

光折变晶体 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 简并两波混频在干涉测量中的应用

尚 庆 虎

(机械电子工业部电子科学院, 北京 100039)

于 美 文

(北京理工大学工程光学系, 北京 100081)

提 要

本文从理论上深入地分析光折变晶体中简并两波混频的动态特性。通过有关公式的推导, 阐明动态两波混频在实时干涉测量中应用的原理。文中还提出利用 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的测量光路, 给出其实测结果。并对测量精度作出分析。

关键词: 干涉测量、全息术、两波混频、光折变。

一、引 言

全息干涉测量不仅具有系统误差小测量精度高等优点, 而且对于干涉仪中光学零件的质量要求较低。全息两次曝光法和实时法是主要的全息干涉测量方法。利用实时法, 还可以实时观察干涉结果。但是, 一般地说, 作全息干涉测量, 要求每检验一块样品就得拍摄并处理一次全息图, 有着测量过程复杂, 难以快速处理等缺点。而在实时法中, 全息图处理后复位误差以及全息记录干版乳胶收缩等因素都将引起一定的测量误差。为此, Y. H. Ja 等人提出利用 BGO 晶体的简并四波混频作干涉计量的思想和实验方案^[1,2], 用以克服传统全息干涉法的缺点。但该方法却存在光路复杂、测量范围受限(如难以测量反射光学表面)等缺点, 不利于在实际测量中应用。

本文首次提出利用光折变晶体掺铁铌酸锂 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 作记录材料的动态两波混频的实时曝光干涉测量方法。这种方法利用了该晶体具有较长的介电弛豫时间的特性, 有光路简单、便于操作、重复记录和实时显示等优点, 也有消除系统误差、测量精度高等特点。可以用于测量透射光学元件面形及折射率分布, 也可以用于测量反射光学元件面形, 如平面、凹凸球面反射镜和透镜表面等。

二、两波混频动态特性

图 1 是光折变晶体两波混频的简单示意图, 两束平面相干光波在记录材料(晶体)中相

交, 晶体的光轴 c 与坐标 x 轴平行, 晶体厚度为 L 。两入射光束以 θ 角对称入射在晶体前表面, 入射光波 A_{10} 和 A_{20} 分别是泵浦光波和物光波的复振幅。在晶体后(出射)表面上透射光波分别为 A_{1L} 和 A_{2L} 。晶体内实线代表两入射光波干涉条纹光强极大值分布, 虚线代表相应的光折变极大值分布, 两者之间有一相移量。当无外加电场时, 相移为 $\pi/2$ ^[3]。这时可以近似地认为 A_{20} 透过晶体的光波(直透波) A_{22L} 和 A_{10} 经衍射而转移到物光波中的部分 A_{21L} 光波之间的相位也差 $\pi/2$, 则两束光波相干叠加后为 A_{2L}

$$A_{2L} = A_{21L} + A_{22L} \quad (1)$$

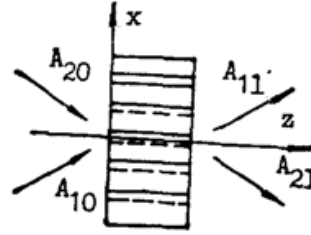


Fig. 1. Schematic of two-wave mixing in photorefractive media. Solid lines—light intensity maxima; dashed lines—maximum change of refractive index

以 $I = |A|^2$ 代表光强, 那么利用(1)式, 可得

$$I_{2L} = |A_{21L} + A_{22L}|^2 = |A_{21L}|^2 + |A_{22L}|^2 + 2|A_{21L}A_{22L}|\cos\frac{\pi}{2} = I_{21L} + I_{22L} \quad (2)$$

说明按相干叠加的这两束光, 由于它们之间有一个 $(\pi/2)$ 的位相差致使其光强之和, 恰好相等于非相干叠加的结果。设晶体的光吸收系数为 α , 光诱导光栅衍射效率为 η , 则

$$I_{22L} = I_{20}e^{-\alpha L/\cos\theta}(1 - \eta), \quad (3)$$

$$I_{21L} = I_{10}e^{-\alpha L/\cos\theta}\eta. \quad (4)$$

(3)式和(4)式中的 $\eta = \eta(t)$ 为时间函数。

当 A_{10} 和 A_{20} 在某一时间开始照射晶体时, 由于干涉形成光强的条纹分布, 通过光折变效应诱导晶体产生相应的折射率光栅。当入射光波在这个光栅上衍射从而改变了透射两光波的光强比, 同时也使得光栅形状和折射率调制量发生变化, 经过一段时间后, 这个过程趋于饱和的稳定状态。实验和理论表明^[4], 光栅衍射效率 $\eta(t)$ 是近似地按指数规律变化的。以 $\eta_r(t)$ 代表光栅记录时的衍射效率, η_M 表示它的饱和态极大值, 那么

