

瑞利多普勒测风激光雷达的频率标定方法*

上官明佳^{1,2}, 夏海云^{1,2}, 华政宇^{1,2}, 岑晔涛^{1,2}, 王 冲^{1,2},
裘家伟^{1,2}, 舒志峰^{1,2}, 窦贤康^{1,2}

(1. 中国科学技术大学 地球与空间科学学院, 合肥 230026; 2. 中国科学院 近地空间环境重点实验室, 合肥 230026)

摘 要: 频率标定是瑞利测风激光雷达的关键技术。瑞利测风激光雷达中,通过改变压电陶瓷管的电压实现连续调谐 F-P 标准具腔长,使出射激光频率处于双边缘透过率曲线的交点处。在连续调谐时,由于压电陶瓷管的磁滞效应引起腔长调谐非线性,从而导致系统误差。分析了该误差的原因及特性,提出了静态软件补偿和动态调谐跟踪相结合的频率标定方法。若激光出射频率相对 F-P 标准具漂移小于 100 MHz 时,在数据反演时补偿该频率偏差;若相对频率漂移大于 100 MHz 时,将 F-P 标准具先退回预设腔长以下,通过逐步增加电压的方式,重新实现频率锁定,保证锁定过程处在磁滞回线的电压上升段,避免了磁滞效应引起的误差。多普勒激光雷达与无线电探空仪的两组对比实验中,在 15~30 km 高度,风速最大偏差 6.22 m/s,平均偏差 1.12 m/s。

关键词: 测风激光雷达; 瑞利散射; F-P 标准具

中图分类号: TN958.98

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB201527.019001

20 世纪 80 年代以来,直接探测测风激光雷达技术日渐成熟,其以独特的优势在激光雷达领域崭露头角。其特点包括:高的时间分辨率和高的空间分辨率;可确定大气多参数,如温度、风场、湿度及其追踪气体的密度;自地表至超过 100 km 高度范围的探测潜力等。直接探测技术主要有边缘技术和条纹(成像)技术,边缘技术利用窄带滤波片,如 F-P 标准具^[1-8],Mach-Zehnder 干涉仪^[9],光栅或者利用各种原子、分子滤波器^[10],将频率信号的变化转化为相对能量信号的变化来测定多普勒频移;条纹技术是利用干涉形成的条纹移动来测量频率的变化,主要采用 F-P 标准具^[11]和 Fizeau 干涉仪^[12]产生环形条纹或者线形条纹。光学接收机的频率标定是直接探测测风激光雷达的关键技术。法国 OHP 利用双 F-P 标准具建立了基于分子散射的测风雷达,通过调节 F-P 标准具内的气压,将 F-P 标准具的两个边缘通道调节至大气瑞利后向散射谱的两翼^[1]。美国国家航天航空局(NASA)开发的 GLOW 系统,采用三通道 F-P 标准具,通过参考光在锁定通道的透过率实现频率的监测,该系统可针对 30 km 高度的大气风场进行探测^[2]。德国、英国和挪威联合研制的 ALAMOR 系统,采用 F-P 标准具与碘原子滤波相结合的技术,可针对北极圈附近 80 km 的中高层大气进行观测^[3]。欧空局(ESA)全面启动了全球第一台星载测风激光雷达计划(ADM-Aeolus 计划),该计划 2015 年发射,其中,测风激光雷达的瑞利通道采用基于 F-P 标准具的双边缘技术^[4]。中国科学院安徽光学精密机械研究所研制了米散射多普勒测风激光雷达,该系统采用 F-P 标准具,通过大气米散射,检测激光回波的多普勒频移^[6-7]。中国科学技术大学研发的车载多普勒测风激光雷达系统,采用三通道 F-P 标准具,通过调节压电陶瓷管电压以调节 F-P 标准具的腔长,从而实现频率锁定,该系统已成功用于探测 15~60 km 高度的风场和温度^[8]。但是,当连续调节压电陶瓷管的电压以锁定出射激光频率时,磁滞效应引起腔长的调谐非线性将在风速探测中引入系统误差。本文通过分析该误差的原因及特性,提出了新的频率锁定及标定方法。

