

基于单 Fabry-Perot 标准具的双频率多普勒激光雷达数据反演技术*

沈法华^{1)†} 孙东松²⁾ 刘成林¹⁾ 仇成群¹⁾ 舒志峰²⁾

1) (盐城师范学院物理系, 盐城 224002)

2) (中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026)

(2013年6月7日收到; 2013年8月10日收到修改稿)

本文导出了大气后向散射信号光入射到 Fabry-Perot (F-P) 标准具的有效透过率表达式. 在基于单 F-P 标准具的双频率多普勒激光雷达系统中, 采用平均值法定量分析了瑞利后向散射信号对风场测量准确度的影响. 提出了同时反演风速和后向散射比的非线性迭代方法, 并通过仿真试验验证了该方法的有效性. 同时, 导出了径向风速和后向散射比测量误差的具体表达式, 并据此进行了仿真. 仿真结果表明: 若假定望远镜接收到的总后向散射光子数为 50000, 径向风速测量误差随后向散射比的增大迅速减小, 在 ± 25 m/s 的风速测量动态范围内, 当 $R_\beta > 1.2$ 时, 误差小于 3 m/s; 后向散射比测量误差随后向散射比的增大而增大, 与径向风速大小几乎无关, 当 $R_\beta < 10$ 时, 相对误差小于 13%.

关键词: 多普勒激光雷达, Fabry-Perot 标准具, 边缘技术, 双频率

PACS: 07.07.Df, 42.68.Wt, 42.79.Qx, 92.60.Gn

DOI: 10.7498/aps.62.220702

1 引言

多普勒激光雷达是大气垂直风廓线常规探测、飞机尾流跟踪监测、机场风切变探测预警和风力机前方风场预测等的最有效设备之一, 其应用范围越来越广泛^[1-3]. 近 30 年来, 国内外很多的科研院所和研发机构对其做了广泛而深入的研究, 并形成了相干探测^[4-7]和直接探测^[8-14]两种探测体制. 本研究小组在对传统的基于双 Fabry-Perot (F-P) 干涉仪双边缘技术的直接探测多普勒激光雷达系统做了详细分析的基础上, 提出了建立基于单 F-P 标准具双频率技术的小型化、低成本的直接探测多普勒激光雷达系统^[15]. 本文则是在此基础上, 对基于单 F-P 标准具双频率技术的多普勒激光雷达的数据处理和风场反演问题进行了深入分析, 并给出了具体有效的数据反演方法及其相应的反演误差.

2 有效透过率函数表达式

频率为 ν_{0i} ($i = 1, 2$) 的激光交替入射到大气中, 其部分后向散射光通过望远镜接收、光纤耦合和准直器准直后再由分束片分为两束, 其透射光束入射至单固体 F-P 标准具并由边缘通道探测器接收, 反射光束直接由能量监测探测器接收. 则边缘通道接收的光信号以及能量监测通道接收的光信号分别为

$$I_i = a_1 [I_{Ai} T_A(\nu_{0i} + \nu_D) + I_{Ri} T_R(\nu_{0i} + \nu_D, T_a)], \quad (1)$$

$$I_{Ei} = a_2 (I_{Ai} + I_{Ri}). \quad (2)$$

式中, a_1 和 a_2 均为校准常数; ν_D 为多普勒频率; I_{Ai} 和 I_{Ri} 分别为望远镜接收到的米后向散射光强和瑞利后向散射光强; T_a 为大气温度; $T_A(\nu)$ 和 $T_R(\nu)$ 分别为气溶胶和分子后向散射信号经过标准具的透过率函数, 可表示为^[16]

* 江苏省自然科学基金青年基金 (批准号: BK2012246) 和江苏省高等学校自然科学基金 (批准号: 12KJB170014) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: sfh81914@tom.com

$$T_A(\nu) = \eta_{FP} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos \left(\frac{2\pi n \nu}{\bar{\nu}_{FSR}} \right) \times \exp \left[- \left(\frac{\pi n \Delta \nu_1}{\bar{\nu}_{FSR}} \right)^2 \right] \times \sin c \left(\frac{2n \nu_0}{\bar{\nu}_{FSR}} \frac{1 - \cos \theta_0}{1 + \cos \theta_0} \right) \right\} \times \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\pi n}{\bar{\nu}_{FSR}} \right)^2 \frac{8k_B T_a}{M \lambda^2} \right] - 1 \right\} \times \sin c \left(\frac{2n \nu_0}{\bar{\nu}_{FSR}} \frac{1 - \cos \theta_0}{1 + \cos \theta_0} \right) \right\}. \quad (3)$$

