

用无透镜激光斑纹记录法 测量物体整体位移

周 尚 文

(兰州大学)

斑纹照相的基本原理和实验方法,我们以前曾作过介绍^[1]。利用斑纹照相可测量对激光发生漫反射的粗糙物体表面的位移或形变分布(主要指垂直于记录用照相机光轴方向的位移或形变)。斑纹照相是一种无接触测量,有使用仪器少,对环境条件和测量装置稳定度要求较低的特点。而它所能达到的灵敏度仅次于光学干涉方法。

只作物体的整体位移例如平移测量时,在记录斑纹过程中,透镜(或照相机)的使用并非是必需的。近来人们^[2]不用照相机,只用一块感光底片,把它直接放在由位移物体漫射后的激光光波所形成的光场中的适当位置上,对这种光场的强度分布进行记录,再利用这种记录片对激光的衍射现象,分离出与物体整体位移有关的信息,从而作为测定物体整体位移的一种方法。这种方法叫做无透镜激光斑纹记录,或无透镜激光斑纹照相。

本文主要介绍无透镜斑纹记录方法的一个推广,并将这一推广与原来的方法加以实验比较。

原理和方法

斑纹记录的示意如图1,用扩展激光束照亮物体表面。物面各点将对激光进行散射,由于激光的相干性,散射光在物体周围空间一点的光强应决定于从物面各点散射而来到此点的光振动相互干涉的结果。由于物体

表面结构的不规则性,必然造成物体周围空间不同点处的光强的起伏现象,即在空间暗的背景上形成许多形状和大小无规分布的明亮的立体区域,这些区域叫激光斑粒^[3]。通常所说的激光斑纹现象,就是这种空间光强起伏在一个平面(如图中底片所在平面)上统计平均结果的表现。斑粒的形状和大小虽然是无规的,但它的具体情况是受到照明光波、散射光的物体表面状况以及一些几何因素制约的。如图所示,设物面被激光照亮部分的直径为 d ;在物面法线方向上,距物面 z 处放置记录底片;当 z 比 d 较大时,底片平面所在处的斑纹光中斑点的平均直径 σ 为^[4]

$$\sigma \sim \frac{\lambda z}{d}$$

其中 λ 为所用激光的波长。

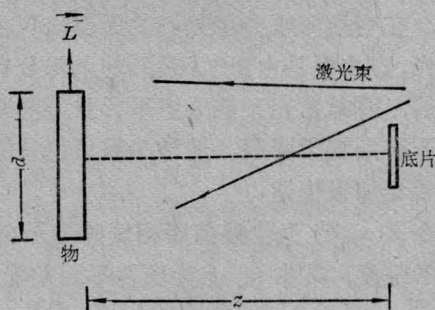


图 1

当物体沿与物面平行方向位移时,物体周围空间固定一点的斑纹光的强度也将随着

收稿日期:1978年10月9日。

变化。由于斑纹相对于物体的分布是不变的,因此物体位移时,它所散射的光形成的斑粒也随着移动。斑粒的这种移动,使空间固定点的光强发生变化,这就是利用斑纹测量物体整体位移的基本根据。

利用斑纹测量物体整体位移分两个步骤。

第一步为斑纹的记录。在物体整体位移以前和以后,在同一块底片上分别各作一次曝光,在这样双曝光的底片上实际记录了物体整体位移以前和以后的两幅斑纹图样。每幅斑纹图样中的斑点分布是无规的。但若把两幅斑纹图样中同一个斑点在位移前和位移后的记录看作一个“双孔”,则这个“双孔”的排列取向和“孔”间的距离是决定于物体位移的。因此双曝光的底片上的记录可看作由一群无规分布的“双孔”构成^[1],而每一个“双孔”本身的结构却决定于物体的整体位移。也就是说它包含着有关物体整体位移的信息。

