

基于单法布里-珀罗标准具的双频率四边缘 鉴频光电探测技术

沈法华¹ 於爱爱¹ 董吉辉² 夏益祺¹ 刘成林¹

(¹盐城师范学院物理系, 江苏 盐城 224002
²中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽 合肥 230031)

摘要 提出了一种基于单固体法布里-珀罗(F-P)标准具和可调谐半导体激光器的高精度鉴频新技术——双频率四边缘技术。导出了 F-P 标准具反射谱和透射谱函数表达式,分析了双频率四边缘技术的鉴频原理;根据鉴频原理,给出了鉴频系统结构及相应的探测信号分析处理方法;进一步分析了噪声引起的测量误差,导出了具体的误差公式;与传统的基于 F-P 标准具双边缘鉴频技术的探测性能做了对比分析。结果表明,该技术通过对 F-P 标准具的透射和反射信号同时探测,鉴频精度将提高 2.82~3.03 倍,而且由于采用的是单固体 F-P 标准具,光路简单且系统成本低。

关键词 激光技术;F-P 标准具;四边缘技术;双频率;速度

中图分类号 O433.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201434.0312005

Dual-Frequency Quad-Edge Frequency Discrimination Photoelectric Detection Technique Based on Single Fabry-Perot Etalon

Shen Fahua¹ Yu Aiai¹ Dong Jihui² Xia Yiqi¹ Liu Chenglin¹

(¹Department of Physics, Yancheng Teachers University, Yancheng, Jiangsu 224002, China
²Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China)

Abstract A new frequency discrimination technique with high-precision called dual-frequency quad-edge technique which bases on a single solid Fabry-Perot (F-P) etalon and a tunable semiconductor laser is proposed. The function expressions of the reflection spectrum and the transmission spectrum are deduced. The frequency discrimination principle of dual-frequency quad-edge technique is analyzed. According to the frequency discrimination principle, the architecture of the frequency discrimination system and the corresponding analysis and processing methods for detection signals are given. Then, the measurement error caused by noise also is analyzed and the specific error formula is derived. The detection performance of this frequency discrimination technique is analyzed by comparing with that of the conventional double-edge frequency discrimination technique base on F-P etalon. The results show that the frequency discrimination accuracy of this frequency discrimination technique can improve 2.82 to 3.03 times through the simultaneous detection of the transmitted and reflected signals from the F-P etalon, while the optical path of this new technique is simple and the system cost is low due to the use of a single solid F-P etalon.

Key words laser technology; Fabry-Perot etalon; quad-edge technique; dual frequency; velocity

OCIS codes 120.2230; 120.7250; 280.3340

1 引言

目前,光学鉴频技术根据探测体制的不同可分为相干探测技术^[1-3]和直接探测技术^[4-14]。直接探

测技术又可进一步分为边缘探测技术(单边缘和双边缘)^[4-12]和条纹成像技术^[13-14]。目前的边缘探测技术常用的鉴频器是法布里-珀罗(F-P)干涉仪和分

收稿日期: 2013-09-29; **收到修改稿日期**: 2013-11-01

基金项目: 江苏省自然科学基金青年基金(BK2012246)、江苏省高校自然科学基金(12KJB170014)、江苏省大学生创新创业训练计划项目(201310324049X)

作者简介: 沈法华(1981—),男,博士,副教授,主要从事多普勒激光雷达方面的研究。E-mail: sfh81914@tom.com

子或原子吸收池,特别是碘分子吸收池;条纹成像技术常用的鉴频器是 F-P 干涉仪(FPI)和 Fizeau 干涉仪。此外,Bruneau^[15-16] 在 2001 年提出了采用 Mach-Zehnder 干涉仪作为鉴频器的边缘探测技术和条纹成像技术,汪丽等^[17] 对其作了跟踪研究。李发泉等^[18] 对基于原子法拉第反常色散滤光器的鉴频技术进行了研究。目前,这两种鉴频技术还在深入研究之中。相对来说,基于 F-P 标准具的双边缘技术是目前成熟度好、国际上最为普遍采用的技术。然而,该鉴频技术都是采用二极管抽运调 Q 的 Nd:YAG 激光器作为发射源、可调谐双 F-P 干涉仪作为鉴频器的。其器件体积大且价格昂贵,特别是可调谐双 F-P 干涉仪,因其技术要求很高,目前国内还无法自行研制。此外,该鉴频技术只利用了经过 F-P 干涉仪的透射信号,而浪费了从其反射的信号,这样不仅没有充分利用 F-P 干涉仪反射信号的鉴频能力,而且降低了整体探测信噪比,影响了系统探测精度。

