

doi:10.3788/gzxb20184704.0412003

一种结合两类相位调制激光多普勒频移测量的方法

杨娜¹, 杜军², 曲彦臣³, 赵卫疆³

(1 黑龙江工程学院 电气与信息工程学院, 哈尔滨 150050)

(2 哈尔滨师范大学 计算机科学与信息工程学院, 哈尔滨 150052)

(3 哈尔滨工业大学 可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150001)

摘 要:提出了一种新的激光多普勒频移测量方法,该方法以相位调制拍频信号振幅和相位作为自变量定义新函数,并以该函数作为多普勒频移鉴别参量,将两类相位调制激光多普勒频移测量方法结合,理论上将该方法的鉴别曲线、灵敏度曲线以及误差曲线等与两类相位调制方法的相应曲线进行比较,发现该方法不但继承了相位调制拍频信号振幅方法的工作方式,能够对小频移量进行测量,而且吸收了相位调制拍频信号相位方法的测量能力,具有更高的测量灵敏度和动态范围.通过实验对硬目标反射的频移可控信号光进行测量,证明了理论的正确性,而且通过调整平移参数,可以使该方法的测量动态范围提高约 26.8%,更适合对高多普勒频移量进行测量.

关键词:激光雷达;多普勒频移;相位调制;拍频;Fabry-Perot 干涉仪

中图分类号:O436

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2018)04-0412003-10

Research on a Combination of Two Kinds of Phase-modulated Laser Doppler Shift Measurement Methods

YANG Na¹, DU Jun², QU Yan-chen³, ZHAO Wei-jiang³

(1 College of Electrical and Information Engineering, Heilongjiang Institute of Technology, Harbin 150050, China)

(2 College of Computer Science and Information Engineering, Harbin Normal University, Harbin 150052, China)

(3 National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China)

Abstract: This paper presents a novel laser Doppler shift measurement method. The proposed method uses the amplitude and phase of the phase-modulated beat signal as independent variables to define a new function and uses the function as a Doppler-shifted frequency-discriminating parameter. The purpose of the proposed method is to combine the two phase-modulated laser Doppler frequency shift measurement methods. In theory, the frequency-discriminating curve, the sensitivity curve and the error curve of the proposed method are respectively compared with the corresponding curves of the two types of phase-modulated methods. It is found that the proposed method not only inherits the working mode of the phase-modulated beat frequency signal amplitude method to measure the small frequency shift amount, but also absorbs the measurement ability of the phase-modulated beat frequency signal phase method to obtain higher measurement sensitivity and dynamic range. The hard-target reflected frequency-shifted controllable signal light is measured. The experimental results not only prove the correctness of the theory, but also prove that by adjusting the translation parameters, the dynamic range of the new method can be improved by about 26.8%, which is more suitable for measuring the high Doppler frequency shift.

Key words: Lidar; Doppler shift; Phase modulation; Beat frequency; Fabry-Perot interferometer

OCIS Codes: 120.1880; 280.3340; 120.5060

基金项目:黑龙江省自然科学基金(No. F2016030)资助

第一作者:杨娜(1980-),女,讲师,博士,主要研究方向为光子晶体、激光雷达. Email:yanna9865@126.com

通讯作者:杜军(1980-),男,讲师,博士,主要研究方向为多普勒激光雷达. Email:dujun126@126.com

收稿日期:2017-10-22;录用日期:2017-12-29

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

多普勒激光雷达具有极高的测量精度和时空分辨率,已经成为目标位置、速度以及振动等信息测量的有力工具^[1-3].而其各项性能又主要取决于它所采用多普勒频移测量方法的优劣,所以对激光多普勒频移测量方法的研究已成为推动多普勒雷达性能进步与发展的关键.

基于不同原理,激光多普勒频移测量方法主要可分为:直接探测(非相干探测)和相干探测(外差探测).虽然这两种方法各自都具有显著的优势,但也都存在难以克服的不足.相干探测是利用信号光与本振光在平方率探测器上产生的拍频(差频)信号进行多普勒频移测量,由于本振光对信号光的转换增益作用,以及本振光与杂散光不具有相干性而产生的滤波作用,因而相干探测方法测量精度高^[4-6].但是,由于本振光与信号光通常不是源于光源同一时刻的出射光,而且所经历路径不同,所以为了保证它们空间和时间相干性,对光学系统以及激光器等的要求极其苛刻,难于全面工程化.

直接探测主要是利用回波信号光与出射激光通过边缘滤波器相对能量的变化来进行多普勒频移测量.由于基于 Fabry-Poret (F-P)干涉仪的双边缘技术结构简单、安全可靠、方便灵活,是最常采用的直接探测方法^[7-10].这种多普勒频移测量方法的优点是对光源和光学器件的要求宽松得多,在技术上更容易实现,但是其探测器输出信号为基带信号,系统工作带宽较大(进入系统的噪声较大),且不具有对噪声抑止的物理机制,所以测量精度较低.

正是基于上述原因,相位调制激光多普勒频移测量方法才被提出,其既保留了直接探测方法对光学系统和激光器要求宽松且工程容易实现的优势,又拥有相干探测方法高测量精度的优点.该方法采用相位调制器使信号光在原有频率成分(载波)的基础上产生正、负一阶边带,然后利用 F-P 干涉仪调整载波和边带的振幅和相位,使它们产生固定频率的拍频信号,再利用此拍频信号的振幅或相位进行多普勒频移测量^[11-14].由于产生此拍频信号的光波是同一信号光的不同频率成分,经历了相同的时间和空间,所以其空间和时间相干性自然能够保证,对光学结构和光源要求较低.利用相关检测等方法提取相位调制拍频信号的振幅与相位作为多普勒鉴频参量,可以使其具有极窄的工作带宽,有效抑制噪声,从而使其具有较高的测量精度.所以,相对于直接探测和相干探测方法,相位调制激光多普勒频移测量方法在工作原理上具有不可比拟的先天优势.

相位调制的多普勒频移测量方法具体可分为两种类型:单独利用相位调制拍频信号的振幅进行多普勒频移测量^[11-12]和单独利用相位调制拍频信号的相位进行多普勒频移测量^[13-14].在测量精度和范围上,它们又各具优势和不足.本文将这两种相位调制激光多普勒频移测量方法进行结合,使它们能够取长补短,更能适应实际要求.

1 理论分析与研究

对两种正弦相位调制激光多普勒频移测量方法的基本原理进行论述,在此基础上分析这两种方法各自的优势和不足;然后,提出将两者融合的方法;最后从理论上研究融合后的新方法在测量灵敏度和动态范围方面的优势.

1.1 正弦相位调制原理

正弦相位调制后的单频信号光可以表示为

$$E = E_0 \exp [i(\omega t + \beta \sin \Omega t)] \quad (1)$$

式中, E_0 和 ω 分别是信号光的振幅和角频率; Ω 和 β 分别是正弦相位调制角频率和调制度.

