

文章编号: 1001-4322(2006)11-1774-05

双边缘技术多普勒测风激光雷达标准具的优化*

夏海云¹, 孙东松², 沈法华², 董晶晶²

(1. 北京航空航天大学 仪器科学与光电工程学院, 北京 100083;

2. 中国科学院 安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

摘要: 优化了基于双边缘技术的直接测风多普勒激光雷达中 F-P 标准具的工作参数。确定激光谱宽后, 选择适当的 F-P 标准具自由谱间距, 可正确消除瑞利背景噪声的影响。分析了标准具镜面缺陷、非严格平行和入射光束发散角对其透过率曲线的影响。将标准具透过率函数表达为唯一系统参数, 即反射精细度的函数; 通过计算散粒噪声极限时的相对测量误差, 可确定最优反射精细度以及激光频率相对标准具透过率中心频率的最佳偏置; 由最优反射精细度可得到入射到标准具光束的最大发散角和标准具的最小通光口径。

关键词: F-P 标准具; 优化; 测风激光雷达; 反射精细度

中图分类号: TN958.98

文献标识码: A

随着多普勒测速技术的发展, F-P 标准具成为该领域鉴频器件中的佼佼者。鉴频器是测速系统中的核心器件, 随着光学加工工艺、相关光电技术的进步, 近年来出现了大量的应用报道^[1-4]。在 F-P 标准具应用于测风激光雷达的研究中, J. A. McKay 认为雷达出射激光相对标准具透过率中心的频率偏置 ν_{LE} 和 F-P 标准具谱宽 $\Delta\nu$ 分别是两个独立变量, 并在口径精细度、缺陷精细度和有效精细度等定义的基础上给出了标准具响应曲线的解析表达式^[1]。但有效精细度概念仅对高斯误差源适用, 入射光束的发散角、标准具前后反射平面非严格平行引起的误差均不符合高斯分布^[4]。M. J. McGill 采用 Skinner 提出的 F-P 标准具优化方法, 计算了双边缘技术和条纹技术的风速测量误差, 提出优化设计时需要同时考虑标准具灵敏度和信噪比的影响^[2]。以上方法均有一定的近似或经验值的选定。本文在优化设计时, 考虑了 F-P 标准具透过率的主要影响因素, 将大气回波信号通过 F-P 标准具的透过率函数表达成唯一的系统参数, 即反射精细度 F_r 的函数。给出了 F-P 标准具所有的工作参数。

1 优化时的考虑因素

1.1 激光线宽的影响

图 1 为以气溶胶后向散射光为测量对象, 标准具自由谱间距 $\nu_{FSR} = 3.3$ GHz, 反射精细度 $F_r = 45$, 激光线宽 δ_l 分别为 90, 60 和 45 MHz 时, F-P 标准具透过率及灵敏度曲线。由图 1 可知, 激光源线宽越窄, 透过率越高, 相应灵敏度也较大。工作波长 1 064 nm 时, 国外使用的激光器线宽较窄, 为 45 MHz^[6], 本文线宽为 90 MHz。

1.2 自由谱间距的影响

对于选定的激光器, 风速测量误差与标准具的设计有关。大气分子后向散射谱服从高斯分布, 其频谱展宽为

$$\delta_R(T) = \frac{\sqrt{32\ln 2}}{\lambda} \sqrt{\frac{k_B T}{M}} \quad (1)$$

式中: λ 为激光出射波长; k_B 为波耳兹曼常数; T 为大气温度; M 为大气分子平均质量。当积分半径 $\delta_0 = \sqrt{2/\ln 2} \delta_R$ 时, 归一化的瑞利功率谱积分为 1。由于标准具透过率

