

滤波技术在激光相干检测中的应用

王玉堂

樊晓泉

(中国科学院物理所)

(安徽大学)

提要: 本文介绍带有成像系统的马赫-陈德尔干涉仪及振幅和相位滤波技术在激光相干检测中的应用。给出了用精密复位装置实现滤波的方法及实验结果。

Application of filtering technique to the coherent detection of laser light

Wang Yutang

(Institute of Physics, Academia Sinica)

Fan Xiaoquan

(Anhui University)

Abstract: A Mach-Zehnder interferometer with imaging system and the application of filtering technique to the coherent detection of laser light are presented. Amplitude and phase filtering by mechanical instrument of high reposition accuracy and the experimental results are given.

一、引言

精密光学相干检测在科研及生产上有着广泛的应用,激光器的问世提供了理想相干光源使其有了更大的发展。然而现代光学中出现的各类相位滤波元件^[1],例如 Kinoform 型光学元件,其特点是取样点的数量大而面积小,检查这类元件对光波相位的调制量,一般的光学干涉仪是不能胜任的。干涉显微镜虽然可以测量,由于孔径小只能进行局部抽查,全面评价元件的质量也是困难的。采用带有成像系统的马赫-陈德尔干涉仪则是一种可行的方案。Olof Bryngdahl 利用这种

系统获得了圆形、放射状的干涉图形^[2],这里所遇到的相干光成像是个光学领域中至今还没有很好解决的问题^[3]。对于相位型物体,光路的调节及像的观察十分困难,因而容易产生测量误差。

本文介绍我们在相位型光学元件检测过程中所采用的振幅和相位滤波技术的原理、实现的途径、并给出实验结果及相干相关系统所具有的独特的优越性。

二、原理及系统

带有成象系统的马赫-陈德尔干涉仪是

收稿日期:1983年3月1日。

在标准的马赫-陈德尔干涉仪中加入三个成像透镜构成的,如图1所示。

如果输入平面 O 上的物体透过率为:

$$O(x, y) = a \exp[i\phi_0(x, y)] \quad (1)$$

参考平面 R 上所放置的参考平面透过率为:

$$R(x, y) = a \exp[i\phi_R(x, y)] \quad (2)$$

对于相位物体, a 为常数。在输出平面 P 上的干涉强度可以表示为:

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |O(x, y) + R(x, y)|^2 \\ &= 2a^2 + 2a^2 \cos[\phi_R(x, y) - \phi_0(x, y)] \end{aligned} \quad (3)$$

如果根据(3)式所给出的条纹分布来检测 $\phi_0(x, y)$, 则要求 P 平面上的光场分布必须是 $O(x, y)$ 和 $R(x, y)$ 的像的干涉条纹。这样,除了选择高精度的光学元件外,光路调节是十分重要的。对于傅里叶变换系统,见图2,在 L_3 和 L_4 都满足 $d_0 = d_1 = f$ 时,才能得到与 $O(x, y)$ 等大的像,否则将产生附加相位因子^[4]。为此我们用散斑法来确定透镜的后焦平面位置^[5],用振幅或相位滤波技术来提高像的对比度,以精确控制其大小来提高检测精度。

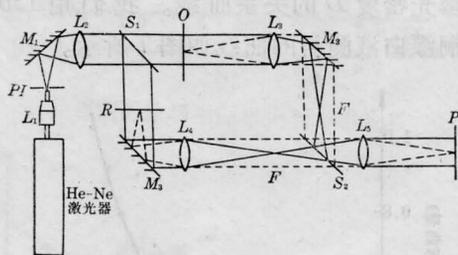


图1 检测系统光路图

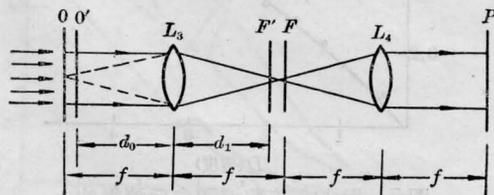


图2 傅里叶变换系统

三、滤波器的设计与制备

1. 振幅滤波

如果 $O(x, y)$ 的相位变化不大,则可以近似为:

$$O(x, y) = 1 + i\phi_0(x, y) \quad (4)$$

这里略去了 $\phi_0^2(x, y)$ 和高阶项。在 L_3 的后焦面上的分布为 $O(x, y)$ 的傅里叶变换:

$$F\{O(x, y)\} = \delta(f_x, f_y) + i\phi_0(f_x, f_y) \quad (5)$$

其中第一项是光轴上零级分量,第二项是偏离光轴的衍射光。如采用一个振幅滤波器消除第一项,在输出平面 P 上得到的输出为:

$$I(x, y) = F^{-1}\{F\{O(x, y)\}\} = \phi_0^2(x, y) \quad (6)$$

即只有 $O(x, y)$ 的像是亮的而其他部分为暗场。这就是所谓中央暗场法^[6],这样可以给相位物体成像的调节带来很大的方便。图3给出了滤波前后两种像的比较。

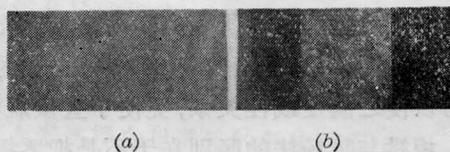


图3

- (a) 三角相位光栅未滤波成象;
- (b) 滤波后成象

振幅滤波器的制作,利用不透光的纸张或金属片剪成合适的大小都可以,看来似乎很简单。然而当衍射光距离零级光较近时,滤波器的尺寸要严格控制,制作上有一定的困难。并且滤波器一旦被取下再用时尚需重新调节,很不方便,我们用高精度复位装置^[7]较好地解决了这一问题。待光路调好后在没有放置待测样品之前将复位装置准确地固定在 L_3 的后焦面上,装上干板即可用 L_3 的后焦点进行曝光。只要适当选择曝光时间就可以获得一个理想的曝光点。由于干板夹可以精确复位,所以使用十分方便。图4是我们用于滤波的曝光点,图5是用暗场

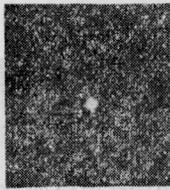


图4 用复位装置曝光得到的曝光点

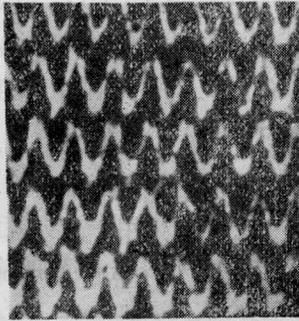


图5 用振幅滤波测得的三角相位光栅的相位分布

法测得的三角相位光栅的相位分布。

2. 相位滤波

中央暗场法虽然可以获得比较亮的象,但它的缺点是相移与所观察到的强度变化不成线性关系。另外一种相位滤波——相衬技术可以使之满足线性关系,更便于直接观察。

相衬与暗场法的区别在于不是把零级光全部挡掉而是用一个相位滤波器使之产生 $\frac{\pi}{2}$ 或 $\frac{3\pi}{2}$ 的相移。这样在 P 平面上的强度分布为:

$$I(x, y) = \left| \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right) + i\phi_0(x, y) \right|^2 \approx 1 + 2\phi_0(x, y) \quad (7)$$

或

$$I(x, y) = \left| \exp\left(i\frac{3\pi}{2}\right) + i\phi_0(x, y) \right|^2 \approx 1 - 2\phi_0(x, y) \quad (8)$$

(7)、(8)分别被称为正的、负的相位反衬^[8]。由于相衬法要求使用的相位滤波器不仅要控制相位调制量,而且又要严格控制滤波器的尺寸,因此传统的涂层或镀膜的方法都比较困难。我们根据全息干板漂白乳胶厚度起伏

特性^[9],利用复位装置制备了这种滤波器。具体方法如下:

(1) 测定曝光装置的曝光密度与曝光时间 t 的对数关系曲线,确定干板及显影、定影条件。我们利用图1所给光学系统的 L_2 后面的准直光来曝光,测出 Agfa 10 E75 干板的 $D \sim \log t$ 曲线,见图6。