第二步就是将上述的位移信息分离出来,这可利用傅里叶光学变换得到。傅里叶光学变换装置如图2。从激光器来的光束,经扩束后照亮变换透镜,再由变换透镜将光束会聚于变换面上一点。当把经过显影、定影处理的双曝光底片置于图中所示的位置时,由于底片上记录的斑纹图样对会聚光的衍射,在变换面原会聚光点的周围出现衍射晕轮光,这主要是由于“双孔”的无规分布所引起的,而晕轮光又被一组平行且等间距的明暗干涉条纹所调制。这种关系可以从数学上简要地加以描述。

令 $I(\eta, \xi)$ 为位移前照相底片记录的斑纹场的强度,其中 η, ξ 为底片平面的坐标。

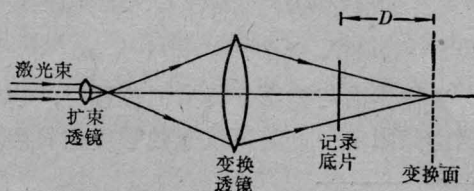


图 2

假定物体位移 \vec{L} 在 ξ 方向上的分量为 ξ_0 , 在 η 方向上的分量为 η_0 , 则位移后照相底片记录的斑纹场的强度为 $I(\eta - \eta_0, \xi - \xi_0)$, 于是底片在位移前后的两次曝光中记录的总强度是

$$I_{\text{总}}(\eta, \xi) = I(\eta, \xi) + I(\eta - \eta_0, \xi - \xi_0)$$

由于物体在两次曝光的斑纹记录过程中发生平移,则记录的斑纹图样的总强度可看成是未位移时单次曝光记录的斑纹图样的强度与两个狄拉克 δ 函数的卷积,即

$$I_{\text{总}}(\eta, \xi) = I(\eta, \xi) \otimes [\delta(\eta, \xi) + \delta(\eta - \eta_0, \xi - \xi_0)]$$

经显影、定影处理后的斑纹图样照片的振幅透射率是在记录过程中入射到底片的光强的函数。如果我们工作在 $t-E$ 曝光曲线的直线部分,那么透射率与记录光强有如下的线性关系:

$$t = a - b \{ I(\eta, \xi) \otimes [\delta(\eta, \xi) + \delta(\eta - \eta_0, \xi - \xi_0)] \}$$

式中 a, b 是常数。将记录底片置于变换透镜的变换面距离为 D 处,则在透镜的变换平面上的振幅就由 t 的傅里叶变换给出:

$$U(u, v) = \mathcal{F}[t] = a\delta(u, v) - b\tilde{I}(u, v) \times \{1 + \exp[jk(u\eta_0 + v\xi_0)]\}$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, $u = \frac{x}{D}$, $v = \frac{y}{D}$ 是频域坐标,我

们忽略由于光学元件尺寸而产生的衍射效应。第一项表示变换平面中心处的亮斑描述照明底片光源的直接象,在讨论本文的现象时可不考虑这一项。第二项是 $I(\eta, \xi)$ 的频谱 $\tilde{I}(u, v)$ 乘以空域中平移的二维狄拉克 δ 。函数的傅里叶变换。不难看出在两次曝光之间发生位移的双曝光情况下记录的斑纹图样的傅里叶变换谱中含有位移的信息 η_0 和 ξ_0 。由于

$$\begin{aligned} & |1 + \exp[jk(u\eta_0 + v\xi_0)]|^2 \\ &= 2[1 + \cos k(u\eta_0 + v\xi_0)] \\ &= 4 \cos^2 \frac{k}{2}(u\eta_0 + v\xi_0) \end{aligned}$$

