

# 似狭缝合成一步彩虹全息术的实验研究

张申如 林树庄 邓晓燕  
(南京通信学院理化室)

## 提 要

本文阐述了似狭缝合成一步彩虹全息术缝宽表达式中总位移量的限制, 讨论并实验演示了用双透镜成象系统增大物象放大率可变范围及形成全息原始象的改进光路, 从而增加了该技术应用的灵活性。

关键词: 似狭缝合成, 一步彩虹全息。

在拍摄象全息图时用均匀移动场<sup>[1, 2]</sup>或透镜<sup>[3, 4]</sup>等可以在某确定位置得到人工合成的似狭缝(slitlike), 形成有实际应用价值的一步彩虹全息术。由于取消了拍摄时的实际狭缝, 该技术大幅度地提高了物照明光源光能利用率, 并减弱了全息象的斑纹噪声, 尤其是移动成象透镜方法还具有设备简单、操作方便的优点, 具有很大的吸引力。

然而描述合成似狭缝缝宽的公式  $W = \frac{2\lambda f^{[4]}}{\Delta s}$  其准确性受限于总位移量, 本文第一部分将从理论和实验两方面阐述这个限制。移动成象透镜所合成的似狭缝定位于成象透镜平面<sup>[4]</sup>, 并在过透镜光心垂直于移动方向的直线上。然而由于实际人眼观察彩虹全息的要求, 再现的狭缝实象应位于全息图前某一适当位置, 例如手持全息片观察时常数为 30~40 cm。这个要求限制了该成象系统的象距, 也即物的放大率。本文第二部分讨论了用双透镜成象拓宽放大率范围的改进方案, 从而增大了此技术应用的灵活性。本文第三部分提出了应用合成似狭缝形成原始象的光路。

## 一、透镜总位移量的限制

图 1(a)为记录似狭缝一步彩虹全息的光路示意图。待记录物体  $O$  散射激光在物平面振幅分布为  $O(x, y)$ 。这里已将三维散射物简化为二维表示。参考光  $R$  可以是准直的平行光, 也可以是球面波。

记录时物光波  $O(x, y)$  衍射至透镜面, 经透镜相位变换后光场振幅

$$O_2(x', y') \propto \exp\left[-jk \frac{(x'+\varepsilon)^2 + y'^2}{2f}\right] \iint_{(x, y)} O(x, y) \exp\left[-jk \frac{(x'-x)^2 + (y'-y)^2}{2P}\right] dx dy. \quad (1)$$

图示的  $P < 0$ 。这里已利用了图 1(b)所示的透镜位移关系, 并略去了全部与成象无关的复常系数。

合成似狭缝技术理论处理的关键是利用  $\varepsilon$  是微小变量的假设, 略去了与  $\varepsilon^2$  有关的相位

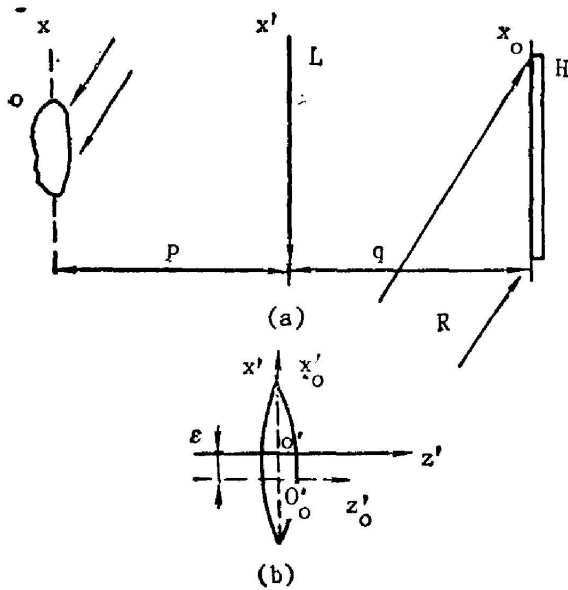
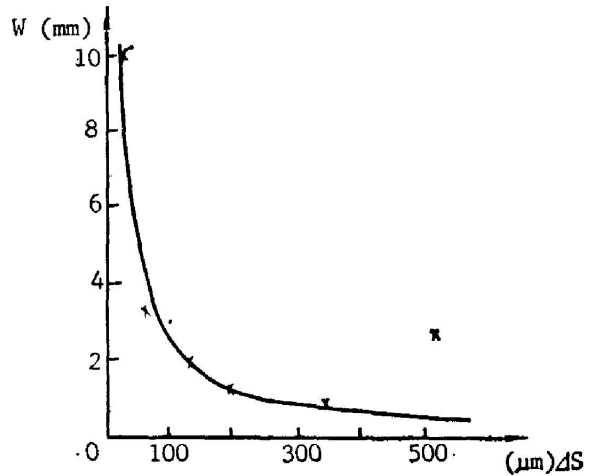


