

# 正交偏振 $180^\circ$ 旋转剪切干涉仪及其应用

朱智敏 徐克琇 章志鸣  
(复旦大学物理系激光物理实验室)

## 提 要

本文报道了一台正交偏振  $180^\circ$  旋转剪切干涉仪的工作原理和性质, 并把它应用于透镜几何偏心量、轴外非对称波像差等方面的定量检测, 显示了独特的功能和极高的灵敏度。

关键词: 剪切干涉仪, 正交偏振。

## 一、引 言

七十年代初, 美国亚利桑那州国家天文台采用  $180^\circ$  旋转剪切干涉仪以排除大气湍流对天文观测的干扰, 获得二维傅里叶变换的实部和光源互相关函数的模, 由此推算出发光天体的细节分布<sup>[1~3]</sup>。在此基础上作者又在干涉仪的两臂中设置了起偏器, 使两束干涉光的偏振面互为正交从而得到了输入函数的对称和反称变换, 并已成功用于文字图像的识别处理<sup>[4]</sup>。本文则进一步地利用这种对称及反称变换来检测光学系统的对称性。

众所周知, 光学仪器及元件的检验精度完全取决于检测手段。用干涉的方法可以得到亚波长量级的精度。但是, 还有一些检测方法如球面透镜定中心的光学法, 显微镜目镜装校的星点法和傅里叶透镜检验的网格法等都是以成像为基础, 无论测量仪器多么完善, 操作者的熟练程度如何, 其检测精度终究要受到衍射极限的限制。要从根本上提高检测精度就得代之以干涉仪。所有成像的光学元件和系统就是以光轴为对称的, 对称性可以作为光学系统的一个主要的质量指标。慧差和畸变的波面是反对称的; 球面透镜的偏心破坏了波面的对称性; 光学系统的失调, 即各个光学元件的光轴不重合, 也得不到对称的波面。正交偏振  $180^\circ$  旋转剪切干涉仪的特有功能是检测波面的对称性。这类光学元件、系统都有一条唯一的很敏感的光轴, 使被测波面产生一个以该轴为中心的反演波面并和原来的波面进行干涉, 而不需要外加标准参考波面, 对于任何曲率的波面都可以检测。所以这种干涉仪使用起来既精确又方便, 它的推广和应用将进一步提高光学生产的工艺水平。

## 二、原理及构造

正交偏振  $180^\circ$  旋转剪切干涉仪的光学原理图, 如图 1 所示。其核心光学元件是两组带有布鲁斯特角的直角反射镜,  $M_1$  对输入物函数的  $x$  坐标进行反演并抑制  $x$  方向的偏振分量,  $M_2$  则进行  $y$  方向的反演和抑制  $y$  方向的偏振, 此干涉仪的“正交偏振”由此得名。输入物函数  $F(-x, y)(\mathbf{i}+\mathbf{j})$  由分束器  $BS$  分束, 分束后的两束光分别被  $M_1$  和  $M_2$  反射、反演

收稿日期: 1988年11月21日; 收到修改稿日期: 1989年4月17日

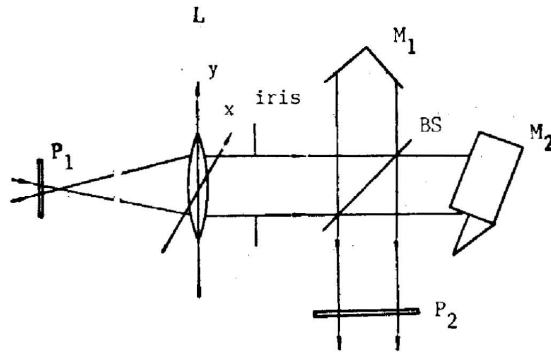


Fig. 1 Principle configuration of orthogonally polarizing rotational shearing interferometer

$M_1$  and  $M_2$  are right angle mirrors.  $BS$  is beam Splitter and  $P$  is polarizer

和起偏, 然后再次通过分束器  $BS$  重叠在一起。此时两束光的偏振互为正交, 波面相对绕干涉仪的光轴旋转了  $180^\circ$ 。此干涉仪的变换可以表示为

$$T\{F(x, -y)(\mathbf{i}+\mathbf{j})\} = F(x, y)\mathbf{i} + \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta l\right]F(-x, -y)\mathbf{j}, \quad (1)$$

