

## Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达风场反演方法改进\*

沈法华<sup>1)</sup> 舒志峰<sup>2)†</sup> 孙东松<sup>3)</sup> 王忠纯<sup>1)</sup> 薛向辉<sup>3)</sup> 陈廷娣<sup>3)</sup> 窦贤康<sup>3)</sup>

1) (盐城师范学院物理系, 盐城 224002)

2) (中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

3) (中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026)

(2011 年 5 月 7 日收到; 2011 年 6 月 13 日收到修改稿)

在 Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达的风场反演过程中, 除了温度、压强等因素之外, 风速反演结果的准确性还受到 Mie 散射信号的影响. 当 Mie 散射信号较强时, 尤其是遇到高层云或火山灰等情况, 如果仍不考虑气溶胶信号, 由于温度不确定度和气溶胶信号的综合影响, 风速反演结果将与真值偏差很大. 本文提出了利用激光雷达在垂直方向的测量信号同时反演后向散射比和大气温度的非线性迭代算法, 并优化给出了最佳的初始发射激光工作点. 仿真试验结果表明: 该方法可以准确有效地反演后向散射比; 将该方法结合非线性迭代风速反演方法, 可以有效消除气溶胶后向散射信号的影响, 进一步提高大气风速和温度的反演精度.

**关键词:** 激光雷达, Rayleigh 散射, Doppler, Fabry-Perot 标准具

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

## 1 引言

Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达是现今对高层大气三维风场进行高精度、高分辨率实时探测的最主要技术手段之一. 国际上目前只有美国 NASA<sup>[1-3]</sup>、欧洲 ESA<sup>[4,5]</sup> 和法国普罗旺斯重点实验室<sup>[6,7]</sup> 等极少数单位有 Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达的研制和生产能力. 国内测风激光雷达计划起步相对较晚. 直到 2006 年, 中国科技大学开始着手研制一台探测 10—40 km 高度风场的车载式 Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达系统, 并于 2009 年初步完成了原理样机的研制, 目前正对系统做进一步完善和进行相关的外场实验<sup>[8,9]</sup>.

在 Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达的研制过程中, 存在包括硬件和软件以及算法等多方面的关键技术. 在硬件研制方面, 中国科技大学已经取得了突破性的进展, 完成了原理样机的研制. 但是, 作为工程化使用的 Doppler 激光雷达还需要进一步在

稳定性、可靠性、测量精度等方面提升, 尤其在数据处理方面, 还需要解决在数据反演过程中的细节问题, 以提高激光雷达系统的测量精度.

Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达的风场反演精度受到大气温度、Mie 散射信号、大气压强、风速大小等因素的影响, 在反演过程中正确估算和减小这些参数的影响对于提高风场测量精度具有重要意义. 传统的风速反演方法用大气模型代替实际的大气参量, 这不能保证反演结果的准确性, 甚至可能造成很大的反演误差. 因此, 研究合理可靠的风速反演方法是 Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达研制过程中至关重要的一个环节, 也是急待解决的关键问题. 作者先前提出了在可以忽略 Mie 散射信号的情况下, 同时反演大气风速和温度的非线性迭代方法<sup>[10]</sup>. 该方法在忽略了 Mie 散射信号影响的情况下可以无偏差地反演出风速大小; 而在 Mie 散射信号不可忽略的情况下, 尤其是当遇到高层云、火山灰等时, 风速反演结果与真值将产生较大

\* 江苏省高校自然科学基金 (批准号: 10KJB170012) 资助的课题.

† E-mail: shuzhif@mail.ustc.edu.cn

的偏差. 如何在现有的反演方法的基础上做进一步完善, 减小或消除气溶胶散射信号的影响, 进一步提高风速反演精度是本文的主要工作.