1 测风原理

基于 F-P 标准具的直接测风激光雷达采用双边缘技术,其具有高测量精度、高时空分辨率和可反演三维风场信息等特点。测风激光雷达的系统结构如图 1 所示。种子注入式 Nd:YAG 激光器产生的 355 nm 脉冲激光出射后,很少一部分能量的光被分出作为参考光,其余的光经扩束器后指向大气探测区域。大气后向散射信号由望远镜接收并耦合到光纤中。耦合信号经两光纤分束器分光成三路信号,其中两路信号准直后通过 F-P 标准具,用于频率探测,另外一路作为能量探测,这三路信号分别接入三个光电倍增管(PMT)探测器中。参

* 收稿日期:2014-09-04; 修订日期:2014-12-03

基金项目:国家自然科学基金项目(41174131, 41274151, 41304123, 41121003, 41025016)

作者简介:上官明佳(1988—),男,硕士研究生,从事激光雷达遥感研究; mingjia@mail.ustc.edu.cn。

通信作者:夏海云(1980—),男,副教授,从事激光雷达遥感研究; hsia@ustc.edu.cn。

考光经积分球脉冲展宽和扰模后耦合到光纤分束器。光纤分束器的一端通过 F-P 标准具后接入 PMT 探测器,另一端直接接入探测器,这两路信号由示波器完成信号采集和显示。探测器的输出信号经采集卡计数及示波器采集后送入计算机进行数据处理。计算机完成对标准具、采集卡、示波器以及激光的整体控制。系统各器件的详细参数可参考文献 [8,13]。

三通道 F-P 标准具是测风激光雷达的核心器件。通过扫描 F-P 标准具的腔长,将出射激光频率锁定在两个边缘透过率曲线的交叉点附近。由于两个边缘透过率关于出射激光频率对称,风的多普勒效应将引起接收频率的变化,进而导致 F-P 标准具的一个边缘通道的能量增加,另外一个通道能量减小。激光雷达频率响应函数 $R(\nu_D, T)$ 定义为

$$R(\nu_D, T) = \frac{N_1(\nu_D, T) - N_2(\nu_D, T)}{N_1(\nu_D, T) + N_2(\nu_D, T)} \quad (1)$$

式中: T 是大气温度; $N_i (i=1, 2)$ 为边缘通道 i 探测到的总的光子数。 N_i 可表示为

$$N_i(\nu_D, T) = a_i \int_{-\infty}^{+\infty} H_i(\nu) I(\nu - \nu_D, T) d\nu \quad (2)$$

式中: a_i 为校准常数; $H_i(\nu) (i=1, 2)$ 为 F-P 标准具边缘通道 i 的频率响应函数; ν_D 为多普勒频移; $I(\nu, T)$ 为后向散射信号的功率谱。在反演过程中,通过高光谱分辨激光雷达探测的对流层温度数据 [13], 瑞利积分雷达探测的平流层温度数据 [8], 根据 Tenti S6 模型可计算得到 $I(\nu, T)$ 。在风速探测范围内 (± 100 m/s), $R(\nu_D, T)$ 是频率的单调函数, 多普勒频移 ν_D 可根据 $R(\nu_D, T)$ 的值反演得到, 频移 ν_D 与径向风速 v_r 满足关系式

$$\nu_D = \frac{2v_r \nu}{c} \quad (3)$$

式中: ν 为出射激光频率。

2 分析问题

理想 Fabry-Perot 标准具的透过率是一个 Airy 函数

$$h(\nu) = \left(1 - \frac{L}{1-r}\right)^2 \frac{1}{1 + 4F^2 \sin^2(\delta/2)/\pi^2} \quad (4)$$

式中: r 为对应波长的反射率; L 为光损耗; F 有效精细度; ν 为激光频率; δ 为光程差。 δ 的表达式为

$$\frac{\delta}{2} = \frac{4\pi n l \cos\theta}{2\lambda} = \frac{2\pi \nu l}{c} = k\pi \quad (5)$$

式中: θ 为入射光与标准具反射表面法线的夹角; l 为标准具腔长。式(5)中, 针对第 k 级条纹而言, 如果频率 ν 减小的同时 l 变大, 可以保持第级 k 条纹不变。所以, 当出射激光相对标准具的中心频率漂移时, 可以采用改变 l 的办法, 使激光频率始终在双边缘通道透过率曲线的交点频率附近。