可见斑纹变换平面的光强是由余弦平方的杨氏条纹来调制的。

这组条纹的情况决定于“双孔”间距和取向的规则性。条纹取向与“双孔”排列方向(即物体整体位移方向)相互垂直。由上式可得条纹间距 P 与位移的数值 L 满足^[5]

$$L = \frac{\lambda D}{P}$$

λ 为激光波长, D 为记录底片到变换面间的距离。若令 $m = \frac{1}{P}$ 表示在变换面内与条纹垂直方向上单位长度的条纹数目, 叫条纹频率, 则上式可写成

$$L = \lambda D m$$

对一定的 λ 和 D , 有

$$L \propto m$$

即位移与条纹频率满足直线关系。

另外, 当物体位移值小于斑纹中斑点的平均直径 σ 大小时, “双孔”概念失去意义, 衍射晕轮光中不会出现明暗条纹, 因此 σ 的值就决定了这个方法的理论的灵敏度, 即它所能探测的最小位移。

上述无透镜测物体整体位移的方法可加以推广, 激光被物体散射后, 在空间所形成的光强斑粒的分布与物体的相对位置是一定的。在上述方法中, 底片保持不动, 物体位移, 随之引起斑粒对底片的位移, 底片的两次曝光将记录下每个斑粒在位移前、后的空间位置(“双孔”)。现在, 我们将这种记录方式加以改变, 如图 3, 用激光照亮一个漫反射性能比较好的物体, 并使它保持不动, 把它作为固定不动的产生激光斑纹的光源。将感光底片和欲测定其位移的物体固定连接, 假若此物体连同底片发生一位移 \vec{L} , 底片将相对于不动的斑纹移动, 两次曝光的底片将记录下每个不动的斑粒于底片位移前、后在底片上的相对位置。这种记录也同样可看成一个个与位移的方向和数值有关的“双孔”, 因此, 也同样包含有底片或与底片固定连接的物体

