

无狭缝一步彩虹全息的新方法

关 承 祥

(哈尔滨师范大学 物理系)

提 要

本文提出一种新的三维漫射物体的一步彩虹全息方法。该法是在曝光过程中将被摄物体与成像透镜同时沿垂直光轴方向移动,并通过场镜使合成狭缝直接成像在场镜后焦面上,可得到较大观察范围的无畸变彩虹全息像。

关键词: 彩虹全息术。

一、引 言

近年来彩虹全息的进展是在记录系统中去掉狭缝。Grover 等人^[1]首先提出在曝光过程中将物体沿垂直光轴方向移动,使得成像透镜后焦面上的光场成为物体的频谱与 $\sin C$ 函数的乘积。 $\sin C$ 函数的中央亮纹作为合成狭缝起了替代真实狭缝的作用。该法对于记录二维透明物体是有效的。陈桂丛、单启蛰等人^[2,3]发展了这一理论,使之用于二维物体的拍摄。其方法是使物体的移动方向沿垂直于物体的照明平行光束和光轴夹角的角平分线,因而使实验装置复杂一些。Beauregard 等人^[4]提出仅将成像透镜沿垂直光轴方移动的方法,使实验简单,但拍摄的全息图,只能观察到准单色的赝象。

在上述方法的记录过程中,合成狭缝的位置都是在全息干板前,分别位于成像透镜的后焦面和透镜所在平面上^[5]。而在观察重现正像时,应使狭缝实像成像在全息图后明视距离处。根据全息过程的物像关系式可知,要使狭缝像成像在全息图后,必须使参考光点源到全息干板的距离比合成狭缝到干板的距离近很多。因此在上述方法中就存在两个问题:(1)参考光点源与全息干板距离近,而重现照明光与干板的距离远,会使全息像的横、轴向放大率不易匹配;(2)一步彩虹全息的缺点是观察范围受成像透镜孔径的限制^[6],为了获得大的观察范围,应采用大孔径、短焦距的成像透镜。在拍摄光路中,由于参考光点源不能太靠近全息干板,因此无法选用焦距很短的成像透镜,使得重现像的观察范围较小,甚至很难使两眼同时观察到所摄整个物体。

本文采用短焦距成像透镜,加场镜^[7],物体与成像透镜同时沿垂直光轴方向连续移动,物体的照明光束用平行光束,沿垂直物体的移动方向倾斜照射物体。该法的移动机构简单,合成狭缝直接成像在全息图后明视距离处,可获得视场较大的准单色无畸变像。

二、理 论 分 析

设三维物体被空间频率为 ξ_i, η_i, ζ_i 的平行光束照明,这时物表面反射的光场为

$$O(x_0, y_0, z_0) = A(x_0, y_0, z_0) \exp[i2\pi(\xi_i x_0 + \eta_i y_0 + \zeta_i z_0)], \quad (1)$$

式中 (x_0, y_0, z_0) 为物表面的空间坐标, $A(x_0, y_0, z_0)$ 是与物表面性质, 形状及照明方式有关的函数。如果物体沿某一方向平移 ($\Delta x_0 = \delta, \Delta y_0 = \varepsilon, \Delta z_0 = \sigma$), 则位移后的物表面光场为

$$\begin{aligned} O'(x_0, y_0, z_0; \delta, \varepsilon, \sigma) &= A(x_0 - \delta, y_0 - \varepsilon, z_0 - \sigma) \exp[i2\pi(\xi_i x_0 + \eta_i y_0 + \zeta_i z_0)] \\ &= O(x_0 - \delta, y_0 - \varepsilon, z_0 - \sigma) \exp[i2\pi(\xi_i \delta + \eta_i \varepsilon + \zeta_i \sigma)]. \end{aligned} \quad (2)$$