可以利用贝塞尔函数将式(1)展开成载波(原频)和一系列边带叠加的形式,即

$$E = E_0 \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} J_n(\beta) \exp [i(\omega + n\Omega)t] + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(\beta) \exp [i(\omega - n\Omega)t] \right\} \quad (2)$$

式中, J_n 为第 n 阶贝塞尔函数; $\omega \pm n\Omega$ 为正、负 n 阶边带.

由式(2)可知,在信号光振幅 E_0 为定值时,载波和各阶边带振幅的绝对值 $E_0 J_n(\beta)$ 主要取决于调制度 β 的大小.令调制度 $\beta \leq 0.9$,可以使二阶边带与载波的振幅比小于 1.4%,从而忽略二阶及以上边带,使式(2)变为^[15-17]

$$E = E_0 \{ J_0(\beta) \exp(i\omega t) + J_1(\beta) \exp [i(\omega + \Omega)t] - J_1(\beta) \exp [i(\omega - \Omega)t] \} \quad (3)$$

由于正、负一阶边带 $\omega \pm \Omega$ 的振幅相等、相位相反且具有一定的对称性,它们与载波产生的拍频信号将会相互抵消,不会在光电探测器上产生拍频输出,但如果利用 F-P 干涉仪对各频率成分的振幅和相位进行调整,破坏其对称性,就可以获得载波与边带的拍频信号,即

$$i_{\Omega} \propto E_0^2 |A_0| \cos(\Omega t - \phi_0) \quad (4)$$

式中

$$\begin{cases} |A_0| = \sqrt{A_R^2 + A_I^2} \\ \phi_0 = \arctan(A_I/A_R) \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} A_R = 2J_0 J_1 \operatorname{Re}[T(\omega)T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega)T^*(\omega)] \\ A_I = 2J_0 J_1 \operatorname{Im}[T(\omega)T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega)T^*(\omega)] \end{cases} \quad (6)$$

式中, T 为 F-P 干涉仪的场强透过系数.

1.2 鉴频参量提取方法

由于相位调制角频率 Ω 已知,可以很容易产生与一倍调制频率拍频信号 $i_{\Omega}(t)$ 同频率的两个正交参考信号为

$$\begin{cases} i_{rs}(t) = \sin(\Omega t) \\ i_{rc}(t) = \cos(\Omega t) \end{cases} \quad (7)$$

令其与探测器输出信号 $i(t)$ 进行相关运算^[18]

$$R_{srs(c)}(\tau) = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} i(\tau) \cdot i_{rs(c)}(t + \tau) dt \quad (8)$$

当积分时间 T_c 为正弦相位调制拍频信号 i_{Ω} 周期 $T_{\Omega} = \frac{1}{\Omega}$ 的整数倍时,即 $T_c = nT_{\Omega} (n=1, 2, 3, \dots)$,探测器输出信号 $i(t)$ 中的其它频率成分(直流以及二倍调制频率拍频信号)的相关运算值恰好为零,所以式(8)变为

$$\begin{cases} R_{srs}(\tau) \propto \frac{E_0^2}{2} |A_0| \cos(\Omega\tau - \phi_0) \\ R_{src}(\tau) \propto \frac{E_0^2}{2} |A_0| \sin(\Omega\tau - \phi_0) \end{cases} \quad (9)$$

利用方程组(9)可以得到

$$E_0^2 |A_0| \propto 2 \sqrt{[R_{srs}(\tau)]^2 + [R_{src}(\tau)]^2} \quad (10)$$

$$\phi_0 = -\arctan\left[\frac{R_{src}(0)}{R_{srs}(0)}\right] \quad (11)$$

再利用信号光光强 E_0^2 的测量值以及式(10)的结果,就可以获得相位调制拍频信号 i_{Ω} 归一化振幅的绝对值 $|A_0|$. ϕ_0 和 $|A_0|$ 随频率变化曲线如图 1(a)和(b)所示,图中横坐标采用以 F-P 干涉仪某透过率峰值频率位置作为参考(原点)的相对频率坐标,并且利用 F-P 干涉仪的自由光谱范围(Free Spectral Range, FSR)进行了归一化处理.

图 1(a)中,由于 $\phi_0(\omega)$ 曲线在坐标原点有一个值为 π 的跳变,说明 A_0 的符号在该点发生了变化.如果

假设 $A_0 = \begin{cases} +|A_0| & \phi_0 > 0 \\ -|A_0| & \phi_0 < 0 \end{cases}$, 则可以得到 A_0 随频率变化的曲线,如图 1(b).

通过图 1 可以发现, $\phi_0(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线在原点两侧都存在随频率单调变化的部分,之前提出的两种相位调制多普勒频移测量方法就是分别利用 $\phi_0(\omega)$ 曲线^[13]或 $A_0(\omega)$ 曲线^[11]进行多普勒频移测量,即:由于在原点两侧, $y = \phi_0(\omega)$ (或 $y = A_0(\omega)$) 为单调函数,存在反函数 $\omega = \phi_0^{-1}(y)$ (或 $\omega = A_0^{-1}(y)$),如果频率为 ω_0 的出射光经过相位调制后得到拍频信号相位或振幅测量值 y_0 ,频率为 $\omega_0 + \omega_d$ 的回波信号光经过调制后得到相位或振幅的测量值为 y_1 ,则多普勒频移为 $\omega_d = (\omega_0 + \omega_d) - \omega_0 = A_0^{-1}(y_1) - A_0^{-1}(y_0)$ (或 $= \phi_0^{-1}(y_1) - \phi_0^{-1}(y_0)$)^[3].为了保证最大的多普勒频移测量范围,出射光频率 ω_0 应锁定到 $A_0(\omega)$ 曲线的中间位置,即图 1(a)和(b)中的原点位置,该点称为多普勒频移测量的工作点,图1(a)和(b)中的横坐标本质上代表频移量 ω_d .