Fig. 1

(a) Schematic diagram of one-step rainbow holography with synthesized slit; (b) Lens shift relation

Fig. 2 Curve of  $W$  versus  $\Delta S$ 

项, 即将(1)式近似为

$$\begin{aligned}
 O_2(x', y') &\cong \exp\left[-jk \frac{\varepsilon x'}{f}\right] \exp\left[-jk \frac{x'^2 + y'^2}{2f}\right] \\
 &\times \iint_{(x, y)} O(x, y) \exp\left[-jk \frac{(x' - x)^2 + (y' - y)^2}{2P}\right] dx dy \\
 &\cong \exp\left[-jk \frac{\varepsilon x'}{f}\right] O_1(x', y').
 \end{aligned} \quad (2)$$

该光波衍射至干板记录面, 并与参考光  $R$  干涉。在曝光过程中连续移动透镜使  $\varepsilon$  在  $-\frac{\Delta S}{2}$  至  $\frac{\Delta S}{2}$  之间均匀变化。控制曝光时间  $t$  使全息图工作在线性工作范围。处理后的全息片  $H$  用原参考光的共轭光  $R^*$  再现, 则重现的共轭象衍射至原透镜位置处的光波已证明<sup>[4]</sup> 受  $\text{sinc}$  函数调制, 相当于在透镜平面形成了一限束的似狭缝象。缝宽  $W$  为

$$W = 2\lambda / \Delta S. \quad (3)$$

这个结论已为文献[4]所指出, 但(3)式在什么条件下能正确地描述缝宽呢? 图2示出了我们实验中可以不同位移量  $\Delta S$  用共轭光( $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ )再现在相应透镜( $f = 180 \text{ mm}$ )位置所测得一系列缝宽  $W$  与位移量  $\Delta S$  的关系曲线。实线代表着由(3)式计算得到的理论曲线。“×”标志测量值。在缝宽不太小的范围内, 两者尚能吻合, 但当位移量增大至  $200 \mu\text{m}$  以上, 我们发现似狭缝象与理论值相比亮区明显增宽, 其中还含有可分辨的明暗结构, 这样的狭缝分布干扰了缝宽测量, 也干扰了彩虹全息象的象质。究其原因, 除透镜移动不均匀外, 我们认为还由于随位移量  $\Delta S$  增大, (1)式向(2)式近似程度会显著地恶化。为说明这一点, 对不忽略二次相位因子似狭缝调制因子项  $L(x', \Delta S)$  进行了数值研究。

$$L(x', \Delta S) = \frac{1}{\Delta S} \int_{-\frac{\Delta S}{2}}^{\frac{\Delta S}{2}} \exp \left[ jk \left( \frac{ex'}{f} + \frac{e^2}{2f} \right) \right] ds. \quad (4)$$

为此将积分区间  $\left(-\frac{\Delta S}{2}, \frac{\Delta S}{2}\right)$  划分成  $2N$  个等间隔的更微小的区间, 并近似认为在这些微小区间内二次相位因子  $\exp \left[ jk \frac{e^2}{2f} \right]$  因相对变化缓慢而为常数。从而得到积分值的级数求和式:

$$L(X, S) \approx \sum_{n=1}^N \exp \left( j2\pi \frac{n^2}{N^2 S^2} \right) \left[ \frac{n}{N} \operatorname{sinc} \left( 2\pi \frac{n}{N} X \right) - \frac{n-1}{N} \operatorname{sinc} \left( 2\pi \frac{n-1}{N} X \right) \right]. \quad (5)$$

表达式中采用了归化总位移参量  $S = \frac{2\sqrt{2\lambda f}}{\Delta S}$  及归化缝坐标变量  $X = \frac{\Delta S}{2f\lambda} x'$ 。我们取  $N = 20$ , 数值计算了上述积分, 并将结果示于图 3 之中。参数  $S \rightarrow \infty$  相应于略去二次相位因子情况, 结果回到典型的  $\operatorname{sinc}$  函数。可是随着  $S$  的减小, 二次相位项影响逐渐增大, 积分幅值越益偏离  $\operatorname{sinc}$  函数, 它表现为次极大逐渐与主极大连成一片, 亮区展宽, 其中呈现可分辨的明暗结构。当  $S \leq 1$ , 甚至中央部位相对变暗, 极大位置向两侧推移。取尚未明显展宽的  $S \geq 3 \sim 4$  (当然仍存在着某种任意性), 它相应于二次相位因子引起的最大光程偏离小于  $\lambda/S^2$ , 即  $\frac{\lambda}{9} \sim \frac{\lambda}{16}$  之间。现将此作为 (1) 式

