

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*

杜军 赵卫疆 曲彦臣[†] 陈振雷 耿利杰

(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)

(2013年5月15日收到; 2013年6月16日收到修改稿)

提出了一种激光多普勒频移测量方法, 此方法利用正弦相位调制使信号光在原频率成分基础上产生正负一阶边带, 再由 Fabry-Perot 干涉仪对调制光振幅和相位进行调整, 使其产生固定频率的拍频信号, 利用此拍频信号的振幅随频率变化而变化的性质来进行多普勒频移测量. 通过理论分析证明该方法具有很高的测量精度, 加工装调难度不大, 兼顾了普通相干与非相干探测方法的优势. 另外通过实验证明该方法的正确性与可行性, 并通过与普通非相干方式比较发现该方法在测量精度上可以提高约 1 个数量级.

关键词: 多普勒频移, 相位调制, Fabry-Perot 干涉仪, 拍频

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

DOI: 10.7498/aps.62.184206

1 引言

激光多普勒频移测量是激光雷达和激光检测中的一项重要内容, 可以精确获取目标的速度信息, 在激光大气风场测量、制导、跟踪、加工等领域有着广泛的应用^[1-5]. 按照工作方式可分为两类: 外差检测方式(相干测量)^[6]和直接探测方法(非相干测量)^[7]. 外差探测是利用本征光与信号光的拍频信号来测量激光的多普勒频移, 此种方法由于具有很高的信噪比, 所以测量精度高. 但是为了满足拍频效率的要求, 对光束的波前以及空间分布要求很高. 另外, 因为信号光和本征光不是源于同一时间上光源出射的光脉冲对激光器的频率稳定性要求也极高^[8]. 直接探测方式中一类主要的方法为边缘技术, 其基于如 Fabry-Perot (F-P) 干涉仪这类边缘滤波器将光波频率的测量转化为对透射率的测量, 利用对源于同一激光脉冲的出射光与后向信号光通过滤波器透射率变化的测量得到多普勒频移量. 此种方法对回波光束的要求不高, 系统加工

调试难度不大, 但相对于相干探测方式测量精度不高^[9].

本文的目的就是要给出一种测量方法, 既具有外差探测信噪比高的优势, 同时又具备直接探测、相对加工装配难度不大的优势. 如果能够使信号光变成具有不同频率成分的两部分或几部分, 然后令其互相进行拍频, 通过对此拍频信号的测量来得到激光的多普勒频移信息, 那么由于不同频率成分的信号光所经过的时间和空间都一致, 就可以避免以往本征光和信号光在空间和时间上不匹配造成外差效率低和测量不准确的问题, 并降低制造装配难度. 具体的方法是通过对信号光进行(适当调制深度的)正弦相位调制, 在原有光波频率成分的两侧产生振幅相等、相位相反的正负一阶边带光, 利用 F-P 干涉仪对这三个频率光的振幅和相位进行调整, 破坏其对称性, 就会有拍频信号产生, 利用此拍频信号来进行多普勒频移的测量^[10].

虽然与此类似原理产生的拍频信号已经成功地应用于激光稳频^[11]以及原子物理学中光学共振的测量^[12], 被分别称作 Pound-Drever-Hall 技

* 中央高校基本科研业务费专项基金(批准号: HIT.NSRIF.2014043)和可调谐激光技术国家级重点实验室基金资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: quyan@hit.edu.cn

术和频率调制光谱学 (frequency-modulation spectroscopy), 但还是无法直接进行激光多普勒频移测量. 本文通过改进双锁相技术以及信号光能量检测, 同时获取拍频信号的归一化振幅与相位, 使其应用于多普勒频移测量.

2 理论分析

2.1 相位调制理论基础

单频激光或信号光经正弦相位调制后变为

$$E_{\text{in}} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)}, \quad (1)$$

其中 ω 为入射光的原频率, Ω 为相位调制器的调制频率, β 为调制度. 可以利用贝塞尔函数 J_n 将方程 (1) 展开成载波 (原频光) 与一系列边带和的形式, 当调制度 $\beta \leq 0.9$ 时, 二阶边带与载波的振幅比小于 1.4%, 二阶以上边带可以忽略, 所以 (1) 式可以写成^[10]

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

可见在适当选则调制度 β 大小的情况下, 经过相位调制后的光波包括一个具有原有频率 ω 的载波和频率分别为 $\omega + \Omega$ 和 $\omega - \Omega$ 且振幅相等相位相反的正负一阶边带. 显然当此调制光波直接入射到平方率探测器上时. 上边带 ($\omega + \Omega$) 与载波 (ω) 拍频以及下边带 ($\omega - \Omega$) 与载波 (ω) 拍频产生的光电流大小相等, 相位相反, 叠加后恰好完全抵消. 但是, 如果该束调制光输入边缘滤波器 (如 F-P 干涉仪), 导致两边带的振幅及相位发生变化, 边带的对称性遭到破坏, 则会有拍频电流输出. 通常边缘滤波器选择比较熟悉的 F-P 干涉仪. 其透射率公式为

$$T = \frac{(1 - R - A)}{\sqrt{1 - 2R \cos(\phi) + R^2}} \times \exp \left[i \arctan \left(\frac{(1 + R_s)}{(1 - R_s)} \tan \left(\frac{\phi}{2} \right) \right) \right], \quad (3)$$