全息图的记录光路如图 1 所示, 实验采用平行于 XZ 平面的平行光束斜射物体, 即 $\eta_i = 0$, 并且使物体沿垂直 XZ 平面平移, 即 $\Delta x_0 = 0, \Delta y_0 = \varepsilon, \Delta z_0 = 0$, 则 (2) 式变为

$$O'(x_0, y_0, z_0; \varepsilon) = O(x_0, y_0 - \varepsilon, z_0). \quad (3)$$

现将成像透镜 L_1 与物体放在同一平台上, 在曝光过程中平台沿 y 轴方向平移。显然, 物体通过透镜所成的像与原物的位移方向和大小都相同。设 $O_i(x_i, y_i, z_i)$ 是没有移动时的原物光波 $O(x_0, y_0, z_0)$ 的像, 移动后的像光波为

$$O'_i(x_i, y_i, z_i; \varepsilon) = O_i(x_i, y_i - \varepsilon, z_i), \quad (4)$$

因为像光波 O_i 就是一步彩虹全息所记录和重现观察的物, 所以可不考虑成像过程中透镜的光瞳函数的影响, 并且认为成像放大率是不会影响全息过程的。

像成在全息干板前 z_i 处, 再经过一个紧靠全息干板前的场镜 L_2 照射到干板 H 上。当物体移动到 $\Delta y_0 = \varepsilon$ 时, 干板 H 上对于 $z = z_i$ 的物元的振幅分布是 $O'_i(x_i, y_i, z_i; \varepsilon)$, 经菲涅耳衍射和经场镜 L_2 后位相改变, 其振幅为

$$\begin{aligned} O_h(x, y; z_i; \varepsilon) &= \frac{\exp(iKz_i)}{i\lambda z_i} \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)\right] \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} O'_i(x_i, y_i, z_i; \varepsilon) \\ &\quad \cdot \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z_i}(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2\right] dx_i dy_i, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 f 是场镜 L_2 的焦距。

设球面参考波中心坐标为 $(0, y_r, z_r)$, 参考光波经场镜 L_2 投射到全息干板上的光场 $R(x, y)$ 和光强分布 $\phi(x, y; z_i; \varepsilon)$ 为

$$R(x, y) = \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda z_r}[x^2 + (y - y_r)^2]\right\} \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)\right]. \quad (6)$$

$$\phi(x, y, z; \varepsilon) = |O_h|^2 + |R|^2 + O_h R^* + O_h^* R. \quad (7)$$

如果在整个曝光过程中, 物体从 $[y_0 + (\varepsilon_0/2)]$ 匀速移动到 $[y_0 - (\varepsilon_0/2)]$, 则干板上总的光强为

$$\Phi(x, y; z_i) = \int_{-\varepsilon_0/2}^{+\varepsilon_0/2} [|O_h|^2 + |R|^2 + O_h R^* + O_h^* R] d\varepsilon. \quad (8)$$

在干板线性区, 振幅透过率 $t \propto \Phi$, 处理后的全息图用中心坐标为 $(0, y_c, z_c)$ 的球面波照明

$$C(x, y) = \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda z_c}[x^2 + (y - y_c)^2]\right\}. \quad (9)$$

全息图后, 实验所关心的 (8) 式中第三项的重现波为

$$u(x, y; z_i) = C(x, y) \int_{-\varepsilon_0/2}^{+\varepsilon_0/2} O_h(x, y; z_i; \varepsilon) R^*(x, y) d\varepsilon$$

