

激光斑纹的衍射和斑纹强度的测量

逯小靖 赵淑清

(中国科学院长春光机所)

提要:介绍了激光斑纹衍射和斑纹强度测量实验。结果表明,当斑纹平均直径与测量孔直径之比 $d_r/d_0 \geq 1$ 时,可以观察到夫琅和费衍射图或“准”夫琅和费衍射图。在 $d_r/d_0 \gg 1$ 时,可以得到负指数形式的几率密度函数,并且能用对比度来表征散射面的粗糙度。

Laser speckle diffraction and measurement of speckle intensity

Lu Shiaoqing Zhao Shuqing

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

Abstract:An experiment on laser speckle diffraction and measurement of speckle intensity has been conducted. The results show that the Fraunhofer diffraction pattern or quasi-Fraunhofer diffraction pattern of the measurement aperture may be observed, when the ratio of the average speckle diameter to the aperture diameter is equal to or larger than one, $d_r/d_0 \geq 1$. When $d_r/d_0 \gg 1$, the negative exponential probability density function of speckle may be obtained, and the speckle contrast may be used to characterize the scattering surface roughness.

在激光斑纹的统计性质和激光斑纹在各个方面的应用上,已有许多研究工作^[1,2]。T. S. Mokechnie^[3]对激光斑纹的强度作了精密测量,实验证实斑纹强度的几率密度函数是负指数的。并给出斑纹强度的自相关函数和功率谱,结果与理论符合得相当好。Asakura等人^[4]依据对斑纹强度的测量,算出斑纹的对比度来估价产生斑纹的散射表面的粗糙度。在测量斑纹强度时,所用测量孔的直径应当远小于斑纹的平均直径。测量孔总是有一定大小的,对孔径内斑纹的振幅(强度)分布有积分平滑的效果,因此使积分斑纹的几率密度成为伽玛分布函数。但是,激光斑纹场通过测量孔的衍射以及有关的斑纹强

度测量问题,还没有得到很好的研究。本文的目的是通过实验来研究这些问题。

原 理

激光束被粗糙物体反射或透射时发生散射而产生斑纹场。在完全偏振的斑纹场中某点上的强度几率密度 $P(I)$ 是负指数函数^[1]:

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

其中 $\langle I \rangle$ 是强度 I 的平均值。一般情况激光斑纹场不是完全偏振的,因此其强度几率密度函数与(1)式有所不同。在测量斑纹强度

收稿日期:1980年1月21日。

时,所用的测量孔径总是有一定的大小,对孔径内的激光斑纹场分布有积分平滑的效果。测得的斑纹强度的几率密度不再是负指数函数,但是可以近似地表示为伽玛密度函数^[1]

$$P_i(I) \simeq \frac{\left(\frac{\mu}{\langle I \rangle}\right)^\mu I^{\mu-1}}{\Gamma(\mu)} \exp\left(-\mu \frac{I}{\langle I \rangle}\right) \quad (2)$$

其中 $\Gamma(\mu)$ 是 Γ 函数, μ 的意义是在测量孔内所包含的斑纹相关区域的数目。

现在我们来考虑激光斑纹场通过测量孔所产生的衍射现象。参看图 1, 令 $f(x', y')$ 表示在 P_1 面上斑纹场的光振幅分布, 这是一个随机函数; P_1 面上小孔 Σ 的孔径函数 $\varphi(x', y')$ 用下式表示:

$$\varphi(x', y') = \begin{cases} 1 & \text{在孔 } \Sigma \text{ 内} \\ 0 & \text{在孔 } \Sigma \text{ 外} \end{cases} \quad (3)$$

于是在透镜 L 后焦面 P_2 上的光振幅分布 $A(x, y)$ 是:

$$A(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi(x', y') f(x', y') \exp \times \left[-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx' + yy') \right] dx' dy'$$

