

# 用白光相移干涉增大表面形貌 可测范围的研究

周明宝 林大键

(中国科学院光电技术研究所微细加工光学技术国家重点实验室, 成都 610209)

郭履容 郭永康

(四川大学物理系, 成都 610041)

**摘 要** 分析研究了白光相移干涉应用于表面形貌测量时表面形貌与干涉图像之间的关系, 比较了两种不同光谱分布的光束的白光相移干涉特性。依据白光相移干涉中与干涉光强有关的一些特定参量与表面形貌之间的一一对应关系, 提出了一种不直接测量相位、避开相位测量不确定性的新方法。所提方法扩大了可测深度范围, 可用于测量面形较陡的连续表面或不连续深结构表面。

**关键词** 相移干涉, 表面形貌, 测量。

## 1 引 言

在众多的表面形貌测量方法<sup>[1]</sup>中, 干涉法使用广泛, 测量速度快, 测量精度高。对于面形比较平缓的连续表面, 用干涉法测量基本上不存在困难, 但对于面形较陡的连续表面或不连续深结构表面, 用干涉法测量会出现相位的不确定性问题。为避免出现相位的不确定性, 一般要求表面形貌的深度限定在  $\lambda/2(n-1)$  (透射式测量) 或  $\lambda/4$  (反射式测量) 范围内。

为了能够测量深度较大的表面, 常常需要选用某一方法解决或部分解决相位的不确定性, 以扩大深度测量范围。目前有几种方法可以用来扩大深度测量范围, 如白光干涉仪<sup>[24]</sup>、双波长或多波长干涉仪<sup>[1, 5, 6]</sup>以及双倾斜因子测量法<sup>[7]</sup>。如果已知待测表面是连续光滑的或通过其它途径已知待测表面形貌的大概范围, 那么可以利用干涉法所测量的结果通过数据处理方法精确得到待测表面形貌<sup>[8, 9]</sup>。这些方法各有千秋, 可满足不同需要。文献[10]已对这些方法进行了详细的介绍和比较。本文在这些方法的基础上, 提出了一种新的测量方法。这种测量方法依据白光相移干涉与表面结构深度之间的关系来测量表面形貌, 避开了相位不确定性问题, 扩大了可测深度范围, 它可用于测量面形较陡的连续表面或不连续深结构表面。

## 2 白光相移干涉与表面结构深度的关系

众所周知, 对于带参考面的双光路相移干涉测量, 当参加干涉的光为单色光时, 两束相

干光形成的干涉光强  $I$  为

$$I = \frac{1}{2} (I_s + I_r) + \sqrt{I_s I_r} \cos \left( \varphi - \frac{4\pi h}{\lambda} \right), \quad (1)$$

式中,  $\varphi$  为移相器引起的相位调制项;  $h$  为测量时被测面上某一点相对于参考面的距离;  $I_s$  和  $I_r$  为两束相干光的光强。式中的  $I$ 、 $I_s$  和  $I_r$  与被测面上各点的位置有关, 是  $(x, y)$  的函数。为简单起见, 式中省略了  $(x, y)$ 。

对于白光干涉, 干涉光具有一定的频谱宽度, 干涉图像是由各单色光干涉图像叠加而成的。设干涉光谱宽为  $\Delta\lambda$ , 根据(1)式, 白光干涉形成的干涉光强为

$$I = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \left[ \frac{i_s + i_r}{2} + \sqrt{i_s i_r} \cos \left( \varphi - \frac{4\pi h}{\lambda} \right) \right] d\lambda = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \frac{i_s + i_r}{2} d\lambda + \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \sqrt{i_s i_r} \cos \left( \varphi - \frac{4\pi h}{\lambda} \right) d\lambda \quad (2)$$