另一方面,Machol 等^[19-21] 分别利用主振荡功率放大(MOPA)结构的可调谐半导体激光源分别成功研制了低成本水汽差分吸收激光雷达。Obland 等^[21] 报道的脉冲激光功率为 5 mJ,线宽小于 0.3 MHz。2005 年,Dobler^[22] 利用窄线宽可调谐半导体激光器(SDL-5722-H1)和放大器(8630-E)组成 MOPA 结构,获得的激光脉冲能量为 1.5 μJ,重复频率为 5 kHz,频率长期稳定性优于 4 MHz/min,短期频率跳变不超过 6.44 MHz,10 s 平均方差为 0.23 MHz。这些结果表明目前商业化的可调谐半导体激光器总体性能已能够满足风场探测等应用的鉴频要求。由此,本文将 F-P 标准具边缘技术与半导体激光器频率调谐技术相结合,并充分利用 F-P 标准具的反射信号,探索采用价格相对很便宜的单个固体 F-P 标准具和可调谐半导体激光器分别作为鉴频器和发射源的高精度、低成本鉴频新技术即双频率四边缘技术。

2 F-P 标准具反射谱和透射谱函数表达式

假定光强为 I_i 、光束最大半发散角为 θ_0 、中心频率为 ν 、谱宽为 $\delta\nu$ 的高斯谱激光均匀、对称入射到 F-P 标准具,在综合考虑了入射光束发散角、入射光谱分布、标准具平板表面缺陷以及标准具平板很小的不平行度等因素后,经推导得到 F-P 标准具反射谱和透射谱函数表达式分别为

$$\eta_r(\nu) = \frac{I_r(\nu)}{I_i} = 1 - A - \frac{[1 - R(1 - A)](1 - R - A)}{1 - R^2} Q(\nu),$$

$$\eta_t(\nu) = \frac{I_t(\nu)}{I_i} = \frac{(1 - R - A)^2}{1 - R^2} Q(\nu), \quad (1)$$

式中

$$Q(\nu) = 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos \left[\frac{2\pi m \nu}{\nu_{\text{FSR}}} \left(1 - \frac{\Omega_{\text{FP}}}{4\pi} \right) \right] \times \exp \left[- \left(\frac{\pi m \Delta \nu_e}{\nu_{\text{FSR}}} \right)^2 \right] \sin \left[c \left(\frac{2m \nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{\Omega_{\text{FP}}}{4\pi} \right) \right], \quad (2)$$

式中 A 为标准具平板内表面所镀金属膜的吸收率,即损耗, m 为正整数, R 为标准具平板的反射率, $\nu_{\text{FSR}} = c/(2nd)$ 为标准具自由谱间距, c 为真空中光速, d 为两干涉平板间隔, n 为板间的折射率, $\Omega_{\text{FP}} = 2\pi(1 - \cos \theta_0)$ 为入射光束立体角, $\Delta \nu_e$ 为等效入射激光 1/e 高度谱宽,表示为

$$\Delta \nu_e = \sqrt{(\Delta \nu)^2 + (\nu/d)^2 [(\Delta d_D)^2 + (\alpha \rho)^2 / 2]}, \quad (3)$$

式中 $\Delta \nu$ 为入射到标准具光源 1/e 高度谱宽,若是发射激光直接入射到标准具时或激光传播过程中的展宽效应可以忽略,则 $\Delta \nu = \Delta \nu_i = \delta \nu / (4 \ln 2)^{1/2}$, Δd_D 为标准具平板缺陷因子, α 为两干涉平板夹角, ρ 为圆形孔径标准具平板半径。图 1 给出了当波长 $\lambda = 852$ nm,标准具两平板反射率 $R = 0.86$,自由谱间距 $\nu_{\text{FSR}} = 3.5$ GHz,损耗 $A = 0.01$,入射光发散角 $\theta_0 = 1.5$ mrad 以及等效入射光 1/e 高度谱宽 $\Delta \nu_e = 50$ MHz 时,入射光经过 F-P 标准具的透射谱和反射谱。

