

相位调制激光多普勒频移测量方法的改进

杜军 杨娜 李峻灵 曲彦臣 李世明 丁云鸿 李锐

Improvement of phase modulation laser Doppler shift measurement method

Du Jun Yang Na Li Jun-Ling Qu Yan-Chen Li Shi-Ming Ding Yun-Hong Li Rui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 064204 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172049

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172049>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于大基模体积的 10 mJ 飞秒钛宝石激光再生放大器](#)

10 mJ femtosecond Ti: Sapphire regenerative amplifier with large mode size

物理学报.2017, 66(10): 104209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.104209>

[饱和功率密度下线性啁啾对交叉偏振波输出特性的影响](#)

Influence of linear chirp on the output characteristics of cross polarized wave with saturated power density

物理学报.2017, 66(9): 094206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.094206>

[18 mJ, 100 Hz 飞秒钛宝石激光放大器](#)

A 18 mJ femtosecond Ti: sapphire amplifier at 100 Hz repetition rate

物理学报.2016, 65(22): 224204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224204>

[不同 2×2 集束聚焦方式下高功率激光靶面光强分布特性](#)

Light intensity distribution of high-power laser beams on target plane under different focus system of 2×2 beam array

物理学报.2016, 65(6): 064203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064203>

[高稳定性、高质量脉冲压缩飞秒光纤激光系统研究](#)

Femtosecond fiber laser for high-stability and high-quality pulse compression

物理学报.2015, 64(16): 164207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164207>

相位调制激光多普勒频移测量方法的改进*

杜军¹⁾ 杨娜²⁾ 李峻灵^{1)†} 曲彦臣³⁾ 李世明¹⁾ 丁云鸿¹⁾ 李锐¹⁾

1) (哈尔滨师范大学计算机科学与信息工程学院, 哈尔滨 150052)

2) (黑龙江工程学院电气与信息工程学院, 哈尔滨 150050)

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 150080)

(2017年9月16日收到; 2017年11月3日收到修改稿)

本文对现有相位调制激光多普勒频移测量方法进行了改进, 通过定义新的鉴频参量来同时利用相位调制信号直流和交流分量中的有用信息进行多普勒频移测量. 由于相位调制信号直流分量中包含着调制信号光的 Fabry-Perot 干涉仪光强透过率, 所以这一改进本质上是基于 Fabry-Perot 干涉仪的边缘技术激光多普勒频移测量方法的优势引入到相位调制测量方法中, 以提高其自身的性能. 理论上证明改进后的相位调制激光多普勒频移测量方法无需对信号光的光强进行测量, 所以可以进一步简化探测系统的结构和较少噪声混入的通道. 另外, 通过对改进前后鉴频和测量灵敏度曲线进行对比, 还证明了其具有更高的测量灵敏度和动态范围. 实验上对硬目标反射的频移可控信号光进行测量, 不但证明了理论的正确性, 而且证明了改进后的相位调制激光多普勒频移测量方法, 测量动态范围提高约 1 倍, 测量标准偏差降低约 35%.

关键词: 多普勒频移, 相位调制, 拍频, Fabry-Perot 干涉仪

PACS: 42.60.-v, 42.62.-b, 42.79.Qx, 42.79.Nv

DOI: 10.7498/aps.67.20172049

1 引言

激光多普勒频移测量方法可以用于获取目标的振动和速度等信息^[1-3]. 由于其具有极高的时空分辨, 所以一直以来备受关注, 并在很多领域中得以应用, 例如: 军事伪装目标识别、全球大气风场测量等^[4,5]. 按照工作原理, 通常激光多普勒频移测量方法可以分成两类: 相干(外差)探测方法和直接(非相干)探测方法. 虽然这两种方法都有各自的优势, 但也都存在明显的不足. 相干探测方法是利用信号光和本振光产生的拍频信号来进行多普勒频移测量^[6-12]. 由于本振光对信号光的转换增益作用以及滤波作用, 理论上相干探测方法可以具有极高的测量精度. 但由于信号光与本振光所经过的路径不同, 所以为了保证它们的孔径、传播方向以及波前等相匹配以获得较高的拍频效率,

将会给光学系统及其装调带来极高的要求. 另外, 由于信号光与本振光通常不是源于光源同一时刻出射的光, 为了保证其相干性, 需要光源具有极窄的带宽和极高的频率稳定性. 所以, 相干探测方法对光学系统和光源的要求极其苛刻, 难以实现. 直接探测是利用出射光与回波信号光通过边缘滤波器的相对能量变化来进行多普勒频移测量. 由于基于 Fabry-Perot (F-P) 干涉仪的边缘技术方法结构简单、安全可靠、方便灵活, 是主要的直接探测方法^[13-16]. 虽然该方法对光源和光学系统要求不高, 容易实现, 但由于其探测器输出信号为基带信号, 且工作带宽较大, 所以进入系统的噪声功率较大, 在没有有效方法抑制噪声的情况下, 测量精度较低.

正是基于上述原因, 相位调制多普勒频移测量方法得以提出^[17-19]. 这种方法能够兼具直接探测方法和相干探测方法的优势. 经过正弦相位调制的

* 黑龙江省自然科学基金(批准号: F2016030)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: LLJJLL333@163.com

信号光,可以在其原有频率成分(载波)的基础上产生振幅相等、相位相反的正、负一阶边带,当利用F-P干涉仪调整载波与边带的振幅和相位,将会破坏其对称性,并产生固定频率的拍频信号.相位调制多普勒频移方法就是利用此拍频信号的振幅(或相位)随信号光频率变化的性质来进行多普勒频移测量.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,所以具有相同的孔径、传播方向、偏振以及波前,并且相干性也不会随探测距离的增加而降低.这就使得相位调制多普勒频移测量方法对光源和光学系统的要求较低,易于实现.利用相关检测等方法对相位调制拍频信号的振幅(或相位)进行提取,可以有效地降低系统的工作带宽,从而减小进入的噪声功率,这就使得相位调制多普勒频移测量方法可以具有极高的测量精度.

然而,由于目前对相位调制多普勒频移测量方法的研究还不够深入,所以很多方面还存在不足,有待提高.例如:由于需要额外的探测器对信号光的光强进行检测,使其系统结构较复杂且造价较高;相位调制信号直流分量中也包含大量的有用信息,但却没能够得到有效的利用,造成信息的浪费等.本文旨在对现有相位调制多普勒频移测量方法进行改进,使其可以充分地利用相位调制信号中的有用信息来弥补自身的不足,并能够进一步提升自身的性能.

2 理论研究

2.1 相位调制基本原理

在经过正弦相位调制后的单频信号光可以表示为

$$E_{in} = E_0 \exp[i(\omega t + \beta \sin \Omega t)], \quad (1)$$

其中, E_0 和 ω 分别是信号光的场强和角频率; Ω 和 β 分别是正弦相位调制角频率和调制度.

利用贝塞尔函数可将(1)式展开成载波(ω)和边带($\omega \pm n\Omega$, 阶数 $n = 1, 2, 3, \dots$)相叠加的形式^[20].当调制度 $\beta < 0.9$ 时,二阶边带与载波的振幅比小于1.4%,所以可将二阶以上边带忽略,这样(1)式可以表示为

$$E_{in} = E_0 \{ J_0(\beta) \exp(i\omega t) + J_1(\beta) \exp[i(\omega + \Omega)t] - J_1(\beta) \exp[i(\omega - \Omega)t] \}, \quad (2)$$

其中, J_0 和 J_1 分别是零阶和一阶贝塞尔函数.

(2)式中的第一项为信号光原有频率成分(载波),第二和第三项分别为振幅相等、相位相反的正、负一阶边带.令此调制信号光通过F-P干涉仪,并利用光电探测器进行测量,输出的电信号可以表示为

$$i = i_d + i_\Omega + i_{2\Omega}, \quad (3)$$

其中, i_d 为直流信号; i_Ω 为一倍调制频率 Ω 拍频信号(由载波和两个一阶边带产生); $i_{2\Omega}$ 为二倍调制频率 2Ω 拍频信号(由正、负一阶边带产生,由于强度较弱,本文不予考虑).

