

光源编码的白光散斑剪切干涉计量术*

程传福 姜锦虎 沈永昭 陈炳泉
(山东师范大学 物理系) (苏州大学 物理系)

提 要

本文提出了一种用非相干光源照明进行剪切干涉计量的方法—光源编码的白光散斑剪切干涉计量术。它采用光栅对光源进行编码以提高空间相干性,使物体的两个剪切像的波面部分相干叠加,以实现剪切干涉。

关键词: 白光散斑, 剪切干涉, 光源编码, 部分相干理论。

一、引 言

激光散斑剪切干涉法是测量位移导数场的有效方法。该方法具有条纹质量好,对环境条件要求低,灵敏度高等优点。然而它不能直接应用于白光散斑。这是因为激光散斑剪切干涉计量术是以剪切后的两个波面相干叠加为基础的。对于白光照明的散斑照相系统,光的相干性差,不能满足相干叠加的要求。如果通过减小光源的大小或增大光源与物面的距离来提高相干性,则光强太弱。难以保证记录介质曝光量的要求。为了解决这一矛盾,本文采用光源编码技术来达到提高空间相干性的目的。它是利用一个编码光栅把光源分成一系列周期排列的子光源。这些子光源所发出的光波在物平面的某些区域内具有很好的相干性,剪切散斑照相使这些区域内的两物点落在像面的同一点上。这一技术在保证了有足够光强的前提下,使物体的两个剪切像成为部分相干叠加,从而实现剪切干涉。

二、光 路 布 置

实验光路如图1所示, σ 为扩展光源, G 为编码光栅。由面扩展光源发出的非相干辐射光经会聚透镜 L 、干涉滤光片下会聚均匀照明编码光栅,再经小全反镜反射后准正向入射照明试件 S 。照相机前加一剪切镜的作用,像平面上得到互相错开 $\Delta = d_i(n-1)\alpha$ 的两幅完全相同的象,剪切方向在垂直于剪切镜棱的方向上**。

三、散斑剪切干涉的空间相干性要求

在剪刀散斑照相系统中,相机透镜孔径被剪切镜分成两部分。若这两部分单独产生的

收稿日期: 1989年12月5日; 收到修改稿日期: 1990年5月23日

* 本文为国家自然科学基金赞助的项目。

** 本文中剪切方向在 x 方向。

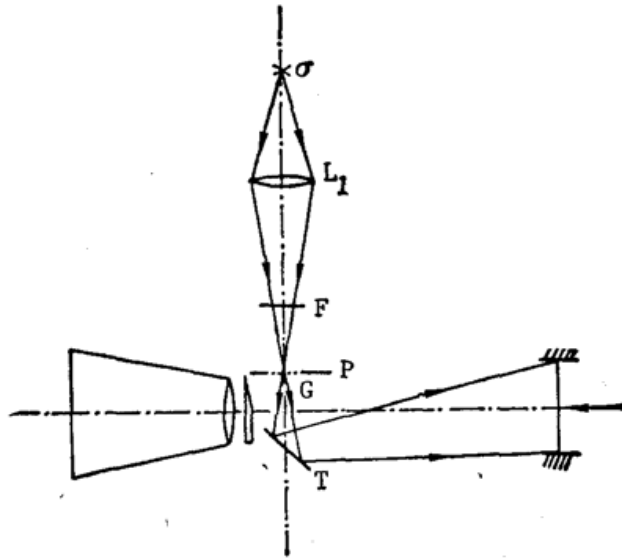


Fig. 1 Schematic diagram of white-light speckle shearing photography

点扩展函数(无剪切镜时)分别为 $h_1(x_i, x_0)$ 以及 $h_2(x_i, x_0)$, 则整个系统的点扩展函数可以写成

$$h_A(x_i, x_0) = h_1(x_i, x_0) + h_2(x_i, x_0 - \Delta). \quad (1)$$

像面光强为

$$I(x_i) = \iint J(x_0, x'_0) F(x_0) F^*(x'_0) [h_1(x_i, x_0) + h_2(x_i, x_0 - \Delta)] \cdot [h_1^*(x_i, x_0) + h_2^*(x_i, x_0 - \Delta)] dx_0 dx'_0, \quad (2)$$

