

光学玻璃条纹气泡的全息干涉检验

李锡善 蒋安民 夏青生

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文介绍了光学玻璃条纹气泡的全息干涉检验。与以往的检验方法相比,全息干涉法具有测量精度高和易于实现检验工作的自动化等特点。

Holographic interference inspection of striae and bubbles in optical glasses

Li Xishan Jiang Anmin Xia Qingsheng

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

Abstract: In this paper, holographic interference inspection of striae and bubbles in optical glasses is described. Compared with the conventional methods, this one has the characteristics of higher accuracy and easier automation in inspection.

引 言

光学玻璃的条纹度和气泡度是两项重要质量指标。光学玻璃的条纹度检验通常采用点光源投影法;近年来也有人运用激光光源准直光束投影法^[1],这对厚度较大的样品尤为必要。现行的检验方法存在两个缺点:一是样品成型后每块均需放入折射液中检验,而这种折射液有害于检验工作者的健康;二是大尺寸毛坯难以检验。为了解决这两个问题,我们研究了条纹的全息干涉检验法。

气泡度的检验工作量较大,又难以准确定量。至今国内尚没有统一的气泡定量测定仪器。我们根据滴谱全息原理^[2,3],研究了玻璃气泡(结石)的全息干涉测定法。

一、条纹全息干涉检验

按照普通成象原理,我们看不到放在毛玻璃后面的景物,而全息成象则可以透过毛玻璃看到背后的景物。基于这种漫射介质全息成象原理,我们实现了毛坯光学玻璃条纹全息检验法。样品一面为光面(自然冷却面或抛光面),另一面为磨砂面(280# 金刚砂)。若样品为两面抛光则需引入漫射板。

图1为漫射介质全息成象原理。一束平面波射到样品 G 上,通过玻璃携带着玻璃中的条纹信息在出射面上发生漫射。出射面每一点相当于一个新的子波源,由每个子波源发出的球面波均到达全息底板上。

设出射面上点 A_0 发出的球面波在全息图 H 上的任一点 M 的振幅为:

收稿日期:1979年10月18日。

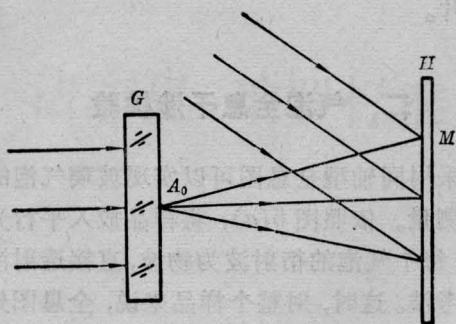


图1 漫射介质成像原理

$$F(\eta, \zeta) = Be^{-i\frac{k}{2d}(\eta^2 + \zeta^2)}$$

与全息图法线成 θ 入射角的平面参考波的振幅为:

$$R(\eta, \zeta) = Ae^{-ik\theta\zeta}$$

A, B 为实振幅, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, d 为 A_0 点离底片的距离。 M 点合成光强为:

$$I = (Ae^{-ik\theta\zeta} + F)(Ae^{ik\theta\zeta} + F^*) \\ = A^2 + |F|^2 + AFe^{ik\theta\zeta} + AF^*e^{-ik\theta\zeta} \quad (1)$$

底片显影后用原参数光束再现, 则透射振幅为:

$$T(\eta, \zeta) = (t_0 - \beta'|F|^2)e^{-ik\theta\zeta} - \beta'AF \\ - \beta'AF^*e^{-ik2\theta\zeta} \quad (2)$$

t_0 为 $t-W$ 曲线直线部分对应的最大透过率, 第一项为直接透射平面波,

$$\beta'AF = \beta'ABe^{-i\frac{k}{2d}(\eta^2 + \zeta^2)}$$

为发散球面波, 构成发光点 A_0 的虚象。

$$\beta'AF^*e^{-ik2\theta\zeta} = \beta'Ae^{-ik2\theta\zeta}Be^{i\frac{k}{2d}(\eta^2 + \zeta^2)}$$

为会聚球面波, 重现 A_0 的实象, 这样, 从全息图我们得到了原物波 F 的真实再现。

若 A_0 不是一个发光点, 而是任意的物体(如玻璃中的条纹), 从所制作的全息图同样可以得到原物的真实再现。这时的物波不是一个简单的球面波, 而是一个复杂的组合波面 $F(\eta, \zeta)$ 。通过全息图我们可以看到玻璃中条纹的立体形象。对实象 $\beta'AF^*e^{-ik2\theta\zeta}$ 可以直接用相机拍照, 由于景深较小, 往往产生失真, 而虚象的失真较小。