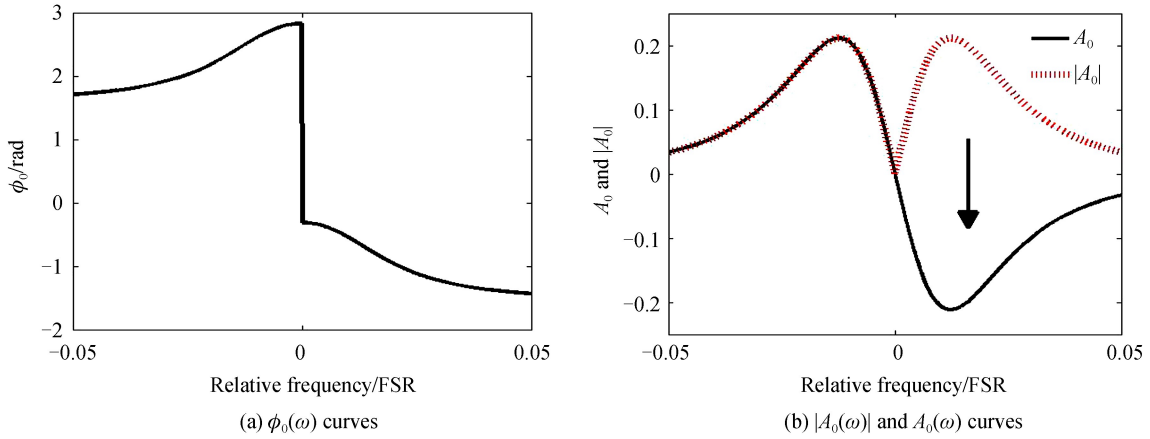


图 1 相位调制拍频信号各参量随频率变化曲线
Fig.1 The curves of phase modulation beat signal parameters changing with frequency

为了定量地比较两种相位调制多普勒频移测量方法的测量灵敏度和动态范围,它们的绝对灵敏度曲线 $\Theta_{\phi'}(\omega) = \left| \frac{d\phi'(\omega)}{d\omega} \right|$ 和 $\Theta_{A_0}(\omega) = \left| \frac{dA_0(\omega)}{d\omega} \right|$ 在图 2 中给出,其中 $\phi' = \frac{\phi_0}{\pi}$,是对相位 ϕ_0 进行归一化处理.通过观察图 2 可以发现,基于 $A_0(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量方法,虽然整体测量灵敏度较高,但由于两个灵敏度零值点间距离较小,所以频移测量动态范围比较小;基于 $\phi'(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量方法,测量范围比较大,但是整体测量灵敏度较低,并且在工作点附近测量灵敏度接近于零,所以无法对小的频移量进行测量.

1.3 两类多普勒频移测量方法结合的方法

通过上面的分析可知,这两种相位调制多普勒频移测量方法都不够完美,其中一种适合对小频移量进行测量,另一种只适合对大的频移量进行测量.正是基于这一原因,本文要给出一种能够同时利用 ϕ_0 和 A_0 两个参量进行多普勒频移测量的方法,即有机地将两种相位多普勒频移测量方法相结合,使其既能兼顾优势,又能克服不足.

首先,令 $\phi_n = \begin{cases} \phi' & \phi' > 0 \\ \phi' + 1 & \phi' < 0 \end{cases}$ 来消除 $\phi'(\omega)$ 曲线在工作点位置的跳变,

ϕ_n 随频率变化曲线如图 3;然后利用 A_0 和 ϕ_n 构造一个新的鉴频参量 A_n ,构造方式为

$$A_n = \frac{A_0}{\phi_n - \beta} \tag{12}$$

式中, β 为平移常数.

由于新定义的参量 A_n 是 A_0 和 ϕ_n 的函数,所以利用 A_n 进行多普勒频移测量,就相当于同时利用 A_0 和 ϕ_n 两个鉴频参量进行多普勒频移测量,是将两类相位调制多普勒频移测量方法融合的一种方式.

当取 $\beta=0$ 时,新鉴频参量 A_n 的频率变化曲线如图 4(a),同时为了比较,将鉴频参量 A_0 的频率变化曲

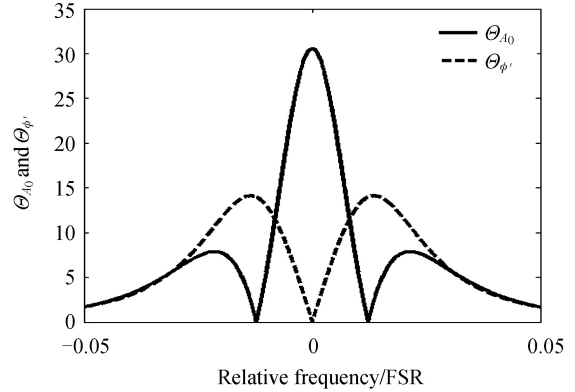


图 2 ϕ' 和 A_0 的多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{\phi'}$ 和 Θ_{A_0} 曲线
Fig.2 The Doppler shift measurement sensitivity $\Theta_{\phi'}$ and Θ_{A_0} curves of ϕ' and A_0

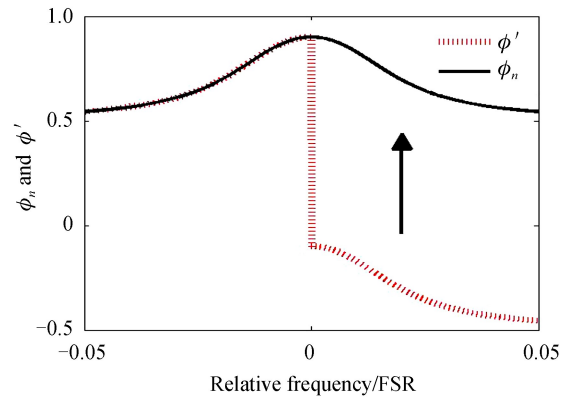


图 3 消跳变后的相位曲线
Fig.3 No transition phase curve

线也在图 4(a)中给出.通过观察图 4(a)可以发现,鉴频参量 $A_n(\omega)$ 与 $A_0(\omega)$ 曲线形状相似,都在相同的频率位置通过零点,都存在上、下两个峰值,并且峰值之间都存在随频移单调变化的曲线.这一性质说明,可以像利用 $A_0(\omega)$ 曲线那样,利用 $A_n(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量,即选择图中原点位置作为工作点,以工作点两侧单调变化的曲线作为鉴频曲线,曲线的峰值位置决定了多普勒频移测量动态范围.这就使得基于 $A_n(\omega)$ 曲线的新多普勒频移测量方法可以继承基于 $A_0(\omega)$ 曲线多普勒频移测量方法的主要特点和优势.

为了定量地比较测量灵敏度和动态范围, $A_{n(c)}$ 的多普勒频移测量绝对灵敏度 $\Theta_{A_{n(c)}}(\omega) = \left| \frac{dA_{n(c)}(\omega)}{d\omega} \right|$ 曲线在图 4(b)中给出.图 4(b)中, $\Theta_{A_{n(c)}}(\omega) = 0$ 的位置与图 4(a)中 $A_{n(c)}(\omega)$ 曲线的峰值位置相对应,来决定多普勒频移测量动态范围.通过观察图 4(b)可以发现, $A_n(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量动态范围 $(-\frac{L_1}{2} \sim \frac{L_1}{2})$ 大于 $A_0(\omega)$ 曲线的测量动态范围 $(-\frac{L_0}{2} \sim \frac{L_0}{2})$,并且在整个多普勒频移测量动态范围内, $A_n(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量绝对灵敏度 $\Theta_{A_n}(\omega)$ 大于 $A_0(\omega)$ 曲线的测量绝对灵敏度 $\Theta_{A_0}(\omega)$.可以认为 $A_n(\omega)$ 曲线具有更高的测量灵敏度和动态范围的原因是其继承了 $A_0(\omega)$ 曲线多普勒频移测量能力的基础上,又吸收了 $\phi_n(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量能力.