$$T_R(\nu) = \eta_{FP} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos \left(\frac{2\pi n \nu}{\bar{\nu}_{FSR}} \right) \times \exp \left[- \left(\frac{\pi n \Delta \nu_e}{\bar{\nu}_{FSR}} \right)^2 \right] \times \sin c \left(\frac{2n \nu_0}{\bar{\nu}_{FSR}} \frac{1 - \cos \theta_0}{1 + \cos \theta_0} \right) \right\}, \quad (4)$$

式中, $\eta_{FP} = T_{pe}(1 - R_e)(1 + R_e)$ 为 F-P 标准具的光学效率, 其中, T_{pe} 为峰值透过率, R_e 为有效反射率; $\bar{\nu}_{FSR} = 2\nu_{FSR}/(1 + \cos \theta_0)$, 其中, ν_{FSR} 为自由谱间距, θ_0 为光信号入射至标准具的光束发散角; $\Delta \nu_1 = \delta \nu / (4 \ln 2)^{1/2}$, 其中, $\delta \nu$ 为发射激光谱宽; $\Delta \nu_e = (\Delta \nu_1^2 + \Delta \nu_r^2)^{1/2}$, 其中, $\Delta \nu_r = (8k_B T_a / M \lambda^2)^{1/2}$ 为瑞利谱线 $1/e$ 高度处的宽度, λ 为激光波长, 本文取为 852 nm, k_B 为玻尔兹曼常数, M 为大气分子质量; $\nu_0 = c/\lambda$, 其中 c 为真空中光速.

由 (1) 式可知, 通常雷达望远镜系统接收到的是包含了米散射信号和瑞利散射信号两种信号的混合信号. 而由 (3), (4) 式可知, 两种信号的谱宽不同导致其透过率存在差异. 因此, 将该混合信号经过 F-P 标准具后的透射信号与总入射信号的比值定义为该混合信号经过 F-P 标准具的有效透过率函数

$$T(\nu_{0i} + \nu_D, T_a, R_\beta) = \frac{a_2 I_i}{a_1 I_{Ei}} = (1 - 1/R_\beta) T_A(\nu_{0i} + \nu_D) + (1/R_\beta) T_R(\nu_{0i} + \nu_D, T_a), \quad (5)$$

式中, $R_\beta = (\beta_A + \beta_R)/\beta_R = (I_{Ai} + I_{Ri})/I_{Ri}$ ($i = 1, 2$) 为大气气溶胶 - 分子后向散射比 (简称后向散射比), β_A 和 β_R 分别为气溶胶和分子后向散射系数. 将 (3), (4) 式代入 (5) 式得到:

$$T(\nu, T_a, R_\beta) = \eta_{FP} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos \left(\frac{2\pi n \nu}{\bar{\nu}_{FSR}} \right) \times \exp \left[- \left(\frac{\pi n \Delta \nu_1}{\bar{\nu}_{FSR}} \right)^2 \right] \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{R_\beta} \right\} \right\}$$

假定 F-P 标准具的带宽为 120 MHz, 大气温度取 280 K, 以 F-P 标准具的中心频率作为基准零点, 则在不同后向散射比情况下的有效透过率曲线如图 1 所示. 从图 1 可以看出, 随着后向散射比的减小, 有效透过率整体下降.