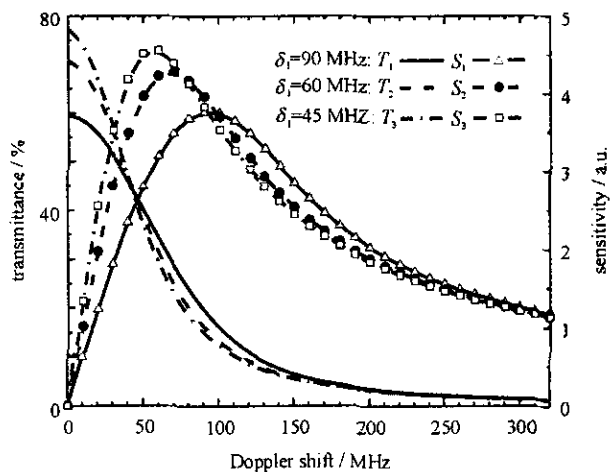


Fig. 1 Transmittance and sensitivity vs Doppler shift with different line width
图 1 线宽不同标准具透过率及灵敏度

* 收稿日期: 2006-05-15; 修订日期: 2006-09-05

基金项目: 中国科学院知识创新工程基金资助课题(cx0201); 中国科学院百人计划基金资助课题(202032403130)

作者简介: 夏海云(1980—), 男, 博士, 从事测风激光雷达系统设计与信号处理; Haiyunxia@126.com。

函数在频域上具有周期性, 如果其自由谱间距太小, 瑞利谱将延伸到透过率曲线的相邻干涉级。激光雷达探测时, 若以大气气溶胶后向散射信号作为多普勒频移信息的载波, 将导致即使采用双边边缘技术也无法正确去除接收大气回波信号中的瑞利背景噪声, 从而引入较大的测量误差。图 2 为 3 组标准具曲线以及 $T=300\text{ K}$ 时的瑞利谱线, 其中 T_1 和 T_2 自由谱间距相等 ($\nu_{\text{FSR}1} = \nu_{\text{FSR}2} = 3.3\text{ GHz}$), T_1 和 T_3 谱宽相等 ($\Delta\nu_1 = \Delta\nu_3 = 157\text{ MHz}$), 反射精细度不等 ($F_{r1} = 21, F_{r2} = 5, F_{r3} = 7$)。由图 2 可以看出, T_1 和 T_2 自由谱间距较大, 瑞利信号未进入相邻干涉级; 但曲线 T_2 太宽, 导致系统测量灵敏度降低, T_3 和 T_1 一样窄, 但 T_3 的自由谱间距较小 ($\nu_{\text{FSR}3} = \Delta\nu_3 F_{r3} = 1.1\text{ GHz}$), 瑞利信号将进入 T_3 的相邻透过率曲线。

为避免相邻干涉级透射信号之间的混淆, 原则上要求 $\nu_{\text{FSR}} \geq 2\delta_0$ 。但由理想 F-P 标准具谱宽 $\Delta\nu = \nu_{\text{FSR}}/F_r$ 可知: 为使 $\Delta\nu$ 较窄以保持较高的测量灵敏度, ν_{FSR} 增大, 必然要求 F_r 也增大, 而 F_r 的增大将导致透过率峰值减小。因此, 在避免邻级混淆的前提下, ν_{FSR} 应尽量取小值。当积分半径 $\delta_1 = 0.75 \sqrt{2/\ln 2} \delta_R$ 时, 瑞利功率谱积分值为 99.7%。当温度 $T=300\text{ K}$, 可取自由谱间距 $\nu_{\text{FSR}} = 2\delta_1 = 3.3\text{ GHz}$ 。

1.3 最大发散角的影响

双边边缘直接测风激光雷达中, 入射到标准具的光束总是存在一定的发散角, 光束发散角将引起标准具透过率曲线形状和峰值位置的变化。F-P 标准具工作在一个特殊状态: 准单色光正入射, 最高干涉级条纹内径为零, 外径等于标准具的有效通光孔径, 入射光斑均匀充满标准具的前接收面。

当激光正入射时, F-P 标准具入射光束立体角为

$$\Omega_E = 2\pi\delta\cos\theta \approx \pi\theta_m^2 \quad (2)$$

式中: θ_m 为入射光束最大发散角; θ 为入射光与标准具反射表面法线的夹角。 $\cos\theta$ 的微小变量为 $\delta\cos\theta$ 。

光束发散角使干涉条纹增宽, 为了保持 F-P 标准具分辨本领, 由 Jacquinot 条件可得^[3]

$$\frac{\delta\cos\theta}{\cos\theta} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{F_r\nu} \quad (3)$$