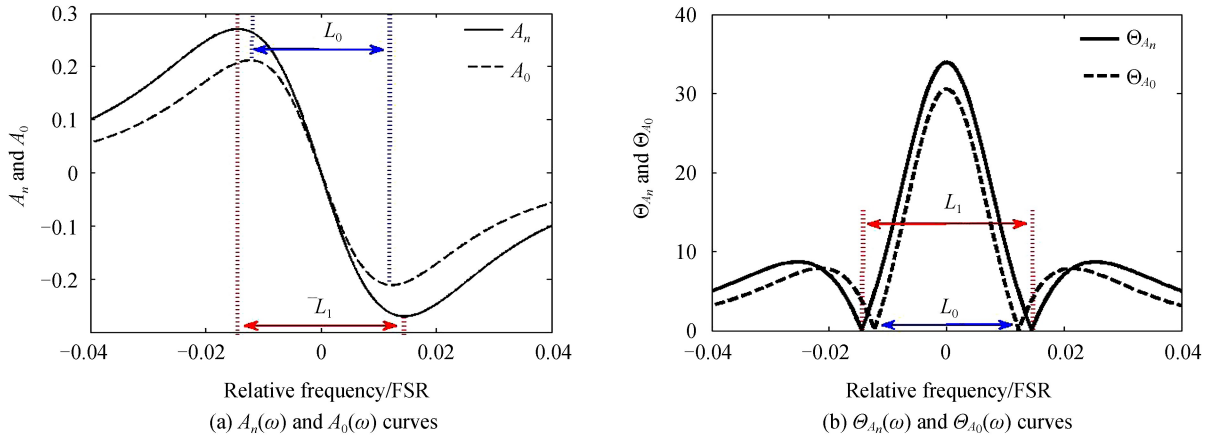


图 4 鉴频参量 $A_{n(c)}$ 及其测量灵敏度 $\Theta_{A_{n(c)}}$ 的频率变化曲线
Fig.4 The frequency curves of parameters $A_{n(c)}$ and measurement sensitivity $\Theta_{A_{n(c)}}$

2 实验研究

实验研究基于 $A_n(\omega)$ 的相位调制多普勒频移测量方法的各项性能,并与之前的两类相位调制方法相比较.首先对实验装置及其原理进行介绍.

2.1 实验装置与原理

图 5 为相位调制多普勒频移测量方法实验研究的装置框图(其主要设备的参数在表 1 中给出),该装置由光路和电路两部分组成.

实验装置的光路部分用实线表示,其光源采用(美国 NP PHOTONICS 公司生产的 RFLS 型)单纵模稳频光纤激光器,其输出光经准直后照射到固定硬目标上;经反射的信号光由凸透镜收集通过多模光纤引入到相位调制鉴频系统;进入系统的信号光经准直后,依次经过偏振片和(美国 New Focus 公司生产的 4003 型)空间电光相位调制器;然后,利用分束片将信号光分成两束,其中能量较小的信号光经凸透镜汇聚到光电探测器 1 上用于信号光光强监测,其中能量较大的信号光经过扩束镜($\times 4$ 倍)准直后垂直入射到固定厚度 F-P 标准具上,然后利用凸透镜会聚到光电探测器 2 上进行检测.

实验装置的电路部分用虚线表示,光电探测器 1 和 2 的输出信号连接到(加拿大 Alazar Tech 公司生产的 ATS9350 型)数据采集卡的两个采样通道;将信号发生器生成的正弦信号(30 MHz)分成两部分:一部分经驱动器放大后传递给相位调制器对信号光进行相位调制,另一部分连接到数据采集卡的外触发通道作为触发源;将模拟量输出卡的输出电压通过接线加载到光纤激光器内部压电陶瓷上;通过 RS232 串口线将计算机与光纤激光器相连.

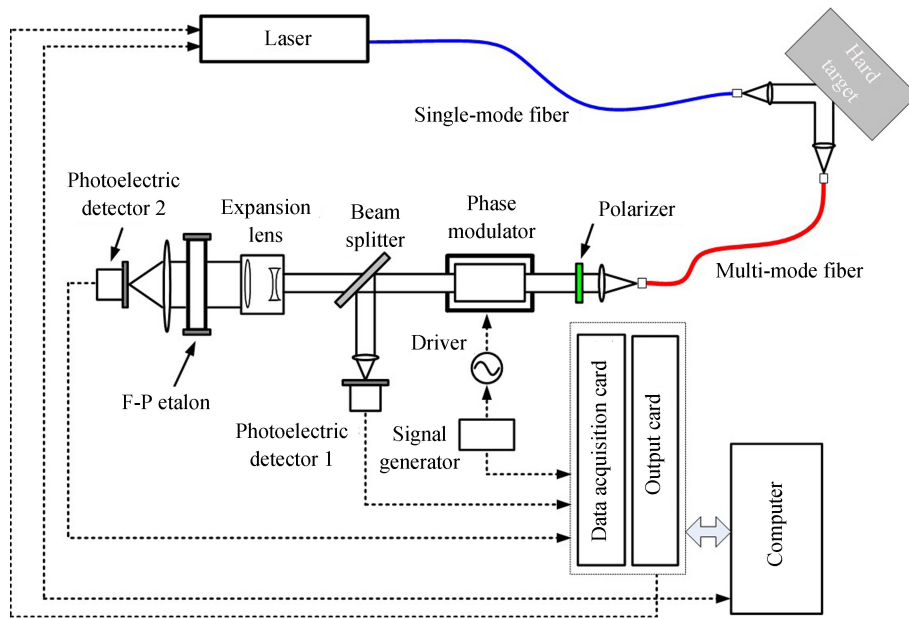


图5 实验装置框图

Fig.5 Experimental device block diagram

表1 实验设备主要参数

Table 1 Experimental equipment main parameters

	Parameters	Value
Laser	Wavelength	1 064 nm
	Output power	50 mW
	Line width	<50 kHz
	Frequency tune	Thermal: >20 GHz Fast: ± 200 MHz
Phase modulator	Operating frequency	DC-100 MHz
	Material	MgO : LiNbO ₃
	Aperture	2 mm
	Maximum input power	4 W/mm ²
	Modulation depth	15 mrad/V
	RF bandwidth	100 MHz
F-P etalon	Thickness	2 cm
	Surfaced reflectivity	90%
	Surface fineness	25
Data acquisition card	Sampling rate	500 MS/s to 1 kS/s
	Channels	2
	Resolution	12 bit
	Bandwidth	250 MHz
Output card	Resolution	16 bit
	Output voltage range	-5 V ~ +5 V

本实验利用了 NP PHOTONICS 光纤激光器提供的两种频率调谐方式.一种是通过计算机程序控制模拟量输出卡的输出电压,从而改变光纤激光器内部压电陶瓷上的加载电压,就可以实现出射光频率快调谐.另外一种是在计算机上利用 NP PHOTONICS 公司提供的激光器操控软件,调整激光器内部温度,从而调节激光器的输出光频率(调节比例大概为 1 GHz/K),其调节范围更大.

