

多普勒振镜正弦调制多光束激光外差测量玻璃厚度的方法*

李彦超[†] 王春晖 高龙 丛海芳 曲杨

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150080)

(2011年3月30日收到; 2011年5月11日收到修改稿)

本文提出了一种多普勒振镜正弦调制多光束激光外差测量玻璃厚度的新方法. 基于激光外差技术和多普勒效应, 通过做简谐振动的多普勒振镜对不同时刻入射光的频率进行正弦调制, 把待测厚度信息加载到外差信号的频率差中, 通过快速傅里叶变换对外差信号解调后可以同时得到多个待测玻璃厚度值, 经加权平均处理可以提高待测厚度的测量精度. 利用这种新方法, 通过 MATLAB 仿真测量了不同玻璃厚度值, 结果表明: 该测量结果的最大相对误差小于 0.008%.

关键词: 多光束激光外差, 多普勒效应, 傅里叶分析, 非接触式测量

PACS: 42.25.Hz, 87.63.dk, 02.30.Nw, 06.30.Bp

1 引言

精密玻璃厚度测量是工程领域一直需要面对和解决的问题^[1-6]. 随着科学技术的发展, 厚度测量方法不断的推陈出新, 包括光学测量法、干涉测量法和衍射法等. 利用这些方法一般都不能达到高精度角度测量的要求.

由于光学测厚由于具有非接触性、精度高和结构简单等特点而备受人们的重视, 因此使用光学测厚的方法得到了越来越广泛的应用^[7-15]. 而在光学测量法中, 激光外差测量技术继承了激光外差技术和多普勒技术的诸多优点, 是目前超高精度测量方法之一^[16-19], 基于此, 提出了一种基于多普勒振镜正弦调制多光束激光外差测量玻璃厚度的方法, 可以在满足测量精度的同时实现大范围厚度检测.

针对传统的激光外差信号频谱解调后只能得到单一的待测参数值缺点和不足, 本文提出了一种多普勒振镜正弦调制多光束激光外差测量玻璃厚度的方案, 基于此方案提出了一种提高外差测量精度的多普勒振镜正弦调制多光束激光外差测量法,

即在光路中利用正弦调制多普勒振镜对不同时刻的入射光频率进行正弦调制, 得到了正弦调制多光束激光外差信号, 其信号频谱中同时包含多个频率值, 每个频率值都包含待测玻璃厚度信息, 经过快速傅里叶变换解调后可同时得到多个待测玻璃厚度值, 对得到的多个参数值加权平均, 提高了待测玻璃厚度的测量精度. 文章对此方法进行了详细的理论分析, 为了验证该方法的可行性, 给出了仿真实验结果, 最大测量误差小于 0.008%.

2 实验方案设计与测量厚度的原理

2.1 实验方案设计

正弦调制多光束激光外差测量厚度的实验方案如图 1 所示. 该装置由激光器、平面反射镜、四分之一波片、振镜、偏振分束镜 PBS、会聚透镜、待测玻璃、光电探测器和信号处理系统 (该装置由滤波器、前置放大器、A/D 和 DSP 组成) 组成. 振镜在正弦驱动信号作用下做简谐振动, 加入振镜的好处是可以对不同时刻入射到振镜前表面的激光

* 国家自然科学基金 (批准号:61078063) 和哈尔滨工业大学重大国际科技合作培育计划 (批准号:HIT.ICRST.2010024) 资助的课题.

[†] E-mail: ycl.hit1982@yahoo.com.cn

频率进行正弦调制.

首先, 打开激光器, 使线偏振光依次经过偏振分束镜PBS和四分之一波片后照射到振镜前表面上, 而不同时刻被振镜调制的反射光又经过四分之一波片后透过偏振分束镜PBS斜入射到反射镜表面上并被反射镜反射到玻璃前表面上, 经玻璃前表

面的反射光与玻璃后表面的反射光一起被凸透镜会聚到探测器光敏面上, 最后经探测器光电转换后的电信号经过滤波器、放大器、A/D 转换器和数字信号处理器 DSP 后得到不同时刻待测的参数信息. 这样, 就可以通过多普勒振镜正弦调制多光束激光外差法测得待测玻璃厚度.

