

扩展白光编码栅谱衍射干涉仪：理论

刘 立 人

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文提出了一种新型的扩展白光光栅衍射干涉仪。系统中两块编码光栅用透镜互相成倒像，被测物置于其间并且也用透镜成像于观察屏上。物体的任一像点的强度决定于编码光栅傅里叶谱分布经过的相应的部分物体中的相位变化，由于色散从而得到带有彩色的干涉图。干涉形式可以用不同图案的编码栅来调换。系统用菲涅耳近似衍射理论进行了分析，导出了一般性结果，研究了编码栅形状，傅里叶变换谱和干涉形式之间的关系。最后给出了实验。

我们已提出过扩展白光照明的相关积分准干涉法^[1]，即傅里叶相关滤波准干涉法^[2]。在这种非干涉的方法中，被测物的相位变化率将调制于两块编码板的相关函数输出中，从而得到它的等位线条纹，特别适用于强变化相位体。其中已假定编码板的衍射效应可忽略并且被测相位变化率较大。当这些条件不满足时，系统中以衍射效应为主。本文在菲涅耳近似下以反向脉冲传递法重新分析这种系统，这将得到一种新的干涉方法——扩展白光编码栅傅里叶变换谱衍射干涉法。

在这种方法中，用扩展白光照明，两块编码光栅由透镜相互成倒像，被测物置于其中并且也用透镜成像在观察屏上。物体的任一像点产生于光源中与此像点位置有关的方向上的球面波。一块编码栅起分束作用，另一块用作复合。由于透镜的傅里叶变换性质，通过被测物的光束将是编码栅的傅里叶变换谱。被测物的相位变化导致谱分量的相位延迟不同，合成干涉产生像点亮度的变化，从而在物像上出现干涉图。因为色散使得各波长上的干涉条件不同，干涉图将出现彩色。显然这种新方法具有以下特点：系统简单且能使用普通白炽灯作光源，不必要求甚高的防震条件，可以用不同的编码栅来取得各种干涉形式，如绝对干涉，横向剪切干涉等等，甚至于特种要求的干涉形式。这也是一般光学干涉法所不能的。由此能期望得到实践应用。

事实上已经有过许多使用衍射光栅的干涉法，一般可归纳为：用光栅作分束器和合成器^[3,4]，朗奇检验法^[5]，纹影法改进^[6]，泰尔包特衍射自成像干涉仪^[7,8]，衍射载频照相法^[9]，用光栅对光栅成像的干涉法^[10]，白光莫尔干涉仪^[11]，利用劳效应的干涉法^[12,13]等。上述方法在原理上与本文提出的方法不同，只有一种劳干涉仪的结构与本方法在使用平行光栅下的一种结构相类似。但是本方法与补偿偏振干涉仪^[14]在结构上有相同之处，这里用偏振分束棱镜产生横向或角向剪切干涉。如果用本文的反向脉冲传递观点解释偏振干涉仪，则在物理概念上将会更清晰。

一、系统的菲涅耳近似衍射理论

这里先用一种典型系统进行分析, 然后再推广到一般情况。系统布置见图 1, 是两透镜结构。两编码栅分别记作 $g_1(x, y)$ 和 $g_2(x, y)$, 它们通过透镜 1 相互成倒像。所以

