

傅里叶全息衍射干涉仪的原理

刘立人

(中国科学院上海光机所)

摘要: 在扩展白光编码栅谱衍射干涉法的基础上, 本文提出一种新的傅里叶全息衍射干涉法。它用傅里叶变换全息图来合成编码栅, 改变全息图记录时的输入花样, 能方便地取得各种所需的干涉形式。文中用反向脉冲传递法详细作了分析。

Fourier-transform holographic diffraction interferometry: principle

Liu Liren

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: By using Fourier-transform holograms as coded masks in the coded grating Fourier-transform diffraction interferometry with extended white light illumination^[4], a new kind of Fourier-spectrum diffraction interferometry is thus realized. Any expected form of interference can be easily yielded according to the pattern recorded in the hologram used. The performance is analysed in detail by virtue of the backward impulse response.

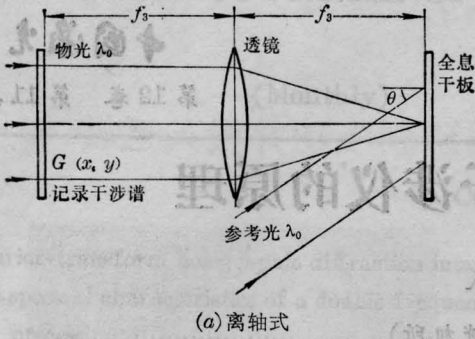
在编码栅谱衍射干涉法中^[1], 可以利用不同的编码栅衍射花样产生多种干涉形式, 这是通常的干涉法所不具备的, 也是此方法的独特优点之一。但常用的衍射光栅种类并不多, 相应地由其傅里叶谱决定的干涉形式也不多。因此我们曾提出了合成编码栅的概念, 即先确定干涉形式并设计相应所需的编码栅的衍射谱分布函数, 然后再用适当方法合成出编码栅。为此, 本文提出用傅里叶变换全息图来合成干涉衍射谱并作为编码栅的原理, 导出了一种新的扩展光照明的傅里叶全息衍射干涉法。傅里叶全息图可采取离轴参考光和同轴参考光两种形式, 相应地傅里叶全息衍射干涉仪基本上有三种主要结构,

即两块编码栅都用离轴全息图或同轴全息图, 或者一块离轴全息图和一块同轴全息图。这里仍然用反向脉冲传递法分析了它们的工作性能, 由于全息图产生共轭的和附有零级衍射的再现像, 傅里叶全息衍射干涉与其起源的编码栅谱衍射干涉仪有所不同。

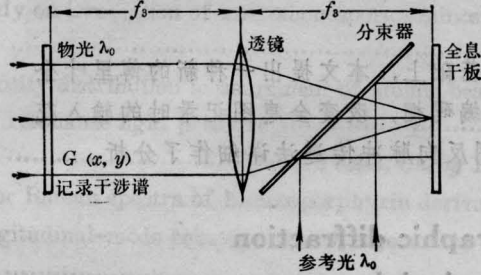
一、傅里叶变换全息图 合成干涉衍射谱

傅里叶变换全息图可由离轴平行参考光记录(图1(a))和同轴平行参考光记录(图1(b))。令变换透镜的焦距为 f_s , 所用单色

收稿日期: 1984年11月5日。



(a) 离轴式



(b) 同轴式

图1 傅里叶变换全息图的记录装置

波长为 λ_0 ，所需记录的干涉衍射谱函数为 $G(x, y)$ ，它与所需产生的干涉形式有关。干涉衍射谱函数模板放于透镜前焦面上，则在后焦面上的傅里叶变换为：

$$g\left(\frac{x}{\lambda_0 f_s}, \frac{y}{\lambda_0 f_s}\right) = FF_{\lambda_0, f_s} G(x, y) \quad (1)$$