直流信号 i_d 可以由下式表示为^[20]:

$$i_d \propto E_0^2 [J_0^2 |T(\omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega + \Omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega - \Omega)|^2], \quad (4)$$

其中, T 为F-P干涉仪场强透过系数.

由于(4)式中F-P干涉仪场强透过系数 T 的模方为光强透过率 h , 即 $h = |T|^2$, 所以(4)式中的括号部分可以等效成调制信号光(载波与边带)的F-P干涉仪光强透过率.如果由 h' 代替, 即 $h'(\omega) = J_0^2 |T(\omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega + \Omega)|^2 + J_1^2 |T(\omega - \Omega)|^2$, 那么(4)式变为

$$i_d \propto E_0^2 h'(\omega). \quad (5)$$

一倍调制频率拍频信号 i_Ω 可以表示为^[20]:

$$i_\Omega \propto E_0^2 |A_0| \cos(\Omega t - \phi_0), \quad (6)$$

其中,

$$\begin{cases} |A_0| = \sqrt{A_R^2 + A_I^2}, \\ \phi_0 = \arctan(A_I/A_R), \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} A_R = 2J_0 J_1 \operatorname{Re}[T(\omega)T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega)T^*(\omega)], \\ A_I = 2J_0 J_1 \operatorname{Im}[T(\omega)T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega)T^*(\omega)]. \end{cases} \quad (8)$$

通过分析(5)—(8)式可以发现,直流 i_d 中调制信号光的等效F-P光强透过率 h' 以及交流 i_Ω 中的归一化振幅 $|A_0|$ 和相位 ϕ_0 都是信号光角频率 ω 的函数,理论上它们都可以作为多普勒频移鉴频参量.这三个参量随频率变化的曲线如图1所示,图中横坐标利用F-P干涉仪的自由光谱范围(free spectral range, FSR)进行了归一化处理,并且采用

以坐标原点为参考点的相对频率, 原点选择在 F-P 干涉仪光强透过率峰值位置.

在图 1 (a) 中, 用实线表示调制信号光等效 F-P 干涉仪光强透过率 h' 的频率变化曲线, 为了比较, 未调整信号光 F-P 干涉仪光强透过率 h 的频率变化曲线也在图中用虚线表示. 通过观察可以发现, $h'(\omega)$ 和 $h(\omega)$ 曲线的峰值位置相同, 形状相似. 这一特性说明, 即使对信号光进行正弦相位调制, 其等效 F-P 干涉仪光强透过率曲线依然能保留未调制情况下的主要特点, 可以像边缘技术中利用 $h(\omega)$ 曲线那样^[1], 利用 $h'(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量.

图 1 (b) 和图 1 (c) 分别为拍频信号 $i\Omega$ 归一化振幅 $|A_0|$ 和相位 ϕ_0 的频率变化曲线. 在图 1 (c) 中的原点位置, 相位 $\phi_0(\omega)$ 曲线存在一个 180° 的相位跳变, 这就说明在该点振幅 A_0 的符号发生了变化. 如果假设当 ϕ_0 为正数时, A_0 的符号为正 $A_0 = |A_0|$; 当 ϕ_0 为负数时, A_0 的符号为负

$A_0 = -|A_0|$, 就可以得到振幅 A_0 的频率变化曲线, 如图 1 (d) 所示^[17]. 图 1 (d) 中, 在原点两侧, A_0 曲线存在上、下两个峰, 在这两个峰之间存在着一段随频率单调变化的曲线. 之前提出的相位调制多普勒频移测量方法就是利用这段 A_0 曲线通过差分的方式测量回波信号光和出射光之间的多普勒频移, 即: 由于在上、下两个峰之间的频率范围内 $y = A_0(\omega)$ 为单调函数, 存在反函数 $\omega = A_0^{-1}(y)$, 如果频率为 ω_0 的出射光经过调制后得到拍频信号振幅测量值 y_0 , 频率为 $\omega_0 + \omega_d$ 的回波信号光经过调制后得到的测量值 y_1 , 则多普勒频移为 $\omega_d = (\omega_0 + \omega_d) - \omega_0 = A_0^{-1}(y_1) - A_0^{-1}(y_0)$ ^[4]. 为了保证最大的多普勒频移测量范围, 出射光频率 ω_0 应锁定到这段 A_0 曲线的中间位置, 即图 1 (d) 中的原点位置, 该点称为多普勒频移测量的工作点^[17]. 所以, 图 1 中的横坐标由于采用以工作点 (原点) 为参考的相对坐标, 本质上反映的是频移量.

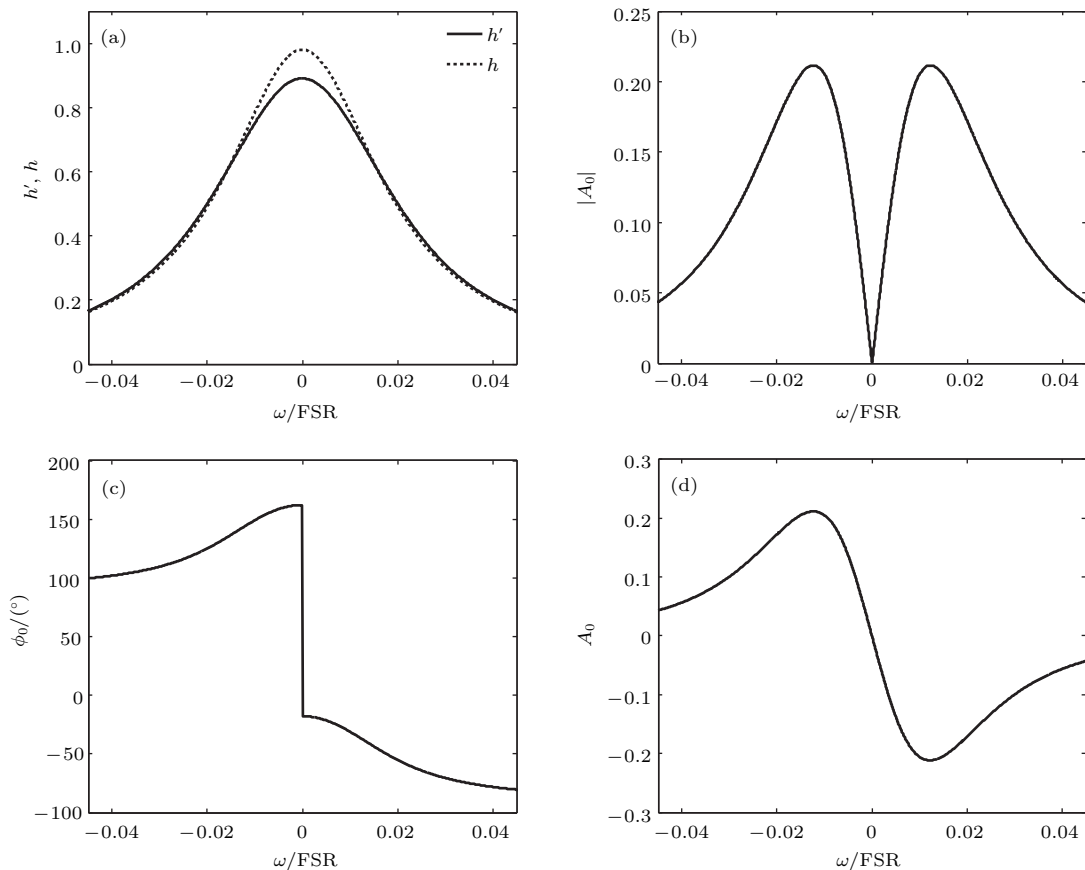


图 1 调制信号各参量随频率的变化 (a) $h'(\omega)$, $h(\omega)$; (b) $|A_0(\omega)|$; (c) $\phi_0(\omega)$; (d) $A_0(\omega)$ ^[16]

Fig. 1. Curves of modulation signal parameters changing with frequency: (a) $h'(\omega)$, $h(\omega)$; (b) $|A_0(\omega)|$; (c) $\phi_0(\omega)$; (d) $A_0(\omega)$ ^[16].