$$1/l_{12} + 1/(l_{23} + l_{34}) = 1/f_1 \quad (1)$$

放大倍数

$$M_1 = (l_{23} + l_{34})/l_{12} \quad (2)$$

两编码栅具有完全相似的图案, 并且相互倒转成像, 因而

$$g_1(x, y) = g_2(M_1x, M_1y) \quad (3)$$

由于编码栅之间相互成像, 自然地满足了多波长衍射下的编码栅自成像条件。

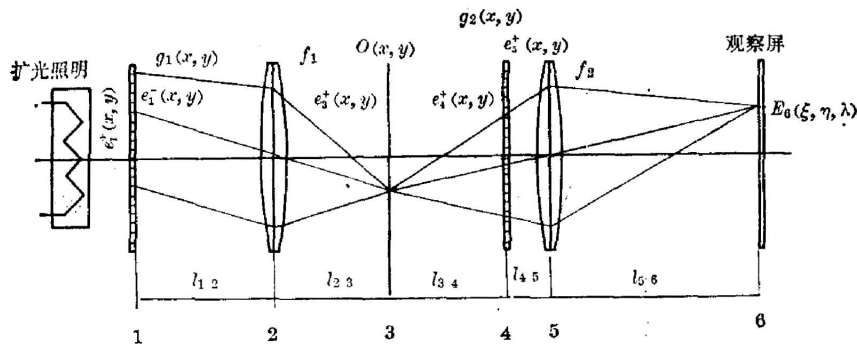


图 1 基本结构原理示意图

Fig. 1 Abasic setup for explaining the principle

物体由透镜 2 成像在观察屏上, 即

$$1/(l_{34} + l_{45}) + 1/l_{56} = 1/f_2 \quad (4)$$

$$M_2 = l_{56}/(l_{34} + l_{45}) \quad (5)$$

现在用反向脉冲传递法^[1]求解, 与观察屏上任一像点场强 $l_0(\xi, \eta)$ 相对应的照明编码栅 g_1 的波前, 及其经受的相位变化。在非涅耳近似条件下首先考虑单色光情况, 并令以观察屏到光源的光轴方向为纵轴方向, 由菲涅耳衍射方程式^[15]同时略去一切常数项, 有

$$\begin{aligned} e_5^+(x, y) &= [g(x - \xi, y - \eta) \otimes \otimes q(x, y; 1/\lambda l_{56})] q^*(x, y; 1/\lambda f_2), \\ e_4^+(x, y) &= [e_5^+(x, y) \otimes \otimes q(x, y; 1/\lambda l_{45})] g_2(x, y) \\ &= g_2(x, y) q(x, y; 1/\lambda l_{45}) \\ &\quad \times q^*(x/l_{45} + \xi/l_{56}, y/l_{45} + \eta/l_{56}; l_{45}l_{56}f_2/[\lambda f_2(l_{45} + l_{56}) - \lambda l_{45}l_{56}]) \end{aligned} \quad (6)$$

进而

$$e_3^+(x, y) = [e_4^+(x, y) \otimes \otimes q(x, y; 1/\lambda l_{34})] O(x, y)$$

在满足成像关系(4)式和(5)式下

$$e_3^+(x, y) = O(x, y) q(x, y; 1/\lambda l_{34}) G_2\{1/\lambda l_{34}[x + (\xi/M_2), y + (\eta/M_2)]\}, \quad (7)$$

其中, $\otimes \otimes$ 表示二维卷积积分, e_n^+ 表示 n 平面上元件元左边和右边的场强, G_2 为 g_2 的傅里叶变换, $O(x, y)$ 表示物体。

此式的物理意义表明 $[OG_2]$ 被距离 l_{34} 的 g_2 平面上的中心点光源照明, 所以通过透镜 1 并在对 g_2 成像的 g_1 平面上的场强可由傅里叶变换简单求出。直接引用文献 [15] 之

(10.195)式,并结合(1)式和(2)式的成像条件,那么

$$e_1^-(x, y) = q(x, y; [(f_1 - l_{23})/\lambda_{34}(l_{12} - f_1)]) \exp[(jkM_1/l_{34}M_2)(x\xi + y\eta)] \\ \times g_2(-M_1x, -M_1y) \otimes \otimes O(M_1x/\lambda_{34}, M_1y/\lambda_{34}),$$

其中 O 为 o 物体的傅里叶变换式。

对应于像点 $e_0(\xi, \eta)$ 的照明波前即为

$$e_1^+(x, y) = g_2(M_1x, M_1y)e_1^-(x, y). \quad (8)$$

进一步可以用基波分量为 $\exp[(-jkM_1/l_{34})(xx' + yy')]$ 的傅里叶积分来表示。显然

$$g_2(M_1x, M_1y) = \iint_{-\infty}^{\infty} G_2(-x'/\lambda_{34}, -y'/\lambda_{34}) \exp[(-jkM_1/l_{34})(xx' + yy')] dx' dy', \quad (9) \\ \exp[(jkM_1/l_{34}M_2)(x\xi + y\eta)] g_2(-M_1x, -M_1y) \otimes \otimes O(M_1x/\lambda_{34}, M_1y/\lambda_{34}) \\ = \iint_{-\infty}^{\infty} G_2(x''/\lambda_{34}, y''/\lambda_{34}) o[x'' - (\xi/M_2), y'' - (\eta/M_2)] \exp[(jkM_2/l_{34}M_2) \\ \times (x\xi + y\eta)] \exp[(-jkM_1/l_{34})(x''x + y''y)] dx'' dy''. \quad (10)$$

