

激光散斑照相的环形孔径法

王 策

(苏州大学激光研究室)

提 要

本文提出了用环形孔径光阑进行激光散斑照相的方法,对这种方法进行了理论分析和实验验证。结果表明,选用适当的环形孔内径和外径比 η ,可使散斑图的衍射晕边缘光强明显增强,而又保证中间部分仍有一定的光强。这样,既可在整个衍射晕边缘任意方向滤波,得到高灵敏度的、沿任意方向的等位移分量条纹,又可获得最宽的灵敏度变化范围。在逐点分析时可明显提高衍射晕边缘条纹的对比度,因而能提高测量的准确度。此外,散斑图的记录时间一般比多孔径的短得多。

一、引 言

通常的单孔径激光散斑照相法不能很好地利用它应有的灵敏度。Chiang 和 Khetan 于 1979 年将多孔径法作为单孔径法的扩展来处理^[1,2],研究了二至四个小孔记录散斑图的情况,指出多孔径法可获得对比度较好的高灵敏度等位移分量条纹。但此法也存在一些缺点:(1)由于衍射晕是分立的亮斑,因此滤波孔到光轴的距离及滤波孔的方向不能在很大范围内变化,使灵敏度不能调节以适应形变不均匀或形变大小未知的情况,也失去了沿任意方向滤波在二维应力分析中所带来的好处:选择最好的条纹图并利用应变公式避免过多的数值微分;利用多张条纹图改善数据的准确度。(2)不能逐点分析。(3)曝光时间很长。金观昌等人在 1980 年提出十字缝、矩形多孔径、移动或旋转光阑等方法部分地克服了上面方法的缺点,即扩大了灵敏度调节范围及缩短了曝光时间,但仍不能在整个衍射晕内沿任意方向滤波,也不便于逐点分析。

本文提出用环形孔径光阑记录散斑图,给出了用不同的内径和外径比 η 的环形孔径记录时,单次曝光散斑图的衍射晕规范化光强分布公式及其曲线,指出选用适当 η 值的环形孔径,可以在全场滤波和逐点分析时获得较好的结果,最后给出了实验验证。

二、原 理

本文主要就面内位移的情况进行讨论,记录散斑图及全场滤波的光路图可参阅文献[1]或[2]。设物表面在均匀激光束照明下,其光场复振幅为 $U_0(x_0, y_0)$,经过一孔径函数为 $A(x, y)$ 的透镜成象。若物表面发生面内位移,则经二次曝光及线性化处理后的干板就记录了位移的信息,可通过逐点分析或全场滤波来提取。前者是用细会聚激光束照射散斑图某一点,在傅氏变换平面可得反映该点散斑位移的余弦平方条纹,它调制在单次曝光散斑图傅氏变换的光强(衍射晕) I_s 上,测量条纹的间隔 Δ ,可得散斑位移 $d = \lambda L / \Delta$,其中 L 为散斑图

到变换平面的距离, λ 为波长。后者是用会聚激光束使整个散斑图作傅氏变换, 在变换平面上是被许多取向和间隔都不同的余弦平方条纹调制的 I_s , 经变换平面掩模上的小孔滤波, 并通过一透镜成像可得全场沿滤波孔方向的位移分量等值线, 设变换平面坐标为 (u_1, u_2) , 滤波孔到光轴的距离为 u , 则条纹灵敏度为 $\lambda L/u$, u 越大, 条纹灵敏度越高。

由于反映位移的条纹调制在 I_s 上, 故 I_s 的分布情况对条纹质量有很大影响。按文献 [1] 有

$$I_s(u_1, u_2) = K |G(u_1, u_2) * G(u_1, u_2)|^2, \tag{1}$$

其中 K 为常数, $*$ 为相关运算符号, $G(u_1, u_2)$ 为象场复振幅的傅氏变换, 它又可表示为

$$G(u_1, u_2) = K' A\left(-\frac{u_1 d_i}{L}, -\frac{u_2 d_i}{L}\right) H\left(-\frac{u_1 d_i}{L d_0}, -\frac{u_2 d_i}{L d_0}\right), \tag{2}$$