## 2 有效透过率函数

频率为  $\nu$  的 Mie 后向散射信号 (或参考光)、Rayleigh 后向散射信号经过标准具的透过率分别为

$$T_M(\nu) = T_{pe} \left( \frac{1 - R_e}{1 + R_e} \right) \times \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos \left( \frac{2\pi n \nu}{\bar{\nu}_{FSR}} \right) \times \exp \left[ - \left( \frac{\pi n \Delta \nu_1}{\bar{\nu}_{FSR}} \right)^2 \right] \text{sinc} \left( \frac{2n\nu_0}{\bar{\nu}_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{1 + \cos\theta_0} \right) \right\}, \quad (1)$$

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

式中:  $T_{pe}$  为峰值透过率;  $R_e$  为有效反射率;  $\bar{\nu}_{FSR} = 2\nu_{FSR}/(1 + \cos\theta_0)$ ,  $\nu_{FSR}$  为自由谱间距,  $\theta_0$  为光信号经过准直镜后入射至标准具的光束发散角;  $\Delta \nu_1 = \delta\nu/(4\ln 2)^{1/2}$ ,  $\delta\nu$  为激光发射谱宽;  $\Delta \nu_e = (\Delta \nu_1^2 + \Delta \nu_r^2)^{1/2}$ ,  $\Delta \nu_r = (8kT/M\lambda^2)^{1/2}$  为 Rayleigh 谱线  $1/e$  高度处的宽度,  $\lambda$  为激光波长,  $k$  为 Boltzmann 常数,  $T$  为大气温度,  $M$  为大气分子质量;  $\nu_0 = c/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 354.7 \text{ nm}$ .

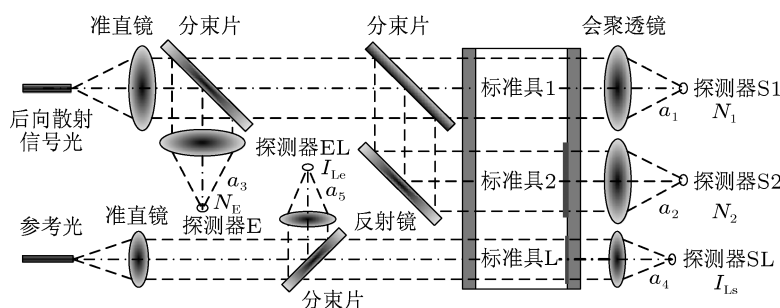


图1 Rayleigh 散射测风激光雷达接收机原理图

如图 1 所示, 假定望远镜接收到的后向散射光中 Mie 散射信号光子数为  $N_M$ , Rayleigh 散射信号光子数为  $N_R$ , 则两个边缘通道标准具输出信号光子数和对应能量检测通道接收到的光子数分别为

$$N_1 = a_1[N_M T_{M1}(\nu_1 + \nu_D) + N_R T_{R1}(\nu_1 + \nu_D, T)], \quad (3)$$

$$N_2 = a_2[N_M T_{M2}(\nu_1 + \nu_D) + N_R T_{R2}(\nu_1 + \nu_D, T)], \quad (4)$$

$$N_e = a_3(N_M + N_R), \quad (5)$$

式中:  $a_1, a_2, a_3$  为校准常数;  $\nu_1$  为发射激光频率;  $\nu_D$  为 Doppler 频率.

定义两个边缘通道标准具的有效透过率函数为

$$T_1^e(\nu_1 + \nu_D, T, R_\beta) = a_3 N_1 / (a_1 N_e)$$

$$= (1 - R_\beta^{-1}) T_{M1}(\nu_1 + \nu_D) + R_\beta^{-1} T_{R1}(\nu_1 + \nu_D, T), \quad (6)$$

$$T_2^e(\nu_1 + \nu_D, T, R_\beta) = a_3 N_2 / (a_2 N_e) = (1 - R_\beta^{-1}) T_{M2}(\nu_1 + \nu_D) + R_\beta^{-1} T_{R2}(\nu_1 + \nu_D, T), \quad (7)$$

式中:  $R_\beta$  为后向散射比,  $R_\beta = 1 + \beta_M/\beta_R = 1 + N_M/N_R$ .

