

平面物体的 Lau 效应理论

刘立人

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文提出了任何平面物体的扩展 Lau 效应的新概念, 相应提出了离轴光学傅里叶变换系统的新的解释模型, 导出了产生 Lau 效应的必要条件, 也完整分析了光栅 Lau 效应, 其中扩展了光栅的 Fresnel 成像条件。

一、引 言

Lau 效应是用扩展光源照明两个周期相同并相隔一定距离的衍射光栅在无穷远处观察到平行干涉条纹的效应。Lohmann^[1] 基于衍射理论重新提出并解释了 Lau 效应, 并且据此提出了 Lau 干涉法^[2]。以后 Sudol, Thompson^[3, 4] 和 Gori^[5] 分别提出了部分相干理论的解释, Swanson 和 Leith^[6] 基于双光栅衍射干涉仪模型给出了光栅成像和 Lau 效应的解释, 此后 Lohmann^[7] 又提出了光学传递函数的观点, 接着 Sethuraman^[8] 用 Bloch 函数的光学传递函数作了新解释。我们也用反向脉冲传递法解释了 Lau 效应和光栅成像^[9]。所有这些工作证明了 Lau 效应引起了人们的关注。

显然可见, Lau 效应的研究都是对平行衍射光栅的, 至今尚未有过对于任何二维分布的平面物体的 Lau 效应的理论研究。这种研究将扩展 Lau 效应现象, 是很有意义的。

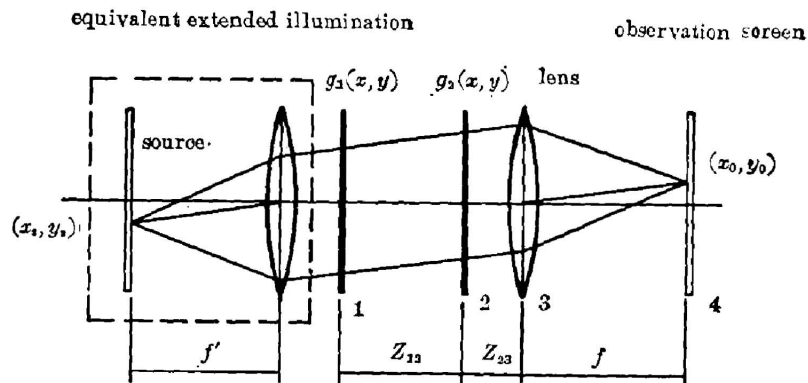


Fig. 1 Basic setup for Lau's experiment

基于此, 本文提出任何平面物体的 Lau 效应新概念, 相应也提出了另一种解释 Lau 效应的离轴光学傅里叶变换系统的新的模型, 得出了描述平面物体的扩展 Lau 效应的相关积分

解析解。导出了产生 Lau 条纹的基本条件: (1) 两个平面物体的强度透过率函数之间必须存在确定可认的相关积分函数^[注], 这就是 Lau 干涉条纹图案; (2) 平面物体必须能产生衍射自成像。文中也用这种理论详细分析了光栅 Lau 效应, 这又是一种新的解释观点, 可以根据光栅的剖面波形直接求出 Lau 条纹波形, 这里也研究了光栅的 Fresnel 自成像条件。

二、基本理论

观察 Lau 效应的基本装置见于图 1。扩展光源的照明具备各个方向上发射的平面波, 因此我们可用虚线内的等效透镜和它的焦面上的平面扩展光源来表示任何形式的扩展光源, 两平面物体分别用 $g_1(x, y)$ 和 $g_2(x, y)$ 表示, 先求等效照明源上任何一照明点 (x_0, y_0) 在观察面上的光强分布, 从照明点到观察面是一种倾斜照明的高轴光学傅里叶变换系统。照明点和观察面上成像点之间关系为:

$$x_s/f' = -x_0/f, \quad y_s/f_1 = -y_0/f, \quad (1)$$

对于点光源 (x_0, y_0) 产生的平面物体 g_1 的照明波为

$$u_1^\pm(x, y) = \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f^{\pm 1}}(xx_0 + yy_0)\right] = \exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda f}(xx_0 + yy_0)\right].$$

这里 \pm 号表示有关平面左、右之场强。分析将采取菲涅耳衍射理论^[10], 其中将忽略一切常数因子, 这并不影响最终结果。显然:

$$u_2^\pm(x, y) = \left\{ \left[g_1(x, y) \exp j\frac{2\pi}{\lambda f}(xx_0 + yy_0) \right] ** q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z_{12}}\right) \right\} g_2(x, y), \quad (2)$$