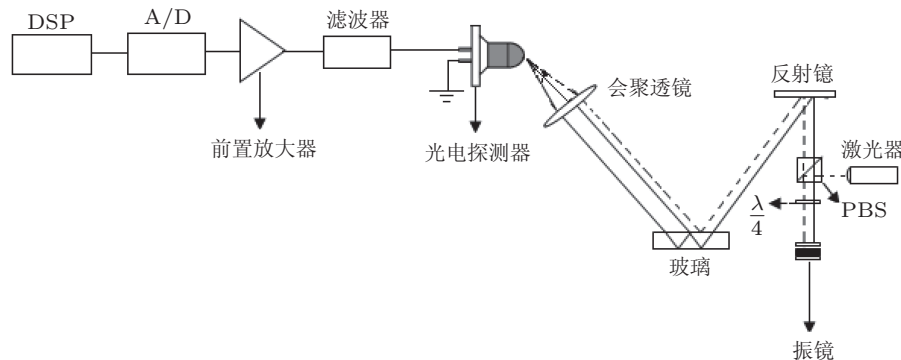


图1 实验方案设计

2.2 多普勒振镜正弦调制多光束激光外差测量厚度的原理

如图2所示, 由于光束在玻璃的前后表面之间会不断地反射和折射, 而这种反射和折射对于反射光和透射光在无穷远处或透镜焦平面上的干涉都有贡献, 所以在讨论干涉现象时, 必须考虑多次反射和折射效应, 即应讨论多光束激光干涉.

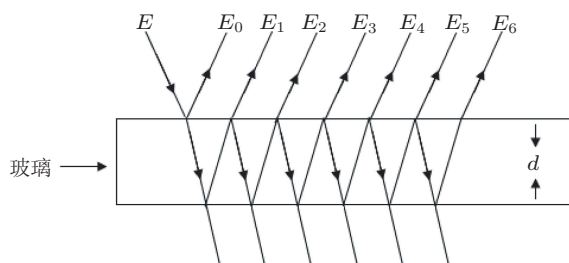


图2 多光束激光干涉示意图

假设激光以入射角 θ_0 斜入射到玻璃前表面时, 其入射光场表达式为

$$E(t) = E_l \exp(i\omega_0 t). \quad (1)$$

多普勒振镜的振动方程为

$$x(t) = x_0 \cos(\omega_c t). \quad (2)$$

速度方程为

$$v(t) = -\omega_c x_0 \sin(\omega_c t). \quad (3)$$

由于振镜的运动, 根据多普勒效应反射光的频率变为

$$\omega = \omega_0(1 - 2\omega_c x_0 \sin(\omega_c t)/c), \quad (4)$$

式中 ω_0 为激光角频率, x_0 为振镜振动的振幅, ω_c 为多普勒振镜的角频率, c 为光速. 则 $t-l/c$ 时刻到达玻璃前表面的反射光场为

$$E_0(t) = \alpha E_l \exp\{i[\omega_0(1 - 2\omega_c x_0 \sin(\omega_c(t - l/c))/c) \times (t - l/c) + \omega_0 x_0 \cos(\omega_c(t - l/c))/c]\}, \quad (5)$$

式中 l 为振镜前表面到待测玻璃前表面的光程.

而经玻璃透射的光在不同时刻被玻璃后表面多次反射, 其反射光的表达式可以分别写成如下形式:

$$E_1(t) = \alpha \alpha_1^2 E_l \exp\{i[\omega_0(1 - 2\omega_c x_0 \times \sin(\omega_c(t - (l + 2nd \cos \theta)/c))/c) \times (t - (l + 2nd \cos \theta)/c) + \omega_0 x_0 \cos(\omega_c(t - (l + 2nd \cos \theta)/c))/c]\},$$

$$E_2(t) = \alpha^3 \alpha_1^2 E_l \exp\{i[\omega_0(1 - 2\omega_c x_0 \times \sin(\omega_c(t - (l + 4nd \cos \theta)/c))/c) \times (t - (l + 4nd \cos \theta)/c) + \omega_0 x_0 \cos(\omega_c(t - (l + 4nd \cos \theta)/c))/c]\}$$

