

全息干涉法与斑纹干涉法相结合 测量物体三维微小位移

黄乐天 王天及 林仕英 范少武

(中国科学院广州电子技术研究所)

提 要

本文介绍了在同一张双曝光的象平面全息图上测量物体三维微小位移的方法。其中离面位移用双曝光全息干涉法来测量，而面内位移则通过对该全息图中同时包含的迭加斑纹图样作光学傅里叶变换来测量。文中首先叙述测量的基本原理，然后给出一组实验结果。

与通常用于高精度测量的常规光学干涉法相比，全息干涉法具有某些独到之处。例如可以测出物体在两个不同时刻的位移或形变，而且被测物体的表面可以是非镜反射的粗糙表面等等。但单用全息干涉法只适宜于测量物体的离面位移，而对物体的面内位移很不敏感。为了提高测量物体面内位移的灵敏度，使其与测量离面位移相一致，下面介绍在同一张双曝光的象平面全息图上测量物体三维微小位移的方法，物体的离面位移用通常的双曝光全息干涉法来测量，而物体的面内位移则通过对该全息图中同时包含的叠加斑纹图样作光学傅里叶变换来测量^[1-3]。

图1是实验装置示意图。被测物体样品是 60×120 毫米²的铝板，放在可作纵向与横向位移的载物台上，分别用精度各为1微米与10微米的测微计作位移参考标尺。把输出功率约10毫瓦的氦-氖激光分成两束，一束作参考光(可使其漫射)，另一束照

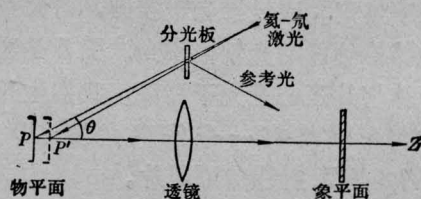


图1 三维微小位移信息的记录

明该物体，再由已校正象差的镜头成象在Agfa 10 E 75底片上，在物体位移前后各曝光一次，这张底片就成为我们所需要的象平面全息图。

二

物体离面位移的测量 如图1所示，设物体表面P点处的入射角为 θ ，其法线沿Z方向，物体的离面位移 $PP' = \Delta Z$ 。不难得出，当 $\Delta Z \ll SP$ 时，沿Z方向位移前后的物光差一个相位因子 $\exp[-i2\pi\Delta Z(1 + \cos\theta)/\lambda]$ ，因而位移前后的重现现象光束相互干涉合成的光强度I可写成：

收稿日期：1978年12月11日。

$$I = A \left[1 + \cos \frac{2\pi \Delta Z (1 + \cos \theta)}{\lambda} \right]$$

式中, A 是与 ΔZ 无关的常量。实验时已选定底片的 $\gamma=2$ 。由上式得出存在亮条纹和暗条纹的条件分别为

$$\left. \begin{aligned} \Delta Z &= n \frac{\lambda}{1 + \cos \theta}, \\ n &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{亮条纹} \\ \Delta Z &= \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{1 + \cos \theta}, \\ n &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{暗条纹} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

由此可根据重现表面干涉条纹数及波长 λ 与入射角 θ 的数值算出物体的离面位移 ΔZ , 但上述方法不能得出物体的面内位移。

物体面内位移的测量 一般物体表面对于可见光波长来说是很粗糙的。当激光照明这样的表面时, 从表面各基元面积上散射的相位无规的子波仍能相互干涉, 结果在所成的象上会观察到颗粒状的强度图样, 即所谓斑纹图样。

在本实验中, 设物平面上 P 点的面内位移为 $\Delta \mathbf{l}$, 按几何光学条件, 象平面内相应的面内位移为 $\Delta \mathbf{l}_1$ 。令成象系统的放大率 $M=1$, 则有

$$\Delta \mathbf{l} = -\Delta \mathbf{l}_1 \quad (2)$$

令 $\Delta \mathbf{l}_1$ 在直角坐标轴上的投影分别为 Δx_1 与 Δy_1 。物体位移前在象平面内斑纹与参考光的合成强度分布为 $I_0(x_1, y_1)$, 位移后变为 $I_0(x_1 + \Delta x_1, y_1 + \Delta y_1)$, 于是象平面 Q 点处两次曝光叠加的强度 I_1 可写成:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0(x_1, y_1) + I_0(x_1 + \Delta x, y_1 + \Delta y) \\ &= I_0(x_1, y_1) \otimes [\delta(x_1, y_1) \\ &\quad + \delta(x_1 + \Delta x, y_1 + \Delta y)] \end{aligned} \quad (3)$$