式中: ν 为出射激光频率。

正入射时, θ_m 很小 (约为 1 mrad), $\cos\theta \approx 1$ 。将 (3) 式代入 (2) 式可得

$$\theta_m = \sqrt{\frac{2\nu_{\text{FSR}}}{F_r\nu}} \quad (4)$$

为了保证信号的接收效率, 激光雷达系统中的 F-P 标准具需满足^[7]

$$\Omega_E A_E \geq \Omega_T A_T \quad (5)$$

式中: $A_E = \pi(D_E/2)^2$, 为 F-P 标准具的接收面积, D_E 为 F-P 标准具的通光孔径; $\Omega_T = \pi\theta_{\text{FOV}}^2/4$, 为激光雷达中光学望远镜的接收立体角, θ_{FOV} 为光学望远镜的视场角; A_T 为光学望远镜有效接收面积。由 (2), (4), (5) 式可知 F-P 标准具的最小通光口径为

$$D_E = \theta_{\text{FOV}} \left(\frac{F_r \nu A_T}{2\pi\nu_{\text{FSR}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

1.4 标准具透过率曲线的主要展宽源

为了考虑各种缺陷对 F-P 标准具透过率的展宽效应, 将透过率函数表示为

$$h_0(\nu, F_r, x_1, x_2, \theta) = \left(1 - \frac{L}{1-R}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{4F_r^2}{\pi^2} \sin^2 \left[\frac{2\pi n \cos\theta}{c} \left(\frac{c}{2n\nu_{\text{FSR}}} + x_1 + x_2 \right) \right]} \quad (7)$$

式中: n 为空气折射率; $L \approx 0.25\%$, 为表面吸收和散射光损耗; c 为光速; x_1 为由于反射面不平整引起的腔长误差; x_2 为由于前后两反射平面非严格平行引起的腔长误差; R 为反射率, 与反射精细度的关系为

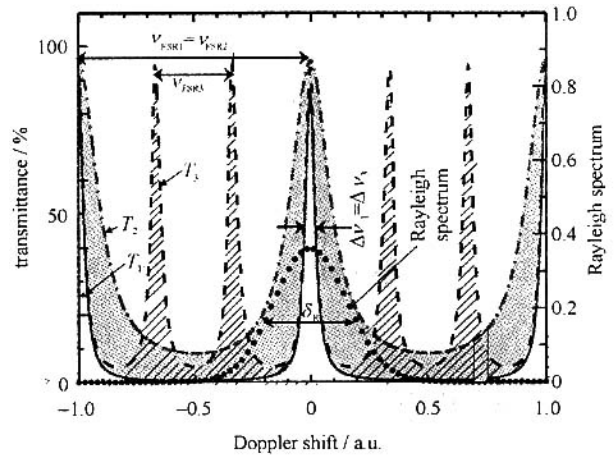


Fig. 2 Transmittance and Rayleigh spectrum

图 2 F-P 标准具透过率与大气分子后向散射谱

$$F_r = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \tag{8}$$

F-P 标准具反射镜的表面缺陷服从高斯分布

$$D_1(x_1) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x_1^2}{2\sigma_1^2}\right) \tag{9}$$

式中： σ_1 为表面缺陷标准差。实验操作时，两平板不一定严格平行。假设平行板边缘与两平行板圆心处腔长的最大差值为 σ_2 (由于倾斜引起的最大腔长误差)，则倾斜几率密度函数为

$$D_2(x_2) = \frac{2}{\pi\sigma_2} \sqrt{1-\frac{x_2^2}{\sigma_2^2}} \tag{10}$$

考虑这两种缺陷展宽后，F-P 标准具透过率函数可表示为

$$h_1(\nu, F_r, \theta) = \int_{-\sigma_2}^{\sigma_2} \int_{-\infty}^{+\infty} h_0(\nu, F_r, x_1, x_2, \theta) D_1(x_1) D_2(x_2) dx_1 dx_2 \tag{11}$$

