

漫射透明体内部折射率分布的全息干涉测量

李锡善 夏青生 蒋安民

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文报导了一种测量大毛坯光学玻璃内部折射率分布的二次曝光全息干涉法。测量精度为 $\pm 1 \times 10^{-6}$ 。

Holographic interference measurement of refractive index distribution in diffusion transparencies

Li Xishan, Xia Qingsheng, Jiang Anmin

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

Abstract: A double exposure holographic interference method for distribution measurement of refractive index in optical glasses is reported. The measurement accuracy is $\pm 1 \times 10^{-6}$.

引言

光学玻璃的折射率分布均匀性一直是作为其重要质量检验指标之一。目前,国内外已报导了多种均匀性的测试方法^[1~5]。但在这众多的测量方法中存在着一个共同的难题,那就是待测样品的两表面必须精抛光。尤其对于古典干涉法,样品(或贴面玻璃)的表面平整度至少应在 $\frac{\lambda}{10}$ 以上;即使对于现有的全息干涉法来说,样品表面也需抛光到 $\frac{\lambda}{2}$ 的面形平整度,否则将会影响测量精度。由于抛光工艺复杂和价格的昂贵,因而限制了干涉技术在光学玻璃折射率分布均匀性检验中的应用。

本文所描述的方法,其样品表面不需要抛光,只用 240# 金刚砂粗磨成型即可。其测量精度起码不低于古典干涉仪的精度,一般可达 $\pm 1 \times 10^{-6}$ 。由于采用了全息差分干涉技术,液槽或其他光学元件的一般缺陷不会进入测量结果。实验中所用干涉仪的有效口径为 150 毫米。如果需要,将测量口径扩大到 300~500 毫米,不存在原则上的困难。

该方法可用于光学玻璃和光学晶体等透明光学材料内部折射率分布的定量测量,也可用于光学玻璃产品的均匀性等级检验。在本实验装置上附加一个全息图的精确复位机构,即可用实时全息干涉法进行检验,这对生产性检验更加方便。

收稿日期: 1983年2月16日。

测量原理

全息照相是一种波面相干成像。象面上的每一点对应着确定的振幅和位相。一张全息图可存贮大量信息。所谓二次曝光全息图就是将两个不同的物波记录在同一张底片上得到的,全息图再现时,可获得记录波的真实重现。在本实验中,先放液槽,进行第一次曝光,记录下“标准”波面(平面波或球面波);然后将样品放进液槽,第二次曝光,记录物波面(一般是复杂波面)。参考光一般用平面波。由此制作的全息图可用参考光或共轭参考光进行再现,由再现波面可得到待测物波的振幅和相位分布。在“标准”波面和物波相比较时,所看到的仅仅是样品引起的波面变化,而两个相同的“标准”波则被差分掉。所以液槽或其他光学元件的缺陷不会进入测量结果。因为在两次曝光时,“标准”波面或者元件的固有缺陷是不变的。

设未放样品时的物波为 $O(x, y) = O_0(x, y)e^{i\varphi_0}$; 放入样品后的物波为 $O'(x, y) = O_0(x, y)e^{i(\varphi_0 + \delta)}$; 参考光为 $R(x, y) = R_0e^{i\varphi_R}$; 不放样品时对底片第一次曝光,

$$I_1(x, y) = |O(x, y) + R(x, y)|^2 \quad (1)$$

放入样品进行第二次曝光,

$$I_2(x, y) = |O'(x, y) + R(x, y)|^2 \quad (2)$$

两次曝光之和

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) \quad (3)$$

这样便制得了二次曝光全息图。此全息图的透过特性与所有被记录波面的振幅和位相分布有关,也与全息底板本身的感光性能有关。若用 $R(x, y)$ 进行重现,则重现波函数为

$$\begin{aligned} \psi(x, y) = & 2\beta(R_0^2 + O_0^2)R_0e^{i\varphi_R} \\ & + \beta R_0^2(1 + e^{i\delta})O_0e^{i\varphi_0} \\ & + \beta R_0^2O_0(1 + e^{-i\delta})e^{i(2\varphi_R - \varphi_0)} \end{aligned} \quad (4)$$

式中第一项为零级透射波,第二和第三项为一级衍射波。显然,它们包函有全部物波信

息。

再现波的光强分布为

$$I'(x, y) = 4\beta^2 R_0^4 O_0^2(x, y) \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (5)$$