式中  $\mathbf{i}$  和  $\mathbf{j}$  分别为  $x$  和  $y$  方向的单位偏振矢量,  $\Delta l$  为两光束的光程差。当  $\Delta l$  为波长的整数倍时, (1)式可以写成

$$\left. \begin{aligned} T\{F(-x, y)(\mathbf{i}+\mathbf{j})\} &= T_s\{F(-x, y)(\mathbf{i}+\mathbf{j})\} + T_a\{F(-x, y)(\mathbf{i}+\mathbf{j})\} \\ &= \frac{1}{2}[F(x, y) + F(-x, -y)](\mathbf{i}+\mathbf{j}) \\ &\quad + \frac{1}{2}[F(x, y) - F(-x, -y)](\mathbf{i}-\mathbf{j}), \\ T_s\{F(-x, y)(\mathbf{i}+\mathbf{j})\} &= \frac{1}{2}[F(x, y) + F(-x, -y)](\mathbf{i}+\mathbf{j}), \\ T_a\{F(-x, y)(\mathbf{i}+\mathbf{j})\} &= \frac{1}{2}[F(x, y) - F(-x, -y)](\mathbf{i}-\mathbf{j}). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$T_s$  把输入函数对称化并保持原来的偏振方向,  $T_a$  除了把输入函数反对称化以外, 还把偏振面转了  $90^\circ$ 。这样用一个检偏器就可以把  $T_s$  和  $T_a$  分离开来。如果输入函数是对称的, 经过反对称变换  $T_a$  后输出为零, 以此来检测输入物函数位相和振幅的对称性。

此干涉仪具有很强的空间约束,  $M_1$  和  $M_2$  的两个直角棱指定了坐标的  $x$  和  $y$  方向, 同时交于这两个棱并与它们垂直的一条光线为干涉仪的光轴(或  $z$  轴), 一旦干涉仪调整好了, 坐标也就确定下来了。上述的变换就是在这个坐标系上进行的, 所谓的波面对称是对干涉仪的光轴而言的。所以被检测的系统及光源的光轴也必须和干涉仪的光轴重合。正是因为很强的空间约束才使得此干涉仪具有相当高的检测精度, 相应地对它本身的光学加工精度、调整精度和机械稳定性提出了苛求。首先要求  $M_1$ 、 $M_2$  和  $BS$  的光学平面有较高的平整度 ( $N < 1/5$ ), 再经过精心选配, 最后再用抛光膏修磨平面; 如果在孔径为  $d$  的光场内要使两个波面重合的误差小于  $\Delta$ , 则  $M_1$  和  $M_2$  这两对直角的误差必须小于  $(2\Delta/d)$ ; 均匀的干涉暗场要求  $\Delta < (\lambda/20)$ , 则  $8.5\text{ mm}$  的光束截面要求  $< 0.01\text{ mrad}$  的直角误差;  $M_1$  与  $M_2$  (直角反射镜作为整体) 的方向调整精度也有相同的要求; 干涉仪的机械结构如图 2 所示, 考虑到机