这里 $**$ 表示二维卷积, q 为二次项相位因子。由透镜的傅里叶变换性质

$$u_4(x, y; x_0, y_0) = \frac{\exp\left[j\frac{\pi}{\lambda f}\left(1 - \frac{z_{23}}{f}\right)(x^2 + y^2)\right] \left(\frac{FF}{\lambda f}\right)}{j\lambda} u_2^\pm(x, y), \quad (3)$$

这里 $\frac{FF}{\lambda f}$ 表示波长 λ 下焦距为 f 的两维傅里叶变换。(3) 式中傅里叶变换部分为:

$$\frac{FF}{\lambda f} u_2^\pm(x, y) = G_2\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) ** \left[G_1\left(\frac{x-x_0}{\lambda f}, \frac{y-y_0}{\lambda f}\right) q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \right],$$

这里 G_1 和 G_2 分别为 g_1 和 g_2 的傅里叶变换式。

由于非相干照明, 光源上所有照明点在观察屏上产生的强度分布应当是对 $|u_4|^2$ 的积分。即:

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} G_2\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) ** \left[G_1\left(\frac{x-x_0}{\lambda f}, \frac{y-y_0}{\lambda f}\right) q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \right]^2 dx_0 dy_0. \quad (4)$$

由傅里叶变换的能量守恒定律可知, 函数的强度对变量的积分等于函数对该变量傅里叶变换的强度积分。由此, $G_2\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) ** \left[G_1\left(\frac{x-x_0}{\lambda f}, \frac{y-y_0}{\lambda f}\right) q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \right]$ 对核为 $\exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f}(x_0\alpha + y_0\beta)\right]$ 的傅里叶变换为: $g_2\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) ** \left[\exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f}(x\alpha + y\beta)\right] \times q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \right]$, 这样(4)式成为:

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} |g_1(\alpha, \beta)|^2 G_2\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) ** \left\{ \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f}(x\alpha + y\beta)\right] \right. \\ \left. \times q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f}\right) \right\}^2 d\alpha d\beta, \quad (5)$$

其中

$$G_2\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) ** \left\{ \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f}(x\alpha + y\beta)\right] q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \right\} \\ = \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f}(x\alpha + y\beta)\right] q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \iint_{-\infty}^{\infty} G_2\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right) \\ \times \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda f}(\alpha u + \beta v)\right] q^*\left(u, v; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \exp\left[j \frac{2\pi z_{12}}{\lambda f^2}(xu + yv)\right] du dv \\ = \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f}(x\alpha + y\beta)\right] q^*\left(x, y; \frac{z_{12}}{\lambda f^2}\right) \\ \times \left[g_2\left(\alpha + \frac{z_{12}}{f}x, \beta + \frac{z_{12}}{f}y\right) ** q\left(\alpha, \beta; \frac{1}{\lambda z_{12}}\right) \right].$$

这里已应用了核为 $\exp\left[j \frac{2\pi z_{12}}{\lambda f^2}(xu + yv)\right]$ 的逆傅里叶变换, 代回(5)式并令:

$$g_{21}(x, y) = g_2\left(x, y; \frac{1}{\lambda z_{12}}\right) \quad (6)$$

表示在正交平行光照明下第二平面物体 $g_2(x, y)$ 经距离 z_{12} 衍射传布后的非涅耳像分布, (5)式即可写成:

$$I(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \left| g_{21}\left(\alpha + \frac{z_{12}}{f}x, \beta + \frac{z_{12}}{f}y\right) \right|^2 |g_1(\alpha, \beta)|^2 d\alpha d\beta \quad (7)$$

或者

$$I\left(\frac{f}{z_{12}}x, \frac{f}{z_{12}}y\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} |g_{21}(\alpha + x, \beta + y)|^2 |g_1(\alpha, \beta)|^2 d\alpha d\beta \\ = |g_{21}(x, y)|^2 \star\star |g_1(x, y)|^2, \quad (8)$$

这里 $\star\star$ 表示两维相关积分。上述公式表明观察屏上的强度分布是第二平面物体经 z_{12} 距离衍射像和第一平面物体的强度相关积分函数的坐标放大 f/z_{12} 倍。