其中 K' 为常数, d_0 和 d_i 分别为记录散斑图时的物距和象距, $A(-u_1 d_i/L - u_2 d_i/L)$ 是变换平面上的孔径函数, $H(-u_1 d_i/L d_0, -u_2 d_i/L d_0)$ 是物表面光场 $U_0(x_0, y_0)$ 的傅氏变换, 它描述了物场的空间频率容量, 通常在 A 的取值范围内可以假定为常数。因此 $G(u_1, u_2)$ 在几何上类似于一个孔径函数。

下面计算环形孔径时的 I_s 。设环孔的外径为 D , 内径为 ηD ($0 \leq \eta < 1$), 且假定孔径函数可写成

$$A(x, y) = \begin{cases} 1 & (\text{当 } \eta D/2 \leq (x^2 + y^2)^{1/2} \leq D/2), \\ 0 & (\text{当 } (x^2 + y^2)^{1/2} > D/2 \text{ 或 } (x^2 + y^2)^{1/2} < \eta D/2), \end{cases}$$

$$\text{即 } A(-u_2 d_i/L, -u_2 d_i/L) = \begin{cases} 1 & (\text{当 } \eta \omega_0 \leq (u_1^2 + u_2^2)^{1/2} \leq \omega_0), \\ 0 & (\text{当 } (u_1^2 + u_2^2)^{1/2} > \omega_0 \text{ 或 } (u_1^2 + u_2^2)^{1/2} < \eta \omega_0), \end{cases} \tag{3}$$

其中 $\omega_0 = LD/2d_i$, 则可得图 1 所示的归一化的 $G(u_1, u_2)$ 。

由于 G 为实函数, 故自相关

$$G * G = \iint G(v_1, v_2) G(v_1 - u_1, v_2 - u_2) dv_1 dv_2,$$

这一积分即为计算两个外径为 ω_0 、内径为 $\eta \omega_0$ 的圆环在不同方向不同距离时的重叠面积, 由于问题的对称性, 可令 $u = u_1$

$= (u_1^2 + u_2^2)^{1/2}$, 经过一些几何计算得中心归一化的自相关为

$$G * G = \begin{cases} \frac{1}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \frac{u}{2\omega_0} - \frac{u}{2\omega_0} \left[1 - \left(\frac{u}{2\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} & \left(\text{当 } \frac{1+\eta}{2} \leq \frac{u}{2\omega_0} \leq 1 \right), \\ \frac{1}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \frac{u}{2\omega_0} - \frac{u}{2\omega_0} \left[1 - \left(\frac{u}{2\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} - \frac{1}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \\ \quad \times [\theta_1 + \eta^2 \theta_2 - \eta \sin(\theta_1 + \theta_2)] & \left(\text{当 } \eta \leq \frac{u}{2\omega_0} < \frac{1+\eta}{2} \right), \\ \frac{1}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \frac{u}{2\omega_0} - \frac{u}{2\omega_0} \left[1 - \left(\frac{u}{2\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} - \frac{1}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \\ \quad \times [\theta_1 + \eta^2 \theta_2 - \eta \sin(\theta_1 + \theta_2)] + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \frac{u}{2\eta\omega_0} \right. \\ \quad \left. - \frac{u}{2\eta\omega_0} \left[1 - \left(\frac{u}{2\eta\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} & \left(\text{当 } \frac{1-\eta}{2} < \frac{u}{2\omega_0} < \eta \right), \end{cases} \tag{4}$$

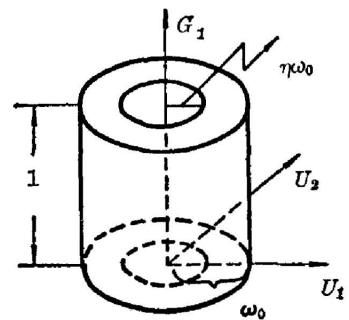


图 1 归一化 $G_1(u_1, u_2)$ 的图示

Fig. 1 Graphical representation of normalized $G_1(u_1, u_2)$

$$\begin{cases} \frac{1}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \frac{u}{2\omega_0} - \frac{u}{2\omega_0} \left[1 - \left(\frac{u}{2\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} - \frac{2\eta^2}{1-\eta^2} \\ + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \frac{u}{2\eta\omega_0} - \frac{u}{2\eta\omega_0} \left[1 - \left(\frac{u}{2\eta\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} & \left(\text{当 } 0 \leq \frac{u}{2\omega_0} \leq \frac{1-\eta}{2} \right), \\ 0 & \left(\text{当 } \frac{u}{2\omega_0} > 1 \right), \end{cases}$$