这里 $FF_{\lambda, f}$ 记作波长 λ 和焦距 f 上的二维傅里叶变换。

对于离轴式，假定全息图是线性记录，那么全息图可表示为：

$$H_{off}(x, y) = B \left[A - g\left(\frac{x}{\lambda_0 f_s}, \frac{y}{\lambda_0 f_s}\right) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda_0} a \tau g \theta} - g^*\left(\frac{x}{\lambda_0 f_s}, \frac{y}{\lambda_0 f_s}\right) e^{j\frac{2\pi}{\lambda_0} a \tau g \theta} \right] \quad (2)$$

其中，若 a 和 b 是与被使用的全息干板的照相特性有关的常数；

$A = [\alpha - b(O^2 + R^2)]/B$, $B = bOR$ 。
 O 和 R 是与物光和参考光分束比有关的常量。

对于同轴式全息图，以同样方法有：

$$H_{in}(x, y) = B \left[A - g\left(\frac{x}{\lambda_0 f_s}, \frac{y}{\lambda_0 f_s}\right) - g^*\left(\frac{x}{\lambda_0 f_s}, \frac{y}{\lambda_0 f_s}\right) \right] \quad (3)$$

二、离轴式傅里叶全息衍射干涉仪

所用典型结构见图2。其中焦距为 f_1 的二透镜组成共焦面系统，被测物置于此共焦面上，两相同但取向相反的离轴全息图 $H_{off}(-x, -y)$ 和 $H_{off}(x, y)$ 分别位于透镜1的前焦面和透镜2的后焦面上，即两全息图相互成像，透镜3用于对物体成像离轴 θ 角，焦距 f_2 。扩展光源照明，波长 λ 。

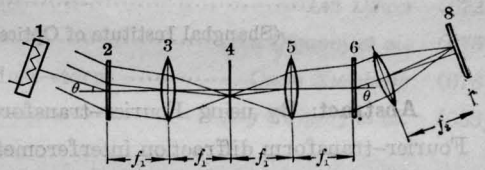


图2 离轴式傅里叶全息衍射干涉仪

1—扩展光源；2、6—全息图1、2；3、5、7—透镜1、2、3；4—物体；8—观察屏

我们用反向脉冲传递法求解来自照明光源波前在象点上的场强，以及被测物的影响。由此得到像点亮度与物体相位变化之间的关系，即干涉图的表达式。为清晰起见，在分析中将忽略一切常数因子，这完全不影响最终结果。

以向光源方向为传播方向，对应于观察面的像点 (ξ, η) ，即平面5上场分布是：

$$e_{\pm}^+(x, y) = H_{off}(x, y) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda f_2} (a\xi + \eta \eta)} \times e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} a \tau g \theta}$$

其中 \pm 号分别表示该平面左边和右边的场强。考虑到 θ 角足够大，全息图只有一个衍射再现项近似沿光轴传播。由图2的安排，

$$e_0^+(x, y) = -g^* \left(\frac{x}{\lambda_0 f_3}, \frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \times e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f_2} (x\xi + y\eta)} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f_2} x \operatorname{tg} \theta} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \quad (4)$$

进而

$$e_2^-(x, y) = FF_{\lambda_1 f_1} [FF_{\lambda f_1} e_0^+(x, y) o(x, y)] = - \left\{ g^* \left(-\frac{x}{\lambda_0 f_3}, -\frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \times e^{j 2\pi \left[\frac{x\xi}{\lambda f_2} + x \operatorname{tg} \theta \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) + \frac{y\eta}{\lambda f_2} \right]} \right\} ** o \left(\frac{x}{\lambda f_1}, \frac{y}{\lambda f_1} \right) \quad (5)$$

式中 ** 表示两维卷积积分,

$$o \left(\frac{x}{\lambda f_1}, \frac{y}{\lambda f_1} \right) = FF_{\lambda f_1} o(x, y)$$

平面 1 上的全息图由光源的安排也只考虑一级衍射项, 那么

$$e_2^+(x, y) = e_2^-(x, y) \times \left[-g \left(-\frac{x}{\lambda_0 f_3}, -\frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) e^{j \frac{2\pi}{\lambda} x \operatorname{tg} \theta} \right] \quad (6)$$