三、光栅 Lau 效应

这里先分析两周期相等的光栅 Lau 效应。设 g_1 是开口宽度为 h_1 和周期为 T 的矩形平行光栅, 则:

$$g_1(x, y) = \sum_n \text{rect} \frac{x - nT}{h_1}. \quad (9)$$

g_2 具有相同周期但开口为 h_2 , 同样

$$g_2(x, y) = \sum_m \text{rect} \frac{x - mT}{h_2}. \quad (10)$$

光栅也可用傅里叶级数表示, 显然:

$$g_1(x, y) = \sum_m A_m \exp\left(j \frac{2\pi m x}{T}\right). \quad (11)$$

$$g_2(x, y) = \sum_n B_n \exp\left(j \frac{2\pi n x}{T}\right). \tag{12}$$

这里 $A_m = \frac{h_1}{T} \operatorname{sinc}\left(\frac{m h_1}{T}\right)$ 和 $B_n = \frac{h_2}{T} \operatorname{sinc}\left(\frac{n h_2}{T}\right)$ 。

则光栅的衍射像可表达为:

$$\begin{aligned} g_{21}(x, y) &= \sum_n \left\{ FF g_2(x, y), FF q\left(x, y; \frac{1}{\lambda z_{12}}\right) \right\} \exp\left(j \frac{2\pi n x}{T}\right) \\ &= \sum_n B_n \exp\left(-j\pi \frac{\lambda z_{12} n^2}{T^2}\right) \exp\left(j \frac{2\pi n x}{T}\right). \end{aligned} \tag{13}$$

相对于 g_2 的原傅里叶级数, 每项增加了一个与 n^2 成正比的附加相位因子。

在 Talbot 自成像条件下, 即 $z_{12} = 2 \frac{T^2}{\lambda}, 4 \frac{T^2}{\lambda}, \dots$, (13) 式中附加相位因子均为 2π 整数倍, 这时将得到原光栅的精确像。所以 $g_{21}(x, y) = g_2(x, y)$ 。

除了上述严格产生原光栅像外, 在一定的衍射距离也能产生光栅形状强度分布, 这称之为光栅的 Fresnel 成像^[13]。这时可令

$$z_{12} = \frac{\alpha}{\beta} \cdot \frac{T^2}{\lambda}. \tag{14}$$

这里 α/β 为正有理数。(13) 式中的附加相位即为

$$\varphi_n = -\pi \frac{\alpha}{\beta} n^2. \tag{15}$$

当 $\alpha\beta$ 为偶数时, 令 $n = k\beta + n'$, 其中 $n' = 0, 1, \dots, (\beta - 1)$ 和 $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 则 $\varphi_n = -\pi \frac{\alpha}{\beta} n'^2 - 2\pi\alpha k n' - \pi\alpha\beta k^2$, 后两项均为 2π 的整数倍, 因此能简化为 $\varphi_n = -\pi \frac{\alpha}{\beta} n'^2$ 。(13) 式即为

$$g_{21}(x, y) = \sum_n \exp\left(-j\pi \frac{\alpha}{\beta} n'^2\right) \sum_k \frac{h_2}{T} \operatorname{sinc}\left[(k\beta + n') \frac{h_2}{T}\right] \exp\left[j\left(2\pi \frac{k\beta + n'}{T} x\right)\right],$$

由于

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta} \sum_k \operatorname{rect}\left(\frac{x - \frac{kT}{\beta}}{h_2}\right) \exp\left(-j2\pi \frac{kn'}{\beta}\right) &= \sum_k \frac{h_2}{T} \operatorname{sinc}\left[(k\beta + n') \frac{h_2}{T}\right] \\ &\times \exp\left(j2\pi \frac{k\beta + n'}{T} x\right). \end{aligned}$$

所以(13)式最终为

$$g_{21}(x, y) = \sum_k R_k \operatorname{rect}\left(\frac{x - \frac{kT}{\beta}}{h_2}\right). \tag{16}$$

$$R_k = \frac{1}{\beta} \sum_n \exp\left[-j\left(2\pi \frac{kn'}{\beta} + \pi \frac{\alpha}{\beta} n'^2\right)\right], \tag{17}$$

R_k 可由矢量相加法方便地求出, 可见 g_2 经过 $\frac{\alpha}{\beta} \frac{T^2}{\lambda}$ 距离衍射后自成像仍为开口 h_2 的矩形脉冲, 间隔为 T/β 。脉冲复数权重函数具有性质: $R_{k+\beta} = R_k$ 。所以计算上只需求出 $k = 0, 1, \dots, (\beta - 1)$ 共 β 个权重值就能得到整个 g_{21} 的分布。脉冲变化周期为 β 。