其中 $\phi = 4\pi n h \cos \theta / \lambda$, λ 和 θ 为光波波长及入射角, n , h , R 和 A 分别为 F-P 干涉仪的折射率、厚度以及表面反射率和吸收 (散射) 系数. 所以调制光波经过 F-P 干涉仪后变为

$$E_{\text{out}} = E_0 J_0(\beta) T(\omega) \exp(i\omega t) + E_0 J_1(\beta) T(\omega + \Omega) \exp(i(\omega + \Omega)t) - E_0 J_1(\beta) T(\omega - \Omega) \exp(i(\omega - \Omega)t). \quad (4)$$

在光电探测器上的得到的光外差拍频信号为

$$i_s \propto |E_{\text{out}}|^2 = i_d + i_\Omega + i_{2\Omega}, \quad (5)$$

其中 i_d , i_Ω 和 $i_{2\Omega}$ 分别为直流项、一倍调制频率拍频项、二倍调制频率拍频项. 一倍调频拍频信号是有边带和载波产生的, 而二倍调频拍频信号是正负一阶边带产生的相对较弱, 在这里我们只关心一倍调制频率拍频项^[10]

$$i_\Omega = 2E_0^2 J_0 J_1 \text{Re}(T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)) \cos(\Omega t) + 2E_0^2 J_0 J_1 \text{Im}(T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)) \sin(\Omega t). \quad (6)$$

设

$$|A_0| e^{i\phi_0} = 2J_0 J_1 [T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)], \quad (7)$$

其中

$$\begin{cases} |A_0| = \sqrt{A_R^2 + A_I^2} \\ \phi_0 = \arctan(A_I/A_R) \end{cases}, \quad (8)$$

$$\begin{cases} A_R = 2J_0 J_1 \text{Re}(T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)) \\ A_I = 2J_0 J_1 \text{Im}(T(\omega) T^*(\omega + \Omega) - T(\omega - \Omega) T^*(\omega)) \end{cases}, \quad (9)$$

则 (6) 式变为

$$i_\Omega = E_0^2 |A_0| \cos(\Omega t - \phi_0). \quad (10)$$

2.2 多普勒频移测量方法

图 1(a), (b) 和 (c) 分别为 F-P 干涉仪的透射率以及一倍调制频率拍频信号中 $|A_0|$, ϕ_0 随光波频率变化的曲线. 通过图 1(c) 可以发现, 相位 ϕ_0 在 F-P 干涉仪峰值位置有一个 180° 的跳变, 说明 A_0 在此位置的符号发生了改变, 所以可以根据 $|A_0|$ 的曲线图 1(b) 以及 ϕ_0 的曲线图 1(c), 得到 A_0 随频率变化的曲线 (假定 $\phi_0 > 0$, A_0 取正; $\phi_0 < 0$, A_0 取负), 如图 1(d) 所示. 在这里我们称 A_0 为一倍调制频率拍频信号的归一化振幅. 在此曲线上下两个峰值之间, A_0 是随频率变化的单调函数, 与 F-P 干涉仪透射率峰的边缘结构类似, 所以同样也可以用其进行多普勒频移测量, 并可以把基于 F-P 干涉仪的直接探测边缘技术的测量方法移植过来.