注意到(5)式和(1)式, 该式的 e_2^+ 用频谱来表示, 即 $e_2^+(x, y)$ 中的任一频谱分量为

$$E_2^+(x, y; \xi, \eta; \lambda) = G \left\{ -\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left[x' + \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \right) \times f_1 \operatorname{tg} \theta, y' \right] \right\} o(x'', y'') \times G^* \left\{ \frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left[x'' + \frac{f_1}{f_2} \xi + \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) f_1 \operatorname{tg} \theta, y'' + \frac{f_1}{f_2} \eta \right] \right\} \times e^{-j \frac{2\pi}{\lambda f_1} [x(x'+x'') + y(y'+y'')]} \quad (7)$$

如同一般衍射干涉仪和编码栅谱衍射干涉仪中只考虑一级衍射分束和复合一样, 现在只考虑中心对称分量的复合。令

$$\alpha = x'' + \frac{f_1}{f_2} \xi = -x', \quad \beta = y'' + \frac{f_1}{f_2} \eta = -y'$$

那么 E_2^+ 中的直流项为

$$E_2^+(\alpha, \beta; \xi, \eta; \lambda) = \left| G \left\{ \frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \times \left[\alpha + \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) f_1 \operatorname{tg} \theta, \beta \right] \right\} \right|^2 \times o \left(\alpha - \frac{f_1}{f_2} \xi, \beta - \frac{f_1}{f_2} \eta \right) \times e^{j \frac{2\pi}{\lambda} x \operatorname{tg} \theta} e^{j \frac{2\pi}{\lambda f_2} (\xi x + \eta y)} \quad (8)$$

由此可见, 在扩展光源中波面分量

的照明下, 在像点 (ξ, η) 上产生的场强为

$$E_s(\xi, \eta; \lambda) = \iint_{-\infty}^{\infty} \left| G \left\{ \frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \times \left[\alpha + \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) f_1 \operatorname{tg} \theta, \beta \right] \right\} \right|^2 \times o \left(\alpha - \frac{\xi}{M}, \beta - \frac{\eta}{M} \right) d\alpha d\beta = \iint_{-\infty}^{\infty} \left| G \left\{ \frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left[\alpha + \frac{\xi}{M} + \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) f_1 \operatorname{tg} \theta, \beta + \frac{\eta}{M} \right] \right\} \right|^2 \times o(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (9)$$

式中 $M = \frac{f_2}{f_1}$ 为物体的成像放大率。由此可见, 再现干涉衍射谱为原始记录时干涉谱的绝对值平方, 像点场强与记录干涉衍射谱的绝对值平方分布通过物体后的相位延迟有关。对于纯相位物体

$$o(x, y) = e^{j \frac{2\pi}{\lambda} l(x, y)} \quad (10)$$

式中用光程变化 $l(x, y)$ 代表物体相位变化。

事实上变化两全息图的相对取向, 以及光源或观察屏的位置能产生不同的再现干涉衍射谱, 以简单形式表示, 例如为 $G^2(\alpha, \beta)$, $G^{*2}(\alpha, \beta)$, $G(\alpha, \beta) \cdot G^*(-\alpha, -\beta)$, $G(-\alpha, -\beta) G^*(\alpha, \beta)$, $G^*(\alpha, \beta) G^*(-\alpha, -\beta)$ 等等。若记录干涉谱为中心对称形, 则它们都相等。