当 α 和 β 均为奇数时, 可令 $n = 2k\beta + n'$, 这里 $n' = 0, 1, \dots, (2\beta - 1)$ 。附加相位因子中

略去 2π 整数倍, 仍有 $\varphi_n = -\pi \frac{\alpha}{\beta} n'^2$ 。(13)式最终又为

$$g_{21}(x, y) = \sum_k R_k \text{rect} \left(\frac{x - \frac{kT}{2\beta}}{h_2} \right), \quad (18)$$

$$R_k = \frac{1}{2\beta} \sum_{n'} \exp \left[-j \left(\frac{\pi k n'}{\beta} + \pi \frac{\alpha}{\beta} n'^2 \right) \right], \quad (19)$$

这里当 k 为偶数时, $\exp \left[-j \left(\frac{\pi k n'}{\beta} + \frac{\pi \alpha n'^2}{\beta} \right) \right] = -\exp \left[-j \left(\frac{\pi k (n' + \beta)}{\beta} + \frac{\pi \alpha (n' + \beta)^2}{\beta} \right) \right]$ 。所以 $R_k = 0$ 。因而 k 只需取奇数, 可见自成像开口仍为 h_2 , 脉冲间隔为 T/β , 移位 $T/2\beta$ 。由于 $R_{k+2\beta} = R_k$, 现在也只要求出 $k=1, 3, \dots, (2\beta-1)$ 共 β 个权重值就能得到整个 g_{21} 的分布。脉冲变化周期也为 β 。

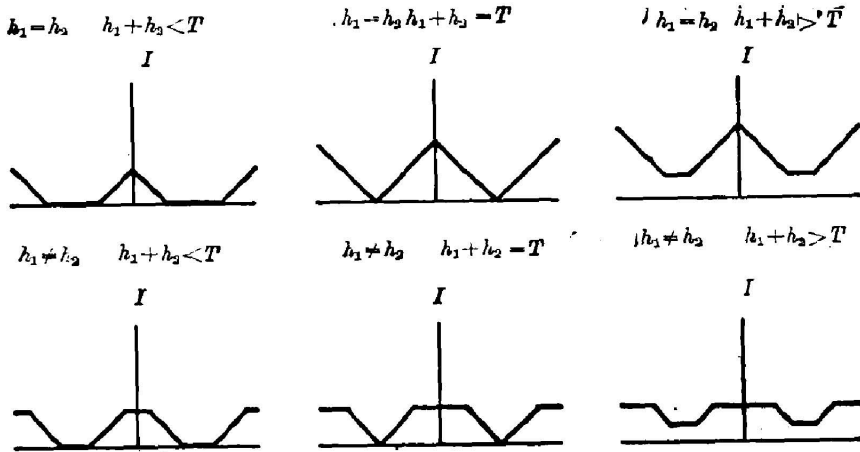


Fig. 2 Lau-fringe profiles for various combinations of opening numbers of two gratings ($\alpha=2, \beta=1$)

因为已设定光栅为取值 0 和 1 的双值矩形光栅, 由(8)式, 光栅 Lau 效应的干涉条纹为

$$I \left(\frac{f}{z_{12}} x, \frac{f}{z_{12}} y \right) = \sum_m \text{rect} \left(\frac{x - mT}{h_1} \right) \star \star \sum_k |R_k|^2 \text{rect} \left(\frac{x - \frac{kT}{\alpha\beta}}{h_2} \right), \quad (20)$$

式中当 $\alpha\beta$ 为奇数时才保留因子 2。

$|g_{21}|$ 自成像绝对值的周期均为 T/β , 观察屏上 Lau 条纹周期由此可知

$$T_L = \frac{T}{\beta} \frac{f}{z_{12}} = \frac{\lambda f}{\alpha T}. \quad (21)$$

Lau 条纹波形用(20)式能很方便地直接求出。同时可见(14)式表示的 Talbot-Fresnel 光栅自成像条件也就是 Lau 效应条件, 这表明了两种效应间的内在联系。为说明 Lau 条纹可能出现的波形情况, 图 2 给出了 $\alpha=2$ 和 $\beta=1$ 条件下 Lau 波形和光栅开口宽度的关系。其中周期 $T_L = \frac{\lambda f}{2T}$ 。可见只有 $h_1 + h_2 \leq T$ 时 Lau 条纹才有零点, 条纹是高对比度的。当 $h_1 + h_2 > T$ 时, 随着其值的增大, 对比度越来越低。