$$E_3(t) = \alpha^5 \alpha_1^2 E_l \exp\{i[\omega_0(1 - 2\omega_c x_0$$

$$\begin{aligned}
 & \times \sin(\omega_c(t - (l + 6nd \cos \theta)/c))/c \\
 & \times (t - (l + 6nd \cos \theta)/c) \\
 & + \omega_0 x_0 \cos(\omega_c(t - (l + 6nd \cos \theta)/c))/c \}, \\
 & \dots \\
 E_m(t) = & \alpha^{2m-1} \alpha_1^2 E_l \exp \{ i[\omega_0(1 - 2\omega_c x_0 \\
 & \times \sin(\omega_c(t - (l + 2mnd \cos \theta)/c))/c) \\
 & \times (t - (l + 2mnd \cos \theta)/c) \\
 & + \omega_0 x_0 \cos(\omega_c(t - (l \\
 & + 2mnd \cos \theta)/c))/c] \}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

其中, m 为非负整数, α 和 α_1 分别为玻璃的反射系数和透射系数, d 为玻璃的厚度, θ 为折射角, n 为待测玻璃的折射率.

这样, 探测器接收到的总光场可以表示为

$$E(t) = E_0(t) + E_2(t) + \dots + E_m(t) + \dots \quad (7)$$

则探测器输出的光电流可以表示为

$$\begin{aligned}
 I = & \frac{\eta e}{h\nu} \frac{1}{Z} \iint_D \frac{1}{2} [E_0(t) + E_1(t) + \dots + E_m(t) + \dots] \\
 & \times [E_0(t) + E_1(t) + \dots + E_m(t) + \dots]^* ds \\
 = & \frac{\eta e}{2h\nu} \frac{1}{Z} \iint_D \left[\sum_{j=1}^m E_j^2(t) \right. \\
 & + \sum_{p=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{m-p} (E_j(t) E_{j+p}^*(t) \\
 & \left. + E_j^*(t) E_{j+p}(t)) \right] ds, \quad (8)
 \end{aligned}$$

其中, e 为电子电量, Z 为探测器表面介质的本征阻抗, η 为量子效率, D 为探测器光敏面的面积, h 为普朗克常数, ν 为激光频率.

由于直流项经过低通滤波器后可以滤除, 因此, 这里只考虑交流项, 此交流项通常称为中频电流, 整理可得中频电流为

$$\begin{aligned}
 I_{IF} = & \frac{\eta e}{2h\nu} \frac{1}{Z} \iint_s \sum_{p=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{m-p} (E_j(t) E_{j+p}^*(t) \\
 & + E_j^*(t) E_{j+p}(t)) ds. \quad (9)
 \end{aligned}$$

将 (5) 式和 (6) 式代入 (9) 式, 最终结果为

$$\begin{aligned}
 I_{IF} = & \frac{\eta e}{h\nu} \frac{\pi}{Z} E_l^2 \sum_{p=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{m-p} \alpha_{j+p} \alpha_j \\
 & \times \cos \left[\frac{4pnd \cos \theta \omega_0 \omega_c^2 x_0}{c^2} t \right. \\
 & \left. + \frac{2\omega_0 x_0}{c} - \frac{2pnd \omega_0 \cos \theta}{c} \right], \quad (10)
 \end{aligned}$$

忽略 $1/c^3$ 的小项之后可以简化为

$$\begin{aligned}
 I_{IF} = & \frac{\eta e}{h\nu} \frac{\pi}{Z} E_l^2 \sum_{p=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{m-p} \alpha_{j+p} \alpha_j \\
 & \times \cos \left[\frac{4pnd \cos \theta \omega_0 \omega_c^2 x_0}{c^2} t \right. \\
 & \left. + \frac{2\omega_0 x_0}{c} - \frac{2pnd \omega_0 \cos \theta}{c} \right], \quad (11)
 \end{aligned}$$

其中, p 为非负整数.

