

一维散射屏无狭缝彩虹全息术

王取泉 答孝义

(武汉大学物理系, 武汉 430072)

摘要 本文提出利用一维散射屏取代毛玻璃和实狭缝, 实现二维透明片的一步无狭缝彩虹全息; 用傅里叶光学分析了其原理; 利用一维光栅并采用准 $4f$ 光学系统拍摄得到了比较满意的彩虹全息图。

关键词 一维散射屏, 彩虹全息图, 无狭缝彩虹全息术

Slitless rainbow holography with one-dimensional diffuse screen

Wang Ququan, Da Xiaoyi

(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072)

Abstract A new method of one-step slitless rainbow holography for 2-D transparency is proposed, in which a one-dimensional diffuse screen is employed in place of the real slit and random diffuse screen. The principle of this slitless rainbow holography is analyzed by means of Fourier optics. Rainbow holograms fabricated with a one-dimensional grating in a $4f$ -like processing system proves to be satisfactory.

Key words one-dimensional diffuse screen, rainbow hologram, slitless rainbow holography

1 引 言

彩虹全息的基本思想是在观察者与再现像之间形成一个水平狭缝形状的光强分布^[1]。在一步彩虹全息拍摄光路中^[2], 实狭缝大大限制了光能利用率。为此, 人们相继提出了多种一步无狭缝彩虹全息术的方法: 平移物体(或者是透明片前的毛玻璃)综合狭缝法^[3]; 平移成像透镜综合狭缝法^[4]; 光学全息元件(HOE)生成狭缝法^[5]; 以及利用线状照明光源的投影彩虹全息术^[6]等等。

本文提出二维透明片的一步无狭缝彩虹全息的一种新思想: 利用一维光栅取代毛玻璃, 对 2D 透明片的空间频率在水平方向上进行一维定向扩展, 使得扩展后的频谱分布成为类似狭缝的形式, 从而免去了实限制狭缝。这种产生狭缝的方法能最积极、最有效地利用光能。

2 一维散射屏生成狭缝的理论分析

一维光栅是常用的光学元件,它能够把光波向一个方向衍射。我们选用一维光栅作为一维散射屏的一个特例,计算了在透明片前面加入光栅以后在频谱面上的光场分布,用以说明用一维散射屏实现无狭缝彩虹全息的理论根据。

将光栅和透明片的复振幅透过率分别记为 $t_g(x_0, y_0)$ 和 $t_o(x_0, y_0)$, 振幅型光栅单缝的宽度为 a , 周期为 e , 则有

$$t_g(x_0, y_0) = \text{rect}\left(\frac{x_0}{a}\right) * \text{comb}\left(\frac{x_0}{e}\right) \cdot \frac{1}{e} \quad (1)$$

$$\text{其中} \quad \text{rect}\left(\frac{x_0}{a}\right) = \begin{cases} 1, & |x_0| \leq \frac{1}{2}a \\ 0, & \text{其它} \end{cases}$$

$$\frac{1}{e} \cdot \text{comb}\left(\frac{x_0}{e}\right) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x_0 - ne)$$

用一束单位振幅的相干平行光垂直照明光栅和透明片 O , 则透射光的复振幅分布可表示为(略去无关的常数位相因子)

$$u_0(x_0, y_0) = t_g(x_0, y_0) \cdot t_o(x_0, y_0) \quad (2)$$

通过计算,得到在透镜的后焦平面上的复振幅分布为^[7]

$$u_f(x_f, y_f) = A_1 \exp\left[j \frac{K}{2f} \left(1 - \frac{d_1}{f}\right) (x_f^2 + y_f^2)\right] \cdot U_0\left(\frac{x_f}{f\lambda}, \frac{y_f}{f\lambda}\right) \quad (3)$$

式中 (x_f, y_f) 为透镜后焦平面上的直角坐标, A_1 为常数, $K = 2\pi/\lambda$, λ 为入射光波长, U_0 为 $u_0(x_0, y_0)$ 的傅里叶变换:

$$U_0\left(\frac{x_f}{f\lambda}, \frac{y_f}{f\lambda}\right) = \iint u_0(x_0, y_0) \exp\left[-j \frac{2\pi}{f\lambda} (x_f x_0 + y_f y_0)\right] dx_0 dy_0 = \mathcal{F}\left[u_0\left(\frac{x_f}{f\lambda}, \frac{y_f}{f\lambda}\right)\right] \quad (4)$$