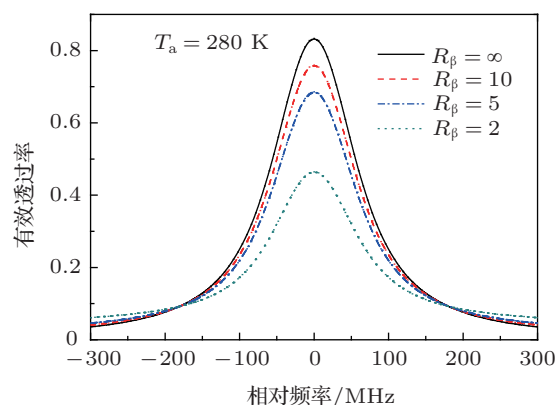


图 1 不同后向散射比情况下, 大气后向散射光入射至 F-P 标准具的有效透过率曲线

3 瑞利后向散射信号的影响及平均值风速反演方法

由图 1 可知, 瑞利散射信号的强弱会直接影响有效透过率曲线的形状, 从而势必影响风速反演. 图 2 给出了纯米散射信号入射情况下 F-P 标准具的透过率 $T_A(\nu)$ 曲线 (实线) 和后向散射比为 5 时的有效透过率曲线 (点划线). 由于米散射信号展宽很小, 相对发射激光谱宽可以忽略, $T_A(\nu)$ 可在风场探测前直接利用可调谐发射激光入射到 F-P 标准具进行定标实验获得. 在实际进行风场探测时, 发射激光频率 ν_{01} 和 ν_{02} 分别被锁定在 $T_A(\nu)$ 左右两个半高度处. 由于风场作用, 后向散射光发生频移, 频移量为 $\nu_D = 2V_r/\lambda$, 其中 V_r 为径向风速分量. 当 V_r 的方向与发射激光方向相对时, 取正; 反之取负. 由此可知, 发射激光频率为 ν_{01} 的后向散射光频率变为 ν_1 , 其经过标准具的透过率增大 (或减小); 发射激光频率为 ν_{02} 的后向散射光频率变为 ν_2 , 其经过标准具的透过率减小 (或增大). 然而, 由于后向散射信号中不仅存在米散射信号, 同时还混入了频谱很宽的瑞利散射信号, 造成有效透过率整体降

低. 这样, 频率为 ν_1 的后向散射光的实际透过率为 T'_1 , 不是 T_1 ; 频率为 ν_2 的后向散射光的实际透过率为 T'_2 , 不是 T_2 . 由于瑞利散射信号大小未知, 如果不考虑瑞利散射信号的影响, 仍旧利用 $T_A(\nu)$ 进行多普勒频率反演, 则 T'_1 对应的频率为 ν'_1 , 多普勒频移量为 ν'_{D1} ; T'_2 对应的频率为 ν'_2 , 多普勒频移量为 ν'_{D2} . 两者与实际多普勒频移量 ν_D 的关系为 $\nu'_{D1} < \nu_D < \nu'_{D2}$ (或 $\nu'_{D1} > \nu_D > \nu'_{D2}$). 为了减小或消除瑞利散射信号对风速测量的影响, Dobler 等^[17]