很明显,再现波的光强分布主要取决于样品内部折射率变化所引起的相位变化 δ 。

当 $\delta = 2m\pi$ 时, ($m = 0, 1, 2, \dots$)

$$I'(x, y) = 4\beta^2 R_0^4 O_0^2(x, y), \text{ 呈现极大值}$$

$$\delta = (2m+1)\pi \text{ 时, } (m = 0, 1, 2, \dots)$$

$$I'_0(x, y) = 0, \text{ 呈现极小值}$$

由于样品的引入,在光路中引起的光程变化为:

$$\Delta S = h(n-1) \quad (6)$$

将上式微分,得到描述此光程变化的干涉方程:

$$\Delta h(n-1) + h\Delta n = k\lambda \quad (7)$$

h 是样品几何厚度, k 是干涉级次。由于在本实验中样品是浸入折射率相匹配的液槽中,故样品的厚度变化 $\Delta h = 0$, 从而式(7)变为

$$h\Delta n = k\lambda$$

$$\Delta n = \frac{k\lambda}{h} \quad (8)$$

此式即为由全息图计算玻璃内部折射率分布的基本公式。

关于折射液本身的折射率均匀性,在一定的实验条件下,对测量精度不会带来明显影响,这可通过实验得到证实。

测量方法

测量装置如图1所示。波长为 6328 \AA

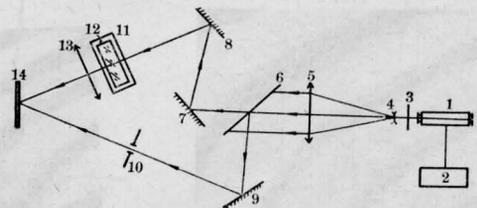


图1 测量光路图

1—He-Ne 激光管; 2—激光管电源; 3—快门; 4, 5—扩束系统; 6—分光镜; 7, 8, 9—反射镜; 10—可变光阑; 11—液槽; 12—样品; 13—透镜; 14—全息底板

的激光被扩束到 $\phi 150$ 毫米, 然后分为两束, 一束为物光, 另一束为参考光。聚光镜(13)是否采用, 视样品的尺寸而定。液槽两通光面不需要精抛光, 只要面形较规整就可以。

折射液的匹配精度为 $\pm 1 \times 10^{-3}$ 。随样品折射率的不同要相应更换折射液。折射液必须保持纯净和温度相对平衡。样品取出后, 应有一定时间使之达到相对平衡。

要正确选择物光和参考光强之比, 以获得较清晰的全息图。特别当样品有较强吸收时, 应注意这一点。

整个实验装置放在全息防震台上。每个元件必须稳定可靠, 在两次曝光之间不允许有 $\frac{\lambda}{10}$ 的相对位移。

为了获得精确的测量结果, 底片的处理和全息图再现必须防止可能产生的失真。

测量结果

用图 1 所示的装置测量了大量 K_9 毛坯光学玻璃和若干特殊玻璃内部折射率分布。图 2、3、4 分别给出了几种典型的全息干涉

图。由干涉图可得到每块玻璃的折射率分布状态。

从图 2 看出, No. 1 到 No. 6 样品的光学均匀性都不好, 除 No. 2 之外, 其他干涉图均出现明显局部不规则, 它一般由玻璃中的条纹(化学不均匀)引起, 粗略计算表明: No. 1 的 $\Delta n_{\max} = 0.8 \times 10^{-4}$, No. 2 的 $\Delta n_{\max} = 0.83 \times 10^{-4}$, 两者均存在像散, No. 3 的 $\Delta n_{\max} = 1 \times 10^{-4}$, No. 4 的 $\Delta n_{\max} = 1 \times 10^{-4}$, No. 5 的 $\Delta n_{\max} = 1.3 \times 10^{-4}$, No. 6 的 $\Delta n_{\max} = 0.8 \times 10^{-4}$ 。因这些实验样品选自新沪玻璃厂的等外品, 所以均匀性较差。

图 3 是六块特种玻璃的干涉图。No. 7 ~ No. 10 的表面粗抛光, 面形很不规整(用古典干涉仪难以检查)。No. 11 和 No. 12 为毛坯玻璃。由 No. 7 和 No. 8 的干涉图看出, 钢化玻璃的内部折射率梯度很大, 而且分布很不均匀。这种不均匀性主要由于应力的分布不均匀所引起。由 No. 9 和 No. 10 看出, 夹层玻璃的内部折射率梯度很大, 但不存在局部突变。No. 11 为粗退火玻璃, 均匀性很差。No. 12 为掺钕激光玻璃 ($\phi 150 \times 50$), $k = 0.2$, $\Delta n = 2.4 \times 10^{-6}$ 。