## 3 后向散射比反演

### 3.1 激光发射频率反演

一般情况下, 发射激光频率并非严格被锁定在

两个标准具透过率曲线的交点处, 必须对其进行严格测量. 如图 1 所示, 在进入大气之前, 发射激光先分出光强  $I_{M0}$  作为参考光直接通过光纤耦合进入接收机. 在进入锁定通道标准具 L 前由分束片分出一部分作为能量监测信号, 其余入射到锁定通道标准具 L 作为频率检测信号. 这两个信号分别为

$$I_{Le} = a_5 I_{M0}, \quad (8)$$

$$I_{Ls} = a_4 I_{M0} T_L(\nu_1), \quad (9)$$

式中  $a_4, a_5$  为校准常数. 则可以得到:

$$T_L(\nu_1) = a_5 I_{Ls} / (a_4 I_{Le}), \quad (10)$$

其中  $T_L(\nu) = T_M(\nu)$ , 其在标准具透过率曲线校准过程中已经得到. 通过多项式拟合可以得到  $T_L(\nu)$  在风速测量动态范围内的反函数  $\nu(T_L)$ , 则发射激光频率为

$$\nu_1 = \nu[a_5 I_{Ls} / (a_4 I_{Le})]. \quad (11)$$

### 3.2 反演迭代方法

Doppler 频率在进行风场测量过程中, 首先使发射激光束垂直入射到大气中进行探测, 然后再以四波束扫描法测量东南西北四个方向的径向风速. 由于在对流层顶和平流层区域, 风速的垂直分量不超过几个厘米每秒, 近似为零, 其产生的 Doppler 频移量忽略不计<sup>[6]</sup>, 即  $\nu_D = 0$ , 则后向散射比可根据垂直方向的探测信号由下面的非线性迭代方程求解:

$$\begin{cases} T_1^e(\nu_1, T, R_\beta) - a_3 N_1 / (a_1 N_e) = 0, \\ T_2^e(\nu_1, T, R_\beta) - a_3 N_2 / (a_2 N_e) = 0. \end{cases} \quad (8)$$

具体迭代步骤如下:

1) 根据大气模式设定初始温度  $T^{(0)}$  和后向散射比  $R_\beta^{(0)}$ , 将其和  $\nu_1$  代入 (1), (2) 式和 (6), (7) 式得到  $T_1^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)})$  和  $T_2^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)})$ ;

2) 对 (6) 和 (7) 式求偏导得到  $\partial T_1^e(T, R_\beta) / \partial T$ ,  $\partial T_1^e(T, R_\beta) / \partial R_\beta$ ,  $\partial T_2^e(T, R_\beta) / \partial T$ ,  $\partial T_2^e(T, R_\beta) / \partial R_\beta$ , 然后将  $T^{(0)}, R_\beta^{(0)}$  和  $\nu_0$  带入, 得到  $\partial T_1^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)}) / \partial T$ ,  $\partial T_1^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)}) / \partial R_\beta$ ,  $\partial T_2^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)}) / \partial T$  以及  $\partial T_2^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)}) / \partial R_\beta$ ;

3) 根据 (8) 式建立方程

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial T_1^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)})}{\partial T} & \frac{\partial T_1^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)})}{\partial R_\beta} \\ \frac{\partial T_2^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)})}{\partial T} & \frac{\partial T_2^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)})}{\partial R_\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta T \\ \delta R_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{a_3 N_1}{a_1 N_e} - T_1^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)}) \\ \frac{a_3 N_2}{a_2 N_e} - T_2^e(T^{(0)}, R_\beta^{(0)}) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

解得  $\delta T$  和  $\delta R_\beta$ , 得到:

$$\begin{pmatrix} T^{(1)} \\ R_\beta^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^{(0)} \\ R_\beta^{(0)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta T \\ \delta R_\beta \end{pmatrix}; \quad (10)$$