通过 (11) 式可以看到, 多光束外差测量法获得的中频项频率差以及相位差中都有玻璃的厚度 d 的信息. 主要针对中频项中频率差进行分析, 因为采用傅里叶变换很容易实现频率测量. 此时, 可以把干涉信号的频率记为

$$\begin{aligned}
 f_p = & 4pnd \cos \theta \omega_0 \omega_c^2 x_0 / (2\pi c^2) \\
 = & 2pnd \cos \theta \omega_0 \omega_c^2 x_0 / (\pi c^2) = K_p d. \quad (12)
 \end{aligned}$$

根据 (12) 式可知, 干涉信号的频率与玻璃厚度成正比, 比例系数为

$$K_p = 2pn\omega_0\omega_c^2x_0 \cos \theta / (\pi c^2), \quad (13)$$

与光源角频率 ω_0 、标准平面镜的折射角 θ 、折射率 n 、振镜振幅 x_0 以及振镜振动频率 ω_c 有关.

需要说明的是: 在上述理论推导过程中没有限制入射角和厚度的测量范围, 这就说明此方法可以测量任意激光入射角时玻璃厚度的大小, 在需要精确测量玻璃厚度的应用领域具有普遍的适用性.

3 数值模拟与结果分析

根据上面的理论分析, 应用 MATLAB 来验证上述方法的可行性. 以 Ho 固体激光器为例, 其波长 $\lambda = 2050 \text{ nm}$, 此激光对人眼安全; 通常情况下玻璃的折射率 $n = 1.493983$; 探测器的光敏面孔径为 $R = 1 \text{ mm}$. 灵敏度 1 A/W . 振镜的振幅 $x_0 = 0.1 \text{ mm}$. 通过理论仿真可以看到, 测量玻璃厚度的外差经信号处理得到的多光束激光外差信号的傅里叶变换频谱如图 3 所示, 其中实线为激光斜入射情况下, 测量玻璃厚度时对应多光束激光外差信号的傅里叶变换频谱; 虚线为激光正入射情况下, 测量玻璃厚度时对应多光束激光外差信号的傅里叶变换频谱.

表 1 不同玻璃厚度的实际值 d 和模拟值 d_i .

| 次数 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|-----------------|----------|----------|----------|----------|----------|-----------|-----------|-----------|
| d/mm | 1.000000 | 3.000000 | 5.000000 | 7.000000 | 9.000000 | 11.000000 | 13.000000 | 15.000000 |
| d_i/mm | 0.999921 | 2.999982 | 5.000044 | 7.000105 | 8.999947 | 11.000009 | 13.000071 | 14.999912 |

从图 3 中实线可以看出, 多光束激光外差信号的频谱分布, 其频谱是等间隔分布的, 与前面理论分析是相符的. 同时, 从图 3 中还可以看到, 实验中给出了正入射的情况下的理论曲线, 目的是在多光束激光外差信号频谱图中, 可以同时得到斜入射时多光束激光外差信号频谱第一个主峰的中心频率和正入射时理论曲线的中心频率的数值, 这样, 很容易得到的两个中心频率的比值

$$\zeta = \cos \theta. \quad (14)$$

在得到中心频率的情况下, 通过 (14) 式可以算出激光经薄玻璃板后折射角 θ 的大小, 进而根据折射定律可以获得入射角 θ_0 的大小, 最后通过 (13) 式求得 K_p 的数值, 从而根据 (12) 式可以计算出任意入射角情况下待测样品的厚度值.