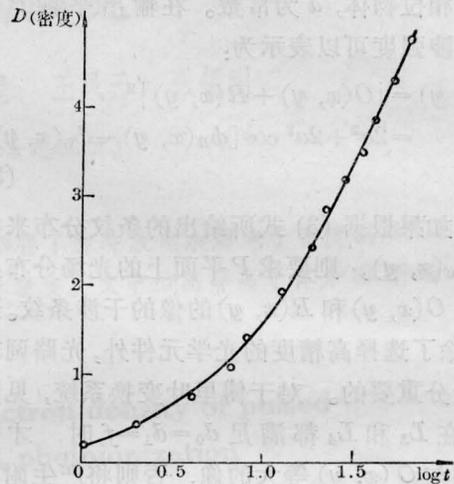


图6 Agfa 10 E75 的 $D \sim \log t$ 曲线

(2) 测定 ΔN 和 D 的关系曲线。确定漂白配方及处理条件。用干涉仪测出由于乳胶厚度起伏量 Δl 所引起的干涉条纹弯曲量 ΔN 与曝光密度 D 的关系曲线。我们用 1:5 硫酸铜漂白液测得的曲线如图7所示。

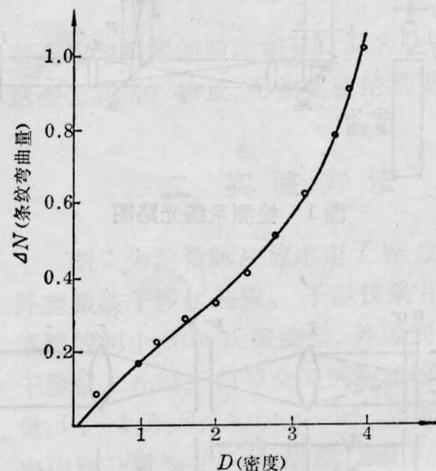


图7 用 1:5 硫酸铜漂白后测得的 Agfa 10 E75 干板的 $\Delta N \sim D$ 曲线

(3) 制备相位滤波器。根据 $\Delta N \sim D$ 曲线查出与相位 $\frac{\pi}{2}$ 或 $\frac{3\pi}{2}$ 对应的 D 值。在 $D \sim \log t$ 曲线上查出对应的 t 值。将一个大小合适的小孔固定在复位装置的底片夹上，用微调支架将其对准 L_3 的后焦点，固定复位装置。然后取下底片夹，装上干板，在测量 $D \sim \log t$ 曲线的光路中按查得的 t 值进行曝光，然后漂白处理即可获得所需要的滤波

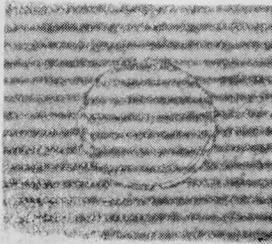
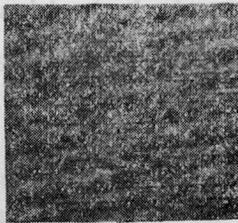
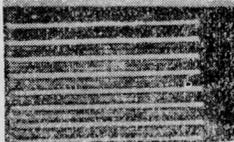


图 8 用 $\phi 1$ 毫米小孔所制得的相位滤波器产生的相移



(a)



(b)

图 9

- (a) 未加相位滤波器的象；
(b) 用图 8 滤波器的正相衬

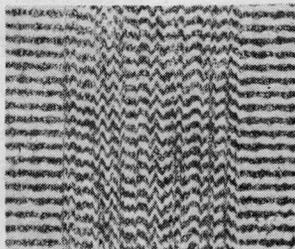


图 10 Walsh 变换片的相位分布

器。我们采用 $\phi 1$ 毫米小孔制备的滤波器相移见图 8；图 9 是所观察到的正的相位反衬，目标是宽 100 微米的曝光线条。我们用这种方法所测得的用于实现 Walsh 变换的相位变换片的相位分布，取样宽度为 40 微米，见图 10。

四、光学相干相关系统

以上所谈的滤波都是在干涉仪的一个臂上进行的，如果在干涉仪的二个臂上同时进行滤波就构成了所谓光学相干相关系统^[10]。

以图 5 所示的一维三角相位光栅为例，以标准样板作为参考平面即：

$$\begin{aligned} \phi_{12}(x) &= \phi_{\text{样板}}(x) \\ &= \begin{cases} 4\pi(n-1)x\Delta/\lambda d; & 0 < x < \frac{d}{2} \\ 4\pi(n-1)(d-x)\Delta/\lambda d; & \frac{d}{2} < x < d \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

