的再通过A的被测光的光程差(OPD)为

$$D_{OP} = 2[(-r_2 \cos \theta + S - r_1 \cos \theta)^2 + (r_2 \sin \theta + r_1 \sin \theta)^2]^{\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

$$dD_{OP} = \frac{-2(r_2 \cos \theta + r_1 \cos \theta - S)dS}{[(-r_2 \cos \theta + S - r_1 \cos \theta)^2 + (r_2 \sin \theta + r_1 \sin \theta)^2]^{\frac{1}{2}}}. \tag{5}$$

S很小近似可以认为零，则

$$dD_{OP} = \frac{-2(r_2 \cos \theta + r_1 \cos \theta)dS}{[(-r_2 \cos \theta - r_1 \cos \theta)^2 + (r_2 \sin \theta + r_1 \sin \theta)^2]^{\frac{1}{2}}} = -2 \cos \theta dS. \tag{6}$$

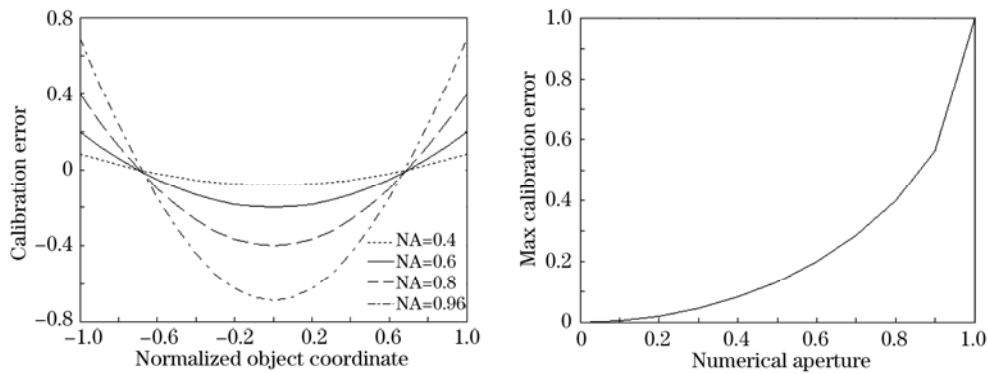


图4 数值孔径和移相误差的关系
Fig.4 Relation between NA and calibration error

对于检测图凸面的球形菲佐腔， $dD_{OP} = 2 \cos \theta dS$ 。因此对于球形菲佐腔，轴上产生 $2 dS$ 的光程差时，轴外的光程差为 $2 \cos \theta dS$ ，由于几何形状的影响产生的移相误差为 $\epsilon = 2(1 - \cos \theta)$ 。Moore提出每步移相不以轴上点为基准，而是从视场中选取一个参考光线使其光程差等于每步所需移动的位移量，并使轴上点的光程和最边缘光线的光程差相等，这种方法可以使几何形状带来的移相误差减小为 $\epsilon = 1 - \cos \theta$ 。假定PZT

移相器的定位误差为0, 则不同的数值孔径(NA)的被测面与移相误差的关系如图4所示。高精度光学系统的数值孔径一般在0.5~0.75, $d_{NA}=0.75$ 时最边缘光线的移相误差为0.3386, 即22 nm, 采用的移相算法至少需要能抑制22 nm的移相误差。

3.3 振动误差

通常, 干涉仪受到的环境振动主要是来自地面传播的振动和周围气流的流动。这种振动的特征很复杂, 包含有各种频率和各种振幅的振动信号, 是一种随机的强迫振动, 其频率可以从几赫兹到上千赫兹, 振动的振幅也各不相同。高频振动会导致图像采集过程中条纹的运动, 从而改变图像的调制度, 最终产生测量误差; 低频振动不会对图像的质量产生影响, 但会使移相值无规则地偏离假定值。P. de Groot^[8]认为环境的振动主要来源于低频部分, 因此抑制低频振动尤为重要。假定在移相数据获取的过程中, 环境的振动