其中

$$\theta_1 = \cos^{-1} \frac{1 + \left(\frac{u}{\omega_0} \right)^2 - \eta^2}{2 \left(\frac{u}{\omega_0} \right)}, \quad \theta_2 = \cos^{-1} \frac{\left(\frac{u}{\omega_0} \right)^2 + \eta^2 - 1}{2\eta \left(\frac{u}{\omega_0} \right)}, \quad \frac{1}{3} < \eta < 1.$$

这一结果实际上就是环形孔径的光学传递函数。当 $\eta=0$ 时，即对单圆孔，易知归一化的自相关为

$$G * G = \begin{cases} 2/\pi \{ \cos^{-1} u/2\omega_0 - u/2\omega_0 [1 - (u/2\omega_0)^2]^{1/2} \} & \left(\text{当 } 0 \leq u/2\omega_0 \leq 1 \right), \\ 0 & \left(\text{当 } u/2\omega_0 > 1 \right). \end{cases} \quad (5)$$

当 $0 < \eta \leq 1/3$ 时，自相关结果稍有不同，由于实验中未用到这一范围内的环形孔径，故没有列出。

不同 η 时，单次曝光散斑图的衍射晕光强分布可表示为

$$I_{s\eta}(u_1, u_2) = K_{s\eta} |G * G|^2, \quad (6)$$

其中 $K_{s\eta}$ 为规范化系数，可以假定不同 η 时散斑图的总衍射光强相等，并以此求出 $K_{s\eta}$ 。利用定积分数值计算的辛浦森公式按(4)式和(5)式求出 $\eta=0, 1/2, 3/4, 5/6, 7/8$ 时自相关平方的积分，并取 $K_{s0}=1$ ，令各次的总光强相等即得 $K_{s\eta}$ 。通过计算机计算，分别得 $K_{s\frac{1}{2}}=1.716$ ， $K_{s\frac{3}{4}}=3.465$ ， $K_{s\frac{5}{6}}=5.215$ ， $K_{s\frac{7}{8}}=7.110$ 。

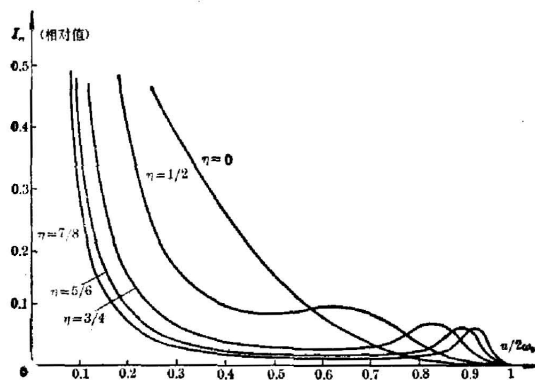


图2 总光强规范化的单次曝光散斑图衍射晕的光强分布局部截面图

Fig. 2 Partial profiles of the normalized intensity distributions $I_{s\eta}$ of the diffraction halos from single exposure speckle patterns

(6) 式表示的衍射晕光强分布是旋转对称的，图2为其局部截面图。可以看到，环形孔径时衍射晕边缘的光强比单圆孔时的增大了很多， η 越大增强的峰值越接近边界。表1中列出了环形孔与单圆孔相应的衍射晕边缘光强比 $I_{s\eta}/I_{s0}$ 。当然，由于总的衍射光强不变，对环形孔来说，边缘增强后，中间有一部分光强就比单圆孔时弱， η 越大减弱得越多。但只要 η 不是太接近于1，中间部分仍有一定的光强。因此选取适当的 η 值，可以兼顾边缘与

中间两部分的要求,使滤波几乎可在衍射晕的任何地方进行,获得较好的全场等位移分量条纹,逐点分析时衍射晕边缘的条纹亦将有较好的对比度。

表 1 环形孔与单圆孔记录获得的衍射晕边缘光强之比 $I_{e\eta}/I_{e0}$

Table 1 Ratios of the intensities at the borders of the diffraction halos by the annular apertures to the corresponding values from single circular aperture recording

光强比 η 值 离中心的距离	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{5}{6}$	$\frac{7}{8}$
$u/2\omega_0=0.875$	3	18	22	12
$u/2\omega_0=0.92$	3	18	56	83
$u/2\omega_0 \geq 0.9375$	3	18	56	129

