

3-光栅系统的干涉效应*

刘 立 人

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1988年4月25日收到

本文用部份相干的观点提出并研究了三个独立光栅串联排列系统的干涉效应。用模糊函数导出了干涉条纹光强分布为三个光栅等效函数的联合卷积-相关积分。给出了条纹存在的光栅间距离和周期比条件。随光源光栅狭缝宽度的变化相应产生相干的 Talbot 效应、部份相干效应和非相干的 Lau 效应。部份相干条纹的波形随光栅的平移而变化。最后给出了实验验证。

一、引 言

两相同周期的光栅在扩展光照明下,于无穷远处产生光栅状的干涉条纹的现象称为 Lau 效应^[1]。近些年来 Lau 效应已引起广泛兴趣,如采用衍射理论^[2]、相干理论^[3,4]和光栅成像模型^[5]。进一步的工作是关于介于相干的 Talbot 效应和非相干的 Lau 效应之间的部份相干现象^[6,7],研究了互强度的横向和纵向周期性之间的关系。

最近 Hane 等人^[8]提出了第二透射光栅改为反射光栅时的反射 Lau 效应,研究了干涉条纹波形随光栅平移而变化的现象。事实上这也是一种等效 3-光栅系统,但是仅局限于第一和第三等效光栅完全相同而且光栅间距离完全相等的情况。最终表达式用衍射理论求得,因为级数和形式的物理意义不明显,故只能数值计算。尤其是没有注意到内在的相干度变化问题。

我们提出过用狭缝光源产生部份相干场照明 Lau 装置的实验。说明了干涉条纹随光栅平移而变化的现象是一种部份相干干涉效应。当狭缝与光栅的距离属于近场衍射时,部份相干效应将介于 Talbot 效应和 Lau 效应之间^[9]。因此改变狭缝宽度就能把相干照明、部份相干照明和非相干照明下的光栅衍射干涉效应有机地联系起来。而当狭缝距离属于远场衍射时,部份相干条纹图像将介于光栅的傅里叶谱强度分布和 Lau 条纹之间^[10]。

基于上述两种考虑,从结构上看可以把反射 Lau 效应推广到独立的三个光栅系统。而从单一狭缝照明的部份相干效应出发,则可进一步发展到周期性部份相干照明,并联系相干和非相干两极端下的 Talbot 和 Lau 效应。因此本文主要目的是研究三个独立光栅的部份相干干涉效应。光栅间的距离可变,第一光栅周期可与第二和第三光栅不同。

首先采用模糊函数(AF)分析了干涉条纹的光强分布,因为模糊函数能简化部份相

* 国家自然科学基金资助的课题。

干光学系统的处理^[11,12]，得出了物理意义直观的简洁表达式。它是三个光栅等效函数的卷积-相关联合积分。给出了光栅间距离和周期比应满足的条件。然后解析分析了当光源光栅狭缝宽度趋向无穷小和等于光栅周期时的两相干性极端下发生的 Talbot 效应和 Lau 效应。并用数值计算法讨论了宽度介于其间的部份相干效应，得出了条纹波形随光栅平移而变化的现象。也讨论了周期性相干度的传播和取样过程。最后给出了实验证明，表明实验结果和理论预言完全一致。

二、基本理论

图 1 为基本结构示意图。与通常 Lau 装置相比，增加了一个照明光栅。第二和第三光栅具有相同周期。三个光栅都是 Ronchi 光栅，记作周期为 T ，开口宽度为 h 和中心偏移为 d 。

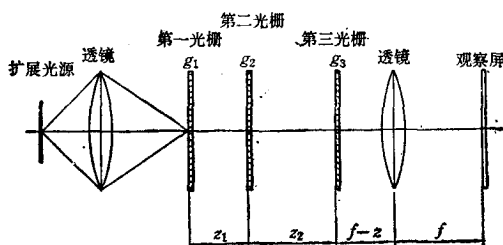


图 1 3-光栅系统结构示意图

显然系统可采用一维分析，同时也可作近光轴近似。为简单起见考虑单色照明。

非相干扩展照明光通过光源光栅 g_1 后的瓦强度可写作

$$J_1(x, \Delta x) = I \sum_n \text{rect}\left(\frac{x - nT_1 - d_1}{h_1}\right) \delta(\Delta x). \quad (1)$$

