

基于扫描 F-P 标准具的高光谱分辨 低平流层温度探测*

上官明佳^{1,2}, 夏海云^{1,2}, 舒志峰^{1,2}, 窦贤康^{1,2}, 王冲^{1,2}, 裘家伟^{1,2},
韩於利^{1,2}, 赵若灿^{1,2}, 张飞飞^{1,2}, 郭洁^{1,2}, 高园园^{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: 报道了一种基于扫描 F-P 标准具的高光谱分辨低平流层大气温度探测技术。通过扫描 F-P 标准具, 获得大气分子瑞利后向散射的透过率分布。对该透过率进行非线性拟合, 由拟合得到的谱宽计算大气温度分布。为了减小频率不稳定引起的系统误差, 采用静态的 F-P 标准具实时监测激光出射频率, 并在数据处理中进行补偿。由时间分辨率 2000 s 的激光雷达原始信号的信噪比, 根据最大似然估计误差分析, 该方法在 30 km 以下的探测误差小于 1.9 K, 50 km 以下的探测误差小于 9.8 K。在对比实验中, 在 18~36 km 高光谱分辨激光雷达与探空气球探测的温度廓线最大偏差 4.7 K; 在 27~34 km, 高光谱分辨激光雷达与瑞利积分激光雷达探测的温度最大偏差 2.7 K。在 15~27 km, 由于气溶胶的污染, 瑞利积分激光雷达的温度明显偏离其他两种探测结果, 最大偏差达 22.8 K。

关键词: 大气光学; 平流层温度; 高光谱分辨激光雷达; 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/HPLPB201426.121003

大气温度是大气动力学、气候气象等研究的最关键参数之一。此外, 温度数据还是许多遥感技术的必要输入参数, 例如利用拉曼激光雷达测量气溶胶后向散射系数和消光系数^[1]; 利用瑞利多普勒激光雷达探测风场分布^[2-7]; 利用差分吸收雷达测量追踪气体的密度^[8-9]等。近 60 年来, 利用探空火箭、探空气球、遥感卫星与机载设备进行了大量大气参数探测和研究, 但相对于全球大气观测, 已有的探测仍然不足以揭示全貌^[10]。现今, 作为最有发展前景的遥感技术之一, 激光雷达在大气研究方面崭露头角。其特点为时空间分辨率高, 覆盖高度范围大(从地表到中间层), 并且能实现多大气参数的探测。特别值得一提的是, 转动拉曼激光雷达、瑞利积分激光雷达和共振荧光激光雷达的联合观测, 已经实现从地面到低电离层的温度无缝隙探测^[11]。但以上三种激光雷达技术也有局限性: 共振荧光激光雷达探测高度限制在 80~105 km, 该区域的铁、钙、钠、钾等金属离子丰富。瑞利积分激光雷达被认为是探测中间层和平流层温度最简单有效的工具。在假定大气静力学平衡和已知参考高度的温度前提下, 通过测得的分子数密度自顶向下积分来反演温度廓线。然而, 在低平流层, 气溶胶的污染和臭氧吸收使得激光雷达后向散射信号强度与分子数密度偏离线性比例关系^[12-13]。通常, 30 km 以下的温度廓线由转动拉曼激光雷达直接探测^[12]。但是, 由于转动拉曼散射截面系数小, 需要复杂的滤光技术抑制太阳引起的天空背景和激光引起的瑞利散射。目前, 性能最好的转动拉曼激光雷达能够探测到的高度为 25 km, 其 25 km 以上的统计误差大于 10 K^[14]。

综上所述, 低平流层的温度探测具有挑战性。本文提出了高光谱分辨激光雷达温度探测技术解决该难题。温度越高, 大气分子平均动能越大, 无规则碰撞引起的多普勒展宽效应越明显; 反之, 温度越低, 大气瑞利散射谱就越窄。本文采用 F-P 标准具扫描垂直指向望远镜接收回的瑞利后向散射信号。垂直方向上, 平流层区域风速为 cm/s 量级^[15], 风速引起的接收频率的漂移可忽略不计。

1 探测原理

瑞利后向散射信号经 F-P 标准具的透过率 $T_R(\nu, T)$ 是 F-P 标准具频率响应函数 $H(\nu)$ 、激光发射谱函数 $G_L(\nu)$ 和瑞利散射谱函数 $G_R(\nu, T)$ 三者的卷积

$$T_R(\nu, T) = H(\nu) \otimes G_L(\nu) \otimes G_R(\nu, T) \quad (1)$$

* 收稿日期: 2014-08-01; 修订日期: 2014-10-14
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。

