

# 激光散斑效应

宋菲君

(北京照相机机械技术研究所)

当激光照射到光学粗糙表面(即平均起伏大于波长数量级的表面)上时,由于表面上大量无规则分布面元所散射的子波相干叠加的结果,形成的反射光场具有随机的空间光强分布,呈现颗粒状的结构,称为激光散斑效应。

在激光诞生后不久,散斑现象就被发现。在全息照相和相干光图象处理的早期工作中,散斑是作为噪声处理的。进一步的研究表明,散斑场可作为信息载体而用于干涉计量、图象处理等许多方面,因而引起了人们的广泛注意。

Archbold<sup>[1,2]</sup>, Leendertz<sup>[3,4]</sup> 首先提出了利用散斑干涉法测量物体表面位移的原理和方法; Stetson<sup>[5,6]</sup>, Chiang<sup>[7,8]</sup>, Hung<sup>[9]</sup> 等又发展了此项技术。

目前,散斑效应已广泛地应用于表面粗糙度研究、光学图象处理、光学系统的调整和镜头成象质量评价等方面<sup>[10,11]</sup>。散斑效应最有前途的应用领域,是散斑干涉计量技术,最基本的应用是利用二次曝光技术来进行物体表面面内位移的测试,由此引伸出应变场测试<sup>[9,12]</sup>、距离及速度测量<sup>[13,14]</sup>、振动分析<sup>[15,16]</sup>等。近年来发展起来的错位(剪切)散斑法,进一步改善了条纹质量,并且可以直接获得应变场,对于应力分析意义很大<sup>[9]</sup>。关于白光用于散斑拍摄记录及信息处理的研究也在进行<sup>[8]</sup>。

本文介绍散斑效应的基本统计特性和散斑技术的主要应用。

## 一、散斑效应的基本统计特性

### 1. 散斑效应的一级统计特性——光强分布函数

首先,我们假定散射平面具有相同的宏观结构,仅仅在微观上有区别;其次,假设入射光

是平面偏振的单色光。在这些假设之下,与散射平面的距离为  $D$  的观察平面上的场具有下面的形式:

$$u(\mathbf{x}, t) = u(\mathbf{x}) \exp(i2\pi\nu t), \quad (1)$$

式中  $u(\mathbf{x})$  为场的复振幅,  $\nu$  为光波的频率。

可直接观察的量为光强的时间平均值:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{x}) &= \langle |u(\mathbf{x}, t)|^2 \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |u(\mathbf{x}, t)|^2 dt \\ &= |u(\mathbf{x})|^2. \end{aligned} \quad (2)$$

下面我们用经典统计物理学的方法来进行讨论。

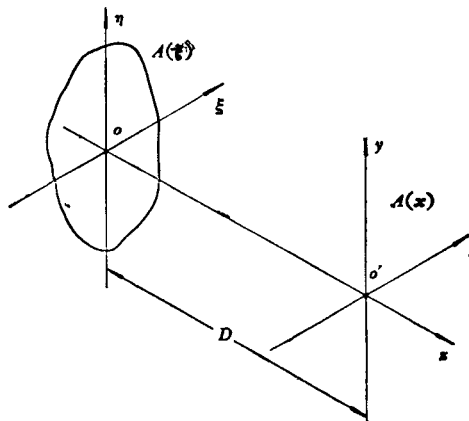


图 1

设散射平面  $\xi\eta$  上共有  $r$  个独立的散射元,在观察平面  $xy$  上共有  $N$  个独立的观察点,第  $l$  个观察点的场可表示为

$$\begin{aligned} A_l &= \sum_{m=1}^r a_{ml} \exp(i\phi_{ml}) \\ &= \sum_{m=1}^r (p_{ml} + iq_{ml}), \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $a_{ml}$  及  $\phi_{ml}$  分别是第  $m$  个散射元的子波

