

武汉上空大气密度温度的激光雷达探测

郑文钢 李洪钧 杨国韬 龚顺生

(中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

摘 要 介绍了中国科学院武汉物理与数学研究所瑞利散射激光雷达的结构和性能, 报道了该激光雷达观测所得到的我国武汉上空 30~70 km 范围内大气密度和 30~60 km 范围内温度廓线的反演结果。

关键词 瑞利散射 激光雷达 密度廓线 温度廓线

1 引言

激光雷达具有空间时间分辨率高, 探测动态范围大, 能分辨被探测物种及能探测探空气球和人造卫星的共同盲区等突出特点, 因而被广泛用于对空间的遥感探测中。虽然瑞利散射是最早被采用的激光雷达回波机制之一, 但使瑞利散射激光雷达真正成为实用的中层大气探测手段, 还要归功于法国 Chanin 教授小组在 80 年代初期所做的一系列出色的研究工作^[1]。此后, 瑞利散射激光雷达技术有了很快的发展, 并在对中层大气结构和动力学的探测研究中发挥了重要作用^[1~3]。

中国科学院武汉物理与数学研究所(WIPM)自 90 年代初开始进行高空探测激光雷达的研制及应用研究工作。并先后研制成功瑞利散射激光雷达和钠层荧光激光雷达, 前者的最大探测高度达到 70 km, 后者的探测高度范围为 80~110 km^[4]。本文将介绍 WIPM 瑞利散射激光雷达的结构和性能, 并报道基于该激光雷达观测所得到的我国武汉地区上空 30~70 km 范围中层大气密度和 30~60 km 范围内温度廓线的反演结果。

2 激光雷达

WIPM 高空瑞利散射激光雷达系统结构如图 1 所示, 它主要由发射激光单元, 接收光学单元和信号检测及处理单元三部分组成。

发射激光束采用 Nd:YAG 脉冲激光器的二倍频光, 波长为 532 nm, 单脉冲输出能量约为 150 mJ 左右, 重复率为 20 Hz, 脉冲宽度约 10 ns。该激光器的光束发散角小于 1 mrad, 故激光束无需经准直而直接通过全反射棱镜垂直射入大气中。为保证发射激光束的指向调节精度, 发射棱镜使用了精、粗两级调节平台。接收光学望远镜采用透射式结构, 由 $\Phi 400$ mm, $f/3.8$ 的非球面主镜、可调节光阑和 $\Phi 50$ mm, $f/3.0$ 的准直透镜组成。接收望远镜采用透射式结构可得到比同样口径的反射式望远镜更大的收光效率。其中主透镜的光学质量较高, 能有效减小光斑弥散, 使望远镜接收最小场角可控制

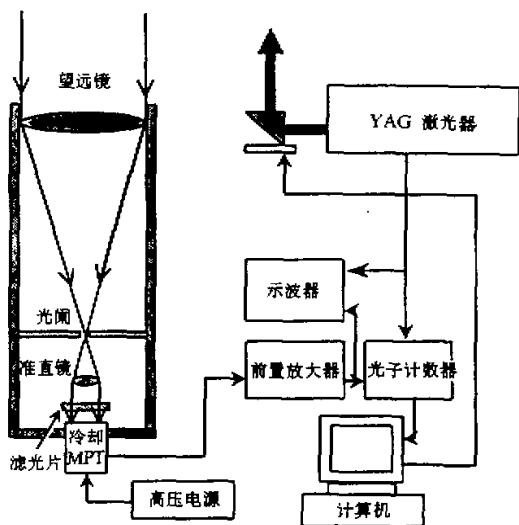


图1 WIPM 高空瑞利散射激光雷达系统框图

发射激光束和接收望远镜光轴距离（约 5 m）及严格控制接收视场角的方法来降低低空强回波的影响。

瑞利散射激光雷达本质上是一种精密的弱光信号检测系统。例如，在近 70 km 的高度，每 100 次激光脉冲发射，能探测到的从 1 km 范围内大气分子瑞利散射回波光子的总和还不到 1。因此，整个系统中各种干扰和噪声的消除，各种光学损耗的降低及检测系统灵敏度的提高、发射及接收系统的准确联合调整等，是成功实现高空瑞利散射探测的关键。