或写作:

$$A(x, y) = \psi(u, v) * F(u, v) \quad (4)$$

其中 f 是透镜 L 的焦距, $u = x/\lambda f$, $v = y/\lambda f$, $F(u, v)$ 是 $f(x', y')$ 的傅氏变换, $\psi(u, v)$ 是 $\varphi(x', y')$ 的傅氏变换, 记号 $*$ 表示卷积运算。在简单孔(方孔、圆孔等)的情况下, 函数 $\psi(u, v)$ 的形式是已知的, 因此要得到衍射图的振幅分布 $A(x, y)$, 关键在于 $F(u, v)$ (或 $f(x', y')$) 的函数形式。但是在一般情况下, 由于斑纹场的统计性质, $F(u, v)$ 是一个随机函数, 无法知道它的函数形式。这里我们考虑两个特殊情形, 考虑 P_2 面上斑纹平均直径 d_r 和小孔直径 d_0 的比值 d_r/d_0 的两个极限情况。当 $d_r/d_0 \gg 1$ 时, 在孔 Σ 内的只是某个斑纹很小的一部分。由于在斑纹场中从一个亮斑到一个暗斑, 振幅和相位的变化是

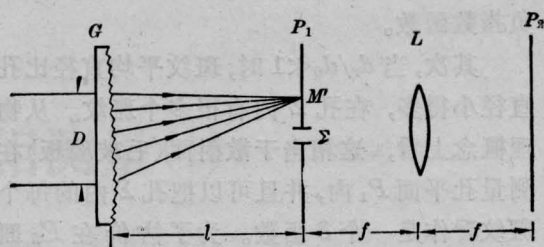


图 1 激光纹点的衍射

平滑的, 出现振幅和相位突变和跳跃的几率非常小, 所以可以假设在孔 Σ 内斑纹场的振幅分布 $f(x', y') \simeq$ 常数, 于是 $F = \delta$ 函数。由 (4) 式得到

$$A(x, y) = \psi\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) \quad (5)$$

相应的强度分布 $I(x, y)$ 是

$$I(x, y) = \left| \psi\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) \right|^2 \quad (6)$$

显然, 在透镜 L 的后焦面 P_2 上的光振幅分布 $A(x, y)$ 等于孔径函数 φ 的傅氏变换 ψ 。这相当于一个常数振幅的平面波照明孔 Σ , 在 P_2 面上得到了孔 Σ 的夫琅和费衍射图, $I(x, y)$ 就是这个夫琅和费衍射图的强度分布。例如对直径为 d_0 的圆孔, 有:

$$I(r) = \left[2 \frac{J_1\left(\frac{\pi d_0 r}{\lambda f}\right)}{\frac{\pi d_0 r}{\lambda f}} \right]^2 \quad (7)$$

其中 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。注意圆孔衍射图强度分布的主峰的半径 r_0 是:

$$r_0 = 1.22 \lambda f / d_0 \quad (8)$$

当孔 Σ 在斑纹场中(在孔平面内)移动时, 在孔 Σ 内的光振幅分布仍近似是常数, 于是我们总能在 P_2 面上得到孔 Σ 的夫琅和费衍射图。然而这个常数值随孔的位置随机地变化, 于是衍射图的亮度也跟着随机地变化。所以斑纹场的统计特性完全表现在衍射图亮度的随机变化上。在 $d_r/d_0 \gg 1$ 的情况下, 通过孔 Σ 测量斑纹强度, 测得的数值是斑纹场中某一点的强度。因此对于完全偏振的斑纹场来说, 其强度几率密度就是 (1) 式的

负指数函数。

其次,当 $d_r/d_0 \ll 1$ 时,斑纹平均直径比孔直径小得多,在孔 Σ 内有很多个斑纹。从物理概念上看,这相当于散射面(毛玻璃板)在测量孔平面 P_1 内,并且可以把孔 Σ 内的每个斑纹看作是一个 δ 函数。为了估价在 P_2 面所产生的衍射图(或斑纹场),考虑斑纹场的自相关函数,也就是互强度函数。用 $J_f(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2)$ 表示在孔 Σ 平面上的互强度^[1]:

$$J_f(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2) = \langle f(x'_1, y'_1) f^*(x'_2, y'_2) \rangle \approx KQ(x'_1, y'_1) Q^*(x'_2, y'_2) \delta(x'_1 - x'_2, y'_1 - y'_2) \quad (9)$$

