

# 频闪相移全息干涉计量

郑 文 谭玉山

(西安交通大学机械系, 西安 710049)

## 提 要

本文将相移技术应用在频闪全息干涉计量中, 获得了振动物体的定量分析结果。分析了频闪光脉冲宽度对计算结果的影响, 并给出了实验结果。

关键词: 全息干涉计量, 相移。

## 一、引 言

全息干涉计量用在分析物体的振动中, 可获得表征振动的振幅、相位分布的干涉图。时均法因其设备、操作简便, 应用很广泛, 但它的条纹对比度随零阶贝塞尔函数的平方变化, 能够观察的条纹数十分有限; 另外, 时均法不能给出任何有关相对振动相位的信息。用频闪法则不然, 其条纹对比度不随级数变化, 并能获得振动周期中任意两个时刻相对相位差的大小。但是, 仍不能直接获得振动的定量分析结果, 而传统的插值方法费时、费力, 精度很低。

近年来, 相移技术的发展很快, 它具有速度快、精度高、对背景噪声及条纹对比度不敏感、能进行全场的自动测量等优点, 并能够直接得出物体各部分的相对相位变化方向, 对振动的定量分析特别有利<sup>[1,2]</sup>。本文在对频闪相移技术的理论分析基础上, 讨论了频闪光脉冲宽度对测量精度的影响; 采用一套实用的测量系统, 利用各种数字图像处理技术, 获得了理想的测量结果。

## 二、频闪相移全息干涉

与一般的频闪方法不同之处在于, 光路中采用紧密布置的双参考光束(如图1所示), 物体振动前后的两物波波面  $O_1$ 、 $O_2$  分别由参考光  $R_1$ 、 $R_2$  记录, 并用  $R_1$ 、 $R_2$  同时再现, 通过改变两参考光束的相对相位来引入相移。物体静止时, 第一次曝光, 曝光量为

$$E_1 = |R_1 + O_1| \cdot T。$$

设物体做简谐振动, 振动的圆频率为  $\omega$ , 频闪光脉冲位置为  $t_p$ , 脉宽为  $2\Delta$ , 占空比为  $p = \omega\Delta/\pi$ , 则物体振动时作第二次曝光:

$$E_2 = \frac{\omega T}{2\pi} \int_{t_p - \Delta}^{t_p + \Delta} |R_2 O_2| \cdot dt = \frac{T}{2\pi} \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} |R_2 + O_2|^2 d\omega t。$$

式中,  $T$  为曝光时间, 且有:

$$O_2 = O_1 \cdot \exp[-i\Delta\phi(x, y)] = O_1 \cdot \exp\{-i[ka(x, y)\sin\omega t + \phi(x, y)]\}。$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}(1 + \cos \theta)$ ,  $\theta$  如图 1 所示,  $a(x, y)$  为振幅分布,  $\phi(x, y)$  为物体偏置变形产生的相位变化。处理后的干板透过率为:

$$t(x, y) \propto k_1 |R_1 + O_1|^2 + k_2 \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} |R_2 + O_2|^2 d\omega t.$$

再现波波面可表示如下:

$$V(x, y) \propto [R_1 + R_3] \cdot t(x, y) \\ = [R_1 + R_2 \exp(-i \cdot \delta)] \cdot t(x, y).$$

$\delta$  是人为引入的一均匀已知相移量。上式展开后很复杂, 这里只考虑有意义的项<sup>[3]</sup>, 取

$$V = |R_1|^2 \cdot O_1 + k_3 \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} |R_2|^2 \cdot O_2 \cdot \exp(-i\delta) d\omega t.$$

它形成表征位移信息的干涉条纹图:

$$I(x, y, t_p, p) = V \cdot V^* = |R_1|^4 \cdot |O_1|^2 + k_4 \cdot \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} |R_2|^2 \cdot O_2 d\omega t \cdot \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} |R_2|^2 \cdot O_2^* d\omega t \\ + k_3 \cdot |R_1|^2 \cdot |R_2|^2 \cdot \left[ O_1 \cdot \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} O_2^* \cdot \exp(i\delta) \right. \\ \left. + O_1^* \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} O_2 \cdot \exp(-i\delta) \cdot d\omega t \right] \\ = A(x, y, t_p, p) + B(x, y) \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} \cos[\Delta\phi(x, y) + \delta] d\omega t,$$