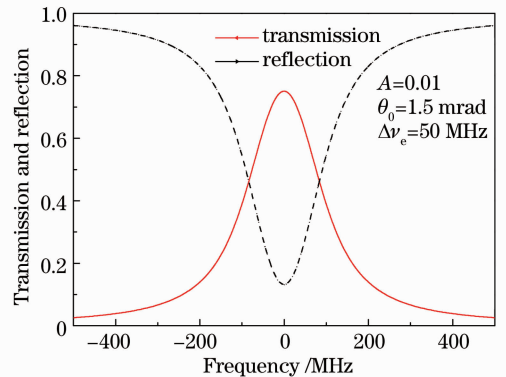


图 1 F-P 标准具的透射率和反射率曲线
Fig. 1 Transmittance and reflectance curves of F-P etalon

3 双频率四边缘技术鉴频原理

双频率四边缘技术的鉴频原理如图 2 所示。利用单固体 F-P 标准具作为鉴频器,发射激光频率 ν_{01} 和 ν_{02} 在 F-P 标准具某一级透射谱和反射谱前后两

腰交点附近交替改变。发射激光入射到运动目标，其后向散射光将发生多普勒频移，频移量为 $\nu_d = 2V_r/\lambda$ ，其中 V_r 为物体径向运动速度， λ 为发射激光波长。不同发射频率的后向散射光通过标准具的透射率将一个增大一个减小，反射率一个减小一个增大，而透射率或反射率的变化量与多普勒频移量是对应的。根据这两个透射率和反射率的变化量可得到多普勒频移量，从而获得物体径向速度的大小和方向。

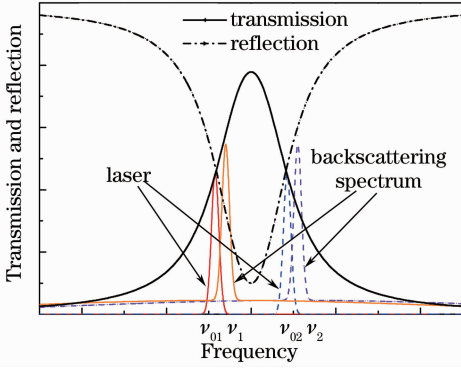


图2 基于单固体 F-P 标准具的双频率四边缘技术鉴频原理

Fig. 2 Frequency discrimination principle of the dual-frequency and quad-edge technique based on single solid F-P etalon

4 鉴频系统结构及探测信号分析处理

4.1 系统结构

基于上述的鉴频原理，构建的鉴频系统结构如图3所示。利用可调谐半导体激光器作为发射源，通过声光调制器使发射激光频率在 ν_{01} 和 ν_{02} 之间交替改变。发射激光由分束片(BS)分为两束，透射光束作为参考信号进入 1×2 多模光纤耦合器 A 的一端，在经过一段光纤散射之后，其后向散射光为便于探测被展宽的准连续光，由同侧另一端口输出并进入 1×2 多模光纤耦合器 B 的一个输入端；反射光束经由发射器入射到待测运动目标，其后向散射信号由接收器接收，经过窄带干涉滤光片和一段延时光纤后，进入 1×2 多模光纤耦合器 B 的另一个输入端。后向散射信号经过一段延时光纤，可以将待测信号(后向散射信号)和参考信号在时序上分开。耦合器 B 的输出端光信号经过光环路器(1→2 路径)和准直器后，入射到固体 F-P 标准具。F-P 标准具的透射光信号通过透镜会聚后由光子计数探测器(APD1)接收，而反射光信号经由光环路器(2→3 路径)后，进入到光子计数探测器(APD2)。两个光子探测器的输出信号进入到双通道光子计数卡，再由计算机进行数据处理、存储以及速度反演。

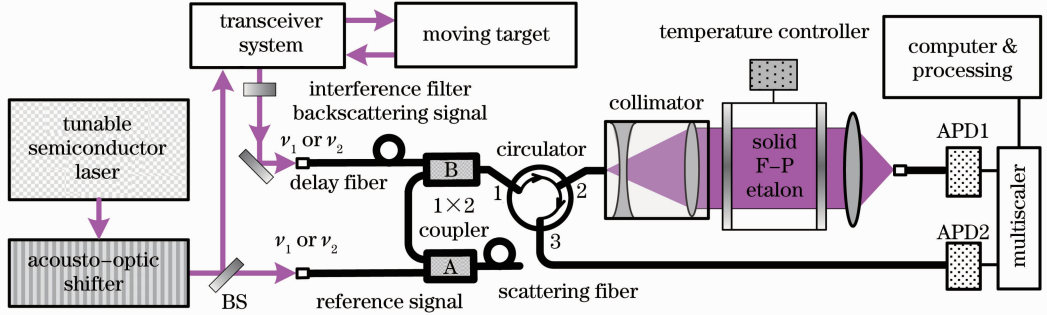


图3 基于单固体 F-P 标准具的双频率四边缘鉴频系统结构图

Fig. 3 Structure of frequency discriminator system with dual-frequency and quad-edge technique based on single solid F-P etalon