三、同轴式傅里叶全息衍射干涉仪

典型结构见于图 3, 相当于离轴式结构

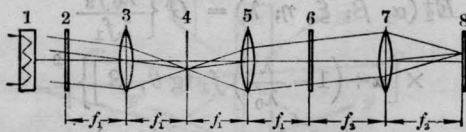


图3 同轴式傅里叶全息衍射干涉仪

1—扩展白光照明；2、6—全息图1、2；3、5、7—透镜1、2、3；4—物体；8—观察屏

中的 $\theta=0$ 。两同轴全息图成反像排置，

$$H_1 = H_2 = H_{in}(x, y)$$

依然用反向脉冲传递法求解像点 (ξ, η) 上的场强。类似上述分析，显然

$$\begin{aligned} e_2^+(x, y) &= H_{in}(x, y) FF_{\lambda_1 f_1} \{o(x, y) \\ &\times FF_{\lambda_1 f_1} [H_{in}(x, y) e^{-j \frac{2\pi}{\lambda_1 f_2} (x\xi + y\eta)}]\} \\ &= \left[A - g \left(\frac{x}{\lambda_0 f_3}, \frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \right. \\ &\quad \left. - g^* \left(\frac{x}{\lambda_0 f_3}, \frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \right] \left\{ e^{j \frac{2\pi}{\lambda_1 f_2} (x\xi + y\eta)} \right. \\ &\quad \times \left[A - g \left(-\frac{x}{\lambda_0 f_3}, -\frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \right. \\ &\quad \left. \left. - g^* \left(-\frac{x}{\lambda_0 f_3}, -\frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \right] \right\} \\ &\quad ** o \left(\frac{x}{\lambda_1 f_1}, \frac{y}{\lambda_1 f_1} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

同样用傅里叶展开，可求得 $e_2^+(x, y)$ 的任一频率分量，并且使中心对称衍射分量复合，则直流项为

$$\begin{aligned} E_2^+(\alpha, \beta; \xi, \eta; \lambda) &= \left\{ A\delta(\alpha, \beta) - G \left[-\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \right. \\ &\quad \left. - G^* \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \right\}^2 \\ &\quad \times o \left(\alpha - \frac{f_1}{f_2} \xi, \beta - \frac{f_1}{f_2} \eta \right) \\ &\quad \times e^{j \frac{2\pi}{\lambda f_2} (x\xi + y\eta)} \end{aligned} \quad (12)$$

在扩展光源中波面 $e^{j \frac{2\pi}{\lambda f_2} (x\xi + y\eta)}$ 的照明下，像点场强为

$$\begin{aligned} E_8(\xi, \eta; \lambda) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ A\delta(\alpha, \beta) \right. \\ &\quad \left. - G \left[-\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &- G^* \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \}^2 \\ &\times o \left(\alpha - \frac{\xi}{M}, \beta - \frac{\eta}{M} \right) d\alpha d\beta \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ A\delta \left(\alpha + \frac{\xi}{M}, \beta + \frac{\eta}{M} \right) \right. \\ &\quad \left. - G \left[-\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left(\alpha + \frac{\xi}{M}, \beta + \frac{\eta}{M} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - G^* \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left(\alpha + \frac{\xi}{M}, \beta + \frac{\eta}{M} \right) \right] \right\}^2 \\ &\quad \times o(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \end{aligned} \quad (13)$$

同样可求出 $H_1 = H_{in}(-x, -y)$ 下两同轴全息图相互成像排列时的像点场强表达式，这时只需把(13)式中的再现干涉衍射谱改为

$$\begin{aligned} &\left| A\delta(\alpha, \beta) - G \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \right. \\ &\quad \left. - G^* \left[-\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \right|^2 \end{aligned} \quad (14)$$

可见再现干涉谱为原记录干涉谱的中心对称复共轭和附加直流项组成。

四、混合式傅里叶全息衍射干涉仪

与上述两种系统不同，这里是一种混合式系统(图4)。 H_1 是离轴式全息图， H_2 是同轴式，它们记录了同一干涉衍射谱函数。由(11)式得，

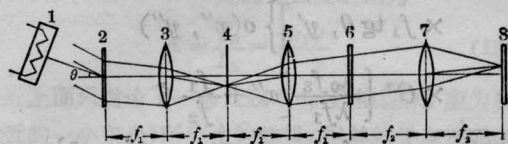


图4 由一块同轴和一块离轴全息图所组成的混合式傅里叶全息衍射干涉仪

1—扩展白光照明；2、6—全息图1、2；3、5、7—透镜1、2、3；4—物体；8—观察屏

$$\begin{aligned} e_2^+(x, y) &= H_{off}(x, y) \left\{ e^{j \frac{2\pi}{\lambda f_2} (x\xi + y\eta)} \right. \\ &\quad \times \left[A - g \left(-\frac{x}{\lambda_0 f_3}, -\frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \right. \\ &\quad \left. \left. - g^* \left(-\frac{x}{\lambda_0 f_3}, -\frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) \right] \right\} \\ &\quad ** O \left(\frac{x}{\lambda_1 f_1}, \frac{y}{\lambda_1 f_1} \right) \end{aligned}$$