图 2 为 WIPM 瑞利散射激光雷达测得的典型原始回波。获得此回波时，光子计数器的计数门宽为 $0.64 \mu\text{s}$ ，相应高度分辨为 96 m；数据累积时间约 4 min，相应 5000 次激光脉冲发射。由图可见，其极限探测高度达 70 km（69 ~ 71 km 处平均计数高于平均噪声约 20%）， $S/N \sim 1$ 处约为 65 km。图中仅给出 20 km 以上数据，因为低空数据中包含有很强的大气气溶胶米氏散射的贡献，在本激光雷达设置下，尚有发射光束进入接收视场的影响。只有 20 km 以上的数据，才基本上真正来自大气分子的瑞利散射。

在 1 mrad 左右。回波信号的检测及处理单元包括窄带滤光片、冷却光电倍增管、低噪声前置放大器、瞬态光子计数器和微型计算机等。回波信号的检测采用光子计数方式。为降低检测系统的暗噪声和光噪声，光电倍增管需冷却到 -30°C 左右。回波信号的累加在光子计数器中进行，检测系统和发射激光的同步通过光触发实现。回波数据的自动采集和发射光束的精密调节均由计算机控制。

本激光雷达探测的目标是 30 km 以上的中层大气，因此对于低空强回波信号的抑制采用了双轴方法，即通过加大发

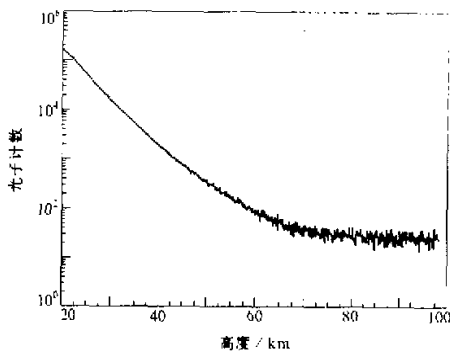


图2 WIPM 高空瑞利散射雷达典型回波曲线
(1995 年 11 月 9 日 8:00 下午~12:00 下午,
40 000 炮)

3 数据反演

在高度 Z 到 $Z + \Delta Z$ 范围内被探测到的散射光子数由雷达方程^[5]决定:

$$N = \frac{N_0 A_r B \rho(z)}{4\pi(z - z_l)^2} T_a T_q e^{-2 \int_{z_l}^z \sigma(z') dz'} \Delta z, \quad (1)$$

式中, N_0 为单脉冲出射的总光子数, A_r 为望远镜的通光孔径, B 为大气分子的瑞利散射截面, $\rho(Z)$ 为高度 Z 到 $Z + \Delta Z$ 范围内大气分子密度, z_l 为雷达所在水平面高度, T_a 、 T_q 分别为系统的传输效率和量子效率, $\sigma(Z)$ 为高度 Z 到 $Z + \Delta Z$ 范围内大气衰减系数。

取 Z^* 为归一化高度, 有

$$\begin{aligned} \frac{N(z)}{N(z^*)} &= \frac{\rho(z)(z - z_l)^2 T_r^2(z_l, z^*)}{\rho(z^*)(z^* - z_l)^2 T_r^2(z_l, z)} \\ \rho(z) &= \rho(z^*) \frac{(z - z_l)^2 N(z)}{(z^* - z_l)^2 N(z^*)} e^{2 \int_{z_l}^z \sigma(z') dz'} K, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 K 为归一化常数, 由于影响 $\sigma(Z)$ 的因素很多, 无法得到 $\sigma(Z)$ 的准确值, 而在 30 km 以下, 大气对激光的衰减又不能忽略, 所以把 30 km 作为归一化高度, 这样就可不考虑其下方 $\sigma(Z)$ 的影响。由于从 30 km 到无穷远处的光学厚度小于 0.01^[6], 所以将 30 km 以上大气的透射系数定为常数 1, 由此引起的误差不会大于 1%, 在本雷达的观测误差范围之内。于是, (2) 式可写为

$$\rho(z) = \rho(z^*) \frac{(z - z_l)^2 N(z)}{(z^* - z_l)^2 N(z^*)} K.$$

因为 $z_l \approx 0$, 所以在归一化高度 $Z^* = 30$ km 以上, 大气密度随高度的分布可由下式得到

$$\rho(z) = \rho(z^*) \frac{z^2}{z^{*2}} \frac{N(z)}{N(z^*)} K. \quad (3)$$

大气的温度廓线由密度廓线计算得出, 假设大气满足流体静力学平衡条件, 即假定大气扰动在观测的最小分辨时间和空间范围内, 对大气的平均密度不造成影响。并假设大气的平均分子量不随高度而明显变化, 则大气分子的平均质量可看作常量 m 。此时, 任一厚度为 dz 的大气薄层对大气压强的贡献为 $mN(z)g(z)dz$, 所以,

$$\begin{aligned} mN(z)g(z) &= - \frac{dp(z)}{dz}, \\ p(z) &= p(z_h) + \int_z^{z_h} mN(z')g(z')dz'. \end{aligned} \quad (4)$$