向 (2) 式近似的条件, 即

$$\frac{(\Delta S/2)^2}{2\lambda f} \leq \frac{1}{9} \sim \frac{1}{16},$$

$$\therefore \Delta S \leq \left( \frac{2}{3} \sim \frac{2}{4} \right) \sqrt{2\lambda f}. \quad (6)$$

对我们选择的参数  $\Delta S \leq (359 \sim 239) \mu\text{m}$ , 它们相应由 (3) 式算出的缝宽  $W \geq 0.64 \sim 0.95 \text{ mm}$ 。这也就是说

条件 (6) 限制着实验中可取的最大位移量, 因而也限制着合成似狭缝的最小宽度。不过, 一个不小于  $0.95 \text{ mm}$  的狭缝也是实际用人眼观察一般彩虹全息图的当然要求。

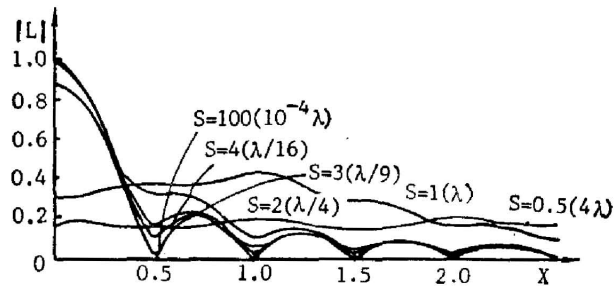


Fig. 3 The effect of two-order phase factor on the slitline modulation factor

## 二、拓宽放大率似狭缝合成一步彩虹全息术

移动透镜的一步彩虹方法所合成的似狭缝定位于透镜平面, 为使狭缝实象保持在适宜观察彩虹效应的位置, 使用图 1(a) 光路会限制象的放大率。例如对于所用透镜  $f = 180 \text{ mm}$ ,  $q$  希望限定在  $30 \sim 40 \text{ cm}$  范围内, 透镜象的放大率  $M$  则限制在  $-0.67$  至  $-1.22$  之间。为了仍保持狭缝定位于上述  $q$  范围之内, 同时实现更宽范围内放大率可调, 我们采用如图 4 所示的双透镜  $L_1, L_2$  成象系统, 并将曝光期间所需移动的透镜  $L_2$  置于确定的象距  $q$  处 (如  $30 \sim 40 \text{ cm}$  间)。

按图 4 所示符号, 物象位置和放大率应有如下关系:

$$\frac{1}{x} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f_1}, \quad M_1 = \frac{f_1}{f_1 + p}, \quad \frac{1}{q} - \frac{1}{x-d} = \frac{1}{f_2}, \quad M_2 = \frac{f_2 - q}{f_2}. \quad (7)$$

其中  $x$  为对透镜  $L_1$  的象距。为使总放大率  $M = M_1 \cdot M_2$  具有某预先确定值, 可以通过适当选择物距  $p$  及两透镜间距  $d$  来实现。经简单运算

$$\left. \begin{aligned} p &= f_1 \left[ \frac{f_2(1-M) - q}{Mf_2} \right], \\ d &= \frac{f_1 f_2 (1-M) - q(f_1 + f_2)}{f_2 - q}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

当然为使结果合理, 得到的  $p, d$  还应满足  $p \leq 0, d \geq 0$ 。

例如对  $f_1 = 420 \text{ mm}, f_2 = 180 \text{ mm}, q = 350 \text{ mm}$ , 选择  $M = -1.5$ , 所得到的  $p = -148 \text{ mm}, d = 137 \text{ mm}$ 。我们按上述数据安排实验光路(由于透镜厚度等原因, 实际光路仍需调整)记录了似狭缝合成一步彩虹全息图。物横向放大率接近预期的  $-1.5$ , 用共轭光再现, 在全息片前约  $350 \text{ mm}$  处得到了所预期的合成狭缝。图 5 示出了合成狭缝全息象及狭缝象照片。