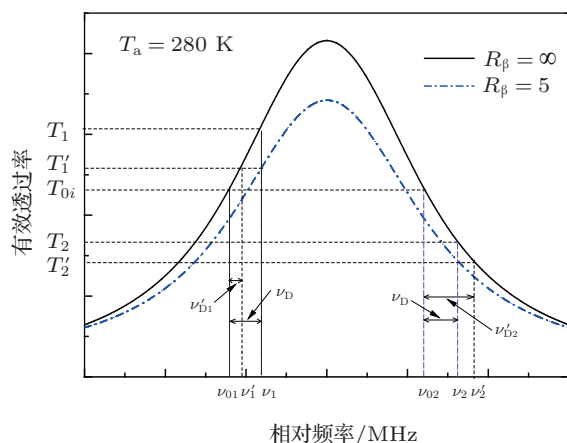


图2 由瑞利后向散射信号引起的风速反演误差

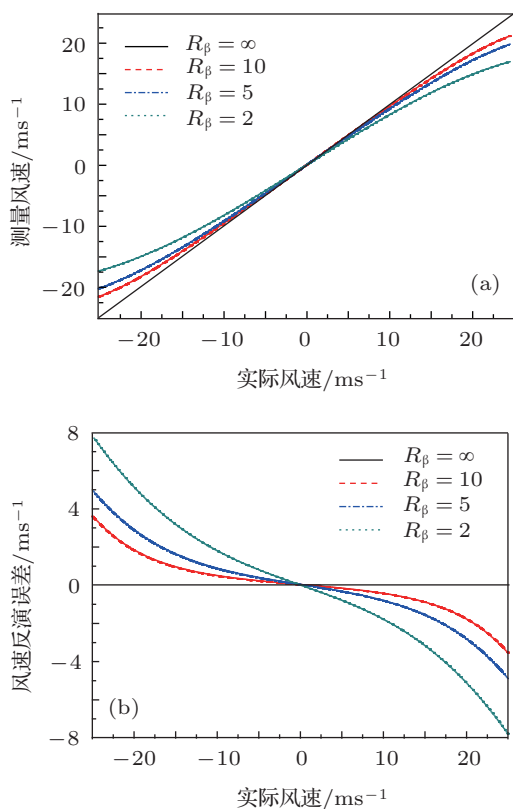


图3 在不同的后向散射比情况下, 采用平均值法得到的反演结果 (a) 径向风速; (b) 径向风速误差

提出了取两者平均作为测量值的平均值法. 在不同的后向散射比情况下, 该方法得到的径向风速反演结果如图 3(a) 所示, 对应的反演误差如图 3(b) 所示. 由图 3(b) 可以看出, 反演误差随后向散射比的减小 (即瑞利散射成分增大)、风速的增大而增大. 该方法只在后向散射比很大, 即气溶胶信号相对瑞利信号很强, 并且风速很小的情况下适用. 当 $R_\beta = 2$, 即瑞利散射信号与米散射信号相等时, 在 ± 25 m/s 的风速测量动态范围内, 最大风速反演误差达到了 8 m/s.

4 风速和后向散射比反演方法

4.1 非线性迭代方法

根据探测数据, 风速和后向散射比满足以下方程组

$$\begin{cases} T(\nu_{01} + \nu_D, T_a, R_\beta) - a_2 I_1 / (a_1 I_{E1}) = 0, \\ T(\nu_{02} + \nu_D, T_a, R_\beta) - a_2 I_2 / (a_1 I_{E2}) = 0. \end{cases} \quad (7)$$

(7) 式为非线性方程组. 利用泰勒级数展开 (6) 式, 保留到一级项得到 (7) 式线性化后的迭代方程组

$$\begin{cases} T(\nu_{01} + \nu_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) + \frac{\partial T(\nu_{01} + \nu_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)})}{\partial \nu_D} \delta \nu_D + \frac{\partial T(\nu_{01} + \nu_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)})}{\partial R_\beta} \delta R_\beta = \frac{a_2 I_1}{a_1 I_{E1}}, \\ T(\nu_{02} + \nu_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) + \frac{\partial T(\nu_{02} + \nu_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)})}{\partial \nu_D} \delta \nu_D + \frac{\partial T(\nu_{02} + \nu_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)})}{\partial R_\beta} \delta R_\beta = \frac{a_2 I_2}{a_1 I_{E2}}. \end{cases} \quad (8)$$

式中, $\delta \nu_D = \nu_D^{(j+1)} - \nu_D^{(j)}$, $\delta R_\beta = R_\beta^{(j+1)} - R_\beta^{(j)}$ ($j = 0, 1, 2, \dots$). 定义风速灵敏度和后向散射比灵敏度分别为单位风速和单位后向散射比引起的透过率的相对变化量, 即

$$\theta_V = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \nu_D} = \frac{2}{\lambda} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \nu_D}, \quad (9)$$

$$\theta_R = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial R_\beta}. \quad (10)$$

则 (8) 式简化为

$$\begin{cases} \theta_V(v_{01} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) \delta V_r \\ + \theta_R(v_{01} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) \delta R_\beta \\ = \frac{a_2 I_1}{a_1 I_{E1}} / T(v_{01} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) - 1, \\ \theta_V(v_{02} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) \delta V_r \\ + \theta_R(v_{02} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) \delta R_\beta \\ = \frac{a_2 I_2}{a_1 I_{E2}} / T(v_{02} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)}) - 1. \end{cases} \quad (11)$$

令 $\theta_{V_i}^{(j)} = \theta_V(v_{0i} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)})$, $\theta_{R_i}^{(j)} = \theta_R(v_{0i} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)})$, $T_i = a_2 I_i / (a_1 I_{Ei})$, $T_i^{(j)} = T(v_{0i} + v_D^{(j)}, T_a, R_\beta^{(j)})$, 其中 $v_D^{(j)} = 2V_r^{(j)} / \lambda$ ($i = 1, 2$). 则根据 (7) 式建立的迭代方程组为

$$\begin{pmatrix} \theta_{V_1}^{(j)} & \theta_{R_1}^{(j)} \\ \theta_{V_2}^{(j)} & \theta_{R_2}^{(j)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta V_r \\ \delta R_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_1 / T_1^{(j)} - 1 \\ T_2 / T_2^{(j)} - 1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