其中 n 为介质的折射率， Δ 为光栅厚度最大起伏量， d 为光栅常数^[11]。如果制备的样品存在有误差 $\delta(x)$ ，即：

$$\phi_0(x) = \phi_{\text{样板}}(x) + \delta(x) \quad (10)$$

则在输出的 P 平面上的输出强度为：

$$\begin{aligned} I(x) &= 2a^2 + 2a^2 \cos[\phi_R(x) - \phi_0(x)] \\ &= 2a^2 + 2a^2 \cos[\delta(x)] \end{aligned} \quad (11)$$

由(11)可见所产生的干涉条纹是对直线条纹的偏离，这样比测量对三角形的偏离要简便得多。因此，对于数量很大的产品的重复检查，这种系统具有很大的优越性。

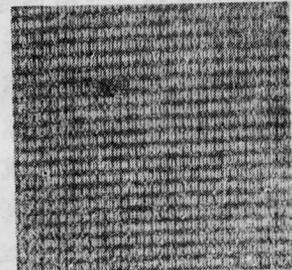


图 11 二个三角相位光栅的相关相干条纹
(相位周期为 32 毫微米)

(下转第 165 页)

$$\frac{dg}{dx} = -2(\eta_1 G_2 + \eta_2 G_1) \quad (\text{附 3})$$

由 $dR_c/dx=0$ 并利用(附 2)、(附 3)式,得到:

$$\begin{aligned} \frac{g}{g^2-1} &= \frac{1}{B} \frac{\eta_3 G_2 + \eta_2 B_0}{\eta_1 G_2 + \eta_2 G_1} \\ &= \frac{1}{2G_1 G_2} \frac{\eta_3/B_0 + \eta_2/G_2}{\eta_1/G_1 + \eta_2/G_2}; \\ \frac{g}{g-1} &= \frac{\eta_3/B_0 + \eta_2/G_2}{\eta_1/G_1 + \eta_2/G_2}; \\ \frac{1}{g} &= \frac{\eta_3/B_0 - \eta_1/G_1}{\eta_3/B_0 + \eta_2/G_2} \end{aligned}$$

令 $K = \eta_3 G_2 / \eta_1 B_0$, $\eta = \eta_2 / \eta_1$, $\beta = G_2 / G_1$, 由上式得到不灵敏方程:

$$g = -\frac{\eta + K}{\beta - K}$$

参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik; *BSTJ* 1965, **44**, 455.
- [2] D. Abdreou; *UKAEA Rev. of Sci. Inst.*, 1978, **49** No. 5; 586.
- [3] A. E. Siegmen; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, No. 1, 35.
- [4] J. Steffen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, No. 2, 239.
- [5] J. Steffen; *Opt. and Quant. Electr.*, 1975, No. 1, 505.
- [6] 金德运;《四川激光》, 1982, **3**, No. 1, 39.
- [7] 金德运等;《激光》, 1980, **7**, No. 11, 55.

(上接第 169 页)

我们用二个图 4 所给出的曝光点在 L_3 和 L_4 的后焦面上滤波, 测得二块用扫描曝光法制备的三角相位光栅^[12]的相关相干条纹见图 11。其条纹的笔直程度直接反映二个光栅的相位差异。

测量中二个光栅像之间的夹角必须精确调节以保证其严格重合, 否则将出现莫尔条纹。相关相干条纹与莫尔条纹的区别在于前者是由干涉的二束光的夹角决定而后者由二个像的方位夹角决定。

参 考 文 献

- [1] 王玉堂等;《物理》1982, **11**, No-1, 13.
- [2] Olof Bryngdahl; *I. Opt. Sci. Ame.*, **63**, 1098.
- [3] B. J. Thompson; *Proc. SPIE*, 1974, **46**, 27.
- [4] J. W. 顾德门;《傅里叶光学导论》, 科学出版社, 1976 年 p. 98.
- [5] 明海等;《激光》, 1981, **8**, No. 7, 35.
- [6] 同 [4], p. 165.
- [7] 郑师海等;《激光》, 1981, **8**, No. 2, 55.
- [8] 同 [4], P. 166.
- [9] 王玉堂等;《激光》, 1981, **8**, No. 1, 30.
- [10] D. Casasent; *Topics in Applied Physics*, **23**, Berlin Heidelberg New York, 1978, p. 133.
- [11] L. P. Poivin; *Appl. Opt.*, 1972, **11**, 1782.
- [12] 王玉堂等;《中国激光》, 1984, **11**, No. 2, 78.