

横向旋转剪切干涉的某些讨论及其与横向平行剪切干涉的关系

徐 德 衍

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文讨论了横向旋转剪切干涉中各参量的数理关系并指出可能的重要应用。本文还建立了横向旋转剪切干涉与横向平行剪切干涉的基本关系,证明用简单一平板剪切干涉仪可取代会聚光束中的棱镜剪切干涉仪。

一、横向旋转剪切干涉原理的图解说明

用于会聚光束中的棱镜横向剪切干涉仪或 Ronchi 光栅横向剪切干涉仪等干涉元件,都是处于其焦点(象点或球心)附近,波面剪切量是由棱镜剪切角或光栅频率决定的,因而属于“横向旋转剪切”。这种剪切方式中的波面间倾角或旋转角取决于干涉元件位置。当干涉元件离开焦点时,被剪开的两波面倾角增大,则干涉条纹变密变窄,反之,条纹变疏变宽。会聚光束中横向旋转剪切干涉原理图解可以由图 1 说明。

A_1 、 A_2 分别为会聚波面曲率中心 A 的两个剪切象,相应地被剪开波面为 W_1 与 W_2 。 ϕ 是由剪切干涉元件决定的剪切角度。对应于坐标系上的剪切量 $S = 2R \sin \frac{\phi}{2} \approx 2R \frac{\phi}{2} = R\phi$ 。 l 等于干涉图形解析面相对于波面曲率中心的距离。 ω 定义为被剪开波面光轴间夹角,即波面旋转角。随干涉元件位置不同, l 值不同, ω 角亦随之改变。

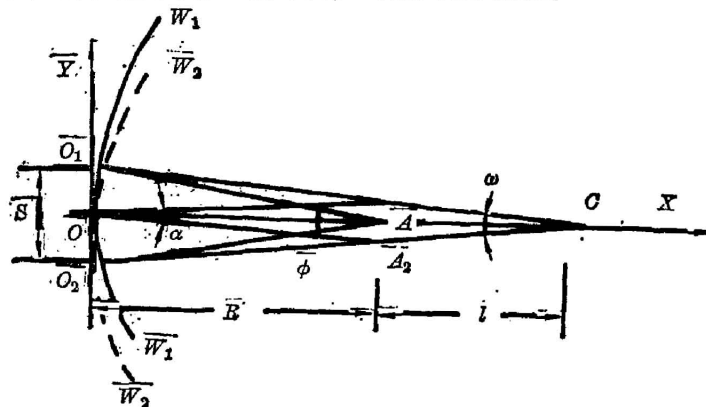


图 1 会聚波面横向旋转剪切干涉原理图

Fig. 1 Schematic of lateral-rotation shearing for convergent wave front

收稿日期: 1984年7月17日

下面讨论三种典型情况:

(1) A_1 、 A_2 愈接近 A 点, 波面 W_1 与 W_2 夹角 α 则越小, ω 角逐渐接近 ϕ 角, l 值逐渐趋于零, 这时, 干涉条纹逐渐变宽, 如图 2(a) 所示。

(2) 当 A_1 、 A_2 与 A 重合时, A 与 C 亦重合, $\alpha=0$, $l=0$, $\omega=\phi$, 对于理想球面波, 干涉场呈现条纹无限宽, 或称一片亮(暗)场, 如图 2(b) 所示。

(3) 当 A_1 、 A_2 所处位置调换时, [如图 2(c) 所示] 波面夹角反向, $\omega > \phi$, $l < 0$, 对于理想球面波, 干涉条纹仍是等距直条纹, 对于有缺陷的球面波, 则呈现的干涉条纹形状与图 2(a) 时波面有缺陷的干涉条纹形状恰好相反。

