

从测量结果可以看出,在板的中点处位移最大(用 $d_{z,max}$ 表示),矩形板的位移对中心是对称的。图

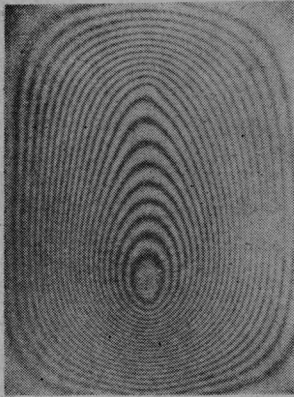


图5 两个同方向的点力引起的条纹分布
第一个点力为 +40 克,作用点为 (0, -3);
第二个点力为 +20 克,作用点为 (0, +3)

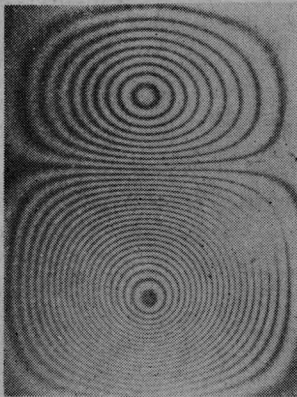


图6 两个相反方向的点力引起的条纹分布
第一个点力为 +50 克,作用点为 (0, -3);
第二个点力为 -20 克,作用点为 (0, +3)

4 给出 $x=0$ 时 d_z 沿 y 变化的实验曲线和理论计算曲线。从图中可以看出,测量结果更接近固支情况。另外还可以看出,在板的边界附近,由于边界条件的影响,测量结果与理论计算结果相差大一些,随着距边界距离的增加,两者愈加接近。

(2) 图5给出了两个同方向点力所引起的干涉条纹。在这种情况下,零级条纹只分布在矩形板四周,并不穿过矩形板。对于有多个同方向点力所引起的条纹分布都具有这个特点。

(3) 图6给出了两个不同方向的点力所引起的干涉条纹。从图中可以看出,零级条纹不仅分布在板的四周,而且穿过板的中部,把矩形板分成两个区域。这是不同方向点力引起条纹分布的特点。至于被零级条纹分开的各个区域的位移方向只有用三次曝光法才能确定^[4]。

本文中的计算部份是在雷琼芝同志协助下完成的,作者表示感谢。

参 考 文 献

- [1] B. A. Wasil, D. C. Merchant; *Proc. Soc. Exp. Stress Anal.*, 1964, **13**, 77.
- [2] J. O. Hovanesian, J. Varner; "The Engineering Uses of Holography", Cambridge, 1970.
- [3] J. Balas et al.; "Proc. 5th Inter. Conf. Exp. Stress Anal.", 1974, **1**, 73.
- [4] A. Lev, J. Politch; *Opt. Laser Tech.*, 1979, **11**, 45.
- [5] 张福范;《薄板理论》,科学出版社,1964。

(中国科学院金属所 巴图
1981年5月19日收稿)

提高计算全息滤波器的信噪比

Abstract: The matched filtering of computer-generated filters and three data processing methods for improving signal-to-noise ratio in optical information processing are described.

一、前言

用计算机产生的二维傅里叶变换全息图,提供了一个方便的、有时是唯一的人工合成光学空间滤波器的方法。

我们采用 Lohmann 的方法进行工作,这种方法较普通光学全息具有某些优点。例如函数灵活

性,较高的光效和较低的噪声等。函数的灵活性是数字计算机运算有灵活性;较高的光效是比较了一张二元全息图与一张灰色全息图的结果,即如果考虑规则光栅的衍射效率,那么矩形波光栅(二元全息图)的一级衍射光比正弦波光栅(灰色全息图)的一级衍射光要高 $(4/\pi)^2$ 倍;较高的信噪比,这是由于计

算全息的二元透过性质^[2]和照相底片颗粒结构对二元全息图产生低噪声的结果^[3]。本文所介绍的是利用计算全息的优点——函数处理的灵活性，对滤波器进行事先数据处理，使一级衍射象远离零级，从而提高计算全息滤波器的信噪比。

二、空间匹配滤波的相关处理

首先，我们对一个特定的信号 $h(x, y)$ 做成一张傅里叶全息图，这张图即为空间滤波器，它的复振幅分布为：

$$A(\mu, \nu) = R \exp[-2\pi i(a\mu + b\nu)] + H(\mu, \nu) \quad (1)$$

而透过光的复振幅分布为：

$$T(\mu\nu) \propto |A(\mu, \nu)|^2 = R^2 + |H(\mu, \nu)|^2 + RH(\mu, \nu) \exp[2\pi i(a\mu + b\nu)] + RH^*(\mu, \nu) \exp[-2\pi i(a\mu + b\nu)] \quad (2)$$