当准直光束正入射时, F-P 标准具的频率响应函数可表示为

$$H(\nu) = \frac{2}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} T_{pe} [1 + 4R_e / (1 - R_e)^2 \sin^2(\pi\nu \cos\theta / \nu_{FSR})]^{-1} \sin\theta d\theta \quad (2)$$

式中: θ_0 为半发散角; θ 为入射光束与标准具反射表面的法线的夹角; R_e 为有效反射率; ν_{FSR} 为 F-P 标准具的自由谱间距; T_{pe} 有效峰值透过率, 其表达式为

$$T_{pe} = \left(1 - \frac{A}{1 - R}\right)^2 \frac{1 + R_e}{1 - R_e} \frac{1 - R}{1 + R} \quad (3)$$

式中: R 为标准具平板对应波长的反射率; A 为标准具平板的光损耗。

根据 $\sin^2(\pi\nu \cos\theta / \nu_{FSR}) = [1 - \cos(2\pi\nu \cos\theta / \nu_{FSR})] / 2$, 将式(2)化为

$$\begin{aligned} H(\nu) &= \frac{2}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} T_p \left(\frac{1 - R_e}{1 + R_e}\right) \left[1 + 2 \frac{R_e \cos(2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR}) - R_e^2}{1 + R_e^2 - 2R_e \cos(2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}\right] \sin\theta d\theta = \\ &= \frac{2}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} T_m \left\{1 + 2\Re\left[\frac{R_e \cos(2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR}) - R_e^2 + iR_e \sin(2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}{1 + R_e^2 - 2R_e \cos(2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}\right]\right\} \sin\theta d\theta = \\ &= \frac{2}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} T_m \left\{1 + 2\Re\left[\frac{R_e \exp(i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}{1 - R_e \exp(i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})} \frac{1 - R_e \exp(-i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}{1 - R_e \exp(-i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}\right]\right\} \sin\theta d\theta = \\ &= \frac{2}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} T_m \left\{1 + 2\Re\left[\frac{R_e \exp(i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}{1 - R_e \exp(i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})}\right]\right\} \sin\theta d\theta \end{aligned} \quad (4)$$

式中: T_p 为 F-P 标准具的理想峰值透过率; 为简化起见, $T_m = T_p(1 - R_e) / (1 + R_e)$; \Re 为复数的实部。

利用 $\sum_{n=1}^{+\infty} x^n \rightarrow x / (1 - x)$, ($|x| < 1$) 与 $|R_e \exp(i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})| < 1$, 式(4)可写成

$$\begin{aligned} H(\nu) &= \frac{2}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} T_m \left\{1 + 2\Re\left[\sum_{n=1}^{+\infty} (R_e \exp(i2\pi\nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR}))^n\right]\right\} \sin\theta d\theta = \\ &= \frac{2}{\theta_0^2} \int_0^{\theta_0} T_m \left\{1 + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} R_e^n \cos(2\pi n \nu \cos\theta / \Delta\nu_{FSR})\right\} \sin\theta d\theta \end{aligned} \quad (5)$$

对式(5)逐步积分后化为

$$H(\nu) = T_m \left[\frac{2}{\theta_0^2} (1 - \cos\theta_0) - \frac{4}{\theta_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \frac{1}{2\pi n \nu / \nu_{FSR}} \sin\left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \cos\theta_0\right) - \sin\left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}}\right) \right] \quad (6)$$

在 θ_0 很小的条件下, 式(6)中的 $[2(1 - \cos\theta_0)] / \theta_0^2 = 4 \sin^2(\theta_0/2) / \theta_0^2 \approx 1$, $4/\theta_0^2 \approx 2/(1 - \cos\theta_0) = 4(1 - \cos\theta_0) / \theta_0^2 (1 - \cos\theta_0)$ 。式(6)可改写为

$$H(\nu) = T_m \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos\left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1 + \cos\theta_0}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{2n\nu_0}{\nu_{FSR}} \frac{1 - \cos\theta_0}{2}\right) \right] \quad (7)$$

由于, $\text{sinc}[2n\nu(1 - \cos\theta_0) / 2\nu_{FSR}] \approx 1$, 将式(7) sinc 中的 ν 项用激光频率 ν_0 代替。

归一化后的气溶胶后向散射谱 $G_M(\nu)$ 和分子后向散射谱 $G_R(\nu, T)$ 可由面积归一化的高斯函数表示

$$G_L \approx G_M = \left(\frac{1}{\pi \Delta\nu_M^2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\nu^2}{\Delta\nu_M^2}\right) \quad (8)$$

$$G_R(\nu, T) = \left(\frac{1}{\pi \Delta\nu_R^2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\nu^2}{\Delta\nu_R(T)^2}\right) \quad (9)$$