4.2 信号分析处理

频率为 ν_{0i} ($i=1,2$) 的发射激光入射到 F-P 标准具后，进入到 APD1 的透射信号和进入到 APD2 的反射信号大小分别为

$$\begin{aligned} I_r(\nu_{0i}) &= c_1 I_{0i} \eta_r(\nu_{0i}), \\ I_t(\nu_{0i}) &= c_2 I_{0i} \eta_t(\nu_{0i}), \end{aligned} \quad (4)$$

式中 c_1 和 c_2 为校准常数，近似等于 1， I_{0i} 为 ν_{0i} 频率的发射激光入射到 F-P 标准具的信号光强。

中心频率为 $\nu_{0i} + \nu_d$ 的后向散射光通过 F-P 标准具后，进入到 APD1 的透射信号和进入到 APD2

的反射信号大小分别为

$$\begin{aligned} I_r(\nu_{0i} + \nu_d) &= c_1 [I_{ai} \eta_r^a(\nu_{0i} + \nu_d) + I_{mi} \eta_r^m(\nu_{0i} + \nu_d)], \\ I_t(\nu_{0i} + \nu_d) &= c_2 [I_{ai} \eta_t^a(\nu_{0i} + \nu_d) + I_{mi} \eta_t^m(\nu_{0i} + \nu_d)], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 I_{ai} 和 I_{mi} 分别为中心频率 $\nu_{0i} + \nu_d$ 的后向散射信号中气溶胶(或硬目标)散射信号和分子散射信号， $\eta_r^a(\nu)$ 和 $\eta_r^m(\nu)$ 为气溶胶(或硬目标)散射信号入射到 F-P 标准具的反射谱和透射谱函数， $\eta_t^a(\nu)$ 和 $\eta_t^m(\nu)$ 为分子散射信号入射到 F-P 标准具的反射谱

和透射谱函数。

由于气溶胶(或硬目标)散射的展宽谱宽度很小,展宽效应可以忽略,即 $\Delta\nu = \Delta\nu_1$, 则有 $\eta_r^a(\nu) = \eta_r(\nu)$ 及 $\eta_t^a(\nu) = \eta_t(\nu)$ 。而分子散射展宽效应不可忽略,其高斯展宽谱 $1/e$ 高度处的宽度为 $\Delta\nu_r = [8kT/(M\lambda^2)]^{1/2}$, 其中 T 为大气温度, λ 为激光波长, k 为玻耳兹曼常数, M 大气分子质量。因此,分子散射光信号谱宽为 $\Delta\nu = (\Delta\nu_1^2 + \Delta\nu_r^2)^{1/2}$, 只要将(3)式中的 $\Delta\nu$ 用该式替换就可以得到 $\eta_r^m(\nu)$ 和 $\eta_t^m(\nu)$ 。如果大气分子后向散射信号相对于气溶胶(硬目标)后向散射信号很小,可以忽略其影响,或者采用合理的算法能将分子后向散射信号从总的接收信号中扣除,则将(5)式中关于分子散射信号项略去。得到

$$\begin{aligned} I_r(\nu_{0i} + \nu_d) &= c_1 I_{ai} \eta_r(\nu_{0i} + \nu_d), \\ I_t(\nu_{0i} + \nu_d) &= c_2 I_{ai} \eta_t(\nu_{0i} + \nu_d). \end{aligned} \quad (6)$$

定义函数 $h(\nu)$ 为

$$h(\nu) = \frac{I_t(\nu)}{I_r(\nu)} = \frac{c_2 \eta_t(\nu)}{c_1 \eta_r(\nu)}. \quad (7)$$

进一步定义多普勒频率响应函数 $D(\nu_d)$ 为

$$D(\nu_d) = \frac{h(\nu_{01} + \nu_d) - h(\nu_{02} + \nu_d)}{h(\nu_{01} + \nu_d) + h(\nu_{02} + \nu_d)}. \quad (8)$$

