

文章编号: 0258-7025(2006)11-1574-06

正弦相位调制位移干涉测量技术中 调制频率的优化选择

刘英明^{1,2}, 王向朝¹

(¹ 中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学实验室, 上海 201800; ² 中国科学院研究生院, 北京 100039)

摘要 针对正弦相位调制(SPM)干涉测量技术用于位移测量时,调制频率对干涉信号相位解调的影响,提出一种调制频率的优化选择依据。通过对干涉信号的频谱进行分析,发现当被测位移幅度较小时,较小的调制频率即可满足相位解调的要求;而当被测位移较大时,必须相应地增大调制频率,才能获得比较准确的测量结果。模拟计算以及实验结果表明,被测位移信号的幅度每增大四分之一测量光源波长,调制频率需要相应增大 4 倍于被测信号频率的大小,才能满足正弦相位调制位移干涉测量技术信号处理的需要。

关键词 测量;正弦相位调制;调制频率;频谱分析

中图分类号 TH 744.3 **文献标识码** A

Analysis of Modulation Frequency in Sinusoidal Phase Modulating Interferometry for Displacement Measurement

LIU Ying-ming^{1,2}, WANG Xiang-zhao¹

¹ *Information Optics Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*
² *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*

Abstract The effect of modulation frequency on phase demodulation is analyzed in sinusoidal phase modulating (SPM) interferometry for displacement measurement. A rule for selecting modulation frequency is presented. The spectrum of interference signal is analyzed. It is found that when the displacement measurement range is narrow, small modulation frequency can meet the phase demodulation need; when the displacement measurement range is enlarged, modulation frequency has to be increased. Simulated data and experimental results indicate that with an $\lambda/4$ increase in amplitude of vibration to be measured, modulation frequency is required to increase to four times as frequency of vibration to be measured, where λ is the wavelength of light source.

Key words measurement; sinusoidal phase-modulating; modulation frequency; spectral analysis

1 引 言

在许多纳米精度的位移激光干涉测量技术中,正弦相位调制(SPM)干涉测量技术具有调制方便、精度高等优点。调制频率是正弦相位调制位移干涉测量技术中一个非常重要的参数,必须使其大于被测信号频率的 2 倍,才能实现干涉信号相位的正确

解调^[1~5]。由于缺少调制频率对正弦相位调制位移干涉测量技术影响的研究,实际应用中为了保证足够的测量精度,一般选择较大的调制频率(使其为被测信号频率的 5.14 倍, 10 倍, 5 倍和 25 倍)。

这样的选择原则在被测位移信号幅度较小时,基本可以满足干涉信号相位解调的要求。当被测位

收稿日期: 2006-03-09; 收到修改稿日期: 2006-04-28

基金项目: 国家自然科学基金(60578051)和上海市科委国际合作计划项目(051107085)资助课题。

作者简介: 刘英明(1976—), 男, 吉林梅河口人, 中国科学院上海光学精密机械研究所信息光学实验室博士研究生, 主要从事纳米精度位移与振动激光测量, MEMS 器件激光激振测振领域的研究工作。E-mail: ym_liu@siom. ac. cn

导师简介: 王向朝(1957—), 男, 辽宁凌源人, 中国科学院上海光学精密机械研究所研究员, 博士生导师, 目前研究方向为信息光电子技术。E-mail: wxz26267@siom. ac. cn

移信号较大时,需采用更大的调制频率,才能保证正弦相位调制干涉测量法的测量精度。文献[5]中测得 $11.02 \mu\text{m}$ 的位移信号,调制频率约为被测信号频率的200倍。接下来的研究发现,测量同样信号,调制频率较小时的测量将不能获得足够的测量精度,甚至不能得到比较正确的测量波形。

在没有一个确切调制频率选择依据的情况下,可以通过尽可能选择较大的调制频率,以保证正弦相位调制位移干涉测量技术中相位解调的正确。但是,由于受电子测量系统,尤其是数据采集系统带宽的限制,选择过大的调制频率必然会增加整个系统的复杂程度和成本。而且,当正弦相位调制法采用外调制工作方式时,调制频率的选择还受到用于调制的压电陶瓷(PZT)无法工作在较高驱动频率下这一条件的限制。

在保证信号处理需要和测量精度的前提下,准确地选择调制频率是正弦相位调制位移干涉测量技术用于较大位移测量时必须解决的问题。本文分析了大位移测量时调制频率对正弦相位调制干涉信号相位解调的影响,从而确定调制频率的优化选择依据。