三、实验结果

我们用焦距 $f=283\text{ mm}$ 的透镜对绕垂直于表面的轴转动而作面内位移的铝盘进行二次曝光记录,铝盘用 15 mW He-Ne 激光器扩束并经针孔滤波后照明。分别用外径(接近于透镜直径)为 48.0 mm , $\eta=0$ 、 $1/2$ 、 $3/4$ 、 $5/6$ 、 $7/8$ 的环形光阑及图 3 所示的典型比例四孔径光阑放在透镜前面进行记录,每次成象比例都是 $1:1$,曝光时间的比例为 $1:1.3:2.3:3.3:4.3:16$,记录介质为本室自制全息干板。两次曝光间固定在铝盘上的铝杆的端点被螺旋千分尺切向推移了 $500\text{ }\mu$,该点离轴 123.0 mm 。

将得到的六张散斑底片放入会聚性相干光场中 ($L=465\text{ mm}$),在变换平面上可得到图 4 所示的衍射晕,其半径与 $2\omega_0=LD/d_i$ 符合得很好。可以看出环形孔径时衍射晕边缘光强增强了, η 越大,增强部分越接近边界。其中(d)、(e)两张照片中有较明显的梅花状图案,这是由于记录散斑图的透镜是两片组合的,它们中间在边缘垫了三小片铝箔,当环很窄时它们在孔径函数的自相关中起了较明显的作用。如果不用这种透镜效果会更好些。

图 5 是滤波孔在 $u=37.0\text{ mm}$ (即 $u/2\omega_0=0.938$) 处得到的高灵敏度等位移分量条纹,灵敏度为 $7.96\text{ }\mu$ /条纹。其中环形孔径获得的条纹对比度明显地好于单圆孔时的,特别是 $\eta=5/6$ 、 $7/8$ 时的效果很好。四孔径的条纹与 η 较大的环形孔的差不多,但它花费的记录散斑图的时间却长得多。图中所注条纹平均对比度是按条纹底片的强度透射率计算的。

图 6 是滤波孔在 $u=27.0\text{ mm}$ (即 $d/2\omega_0=0.685$) 处得到的中等灵敏度条纹 ($10.9\text{ }\mu$ /条纹)。对 $\eta=5/6$ 、 $7/8$ 来说, $u/2\omega_0=0.685$ 处正好位于衍射晕的中间较弱部分,但仍然获得了对比度较好的条纹。可见适当选择环形孔径的内径和外径比,既可获得高灵敏度的条纹,