根据模糊函数定义，其模糊函数为

$$\begin{aligned} A_1(\Delta \nu, \Delta x) &= \int J_1(x, \Delta x) \exp(-2\pi i \Delta \nu x) dx \\ &= \frac{h_1}{T_1} \sum_n \text{sinc}(\Delta \nu h_1) \delta\left(\Delta \nu - \frac{n}{T_1}\right) \delta(\Delta x) \exp(-2\pi i \Delta \nu d_1). \end{aligned} \quad (2)$$

这里 Δx 和 $\Delta \nu$ 分别为空间坐标差和空间频率差。

AF 通自由空间 z 的传播可用传递矩阵 $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\lambda z & 1 \end{pmatrix}$ 描述。透镜前后焦面间的传播相

当于传递矩阵 $\begin{pmatrix} 0 & 1/\lambda f \\ -\lambda f & 0 \end{pmatrix}$ 。而 AF 对一平面透过率物体的透射相当于它们 AF 的卷积操作。

忽略运算过程，可求得观察屏上的 AF 为

$$\begin{aligned}
A_4(\Delta\nu, \Delta x) = & \iint A_1\left(\Delta\nu', \frac{f-z'}{f}\Delta x - \lambda f\Delta\nu - \lambda z_2\Delta\nu'' - \lambda z_1\Delta\nu'\right) \\
& \times A_{g2}\left(\Delta\nu'' - \Delta\nu', \frac{f-z'}{f}\Delta x - \lambda f\Delta\nu - \lambda z_2\Delta\nu''\right) \\
& \times A_{g3}\left(\frac{\Delta x}{\lambda f} - \Delta\nu'', \frac{f-z'}{f}\Delta x - \lambda f\Delta\nu\right) d\Delta\nu' d\Delta\nu''.
\end{aligned}$$

根据定义, 观察屏上光强分布为

$$\begin{aligned}
I(x) = & \int A_4(\Delta\nu, 0) \exp(2\pi i \Delta\nu x) d\Delta\nu \\
= & \iiint A_1(\Delta\nu', -\lambda f\Delta\nu - \lambda z_2\Delta\nu'' - \lambda z_1\Delta\nu') \\
& \times A_{g2}(\Delta\nu'' - \Delta\nu', -\lambda f\Delta\nu - \lambda z_2\Delta\nu'') \\
& \times A_{g3}(-\Delta\nu'', -\lambda f\Delta\nu) \exp(2\pi i \Delta\nu x) d\Delta\nu' d\Delta\nu'' d\Delta\nu \\
= & \frac{I_{h_1}}{\lambda z_1 T_1} \int \sum_n \operatorname{sinc}\left(\frac{nh_1}{T_1}\right) \exp\left(-2\pi i \frac{nd_1}{T_1}\right) A_{g2}\left(-\frac{f}{z_2}\Delta\nu\right. \\
& \left.- \left(1 + \frac{z_1}{z_2}\right)\frac{n}{T_1}, \lambda z_1 \frac{n}{T_1}\right) A_{g3}\left(\frac{f}{z_2}\Delta\nu + \frac{z_1}{z_2}\frac{n}{T_1}, -\lambda f\Delta\nu\right) \\
& \times \exp(2\pi i \Delta\nu x) d\Delta\nu.
\end{aligned} \tag{3}$$

这里光栅的模糊函数 A_g 为^[13]

$$\begin{aligned}
A_g(\Delta\nu, \Delta x) = & \sum_n \sum_m \left\{ \frac{h}{T} \wedge \left(\frac{\Delta x - 2mT}{h} \right) \operatorname{sinc}\left(\Delta\nu h \wedge \left(\frac{\Delta x - 2mT}{h} \right) \right) \right. \\
& \left. + (-1)^n \frac{h}{T} \wedge \left(\frac{\Delta x - (2m+1)T}{h} \right) \operatorname{sinc}\left(\Delta\nu h \wedge \left(\frac{\Delta x - (2m+1)T}{h} \right) \right) \right\} \\
& \times \exp(-2\pi i d\Delta\nu) \delta\left(\Delta\nu - \frac{n}{T}\right).
\end{aligned} \tag{4}$$