2 原理

图1为用于测量微位移和微振动的正弦相位调制激光二极管(LD)全光纤干涉仪。激光二极管的出射光经过隔离器、耦合器和测振探头,一部分在测

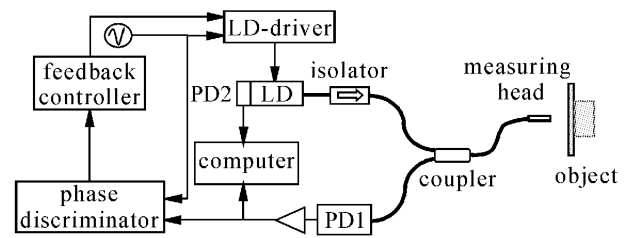


图1 正弦相位调制激光二极管全光纤干涉仪

Fig. 1 All-fiber LD-SPM interferometer

振探头与空气交界的端面被反射,另一部分经过被测振探头准直后以平行光出射,经被测物体表面反射后,又经测振探头进入光纤。被测振探头端面反射回去的参考光与被测物体表面反射的物光进行干涉,产生的干涉信号经耦合器后,由光电探测器(PD1)检测,经前置放大电路后由数据采集卡采集到计算机内,通过软件处理得到被测物体的位移。

激光二极管在直流电流和正弦电流 $\Delta i(t) = a\cos(\omega_c t + \theta)$ 的驱动下,波长为 $\lambda(t) = \lambda_0 + \beta\Delta i(t)$, 其中 λ_0 为激光二极管的中心波长, β 为波长随驱动电流的变化系数, ω_c 为调制频率。

PD1 检测到的干涉信号交流部分为^[6~9]

$$S(t) = S_0 \cos[z \cos(\omega_c t + \theta) + \alpha(t)], \quad (1)$$

其中,正弦相位调制深度 $z = 2\pi\beta ar_0/\lambda_0^2$; $\alpha(t) = 2\pi r_0/\lambda_0 + 4\pi r(t)/\lambda_0$; r_0 为被测物体静止时干涉仪两臂的光程差, $r(t)$ 为待测位移。

式(1)的傅里叶变换为

$$F(\omega) = F\{\cos[\alpha(t)]\} \otimes \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m A_{2m} \delta(\omega - 2m\omega_c) \right] + F\{\sin[\alpha(t)]\} \otimes \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m A_{2m-1} \delta[\omega - (2m-1)\omega_c] \right\}. \quad (2)$$

假定条件 $F\{\cos[\alpha(t)]\} = 0$, $F\{\sin[\alpha(t)]\} = 0$, $|\omega| > \omega_c/n$, (n 为整数且 $n > 2$) (3)

成立,即认为 $\cos[\alpha(t)]$ 和 $\sin[\alpha(t)]$ 的频谱中绝对值大于 ω_c/n 的成分可以忽略,进而获得

$$\begin{aligned} F_1(\omega + \omega_c) &= -J_1(z) \exp(j\theta) F\{\sin[\alpha(t)]\} \\ F_2(\omega + 2\omega_c) &= -J_2(z) \exp(j2\theta) F\{\cos[\alpha(t)]\} \end{aligned}, \quad |\omega| < \omega_c/n, \quad (4)$$

通过(4)式计算出 $\sin[\alpha(t)]$ 和 $\cos[\alpha(t)]$, 可得到被测物体的位移 $r(t)$ 。

首先分析 $\cos[\alpha(t)]$ 和 $\sin[\alpha(t)]$ 的频谱, 设

$$r(t) = A \cos(\omega_0 t), \quad (5)$$

其中 A 和 ω_0 分别为待测位移的振幅和频率。令 $b = 4\pi A/\lambda_0$, 那么

$$\begin{aligned} \cos[\alpha(t)] &= \cos[4\pi A/\lambda_0 \cos(\omega_0 t) + 2\pi r_0/\lambda_0] = \\ &= \cos[b \cos(\omega_0 t)] \cos(2\pi r_0/\lambda_0) - \sin[b \cos(\omega_0 t)] \sin(2\pi r_0/\lambda_0), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \sin[\alpha(t)] &= \sin[4\pi A/\lambda_0 \cos(\omega_0 t) + 2\pi r_0/\lambda_0] = \\ &= \sin[b \cos(\omega_0 t)] \cos(2\pi r_0/\lambda_0) + \cos[b \cos(\omega_0 t)] \sin(2\pi r_0/\lambda_0), \end{aligned} \quad (7)$$