2.2 信号处理方法

定义正弦相位调制的周期为 $T_\Omega = 1/\Omega$, 通过观察 (3) 式可知, 对探测器输出信号 $i(t)$ 进行积分, 当积分时间为 $T = 2nT_\Omega (n = 1, 2, 3, \dots)$ 时, 交流分量 $i_{\Omega}(t)$ 和 $i_{2\Omega}(t)$ 的积分结果恰好等于零, 这样就可以提取出直流分量 i_d :

$$i_d(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt \propto E_0^2 h'(\omega). \quad (9)$$

由于正弦相位调制频率 Ω 已知, 很容易产生与拍频信号 $i_\Omega(t)$ 同频的两个正交参考信号^[21-23]:

$$\begin{cases} i_{rs}(t) = \sin(\Omega t), \\ i_{rc}(t) = \cos(\Omega t). \end{cases} \quad (10)$$

将 (10) 式中的两个参考信号分别与 $i(t)$ 进行相关运算^[16-18]:

$$R_{srs(c)}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) \cdot i_{rs(c)}(t - \tau) dt, \quad (11)$$

$i(t)$ 的三个分量 i_d , i_Ω 和 $i_{2\Omega}$ 将会分别进行相关运算, 当积分时间为 $T = nT_\Omega (n = 1, 2, 3, \dots)$ 时, i_d 和 $i_{2\Omega}$ 的结果恰好为零, 则 (11) 式变为

$$\begin{cases} R_{srs}(\tau) \propto \frac{E_0^2}{2} |A_0| \cos(\Omega\tau - \phi_0), \\ R_{src}(\tau) \propto \frac{E_0^2}{2} |A_0| \sin(\Omega\tau - \phi_0). \end{cases} \quad (12)$$

利用 (12) 式可以得到

$$E_0^2 |A_0| \propto 2\sqrt{[R_{srs}(\tau)]^2 + [R_{src}(\tau)]^2}, \quad (13)$$

$$\phi_0 = -\arctan[R_{src}(0)/R_{srs}(0)]. \quad (14)$$

2.3 改进方法

利用上面的信号处理方法获得直流信号 $E_0^2 h'$ 和一倍调制频率拍频信号振幅 $E_0^2 |A_0|$ 和相位 ϕ_0 , 同时对信号光的光强 E_0^2 进行测量, 就可以获得鉴频参量 h' 和 A_0 , 从而可以进行多普勒频移测量.

可以采用边缘技术方法, 利用 $h'(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量, 但要求工作点选择在 $h'(\omega)$ 曲线边缘的中间位置, 也就是图 1(a) 中 0.02 FSR 点附近^[12]; 也可以采用相位调制方法, 利用 $A_0(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量, 要求工作点选择在 $A_0(\omega)$ 曲线中间位置, 也就是图 1(d) 中原点位置. 由于需要的工作点位置不同, 所以无法简单地同时利用

$h'(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 两条鉴频曲线进行多普勒频移测量. 另外, 这两种方式都需要额外的探测器对信号光的光强 E_0^2 进行测量, 不但使系统的结构变得更为复杂, 而且也增加了噪声混入的通道.

为了能同时利用直流 i_d 和交流 i_Ω 中的有用信息, 我们定义了一个新的鉴频参量, 它的绝对值 $|A_n(\omega)|$ 可以利用测量值 $R_{srs}(\tau)$, $R_{src}(\tau)$ 和 i_d 获得:

$$\begin{aligned} |A_n(\omega)| &= \frac{2\sqrt{[R_{srs}(\tau)]^2 + [R_{src}(\tau)]^2}}{i_d} \\ &\propto \frac{E_0^2 |A_0(\omega)|}{E_0^2 h'(\omega)} \\ &= \frac{|A_0(\omega)|}{h'(\omega)}. \end{aligned} \quad (15)$$

可以看到, 在利用 (15) 式定义 $|A_n(\omega)|$ 的过程中, i_d 和 i_Ω 中信号光强度 E_0^2 被同时约掉. 这就说明, 如果利用 $A_n(\omega)$ 进行多普勒频移测量, 鉴频系统将无需对信号光的光强 E_0^2 进行直接测量, 间接利用直流 i_d 中的光强 E_0^2 信息即可, 之前与之对应的问题就会得到解决. 并且由于新定义的鉴频参量 $A_n(\omega)$ 是 $A_0(\omega)$ 和 $h'(\omega)$ 的函数, 所以采用 $A_n(\omega)$ 进行测量, 就是同时利用相位调制信号直流 i_d 和交流 i_Ω 中的多普勒频移信息.

另外, 可以使用同样的办法利用 ϕ_0 和 $|A_n(\omega)|$ 获取 $A_n(\omega)$, 即

$$A_n(\omega) = \begin{cases} |A_n(\omega)|, & \phi_0(\omega) > 0, \\ -|A_n(\omega)|, & \phi_0(\omega) < 0. \end{cases} \quad (16)$$

2.4 新鉴频参量 $A_n(\omega)$ 的理论研究

为了对比, 新鉴频参量 A_n 以及 A_0 的频移变化曲线用不同的线型在图 2(a) 中给出. 通过观察图 2(a) 可以看出, $A_n(\omega)$ 曲线存在上、下两个峰值, 并且峰值间的曲线单调变化并通过原点, 总体上与 $A_0(\omega)$ 曲线的形状相同. 这一性质说明, 能够像原相位调制方法中利用 $A_0(\omega)$ 曲线那样, 利用 $A_n(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量, 包括选择原点作为工作点. 但除此以外, $A_n(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线也存在一些重要不同点. $A_n(\omega)$ 曲线峰-峰值之间的宽度 L_n 比 $A_0(\omega)$ 曲线峰-峰值之间的宽度 L_0 要大; 并且 $A_n(\omega)$ 曲线比 $A_0(\omega)$ 曲线更为陡峭. 这表明利用 $A_n(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量将会比利用 $A_0(\omega)$ 曲线具有更高的测量动态范围和灵敏度.

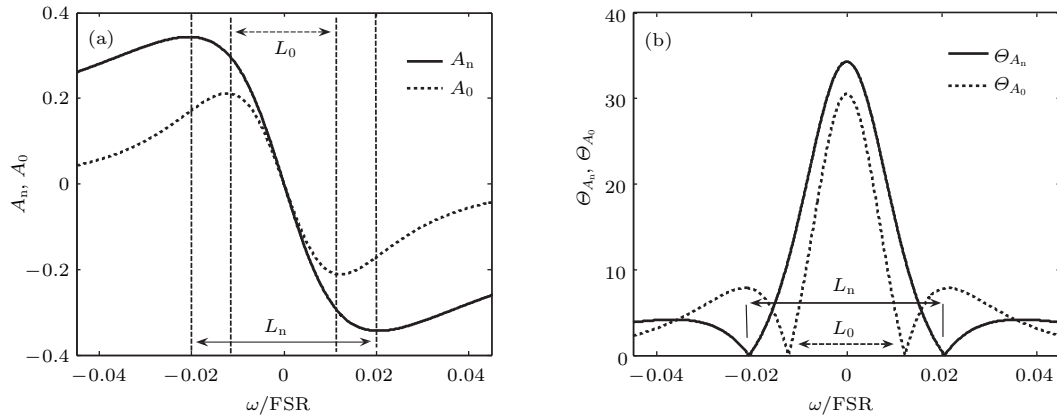


图2 A_n 和 A_0 及其绝对灵敏度 θ_{A_n} 和 θ_{A_0} 随频率的变化 (a) $A_n(\omega)$, $A_0(\omega)$; (b) $\theta_{A_n}(\omega)$, $\theta_{A_0}(\omega)$
 Fig. 2. Curves of A_n , A_0 and their absolute sensitivity θ_{A_n} and θ_{A_0} changing with frequency: (a) $A_n(\omega)$, $A_0(\omega)$; (b) $\theta_{A_n}(\omega)$, $\theta_{A_0}(\omega)$.