式中, 符号 \otimes 表示卷积。

用一束很细的氦-氖激光垂直入射到已两次曝光的底片 Q 点处。选取合适的曝光条件, 使透过该底片的光振幅 $\hat{U}_T(x_1, y_1)$ 是 I_1 的线性函数, 略去与 $\Delta \mathbf{l}_1$ 无关的常数项, 由(3)得出

$$\begin{aligned} &\hat{U}_T(x_1, y_1) \\ &= \hat{U}_{T_0}(x_1, y_1) \otimes [\delta(x_1, y_1) \\ &\quad + \delta(x_1 + \Delta x_1, y_1 + \Delta y_1)] \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $\hat{U}_{T_0}(x_1, y_1)$ 是与 $\Delta \mathbf{l}_1$ 无关的常量, 它相当于位移前底片只曝光一次而引起的 \hat{U}_T 值。

如图 2 所示, 令 Q 点与观察平面 (x_2, y_2) 原点的距离为 L , L 满足夫琅和费衍射条件。由经典光学得出, 此时观察平面上的单色光复振幅分布 \hat{U}_2 与 $\hat{U}_T(x_1, y_1)$ 的二维傅里叶变换 $\mathcal{F}[\hat{U}_T(x_1, y_1)]$ 成正比, 并且观察平面上的光强分布 I_2 可写成:

$$I_2 = |\hat{U}_2|^2 = \frac{1}{\lambda^2 L^2} |\mathcal{F}[\hat{U}_T(x_1, y_1)]|^2 \quad (5)$$

式中, λ 是光的波长。对(4)作傅里叶变换后代入(5)得出,

$$\begin{aligned} I_2 &= \frac{4}{\lambda^2 L^2} \mathcal{F}[\hat{U}_{T_0}(x_1, y_1)]^2 \cos^2 \pi \\ &\quad \times \left(\frac{x_2}{\lambda L} \Delta x_1 + \frac{y_2}{\lambda L} \Delta y_1 \right) \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $\frac{x_2}{\lambda L}$ 与 $\frac{y_2}{\lambda L}$ 相应于空间频率。上式表示此时观察平面内的光强分布相当于无面内位移时的光强分布叠加上由于面内位移而引起的余弦平方条纹。因 x_2, y_2 是观察平面内的位置矢量 \mathbf{r}_2 在直角坐标轴上的投影, 由(6)得出, 出现亮条纹的条件为:

$$\mathbf{r}_2 \Delta \mathbf{l}_1 = n \lambda L, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (7)$$

令 \mathbf{r}_2 与 $\Delta \mathbf{l}_1$ 方向一致, 当 $\Delta \mathbf{l}_1$ 一定时, 上式表示沿着 $\Delta \mathbf{l}_1$ 的方向可观察到一系列等间距的直条纹。令条纹间距为 d , 由(7)得出,

