第 37 卷第 5 期
2018 年 10 月

红 外 与 毫 米 波 学 报
J. Infrared Millim. Waves

Vol. 37, No. 5
October, 2018

文章编号: 1001 - 9014(2018)05 - 0642 - 07

DOI: 10.11972/j.issn.1001 - 9014.2018.05.018

基于相位补偿的调频连续波大长度测距中的色散校正

史春钊[1], 张福民[1*], 潘 浩[1], 曲兴华[1], 赫明钊[2]

(1. 天津大学 精密测试技术及仪器国家重点实验室,天津 300072;
2. 中国计量科学研究院 长度计量科学与精密机械测量技术研究所,北京 100029)

摘要: 基于调频连续波测距的原理搭建并改进了双光路调频连续波测距系统,在测量光路增加光纤延迟线使测量距离拓展到了 *65 m*. 还研究了等光频重采样中色散的影响,推导出了带有色散和光纤延迟线的重采样模型,提出了在调频连续波大长度测距中通过频率幅度来调节相位补偿系数的色散校正方法. 实验表明,在 *45 ~ 65 m* 的范围内增加了光纤延迟线并且有效的校正了色散,校正色散后在 *65.165 m* 处测距值与干涉仪测量值最大误差小于 *500 μm*,标准差为 *246 μm*,频谱分辨力高达 *123 μm*,十分接近理论分辨力. 文章的研究为调频连续波大尺寸测量提供了可行性的参考.

关 键 词: 调频连续波激光测距; 干涉测量; 相位补偿; 重采样

中图分类号: TN249 **文献标识码:** A

Dispersion correction in large-length range finding of frequency modulation continuous wave (FMCW) based on phase compensation

SHI Chun-Zhao[1], ZHANG Fu-Min[1*], PAN Hao[1], QU Xing-Hua[1], HE Ming-Zhao[2]

(1. State Key Laboratory of Precision Measuring Technology and Instruments, Tianjin University, Tianjin 300072, China;
2. Institute of Length Measurement Science and Precision Mechanical Measurement Technology, National Institute of Metrology, Beijing 100029, China)

Abstract: In this paper, based on the principle of range finding of FMCW, the range finding system of the double light path FMCW was constructed and improved and the optical fiber delay line was added in the measuring optical path to expand the measuring distance to 65 m. The influence of dispersion in equal optical frequency resampling was also researched and the resampling model with dispersion and optical fiber delay line was deduced in this paper. Therefore, the dispersion correction method that used frequency amplitude to adjust the phase compensation coefficient in large-length range finding of FMCW was proposed. The experiments show that the optical fiber delay line is added within the range of 45 ~ 65 m and the dispersion is corrected effectively. After dispersion correction, the maximum error between the range fining at 65.165 m and the measuring value of interferometer is less than 500 μm. The standard error is 246 μm and the frequency spectrum resolution reaches 123 μm, quite close to the theoretical resolution. These results provide feasible reference for the large-length range finding of FMCW.

Key words: FMCW laser ranging, interference measurement, phase compensation, resampling

PACS: 42.68.Mj, 42.79.Qx

引言

21 世纪以来,现代科学技术发展飞快,工业革命带动工业技术不断改革创新,这对高精度大尺寸空间测量提出了更高的要求[1]. 激光具有单色性好、相干性好、方向性好等优势,被广泛用于工业测

收稿日期: 2017-12-30, **修回日期:** 2018-03-06 **Received date:** 2017-12-30, **revised date:** 2018-03-06

基金项目: 国家自然科学基金(51675380); 航空科学基金(20160948001)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China(51675380); Aviation Science Foundation (20160948001)

作者简介(Biography): 史春钊(1994-),男,河北沧州人,硕士研究生,主要研究领域: 大尺寸激光测量. E-mail: shichunzhao@tju.edu.cn

* **通讯作者(Corresponding author):** E-mail: zhangfumin@tju.edu.cn

?1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

量领域. 常用的激光测距方法有: 脉冲法、相位法、增量式干涉法和绝对式干涉法等[2]. 调频连续波(Frequency Modulated continuous Wave, FMCW) 激光测距技术具有无盲区测距、高精度、高分辨力、可实现无合作目标测量等优点被广泛应用于军用激光雷达领域[3].

