

腔的单晶炉生长晶体时,由于气氛温度低,间隙大,相当于本文实验装置下流通  $N_2$  的情况,因充  $N_2$  时也不产生气泡。

作者感谢吴芳芬同志提供气体色层分析结果。

### 参 考 文 献

- [1] B. Cockayne, D. S. Roertson and W. Bardsley, *Brit. J. Appl. Phys.*, **15**(1964), 1165.  
[2] S. Mijazawa and H. Iwasahi, *Japan J. Appl.*

*Phys.*, **9**(1970), 441.

- [3] S. K. Deckenson, R. M. Hilton and H. G. Lipson, *Mater. Res. Bull.*, **7**(1972), 181.  
[4] W. R. Wilcox and Vincent H. S. Kuo, *J. Crystal Growth*, **19**(1973), 221.  
[5] J. R. Carruthers and K. Nassau, *J. Appl. Phys.*, **39**(1968), 5205.  
[6] J. C. Brice, *The Growth of Crystals from Liquids*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam London, 1973.  
[7] 马笑山、侯印春、沈雅芳, *硅酸盐学报*, **7** (1979), 355.

## 用 He-Ne 激光器拍摄动态全息图\*

陈仲裕 陈建文

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

### 一、前 言

在通常的工程技术中,我们都采用红宝石激光器作为动态全息照相的光源<sup>[1]</sup>。这是因为激光器输出的脉冲宽度较短之故。如果在一个脉冲中辐射的能量足够使记录介质曝光,那么整个全息图的曝光就是在一个极短的时间内完成的。这就意味着正常的振动和移动的容许极限可以大大放宽。根据经验,如果曝光期间物体移动  $\lambda/2$ ,则由此所导致的条纹移动,将使全息图被涂抹掉。对于一个典型的自由振荡的红宝石激光器来说,其脉冲宽度是毫秒量级,因此容许实体的最大速度约为 0.35 毫米/秒。这与用气体激光器进行 1 分钟曝光所容许的最大速度比较起来是一个完全可以觉察的实体移动。但是,红宝石激光器和 He-Ne 激光器比较:为使光束具有一定的质量,尚需若干技术措施以提高空间相干性和时间相干性,这样导致器件结构复杂,价格昂贵,在一定程度上妨碍了它的广泛应用。

本文采用 He-Ne 激光器作光源,在全息记录的光路中,采取了会聚物光束和参考光束的方法,使记录介质在单位面积上接受的光能剧

增,从而使功率较低的 He-Ne 激光器也能使全息干板在毫秒数量级的情况下感光。由于 He-Ne 激光器具有较长的相干长度,并且一般均在单一的、最低阶的空间模式下工作。因此,它是较理想的光源。如果使用较高功率的 He-Ne 激光器或进一步缩小记录介质上的光斑面积,可望实体的最大速度为 0.35 米/秒。同时,这类激光器价格便宜、早已商品化,因此,可以在某些工程技术中得到推广应用。例如光学玻璃动态形变的检验,流场折射率变化的测试等等。尤为重要的是采用本文方法尚可实现准连续记录,研究动态物体变化的全过程,这是单脉冲红宝石激光器所不能及的。

### 二、双曝光干涉术和动态测试装置

双曝光干涉术是全息干涉计量中可以对快速无规运动的物体,在两次曝光之间的形状改变进行测试的一种技术。它主要是利用了全息干板能多次曝光和分别重现的特性,把物体在两次曝光之间的形变或位移前后两种状态记录在同一张感光板上。再现时,两次曝光之间物体

\* 1979 年 11 月 26 日收到。

的变化,将以形变前的物光波和形变后变化了的物光波迭加在一起再现,并相互干涉而呈现出叠加在物体形象表面上的干涉条纹.分析这些条纹图样的分布,即可测出被测对象的表面形变.

假设两次曝光所摄得的物体波的复振幅为  $O_{0j}(x, y)\exp[i\phi_j(x, y)]$ ,  $j=1$  或  $j=2$  分别相当于一次或二次曝光;而参考波的复振幅为  $R_0\exp[i\phi_0(x, y)]$ .对于每次曝光来说,在全息图平面处的光振幅将为

$$X_j = O_{0j}\exp(i\phi_j) + R_0\exp(i\phi_0),$$

$j=1, 2$ , 因而所得到的综合全息图的透射系数将为

$$1 - CX_1X_1^* - CX_2X_2^*,$$

式中  $C$  是常数.

用参考波来照射制成的全息图时所得到的透射光波的复振幅为

$$R_0\exp(i\phi_0)(1 - CX_1X_1^* - CX_2X_2^*).$$

由此产生的两个重叠虚像的波阵面发生干涉,就得到了在全息图后所看到的强度分布,

$$I = 2C^2R_0^2O_{01}O_{02}\left[\frac{1}{2}(A + A^{-1}) + \cos(\phi_2 - \phi_1)\right],$$

$$A \equiv O_{01}/O_{02}, \quad (1)$$

式中的  $\cos(\phi_2 - \phi_1)$  反映了所观察到的波纹图样的变化.

由式(1),当  $O_{01} = O_{02}$  时,

$$\left[\frac{1}{2}(A + A^{-1}) + \cos(\phi_2 - \phi_1)\right] = 0,$$

或

$$\cos(\phi_2 - \phi_1) = -1,$$

或

$$\phi_2 - \phi_1 = (2n - 1)\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

由于位相分布  $\phi_1 = kx \sin \alpha_1$ ,  $\phi_2 = kx \sin \alpha_2$ , 式中  $\alpha$  表示物光束的入射角,所以沿倾斜波前的物体上条纹的间距是<sup>[2]</sup>

$$\Delta = \lambda/(\alpha_2 - \alpha_1), \quad (3)$$

式中  $\lambda$  为光源的辐射波长.图1为用于双曝光干涉术的动态测试装置图.