可见 $\cos[\alpha(t)]$ 和 $\sin[\alpha(t)]$ 的频谱分析也就是对 $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的频谱分析。 $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的傅里叶变换为

$$F\{\cos[b\cos(\omega_0 t)]\} = \{J_0(b)\delta(\omega) - J_2(b)[\delta(\omega - 2\omega_0)e^{j2\theta} + \delta(\omega + 2\omega_0)e^{-j2\theta}] + J_4(b)[\delta(\omega - 4\omega_0)e^{j4\theta} + \delta(\omega + 4\omega_0)e^{-j4\theta}] - \dots\}, \quad (8)$$

$$F\{\sin[b\cos(\omega_0 t)]\} = \{J_1(b)[\delta(\omega - \omega_0)e^{j\theta} + \delta(\omega + \omega_0)e^{-j\theta}] - J_3(b)[\delta(\omega - 3\omega_0)e^{j3\theta} + \delta(\omega + 3\omega_0)e^{-j3\theta}] + \dots\}, \quad (9)$$

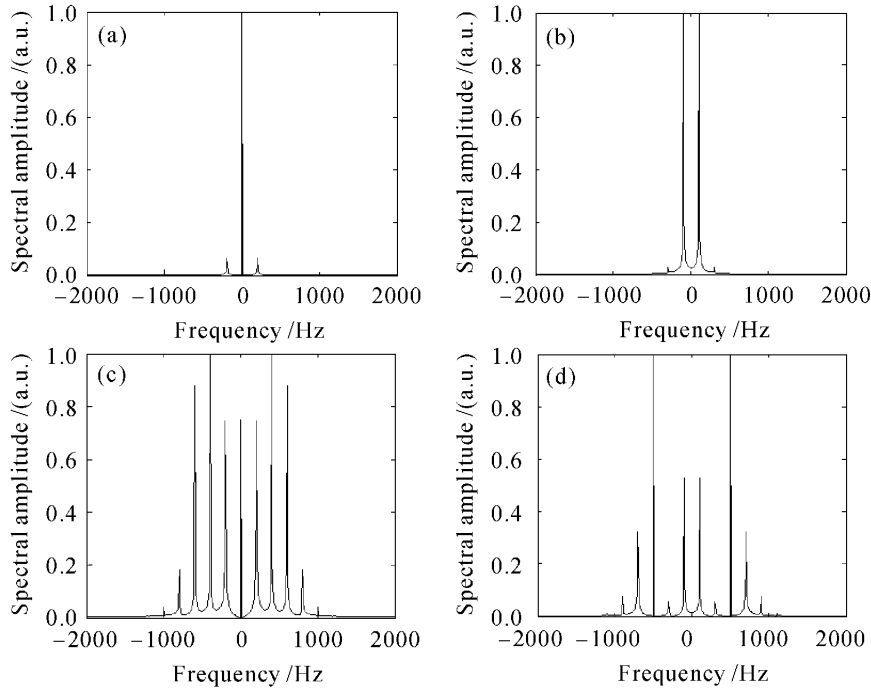


图 2 当 $2A/\lambda_0 = 1/8$ 时, (a) $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 (b) $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的归一化频谱;

当 $2A/\lambda_0 = 1$ 时, (c) $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 (d) $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的归一化频谱

Fig. 2 Normalized spectral amplitude distributions of (a) $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ and (b) $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ when $2A/\lambda_0 = 1/8$; normalized spectral amplitude distributions of (c) $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ and (d) $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ when $2A/\lambda_0 = 1$

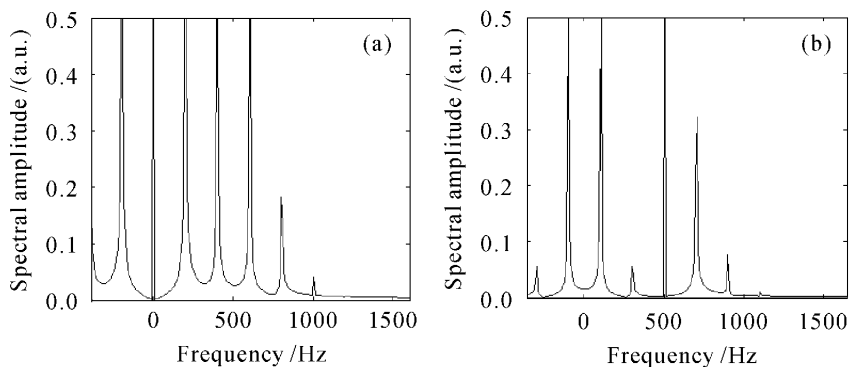


图 3 (a) $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 (b) $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的部分归一化频谱