在该观察点的振幅及位相。

令  $rN = s$ , 引入一个  $2s$  维空间

$$\{p_1, p_2, \dots, p_s, q_1, q_2, \dots, q_s\}, \quad (4)$$

式中  $p_1 = p_{11}, p_2 = p_{21}, \dots, q_s = q_{rN}$ , 等等。这个  $2s$  维空间中的每一个点都代表一个散斑场。由于能量守恒, 所有可能的场都分布在  $2s-1$  维曲面上。

$$I(p_1, \dots, q_s) = I_0, \quad (5)$$

式中  $I_0$  为散射光的总光强。

根据统计物理学方法<sup>[17]</sup>, 由于  $p_i$  和  $q_i$  是完全独立的, 因此下面两个能量曲面之间的散斑场出现几率相同:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= c \quad I_0 \leq I \leq I_0 + \Delta I, \\ \rho &= 0 \quad \text{其它.} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$\rho$  满足归一化条件:

$$\underbrace{\int \int \dots \int}_{2s} \rho dQ = 1. \quad (7)$$

引入  $2s$  维空间的子空间

$$\{p_1, \dots, p_r, q_1, \dots, q_r\}, \quad (8)$$

其中每一点表示一组子波的振幅和位相, 构成“一个”散斑, 其光强应满足条件

$$I(p_1, \dots, q_r) \leq I_0. \quad (9)$$

(9)式表示一个  $2r$  维空间的内部  $\omega$ , 在其中共有  $N$  个点(观察点)。

将  $\omega$  均分为  $k$  等分  $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2, \dots, \Delta\omega_k$ , 其中

$$\begin{aligned} \Delta\omega_j &= \Delta p_{1j} \Delta p_{2j} \dots \Delta q_{rj} \\ &(j = 1, 2, \dots, k). \end{aligned} \quad (10)$$

设  $\Delta\omega_j$  中有  $a_j$  个点, 则可得到分布  $\{a_j\}$ , 满足

$$\sum_{j=1}^k a_j = N, \quad \sum_{j=1}^k I_j a_j = I_0. \quad (11)$$

$2s$  维空间中的体积元  $\Delta Q$  与  $2r$  维空间中的体积元  $\Delta\omega$  有关

$$\Delta Q = \Delta p_1 \dots \Delta q_s = \prod_{j=1}^k (\Delta\omega_j)^{a_j}. \quad (12)$$

分布  $\{a_j\}$  所对应的状态共有  $W$  个:

$$W = N! / \prod_{j=1}^k (a_j!). \quad (13)$$

它在  $2s$  空间中占据体积

$$W \Delta Q = N! \prod_{j=1}^k (\Delta\omega_j)^{a_j} / \prod_{j=1}^k (a_j!). \quad (14)$$

$W \Delta Q$  代表分布  $\{a_j\}$  出现的几率。利用斯特令公式  $\Gamma(m+1) \approx m^m e^{-m} \sqrt{2\pi m}$ , 化简(14)式, 并使  $W \Delta Q$  的变分等于零, 求得最可几分布应满足条件

$$a_j = \Delta\omega_j \exp(-\alpha - \beta I_j). \quad (15)$$

当  $\Delta\omega_j$  充分小时, 上式化为

$$a(I) = \lambda e^{-\beta I}. \quad (I \geq 0) \quad (16)$$

(11)式化为

$$\int_0^\infty a(I) dI = \frac{\lambda}{\beta} = 1,$$

$$\int_0^\infty I a(I) dI = \langle I \rangle = 1/\beta. \quad (17)$$

因此(16)式化为

$$a(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right). \quad (18)$$

上式表明散斑光强为负指数型分布, 标准差  $\sigma_I$  及反差(衬度)  $C$  为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_I &= \left[ \int_0^\infty (I - \langle I \rangle)^2 a(I) dI \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \langle I \rangle, \\ C &= \sigma_I / \langle I \rangle = 1. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

以上特性称为散斑效应的一级统计特性。

## 2. 散斑效应的二级统计特性——自相关函数与功率谱密度<sup>[18]</sup>

二级统计特性描写散斑场的空间结构或颗粒度, 它对于相干光处理系统影响很大。

首先考虑自由空间散斑, 即图 1 所示的情形。

我们用下面的模型来近似描述散射平面 ( $\xi\eta$  平面) 上的场: 假定散射元的尺寸足够小, 且均匀地、充分稠密地分布在  $\xi\eta$  平面上的一个区域内, 从而该平面上场的复振幅分布可表示为

$$u_0(\xi) = \sum_{m=1}^r a_m \delta(\xi - \xi_m), \quad (20)$$

式中  $a_m$  为第  $m$  个散射元的复振幅,  $\xi_m$  为它的位置向量。

设  $u(\mathbf{x})$  为观察平面 ( $xy$  平面) 上的场,

求场的光强自相关函数,并以它的空间宽度来作为散斑尺寸的度量。假定两个平面的间隔  $D$  足够大,则在  $xy$  平面上出现  $u_0(\xi)$  的傅里叶变换<sup>[9]</sup>(积分号前无关紧要的因子已被略去):

$$u(\mathbf{x}) = \iint_{-\infty}^{\infty} u_0(\xi) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda D} (\xi \cdot \mathbf{x})\right] d\xi. \quad (21)$$