式中 $J(x_0, x'_0)$ 为物平面上两点的互强度函数^[3]。如果次级光源对物面的张角远小于成像透镜孔径对物面的张角, 则点扩展函数覆盖的面积远小于相干区域。(2)式的积分在点扩展内进行, $J(x_0, x'_0)$ 可视作常数。经计算(2)式变为

$$I(x_i) = |U_1(x_i)|^2 + |U_2(x_i + \Delta)|^2 + J(x_i, x_i + \Delta) U_1(x_i) U_2^*(x_i + \Delta) + J^*(x_i, x_i + \Delta) U_1^*(x_i) U_2(x_i + \Delta), \quad (3)$$

式中 $U_1(x_i) = h(x_i) \otimes F(x_i)$, $U_2(x_i) = h_2(x_i) \otimes F(x_i)$ 。在(3)式中用了关系式 $J(x_i + \Delta, x_i) = J^*(x_i, x_i + \Delta)$ 。对于激光剪切散斑照相, 则 $J(x_i, x_i + \Delta) = 1$, 像面光强为两个波面的完全相干叠加; 如果直接用非相干光源(例如球形超高压汞灯)代替激光光源进行散斑剪切散斑照相, 由于剪切量 Δ 通常大于光源在物面上形成的相干区域, 使 $J(x_i, x_i + \Delta) = 0$, 则被剪切的两个波面成为非相干叠加, 因而不能实现白光散斑剪切干涉。本研究的主要工作就是通过光栅对光源进行编码使 $J(x_i, x_i + \Delta)$ 尽量接近 1, 使两个被剪切波面成为部分相干叠加。

四、光源编码

光源编码是指通过选择适当的光源强度函数, 来获得所需要的相干函数, 大多数光源可以认为是均匀发光的。光源强度函数可以通过在次级光源上加一具有适当强度透过函数的编码屏来获得。Yan^[4] 指出了这一方法的可行性。

在图 2 所示的照明系统中, 如果光源具有任意形状, 则范西特-泽尼克定理给出被照明的两点 $P_1(x_0, y_0)$ 和 $P_2(x'_0, y'_0)$ 的互强度为

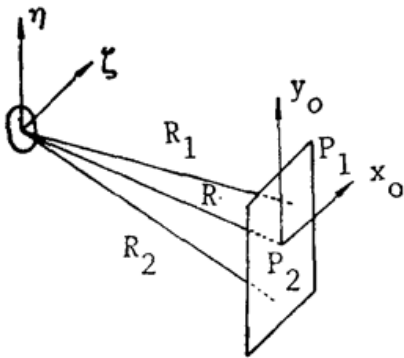


Fig. 2 Coherence of two-point on the object

$$J(P_1, P_2) = \int_{\sigma} I(s) \frac{\exp[ik(R_1 - R_2)]}{R_1 R_2} ds, \quad (4)$$

式中 ds 为 σ 的面元, $I(s)$ 为光源的面发光强度, $k = (2\pi/\lambda)$ 为波矢, λ 为波长, R_1, R_2 分别为 ds 至 P_1, P_2 的距离。当 $R \gg \sqrt{(x_0 - \xi)^2 + (y_0 - \eta)^2}$ 时, 则 $J(P_1, P_2)$ 可写成

$$J(P_1, P_2) = \exp(ik\psi) \mathcal{F} \left\{ I(\xi, \eta) \right\} \Big|_{t_\xi = p/\lambda, t_\eta = q/\lambda}, \quad (5)$$

$$p = \frac{x_0 - x'_0}{R}, \quad q = \frac{y_0 - y'_0}{R}, \quad \psi = \frac{(x_0^2 + y_0^2) - (x_0'^2 + y_0'^2)}{2R}$$