为了定量地比较利用 $A_n(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线进行多普勒频移测量的动态范围和灵敏度, 它们的绝对灵敏度 $\theta_{A_{n(0)}}(\omega)$ 曲线分别用不同的线型在图 2(b) 中给出, 其中 $\theta_{A_{n(0)}}(\omega) = |dA_{n(0)}(\omega)/d\omega|$. 如图 2(b) 所示, $\theta_{A_n}(\omega)$ 和 $\theta_{A_0}(\omega)$ 曲线的最大值都出现在工作点(原点)位置, 并且随着频移的增大而逐渐降低到零. 图 2(b) 中的 $\theta_{A_n} = \theta_{A_0} = 0$ 的频移位置与图 2(a) 中 $A_n(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线峰值的频率位置相对应, 决定了多普勒频移测量的动态范围. $A_n(\omega)$ 曲线的多普勒频移范围 $-\frac{L_n}{2} - \frac{L_n}{2}$ 大于 A_0 曲线的多普勒频移范围 $-\frac{L_0}{2} - \frac{L_0}{2}$, 并且在此频移测量范围内 $\theta_{A_n} > \theta_{A_0}$.

通过定义新的鉴频参量对相位调制多普勒频移测量方法进行改进, 本质上就是合理利用调制信号直流分量 i_d 中的光强 E_0^2 和多普勒频移 $h'(\omega)$ 信息, 其既可以保留原相位调制方法的工作方式, 又无需对信号光光强进行测量, 从而简化了系统结构, 减少噪声通道, 而且能进一步增加测量动态范围和测量灵敏度.

3 实验研究

3.1 实验装置及其原理

改进后相位调制多普勒频移测量方法的实验研究装置如图 3 所示. 该实验装置由光路和电路两部分组成, 在图 3 中分别用实线和虚线表示, 接下来分别对这两部分进行介绍.

该实验装置的光源采用波长为 1064 nm 的单纵模稳频光纤激光器, 其出射光被凸透镜准直后入射到固定目标上. 目标的反射信号光再被透镜会聚, 并进入多模光纤, 由多模光纤引入到鉴频系统中. 多模光纤出射的信号光经凸透镜准直后依次经过偏振片、空间光电相位调制器(调整频率为固定值 30 MHz), 然后再利用分束镜将该信号光分成透射和反射两部分, 各占信号光强度的 80% 和 20%. 反射光由光电探测器 2 进行测量, 用于监测信号光的光强度. 透射光经过 $\times 4$ 扩束后垂直入射到固体 F-P 标准具上, 该固体 F-P 标准具的厚度、表面反射率和表面精细度分别为 2 cm, 90% 和 25. 最终, 该 F-P 标准具的透射信号光经凸透镜会聚后又由光电探测器 1 进行测量.

在实验装置的电路部分中, 光电探测器 1 和 2 输出的信号连接到 12 位的数据采集卡, 该数据采集卡具有一个外触发通道和两个最高采样率为 500 MHz 的数据通道. 为了保证相位调制和数据采集的同步, 正弦信号发生器的输出信号被分成两部分, 其中一部分经过驱动器放大后连接到相位调整器, 对信号光进行正弦相位调制; 另一部分连接到数据采集卡的触发通道, 作为触发源. 将 16 位模拟量输出卡输出的 $-5 \sim 5$ V 范围的电压加载到激光器内部的压电陶瓷上, 可以使激光器出射光频率在 $-150 \sim 150$ MHz 范围内线性变化, 用于模拟信号光的多普勒频移. 另外, 可以通过调整激光器内部温度使激光器出射光频率在更大的范围内变化, 用于工作点锁定.

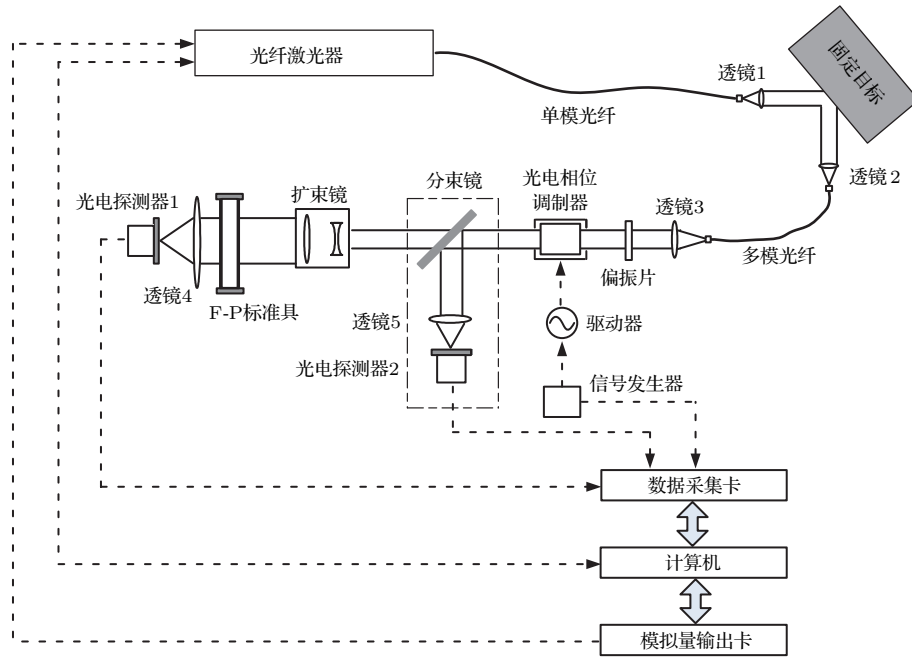


图3 实验研究装置原理图

Fig. 3. Experimental research device schematic.

需要强调的是, 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, 很难实现不同多普勒频移情况下对测量方法各项性质的研究, 对多普勒频移测量方法本身的研究并不会产生过多贡献. 为了使测量结果能够真实反映目标自身反射等方面的特性, 本文对硬目标的反射信号光进行测量; 并且在目标位置固定的情况下通过调整出射激光频率来模拟多普勒频移, 其效果与目标运动产生的多普勒频移是一样的, 而且成本低、实现难度小、频移量可控, 对于全面研究多普勒频移测量方法的各项性质具有一定意义. 另外, 图3中虚线框出的分束镜、凸透镜和光电探测器2, 对于改进后的相位调制多普勒频移方法并不是必须的, 只是用来对改进前后的方法进行比较.

3.2 实验操作及结果

调整激光器内部温度, 使出射光的频率 ω_0 落在F-P标准具某一透过率峰位置, 该点对应频移测量的工作点. 当激光器内部温度达到平衡后, 打开光电相位调制器, 并控制模拟量输出卡, 使其输

出电压从 -5 V 到 $+5\text{ V}$ 按照 0.1 V 的步长线性变化, 从而使激光器的输出光频率从 $\omega_0 + 150\text{ MHz}$ 到 $\omega_0 - 150\text{ MHz}$ 按 3 MHz 的步长变化. 在每次出射光频率改变后, 数据采集卡同时以 500 MHz 的采样率对光电探测器1和2输出的信号进行采样, 各采集500个点. 然后, 利用(9)–(14)式对光电探测器1的采样数据进行计算, 获得直流信号 $E_0^2 h'$ 以及拍频信号的振幅 $E_0^2 |A_0|$ 和相位 ϕ_0 ; 对光电探测器2的采样数据进行平均运算获得信号光强 E_1^2 . 这样就获得了不同频率下 $E_0^2 h'$, $E_0^2 |A_0|$, ϕ_0 以及 E_1^2 的测量值, 如图4(a)–(d)所示. 图4中的横坐标仍然使用以原点(工作点)为参考的相对频率坐标来表示频移, 接下再利用图4中的数据获取鉴频参量 A_0 和 A_n .