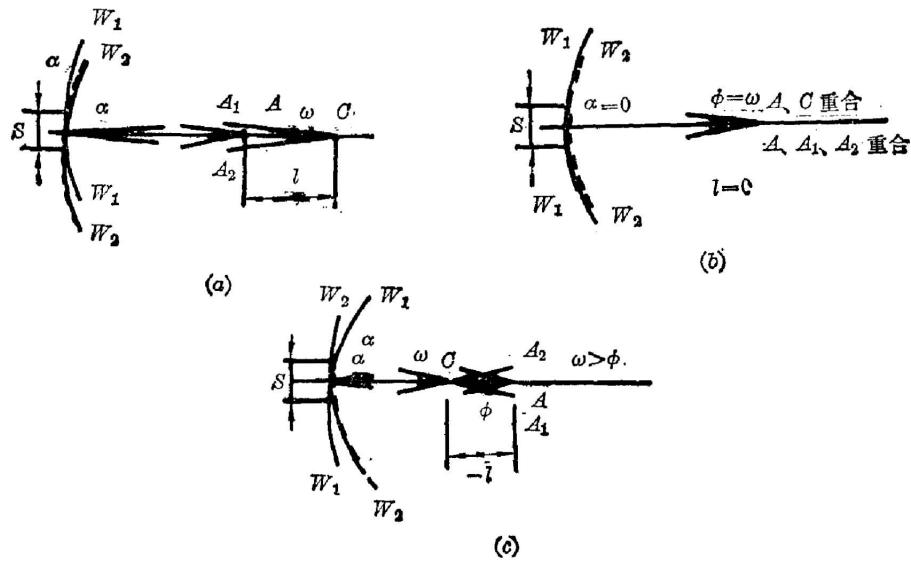


图 2 会聚波面横向旋转剪切干涉的三种典型图解

Fig. 2 Three typical schemes of lateral-rotatoin shearing interference for convergent wavefronts

二、球面波横向旋转剪切干涉的关系式

准平行光束波面横向平行剪切(见图 3)波面曲率半径 R 与干涉条纹宽度 b 关系式, 已由 Riley 给出^[1],

$$R = \frac{bs}{\lambda}, \quad (1)$$

式中 λ ——所用的光波长。下面, 我们导出会聚光束横向旋转剪切干涉波面曲率半径与有关参量间的关系, 据图 1 有

$$\text{tg} \frac{\omega}{2} \approx \frac{\omega}{2} = \frac{A_1 A_2}{2l} = \frac{s}{2(R+l)}. \quad (2)$$

又有

$$\text{tg} \frac{\alpha}{2} \approx \frac{\alpha}{2} = \frac{A_1 A_2}{2R}, \quad (3)$$

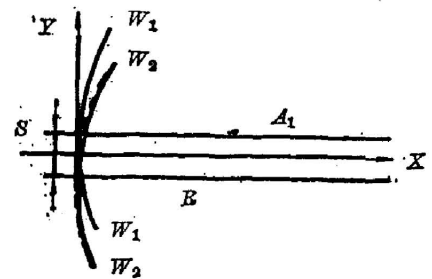


图 3 准平面波的横向平行剪切
Fig. 3 The lateral parallel shear of quasi-planar wave

由(2)、(3)式解得

$$\alpha = \frac{ls}{R^2 + Rl} \circ \quad (4)$$

在 y 轴上某一点处两波面之间的程差为

$$\Delta = y \sin \alpha \approx y\alpha \circ$$

代入(4)式,得

$$\Delta = \frac{lsy}{R^2 + Rl} \circ \quad (5)$$

设在此点的干涉级次为 P , 据(5)式则有

$$P = \frac{ls}{\lambda(R^2 + Rl)} y \circ \quad (6)$$

当 R 、 s 、 λ 为确定值时,对上式微分得

$$\partial P = \frac{ls}{\lambda(R^2 + Rl)} \partial y \circ$$

此式物理意义在于,当 ∂P 改变一个干涉条纹,则沿光束口径方向 ∂y 改变一个条纹宽度,令条纹宽度为 b ,则上式写成

$$b = \frac{\lambda(R^2 + Rl)}{ls} \circ \quad (7)$$

(6)、(7)式表明,会聚光束中横向旋转剪切干涉图形是等距直条纹,当 λ 、 R 、 s 确定后,条纹宽度 b 只与 l 值有关,即仅仅与干涉仪的位置有关。而此时横向旋转剪切波面的倾角是在剪切方向上,故干涉条纹取向垂直于 y 方向。

当 $l=0$ 时,由(7)式得 $b=\infty$,即属于图 2(b)的情况。

此外,由(7)式解得波面曲率半径表达式为

$$R = \frac{-\lambda l + \sqrt{\lambda^2 l^2 + 4\lambda l s b}}{2\lambda} \circ \quad (8)$$

当 $l \ll R$ 时,(6)~(8)式相应简化成

$$P = \frac{ls}{\lambda R^2} y, \quad (9)$$

$$b = \frac{\lambda R^2}{ls}, \quad (10)$$

$$R = \left(\frac{lsb}{\lambda} \right)^{1/2} \circ \quad (11)$$

由(9)~(11)式同样可以看出,在 λ 、 R 、 s 确定后,干涉条纹出现级次多少或宽度只与 l 值有关;或者说,通过测量 l 值以及干涉图形上其它有关值,可以求得被测波面曲率半径。

式中 l 值可以从 $l=0$ 量起,即从干涉场条纹呈现无限宽时干涉仪的位置作为基点,用百分表监测干涉场中出现适量条纹数时干涉仪移动的距离。同时,这也是测量干涉场中条纹宽度 b 及剪切量 s 的位置。关于测量方法、实例及精度分析将另文叙述。