FMCW 激光测距技术是将激光器发出的线性调制的激光与目标点的回波产生拍频,该拍频的频率与待测距离成正比,由此可以测得待测距离. 对于 FMCW 激光测距系统,由于测距精度受到调频连续波光源调制线性度的影响,因此可以通过对激光器进行反馈控制以减小调制非线性对测距精度的影响. 2001 年,德国的 Siemens 等人采用校准干涉信号对激光器的调频非线性进行了补偿,并利用上啁啾与下啁啾相结合补偿环境振动误差,在带宽为 15 GHz 时得到了 0. 5 mm 的分辨力[4]. 但是用于光源反馈系统的设计较为复杂、成本较高,因此目前多采用等光频重采样的方法对光源进行非线性校正, 2008 年,Eric D. Moore 和 Robert R. McLeod 采用等光频采样消除非线性误差并进一步分析了等光频采样的两个误差来源——干涉测量臂与快速扫频的不匹配、硬件采集的延时. 通过在测量臂前增加匹配长度的延迟线可以使两个误差减小为二阶误差[5]. 目前,国内对于调频连续波的研究仍处于实验阶段[6],天津大学的时光等人 2012 年开始调频连续波激光雷达的研究,使用了等光频间隔重采样的方法消除扫频非线性的问题,搭建了实验模型[7],2015 年,孟祥松等人采用信号拼接的方法在 26 m 的范围内实现了误差优于 100 μm 的尺寸测量[8],2016 年,时光采用单激光器复用的方法得到了 50 μm 的分辨力[9].

等光频间隔重采样虽然可以有效解决光源非线性的问题,但随着测量距离,调频带宽的增加,色散误差也会凸显出来,成为影响测距精度的主要问题,国内外针对色散误差问题做过一些研究. 2010 年,蒙大拿州立大学 Zeb W. Barber 等人研究了宽频带、高扫频速率激光雷达模型,分析了光纤二阶色散对于分辨力和测距值的影响,提出了由二阶色散引入的误差公式[10]. 哈尔滨工业大学的刘国栋等人分析了光纤色散的模型,提出了基于聚焦评价函数的色散补偿方法,并通过实验验证了在 3. 893 167 1 m 达到了接近理论分辨力的 32. 2 μm[11-13],在色散的相位补偿法中,使用了菲涅尔积分用于判断补偿结果的好坏[12],然而测量距离增加会使得相位畸变系数增大,因此菲涅耳积分会使得运算相对复杂,降低补偿效率. 2017 年本课题组潘浩等人研究了 CZT、MUSIC 等数据处理算法,更加精确地找到中心频率,从而便于校正色散误差,实验证明利用 MUSIC 算法估算的距离均方根误差十分接近克拉美罗边界[14].

为了校正光源非线性,采用等光频重采样的方法,由于参考信号在一个周期内对测量信号进行两次采样,为了满足奈奎斯特采样定律,参考光纤光程需要大于待测距离的 4 倍,所以随着测量距离增加,参考光纤长度不断增加,引入的色散误差也会增加. 改进了双光路调频连续波测距系统,在测量光路增加一段延迟光纤,拓展了系统测量距离. 实验发现,大带宽远距离测距实验中,色散误差十分严重,于是文章提出了一种对于重采样后的信号进行相位补偿的方法,通过判断中心频率幅度来寻找最佳补偿系数,实现了色散的校正,并减小了测量标准差,提高了测距精度,同时,文章的相位补偿法避免了积分等运算,使得计算相对简单,提高了补偿效率.

1　原理

实验装置如图 1 所示,在近距离测量时,测量光路不接延迟光纤,也就是通常的双光路调频连续波测距系统; 在远距离测量时,测量光路接延迟光纤,也就是改进后的双光路调频连续波测距系统.

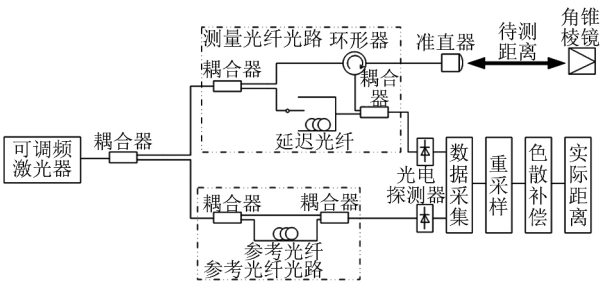


图 1　实验装置示意图

Fig. 1　Schematic diagram of experimental device

1.1　光源非线性与等光频重采样

本小节首先分析通常的双光路调频连续波测距系统,得到其重采样公式,在此基础上推导出改进后的双光路调频连续波测距系统重采样公式. 调频连续波光源出射激光的频率理论上是随时间变化的线性函数,但实际上激光频率并非严格线性变化,而是存在非线性项的干扰,所以出射激光的频率可以表示为:

?1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

$$f_L(t) = f_0 + \mu t + v_e(t) \quad , \quad (1)$$

式(1)中f_0是初始频率,μ是频率调制速度,$v_e(t)$是非线性干扰项. 出射激光的相位表示为:

$$\varphi_L(t) = 2\pi\int_0^t f_L(t)\,\mathrm{d}t = 2\pi f_0 t + \pi\mu t^2 + 2\pi\int_0^t v_e(t)\,\mathrm{d}t \quad , \quad (2)$$