$$\eta_r(t) = \eta_M(1 - e^{-t/T_0}). \quad (5)$$

(5)式中 t 为曝光记录时间。 T_0 是晶体内平均介电弛豫时间。当晶体存在吸收时, z 坐标不同位置的照射光强也不同, $I_0(z) = I_0e^{-\alpha z/\cos\theta}$, $I_0 = I_{10} + I_{20}$, 如果设 $T_0(z)$ 代表晶体内 z 坐标不同位置的相应介电弛豫时间, 那么

$$T_0' = \frac{1}{L} \int_0^L T_0(z) dz = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{C}{I_0(z)} dz = \frac{C}{I_0 \cdot L} \int_0^L e^{\alpha z/\cos\theta} dz = \frac{T_0 \cos\theta}{\alpha L} (e^{\alpha L/\cos\theta} - 1). \quad (6)$$

其中利用了 $T_0(z)$ 与光强 $I_0(z)$ 成反比的关系^[3]。 T_0 是 $z=0$ 处即晶体入射表面附近的介电弛豫时间(它与无吸收时晶体的介电弛豫时间相同)。

当用均匀照明光照射晶体以擦除记录在晶体内的折射率光栅分布时, 相应的光栅衍射效率为 $\eta_e(t)$, 近似按指数衰减^[4], 即

$$\eta_s(t) \approx \eta_s(0)e^{-t/T_s} \quad (7)$$

$\eta(0)$ 为 $\eta_s(t=0)$ 的值, 这里的 t 为擦除时间。

三、测 量 原 理

在图 1 中, 以 A_{10} 和 A_{20} 入射晶体进行曝光, 其中 $A_{20} = |A_{20}|e^{i\varphi(\alpha, y)}$ 。当曝光时间为 t_1 时, 由 (3)~(5) 和 (7) 式得物光波 A_{20} 的直透光波 A_{22L} 的强度 I_{22L} 和泵浦光 A_{10} 的衍射物光波 A_{21L} 的强度 I_{21L} 分别为

$$I_{22L} = I_{20}e^{-\alpha L/\cos\theta} [1 - \eta_M(1 - e^{t_1/T_s})], \quad (8)$$

$$I_{21L} = I_{10}e^{-\alpha L/\cos\theta} \eta_M(1 - e^{-t_1/T_s}) \quad (9)$$

如果 $t \rightarrow \infty$, 则表示着两波混频为稳态。这时考虑到晶体本身吸收, 输出物光波强度可写作^[5]

$$I_{2L} = \frac{(I_{10} + I_{20})e^{-\alpha L/\cos\theta}}{1 + \frac{I_{10}}{I_{20}}e^{-\Gamma L}} \quad (10)$$

其中 Γ 是规化指数增益, 它与两束光波夹角和记录材料本身特性有关。利用 (2) 式和 (8)~(10) 式可以得稳态下的关系式

$$\eta_M = \frac{b(e^{\Gamma L} - 1)}{(b - 1)(e^{\Gamma L} + b)} \quad (11)$$

其中 $b = I_{10}/I_{20}$ 是泵、物光强比。可见, 衍射效率与入射光束强度比、晶体厚度以及增益等有关。

如果曝光记录物光波 A_{20} 的时间达到 t_1 时, 更换新的入射物光波 $A'_{20} = |A_{20}|e^{i\varphi'(\alpha, y)}$ 并开始观测, 则这时在输出光波中仍存在着原来的物光波, 它是由泵浦光波在记录 A_{20} 的光栅上衍射产生的。该光栅在新的入射光波照射下逐渐被擦除, 使得在观测时, A_{21L} 按指数规律衰减。设观测时间为 t_2 , 该光波光强变化为

$$I_{21L}(t_2) = I_{10}e^{-\alpha L/\cos\theta} \eta_M(1 - e^{-t_1/T_s})e^{-t_2/T_s} \quad (12)$$

而这时新的入射物光波和泵浦光波干涉, 诱导晶体产生新的折射率光栅并随时间延长而增强, 使透过晶体的新的输出物光波 $A'_{2L} = A'_{21L} + A'_{22L}$ 的强度增大, A'_{21L} 和 A'_{22L} 的强度为

$$I'_{21L}(t_2) = I_{10}e^{-\alpha L/\cos\theta} \eta_M(1 - e^{-t_2/T_s}), \quad (13)$$

$$I'_{22L}(t_2) = I_{20}e^{-\alpha L/\cos\theta} [1 - \eta_M(1 - e^{-(t_1+t_2)/T_s})] \quad (14)$$