(9)式和(10)式代入(8)式, $e_1^+(x, y)$ 的某一空间频率分量为:

$$E_1^+(x, y) = q[x, y; (f_1 - l_{23})/\lambda_{34}(l_{12} - f_1)] G_2[-x'/\lambda_{34}, y'/\lambda_{34}] \\ \times G_2[x''/\lambda_{34}, y''/\lambda_{34}] \cdot o[x'' - (\xi/M_2), y'' - (\eta/M_2)] \\ \times \exp[(jkM_1/l_{34}M_2)(x\xi + y\eta)] \\ \times \exp\{(-jkM_1/l_{34})[(x' + x'')x + (y' + y'')y]\}. \quad (11)$$

令 $\alpha = x'' - x'$, $\beta = y'' - y'$, 即仅取两编码栅傅里叶谱的中心相对称的分量, 那么

$$\dot{E}_1^+(x, y) = q[x, y; (f_1 - l_{23})/\lambda_{34}(l_{12} - f_1)] \exp[(jkM_1/l_{34}M_2)(x\xi + y\eta)] \\ \times G_2^2(\alpha/\lambda_{34}, \beta/\lambda_{34}) o[\alpha - (\xi/M_2), \beta - (\eta/M_2)]. \quad (12)$$

注意此处 α 和 β 是对物体平面取值。上式表明 \dot{E}_1^+ 是对应于像点 ξ, η 的 e_1^+ 场强中的直流分量。它仅仅是由照明光源中含有的 $q[x, y; (f_1 - l_{23})/\lambda_{34}(l_{12} - f_1)] \exp[(jkM_1/l_{34}M_2)(x\xi + y\eta)]$ 波面产生。这也相当于在物平面上点 $[-(\xi/M_2), -(\eta/M_2)]$ 通过透镜 I 在平面 I 上的相位分布。其中二次项因子表示球面波, 另一项线性相位因子产生这个球面波的偏角。

如在一般衍射干涉仪中只考虑一级衍射一样, 我们忽略 $e_1^+(x, y)$ 中的谐波分量而只取直流分量, 那么由扩展白光光源中波长为 λ 在平面 I 上的波面为 $q[x, y; (f - l_{23})/\lambda_{34}(l_{12} - f_1)] \exp[(jkM_1)/(l_{34}M_2)(x\xi + y\eta)]$

$$E_6(\xi, \eta; \lambda) = \iint_{-\infty}^{\infty} G_2^2(\alpha/\lambda_{34}, \beta/\lambda_{34}) o[\alpha - (\xi/M_2), \beta - (\eta/M_2)] d\alpha d\beta \\ = \iint_{-\infty}^{\infty} G_2^2\{[\alpha + (\xi/M_2)]/\lambda_{34}, [\beta + (\eta/M_2)]/\lambda_{34}\} o(\alpha, \beta) d\alpha d\beta. \quad (13)$$

对于纯相位物体

$$o(x, y) = e^{jkl(x, y)}, \quad (14)$$

其中, $\phi(x, y)$ 记作物体的光程变化分布,

表现为干涉条纹的物像亮度显然为

$$I(\xi, \eta; \lambda) = E_0(\xi, \eta; \lambda) E_0^*(\xi, \eta; \lambda). \quad (15)$$

由(13)式和(14)式,干涉条纹的亮度取决于编码栅的傅里叶谱通过物体时所经受的相位延迟。

光源的整个可视带宽内的物像亮度有

$$I(\xi, \eta) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} s(\lambda) I(\xi, \eta; \lambda) d\lambda. \quad (16)$$