出射激光的光信号表示为:

$$E_L(t) = A\exp\left[-j2\pi\left(f_0 t + \frac{1}{2}\mu t^2 + \int_0^t v_e(t)\,\mathrm{d}t\right)\right] \quad , \quad (3)$$

式(3)中A表示出射光信号的振幅. 出射激光进入测量光路经过光环行器、准直器,从角锥棱镜产生的回波信号表示为:

$$E_s(t) = A\exp\left[-j2\pi\left(f_0(t-\tau_s) + \frac{1}{2}\mu(t-\tau_s)^2 + \int_0^{t-\tau_s} v_e(t-\tau_s)\,\mathrm{d}t\right)\right] \quad , \quad (4)$$

式(4)中τ_s是待测距离产生的延时,由于空气中激光色散可以忽略,可以把τ_s当作常数. 回波信号与调频连续波光源信号产生拍频的相位表示为:

$$\varphi_{m,1}(t) = 2\pi\mu\tau_s t + \pi\mu\tau_s^2 + 2\pi f_0\tau_s + \varphi_e(t) \quad , \quad (5)$$

式(5)中$\varphi_e(t)$表示由非线性项引起的拍频相位误差. 同理,调频连续波光源信号进入参考光路产生的拍频信号表示为:

$$\varphi_r(t) = 2\pi\mu\tau_r(t)\,t + \pi\mu\tau_r^2(t) + 2\pi f_0\tau_r(t) + \varphi'_e(t) \quad , \quad (6)$$

式(6)中$\tau_r(t)$是激光经过已知长度的参考光纤产生的延时,由于光纤色散的影响,$\tau_r(t)$是随时间变化的变量,$\varphi'_e(t)$是由非线性项引起的拍频相位误差.

利用参考信号中值点对测量信号进行重采样,并对采样后的信号进行去直流与归一化处理后,得到的信号表示为:

$$E_{s,1}(k) = \exp\left[-j2\pi\left(\frac{\tau_s}{\tau_r(t)}k\right)\right], k = 0,1,2\cdots N-1 \quad , \quad (7)$$

式中N表示重采样后信号的总点数. 于是通常的双光路调频连续波测距系统重采样后信号频率表示为:

$$f_{s,1}(t) = \tau_s/\tau_r(t) \quad . \quad (8)$$

改进后的双光路调频连续波测距系统在测量光路加入了一段光纤延迟线,所以调频连续波光源信号经过这段光纤延迟线后表示为:

$$E_d(t) = A\exp\left[-j2\pi\left(f_0(t-\tau_d(t)) + \frac{1}{2}\mu(t-\tau_d(t))^2 + \int_0^{t-\tau_d(t)} v_e(t-\tau_d(t))\,\mathrm{d}t\right)\right] \quad , \quad (9)$$

式(9)中$\tau_d(t)$是激光经过已知长度的延时光纤产生的延时,由于光纤中色散不可忽略,所以$\tau_d(t)$是随时间变化的变量. 此时,通过延迟光纤后的信号与回波信号拍频相位表示为(待测距离的2倍大于延迟光纤的光程):

$$\varphi_{m,2}(t) = 2\pi\mu[\tau_s - \tau_d(t)]\,t + \pi\mu[\tau_d^2(t) - \tau_s^2] + 2\pi f_0[\tau_s - \tau_d(t)] + \varphi''_e(t) \quad , \quad (10)$$

式(10)中$\varphi''_e(t)$表示由非线性项引起的拍频相位误差. 再利用参考信号中值点对测量信号进行重采样,并对采样后的信号进行去直流与归一化处理后,得到的信号表示为:

$$E_{s,2}(k) = \exp\left[-j2\pi\left(\frac{\tau_s - \tau_d(t)}{\tau_r(t)}k\right)\right], k = 0,1,2\cdots N-1 \quad , \quad (11)$$

于是改进后的双光路调频连续波测距系统重采样后信号频率表示为:

$$f_{s,2}(t) = \frac{\tau_s - \tau_d(t)}{\tau_r(t)} \quad . \quad (12)$$

从式(12)可以看出改进后的双光路调频连续波测距系统重采样后信号频率与待测距离、延时光纤光程、参考光纤光程这三项产生的延时有关,然而光纤色散会影响延时光纤与参考光纤的光程,造成重采样信号频谱出现误差.

1.2 色散引入误差分析

本小节分析理想线性调频连续波光源出射激光经过已知长度的光纤后与原始光信号产生拍频中色散对延时的影响,示意图如图2所示.