(11)式表示该干涉系统或许有其重要应用。大口径天文镜面的曲率半径长度达几米甚至十几米,以往只能用卷尺测量^[2],难以确定实际值与理论值的符合程度。用适当频率的 Ronchi 光栅或适量剪切角的棱镜剪切干涉仪,可能会较满意地解决这一难题,甚至还可能求出镜面带区半径和轴向球差。

三、横向旋转剪切干涉与横向平行剪切干涉的数理关系

对于会聚光束,例如,被测透镜聚焦光束,若用剪切干涉元件在焦点附近得到一确定的旋转对称横向剪切干涉图形,则该波面可用 Zernike 多项式描述^[5]

$$W(x, 0) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i x_i^i, \quad (12)$$

式中 a_0 为常数; $a_1 \sim a_4$ 分别表示倾斜、离焦、彗差、球差; a_5 、 a_6 分别为高级象差系数。

相反,如果在干涉图形的解析面处放一标准平面反射镜,则此波面被反射后沿原路经透镜“准直”出射。该“准直”波面仍应包含(12)式中的波差信息,但扩大了一倍^[4],如果所用的光源是激光,使用单一平行平板玻璃作为剪切干涉元件,应该得出完全类似的图形。

当剪切平板满足一定精度要求时^[5],波面相当于横向平行剪切干涉。相对于图 2 而言,相当于一种特例,即 $A_1 A_2 = s$, $l \rightarrow \infty$, $\omega \rightarrow 0$ 。显然,这时 l 值与 R 值相比应是 $l \gg R$, 这样,(6)~(8)式可以近似写成

$$P = \frac{sy}{\lambda R}, \quad (13)$$

$$b = \frac{\lambda R}{s}, \quad (14)$$

或

$$R = \frac{bs}{\lambda}. \quad (15)$$

这一组近似式与(1)式,即与 Riley 给出的关系式完全一致。

由此建立了同一波差函数不同剪切方式之间的联系。从而说明,只要用激光做光源,以前介绍的会聚光束中的棱镜横向旋转剪切干涉仪^[6]完全可以用横向平行剪切的平板剪切干涉仪来代替。

由上可以这样认为,所谓“横向旋转剪切干涉”,即 $l \leq R$ 量级的剪切干涉;所谓“横向平行剪切干涉”,即 $l \gg R$ 量级的剪切干涉。

参 考 文 献

- [1] M. E. Riley and M. A. Gussinow; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, No. 10 (Oct), 2753
- [2] Д. Д. 马克苏托夫,《天文光学工艺》,(杨世杰译,科学出版社,1964),186.
- [3] 王之江:《光学设计理论基础》,(科学出版社,1964),192.
- [4] R. S. Kasana K. J. Rosenbruch; *Appl. Opt.*, 1983, **22**, No. 22 (Nov), 3526.
- [5] 徐德衍,邹海兴;《光学仪器》,1981, No. 1, 16.
- [6] 徐德衍;《光学与光谱技术》,1982, No. 1, p 41.

Discussion on lateral-rotation shearing interference and its relation with lateral parallel shearing interference

XU DEYAN

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

(Received 17 July 1984; revised 31 October 1984)

Abstract

In this paper, mathematical relationship among parameters of lateral-rotation shearing interference and possible important applications of this type of interference are discussed. The basic relationship between lateral-rotation shearing interference and lateral parallel shearing interference is also established. It is proved that a simple single-flat-plate shearing interferometer used for parallel beam testing may be used to replace the prism shearing interferometer for convergent beam.



著名的光学、光谱学教育家

——郑一善教授

郑一善教授是我国著名的光学专家和光谱学家，他在高等院校任教已半个多世纪，诲人不倦，桃李遍天下。现任华东师范大学物理系副主任兼光学教研室主任，上海市红外与遥感学会副理事长。在中国光学学会成立时被选为第一届理事会理事，在新近召开的中国光学学会第一、二届理事会联席会议上被选为名誉理事。

郑一善教授 1932 年毕业于清华大学物理系，随后去美国深造。1948 年毕业于美国俄亥俄州立大学研究院，接着在该院及美国纽约州克拉克逊理工学院任教。

郑一善教授热爱祖国，当他获悉新中国即将诞生的喜讯，豪情满怀，热血沸腾，毅然抛弃舒适的生活环境和工作条件，于 1949 年夏返回百废待兴的祖国。他先后在同济大学和华东师范大学任教，为社会主义建设人才的培养和中国光学暨光谱学学科的发展，呕心沥血，废寝忘食，作出了不懈的努力和重要的贡献。

郑一善教授专长于光学暨原子、分子光谱学。早年就对分子光谱进行了深入的研究，并在《物理评论》杂志上发表了论文。尔后又陆续发表了《分子光谱导论》、《原子物理学》、《物理学·光学之部》等颇有见地、影响较大的学术专著。

(下转 384 页)