式中,  $\lambda_0$  为中心波长,  $i_s$ 、 $i_r$  为两束相干光的功率密度。在一般情况下, 对于白光干涉, 移相器引起的相位调制项  $\varphi$  的大小是与波长有关的, 但对于由  $1/4$  波片和检偏器组成的移相器, 移相量仅与  $\lambda/4$  波片和偏振片的方位角有关, 与波长无关, 这为下面将要提到的白光相移干涉测量方法提供了条件。

下面根据光谱功率密度分布情况, 分两种情况对(2)式进行分析。

### 2.1 在整个光谱范围 $\Delta\lambda$ 内各色光功率密度相等

如果各色光功率密度大致相等, 且偏振分束棱镜(PBS)分光比等于 1, 那么上式可写成

$$I = i_0 \Delta\lambda \left[ 1 + \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \cos \left( \varphi - \frac{4\pi h}{\lambda} \right) d\lambda \right], \quad (3)$$

式中,  $i_0$  为两束相干光的功率密度。

为了以最简洁和可以测量的形式表达出干涉光强与表面形貌的关系以便从干涉光强中提取出表面形貌的信息, 测量时采用相移干涉的方法, 即旋转偏振片使相位调制项取 4 个不同的相移值  $0$ 、 $\pi/2$ 、 $\pi$  和  $3\pi/2$ , 分别测出对应的干涉光强  $I_i$ , 然后将调制相位值和干涉光强代入(3)式, 求解由它们联立的方程组, 便可得到干涉光强与表面形貌  $h$  之间的关系式

$$\frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \sin \left( \frac{4\pi h}{\lambda} \right) d\lambda = \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} \equiv s_r(h), \quad (4)$$

$$\frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \cos \left( \frac{4\pi h}{\lambda} \right) d\lambda = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \equiv c_r(h), \quad (5)$$

(4)式和(5)式表达出的干涉光强与表面形貌  $h$  的关系如图 1、图 2 所示。从图中所示曲线可以看出,  $s_r(h)$  和  $c_r(h)$  并不是  $h$  的单调函数, 因此不能根据测出的  $s_r(h)$  或  $c_r(h)$  的值来唯一确定  $h$  的值。但是当  $h$  被限制在一定深度范围内时,  $s_r(h)$  和  $c_r(h)$  的组合  $[s_r(h), c_r(h)]$  或  $R_r(h) = \sqrt{s_r^2(h) + c_r^2(h)}$  却与  $h$  存在着——对应的关系, 如图 3、图 4 所示。图 3 中, 从外向内, 每个螺旋环对应的高度  $h$  变化为  $\lambda/2$ , 相应的相位变化为  $2\pi$ , 螺旋的起点对应于  $h = 0$  或相位为  $0$ 。

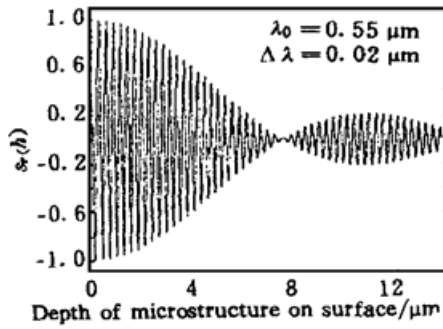


Fig. 1 Graph of  $s_r(h)$  varying with  $h$

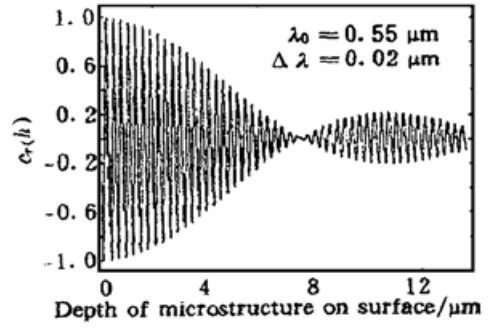


Fig. 2 Graph of  $c_r(h)$  varying with  $h$

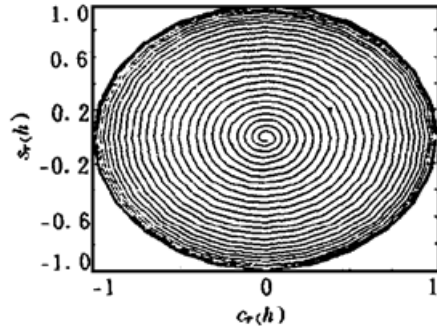


Fig. 3 Graph of  $[s_r(h), c_r(h)]$  varying with  $h$ .  $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 0.02 \mu\text{m}$