一般而言, 为得到具有零点的高对比度 Lau 条纹, $|g_{21}|$ 自成像光栅至少应当具有零点。

$|g_{21}|$ 的脉冲宽度为 h_2 , 周期为 T/β , 零点条件为

$$\beta < T/h_{20} \quad (22)$$

同样使 g_1 光栅相对于 $|g_{21}|$ 自成像绝对值的周期 T/β 也至少应有零点, 即

$$\beta < T/h_1, \quad (23)$$

具有零点的条纹的对比度为 1。还应当注意是不能取

$$\beta = T/h_1 \quad \text{或} \quad \beta = T/h_2. \quad (24)$$

这时 $|g_{21}|$ 自成像的脉冲宽度 h_2 刚好等于周期 T/β , 自成像光栅不复存在, 或者说 g_1 光栅的开口 h_1 刚好等于 g_{21} 的周期 T/β 。两种情况下相关积分均是恒值而不产生周期性 Lau 条纹。

这种分析方法的特点是在空域内直接用相关积分求出 Lau 条纹, 能方便地求出各种 α 和 β 组合和各种 h_1 和 h_2 值下的 Lau 条纹波形。

四、任意平面物体的 Lau 效应

这里将讨论 $g_1(x, y)$ 和 $g_2(x, y)$ 为任意已含振幅和相位变化的二维分布平面物体的扩展 Lau 效应产生的条件。由 (8) 式并根据对光栅 Lau 现象的认识, 可以看到为了得到 Lau 干涉条纹必须满足两项条件, 即平面物体能够产生衍射自成像, 两平面物体的强度透过率函数间应具有确定可认的相关积分函数图案。

1. 自成像条件

平面物体不论是周期性物体还是单个物体都可能产生自成像^[11], 这时 $g_{21} = g_1$, 得到确定的衍射解。在正交平面波照射下的无限平面物体的自成像过程可采用几何光学截止下的亥姆霍兹方程求解^[12], 下面将引用该理论得到的自成像条件。

对于任何周期性物体和单个物体可分为两种自成像过程。

(a) 弱成像

定义物体的谱成分远远小于自然极限空间频率 $1/\lambda$ 。单周期性物体大多属于此列, 自成像条件为

$$|\mathbf{f}| = \left(\frac{2}{z}\right)^{\frac{1}{2}} [m(\mathbf{f})]^{\frac{1}{2}}. \quad (25)$$

这里 \mathbf{f} 为空间频率矢量, z 为传播距离, m 为与 \mathbf{f} 有关的整正数。自成像条件的物理意义是物体谱成分中不等于零的空间频率必须位于中心在原点的菲涅耳带板的环带位置上, 这时在距离 z 或 n 倍上产生自成像。

(b) 强成像

定义物体的谱成分接近自然极限频率。自成像条件为

$$\mathbf{f}^2 + \left(\frac{m(\mathbf{f})}{z} - \frac{1}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda}\right)^2. \quad (26)$$

以 m/z_{12} 为纵轴, $|\mathbf{f}|$ 为横轴, 此方程代表中心在 $(0, \frac{1}{\lambda})$ 半径为 $\frac{1}{\lambda}$ 的圆。当 $z_{12} \gg \lambda$ 时, 对应于 m/z 的 $|\mathbf{f}|$ 应取值为 r_i , 当 r_i 较小时也构成菲涅耳环带分布。

2. 相关条件

满足自成像条件下 $g_{21}(x, y) = g_2(x, y)$, (8)式变为

$$I\left(\frac{f}{z_{12}}x, \frac{f}{z_{12}}y\right) = |g_2(x, y)|^2 \star \star |g_1(x, y)|^2. \quad (27)$$

观察屏上的强度分布等于两平面物体强度透过率的相关积分。因此为了得到确切可认的 Lau 干涉条纹, 必须使两平面物体的强度相关积分函数具有确定可认的图案分布。

同时可见; 第一物体是纯相位型时不可能产生 Lau 干涉条纹。因为其强度透过率是均匀分布的。第二物体可以是相位型, 因为自成像过程中能产生振幅型像, 如相位光栅。令人感兴趣的是当 $z_{12} \ll T^2/\lambda$ 时, g_2 通过距离 z_{12} 的传播只是一种几何光学投影, 显然这种情况下也将得到(27)式。这恰好就是一种非相干离焦相关(卷积)积分器^[13]。扩展 Lau 效应在自成像条件下和在几何光学限制下其相关运算性能完全相同。