这里 $s(\lambda)$ 为光源的光谱密度分布, λ_{\max} 和 λ_{\min} 分别为最大和最小可视波长。由于不同波长下编码栅的傅里叶谱分布大小不同,物体的相位延迟也随波长而改变,因此不同波长下形成干涉的条件发生变化,在白光照明下将出现带有一定彩色的干涉条纹。

二、干涉图分析

这里使用两种最常用的光栅作编码栅。

1. 平行光栅

先假设平行光栅为余弦分布,即

$$g_2(x, y) = 1 + \cos(2\pi x/d), \quad (17)$$

其中 d 为周期。显然其傅里叶谱为

$$G_2(\alpha/\lambda_{34}, \beta/\lambda_{34}) = \delta(\alpha, \beta) + 1/2\delta(\alpha - \lambda_{34}/d \cdot \beta) + 1/2\delta[\alpha + (\lambda_{34}/d)\beta].$$

(重复一句,推导中公共常数项被忽略。)由(13)式和(14)式,并令物体上坐标 $\xi' = \xi/M_2$ 和 $\eta' = \eta'/M_2$, 那么

$$E_0(\xi, \eta; \lambda) = e^{jkl(-\xi', -\eta')} + 1/4 \exp[jkl(-\xi' + \lambda_{34}/d, -\eta')] + 1/4 \exp[jkl(-\xi' - \lambda_{34}/d, -\eta')]. \quad (18)$$

这属于三光束干涉。像点上场强为相应物点以及间隔 $D = \lambda_{34}/d$ 的横向相邻两个物点上经受相位延迟的合成(图2)。

显然干涉形式取决于被测物的尺寸。令物体宽度为 s :

(1) 当 $s/D < 1$ 时,只有光栅的零级衍射通过物体,其余两项衍射不通过物体。由(18)式,近似有

$$E_0(\xi, \eta; \lambda) = 1/2 + \exp[jkl(-\xi', -\eta')].$$

所以

$$I(\xi, \eta; \lambda) = 5/4 + \cos kl(-\xi', -\eta'). \quad (19)$$

干涉条纹直接与物体相位变化有关,产生绝对干涉形式。

(2) $1 \leq s/D < 2$ 。当 $|x/d| < 1 - s/2D$ 时,仍然只有光栅的零级衍射通过物体,符合绝对干涉条件。而当 $|x/d| \geq 1 - s/2D$ 时,除了零级外还有一个一级衍射通过物体。考虑到一级近似

$$e(\xi' \pm D, \eta') = e(\xi', \eta') \pm 2l(\xi', \eta')D/2\xi'. \quad (20)$$

以同样方法可求得

$$I(\xi, \eta; \lambda) \cong 1 + 1/2[\cos kl(-\xi', -\eta') + \cos k2l(-\xi', -\eta')D/2\xi'], \quad (21)$$

其中第三项对相位梯度产生条纹,属于横向剪切干涉。总的效果是产生复合的绝对干涉和

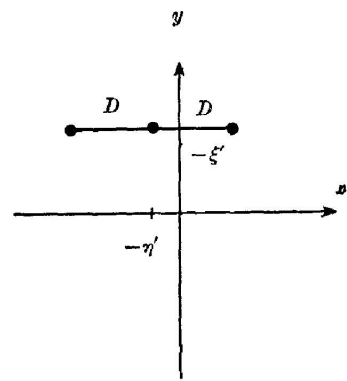


图2 物平面上与像点 (ξ, η) 相对应的平行光栅的傅里叶谱分布

Fig. 2 The Fourier-transformation distribution of Ronchi grating in the object plane corresponding to a certain image point

横向剪切干涉图。

(3) $s/D \geq 2$ 。当 $|x/D| > s/2D$ 时，通过物体的仍然为零级加上一个一级衍射，属于(21)式的复合干涉。而当 $|x/D| \leq s/2D - 1$ 时，光栅的三个衍射项均通过物体。这时

$$I(\xi, \eta; \lambda) \cong 1 + \cos k2l(-\xi', -\eta')D/2\xi'. \quad (22)$$

显然是纯横向剪切干涉。

我们可以用图3表示这几种干涉区域。I区为绝对干涉，II区为复合干涉，III区为横向剪切干涉，IV区超出物体宽度，即 $|x/D| > s/2D$ ，故不存在干涉。