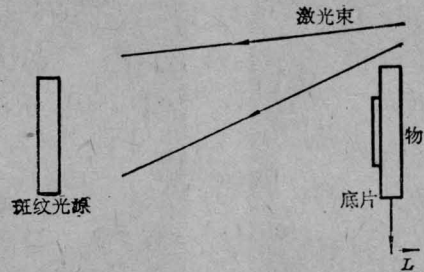


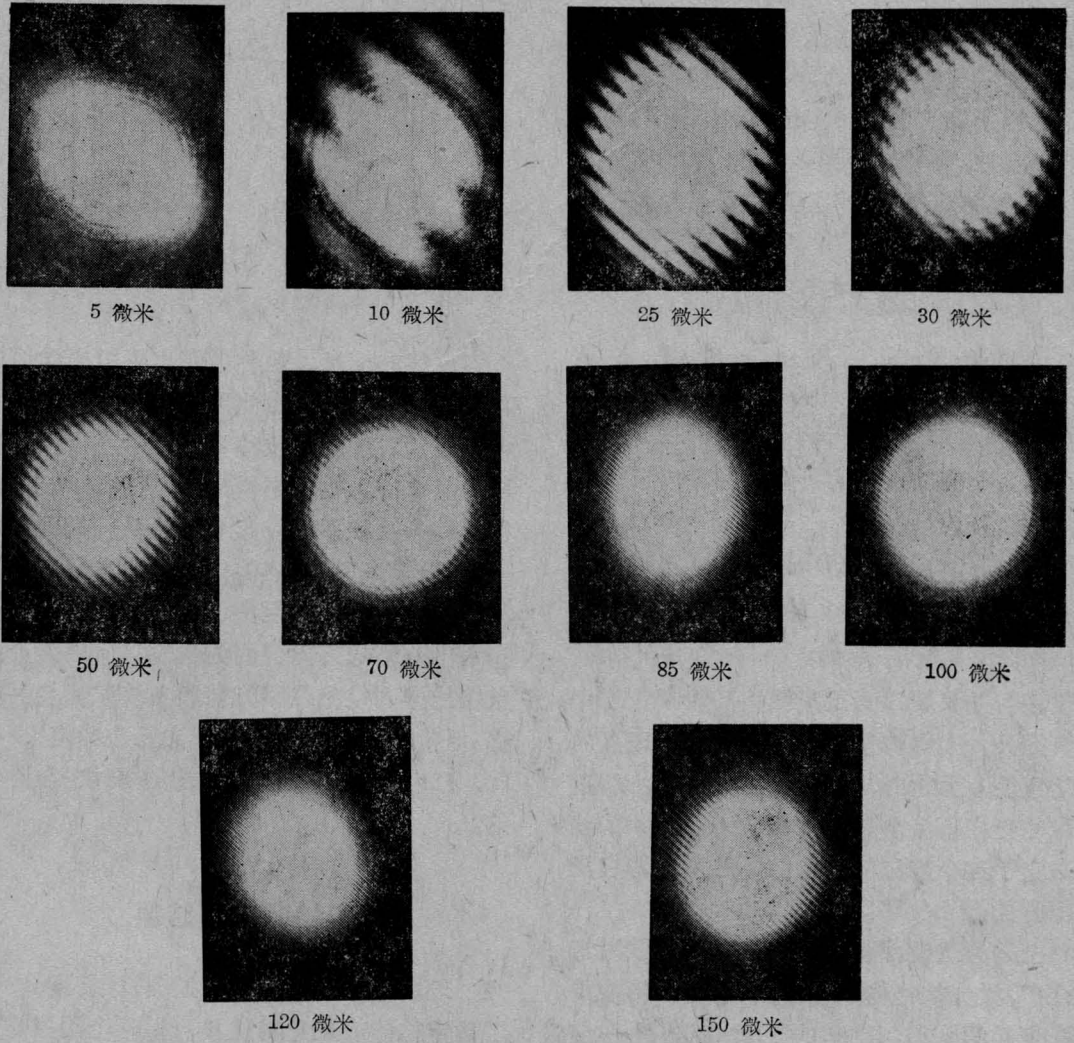
图 3

整体位移的信息, 这种信息也可用光学傅里叶变换分离出来。由此可见, 在双曝光记录中, 底片对斑粒的位移和斑粒对底片位移应该是等价的。也就是说, 在最后的记录中, 位移值和条纹频率都应成线性关系。最后说明一下, 严格来说, 物体的位移应相当于底片在相反方向的位移, 但由于这种方法不能直接揭示出位移的方向(因为我们只能根据干涉条纹的排列定出位移方向和条纹取向相互垂直, 但位移矢量具体指向哪边无法确定), 因此, 二者对同一位移所形成的条纹是类似的。

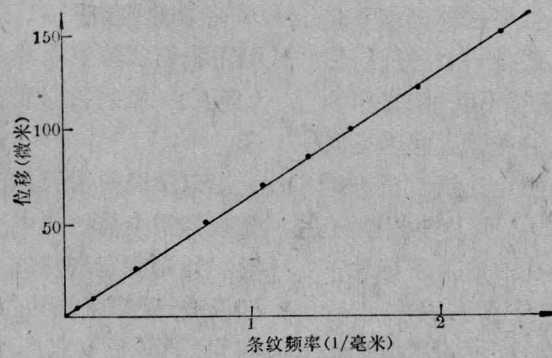
实验装置和结果

斑纹记录: 记录装置如图 1 或图 3, 为了确定物体或底片的位移, 用两个测量显微镜的载物台分别作为物和底片的支架, 载物台的 x -位移和 y -位移分别由相应的螺旋测微装置控制和测定。激光漫射物为一块 60×65 毫米的镀铬钢片, 表面无特别处理。激光源用我们实验室制的 He-Ne 激光管, 功率约 1 毫瓦。漫射物与底片间的距离为 230 毫米。

记录底片用天津产的 I 型全息干版。曝光按通常全息照相中所用的两次曝光法进行。预先确定底片的合适曝光时间 T 。正式记录时, 于物或底片位移前曝光一次, 曝光时间为 $T/2$; 使物或底片位移; 然后再曝光一次, 时间为 $T/2$ 。对底片进行显影、定影处理。