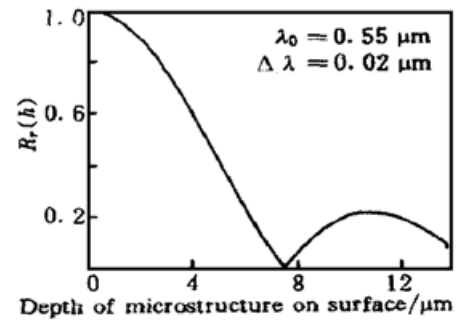


Fig. 4 Graph of  $R_r(h)$  varying with  $h$

从图 3 可以看出, 当  $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda$  取  $0.02 \mu\text{m}$  时, 螺旋中有 26 个环错开不交叉,  $[s_r(h), c_r(h)]$  与  $h$  存在着——对应的关系, 因此相应的深度可测范围增大到约  $7.5 \mu\text{m}$ 。这与图 4 所示的结果是一致的。在图 4 中, 当  $h$  增大到约  $7.5 \mu\text{m}$  时,  $R_r(h)$  与  $h$  ——对应。由此可见, 可以用测出的干涉光强  $I_i$  算出  $s_r(h)$ 、 $c_r(h)$  或  $R_r(h)$ , 然后根据  $s_r(h)$ 、 $c_r(h)$  或  $R_r(h)$  的值从图 3 或图 4 中查出对应的  $h$  的值, 再求出被测表面的深度。与通过测量相位来测量表面形貌的方法相比, 这种测量方法的表面形貌可测深度范围大大扩展了。

### 2.2 光谱功率密度呈高斯状分布

设光束的光谱功率密度呈高斯状分布, 即两束相干光的功率密度可表达为

$$i_s = i_r = i_0 \exp[-8(\lambda - \lambda_0)^2 / \delta\lambda], \tag{6}$$

式中,  $\delta\lambda$  为常数, 反映了光束的频谱宽度。将上式代入(2)式得

$$I = i_0 \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \exp\left[-\frac{8(\lambda - \lambda_0)^2}{\delta\lambda}\right] d\lambda + \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \cos\left(\varphi - \frac{4\pi h}{\lambda}\right) \exp\left[-\frac{8(\lambda - \lambda_0)^2}{\delta\lambda}\right] d\lambda, \tag{7}$$

同上面一样, 相位调制项取 4 个不同的相移值  $0$ 、 $\pi/2$ 、 $\pi$  和  $3\pi/2$ 。干涉光强与表面形貌  $h$  之间的关系可表达为

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda}h\right) \exp\left[-\frac{8(\lambda - \lambda_0)^2}{\delta\lambda}\right] d\lambda = \\ & \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \exp\left[-\frac{8(\lambda - \lambda_0)^2}{\delta\lambda}\right] d\lambda \equiv s_g(h), \tag{8} \\ & \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda}h\right) \exp\left[-\frac{8(\lambda - \lambda_0)^2}{\delta\lambda}\right] d\lambda = \end{aligned}$$

$$\frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \frac{1}{\Delta \lambda} \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta \lambda/2} \exp \left[ -\frac{8(\lambda - \lambda_0)^2}{\delta \lambda} \right] d\lambda \equiv c_g(h). \tag{9}$$