具体迭代步骤如下:

1) 根据标准大气模式及当地地表温度设定温度 T_a ; 根据平均值法, 利用 $T_A(v)$ 和测量数据得到的风速值作为迭代初始风速 $V_r^{(0)}$; 将 (7) 式两个方程相加, 并将 $v_D^{(0)} = 2V_r^{(0)} / \lambda$ 及由参考信

号测量所获得的 v_{01} 和 v_{02} 代入, 得到关系式 $T_1^{(0)}(R_\beta) + T_2^{(0)}(R_\beta) = T_1 + T_2$, 再采用样条插值法获得后向散射比迭代初始值 $R_\beta^{(0)}$.

2) 将 $T_a, V_r^{(0)}, R_\beta^{(0)}$ 代入 (6), (9) 及 (10) 式得到 $T_i^{(0)}, \theta_{V_i}^{(0)}$ 及 $\theta_{R_i}^{(0)}$, 根据 (12) 式解得 δV_r 和 δR_β , 得到

$$\begin{pmatrix} V_r^{(1)} \\ R_\beta^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_r^{(0)} \\ R_\beta^{(0)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta V_r \\ \delta R_\beta \end{pmatrix}. \quad (13)$$

3) 将步骤 2 算得的 $R_\beta^{(1)}, V_r^{(1)}$ 重新代入 (6), (9) 及 (10) 式, 得到 $\theta_{V_i}^{(1)}, \theta_{R_i}^{(1)}$ 及 $T_i^{(1)}$, 再根据 (12) 式求解 δV_r 和 δR_β , 重复上述步骤继续迭代, 直到 $\max(|\delta V_r|, |\delta R_\beta|) < \epsilon$ 为止. 最终得到径向风速和后向散射比为

$$\begin{pmatrix} V_r^{(j+1)} \\ R_\beta^{(j+1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_r^{(j)} \\ R_\beta^{(j)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta V_r \\ \delta R_\beta \end{pmatrix}. \quad (14)$$

设定大气温度为 280 K, 后向散射比分别取 1.01 和 10, ϵ 取 5×10^{-3} , 采用迭代步骤 1 中所述的方法确定初始风速和后向散射比. 在 ± 25 m/s 的风速测量动态范围内, 采用上述迭代方法得到的反演结果分别如图 4 和图 5 所示. ϵ'_V 和 ϵ'_R 分别为采用