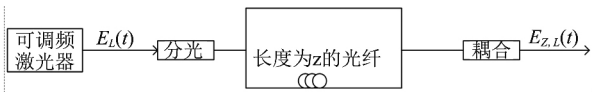


图2 光纤色散示意图
Fig. 2 Schematic diagram of optical fiber dispersion

理想线性调频连续波光源发出的激光可以表示为:

$$E_L(t) = A\exp\left[-j\left(\omega_0 t + \frac{1}{2}\alpha t^2\right)\right] \quad , \quad (13)$$

式(13)中$\omega_0 = 2\pi f_0$是初始角频率,$\alpha = 2\pi\mu$是角频率调制速度. 角频率表示为:

$$\omega_L(t) = \omega_0 + \alpha t \quad . \quad (14)$$

对式(13)进行傅里叶变换可以得到其在频域的表达式:

?1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\tilde{E}_L(\omega) = (1-j)A\sqrt{\pi/\alpha}\exp\left[j\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\alpha}\right] \quad ,(15)$$

频域信号经过长度为 z 的光纤后表示为:

$$\tilde{E}_z(\omega) = \tilde{E}_L(\omega)\exp(j\beta z) \quad , \quad (16)$$

式(16)中 β 是关于 ω 的函数,在 ω_0 处进行泰勒展开,保留到二阶项:

$$\beta(\omega) \approx \beta_0 + \beta_1(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2 \quad ,(17)$$

将式(15)、(17)代入式(16)整理得到:

$$\tilde{E}_z(\omega) = (1-j)A\sqrt{\pi/\alpha}\exp\left[j\left(\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\alpha}+\beta_0 z+\beta_1(\omega-\omega_0)z+\frac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2 z\right)\right] \quad ,(18)$$

对式(18)进行逆傅里叶变换可以得到经过长度为 z 的光纤后的时域信号:

$$E_z(t) = A\sqrt{\frac{1}{1+\beta_2 z\alpha}}\exp\left[-j\left(\omega_0 t-\beta_0 z+\frac{\alpha}{(1+\beta_2 z\alpha)}(t-\beta_1 z)^2\right)\right] \quad ,(19)$$

式(19)中 $\beta_1 = 1/v_g = n_g/c$,其中 v_g 是群速度,n_g 是光纤折射率,c 是光在真空中的速度;于是令 $\tau_z = \beta_1 z$ 表示初始频率的光经过光纤的延时. 出射激光经过长度为 z 的光纤后的相位为:

$$\varphi_z(t) = \omega_0 t-\beta_0 z+\frac{\alpha}{2(1+\beta_2 z\alpha)}(t-\tau_z)^2 \quad ,(20)$$

对式(20)求导可以得到出射激光经过长度为 z 的光纤后的角频率:

$$\omega_z(t) = \omega_0+\frac{\alpha}{1+\beta_2 z\alpha}(t-\tau_z) \quad . \quad (21)$$

根据式(14)、(21)可以看出调频连续波光源出射激光经过一段光纤后不仅在时域上会有一段延时,其调频斜率也会发生相应变化,当 $\beta_2<0$ 时,经过光纤后的频率比调频连续波光源频率略大.

经过光纤后的激光与调频连续波光源拍频的相位表示为:

$$\varphi_{z,L}(t) = \frac{\beta_1 z\alpha}{1+\beta_2 z\alpha}t+\frac{\beta_2 z\alpha^2}{2(1+\beta_2 z\alpha)}t^2+\beta_0 z-\frac{\beta_1^2 z^2\alpha}{2(1+\beta_2 z\alpha)} \quad , \quad (22)$$

对式(22)求导可以得到拍频的角频率:

$$\varphi_{z,L}(t) = \frac{\beta_2 z\alpha^2}{1+\beta_2 z\alpha}t+\frac{\beta_1 z\alpha}{1+\beta_2 z\alpha} \quad , \quad (23)$$

激光经过长度为 z 的光纤后的延时表示为:

$$\tau_z(t) = \frac{\omega_{z,L}(t)}{\alpha} = \frac{\tau_z(1+\alpha\beta_2 v_g t)}{1+\alpha\beta_2 v_g\tau_z} \quad ,(24)$$

式(24)在理论上得到了激光经过固定长度的光纤后与调频连续波光源激光拍频的带有色散影响延时. 结合式(24),可以将式(12)变形为:

$$f_{s,2}(t) = \frac{\tau_s-\tau_d(t)}{\tau_r(t)} = \frac{\tau_s-\dfrac{\tau_d(1+\alpha\beta_2 v_g t)}{1+\alpha\beta_2 v_g\tau_d}}{\dfrac{\tau_r(1+\alpha\beta_2 v_g t)}{1+\alpha\beta_2 v_g\tau_r}} = \frac{\tau_s}{\dfrac{\tau_r(1+\alpha\beta_2 v_g t)}{1+\alpha\beta_2 v_g\tau_r}}-\frac{\dfrac{\tau_d(1+\alpha\beta_2 v_g t)}{1+\alpha\beta_2 v_g\tau_d}}{\dfrac{\tau_r(1+\alpha\beta_2 v_g t)}{1+\alpha\beta_2 v_g\tau_r}} \quad ,(25)$$

式(25)中 τ_d 和 τ_r 分别是初始频率的激光经过延时光纤和参考光纤产生的延时.