械稳定性,尽量减少可调节的自由度,只需粗调的部件如分束器  $BS$  的法向方向,  $M_1$  和  $M_2$  两个直角棱的正交等都在装配时校好并紧固。剩下 5 个精调自由度  $s_1 \cdots s_5$  都采用千分尺螺丝,并在螺丝的顶端和调整架之间嵌入压电陶瓷微位移器,  $M_1$  和  $M_2$  的调整架都是用块钢铣成,通过千分尺螺丝改变应力使钢块变形来实现调节;  $s_1$  和  $s_3$  分别用来调整  $M_1$  和  $M_2$  的直角误差;  $s_2$  和  $s_4$  调节  $M_1$  和  $M_2$  作为整体的方向;由于块钢的变形量小,所以在装配时要求  $M_1$  和  $M_2$  的直角基本上正确,两个波面基本上重合。为了说明此干涉仪的两个输出光束的波面基本上重合。为了说明此干涉仪的两个输出光束的波面重合得很好,我们输入一个偏心的矩形函数  $\text{rect}[(x+\Delta x)/d, (y+\Delta y)/d]$  偏心量  $\Delta x, \Delta y$  使输出两光束相互错开  $2\Delta x$  和  $2\Delta y$  距离。错开的部分不发生干涉,为恒定光强,以作为曝光量的参考。图 3(a)是对称化  $T_s$  的输出干涉图, (b) 为反对称化  $T_a$  的输出。四方形的亮框是两光束错开的部分。均匀的暗场说明这台干涉仪已经调整到接近理想的状态。图 3(b) 中心的十字叉是两个直角棱的衍射图样,光场中的小亮点是光路中的疵点散射导致波面不对称引起的。这种均匀暗场可以保持半个小时甚至更长,而且暗场的改变主要是由于入射波面的不稳定引起的。

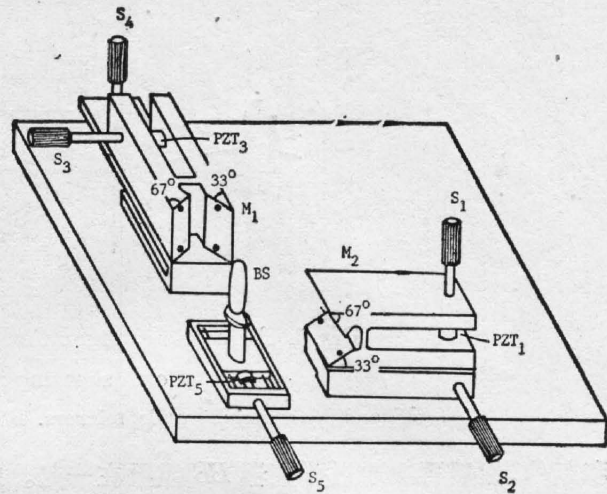


Fig. 2 Stable and fine adjustable mechanical structure for the interferometer  
The supporter of  $M_1$  and  $M_2$  are made of a block of steel and the micro-adjustment is made by the stress of the block with microscrew

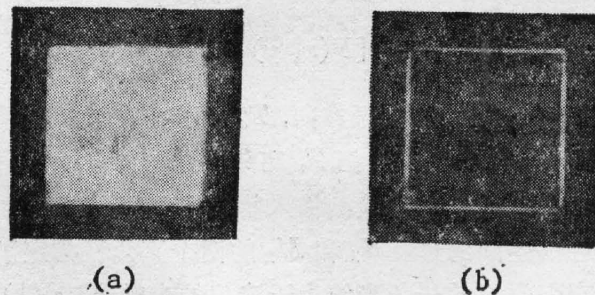


Fig. 3 The output of the shearing interferometer when the input is a displaced rectangular function

### 三、应 用

#### 1. 超衍射极限的光学准直系统

设入射物函数为一平面波  $F(x, y, z) = \exp[i(2\pi/\lambda)\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}]$ , 其中  $\mathbf{n}$  为波面的单位方向矢量。由(2)式反对称化的输出光强为

$$\begin{aligned}
 & T_a \left\{ \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}\right) \right\} \cdot T_a^* \left\{ \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}\right) \right\} \\
 &= \left| \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} (n_x x + n_y y + n_z z)\right] - \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} (-n_x x - n_y y + n_z z)\right] \right|^2, \\
 &= 1 - \cos \frac{4\pi}{\lambda} (n_x x + n_y y), \tag{3}
 \end{aligned}$$

此干涉条纹的密度为

$$\frac{\lambda}{2} \sqrt{n_x^2 + n_y^2} = \frac{2}{\lambda} \sin \varphi, \tag{4}$$