用图2的实验装置我们拍摄了若干玻璃

中的条纹全息图, 图3是再现全息条纹照片。实验中采用 He-Ne 激光作光源, 参考光为平面波。

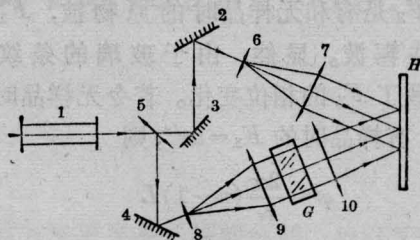
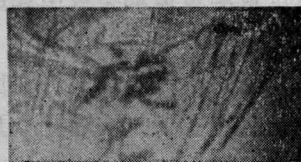


图2 玻璃条纹全息检验装置示意图

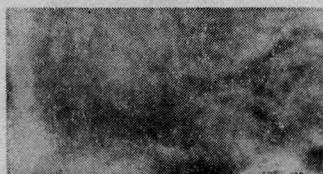
1—光源; 2~4—全反镜; 5—分光镜; 6~9—扩束系统; 10—可动透镜; G—样品; H—全息底片



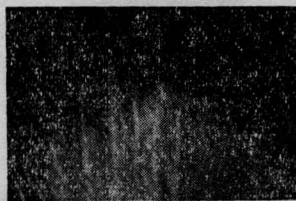
(a) 文字再现全息图



(b) 旋光玻璃



(c) K_9 玻璃



(d) 磷酸盐激光玻璃

图3 全息再现玻璃条纹图

上述方法只能得到条纹在玻璃中的分布信息, 而不知道条纹本身的折射率变化。对于两面抛光的样品, 可用二次曝光法求得条纹的折射率分布, 依照式(2)类似推导过程, 二次曝光全息图的透射振幅表达式为:

$$T(\eta, \zeta) = [t_0 - \beta'(|F_1|^2 + |F_2|^2)] A e^{-ik\theta\zeta} - \beta' A^2 (F_1 + F_2) - \beta' A^2 e^{-ik\theta\zeta} (F_1^* + F_2^*) \quad (3)$$

F_1 和 F_2 是有和无样品时的原物波, F_1^* 和 F_2^* 为共轭波。显然, 由于玻璃的条纹存在, 导致了 F_1 的相位变化。若令无样品时的 $F_2 = a$, 有样品时的 $F_1 = ae^{i\varphi}$, 则

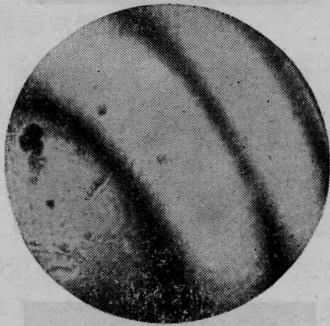
$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n-1)L \quad (4)$$

φ 的变化取决于玻璃折射率改变和厚度变化。再现条纹的光强分布为:

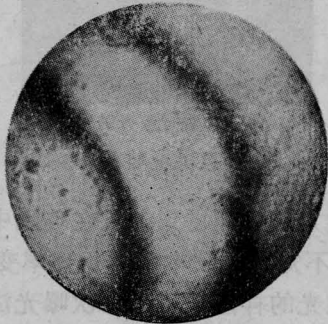
$$I(x, y) = a^2(1 + e^{-i\varphi})(1 + e^{i\varphi}) = 4a^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (5)$$

条纹光强分布取决于相位差 φ , 而 φ 又随 n 改变(假定 L 为常数)。所以, 由再现干涉条纹的变化可定量测量玻璃条纹引起的折射率改变。

二次曝光全息图的制作同样在图 2 所示的装置上进行。图 4 为二次曝光全息图的再



(a) N_{312} 激光玻璃($\phi 200 \times 40$)无明显折射率突变(无条纹)



(b) K_9 ($\phi 200 \times 40$)局部 $\Delta n = 3 \times 10^{-5}$

图 4 玻璃的二次曝光全息图

现照片。

二、气泡全息干涉检验

采用同轴型全息图可以实现玻璃气泡的干涉测量。依照图 5(a), 将样品放入平行光束中, 每个气泡的衍射波为物波, 直接透射波为参考波。这时, 对整个样品来说, 全息图处在近场区, 对于每个气泡来说, 其线度远小于离全息底片的距离, 从而全息图处在远场区。这样可以得到气泡的夫琅和费衍射全息图。用 5(b) 的光路再现。一般同轴全息图固有的孪象干扰, 在这里对气泡测量不产生多大的影响, 因为每个气泡的再现共轭象可以看作它的远场衍射分布, 成为叠加在真实再现象上的近乎均匀的背景。同时, 我们只需要知道每个气泡的大致形貌, 而不需了解表面精细结构。因而采用同轴全息图既能满足气泡形态和统计分布的测试要求, 又可降低对光源相干性的要求。