图 5 反映了  $s_g(h)$  与  $h$  之间的关系, 图 6 反映了  $c_g(h)$  与  $h$  之间的关系。从图中所示曲线可知, 同  $s_r(h)$  和  $c_r(h)$  一样,  $s_g(h)$  和  $c_g(h)$  也不是  $h$  的单调函数, 但  $[s_g(h), c_g(h)]$  或  $R_g(h)$  与  $h$  一一对应, 如图 7、图 8 所示。因此  $[s_g(h), c_g(h)]$  或  $R_g(h)$  也可用来测量表面形貌。

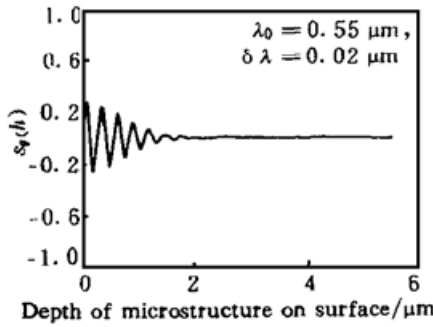


Fig. 5 Graph of  $s_g(h)$  varying with  $h$

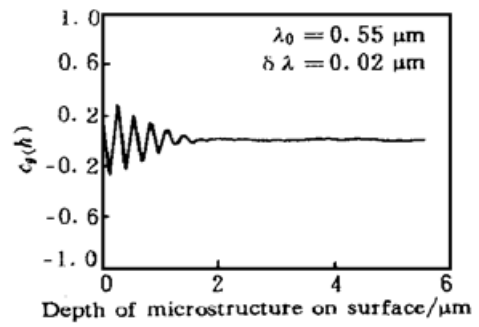


Fig. 6 Graph of  $c_g(h)$  varying with  $h$

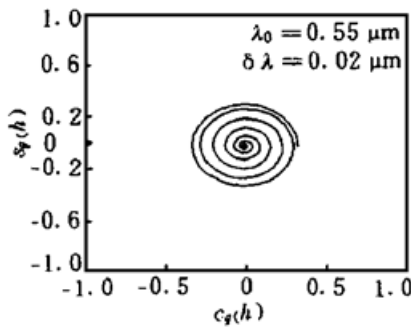


Fig. 7 Graph of  $[s_g(h), c_g(h)]$  varying with  $h$

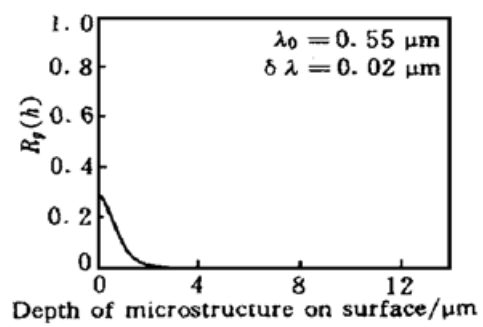


Fig. 8 Graph of  $R_g(h)$  varying with  $h$

### 2.3 普通光源

对于普通光源, 其光谱功率密度一般呈不规则分布, 此时不能根据光谱功率密度分布表达式得到一个与前两种情况对应的简洁的用于测量的表达式。根据(2)式, 采用与前面相同的四步相移法, 可得到干涉光强与表面形貌  $h$  之间的关系式, 即

$$\int_{\lambda_0 - \Delta \lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta \lambda/2} \sin \left( \frac{4\pi}{\lambda} h \right) \sqrt{i_s i_r} d\mathcal{N} \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta \lambda/2} \frac{i_s + i_r}{2} d\lambda = \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} \equiv s(h), \tag{10}$$

$$\int_{\lambda_0 - \Delta \lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta \lambda/2} \cos \left( \frac{4\pi}{\lambda} h \right) \sqrt{i_s i_r} d\mathcal{N} \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta \lambda/2} \frac{i_s + i_r}{2} d\lambda = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \equiv c(h). \tag{11}$$