以(20)式代入(21)式,得

$$u(\mathbf{x}) = \sum_{m=1}^r a_m \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda D} (\xi_m \cdot \mathbf{x})\right]. \quad (22)$$

由于散射元均匀地、充分稠密地分布在  $\xi\eta$  平面上,因此可以引入

$$A(\xi) = a_m \quad (\text{当 } \xi = \xi_m),$$

把  $A(\xi)$  看作连续的复振幅分布,(22)式化为

$$u(\mathbf{x}) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\xi) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda D} (\xi \cdot \mathbf{x})\right] d\xi. \quad (23)$$

积分前的无关紧要的因子被略去。

$xy$  平面上的光强分布  $I(\mathbf{x}) = |u(\mathbf{x})|^2$ , 它的自相关函数

$$C_I(\mathbf{x}) = I(\mathbf{x}) \otimes I(\mathbf{x}) = \iint_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{x}') I(\mathbf{x}' + \mathbf{x}) d\mathbf{x}'. \quad (24)$$

以(23)式代入上式,经运算,得到

$$C_I(\mathbf{x}) = (\lambda D)^2 \left\{ \left[ \iint_{-\infty}^{\infty} I_0(\xi) d\xi \right]^2 + \left[ \iint_{-\infty}^{\infty} I_0(\xi) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda D} (\xi \cdot \mathbf{x})\right] d\xi \right]^2 \right\}. \quad (25)$$

通常以光强分布的功率谱  $W(\nu)$  (又称维纳谱)来表征其中不同频率成分的含量。 $W(\nu)$  定义为

$$W(\nu) = \left| \iint_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{x}) \cdot \exp[-i2\pi(\nu \cdot \mathbf{x})] d\mathbf{x} \right|^2, \quad (26)$$

它等于自相关函数的傅里叶变换:

$$W(\nu) = \iint_{-\infty}^{\infty} C_I(\mathbf{x}) \exp[-i2\pi(\nu \cdot \mathbf{x})] d\mathbf{x}. \quad (27)$$

经运算后,得到

$$W(\nu) = \langle I_0 \rangle^2 \{ \delta(\lambda D \nu) + R_0(\lambda D \nu) \otimes R_0(\lambda D \nu) \}, \quad (28)$$

式中  $\langle I_0 \rangle$  及  $R_0$  分别表示散射光总功率及散射面上归一化的照度分布。

(28)式表示,除去中心的  $\delta$  函数以外,维纳谱是散射面上强度分布的自相关。

以下我们通过测不准关系来估算散斑的横向尺寸,即颗粒度。现讨论一维情形,由  $W(\nu)$  和  $C_I(x)$  的关系,可得

$$W(0) = \int_{-\infty}^{\infty} C_I(x) dx, \\ C_I(0) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\nu_x) d\nu_x. \quad (29)$$

散斑的空域宽度  $\Delta C_I$  及频域宽度  $\Delta W$  可定义为

$$\Delta C_I = \int_{-\infty}^{\infty} C_I(x) dx / C_I(0), \\ \Delta W = \int_{-\infty}^{\infty} W(\nu_x) d\nu_x / W(0). \quad (30)$$

由(29),(30)式得到

$$\Delta C_I = 1 / \Delta W. \quad (31)$$

上式即测不准关系式。 $\Delta C_I$  可作为散斑颗粒度或横向尺寸的度量。如求得  $W(\nu_x)$ , 通过上式即可求出  $\Delta C_I$ 。