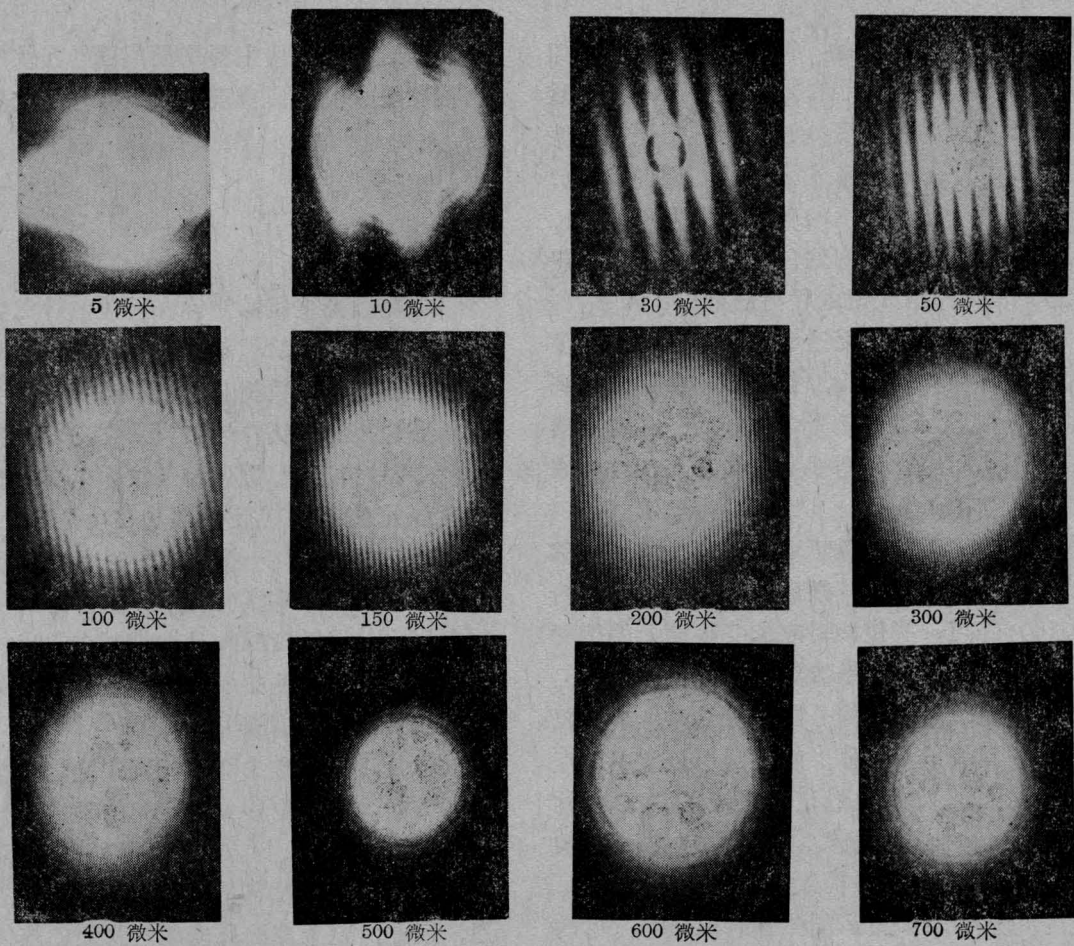


(a) 变换面上的衍射图样

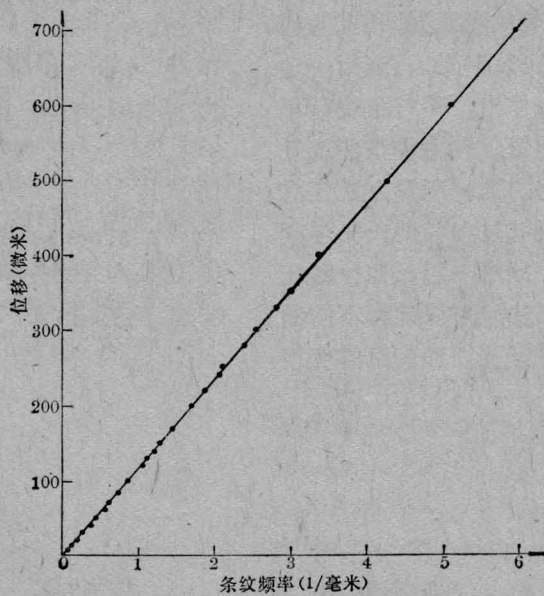


(b) 漫射物体位移与条纹频率的关系

图4 漫射物位移的实验结果



(a) 变换面上的衍射图样



(b) 底片位移与条纹频率的关系

图 5 底片位移的实验结果

傅里叶光学变换: 傅氏光学变换系统如图2。整个系统置于普通实验台上, 扩束透镜用显微镜物镜, 变换透镜为一个照相机镜头(1:3.5, $F=50$ 毫米)。干涉条纹的观测, 可以在置于变换面内的毛玻片上直接进行, 或者用置于变换面内的感光底片(可用一般感光干片)作永久记录后再进行。

实验结果: 用无透镜斑纹记录法先作了物体整体位移的实验, 位移范围由5微米到150微米。经过傅氏光学变换后, 在变换器面上的衍射图样如图4(a), 位移与条纹频率的关系如图4(b)。

当激光斑纹光源不动, 底片位移, 位移范围由5微米到700微米的实验结果如图5, (a)是与一些位移对应的变换面上的衍射图样, (b)是位移与条纹频率的关系。

当记录用底片的分辨率足够时, 本装置能够探测的最小位移, 应决定于斑纹中斑点的平均大小, 对我们的记录系统来说, 斑点的平均大小 $\sigma \approx 2.4$ 微米。由于控制位移的装置的精度限制, 实验的最小位移约5微米。

用这个方法实际测位移时, 一个可行的办法, 是首先作校正曲线。即在确定了底片支架与物体(或不动的斑纹光源)的相互几何位置后, 作已知位移的斑纹记录, 再利用一定的傅氏光学变换系统, 作出位移与条纹频率的关系图, 作为校正曲线。利用校正曲线就可进行未知位移的测定。这种测量方法还有一个特点, 就是记录斑纹过程与傅氏光学变换过程是相对独立的, 即对一组已知位移和未知位移的斑纹记录底片, 可以选择不同的变换系统, 例如选择不同孔径和焦距的变换

