

一种高灵敏度形状检测新技术

张 政 何世平 关 鐸 伍小平

(中国科学技术大学光力学实验室, 合肥 230026)

摘要 应用光的干涉和衍射理论, 系统地阐述了一种高灵敏度形状检测技术的基本原理, 并提出了一个新的测试方法, 可以消除坐标影响项, 从而得到纯等高线条纹图. 文中应用该技术, 实际测量了带有几种压痕的平板表面的深度分布, 分析了测量灵敏度和精度, 给出了部分实验结果.

关键词 全息, 形状检测

前 言

物表面的三维形状检测, 在机械设计和制造部门有着重要的实际意义. 目前, 用于形状检测的光学技术很多, 如云纹法、投影栅线法、全息干涉法^[1]、以及电子散斑干涉法^[2]等. 它们在实际应用中各有所长, 但作为高灵敏度的形状检测技术并不太多, 主要有干涉仪法、全息法中的多折射率法等. 应用干涉仪法进行形状检测, 可以得到灵敏度为半个波长的等高线条纹图, 只是这种方法往往对表面要求较高, 要求具有类似镜面的反射率, 灵敏度也难以调节, 使得它的应用受到一定的限制. 全息多折射率法, 可以提供波长量级的等高线条纹图, 灵敏度可以任意调节, 但是它的光路比较复杂, 操作要求也比较高.

文献 [3] 提出了一种称为双曝光云纹干涉法 (double-exposure moiré interferometry) 的形状检测技术, 灵敏度很高, 对物表面没有特殊要求, 并能得到定域在物体表面的高质量条纹图. 文中用几何云纹的方法推出了计算公式, 但缺少对该技术的记录再现过程的理论分析.

本文在文献 [1] 的基础上, 推出了更加完善的计算公式, 并提出了一种新的测试方法, 可以消除计算公式中与坐标位置有关的项, 从而得到纯等高线条纹图. 同时, 文中应用光学的干涉和衍射理论, 对该技术的全部过程进行了系统的分析. 该技术实际上是一种特殊的全息干涉法.

1 光学系统和实验装置

光学系统和实验装置如图 1 所示. 被测物体是一个固定在参考平板上的组合体, 参考平板用于产生参考条纹, 以便数据处理时用于消除系统误差. 物体与平面镜装在同一个旋转盘上, 这样, 既便于调节入射角 α , 又能提高整个系统的防震能力.

物体固定支架可以相对平反镜绕平行于 y 轴的某轴转动, 旋转盘的最小刻度为 1° . 物表面和参考平板上均匀地涂上一层薄的光刻胶, 厚度约 $1\mu\text{m}$. 所用激光器为氩离子激光器, 波长为 $0.4579\mu\text{m}$.

2 基本原理

为了获得物表面的三维形状信息 $z(x, y)$, 我们采用双曝光法. 两次曝光之间, 物体绕 y 轴旋转了一个角度. 因为物表面上涂有感光胶, 每次曝光都记录下一

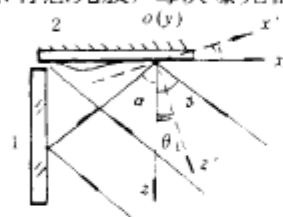


图 2 分析系统

1. 平面镜, 2. 试件

Fig.2 Analysis system

1. mirror, 2. specimen

当平面反射镜与参考平面正交时, 两束准直光 A_1 和 A_2 对称入射照明物表面, 入射角记为 α .

若在第一次曝光前, 将物体逆时针绕平行于 y 轴的某轴旋转 θ_1 角, 坐标系 oxz 转至 $o'x'z'$ 位置. 则此时的照明光将分别以入射角 $(\alpha + \theta_1)$ 和 $(\alpha - \theta_1)$ 照射. 记此时的两照明光波分别为 A_{11} 和 A_{12} , 它们都是准直光, 波前为平面. 根据平面波的表达式

$$A = u \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0)] \quad (1)$$

可以写出两光波的表达式

$$\left. \begin{aligned} A_{11} &= u_0 \exp i \left\{ \varphi_{10} + \frac{2\pi}{\lambda} [x \sin(\alpha + \theta_1) - z \cos(\alpha + \theta_1)] \right\} \\ A_{12} &= u_0 \exp i \left\{ \varphi_{20} + \frac{2\pi}{\lambda} [-x \sin(\alpha - \theta_1) - z \cos(\alpha - \theta_1)] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(1) 式中, u 为振幅, φ_0 为初始位相, $\mathbf{k}$ 为波矢, $\mathbf{r}$ 为位置矢量. A_{11} , A_{12} 相干叠加后的光强分布为