例如,一个边长为  $L$  的正方形散射面被均匀照明,它的维纳谱可表示为

$$W(\nu) = \langle I_0 \rangle^2 \left\{ \delta(\lambda D \nu) + \left( \frac{\lambda D}{L} \right)^2 \Lambda\left( \frac{\lambda D}{L} \nu_x \right) \cdot \Lambda\left( \frac{\lambda D}{L} \nu_y \right) \right\}, \quad (32)$$

式中  $\Lambda$  函数定义为

$$\Lambda(x) = \begin{cases} 1 - |x| & |x| \leq 1, \\ 0 & \text{其它.} \end{cases} \quad (33)$$

容易求出

$$\Delta W_x = \frac{L}{\lambda D}, \quad \Delta C_l = \frac{\lambda D}{L}. \quad (34)$$

如果我们用透镜对散射表面成象, 则每一个散射元经透镜后形成一个由衍射和象差形成的弥散斑, 所有的弥散斑都是相干的, 而且具有随机的振幅和位相分布, 叠加的结果, 同样形成了颗粒结构, 称为成象散斑, 以区别于上面所谈的自由空间散斑。

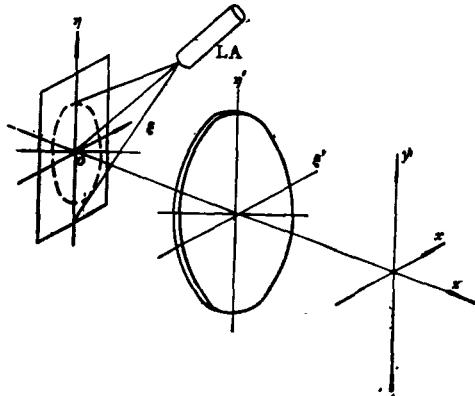


图 2

在成象散斑的情形下 (图 2), 维纳谱要作一点变化。我们可以设想由于  $\xi\eta$  平面上散射子波的照射, 在透镜表面形成了场  $u'_0(\xi')$ , 它对于  $xy$  平面的作用, 犹如自由空间散斑形成过程中  $u_0(\xi)$  的作用一样, 而透镜的孔径则起了限制光场的作用。因此, 由 (28) 式可求出这一情形下的维纳谱:

$$W(\nu) = \langle I_0 \rangle^2 \left\{ \delta(\lambda z' \nu) + \left( \frac{\lambda z'}{d} \right)^2 \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \left[ \cos^{-1} \left( \frac{\lambda z'}{d} |\nu| \right) - \left( \frac{\lambda z'}{d} \right) \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda z'}{d} |\nu| \right)^2} \right] \right\}, \quad (35)$$

式中  $d$  为透镜直径,  $z'$  为象距。上式中括号中的部分显然就是衍射受限系统的光学传递函数的表达式, 因此散斑横向尺寸的大小大体上相当于该系统艾利斑的尺寸。

## 二、散斑效应的基本应用

### 1. 利用二次曝光法测量面内位移

物理

### (1) 瑞利-索末菲衍射的傅里叶变换形式

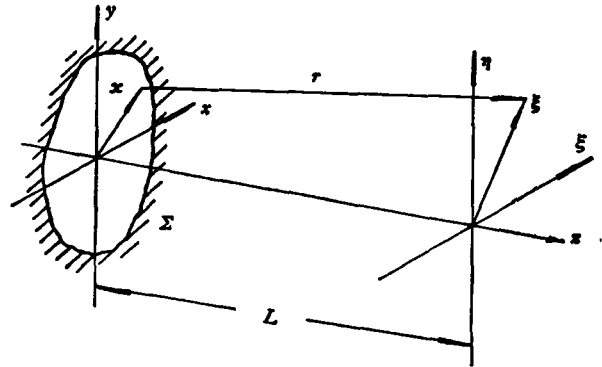


图 3

在图 3 中, 置于  $xy$  平面上的不透光屏上开一个透光孔  $\Sigma$ , 并用波长为  $\lambda$  的相干光照明, 则屏后较远处的  $\xi\eta$  平面上的场可以用瑞利-索末菲公式表示为<sup>[19]</sup>

$$\phi(\xi) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \phi_0(\mathbf{x}) \frac{\exp(ikr)}{r} \cdot \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) d\mathbf{x}, \quad (36)$$