即物表面上两点的互强度是位相因子 $\exp(ik\psi)$ 和光源强度分布的傅里叶变换的乘积。

1. 矩形光栅对光源编码

如果矩形光栅的节距为 w , 栅线的通光部分宽度为 a , 光栅包含 N 条栅线(设 N 为偶数), 则光栅的强度透过函数为

$$T(\xi, \eta) = \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \text{rect} \frac{\xi - [n + (1/2)]w}{a}, \quad (6)$$

其傅里叶变换为

$$\mathcal{F} \{T\} = \frac{\sin \pi a f_\xi}{\pi a f_\xi} \frac{\sin N \pi f_\xi w}{\sin \pi f_\xi w}, \quad (7)$$

将(7)式代入(5)式, 得归一化的互强度(复相干度)为

$$J(P_1, P_2) = \exp(ik\psi) \sin C \frac{a(x_0 - x'_0)}{\lambda R} \times \frac{\sin \frac{N\pi w(x_0 - x'_0)}{\lambda R}}{N \sin \frac{\pi w(x_0 - x'_0)}{\lambda R}}, \quad (8)$$

除了位相因子 $\exp(ik\psi)$ 外, $J(P_1, P_2)$ 与有限宽度的光栅的衍射振幅相同。其中的 $\sin C$ 函数与宽度为 a 的单缝衍射光振幅相同。由于光栅的缝宽很窄(即 a 很小), 因此这一项是慢变化函数如图 3(a) 所示。图 3 为计算机输出的结果。选用的参数为光栅密度 $61/\text{mm}$, $a = 0.04 \text{ mm}$, $\lambda = 0.5461 \mu\text{m}$, $R = 500 \text{ mm}$, $N = 12$ 。(8) 式的最后一项为一系列脉冲, 脉冲的位置为 $(x_0 - x'_0) = (n\lambda R/w)$, 其绝对值如图 3(b) 所示。 $|J(P_1, P_2)|$ 为图 3(c) 所示。