3. 对某些实验的讨论

实验中采用两种最常用的周期性物体。对于两周期相等的平行光栅, 实验上如果相互间转动光栅, Lau 条纹将逐渐消失。因为具有一定夹角的两平行光栅强度透过率的相关积分为一恒定值, 没有确定的图案分布, Lau 条纹存在的相关条件不能很好满足。

对于圆光栅, 实验上已证明能够衍射自成像^[14], 从(25)式看理论上也是存在的。但是两相同周期的圆光栅的相关积分是由中心亮点和稍有周期变化的同心圆背景所构成, 并不能产生一个可较好确认的图案, 因此相关条件不能满足。实验上看不到圆光栅的 Lau 干涉条纹, 可以认为这也是至今没有圆光栅 Lau 效应报道的原因。

深入一步的工作将根据自成像条件和相关条纹寻求各种新的平面物体函数, 这是对平面物体的合成问题。

注: 两个二维强度透过函数间必定存在它们的相关积分函数, 本文所谓确定可认的定义是表示相关函数图案的对比度这时应接近于两原始函数的对比度。Lau 实验中, 两原始强度函数的对比度通常为 1, 因此“确定可认”的相关函数表示对比度近似为 1 的图案。在这定义下, 对比度低的相关图案或均匀分布的相关图案均不属于“确定可认”的。

参 考 文 献

- [1] J. Jahns, A. Lohmann; *Opt. Comm.*, 1979, **28**, No. 3 (Mar), 263.
- [2] H. O. Bartelt, J. Jahns; *Opt. Comm.*, 1979, **30**, No. 3 (Sep), 263.
- [3] S. Sudol, B. J. Thompson; *Opt. Comm.*, 1979, **31**, No. 2 (Nov), 105.
- [4] S. Sudol, B. J. Thompson; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 6 (Mar), 1107.
- [5] F. Gori; *Opt. Comm.*, 1979, **31**, No. 1 (Oct), 4.
- [6] G. J. Swanson, E. N. Leith; *J. O. S. A.*, 1982, **72**, No. 5 (May), 552.
- [7] K. H. Brenner, A. W. Lohmann et al.; *Opt. Comm.*, 1983, **46**, No. 1 (Jun), 14.
- [8] J. Sethuraman; *Opt. Comm.*, 1985, **52**, No. 6 (Jan), 377.
- [9] 刘立人; 《光学学报》, 1985, **5**, No. 6 (Jun), 481.
- [10] J. D. Gaskill; “*Linear Systems, Fourier Transforms and Optics*”, (John Wiley & Sons Ins., 1978), Chapter 10.
- [11] W. D. Montgomery; *J. O. S. A.*, 1968, **58**, No. 8 (Aug), 1112.
- [12] W. D. Montgomery; *J. O. S. A.*, 1967, **57**, No. 6 (Jun), 772.
- [13] J. W. Goodman; “*Introduction to Fourier Optics*”, (McGraw-Hill, 1968), 163.

- [14] A. W. Lohmann, D. E. Silva; *Opt. Comm.*, 1972, **4**, No. 5 (Jan), 326.
 [15] J. T. Winthrop, C. B. Worthington; *J. O. S. A.*, 1965, **55**, No. 4 (Apr), 373.

Theory for Lau effect of plane objects

LIU LIREN

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

(Received 22 October 1985; revised 12 March 1986)

Abstract

A new idea is proposed to extend the Lau effect to any types of plane objects, and it is explained by a model of off-axis optical Fourier-transformation system. Two necessary conditions are deduced. First there must exist a definite correlation pattern between the intensity transmittances of two plane objects; second, the plane objects can be self-imaged by diffraction in a plane monochromatic wave of normal incidence. The Lau effect of two gratings is also discussed completely from the new viewpoint, whereby the Fresnel's effect is extended. In this case it is easy to predict the profiles of Lau fringes from the correlation operation.

更 正 启 事

1. 本刊 1986, **6**, No. 3,
 p. 201: Fig. 3 的图样用错, 读者需获知正确图样, 请与编辑部或作者联系。
 p. 202: Fig. 4 的“Plane wave”与“Spherical wave”对换位置。
2. 本刊 1986, **6**, No. 4, p. 30s:
 Fig. 2 和 Fig. 3 图中“1~12”和“1~9”的数标取消;
 Fig. 2 中 (b) 图应是 Fig. 3 介于 (a)、(b) 中间的图样; 移位后, Fig. 2 和 Fig. 3 的所有 (a)、(b) 标全部取消。

以上差错系编辑部工作疏忽造成, 特向作者、读者致歉!

《光学学报》编辑部