有两种方法可用来得到关系式  $s(h)$  和  $c(h)$ : 一是实际测出光源的光谱功率密度分布, 然后代入(10)式和(11)式计算得到; 另一种方法是实验测量, 对于给定的每一个被测高度  $h$ , 实际测出 4 个相移干涉光强, 利用(10)式和(11)式算出  $s(h)$  和  $c(h)$ 。得到关系式  $s(h)$  和  $c(h)$  后, 再根据  $s(h)$  和  $c(h)$  的特性, 确定  $[s(h), c(h)]$  或  $R(h)$  与  $h$  一一对应的范围。

由于这两种方法都依赖于初始测量的精度, 因此其测量表面形貌的精度将受到严重影响; 此外这两种方法也严重依赖于光源的特性, 如果更换光源,  $s(h)$  和  $c(h)$  将发生变化, 则需重新测量  $s(h)$  和  $c(h)$ , 这将给使用带来麻烦。因此直接利用普通光源采用 4 步白光相移干涉法来测量表面形貌的方法相对而言不如前两节所介绍的利用  $[s_r(h), c_r(h)]$  或  $R_r(h)$  和

$[s_g(h), c_g(h)]$  或  $R_g(h)$  来测量表面形貌的方法。

### 3 通过 $[s_r(h), c_r(h)]$ 测量表面形貌

虽然  $[s_r(h), c_r(h)]$  或  $R_r(h)$  与  $[s_g(h), c_g(h)]$  或  $R_g(h)$  与  $h$  都存在着一一对应的关系，都增大了可测深度范围，但比较而言，第一种情形更适宜于表面形貌的测量。这不仅是由于第一种情形易于工程实现，更重要的是，它对于相同的带宽  $\Delta\lambda$ ，当各色光功率密度相等时测量系统的可测深度范围和测量分辨率更大(比较图 4 和图 8 可知)。

$[s_r(h), c_r(h)]$  或  $R_r(h)$  与  $h$  之间的一一对应关系与频谱宽度  $\Delta\lambda$  和中心波长  $\lambda_0$  有关。随着频谱宽度  $\Delta\lambda$  和  $\lambda_0$  的改变，可测深度范围随着改变。图 9 和图 10 是模拟计算的结果。

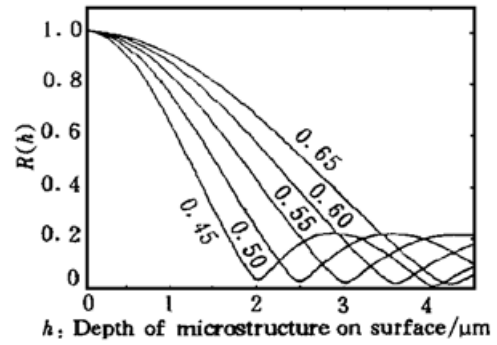
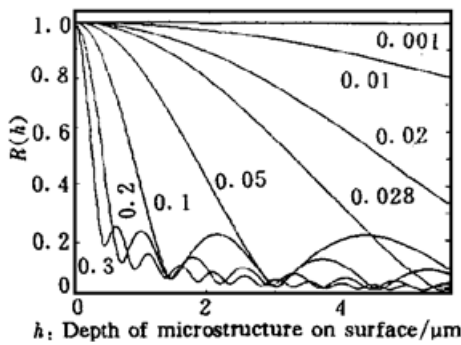


Fig. 9 Graph of  $R_g(h)$  varying with  $h$  at various spectrum width.  $\lambda_0 = 0.55 \mu\text{m}$ ;  $\Delta\lambda = 0.001, 0.01, 0.02, 0.028, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 \mu\text{m}$

Fig. 10 Graph of  $R_g(h)$  varying with  $h$  at various wavelength.  $\Delta\lambda = 0.05 \mu\text{m}$ ;  $\lambda_0 = 0.45, 0.50, 0.55, 0.60, 0.65 \mu\text{m}$