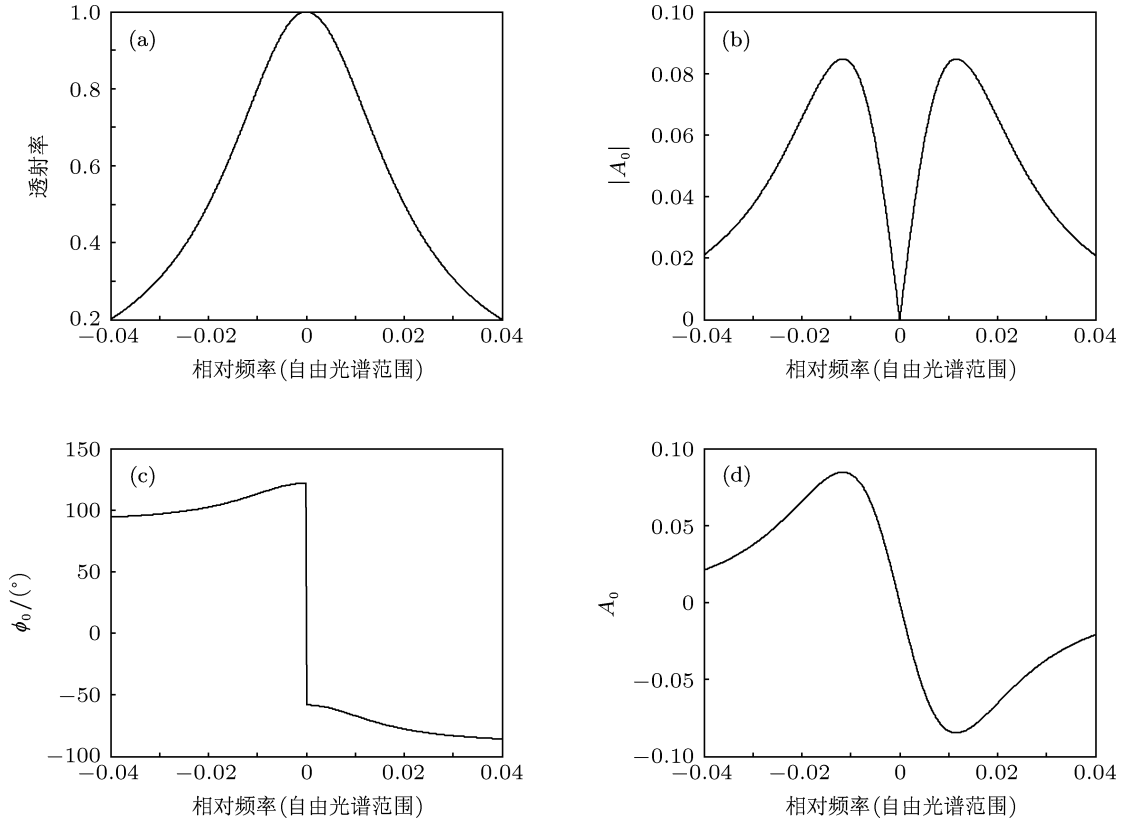


图1 当 F-P 精细度为 25, 调制频率为 4×10^{-3} 自由光谱范围, 不考虑损耗 (a) F-P 干涉仪透射率曲线; (b) 一倍调制频率拍频信号振幅 $|A_0|$; (c) 一倍调制频率拍频信号中相位 ϕ_0 ; (d) 一倍调制频率拍频信号中振幅 A_0

设在上下两个峰之间的频率范围内 $y = A_0(v)$, 则 $v = A_0^{-1}(y)$. 如果频率为 v_0 的出射激光经过调制后得到 y_0 的一倍拍频项振幅, 频率为 $v_0 + v_d$ 的具有多普勒频移的回波经过调制后得到 y_1 的一倍拍频项归一化振幅, 则多普勒频移为^[13]

$$v_d = (v_0 + v_d) - v_0 = A_0^{-1}(y_1) - A_0^{-1}(y_0), \quad (11)$$

此拍频信号的振幅 $E_0^2|A_0|$ 与信号光的强度 E_0^2 有关, 当光强改变而频率不变时, 其值也会发生变化, 所以这里要使用归一化振幅 A_0 进行频移测量. 并且利用源于同一脉冲的出射光与回波频率差作为多普勒频移, 可以避免激光频率跳变引起的误差 (见边缘技术原理^[14]). 另外, 如边缘技术中通过调整空气隙 F-P 干涉仪的厚度把激光频率始终锁定在边缘的中间位置^[15], 以确保系统长期稳定性, 也可以在这里使用.

2.3 信号提取方法

关于周期信号中振幅和相位参量的提取在通信以及信号检测领域已有很多成熟的方法, 下面是利用双锁相技术^[16] 提取实际信号中的一倍调制频

率拍频信号振幅和相位的方法. 实际探测器输出的电流为

$$i(t) = i_d(t) + i_{\Omega}(t) + i_{2\Omega}(t) + N(t), \quad (12)$$

其中 $N(t)$ 为噪声项. 利用同频率的两个参考信号

$$\begin{cases} i_{rs}(t) = \sin(\Omega t) \\ i_{rc}(t) = \cos(\Omega t) \end{cases} \quad (13)$$

与采集的信号进行相关运算

$$R_{srs(c)}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T i(\tau) \cdot i_{rs(c)}(t + \tau) dt, \quad (14)$$

由于噪声项 $N(t)$ 与参考信号不相关, 并且当积分时间 T 为调制周期的整数倍时, 直流项与二倍调制频率项的相关运算值恰好为零, 所以

$$\begin{cases} R_{srs}(\tau) = E_0^2(|A_0|/2) \cos(\Omega\tau - \phi_0) \\ R_{src}(\tau) = E_0^2(|A_0|/2) \sin(\Omega\tau - \phi_0) \end{cases} \quad (15)$$

利用方程组 (15) 可以得到

$$|A_0| = \frac{2}{E_0^2} \sqrt{[R_{srs}(\tau)]^2 + [R_{src}(\tau)]^2}, \quad (16)$$

$$\phi_0 = -\arctan \left[\frac{R_{src}(0)}{R_{srs}(0)} \right]. \quad (17)$$

可以通过对入射光的能量进行检测获得 (16) 式中 E_0^2 , 光波进入此系统前, 利用分束片分出一部分 E_c^2 并进行检测, 则入射系统的光波能量为 $E_0^2 = aE_c^2$, 其中 a 为实验测量值.