$$n(t) = A \cos(2\pi\nu t + \beta), \quad (7)$$

式中 ν 为振动的频率, A 为振动的幅度, β 为相位的偏差。对于 $n(t)$ 的环境振动, 通过窗函数模型如果每步移相为 $\pi/2$, 可以计算得相位复原的均方根(RMS)误差

$$E'(\nu) = \frac{A\sqrt{2}}{8} \left\{ i[F_s^*(\nu+1) + F_c^*(\nu-1)] - [F_s^*(\nu-1) + F_c^*(\nu+1)] \right\}, \quad (8)$$

式中

$$F_s(\nu) = \left[\frac{1}{q} \sum_i W_i \sin(-\delta_i) \exp(-i\delta_i\nu) \right] \left[\frac{\sin(\nu\beta/2)}{\nu\sin(\beta/2)} \right], \quad F_c(\nu) = \left[\frac{1}{q} \sum_i W_i \cos(\delta_i) \exp(-i\delta_i\nu) \right] \left[\frac{\sin(\nu\beta/2)}{\sin(\beta/2)} \right] \quad (9)$$

$$q = \sum_i W_i \cos^2(\delta_i) = \sum_i W_i \sin^2(\delta_i), \quad \beta = \frac{\pi}{2}$$

频率 ν 为对应数据采样频率的归一化频率。同样利用整数近似的方法设计移相步数分别为4, 5, 11, 15, 39, 51, 76, 101步、移相间隔为 $\pi/2$ 的移相算法, 分析结果如图5所示。

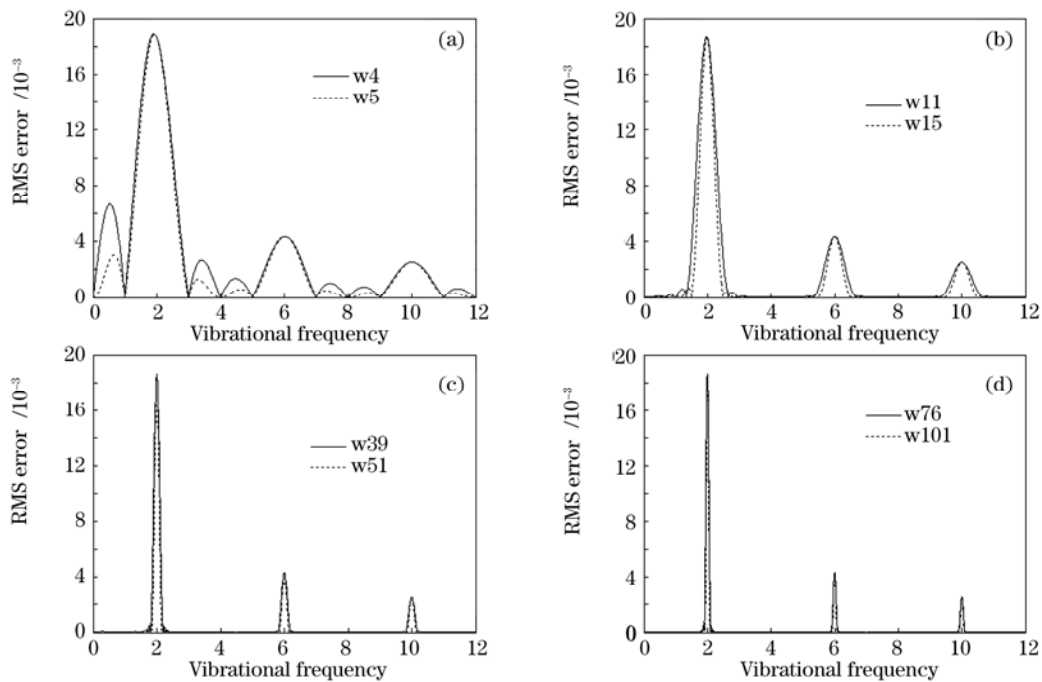


图5 振动幅度 $A=10$ nm时, 移相算法对振动的响应

Fig.5 Phase-measurement errors for seven different algorithms, for a vibrational amplitude $A=10$ nm