其中 K 是个比例常数, $Q(x'_1, y'_1)$ 表示照明毛玻璃板的入射光振幅分布。那么在透镜 L 的后焦面 P_2 上的互强度 $J_A(x_1, y_1, x_2, y_2)$ 是

$$J_A(x_1, y_1, x_2, y_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi(x', y') |Q(x'_1, y'_1)|^2 \exp\left\{-i \frac{2\pi}{\lambda f} [x'_1(x_1 - x_2) + y'_1(y_1 - y_2)]\right\} dx'_1 dy'_1 \quad (10)$$

如果入射激光是均匀的,即 $|Q(x'_1, y'_1)|^2 = \text{常数}$,则(差一个常数):

$$J_A(x_1, y_1, x_2, y_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi(x', y') \exp\left\{-i \frac{2\pi}{\lambda f} [x'_1(x_1 - x_2) + y'_1(y_1 - y_2)]\right\} \times dx'_1 dy'_1 = \psi\left(\frac{\Delta x}{\lambda f}, \frac{\Delta y}{\lambda f}\right) \quad (11)$$

其中 $\Delta x = x_1 - x_2$, $\Delta y = y_1 - y_2$ 。可见斑纹场的互强度函数 J_A 有和孔 Σ 的夫琅和费衍射图的振幅分布相同的函数形式。如果用 $\psi\left(\frac{\Delta x}{\lambda f}, \frac{\Delta y}{\lambda f}\right)$ 的主峰半径来定义 P_2 面上的斑纹平均直径,则有(Σ 为圆孔), $d_{r_0} = 1.22\lambda f/d_0$,这和(8)式是一致的。因此,当 $d_r/d_0 \ll 1$ 时,激光斑纹通过孔 Σ 在透镜后焦面上产生的衍射图也是一个斑纹场,其斑纹直径是当 $d_r/d_0 \gg 1$ 时所得到的孔 Σ 的夫琅和费衍射图

的主峰宽度的一半。当孔 Σ 在斑纹场中移动时,在 P_2 面上的衍射图的形状和亮度都随之改变。由于孔 Σ 的积分平滑作用,测得的数值不是斑纹场中某一点的强度,所得到的斑纹几率密度函数是(2)式所表示的伽玛分布。

实 验

图2是实验装置的示意图。氦-氖激光器发出的细光束被显微物镜 L_1 聚焦后照明毛玻璃板 G , 激光束经毛玻璃散射形成斑纹场。与毛玻璃 G 相距 l_2 处放一不透光屏 S , 屏上有小孔 Σ 。屏 S 在透镜 L_2 的前焦面上,在透镜 L_2 的后焦面 P 观察斑纹通过小孔所产生的衍射图,或用光电倍增管接收衍射图的强度。显微物镜 L_1 到毛玻璃 G 的距离 l_1 可以改变,改变 l_1 使激光束在毛玻璃 G 上有大小不同的照明区域。我们选择6个不同距离 l_1 , 因而有6个直径 D 不同的照明区域,在屏 S 处产生平均直径 d_r 不同的斑纹场,见表1。毛玻璃 G 和屏 S 的距离 l_2 保持不变。屏 S 和透镜 L_2 、 L_2 和 P 面(即光电管靶面)的距离 $f_2 = 50$ 毫米,将 S 、 L_2 和 P 面放在同一个微动平台上,横向移动平台,使测量孔 Σ 横扫过斑纹场,以便观察衍射图的形状和亮度的变化。测量孔的尺寸,方孔 0.02×0.03 (毫米)²,圆孔直径 $d_0 = 0.05$ 毫米。图3是在上述六种情况下,激光斑纹通过方孔和圆孔在透镜后焦面 P 上所产生的衍射图。为了比较,图3第一行是激光束直接通过(没有透镜 L_1 和毛玻璃 G)方孔和圆孔后在 P 面上形成的夫琅和费衍射图。图3(a)是当 G 的粗糙面在 L_1 的焦面上, $d_r/d \gg 1$ 时,斑纹场通过方