由傅里叶变换的卷积定理可得

$$\begin{aligned} U_0(u, v) &= \mathcal{F}[u_0(u, v)] \\ &= \mathcal{F}[t_g(u, v) \cdot t_o(u, v)] \\ &= \mathcal{F}[t_g(u, v)] * \mathcal{F}[t_o(u, v)] \\ &= [\text{sinc}(au) \cdot \text{comb}(eu)] * T_o(u, v) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{a}{e} \text{sinc}\left(n \frac{a}{e}\right) \cdot T_o\left(u - \frac{n}{e}, v\right) \end{aligned} \quad (5)$$

式中 T_o 为 $t_o(x_0, y_0)$ 的傅里叶变换, $u = x_f/f\lambda, v = y_f/f\lambda$ 。(5) 式的意义是物体 O 的频谱 $T_o(x_f/f\lambda, y_f/f\lambda)$ 仅在 x 方向上被扩展,表明利用光栅可以在频谱面上产生具有狭缝形状的频谱分布,这正是我们所期待的结果。图 2(a) 是在透明片前面加入两个光栅(25 line/mm, 50 line/mm)以后在频谱面上的类似狭缝的光强分布。

普通一维散射屏可以认为是一种不规则的一维光栅或者是多种一维光栅的迭加,对于所有具有一维散射特性的光学屏都将获得与光栅相类似的结果。于美文曾经提出利用条形散斑屏拍摄记录菲涅耳型彩虹全息图^[8],条形散斑屏的实质作用也就是将光波仅向一维方向上扩展。图 2(b) 给出的是一束光波通过矩形孔径后的散斑场(也就是条形散斑屏)的类似狭缝形式的光谱分布。虽说其散射效果还不佳,但是可以期望通过改善散射屏的性能以获得效果更好

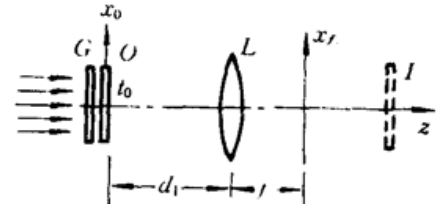


Fig. 1 Expanding the space-frequency of transparency by grating
G — grating; O — object transparency;
L — imaging lens; I — image;
f — focal length

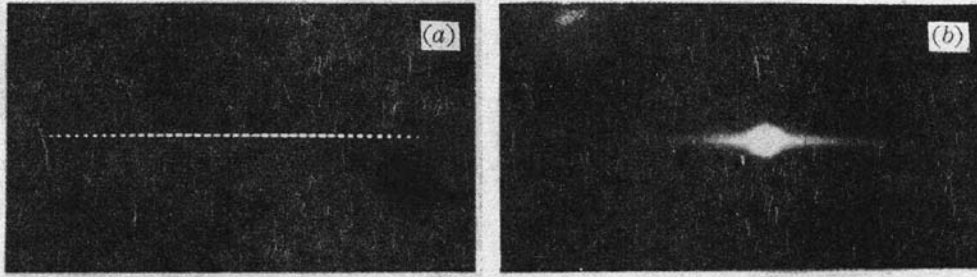


Fig. 2 Light distribution on frequency-plane

(a) setting a one-dimensional grating; (b) setting a striped-speckle screen

的似狭缝光场的分布。

3 拍摄光路与实验结果

选用 He-Cd 激光(441.6 nm)作光源,光致抗蚀剂 AZ-1350H 作全息记录介质,制作浮雕型彩虹全息,拍摄光路见图 3。

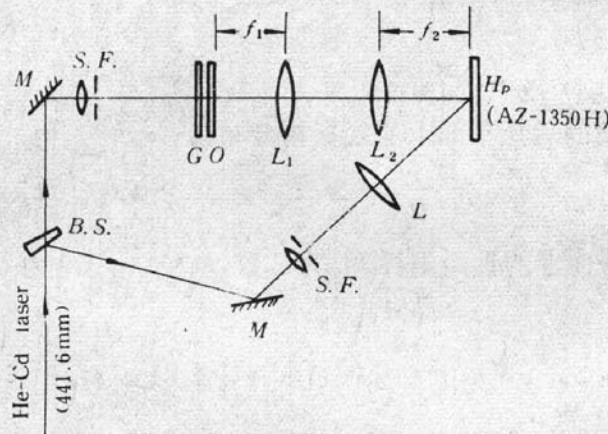


Fig. 3 Recording arrangement of a grating rainbow hologram

G — grating; O — object transparency; B. S. — beam splitter; S. F. — spatial filter