假设大气满足理想气体状态方程, 则

$$p(z)V = NRT. \quad (5)$$

将 (4) 式代入 (5) 式可得

$$T(z) = \frac{\rho(z_h)}{\rho(z)} T(z_h) + \frac{m}{k} \int_z^{z_h} \frac{\rho(z')}{\rho(z)} g(z') dz' \quad (6)$$

由此可以得到大气的温度廓线。

4 结果和讨论

对一组 WIPM 激光雷达观测数据按上述方法进行反演, 得到大气的密度、温度廓线

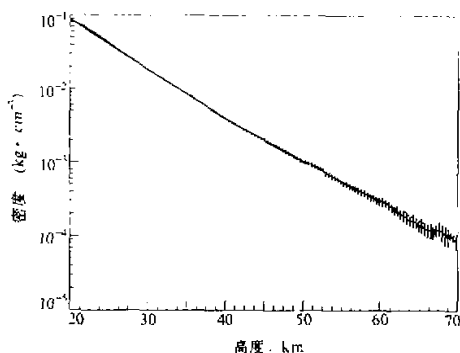


图3 武汉上空密度廓线反演结果
——为实测结果;为标准值

线分别如图 3、图 4 所示。这组数据包括连续观测所得到的 10 个激光雷达原始回波曲线、累积观测时间约为 40 min, 高度分辨约 0.1 km。图 3 和图 4 中, 除分别给出得到的密度和温度廓线外, 为了比较还给出了标准大气模式^[7]中的密度、温度廓线 (图中虚线所示), 此外, 在两图中的几个典型高度, 还给出了相应的测量统计误差。从图 3、图 4 可以看出, 密度、温度廓线的相对统计误差均随测量高度的增加而增加: 对密度测量, 30 km 处的统计误差 $< \pm 1\%$, 50 km 处的统计误差

$< \pm 5\%$, 65 km 处的统计误差 $\sim \pm 10\%$; 对温度反演, 30 km 处的统计误差 $< \pm 3\%$, 45 km 处的统计误差 $< \pm 10\%$, 55 km 处的统计误差 $\sim \pm 20\%$ 。可见, 温度廓线统计误差大于密度廓线统计误差。造成这种差别的主要原因是由于温度反演时对密度廓线进行了积分运算, 其统计误差也相应为密度统计误差的累加。同时, 从反演结果与标准大气的比较可见, 实测得到的 30~70 km 范围内密度廓线和 30~60 km 范围内温度廓线的变化趋势均与相应的标准值基本符合, 但密度廓线符合得更好, 而温度廓线在 60 km 以后开始逐渐偏离标准廓线。这是由于在高空段, 积分区间短, 且密度测量误差较大, 所以由密度分布求得的大气压强准确度下降, 对应温度廓线的误差也相应增大。在 60 km 以上, 温度廓线的测量误差已超出了统计误差的范围。这说明在现有的累积时间下, 温度廓线的上限在 60 km, 较由同组数据得到的密度廓线的上限低。由此可见, 温度反演对原始数据的噪声特性更为敏感, 这也是国际上通常用延长探测累积时间的方法来提高温度反演精度的原因^[8]。以上结果说明, 通过 WIPM 激光雷达的观测及数据反演, 可以方便地获得 30~70 km 范围内的密度和 30~60 km 范围内温度廓线。若增加累积时间 (牺牲时间分辨), 还可进一步提高探测精度, 这表明了 WIPM 激光雷达在探测中层大气密度、温度等参数方面的有效性。

图 5 给出了在更大的高度范围 (20~80 km) 内, WIPM 激光雷达所得到的密度和标准大气的比值随高度的变化, 从此图可以看出本测量结果的若干其他特征。首先, 在