由于实验时调频速度 $\mu = 125\ \mathrm{THz/s}$,则 $\alpha = 2\pi\mu = 785.4\ \mathrm{THz/s}$,由光纤的参数可知 $\beta_2 = -23\times10^{-27}\ \mathrm{s^2/m}$,延时光纤约为 82 m,参考光纤约为 80 m,所以可以近似认为 $1+\alpha\beta_2 v_g\tau_d = 1-1.48\times10^{-9}\approx1$,$1+\alpha\beta_2 v_g\tau_r = 1-1.45\times10^{-9}\approx1$. 又由于调频宽度为 1.25 THz,则 $\alpha t = 7.85\ \mathrm{THz}$,所以 $|\alpha\beta_2 v_g t|\approx3.7\times10^{-5}<<1$,于是可以将 $1/(\alpha\beta_2 v_g t)$ 进行泰勒展开并忽略二阶项,可以得到:

$$\frac{1}{1+\alpha\beta_2 v_g t}\approx1-\alpha\beta_2 v_g t \quad , \quad (26)$$

基于上述近似可以把式(25)化简为:

$$f_{s,2}(t) = \frac{\tau_s}{\tau_r}(1-\alpha\beta_2 v_g t)-\frac{\tau_d}{\tau_r} \quad . \quad (27)$$

从式(27)可以看出重采样后信号频率并不固定,存在 $\alpha\beta_2 v_g t$ 的啁啾项,色散会造成信号频率的偏移与展宽,因此频谱的幅度也会降低. 待测距离表示为:

$$R_s(t) = \frac{R_r}{2}\times\frac{\tau_s}{\tau_r(t)} = \frac{R_r}{2}\times\left(f_{s,2}(t)+\frac{\tau_d}{\tau_r}\right) = \frac{R_r}{2}\times f_{s,2}(t)+\frac{c\tau_d}{2} \quad , \quad (28)$$

式(28)中 $R_r = c\tau_r$ 表示初始频率经过光纤的光程.

1.3　基于调节频率幅度的相位补偿法校正色散

文章 1.1 节已经分析了调频连续波光源非线性引入的误差,并通过等频率间隔重采样的方式加以校正,1.2 节分析了色散引起的重采样后信号频率的变化. 在本小节将会提出一种基于调节频率幅度的相位补偿法校正色散.

等光频间隔重采样是利用参考信号一个周期内对测量信号进行两次采样,所以重采样后的信号是

?1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

离散信号. 用离散变量 k 来代替连续变量 t，替换关系是 $\alpha t = 2\pi k$，由此可以把式(27)变换为:

$$f_{s,2}(k) = \frac{\tau_s}{\tau_r}(1 - 2\pi\beta_2 v_g k) - \frac{\tau_d}{\tau_r}, \quad (29)$$

对式(29)进行积分、整理后可以得到重采样后的信号:

$$E_{s,2}(k) = \exp\left[-j2\pi\left(\frac{\tau_s - \tau_d}{\tau_r}k - \sigma_e k^2\right)\right],$$
$$k = 0,1,2\cdots N-1, \quad (30)$$

式中 $\sigma_e k^2 = \tau_s/\tau_r \pi\beta_2 v_g k^2$ 表示色散啁啾项. 为了补偿色散啁啾项，文章在重采样信号乘一个相位补偿系数来抵消啁啾项，则补偿后的信号表示为:

$$E_s(k) = \exp\left[-j2\pi\left(\frac{\tau_s - \tau_d}{\tau_r}k - \sigma_e k^2\right)\right] \times \exp(-j2\pi\sigma_p k^2)$$
$$= \exp\left[-j2\pi\left(\frac{\tau_s - \tau_d}{\tau_r}k - \sigma_e k^2 + \sigma_p k^2\right)\right]$$
$$k = 0,1,2\cdots N-1, \quad (31)$$

式中 $\sigma_p k^2$ 表示补偿项，当 $\sigma_e = \sigma_p$ 时，色散补偿完成. 色散补偿过程中 FFT 频谱的峰值幅值会发生变化，当达到最佳补偿值时，峰值幅值 H 会达到最大值，文章将以此为依据来判断是否达到最佳补偿值.