式中  $\phi_0(\mathbf{x})$  和  $\phi(\xi)$  分别为  $xy$  平面和  $\xi\eta$  平面上的场,  $\mathbf{n}$  为  $\Sigma$  平面的法线向量 (指向  $-z$  方向),  $r$  为连接  $\mathbf{x}$  与  $\xi$  端点的线段的长度,

$$\left. \begin{aligned} r &= [L^2 + |\xi - \mathbf{x}|^2]^{\frac{1}{2}} \\ &= -\frac{\xi \cdot \mathbf{x}}{L} + \varepsilon(\xi, \mathbf{x}), \\ \varepsilon(\xi, \mathbf{x}) &= L \\ &+ \frac{1}{2L} (|\xi|^2 + |\mathbf{x}|^2) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

引入

$$W(\xi, \mathbf{x}) = \frac{1}{i\lambda} \exp[ik\varepsilon(\xi, \mathbf{x})] \cdot \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}), \quad (38)$$

则 (36) 式可改写为

$$\begin{aligned} \phi(\xi) &= \iint_{\Sigma} \phi_0(\mathbf{x}) W(\xi, \mathbf{x}) \\ &\cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda L} (\xi, \mathbf{x})\right] d\mathbf{x} \\ &= \mathcal{F}\{\phi_0(\mathbf{x}) W(\xi, \mathbf{x})\}, \end{aligned} \quad (39)$$

式中  $\mathcal{F}$  表示傅里叶变换。上式就是瑞利-索末菲衍射公式的傅里叶变换形式, 是标量光波传

播或衍射的表达式, 费涅耳衍射和夫琅和费衍射不过是它的远场近似. 当  $|\xi|, |\mathbf{x}| \ll 1$  时,  $W \approx 1$ , (39) 式变成标准的傅里叶变换形式 (常数因子未计入内).

(2) 二次曝光散斑图的记录

二次曝光法是散斑测量的基本方法之一. 如图 2 所示, 散射面 S 被扩束的激光照亮, 记录透镜 L 将 S 成象在屏上, 屏位于  $xy$  面上, 形成成象散斑. 设  $D(\mathbf{x})$  为 H 面上光强分布. 在 H 上放置记录介质, 进行两次等量曝光, 在其间发生位移 (或变形)  $\Delta\mathbf{x}$ ,  $D(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x})$  为位移后的光强分布,  $\Delta\mathbf{x}$  一般讲是  $\mathbf{x}$  的函数. 两次曝光记录介质所接受的总曝光量为

$$I(\mathbf{x}) = k[D(\mathbf{x}) + D(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x})] \\ = kD(\mathbf{x}) * [\delta(\mathbf{x}) + \delta(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x})]. \quad (40)$$

经适当处置的记录介质, 其透过率可表示为

$$t(\mathbf{x}) = a - bD(\mathbf{x}) * [\delta(\mathbf{x}) + \delta(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x})], \quad (41)$$

式中  $a, b$  为常数.

(3) 用逐点分析法测量面内位移

如图 4 所示, 用细激光束垂直照射二次曝

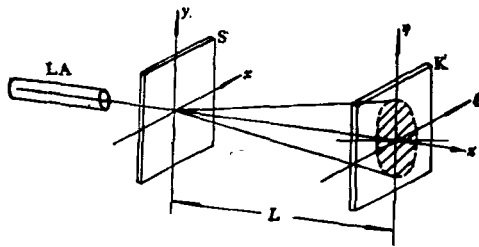


图 4

光散斑图 S, 在 S 后面距离 L 处平行放置屏 K.

激光为高斯光束<sup>[20]</sup>. 沿  $z$  轴传播的高斯光束的电场强度可表示为

$$E(x, y, z) = E(\mathbf{x}, z) \\ = \frac{A_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{|\mathbf{x}|^2}{\omega^2(z)}\right] \\ \cdot \exp\left\{-ik\left[\frac{|\mathbf{x}|^2}{2R(z)} + z\right]\right. \\ \left.+ i\varphi(z)\right\}, \quad (42)$$

式中光斑尺寸  $\omega(z)$ 、波面半径  $R(z)$  和初位相  $\varphi(z)$  为

$$\left. \begin{aligned} \omega(z) &= \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}, \\ R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z}\right)^2\right], \\ \varphi(z) &= \tan^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}\right). \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