从图5可以明显看出, 所有算法对 $\nu=2$, $\nu=6$, $\nu=12$ 的振动频率响应比较灵敏, 但对其他频率, 步数越多的算法抑制能力越好。对于60 Hz的CCD探测器, $\nu=2$, 对应于实际振动频率为30 Hz, 因此可根据实际情

况选择CCD探测器的帧频和移相算法。

3.4 探测器误差

目前的移相技术干涉图像探测大部分都采用CCD探测仪, CCD的非线性误差和量化误差对探测结果的影响也是需要研究的内容。在高精度探测中, 干涉条纹的对比度很高, CCD的非线性的影响显著。将CCD的非线性用 γ 表示, 则探测的干涉信号 I_{detected} 和实际的干涉信号 I_{real} 之间的关系为

$$I_{\text{detected}} = I_{\text{real}}^{\gamma} \quad (10)$$

图6(a)显示了不同 γ 值的探测器非线性误差。图6(b)显示了对应于不同 γ 值的探测器非线性误差, 采用hanning窗11步算法复原相位的复原误差P-V值。从图中可以明显看出要实现高精度的探测CCD的非线性误差要求是非常高的, 要实现 $1/2000 \lambda$ 的测量精度, 不考虑其他误差的影响, 探测器非线性要求的范围为 $\gamma \in [0.55, 2.79]$ 。同时也可以看出算法对二次非线性误差能够完全免疫。

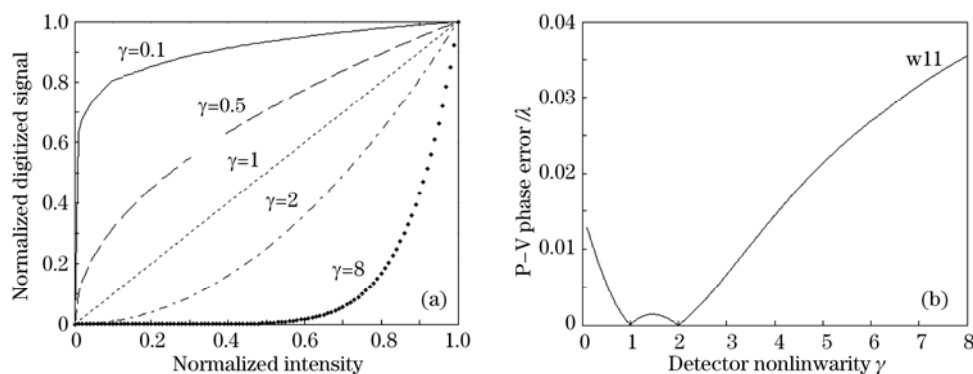


图6 探测器非线性误差(a)与复原误差(b)

Fig.6 Detector nonlinearities errors (a) and measurement error (b)

由于CCD中的模/数(A/D)转换过程得到的数字信号和模拟信号总是存在误差的, 对于量化级次和相位误差的关系可表示为^[9]

$$\sigma_{\phi} \approx \frac{1}{\sqrt{3NQ}}, \quad (11)$$

式中 σ_{ϕ} 为相位复原误差, N 为移相步数, Q 为量化级次。如果采用16位的CCD, 则 $Q = 2^{16} = 65536$, 15步移相算法的量化误差为 $2.2747 \times 10^{-6} \lambda$ 。随着计算机计算速率的高速增长以及高分辨率成像系统的发展, CCD量化所引起的误差基本上可以忽略。