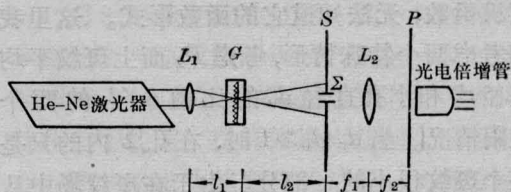
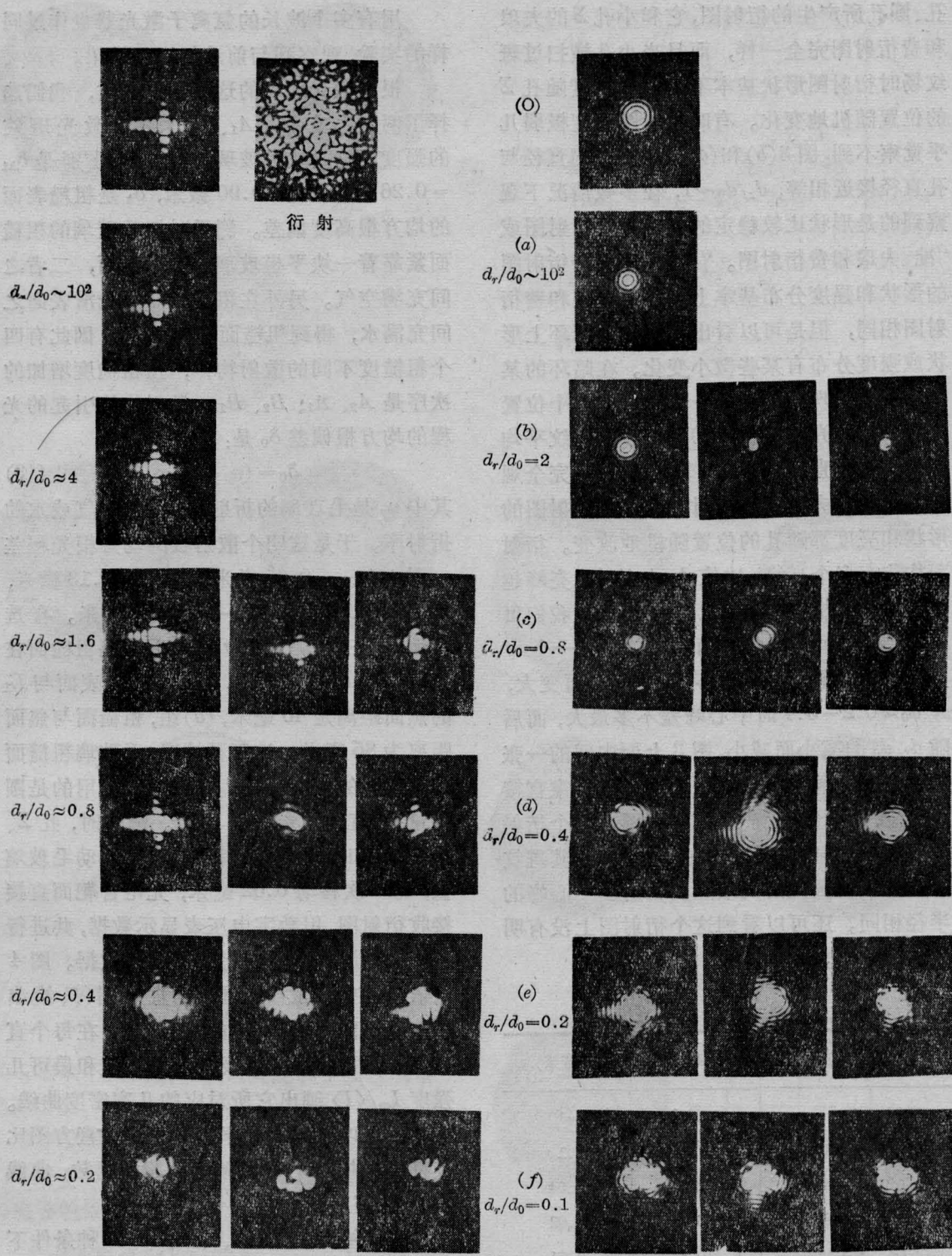


