

无透镜傅里叶变换法制作高衍射效率 多方向全息相位光栅

孙大璋 冯志超

(电子科技大学电子科学技术系 成都 610054)

提要 提出了一种记录多方向全息相位光栅的新光路,详细介绍了此光路的调整方法。采用四光路同时曝光,提高了光栅的衍射效率。给出了有实用价值的实验结果和理论分析要点。

关键词 无透镜傅里叶变换,多方向全息相位光栅,衍射效率

多方向全息相位光栅具有衍射分束、对照明光源成像和色散性能。它在全息显微术中作为全息漫反射体提供了理想的自成像方法,并且可以作为一种产生多重光束的紧凑元件^[1]。这种光栅还可用于图像放大,同时它在现代摄影技术的衍射彩虹镜头的制作中也得到了实际应用。这种光栅通常是采用两个平面波相交干涉,旋转全息片,多次曝光的方法制作^[1]。这种方法的缺点之一是同一张全息片多次曝光会使其衍射效率大为降低;二是受光路系统有限空间的限制,无法采用大口径准直透镜来获得大面积全息光栅。本文提出的无透镜傅里叶变换法^[2]省去了准直透镜,简化了光路,并采用多光束同时曝光的简便方法制作出了衍射效率高的、大面积的有实用价值的多方向全息相位光栅。用本文提供的方法制作的衍射彩虹镜头的质量可以与日本产的 MARUMI 和法国产的 HoyA 同类产品媲美,其衍射光还多一级。

1 四光路系统

图 1(a) 是记录多方向全息相位光栅的四光路系统,从激光器输出的 632.8 nm 氦氖激光,经分束器 BS₁ 分成两束后,再由分束器 BS₂ 和 BS₃ 分成四束光强相等的激光束,然后经全反镜 M₁, M₂, M₃ 和 M₄ 反射得到四束激光同时入射到全息片 P 的中心重合为一个光点 O。置于四光束中的扩束透镜 L₁, L₂, L₃ 和 L₄ (其焦距约为 10 mm,孔径为 12 mm) 使四光束扩束后形成四个球面波,这四个球面波在距扩束镜约 0.8 m 的全息片上形成四个同样大小的、光强按高斯分布的、重叠在一起的、直径约为 14 cm 的光斑。L₁, L₂, L₃ 和 L₄ 位于垂直于全息平台的同一个平面上,并分布在一个正方形的四个顶点上,如图 1(b) 所示。

2 光路的调整及光栅的制作

对上述光路系统的要求是:四光路等光程,全息图平面上的 4 个光斑对应部分的光强相

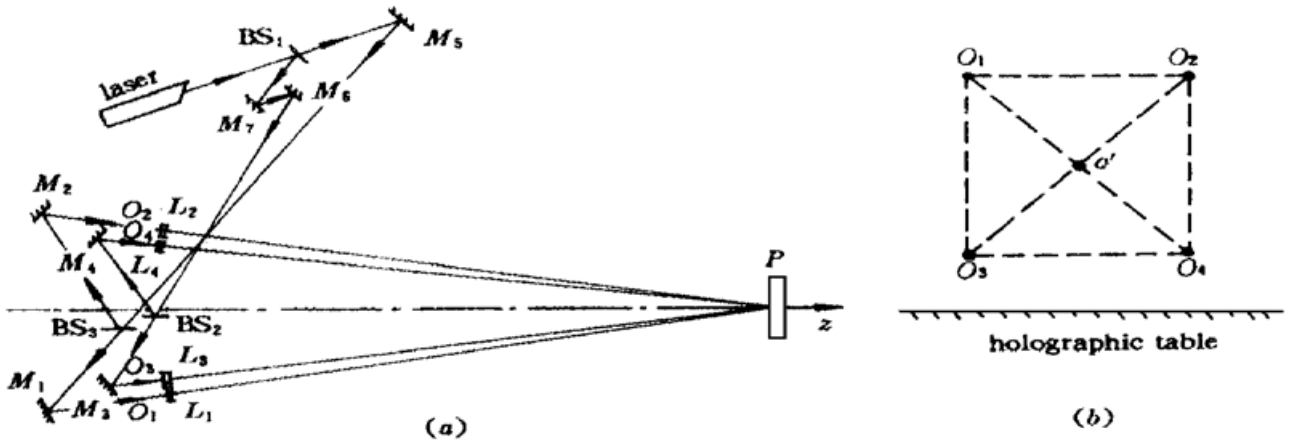


图 1 实验装置示意图

(a) 记录多方向全息相位光栅的光路; (b) 四点光源正方形

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental arrangement

(a) optical path for recording the multidirectional holographic phase gratings;