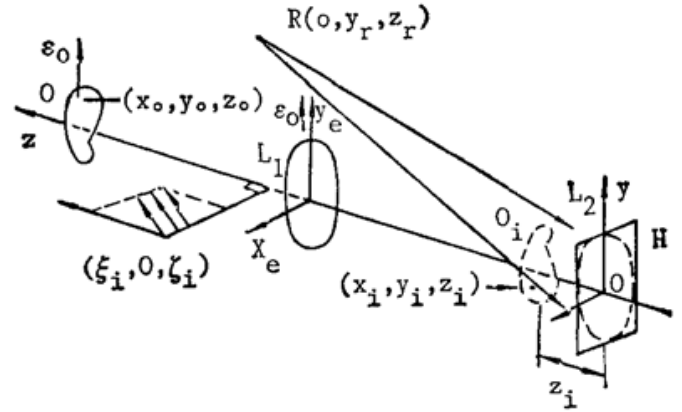


Fig. 1 Schematic recording configuration

$$= \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda} \left[\left(\frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_r} - \frac{1}{f} \right) (x^2 + y^2) - 2y \left(\frac{y_0}{z_0} - \frac{y_r}{z_r} \right) + \frac{y_0^2}{z_0} - \frac{y_r^2}{z_r} \right] \right\} \cdot \int_{-\varepsilon_0/2}^{+\varepsilon_0/2} O_h(x, y; z_i; \varepsilon) d\varepsilon, \quad (10)$$

适当选取参考光和重现照明光的中心坐标, 并使其倾角相等, 即

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_r} &= \frac{1}{f}, \\ \frac{y_0}{z_0} &= \frac{y_r}{z_r}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

将(11)式代入(10)式中得

$$\left. \begin{aligned} u(x, y; z_i) &= a_1 \int_{-\varepsilon_0/2}^{+\varepsilon_0/2} O_h(x, y; z_i; \varepsilon) d\varepsilon, \\ a_1 &= \exp \left[\frac{i\pi}{\lambda} \left(\frac{y_0^2}{z_0} - \frac{y_r^2}{z_r} \right) \right], \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

当 y_r, z_r, y_0, z_0 确定后, a_1 为无关重要的常数位相因子。

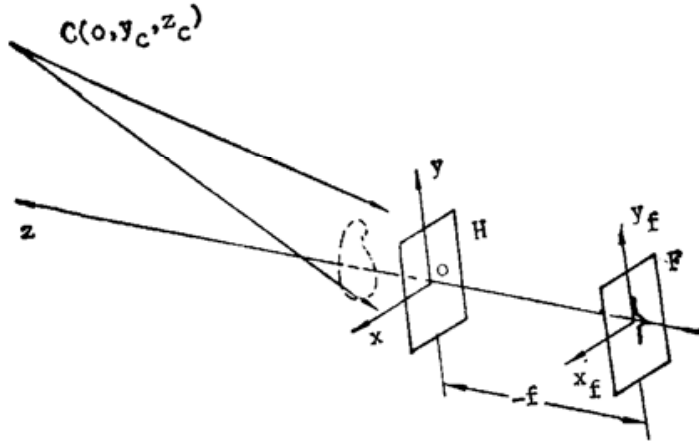


Fig. 2 Schematic reconstruction configuration

当重现光波 $u(x, y; z_i)$ 传播到图 2 中 F 平面时的菲涅耳衍射为

$$\left. \begin{aligned} u_f(x_f, y_f; z_i) &= \frac{B}{i\lambda f} \exp(iKz_i) \exp \left[-\frac{i\pi}{\lambda f} \left(1 + \frac{z_i}{f} \right) (x_f^2 + y_f^2) \right] \\ &\quad \cdot L(y_f, \varepsilon_0) \mathcal{F} \{ O_i(x_i, y_i; z_i) \}_{\xi = \frac{x_f}{\lambda f}, \eta = \frac{y_f}{\lambda f}}, \\ B &= a_1 \varepsilon_0 \exp(iKf), \quad L(y_f, \varepsilon_0) = \sin C \frac{\varepsilon_0 y_f}{\lambda f}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 B 为常数。整个物光波在 F 平面上的光场分布由(13)式对 z_i 积分得到

$$\left. \begin{aligned} U(x_f, y_f) &= B \cdot L(y_f, \varepsilon_0) U_f(x_f, y_f), \\ U_f(x_f, y_f) &= \frac{1}{i\lambda f} \int \exp(iKz_i) \exp \left[-\frac{i\pi}{\lambda f} \left(1 + \frac{z_i}{f} \right) (x_f^2 + y_f^2) \right] \mathcal{F} \{ O_i(x_i, y_i, z_i) \} dz_i, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