式(8)~(9)中; $\Delta\nu_M = \delta\nu_l / (4 \ln 2)^{1/2}$, 为激光谱线 $1/e$ 高度处的宽度; $\Delta\nu_R(T) = (8kT/M\lambda^2)^{1/2}$ 为瑞利谱线 $1/e$ 高度处的宽度; $\delta\nu_l$ 为激光的发射谱宽(FWHM); k 为玻耳兹曼常数; M 为大气分子质量; T 为大气温度。

由式(8)与式(9)卷积可得

$$G_T(T) = \left(\frac{1}{\pi \Delta\nu_a^2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\nu^2}{\Delta\nu_a(T)^2}\right) \quad (10)$$

式中: $\Delta\nu_a(T) = (\Delta\nu_M^2 + \Delta\nu_R(T)^2)^{1/2}$ 。

式(10)与式(7)的卷积可得

$$T_R(x, T) = T_m \left(\frac{1}{\pi \Delta \nu_a (T)^2} \right)^{1/2} \left\{ \int \exp \left(- \frac{\nu^2}{\Delta \nu_a (T)^2} \right) d\nu + \int_2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos \left[\frac{2\pi n(x-\nu)}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right] \operatorname{sinc} \left(\frac{2n\nu_0}{\nu_{FSR}} \frac{1-\cos\theta_0}{2} \right) \exp \left(- \frac{\nu^2}{\Delta \nu_a (T)^2} \right) d\nu \right\} \quad (11)$$

根据 $(1/\pi \Delta \nu_a^2) \int \exp(-\nu^2/\Delta \nu_a^2) d\nu = 1$, 及三角函数和指数函数的转化关系, 式(11)第二个积分可化简为

$$\begin{aligned} & \int \cos \left(\frac{2\pi n(x-\nu)}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \exp \left(- \frac{\nu^2}{\Delta \nu_a (T)^2} \right) d\nu = \\ & \int R \left\{ \exp \left(i \frac{2\pi n x}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \exp \left(- \frac{\nu^2}{\Delta \nu_a (T)^2} \right) \exp \left(i \frac{2\pi n(-\nu)}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \right\} d\nu = \\ & \cos \left(\frac{2\pi n x}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \int R \left\{ \exp \left(- \frac{\nu^2}{\Delta \nu_a (T)^2} + i \frac{2\pi n(-\nu)}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \right\} d\nu = \\ & \cos \left(\frac{2\pi n x}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \int R \exp \left\{ - \left(\frac{\nu}{\Delta \nu_a (T)} \right)^2 + \frac{2\pi n(-\nu i)}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right\} d\nu \end{aligned} \quad (12)$$

利用积分式 $\int \exp[-(ax^2 + 2bx)] dx = \frac{1}{2} \sqrt{\pi/a} \exp(b^2/a) \operatorname{erf}(\sqrt{ax} + b/\sqrt{a})$, 其中 erf 为误差函数。当 $x > 3$ 时, $\operatorname{erf}(x) = 1$, 因此, 式(12)化为

$$T_R(\nu, T) = T_m \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} R_e^n \cos \left(\frac{2\pi n \nu}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \operatorname{sinc} \left(\frac{2n\nu_0}{\nu_{FSR}} \frac{1-\cos\theta_0}{2} \right) \exp \left[- \left(\frac{\pi n \Delta \nu_a (T)}{\nu_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right)^2 \right] \right\} \quad (13)$$

式(13)为大气瑞利后向散射谱线经 F-P 标准具的理论透过率函数。利用式(13)拟合大气瑞利后向散射信号透过率时, T_{pe}, R_e, ν_{FSR} 与 θ_0 的不准确将引入系统误差。测量前, 先对 F-P 标准具进行标定。标定实验中, 光源采用 355 nm 连续激光, 待激光频率稳定后再进行 F-P 标准具的快速扫描。在数据处理过程中, 采集得到的透过率曲线利用文献(2)中的式(3)进行拟合。标定试验得到, $\nu_{FSR} = 12 \text{ GHz}, R_e = 0.64, \Delta \nu_M = 200 \text{ MHz}$ 。