$$\begin{aligned} I_1(x, y, z) &= (A_{11} + A_{12})^*(A_{11} + A_{12}) \\ &= 2u_0^2 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{p} (x \cos \theta_1 + z \sin \theta_1) + \Delta\varphi_0 \right] \right\} \\ &= I_0(1 + \cos \psi_1) \end{aligned} \quad (3)$$

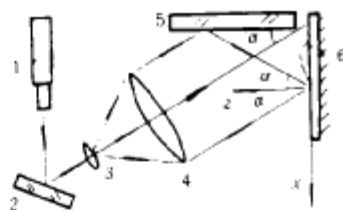


图 1 光路示意图

1. 激光器, 2. 反射镜, 3. 扩束镜,

4. 准直镜, 5. 平面镜, 6. 试件

Fig.1 Optical arrangement

1. laser, 2. mirror, 3. expander,

4. collimator, 5. mirror, 6. specimen

套全息光栅. 两套光栅略有差异, 从而产生含有物体表面高度信息的相干条纹. 由于记录面位于物表面上, 故可象像全息一样, 用白光即可将相干条纹再现.

下面对整个记录和再现过程进行系统地理论分析.

首先, 在参考面上建立固连坐标系 oxy , 见图 2. z 轴与参考平面垂直, 原点 o 位于参考面上.

式中, $I_0 = 2u_0^2$, 位相 $\psi_1 = \frac{2\pi}{p}(x \cos \theta_1 + z \sin \theta_1) + \Delta\varphi_0$, $p = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}$, $\Delta\varphi_0 = \varphi_{10} - \varphi_{20}$. u_0 为入射光振幅 (忽略了反射能量损失), φ_{10} 和 φ_{20} 分别为 A_{11} , A_{12} 在坐标原点处的位相.

第一次曝光后, 将物体 (连同坐标系) 顺时针绕原旋转轴方向旋转 β 角, 此时物体上的 z 轴与最初旋转物体前的 z 轴夹角为 θ_2 , $\theta_2 = \theta_1 - \beta$, 接着进行第二次曝光. 类似上面的推导, 可得到第二次曝光时物面上的光强分布

$$I_2(x, y, z) = I_0(1 + \cos \psi_2) \quad (4)$$

式中, $\psi_2 = \frac{2\pi}{p}(x \cos \theta_2 + z \sin \theta_2) + \Delta\varphi'_0$.

一般, 我们取两次曝光时间 $t_1 = t_2 = t$, 感光胶的总曝光量为

$$E = E_1 + E_2 = I_1 t_1 + I_2 t_2 = (I_1 + I_2)t \quad (5)$$

显影、定影后, 得位相型全息图, 其反射函数为

$$t(x, y, z) = t_0 e^{i\mu E} = t_0 e^{i\mu t(I_1 + I_2)} = t'_0 e^{ia \cos \psi_1} e^{ia \cos \psi_2} \quad (6)$$

式中, t_0 , μ 为比例常数, $a = \mu I_0 t$, $t'_0 = t_0 e^{i2a}$. 根据贝塞尔 (Bessel) 函数的公式

$$\left. \begin{aligned} \cos(a \cos \psi) &= J_0(a) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(a) \cos(2n\psi) \\ \sin(a \cos \psi) &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_{2n+1}(a) \cos[(2n+1)\psi] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

可将 (6) 式化为

$$\begin{aligned} t(x, y, z) &= t'_0 [J_0(a) + 2iJ_1(a) \cos \psi_1 - 2J_2(a) \cos 2\psi_1 + \cdots] \\ &\quad \cdot [J_0(a) + 2iJ_1(a) \cos \psi_2 - 2J_2(a) \cos 2\psi_2 + \cdots] \\ &= t'_0 [J_0^2(a) + 2iJ_0(a)J_1(a)(\cos \psi_1 + \cos \psi_2) - 4J_1^2(a) \cos \psi_1 \cos \psi_2 + \cdots] \end{aligned} \quad (8)$$