由于信号光的光强 E_0^2 可以很容易地利用光电探测器2的光强测量值 E_1^2 乘以分束镜分束比 α (实验测量值) 获得, 即 $E_0^2 = \alpha E_1^2$, 所以 $|A_0(\omega)|$ 频移曲线可以通过使用图4(a)和图4(d)中的数据以及公式 $|A_0| = \frac{E_0^2 |A_0|}{\alpha E_1^2}$ 获得. $|A_n(\omega)|$ 频移曲线可以利用图4(a)和图4(b)中的数据以及(15)式获得. 最后再利用图4(c)中的 ϕ_0 测量值以及(16)式中的符号假设, 就可以获得不同频率下 A_0 和 A_n 的测量值.

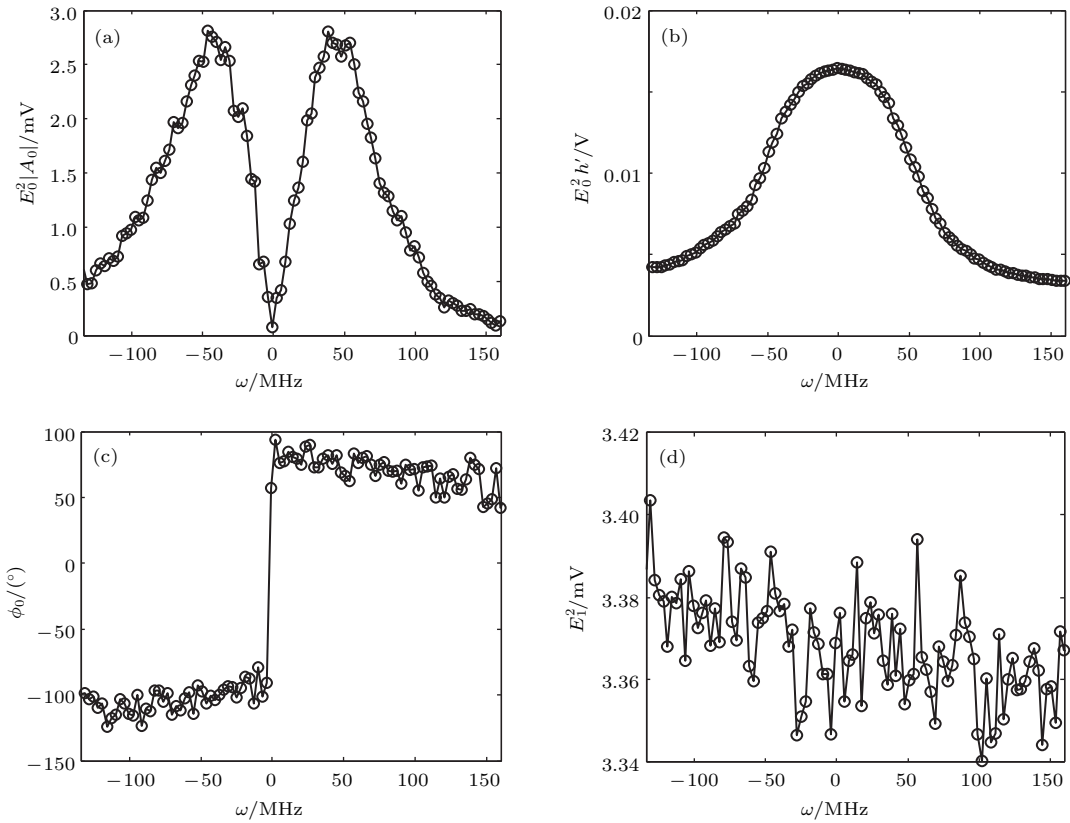


图4 不同频移下 $E_0^2|A_0|$, E_0^2h' , ϕ_0 和 E_1^2 的测量值 (a) $E_0^2|A_0(\omega)|$; (b) $E_0^2h'(\omega)$; (c) $\phi_0(\omega)$; (d) E_1^2
 Fig. 4. Measuring values of $E_0^2|A_0|$, E_0^2h' , ϕ_0 and E_1^2 under different frequency shifts: (a) $E_0^2|A_0(\omega)|$; (b) $E_0^2h'(\omega)$; (c) $\phi_0(\omega)$; (d) E_1^2 .

在每个频移位置, 都对 A_0 和 A_n 进行了多次测量并计算平均值和标准偏差, 然后分别利用不同的线型在图 5(a) 和图 5(b) 表示出来.

通过比较图 5(a) 和图 2(a) 可以看出, 实际测量的 $A_n(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 曲线与理论计算的曲线很相似, 这可以证明理论分析的正确性. 通过观

察图 5(b) 可以看到 A_n 的测量标准偏差 σ_{A_n} 大于 A_0 的测量标准偏差 σ_{A_0} . 根据误差传递理论, $\sigma_{A_n} > \sigma_{A_0}$ 的主要原因是 E_0^2h' 的测量标准偏差大于 E_1^2 的测量标准偏差. 然而, E_0^2h' 和 E_1^2 的测量标准偏差又主要依赖它们各自散粒噪声功率密度 $\sqrt{E_0^2h'}$ 和 $\sqrt{E_1^2}$ 的大小 ($\sqrt{E_0^2h'} > \sqrt{E_1^2}$).

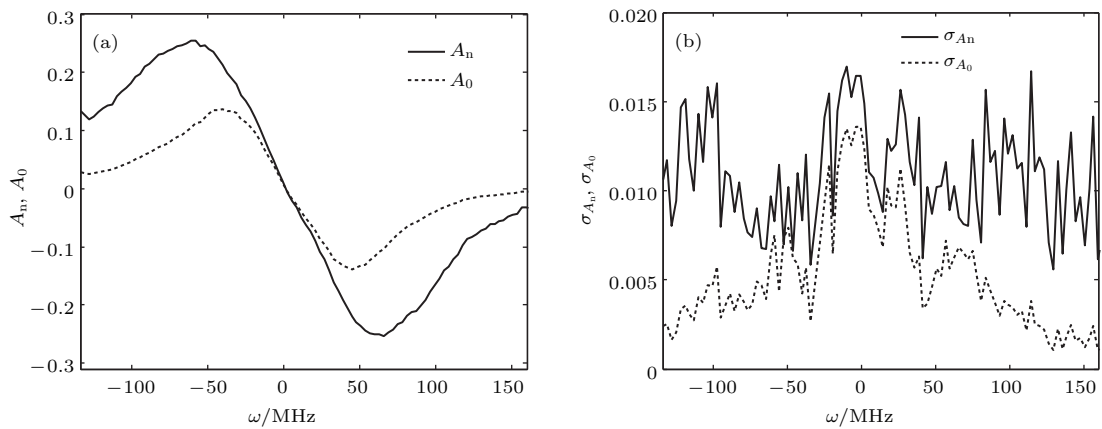


图5 A_0 和 A_n 的 (a) 测量平均值和 (b) 标准偏差曲线

Fig. 5. (a) Measurement mean values and (b) standard deviation curves of A_0 and A_n .