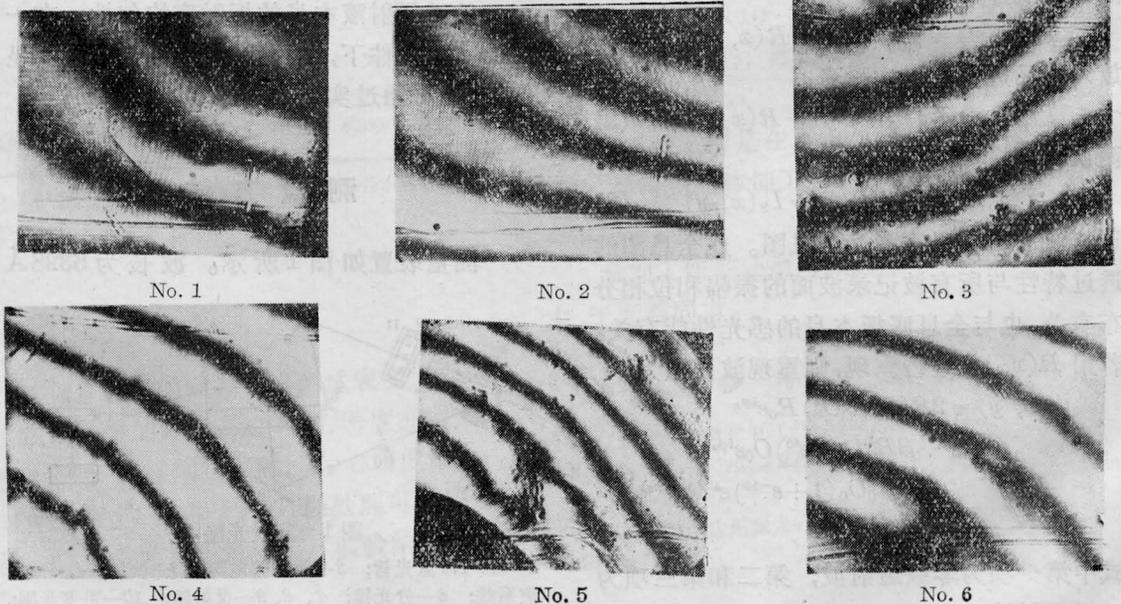


图 2 K_9 毛坯玻璃($150 \times 150 \times 30$ 毫米³)的二次曝光全息图



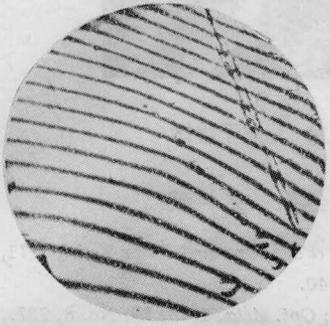
No. 7 强化玻璃



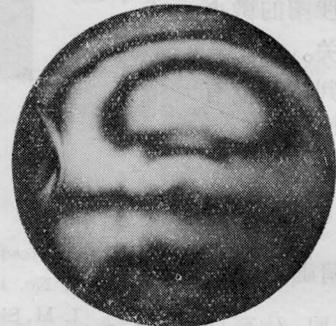
No. 8 强化玻璃



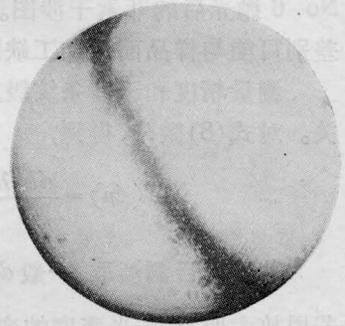
No. 9 夹层玻璃



No. 10 夹层玻璃



No. 11 粗退火 K₉ 玻璃



No. 12 钨玻璃

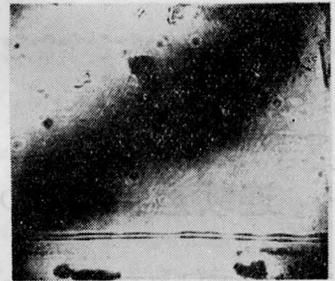
图 3 各种玻璃($\phi 150$)的内部折射率分布



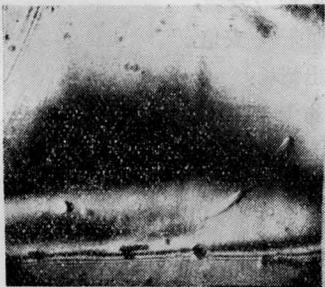
A



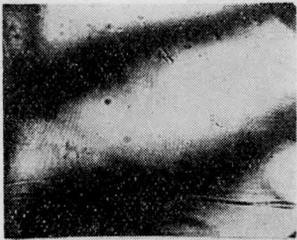
B



C



D



E



F

图 4 同一块 K₉ 毛坯玻璃(300 × 300 × 40 毫米³)不同部位的内部均匀性状态

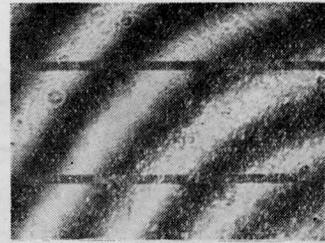
图4是从同一块大毛坯玻璃中取下六块直径100毫米的样品分别进行测量所得到的干涉图。由干涉图看出, A区的均匀性较好, B区存在局部条纹, C区的 $\Delta n_{\text{局部}}=1 \times 10^{-5}$, D区的 $\Delta n_{\text{局部}}=6 \times 10^{-6}$, E区的均匀性较差, $\Delta n_{\text{max}}=4 \times 10^{-5}$, F区的均匀性很差, 而且很不规则。

对上面毛坯玻璃样品中的一部分进行了抛光检验, 测定结果与由上面得到的结果基本一致。图5中的(a)和(b)分别为No. 2和No. 6抛光后的菲索干涉图。干涉图的微小差别可能与样品面形加工缺陷有关。

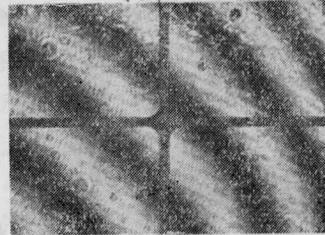
测量精度和干涉条纹级序的判读精度有关。对式(8)微分, 得到,

$$d(\Delta n) = \frac{dk \cdot \lambda}{h} \quad (9)$$