在物光路中采用了双透镜准 $4f$ 光学成像系统,其特点在于: 1) 将透明片置于 L_1 的前焦平面附近,而将全息干板置于 L_2 的后焦平面附近,透镜 L_1 对透明片中心的张角的正切与透镜 L_2 对全息片中心的张角的正切同时达到单透镜的相对孔径值。同单透镜成像相比,该记录系统能进一步有效地收集透明片散射后的光能,而且同时也扩大了像的观察视角。2) 通过改变两个透镜 L_1 和 L_2 的间距来调节光栅所产生的似狭缝通过 L_2 形成的像与全息干板的距离,一般认为这个距离约为 30 cm 左右时将最适合于彩虹全息图的观察的需要。

在我们的实验条件下,记录一张 $4 \times 4 \text{ cm}^2$ 的浮雕彩虹全息的曝光时间为 32 s,而用毛玻璃加实狭缝系统记录一张同样大小的浮雕彩虹全息则需要曝光时间大约 10 min。可见,采用光栅取代实狭缝和毛玻璃后,有效地提高了光能利用率从而大大缩短了拍摄记录时间。

4 讨 论

4.1 由于光栅所产生的狭缝是间断分布的(如图 2(a)),当人眼在水平方向上左右移动观

察其彩虹全息时,可以循环交替地观察到图像的再现与消失。因此,需要精心选择光栅的结构常数,以获得具有较好视觉效果的彩虹全息图。实验拍摄了“武大”徽标透明片的彩虹全息图,再现效果是令人满意的。

4.2 利用光栅产生间断狭缝的特点,如果对两张透明片进行两次曝光记录,并且在第二次曝光时使光轴在水平方向上偏转一个小角度(其大小为光栅一级衍射角的一半),这样第二次曝光产生的间断狭缝的亮纹正好位于第一次曝光产生的间断狭缝的暗纹的位置上,合成的效果则产生一个连续分布的狭缝,当人眼在水平方向上左右移动时,将观察到两幅图像循环交替地重现。

4.3 比较图 2(a)和(b),光栅所产生的狭缝在垂直方向上宽度窄,在水平方向上的线度长,狭缝呈点线状分布;而条形散斑屏则可以产生一个光强连续分布形式的狭缝,只是其定向扩展能力不如光栅。因此,同时使用一维光栅和条形散斑屏,将获得一个分布连续的、线度长的狭缝。

4.4 在透明片前面加入一维散射屏之后,利用双透镜成像系统,单透镜成像系统,或者是利用会聚光照明而不用透镜都可以记录彩虹全息图。利用双透镜和单透镜可以记录准像面型彩虹全息图,而利用会聚光照明而不用透镜则只能记录菲涅耳型彩虹全息图(例如文献[8])。在利用单透镜成像和利用会聚光照明下不用透镜记录彩虹全息时,狭缝到全息像的距离与全息像的水平观察视角互相制约,难以两全其美;而双透镜成像记录系统则可以比较灵活地调节狭缝与全息像之间的距离,并且同时保持全息像具有较大的水平观察视角。

4.5 利用一个正交光栅(或者是两个条纹正交放置的一维光栅),可以很容易地实现多狭缝的彩虹全息。例如,当在垂直方向上仅仅产生 0 级和 ± 1 级衍射时,则可以得到三个平行的水平狭缝,这将扩大彩虹全息图在垂直方向上的观察视角。此外,适当选择光栅在垂直方向上各衍射级之间的角度间距,可以拍摄得到消色全息图像。

参 考 文 献

- 1 S. A. Benton, *J. Opt. Soc. Am.*, **59**, 1545(1969)
- 2 H. Chen, F. T. S. Yu, *Opt. Lett.*, **2**, 85(1978)
- 3 C. P. Grover, H. M. Van Driel, *J. Opt. Soc. Am.*, **70**, 335(1980)
- 4 A. Beauregard, R. A. Lessard, *Appl. Opt.*, **23**, 3095(1984)
- 5 Mu Guoguang, Wang Zhaqi *et al.*, *Appl. Opt.*, **27**, 321(1988)
- 6 谢敬辉, 赵业玲 *et al.*, *光学学报*, **8**, 824(1988)
- 7 J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Mc Graw-Hill, New York, 1968, p. 83~90
- 8 于美文, *光学学报*, **6**, 207(1986)