如果用照明光波 $R = R_0 e^{i\phi_r}$ 再现上述全息图, 其衍射光波 $\Psi = Rt(x, y, z)$ 有很多项, 但考虑到 Bessel 函数的衰减性, 以及高频光栅的高阶衍射光不会出现等因素, 我们只须考虑前两项. 而由 (8) 式可看出, 第一项为不含信息的零级衍射光, 第二项为我们关心的 ± 1 级衍射光

$$\begin{aligned} \Psi_{\pm 1} &= Rt'_0 2iJ_0(a)J_1(a)(\cos \psi_1 + \cos \psi_2) \\ &= R_0 t'_0 e^{i(2a + \phi_r + \frac{\pi}{2})} J_0(a)J_1(a)[(e^{i\psi_1} + e^{i\psi_2}) + (e^{-i\psi_1} + e^{-i\psi_2})] \end{aligned} \quad (9)$$

若只取 $+1$ 级项, 其光强为

$$\begin{aligned} I_{11}(x, y, z) &= R_0^2 t_0'^2 J_0^2(a)J_1^2(a)(e^{i\psi_1} + e^{i\psi_2})^*(e^{i\psi_1} + e^{i\psi_2}) \\ &= I_{01} \cos^2 \left(\frac{\psi_1 - \psi_2}{2} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

式中, $I_{01} = 4R_0^2 t_0^2 J_0^2(a) J_1^2(a)$. 上式中不含 ϕ_r , 说明照明光 $R = R_0 e^{i\phi_r}$ 的位相可以任意改变而不影响 ± 1 级衍射光波的光强分布, 即可以用白光再现条纹. 对 (10) 式, 取亮纹, 有

$$\frac{\psi_1 - \psi_2}{2} = N\pi \quad (N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (11)$$

将 ψ_1, ψ_2 的表达式代入上式, 即得物面高度

$$z(x, y) = \frac{N_p - x(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} - \Delta z_0 \quad (12)$$

式中, $\Delta z_0 = \frac{p(\Delta \phi'_0 - \Delta \phi_0)}{2\pi(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)}$ 为常数.

若坐标原点处的条纹阶数设为 N_0 , 则由 (12) 式, 可求出 $\Delta z_0 = \frac{N_0 p}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2}$. 于是, (12) 式可表示为

$$z(x, y) = \frac{(N - N_0)p - x(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} = \frac{np - x(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)}{\sin \theta_1 - \sin \theta_2} \quad (13)$$

其中, $n = N - N_0$, 是相对于原点的相对条纹阶数.

(13) 式是本文得出的全面公式, 它有两个特例:

(1) 当第一次曝光时, z 轴与镜面平行, 即 $\theta_1 = 0$, 然后物体顺时针旋转 β 角, 即 $\theta_2 = -\beta$, 则 (13) 式化为

$$z = \frac{np - x(1 - \cos \beta)}{\sin \beta} \quad (14)$$

这就是参考文献 [3] 中所推出的公式.

(2) 若第一次曝光时, 物体逆时针旋转 θ_1 角, 第二次曝光时, 将物体顺时针旋转 β 角度, 并使 $\beta = 2\theta_1$, 则 $\theta_2 = -\theta_1$, 此时 (13) 式化为

$$z = \frac{np}{2 \sin(\beta/2)} = \frac{n\lambda}{4 \sin \alpha \sin(\beta/2)} \quad (15)$$

于是, 我们就得到了漂亮的纯等高线公式. (15) 式不但完全消除了与 x 坐标有关的项, 而且测量灵敏度加倍了. 这是本文得出的更有意义的公式.

3 实验和结果

为了验证上述形状测试技术, 我们进行了实验测试研究. 试件是一块具有精密加工表面的铝块, 表面上用钢珠和钢柱压了几种不同的压痕. 精密加工表面相当于参考平面, 我们的目的是想测量压痕的深度分布. 试件表面上首先被涂上一层薄薄的光刻胶, 然后放在图 1 所示的光路中进行曝光. 曝光前先将物体逆时针旋转 θ_1 角, 第一次曝光后, 再顺时针旋转物体 β 角至 $\theta_2 = \theta_1 - \beta$ 的位置, 然后进行第二次曝光. $\theta_1 = 1^\circ$, $\theta_2 = -3^\circ$, $\beta = 4^\circ$, 光栅频率为 $\frac{1}{p} = 500$ 线/mm.