当采用矩形光栅时，一般还要考虑高阶衍射项的加入。

2. 圆光栅

圆光栅的傅里叶变换比较复杂^[16]。根据光栅结构不同可能出现对称单一主瓣，对称双主瓣或者介于这两者之间的不对称双瓣。为简化分析，下面采用一级单瓣衍射项近似。即

$$G_2(\alpha/\lambda b_{34}, \beta/\lambda l_{34}) = \delta(r) + a_1 \delta(r-R),$$

其中 $r = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ ， $R = \lambda_{34}/d$ 为第一级衍射主瓣半径， a_1 为衍射系数。由(13)式并使用参量线积分式：

$$E_0(\xi, \eta; \lambda) = \exp[jkl(-\xi', -\eta')] + a_1^2 RB \exp[jkl(-\xi', -\eta')], \quad (23)$$

这里

$$RB \exp[jkl(-\xi', -\eta')] = \int_0^{2\pi} \exp[jkl(R \cos \theta - \xi', R \sin \theta - \eta')] / d\theta. \quad (24)$$

可见 $l(-\xi', -\eta')$ 表示以中心在物点 $(-\xi', -\eta')$ 上和半径为 R 的一周上的物体折合光程(图4)。

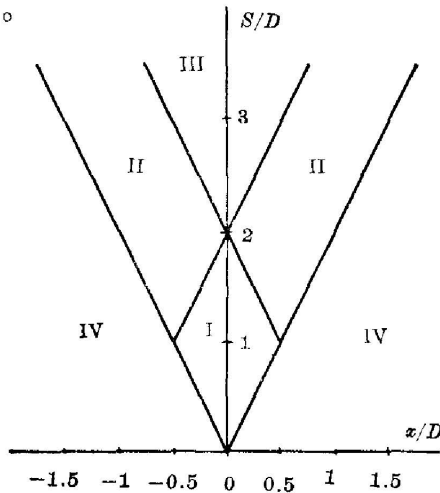


图3 物体的干涉区域

Fig. 3 The areas in the tested object with different forms of interference; I absolute interference, II mixed interference, III lateral shearing-interference and IV no interference

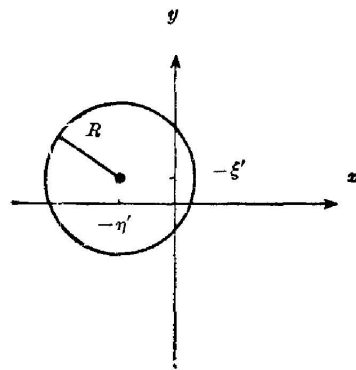


图4 物平面上与像点 (ξ, η) 相对应的圆光栅的傅里叶谱分布

Fig. 4 The Fourier-transformation distribution of circular grating in the object plane corresponding to a certain image point

由(15)式，可得到像点的干涉亮度为

$$I(\xi, \eta; \lambda) = 1 + B^2 R^2 a_1^4 + 2RB a_1^2 \cos k[l(-\xi', -\eta') - \bar{l}(-\xi', -\eta')]. \quad (25)$$

这种干涉形式较特殊，是物点上相位与其半径 R 的圆周上相位总和之间的相位差造成

的。例如当圆周线积分中的光程为常数时,由(24)式

$$RB \exp[jk\bar{l}(-\xi', -\eta')] = 2\pi R \exp(jkl_0).$$

从(25)式可见这是一种绝对干涉形式。

另一种简单的光栅为方格栅,一级近似下的傅里叶谱为中心零级加上周围呈现方格状分布的8个一级衍射,因此对物体产生九波干涉。这较之用 Lau 效应解释^[17]也简单得多。

三、讨 论

1. 一般性干涉仪结构

我们已对一典型结构进行了分析,事实上可以推广到图5所示的一般性结构中去,系统组成必要条件是两编码栅要相互成倒像,物体置于其间并且成像于观察屏上。所以系统中至多出现三组透镜组。透镜组1和2对两编码栅成倒像,放大率为 M_1 。透镜组2和3对物体成像,放大率为 M_2 。可以证明对于一般性结构有:

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^+(x, y) = & q(x, y; 1/\lambda l_q) \exp[j(kM/f_q M_2)(\xi x + \eta y)] \\ & \times G_2^2(\alpha/\lambda f_q, \beta/\lambda f_q) O(\alpha - \xi/M_2, \beta - \eta/M_2) \end{aligned} \quad (26)$$

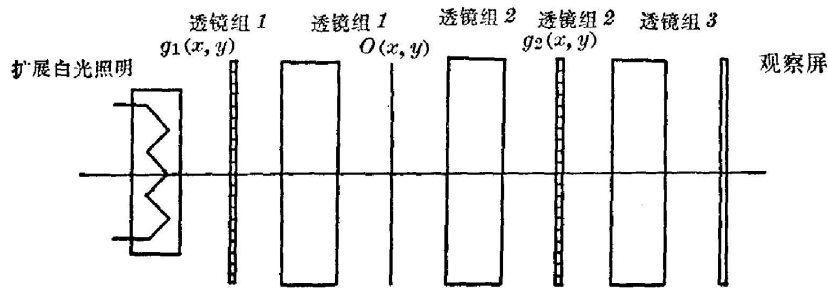


图5 傅里叶谱衍射干涉仪的一般性系统结构

Fig. 5 Generalized model for a Fourier-transformation diffraction interferometer

以及

$$\begin{aligned} E_0(\xi, \eta; \lambda) = & \iint_{-\infty}^{\infty} G_2^2(\alpha/\lambda f_q, \beta/f_q) O(\alpha - \xi/M_2, \beta - \eta/M_2) d\alpha d\beta \\ = & \iint_{-\infty}^{\infty} G_2^2(\alpha + \xi/M_2/\lambda f_q, \beta + \eta/M_2/\lambda f_q) O(\alpha, \beta) d\alpha d\beta, \end{aligned} \quad (27)$$

其中二次相位因子中的 l_q 可以由几何光学简单求出,即物平面中心点通过透镜组1到编码栅1平面上的曲率半径。 f_q 为编码栅2对应于物平面的等效傅里叶变换焦距。文献[15]中已列举了多种情况,可以方便地取得。事实上由(27)式,只需求出 f_q 和 M_2 两个参数就足以进行分析。例如上述图1结构, $f_q = l_{34}$ 。图6再列举二种结构加以说明:图6(a)是三透镜的3-f系统,显然 $M_2 = 1$, $f_q = f$ 。图6(b)是单透镜系统, $f_q = l_4(l_3 + l_4)/l_2 = M_2 l_4$ 。可见(26)和(27)式分别与(12)和(13)式对应。

2. 编码栅的合成

上面只分析了两种编码栅的干涉形式,当然只要给出编码栅图案或者在数学上或者在

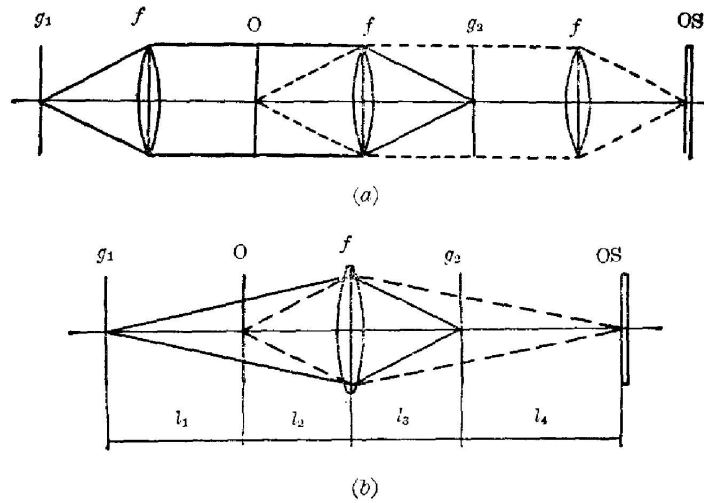


图 6

(a) 3-f 透镜系统; (b) 单透镜系统

Fig. 6

(a) an arrangement with 3-f lenses; (b) an arrangement with a single lens

物理上总可以求出它的谱分布以及相应的干涉形式。反之也可以先确定衍射花样, 创造干

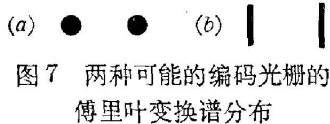


图 7 两种可能的编码光栅的傅里叶变换谱分布
Fig. 7 Two suggested types of coded grating Fourier spectrum