由于  $\exp\left[-\frac{|\mathbf{x}|^2}{\omega^2(z)}\right]$  衰减很快, 因此可以认为在 S 面上存在一个很小的“软孔径”, 透过散斑图的波为  $\psi_0(\mathbf{x}) = E(\mathbf{x}, z)t(\mathbf{x})$ , 代入(39)式, 经运算, 得到屏 K 上的光强的表达式为

$$I(\xi) = \rho_0(\xi) - 2\rho(\xi) \cos\left[2\pi\left(\frac{\xi}{\lambda L}\right) \cdot \Delta\mathbf{x} + \theta(\xi)\right]. \quad (44)$$

当我们认为软孔径的尺寸足够小时, 上式可进一步化为

$$I(\xi) = 2b^2 \left\{ |\tilde{D}(\xi)|^2 + |\tilde{D}(\xi)|^2 \cos\left[2\pi\left(\frac{\xi}{\lambda D}\right) \cdot \Delta\mathbf{x}\right] \right\}, \quad (45)$$

式中  $\tilde{D}$  为  $D$  的傅里叶变换.

由 (45) 式, 得到条纹周期  $\delta$  与位移  $d = |\Delta\mathbf{x}|$  的关系:

$$d = \frac{\lambda L}{\delta}. \quad (46)$$

因此, 通过对  $\delta$  及条纹方位角的测量, 就可以求得位移向量  $\Delta\mathbf{x}$ .

在远场近似下,  $\psi(\xi)$  为  $\psi_0(\mathbf{x})$  的傅里叶变换, 因此  $I(\xi)$  相当于  $\psi_0(\mathbf{x})$  的功率谱.  $|\tilde{D}|^2$  为一次曝光散斑场的功率谱. 由于散斑颗粒很细, 它的高频分量相当丰富,  $|\tilde{D}|^2$  在谱面上扩展很宽, 形成散斑的衍射晕, 或简称散斑晕.  $\cos\left[2\pi\left(\frac{\xi}{\lambda D}\right) \cdot \Delta\mathbf{x}\right]$  则表示垂直于位移向量方向上的等间距条纹, 称为杨氏条纹. (45) 式表示二次曝光散斑图的功率谱为杨氏条纹对于一次曝光散斑图的功率谱 (或散斑晕) 的调制.

(4) 用一维傅里叶变换系统实现条纹的平

滑化

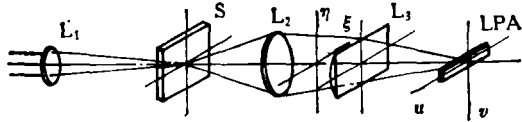


图 5

由于散斑的衍射晕是由细激光束的衍射产生的,细光束的光斑尺寸越小,衍射晕的颗粒度越明显,因而杨氏条纹的清晰度不高.为了使条纹平滑化,可采用图 5 所示的系统<sup>[21]</sup>.在散斑图后面设置一个由透镜  $L_2$  及柱面镜  $L_3$  构成的一维傅里叶变换系统.

$L_2$  后焦面上的场可表示为(设条纹方向沿  $\eta$  轴)

$$\begin{aligned} \phi(\xi, \eta) = & -b\tilde{D}(\xi, \eta) \\ & - b\tilde{D}(\xi, \eta)\exp\left(i2\pi\frac{\xi\Delta x}{\lambda f}\right). \end{aligned} \quad (47)$$

经过柱面镜的变换作用,在它后焦面上的场为一个在  $v$  方向压缩的图象:

$$\begin{aligned} \phi_1(u, v) = & \int_{-\infty}^{\infty} \phi(\xi, \eta) \\ & \cdot \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda f_1}v\eta\right)\delta(u-\xi)d\xi d\eta \\ = & -bh(u) - bh(u) \\ & \cdot \exp\left(i2\pi\frac{u\Delta x}{\lambda f}\right), \end{aligned} \quad (48)$$

式中

$$h(u) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{D}(u, \eta)\exp\left(i2\pi\frac{v\eta}{\lambda f}\right)d\eta. \quad (49)$$

相应的光强分布为

$$\begin{aligned} I(u, v) = & I(u) = 2b^2|h(u)|^2 \\ & + 2b^2|h(u)|^2\cos\left(2\pi\frac{u\Delta x}{\lambda f}\right). \end{aligned} \quad (50)$$

由于(49)式所表达的  $v$  方向(即  $\eta$  方向)的积分效果,  $h(u)$  的颗粒效应将大为削弱. 用一个线性光电二极管阵列 LPA 对  $I(u)$  进行测量,然后送进计算机处理,就可以获得平滑化的数据.