A'_{21L} 和 A'_{22L} 的相位差为 $\pi/2$, 这时总输出物光场强度为

$$\begin{aligned} I_{2L} &= |A_{21L}(t_2) + A'_{21L}(t_2) + A'_{22L}(t_2)|^2 \\ &= I_{21L} + I'_{21L} + I'_{22L} + 2[I_{21L}(I'_{21L} + I'_{22L})]^{1/2} \cos(\Delta\varphi + \beta), \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $\Delta\varphi = \varphi' - \varphi$ 代表两输入物光波的相位差。 β 是常相量 $\beta = \arctg(I'_{22L}/I'_{21L})^{1/2}$, 不影响测量结果。由 (15) 式可见, 这时输出物光场强度按余弦函数分布。设输出物光场中干涉条纹对比度为 V , 利用 (11)~(14) 式 and 对比度定义可得

$$V \left[1 + \frac{b(e^{\Gamma L} - 1)}{e^{\Gamma L} + b} (1 - e^{-(t_1+t_2)/T_0}) \right] = 2 \left\{ \frac{b^2(e^{\Gamma L} - 1)}{(b-1)(e^{\Gamma L} + b)} e^{-t_2/T_0} (1 - e^{-t_1/T_0}) \right. \\ \left. \times \left[\frac{b(e^{\Gamma L} - 1)}{(b-1)(e^{\Gamma L} + b)} (b - 1 - b e^{-t_2/T_0} + e^{-(t_1+t_2)/T_0}) + 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (16)$$

可见, 输出物光场中的干涉条纹对比度与两入射光束光强比、晶体厚度、增益参数以及曝光记录和观察时间等有关。在确定的光路中, b 、 Γ 和 L 是一定的, 那么对于要求观察的条纹对比度 V 值, 在曝光时间 t_1 确定后就可以由(16)式计算出相应的观测时间 t_2 来。

当两波混频($b < 1$)用于干涉测量时, 在开始观测时($t_2 \approx 0$), 如果 $I'_{22L} > I_{21L}$, 由(12)~(14)式可见, 在以后的时间内, 输出光场中不可能出现对比度 $V = 1$ 的条纹。为了获得 $V = 1$ 的条纹, 要求 $t_2 = 0$ 时, $I_{21L} > I'_{21L}$ 。即当 t_2 增加时, I_{21L} 下降, $I'_{2L} = I'_{21L} + I'_{22L}$ 增加, 从而在某一时间段内它们大小接近, 产生对比度接近于 1 的条纹。

如果记录第一物光波时间较长, 以致记录趋于饱和时, 再开始更换物新的光波并进行观测, 那么可以取 $t_1 \rightarrow \infty$ 和 $t_2 = 0$ 代入(16)式中, 得

$$V^2 e^{2\Gamma L} (b^2 - 1)^2 = 4b^2 (b^2 - e^{\Gamma L}) (e^{\Gamma L} - 1) \quad (17)$$

在确定的实验条件下, 可以根据有关参数计算泵浦和物光波光强比 b 的值。例如, 要求观测开始时输出干涉条纹对比度 $V = 0.8$, 并且随着时间延长 V 增大为 1 再逐渐下降, 那么在使用厚度为 1 mm 的记录晶体, 而且 $2\theta = 30^\circ$ 时, $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的增益 $\Gamma \approx 3 \text{ cm}^{-1}$ 。这时由(17)式可计算出泵物光强比 $b \approx 3/2$ 。考虑到耦合效率、散射等实验因素的影响, 取 b 为 3:1 作为实验光强比, 以保证观察到有较好对比度的输出条纹图案。

四、实验与讨论

图 2 是利用光折变晶体 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 的简并两波混频实时干涉测量系统的光路示意图。晶体 LN 厚度为 1 mm, 掺铁 0.1 mol%, 晶体 o -光轴方向如图所示, 由 50 mW He-Ne 激光器发出的 633 nm 细激光束照明该系统。 BS_1 , BS_2 是分光镜; M_1 , M_2 和 M_3 是平面反射镜; M_4 为标准(参考)反射镜(可用球面或平面镜); S 为被测反射光学元件; L_1 和 L_2 为透镜, L_2 可沿光路方向移动, 以调节它左边出射光波为会聚球面或平面光波, 从而分别用于照明被测球面或平面物体; P 为观察屏, 图 2 中(a)、(b)和(c)分别表示用同一装置测量平面、凸球面和凹球面时的局部光路图。