在出射光频率固定的情况下,通过导轨等装置可以使硬目标运动从而产生回波信号光的多普勒频移,但是这种方式不仅增加了实验成本和难度,而且对信号光频移量大小的调节会受到很多的限制,对研究多普勒频移测量方法本身并不会产生过多贡献.在本实验中,通过调整出射激光频率来模拟硬目标产生的多普勒频

移,其与运动目标产生的多普勒频移效果是一样的,而且成本低、实现难度小、频移量可控,这对于全面的研究多普勒频移测量方法的各项性质具有一定的意义.

2.2 实验方法与结果分析

通过调整激光器的内部温度,使其出射光的频率落在 F-P 标准具透过率曲线峰值位置,该点对应多普勒频移测量的工作点,然后等待其内部温度达到平衡.打开电光相位调制器,然后控制模拟量输出卡,在 $-5 \sim +5$ V 范围内,按照 0.1 V 的步长调整激光器内部压电陶瓷两端的电压,使激光器输出光的频率在 $+150 \sim -150$ MHz 范围内按 3 MHz 的步长发生改变,模拟由运动目标引起的多普勒频移.在每一次信号光频率改变后,利用数据采集卡,以 500 MHz 的采样率,同时对光电探测器 1 和 2 的输出信号进行采样;然后利用光电探测器 1 输出信号的采样值按照式(7)~(11)的方法计算出拍频信号振幅 $E_0^2 |A_0|$ 和相位参量 ϕ_0 ;同时对光电探测器 2 输出信号的采样值进行加和平均处理得到信号光光强的检测值 E_1^2 ,测量结果如图 6.

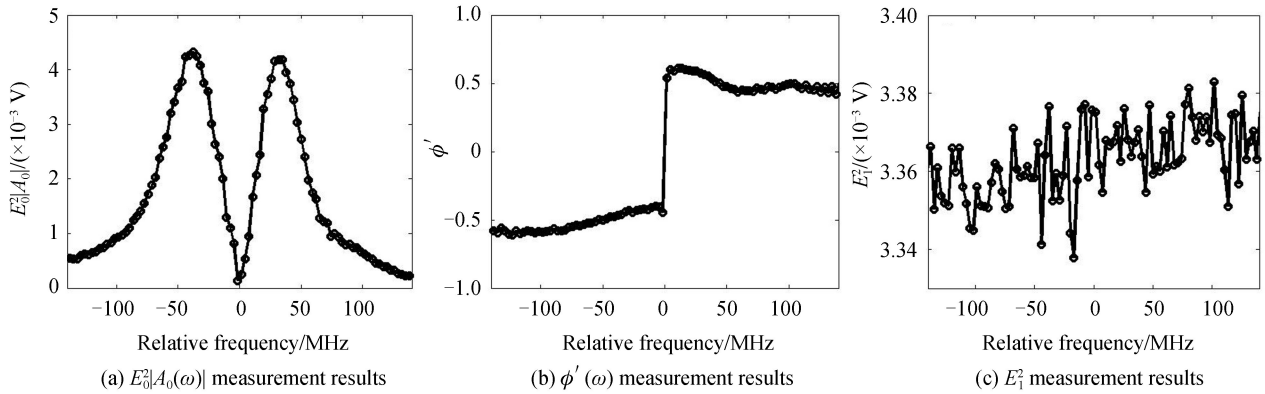


图 6 不同频移下直接实验测量结果

Fig.6 Direct experimental measurement results under different frequency shift

利用分束镜的分束比 α (实验测量值) 以及式 $|A_0| = \frac{E_0^2 |A_0|}{E_1^2 \alpha}$ 对图 6(a) 和 (c) 中的实验数据进行处理,可以获得不同频移下 $|A_0(\omega)|$ 的测量值,再利用符号规则以及图 6(b) 中 $\phi'(\omega)$ 的实验数据,就可以获得不同频移下 $A_0(\omega)$ 的测量值,如图 7(a) 所示.按照公式 $\phi_n = \begin{cases} \phi' & \phi' > 0 \\ \phi' + 1 & \phi' < 0 \end{cases}$ 对图 6(b) 中归一化的 $\phi'(\omega)$ 实验测量结果进行处理,来消除曲线突变,其结果如图 7(b).利用式(12)对图 7(a) 和 (b) 中的数据进行处理(取 $\beta=0$),可以获得不同频率下新鉴频参量 $A_n(\omega)$ 的测量值,如图 7(c).

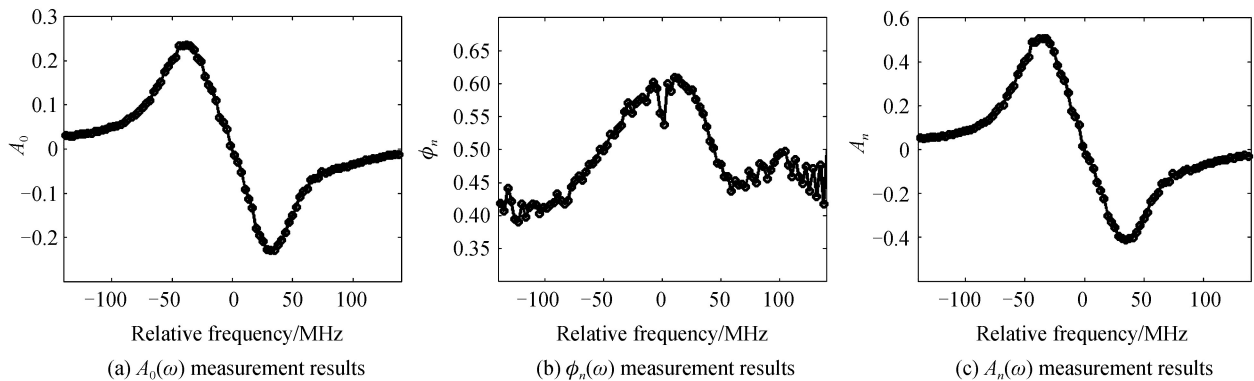
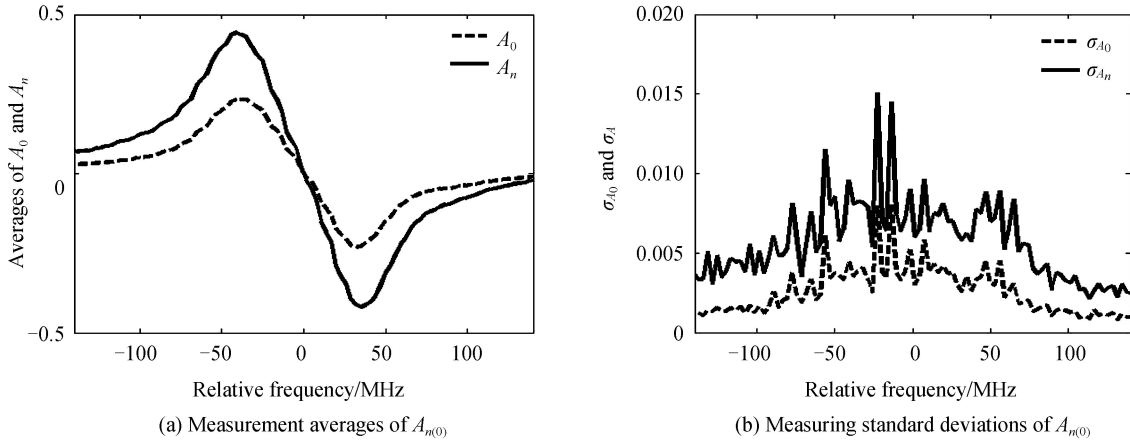