H 与 σ_p 的关系可以近似表示成二次函数:

$$H(\sigma_p) = a\sigma_p^2 + b\sigma_p + c, \quad (32)$$

式中 a、b、c 是二次函数的系数，可以通过曲线拟合得到. 则最佳补偿系数为:

$$\sigma_p^* = -\frac{b}{2a}. \quad (33)$$

2 实验与数据分析

文章中提及的大长度连续波激光测距实验在中国计量科学研究院昌平院区大长度室的 80 m 长导轨上进行，实验现场照片如图 3 所示.



图3 实验现场照片
Fig. 3 Photo of the experimental setup

按照图 1 所示的实验装置搭建光路，测量光路接入光纤延迟线，调频连续波光源发出的激光分成两束，一束进入测量光路分成两路，一路经过环形器、准直器从角锥棱镜返回，另一路经过延迟光纤，两路光产生拍频形成测量信号; 另一束进入参考光路分成两路，一路通过参考光纤与另一路拍频形成参考信号. 参考信号对测量信号进行重采样，再进行色散补偿，最后得到待测距离. 可调频激光器选用 Luna PHOENIX 1400，波长调节速度设置为 1 000 nm/s，扫描范围设置为 1545 ~ 1555 nm. 实验中延迟光纤的长度为 82.393 m，参考光纤长度为 80.323 m，折射率均为 1.467，这两盘光纤的长度经过中国计量院 Agilent 5530 干涉仪标定. 测距的理论分辨力由 $\Delta R = c/2nB$ 计算得到，式中 n 是空气折射率，约为 1，B 是频率带宽. 由此可以计算出 ΔR = 120 μm.

实验中在 45.165 m ~ 65.165 m 处放置了角锥棱镜作为待测目标，每隔 5 米对同一位置进行了 10 次重复测量实验，取 65.165 m 处其中一组说明色散的影响，并使用基于调节频率幅度的相位补偿法校正色散. 该组数据的重采样信号直接进行傅里叶变换后如图 4 所示. 图中可以看出信号的频谱产生了严重的色散啁啾，无法准确结算信号对应的距离，而且分辨力，也即信号的半高全宽为 1659 μm，约为理论分辨力的 14 倍左右.

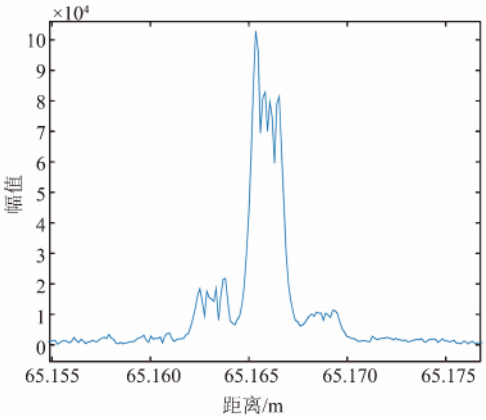


图4 重采样信号的频谱图
Fig. 4 Frequency spectrogram of resampling signal

如文章 1.3 节所述采用重采样信号乘一个相位补偿系数来校正色散啁啾，并通过频谱中心频率幅值 H 来判断是否达到最佳补偿值 σ_p^*. 取不同的 σ_p 会使峰值幅值发生不同变化，如图 5 表示的是乘以三个不同补偿值后峰值幅值的变化. 当达到最佳补偿值时，峰值幅值会达到最大，根据不同补偿值 σ_p 会得到不同的 H 值，由此可以得到 H 与 σ_p 的关系图，并做二次函数拟合，如图 6 所示，由此得到拟合

?1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

函数为:

$$H = -4.15 \times 10^{29}\sigma_p^2 + 7.12 \times 10^{18}\sigma_p - 3 \times 10^7 \quad (34)$$

则最佳补偿值为 $\sigma_p^* = 8.6 \times 10^{-11}$.