通常情况下波矢和干涉仪光轴的空间角  $\varphi$  很小, 所以  $\sin \varphi \rightarrow \varphi$ 。当光束的直径为  $d$  时可以观察到  $(2d\varphi/\lambda)$  个条纹。如果条纹的观察可以分辨出  $1/N$  个条纹, 那么最小分辨角为

$$\varphi_{\min} = \frac{\lambda}{2Nd}, \tag{5}$$

而由瑞利判据, 直径为  $d$  的孔径其极限分辨角为

$$\theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{d}, \tag{6}$$

对两束光的光程差(即(1)式中的  $\Delta l$ )进行扫描, 在干涉暗场邻近观察条纹随压电陶瓷扫描电压的变化, 条纹的读出精度可以高于 1/10 个条纹。由(7)和(8)式, 此干涉仪可以获得大于 20 倍衍射极限角的分辨本领。显然, 通过测量条纹的密度也可以测量绝对角度, 其精度也不低于衍射极限角。

作为一个例子, 我们用此干涉仪测量透镜的偏心量。在图 1 的实验装置中, 当准直透镜  $L$  的光轴与干涉仪的光轴重合时, 在  $(i-j)$  偏振方向上的输出为零, 如图 4(a) 所示。把透镜沿  $x$  轴方向平移一个很小的距离  $\Delta x$ , 即改变入射光的方向, 观察到的图形如图 4(b)、图 4(c) 和图 4(d) 所示的干涉条纹, 条纹的密度与  $\Delta x$  成正比。这里准直透镜的焦距 300 mm, 对于边长为 8.5 mm 的方形光束截面, 爱里斑的半宽度为  $22.3 \mu\text{m}$ , 如图 4(b) 所示。当透镜的偏心量还不到爱里斑的半宽度时, 就可以观察到约 1.5 个干涉条纹。与传统的透镜定中心的方法相比较, 用此干涉仪定中心即准确又方便, 特别适用于多透镜组合时的胶合定中心。

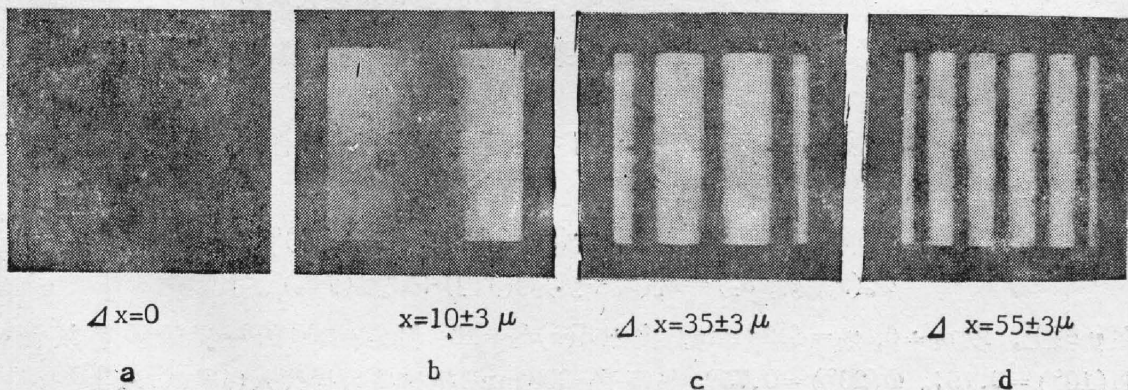


Fig. 4 Measured result for eccentricity  
 $\Delta x$  is the displacement of the lens from centre

## 2. 初级慧差和畸变的定量测量

对于大视场的光学系统如广角镜头,显微镜目镜和傅里叶透镜等,慧差和畸变是主要的像差。由于它们的波面是反对称的,所以可以利用此干涉仪的反对称变换把它们和其它的像差分离开来。在图1的实验装置中,当透镜L绕x轴转 $\theta$ 角时,波面可以展开为<sup>[5]</sup>:

$$\begin{aligned} W(x, y, \theta) &= A_1(x^2+y^2) + B_1(x^2+y^2)^2 + B_3y^2(f\theta)^2 + B_4(x^2+y^2)(f\theta)^2 + \dots \\ &\quad + A_2y(f\theta) + B_2(x^2+y^2)yf\theta + B_5y(f\theta)^3 + C_2y(x^2+y^2)^2(f\theta) + \dots \\ &= W_s(x, y, \theta) + W_a(x, y, \theta), \end{aligned} \quad (7)$$