(b) the four-point light source takes the form of a square

等, 四光束的偏振方向尽可能接近。调整方法是: (1) 首先调节光束入射分束镜 BS₁, BS₂ 及 BS₃ 时的入射角, 使其分束比为 1:1, 每束激光功率约为 5 mW; (2) 调节全反射镜 M₁ ~ M₇ 的位置, 使四光路的光程相等; (3) 位置较高的全反射镜 M₁ 和 M₂ 应该用重物支撑, 以便满足防震的要求。调整好等光程和等光强之后, 4 光路同时曝光, 经显影、漂白处理之后就制作成一张多方向全息相位光栅。

3 光路的无透镜傅里叶变换分析

上述光路中从激光器输出镜到扩束透镜 L₁ ~ L₄ 这一段距离 d (≈ 1 m) 远小于所用激光器发出的激光高斯光束的准直距离 $D = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, 式中 $w_0 = 1.2$ mm 为平凹光腔的平面镜上的光斑半径, 即高斯光束的束腰半径, $D = \frac{\pi \times (1.2 \text{ mm})^2}{632.8 \text{ nm}} = 7.15$ m, 所以可以近似认为扩束透镜之前四光束都是平行光, 四个扩束透镜的焦点 O₁, O₂, O₃ 和 O₄ 分别是 4 个发散球面波的球心。为了分析这四个球面波在全息片上形成的干涉图形, 使用图 2 所示的三维坐标系统。设全息片的乳胶平面位于 xoy 平面上, 四个焦点(球面波的球心) 位于平行于 xoy 平面的 $x'o'y'$ 平面上, 且分布在以 o' 点为中心的正方形的 4 个顶点处。这 4 个点源球面波在全息片乳胶平面上任意一点 Q 处的复振幅分布为

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{a_1}{r_1} \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda} \overline{O_1 Q} \right] \\ A_2 &= \frac{a_2}{r_2} \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda} \overline{O_2 Q} \right] \\ A_3 &= \frac{a_3}{r_3} \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda} \overline{O_3 Q} \right] \\ A_4 &= \frac{a_4}{r_4} \exp \left[\frac{2\pi i}{\lambda} \overline{O_4 Q} \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 $a_1/r_1, a_2/r_2, a_3/r_3$ 和 a_4/r_4 为实振幅, $\overline{O_1Q}, \overline{O_2Q}, \overline{O_3Q}$ 和 $\overline{O_4Q}$ 为从 Q 点到四个点光源的距离。则 Q 点处的合成复振幅为 $(A_1 + A_2 + A_3 + A_4)$, 从而 Q 点处的光强分布可表示为:

$$I(Q) = (A_1 + A_2 + A_3 + A_4)(A_1^* + A_2^* + A_3^* + A_4^*) = \\ (A_1A_1^* + A_2A_2^* + A_3A_3^* + A_4A_4^*) + (A_1A_2^* + A_2A_1^*) + \\ (A_1A_3^* + A_3A_1^*) + (A_1A_4^* + A_4A_1^*) + (A_2A_3^* + A_3A_2^*) + \\ (A_2A_4^* + A_4A_2^*) + (A_3A_4^* + A_4A_3^*) \quad (2)$$

在实验光路中的 4 个点源与光轴相距很近, 且距离全息图平面较远的近轴条件下, 上式中第一个括号中的各项 $A_1A_1^*, \dots$ 可近似看成不随坐标变化的常量, 即背景光强, 其余 6 个括号项为 4 个点源波的干涉项, 即形成多组干涉条纹的光强分布。与 4 个点源波两两一组曝光 6 次相比较(后者会产生 12 个常数项) 少了 8 个常数项, 从而降低了背景光强, 提高了条纹的对比度, 增加了衍射效率。

