

## 旋转光楔多重一步彩虹全息术\*

高淑梅 陈浩

(徐州师范大学物理系, 徐州, 221009)

**摘要:** 根据旋转光楔多重全息术和一步彩虹全息术基本原理, 讨论了采用旋转光楔实现多重一步彩虹全息术的原理, 进而用 He-Ne 激光光源, 获得了在同一块干版上记录的多个彩虹全息图, 并可在白光下同时再现的多重一步彩虹全息像。理论分析和实验结果基本吻合。结果表明, 该技术简单易行, 有广泛的应用价值。

**关键词:** 多重彩虹全息 旋转光楔 同时再现 狭缝

## Multiplex one-step rainbow holography with rotating prism

Gao Shumei, Chen Hao

(Xuzhou Normal University, Xuzhou, 221009)

**Abstract:** Based on the multiplex holography with rotating prism and one-step rainbow holography, a multiplex one-step rainbow holography with rotating prism is presented. Its principle is discussed in detail. It is possible to record many rainbow holograms by rotating prism and multiple exposure way with ordinary He-Ne laser on single holographic plate, and reconstruct with white light at the same time. The experimental results conform to theoretical analysis.

**Key words:** multiplex rainbow holography rotating prism reconstruction at the same time slit

## 引 言

彩虹全息术可采用白光再现, 因而在全息术中占有重要的位置。制作彩虹全息图的方法有多种<sup>[1~4]</sup>, 它们各有优点。我们着重讨论旋转光楔多重一步彩虹全息术的原理, 在最基本的一步彩虹全息术的基础上, 充分利用全息记录的冗余性, 将旋转光楔多重全息技术<sup>[5]</sup>运用于一步彩虹全息技术中, 获得了旋转光楔多重一步彩虹全息图和可在白光下同时再现的多重彩虹全息像。作者提出的旋转光楔多重一步彩虹全息术具有成本低廉、简便实用、可在白光下

\* 江苏省教委 SL9508 资助项目。

Cr<sup>4+</sup>: YAG 的初始透过率。

## 参 考 文 献

- 1 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京: 科学出版社, 1995
- 2 Chen Y F, Kao C F, Huang T M *et al.* IEEE Photon Technol Lett, 1997; 9(11): 1469~ 1483
- 3 Zhong X, Zhao Sh Zh, Wang Q P *et al.* IEEE J Q E, 1997; 33(12): 2286~ 2294

作者简介: 杨春林, 男, 1972 年 6 月出生。硕士。现从事激光物理及应用的研究。

同时再现,并且在某一范围内还可同时观看到不同颜色的多幅彩虹全息像等优点。

### 1 原理

实验光路示于图 1, 根据几何光学原理, 被记录物体  $O$  置于由透镜  $L_1$  和  $L_2$  组成的成像系统的 2 倍的焦距附近, 使倒立的、大小几乎不变的物像  $o'$  位于记录干版的前面约为 5cm 处, 狭缝  $S$  置于一倍焦距外附近, 使狭缝像  $s'$  为放大的实像、位于全息干版的后面, 以

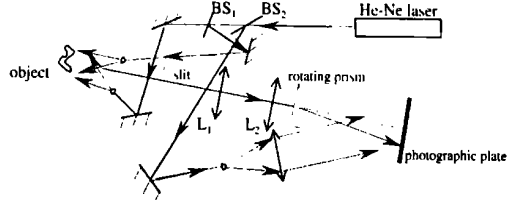


Fig. 1 Optical system for recording a multiplex one step rainbow hologram with rotating prism