涉形式, 据此再合成出所需的编码栅图案。这样就使本方法具有相当大的灵活性。例如, 若编码栅的谱是两个点[图 7(a)], 则可取得正确的横向剪切干涉, 若是两条平行线[图 7(b)], 则将产生均化的横向剪切干涉。

关于编码光栅的合成方法, 原理上最可能的是全息法或计算机全息法。这一问题将在另文中给予详细讨论。

3. 编码栅平移效应

若编码栅 g_1 平移 Δx_1 和 Δy_1 , 编码栅 g_2 平移 Δx_2 和 Δy_2 , 在(9)式和(10)式中考虑到平移后的傅里叶变换将最终导致在(26)式和(27)式中增加一项线性相位因子:

$$\exp\{-jk[(\Delta x_2 - M_1\Delta x_1)\alpha + (\Delta y_2 + M_1\Delta y_1)\beta]/f_0\} \quad (28)$$

这个线性相位因子对被测物进行光学偏置, 可以移动或改变干涉图。当平移量为 $\Delta x_2 = -M_1\Delta x_1$ 和 $\Delta y_2 = -M_1\Delta y_1$ 时, 两编码栅中心完全成像相合而使线性相位因子消失。

4. 异形编码栅

若编码栅 1 的图案与编码栅 2 的不同, 以同样方法可推得:

$$E_0(\xi, \eta; \lambda) = \iint_{-\infty}^{\infty} G_1(M_1\alpha/\lambda f_0, M_2\beta/\lambda f_0) G_2(\alpha/\lambda f_0, \beta/\lambda f_0) \times O(\alpha - \xi/M_2, \beta - \eta/M_2) d\alpha d\beta \quad (29)$$

这里 g_1 的谱已缩小 M_1 倍。由式可见, 通过物体的等效傅里叶谱分布是乘积 $G_1(M_1\alpha/\lambda f_0, M_2\beta/\lambda f_0) G_2(\alpha/\lambda f_0, \beta/\lambda f_0)$ 。

这就把上述理论推广到更为一般的情况。同时还需说明的是通用公式(27)和(29)理论上并不限止编码栅一定要是周期性的函数。因此可以用两种不同的编码栅产生一种不同于

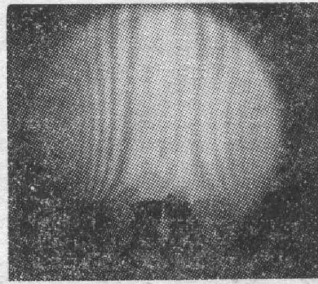


图8 用平行光栅时的酒精灯火焰干涉图
Fig. 8 Interferogram of an alcohol-lamp
flame by use of Ronchi gratings

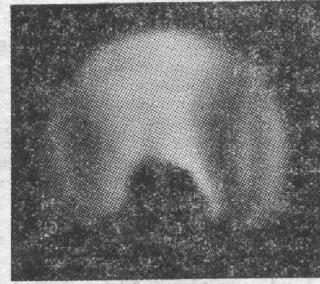


图9 用圆光栅时图8火焰的干涉图
Fig. 9 Interferogram of the same flame as
in Fig. 8 but by use of circular gratings

它们本身的新的等效傅里叶谱成份。实际使用上就可能用较为简单的编码栅产生较为复杂的谱分布函数及其相应干涉形式,例如一编码栅用间隔 d 的圆光栅,它产生傅里叶谱为中心亮点加上半径为 $\lambda f_q/d$ 的圆环,另一编码栅为间隔 $d/2$ 的双缝,它产生间隔为 $2\lambda f_q/d$ 的平行条纹谱分布。因此等效傅里叶谱分布近似为中心亮点加上左右间隔为 $\lambda f_q/d$ 的两条纹长为 $\lambda f_q/d$ 的圆弧,这将产生某种均化的横向剪切干涉。