(11)式认为入射 F-P 标准具的光束为平行光。考虑光束发散角后，透过率曲线表示为

$$h_2(\nu, F_r) = \frac{2}{\theta_m^2} \int_0^{\theta_m} h_1(\nu, F_r, \theta) \sin\theta d\theta \tag{12}$$

2 误差估计与参数优化

2.1 气溶胶后向散射为信号源

工作波长 $\lambda=1\ 064\ \text{nm}$ ，气溶胶粒子半径为 $10\ \text{nm}\sim 1\ \mu\text{m}$ 时，大气气溶胶后向散射信号的频谱展宽为 $0.15\ \text{kHz}\sim 0.15\ \text{MHz}$ 。该频谱展宽远小于激光谱宽 δ_l ，故归一化的气溶胶后向散射信号频谱函数近似为

$$S_A(\nu) = \frac{1}{\delta_l} \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi}} \exp\left(-\frac{4\ln 2\nu^2}{\delta_l^2}\right) \tag{13}$$

标准具对气溶胶后向散射信号的响应曲线为

$$T_A(\nu, F_r) = h_2(\nu, F_r) * S_A(\nu) \tag{14}$$

双通道 F-P 标准具的速度灵敏度为 单位速度引起透过率的相对变化

$$\Theta_V(\nu, F_r) = \frac{2}{\lambda T_A(\nu, F_r)} \frac{dT_A(\nu, F_r)}{d\nu} \tag{15}$$

图 3 为 $\nu_{\text{FSR}}=3.3\ \text{GHz}$ ，反射精细度取值不同时 的标准具透过率曲线和灵敏度曲线。从图 3 可以看出，当 F_r 较小时，响应曲线峰值较高，但半宽较大，因此灵敏度不高；当 F_r 较大时，灵敏度很高，但是信号透过率较低，导致信噪比较低。为解决以上矛盾，考虑散粒噪声时的测量误差

$$U_m = \frac{1}{2\Theta_V R_{\text{sn}}} \tag{16}$$

式中：系数 2 是由双通道标准具引入； R_{sn} 为仅考虑散粒噪声时的信噪比，可表示为

$$R_{\text{sn}} = \left[\frac{1}{N_0 \eta} + \frac{1}{0.5(1-\eta) T_{A1}(\nu, F_r)} + \frac{1}{0.5(1-\eta) T_{A2}(\nu, F_r)} \right]^{-\frac{1}{2}} \tag{17}$$

式中： N_0 为激光雷达接收的总光子数； η 为能量监测通道的分光比例； T_{A1}, T_{A2} 分别为气溶胶信号在双通道上的透过率。

为了使计算结果具有普遍意义，引入理论极限误差^[5]。如果信号谱服从高斯分布；每一个光子的频率都能准确测量，并且光子探测几率服从泊松分布，则理论极限误差为

$$U_c = \frac{\lambda}{2\sqrt{2N_0}} \delta_s \tag{18}$$

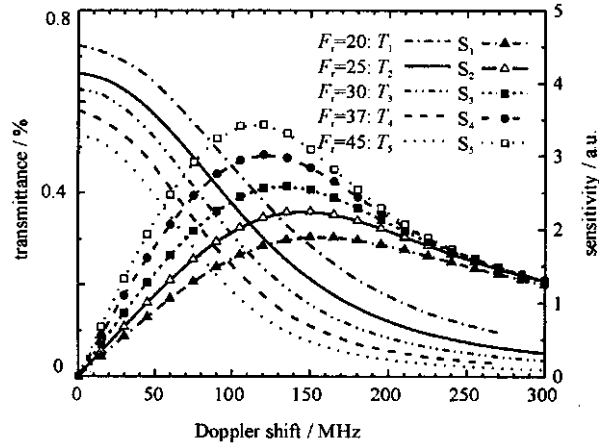


Fig. 3 Transmittance and sensitivity vs Doppler shift with different F_r

图 3 不同 F_r 值时 F-P 标准具透过率与灵敏度

式中： δ_s 为信号源的谱宽。由(16)~(18)式，可得风速相对测量误差为

$$\frac{U_m}{U_c} = \frac{1}{\Theta_V R_{sn}} \frac{\sqrt{2N_0}}{\lambda \delta_s} \quad (19)$$