当探测区域存在气溶胶时, 后向散射信号包含气溶胶散射成分。后向散射信号经 F-P 标准具的能量强度 $I_{s_i}(\nu, T)$ 为

$$I_{s_i}(\nu, T) = a_i I_M T_M(\nu, T) + a_i I_A T_A(\nu) \quad (14)$$

式中: $i = 1, 2$ 为 F-P 标准具的第 i 通道; a_i 为校准常数, 其包含光纤分束器的分光比及光电倍增管(PMT)的探测效率。将 F-P 标准具从光路中移去后, 根据 PMT 探测到的信号可求得 a_i ; I_M 和 I_A 分别为分子后向散射信号和气溶胶后向散射信号的强度; $T_A(\nu)$ 为气溶胶后向散射信号的透过率函数, 由于气溶胶后向散射谱宽与激光发射谱宽非常接近, 因此 $T_A(\nu)$ 可通过 F-P 标准具扫描 355 nm 连续激光获得。能量通道接收到的信号 $I_e(\nu, T)$ 为

$$I_e(\nu, T) = a_3 I_M + a_3 I_A \quad (15)$$

式中: I_M 和 I_A 的相互关系可通过后向散射比求出, 后向散射比定义为

$$R_\beta = (\beta_A + \beta_M) / \beta_M \quad (16)$$

根据推导分析, 利用式(13)~(16)对瑞利后向散射信号的透过率数据进行修正及拟合后, 根据拟合得到的 $\Delta \nu_a(T)$ 项, 大气温度 T 可表示为

$$T = M \lambda^2 (\Delta \nu_a^2 - \delta \nu_1^2) / 8k \quad (17)$$

利用高斯函数表示大气分子的自发瑞利-布里渊散射谱是一个近似。大气分子的自发瑞利-布里渊散射是由分子密度扰动引起, 密度扰动引起光学介电常数起伏, 进而引起折射率指数的起伏, 从而导致了大气分子的自发瑞利-布里渊散射。大气分子中的熵扰动和压力扰动是引起密度扰动的原因。分子气体的熵扰动产生了位于自发瑞利-布里渊散射中心的瑞利散射成分; 压力扰动产生了位于自发瑞利-布里渊散射两翼的布里渊散射成分。目前, Tenti S6 被认为是描述自发瑞利-布里渊散射谱的最好模型^[16]。该模型从微观碰撞理论出发, 通过求解玻耳兹曼方程来得到自发瑞利-布里渊散射谱。但是, 玻耳兹曼方程没有解析解, 只能获到数值解。采用高斯函数近似自发瑞利-布里渊散射谱的方法得到广泛的应用^[17]。利用高斯函数近似 Tenti S6 模型的相

对残差分布如图 1 所示。其中,10~30 km 的大气参数源于 1976 年美国标准大气模型。随着高度的增加(压强的减小),两者的相对残差减小,如图 1 所示。利用高斯函数近似 Tenti S6 模型后,1/e 宽度为 2.009 GHz。根据大气瑞利散射谱,大气温度表达式为 $T = \Delta\nu_R^2 M \lambda^2 / 8k$,则由谱宽测量误差导致的温度误差 $\delta T = \Delta\nu_R M \lambda^2 (\delta \Delta\nu_R) / 4k$ 。18 km 处,Tenti S6 模型与高斯函数近似的相对残差小于 0.69%,如图 2 所示。采用 Tenti S6 模型拟合瑞利-布里渊散射^[18],获得瑞利散射的 1/e 宽度为 2.011GHz。由此引起的温度探测方法误差为 0.45 K。