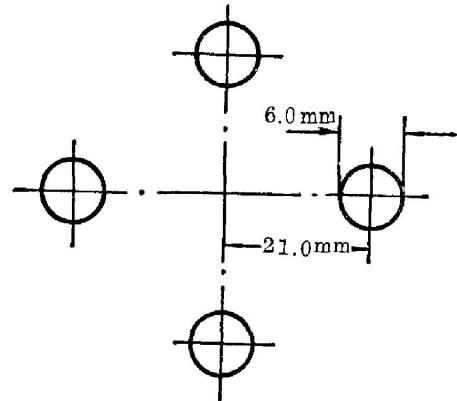


图 3 典型比例的四孔径光阑

Fig. 3 Four-aperture stop with typical proportion

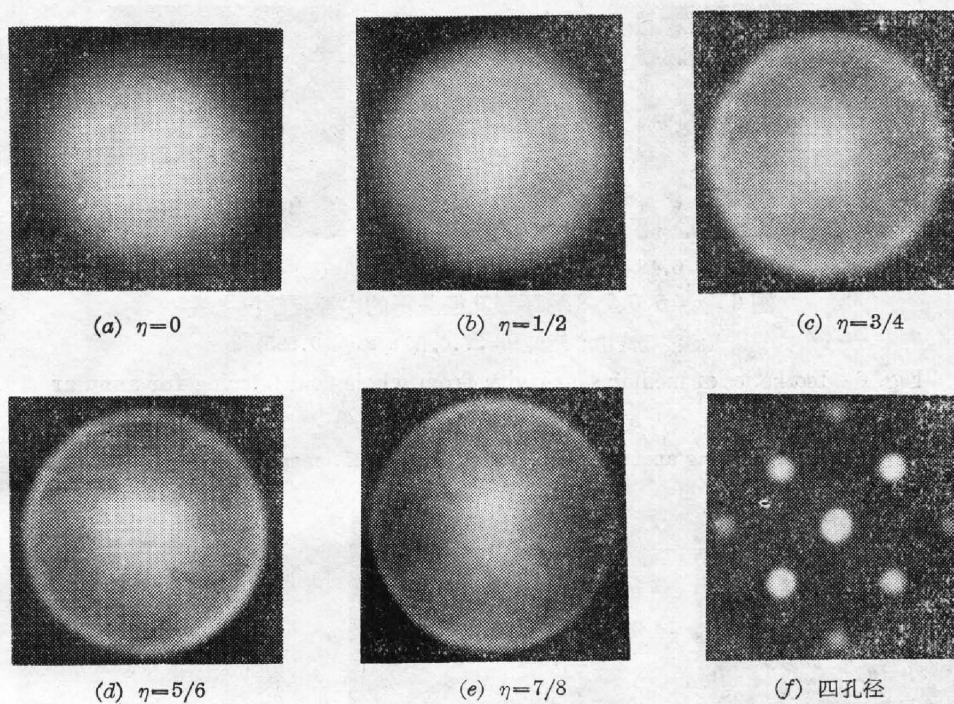


图 4 不同孔径记录的散斑图的衍射图形

Fig. 4 Diffraction halos from speckle patterns recorded by various apertures

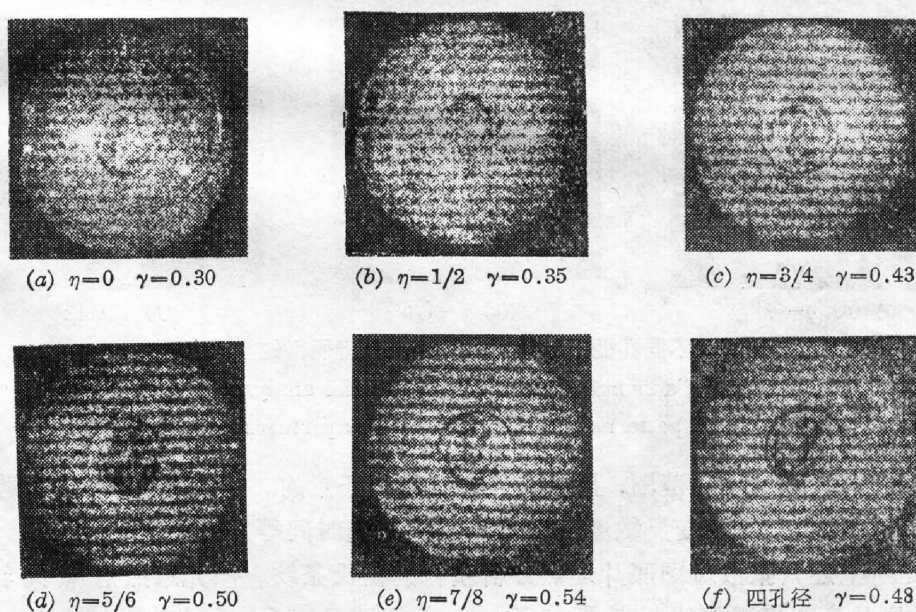


图 5 不同孔径获得的高灵敏度全场等位移分量条纹

(滤波孔离中心距离 $u=37.0$ mm, 即 $u/2\omega_0=0.938$, γ 为底片中心线上条纹平均对比度)

Fig. 5 Isothermics with high sensitivity from whole field filtering for various recording apertures

(distance of filtering aperture from optical axis $u=37.0$ mm, i. e. $u/2\omega_0=0.938$, γ is the average contrast measured along the diameter perpendicular to fringes of the negative)



图 6 $\eta=5/6, 7/8$ 的环形孔径获得的中等灵敏度条纹
(滤波孔离中心距离 $u=27.0$, 即 $u/2\omega_0=0.685$)

Fig. 6 Isotherms of median sensitivity from whole field filtering for annular apertures with $\eta=5/6, 7/8$
(distance of filtering aperture from optical axis $u=27.0\text{mm}$, i. e. $u/2\omega_0=0.685$)