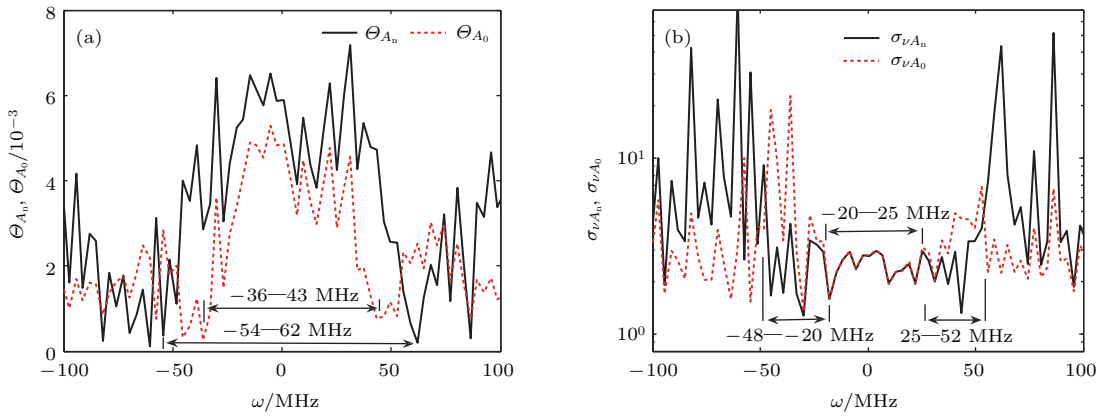


图6 多普勒频移测量灵敏度 $\Theta_{A_{0(n)}}$ 和标准偏差 $\sigma_{\nu A_{0(n)}}$ 随频移的变化 (a) $\Theta_{A_0}(\omega)$ 与 $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 与 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$
 Fig. 6. Curves of Doppler shift measuring sensitivity $\Theta_{A_{0(n)}}$ and standard deviation $\sigma_{\nu A_{0(n)}}$ changing with frequency: (a) $\Theta_{A_0}(\omega)$ and $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ and $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$.

利用数值计算方法对图5(a)中 $A_0(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$ 的测量曲线进行偏微分运算, 可以获得多普勒频移测量的绝对灵敏度 $\Theta_{A_0}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_n}(\omega)$ 曲线, 如图6(a)所示. 通过观察图6(a)中的测量曲线可以发现, A_n 的多普勒频移测量动态范围(大约为 $-54\text{--}62\text{ MHz}$) 大于 A_0 的多普勒频移测量动态范围(大约为 $-36\text{--}43\text{ MHz}$), 并且在整个测量动态范围内 $\Theta_{A_n}(\omega) > \Theta_{A_0}(\omega)$, 这与图2(b)中的理论曲线具有同样的分布规律. 利用绝对灵敏度 $\Theta_{A_{0(n)}}(\omega)$ 曲线、测量标准偏差 $\sigma_{A_{n(0)}}(\omega)$ 曲线以及计算公式 $\sigma_{\nu A_{0(n)}} = 1/(\sigma_{A_{0(n)}} \Theta_{A_{0(n)}})$ 可以获得多普勒频移测量标准偏差 $\sigma_{\nu A_{0(n)}}(\omega)$ 曲线, 如图6(b)所示. 通过观察多普勒频移测量标准偏差 $\sigma_{\nu A_0}(\omega)$ 和 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$ 的曲线分布, 可以发现大约在 $-20\text{--}25\text{ MHz}$ 较小的频移范围内, 测量标准偏差 $\sigma_{\nu A_0}$ 和 $\sigma_{\nu A_n}$ 基本相同, 但是大约在 $-48\text{--}20\text{ MHz}$ 以及 $25\text{--}52\text{ MHz}$ 较大的频移范围内, $\sigma_{\nu A_n}$ 变得小于 $\sigma_{\nu A_0}$, 这证明利用 A_n 进行多普勒频移测量总体上比利用 A_0 具有更高的测量精度.

将 $E_0^2 h'$ 和 E_1^2 测量值以及分束镜的分束比 α 代入公式 $h' = \frac{E_0^2 h'}{\alpha E_1^2}$, 可以获得 h' 的测量值. 对 h' 进行多次测量并取平均, 结果如图7中实线所示. 在保持图3中实验装置不变的情况下, 关掉相位调制器, 重复上面的实验过程获得 $E_0^2 h$ 和 E_1^2 的测量结果, 再利用公式 $h = \frac{E_0^2 h}{\alpha E_1^2}$, 获得非调制信号光的 F-P 光强透过率 h , 其多次测量的平均值如图7中虚线所示. 通过观察可以发现, 图7中的实验曲线与图1(a)的理论计算曲线相似, 可以证明理论的正确性, 即 $h'(\omega)$ 曲线与 $h(\omega)$ 曲线峰值位置相同, 形

状相似, 可以用于多普勒频移测量.

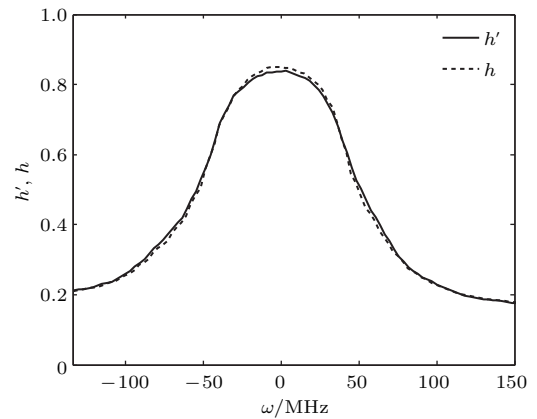


图7 $h'(\omega)$ 和 $h(\omega)$ 测量平均值曲线
 Fig. 7. Measuring mean value curves of $h'(\omega)$ and $h(\omega)$.

3.3 全功率实验结果

虽然, 上面的实验结果可以在测量精度和动态范围方面展现 A_n 的优势, 但并不充分, 因为在获取 A_n 参量的过程中只使用了信号光的部分功率, 另外的功率部分则被用于测量信号光光强, 信号光的功率大小是影响测量精度的重要因素. 在实际测量过程中, 无需对信号光的光强进行测量, 所以为了更好地展现 A_n 的优势, 图3虚框中的分束镜、透镜以及光电探测器被移除, 使信号光的全部功率通过相位调制器, 然后重复以上的实验过程, 来获得不同频率下的 $E^2 h''$, $E^2 |A'_0|$ 和 ϕ'_0 . 新的实验结果用黑色圆圈分别在图8(a)–(c)给出. 为了进一步反映测量精度和动态范围的提高程度, 之前的测量结果 $E_0^2 h'$, $E_0^2 |A_0|$ 和 ϕ_0 也分别在图8(a)–(c)给出.

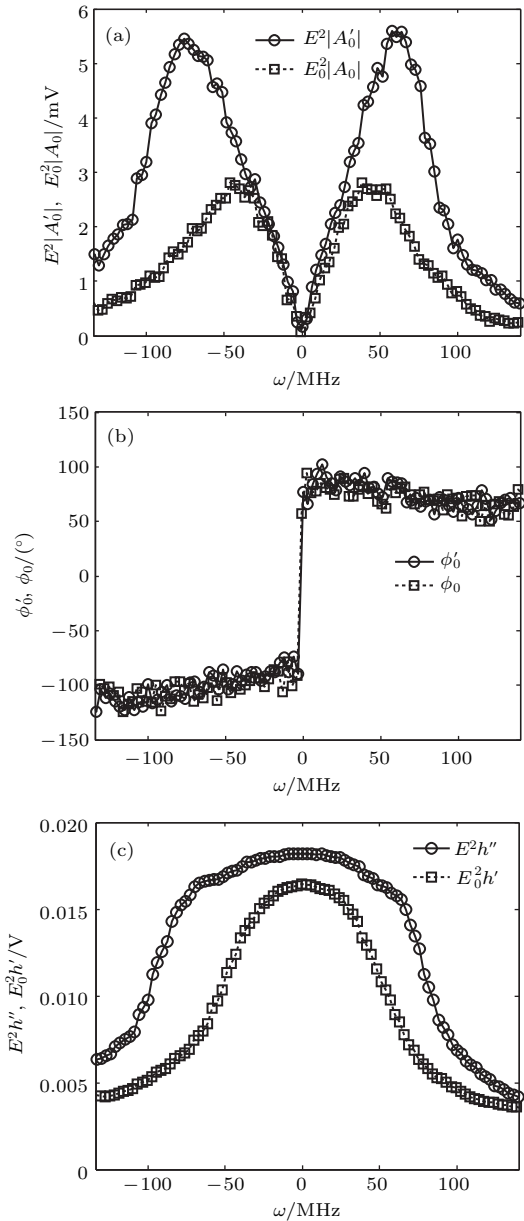


图8 不同频率下 $E^2|A'_0|$ ($E_0^2|A_0|$), $\phi'_0(\phi_0)$ 和 E^2h'' (E_0^2h') 的测量值 (a) $E^2|A'_0(\omega)|$ 和 $E_0^2|A_0(\omega)|$; (b) $\phi'_0(\omega)$ 和 $\phi_0(\omega)$; (c) $E^2h''(\omega)$ 和 $E_0^2h'(\omega)$