注意到 A_g 不为零的条件是 $\Delta\nu$ 必须是 $1/T$ 整数倍. 因为 g_2 和 g_3 具有相同的周期, 即令

$$T_2 = T_3 = T_B.$$

所以(3)式存在条件为

$$-\frac{f}{z_2}\Delta\nu - \left(1 + \frac{z_1}{z_2}\right)\frac{n}{T_1} = \frac{m}{T_B}, \tag{5}$$

$$\frac{f}{z_2}\Delta\nu + \frac{z_1}{z_2}\frac{n}{T_1} = \frac{k}{T_B}. \tag{6}$$

这里 n, m 和 k 为整数.

由(5)式和(6)式可得

$$\frac{T_B}{T_1} = -\frac{k+m}{n}.$$

这表明 $\frac{T_B}{T_1}$ 必需为有理数. 令

$$\frac{T_B}{T_1} = \frac{s}{p}. \tag{7}$$

这里 s/p 为有理数.

再考虑 z_1 和 z_2 必须满足 Talbot 自成像条件, 设

$$z_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} \frac{T_1 T_B}{\lambda}, \tag{8}$$

$$z_2 = \frac{\alpha_2}{\beta_2} \frac{T_{23}^2}{\lambda}, \quad (9)$$

则(3)式可重新写成

$$I(x) = \frac{I_{h_1}}{\lambda z_1 T_1} \sum_k \sum_n \operatorname{sinc}\left(\frac{nh_1}{T_1}\right) \exp\left(-2\pi i \frac{nd_1}{T_1}\right) A_{g^2}\left(-\frac{n}{T_1} - \frac{k}{T_{23}}, \frac{\alpha_1}{\beta_1} n T_{23}\right) \\ \times A_{g^1}\left(\frac{k}{T_{23}}, \frac{\alpha_1}{\beta_1} n T_{23} - \frac{\alpha_2}{\beta_2} k T_{23}\right) \exp\left(2\pi i x \left(\frac{z_2}{f} \frac{k}{T_{23}} - \frac{z_1}{f} \frac{n}{T_1}\right)\right). \quad (10)$$

这里 α_1/β_1 和 α_2/β_2 也均为有理数. 而 $\frac{n}{T_1} = \frac{s}{p} \frac{n}{T_{23}}$. 为保证 A_{g^1} 的 Δv 为 $1/T_{23}$ 的整

数倍, 需使 n 为 p 的整数倍. 同时从(4)式可以看出, 应使 A_{g^1} 和 A_{g^2} 的 Δx 项为 T_{23} 的整数倍, 因此 n 也要为 β_1 的整数倍, k 要为 β_2 的整数倍. 由此需设置变量变换. 令 β_1 和 p 的最大公倍数为 β'_1 . 则需置换 $n = \beta'_1 n'$ 和在 A_{g^2} 中置换 $k = \beta_2 k'$. 这相当于在(10)式中乘上 $\delta(n - \beta'_1 n') \delta(k - \beta_2 k')$. n' 和 k' 为任何整数.