4) 将步骤 (3) 算得新的  $T^{(1)}$  和  $R_\beta^{(1)}$  代入步骤 1), 2), 再由步骤 3) 列方程组. 重复上述步骤继续迭代, 直到  $\max(|\delta T|, |\delta R_\beta|) < \varepsilon$  为止. 最终得到大气温度和后向散射比为

$$\begin{pmatrix} T^{(k+1)} \\ R_\beta^{(k+1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^{(k)} \\ R_\beta^{(k)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta T \\ \delta R_\beta \end{pmatrix}. \quad (11)$$

### 3.3 初始工作点选取

测量变量的协方差矩阵为<sup>[11]</sup>

$$[D^T W D]^{-1}, \quad (12)$$

其中

$$D = \begin{pmatrix} \frac{\partial T_1^e(\nu_1, T, R_\beta)}{\partial T} & \frac{\partial T_1^e(\nu_1, T, R_\beta)}{\partial R_\beta} \\ \frac{\partial T_2^e(\nu_1, T, R_\beta)}{\partial T} & \frac{\partial T_2^e(\nu_1, T, R_\beta)}{\partial R_\beta} \end{pmatrix},$$

$$W = \begin{pmatrix} 1/\sigma_{T_1} & 0 \\ 0 & 1/\sigma_{T_2} \end{pmatrix}$$

其中  $\sigma_{T_1}, \sigma_{T_2}$  分别为测量  $T_1$  和  $T_2$  的方差. 由此得到后向散射比的测量误差为

$$\varepsilon(\nu_1, T, R_\beta) = \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial T_1^e}{\partial T}\right)^2 \sigma_{T_2} + \left(\frac{\partial T_2^e}{\partial T}\right)^2 \sigma_{T_1}}}{\left| \frac{\partial T_1^e}{\partial T} \frac{\partial T_2^e}{\partial R_\beta} - \frac{\partial T_1^e}{\partial R_\beta} \frac{\partial T_2^e}{\partial T} \right|}, \quad (13)$$

在信号散粒噪声极限下, 上式可写成:

$$\varepsilon \approx \frac{1}{N_e} \sqrt{\frac{\left(\frac{\partial T_1^e}{\partial T}\right)^2 T_2^e(T_2^e + \frac{\alpha_3}{a_2}) + \left(\frac{\partial T_2^e}{\partial T}\right)^2 T_1^e(T_1^e + \frac{\alpha_3}{a_1})}{\left|\frac{\partial T_1^e \partial T_2^e}{\partial T \partial R_\beta} \frac{\partial T_1^e \partial T_2^e}{\partial R_\beta \partial T}\right|}}$$

$$= \frac{\varepsilon_0}{N_e}, \quad (14)$$

其中  $\varepsilon_0$  为测量误差的  $N_e$  倍. 由 (13) 和 (14) 式可知, 后向散射比的测量误差与垂直方向探测时的初始激光频率  $\nu_1$  有关. 图 2 给出了在不同的大气温度和后向散射比的情况下,  $\varepsilon_0$  随发射激光初始工作点  $\nu_1 - \nu_c$  的变化关系 ( $\nu_c$  为两个边缘通道标准具透过率曲线交点处的频率, 设为 0). 从图中可以看出: 当温度在 210—250 K、后向散射比在 1.01—2.0 变化时, 最佳的初始工作点仅在 860—900 MHz 范围变化, 其与温度和后向散射比的关系不大. 由于该结果是在信号散粒噪声极限的条件下得到, 而实际探测过程中还存在天空背景噪声、探测器暗计数等, 信噪比要有所降低, 因此工作点要略微向透过率曲线交点处靠近. 考虑了实际大气背景噪声和探测器噪声等之后, 最佳工作点在 800 MHz 附近.