当  $p$  趋近零时,  $I(x, y, t_p, p) \approx A(x, y, t_p, p) + B(x, y) \cdot \cos[\Delta\phi(x, y) + \delta]$ , 为一标准的干涉条纹图,  $\Delta\phi(x, y)$  可用相移的方法来求解。由于  $p$  总是有一定大小的, 故会给计算带来一定误差, 下面做进一步的分析。采用常用的两步相移法, 即分别取  $\delta$  为  $0^\circ, 120^\circ, 240^\circ$ , 得  $I_1, I_2, I_3$  三幅干涉图, 则:

$$\sqrt{3}(I_3 - I_2) = B(x, y) \cdot \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} [\cos(\Delta\phi + 240^\circ) - \cos(\Delta\phi + 120^\circ)] d\omega t \\ = B(x, y) \cdot \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} \sin[ka \cdot \sin \omega t + \phi] d\omega t. \tag{1}$$

$$2I_1 - I_2 - I_3 = B(x, y) \cdot \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} [2 \cos \Delta\phi - \cos(\Delta\phi + 120^\circ) - \cos(\Delta\phi + 240^\circ)] d\omega t \\ = B(x, y) \cdot \int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} \cos[ka \sin \omega t + \phi] d\omega t. \tag{2}$$

当占空比  $p$  较小时, 可设  $\sin \omega t \approx \sin \omega t_p + (\omega \cdot \cos \omega t_p)(t_p - t)$ <sup>[4]</sup>, 代入 (1)、(2) 式中得

$$\sqrt{3}(I_3 - I_2) \approx B \cdot 2\pi \cdot p \cdot \sin(ka \cdot \sin \omega t_p + \phi) \cdot \text{sinc}[ka \cdot p\pi \cdot \cos \omega t_p], \\ 2I_1 - I_2 - I_3 \approx B \cdot 2\pi \cdot p \cdot \cos(ka \cdot \sin \omega t_p + \phi) \cdot \text{sinc}[ka \cdot p \cdot \pi \cdot \cos \omega t_p],$$

故有:

$$\text{arc tg} \frac{\sqrt{3}(I_3 - I_2)}{(2I_1 - I_2 - I_3)} \approx \text{arc tg} [\text{tg}(\Delta\phi)] = \Delta\phi(x, y). \tag{3}$$

这时脉宽对相位计算的影响可以忽略。由 (3) 式得出的相位值域为  $(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ , 通过判

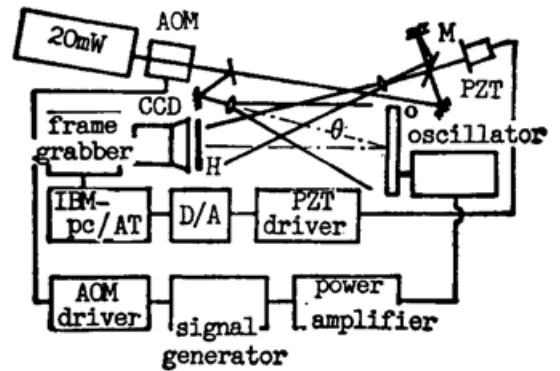


Fig. 1 Vibration measuring system.

断式中  $\sqrt{3}(I_3 - I_2)$  与  $(2I_1 - I_2 - I_3)$  的正负, 可将其扩展到  $[-\pi, \pi]$ <sup>[5]</sup>, 进行相位展开后 (消除差  $2\pi$  的间断点), 可得到连续分布的相位图<sup>[6]</sup>, 同时, 也就获得了物体各部分的相对相位的变化方向, 这对振动分析特别有用。显然, 若取  $\omega t_p$  分别为  $\frac{\pi}{2}$ ,  $\frac{3\pi}{2}$ , 则

$$\Delta\phi_1 = ka + \phi_0, \quad \Delta\phi_2 = -ka + \phi_0.$$

可分别求出物体的振幅分布与偏置变形分布:

$$a(x, y) = \frac{\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2}{2k}, \quad \phi(x, y) = \frac{\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2}{2}.$$

### 三、实 验

实验光路如图 1 所示。频闪光源采用声光调制的方法获得, 驱动源产生一与物体振动同步的脉冲电压加在声光调制器(AOM)上, 实现对 He-Ne 激光束的开关, 光脉冲的宽度、相位可以任意调节。计算机通过 D/A 控制压电陶瓷 PZT 的驱动电压, 利用压电陶瓷的伸缩来移动反射镜  $M$ , 获得准确的相移量。采用  $580 \times 640$  象元的面阵 CCD 摄像机, 干涉图经图像采集卡数字化为  $256 \times 256 \times 8 \text{ bit}$  的数字图像存放于帧存贮器中。分别摄取相移量为  $0^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $240^\circ$  时的三帧图。若图像噪声较大, 可先进行  $3 \times 3$  的平滑滤波后再做相位计算。以上操作均在计算机控制下自动完成, 勿需人工干预。 $(-\pi, \pi)$  的相位值被量化为  $0 \sim 255$  (8bit) 灰度级, 展开后用 16 位二进制表示。