首先对(10)式中的 k 项求级数和, 即

$$\sum_k A_{g^2}\left(-\frac{s'n'}{T_{23}} - \frac{k}{T_{23}}, \alpha'_1 n' T_{23}\right) A_{g^1}\left(\frac{k}{T_{23}}, \alpha'_1 n' T_{23} - \frac{\alpha_2}{\beta_2} k T_{23}\right) \\ \times \delta(k - \beta_2 k') \exp\left(2\pi i x \frac{z_2}{f} \frac{k}{T_{23}}\right) = \sum_k \frac{h_2}{T_{23}} \operatorname{sinc}\left(\frac{h_2}{T_{23}} (k + s'n')\right) \\ \times \exp\left(2\pi i \frac{d_2}{T_{23}} (k + s'n')\right) (-1)^{-\alpha'_1 n' (k + s'n')} \frac{h_3}{T_{23}} \operatorname{sinc}\left(\frac{h_3}{T_{23}} k\right) \\ \times \exp\left(-2\pi i \frac{d_3}{T_{23}} k\right) (-1)^{k(\alpha'_1 n' - \frac{\alpha_2}{\beta_2} k)} \delta(k - \beta_2 k') \exp\left(2\pi i x \frac{z_2}{f} \frac{k}{T_{23}}\right). \quad (11)$$

这里 $s' = \frac{s}{p} \beta'_1$, $\alpha'_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} \beta'_1$. 其中 (-1) 项来自(4)式中的附加 $(-1)^n$ 项. 这时当 Δv 项为 $1/T$ 的奇数倍和 Δx 项为 T 的奇数倍时产生 -1 附加因子.

考虑到奇偶数关系, 有

$$(-1)^{-\alpha'_1 n' (k + s'n')} (-1)^{k(\alpha'_1 n' - \frac{\alpha_2}{\beta_2} k)} = \exp(\pm \pi i \alpha'_1 s' n') \exp(\pm \pi i \alpha_2 \beta_2 k').$$

因为

$$\sum_k \frac{h_2}{T_{23}} \operatorname{sinc}\left(\frac{h_2}{T_{23}} (k + s'n')\right) \exp\left(2\pi i x \frac{z_2}{f} \frac{k}{T_{23}}\right) \\ = \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\frac{z_2}{f} x - n T_{23}}{h_2}\right) \exp\left(-2\pi i \frac{z_2}{f} x \frac{s'n'}{T_{23}}\right), \quad (12)$$

$$\sum_{k'} \frac{h_3}{T_{23}} \operatorname{sinc}\left(\frac{h_3 \beta_2 k'}{T_{23}}\right) \exp(\pm \pi i \alpha_2 \beta_2 k') \exp\left(-2\pi i \frac{d_2 - d_1}{T_{23}} \beta_2 k'\right) \\ \times \exp\left(2\pi i \frac{z_2}{f} \frac{k' \beta_2}{T_{23}}\right) = \frac{1}{\beta_2} \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\frac{z_2}{f} x - \frac{n_2 T_{23}}{\beta_2} \pm \frac{\alpha_2 T_{23}}{2} - (d_2 - d_1)}{h_3}\right). \quad (13)$$

根据傅里叶变换的卷积定律, (11)式所表示的 k 项级数和由(12)和(13)式表示后可为

$$\exp(\pm \pi i \alpha'_1 s' n') \int \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\frac{z_2}{f} \alpha - nT_{23}}{h_2}\right) \exp\left(-2\pi i \frac{z_2}{f} \alpha \frac{s' n'}{T_{23}}\right) \\ \times \frac{1}{\beta_2} \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\frac{z_1}{f} (x - \alpha) - \frac{nT_{23}}{\beta_2} \pm \frac{\alpha_2 T_{23}}{2} - (d_3 - d_2)}{h_3}\right) d\left(\frac{z_2}{f} \alpha\right).$$

将此式代入(10)式, 再对 n' 求级数和, 则可取得最终结果为

$$I(x) = \frac{I}{\lambda z_1} \int \frac{1}{\beta'_1} \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{-\frac{z_1}{f} x - \alpha - \frac{nT_1}{\beta'_1} - (d_1 - d_2) \pm \frac{s\alpha_1 \beta'_1 T_1}{2p\beta_1}}{h_1}\right) \\ \times \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\alpha - nT_{23}}{h_2}\right) \frac{1}{\beta_2} \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\frac{z_2}{f} x - \alpha - \frac{nT_{23}}{\beta_2} \pm \frac{\alpha_2 T_{23}}{2} - (d_3 - d_2)}{h_3}\right) d\alpha. \quad (14)$$