在出瞳面上 $x$ 和 $y$ 既是以光束中心为原点的坐标,又是干涉仪的坐标, $\theta$ 为透镜的光轴与干涉仪光轴的夹角。 $W_s$ 为波面的对称部分,包括理想球面 $A_1(x^2+y^2)$ 、球差 $B_1(x^2+y^2)^2$ 、像散 $B_3y^2(f\theta)^2$ 和场曲 $B_4(x^2+y^2)(f\theta)^2$ 等; $W_a$ 为波面的反对称部分, $A_2y(f\theta)$ 表征光束的方向,当光束沿干涉仪的光轴传播时 $A_2=0$ ,则反对称波像差 $\Phi_a(x, y, \theta)$ 为

$$\Phi_a(x, y, \theta) = B_2(x^2+y^2)y(f\theta) + B_5y(f\theta)^3 + C_2y(x^2+y^2)^2(f\theta) + \dots \quad (8)$$

其中第一项为慧差,第二项为畸变,其余的是高阶波像差。对于给定的光束孔径( $x, y$ 的值),改变 $\theta$ 角。 $m$ 个 $\theta$ 角的数值可以测得 $m$ 个相应的 $\Phi_a(x, y, \theta_i)$ 值。把这些数据代入(8)式就可以得到 $m$ 个关于像差系数的方程组

$$\begin{aligned} \Phi_a(x_0, y_0, \theta_i) &= B_2(x_0^2+y_0^2)y_0(f\theta_i) + B_5y_0(f\theta_i)^3 \\ &\quad + C_2y_0(x_0^2+y_0^2)^2(f\theta_i) + \dots, \quad (i=1, 2, \dots, m) \end{aligned} \quad (9)$$

由(9)式的方程组可以求出前 $m$ 项的像差系数。

当入射平面波光束与干涉仪光轴有一个小夹角 $\Delta n_x$ 时,由反对称变换

$$\begin{aligned} \left| T_a \left\{ \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} W(x, y, \theta) \right] \right\} \right|^2 &= \left| T_a \left\{ \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} (n_x x + n_z z + \Phi(x, y, \theta)) \right] \right\} \right|^2 \\ &= \sin^2 \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} [\Delta n_x x + \Phi_a(x, y, \theta)] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

如果没有反对称波像差,则输出为竖直的干涉条纹。改变 $\theta$ 角,测出如图5所示的干涉条纹。由于 $\Phi_a(x, y, \theta)$ 是 $y$ 的反对称函数,所以在 $x$ 轴上为零,故可以取 $x$ 轴为零像差的参考点,像差的条纹数为 $N = (\Delta l/l)$ ,如图5(a)所示。图5的结果还表明波像差 $\Phi_a(x, y, \theta)$ 随光束孔径 $\sqrt{x^2+y^2}$ 和视场角的增大而骤增,这和(8)式是相符合的。图5(a)是傅里叶透镜的测量结果,图5(b)则是球面薄透镜的结果。可见在大视场的情况下,傅里叶透镜的轴外像差要比一般的薄透镜小得多。

由图5(a)的干涉条纹我们定量地测得了初级慧差和畸变的波像差系数和波像差。忽略了高阶波像差,(9)式简化为

$$\left. \begin{aligned} \Phi_a(x_0, y_0, \theta_1) &= B_2(x_0^2+y_0^2)y_0^2(f\theta_1) + B_5y_0(f\theta_1)^3, \\ \Phi_a(x_0, y_0, \theta_2) &= B_2(x_0^2+y_0^2)y_0^2(f\theta_2) + B_5y_0(f\theta_2)^3. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