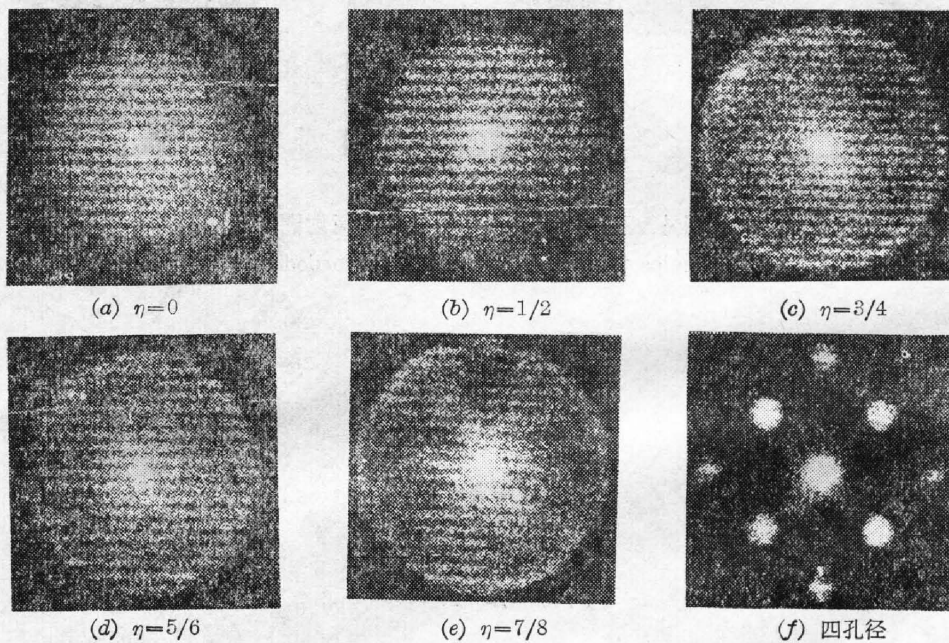


图 7 不同孔径记录的散斑图逐点分析所得的杨氏条纹

Fig. 7 Young's fringes obtained by pointwise analyzing the speckle patterns recorded by various apertures

又可以有最大的灵敏度变化范围, 且滤波孔的方向是任意的。 $\eta=5/6$ 是一较合适的值, 它可以兼顾高灵敏度、宽的可变灵敏度范围及较短的曝光时间等几方面的要求。

图 7 是对上述六张散斑图底片逐点分析获得的杨氏条纹。激光束照射点离转动中心 18.7mm , 底片离变换平面的距离 $L=150\text{mm}$ 。由图可见, 环形孔径时衍射晕边缘条纹的对比度比单圆孔时的好, 而四孔径几乎没有什么条纹了。测量位移时, 条纹的间隔是用所有条纹的平均来计算的, 故条纹数越多, 边缘条纹越清楚, 测量的误差就越小。例如, 根据单孔径结果[图 7(a)]算出该点位移 $d=77.5\mu$, 根据环形孔径 $\eta=5/6$ 的结果[图 7(d)]算出该点位移 $d=76.0\mu$, 而该点实际位移 $d=18.7 \times 500/123.0=76.1\mu$, 故用环形孔径可提高逐点分析的测量准确度。

四、结 束 语

综上所述,选用适当内外径比 η (如 $\eta=5/6$) 的环形光阑进行激光散斑照相以测量面内位移及进行二维应力分析时有下列优点: 全场滤波可获得沿任意方向的高灵敏度等位移分量条纹, 并有最宽的灵敏度变化范围; 逐点分析可得边缘条纹对比度较好的杨氏条纹; 记录散斑图的时间比多孔径的短得多。当然这里的高灵敏度是指记录透镜的相对孔径及记录时的放大倍数一定时所能获得的, 如果透镜的相对孔径及放大倍数大一些, 那末用环形孔径所获得的高灵敏度将更高。

此外, 环形孔径法也可用于平板的弯曲及离面振动等方面的测量, 给出全场沿任意方向的高灵敏度局部等斜率条纹并有最宽的灵敏度变化范围。关于单孔径激光散斑照相用于这方面测量的原理可参阅文献[3, 4]。图 8 为中心受载而边缘固定的薄圆板用不同孔径记录获得的局部等斜率条纹。