这个简洁的公式表明干涉条纹光强是三个光栅等效函数之间的相关-卷积积分。

三、介于 Talbot 效应和 Lau 效应间的部份相干效应

首先研究两相干极端下的情况。

1. Lau 效应

若光源光栅 g_1 的开口 $h_1 = T_1$, 则 $g_1 \equiv 1$ 。系统就是 Lau 装置。这时(14)式成为

$$I(x) = \frac{I}{\lambda z_1} \int \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\alpha - nT_{23}}{h_2}\right) \frac{1}{\beta_2} \\ \times \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{\frac{z_2}{f} x - \alpha - \frac{nT_{23}}{\beta_2} \pm \frac{\alpha_2 T_{23}}{2} - (d_3 - d_2)}{h_3}\right) d\alpha. \quad (15)$$

这是典型的 Lau 条纹表达式。同样也可以简化到 $g_2 \equiv 1$ 或者 $g_3 \equiv 1$ 下的 Lau 效应。

2. Talbot 效应

若光源光栅 g_1 的开口趋近无限小, 则

$$\lim_{h_1 \rightarrow 0} \frac{1}{h_1} \sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{-\frac{z_1}{f} x - \alpha - \frac{nT_1}{\beta'_1} - (d_1 - d_2) \pm \frac{s\alpha_1 \beta'_1 T_1}{2p\beta_1}}{h_1}\right) \\ = \sum_n \delta\left(-\frac{z_1}{f} x - \alpha - \frac{nT_1}{\beta'_1} - (d_1 - d_2) \pm \frac{s\alpha_1 \beta'_1 T_1}{2p\beta_1}\right). \quad (16)$$

这时(14)式成为

$$I(x) = \frac{I h_1}{\lambda z_1} \frac{1}{\beta'_1 \beta_2} \sum_n \left(\sum_n \operatorname{rect}\left(\frac{-\frac{z_1}{f} x - (d_1 - d_2) \pm \frac{s\alpha_1 \beta'_1 T_1}{2p\beta_1} - nT_{23} - \frac{nT_1}{\beta'_1}}{h_2}\right) \right)$$

$$\times \sum_n \text{rect} \left(\frac{\frac{z_1 + z_2}{f} x + (d_1 - d_3) \pm \frac{\alpha_1 \beta_1 T_1}{2 p \beta_1} \pm \frac{\alpha_2 T_{23}}{2} - \frac{n T_{23}}{\beta_2} - \frac{m T_1}{\beta_1}}{h_3} \right). \quad (17)$$

这是 m 个 g_2 和 g_3 光栅在透镜后焦面上的 Talbot 自成像乘积的叠加。

事实上令 $h_2 \rightarrow 0$ 或者 $h_3 \rightarrow 0$, 也可以得到 Talbot 自成像效应。

3. 部份相干效应

由上述分析可知, 当光源光栅的 h_1 介于零和 T_1 之间时产生介于 Talbot 效应和 Lau 效应之间的部份相干效应。为清楚起见, 给出一些典型的数值结果。