在图 3(c) 中, 中央单脉冲即为不采用光源编码时物平面上两点的互强度函数, 脉宽即相干区域的大小是由光源的大小决定的。由于系统对光

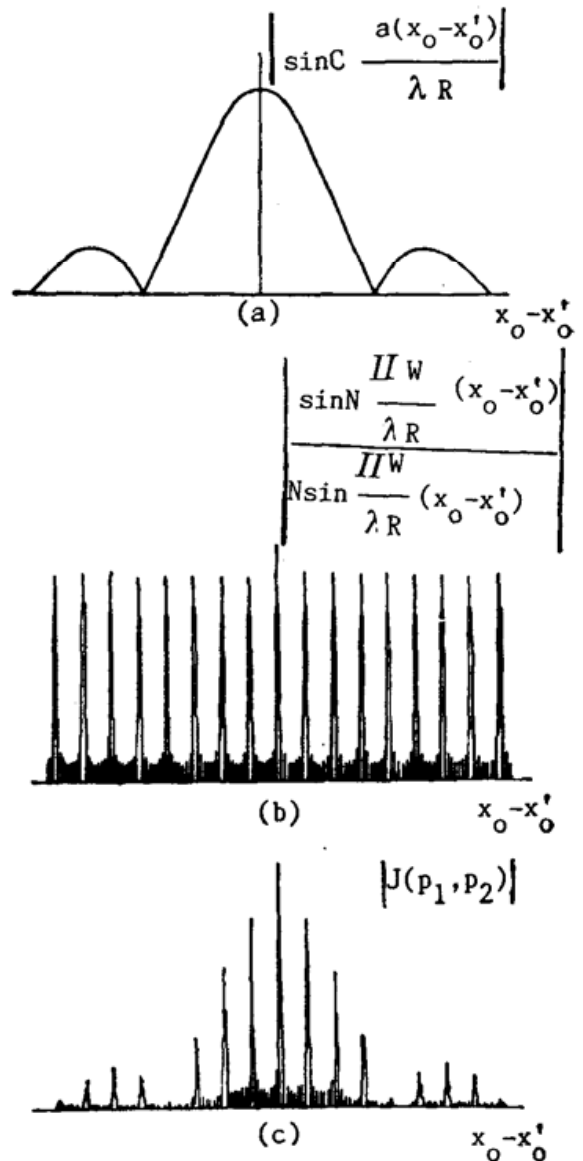


Fig. 3 The mutual intensity curve white the source encoded with rectangular grating (a) curve of the modulus of the sine function; (b) curve of the modulus of the last term in eq. (9); (c) the mutual intensity curve

能量的要求,相干区域不可能很大,难以达到剪切干涉的要求。使用光源编码,互强度函数出现多个同样的脉冲,处于相距为 $(n\lambda R/w)$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$)两个脉冲内的两点具有较好的相干性。因此,实验中使像面上的一点对应的物面上的两个埃里斑^[5]分别落在两个脉冲内,即调节剪切量

$$\Delta = x_0 - x'_0 = n \frac{\lambda R}{w}, \quad (9)$$

是实验的关键。埃里斑越小,脉宽越大,即成像透镜的数值孔径越大、光源越小,实验的调节就越方便,剪切干涉就越容易实现。

当剪切量满足(9)式时, $|J(P_1, P_2)|$ 取极大值

$$|J(P_1, P_2)| = \left| \sin C \frac{n\alpha}{w} \right|, \quad (10)$$

在实际的剪切实验中,取 $n=1$, 即剪切量取 $\Delta = \lambda R/w$, $|J(P_1, P_2)|$ 取极值

$$|J(P_1, P_2)| = \sin C \frac{\alpha}{w}. \quad (11)$$

由(11)式显见, (α/w) 越小,即通光部分越窄,则互强度的模越大,被剪切的两个像之间的相干性越好,剪切条纹的对比度也就越好。但在实际操作中,必须同时考虑光能量与相干性的要求,适当选择 (α/w) 的值。

2. 正弦光栅编码

若正弦光栅的节距为 w , 则其强度透过率为

$$T(\xi) = \left| 1 + \sin \frac{2\pi\xi}{w} \right|^2 \text{rect} \frac{\xi}{Nw}, \quad (12)$$

式中 N 为光栅所含的栅线的数目。由(8)式算得归一化的互强度为

$J(P_1, P_2)$

$$\begin{aligned} &= \exp(i k \psi) \left[\delta(x_0 - x'_0) + \frac{2}{3} \delta\left(x_0 - x'_0 - \frac{\lambda R}{w}\right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{3} \delta\left(x_0 - x'_0 - \frac{2\lambda R}{w}\right) + \frac{1}{6} \delta\left(x_0 - x'_0 - \frac{2\lambda R}{w}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} \delta\left(x_0 - x'_0 + \frac{2\lambda R}{w}\right) \right] \otimes \sin C(Nf_\xi w). \end{aligned} \quad (13)$$

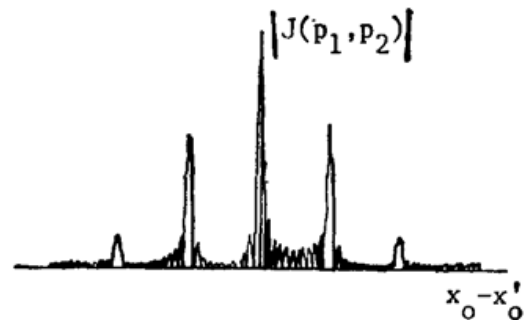


Fig. 4 The curve of mutual intensity white the source encoded with sinusoidal grating