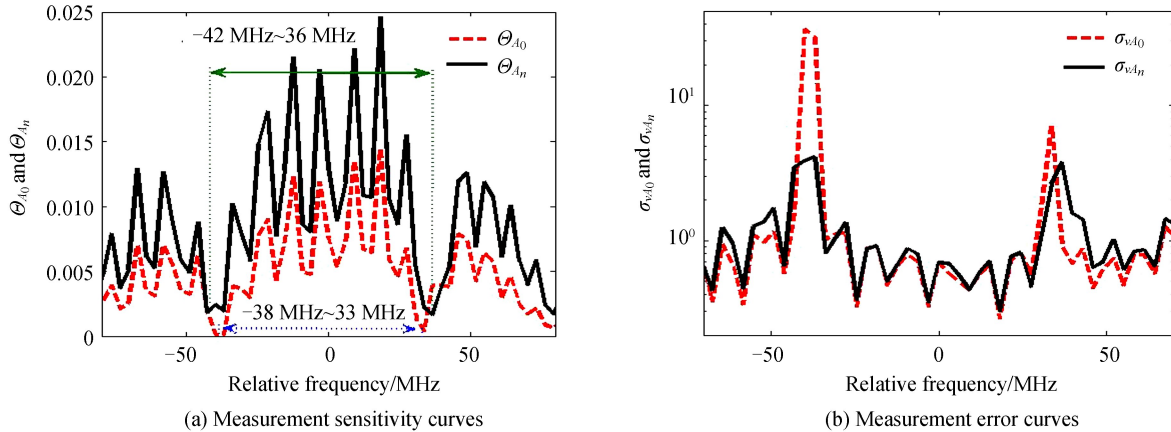
图 7 不同频移下间接测量结果

Fig.7 Indirect measurement results under different frequency shift

在实验装置保持不变的情况下,重复以上实验过程,对不同频移下的 $A_0(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$ 进行多次测量,并计算出测量结果的平均值和标准偏差,如图 8(a) 和 (b) 所示.可以发现图 8(a) 中的实验结果和图 4(a) 中的理论计算结果相似,可以证明理论的正确性.通过观察图 8(b) 可以发现, $A_n(\omega)$ 的测量标准偏差 $\sigma_{A_n}(\omega)$ 大于 $A_0(\omega)$ 的测量标准偏差 $\sigma_{A_0}(\omega)$.

图 8 不同频移下 $A_{n(0)}$ 的测量平均值和标准偏差Fig.8 The measurement averages and standard deviations of $A_{n(0)}$ under different frequency shift

利用数值计算方法,对图 8(a)中 $A_{n(0)}(\omega)$ 的测量值进行处理,可以获得它们多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A_{n(0)}}(\omega)$ 曲线,如图 9(a),再利用图 8(b)中的 $A_{n(0)}(\omega)$ 的测量误差 $\sigma_{A_{n(0)}}(\omega)$ 以及公式 $\sigma_{\nu A_{n(0)}}(\omega) = \frac{1}{\sigma_{A_{n(0)}}(\omega)\Theta_{A_{n(0)}}(\omega)}$ 可以获得它们多普勒频移测量误差 $\sigma_{\nu A_{n(0)}}(\omega)$ 曲线,如图 9(b).通过观察可以发现,图 9(a) 中的实验结果与图 4(b)中的理论结果具有相同的规律,即 $A_n(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量动态范围 ($-42 \sim 36$ MHz) 大于 $A_0(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量动态范围 ($-38 \sim 33$ MHz),并且在整个测量动态范围内 $A_n(\omega)$ 的测量灵敏度 $\Theta_{A_n}(\omega)$ 高于 $A_0(\omega)$ 的测量灵敏度 $\Theta_{A_0}(\omega)$.通过观察图 9(b)可以发现,在小多普勒频移范围内, $A_n(\omega)$ 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$ 变得略高于 $A_0(\omega)$ 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$,但随着多普勒频移的增大, $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$ 变得小于 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$,即 $A_n(\omega)$ 的测量误差 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$ 较 $A_0(\omega)$ 的测量误差 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 分布的更平均,更适合对大的多普勒频移进行测量. A_n 参量多普勒频移测量误差分布的这一特点,也是由于其不但继承了参量 A_0 多普勒频移测量误差分布特点,还融合了参量 ϕ_0 多普勒频移测量误差的分布特点.接下来利用 A_0 和 ϕ_0 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 和 $\sigma_{\nu \phi_0}(\omega)$ 曲线的分布来说明这一点.