Fig. 3 High-frequency portion of normalized spectral amplitude distributions of (a) $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ and (b) $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$

当 $2A/\lambda_0 = 1/8$ 时, $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的归一化频谱分别如图 2(a), (b) 所示; $2A/\lambda_0 = 1$ 时, $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的归一化频谱分别如图 2(c), (d) 所示, 其中 $\lambda_0 = 1303.9 \text{ nm}$, $\omega_0 = 2\pi \times 100 \text{ rad}$ 。可以看出, 随着被测信号幅度的增大, $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的频谱中高阶频谱成分的权重越来越大。

对图 2(c), (d) 所示的归一化频谱进行式 (3) 中 n 值的选择。如果选择 $n = 5$, 即调制频率 $\omega_c = 5\omega_0$, 则 $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的频谱成分中, 绝对值大于 $5\omega_0$ 的高阶频谱成分将被舍弃。从图 3 可以看出, 部分高阶频谱成分仍占较大比重。此时以式 (4) 为基础的相位解调将丢失有用的频谱信息, 导致 $\sin[\alpha(t)]$ 和 $\cos[\alpha(t)]$ 的计算产生较大误差, 位

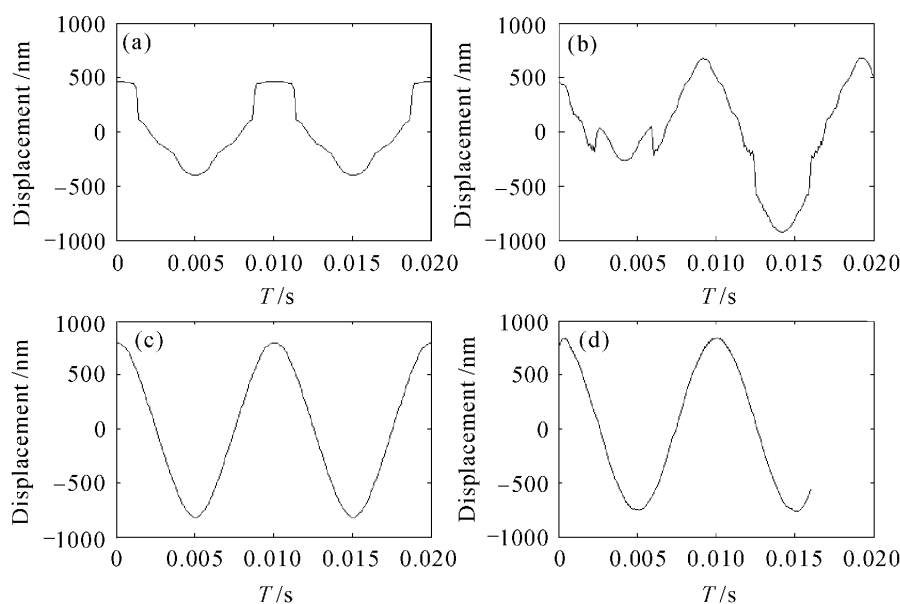


图 4 模拟干涉信号计算出的位移曲线

Fig. 4 Displacement obtained from simulated interference signals

(a) $\omega_c = 8\omega_0$; (b) $\omega_c = 12\omega_0$; (c) $\omega_c = 16\omega_0$; (d) $\omega_c = 20\omega_0$

移测量结果的误差增大。

设被测信号 $r(t)$ 是一个频率为 100 Hz, 幅度为 800 nm 的正弦信号。所用激光二极管的波长 $\lambda_0 = 1303.9$ nm, 选择正弦相位调制深度 $z = 2.35$ rad, $2\pi r_0/\lambda_0 = 0, \theta = 0$ 。调制频率分别为 0.8 kHz, 1.2 kHz, 1.6 kHz, 2.0 kHz 时, 根据式 (1) 得到四组模拟干涉信号, 在模拟干涉信号上再叠加其均方根值 5% 的正态分布随机噪声。根据此含有噪声的干涉信号, 采用参考文献 [5] 的正弦相位调制干涉测量方法分别求得 $r(t)$, 计算结果如图 4 所示。可见, 调制频率选择得较小时, 由于忽略了较多有用频率信息, 导致信号处理过程引入较大误差, 测量波形错误, 如图 4(a), (b) 所示。