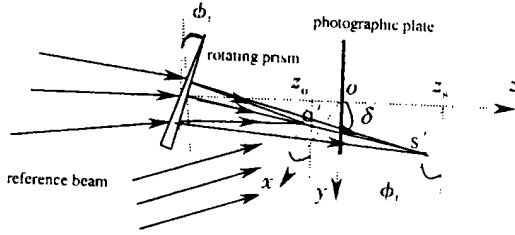


Fig. 2 Analysis of the rotating prism modulating the object and slit

增大再现现场。图中,  $BS_1, BS_2$  为可调分束镜。

如图 2 所示,  $o'$  和  $s'$  同时受光楔的调制。将坐标系建立在全息干版上,  $x-y$  面在全息记录平面上, 成像系统的光轴作为  $z$  轴, 并沿着光波的传播方向, 如图 3 所示, 光楔迎光面与  $z$  轴垂直, 而且可在  $z = -z_p$  的平面内转动 ( $z_p$  是光楔到干版的距离)。顺着光的传播方向观察, 逆时针转动时转角  $\phi_i$  取正值。设该光楔顶棱与  $y$  轴负半轴垂直相交时  $\phi = 0$ , 第  $i$  次曝光时 ( $i = 1, 2, \dots, n$ ), 光楔转过  $\phi$  角, 则  $o'$  和  $s'$  也同步移过  $\phi$  角。这时, 若  $o'$  的中心为  $(x_{oi}, y_{oi}, z_{oi})$ ,  $s'$  的中心为  $(x_{si}, y_{si}, z_{si})$ , 则:

$$\begin{cases} x_{oi} = (z_p - z_o) \tan \delta \sin \phi_i \\ y_{oi} = (z_p - z_o) \tan \delta \cos \phi_i \\ z_{oi} = -z_o \end{cases} \quad (1)$$

$$x_{oi}^2 + y_{oi}^2 = a^2 \quad (2)$$

$$\begin{cases} x_{si} = (z_p + z_s) \tan \delta \sin \phi_i \\ y_{si} = (z_p + z_s) \tan \delta \cos \phi_i \\ z_{si} = z_s \end{cases} \quad (3)$$

$$x_{si}^2 + y_{si}^2 = b^2 \quad (4)$$

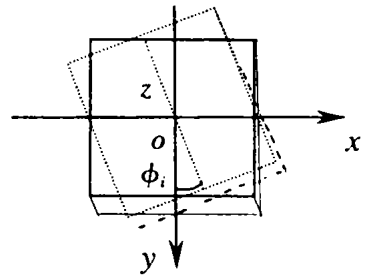


Fig. 3 The prism rotates on the  $x-y$  plane

式中,  $\delta = (n - 1) \theta$  为入射光通过光楔后的偏向角<sup>[6]</sup>,  $n$  为光楔介质的折射率,  $\theta$  为光楔的楔角,  $a = (z_p - z_o) \tan \delta$ ,  $b = (z_p + z_s) \tan \delta$ 。

设被记录物场为由  $o'$  和  $s'$  上的点源发出的球面波, 波长为  $\lambda_0$ ,  $(x, y, 0)$  为记录平面上的一点, 在菲涅耳近似条件下, 该点处两物光波可分别表示为<sup>[7]</sup>:

$$O_{oi} = O_{o0} \exp[j\Phi_{oi}] = O_{o0} \exp[j\pi(x^2 + y^2 - 2xx_{oi} - 2yy_{oi}) / \lambda_0 l_o] \quad (5)$$

$$O_{si} = O_{s0} \exp[j\Phi_{si}] = O_{s0} \exp[j\pi(x^2 + y^2 - 2xx_{si} - 2yy_{si}) / \lambda_0 l_s] \quad (6)$$

按所建坐标系的规定,  $o'$  到原点的距离  $l_o$ 。在原点的左边为负值;  $s'$  到原点的距离  $l_s$  在原点的右边为正值, 所以,  $l_o = -(x_{oi}^2 + y_{oi}^2 + z_o^2)^{1/2}$ ;  $l_s = (x_{si}^2 + y_{si}^2 + z_s^2)^{1/2}$ 。

若以波长为  $\lambda_0$ 、平行于  $x-z$  平面、与  $z$  轴的夹角为  $\alpha$  (与  $x$  轴的夹角为  $\pi/2 + \alpha$ ) 的平行光作参考光, 则在记录平面上参考光为:  $R = R_0 \exp[j\Phi_r] = R_0 \exp[j(2\pi/\lambda_0) x \sin \alpha]$  (7)