图 9 不同频移下 $A_{n(0)}$ 的频移测量灵敏度和误差Fig.9 The measurement sensitivity and error of $A_{n(0)}$ under different frequency shift

按照同样的实验方法获得 $A_0(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$ 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 和 $\sigma_{\nu \phi_0}(\omega)$ 曲线,如图 10 所示. $\phi_0(\omega)$ 曲线适合对 $-79 \sim -27$ MHz 以及 $21 \sim 60$ MHz 范围的大多普勒频移量进行测量,但由于在 $-27 \sim 21$ MHz 范围内测量误差极高,所以无法对小的频移量进行; $A_0(\omega)$ 曲线可以对 $-38 \sim 33$ MHz 范围的小多普勒频移量进行测量.由误差传递理论可知, $A_n(\omega)$ 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$ 可以看作是 $A_0(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$ 多普勒频移的测量误差 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 和 $\sigma_{\nu \phi_0}(\omega)$ 合成的结果,所以在小频移范围内由于 $\sigma_{\nu \phi_0}(\omega)$ 较大,所以 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$ 略高于 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 但依然可以进行测量,当多普勒频移增大到接近并超过 $A_0(\omega)$ 的

测量范围的上限时, $\sigma_{vA_0}(\omega)$ 变得极大, 无法利用 $A_0(\omega)$ 进行测量, 但由于此时 $\sigma_{v\phi_0}(\omega)$ 变得接近最小值, 所以 $\sigma_{vA_n}(\omega)$ 依然很小, 可以进行多普勒频移测量. 所以利用 $A_n(\omega)$ 进行测量, 虽然牺牲了对小多普勒频移测量的部分精度, 但提高了对大频移测量的精度和能力, 是两种相位调制多普勒频移测量方法的有机结合.

通过图 7(b) 可知, ϕ_n 的取值范围约为 0.35~0.65, 由于 ϕ_n 是小于 1 的正数, 所以才会有 $|A_0/\phi_n| > |A_0|$, 即 $|A_n| > |A_0|$, 从而导致曲线的峰值间隔、测量灵敏度以及动态范围都要比 $A_0(\omega)$ 曲线的大 (如图 8(a) 和 9(a) 所示). 如果将整个 $\phi_n(\omega)$ 曲线向下平移 β , 移动后的曲线表示为 $\phi'_n(\omega) = \phi_n(\omega) - \beta$, 则有 $|A'_n| = |A_0/\phi'_n| > |A_n(\omega)|$, $|A_0/\phi_n| = |A_n|$, 也就是说利用平移后的 $\phi'_n(\omega)$ 构造的鉴频曲线 $A'_n(\omega)$ 将会比利用未平移的 $\phi_n(\omega)$ 曲线构造的鉴频曲线 $A_n(\omega)$ 具有更大的峰值间隔、测量灵敏度以及动态范围. 需要注意: 平移后的相位曲线必须 $\phi'_n(\omega) > 0$ 才不会改变 $A'_n(\omega)$ 曲线的形状. 所以根据图 7(b) 中 ϕ_n 的取值的范围, 最大只能将 $\phi_n(\omega)$ 曲线的下端平移 0.35. 于是为了获得最佳的测量效果, 我们取 $\beta = 0.35$, 并重新重复上述实验, 实验结果如图 11 所示, 通过观察图 11(a) 可以发现, $A'_n(\omega)$ 曲线变得比 $A_0(\omega)$ 更陡峭, 且峰值间隔更大, 从而使测量灵敏度和动态范围进一步增大. 如图 11(b) 所示, A'_n 的多普勒频移测量动态范围增大到 $-47 \sim 43$ MHz 较 A_0 的测量动态范围增大

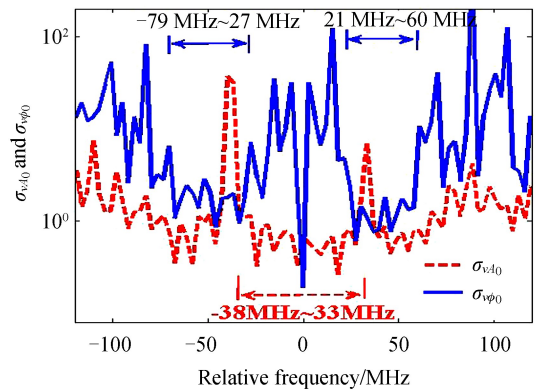


图 10 $A_0(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$ 的多普勒频移测量误差 $\sigma_{vA_0}(\omega)$ 和 $\sigma_{v\phi_0}(\omega)$ 曲线
Fig.10 The Doppler frequency shift measuring error $\sigma_{vA_0}(\omega)$ and $\sigma_{v\phi_0}(\omega)$ curves of $A_0(\omega)$ and $\phi_0(\omega)$