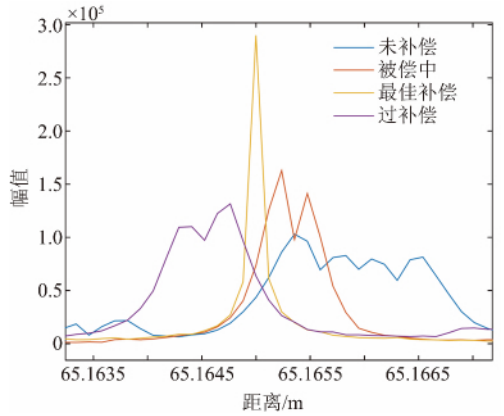


图 5　不同补偿值的频谱图

Fig. 5　Frequency spectrogram of different compensation value

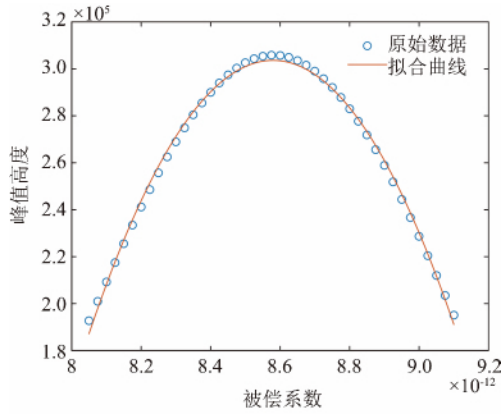


图 6　中心频率幅值与补偿系数的关系图

Fig. 6　Relationship between amplitude of center frequency and compensation factor

经过最佳补偿值补偿后的频谱如图 7 所示,分辨力减小到了 123 μm,比原始信号频谱分辨力提高了 13.5 倍,接近了理论分辨力 120 μm.

按照相同的补偿方法,对 65.165 m 处的 10 组数据进行补偿,并计算补偿前后测距值,与干涉仪标准距离对比,做出误差图. 如图 8 所示,补偿前的最大误差大于 4 000 μm,补偿后的最大误差小于 500 μm. 补偿前的测距标准差为 955 μm,补偿后的测距标准差减小为 246 μm,标准差减小了约 4 倍. 从结果可以看出在 65.165 m 处基于调节频率幅度的相位补偿法可以提高测距精度以及降低测距标准差.

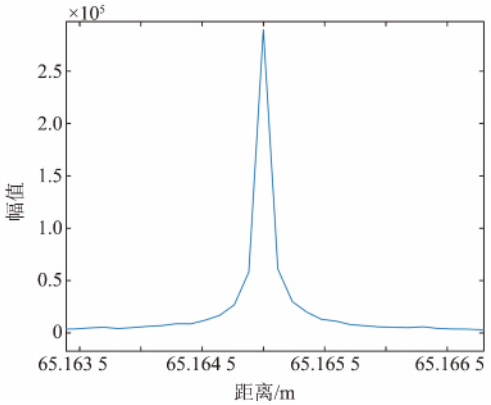


图 7　最佳补偿值补偿后的频谱图

Fig. 7　Frequency spectrogram under the best compensation value

为了验证该补偿方法在远距离以及增加光纤延迟线的测量位置的有效性,文章对其它测量位置的数据进行了同样的处理,得到了误差散点图. 如图 9 所示,在不同距离下,补偿后的误差值和标准差较补偿前大幅减小,由此证明了该补偿方法在不同测量距离的有效性.

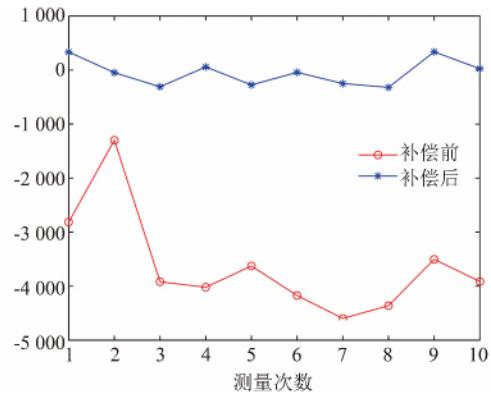


图 8　65.165 m 处补偿前后的误差值

Fig. 8　Error at 65.165 meters with before and after compensation

3　结论

基于等光频重采样的原理搭建了双光路调频连续波测距系统,在测量光路增加光纤延迟线的方法将空间测量距离拓展到了 65 m. 对于色散的影响,提出了一种调节频率幅度的相位补偿方法用于校正色散. 实验证明,在调频速度 1 000 nm/s,调节带宽 10 nm 时,对 45.165 ~ 65.165 m 的目标角锥棱镜进行测量,经过色散补偿后 65.165 m 处其测距值与参考干涉仪距离最大误差小于 500 μm,与补偿前相比,大幅度提高了测距正确度. 频谱分辨力达到了

?1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

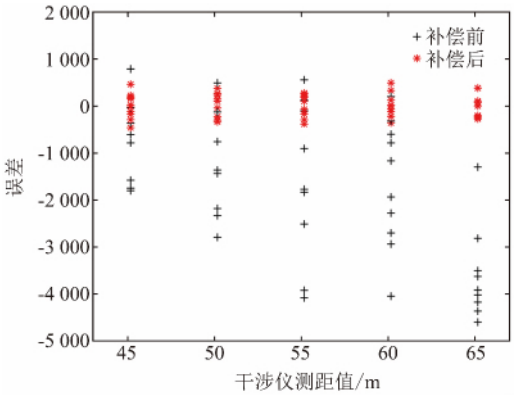


图9 不同距离下补偿前后的误差值

Fig. 9 Error at different distance with before and after compensation

123 μm,接近于理论分辨力. 测距标准差减小了约4倍,达到246 μm,提高了测量的精密度. 其它测量位置的补偿结果的误差值与标准差也比补偿前大幅减小了,验证了文章的补偿方法在远距离测量的有效性. 文章的理论分析与方法对于大尺寸高分辨力的调频测距提供了可行的参考.