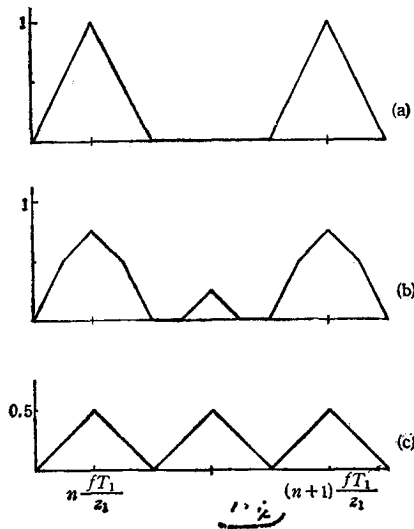


图 2

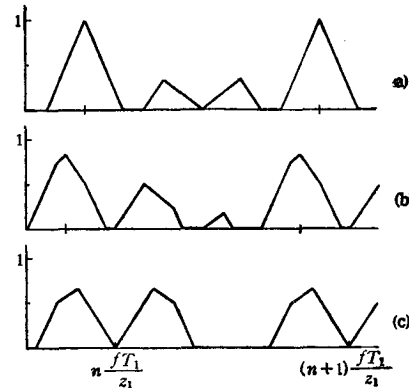


图 3

首先计算 $T_1 = T_{23}$, $h_1 = h_2 = h_3 = T_1/2$ 和 $\alpha_1/\beta_1 = \alpha_2/\beta_2 = 1$ 情况下部份相干干涉条纹的光强分布。图 2(a), (b), (c) 分别给出 $d_1 = d_2 = 0$ 和 $d_3 = 0$, $T_1/4$ 和 $T_1/2$ 下的三种主要的光强剖面波形。可见条纹波形在频率成倍的两光栅状分布函数之间转变。

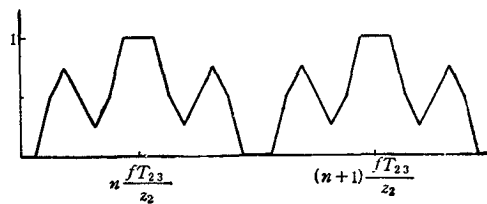


图 4

为比较起见, 在上述条件下再计算 $z_2 = 2z_1$, $z_1 = T_{23}^2/\lambda$ 下的光强分布。图 3(a), (b), (c) 分别给出了 $d_1 = d_2 = 0$ 和 $d_3 = 0$, $T_1/4$, $T_1/2$ 下的三种主要波形。当光栅平

移不是 $T_1/2$ 的整数倍时出现非对称的光强分布。

图 4 给出了一种比较复杂的情况。即 $T_1 = T_{23}/2$, $h_1 = T_1/2$, $h_2 = h_3 = T_{23}/2$, $\alpha_1/2\beta_1 = \alpha_2/\beta_2 = 1$ 。

上述各图都对光强作了归一化, 而且只给出了一个周期上的光强波形。其中图 2 所用参数与文献[8]的某些计算参数相似, 可见具有相同的结果。显然本文导出的用光栅函数表达的光强分布公式要比该文的级数和形式更直观和更易数值计算。并且是适用于可变光栅间距离和周期比的通用公式。

可见部份相干条纹波形与系统结构参数有关。特别是条纹波形随光栅平移而变化, 这是通常双光栅 Lau 实验中所不具备的新性质。这一现象在单狭缝部份相干实验中也已观察到, 不过现在由于周期性部份相干照明, 再加之光栅距离可变性, 干涉条纹波形更为复杂。

四、相干函数传递过程

如同 Lau 效应的部份相干理论分析一样^[3,4], 可以认为非相干照明的第一光栅将在第二光栅面上产生光栅状的相干函数。第二光栅将对该相干函数取样, 并在第三光栅面上产生新的相干函数。第三光栅再取样, 产生一定的相干光场, 其干涉结果在观察面上产生光栅状条纹。

这里作一简略讨论。以相同的模糊函数处理方法, 可求得入射到第二光栅上的互强度为

$$J_1(x, \Delta x) = \frac{I h_1}{\lambda z_1 T_1} \sum_n \text{sinc}\left(\frac{n h_1}{T_1}\right) \delta\left(\frac{\Delta x}{\lambda z_1} - \frac{n}{T_1}\right) \exp\left(2\pi i \frac{\Delta x x}{\lambda z_1}\right). \quad (18)$$

这与文献[3]结果一致。

互强度相干度周期为 $T_i = \lambda z_i / T_1$, (g_1 对 g_2)

第二光栅周期为 T_{23} , 若以下列方式取样: $\alpha_1 T_{23} = \beta_1 T_i$, 则可得到 (8) 式即 $z_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} \frac{T_1 T_{23}}{\lambda}$ 的条件。