由图中离轴全息图的排置,即取(2)式中 H_{off} 的衍射 $g\left(\frac{x}{\lambda_0 f_3}, \frac{y}{\lambda_0 f_3}\right) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda_0} x \tan \theta}$, 最终可得像点场强为:

$$E_s(\xi, \eta; \lambda) = AG \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (0, 0) \right] \times o \left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M} \right) - \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ G^2 \left[-\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left(\alpha + \frac{\xi}{M}, \beta + \frac{\eta}{M} \right) \right] + G^* \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left(\alpha + \frac{\xi}{M}, \beta + \frac{\eta}{M} \right) \right] \right\} \times G \left[-\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} \left(\alpha + \frac{\xi}{M}, \beta + \frac{\eta}{M} \right) \right] \times o(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (15)$$

或者取 H_{off} 中的

$$g^* \left(\frac{x}{\lambda_0 f_3}, \frac{y}{\lambda_0 f_3} \right) e^{j\frac{2\pi}{\lambda_0} x \tan \theta}$$

的衍射, 那么(15)式中的再现干涉衍射谱函数为

$$AG^* \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (0, 0) \right] - \left\{ G^{*2} \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] + G \left[-\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \right\} \times G^* \left[\frac{\lambda_0 f_3}{\lambda f_1} (\alpha, \beta) \right] \quad (16)$$

这种情况下, 输出中有干涉谱零级直流项产生的物体像。

五、讨 论

从上述分析可知任一物像点的场强来自于照明光源中相应方向上的平面波, 系统中此平面波由第一全息图转换成再现干涉衍射谱函数的形式通过被测物体, 然后由第二全息图再复合为平面波并形成像点场强。像点场强与再现干涉谱经受的物体相位延迟有关, 因此合成干涉导致像点亮度变化, 在物像上产生干涉条纹, 干涉形式决定于再现干涉谱的形状。物像亮度为

$$I(\xi, \eta) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} s(\lambda) E_s(\xi, \eta; \lambda) E_s^*(\xi, \eta; \lambda) d\lambda \quad (17)$$

式中 $s(\lambda)$ 为光源的光谱密度分布, λ_{\max} 和 λ_{\min} 分别是最大和最小可视波长。

1) 全息图色散对光源带宽的限止

与衍射光栅的色散相似, 全息图也有较大的色散。因此干涉图的清晰度和照明带宽有关。

a) 同轴式和混合式干涉系统

由(13)式和(15)式, 色散只导致再现干涉谱尺寸大小变化。定义再现干涉谱的放大率为

$$N = \frac{\lambda f_1}{\lambda_0 f_3} \quad (18)$$

那么放大倍数的色散变化率为

$$dN/d\lambda = N/\lambda \quad (19)$$

取中心波长为 5500 \AA , 对应于最大和最小可视波长上的 $|d\lambda/\lambda|$ 约为 0.3 左右, 色散不太严重, 所以能采用白光照明, 这时出现彩色干涉条纹, 当然彩色条纹的另一可能是由于物体本身色散。

b) 离轴式干涉系统

由(9)式可见, 除产生与(19)式相同的再现干涉谱的放大率色散外, 还出现再现干涉谱的色散中心位移

$$s = f_1 \tan \theta \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (20)$$