图 4 为径向风速相对误差随反射精细度的变化情况，纵轴在显示了差分测量多普勒频移信息的同时，也表现了相对测量误差与出射激光相对 F-P 标准具透过率中心频率偏置 ν_{LE} 的关系，以激光线宽 δ_L 为单位。由图 4 看出，当 F_r 约为 60 时，相对测速误差变化不大，最小相对误差点在 $\nu_{LE} = 0.9\delta_L$ 附近。

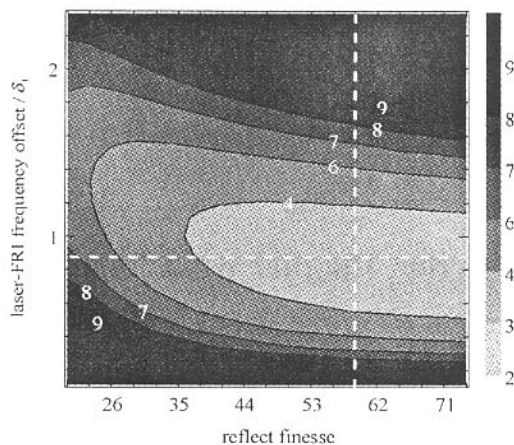


Fig. 4 Contours of relative error as function of frequency offset reflectance finesse

图 4 相对误差与反射精细度的关系

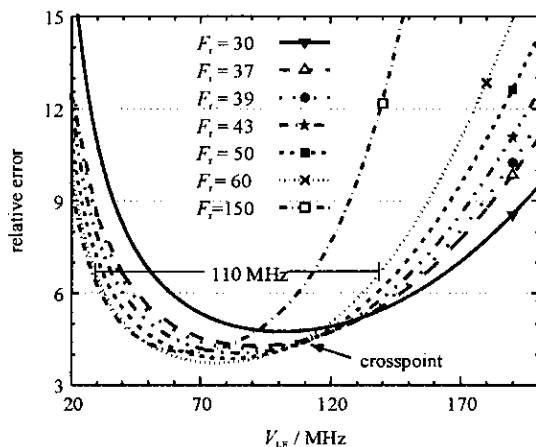


Fig. 5 Relative error vs frequency offset of laser to Fabry-Perot interferometer

图 5 相对误差与出射激光相对 F-P 标准具透过率中心的频率偏置的关系

测风激光雷达的设计还受测量动态范围的限制。当激光出射的天顶角为 45° 时，假设径向风速测量的动态范围为 ± 30 m/s，则水平风速测量范围为 ± 42.5 m/s，对应多普勒频移的动态范围为 ± 56.4 MHz。

图 5 为 F_r 取不同值时，相对误差与 ν_{LE} 的关系。由图 5 可以看出，在 110 MHz 频率范围内，当 $F_r = 60$ 时，相对测量误差最小，此时标准具宽度约为气溶胶后向散射信号谱宽的 0.6 倍，即 $\Delta\nu \approx 0.6\delta_L$ ，这与 McKay^[1] 的结论一致；当 $37 \leq F_r \leq 60$ 时，相对测量误差变化不大，在 $\nu_{LE} = 112$ MHz 附近出现交点。瑞利谱宽受温度的影响，但在该点附近，测量误差对温度的变化不敏感。

2.2 分子后向散射为信号源

基于大气分子后向散射信号的多普勒测风激光雷达是全球范围内探测中层大气风场的有效方法^[8]。考虑大气分子后向散射，归一化大气瑞利后向散射谱函数为

$$S_R(\nu) = \sqrt{\frac{4\ln 2}{\pi(\delta_R^2 + \delta_I^2)}} \exp\left(-\frac{\nu^2 4\ln 2}{\delta_R^2 + \delta_I^2}\right) \quad (20)$$