同样可求得第三光栅入射光的互强度为

$$J_2(x, \Delta x) = \frac{I h_1}{\lambda z_1 T_1} \sum_n \text{sinc}\left(\frac{n h_1}{T_1}\right) A_{g_2}\left(\frac{\Delta x}{\lambda z_2} - \frac{z_1 + z_2}{z_2} \frac{n}{T_1}, \lambda z_1 \frac{n}{T_1}\right) \times \exp\left(2\pi i \left(\frac{\Delta x}{\lambda z_2} - \frac{z_1}{z_2} \frac{n}{T_1}\right) x\right). \quad (19)$$

根据 A_{g_2} 存在条件, 即必须满足

$$\frac{\Delta x}{\lambda z_2} - \frac{z_1 + z_2}{z_2} \frac{n}{T_1} = \frac{m}{T_{23}}.$$

所以相关度具有两个周期:

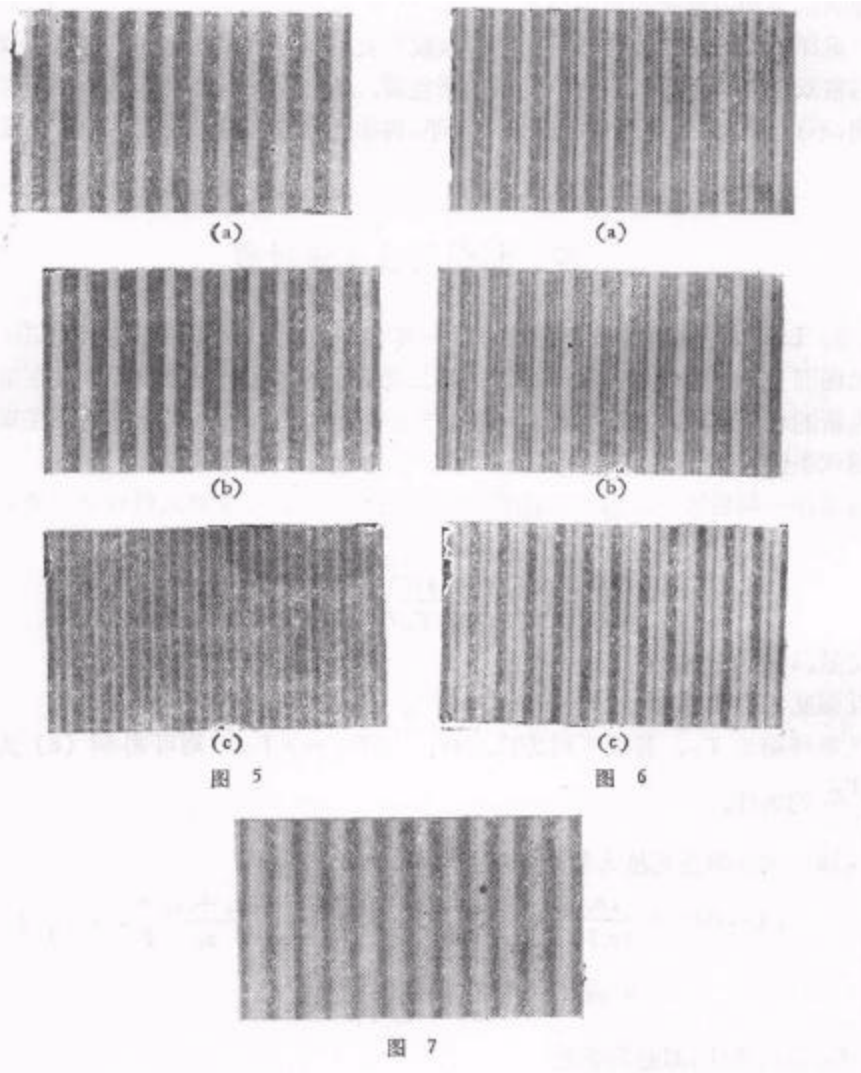
$$T_{i1} = \frac{\lambda(z_1 + z_2)}{T_1}, (g_1 \text{ 对 } g_3), \quad T_{i2} = \frac{\lambda z_2}{T_{23}}, (g_2 \text{ 对 } g_3).$$

第三光栅以 $\alpha_2 T_{23} = \beta_2 T_{i2}$ 取样, 则可求得(9)式的条件。 T_{i1} 表示 g_1 对 g_3 的部份相干照

明周期,这时自然满足取样方式 $\frac{T_{j1}}{T_{23}} = \frac{\alpha_1}{\beta_1} + \frac{s}{p} \frac{\alpha_2}{\beta_2}$.