以产生横向剪切干涉的双点形干涉谱(图5)为例估算, 令色散中心位移量 s 等于两点间距 D 为判据, 由(20)式要求波长偏移允许值为 $\Delta\lambda = D\lambda_0/f_1 \tan \theta$ 。取典型参数 $D=2 \text{ mm}$, $\lambda_0=6328 \text{ \AA}$, $f_1=150 \text{ mm}$, $\theta=30^\circ$, 则 $\Delta\lambda=146 \text{ \AA}$ 。色散中心位移极为严重, 要求单色光照明。

混合式系统中离轴全息图现作为照明全

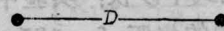


图5 双点形记录干涉衍射谱

息图, 其色散被光源的扩展取向所补偿, 故(15)式中不出现中心色散位移。反之作为第二全息图时, 将出现中心色散位移, 本文不单独列出这种结构安排。

2) 非焦面位置记录全息图

若记录干涉谱函数 $G(x, y)$ 在制作全息图时不位于透镜前焦面, 而是出现距离 d_0 , 这将在透镜后焦面的谱面上附加二次项因子

$$e^{j \frac{k_0}{2f_3} (1 - \frac{d_0}{f_3})(x^2 - y^2)} [2]$$

因此用 f_1 焦距的透镜作全息图的傅里叶变换后, 再现干涉谱的位置将距离透镜

$$d_1 = f_1 \left[1 \mp \frac{\lambda f_1}{\lambda_0 f_3} \left(1 - \frac{d_0}{f_3} \right) \right] \quad (21)$$

这可用简单的复合透镜法求出。其中干号对应于 g 和 g^* 的再现位置。注意到它们的位置是不同的, 干涉仪的排列上要使物体距两边透镜均为 d_1 。这时可以控制 d_1 来选取或排除再现干涉谱中的 G 项或 G^* 项, 使再现干涉谱更为简单。

3) 再现全息图的球面波前照明

上述干涉仪结构中都把全息图安置在平行光路中。事实上改变物体位置以及相应的成像观察屏位置, 使得反向传递脉冲通过全息图时为球面波前, 因而改变了全息图的傅里叶变换焦距, 其定义为等效焦距 f_a 并对不同情况已有解答^[2]。相应地(9)、(13)和(15)式中可用 f_a 代替 f_1 , 即可用改变成像距离的方式来改变再现干涉谱的大小, 从而灵活地改变测量灵敏度。

六、实 验

这里给出简单的双点形记录干涉谱函数来证明理论的正确性。即取

$$G(x, y) = \delta \left(x \pm \frac{D}{2}, y \right)。$$

对于离轴式干涉仪: 实验中选用记录装置(图1(a))中的焦距 $f_3 = 135$ mm, 氦-氖激光作光源 $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$ 。记录全息图时, 放在变

换透镜前焦面上的被记录干涉谱图案, 是对光轴对称的 x 轴上距离 $D = 0.85$ mm 的双针孔。参考光离轴角 $\theta = 37^\circ$ 。控制分束比使物光光强接近等于参考光光强。干涉仪装置(图2)中用氦-氖激光扩散照明, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, 选用焦距 $f_1 = f_2 = 135$ mm。被测物为酒精灯火焰, 放置于干涉仪的物平面4上。所产生的火焰横向剪切干涉图见图6。图中可见由于扩展激光照明而产生明显的散斑现象。