以上的拍频信号参量的提取过程相当于对信号进行带通滤波, 带宽 $B = 1/T$, 所以信噪比为

$$S/N = i_{\Omega}^2 / Bf_n, \quad (18)$$

其中 f_n 为噪声功率密度. 由于是对单一固定频率的周期信号进行滤波, 所以可以通过增加积分时间使带宽变得很窄, 以获得很高的信噪比. 这一点普通的相干检测是很难做到的, 除非牺牲测量范围来降低工作带宽. 但是随着积分时间的增加, 带宽变窄的同时信号中频移变化的细节将会被抹去, 所以在实际中也不能把积分时间设置的太长. 另外, 由于都是对周期信号进行测量, 所以普通相干检测中一些有效的信号处理方法都应该可以引入到此种方法中来.

3 实验系统与测量结果

3.1 实验系统

实验装置如图 2 所示. 利用波长为 1064 nm, 频率可调的美国 NP PHOTONICS 公司生产的 RFLS 型光纤激光器来模拟具有多普勒频移的信号光. 其出射光经单模光纤引入系统, 先经过凸透镜准直, 然后依次经过偏振片和电光相位调制器, 调制频率为固定值 30 MHz, 然后利用透射率大约为 20% 的分束片将信号光分成两束, 其中反射部分经过会聚透镜入射到光电倍增管 2 上, 作为能量监测; 透射部分经过 4× 扩束准直镜后垂直入射到固定厚度的 F-P 标准具上, 该标准具厚度 $h = 2$ cm, 表面反射率约为 $R = 90\%$, 精细度约为 $F = 25$; 利用会聚透镜将其出射光会聚到光电倍增管 1 上作为信号检测. 图 2 中虚线部分代表电路, 两个光电倍增管的输出信号连接到加拿大 Alazar Tech 公司生产 ATS9350 型数据采集卡的两个采样通道, 其最高采样率为 500 MHz, 分辨率为 12 位. 由信号发生器产生的 30 MHz 正弦信号分成两部分, 一部分作为外触发源连接到数据采集卡的外触发通道, 另一部分连接到相位调制驱动器上进行放大, 并加载到相位调制器上, 以保证调制

与采样同步. 通过国产 16 位模拟量输出卡在 -5 — 5 V 范围内产生电压输出来改变光纤激光器内部压电陶瓷的驱动电压, 使输出光的频率在 -150 — 150 MHz 范围内调整. 另外可以通过计算机操作界面来调整激光器的内部温度, 使其频率在更大范围内调整, 大约 1 GHz/K, 整个装置的工作过程由 LabView 编写的程序来完成.

本实验装置并没有采用厚度可调的空气隙 F-P 干涉仪, 而是采用相对廉价的固体 F-P 标准具, 不是通过改变 F-P 的厚度使激光频率锁定到 F-P 透射率曲线的某一位置上, 而是通过调节激光器内部温度使激光频率落在 F-P 透射率曲线的某一大概位置, 由于两者效果基本相同, 所以该装置完全可以验证此种测量方法的正确性.

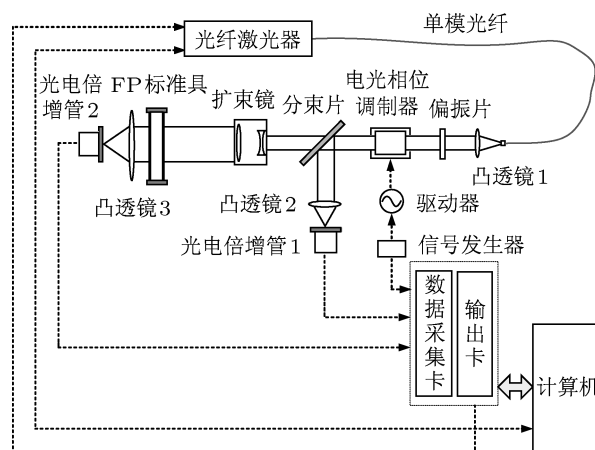


图 2 实验装置图

整个装置的工作过程如下: 首先调整激光器的温度使其出射光的频率大致落在 F-P 干涉仪透射率峰值位置, 待其温度达到平衡时开始试验; 打开电光相位调制器, 并在 -5 — 5 V 范围内模拟量输出卡按照 0.1 V 的步长改变激光器内部压电陶瓷的电压, 使输出光的频率以 3 MHz 的步长在 -150 — 150 MHz 内变化; 当每改变一次输出电压值后数据采集卡开始以 500 MHz 的采样率对两个通道分别采集 500 个数据点, 同时由 LabView 自身生成初相位为零、频率为 30 MHz 正弦和余弦参考信号; 然后对信号通道实际采集信号与生成参考信号进行相关运算, 与此同时对能量通道的数据进行加和平均处理后乘以事先得到的参数 a 从而得到 E_0^2 值; 最后利用 (16) 和 (17) 式以及 $\phi_0 > 0, A_0$ 取正; $\phi_0 < 0, A_0$ 取负的假设, 就可以得到归一化振幅 A_0 . 参数 a 的测量办法是图 2 中去掉 F-P 标准具后光电倍增管 1

与 2 测量光强的比值.