由分析可知, 采用正弦相位调制干涉测量法测量位移的过程中, 调制频率的选择与被测信号的幅度有着紧密的关系。当被测位移幅度较小时, 选择较小的调制频率即可满足相位解调的要求; 被测位移较大时, 必须相应地增大调制频率, 才能获得比较准确的测量结果。根据被测信号的实际情况, 选择相应合适的调制频率, 才能满足正弦相位调制干涉测量技术信号处理的需要。

3 实验

通过模拟计算和实验数据的分析比较, 发现 $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的归一化频谱中 小于 0.04 的高阶频谱成分对信号处理的贡献已经

很小, 可以忽略。而且, 被测位移信号的幅度每增大 $\lambda/4$, $\cos[b\cos(\omega_0 t)]$ 和 $\sin[b\cos(\omega_0 t)]$ 的归一化频谱以四倍于被测信号频率的速度衰减至小于 0.04, 所以可用公式选择调制频率

$$\omega_c > 4m\omega_0, \quad m > 2A/(\lambda_0/4). \quad (10)$$

图 4 中, (a) 和 (b) 的测量波形已经完全失真; (c) 的振动峰-峰值的测量误差为 21.1 nm; (d) 的测量波形与式 (5) 所表示的标准余弦信号完全吻合, 振动峰-峰值的测量误差为 8.9 nm。可见, 只有当正弦相位调制频率满足或接近满足式 (10) 时, 才能获得较好的测量波形和测量精度。

实验装置如图 1 所示。实时鉴相器和反馈控制器将干涉信号的相位变化反馈回激光二极管驱动器, 调节激光二极管的输入电流, 可有效减小外界干扰所造成的影响。封装在激光二极管中的光电探测器 PD2 检测光源的光强变化, 将探测到的信号与干涉信号一起送入计算机, 通过相关运算减小由于测振光源光强变化所导致的相位测量误差^[10]。

激光二极管波长为 1303.9 nm, 被测物体是一个由扬声器驱动的反射镜。加一个频率 200 Hz 的正弦电压信号给扬声器, 使反射镜沿光轴方向振动。根据式 (10), m 取 34, ω_c 取 27.2 kHz 时, 调节激光二极管交流驱动电流的幅度以及静止时反射镜与测量头之间的距离, 使 $z = 2.35$ rad。保持扬声器驱动信号不变, 使激光二极管的交流驱动信号频率为 27.2 kHz。测量反射镜的位移如图 5(c) 所示, 其振

动峰-峰值为11.657 μm。

保持其他实验条件不变,改变激光二极管交流驱动信号的频率,测得反射镜的振动峰-峰值如表 1 所示。当调制频率 ω_c 满足或接近满足式(10),如 m 为 40,38,36,34,32 时,这 5 次测量结果的重复精度较小,仅有 20 nm;但是当调制频率 ω_c 不能很好地满

足式(10) 的条件,如 m = 30 时,测量结果出现较大偏差,与前面 5 次测量结果的平均值 11.662 nm 相差 132 nm;调制频率 ω_c 相对更小时,如 m 为 24,20 时,相对测量偏差增大,而且此时测量波形已经开始发生局部畸变以及失真。图 5 为 m 取不同值时测得的反射镜振动位移。