References

[1] YE Sheng-Hua, WANG Zhong, QU Xing-Hua. Prospect of precision measurement technology [J]. *China Mechanical Engineering*(叶声华, 王仲, 曲兴华. 精密测试技术展望. 中国机械工程), 2000, **11**(3): 262-263.

[2] Cui M, Zeitouny M G, Bhattacharya N, et al. High-accuracy long-distance measurements in air with a frequency comb laser [J]. *Optics letters*, 2009, **34**(13): 1982-1984.

[3] DU Yu-Ming, ZHANG Rong-Quan, YANG Jian-Yu. Detection in millimeter lfmcw radar target echo and acceleration-velocity estimation [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (杜雨洺, 张容权, 杨建宇. 毫米波 LFMCW 雷达加速运动目标回波检测与加速度-速度估计. 红外与毫米波学报), 2005, **24**(5): 348-351356.

[4] Schneider R, Thu P, Stockmann M. Distance measurement of moving objects by frequency modulated laser radar [J]. *Optical Engineering*, 2001, **40**(1): 33-37.

[5] Moore E D, McLeod R R. Correction of sampling errors due to laser tuning rate fluctuations in swept-wavelength interferometry [J]. *Optics express*, 2008, **16**(17): 13139-13149.

[6] LI Zhi-Dong, JIANG Yue-Song, SANG Feng, et al. Movement error compensation in frequency scanning interferometry for absolute distance measurement [J]. *Actaoptica Sinica* (李志栋, 江月松, 桑峰, 等. 频率扫描干涉法绝对测距中运动误差的补偿研究. 光学学报), 2011, **31**(3): 144-149.

[7] SHI Guang, WANG Wen. Single laser complex method to improve the resolution of FMCW laser ranging [J]. *J. Infrared Millim. Waves*(时光, 王文. 单激光器复用法提高调频连续波激光测距分辨率. 红外与毫米波学报), 2016, **35**(3): 363-367.

[8] MENG Xiang-song, ZHANG Fu-Min, QU Xing-Hua. High precision and fast method for absolute distance measurement based on resampling technique used in FM continuous wave laser ranging [J]. *Acta Physica Sinica*(孟祥松, 张福民, 曲兴华. 基于重采样技术的调频连续波激光绝对测距高精度及快速测量方法研究. 物理学报), 2015, **64**(23): 230601-230601.

[9] SHI Guang. Improvement Spatial Resolution of FMCW Laser Ranging System and Application in Spherical Coordinate Measurement [D]. Tianjin: Tianjin University (时光. 提高 FMCW 激光测距分辨力方法及在球坐标测量中的应用. 天津: 天津大学), 2014.

[10] Barber Z W, Babbitt W R, Kaylor B, *et al*. Accuracy of active chirp linearization for broadband frequency modulated continuous wave ladar [J]. *Applied Optics*, 2010, **49**(2): 213-219.

[11] LIU Guo-Dong, XU Xin-Ke, LIU Bing-Guo, *et al*. Dispersion compensation method based on focus definition evaluation functions for high-resolution laser frequency scanning interference measurement [J]. *Optics Communications*, 2017, **386**: 57-64.

[12] XU Xin-Ke, LIU Guo-Dong, LIU Bing-Guo, *et al*. High-resolution laser frequency scanning interferometer based on fiber dispersion phase compensation [J]. *Acta Physica Sinica*(许新科, 刘国栋, 刘炳国, 等. 基于光纤色散相位补偿的高分辨率激光频率扫描干涉测量研究. 物理学报), 2015, **64**(21): 219501-219501.

[13] Xu Xin-Ke, LIU Guo-Dong, LIU Bing-Guo, *et al*. Research on the fiber dispersion and compensation in large-scale high-resolution broadband frequency-modulated continuous wave laser measurement system [J]. *Optical Engineering*, 2015, **54**(7): 074102-074102.

[14] PAN Hao, ZHANG Fu-Min, SHI Chun-Zhao, *et al*. High-precision frequency estimation for frequency modulated continuous wave laser ranging using the multiple signal classification method [J]. *Applied Optics*, 2017, **56**(24): 6956-6961.

?1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net