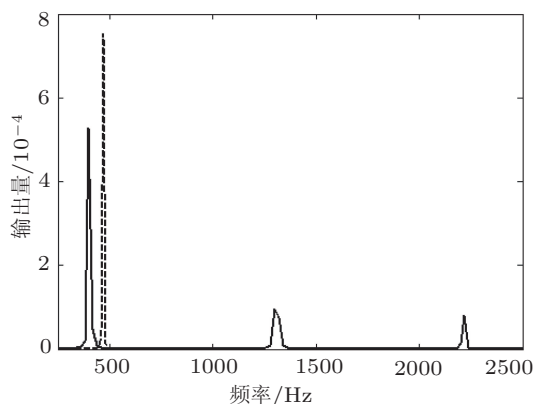


图 3 多光束激光外差信号的傅里叶变换频谱图

同时, 通过 MATLAB 仿真得到了入射角 $\theta_0 = 15^\circ$ 情况下, 利用正弦调制多光束激光外差法测量玻璃厚度时对应的外差信号傅里叶变换频谱如图 4 所示, 从图 4 中可以看出, 随着厚度的增加, 频谱的相对位置向高频方向移动即随着厚度的增加频率增加. 原因在于: 在玻璃入射角不变的情况下, 比例系数 K_p 是一个常数, 当厚度增加时, 由于频率 f_p 与玻璃厚度 d 关系为 $f_p = K_p d$, K_p 不变的情况下, 频率 f_p 和玻璃厚度 d 呈线性关系. 因此, 厚度增加时频率也随之增加即随着厚度的增加, 频谱的相对位置向高频方向移动, 图 4 很好地验证了前

面理论分析的正确性. 需要说明的是, 由于外差探测是一种近衍射极限的探测方式, 探测灵敏度极高, 因此图 4 中外差信号的信噪比非常高.

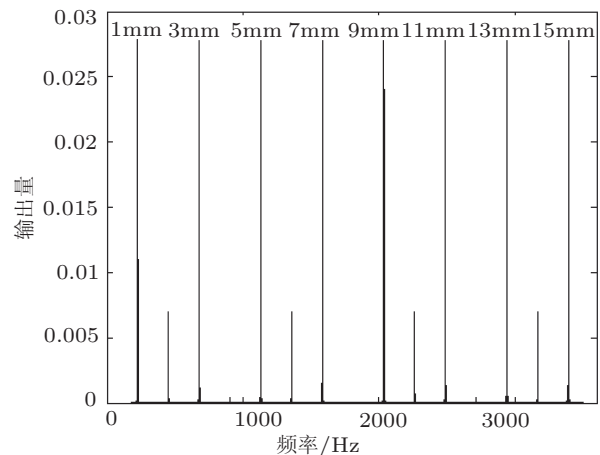


图 4 测量不同玻璃厚度对应的频谱

利用上述正弦调制多光束激光外差测量法, 连续模拟八组待测玻璃厚度的数据, 得到了不同玻璃厚度的仿真结果, 如表 1 所示.

利用表 1 的仿真结果, 最终可以得到待测玻璃厚度模拟值的最大相对误差小于 0.008%, 可以看出该方法的测量精度非常高. 同时, 分析数据还可以看出, 环境带来的系统误差和读数误差在仿真中是可以忽略的, 仿真实验中的误差主要来自于快速傅里叶变换 (FFT) 后的精度误差和计算过程中的舍入误差.

4 结论

针对传统的测量方法的缺点和不足, 提出了一种基于振镜正弦调制多光束激光外差测量厚度的方法, 通过在光路中加入振镜, 振镜在正弦驱动信号作用下作简谐振动, 可以对不同时刻入射到其前表面的光进行频率调制, 把待测的角度信息加载到外差信号的频率差中, 通过傅里叶变化很容易就可以同时解调出多个待测厚度信息, 且测量精度极高. 将激光外差技术和激光多普勒技术结合使用, 将两

种技术的优势很好的应用到了厚度的检测上,使得调制和解调简单易行.

同时,该方法是一种良好的非接触测量厚度的方法,可以应用在恶劣的测量环境中.应用此方法测量待测玻璃厚度时具有测量精度高,线形度好,测量速度快等优势.仿真结果表明,该方法在测量

不同玻璃厚度时,测量误差小于 0.008%,说明该方法是可行、可靠的,能够满足待测玻璃厚度测量的要求,为许多工程领域提供了很好的测量手段,可以广泛的应用于激光雷达、机械、仪器仪表和电子产品制造业中,具有很好应用前景和价值.