由(14)式可见在全息图后距离为场镜焦距 F 平面上的光场是所记录物体的像经场镜变换的频谱与调制因子 $L(y_f, \varepsilon_0)$ 的乘积。调制因子起到狭缝的作用, 称为合成狭缝。合成狭缝的宽度是 $\sin C$ 函数的中央主极大的宽度, 由(15)式得出

$$w = \frac{2\lambda f}{\varepsilon_0}. \quad (15)$$

(15)式表明,当场镜焦距 f 确定后,可通过适当选取位移量 ε_0 得到所需宽度的合成狭缝。

三、实验结果

在曝光过程中,载有被摄物体和成像透镜的自动升降的平台沿垂着光轴方向连续移动 0.2mm,由(14)式算得合成狭缝宽度约为 2mm。所用成像透镜为组合成的透镜,其焦距为 7cm,孔径为 6cm;场镜焦距为 34cm,孔径为 10cm。当重现照明光源与全息图的距离为 $z_0=100$ cm 时,根据(11)式算得参考光点源与全息图距离应为 $z_r=25$ cm,这束参考光透过场镜后,其球面曲率中心位置与重现照明光源位置相同,重现像为图像逼真的无畸变像;合成狭缝成在原场镜后焦面的位置。虽然所用成像透镜的孔径不太大,但相对孔径很大,所以观察范围比较大,用 He-Ne 激光照明,当全息图距扩束镜 100cm 时,在全息图后 34cm 处实测重现狭缝实像长 18cm;在缝长 11cm 的范围内能双眼同时观察到整个物体,这段宽度对物体的张角约为 $\pm 9^\circ$ 。图 3 所示为合成狭缝实像缩小的照片。图 4 所示为所拍摄的彩虹全息图的白光再现像的照片。



Fig. 3 Image of the synthesized slit



Fig. 4 White-light reconstructed holographic image

本文的理论和实验证明,用上述方法拍摄的彩虹全息图,可以通过选取场镜的焦距,使狭缝成像在全息图后明视距离处。合成狭缝的位置与成像透镜的焦距及其位置无关,成像透镜可尽量选用大孔径、短焦距的透镜来扩大视场范围。对所摄物体需要放大和缩小时,可在透镜成像时直接缩放,与光路其它参数无关。

这种彩虹全息记录的方法,保持了一步法的噪声低,像质高、记录一次完成,有灵活性的特点;还克服了由狭缝引起的噪声,提高了光能的利用率,扩大了观察范围,得到了体视性很好的彩虹全息图。这种方法具有较高的实用价值。

参 考 文 献

- [1] C. P. Grover, H. M. van Driel; *J. O. S. A.*, 1980, **70**, No. 3 (Mar), 335~338.
- [2] Shen Qizhe *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 23 (Dec), 3902~3905.
- [3] 陈桂丛,单启哲;《中国激光》,1985, **12**, No. 6 (Jun), 324~329.
- [4] A. Beaugerard, R. A. Lessard; *Appl. Opt.*, 1984, **23**, No. 8 (Sep), 3095~3098.
- [5] 国承山;《中国激光》,1987, **14**, No. 12 (Dec), 738~740.
- [6] F. T. S. Yu *et al.*; *Opt. Engng*, 1980, **19**, No. 5 (Sep/Oct), 666~678.
- [7] P. N. Tamura; *Appl. Opt.*, 1978, **17**, No. 21 (Nov), 3343.

A new method one-step rainbow holography without slit

GUAN CHENGXIANG

(Department of Physics, Harbin Normal University)

(Received 24 November 1989; revised 12 January 1990)

Abstract

A new method of one-step rainbowholography for diffuse 3-D objects without slit is proposed. During the recording exposure the object and the imaging lens simultaneously translate along the transverse direction of the optical axis and through the field lens makes synthetic slit appear in the back focal plane of the field lens. In this way we can take an orthoscopic rainbow holographic image of wide field.

Key words: rainbow holography.