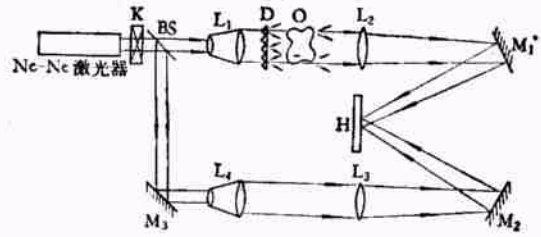


图1 动态测试装置光路图

在实验中采用的 He-Ne 激光器输出功率为 1.5 毫瓦.  $K$  为可控开关,  $BS$  为光束分光器,  $L_2, L_3$  是会聚透镜,  $L_1, L_4$  是扩孔望远镜,  $M_1, M_2, M_3$  是全反射镜,  $D$  是毛玻璃,  $O$  为运动的透明体,  $H$  为全息干板.

为使物光束的光强通过毛玻璃以后不至于变得很弱,可在毛玻璃上略涂上一层薄的油或水,使毛玻璃既不失去漫射作用,又使透射光增强.

### 三、实验结果

首先采用两次曝光法比较了不同曝光时间和不同感光面积对全息图成像质量的影响.

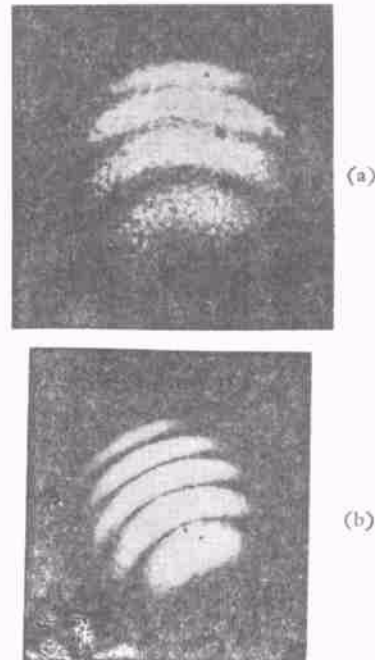


图2 光学玻璃的干涉条纹

图2表示了检验同一块光学玻璃时再现的干涉条纹。图2(a)是未采用会聚光束、干板上光斑直径为50毫米、曝光时间为15秒时再现的干涉条纹。图2(b)是采用会聚光束、干板上光斑直径为3毫米、曝光时间为1毫秒、激光输出端加了衰减片、输出光强为原来的1/3的干涉条纹。从图上可以看出,会聚光束、小光斑及短时间曝光,不仅能代替大光斑长时间进行干涉计量,而且后者像的质量较前者为优。这当然是由于短时间曝光降低了对防震要求之故。

图3(a)和(b)是一个酒精灯点燃前和点燃后产生的动态全息干涉条纹。照片清晰地显示了火焰所引起的空气密度变化在某一时刻的分布。这时,He-Ne激光器的输出功率为0.5

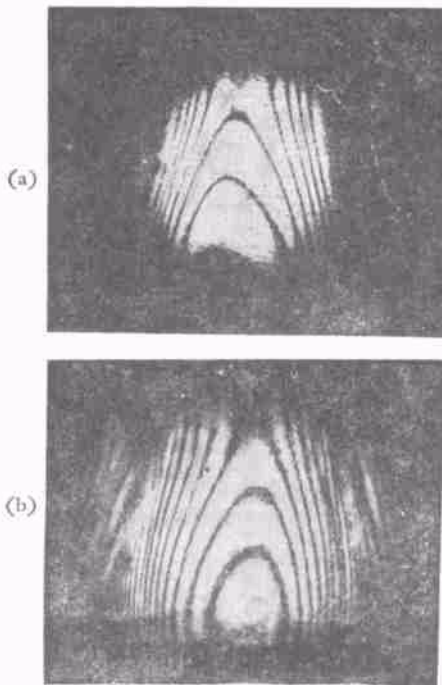


图3 火焰燃烧时的干涉条纹

毫瓦,火焰处照明的面积为 $\phi 50$ 毫米,干板的感光面积分别为 $\phi 3$ 毫米和 $\phi 10$ 毫米,曝光时间为1毫秒。

从以上的实验结果可知,用He-Ne激光器进行动态全息干涉计量是完全可行的。

按本生-罗斯科倒数律作一个曝光量的估计。如果使用的激光器输出功率增加到50毫瓦,感光面积缩小到 $\phi 3$ 毫米,那么曝光时间可控制到1微秒左右。

## 四、讨论

### 1. 全息图的有限孔径与条纹分辨率

由于记录的全息图尺寸的缩小,假定其尺寸为 $D_x$ ,则与光学系统中受里斑限制的分分辨率瑞利判据相类似,像的最小可分辨间距为

$$h_{\min} \approx \lambda l_1 / D_x, \quad (4)$$

即横向最小可分辨距离正比于波长 $\lambda$ 和物体到干板的距离 $l_1$ ,反比于全息图的尺寸 $D_x$ 。显然 $D_x$ 减小导致了分辨率降低。这可用一些方法进行补偿。

### 2. 准连续全息图的记录

本实验所介绍的实验方法,除了用两次曝光法作动态无损计量外,还可以用于拍摄透明物体的准连续全息图。只是在图1中H处,用电影摄像机记录就可以了。

## 参考文献

- [1] Ga Proc, Proc. IEEE, 60-6(1972), 655.
- [2] H. M. Smith, Principles of Holography, New York, (1969), 195.