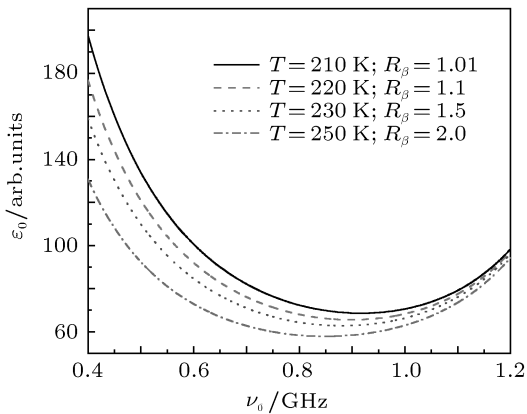


图 2 不同的大气温度和后向散射比时, 后向散射比  $N_e$  倍测量误差随发射激光的初始工作点  $\nu_0$  的变化关系

## 4 风场反演

定义边缘通道的速度和温度响应函数分别为

$$R_V(\nu_D, T, R_\beta) = T_1^e(\nu_1 + \nu_D, T, R_\beta) / T_2^e(\nu_1 + \nu_D, T, R_\beta), \quad (15)$$

$$R_T(\nu_D, T, R_\beta) = T_1^e(\nu_1 + \nu_D, T, R_\beta)$$

$$+ T_2^e(\nu_1 + \nu_D, T, R_\beta), \quad (16)$$

式中  $R_\beta$  利用上节方法由垂直探测时的后向散射信号求得并带入上述两式, 然后利用作者先前提出的同时反演风速和大气温度的非线性迭代方法反演得到大气风速和温度. 注意此时的发射激光频率应锁定在两个边缘透过率的交点附近.

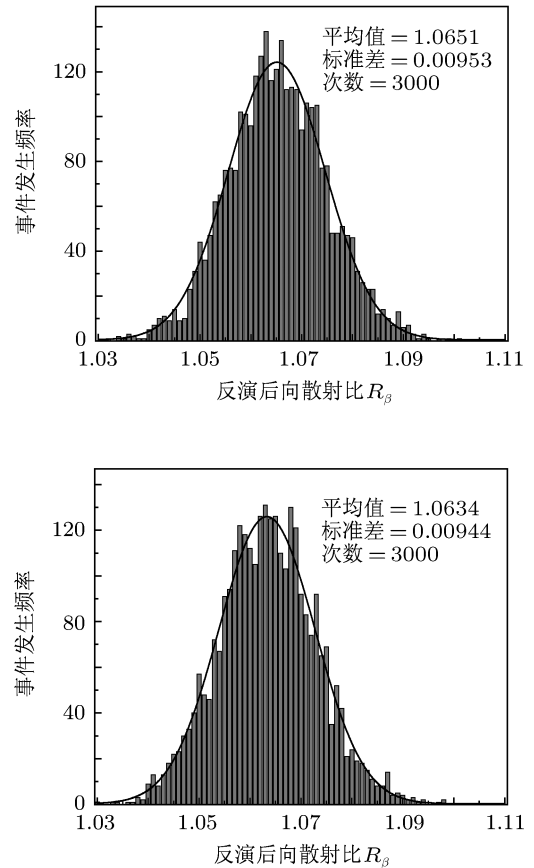


图 3 垂直风速取 0 和 0.2 m/s 时, 采用非线性迭代方法反演得到的后向散射比的统计结果

## 5 后向散射比和风场反演仿真

### 5.1 后向散射比反演仿真

设定大气温度为 210 K, 其余大气参数采用美国标准大气模型得到, 气溶胶消光后向散射比取 20, 在 20 km 处相应的后向散射比为 1.0654. 采用 Monte-Carlo 方法模拟垂直探测时 20 km 高度处各个探测器所接收到的光子数, 再利用 3.2 节所述反演程序反演后向散射比和温度. 图 3 为垂直风速分别为 0 和 0.2 m/s 时, 对信号进行 3000 次模拟, 假定大气温度和后向散射比的迭代初值分别为 230 K 和 1.1654, 采用非线性迭代方法反演得到的后向散

射比的统计结果, 平均值分别为 1.0651 和 1.0634 K, 均方差分别为  $9.53 \times 10^{-3}$  和  $9.44 \times 10^{-3}$ . 这表明在忽略垂直风速的情况下, 采用非线性迭代法能够准确地反演出真实的后向散射比; 在 0.2 m/s 的垂直风速的情况下, 采用非线性迭代法反演出后向散射比与真值偏差为  $2 \times 10^{-3}$ , 可以忽略不计.