3.2 实验结果与分析

图 3(a), (c), (e) 为信号光在相对于 F-P 透射率曲线不同频率位置时信号通道光电倍增管实际输出的信号, 图 3(b), (d), (f) 为相应信号的傅里叶变换. 通过观察可以发现, 在光电倍增管的输出中有

拍频信号存在, 并且出现在 30 MHz 和 60 MHz 两个频率上, 即一倍调制频率和二倍调制频率拍频信号, 二倍调制频率项振幅小于一倍调制频率项振幅. 另外, 还可以发现图 3(a),(c),(e) 中依次光电倍增管的输出电压的绝对值在增加, 这说明光波频率正在接近 F-P 标准具的透射率峰值, 然而拍频信号的振幅先增加后降低. 这与之前的理论分析一致.

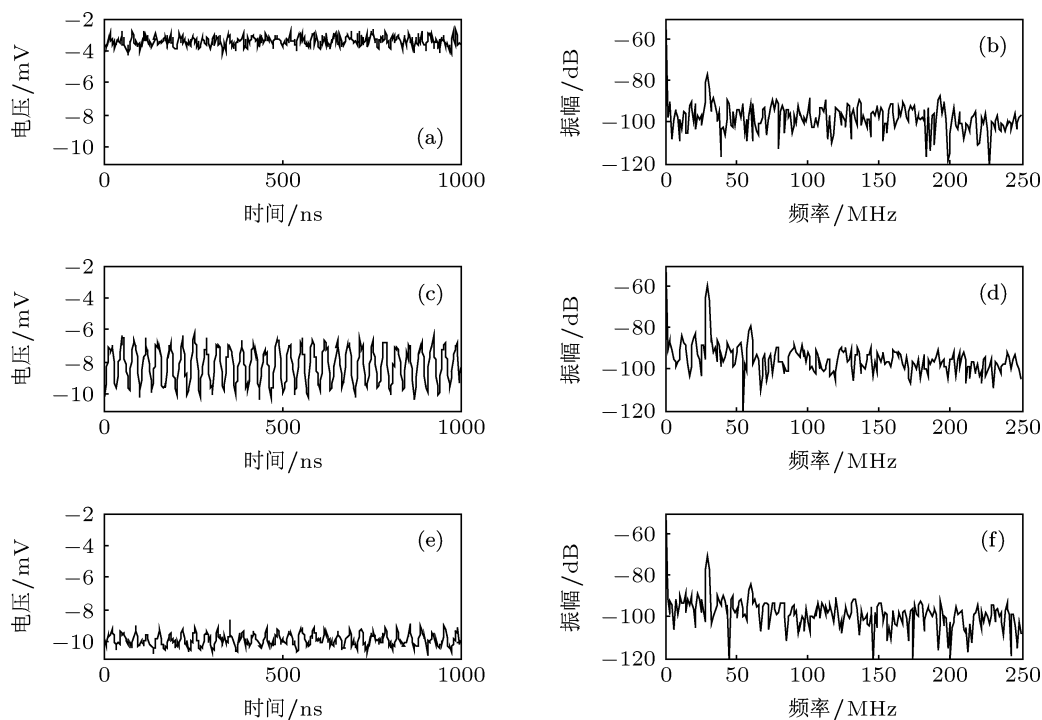


图 3 探测器输出信号

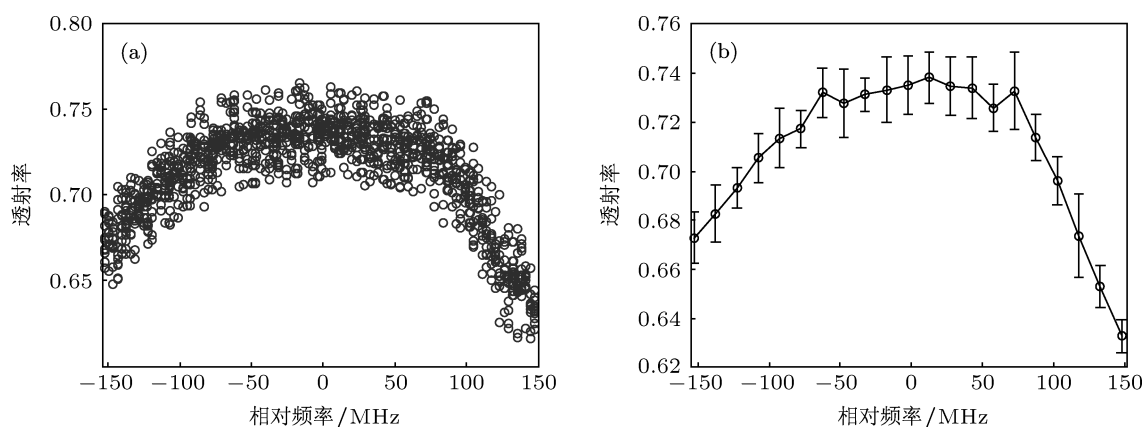


图 4 F-P 标准具透射率测量

图 4 所示为某一温度时利用压电陶瓷在 -150—150 MHz 范围内产生频移, 从而获得的 F-P 干涉仪透射率值. 图 4(a) 为 11 次测量结果, 其中每一个频率位置上的结果是 500 个采样数据的平均;

图 4(b) 为部分测量结果的平均值和标准偏差. 通过观察发现, 在此温度下出射激光频率出现在 F-P 透射率峰值位置附近, 可以进一步进行实验.