当多普勒频移量很小时,对(8)式泰勒展开并取一级近似得

$$\nu_d = [D(\nu_d) - D(0)] [dD(\nu_d)/d\nu_d]^{-1}, \quad (9)$$

待测目标径向速度为

$$V_r = \nu_d \lambda / 2. \quad (10)$$

5 误差分析

由(7)式得

$$\frac{1}{h(\nu)} \frac{dh(\nu)}{d\nu} = \frac{1}{\eta_r(\nu)} \frac{d\eta_r(\nu)}{d\nu} - \frac{1}{\eta_t(\nu)} \frac{d\eta_t(\nu)}{d\nu}, \quad (11)$$

再根据(1)式得

$$\begin{aligned} \frac{1}{\eta_r(\nu)} \frac{d\eta_r(\nu)}{d\nu} &= \left[1 - \frac{1-A}{\eta_r(\nu)} \right] \frac{1}{Q(\nu)} \frac{dQ(\nu)}{d\nu}, \\ \frac{1}{\eta_t(\nu)} \frac{d\eta_t(\nu)}{d\nu} &= \frac{1}{Q(\nu)} \frac{dQ(\nu)}{d\nu}, \end{aligned} \quad (12)$$

所以

$$\frac{1}{h(\nu)} \frac{dh(\nu)}{d\nu} = \frac{1}{Q(\nu)} \frac{dQ(\nu)}{d\nu} \frac{(1-A)}{\eta_r(\nu)}, \quad (13)$$

此外,由(7)式可得

$$\frac{(\delta h)^2}{h^2} = \frac{(\delta I_t)^2}{I_t^2} + \frac{(\delta I_r)^2}{I_r^2} = \frac{(\delta \eta_t)^2}{\eta_t^2} + \frac{(\delta \eta_r)^2}{\eta_r^2}, \quad (14)$$

令 $\eta_{ri} = \eta_r(\nu_{0i} + \nu_d)$, $\eta_{ti} = \eta_t(\nu_{0i} + \nu_d)$, $Q_i = Q(\nu_{0i} + \nu_d)$, $h_i = h(\nu_{0i} + \nu_d)$, $I_{ti} = I_t(\nu_{0i} + \nu_d)$, $I_{ri} = I_r(\nu_{0i} + \nu_d)$, $i = 1, 2$, 则 $D(\nu_d) = (h_1 - h_2)/(h_1 + h_2)$, 所以根据(12)式和(14)式得

$$\begin{aligned} \frac{1}{D(\nu_d)} \frac{dD(\nu_d)}{d\nu_d} &= \frac{2h_1 h_2 (1-A)}{(h_1 + h_2)(h_1 - h_2)} \left[\frac{1}{\eta_{r1}(\nu)} \frac{1}{Q_1(\nu)} \frac{dQ_1(\nu)}{d\nu} - \frac{1}{\eta_{r2}(\nu)} \frac{1}{Q_2(\nu)} \frac{dQ_2(\nu)}{d\nu} \right], \\ \frac{[\delta D(\nu_d)]^2}{D^2(\nu_d)} &= \frac{4h_1^2 h_2^2}{(h_1 - h_2)^2 (h_1 + h_2)^2} \left[\frac{(\delta I_{t1})^2}{I_{t1}^2} + \frac{(\delta I_{r1})^2}{I_{r1}^2} + \frac{(\delta I_{t2})^2}{I_{t2}^2} + \frac{(\delta I_{r2})^2}{I_{r2}^2} \right] = \\ &= \frac{4h_1^2 h_2^2}{(h_1 - h_2)^2 (h_1 + h_2)^2} \left[\frac{(\delta \eta_{t1})^2}{\eta_{t1}^2} + \frac{(\delta \eta_{r1})^2}{\eta_{r1}^2} + \frac{(\delta \eta_{t2})^2}{\eta_{t2}^2} + \frac{(\delta \eta_{r2})^2}{\eta_{r2}^2} \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

由(9)式和(10)式可得

$$V_r = [D(\nu_d) - D(0)] [dD(\nu_d)/dV]^{-1}. \quad (16)$$

由于参考信号很强,信噪比很高,故可忽略 $D(0)$ 的测量误差。根据(16)式,由误差传递公式得到

$$\varepsilon_V = \varepsilon_D \left[\frac{dD(\nu_d)}{dV} \right]^{-1} = \sqrt{(\delta D)^2} \left[\frac{dD(\nu_d)}{d\nu_d} \frac{d\nu_d}{dV} \right]^{-1}, \quad (17)$$