图 9 反映了中心波长  $\lambda_0$  相同、带宽不同时  $R_r(h)$  与  $h$  之间的关系。计算中， $\lambda_0$  取  $0.55 \mu\text{m}$ ， $\Delta\lambda$  依次为  $1 \text{ nm}$ 、 $10 \text{ nm}$ 、 $20 \text{ nm}$ 、 $28 \text{ nm}$ 、 $50 \text{ nm}$ 、 $100 \text{ nm}$ 、 $200 \text{ nm}$ 、 $300 \text{ nm}$ 。从图中曲线看出，频谱  $\Delta\lambda$  越窄， $R_r(h)$  与  $h$  保持一一对应的深度范围越大，但  $R_r(h)$  随  $h$  的变化越缓慢；当参加干涉的光束近似为单色光时， $\Delta\lambda$  趋于 0，此时  $R_r(h)$  近似等于 1， $R_r(h)$  与  $h$  已渐渐失去了一一对应的关系，实际上此时已不能再通过  $R_r(h)$  测量表面形貌高度  $h$  了。在这种情况下，由于  $[s_r(h), c_r(h)]$  与  $h$  仍在一定范围内保持一一对应的关系，因此可通过  $[s_r(h), c_r(h)]$  测量表面形貌。但是随着  $\Delta\lambda$  趋于 0，原来相互错开不交叉的螺旋环渐渐靠拢并最终合为一个环， $[s_r(h), c_r(h)]$  与  $h$  只在  $[0, \lambda/2]$  范围内是一一对应的，因此可测深度范围缩小为  $\lambda/2$ ，等同于单色光干涉测量方法。从图中曲线还可以看出，当频谱  $\Delta\lambda$  变宽时， $R_r(h)$  与  $h$  保持一一对应的深度范围缩小，但  $R_r(h)$  随  $h$  的变化加快，对应的  $h$  测量分辨率增高。因此对于各色光功率密度相同的白光相移干涉，如果要进一步提高可测深度范围，应缩小频谱宽度，同时要求测量系统有足够的测量分辨率。

图 10 反映了频谱宽度  $\Delta\lambda$  一定时  $R_r(h)$  与中心波长  $\lambda_0$  的关系。计算中， $\Delta\lambda$  取  $50 \text{ nm}$ ， $\lambda_0$  分别取  $0.45 \mu\text{m}$ 、 $0.50 \mu\text{m}$ 、 $0.55 \mu\text{m}$ 、 $0.60 \mu\text{m}$  和  $0.65 \mu\text{m}$ 。从图中曲线看出，随着中心波长  $\lambda_0$  增大， $R_r(h)$  与  $h$  保持一一对应的深度范围增大： $\lambda_0$  为  $0.45 \mu\text{m}$  时，深度可测范围约为  $2 \mu\text{m}$ ，但是当  $\lambda_0$  增加到  $0.65 \mu\text{m}$  时，深度可测范围已超过  $4 \mu\text{m}$ ，可测深度范围扩大了 1 倍。因此对于各色光功率密度相同的白光相移干涉，可通过增大中心波长  $\lambda_0$  来提高可测深度范围。