(5) 用全场分析法测量位移场

如将(41)式所表示的散斑图 S 放在图 6 所示的光学信息处理系统中进行分析,用振幅为

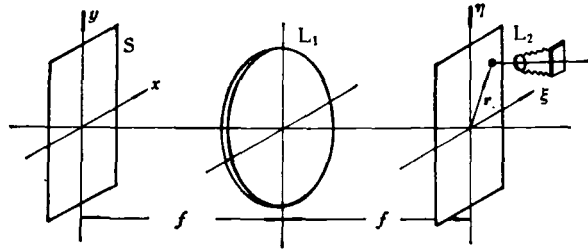


图 6

1 的相干平行光束照亮,则在变换透镜  $L_1$  的后焦面(谱面)上将出现  $i(\mathbf{x})$  的傅里叶变换:

$$\begin{aligned} \tilde{i}(\xi) = & a\delta(\xi) - b\tilde{D}(\xi) \\ & \cdot \left\{1 + \exp\left[i2\pi\left(\frac{\xi}{\lambda f}\right) \cdot \Delta\mathbf{x}\right]\right\}. \end{aligned} \quad (51)$$

在谱面上  $\mathbf{r}(\mathbf{r} \approx 0)$  处开一个小孔,从小孔中看进去的光强为

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}) \sim & |i(\mathbf{r})|^2 = 4b^2|\tilde{D}|^2 \\ & \cdot \cos^2\left[\pi\left(\frac{\mathbf{r}}{\lambda f}\right) \cdot \Delta\mathbf{x}\right]. \end{aligned} \quad (52)$$

在条件

$$\begin{aligned} \mathbf{r} \cdot \Delta\mathbf{x}(\mathbf{x}) = & \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda f \\ (n = & 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \end{aligned} \quad (53)$$

处呈现暗纹,在条件

$$\begin{aligned} \mathbf{r} \cdot \Delta\mathbf{x}(\mathbf{x}) = & n\lambda f \\ (n = & 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \end{aligned} \quad (54)$$

处呈现亮纹.这些条纹分布在散斑图上,构成位移向量  $\Delta\mathbf{x}$  在  $\mathbf{r}$  方向投影的等值线族.

## 2. 利用时间平均法测量振动

正象全息技术中可以用时间平均法测量振动一样,散斑技术中也可以用时间平均法来分析物体表面的振动.

设二维物体在其本身所在平面  $\xi\eta$  内作简谐振动.为简单起见,假定位移方向为  $\xi$ ,

$$\Delta\xi = a(\xi)\cos\omega t, \quad (55)$$

$a(\xi)$  为  $\xi$  处的振幅.设  $D(\xi, \eta)$  为底片记录的成象散斑的强度,物体表面为散射面,在振动时,

$$\begin{aligned} D(\xi, \eta) \rightarrow & D(\xi + \Delta\xi, \eta) \\ = & D(\xi, \eta) * \delta(\xi + \Delta\xi, \eta). \end{aligned} \quad (56)$$

如果在  $\left[-\frac{\tau}{2}, \frac{\tau}{2}\right]$  的周期内进行记录, 底片的透过率作为积分效果, 可以看作是一系列位移散斑图的叠加:

$$i(\xi, \eta) \sim \int_{-\tau/2}^{\tau/2} D(\xi + \Delta\xi, \eta) d\Delta\xi \\ = D(\xi, \eta) * \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \delta(\xi + a(\xi)) \cdot \cos \omega t, \eta) dt. \quad (57)$$

用逐点分析法, 以细光束照射底片, 在远场得到透过率  $i$  的傅里叶变换:

$$i(u, v) \sim \tilde{D}(u, v) \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt \\ \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\xi + a(\xi) \cos \omega t, \eta) \\ \cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda L} (u\xi + v\eta)\right] d\xi d\eta \\ = \tau \tilde{D}(u, v) J_0\left[\frac{2\pi u a(\xi)}{\lambda L}\right], \\ I(u, v) = \tau^2 |\tilde{D}(u, v)|^2 J_0^2\left[\frac{2\pi u a(\xi)}{\lambda L}\right]. \quad (58)$$