对式(5)求微分, 注意保持 k 不变, 故右端为零, $\frac{2\pi}{c} \nu dl + \frac{2\pi}{c} l d\nu = 0$, 即

$$\frac{d\nu}{d l} = - \frac{\nu}{l} \quad (6)$$

式(5)的物理意义为: 当频率变大时, 减小 FPI 腔长可以保持第 m 级干涉最大。因此, 工作波长为 355 nm, $l = 12.5$ mm, 扫描腔长时, 腔长改变和频率移动的等效变换关系为

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta l} = - \frac{\nu}{l} = - \frac{c/\lambda}{l} = - \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{12.5 \times 10^{-3} \text{ m} \times 3.55 \times 10^6 \text{ m}} = \frac{6.76 \text{ MHz}}{1 \text{ nm}} \quad (7)$$

在标准具的压电陶瓷中, 电压的升高对应腔长的增大。当参考光的透过率偏离预设点时, 通过透过率与频率的对应关系, 计算偏移量的大小, 再根据频率移动与电压的关系, 计算反馈电压的大小, 实现标准具的相对激

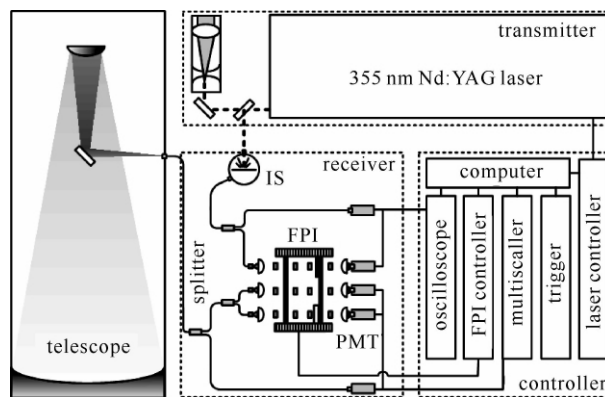


Fig. 1 Schematic diagram of Rayleigh wind lidar

图 1 瑞利测风激光雷达系统结构图

光频率的动态锁定。

F-P 标准具内部结构侧视照片如图 2(a) 所示, 电容式传感器和 PZT 驱动器的布置如图 2(b) 所示。三个压电(PZT)驱动器(a,b,c)集成于 F-P 标准具中, 通过调节它们的电压可以调节标准具前后发射面平行或者改变标准具的腔长。Cx₁, Cx₂, Cy₁, Cy₂ 为四个腔长探测器, 可以感应前后反射面是否平行以及腔长的改变。PZT 的等效电路如图 3 所示, 其等效为电阻 R₃, 电感 L 和电容 C_A 串联后, 再与电容 C_B 并联, 其相应的数值如图 3 所示。

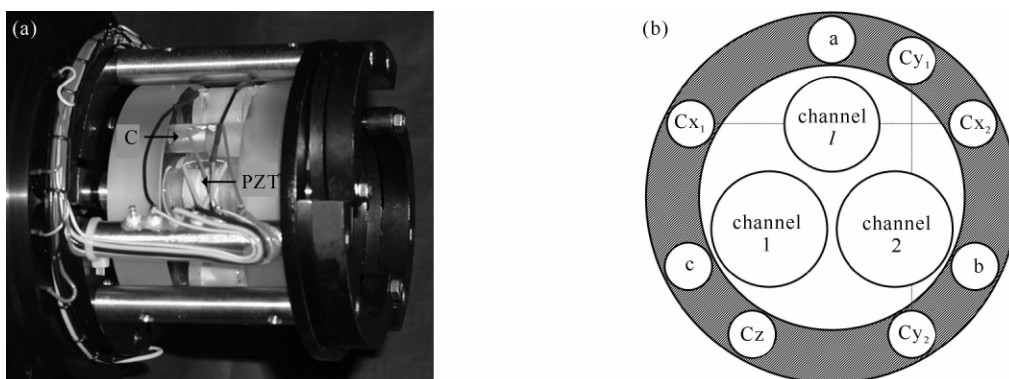


Fig. 2 Internal structure of F-P etalon and schematic diagram of F-P etalon

图 2 F-P 标准具内部结构侧视照片以及 F-P 标准具结构示意图

测风激光雷达中, 通过连续调节 F-P 标准具的腔长, 实现对激光频率的跟踪锁定^[5-6,8], 其存在如下缺点:

第一, 如图 4(a) 所示, 当 PZT 的调节频率增加时, 其电容电抗将急剧减小, 在电压恒定的情况下, 由于电容电抗的减小将导致功耗的增加。功耗的增加将导致产热量的增加, 进而引起 F-P 标准具中反射镜片及其钳制结构的应力变化, 导致 F-P 标准具的光学稳定性降低, 最终引入系统误差。

第二, 如图 4(b) 所示, 连续调节 F-P 标准具的腔长时, 由于 PZT 的磁滞效应, 当增大和减小相同的电压时, F-P 标准具腔长的伸缩量不相等。这也将风速反演时引入系统误差。

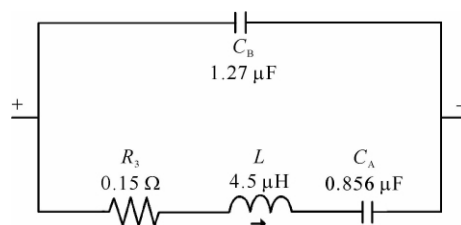


Fig. 3 Equivalent circuit of piezoelectric ceramic transducer (PZT)

图 3 PZT 的等效电路

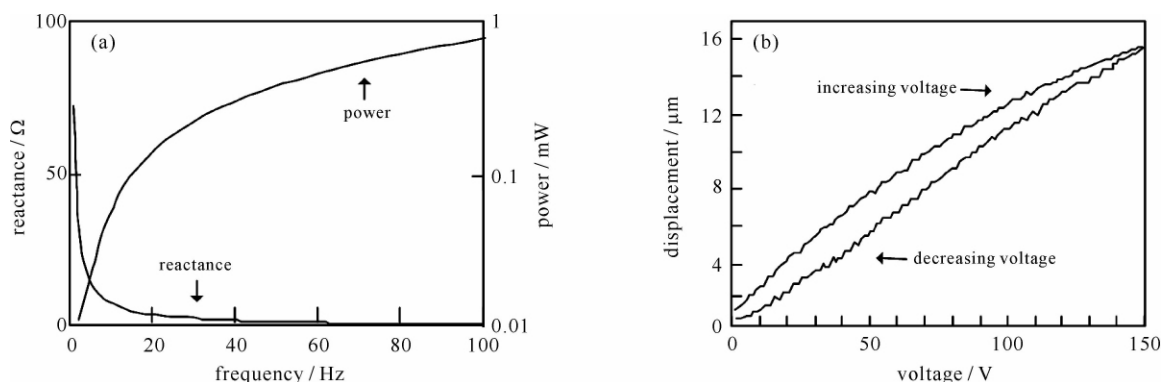


Fig. 4 (a) Capacitive reactance and power changing with frequency of PZT;

(b) Displacement of F-P etalon changing with drive voltage

图 4 PZT 的电容电阻及功耗随频率的变化(a); F-P 标准具的位移随驱动电压的变化(b)

3 改进方法

针对以上缺点, 本文提出了如下改进方法。

第一: 当激光频率在两边缘通道交叉点 ν_c 附近缓慢漂移时(100 MHz 内), 不对 F-P 标准具进行调节, 而是根据参考光在锁定通道的透过率值, 对出射激光频率实时监测, 进而在数据反演时补偿该频率偏差。当激光频率漂移超过 100 MHz 时, 将 F-P 标准具先退回预设腔长以下, 再逐步增加电压, 重新实现频率锁定, 该过程

沿着磁滞回线的电压上升段,避免了磁滞效应引起的误差。

第二:如图 5 所示,提出了测风激光雷达的频率标定方法。

风速反演前,通过扫描 F-P 标准具的腔长,获得 F-P 标准具的频率响应曲线,如图 5(a)所示。为了避免激光频率长期漂移的影响,采用 355 nm 连续激光,在保证足够信噪比的情况下,完成快速扫描。经过标定后,F-P 标准具的频率响应曲线及其之间的相对关系被确定下来,设锁定通道透过率峰值对应的频率为 ν_L ,两个边缘透过率的交叉点为 ν_C ,交叉距锁定透过率峰值为 ν_{off} 。