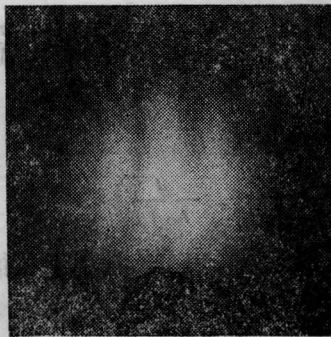


图6 离轴式干涉仪中酒精灯火焰干涉图

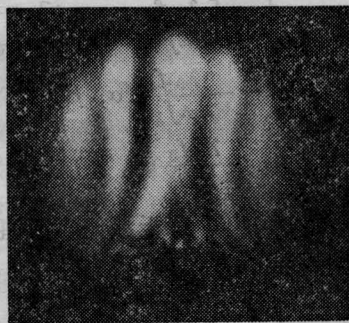


图7 同轴式干涉仪中酒精灯火焰干涉图

对于同轴式干涉仪: 实验中选用记录装置(图1(b))中的焦距 $f_3 = 135$ mm, 氦-氖激光作光源。被记录的干涉谱图案是距离 $D = 1.7$ mm 的双针孔, 并控制物光和参考光相等。干涉仪装置(图3)中用普通白炽灯作光源, 选用焦距分别为 $f_1 = 135$ mm 和 $f_2 = 55$ mm。被测酒精灯火焰放在物平面4上。这时出现彩色火焰干涉图, 用黑白照片记录见于图7。由(13)式这属于三波横向剪切干涉。混合式干涉仪也产生与理论预言的结果。

事实上, 光束分束比和全息片显定影处理是值得进一步考虑的技术问题。这两因素控制不当将出现全息图的高阶衍射, 而改变了原记录干涉谱的再现图案。这里选用接近 1 的分束比主要是为了得到较大的衍射效率, 并不致于产生较强的高次衍射。利用漂白相位型全息图可以很大地提高衍射效率, 增强观察屏亮度, 但是应考虑高阶衍射引起的干涉谱以及干涉型式的改变。

七、结 语

离轴式全息衍射干涉仪能正确复原被记录的干涉谱函数, 容易得到预计的干涉形式。不过其要求单色的扩展光照明, 并产生相干噪声。同轴式干涉仪的再现干涉谱函数由三项组成, 一项为相应于记录参考光的直流分量, 此量多出原始记录干涉谱的部分。其余二项是记录干涉谱函数和它的中心反转对称的共轭。干涉形式由这三项决定而不是单取决于原始记录的干涉谱函数。一般情况下

记录干涉谱用实函数, 当它取中心对称分布时函数和它的共轭是相等的, 再现干涉谱函数简并为二项, 但是直流零级衍射项不能消除。这种结构能用白光光源。混合式干涉仪虽然也有三项再现干涉谱函数, 但是其零级分量确是由原始记录干涉谱中的零点直流分量产生的, 是可以消除的。因此若选取记录干涉谱函数是无零点的中心对称实函数, 则再现干涉谱与原始记录干涉谱相同, 可得到预计的干涉形式。这种结构能用白光照明, 较之具有较大的优点。系统中还可以用非焦面记录全息图来选取 G 或 G^* 项以使其单独出现, 由改变物体的成像关系来变化测量灵敏度。也可用两种不同的记录干涉谱的全息图来产生另一种新的再现干涉衍射谱函数, 具有相当的灵活性。

参 考 文 献

- [1] 刘立人;《光学学报》, 1984, 4, No. 11, 970.
- [2] J. D. Gaskill; "Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics" (John Wiley & Sons, Inc. 1978), Chapter 10.

简 讯

100 Hz 紧凑型 TEA N_2 激光器

我们使用转移线路激励激光气体, 用陶瓷电容作储能电容, 制成一种简单而紧凑的重复率 N_2 激光器。

储能电容用 8 个 2700 pF 的电容, 充电电容用 9 个 700 pF 的电容。整个系统可以安全工作至 35 kV。用球隙触发放电。用铝作为阳极材料, 截面是普通的半圆型。阴极用不锈钢梯须刀片叠成 5 mm 厚固定在铝的底座上。这样的电极工作电压从 15~35 kV 都能获得均匀的辉光放电。电极间隔 20 mm, 长 25 cm。输出窗口用不镀膜的石英平板。工作时

气体以 1 l/min 的速率流动。球隙充气至 1 atm 并且流动。最佳工作气压为 50~60 Torr。

固定气体流量 1 l/min, 重复率 30 次/s 以上平均输出功率基本不变。最大平均功率为 5 mW, 器件总体积为 48 cm × 35 cm × 18 cm (不包括电源)。

(中国科学院上海光机所 董景星

丁爱臻 魏运荣 丁泽安

楼祺洪 张凌寒

1985 年 5 月 16 日收稿)