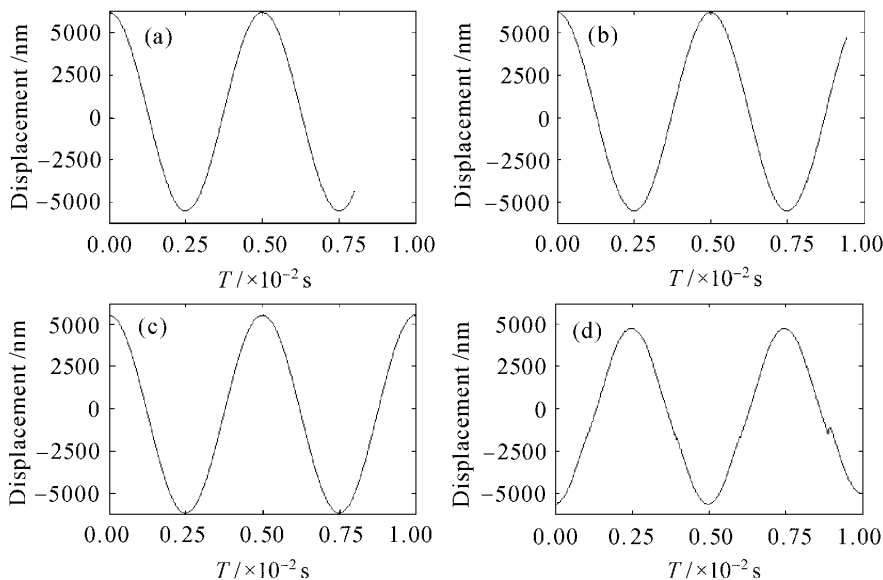


图 5 m 取不同值时测得的位移曲线

Fig. 5 Displacement curves measured at different m

(a) m = 40; (b) m = 36; (c) m = 34; (d) m = 24

表 1 不同 m 值时测得的物体振动峰-峰值

Table 1 Measurement results of peak-to-peak amplitudes at different m

m	40	38	36	34	32	30	26	24	20
Modulation frequency /kHz	32.0	30.4	28.8	27.2	25.6	24.0	20.8	19.2	16.0
Peak-to-peak amplitude /μm	11.663	11.675	11.660	11.657	11.655	11.794	11.037	10.377	8.431

本实验结果与参考文献[5]中的测量结果(振动峰-峰值 11.02 μm)相比存在一定差别,这是由于两次实验相隔时间较长,相关器件及实验条件很难达到完全一致。采用本文的实验装置和调制频率选择方法,实现了同样较大位移信号的测量,调制频率仅为原来的69.7%。

4 结 论

分析了正弦相位调制干涉测量技术用于较大位移测量时,调制频率对正弦相位调制干涉信号相位解调的影响,提出了一种调制频率的优化选择依据。当被测位移信号的幅度每增大四分之一测量光源波长时,调制频率需要相应增大 4 倍于被测信号频率的大小。在保证了信号处理需要和测量精度的前提

下,根据该选择依据可以比较准确地确定正弦相位调制位移干涉测量技术中调制频率的大小。

参 考 文 献

- 1 Osami Sasaki, Kazuhide Takahashi. Sinusoidal phase modulating interferometer using optical fibers for displacement measurement [J]. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(19):4139~4142
- 2 Osami Sasaki, Kazuhide Takahashi, Takamasa Suzuki. Sinusoidal phase modulating laser diode interferometer with a feedback control system to eliminate external disturbance [J]. *Opt. Eng.*, 1990, **29**(12):1511~1515
- 3 Xuefeng Wang, Xiangzhao Wang, Feng Qian *et al.*. Photothermal modulation of laser diode wavelength: application to sinusoidal phase-modulating interferometer for displacement measurements [J]. *Opt. & Laser Technol.*, 1999, **31**(8):559~564
- 4 Xuefeng Wang, Xiangzhao Wang, Yingming Liu *et al.*. A sinusoidal phase-modulating fiber-optic interferometer insensitive to the intensity change of the light source [J]. *Opt. & Laser Technol.*, 2003, **35**(3):219~222

- 5 Wang Xuefeng, Wang Xiangzhao, Qian Feng *et al.*. Laser diode interferometer used to measure displacements in large range with a nanometer accuracy [J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(5):455~458
王学锋, 王向朝, 钱 锋 等. 用于纳米精度大范围位移测量的半导体激光干涉仪[J]. 中国激光, 2001, **A28**(5):455~458
- 6 Wang Xuefeng, Wang Xiangzhao, Yu Danyang *et al.*. Photothermal-modulation laser diode interferometer insensitive to external disturbances [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11):1368~1371
王学锋, 王向朝, 于丹阳 等. 光热正弦相位调制干涉仪中相位的抗干扰测量[J]. 光学学报, 2001, **21**(11):1368~1371
- 7 Wang Xuefeng, Wang Xiangzhao, Qian Feng *et al.*. Photothermal modulation of laser diode wavelength for measuring microvibrations [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **A27**(4):367~371
王学锋, 王向朝, 钱 锋 等. 光热调制激光波长测量物体的微小振动[J]. 中国激光, 2000, **A27**(4):367~371
- 8 Li Dailin, Wang Xiangzhao, Wang Xuefeng *et al.*. Composite-light-source interferometer for real-time micro-vibration measurement [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(3):350~353
李代林, 王向朝, 王学锋 等. 复合光源实时微振动干涉测量仪[J]. 中国激光, 2004, **31**(3):350~353
- 9 Dailin Li, Xiangzhao Wang, Yingming Liu. Double sinusoidal phase modulating laser diode interferometer for thickness measurements of transparent plates [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(6):328~330
- 10 Yingming Liu, Xiangzhao Wang, Xuefeng Wang. Study on silicon micro-resonators by using a novel optical excitation and detection apparatus [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(5):309~310