在探测的风速范围内(± 100 m/s), $R(\nu_D, T)$ 为频率的单调函数。当温度为 227 K,频率 ± 563.9 MHz (对应风速 ± 100 m/s)范围内时, $R(\nu_D, T)$ 的分布如图 5(b)所示。理论分析表明:当温度为 227 K,风速为 100 m/s 时,利用直线近似 $R(\nu_D, T)$ 时,引起风速误差为 1.74 cm/s。当温度为 227 K 时, $R(\nu_D, 227) \approx 5.66 \times 10^{-10} \nu_D$ 。利用直线近似 $R(\nu_D, T)$,将简化 $R(\nu_D, T)$ 的校准,即将校准 $R(\nu_D, T)$ 转化为校准 $R(\nu_D, T)$ 的斜率。

$R(\nu_D, T)$ 的校准如下所述。通过改变 F-P 标准具的腔长,扫描指向天顶角的望远镜接收的、 $H_1 \sim H_2$ 高度区域的大气分子后向散射信号的透过率。根据扫描得到两个边缘通道的透过率,利用式(1)计算 $R(\nu_D, T)$ 曲线,并在 ± 563.9 MHz 范围内,线性拟合 $R(\nu_D, T)$ 的斜率 k_p 。

同时,根据高光谱分辨激光雷达探测的对流层温度数据^[13]和瑞利积分雷达探测的平流层温度数据^[8],利用 Tenti S6 模型及其标定了的 F-P 标准具频率响应曲线,理论计算整个探测高度的 $R(\nu_D, T)$ 曲线及其斜率 $k(T)$ 。假定 $H_1 \sim H_2$ 高度区域,理论计算的 $R(\nu_D, T)$ 的斜率为 k_t ,则根据比值 k_p/k_t ,校准整个高度区域的 $R(\nu_D, T)$,即

$$R(\nu_D, T) = \frac{k_p}{k_t} k(T) \nu_D \tag{8}$$

风速反演时,激光发射频率 ν 通过锁定通道的透过率值计算,大气回波的频移量根据测量得到的 $R(\nu_D, T)$ 值反演。 $R(\nu_D, T)$ 与锁定通道透过率间,通过两个边缘透过率的交叉点 ν_C 建立联系,即定义 $\nu_C = 0$,此处 $R(\nu_D, T) = 0$ 。假定出射激光频率距锁定通道峰值为 ν_0 ,大气回波的频率相对于 ν_C 通过式(8)获得, ν_0 如原理部分所述,根据参考光在锁定通道上的透过率实测得到。则激光频率 ν 相对于 ν_C 为 $\nu_0 - \nu_{off}$ 。因此,多普勒频移量 ν_D 可表示为

$$\nu_D = \nu_B + \nu_{off} - \nu_0 \tag{9}$$

4 校准实验

通过扫描 F-P 标准具腔长,利用 355 nm 连续激光,标定 F-P 标准具的三个频率响应曲线及他们之间的相对关系。扫描过程中,每隔 101.4 MHz 调节一次腔长,扫描范围为 $-7.098 \sim 7.098$ GHz。扫描结果如图 6(a)所示,其中点表示为原始数据,线表示为对原始数据进行最小二乘法拟合后得到的曲线,其拟合公式为^[6]

$$H(\nu) = T_M \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} R_e^n \cos\left(\frac{2\pi n \nu}{\Delta\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{2n\nu}{\Delta\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2}\right) \right] \tag{10}$$

式中: $\Delta\nu_{FSR}$ 为 F-P 标准具的自由谱间距; θ_0 为入射到 F-P 标准具的激光的半发散角; $T_M = T_p (1 - R_e) / (1 + R_e)$ 。其中, T_p 为 F-P 标准具的峰值透过率, R_e 为 F-P 标准具的有效反射率。

F-P 标准具标定后,获得三通道的透过率曲线,及他们之间的相对关系,如可确定 $\nu_{off} = 517.9$ MHz。此外,拟合得到的 F-P 标准具的参数 T_p, R_e 及 $\Delta\nu_{FSR}$,用于后续的大气分子回波透过率扫描。

大气分子回波信号扫透过率时,在保证足够的信噪比的同时,应尽量避免气溶胶、径向风速及大尺度温度变化的影响。根据扫描前探测的垂直风廓线和后向散射比,大气分子回波信号的高度区域选为 17.5~18.5