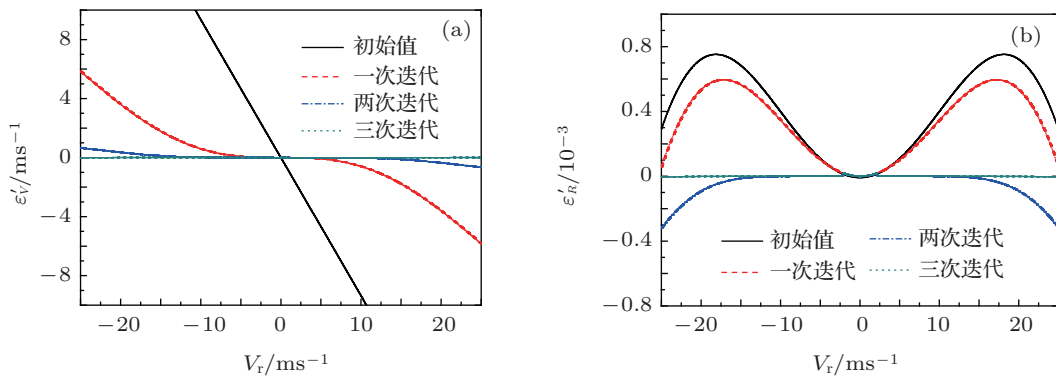


图 4 当 $R_\beta = 1.01$ 时, 采用非线性迭代法得到的反演结果 (a) 径向风速; (b) 后向散射比

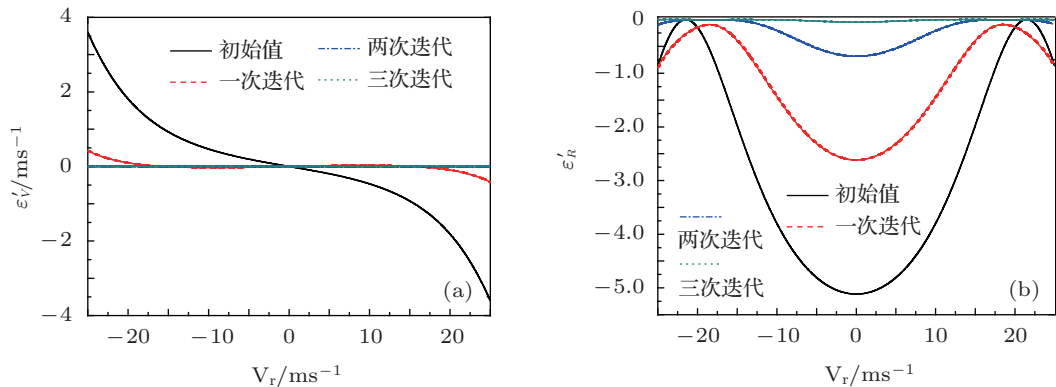


图 5 当 $R_\beta = 10$ 时, 采用非线性迭代法得到的反演结果 (a) 径向风速; (b) 后向散射比

非线性迭代法得到的风速反演误差和后向散射比反演误差. 由图 4 和图 5 可以看出: 当后向散射比为 1.01 和 10 时, 都只要迭代三次就可满足精度要求. 说明无论后向散射比大或者小, 都能得到很好的反演结果.

表 1 则给出了后向散射比迭代初值的选取对反演迭代过程的影响. 风速初值由平均值法确定, 后向散射比迭代初值分别取 1.1, 2 以及本文所述方法算得值. 风速在 ± 25 m/s 范围内变化, 实际后向散射比在 1.01—10 之间变化. 由表 1 可以看出: 当后向散射比迭代初值取 1.1 时, 只有当实际后向散射比小于 1.5 时迭代过程才收敛, 而且收敛速度慢;

当后向散射比迭代初值取 2 时, 只有当实际后向散射比大于 1.2 时迭代过程才收敛, 收敛速度慢; 若采用本文所述方法确定初值, 则在实际后向散射比变化范围内始终收敛, 而且收敛速度相对最快. 这说明迭代初值的选取对迭代过程甚至迭代结果的正确与否有重要的影响. 任意选取迭代初值或者采用大气模式获取后向散射比迭代初值的方法不能确保迭代过程的顺利进行, 从而不能保证反演结果的正确性. 而本文根据实际探测数据确定迭代初值的自适应方法则可确保迭代过程的顺利、快速进行及反演结果的正确性.

表 1 迭代次数与后向散射比迭代初值关系

后向散射比实际值		1.01	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	2	4	6	10
后向散射比迭	1.1	6	5	5	5	6	/	/	/	/	/
代初值	2	/	/	/	5	5	4	3	4	4	6
	本方法得到	3	4	3	3	3	3	3	3	3	3

注: “/” 表示迭代过程发散.

4.2 误差分析

采用上述非线性迭代方法对应的测量变量 V_r 和 R_β 的协方差矩阵为 [18]

$$[D^T W D]^{-1}, \quad (15)$$

式中,

$$D = \begin{pmatrix} \theta_{V1} & \theta_{R1} \\ \theta_{V2} & \theta_{R2} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$W = \begin{pmatrix} SNR_1^2 & 0 \\ 0 & SNR_2^2 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

式中, SNR_1 和 SNR_2 分别为测量 T_1 和 T_2 的信噪比, 可表示为 $SNR_i = T_i / (\sigma_{T_i})^{1/2}$ ($i = 1, 2$), 其中 σ_{T_i} 为测量 T_i 的方差. 当只考虑量子散粒噪声的情况下, 有

$$SNR_i = \left[\frac{1}{N_{0i}} \left(\frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_1 T_i} \right) \right]^{-1/2}. \quad (18)$$

式中, N_{0i} 为望远镜接收到的总后向散射信号光子数. 由此, 可以得到由于噪声引起的径向风速误差和后向散射比测量误差分别为

$$\varepsilon_V = \frac{\sqrt{\theta_{R1}^2 SNR_2^{-2} + \theta_{R2}^2 SNR_1^{-2}}}{|\theta_{V1} \theta_{R2} - \theta_{R1} \theta_{V2}|}, \quad (19)$$

$$\varepsilon_R = \frac{\sqrt{\theta_{V1}^2 SNR_2^{-2} + \theta_{V2}^2 SNR_1^{-2}}}{|\theta_{V1} \theta_{R2} - \theta_{R1} \theta_{V2}|}. \quad (20)$$