五、实 验

实验如图 1 安排,其中 $f = 240\text{mm}$. 扩展白光通过红色滤光片产生约 $6000\text{\AA}$ 的准



单色光.

图 5 为 $T_1 = T_{23} = 0.2\text{mm}$, $h_1 = h_2 = h_3 = 0.1\text{mm}$, $z_1 = z_2 = T_1^2/\lambda \approx 67\text{mm}$, $d_1 = d_2 = 0$ 情况下的实验结果. (a), (b), (c) 分别对应于 $d_3 = 0, 0.025\text{mm}, 0.05\text{mm}$. 与图 2 比较是完全一致的.

图 6 为使 $z_2 = 2z_1 \approx 134\text{mm}$ 时的结果. (a), (b), (c) 也对应于 $d_3 = 0, 0.025\text{mm}, 0.05\text{mm}$. 与图 3 预言一致.

再在图 5 实验条件下改变第一光栅周期, 使 $T_1 = T_3/2 = 0.01\text{mm}$, $h_1 = T_1/2$. 实验结果见图 7, 也与图 4 预言一致.

显然, 实验证明了理论分析是正确的.

六、结 语

本文采用部份相干理论和模糊函数方法分析了一般结构下的 3-光栅干涉效应. 导出了光强分布表达式, 它是三个光栅等效函数的相关-卷积联合积分.

系统在两相干性极端下分别产生相干的 Talbot 自成像效应和非相干的 Lau 效应. 一般情况下产生部份相干干涉条纹, 其波形与系统参数有关, 尤其是随光栅平移而变化. 这些明显的特点表明 3-光栅系统将能应用于光学测量技术, 光学信息处理和相干性研究等领域. 如用于干涉术时, 可以取得一种完全新型的干涉图, 即物体干涉条纹以两种频率成倍的光栅状细条纹所表征^[9].

- [1] E. Lau, *Ann. Phys.*, **6**(1948), 417.
- [2] J. Jahns, A. Lohmann, *Opt. Comm.*, **28**(1979), 263.
- [3] F. Gori, *Opt. Comm.*, **31**(1979), 4.
- [4] R. Sudol, B. J. Thompson, *Opt. Comm.*, **31**(1979), 105.
- [5] G. J. Swanson, E. N. Leith, *J. Opt. Soc. Am.*, **A2**(1985), 789.
- [6] A. W. Lohmann, J. Ojeda-Castaneda, *Optica Acta*, **30**(1983), 457.
- [7] G. Indebetowv, *Optica Acta*, **31**(1984), 531.
- [8] K. Hane, S. Hattori, C. P. Grover, *J. Modern Optics*, **34**(1987), 1481.
- [9] 刘立人, 已投光学学报.
- [10] 刘立人, 已投中国科学 A 辑.
- [11] A. Papoulis, *J. Opt. Soc. Am.*, **64**(1974), 779.
- [12] K. H. Brenner, J. Ojeda-Castaneda, *Optica Acta*, **31**(1984), 213.
- [13] 刘立人, 光学学报, **7**(1987), 501.

INTERFERENCE PHENOMENON ON A 3-GRATING SYSTEM

LIU LI-REN

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

ABSTRACT

In this paper, the interference phenomenon in an optical system with three gratings in series arrangement is proposed and analysed in terms of the partial coherence theory and the ambiguity function. As a result, the fringe intensity distribution is derived as a joint convolution-correlation integral of three equivalent functions of gratings. The conditions on the distances and the period ratios between gratings are studied. With the change of the slit width, the Talbot effect, the partially coherent effect and the Lau effect can be observed in sequence. The profile of partially coherent fringes varies with the relative shift of any grating. Finally, experimental verifications for theoretical predictions are given.