3.5 激光光源的不稳定

激光光源的不稳定包括波长不稳定和强度不稳定, 一般都为随机变化。波长不稳定会改变两束相干光的相位差, 当干涉仪为共路干涉时, 这种影响并不明显。菲佐干涉检测凹面和凸面时, 菲佐腔总存在一定的距离, 因此波长不稳定引起的相位偏差需要重点考虑的。波长变化 $\Delta\lambda$ 和相位变化的关系:

$$\sigma_{\phi} = 2\pi D_{\text{OP}} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (12)$$

图7(a)显示了OPD为1, 3和4 m时相位变化随波长变化的关系。对于OPD为1 m的菲佐干涉仪, 要达到 $10^{-4} \lambda$ 的测量精度, 波长变化量要小于 $8 \times 10^{-8} \text{ nm}$, 频率要控制在60 kHz。强度的随机变化一般可以通过平均方式达到有效的消除, 从图7(b)可以看出51步的移相比5步移相对强度变化的抑制能力更好。对于51步移相, 强度随机变化在2%的范围之内, 由强度变化引起的最大相位差为 $10^{-4} \lambda$ 。

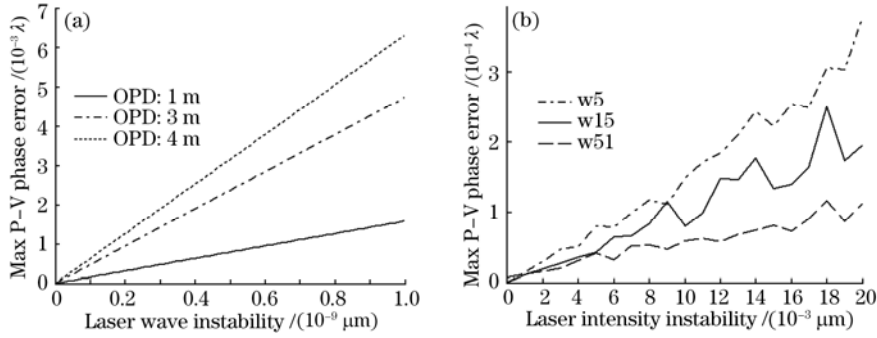


图7 光源不稳定性带来的误差
Fig7 Source instability error

3.6 空气扰动和空气折射率变化

在高精密测量中，空气扰动误差的分析非常困难。一般是通过将空气扰动看成是低频的振动来简化^[10]，不同的移相算法对振动的响应灵敏度不同。从振动误差的分析可以看出，移相步数越多，对低频的抑制能力越好。由于菲佐干涉并不是绝对的干涉，当测量凹面时，菲佐腔引起的光程差近似为 1 m，这时空气折射率的影响就非常明显。相位随空气折射率的变换关系

$$\sigma_{\varphi} = \frac{2\pi D_{OP} \Delta n}{\lambda} \tag{13}$$

如图 8 所示，若菲佐腔产生的 OPD 为 1 m 时，要实现 $1/500 \lambda$ 的测量精度，空气折射率变换至少控制在 10^{-9} 。假定实际大气条件为：大气温度 20℃，大气压强 101325 Pa，相对湿度 50%，CO₂ 的体积分数为 4.5×10^{-4} 。根据 Ciddor^[11]1996 年给出的大气折射率随环境的变化关系，可以得到要实现折射率变化在 10^{-9} 内，温度 ΔT ，大气压 ΔP ，相对湿度 ΔRH 和 CO₂ 含量 ΔX_c 的控制范围，如表 1 所示。

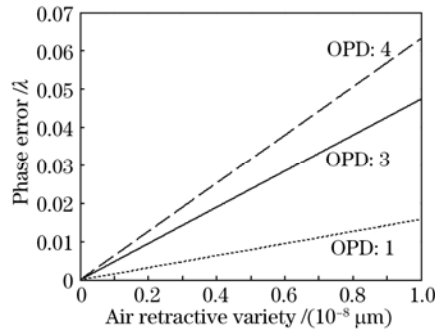


图8 空气折射率不稳定
Fig.8 Air refractive instability

表1 大气折射率变化在 10^{-9} 量级所需环境控制参数

Table 1 The range of environment parameter in order to realize the vary of air refractive below 10^{-9}