我们取其中任意两个光波 O_1 和 O_2 的干涉项为代表, 分析干涉条纹的形状。根据双光束干涉原理, O_1 和 O_2 光波在全息片上干涉时, Q 点处的光强分布为

$$I_{1,2}(Q) = \left[\frac{a_1}{r_1} \right]^2 + \left[\frac{a_2}{r_2} \right]^2 + 2 \frac{a_1}{r_1} \cdot \frac{a_2}{r_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (3)$$

式中 φ_1 和 φ_2 为此二球面波传播到 Q 点时的相位值, 其差值 $\varphi_1 - \varphi_2$ 决定了干涉条纹的光强分布, 且

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(\Delta l) \quad (4)$$

式中 Δl 是光线从点源 O_1 和 O_2 传播到 Q 点时的光程差, 它的值取决于两个点源的坐标 $(x'_1, y'_1, Z_1), (x'_2, y'_2, Z_2)$ 以及 Q 点的坐标 $(x, y, z = 0)$ 。在上述近轴光条件下, 近似有

$$\Delta l = (x^2 + y^2) \left[\frac{1}{2Z_1} - \frac{1}{2Z_2} \right] - x \left[\frac{x'_1}{Z_1} - \frac{x'_2}{Z_2} \right] - y \left[\frac{y'_1}{Z_1} - \frac{y'_2}{Z_2} \right] \quad (5)$$

对于点源 O_1 和 O_2 有 $y'_1 = y'_2, x'_1 = -x'_2$ 及 $Z_1 = Z_2$, 故有

$$\Delta l = -x \left[\frac{x'_1}{Z_1} - \frac{x'_2}{Z_2} \right]$$

从而

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{x'_1}{Z_1} - \frac{x'_2}{Z_2} \right] x \quad (6)$$

此式说明: 由 $(\varphi_1 - \varphi_2)$ 决定的干涉条纹的光强分布不依赖于 y 坐标; $(\varphi_1 - \varphi_2) \propto x$, 沿 x 轴方向的条纹空间频率为

$$\xi_x = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial x}(\Delta l) = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial}{\partial x} \left[-x \left[\frac{x'_1}{Z_1} - \frac{x'_2}{Z_2} \right] \right] = \\ \frac{1}{\lambda} \left[\frac{x'_2}{Z_2} - \frac{x'_1}{Z_1} \right] = \text{常值} \quad (7)$$

可见干涉条纹是等间距的。由(6)和(7)式可以判断。点源波 O_1 与 O_2 在全息平面上的干涉条纹是一些平行于 y 轴的等间距直条纹。类似的推导可以证明其余几组干涉条纹也是等间距直条纹, 只是条纹的取向不同。

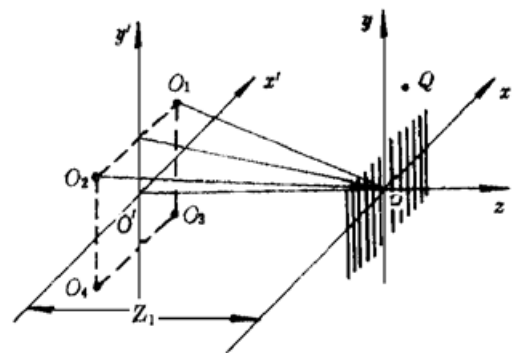


图 2 三维矩形坐标系

Fig. 2 Three-dimensional rectangular coordinate system

由图 2 可见,取一级近似时,比值 $x'_1/Z_1 \approx \tan\alpha_1 \approx \alpha_1$, 同理, 比值 $x'_2/Z_2 \approx \alpha_2$ (α_2 与 α_1 分别位于光轴的两侧), 我们把(7) 式中的 ξ_x 写成

$$\xi_x = \frac{1}{\lambda}(\alpha_2 - \alpha_1) = \text{常值} \quad (8)$$

此式表明: 如果点源 O_1 和 O_2 在距全息片无限远处($Z_1 = Z_2 \rightarrow \infty$), 而 $x'_1/Z_1 \approx \alpha_1$ 以及 $x'_2/Z_2 \approx \alpha_2$ 仍然为有限值, (8) 式仍然有效。从无限远的点源到达全息片的波是平面波, 它们是点源的远场图形或傅里叶变换。因此(6) 式和(8) 式表示的直线条纹系统可以看作是一个平面参考波和点物 O_1 的傅里叶变换的干涉。图 2 中形成的全息图不仅可以用参考点源 O_2 照明以产生 O_1 的影像, 而且同样可以用一个平面波照明, 再现一个相当于 O_1 的傅里叶变换的平面波。可见, 无透镜傅里叶变换全息图相当于两个相交平面波形成的全息图。