将(15)式代入(17)式,得到物体径向速度测量误差为

$$\varepsilon_V = 1/(R_{SN} \cdot \theta_V), \quad (18)$$

式中 θ_V 为多普勒响应函数速度灵敏度,即单位速度变化引起的多普勒响应函数 $D(\nu_d)$ 的相对变化量, R_{SN} 为鉴频系统探测信号总的信噪比,分别表示为

$$\begin{aligned} \theta_V &= \frac{1}{D(\nu_d)} \frac{dD(\nu_d)}{dV} = \frac{2}{\lambda} (1-A) \left(\frac{1}{\eta_{r1}} \frac{1}{Q_1} \frac{dM_1}{d\nu} - \frac{1}{\eta_{r2}} \frac{1}{Q_2} \frac{dM_2}{d\nu} \right), \\ R_{SN} &= \left[\frac{(\delta \eta_{t1})^2}{\eta_{t1}^2} + \frac{(\delta \eta_{r1})^2}{\eta_{r1}^2} + \frac{(\delta \eta_{t2})^2}{\eta_{t2}^2} + \frac{(\delta \eta_{r2})^2}{\eta_{r2}^2} \right]^{-1/2} = \left[\frac{(\delta I_{t1})^2}{I_{t1}^2} + \frac{(\delta I_{r1})^2}{I_{r1}^2} + \frac{(\delta I_{t2})^2}{I_{t2}^2} + \frac{(\delta I_{r2})^2}{I_{r2}^2} \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (19)$$

6 四边缘技术与双边缘技术比较分析

图 4 为中国科学院安徽光学精密机械研究所基于 F-P 干涉仪双边缘技术的鉴频光路^[8]。其直接利

用分束片从总的信号中分出 20% 后,再等分给两个能量监测通道,剩下 80% 的信号等分入射到双 F-P 干涉仪。

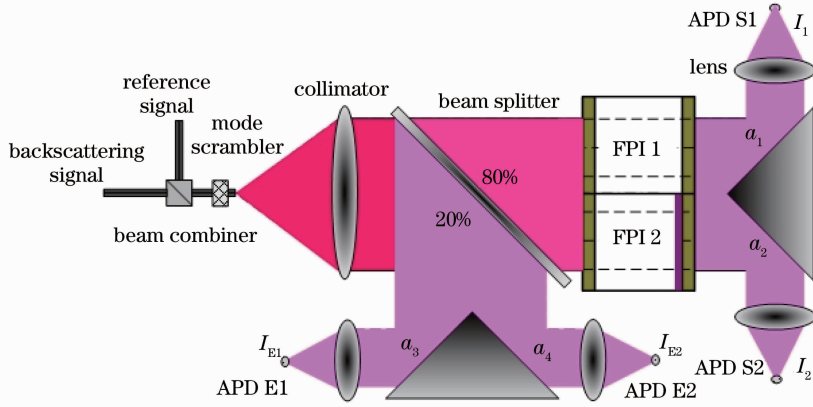


图 4 基于 F-P 干涉仪双边缘技术的鉴频光路

Fig. 4 Optical path diagram of frequency discrimination based on F-P interferometer double-edge technique

为保证比较的合理性,假定两种鉴频技术采用的 F-P 干涉仪和激光源参数相同,即两平板反射率 $R=0.86$,自由谱间距 $\nu_{FSR}=3.5\text{ GHz}$,损耗 $A=0.01$,发射激光波长 $\lambda=852\text{ nm}$,入射光发散角 $\theta_0=1.5\text{ mrad}$,等效入射光谱宽 $\Delta\nu_e=50\text{ MHz}$,激光脉冲功率和重复频率相同。同时,采用双频率四边缘技术时的发射激光频率 ν_{10} 与 ν_{20} 的间隔为 170 MHz ,且关于频谱峰值对称,与采用双边缘技术时两干涉仪的透射谱峰峰间距相同;双频率四边缘技术单次测量时两个频率总的脉冲累积时间与双边缘技术单次测量时单个频率的脉冲累积时间相同。

图 5 给出了两种鉴频技术的速度灵敏度与只考虑量子散粒噪声的情况的信噪比。可以看出,与双

边缘技术相比,双频率四边缘技术的速度灵敏度提高了 $2.11\sim 2.55$ 倍,信噪比提高了 $1.15\sim 1.34$ 倍。相应的采用两种鉴频技术所得到的探测运动目标径向速度的相对测量误差如图 6 所示,可以看出,在 $\pm 25\text{ m/s}$ 的径向风速测量动态范围内,采用 F-P 干涉仪双边缘技术所得的径向速度测量误差随径向速度的增大而迅速增大,即径向速度测量误差明显依赖于径向速度大小;而采用双频率四边缘技术所得的径向速度误差随径向速度大小的变化曲线明显平坦许多,即径向速度测量误差与径向速度大小的依赖关系显著减小。两种技术相比,在 $\pm 25\text{ m/s}$ 的径向速度测量动态范围内,采用双频率四边缘技术的鉴频系统的速度测量精度提高了 $2.82\sim 3.03$ 倍。