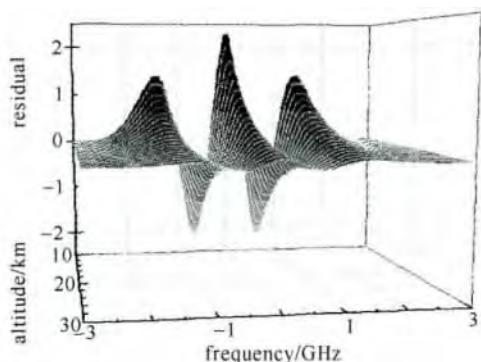


Fig. 1 Difference between Tenti S6 model and Gaussian approximation

图 1 Tenti S6 模型与高斯函数近似的相对残差

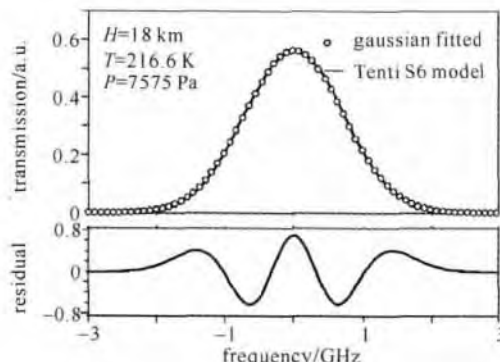


Fig. 2 Difference between Tenti S6 model and Gaussian approximation at 18 km

图 2 18 km 高度,Tenti S6 模型与高斯函数近似的相对残差

2 高光谱分辨激光雷达

高光谱分辨激光雷达可分为四个子系统:发射子系统、望远镜子系统、接收子系统和控制子系统。分子后向散射能量与波长的-4次方成正比,因此,波长选择为紫外 355 nm。其光源为种子注入式 Nd:YAG 激光器,单脉冲能量为 350 mJ,重复频率为 50 Hz。出射激光经扩束器扩束后,垂直指向探测区域。经分子散射的回波信号由视场角为 0.09 mrad,直径为 1 m 的卡塞格林式望远镜接收。收集的后向散射信号耦合进入分光比为 20/80 的光纤分束器。20 端出射的激光由光电倍增管(PMT)探测,80 端出射的激光则进入分光比为 50/50 的光纤分束器后,分两路通过 F-P 标准具的两个通道。F-P 标准具出射的激光由 PMT 探测。仪器控制及其信号采集由控制子系统完成。

该系统的核心器件为 F-P 标准具,其自由谱间距(FSR)为 12 GHz,半高全宽为 1.7 GHz,两信号通道的偏置为 5.1 GHz。由于进行高光谱分辨探测,频率需进行严格的控制。频率的抖动和漂移主要由于激光器与 F-P 标准具的环境温度扰动引起。实验中,F-P 标准具和种子光分别放于精度为 0.01 K 的恒温箱中。尽管如此,在获取瑞利后向散射信号经 F-P 标准具透过率时,由于增加累计脉冲以提高信噪比的需要,测量通常需要在较长时间内完成,因此,激光频率的漂移和抖动需进行实时监测。如图 3 光路所示,在扩束器前,一部分参考光经第一发射镜反射后耦合进入 20/80 光纤分束器中,其中 80 端出射的激光进入静态的 F-P 标准具后再由 PMT 探测,而 20 端出射的激光直接由 PMT 探测器探测。由于参考光信号强,这两探测器工作在模拟通道,信号采集和显示由示波器实现。实验时,程序控制 F-P 标准具扫描瑞利后向散射信号的同时,静态的 F-P 标准具对激光频率漂移进行实时监测。需要指出的是,为了使静态 F-P 标准具的频率灵敏度最大,实验时,调节 F-P 标准具使激光频率位于透过率的半高处。

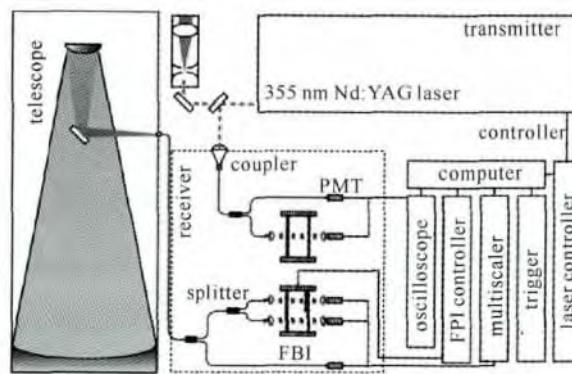


Fig. 3 Optical layout of the high spectral resolution lidar

图 3 高光谱分辨激光雷达光路图

第一发射镜反射后耦合进入 20/80 光纤分束器中,其中 80 端出射的激光进入静态的 F-P 标准具后再由 PMT 探测,而 20 端出射的激光直接由 PMT 探测器探测。由于参考光信号强,这两探测器工作在模拟通道,信号采集和显示由示波器实现。实验时,程序控制 F-P 标准具扫描瑞利后向散射信号的同时,静态的 F-P 标准具对激光频率漂移进行实时监测。需要指出的是,为了使静态 F-P 标准具的频率灵敏度最大,实验时,调节 F-P 标准具使激光频率位于透过率的半高处。

3 温度探测

图 4 给出了三通道 F-P 标准具扫描脉冲激光时,静态 F-P 标准具跟踪的激光频率漂移量,及其对透过率数

据进行修正的例子。图 4(a)为静态 F-P 标准具实时监测到的激光频率漂移；图 4(b)为脉冲激光扫描 F-P 标准具的透过率数据，虚线表示未修正的透过率数据，实线表示经修正后的透过率数据。未经修正前，三通道 F-P 标准具的自由谱间距分别为 $\nu_{1\text{FSR}} = 11.479\text{ GHz}$, $\nu_{2\text{FSR}} = 11.537\text{ GHz}$, $\nu_{3\text{FSR}} = 11.569\text{ GHz}$ ；修正后，自由谱间距为 $\nu_{1\text{FSR}} = 11.902\text{ GHz}$, $\nu_{2\text{FSR}} = 11.901\text{ GHz}$, $\nu_{3\text{FSR}} = 12.085\text{ GHz}$ 。经激光频率漂移修正后，标准具的自由谱间距接近 12 GHz 。