四、实 验

实验采用图1装置,两透镜焦距均为135 mm。

(1) 用平行光栅。 $M_1=2$ 和 $M_2=0.5$, g_1 为40 lines/mm, g_2 为20 lines/mm。酒精灯火焰作被测物并置于 $l_{34}=300$ mm处。所得彩色干涉图用黑白照片记录(图8)。以中心波长 $0.55 \mu\text{m}$ 估算 $D=3.3$ mm, $s \approx 10$ mm, 所以 $s/D \approx 3$ 。由图3基本上属于三波横向剪切干涉。

(2) 用圆光栅。 $M_1=1$ 和 $M_2=0.5$, g_1 和 g_2 均为5 lines/mm的圆光栅。 $l_{34}=200$ mm, 由此 $R=0.55$ mm。火焰干涉图见于图9。由于 R 很小在火焰边缘处相位变化较大而出现最明显的干涉条纹。

实验中观察了编码栅平移变化干涉条纹的效应,也观察了编码栅倍增效应,例如当平行光栅1再放大2倍,仍得到相同的火焰干涉图。

参 考 文 献

- [1] L. Liu; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 19 (Oct), 3016.
- [2] L. Liu; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 15 (Aug), 2817.
- [3] R. Kraushaar; *J. O. S. A.*, 1950, **40**, No. 7 (Jul), 480.
- [4] F. J. Weinberg, N. B. Wood; *J. of Sci. Instr.*, 1959, **36**, No. 5 (May), 227.
- [5] V. R. Ronchi; *Appl. Opt.*, 1964, **3**, No. 4 (Apr), 437.
- [6] A. R. Maddox, R. C. Binder; *Appl. Opt.*, 1969, **8**, No. 11 (Nov), 2191.
- [7] A. W. Lohmann, D. E. Silva; *Opt. Comm.*, 1971, **2**, No. 9 (Feb), 413.
- [8] A. W. Lohmann, D. E. Silva; *Opt. Comm.*, 1972, **4**, No. 5 (Jan), 326.
- [9] S. Mallick; *Opt. Acta*, 1972, **19**, No. 9 (Aug), 739.
- [10] B. J. Chang, R. Alferness, E. N. Leith; *Appl. Opt.*, 1975, **14**, No. 7 (Jul), 1592.
- [11] D. Post; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 24 (Dec), 4163.
- [12] H. O. Bartell, J. Jahns; *Opt. Comm.*, 1979, **30**, No. 3 (Sep), 268.

- [13] R. Sudol, B. J. Thompson; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 6 (Mar), 1107.
[14] M. Francon, S. Mallick; "Polarization Interferometers", (Wiley-Interscience, 1971), Section 5.
[15] J. D. Gaskill; "Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics", (John Wiley & Sons, Inc. 1978), Chapter 10.
[16] A. Fedotowsky, K. Lehovec; *Appl. Opt.*, 1974, **13**, No. 11 (Nov), 2638.
[17] H. O. Bartelt, Y. Li; *Opt. Comm.*, 1983, **48**, No. 1 (Nov), 1.

Coded-grating Fourier-transformation diffraction interferometry with extended polychromatic illumination: theory

LIU LIREN

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

(Received 2 April 1984)

Abstract

A new type of interferometry based on Fourier-transformation diffraction of coded gratings with an extended polychromatic illumination is proposed. In the system two coded gratings are inversely imaged to each other by a lens, and the tested phase object is placed between and imaged onto an observation screen. The intensity of a certain image point is related to the phase variations in the corresponding part of the objective Fourier-spectrum of the coded grating encounters. Because of dispersion the resulted interferogram is colored. Thus, various forms of interference can be easily obtained by using different coded gratings. The system is analysed in detail by the Fresnel first-order diffraction theory, consequently, a generalized conclusion is come to. The relation among the patterns of coded gratings, their Fourier-transformations and the possible forms of interference is discussed. The experiments are given, too.