若干版经过  $n$  次曝光, 记录了  $n$  个全息图像。在线性记录的条件下, 为讨论方便, 采用波

长为  $\lambda$ , 与原参考光方向相同的平行光:  $C = C_0 \exp[j \varphi_c] = C_0 \exp[j(2\pi/\lambda) x \sin \alpha]$  (8)

照射全息图, 则透过全息图的光波(略去无关的项和常数因子)为:

$$T(x, y) = C \sum_{i=1}^n |O_{oi} + O_{si} + R|^2 =$$

$$C \sum_{i=1}^n (|O_{oi}|^2 + |O_{si}|^2 + |R|^2) + \sum_{i=1}^n C(O_{oi}O_{si}^* + O_{oi}^*O_{si}) +$$

$$\sum_{i=1}^n C(O_{oi} + O_{si})R^* + \sum_{i=1}^n C(O_{oi} + O_{si})^*R \quad (9)$$

上式第 1 项代表直射光; 第 2 项是两物之间的互相干项, 在离轴全息记录情况下, 可以做到不干扰物体的再现像; 第 3、第 4 项分别代表所记录物场再现的原始像和共轭像。将(5)~(8)式代入(9)式中第 3 项, 则全息图再现的原始像光波为:

$$\sum_{i=1}^n C(O_{oi} + O_{si})R^* = \sum_{i=1}^n C_0 R_0 \{ O_{o0} \exp[j(\varphi_c + \varphi_{oi} - \varphi_r)] + O_{s0} \exp[j(\varphi_c + \varphi_{si} - \varphi_r)] \}$$

在一级近似的条件下, 再现像点  $(X_{oi}, Y_{oi}, Z_{oi})$  和  $(X_{si}, Y_{si}, Z_{si})$  为理想像点, 所以该再现像的位相函数为:  $\Phi_{oi} = \varphi_c + \varphi_{oi} - \varphi_r = (2\pi/\lambda)(x^2 + y^2 - 2xX_{oi} - 2yY_{oi})/2L_o$  (10)

$$\Phi_{si} = \varphi_c + \varphi_{si} - \varphi_r = (2\pi/\lambda)(x^2 + y^2 - 2xX_{si} - 2yY_{si})/2L_s \quad (11)$$

式中,  $L_o^2 = X_{oi}^2 + Y_{oi}^2 + Z_{oi}^2$ ,  $L_s^2 = X_{si}^2 + Y_{si}^2 + Z_{si}^2$ 。

将(5), (7) 式和(8)式代入(10)式, 比较可得物像关系式:

$$\begin{cases} L_o = \lambda_0 l / \lambda \\ X_{oi} = x_{oi} + x_{0o} \\ Y_{oi} = y_{oi} \end{cases} \quad (12)$$

式中,  $x_{0o} = (1 - \lambda_0/\lambda) l_o \sin \alpha$ 。由于  $l_o < 0$ , 则  $L_o < 0$ , 因而  $o'$  的再现原始像为虚像。将(1)式代入(12)式, 整理得:

$$\begin{cases} X_{oi}^2 + Y_{oi}^2 + Z_{oi}^2 = L_o^2 \\ [X_{oi} - X_{0o}]^2 + Y_{oi}^2 = a^2 \end{cases} \quad (13)$$

可见对某一波长而言,  $o'$  再现像的轨迹是一个球心在原点上、半径为  $L_o$  的球面与一个轴平行于  $z$  轴、并通过  $(x_{0o}, 0, 0)$  点的、半径为  $a$  的圆柱面相交的、似圆的空间闭合曲线, 即各再现像不在同一平面上。并且如果是白光照射, 随着波长的增大, 轨迹的中心沿  $x$  轴负方向分布, 从而形成彩虹全息图像。

同理可得:

$$\begin{cases} L_s = \lambda_0 l_s / \lambda \\ X_{si} = x_{si} + x_{0s} \\ Y_{si} = y_{0s} \end{cases} \quad (14)$$

式中,  $x_{0s} = (1 - \lambda_0/\lambda) l_s \sin \alpha$ , 而  $l_s > 0$ , 则  $L_s > 0$ , 因此, 狭缝的再现原始像为实像, 其轨迹为:

$$\begin{cases} X_{si}^2 + Y_{si}^2 + Z_{si}^2 = L_s^2 \\ [X_{si} - x_{0s}]^2 + Y_{si}^2 = b^2 \end{cases} \quad (15)$$