透镜, 这样就可使主要测量范围的条纹的疏密程度更方便于目视观测或用其它方法作记录。

小 结

根据激光被粗糙物体表面散射后在空间形成的光强起伏的现象, 采用无透镜斑纹记录法, 观测了斑粒相对于记录底片的移动和记录底片相对于斑粒的移动。实验结果表明, 在两种情况下, 位移与条纹频率都成预期的直线关系, 也就是说这两种移动是等价的。利用它们中的任何一个, 都可进行物体整体位移的测量。如本实验所示, 这种方法使用仪器很少, 灵敏度能较易地控制在微米的数量范围。利用校正曲线, 用一般测量条纹间距的仪器, 误差在5%以内。

但是, 这些方法都不能直接确定位移矢量的方向。关于位移矢量方向的确定, 都可用 Aggarwal 等人的方法^[5]。另外, 由于无透镜记录, 记录中没有关于物面各点位置的信息, 因此, 这个方法只能测定物面的整体位移, 不能测定物面形变分布。

参 考 文 献

- [1] 周尚文等;《物理》, 1978, 7, No. 2, 100.
- [2] A. W. Lohmann *et al.*; *Opt. Commun.*, 1975, 14, 252.
- [3] B. Eliasson *et al.*; *JOSA*, 1971, 61, 559.
- [4] L. J. Goldfisher; *JOSA*, 1965, 55, 247.
- [5] E. Archbold *et al.*; *Opt. Acta*, 1970, 17, 883.
- [6] A. K. Aggarwal *et al.*; *J. Optics(Paris)*, 1977, 8, 267.