图2 激光斑纹衍射和强度测量装置



方孔夫琅和费衍射图

圆孔夫琅和费衍射图

图3 斑纹的衍射图

孔、圆孔所产生的衍射图,它和小孔 Σ 的夫琅和费衍射图完全一样,而且当小孔横扫过斑纹场时衍射图形状基本不变,其亮度随孔 Σ 的位置随机地变化。有时衍射图亮度极弱几乎觉察不到。图3(b)和(c)的斑纹平均直径与孔直径接近相等, $d_r/d_0 \sim 1$, 在多数情况下观察到的是形状比较稳定的夫琅和费衍射图或“准”夫琅和费衍射图。“准”夫琅和费衍射图的形状和强度分布基本上与孔的夫琅和费衍射图相同,但是可以看出在第一个暗环上形状或强度分布有某些微小变化。在暗环的某个部位上出现联结现象,这说明在这个位置处有一定的光强。图3(e)和(f)的斑纹平均直径小于孔直径, $d_r/d_0 < 1$, 这时几乎完全观察不到“准”夫琅和费衍射图。这些衍射图的形状和亮度都随孔的位置随机地改变。衍射图往往有多个亮峰,比值 d_r/d_0 越小,亮峰越多,亮峰所占据的范围也越大。此外我们可以看到图3(a)到(f)的衍射图总是有一个中心峰,中心峰的大小随 d_r/d_0 的减小而变大, $d_r/d_0 \approx 0.2-0.4$ 时中心峰差不多最大,而后随 d_r/d_0 的减小而减小。图3上面中间的一张照片是毛玻璃在测量孔平面上,激光束直接照明它,在P面上产生的衍射图。这个衍射图就是一个斑纹图样,这时 $d_r/d_0 \ll 1$, 其斑纹平均直径与圆孔的夫琅和费衍射图中心峰的半径相同。还可以看到这个衍射图上没有明显的中心峰。

表 1

l_1 (毫米)	D (毫米)	d_r (毫米)
(a) f_1	$\sim 10^{-2}$	~ 10
(b) f_1+17	1.2	0.1
(c) f_1+40	2.8	0.04
(d) f_1+85	6	0.02
(e) f_1+150	10.6	0.01
(f) f_1+300	21.2	0.005

$f_1=11.4$ 毫米; $l_2=150$ 毫米; $\lambda=6.328 \times 10^{-4}$ 毫米

用有多个波长的氩离子激光器也作过同样的实验,观察到与前述相同的结果。

根据激光斑纹的这种衍射性质,我们选择了两块毛玻璃板 A_1 、 B_1 来测量激光斑纹的强度。这两块毛玻璃的粗糙度分别是 $\delta_{h1}=0.26$ 微米; $\delta_{h2}=0.90$ 微米, δ_h 是粗糙表面的均方根高度偏差。测量时把毛玻璃的粗糙面紧靠着一块平板玻璃的光滑表面,二者之间充满空气。另外在粗糙表面和光滑表面之间充满水,得到粗糙面 A_2 和 B_2 。因此有四个粗糙度不同的散射物体,按粗糙度增加的次序是 A_2 、 A_1 、 B_2 、 B_1 。散射物体引起的光程的均方根偏差 δ_0 是:

$$\delta_0 = (n_g - n_i) \sigma_h \quad (13)$$

其中 n_g 是毛玻璃的折射率, n_i 是空气或水的折射率。于是这四个散射板的均方根光程差 σ_0 是: A_2 ——0.05 微米, A_1 ——0.13 微米, B_2 ——0.18 微米, B_1 ——0.45 微米。有选择地做了三组测量, (a) 组,毛玻璃粗糙面在显微物镜 L_1 的焦面上, (b) 组,粗糙表面与 L_1 的焦面距离是 40 毫米, (d) 组,粗糙面与焦面距离为 85 毫米。这三种情况,毛玻璃粗糙面到测量孔的距离都是 150 毫米,使用的是圆测量孔,直径 $d_0=0.05$ 毫米。测量时,孔 Σ 、透镜 L_2 和光电倍增管都不动,而移动毛玻璃板,每一次移动 0.02 毫米,光电管靶面直接接收衍射图,用数字电压表显示数据,共进行了十二次测量,每次测量 1000 个数据。图 4 是依据这些测量数据画出的直方图(只给出了与粗糙面 A_2 相对应的直方图)。在每个直方图上,根据(2)式以及相应的 μ 值和最可几强度 $I_m/\langle I \rangle$ 画出它所对应的几率密度曲线。从图 4 可以看到,几率密度曲线和直方图比较符合,曲线(a)比较接近负指数函数,曲线(c)接近高斯函数。