若采用目测读取, 一般 dk 可精确到 $\frac{\lambda}{10}$ 。若用放大照片, 按光密度的变化读取, dk 至少可精确到 $\frac{\lambda}{20}$ 。若取 $dk = \frac{\lambda}{15}$, $h=50$ 毫米, 则相应测量误差 $d(\Delta n) = 0.8 \times 10^{-6}$ 。



(a) No. 2



(b) No. 6

图5 菲索干涉图

参 考 文 献

- [1] A. Mosumura *et al.*; *Opt. and Laser Tech.*, 1971, **3**, No. 1, 36~40.
- [2] I. M. Siddiqui; *Opt. Acta*, 1978, **25**, No. 8, 737.
- [3] I. Reighardt; *Jena Review*, 1978, No. 3, 137~141.
- [4] 李锡善; *高原硅酸盐学报*, 1980, **8**, No. 3, 290~301.
- [5] 李锡善; *激光*, 1982, **9**, No. 6, 401~405.

简讯

连续运转的 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 半导体可调谐激光器研制成功

通过采用水平无籽晶气相输运技术, 控制优质单晶生长参数, 制备合适的P-N结及精细加工等技术, 我们于1982年制成了 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 脉冲激光器, 成品率在80%以上。在稳定脉冲激光器性能的基础上, 1983年11月又研制成功条形结构连续激光器, 其主要参数为:

1. 工作温度: $>12K$,
2. 阈值电流: 脉冲160毫安,
直流200毫安,
3. 阈值电流密度: 脉冲370安培/厘米²
直流460安培/厘米²

4. 脉冲器件温度调谐率: 3.5厘米⁻¹/K,
5. 连续器件电流调谐率:
单模28厘米⁻¹/安培,
多模130厘米⁻¹/安培,
6. 连续器件输出波长:
主模10.43微米(阈值处),
连续器件热沉温度: 12K,
连续器件工作电流: 250毫安。

(中国科学院上海光机所)

收稿日期: 1983年12月2日)