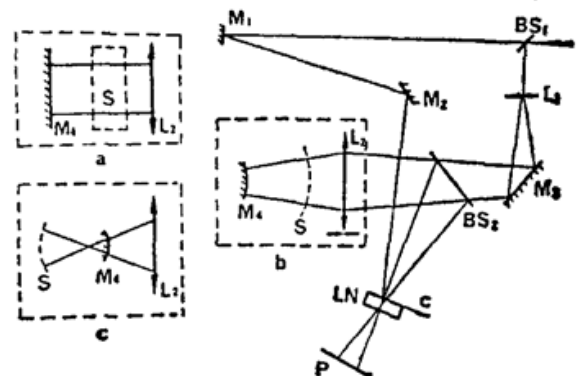


Fig. 2. Optical arrangement for two-wave mixing interferometry

测量时, 先把离透镜 L_2 较远的反射面(如图 2(b)中为标准反射球面 M_4)位置调好, 再放入另一反射面(图 2(b)中是被检球面 S), 调好方位后开始曝光记录。在 5 分钟后两波混频基本趋于饱和(泵浦光波和物光波强度之比 3:1), 这时取走较靠近 L_2 的反射面(图 2(b)中 S), 而由离 L_2 较远的反射面反射回的光波作为新物光波(即更换了晶体上照明物光波), 在观察屏 P 上观测到输出的干涉条纹分布。



Fig. 3 Interferogram of a plane reflective sample



Fig. 4 Interferogram of a spheric reflective sample

图 3 是对平面反射样品的测量干涉图, 它对应着面形误差 (光圈数 $N=5$) $\delta h = 1.58 \times 10^{-3}$ mm。图 4 是一曲率半径为 30 mm 的凸球面反射样品的测量干涉图, 其相应光圈数 $N=1.7$, $\delta h = 0.54 \times 10^{-3}$ mm。

由图 3 和图 4 可以看出, 在实际测量过程中, 强度为高斯分布的细光束照射晶体 LN 时, 由于晶体表面反射及光折变效应, 在输出干涉场中会产生一些附加干涉噪音 (或干扰条纹), 这些噪音在一定程度上会影响测量条纹的清晰度, 但不影响其分布, 因此在同样条纹判读精度下, 它不影响最终的测量精度。另外, 在测量过程中, 会聚到晶体上的物光束光斑比泵浦光束的光斑小时, 才能得到比较完整的干涉图案。

这种方法的测量精度主要取决于图 2 装置中的标准反射镜的制造精度和干涉图条纹的判读精度。一般地讲, 这种装置 (包括标准面) 的制造精度可达 $\frac{1}{20} \lambda$ (相当于 0.05 个光圈, λ 为测量波长)。当条纹判读误差不大于 0.1 时, 面形光圈测量的总极限误差为 $\sqrt{0.05^2 + 0.1^2} = 0.11$ 。对于 $\lambda = 633$ nm 的 He-Ne 激光, δh 的测量误差为 7.0×10^{-2} (μm)。

由图 2(a) 可以看出, 当标准反射镜 M_4 为平面镜时, 在 M_4 和 L_2 之间可以放入透明平板样品以测量其折射率分布不均匀性 (同时也可以测量其表面面形不均匀性), 测量方法类似文献 [1, 2, 4] 中方法。对于毫米级厚度的样品, 折射率测量精度为 10^{-5} 量级, 对于厘米级厚度样品, 该精度则达到 10^{-6} 量级。这比 Y. H. Ja 的测量方法的精度提高了一倍。

光折变晶体 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 作记录材料的简并两波混频实时干涉测量方法可以在同一光路中作多种测量, 如平面、球面面形和平板玻璃等的折射率分布。同时, 该系统由于具有不需要处理过程, 可实时显示观测, 记录材料重复使用、操作简单, 测量精度高等优点, 可望在检测中获得广泛应用。

参 考 文 献

- [1] Y. H. Ja; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 8 (Aug), 3230~3231.
- [2] Y. H. Ja; *Opt. Laser Tech.*, 1985, **17**, No. 1 (Feb.), 36~40.
- [3] J. J. Amodi; *RCA Review*, 1971, **32**, 2 (Feb), 185.
- [4] 尚庆虎等; 《北京理工大学学报》, 1990, **10**, No. 4 (II), (Dec) 27~33.
- [5] N. V. Kukhtarev et al.; *Ferroelectrics*, 1979, **22**, No. 3~4, 961~964.

Optical interferometry using degenerate two-wave mixing with photorefractive crystal $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

SHANG QINGHU

(China Academy of Electronics and Information Technology, Beijing 100039)

YU MEIWEN

(Beijing Institute of Technology Beijing 100081)

(Received 3 July 1990; revised 26 November, 1990)

Abstract

Dynamic characteristics of degenerate two-wave mixing (TWM) in photorefractive media are theoretically analyzed. The applied principle of TWM in realtime interferometry is discussed with deduced formula. The optical arrangement for experiment by using $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal is presented. Some experimental results are given.

Key words: Interferometry, holography, two-wave mixing, photorefractive.