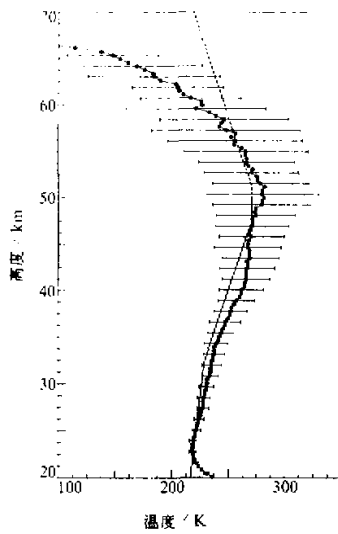


图4 武汉上空温度廓线反演结果
——为实测结果; -----为标准值

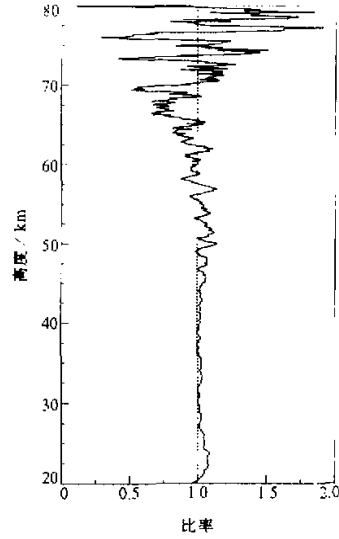


图5 实测密度和标准大气比值随高度的分布

30 km 以下, 测量的大气密度明显高于标准值, 这种差异是由在此高度范围内气溶胶的米氏散射所造成。将此段数据进行适当处理, 可获得低空气溶胶及其散射比分布等信息。同时, 在 30~70 km 范围内, 还可以看到该比值有一个类似正弦振荡的特征: 其振幅随高度逐渐增大, 其波长也随高度而缓慢增加。在 50 km 处, 其振幅约为标准大气密度的 15%, 而 50 km 处原始回波的信噪比为 18:1, 对应的统计误差为 5%, 可见这种起伏大于由于信噪比降低引起的统计误差。同时在 50 km 处, 该正弦振荡的波长约在 1 km 左右, 在时间轴上宽度为 3 μ s, 由于在实验过程中, 信号检测与处理单元严格接地, 且难以找到这样一个频率为 300 kHz 的同步光干扰信号或同步无线电干扰信号的存在, 因此, 我们认为它不是在观测过程中引入的某种系统误差或外界干扰, 而可能和大气中的某种动力学过程有关。对此, 有待今后将作进一步的研究。

参 考 文 献

- 1 Chanin, M. L. and Hauchecorne, A., 1984, Lidar studies of temperature and density using Rayleigh scattering, *Hand. Map*, 13, 87~98.
- 2 Takashi Shibata, Masahide Kobuchi and Mitsuo Maeda, 1986, Measurements of density and temperature profiles in the middle atmosphere with a XeF lidar, *Applied Optics*, 25, 685~688.
- 3 Chanin, M. L. and Hauchecorne, A., 1991, Lidar study of the structure and dynamics of the middle atmosphere, *Indian Journal of Radio & Space Physics*, 20, 1~11.
- 4 龚顺生等, 1996, 中国武汉上空帕层的首次激光雷达观测, *中国科学 (A辑)*, 27, 369~373.
- 5 Gardner, C. S., Senft, D. C., Beatty, T. J. et al., 1989, Rayleigh and Sodium lidar techniques for measuring middle atmosphere density, temperature and wind perturbation and their spectra, *Thermosphere Study* (ed. C. H.

- Liu), 148~187.
- 6 Ellerman, L., 1968, UV, Visible and IR Attenuation for Altitude to 50 km, 1968, Environmental Research Paper, AFCRL-68-0153, AFCRL, Bedford, Mass., 285~295.
 - 7 美国国家海洋和大气局、国家宇航局和美国空军部, 1982, 标准大气 (美国, 1976), 北京: 科学出版社, 65~69.
 - 8 Gardner, C. S., 1989, Sodium resonance fluorescence lidar applications in atmospheric science and astronomy, *Proceeding of the IEEE*, 77, 408~418.

Lidar Detection of the Atmospheric Density and Temperature over Wuhan

Zheng Wengang, Li Hongjun, Yang Guotao and Gong Shunsheng

(State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic, Molecular Physics, Wuhan Institute of
Physics & Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071)

Abstract The structure and the performance of WIPM (Wuhan Institute of Physics & Mathematics) Rayleigh backscattering Lidar are introduced. And the atmospheric density profile ranged from 30 to 70 km and the temperature profile ranged from 30 to 60 km over Wuhan obtained by the inversion of the observation data are reported.

Key words rayleigh backscattering lidar density profile temperature profile