$|J(P_1, P_2)|$ 如图 4 所示。它有 5 个极大,每个极大的宽度由次级光源的大小决定,主极大之间的距离为 $\lambda R/w$,与矩形光栅编码相同。剪切干涉使用 $+1$ 或 -1 级,通过调节光路使剪切量 $\Delta = (\lambda R/w)$,此时互强度取最大值。

五、时间相干性的要求

上面是对准单色光讨论的,考虑到时间相干性的影响。剪切干涉要求被剪切的两个波面必须是时间相干的。如果照明光的谱宽为 δ_λ , 平均波长为 λ , 时间相干长度为 $l_t = (\lambda^2/\delta_\lambda)$, 则由光源所发出的光照射到物体后再经成像系统到达像面上一点的光程差的最大值 δ_m 必

须小 l_t 。这一光程差为两部分之和，一部分为由光源发出的光到达物面上相距为 Δ 两点的光程差，一部分是这两点到达像面上同一点的光程差。因此， δ_m 由照明系统和成像系统几何决定。对于 1:1 的成像系统，不难算得

$$\delta_m = \theta_{1m} \cdot \Delta + \theta_{2m} \Delta, \quad (14)$$

式中 θ_{1m} 为物点和光轴对光源的最大张角， θ_{2m} 为像点和光轴对成像透镜的最大张角。时间相干条件要求 $l_t > \delta_m$ ，即光源的谱宽必须满足

$$\delta_\lambda < (\theta_{1m} + \theta_{2m}) \lambda^2 \Delta, \quad (15)$$

为了满足这一要求，作者在实验中采用了带宽较窄的高压汞灯作光源，用干涉滤光片取出 5461 Å 的绿光，其谱宽 $\delta\lambda$ 约为 10 Å， l_t 约为 δ_m 的 1.5 倍。

六、白光散斑剪切干涉术

实验光路如图 1 所示，在物体变形前后对记录干板进行双曝光。物体变形前像面光强分布为 (4) 式。从统计平均的意义上讲，有 $|U_1(x_i)| = |U_2(x_i + \Delta)|$ ，并记 $I_0(x_i) = |U_1(x_i)|^2$ ，则 (4) 式可以改写成

$$I_1(x_i) = 2I_0(x_i) [1 + |J(x_i, x_i + \Delta)| \cos \varphi(x_i)], \quad (16)$$

式中 $\varphi(x_i) = \theta_1(x_i) - \theta_2(x_i + \Delta)$ 为 $U_1(x_i)$ 和 $U_2(x_i + \Delta)$ 的位相之差。物体变形后，像面上光强 $I_0(x_i)$ 可近似看作不变，而其位相 $\varphi(x_i)$ 发生变化 $\Delta\varphi(x_i)$ ，于是

$$I_2(x_i) = 2I_0(x_i) \{1 + |J(x_i, x_i + \Delta)| \cos[\varphi(x_i) + \Delta\varphi(x_i)]\}, \quad (17)$$

$\Delta\varphi(x_i)$ 是物上两点 x_0 和 $x_0 - \Delta$ 发生位移所引起的位相差之差在像面上 x_i 点产生的位相变化。对于正向入射情形， $\Delta\varphi(x_i)$ 与 $w(x_0 + \Delta) - w(x_0) = \Delta w$ 有关，其关系为

$$\Delta\varphi(x_i) = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial x} \Delta. \quad (18)$$

由 (16)、(17)、(18) 式可得线性处理后的双曝光散斑的透过率

$$\begin{aligned} t(x_i) &\propto I_1(x_i) + I_2(x_i) \\ &= 4I_0(x_i) \left\{ 1 + |J(x_i, x_i + \Delta)| \cos \left[\varphi(x_i) + \frac{\Delta\varphi(x_i)}{2} \right] \cos \frac{\Delta\varphi(x_i)}{2} \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