比较(13)和(15)两式可见, 它们的轨迹的形状很相似。因为  $a$  和  $b$  的不同, 所以轨迹的大小亦不同。但与(13)式所不同的是, 在白光照射的情况下, 随着波长的增大, 轨迹的中心向  $x$  轴方向分布。而观察者所看到的正是通过狭缝所展示的色彩分布。记录过程中, 参考光的方向不变, 故所有的彩虹全息像能同时再现, 因此, 只要改变观看角度即可看到全部彩虹全息像。而狭缝的像是放大的实像, 只要适当调整  $z_p$  或  $\theta$ , 再现像的轨迹上不同位置、不同颜色的狭缝

彩虹全息像,可能相互重叠,因而在同一位置可看到多个彩虹全息像。

## 2 实验与讨论

采用图 1 所示光路,实验用 1m 长的 He-Ne 激光器作为记录光源,波长  $\lambda_0=632.8\text{nm}$ 。L<sub>1</sub> 和 L<sub>2</sub> 是两个完全相同的消色差成像透镜,焦距为 40cm,两透镜的间距为 26cm;被拍摄物体是高约 4cm,宽为 1.5cm 的小塔(钥匙坠),它到 L<sub>1</sub> 的距离是 38cm;狭缝的缝宽为 0.2cm,到 L<sub>1</sub> 的距离是 18cm;光楔的楔角为  $10^\circ$ 。实验拍摄了 4 个通道和 6 个通道,  $z_p$  分别为 25cm 和 20cm,如图 4 和图 5 所示,它们都是在白光再现下翻拍的黑白照片,图中 a, b, c 是从不同角度拍摄的。可见,在光楔的楔角  $\theta$  一定的条件下,  $z_p$  越小,越容易同时看到(图 5a 比图 4a 看到的更全)。



Fig. 4 The reconstructed images from a fourfold rainbow hologram with white light



Fig. 5 The reconstructed images of a six-times exposed rainbow hologram with white light

需要注意的是:(1) 这里所记录的全息图像应该是倒立的,为方便观看,再现时,将全息图在  $x-y$  平面内旋转  $180^\circ$ ,再现光从另一方向照射,得到的是正像;(2) 同一张照片所看到的不同位置的物体的全息像,其颜色是不同的,从左向右排列,波长向短波方向移动,与前面的理论讨论的倒立像的分布方向刚好反向;(3) 由于各再现像不在同一平面内,而物体又小,采用近距离拍摄,景深难以增大,故图 4 和图 5 中的全息像有虚有实,又由于黑白胶卷对各波长的感光灵敏度不同,故图中所看到的全息像的亮度差异较大,如果拍成彩色照片,每个像的亮度就基本相同了;(4) 记录重数越多,噪声越大。

实验结果与前面的理论比较,可看出两者是基本吻合的。所以,该技术是可行的,它还可推广应用到其它的一步彩虹全息技术中,因此,有广泛的应用价值。掌握恰当记录和处理方法,可以最大限度地提高衍射效率,以弥补多次曝光在一定程度上对全息图的衍射效率影响。

### 参 考 文 献

- 1 Hariharan P. Optical Holography. Cambridge: Cambridge University Press, 1986: 124~ 127
- 2 Guan Ch X, Wang Z Y, Li D M. Appl Opt, 1999; 38(17): 3726~ 3229
- 3 范 诚,江朝川. 中国激光, 1992; 19(6): 456~ 461
- 4 Tamura P N. Appl Opt, 1978; 17(21): 3343
- 5 林有义,胡克莉,吴健南. 光学学报, 1992; 12(5): 437~ 440
- 6 母国光,战元令. 光学. 北京:人民教育出版社, 1979: 37
- 7 于美文著. 光全息学及其应用. 北京:北京理工大学出版社, 1996: 74~ 84

\* \* \*

作者简介:高淑梅,女,1961年12月出生。副教授,博士研究生。长期从事激光全息技术的科研和教学工作。