表 2 给出了在(a)、(b)、(c)三种条件下测量 4 个粗糙面 A_2 、 A_1 、 B_2 、 B_1 获得的数据计算出来的对比度 C 、 $I_m/\langle I \rangle$ 和 μ 。在 $I(a)$ 行,对比度 C 随粗糙度 σ_0 的增大而增大,但

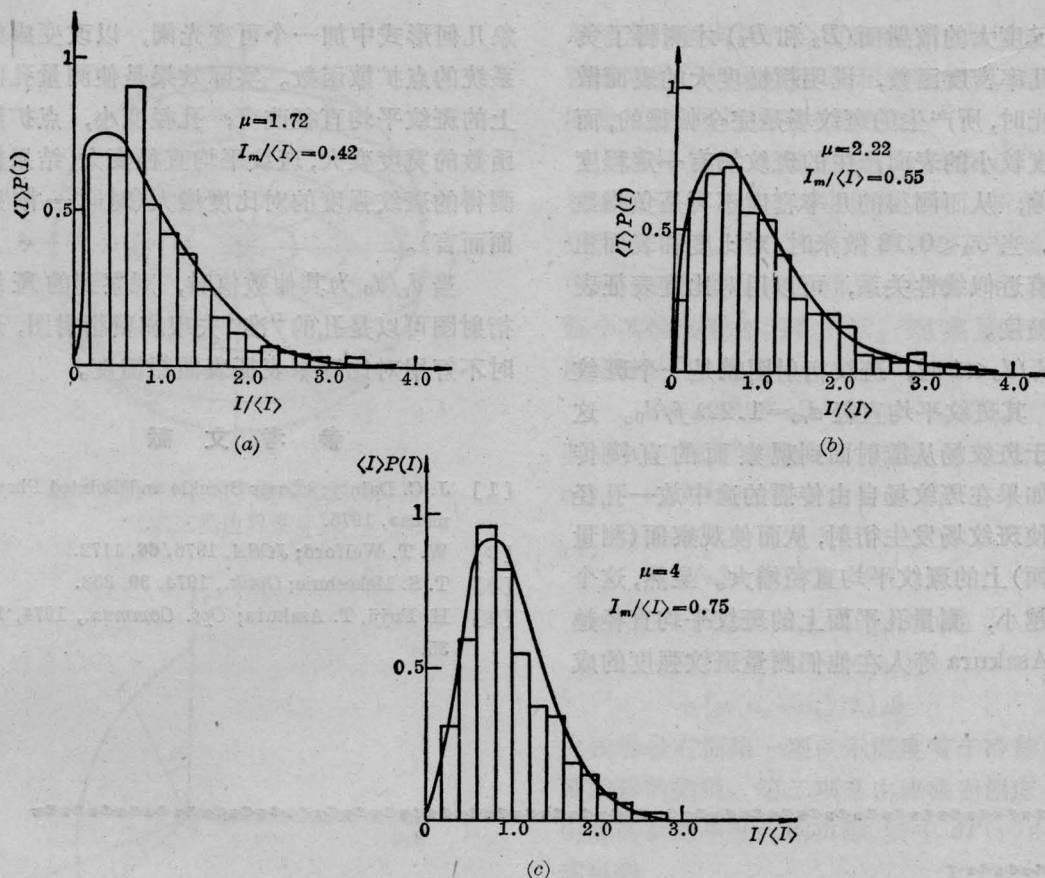


图4 在不同情况下的斑纹强度几率密度曲线

表 2

	$A_2 \quad \sigma_0=0.05$ 微米			$A_1 \quad \sigma_0=0.13$ 微米			$B_2 \quad \sigma_0=0.18$ 微米			$B_1 \quad \sigma_0=0.45$ 微米		
	C	$I_m/\langle I \rangle$	μ	C	$I_m/\langle I \rangle$	μ	C	$I_m/\langle I \rangle$	μ	C	$I_m/\langle I \rangle$	μ
I(a)	0.76	0.42	1.72	0.78	0.39	1.64	1.05	0	1	1.08	0	1
II(b)	0.67	0.55	2.22	0.71	0.50	2	0.73	0.46	1.85	0.62	0.61	2.56
III(c)	0.50	0.75	4	0.52	0.73	3.7	0.46	0.79	4.72	0.35	0.87	7.98

到散射面 B_2 、 B_1 时，对比度已达到饱和，说明只有在 $\sigma_0 < 0.18$ 微米时，对比度和粗糙度才有近似线性关系。II(b) 和 III(c) 行，对比度 C 随 σ_0 的增加先是增大，而后再减小对某一个粗糙表面来说，对比度随距离 l_1 的增大(斑点平均直径减小)逐渐减小，而 $I_m/\langle I \rangle$ 和 μ 随之增大。而且对比度的这种减小，随

着粗糙面粗糙度的增大，减小得更快。

结 论

$d_r/d_0 \gg 1$ 时，斑纹场通过小孔产生的远场衍射图就是孔本身的夫琅和费衍射图，其形状稳定，但亮度随孔的位置随机地改变。

对粗糙度大的散射面(B_2 和 B_1) 才测得了负指数几率密度函数, 说明粗糙度大的表面散射激光时, 所产生的斑纹场是完全偏振的, 而粗糙度较小的表面产生的斑纹场有一定程度的解偏, 从而测得的几率密度不再是负指数函数。当 $\sigma_0 < 0.18$ 微米时, 对比度和表面粗糙度有近似线性关系, 可以用对比度表征表面粗糙度。