(19) 式中，如果 $|J| = 1$ ，则对应于激光剪切散斑照相。将 $t(x_i)$ 置于全场分析光路中进行高通滤波，则在像面上得到全场条纹图。条纹为 $(\partial w / \partial x)$ 的等值线（对应于正入射情形），亮条纹条件为

$$\Delta\varphi(x_i) = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial x} \Delta = 2\pi n, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

即

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{n\lambda}{2\Delta}. \quad (20)$$

七、实验研究

首先要制作编码栅。用栅线倍增法由 121/mm 的栅制取低密度的栅，实验中实际制得的栅的密度为 $(1/w) = 5.5771/\text{mm}$ 。由于全息干板的非线性特性，该编码栅介于矩形栅和

正弦栅之间。次级光源的大小为 $2 \times 20 \text{ mm}^2$, 在 ξ 方向上约含有 12 条栅线, 次级光源到物面的距离为 $R = 452 \text{ mm}$ 。光源的中心波长为 $0.5461 \mu\text{m}$, 由获得最大互强度的条件 $\Delta = (\lambda R/w)$, 计算得剪切量应为 $\Delta = 1.377 \text{ mm}$, 这可通过调整剪切镜到物的距离来获得。试件为周边固定的圆形铝板, 直径为 60.3 mm , 厚为 2 mm , 试件中心受集中荷载。



(a) (b) (c).

Fig. 5 Fringe patterns of white-light shearing photography

(a) central displacement $34 \mu\text{m}$; (b) central displacement $16 \mu\text{m}$; (c) without source encoding

图 5(a) 为试件中心位移 $34 \mu\text{m}$ 时所获得的离面位移导数场条纹图; 图 5(b) 为中心位移为 $16 \mu\text{m}$ 时的全场条纹图, 图 5(c) 是为了说明编码光栅的作用, 不用编码光栅, 其它条件在与图 5(b) 完全相同的条件下摄得的全场照片, 这时无条纹存在。

八、结 论

本文用部分相干光理论论证了用光栅对光源进行编码可提高空间相干性, 使剪切镜剪切的两个像进行部分相干叠加, 从而实现用非相干辐射代替激光进行散斑剪切干涉的研究。

本文的方法对光源不要求具有较好的空间相干性, 但要求有足够的时间相干性。

当调整光路使剪切量 Δ 、光波中心波长 λ 、编码栅节距 w 和次级光源到物的距离满足关系式 $\Delta = (\lambda R/w)$ 时, 互强度达最大值, 具有最佳的空间相干性。

用正弦栅和矩形栅都可达到对光源进行编码, 提高空间相干性的效果。

参 考 文 献

- [1] J. A. Leedertz, J. N. Butters; *J. Phys. (E)*, 1973, **E6**, No. 11 (Nov), 1107.
- [2] Y. Y. Huang, C. E. Taylor; *Exp. Mech.*, 1974, **14**, No. 2 (Jul), 281.
- [3] 李景镇主编;《光学手册》, (陕西科技出版社, 西安, 1986)。
- [4] F. T. S. Yu; *White-Light Optical Signal Processing*, (John Wiley & Sons, New York, 1985).
- [5] 陈家壁等;《光学学报》, 1989, **9**, No. 4 (Apr), 331。

White-light speckle shearing interferometry with the source encoded

CHENG CHUANGFU

(Physics Department, Shandong Teachers' University)

JIANG JINHU, SHEN YONGZHAO AND CHEN BINGQUAN

(Physics Department, Suzhou University)

(Received 5 December 1989; revised 23 May 1990)

Abstract

In this paper, white-light speckle shearing interferometry with the source encoded — a method for speckle shearing interferometry under the illumination of incoherent source is proposed. While the source is encoded with a grating, the coherence of two points on the object is enhanced and the wavefronts of the sheared two images become mutually coherent. Thus the white-light speckle shearography is performed.

Key words: white-light speckle; shearing interferometry; partially coherent theory; source encoding.