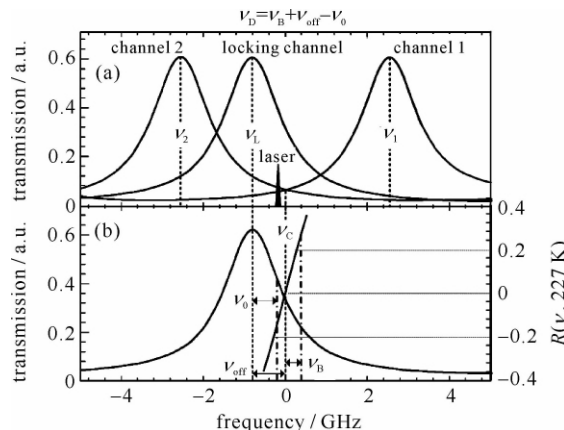


Fig. 5 Schematic diagram of frequency calibration for Rayleigh wind lidar
图 5 瑞利测风激光频率标定示意图

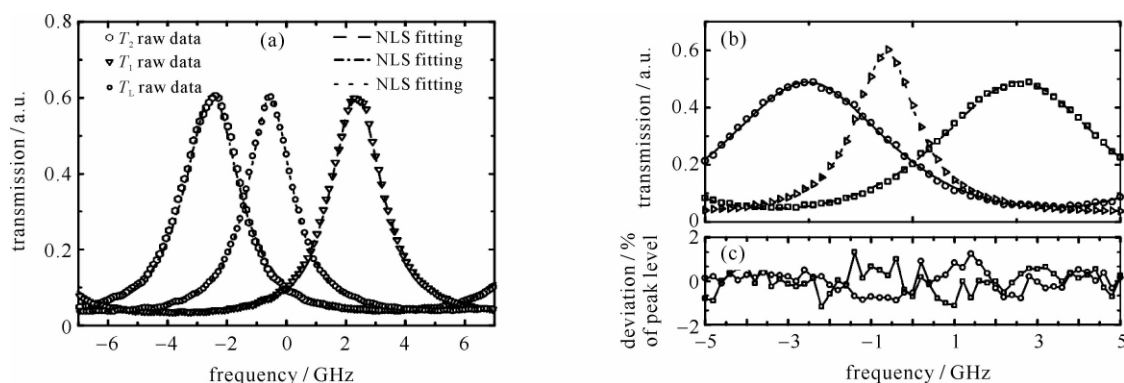


Fig. 6 (a) Transmission curves of F-P etalon by using continuous laser, (b) Measurement transmission curves of backscatter and reference laser; (c) Residual between measured transmission and fitted results of backscatter

图 6 利用连续激光标定的三通道 F-P 标准具的透过率曲线(a), 大气分子回波信号及参考光扫描的透过率曲线(b); 大气分子回波的透过率与其拟合后获得的曲线的残差(c)

km。图 6(b)为扫描得到的大气分子回波信号及参考光的透过率曲线,其中,宽谱的为大气分子后向散射信号扫描的透过率,窄谱的为参考激光扫描的透过率,点表示为原始数据,线表示为对原始数据进行最小二乘法拟合后得到的曲线。扫描过程中,每隔 202.8 MHz 调节一次腔长,扫描范围为 $-5.07 \sim 5.07$ GHz。参考光扫描的透过率采用式(10)进行拟合,分子后向散射信号的透过率采用如下方程进行拟合^[13]

$$T_{Ray}(\nu) = T_M \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} R_n^2 \cos\left(\frac{n\pi\nu(1 + \cos\theta_0)}{\Delta\nu_{FSR}}\right) \exp\left[-\left(\frac{n\pi(1 + \cos\theta_0)}{2\Delta\nu_{FSR}} \Delta\nu_{RL}\right)^2\right] \text{sinc}\left(\frac{m_0(1 - \cos\theta_0)}{2\Delta\nu_{FSR}}\right) \right\} \quad (11)$$

式中: $\Delta\nu_{RL} = \sqrt{\Delta\nu_R^2 + \Delta\nu_L^2}$ 。 $\Delta\nu_R = (8kT/M\lambda^2)^{1/2}$ 和 $\Delta\nu_L$ 分别为瑞利散射谱函数与激光发射谱函数的峰值 $1/e$ 处的宽度,其中, k 为玻耳兹曼常数; M 为大气分子质量。F-P 标准具的参数由连续光标定获得。图 6(c)为两个大气分子回波信号透过率的原始透过率与其拟合后得到的曲线的残差,其最大偏差不超过 2%。根据两个宽谱的分子后向散射信号的透过率,计算 $R(\nu_D, T)$ 的斜率为 5.78×10^{-10} 。