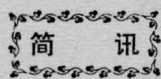
$d_r/d_0 \ll 1$ 时, 斑纹衍射图就是一个斑纹图样, 其斑纹平均直径 $d_{r0} = 1.22\lambda f/d_0$ 。这相当于斑纹场从散射面到观察面的直接传播。如果在斑纹场自由传播的途中放一孔径就会使斑纹场发生衍射, 从而使观察面(测量孔平面)上的斑纹平均直径增大。显然, 这个孔径越小, 测量孔平面上的斑纹平均直径越大。Asakura 等人在他们测量斑纹强度的成

象几何形式中加一个可变光阑, 以改变成像系统的点扩散函数。实际效果是使测量孔面上的斑纹平均直径改变; 孔径变小, 点扩散函数的宽度变大, 斑纹平均直径变大, 结果使测得的斑纹强度的对比度增大(对同一散射面而言)。

当 d_r/d_0 为其他数值时, 观察到的斑纹衍射图可以是孔的“准”夫琅和费衍射图, 这时不好用对比度来表征表面粗糙度。

参 考 文 献

- [1] J. C. Dainty; «Laser Speckle and Related Phenomena», 1975.
- [2] W. T. Welford; *JOSA*, 1976, **66**, 1172.
- [3] T. S. Mekechnie; *Optik.*, 1974, **39**, 258.
- [4] H. Fujji, T. Asakura; *Opt. Commun.*, 1974, **11**, 35.



JGT-79 型 YAG 激光调阻实用样机通过 技术鉴定

上海市激光技术研究所和上海无线电六厂联合研制的 JGT-79 型 YAG 激光调阻实用样机, 从 1980 年 8 月开始对厚膜薄膜电阻进行了成批的实用性工艺试验, 获得了良好的效果。

本机采用声光调 Q YAG 激光器作光源, 数字程序控制, 光束移动方式, 并配有电视监视系统。具有粗调精度高、刻槽宽度窄(为微小型电阻调整提供了

手段)、生产效率高(比手工喷砂调阻提高 1~2 倍)、减轻劳动强度、非接触加工(对周围元件无影响)等优点, 如配上其它仪器设备, 可以扩大到对集成电路功能微调的应用。是一台高重复频率 YAG 调阻比较完善的实用样机。

(俞尧民)