为了获得完整的瑞利后向散射信号经 F-P 标准具的透过率，程序控制 F-P 标准具的扫描范围为 -2000 步到 2000 步，步距为 40 步，每一个位置累计脉冲数为 1000 发，扫描时长为 2000 s 。标准具步距的变化量 C_s 与频率的变化量 ν_s 满足方程 $\nu_s/C_s = \nu_0/C_0$ ，其中 ν_0 为出射激光频率， C_0 为 F-P 标准具的腔长。图 5 给出了从 $18\sim 50\text{ km}$ ，测量的瑞利后向散射信号经过 F-P 标准具两个通道的透过率，其中 $18\sim 30\text{ km}$ 的距离分辨率为 1 km ， $30\sim 50\text{ km}$ 的距离分辨率为 2 km 。

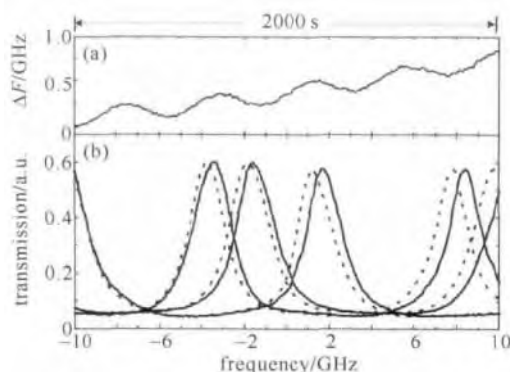


Fig. 4 Transmission of pulse laser by scanning FPI
图 4 通过扫描 F-P 标准具而获得的脉冲激光的透过率

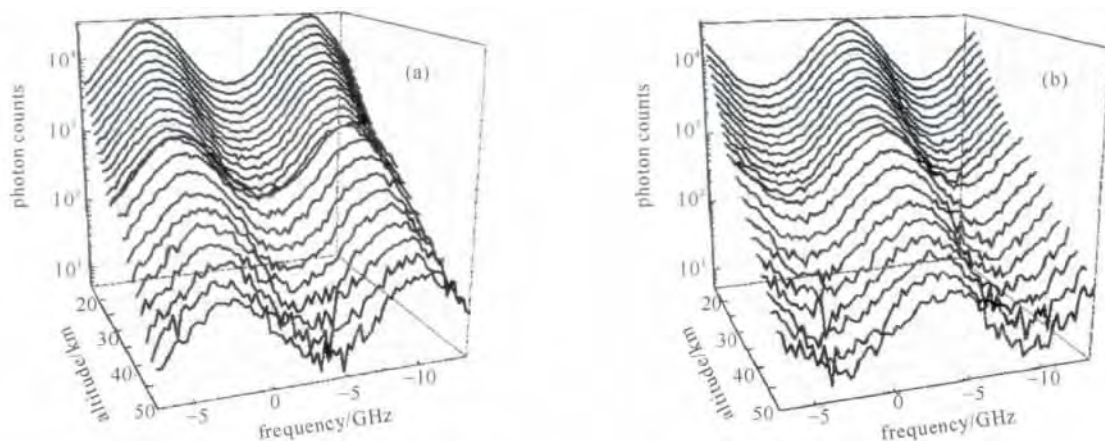


Fig. 5 Transmission of Rayleigh backscattered signals from 18 km to 50 km

图 5 采集的从 $18\sim 50\text{ km}$ 的瑞利后向散射信号的透过率

为了验证基于扫描 F-P 标准具的高光谱分辨雷达探测平流层温度的可行性， 2013 年 12 月 24 号在青海省德令哈市 ($37.37^\circ\text{N}, 97.37^\circ\text{E}$)，高光谱分辨激光雷达、探空气球以及瑞利积分激光雷达进行了温度的同时探测，结果如图 6 所示。探空气球的时间分辨率为 130 min ；瑞利积分激光雷达的时间分辨率为 10 min ，距离分辨率为 200 m ^[6]；高光谱分辨激光雷达探测的温度廓线为 F-P 标准具两个通道探测的温度的平均。

图 6 中的高光谱分辨激光雷达探测温度的误差棒是根据最大似然估计，及考虑每个测量点的泊松噪声计算而得。瑞利后向散射信号经 F-P 标准具的透过率认为是高斯线型，透过率的 $1/e$ 宽度的标准偏差可表示为