图 3 四个球面波产生的干涉显微照片
Fig. 3 Micrograph of the interference due to four spherical waves

实验制作的多方向全息相位光栅在显微镜下观察到的干涉图形如图 3 所示。实际观察到的是三维浮雕状态的相位光栅, 图 3 的照片是聚焦在浮雕形光栅的某一深度上拍摄的。另外, 用准直的氦氖激光垂直入射到该光栅平面上, 入射光功率 $I_i = 36 \text{ mW}$; 由于是浮雕形相位光栅, 在光栅平面后方出现了多个方向的衍射光, 而且每个方向的衍射光都是多级的。图 4 示出了衍射图样的照片。在光栅平面后面适当距离处测到的中央零级和零级周围 8 个方向的一级衍射光强分布示于图 5。

4 实验结果和讨论

实验制作的

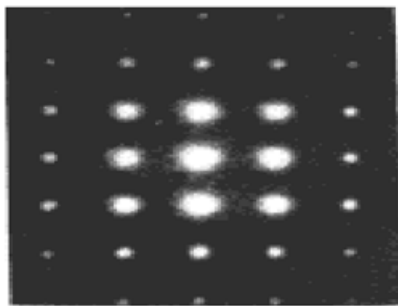


图 4 光栅衍射图样产生的照片
Fig. 4 Photograph of the diffracted pattern due to a grating

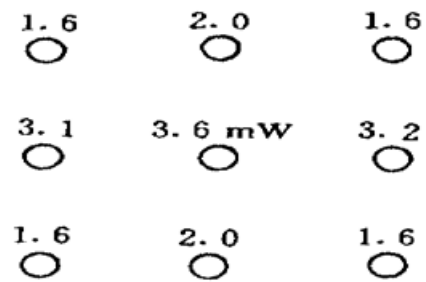


图 5 中央零级和零级周围的一级衍射光点
Fig. 5 Central zero-order and its around first-order diffracted light points

由图中的 8 个一级衍射光强之和 $\sum I_{d1}$ 与入射光强之比算出该光栅的衍射效率

$$\eta = \frac{\sum I_{d1}}{I_i} = \frac{1.6 + 2.0 + 1.6 + 3.2 + 1.6 + 2.0 + 1.6 + 3.1}{36} = 46.3\%$$

讨论: (1) 配置成无透镜傅里叶变换光路的 4 个点源波, 在近轴光条件下可以形成多组不同方向的等间距的直线状干涉条纹, 经漂白处理后形成多方向浮雕形全息相位光栅; (2) 采用 4 光路同时曝光的方法, 降低了背景光强, 提高了衍射效率; (3) 本实验用的是多纵模激光器,

若改用单纵模氦氖激光以提高光源的相干性。可进一步提高光栅的衍射效率;(4) 作为实用举例,用本文的方法制作的具有十字叉形和米字形衍射光的摄影镜头在衍射光亮度和级次数量上可以与市售的同类进口产品媲美,并为国内几个厂家接受。

致谢 感谢李慎老师在拍摄显微照片时给予的帮助。

参 考 文 献

- 1 S. C. Som, C. J. Budhiraja. Multidirectional holographic phase gratings. Ⅰ. Production and diffraction properties. *Optica Acta*, 1981, **28**(9) : 1225~ 1240
- 2 Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H.. *Optical Holography*. New York : Academic Press, 1971

High Efficient Diffractive Multidirectional Holographic Phase Gratings Produced by Lensless Fourier Transform

Sun Dazhang Feng Zhichao

(*University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054*)

Abstract A new recording system for generating the multidirectional holographic phase gratings is presented. An adjusting method of the system is discussed in detail. Adopting a method of four-light beam exposure at the same time, the diffraction efficiency of the gratings is increased. Theoretical interpretation of the experimental results is outlined.

Key words lensless Fourier transform, multidirectional holographic phase grating, diffraction efficiency