5 实验观测

瑞利测风激光雷达与无线电探空仪分别于 2013 年 12 月 6 日和 12 月 7 日在青海省德令哈市(北纬 37.371° , 东经 97.374°)进行了风场的联合观测,如图 7 所示。瑞利测风激光雷达在 15~40 km 的高度分辨率为 200 m, 40~60 km 的高度分辨率为 1 km。12 月 6 日的联合观测结果显示: 16.1~30 km 高度区域,两者风速的平均偏差为 0.81 m/s, 最大偏差为 6.16 m/s; 风向的平均偏差为 1.86° , 最大相差为 10.92° ; 12 月 7 日的联合观测结果显示: 16.2~29.5 km 高度区域,两者风速的平均偏差为 1.43 m/s, 最大偏差为 6.22 m/s; 风向

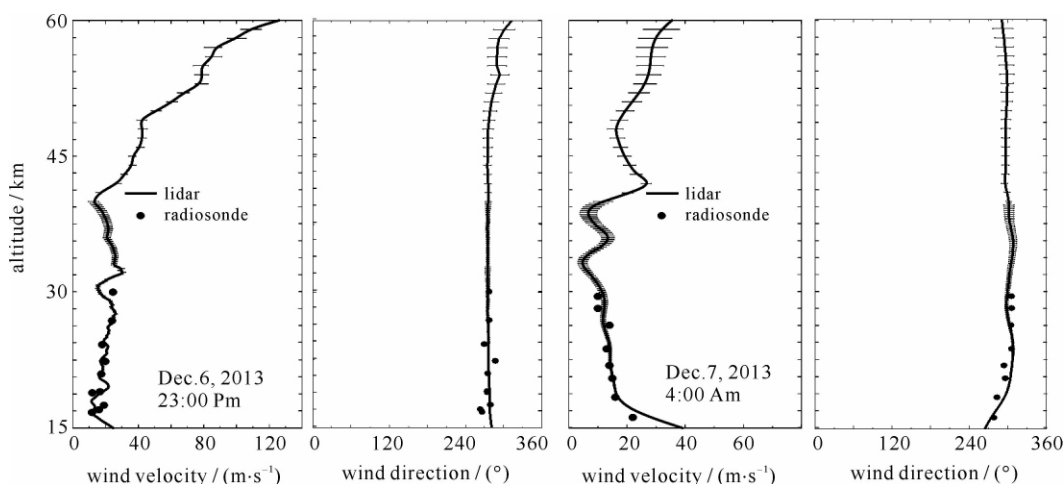


Fig. 7 Profiles of wind speed and direction derived from Rayleigh wind lidar and radiosonde

图 7 瑞利测风激光雷达与无线电探空仪观测的风廓线

的平均偏差为 1.56° , 最大相差为 8.72° 。

6 结 论

测风激光雷达中, 连续调节 F-P 标准具的腔长以锁定出射激光频率时, 由于 PZT 的磁滞效应, 及其调频增加引起的等效电阻减小而导致的功耗增加, 将引入系统误差。针对这个缺点, 本文提出了集合静态补偿和动态跟踪锁定的频率标定方法。首先, 当出射激光频率相对 F-P 标准具的漂移小于 100 MHz 时, 不对 F-P 标准具进行调节, 而是根据参考光在锁定通道的透过率值, 对出射激光频率实时监测, 并且根据透过率的值计算激光出射频率的漂移量。当相对漂移大于 100 MHz 时, 将 F-P 标准具先退回预设腔长以下, 通过逐步增加电压的方式, 重新实现频率锁定, 该过程始终沿着磁滞回线的电压上升曲线, 避免了磁滞效应引起的误差。其次, 通过扫描 F-P 干涉的腔长, 利用 355 nm 连续激光, 标定 F-P 标准具的频率响应函数; 利用大气分子回波信号, 校准激光雷达频率响应曲线。频率标定时, 根据扫描得到的锁定通道透过率和激光雷达频率响应函数, 建立坐标, 反演多普勒频移。通过测风雷达与无线电探空仪的对比试验, 验证了方法的有效性。

参考文献:

- [1] Chanin M L, Garnier A, Hauchecorne A, et al. A Doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 1989, **16**(11):1273-1276.
- [2] Korb C L, Gentry B M, Li S X, et al. Theory of the double-edge technique for Doppler lidar wind measurement[J]. *Applied Optics*, 1998, **37**(15):3097-3104.
- [3] Baumgarten G. Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km[J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2010, **3**(6):1509-1518.
- [4] Reitebuch O, Lemmerz C, Nagel E, et al. The airborne demonstrator for the direct-detection Doppler wind lidar ALADIN on ADM-Aeolus. Part I: Instrument design and comparison to satellite instrument[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2009, **26**(12):2501-2515.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] 夏海云, 孙东松, 沈法华, 等. 双边边缘技术多普勒测风激光雷达标准具的优化[J]. *强激光与粒子束*, 2007, **18**(11):1774-1778. (Xia Haiyun, Sun Dongsong, Shen Fahua, et al. Optimization of etalon parameters in direct detection Doppler wind lidar. *High Power Laser and Particle Beams*, 2007, **18**(11):1774-1778)
- [8] 上官明佳, 夏海云, 舒志峰, 等. 双边边缘瑞利测风技术中信号通道分光比对风速反演的影响[J]. *中国激光*, 2014, **41**:0714001. (Shangguan Mingjia, Xia Haiyun, Shu Zhifeng, et al. Effect of splitting ratio on the inversion of wind in the dual edge Rayleigh wind measurement technology. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, **41**:0714001)
- [9] Didier B. Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar[J]. *Applied Optics*, 2001, **40**(3):391-399.
- [10] Liu Z S, Wu D, Liu J T, et al. Low-altitude atmospheric wind measurement from the combined Mie and Rayleigh backscattering by Doppler lidar with an iodine filter[J]. *Applied Optics*, 2002, **41**(33):7079-7086.
- [11] 卜令兵, 郭胜利, 田力, 等. 瑞利激光雷达探测南京上空平流层大气温度[J]. *强激光与粒子束*, 2014, **26**:019003. (Bu Lingbing, Guo Shengli, Tian Li, et al. Observation of the stratospheric temperature above Nanjing with Rayleigh lidar. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, **26**:019003)
- [12] 上官明佳, 夏海云, 舒志峰, 等. 基于扫描 F-P 标准具的高光谱分辨低平流层温度探测[J]. *强激光与粒子束*, 2014, **26**:129002. (Shangguan Mingjia, Xia Haiyun, Shu Zhifeng, et al. Scanning F-P etalon based high spectral resolution lidar for low-stratosphere temperature measurement. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, **26**:129002)
- [13] Xia H, Dou X, Shangguan M, et al. Stratospheric temperature measurement with scanning Fabry-Perot interferometer for wind retrieval from mobile Rayleigh Doppler lidar[J]. *Optics Express*, 2014, **22**(18):21775-21789.

Frequency calibration for Rayleigh Doppler wind lidar

Shangguan Mingjia^{1,2}, Xia Haiyun^{1,2}, Hua Zhengyu^{1,2}, Cen Yetao^{1,2}, Wang Chong^{1,2},

Qiu Jiawei^{1,2}, Shu Zhifeng^{1,2}, Dou Xiankang^{1,2}

(1. *School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;*

2. *Key Laboratory of Geospace Environment, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China*)

Abstract: Precise frequency calibration is critical to maintain the accuracy of wind retrieval from a Rayleigh Doppler wind lidar. The frequency of the laser is locked at the cross-point of the transmission functions of double-edge channels by tuning the cavity length of the Fabry-Perot interferometer (FPI) continuously. However, the non-linearity due to hysteresis in the PZT will introduce systematic errors. To overcome this drawback, a new method of frequency calibration and frequency locking is proposed and demonstrated. If the relative frequency drift between the laser and the FPI is less than 100 MHz, the frequency deviation is monitored and then compensated in the data processing. Once the relative frequency drift is large than 100 MHz, the frequency locking point is reset. In their procedure, the cavity length is shrunk in two steps: first tune the voltage under the preset point, then increase the voltage along the rising edge of the hysteresis loop gradually until the frequency locking is achieved again. In the comparison experiments, the new method is adopted. The maximum (average) wind speed deviation between the results from Doppler lidar and radiosonde is 6.22 m/s (1.12 m/s) in the altitude from 15 km to 30 km.

Key words: wind lidar; Rayleigh scattering; Fabry-Perot etalon

PACS: 42.68.Wt; 47.80.Cb