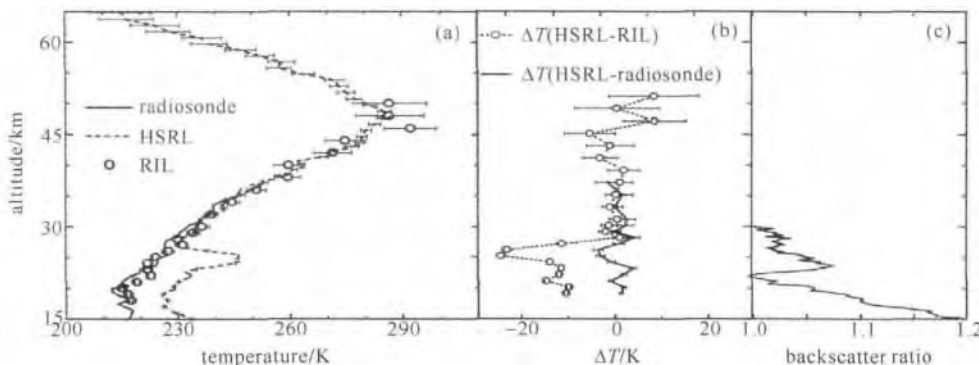


Fig. 6 Temperature profile derived from the HSRL, compared with temperature profiles from radiosonde and RIL

图 6 高光谱分辨激光雷达、瑞利积分激光雷达及探空气球探测的温度廓线及其比较

$$\sigma(\Delta\nu_a) = \frac{\Delta\nu_a}{2\sqrt{N}} \quad (18)$$

式中： N 为探测到的总的光子数^[19]。由于 F-P 标准具的校准在长时间累计和多脉冲平均的条件下进行，因此，F-P 标准具频率响应函数的宽度的误差可忽略，即 $\sigma(\Delta\nu_a) \approx \sigma(\Delta\nu_R)$ 。根据误差传递公式及大气温度表达式(17)，温度的误差 σ_T 可表示为

$$\sigma_T = \frac{M\lambda^2 \Delta\nu_a \Delta\nu_R}{8k\sqrt{N}} \quad (19)$$

图 6 中，由时间分辨率 2000 s 的激光雷达原始信号的信噪比，根据最大似然估计误差分析，高光谱分辨激光雷达在 30 km 以下的探测误差小于 1.9 K，50 km 以下的探测误差小于 9.8 K。在对比实验中，在 18~36 km 高光谱分辨激光雷达与探空气球探测的温度廓线最大偏差 4.7 K；在 27~34 km，高光谱分辨激光雷达与瑞利积分激光雷达探测的温度最大偏差 2.7 K。在 15~27 km，由于气溶胶的影响，瑞利积分激光雷达的温度明显偏离其他两种探测结果，最大偏差 22.8 K。

4 结 论

首次实现了 18~50 km 的基于 F-P 标准具高光谱分辨激光雷达的平流层温度的探测。该方法通过解析瑞利后向散射谱的透过率函数反演温度。实验中，为了减小系统误差，扫描透过率的同时，激光频率漂移由静态的 F-P 标准具实时监测。由时间分辨率 2000 s 的激光雷达原始信号的信噪比，根据最大似然估计误差分析，该方法在 30 km 以下的探测误差小于 1.9 K，50 km 以下的探测误差小于 9.8 K。在对比实验中，在 18~36 km 高光谱分辨激光雷达与探空气球探测的温度廓线最大偏差 4.7 K；在 27~34 km，高光谱分辨激光雷达与瑞利积分激光雷达探测的温度最大偏差 2.7 K。在 15~27 km，由于气溶胶的影响，瑞利积分激光雷达的温度明显偏离其他两种探测结果，最大偏差 22.8 K。本实验中，采用的 F-P 标准具并非为测温目的设计，其光学参数有待优化设计。