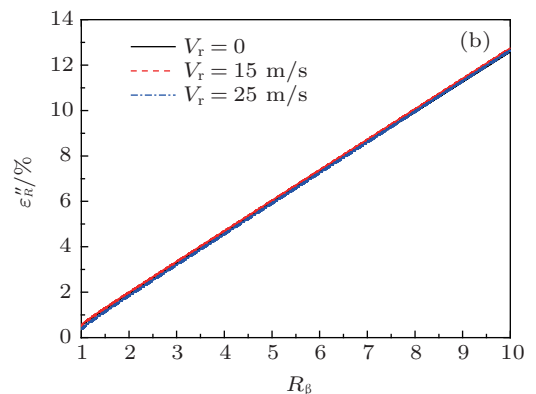
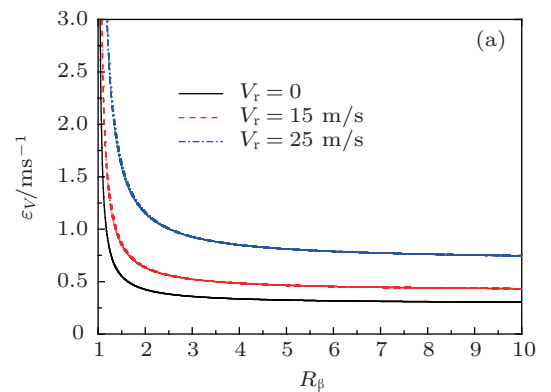


图 6 当 $V_r = 0, 15, 25$ m/s 时, 径向风速测量误差和后向散射比测量误差随后向散射比的变化 (a) 径向风速测量误差; (b) 后向散射比测量误差

假定 F-P 标准具的带宽为 120 MHz, $T_{pe} = 0.9$, 初始发射激光频率 ν_{01} 和 ν_{02} 分别被锁定在距 F-P 标准具频谱中心 ± 60 MHz 的位置, $\lambda = 852$ nm, $a_2/a_1 = 0.39/0.61$, $T_a = 280$ K. 若 $N_{01} = N_{02} = 50000$, 在不同径向风速的情况下, 得到的径向风速测量误差和后向散射比测量误差随后向散射比的变化关系如图 6 所示. 由图 6(a) 可知: 当 $1 < R_\beta < 3$ 时, 径向风速测量误差随 R_β 的增大迅速减小; 当 $R_\beta > 3$ 时, 基本保持不变; 当 $R_\beta > 1.2$ 时, 在 ± 25 m/s 的风速测量动态范围内, 径向风速误差小于 3 m/s. 由图 6(b) 可知: 后向散射比测量误差随后向散射比的增大而增大, 而与径向风速大小几乎无关; 在 $1 < R_\beta < 10$ 范围内, 后向散射比测量相对误差 ($\epsilon_R'' = \epsilon_R/R_\beta$) 小于 13%.

5 结论

本文针对基于单 F-P 标准具的双频率多普勒激光雷达数据反演问题进行了深入探讨. 在定量分析了瑞利后向散射信号对风速反演造成很大误差的基础上, 提出了同时反演径向风速和后向散射比的非线性迭代方法, 并分析了迭代初值的选取对迭代过程及迭代结果的影响. 通过仿真试验证明了该方法能够有效消除瑞利后向散射信号造成的风速反演误差, 提高反演精度, 并能同时正确反演获得后向散射比数据. 进一步的误差分析表明: 当望远镜接收到的总后向散射信号光子数为 50000, 后向散射比在 1.2—10 之间时, 在 ± 25 m/s 的风速测量动态范围内, 径向风速误差小于 3 m/s, 后向散射比相对误差小于 13%.