### 4 测量方法的实现

图 11 是一种基于相移干涉原理的表面形貌测量系统<sup>[1]</sup>。它实际上是一种 Linnik 偏振光路

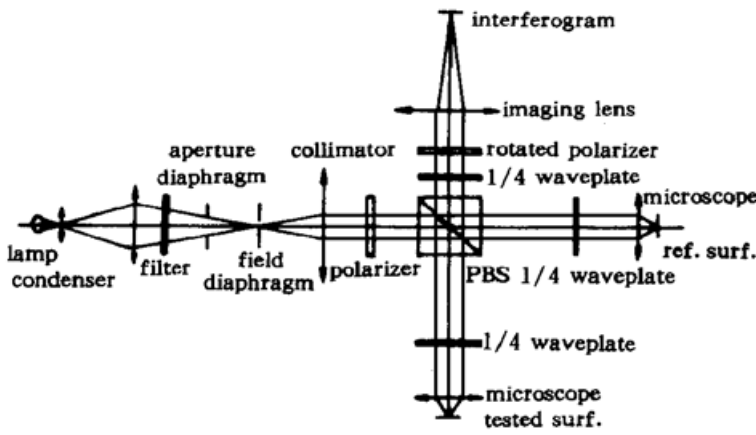


Fig. 11 System for measuring the surface topography of the deep microstructure

型相移干涉显微镜。移相器由 1/4 波片和偏振片组成，相移的大小  $\varphi$  由移相器中检偏器的透振方向  $\theta_p$  和 1/4 波片的晶轴方向决定。如果移相器中 1/4 波片晶轴方向与 p 光偏振方向成  $45^\circ$ ，那么  $\varphi = \pi/2 - 2\theta_p$ 。旋转偏振片就可以改变两束相干光之间的相移量。之所以采用由 1/4 波片和检偏器组成的移相器，是由于这种移相器产生的移相量仅与 1/4 波片和偏振片的方位角有关，与波长无关，这是图 11 所示的白光相移干涉系统所必须的。

为了通过  $[s_r(h), c_r(h)]$  或  $R_r(h)$  来测量表面形貌，在图 11 所示系统的照明光路中加入了滤光片。滤光片主要起两个作用：一是滤出测量所用的中心波长为  $\lambda_0$  频谱宽度为  $\Delta\lambda$  的带光；二是通过匹配使这个范围内各色光的功率密度相等。

由此可见，移相器和滤光片对图 11 所示的四步白光相移干涉法表面形貌测量系统非常重要，表面形貌测量精度主要与它们的精度及干涉光强等因素有关。这也可以从 (3) 式、(4) 式和 (5) 式看出。具体地讲，影响比较严重的误差源主要有：1) 移相器方面误差，包括移相误差、1/4 波片相位延迟误差及方位角误差；2) 滤光片性能不完善引起的如各色光功率密度不相等误差；3) 干涉光强不稳定及测量方面的误差，包括 CCD 噪声等引起的光强测量误差及数据量化误差。其中一些误差因素对四步白光相移干涉法的影响与它们对基于白光的双波长相移干涉法的影响是类似的，这些误差因素对基于白光的双波长相移干涉法的影响在文献 [11] 中进行了全面分析，其分析方法和结果可用来分析它们对四步白光相移干涉法的影响。

为了验证上述方法的有效性，作者进行了实验模拟。图 12 是一个考虑了误差影响的模拟实验结果。图 12(a) 是一个台阶状的微结构，图 12(b) 是模拟测量的结果。测量中光束中心波长  $\lambda_0$  取  $0.55 \mu\text{m}$ ，频谱宽度  $\Delta\lambda$  取  $50 \text{ nm}$ ，输入的误差因素及其参数值分别为：移相器相移误差为  $\pm 1^\circ$ ，各色光功率密度不一致误差为  $\pm 3\%$ ，光强不稳定性为  $1\%$ 。由图可见，模拟结果与实际情况基本一致，在整个测量区域内测量结果均方差为  $18.1 \text{ nm}$ 。这说明 4 步白光相移干涉法扩展表面形貌深度测量范围是可行的。

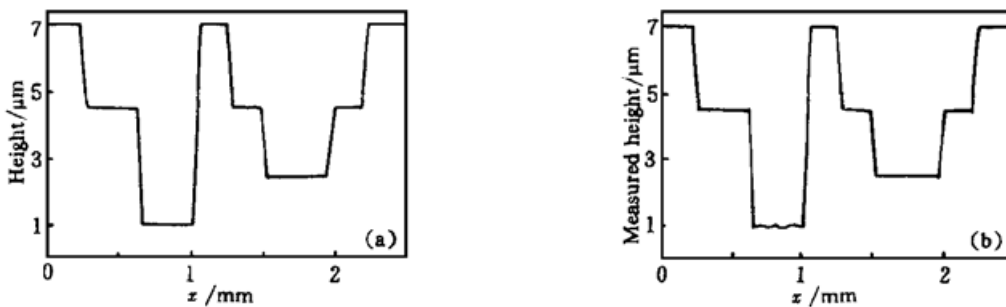


Fig. 12 Application of four-step white light phase-shifting interferometry to measurement of surface profiles.