Fig. 8. Measuring values of $E^2|A'_0|$ ($E_0^2|A_0|$), $\phi'_0(\phi_0)$ and E^2h'' (E_0^2h') under different frequency shifts: (a) $E^2|A'_0(\omega)|$, $E_0^2|A_0(\omega)|$; (b) $\phi'_0(\omega)$, $\phi_0(\omega)$; (c) $E^2h''(\omega)$, $E_0^2h'(\omega)$.

根据前面的理论可知, 由于相位调制和F-P干涉仪等实验参数没有发生变化, 所以在去除光强探测器后, 调制信号光的F-P干涉仪光强透过率以及相位调制拍频信号的归一化振幅和相位不会发生变化, 即 $h'' = h'$, $A'_0 = A_0$ 和 $\phi'_0 = \phi_0$. 然而, 由于在两次实验中, 信号光的光强 E^2 和 E_0^2 发生了变化 ($E^2 = E_0^2 + E_1^2$ 即 $E^2 > E_0^2$), 所以有 $E^2h'' > E_0^2h'$ 和 $E^2|A'_0| > E_0^2|A_0|$, 如图8所示.

为了区分之前的实验结果, 新鉴频参量用 $A'_n = \frac{E^2h''}{E^2A'_0}$ 表示. 多次重复上述实验, 并利用测量数据获得 A'_n 的平均值和测量标准偏差, 并分别在图9(a)和图9(b)中用实线表示. 为了比较, 上一次实验 A_n 的平均值和测量标准偏差曲线也在图9(a)和图9(b)中用点线给出. 同样对图9(a)中 $A'_n(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$ 曲线进行数值偏微分运算获得绝对测量灵敏度 $\Theta_{A'_n}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_n}(\omega)$ 曲线, 并分别在图10(a)中用不同的线型表示. 再利用图9(b)和图10(a)中的实验数据计算出 A'_n 和 A_n 的多普勒频移测量标准偏差 $\sigma_{\nu A'_n}(\omega)$ 和 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$ 曲线, 并且分别用不同的线型在图10(b)中表示.

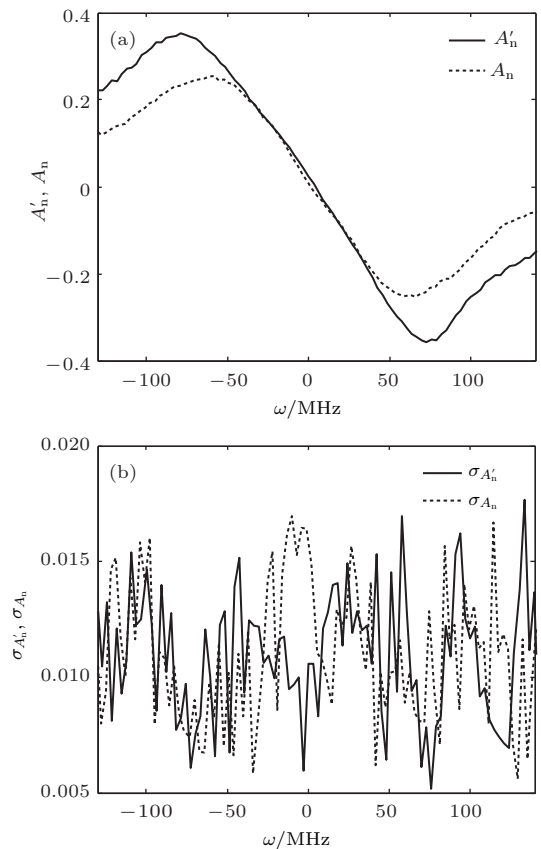


图9 A'_n 和 A_n 的 (a) 测量平均值和 (b) 标准偏差曲线

Fig. 9. (a) Curves of measurement mean values and (b) standard deviation of A'_n and A_n .

根据前面的分析, 去掉光强探测器前、后两次实验测量的 $A'_n(\omega)$ 和 $A_n(\omega)$ 曲线的形状应该基本相同. 然而, 通过观察图9(a)和图10(a), 可以发现 $A'_n(\omega)$ 曲线上、下峰之间的高度差和横向距离都要比 $A_n(\omega)$ 曲线的要大, 但斜率却基本相同, 即 $A'_n(\omega)$ 曲线的多普勒频移测量范围 $-90\text{--}80\text{ MHz}$ 比 A_n 曲线的 $-54\text{--}62\text{ MHz}$ 要大, 但它们最高可达

到的多普勒频移测量灵敏度基本相同, 这一实验结果与理论不符. 产生这一现象的可能原因是光电探测器对不同强度的信号光的响应不够线性. 通过观察图 10 (b) 可以发现, 在多普勒频移测量范围内, A'_n 的多普勒频移测量标准偏差 $\sigma_{\nu A'_n}$ 总体上比 A_n 的多普勒频移测量标准偏差 $\sigma_{\nu A_n}$ 小得多. 图 10 中的实验结果说明, 通过移除光强探测器, 使信号光的全部光功率进入相位调制多普勒频移测量系统, 将会进一步提高多普勒频移测量的动态范围和灵敏度.

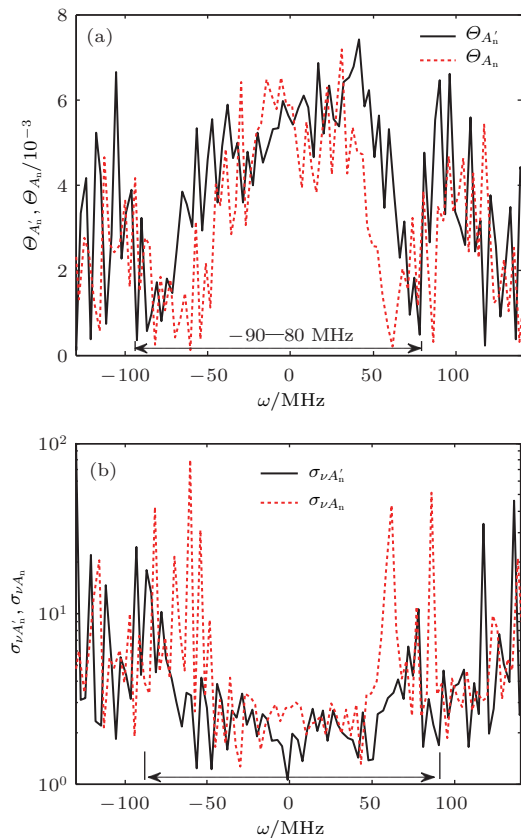


图 10 多普勒频移测量灵敏度和标准偏差曲线 (a) $\Theta_{A'_n}(\omega)$ 和 $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{\nu A'_n}(\omega)$ 和 $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$
 Fig. 10. Curves of Doppler shift measuring sensitivity and standard deviation: (a) $\Theta_{A'_n}(\omega)$ and $\Theta_{A_n}(\omega)$; (b) $\sigma_{\nu A'_n}(\omega)$ and $\sigma_{\nu A_n}(\omega)$.

通过进一步计算图 6 和图 10 中 A_0 和 A'_n 的实验数据, 可以发现, 与 A_0 相比, 利用 A'_n 进行多普勒频移测量的动态范围提高接近一倍, 可到达的最小测量标准偏差约降低 35%.