在 $y$ 轴上,取 $x_0=0, y_0=4.25 \text{ mm}$ ,由图5(a) $\theta_1=10^\circ$ 和 $\theta_2=20^\circ$ 的两幅干涉条纹测出 $\Phi_a(10^\circ)=0.19\lambda, \Phi_a(20^\circ)=0.75\lambda$ ,焦距 $f=300 \text{ mm}$ ,把这些数据代入(13)式,求出

$$B_2 \doteq 2.15 \times 10^{-8} \text{ mm}^{-3}$$

$$B_5 \doteq 5.41 \times 10^{-11} \text{ mm}^{-3}$$

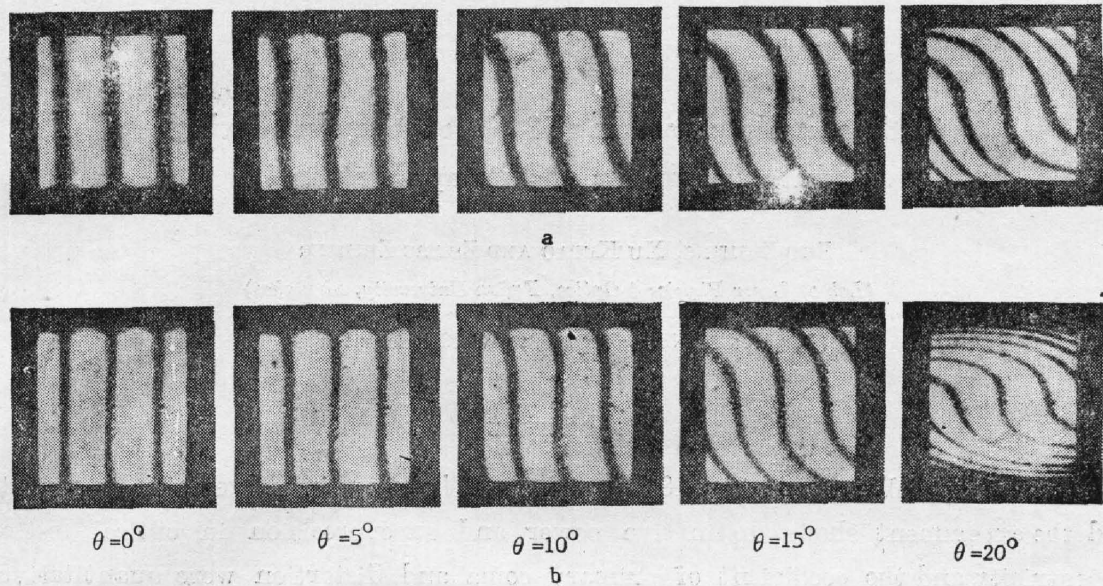


Fig. 5 Demonstration of antisymmetrical wave aberration with interference patterns  
 $\theta$  is the incline angle of the lens, the upper is for a Fourier lens, while the lower is for a thin spherical lens

表 1 为不同入射角  $\theta$  时慧差与畸变的比较,说明在小视场时畸变可以忽略不计,而在大视场时畸变却比慧差大得多,这点从(10)式可以得到解释。

Table 1

incident angle	coma ( $\lambda$ )	distortion ( $\lambda$ )
10°	0.138	0.054
20°	0.284	0.470

本工作得到国家自然科学基金的资助,感谢赵焕卿和秦永鑫老师的大力支持。

#### 参 考 文 献

- [1] J. B. Breckinridge; *Appl. Opt.*, 1972, **11**, No. 12 (Dec), 2996~2998.
- [2] J. B. Breckinridge; *J. O. S. A.*, 1975, **65**, No. 7 (Jul), 755~759.
- [3] J. B. Breckinridge; *Opt. Engng*, 1978, **17**, No. 2 (Mar), 156~159.
- [4] Zhu Zhiming, Xu Keshu *et al.*; *Proc. IQEC'88*, Tokyo, Japan, July 18~21, 1988, 324~325.
- [5] M. Born, E. Wolf; *Principles of Optics* (5th ed.), (Pergamon, New York, 1975), Ch. 5.

## Orthogonally polarizing $180^\circ$ rotational shearing interferometer and its application

ZHU ZHIMING, XU KETAO AND ZHANG ZHIMING  
(*Lab of Laser Physics & Optics, Fudan University, Shanghai*)

(Received 21 November 1988; revised 17 April 1989)

### Abstract

An orthogonally polarizing  $180^\circ$  rotational shearing interferometer is reported and the experiment shows distinctive power and superprecision in optical testing. Eccentricity and the coefficient of primary coma and distortion were quantitatively measured.

**Key words:** shearing interferometer; orthogonally polarizing.