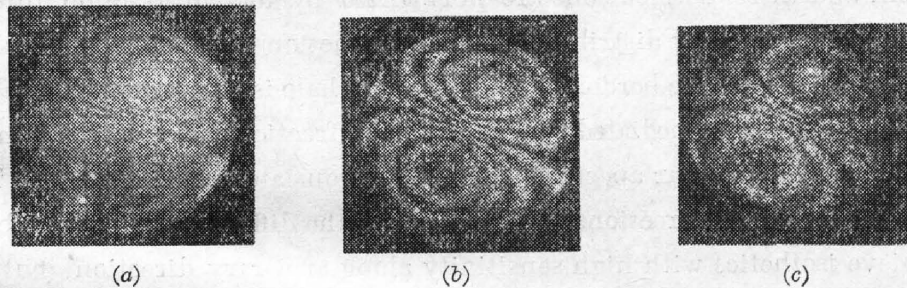


图 8 中心受载而边缘固定的薄圆板用不同孔径获得的沿倾斜方向的局部等斜率条纹 ($L=475$ mm)

(a) 单圆孔 $\eta=0$, $u=37.0$ mm; (b) 环形孔 $\eta=5/6$, $u=37.0$ mm; (c) 环形孔 $\eta=5/6$, $u=27.0$ mm

Fig. 8 Partial slope contours of a clamped centrally loaded circular plate for various recording apertures ($L=475$ mm)

- (a) A single circular aperture $\eta=0$, $u=37.0$ mm;
 (b) An annular aperture with $\eta=5/6$, $u=37.0$ mm;
 (c) An annular aperture with $\eta=5/6$, $u=27.0$ mm

本文的工作是在凌德洪教授的指导下进行的, 并由李光仪、荣钟麟两位同志编制计算机程序, 作者在此深表感谢。

参 考 文 献

- [1] R. P. Khetan, F. P. Chiang; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, No. 9 (Sep), 2205.
 [2] F. P. Chiang, R. P. Khetan; *Appl. Opt.*, 1979, **18**, No. 13 (Jul), 2175.
 [3] F. P. Chiang, R. M. Juang; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, No. 9 (Sep), 2199.
 [4] F. P. Chiang, R. M. Juang; *Appl. Opt.*, 1976, **23**, No. 12 (Dec), 997.

Annular aperture method for laser speckle photography

WANG CE

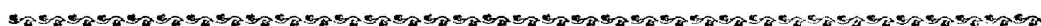
(Laser Research Section, Jiangsu Teacher's College, Suzhou)

(Received 8 August 1981, revised 17 February 1982)

Abstract

In this paper an annular aperture method for laser speckle photography is proposed. The autocorrelation of an annular aperture function is calculated. The intensity distributions of the diffraction halos single exposure speckle patterns recorded by annular apertures with various internal to external diameter ratios η ($\eta=0, 1/2, 3/4, 5/6, 7/8$) are given, and these distributions are normalized by total diffraction intensity. It is shown that the intensity distribution of the diffraction halo is of rotational symmetry and the intensity at the border of the diffraction halo is increased remarkably, while the intensity at the intermediated region of the diffraction halo may be on a fairly high lever when an annular aperture with an appropriate ratio η is used. Therefore not only filtering in all directions at the border of the diffraction halo can be carried out to achieve isothetics with high sensitivity along arbitrary direction, but also the widest variable sensitivity region can be obtained.

An example to demonstrate this method is given. The experimental results agree very well with the theoretical analyses. It can be seen from the experimental results that 5/6 is the appropriate internal to external diameter ratio because consideration of high sensitivity, wide variable sensitivity region and short exposure time is given in this case.



光学非球面加工技术交流研讨会在上海召开

光学非球面加工技术交流研讨会于1982年7月5日至9日在上海市嘉定县举行。这次会议是由中国科学院技术科学部六个研究所组成的光学技术联合委员会召开的。

出席这次研讨会的64名代表,来自17个单位(包括联合委员会成员及被邀请的院外单位)。代表中有国内著名的天文仪器、光学仪器专家、中级科研技术人员以及有丰富实践经验的技术工人。

送交这次研讨会的报告共29篇,其中包括特邀报告9篇。安排在大会发言的共17篇。报告内容大致可分为三个方面:国内外天文镜面与非球面的加工工艺;非球面检测新技术以及高精度非球面切削精密机床。

从这次会议可以看出,参加单位在光学非球面加工与检测方面都取得一定的进展,在一定程度上反映了我国现有光学非球面加工工艺水平。目前急需把加工工艺科学地总结出来,同时加强实时检测方法的研究,以便使非球面加工技术适应科学技术发展的需要。

(张珊珊)