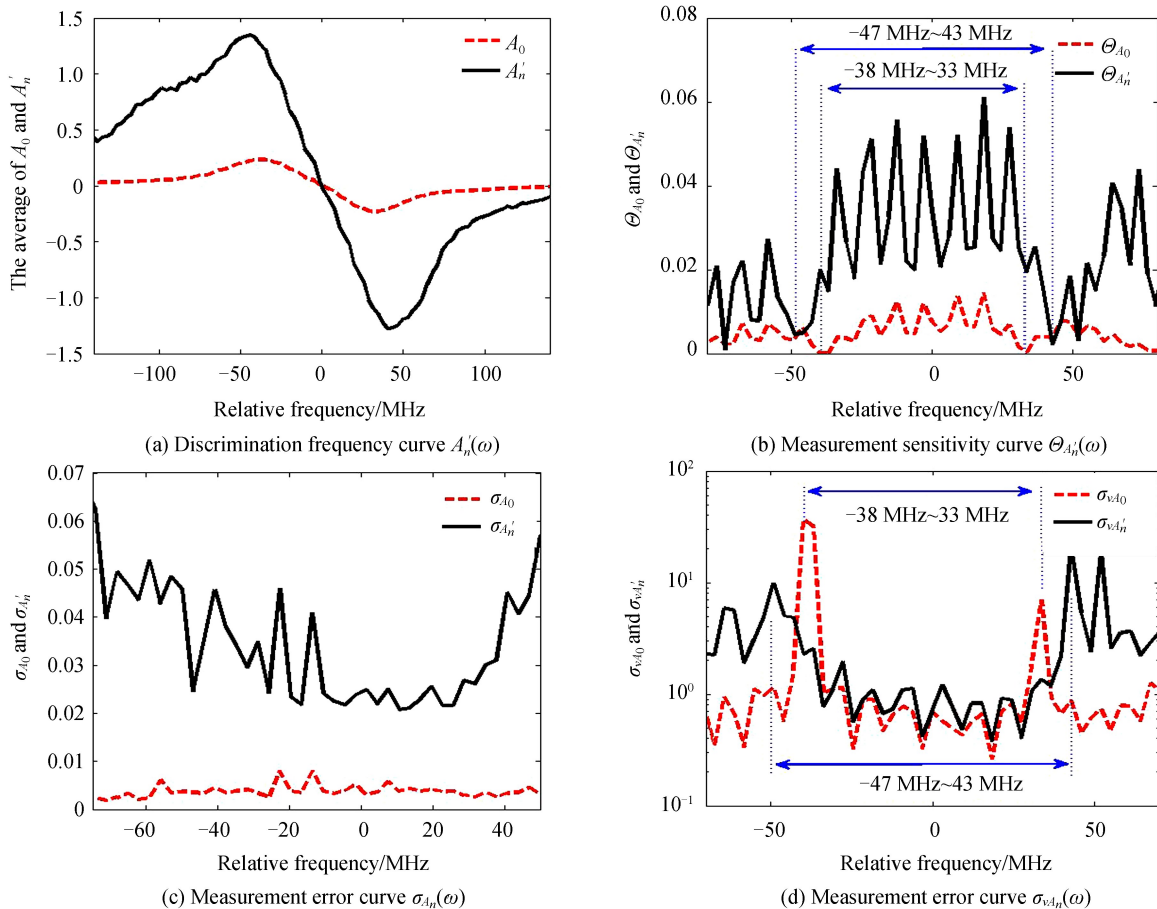


图 11 当 $\beta = 0.35$ 时的实验结果
Fig.11 Experimental results under $\beta = 0.35$

26.8%。但与此同时 A'_n 的测量误差也变大了,如图 11(c)所示.这样结果表明 ϕ_n 所起的作用进一步增大了,所以对于小的多普勒频移量的测量 $\sigma_{\nu A'_n}(\omega)$ 较 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 变得更大,但对于大的多普勒频移的测量, $\sigma_{\nu A'_n}(\omega)$ 较 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 减小得更多,从而使整个多普勒频移测量误差分布变得更均匀,并提高了对大频移测量的精度和能力.

3 结论

本文将相位调制拍频信号的振幅 A_0 与相位 ϕ_0 两个参量结合构成新的鉴频参量 A_n ,基于参量 A_n 的新相位调制激光多普勒频移测量方法,是将基于 ϕ_0 和 A_0 的两类相位调制激光多普勒频移测量方法有机地结合.由于 $A_n(\omega)$ 鉴频曲线与 $A_0(\omega)$ 鉴频曲线形状相似,使新多普勒频移测量方法可以保留基于 A_0 参量多普勒频移测量方法的工作方式和优点,同时又吸收了 ϕ_0 参量多普勒频移测量方法的测量能力,具有更高的测量灵敏度和动态范围.并且,可以根据需要来增大平移参数 β 值来增加 ϕ_0 参量对 $A_n(\omega)$ 的作用,使其更适合对更高的多普勒频移量进行测量,当 $\beta=0.35$ 可以使 $A_n(\omega)$ 的多普勒频移测量范围较 A_0 增大 26.8%.

参考文献

- [1] XIA H, DOU X, SUN D, *et al.* Mid-altitude wind measurements with mobile Rayleigh Doppler lidar incorporating system level optical frequency control method[J]. *Optics Express*, 2012, **20** (14):15286-15300.
- [2] GAO L, WANG C, LI Y, *et al.* Investigation of cross-polarized heterodyne technique for measuring refractive index and thickness of glass panels [J]. *Optics Communications*, 2010, **283**(17): 3310-3314.
- [3] TANG L, SHU Z, DONG J, *et al.* Mobile Rayleigh Doppler wind lidar based on double-edge technique [J]. *Chinese Optics Letter*, 2010, **8**(8): 726-731.
- [4] LI Y C, WANG C H, QU Y, *et al.* Numerical investigation of multi-beam laser heterodyne measurement with ultra-precision for linear expansion coefficient [J]. *Chinese Physics B*, 2011, **20**(1): 014208.
- [5] BAI Y, REN D M, ZHAO W J, *et al.* Heterodyne Doppler velocity measurement of moving targets by mode-locked pulse laser[J]. *Optics Express*, 2012, **20**(2): 764-768.
- [6] BAI Y, REN D M, ZHAO W J, *et al.* Research on heterodyne detection of a mode-locked pulse laser based on an acousto-optic frequency shift[J]. *Applied Optics*, 2010, **49**(20): 4018-4023.
- [7] XIA H, SUN D, YANG Y, *et al.* Fabry - Perot interferometer based Mie Doppler lidar for low tropospheric wind observation[J]. *Applied Optics*, 2007, **46**(29): 7120-7131.
- [8] IMAKI M, KOBAYASHI T. Ultraviolet high-spectral-resolution Doppler lidar for measuring wind field and aerosol optical properties[J]. *Applied Optics*, 2005, **44** (28): 6023-6030.
- [9] DU Jun, REN De-ming, ZHAO Wei-jiang, *et al.* Theoretical description of improving measurement accuracy for incoherence Mie doppler wind lidar[J]. *Chinese Physics B*, 2013, **22**(2): 024211.
- [10] REN D, CHEN Z, DU J, *et al.* Research on the transmission characteristic of angle tuning F-P etalon[C]. 2012 International Conference on Optoelectronics and Microelectronics, 2012, 93793: 177-181.
- [11] DU Jun, ZHAO Wei-jiang, QU Yan-chen, *et al.* Laser Doppler shift measuring method based on phase modulator and Fabry-Perot interferometer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(18): 184206.
杜军,赵卫疆,曲彦臣,等.基于相位调制器与 Fabry-Perot 干涉仪的激光多普勒频移测量方法[J].物理学报, 2013, **62** (18): 184206.
- [12] DU Jun, QU Yan-chen, ZHAO Wei-jiang, *et al.* Measuring error of phase modulation laser Doppler shift measuring method[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, **34**(7): 0712001.
杜军,曲彦臣,赵卫疆,等.相位调制激光多普勒频移测量方法的误差研究[J].光学学报, 2014,**34**(7):0712001.
- [13] QU Yan-chen, DU Jun, ZHAO Wei-jiang, *et al.* A kind of phase modulation laser Doppler shift measuring method[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, **43**(11): 1112001.
曲彦臣,杜军,赵卫疆,等.一种相位调制激光多普勒频移测量方法[J].光子学报, 2014,**43**(11):1112001.
- [14] DU Jun, LI Shi-min, ZHAO Wei-jiang, *et al.* Measuring method of virtual digital phase locking for phase modulation laser Doppler frequency parameter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, **35**(s1): s112001.
杜军,李世明,赵卫疆,等.相位调制激光多普勒鉴频参量的虚拟数字锁相测量方法[J].光学学报, 2015,**35**(s1): s112001.
- [15] ERIC D B. A Introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization[J]. *American Journal of Physics*, 2000, **69** (1): 79-87.
- [16] ZHENG Z, ZHAO C, ZHANG H, *et al.* Phase noise reduction by using dual-frequency laser in coherent detection[J]. *Optics & Laser Technology*, 2016, **80**: 169-175.
- [17] YANG Hong-zhi, ZHAO Chang-ming, ZHANG Hai-yang, *et al.* All-fiber radio frequency-modulated pulsed laser based on frequency-shift feedback loop[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, **66**(8): 184201.
杨宏志,赵长明,张海洋,等.基于频移反馈腔的全光纤射频调制脉冲激光研究[J].物理学报,2017,**66**(8):184201.
- [18] 闫行.微弱电流信号检测系统的设计[D].太原:中北大学电路与系统学科硕士学位论文, 2011, 14-25.