- [1] McGill M J, Skinner W R, Irgang T D 1997 *Appl. Opt.* **36** 1928
- [2] Hannon S M 2000 *Phys. Chem. Earth, Part B* **25** 1005
- [3] Harris M, Hand M, Wright A 2006 *Technical Report* NREL/TP-500-39154
- [4] Huffaker R M, Paul A R 1998 *Pure Appl. Opt.* **7** 863
- [5] Cariou J P, Parmentier R, Valla M, Sauvage L, Antoniou I, Courtney M 2007 *Proc. of the 14th Coherent Laser Radar Conference* Snowmass, USA, July 8–13, 2007 p35
- [6] Yang D Z, Song N F, Lin Z L, Ou P, Jia Y D 2012 *Chin. Opt. Lett.* **10** 022801
- [7] Zhu X P, Liu J Q, Bi D C, Zhou J, Diao W F, Chen W B 2012 *Chin. Opt. Lett.* **10** 012801
- [8] Souprayan C, Garnier A, Hertzog A, Hauchecorne A, Porteneuve J 1999 *Appl. Opt.* **38** 2410
- [9] Gentry B, Chen H 2002 *Proc. of the 21st International Laser Radar Conference* Quebec, Canada, July 8–12, 2002 p8
- [10] Dehring M, Nardell C, Pavlich J, Hays P, Dors I 2003 *Proc. SPIE* **4893** 337
- [11] Liu Z S, Liu B Y, Wu S H, Li Z G, Wang Z J 2008 *Opt. Lett.* **33** 1485
- [12] Shen F H, Cha H K, Sun D S, Kim D, Kwon S O 2008 *Opt. Rev.* **15** 204
- [13] Tang L, Wang C R, Wu H B, Dong J H 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 014213
- [14] Du J, Ren D M, Zhao W J, Qu Y C, Chen Z L, Geng L J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024211
- [15] Shen F H, Sun D S, Liu C L, Qiu C Q 2013 *Infr. Laser Eng.* **42** (Accepted) (in Chinese) [沈法华, 孙东松, 刘成林, 仇成群 2013 红外与激光工程 **42**] (已接受)
- [16] Shen F H, Shu Z F, Sun D S, Wang Z C, Xue X H, Chen T D, Dou X K 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 060704 (in Chinese) [沈法华, 舒志峰, 孙东松, 王忠纯, 薛向辉, 陈廷娣, 窦贤康 2011 物理学报 **60** 060714]
- [17] Dobler J T, Gentry B M, Reagan J A 2002 *Proc. SPIE* **4484** 82
- [18] McGill M J, Skinner W R, Irgang T D 1997 *Appl. Opt.* **36** 1253

Data inversion technique for single Fabry-Perot etalon-based dual-frequency Doppler lidar*

Shen Fa-Hua^{1)†} Sun Dong-Song²⁾ Liu Cheng-Lin¹⁾ Qiu Cheng-Qun¹⁾
Shu Zhi-Feng²⁾

1) (Department of Physics, Yancheng Teachers University, Yancheng 224002, China)

2) (School of Space and Earth Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 7 June 2013; revised manuscript received 10 August 2013)

Abstract

The effective transmittance of the Fabry-Perot (F-P) etalon in the case of the atmospheric backscatter light incidence is deduced. In the single F-P etalon-based dual-frequency Doppler lidar system, the wind retrieval accuracy with Rayleigh-induced effect for average method is analyzed quantitatively. A nonlinear iterative algorithm is proposed which can retrieve both wind speed and backscatter ratio, and its effectiveness is verified by simulation test. At the same time, the specific expressions of the radial wind speed error and backscatter ratio error are deduced. According to these expressions, the radial wind speed error and backscatter ratio error are simulated. The simulation results show that on the assumption that the total number of backscattering photons received by telescope is 50000, the radial wind speed measurement error decreases rapidly with the increase of backscatter ratio; when $R_\beta > 1.2$, the radial wind speed error is below 3 m/s within the wind speed measurement dynamic range of ± 25 m/s; the backscatter ratio measurement error increases with the increase of backscatter ratio, but it is almost irrelative to the magnitude of radial wind; when $R_\beta < 10$, the backscatter ratio relative error is less than 13%.

Keywords: Doppler lidar, Fabry-Perot etalon, edge technique, dual frequency

PACS: 07.07.Df, 42.68.Wt, 42.79.Qx, 92.60.Gn

DOI: 10.7498/aps.62.220702

* Project supported by the Young Scientists Fund of the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK2012246) and the Natural Science Foundation of the Higher Education Institutions of Jiangsu Province, China (Grant No. 12KJB170014).

† Corresponding author. E-mail: sfh81914@tom.com