在图 4 测量结束时刻, 打开相位调制器, 进行

一倍调制频率拍频信号振幅 A_0 和相位 ϕ_0 的测量. 图 5(a), (c) 为相对于 F-P 干涉仪透射率峰值位置 $-150\text{--}150\text{ MHz}$ 频移范围的一倍调制频率拍频信号振幅和相位的 11 次测量值; 图 5(b), (d) 为部分位置测量数据的平均值和标准偏差. 由于压电陶瓷产生的频移范围相对很小, 不能够给出整个曲线的全貌, 所以以上的实验过程在适当的两次改变激光器温度后, 重复进行了两次, 目的就是在更大的范围内改变激光的输出频移, 然后再把三次实验结果拼接起来. 由于激光器温度调节的时间很长, 所以

在此过程中外界环境的温度可能会有变化, 故 F-P 干涉仪的曲线位置可能会有变化. 另外激光频率的压电陶瓷相应也可能存在一定的非线性, 所以三次试验结果在拼接式时不能完全重合, 但大致的趋势符合得很好. 按照这种方法, 可在很大频移范围内给出曲线的测量结果. 从图 6 可见, 实验得到的曲线在趋势上与理论计算的结果符合得很好, 说明一倍调制频率拍频信号的振幅 A_0 随信号光的频移有明显的改变, 可用于多普勒频移的测量.

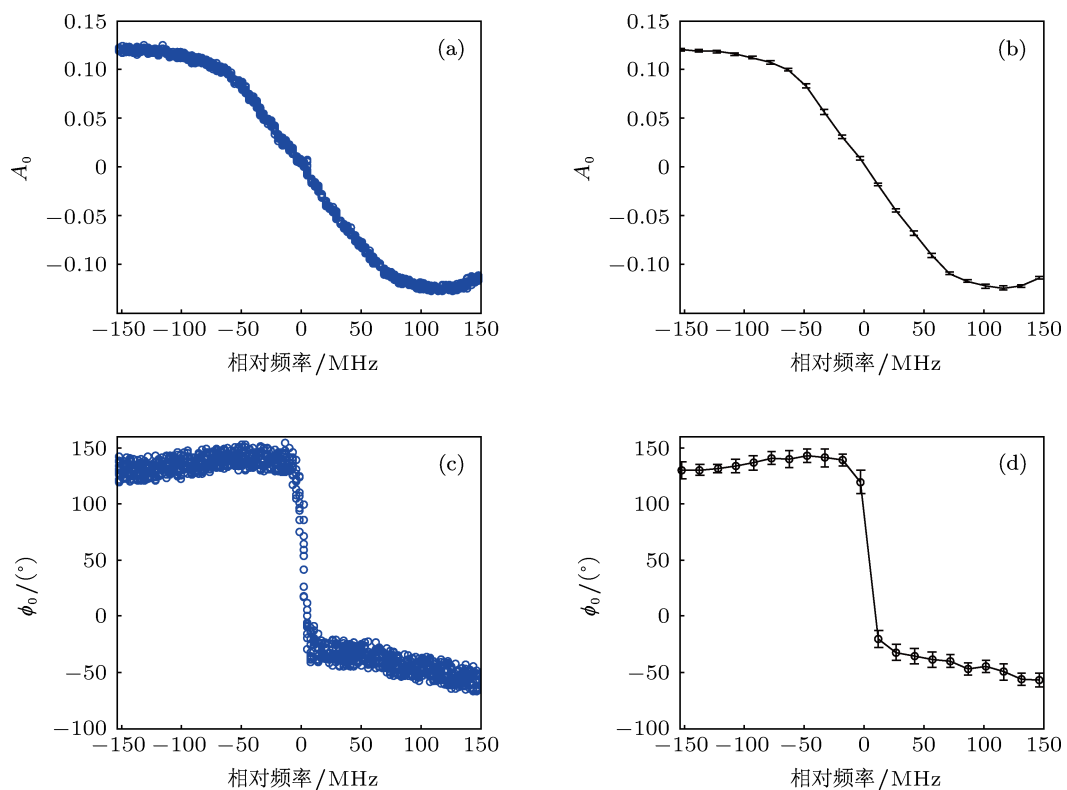


图 5 一倍调制频率拍频信号的振幅 A_0 和相位 ϕ_0 实验测量值

为了比较本文方法的优势, 将其与普通直接探测边缘技术测量结果误差进行了比较. 普通的方式是利用 F-P 干涉仪透射率曲线的边缘部分进行多普勒频移的测量, 所以其相当于图 6(b) 中红色或蓝色部分测量值的误差, 而本文方法则是利用一倍调制频率拍频信号振幅曲线峰 - 峰值之间部分进行测量, 相当于图 6(a) 中绿色部分的测量结果误差. 我们把该误差分布情况在图 7(a) 和 (b) 中给出, 图中虚线代表误差的平均值. 可以很清楚地看到本文方法误差降低了大约一个数量级. 另外通过比较图 6(a) 和 (b) 中各自边缘的斜率 (其大致反映测量灵

敏度的情况) 可以发现两种方式的测量灵敏度基本在一个数量级上并且很接近, 所以本文方法较普通直接探测边缘技术测量精度要高.