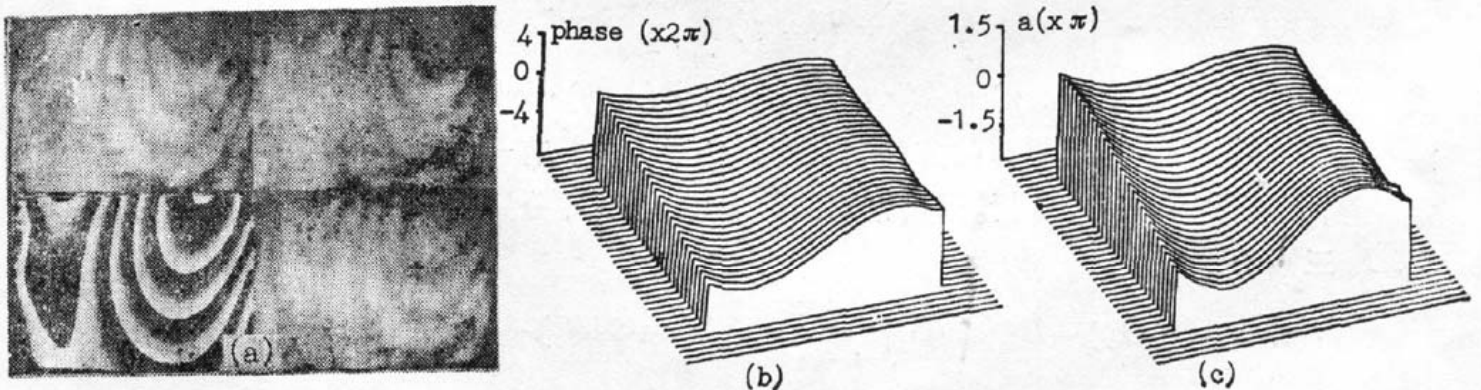


Fig. 2

- (a) Original fringes and phase map for  $\omega t_p = \pi/2$ .
- (b) Perspective representation of phase map.
- (c) Vibration amplitude distribution.

被测物体为 3 mm 厚单边固定的钢板。在 797 Hz 下的分析结果如图 2 所示。图 2(a) 给出了它的原始条纹图和相位图, 图 2(b)、(c) 分别为各点的相位及振幅分布, 负值表示振动的相位相反。从相位图中可以明显看出, 判断各点灰度级随  $x$ 、 $y$  坐标的大小变化, 就能得到各部分相对相位的变化方向。另外, 虽然原始条纹的背景噪声较大, 但对相位的计算并无多大影响。

### 四、参 数 选 择

在全息图的拍摄过程中, 脉宽的选择十分重要。由于时间积分效应的影响, 使计算结果

存在一定误差。采用数值分析方法来加以研究。计算误差为(设  $\phi=0^\circ$ ,  $\theta=0^\circ$ ):

$$\varepsilon = \left| \arctan \frac{\sin(ka \cdot \sin \omega t_p)}{\cos(ka \cdot \sin \omega t_p)} - \arctan \frac{\int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} \sin(ka \cdot \sin \omega t) d\omega t}{\int_{\omega t_p - \pi p}^{\omega t_p + \pi p} \cos(ka \cdot \sin \omega t) d\omega t} \right|$$

误差  $\varepsilon$  是光脉冲的相位  $\omega t_p$ 、占空比  $p$  及振幅  $a$  的函数, 且  $p$  与  $a$  越大,  $\varepsilon$  亦越大。但另一方面,  $p$  太小时, 曝光时间很长, 由于受环境干扰的影响, 条纹对比度会降低。无论  $p$  太大还是太小, 对比度过低时条纹信噪比的降低反而会给测量带来更大的误差。数值积分计算得出的误差曲线如图 3 所示。本实验中取  $p = \frac{1}{15} \sim \frac{1}{10}$ ,  $\omega t_p = \pm \frac{\pi}{2}$ , 以获得尽可能高的条纹质量。这时  $p$  引起的误差小于 2.5%。当  $\omega t_p = \frac{\pi}{2}$ , 振动频率为 1770 Hz 时,  $p = \frac{1}{12}$  和  $p = \frac{1}{7}$  的测量结果如图 4 所示, 二者的相位偏差小于 5%。