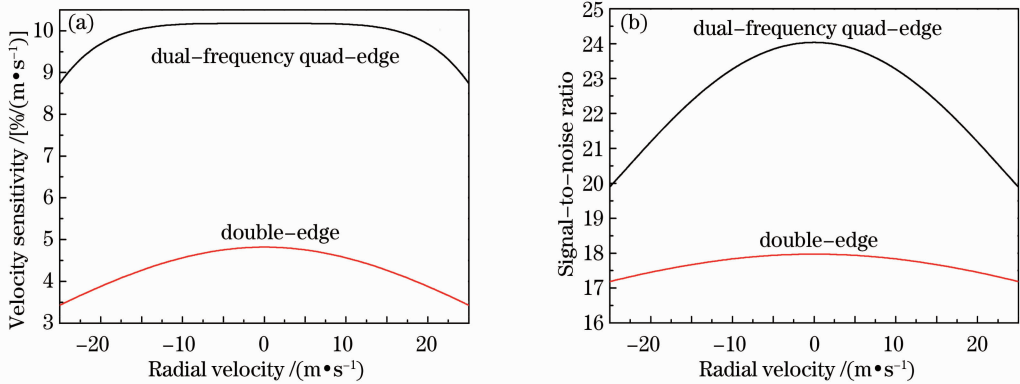


图 5 两种鉴频技术的速度灵敏度与信噪比比比较

Fig. 5 Comparison of speed sensitivity and signal-to-noise ratio for two kinds of frequency discrimination techniques

7 结 论

对提出的基于单 F-P 标准具的双频率四边缘

鉴频光电探测技术进行了深入研究,包括原理分析、结构设计、误差分析以及与双边缘技术的性能比较。

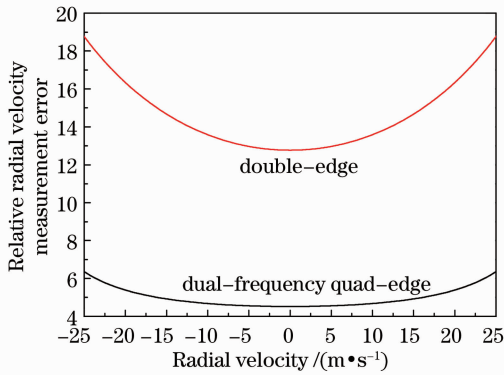


图 6 两种鉴频技术探测运动目标径向速度的相对测量误差

Fig. 6 Relative measurement errors for detecting moving target radial velocity with two kinds of frequency discrimination techniques

结果表明基于该技术的鉴频系统结构相对简单,而且鉴频精度比双边缘技术的鉴频系统高 3 倍左右。该技术可用于研制适用于风电场、中小型机场以及边界层动力学特征研究、短期天气预报、雾霾预报以及城市环境监测等的高精度、低成本、小型化的直接探测半导体多普勒测风激光雷达系统。

参 考 文 献

- 1 R M Huffaker, A R Paul. Solid-state coherent laser radar wind field measurement systems [J]. *Pure Appl Opt*, 1998, 7(4): 863–874.
- 2 Dezhao Yang, Ningfang Song, Zhili Lin, *et al.*. 1.55- μm coherent lidar based on SPA sinusoidal frequency demodulation techniques [J]. *Chin Opt Lett*, 2012, 10(2): 022801.
- 3 Xiaopeng Zhu, Jiqiao Liu, Decang Bi, *et al.*. Development of all-solid coherent Doppler wind lidar [J]. *Chin Opt Lett*, 2012, 10(1): 012801.
- 4 C Souprayen, A Garnier, A Hertzog, *et al.*. Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation and first climatological results [J]. *Appl Opt*, 1999, 38(12): 2410–2421.
- 5 B Gentry, H Chen, D Starr. Profiling tropospheric winds with the Goddard Lidar Observatory for Winds (GLOW) [C]. *Proceeding of the 21st International Laser Radar Conference*, 2002.
- 6 Z S Liu, B Y Liu, S H Wu, *et al.*. High spatial and temporal resolution mobile incoherent Doppler lidar for sea surface wind measurements [J]. *Opt Lett*, 2008, 33(13): 1485–1487.
- 7 F H Shen, H K Cha, D S Sun, *et al.*. Low tropospheric wind measurement with Mie Doppler lidar [J]. *Opt Rev*, 2008, 15(4): 204–209.
- 8 Fahua Shen, Hyunki Cha, Jihui Dong, *et al.*. Design and performance simulation of a molecular Doppler wind lidar [J]. *Chin Opt Lett*, 2009, 7(7): 593–597.