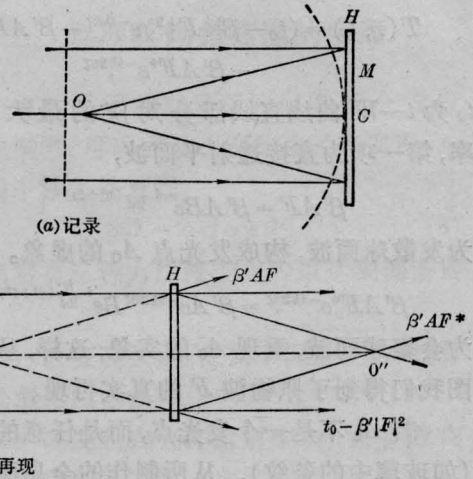


图 5 气泡全息检验原理图

(a) 记录; (b) 再现

设气泡衍射波 $F(\eta, \zeta)$ 在全息图上任一点 M 的复振幅为 $F(\eta, \zeta) = B e^{-ik\rho^2/2d}$ 。其中 d 表示距离 OC ; ρ 表示距离 CM ; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。平面参考波的实振幅为 A 。在 M 点的总振

幅为: $A + F(\eta, \zeta)$, 该点的强度为:

$$\begin{aligned} I &= (A + F)(A + F)^* \\ &= A^2 + |F|^2 + AF + AF^* \\ &= (A - B)^2 + 4AB \cos^2 \frac{k\rho^2}{4d} \end{aligned}$$

当 $A = B$, 也就是两束相干波具有相同的实振幅时, 条纹具有最大的衬度。

若底片在线性区域使用, 全息图的振幅透过率为:

$$T = t_0 - \beta' [|F|^2 + AF + AF^*]$$

$\beta' = \beta\tau$, β 是 $t-E$ 曲线直线部分的斜率, τ 是曝光时间, F 是物波的真实再现, F^* 为共轭再现。这样我们从再现全息图看到了气泡在玻璃中的实际形态。 t_0 表示直接透射平面波, $\beta' |F|^2$ 近似为常数。 $\beta' AF = \beta' AB e^{-ik\rho^2/2d}$ 表示发射球面波, 重现气泡的虚象; $\beta' AF^* = \beta' AB e^{ik\rho^2/2d}$ 表示会聚球面波, 重现气泡的实象。再现气泡干涉图多数是以气泡为中心的一组环状干涉条纹(图 6)。



图 6 再现气泡的全息图

再现波面的光强分布为^[4]

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}) &= 1 + \beta' H(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{k r^2}{2d}\right) \\ &\quad + \frac{\beta'^2}{4} [H(\mathbf{r})]^2 \end{aligned}$$

β' 为底片感光特征常数, \mathbf{r} 为再现平面中的位置矢量, $H(\mathbf{r})$ 为气泡原来光场分布函数。

气泡全息图的制作有两种基本方式。一种是无透镜系统, 其光路如图 7(a) 所示。6328 Å 激光束经扩孔后直接通过样品在底片上生成全息图。这种方式的优点是取样体积

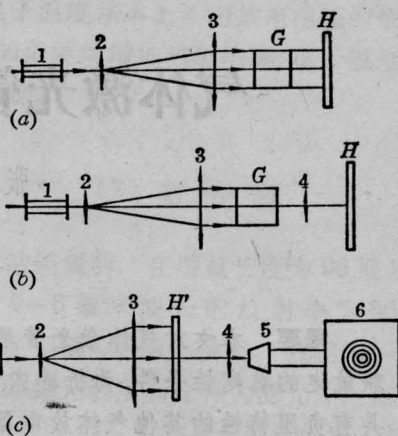


图 7 气泡的全息检验装置

1—He-Ne 光源; 2、3—扩束系统; 4—显微镜;
5—摄像管; 6—电视显示; G—样品; H—全息底片; H'—全息图

较大, 其缺点是分辨率低, 只适于记录大于 0.01 毫米的气泡。另一种是有透镜系统(图 7(b)), 在样品后面引入一高分辨率物镜, 在底片上得到一个被放大的全息图, 这便可使样品和底片间的距离增大。然而由于透镜视场和孔径的限制, 使有透镜系统的取样体积较小, 但其分辨却高于前者, 可以记录玻璃中的铂闪点和其他微小夹杂物。

再现光路如 7(c) 所示。2 毫瓦单横模 He-Ne 激光束经扩孔后投射到全息图上, 再现气泡实象便呈现在全息图的后方空间。可以用读数显微镜观测, 也可用显微镜将实象放大后投射到屏上, 最好用电视摄像的方法进行显示, 并伴之以计算机数据处理, 从而可以实现气泡的自动测量。

参 考 文 献

- [1] 李锡善等;《中国科学院上海光机所研究报告集第二集》, p. 167 (1974)。
- [2] B. J. Thompson et al.; *Appl. Opt.*, 1968, 7, 2426.
- [3] R. Bexon et al.; *Optics and Laser Technology*, 1976, 8, No. 4, 161.
- [4] J. B. Develis; *JOSA*, 1966, 56, No. 4, 423.