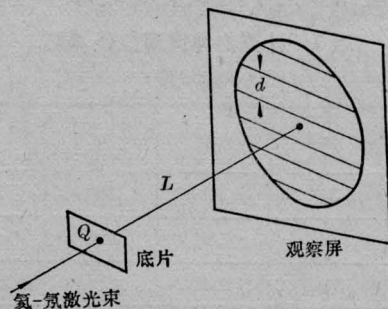


图 2 由光学傅里叶变换观察面内位移

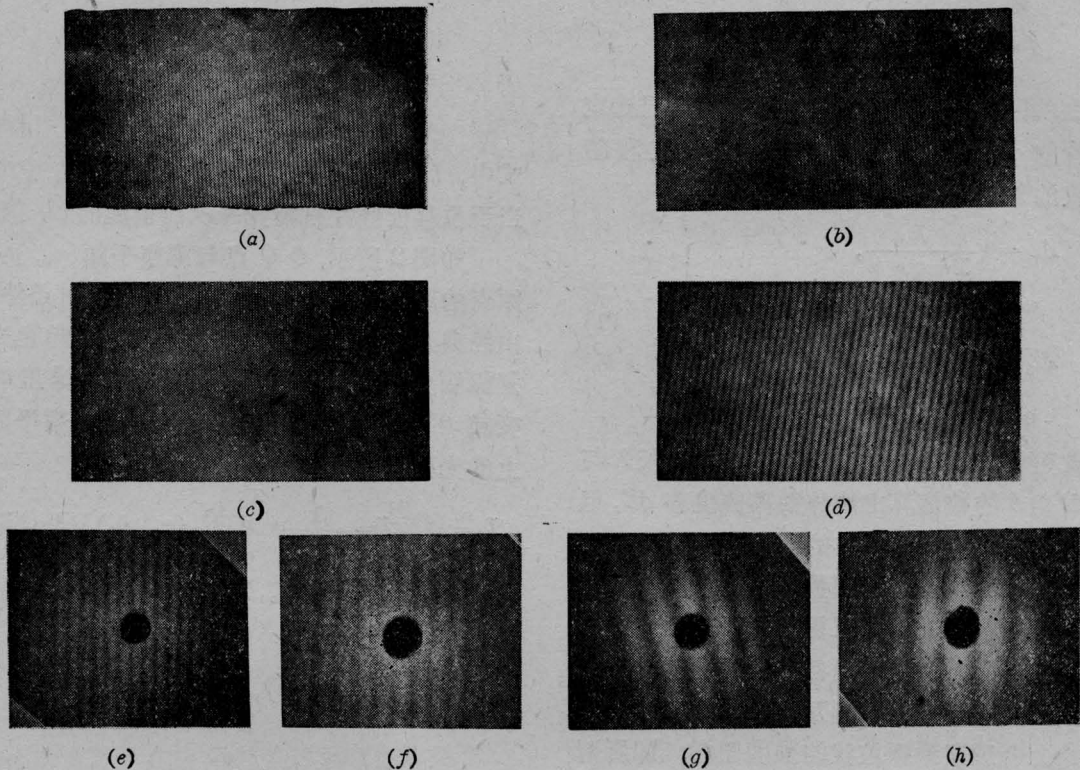


图 3

(a)、(b)、(c)、(d)是象平面全息图上重现象表面的干涉条纹；(e)、(f)、(g)、(h)是来自选加斑纹图样一点的夫琅和费衍射晕内的干涉条纹

$$\Delta l_1 = \frac{\lambda L}{d} \quad (8)$$

由此可根据观察平面内的条纹间距 d 及波长 λ 与距离 L 的数值算出 Δl_1 的数值，而 Δl_1 的方向则与条纹的走向相垂直。再根据(2)就可算出物体的面内位移 Δl 。

三、

实验结果列于图3及表1、表2中。

表1 计算物体离面位移 Δz
($\lambda=6328$ 埃)

图3的照片号	a	b	c	d
θ (度)	30°	30°	30°	30°
n (条)	100	105	127	53
Δz (微米)	34.0	35.7	43.2	18.0

我们认为这种方法设备简单，对在同一

表2 计算物体面内位移 Δl
($\lambda=6328$ 埃 $M=1$)

图3的照片号	e	f	g	h
L (毫米)	419	370	307	234
d (毫米)	4.4	5.7	10	12.5
Δl (微米)	59.7	41.0	19.4	11.8

张全息图内所记录的物体三维微小位移的信息能较方便地提取出来，因此有较实际的价值。同时有些实验要求还可以放宽，例如可使用漫射参考光，测离面位移时可用白光重现。但应注意选择最佳的成象透镜孔径以获得好的结果。

参 考 文 献

- [1] R. L. Powell et al.; *J. Opt. Soc. Am.*, 1965, **55**, 1593.
- [2] 王天及;《激光》,1978, **5**, No. 4, 44~49.
- [3] G. B. Brandt., *Appl. Opt.*, 1969, **8**, 1421.