实验结果见图 3—图 6. 图 3, 图 4 分别为球坑和柱槽两个压痕的条纹图及其某剖面的高度分布, 其中, 图 3(b), 图 4(b) 中的实线是根据钢珠和钢柱的直径而得

到内圆环的圆环和轴加, 以备参考, 小图是根据相应条纹图由 (15) 式计算出的新度值. 图 5、图 6 为三维轮廓图.

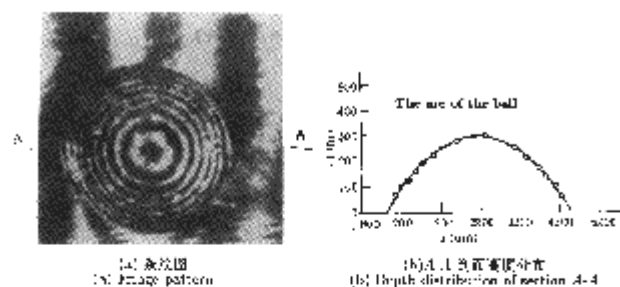


图 3 球坑的测量结果
Fig.3 Experimental results of a spherical mark

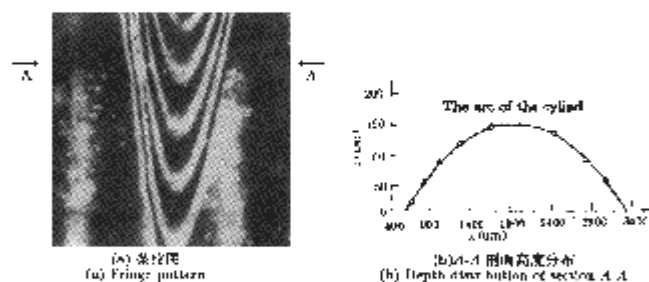


图 4 柱槽的测量结果
Fig.4 Experimental results of a cylindrical mark

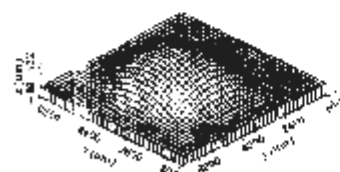


图 5 球坑的三维轮廓
Fig.5 3-D topography of the spherical mark

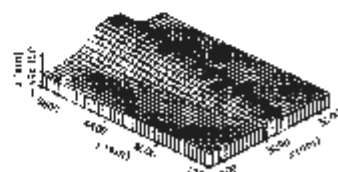


图 6 柱槽的三维轮廓
Fig.6 3-D topography of the cylindrical mark

4 讨论和结论

本技术具有很高的测量灵敏度, 又有很宽的灵敏度调节范围. 现以 (15) 式为例, 取相邻两级条纹的高度差

$$\Delta z = \frac{\lambda}{4 \sin \alpha \sin(\beta/2)} \quad (16)$$

若取 $\alpha = 45^\circ$ ($f \approx 3000$ 线/mm), $\beta = 50^\circ$ ($\theta_1 = -\theta_2 = 25^\circ$, 入射角分别为 70° 和 20°), 则由 (16) 式可得 $\Delta z \approx 0.4 \mu\text{m}$. 再考虑到实际可分辨半阶条纹, 测量灵敏度即可达半个波长.

若取 $\alpha = 10^\circ$ ($f \approx 700$ 线/mm), $\beta = 6'$, 则 $\Delta z \approx 1\text{mm}$. 若 α, β 再小一点 (可用双频光栅分光), 则 Δz 可达更高量级.

由上面的分析可见, 该技术的测量灵敏度调节范围相当大, 尤其是具有高达半个波长的分辨率.