- 9 L Tang, C R Wang, H B Wu, *et al.*. Rayleigh Doppler lidar for higher tropospheric and stratospheric wind observation [J]. *Chin Phys Lett*, 2012, 29(1): 014213.
- 10 J Du, D M Ren, W J Zhao, *et al.*. Theoretical description of improving measurement accuracy for incoherence Mie Doppler wind lidar [J]. *Chin Phys B*, 2013, 22(2): 024211.
- 11 Shen Fahua, Sun Dongsong, Wang Zhongchun, *et al.*. Beam scanning and wind inversion technique of a mobile Doppler lidar [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(3): 0312004.
沈法华, 孙东松, 王忠纯, 等. 移动式多普勒激光雷达光束扫描及风场反演技术研究[J]. *光学学报*, 2012, 32(3): 0312004.
- 12 Wang Hong, Liu Xuebin, Feng Yutao, *et al.*. A new reduction technique for thermospheric wind and temperature measurement with Fabry-Perot interferometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(11): 1130003.
王宏, 刘学斌, 冯玉涛, 等. 基于法布里珀罗干涉仪反演大气风速和温度的简化算法[J]. *光学学报*, 2013, 33(11): 1130003.
- 13 M Dehring, C Nardell, J Pavlich, *et al.*. Performance and comparison of 532 nm and 355 nm ground winds lidars [C]. *SPIE*, 2003, 4893: 337–347.
- 14 Bu Linbing, Chen Weibiao, Zhou Jun, *et al.*. Studies of fringe-technique wind lidar [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, 38(1): 175–178.
卜令兵, 陈卫标, 周军, 等. 条纹技术测风激光雷达研究[J]. *光子学报*, 2009, 38(1): 175–178.
- 15 D Bruneau. Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar [J]. *Appl Opt*, 2001, 40(3): 391–399.
- 16 D Bruneau. Fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar [J]. *Appl Opt*, 2002, 41(3): 503–510.
- 17 Wang Li, Tan Linqiu, Li Shichun, *et al.*. Study and simulation of frequency discriminator for Doppler wind lidar based on fringe imaging Mach-Zehnder [J]. *Chinese J Quantum Electronics*, 2013, 30(1): 98–102.
汪丽, 谭林秋, 李仕春, 等. 基于 Mach-Zehnder 干涉仪条纹成像技术的多普勒测风激光雷达鉴频系统研究及仿真[J]. *量子电子学报*, 2013, 30(1): 98–102.
- 18 Li Faquan, Lin Xin, Cheng Xuewu, *et al.*. A Doppler lidar with atomic Faraday devices frequency stabilization and discrimination [J]. *Chinese J Quantum Electronics*, 2013, 30(1): 42–45.
李发泉, 林鑫, 程学武, 等. 原子法拉第效应器件稳频与鉴频的测速多普勒激光雷达[J]. *量子电子学报*, 2013, 30(1): 42–45.
- 19 J L Machol, T Ayers, K T Schwenz, *et al.*. Preliminary measurements with an automated compact differential absorption lidar for the profiling of water vapor [J]. *Appl Opt*, 2004, 43(15): 3110–3121.
- 20 A Dinovits, M W Hamilton, R A Vincent. Stabilized master laser system for differential absorption lidar [J]. *Appl Opt*, 2010, 49(17): 3274–3281.
- 21 M D Obland, K S Repasky, A R Nehrir, *et al.*. Development of a widely tunable amplified diode laser differential absorption lidar for profiling atmospheric water vapor [J]. *J Appl Rem Sens*, 2010, 4(1): 043515.
- 22 J T Dobler. Novel Alternating Frequency Doppler Lidar Instrument for Wind Measurements in the Lower Troposphere [D]. *Arizona: The University of Arizona*, 2005. 179–205.

栏目编辑: 何卓铭