标准具对分子后向散射信号的响应曲线为

$$T_R(\nu, F_r) = h_2(\nu, F_r) * S_R(\nu) \quad (21)$$

如前所述，可以对基于瑞利信号的双通道标准具系统进行参数优化，选定激光线宽 δ_L 后确定 ν_{FSR} ，根据相对误差选择最优 F_r ，将 F_r 代入(4)，(6)式，可得入射光束最大发散角和 F-P 标准具最小口径。需注意的是，在确定 ν_{LE} 时，并非取测量误差最小点，而是取瑞利信号灵敏度曲线与气溶胶信号灵敏度曲线的交点处。

3 结 论

直接探测多普勒测风激光雷达中，针对气溶胶后向散射信号和瑞利后向散射信号，分别给出了标准具工作参数的优化方法。在设计过程中主动地考虑了透过率曲线的主要频谱展宽因素，其中包括镜面缺陷、非严格平行以及入射光束发散角的影响，而不是在确定系统参数后，被动考虑各种因素对测量结果的影响。基于大气气溶胶后向散射的双边缘技术，恰当选 F-P 标准具的自由谱间距，可以正确消除大气瑞利后向散射背景噪声。将散粒噪声极限条件下的相对测量误差表示为唯一系统参数，即反射精细度的函数。由相对误差，可选择最优反射精细度和出射激光相对 F-P 标准具透过率中心的最佳频率偏置。由最优反射精细度可确定入射到标准具光束的最大发散角和标准具的最小通光口径。

参考文献:

- [1] McKay J A. Modeling of direct detection Doppler wind lidar. I. The edge technique[J]. *Appl Opt*, 1998, **37**(27): 6480-6486.
- [2] McGill M J, Spinhirne J D. Comparison of two direct-detection Doppler lidar techniques[J]. *Opt Eng*, 1998, **37**(10): 2675-2686.
- [3] Jacquinet P. The luminosity of spectrometers with prisms, gratings, or Fabry-Perot etalons[J]. *Opt Soc Am*, 1954, **44**: 761-765.
- [4] Arshinov Y, Bobrovnikov S, Serikov I, et al. Daytime operation of a pure rotational Raman lidar by use of a Fabry-Perot interferometer[J]. *Appl Opt*, 2005, **44**(17): 3593-3603.
- [5] Rye B J, Hardesty R M. Discrete spectral peak estimation in incoherent back-scatter heterodyne lidar. I: spectral accumulation and the Cramer-Rao lower bound[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 1993, **31**(1): 16-27.
- [6] Korb C L, Gentry B M, Xingfu L S. Edge technique Doppler lidar wind measurements with high vertical resolution[J]. *Appl Opt*, 1997, **36**(24): 5976-5983.
- [7] Wyatt C L. Radiometric system design[M]. New York: MacMillan Publishing Company, 1987.
- [8] Flesia C, Korb C L. Theory of the double-edge molecular technique for Doppler lidar wind measurement[J]. *Appl Opt*, 1999, **38**(3): 432-440.

Optimization of etalon parameters in direct detection Doppler wind lidar

XIA Hai-yun¹, SUN Dong-song², SHEN Fa-hua², DONG Jing-jing²

(1. School of Instrument Science and Photo-electronics Engineering,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;

2. Anhui Insititute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 1125, Hefei 230031, China)

Abstract: Based on double-edge technique, the optimization of the operation parameters of Fabry-Perot interferometers in the direct detection Doppler wind lidar is presented. The effects of the laser spectral width, mirror surface defects, parallelism errors, beam divergence of illumination on the transmittance of the etalon are considered. By convolution method, the Fabry-Perot interferometer transmittance function with different spectral broadening defect is given. The free spectrum range is chosen to subtract the Rayleigh signal from the atmospheric back-scattering correctly. The transmittance of aerosol back-scatter signal through the interferometer is expressed as a function of the reflectance finesse, which is the unique system parameter. By considering the ratio of the measurement uncertainty to Cramer-Rao lower bound uncertainty under condition of the signal shot-noise limit, the optimal reflectance finesse and the frequency offset between the outgoing laser and the center transmittance, the center frequency of Fabry-Perot interferometer can be determined. By giving the optimum reflectance finesse, the maximum beam divergence and minimum aperture of the Fabry-Perot interferometer can be obtained.

Key words: Fabry-Perot interferometer; Optimization; Wind lidar; Reflectance finesse