Parameters	1×10^{-8}	1×10^{-9}
$\Delta T / ^\circ C$	0.0105	0.00105
$\Delta P / Pa$	3.73	0.373
$\Delta RH / \%$	1.18	0.118
$\Delta X_c / 10^{-6}$	69.69	6.969

4 假想方案

纳米级测量精度的实现，在国内外都是一个难题。高精度的干涉仪对环境和系统的要求都非常高，根据对各种误差的研究，现提出一个假想模型，实现纳米级测量精度：632.8 nm He-Ne准分子激光；被测物镜数值孔径在0.5~0.75范围，直径达30 cm；菲佐腔的OPD最大为1 m；CCD为1024 pixel×1024 pixel，帧频

为300 kHz; 移相器定位精度为0.5 nm; 菲佐腔内充入氦气。

表2 假想方案

Table 2 Dummy interferometer

Control parameters	Error / λ
PZT calibration error 0.5nm, max geometric error 27 nm, using 11frames algorithm	1/500 (P-V)
Frequency change of vibration in the context of 75 Hz, amplitude in the context of 10 nm	1/5000 (RMS)
Detector nonlinearity $\gamma \in [0.55, 2.79]$	1/2000 (P-V)
Quantization error	2.7×10^{-6} (P-V)
Wavelength change of source in the context of 1×10^{-8} nm, frequency in the context of 60 kHz	1/10000 (P-V)
Intensity change of source in the context of 4%	1/2000 (P-V)
Enviromental control like table 1	1/500 (P-V)
Total	0.0061 (P-V)=4 nm

5 结 论

对移相菲佐干涉仪的原理和误差进行了分析, 提出的假想模型, 理论上可以实现纳米级的测量要求。可以看出要实现高精度的测量, 对系统和环境的要求都很高, 要达到这么高的标准, 本身就是一个难题。这个模型只能给研究人员一定的参考, 而不能作为标准, 研究设计人员要根据已有的设备和条件来设计合理的参数。提出的假想模型只考虑了移相误差、几何误差、振动误差、探测器误差、光源误差及空气扰动和空气折射率变化。对于被测面形随温度、大气压发生形变的误差没有考虑。另外考虑到高精度移相菲佐干涉仪要采用绝对测量技术, 因此参考面的误差暂且也没有考虑。

参 考 文 献

- H. Brunning. Digital wavefront measuring interferometer for testings optical surfaces and leses[J]. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(11): 2693~2703
- <http://www.zygo.com/met/interferometers.htm> [2008-12-20]
- <http://www.interferogroup.com/chanpinjieshao.htm> [2008-12-20]
- J. H. Burge. Fizeau interferometer for large convex surfaces[C]. *SPIE*, 1995, **2536**: 127~138
- Wei Haoming, Xing Tingwen, Feng Jianmei. Window fuaction integer approximation method of phase shifting algorithms in phase shifting technique[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2009, **46**(10): 100~105
魏豪明, 邢廷文, 冯建美. 移相术中相移算法的窗函数整数近似方法分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2009, **46**(10): 100~105
- P. de Groot. 101-frame algorithm for phase-shifting interferometer[C]. *SPIE*, 1997, **3098**: 283~292
- P. de Groot. Phse-shift calibration errors in interferometers with spherical Fizeau cavities[J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(16): 2856~2862
- P. de Groot. Vibration in phase shifting interferometer[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, **12**(2): 354~365
- C. P. Brophy. Effect of intensity error correlation on the computed phase of phase-shifting interferometer[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1990, **7**(4): 537~541
- A. E. Rosenbluth, N. Bobroff. Optical sources of nonlinearity in Heterodyne interferometers[J]. *Prec. Eng.* 1990, **12**(1): 7~11
- P. E. Ciddor. Refractive index of air: new equations for the visible and the near infrared[J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(9): 1566~1573