下面就测试精度问题进行简单的讨论和分析. 因为该技术将干涉条纹直接记录在物表面上, 可直接进行读数, 无须成像, 因而避免了成像记录和分析系统所引入的系统误差. 故影响本方法测量精度的主要因素是角度测量误差和条纹读数误差. 此外, 物表面上光刻胶涂层的厚度不均匀也会造成一定的误差, 但通过薄膜干涉可知, 涂层厚度差一般在 $0.1 \mu\text{m}$ 以下, 通常情况下可以忽略. 关于条纹读数精度和角度测量误差, 可以这样分析:

由 (15) 式可得

$$\frac{\delta z}{z} = \frac{\delta N}{N} + \text{ctg} \alpha \cdot \delta \alpha + \text{ctg} \left(\frac{\beta}{2} \right) \cdot \frac{\delta \beta}{2} \quad (17)$$

式中, 对于分辨到 $0.5'$ 的旋转仪来说, 后两项角度误差很小, 也可以忽略. 若以 $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 10^\circ$, $\delta \alpha = \delta \beta = 2'$ 来考虑, 后两项分别为 0.06% 和 0.3% . 即使当 α, β 很小, 角度测量误差较大时, 也可利用参考平面上的附加条纹来校核和消除. 这是很容易实现的, 因为角度测量误差是一种系统误差, 完全可以利用精密加工表面来标定.

影响测试精度的关键是条纹读数误差, 这由条纹判读精度和条纹级数两个因素来决定. 若以 $\delta N = 0.1$, $N = 1$ 来考虑, 相对误差 $\frac{\delta N}{N} = 10\%$, 这相当可观, 但此时的绝对误差并不大. 若以 $\delta N = 0.1$, $N = 10$ 来考虑, 相对误差 $\frac{\delta N}{N} = 1\%$. 而一般很容易通过加大 β 或 f , 使得 $N > 10$, 从而使相对误差控制在 1% 以下. 实际上, 条纹读数误差是一种随机误差, 可以通过测量数据的适当处理来进一步消除.

同其它光测方法相比, 本方法主要有以下几个优点:

1) 由于记录面位于物表面, 不经物面反射或衍射而直接记录, 因此, 对物面的反射率、光洁度无任何要求, 即使是黑色表面也可同样测量; 而且本方法得到的条纹质量很高.

2) 由于条纹直接在物面上再现, 而不用对物面成像, 因此, 本方法不存在景深问题, 在不出现阴影的条件下, 物面的高度差和坡度都可以相当大.

3) 条纹图可以不经翻拍而直接在物面上进行判读, 从而避免了翻拍时产生的各种误差. 而且, 对某些条纹较密的区域可以不用放大翻拍而直接用放大镜或工具显微镜进行读数.

4) 本方法灵敏度高, 并且灵敏度调节范围大. 通过调整 $\alpha, \theta_1, \theta_2$ 角, 可使测量灵敏度从 μm 量级到 mm 量级间调节.

5) 本方法操作简单, 很容易得到高质量条纹.

另外, 我们所用的光刻胶只对紫光和紫外光敏感, 故整个操作过程可以不用在暗室里进行.

本方法的不足之处, 就是必须直接在物面上涂胶, 对某些不允许接触的物面将难以测量.

与参考文献 [1] 相比较, 本文有以下几点区别:

1) 用光学的干涉、衍射理论系统地分析了本方法测量形状的记录和再现过程, 从原理上给出了这项技术的全面的描述.

2) 从理论上严格推出了这项技术的更为完善的计算公式, 即 (13) 式, 并为实验所证实.

3) 提出了一种通过巧妙选取参数以消除坐标项的影响, 从而获得纯等高线的形状测试方法, 见 (15) 式. 而且这种方法还进一步提高了测量灵敏度.

致谢: 衷心感谢付绍军, 陶晓明, 洪义麟等同志对本文工作的大力支持.

参 考 文 献

- 1 金峰, 伍小平. 绕蚀图像的分形分析方法研究. 实验力学, 1991, 6(增刊)
- 2 何世平, 汪柳生, 伍小平. 测量表面形状的 ESPI 技术. 量子电子学, 1991, 8(2)
- 3 Dai YZ, Chiang FP. Contouring by Moire Interferometry. *Experital Mechanics*, 1991(3)

A NEW HIGH SENSITIVITY TECHNIQUE FOR SHAPE MEASUREMENT

Zhang Zheng He Shiping Guan E Wu Xiaoping

(The Photomechanics Laboratory, University of Science & Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract The basic principle of a high sensitivity technique for shape measurement has been described according to the theory of optical interferometry and diffraction. A new method is presented to eliminate the item containing coordinate variables in the formula, so that the pure contour fringe pattern can be obtained. The technique has been applied to measure the depth distribution of a plate surface with extruded marks. Finally, the sensitivity and accuracy have been discussed, and some experimental results are provided.

Key words holography, shape measurement