其中 R 为参考光束在频谱 $\mu\nu$ 平面上的振幅； a, b 与平面参考波和物光波在频谱面上的夹角有关； $H(\mu, \nu)$ 为信号 $h(x, y)$ 的频谱； $H^*(\mu, \nu)$ 为 $H(\mu, \nu)$ 的复共轭函数。

把空间滤波器放在相干光学处理系统的频谱平面上，并使它与物信号 $g(x, y)$ 的频谱 $G(\mu, \nu)$ 重合，则透过空间滤波器的频谱为

$$T(\mu, \nu)G(\mu, \nu) = (R^2 + |H(\mu\nu)|^2)G(\mu, \nu) + RH(\mu, \nu)G(\mu, \nu) \exp[2\pi i(a\mu + b\nu)] + RH^*(\mu, \nu)G(\mu, \nu) \exp[-2\pi i(a\mu + b\nu)] \quad (3)$$

对此式作傅氏逆变换，则象函数

$$g'(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} T(\mu, \nu)G(\mu, \nu) \exp[2\pi i(\mu x' + \nu y')] d\mu d\nu = \iint_{-\infty}^{\infty} R^2 G(\mu, \nu) \exp[2\pi i(\mu x' + \nu y')] d\mu d\nu + \iint_{-\infty}^{\infty} H^*(\mu, \nu)H(\mu, \nu)G(\mu, \nu) \exp[2\pi i(\mu x' + \nu y')] d\mu d\nu + \iint_{-\infty}^{\infty} RH(\mu, \nu)G(\mu, \nu) \exp\{2\pi i[\mu(x'+a) + \nu(y'+b)]\} d\mu d\nu + \iint_{-\infty}^{\infty} RH^*(\mu, \nu)G(\mu, \nu) \exp\{2\pi i[\mu(x'-a) + \nu(y'-b)]\} d\mu d\nu$$

$$= R^2 g(x, y) + [h(x, y) * (x, y)] \otimes g(x, y) + R[h(x+a, y+b) \otimes g(x+a, y+b)] + R[h(x-a, y-b) * g(x-a, y-b)] \quad (4)$$

式中符号 \otimes 代表卷积运算， $*$ 代表相关运算。式中头两项代表输出平面上与直流分量有关的量，在一般滤波运算中对它们很少有兴趣；第三项代表信号 $h(x, y)$ 对物信号 $g(x, y)$ 的卷积运算，第四项则为互相关运算，并且第三项是以 $x=-a, y=-b$ 为中心的分布，第四项是以 $x=a, y=b$ 为中心的分布。在相干光学信息处理中，相关运算是图象识别和信号探测的数学基础。它是度量两个函数间的相似程度。当特定信号 $h(x, y) = g(x, y)$ 时，第四项即为

$$\iint_{-\infty}^{\infty} RG^*(\mu, \nu)G(\mu, \nu) \exp\{2\pi i[\mu(x'-a) + \nu(y'-b)]\} d\mu d\nu = R[g(x-a, y-b) * g(x-a, y-b)] \quad (5)$$

此为自相关运算，它将在 $x=a, y=b$ 处有峰值出现（即光强最大）。

如果 a, b 的值较小，则由上述几项所产生的象很可能发生重叠。但是为了空间滤波的目的，重叠是不容许的，这种重叠可看作背景噪声。在计算全息滤波器中，对计算数据的事先处理，可以克服这类噪声。

三、计算数据的处理

特定信号 $h(x, y)$ 在谱面的傅氏变换表达式为

$$H(\mu, \nu) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y) \exp[-2\pi i(x\mu + y\nu)] dx dy \quad (6)$$

由于计算机处理的需要，对连续变化的函数 $H(\mu, \nu)$ 需要进行数字化处理，于是其数学表达式为

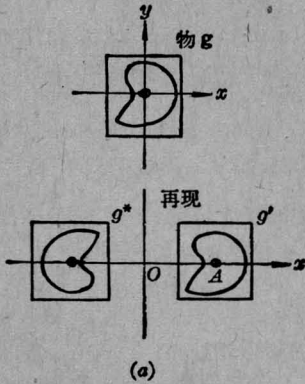
$$H(N, M) = \sum_K \sum_J h(J, K) \exp[-2\pi i(JN + KM)/W] \quad (7)$$