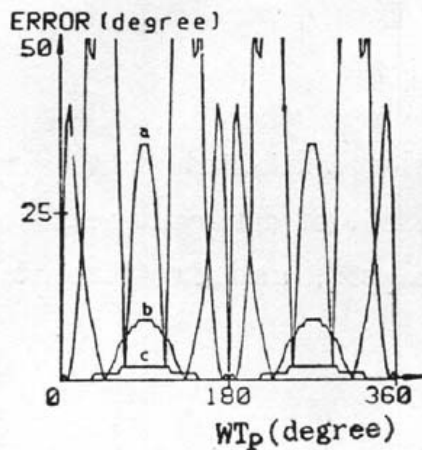


Fig. 3 Phase errors for the different

$P(\theta=0, \phi=0, a=0.8\lambda)$ :

(a) 1/5; (b) 1/10; (c) 1/20

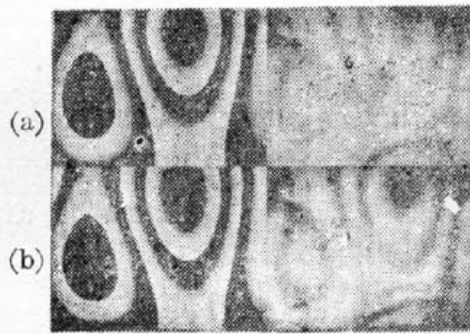


Fig. 4 Phase comparison of different

$P(1770\text{Hz})$ :

(a) 1/12 and (b) 1/7

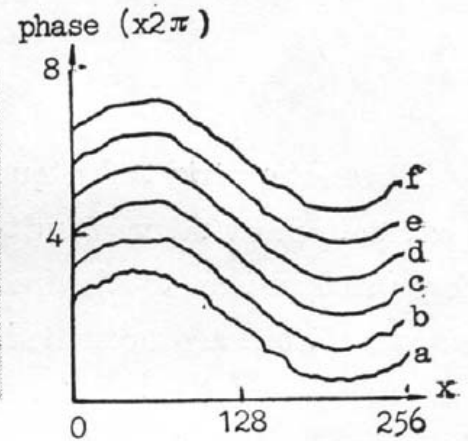


Fig. 5 Phase comparison on of different

F number (1770Hz): (a) 8;

(b) 5.6; (c) 4; (d) 2.8; (e) 2; (f) 1.4

另外, 摄像机镜头的相对孔径对计算结果也有一定影响。孔径越大, 散斑噪声越小, 后续的图像处理就简便一些。由于 CCD 具有自动调节增益的功能, 输入光能量大了, 增益降低, 同时减小了电噪声。所以, 在保证探测器不饱和的前提下, 相对孔径选得大一些好。图 5 为各种  $F$  数下的测量结果(再现光能量不变, 条纹图经过两次  $3 \times 3$  平均)。曲线 d、e、f 几乎没有什么差别, 表明只要入射光足够强, 噪声的影响可用滤波的方法基本消除。

## 五、结 论

本文介绍的频闪相移干涉检测系统用于振动分析时, 能够方便、快速、准确地获取振幅及相位分布信息, 自动化程度高, 有广泛的实用价值。同时, 阐明了脉冲宽度引入的时间平均效应对计算精度的影响。结果证明, 在常用的占空比下产生的误差可以忽略。散斑噪声、电噪声的影响可通过平滑滤波大大减小。

## 参 考 文 献

- [1] P. Hariharan, B. F. Oreb; *Opt. Com.*, 1986, **59**, No. 2(Aug), 83.
- [2] Suezou Nakadate; *Appl. Opt.*, 1986, **25**, No. 22(Nov), 4155.
- [3] R. Dandliker; *«Progress in Optics»*, (E. Wolf, University of Rochester, N. Y., USA, 1980), **40**.
- [4] C. M. 维斯特;《全息干涉度量学》, (机械工业出版社, 北京, 1984), 229。
- [5] M. Chang, P. H. China; *Proc. of SPIE*, 1985, Vol. 599(Dec), 149.
- [6] Thomas Kreis; *J. O. S. A.*, 1986, **3**, No. 6(Jun), 847.

**Phase -stepping stroboscopic holographic interferometry**

ZHEN WENG AND TAN YUSHAN

*(Department of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)**(Received 5 November 1990; revised 18 March 1991)***Abstract**

Phase-stepping technique is applied to stroboscopic holographic interferometry to extract quantitative results of vibration objects. The effect of different ratio of the pulse duration to the period of the vibration is analysed, and experimental demonstrations are presented.

**Key words:** holographic interferometry, phase-stepping.