4 结论

具有一定频移的信号光经过正弦相位调制后, 在光波原频率的基础上产生正负一阶边带, 由于 F-P 干涉仪对边带和原光波振幅和相位的调整, 使其有固定频率的拍频信号产生, 并且此拍频信号的振幅和相位随着载波相对于 F-P 透射率峰的频移量变化而明显改变, 所以可以用作多普勒频移测量.

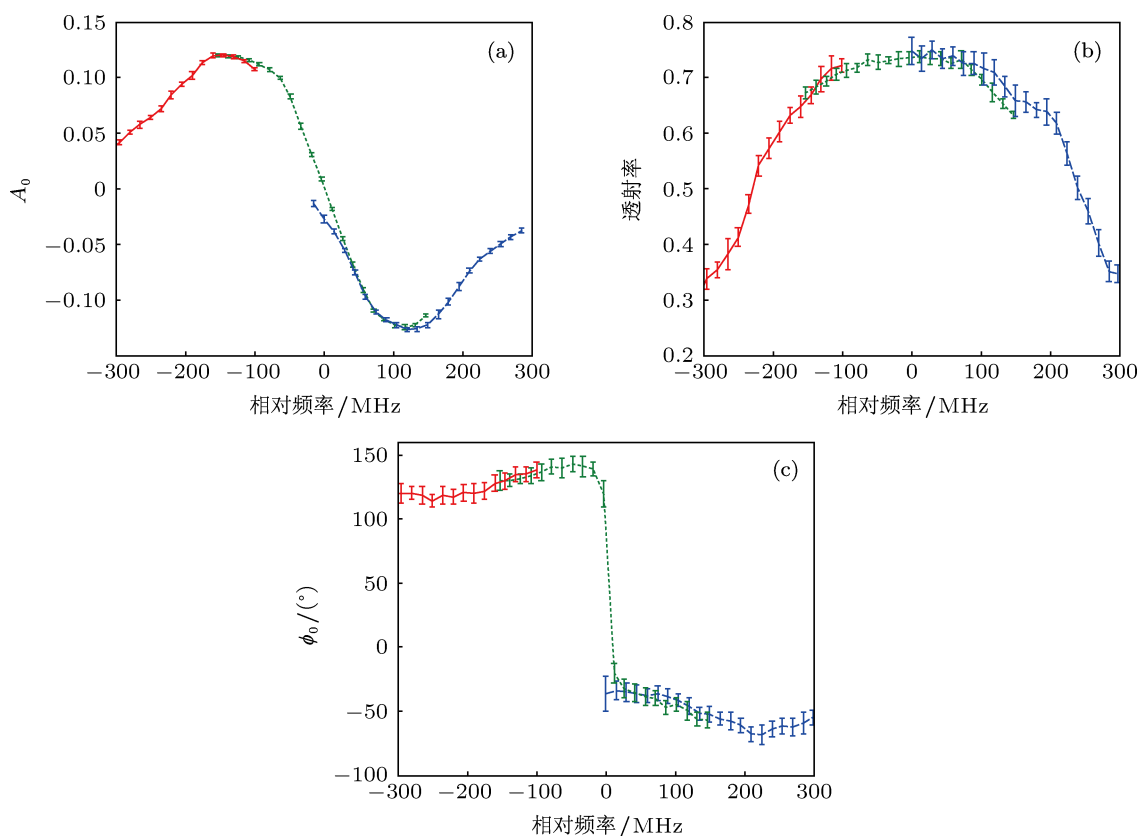


图 6 不同温度下一倍调制频率拍频信号的振幅 A_0 和相位 ϕ_0 以及 F-P 透射率实验测量值

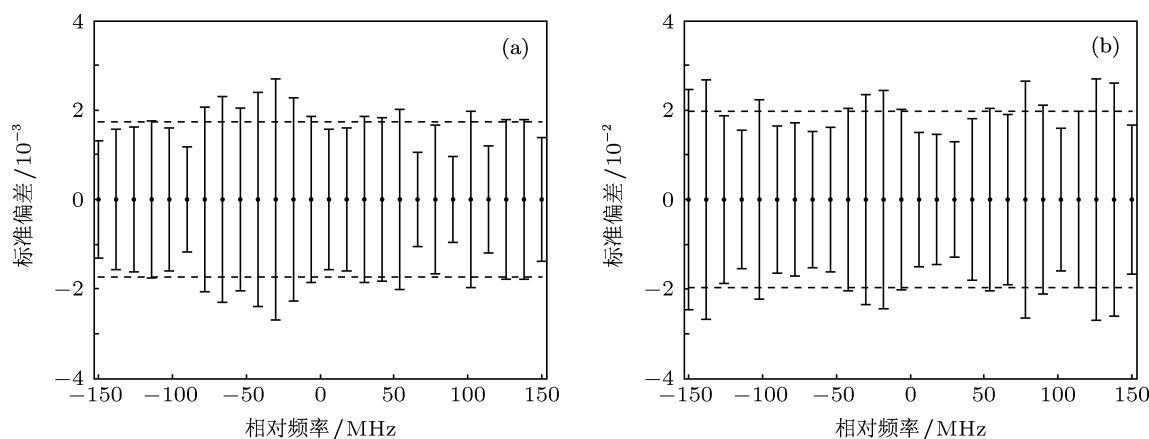


图 7 测量数据标准偏差 (a) 拍频信号振幅测量误差; (b) F-P 边缘测量误差

由于此拍频信号的频率是相位调制器的调制频率, 固定且已知, 所以对其振幅和相位的提取可以利用双锁相技术, 此种方法是最有效的微弱信号测量手段之一, 其本身相当于一个 Q 值极高的带通滤波器, 能有效地降低噪声的等效带宽, 在某些特殊的应用场合可以等于或低于普通相干检测方式的噪声带宽. 并且由于是对周期信号的采集和处理, 所以也可以非常容易地利用通信以及相干检测

中其他成熟的信号处理方法来进一步提升其信噪比. 在具有相干检测优势的同时, 该方法又可克服其加工装调难度大的不足. 另外在结构上该方法只是在原有直接探测方式的结构上增加了一个相位调制器, 所以此系统可以借鉴成熟的直接探测结构的工作方式. 所以, 本文提出的多普勒频移测量方法是之前两种主要测量方法优势的提升, 具有广阔的应用前景.

- [1] Jia X J, Liu F N, Fu S G, Liu Y G, Yuan S Z, Dong X Y 2007 *Chin. Phys.* **16** 2993
- [2] Han K, Xu X J, Zhou P, Ma Y X, Wang X L, Liu Z J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074206 (in Chinese) [韩凯, 许晓军, 周朴, 马阎星, 王小林, 刘泽金 2011 物理学报 **60** 074206]
- [3] 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]
- [4] Qin J X, Xi L X, Zhang X G, Tian F 2011 *Chin. Phys. B* **20** 114201
- [5] Wang X L, Zhou P, Ma Y X, Ma H T, Xu X J, Liu Z J, Zhao Y J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5474 (in Chinese) [王小林, 周朴, 马阎星, 马浩统, 许晓军, 刘泽金, 赵伊君 2010 物理学报 **59** 5474]
- [6] Bai Y, Zhao W J, Ren D M, Qu Y C, Liu C, Yuan J H, Qian L M, Chen Z L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094218 (in Chinese) [白岩, 赵卫疆, 任德明, 曲彦臣, 刘闯, 袁晋鹤, 钱黎明, 陈振雷 2012 物理学报 **61** 094218]
- [7] 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]
- [8] Pu L L, Zhou Y, Sun J F, Shen B L, Lu W, Liu L R 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 1228002 (in Chinese) [濮莉莉, 周煜, 孙剑锋, 沈宝良, 鲁伟, 刘立人 2011 光学学报 **31** 1228002]
- [9] Du J, Ren D M, Zhao W J, Qu Y C, Chen Z L, Geng L J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024211
- [10] Eric D B 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
- [11] Seel S, Storz R, Ruoso G, Mlynek J, Schiller S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4741