其中 N, M 和 J, K 分别为取样后的坐标表示， W 表示一维方向的取样数。我们就是利用这一公式来制作 Lohmann 全息图的。应该指出上式中并未引入参考光 $R \exp[-2\pi i(a\mu + b\nu)]$ 项，这是因为 Lohmann 全息图载频波的引入仅与特定信号物的最大尺寸有关^[4]。

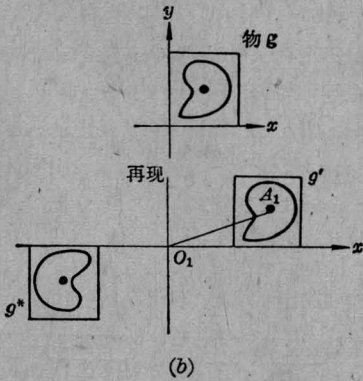
为了使一级相关象与零级干涉象分离得远些，我们只需改变(7)式中的某些输入数据。

1. 利用傅氏变换的位移性质

由傅氏变换的位移定理可知：函数在空间域的位移引起在频率域中的线性相位移，因此物体在空间域的移动，并不影响计算全息图的制作及再现现象的质量。但是由于二元全息的光栅特性，半个周期的位移是最大位移。因此只能将原函数 $h(x, y)$ 移其周期 Δx 和 Δy 的一半，变为 $h\left(x \pm \frac{\Delta x}{2}, y \pm \frac{\Delta y}{2}\right)$ 。对公式 (7) 来说，只要把以坐标原点为中心的象的 J 、 K 输入数据加 $\frac{\Delta x}{2}$ 或减 $\frac{\Delta x}{2}$ (一般取 $\Delta x = \Delta y$, Δx 、 Δy 为特定信号物的最大边长)，再现现象便远离零级，示于图 1。



(a) 中心象与再现象



(b) 第一象限像与再现象 ($O_1 A_1 > O A$)

图 1

2. 加黑框提高空间载波频率

把特定信号用一足够大的黑框围起来，使原函数的边长 Δx 变成了 Δx_1 (如图 2(b))。由于全息图中相邻干涉条纹的平均距离表示了空间周期 $\lambda f / \Delta x_1$ ，所以空间载波频率 $\Delta x_1 / \lambda f$ 提高了。空间载波频率的提高意味着衍射级与零级的分离，从公式 (7) 来

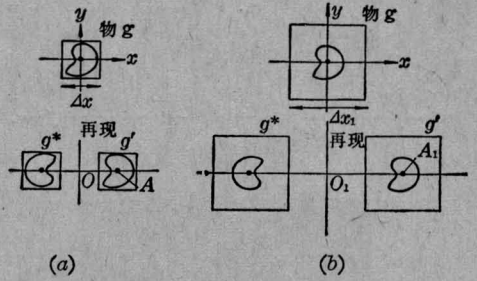


图 2 加黑框后再现象离远了零级 ($O_1 A_1 > O A$)

看，相当于改变数据 W 的值，即在取 Δx_1 时， W 值变大。在象 Δx 与 Δx_1 之间，取样点的数目增加了 $\left(\frac{\Delta x_1}{\Delta x}\right)^2$ 倍。好在增加的数据都为零，所以实际的输入数据并不增加，示于图 2。

3. 提高再现现象的衍射级次

利用公式 (7) 算得振幅和位相值是我们绘制 Lohmann 全息图的基础，这里位相值为：

$$\phi(N, M) = \arctan \left(\frac{-\sum_k \sum_j \sin[2\pi(JN + KM)/W]}{\sum_k \sum_j \cos[2\pi(JN + KM)/W]} \right) \quad (8)$$