参考文献：

- [1] Ansmann A, Wandinger U, Riebesell M, et al. Independent measurement of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter lidar[J]. *Applied Optics*, 1992, **31**(33): 7113-7131.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] 夏海云, 孙东松, 沈发华, 等. 双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*, 2006, **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*, 2006, **18**(11): 1774-1778)
- [5] 上官明佳, 夏海云, 舒志峰, 等. 双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 J Lasers*, 2014, **41**: 0714001)
- [6] 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.
- [7] 唐磊, 董吉辉, 吴海滨. 多普勒测风激光雷达风场探测结果分析[J]. *强激光与粒子束* 2012, **24**(9): 2037-2042. (Tang Lei, Dong Jihui, Wu Haibin. Analysis of wind field measurement results of Doppler lidar. *High Power Laser and Particle Beams*, 2012, **24**(9): 2037-2042)
- [8] 李国会, 叶一东, 向汝建, 等. 差分吸收激光雷达测量 NO₂ 浓度的实验研究[J]. *强激光与粒子束*, 2006, **18**(5): 765-768. (Li Guohui, Ye Yidong, Xiang Rujian, et al. Experiment study of NO₂ concentration measurement with difference absorption lidar. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(5): 765-768).
- [9] 苑克娥, 张世国, 胡顺星, 等. 对流层低层臭氧的差分吸收激光雷达测量[J]. *强激光与粒子束*, 2013, **25**(3): 553-556. (Yuan Ke'e, Zhang Shiguo, Hu Shunxing, et al. Measurements of ozone using ultraviolet differential absorption lidar in low troposphere. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, **25**(3): 553-556)
- [10] Ramaswamy V, Chanin M L, Angell J, et al. Stratospheric temperature trends: Observations and model simulations[J]. *Reviews of Geophysics*, 2001, **39**(1): 71-122.
- [11] Alpers M, Eixmann R, Fricke-Begemann C, et al. Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and Rotational Raman scattering[J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2004, **4**(3): 793-800.

- [12] 卜令兵, 郭劲秋, 田力, 等. 用于大气温度廓线测量的瑞利-拉曼激光雷达[J]. 强激光与粒子束, 2010, **22**(7): 1449-1452. (Bu Lingbing, Guo Jinqiu, Tian Li, et al. Rayleigh-Raman lidar used for atmospheric temperature profile measurement. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(7): 1449-1452)
- [13] Chen W N, Tsao C C, Nee J B. Rayleigh lidar temperature measurements in the upper troposphere and lower stratosphere[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2004, **66**(1): 39-49.
- [14] Behrendt A, Nakamura T, Tsuda T. Combined temperature lidar for measurements in the troposphere, stratosphere, and mesosphere[J]. *Applied Optics*, 2004, **43**(14): 2930-2939.
- [15] Souprayen C, Garnier A, Hertzog A, et al. Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation, and first climatological results[J]. *Applied Optics*, 1999, **38**(12): 2410-2421.
- [16] Witschas B, Vieitez M O, Van Duijn E J, et al. Spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering of ultraviolet light in nitrogen, dry air, and moist air[J]. *Applied Optics*, 2010, **49**(22): 4217-4227.
- [17] Zheng Q. Model for polarized and depolarized Rayleigh Brillouin scattering spectra in molecular gases[J]. *Optics Express*, 2007, **15**(21): 14257-14265.
- [18] Witschas B. Analytical model for Rayleigh-Brillouin line shapes in air[J]. *Applied Optics*, 2011, **50**(3): 267-270.
- [19] Hagen N, Kupinski M, Dereniak E. Gaussian profile estimation in one dimension[J]. *Applied Optics*, 2007, **46**(22): 5374-5383.

Scanning F-P etalon based high spectral resolution lidar for low-stratosphere temperature measurement

Shangguan Mingjia^{1,2}, Xia Haiyun^{1,2}, Shu Zhifeng^{1,2}, Dou Xiankang^{1,2}, Wang Chong^{1,2}, Qiu Jiawei^{1,2},
Han Yuli^{1,2}, Zhao Ruocan^{1,2}, Zhang Feifei^{1,2}, Guo Jie^{1,2}, Gao Yuanyuan^{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: A high spectral resolution lidar(HSRL) for measurement of low-stratosphere temperature by scanning Fabry-Perot interferometer (FPI) is proposed and demonstrated. The transmission of Rayleigh backscatter through the FPI is obtained by scanning the cavity spacing of the FPI, and then fitted to Gaussian function using the nonlinear fitting algorithm. Temperature is calculated from the fitted bandwidth of the measured transmission. To reduce systematic error due to frequency instability of the laser, another solid FPI is incorporated into the optical receiver to monitor the frequency drift, which compensates in the data processing. The statistical error is calculated based on a maximum likelihood estimator, which is less than 1.9 K/9.8 K below 30 km/50 km. In the comparison experiment, the max temperature deviation between the high spectral resolution lidar (HSRL) and radiosonde is 4.7 K from 18 km to 36 km, and it is 2.7 K between the HSRL and Rayleigh integration lidar (RIL) from 27 km to 34 km. The temperature profile from Rayleigh integration lidar deviates from the results from HSRL and radiosonde obviously from 15 km to 27 km, with a max deviation of 22.8 K, which may due to the aerosol contamination.

Key words: atmospheric optics; stratospheric temperature; high spectral resolution lidar; Rayleigh backscatter; Fabry-Perot etalon

PACS: 42.68.Wt; 47.80.Fg; 02.70.Hm