- [12] Gary C B 1980 *Opt. Lett.* **5** 15
- [13] 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
- [14] Xia H Y, Dou X K, Sun D S, Shu Z F, Xue X H, Han Y, Hu D D, Han Y L, Cheng T D 2012 *Opt. Express* **20** 15286
- [15] Xia H, Sun D, Yang Y, Shen F, Dong J, Kobayashi T 2007 *Appl. Opt.* **46** 7120
- [16] 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]

Laser Doppler shift measuring method based on phase modulator and Fabry-Perot interferometer*

Du Jun Zhao Wei-Jiang Qu Yan-Chen[†] Chen Zhen-Lei Geng Li-Jie

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

(Received 15 May 2013; revised manuscript received 16 June 2013)

Abstract

A different method of laser Doppler shift measurement is proposed. By using the sinusoidal phase-modulation, the plus and minus one-order sidebands beside the original frequency component in signal light are generated. And a beat frequency signal with fixed-frequency is present when the amplitude and phase of the modulated light are turned with Fabry-Perot interferometer. The characteristic of the amplitude of this beat frequency signal changing with the frequency is used to measure the Doppler shift. By theoretically analyzing, it can be concluded that this method can possess the advantages of both the normal coherent and non-coherent methods and also has the merits of high measuring accuracy and easy fabrication. The validity and feasibility of this method are verified experimentally, and its measurement accuracy is found experimentally to be one order of magnitude higher than that of the normal non-coherent method.

Keywords: Doppler shift, phase-modulating, Fabry-Perot interferometer, beat frequency

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

DOI: 10.7498/aps.62.184206

* Project supported by the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. HIT.NSRIF.2014043), and the Funds for National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable laser, China

[†] Corresponding author. E-mail: quyanchen@hit.edu.cn