### 5.2 风场反演仿真

设定径向风速为 20 m/s, 大气温度为 210 K, 其余大气参数采用美国标准大气模型得到, 气溶胶消光后向散射比取 20, 采用 Monte-Carlo 方法模拟以  $30^\circ$  天顶角四波束扫描探测时, 20 km 高度处各个探测器所接收到的光子数, 再利用风速反演程序反演径向风速和温度. 图 4 为对信号进行 3000 次模拟, 假定模式温度与实际温度偏差 20 K, 后向散射比与实际偏差 0.1, 首先将垂直探测反演得到的后向散射比带入到 (9) 和 (10) 两式, 然后采用非线性迭代方法反演得到的径向风速和温度的统计结果. 平均值分别为 19.99 m/s 和 209.94 K, 均方差分

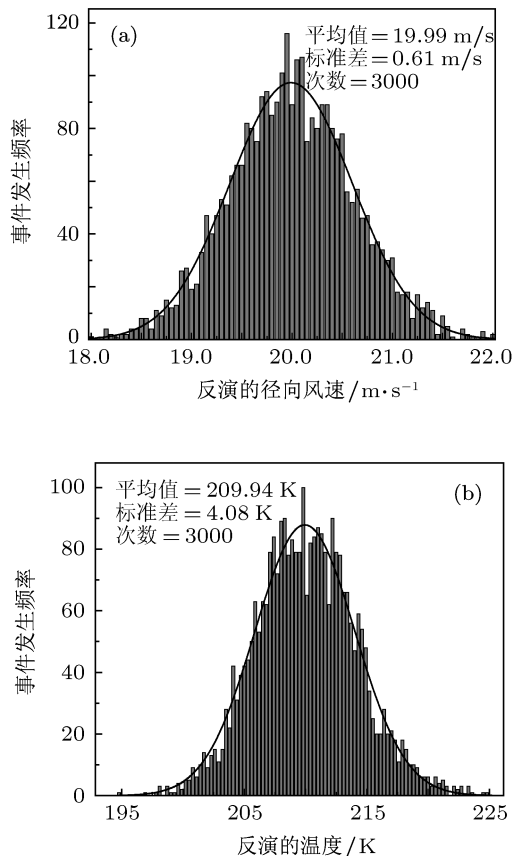


图 4 先求得后向散射比, 然后采用非线性迭代方法反演结果 (a) 径向风速; (b) 温度

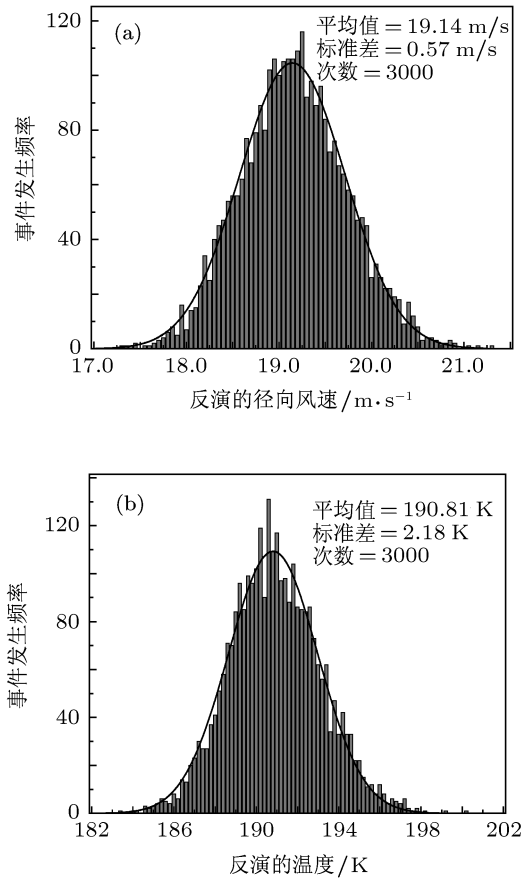


图 5 直接采用非线性迭代方法反演结果 (a) 径向风速; (b) 温度

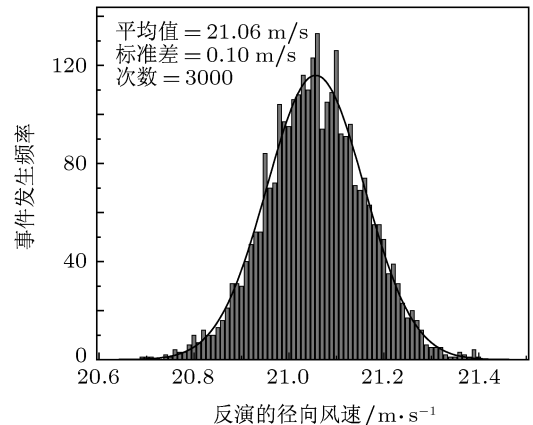


图 6 采用传统方法反演得到的径向风速