-
- [1] Zhao W Q, Feng Z D, Qiu L R 2007 *Chin. Phys.* **16** 1624
- [2] Chen Z Q, Cheng N P, Shi Z G 2004 *Chin. Phys.* **13** 1549
- [3] Wang Y T, Yang N, Wen X C 2008 *Microcomputer Information* **9** 309 (in Chinese) [王玉田, 杨妮, 闻学超 2008 微计算机信息 **9** 309]
- [4] Wang W, Wang Z B 2006 *Instrumen Technique and Sensor* **2** 44 (in Chinese) [王伟, 王召巴 2006 仪表技术与传感器 **2** 44]
- [5] Chen Z C 2008 *Optical Instruments* **30** 20 (in Chinese) [陈志超 2008 光学仪器 **30** 20]
- [6] Yang G, Cui D Y, Mao X M 2001 *Research on laser measurement system for float glass thickness in production line* (Xian: Xian Jiaotong University) p586 (in Chinese) [杨刚, 崔东印, 毛信梦 2001 浮法玻璃激光在线测厚的研究 (西安: 西安交通大学) 第 586 页]
- [7] Song C, Lu C, Guo Q, Hu Y R 2008 *Acta Photonica Sinica* **37** 1635 (in Chinese) [宋晨, 吕岑, 郭琪, 扈映茹 2008 光子学报 **37** 1635]
- [8] Shu K U, Dasnc 2006 *Optics & Laser Technology* **38** 552
- [9] Kathryn J W, Richard R C, GUN Young Lee 2007 *Article in Press* **10** 62
- [10] Maru Y I, Mitsu Y 2002 *Appl. Opt.* **41** 1315
- [11] Bing H, Cabestaing F 2005 *Transactions on Instrumentation and Measurement* **1** 222
- [12] Gan C L, Nie Z Q, Li L, Shen L J, Zhang Y P, Song J P, Li Y Y, Zhang X C, Lu K Q 2007 *Chin. Phys.* **16** 3407
- [13] Ke J H, Lin Z Q, Wang X H 2003 *Chin. Phys.* **12** 443
- [14] Li Y C, Zhang L, Yang Y L, Gao L Xu B, Wang C H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5473 (in Chinese) [李彦超 章亮 杨彦玲 高龙 徐博 王春晖 2009 物理学报 **58** 5473]
- [15] Li Y C, Wang C H, Qu Y, Gao L, Cong H F, Yang Y L, Gao J, Wang A Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 014208-1
- [16] Zhang E F, Dai H Y, Chen P X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 024201
- [17] Yao Z X, Zhong J W, Mao B N, Pan B L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 578
- [18] Li H G, Zhang Y T, Cao D Z, Xiong J, Wang K G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4510
- [19] Deng Y Q, Sun Q, Yu J 2011 *Acta Phys. Sin.* **20** 028102 (in Chinese) [邓玉强, 孙青, 于靖 2011 物理学报 **20** 028102]

Multi-beam laser heterodyne measurement with ultra-precision for the glass thickness based on oscillating mirror sinusoidal modulation*

Li Yan-Chao[†] Wang Chun-Hui Gao Long Cong Hai-Fang Qu Yang

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 30 March 2011; revised manuscript received 11 May 2011)

Abstract

In this paper, We propose a novel method of measuring glass thickness by means of multi-beam laser heterodyne. Based on the Doppler effect and the heterodyne technology, loading the information about the glass thickness into the frequency difference of the multi-beam laser heterodyne signals by sinusoidal frequency modulation of the oscillating mirror that is in a simple harmonic motion, we can simultaneously obtain many values of the glass thickness through the multi-beam laser heterodyne signal demodulation. Processing these values by weighted-average, the glass thickness can be obtained accurately. This novel method is used to simulate the measurements for different glass thicknesses by MATLAB, the obtained result shows that the relative measurement error obtained by using this method is just 0.008%.

Keywords: multi-beam laser heterodyne, laser Doppler technology, Fourier analysis, non-contact measurement

PACS: 42.25.Hz, 87.63.dk, 02.30.Nw, 06.30.Bp

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No:61078063) and the Harbin Institute of Technology Incubation Program of major international science and technology cooperation (Grant No. HIT. ICRST2010024).

[†] E-mail: ycl.hit1982@yahoo.com.cn