4 结 论

相位调制信号直流分量中包含了光强信息和多普勒频移信息, 但之前提出的相位调制多普勒频

移测量方法并没有对其加以利用, 造成了有效信息的浪费. 所以本文对原有相位调制多普勒频移测量方法进行了改进, 使其可以合理地利用相位调制信号直流分量中的有用信息. 改进后的相位调制多普勒频移测量方法无需光强探测器, 不但系统结构得到了简化, 而且减少噪声混入通道. 实验结果证明, 其测量动态范围提高约一倍, 测量精度提高约 35%.

参考文献

- [1] Xia H, Dou X, Sun D, Shu Z, Xue X, Han Y, Hu D, Han Y, Cheng T 2012 *Opt. Express* **20** 15286
- [2] Du Z H, Li S Q, Jiang C Z, Tao Z F, Gao H, Xie Y 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 834 (in Chinese) [杜振辉, 李淑清, 蒋诚志, 陶知非, 高华, 谢艳 2004 光学学报 **24** 834]
- [3] Yan C H, Wang T F, Zhang H Y, Lü T, Wu S S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 234208 (in Chinese) [晏春回, 王挺峰, 张合勇, 吕韬, 吴世松 2017 物理学报 **66** 234208]
- [4] Tang L, Shu Z F, Dong J H, Wang G C, Wang Y T, Xu W J, Hu D D, Chen T D, Dou X K, Sun D S, Cha H 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 726
- [5] Wen F, Ye H, Zhang X, Wang W, Li S, Wang H 2017 *Photon. Res.* **5** 676
- [6] Li Y C, Wang C H, Qu Y, Gao L, Chong H, Yang Y, Gao J, Wang A 2011 *Chin. Phys. B* **20** 014208
- [7] Li Y C, Wang C H, Gao L, Cong H F, Qu Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 044207 (in Chinese) [李彦超, 王春辉, 高龙, 从海芳, 曲杨 2012 物理学报 **61** 044207]
- [8] Bai Y, Ren D M, Zhao W, Qu Y, Qian L, Chen Z 2012 *Opt. Express* **20** 764
- [9] Bai Y, Ren D M, Zhao W, Qian L, Chen Z, Liu Y 2010 *Appl. Opt.* **49** 4018
- [10] Li Y C, Wang Y Q, Liu C Y, Yang J R, Ding Q 2016 *Appl. Phys. B* **122** 24
- [11] Fang S, Bi Z Y, Yao Y 2015 *Chin. Phys. B* **24** 074202
- [12] Li C Q, Wang T F, Zhang H Y, Xie J J, Liu L S, Guo J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 084206 (in Chinese) [李成强, 王挺峰, 张合勇, 谢京江, 刘立生, 郭劲 2016 物理学报 **65** 084206]
- [13] Xia H, Sun D, Yang Y, Shen F, Dong J, Kobayashi T 2007 *Appl. Opt.* **46** 7120
- [14] Imaki M, Kobayashi T 2005 *Appl. Opt.* **44** 6023
- [15] Du J, Ren D M, Zhao W J, Qu Y C, Chen Z L, Geng L J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024211
- [16] Shen F H, Shu Z F, Sun D S, Wang Z C, Xue X H, Chen T D, Dou X K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 030702 (in Chinese) [沈法华, 舒志峰, 孙东松, 王忠纯, 薛向辉, 陈廷娣, 窦贤康 2012 物理学报 **61** 030702]
- [17] Du J, Zhao W J, Qu Y C, Chen Z L, Geng L J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184206 (in Chinese) [杜军, 赵卫疆, 曲彦臣, 陈振雷, 耿利杰 2013 物理学报 **62** 184206]

- [18] Qu Y C, Du J, Zhao W J, Geng L J, Liu C, Zhang R L, Chen Z L 2014 *Acta Photon. Sin.* **34** 1112001 (in Chinese) [曲彦臣, 杜军, 赵卫疆, 耿利杰, 刘闯, 张瑞亮, 陈振雷 2014 光子学报 **34** 1112001]
- [19] Du J, Qu Y C, Zhao W J, Geng L J, Liu C, Zhang R L, Chen Z L 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0712001 (in Chinese) [杜军, 曲彦臣, 赵卫疆, 耿利杰, 刘闯, 张瑞亮, 陈振雷 2014 光学学报 **34** 0712001]
- [20] Eric D B 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
- [21] Zhao L, Tian X J, Liang L, Zheng C T, Wang Y D 2012 *J. Jilin Univ.* **30** 5 (in Chinese) [赵玲, 田小建, 梁磊, 郑传涛, 王一丁 2012 吉林大学学报 **30** 5]
- [22] Zheng Z, Zhao C, Zhang H, Yang S, Zhang D, Yang H, Liu J 2016 *Opt. Laser Technol.* **80** 169
- [23] Yang H Z, Zhao C M, Zhang H Y, Yang S H, Li C 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 184201 (in Chinese) [杨宏志, 赵长明, 张海洋, 杨苏辉, 李晨 2017 物理学报 **66** 184201]

Improvement of phase modulation laser Doppler shift measurement method*

Du Jun¹⁾ Yang Na²⁾ Li Jun-Ling^{1)†} Qu Yan-Chen³⁾ Li Shi-Ming¹⁾
Ding Yun-Hong¹⁾ Li Rui¹⁾

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

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

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

(Received 16 September 2017; revised manuscript received 3 November 2017)

Abstract

Sinusoidal phase-modulated signal light through the Fabry-Perot interferometer can produce a beat signal. Moreover, its amplitude monotonically changes with the signal light frequency. So the beat signal amplitude can be used to measure laser-Doppler-shift. In addition to the beat signal, the phase-modulated signal also contains a direct current (DC) signal, and it still contains a large amount of Doppler-shift information, but the information is not utilized, resulting in the waste of Doppler information. In this paper, this kind of phase-modulated laser-Doppler-shift measurement method is improved to simultaneously utilize the useful information in the DC and beat signal for the Doppler-shift measurement. The specific method is to use the ratio of beat signal amplitude to DC signal amplitude to define a new parameter used in Doppler-shift measurement. The signal light intensity terms in DC and beat signal can be eliminated, so the improved phase-modulated laser-Doppler-shift measurement method does not need to measure the signal light intensity, which makes its structure further simplified and a noise channel eliminated. By comparing the frequency change curves between the newly defined parameter and the beat signal amplitude theoretically, we find that they have the same distribution rule. This theoretical result shows that the improved phase-modulated laser-Doppler-shift measurement method will keep the same working mode as un-improved one, and can inherit its advantages. In theory, by comparing the measurement sensitivity curves, it is proved that the improved phase-modulated laser-Doppler-shift measurement method has higher measurement sensitivity and dynamic range than the un-improved one. The useful information included in the DC signal is the modulated signal light intensity transmittance of Fabry-Perot interferometer. So the improvement is essential to introduce the advantages of edge-technique laser-Doppler-shift measurement method based on the Fabry-Perot interferometer into the phase-modulated method for achieving higher performance. Two phase-modulated laser-Doppler-shift measurement methods before and after improvement are separately used to measure the frequency-shifted controllable signal light reflected by a hard object. The experimental results are in accordance with the theoretical analysis results very well. The comparison of experimental result between the two methods shows that the improved phase-modulated laser-Doppler-shift measurement method can approximately double the measurement dynamic range and reduce about 35% measurement standard deviation compared with the un-improved one.

Keywords: Doppler shift, phase-modulated, beat signal, Fabry-Perot interferometer

PACS: 42.60.-v, 42.62.-b, 42.79.Qx, 42.79.Nv

DOI: 10.7498/aps.67.20172049

* Project supported by the Natural Science Foundation of Heilongjiang Province, China (Grant No. F2016030).

† Corresponding author. E-mail: LLJLL333@163.com