别为 0.61 m/s 和 4.08 K. 图 5 为对信号进行 3000 次模拟, 直接采用非线性迭代方法反演得到的径向风速和温度的统计结果. 平均值分别为 19.14 m/s 和 190.81 K, 与真值分别偏差了 0.86 m/s 和 19.19 K, 均方差分别为 0.57 m/s 和 2.18 K. 由此可以看出: 先求得后向散射比, 然后采用非线性迭代风速反演方法能够准确地反演出径向风速和温度值, 而直接采用非线性迭代风速反演方法反演得到的径向风速

和温度值相对于真值发生偏离,尤其是后向散射比较大的情况下偏移量较大.

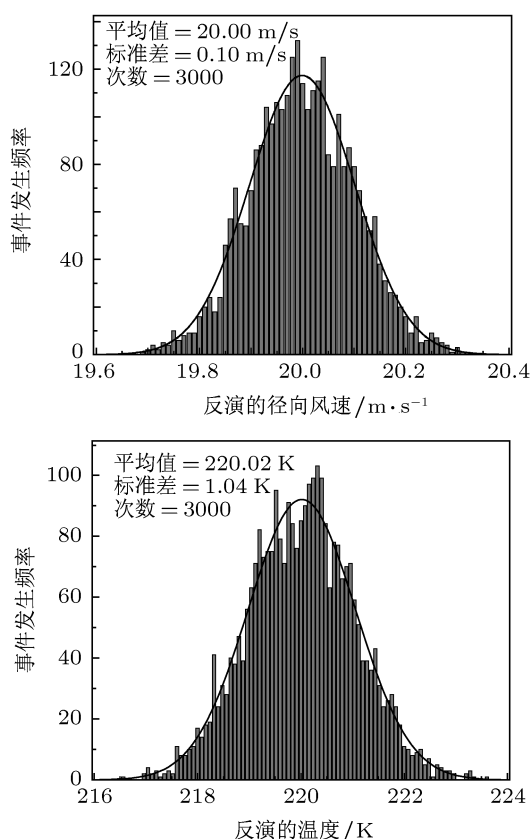


图7 先求得后向散射比,然后采用非线性迭代方法反演结果 (a) 径向风速; (b) 温度

为了进一步分析后向散射比的影响,假定 10 km 处有以薄层云,后向散射比设为 2,设定径向风速为 20 m/s,大气温度为 220 K,其余大气参数

同上得到,采用 Monte-Carlo 方法模拟 10 km 高度程序反演径向风速和温度.图 6 为对信号进行 3000 次模拟,假定模式温度与实际温度偏差 20 K,后向散射比与实际偏差 0.5,采用传统方法反演得到的风速结果,平均值为 21.06,与真值偏差超过 1 m/s.而如果直接采用非线性迭代方法反演风速和温度,由于迭代矩阵趋于病态,迭代程序无法正常运行.图 7 为采用本文方法得到的径向风速和温度的统计结果.平均值分别为 20.00 m/s 和 220.02 K,均方差分别为 0.10 m/s 和 1.04 K.由此可见,即使在后向散射比很大的情况下,采用本文所述的反演方法仍能够准确地反演出径向风速和温度.