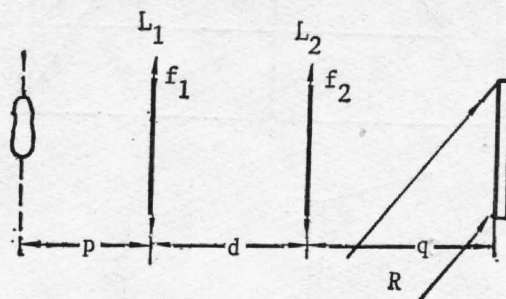


Fig. 4 Optical system used to record a rainbow hologram with a synthesized slitlike



(a)



(b)

Fig. 5

- (a) White-light reconstructed image  
(b) Image of the synthesized slitlike

### 三、可重现原始象的合成似狭缝一步彩虹全息

上述用共轭参考光重现的物象为共轭全息象。为与传统一步彩虹技术中原始象的重现<sup>[3]</sup>相应, 我们也进一步考虑合成狭缝一步彩虹重现原始象的方法。实际上可以用各种不同方法来实现这一点。图 6 示出了其中较简单的一种光路。(a)为记录光路, (b)为重视光路。与图 1(a)不同, 现在记录时用位于全息片前距离  $l$  的倾斜球面波作参考光, 再现时用同方向倾斜的平面光波照明。类似文献 [4] 的推导可知在全息片后距离  $z$  处定位的合成

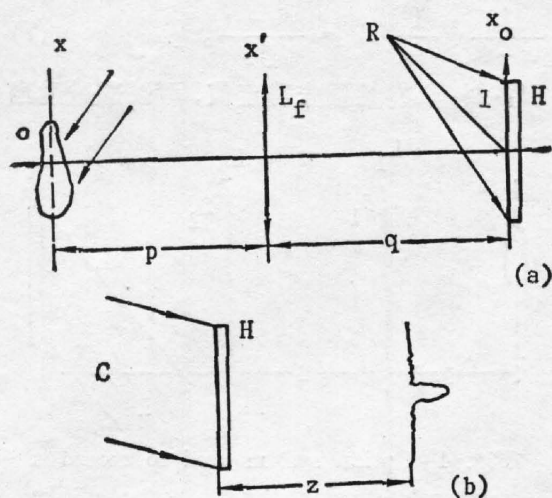


Fig. 6

- (a) Optical system used to record a rainbow hologram with a synthesized slitlike;  
 (b) Reconstruction of the rainbow hologram

以狭缝宽度为:

$$W = \frac{2\lambda f}{\Delta S} \left( \frac{z}{q} \right). \quad (9)$$

此处  $z$  由  $\frac{1}{z} = \frac{1}{l} - \frac{1}{q}$  决定。这样, 可以通过适当选择  $\Delta S$  及  $l$  (即  $z$ ) 等得到满足白光再现要求的狭缝。

图 7 是我们利用该方法得到的合成似狭缝的实象。用上述各种方法得到的物的白光再现现象在人眼观察下具有清晰的彩虹效应。

本文图 5、图 7 的照片是由电教中心王毅刚协助拍摄的, 在此表示感谢。

#### 参 考 文 献

- [1] C. P. Grover, R. A. Lessard *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 20 (Oct), 3300.  
 [2] Q. Z. Shan, Q-C Chen *et al.*; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 23 (Dec), 3902.  
 [3] A. Beauregard, R. A. Lessard; *Appl. Opt.*, 1984, **23**, No. 18 (Sep), 3095.  
 [4] 国承山; 《中国激光》, 1987, **14**, No. 12 (Dec), 739.  
 [5] 杨振寰; 《光学信息处理》, (南开大学出版社, 天津, 1986), 535.

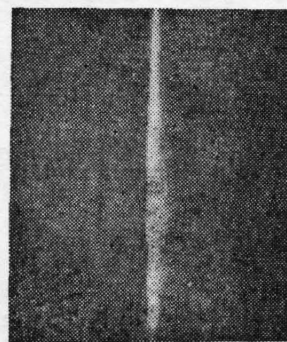


Fig. 7 Image of the synthesized slitlike



## Experimental study of one-step rainbow holography with synthesized slitlike

ZHANG SENRU, LIN SHUZHUANG AND DEN SIAOYUAN

*(Nanjing Communication Engineering Institute)*

(Received 30 January 1988; revised 8 April 1988)

### Abstract

In this paper the limitation of the slit width formula of one-step rainbow holography with a synthesized slitlike,  $W = 2\lambda f / \Delta S$ , is described. Then the improved schemes, which can increase the region of object-image magnification in two-lens imaging system and can reconstruct an original image, are discussed and demonstrated experimentally. Consequently, application flexibility of the technique is extended.

**Key words:** synthesized slitlike; one-step Rainbow holography.