根据 Lohmann 型的迂回位相表示^[1]，光栅上的位移量 P 为：

$$P(N, M) = (\phi(N, M) / 2\pi q) \cdot d \quad (9)$$

其中 q 是衍射级次； d 是光栅常数；一般归一化为 1。

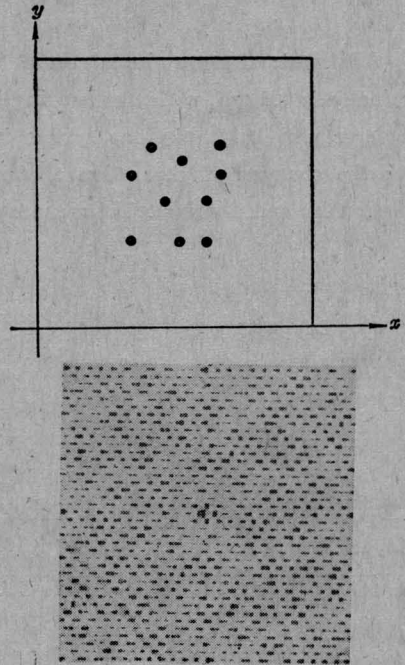


图 3 编码孔和它的频谱

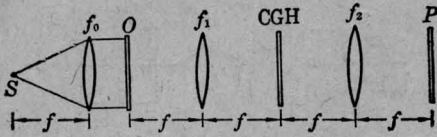


图4 光信息处理的实验装置

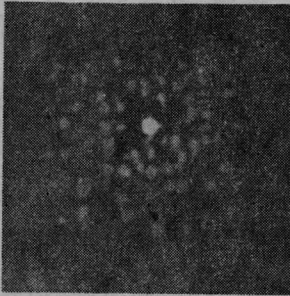


图5 相关输出的结果

所以在计算绘图的过程中，只要事先将 P 值或 ϕ 值缩小 q 倍即可。

四、实验结果

我们以十编码孔为特定信号，利用上述三种数据处理的方法，制作了一个空间滤波器，示于图3。

当把它用于光信息处理时，我们获得了特征识别的相关输出表示。图4是光信息处理的实验示意图。图中 S 是单色点光源； f_0 是准直透镜； f_1 、 f_2 是傅氏透镜； O 是输入信号；而 CGH 是计算全息滤波器； P 是观察屏。实验结果表明，相关输出的效果好，示于图5。图5中除中心亮度为最大是表示输出外，旁斑是由于相干光导致的噪声加强输出，这可在点光源处加旋转毛玻璃的办法来降低这种噪声^[5]。

参 考 文 献

- [1] 陈仲裕等；《激光》，1981，8，No.7,28.
- [2] B. R. Brown, A. W. Lohmann; *Appl. Opt.*, 1966, 5, 967.
- [3] Strand *et al.*; *Opt. Eng.*, 1974, 13, 219.
- [4] A. W. Lohmann; "Developments in Holography", pp. 42~49.
- [5] K. Kloz, H. Weiss; *Opt. Commun.*, 1974, 3, 134. 刘立人等；《物理》，1981，10，No. 3, 134.

(中国科学院上海光机所 陈仲裕 庄亦麟
郝 辉 1981年4月8日收稿)

激光干涉测长中的数据处理 ——拨码盘和插补相结合

Abstract: In our interference length measuring system the minimum display value attainable is $0.1\mu\text{m}$, with a measuring length of less than 4.8 metres. The necessary correction for laser wavelength in our system is affected by interpolation of value (1) in association with the changes of correction factor C_3 (on the dial) according to testing conditions of temperature and pressure. The accuracy attainable is better than 1×10^{-7} .

一、激光干涉测长系统

激光干涉测长系统原理方框图如图1所示。

激光干涉仪是改型的迈克尔逊干涉仪。测量镜位移量 L 为：

$$L = \frac{\lambda}{2} N$$

式中 N 为干涉条纹数。经放大整形后的光电讯号代表 $\lambda/2$ 。若通过逻辑电路对代表 $\lambda/2$ 为计量单元的电讯号再进行四细分，则测量镜位移量 L 为：

$$L = \frac{\lambda}{8} N$$

He-Ne 激光的真空波长 $\lambda_0 = 6329.91418 \text{ \AA}$ 。激

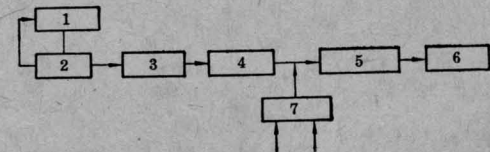


图1 激光干涉测长系统原理方框图

- 1—波长稳定器；2—He-Ne 激光器；3—激光干涉仪；
- 4—光电转换器；5—数据处理装置；6—长度显示器；
- 7—波长修正

光束在一般空气条件下传播，它的波长为 $\lambda = \lambda_0/n$ 。 n 为空气折射系数，它是与空气温度 T 、大气压力 P 、空气湿度 f 和空气中 CO_2 含量等有关的一个物理