(a) Stair-like microstructure to be measured, (b) Measured result given by simulating

结 论 在白光相移干涉中与干涉光强有关的参量  $[s_r(h), c_r(h)]$  或  $R_r(h)$  在一定深度范围

内与表面形貌深度  $h$  之间存在着——对应的关系。利用 4 步相移法测出四幅干涉图像算出  $[s_r(h), c_r(h)]$  或  $R_r(h)$ , 便可得到被测表面的形貌。这种测量方法不存在相位测量中易出现的相位折叠问题, 扩大了可测深度范围, 因此可用于测量面形较陡的连续表面或深结构不连续表面。可测深度范围与频谱宽度和中心波长有关, 适当地缩小频谱宽度、增大中心波长可有效地增大可测深度范围。

### 参 考 文 献

- [1] 周明宝, 林大键, 郭履容等. 微结构表面形貌的测量. 光学精密工程, 1999, 7(3): 713
- [2] Matsui K, Kawata S. Fringe-scanning white-light microscope for surface profile measurement and material identification. *Proc. SPIE*, 1992, 1720: 124132
- [3] Strand T C, Katzir Y. Extended unambiguous range interferometry. *Appl. Opt.*, 1987, 26(19): 42744281
- [4] Schwider J, Zhou L. Dispersive interferometric profilometer. *Opt. Lett.*, 1994, 19(13): 995997
- [5] Cheng Y, Wyant J C. Two-wavelength phase shifting interferometry. *Appl. Opt.*, 1984, 23(24): 45394543
- [6] Cheng Y, Wyant J C. Multiple-wavelength phase-shifting interferometry. *Appl. Opt.*, 1985, 24(6): 804807
- [7] Biegen J F. Step height measurement range extended for an interference microscope utilizing the obliquity effect. *Proc. SPIE, Surface Characterization and Testing II*, 1989, 1164, 8590
- [8] Greivenkamp J E. Sub-Nyquist interferometry. *Appl. Opt.*, 1987, 26(24): 52455258
- [9] Greivenkamp J E, Sullivan K G, Palum R J. Resolving interferometric step height measurement ambiguities using a priori information. *Proc. SPIE, Surface Characterization and Testing II*, 1989, 1164, 7984
- [10] 周明宝. 干涉法表面形貌测量使用的扩展深度测量范围的方法. 光学精密工程, 1999, 7(4): 18
- [11] 周明宝, 林大键, 郭履容等. 双波长白光相移干涉的误差分析. 光学精密工程, 1999, 7(5): 104113

## Expanding Depth Measurement Range by White-Light Phase-Shifting Interferometry

Zhou Mingbao      Lin Dajian

(State Laboratory of Optical Technologies on Microfabrication, Institute of Optics and Electronics,  
The Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209)

Guo Lvrong      Guo Yongkang

(Physics Department, Sichuan University, Chengdu 610041)

(Received 2 November 1998; revised 22 March 1999)

**Abstract** A new approach for measuring the surface profile is presented. It measures the surface profile not by measuring phase but by measuring the parameters, which is relative to the white-light phase-shifting interferometric intensity and monotonic function of the depth of the tested surface in the given measurement range. Advantage of the approach is that the depth measurement range is expanded very much, it can be used to measure the profile of the deep or discontinuous surface.

**Key words** phase-shifting interferometry. surface profile. measurement.