上式表示衍射晕  $|\tilde{D}|^2$  被零阶贝塞尔函数所调制, 第一暗纹出现在

$$\tan \beta_1 \approx \frac{2.4}{ka(\xi)} = 2.4 \frac{\lambda}{2\pi a(\xi)} \\ \approx 0.38 \frac{\lambda}{a(\xi)} \quad (59)$$

处。由上式可以测定  $a(\xi)$  值,  $\beta_1$  为第一暗环的张角。

### 3. 利用散斑效应进行光学图象处理

(41)式表示的二次曝光散斑图, 是一次曝光散斑场  $D(\mathbf{x})$  与“位移点对”  $[\delta(\mathbf{x}) + \delta(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x})]$  的卷积, 利用这一特性, 我们可以对输入图象编码进行光学图象处理。典型的例子是假彩色编码。

二次曝光散斑图的功能, 犹如光栅一样。如将输入图象的不同部位贴上不同位移量  $\Delta x$  的散斑图(称“散斑编码板”), 就完成了对输入图象的编码。如将它放在 4f 系统(图 7)的输入平面上, 并用白光照射, 则在谱面上将出现宽度不同的杨氏条纹, 它们的零级条纹重合, 但  $\pm 1$  级条纹的位置不相同, 并具有色散。使图象不同部

位对应的不同颜色的  $\pm 1$  级条纹重合, 并用不透光屏放在谱面上, 在适当地方开狭缝, 提取所需颜色信息, 则通过滤波后经  $L_2$  形成的象, 各相应部位就带上了预期的色彩, 这一过程称为解码。这个方法的原理与光栅  $\theta$  调制法黑白图象假彩色编码的原理<sup>[22]</sup>相似。

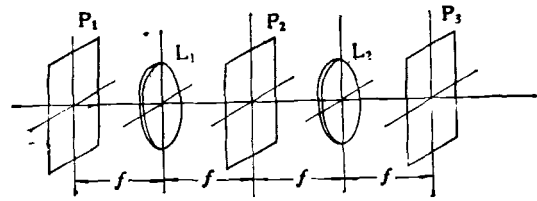


图 7 4f 系统

目前, 对于散斑效应物理机制的研究愈来愈深入, 散斑技术的应用早已超出近代光学的范畴, 在结构力学、干涉计量学以及船舶、航空、化工、水利、建筑等部门都在开辟新的应用领域。

北京邮电学院徐大雄、王本、沈树群和北京照相机机械技术研究所于国明、阴边杰、安邦林、吴焱等给予作者许多帮助, 在此谨表感谢。

### 参 考 文 献

- [1] E. Archbold et al, *Nature (London)*, 222(1969a), 263.
- [2] E. Archbold et al., *Opt. Acta*, 17(1970), 883.
- [3] J. A. Leendertz, *J. Phys. E*, 3(1970), 214.
- [4] J. A. Leendertz, *J. Phys. E*, 4(1971), 277.
- [5] K. A. Stetson, *J. Opt. Soc. Am.*, 64(1974), 857.
- [6] K. A. Stetson, *J. Opt. Soc. Am.*, 66(1976), 1267.
- [7] F. P. Chiang and R. M. Juang, *Appl. Opt.*, 15(1976), 2199.
- [8] R. P. Khetan and F. P. Chiang, *Appl. Opt.*, 15(1976), 2205.
- [9] Y. Y. Hung, *Opt. Commun.*, 11(1974), 132.
- [10] M. Francon, *Laser Speckle and Applications in Optics*, Academic Press, New York, San Francisco, London, (1979).
- [11] J. C. 丹滢编, 黄乐天等译, 激光斑纹及有关现象, 科学出版社, (1981).
- [12] M. Spajcer, *Appl. Opt.*, 20(1981), 3392.
- [13] J. H. Churnside *Appl. Opt.*, 20(1981), 3539.
- [14] M. Giglio, *Appl. Opt.*, 20(1981), 721.
- [15] F. P. Chiang, *Appl. Opt.*, 20(1981), 1123.
- [16] H. J. Tiziani, *Appl. Opt.*, 20(1981), 1471.

(下转第 156 页)