## 6 结论

本文针对 Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达风场反演过程中气溶胶后向散射信号混入引起的风速反演误差,提出在风场测量过程中增加垂直方向的信号探测,从而利用垂直方向探测信号采用非线性迭代方法反演大气后向散射比.同时,进一步分析得出了最佳的激光初始工作点.在风速反演过程中,将已反演得到的后向散射比结果带入到风速反演迭代程序中,可以有效消除气溶胶信号对风速和温度反演结果的影响.因此,该方法是对 Rayleigh 散射 Doppler 激光雷达风场反演方法的进一步改进,有效提高了风场探测精度.

- [1] Gentry B M, Chen H L, Li S X 2000 *Opt. Lett.* **25** 1231
- [2] Flesia C, Korb C L, Hirt C 2000 *Opt. Lett.* **25** 1466
- [3] Korb C L, Flesia C 1999 *Appl. Opt.* **38** 432
- [4] Dabas A, Denneulin M L, Flamant P, Loth C, Garnier A, Doffi-Bouteyre A 2007 *Tellus* **60** 206
- [5] ESA 2008 *ADM-Aeolus Science Report* ESA SP-1311
- [6] Souprayan C, Garnier A, Hertzog A, Hauchecorne A, Porteneuve J 1999 *Appl. Opt.* **38** 2410
- [7] Souprayan C, Garnier A, Hertzog A, Hauchecorne A, Porteneuve J 1999 *Appl. Opt.* **38** 2422
- [8] Shen F H, Cha H K, Dong J H, Kim D H, Sun D S, Kwon S O 2009 *Chin. Opt. Lett.* **7** 593
- [9] 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 K 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 726
- [10] 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** 060704]
- [11] McGill M J, Skinner W R, Irgang T D 1997 *Appl. Opt.* **36** 1253

# Improvement of wind retrieval algorithm for Rayleigh Doppler lidar\*

Shen Fa-Hua<sup>1)</sup> Shu Zhi-Feng<sup>2)†</sup> Sun Dong-Song<sup>3)</sup> Wang Zhong-Chun<sup>1)</sup>  
Xue Xiang-Hui<sup>3)</sup> Chen Ting-Di<sup>3)</sup> Dou Xian-Kang<sup>3)</sup>

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

2) (*Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

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

(Received 7 May 2011; revised manuscript received 13 June 2011)

## Abstract

In the process of wind retrieval for Rayleigh Doppler lidar, besides atmospheric temperature and pressure, the accuracy of the wind retrieval result is also affected by Mie signal. When the Mie scattering signal is large, especially in the cases such as high altitude clouds or volcanic ash and so on, the wind retrieval result will largely deviate from the true value if the aerosol signal is ignored due to temperature uncertainty and Mie signal contamination. A nonlinear iterative algorithm is proposed, which can retrieve both wind and atmospheric temperature by using the measured signal with outgoing laser pointing to the zenith. The initial operating point of laser is optimized. Simulation results show that the proposed algorithm can retrieve scattering ratio effectively, and by combination with the nonlinear iterative algorithm of wind retrieval, this algorithm can eliminate the effect of aerosol backscattering signal and then improve the atmospheric wind speed and the temperature retrieval accuracy effectively.

**Keywords:** lidar, Rayleigh scattering, Doppler, Fabry-Perot etalon

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

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of the Higher Education Institutions of Jiangsu Province, China (Grant No.10KJB170012).

† E-mail: shuzhif@mail.ustc.edu.cn