

西安理工大学

博士学位论文

大气温度及气溶胶激光雷达探测技术研究

姓名：刘君

申请学位级别：博士

专业：机械工程

指导教师：华灯鑫;李言

20080101

大气温度及气溶胶激光雷达探测技术研究

学科名称：机械工程

博 士 生：刘 君

签 名：刘君

指导教师：华灯鑫 教授

签 名：华灯鑫

李 言 教授

签 名：李言

答辩日期：08.1.10

摘 要

边界层是最接近人类活动的地表层的气层，人类的日常活动直接影响到底层边界层的大气状态，边界层的物性又影响着人类的生存环境。因此研究边界层内的大气状态变化，对研究太阳辐射，地球动力学上的热量传递，解释地球温暖化现象，提高局部气象预报的准确度，进行大气污染的防治，特别对城市气象变化等研究有着很重要的意义。激光雷达作为一种主动遥感探测工具，具有探测范围大、空间分辨率高、能实时连续监测和测量精度高等特点，已广泛用于激光大气传输、全球气候预测、气溶胶辐射效应及大气环境等研究领域。

论文的研究工作主要以边界层内的大气温度剖面及对流层内气溶胶剖面的光学特性精细探测技术为研究对象，重点探讨了利用转动喇曼散射激光雷达实现白天低层大气温度高精度探测的方法和关键技术；利用米散射激光雷达观测西安城区大气气溶胶时空变化特性及数据反演技术的研究；提出了高光谱分辨率激光雷达系统精确探测大气气溶胶光学特性的技术。

为解决白天强烈太阳背景光及低层大气中的高密度气溶胶对激光雷达温度探测的影响，提高系统的信噪比，提出了一种新的紫外域波长转动喇曼散射测温激光雷达系统的分光方案。结合一个高光谱分辨率光栅和一个边缘反射镜有效滤除了大部分噪音信号；在2个喇曼通道中设置窄带干涉滤光片分别提取2个转动喇曼信号波长，并对剩余的米-瑞利散射光进行再次剔除，实现对噪音信号的高抑制率。理论分析与实验结果表明，所研究的系统和测试方法可以有效抑制系统噪音信号，能够实现白天低层大气温度分布的高精度测量，在激光输出功率250mJ，探测时间4分钟的情况下，温度探测误差小于1K时的探测高度白天可以达到1.8km，夜晚可以达到2.3km。

针对西安城区大气气溶胶分布及变化规律的研究需要，以及沙尘暴的预警预测需求，开展米散射激光雷达大气气溶胶观测实验及光学特性的数据反演技术的研究，首次获得西安城区低层大气气溶胶浓度的高度分布数据。为实时观测气溶胶三维剖面特性，提出便携

式小型可扫描的米散射激光雷达系统设计方案,用于探测对流层内大气气溶胶及卷云的光学特性以及大气水平能见度等。

在分析研究现有气溶胶探测及数据反演技术的基础上,针对大气气溶胶高精度探测的难题,提出并建立了一种紫外域高光谱分辨率激光雷达系统方案。该系统利用高光谱分辨率光栅分离太阳背景光,以满足系统白天探测的要求;利用一个 Fabry-Perot 标准具分离出多普勒增宽的瑞利散射信号,因而气溶胶的浓度对探测结果不会产生影响;借助光栅的分光效应,该系统还能实现水蒸气的同时探测。

关键词: 转动喇曼激光雷达; 温度; 气溶胶; 高光谱分辨率激光雷达; 边界层

本研究得到国家自然科学基金(项目编号: 40675015), 陕西省自然科学基金(项目编号: 2006D07)、陕西省教育厅自然基金(项目编号: 07JK336)的资助。

**Title: STUDY OF THE LIDAR TECHNIQUES FOR REMOTE SENSING
OF THE ATMOSPHERIC TEMPERATURE AND AEROSOL
PROFILES**

Major: Mechanical Engineering

Name: Jun LIU

Signature: Jun Liu

Supervisor: Prof. Dengxin HUA

Signature: Dengxin HUA

Prof. Yan LI

Signature: Liyan

Abstract

Atmospheric boundary layer, which is closest to the surface of the earth, influences the activity of human being. The human activities in day-to-day directly affect the state of the atmospheric boundary layer. Therefore the study of atmospheric boundary layer is though of very importance for the solar radiation and heat transfer geodynamics, explanation of global warming phenomenon, improvement of local weather forecast accuracy, prevention and treatment of air pollution, especially for urban meteorological change. Atmospheric lidar, as an active remote sensing tool, has been proved to be powerful in atmospheric measurement, with a large detection range, high spatial resolution, continuous monitoring with high accuracy and real-time. It has been widely used in the research fields of laser atmospheric transmission, global climate prediction, radiation effect of the atmospheric aerosol and environment monitoring.

This thesis mainly focuses on the fine detection of atmospheric temperature profiles in the boundary layer and the aerosol profiles in the troposphere. Methods and key techniques of rotational Raman scattering lidar with high-accuracy detection of lower atmospheric temperature during daytime are studied. Characteristics of Xi'an urban aerosol spatial variations are also observed and analyzed with Mie scattering lidar. A kind of high-spectral-resolution lidar for accurate profiling of atmospheric aerosol optical properties is proposed.

In order to eliminate the strong solar background during daytime and high-density aerosol influence on the temperature detection in the lower atmosphere, a new spectroscopic filter is proposed for the UV temperature lidar system based on rotational Raman scattering. With the help of combination of high-spectral-resolution grating and an edge-mirror, the major portion

backgrounds yielded from the solar and Mie and Rayleigh scattering are blocked. To achieve a high noise suppression rate, narrow-band interference filter is used to reject the remaining Mie-Rayleigh scattering signal in each Raman scattering channel. Theoretical analysis and experimental results show that the lidar system and the detection methods can suppress system noise effectively. And the accurate profiling of the lower atmospheric temperature during daytime can be achieved. The temperature error less than 1K is obtained up to 2.3 km for nighttime and 1.8 km for daytime measurement with 250 mJ laser pulse energy and 4 minutes observation time.

For the needs of urban aerosol profiling in Xi'an and sand storms forecasting, the research of the aerosol observation experiment by Mie lidar and corresponding data procession of aerosol optical properties has been developed. The aerosol distribution data in Xi'an was given firstly. For real-time observing three-dimensional profiles of aerosol, a small portable scanning lidar system was designed to detect the optical properties of atmospheric aerosols and cirrus, horizontal visibility and so on.

For fine detection of atmospheric aerosol profiles, an UV high-spectral-resolution lidar system was proposed and established on the basis of analyzing the existing technique of aerosol detection and data inversion. The system uses a high-spectral resolution grating to split solar background spatially to meet the requirement of daytime detection. Since the system uses a Fabry-Perot etalon to split out the Doppler broadened Rayleigh scattering signal, the concentration of aerosols have no influence for the detection results. By use of the diffraction effect of the grating, the system may detect the water vapor profiles simultaneously.

Keywords: Rotational Raman lidar; Temperature; Aerosol; High-spectral-resolution lidar;
Boundary layer

This project is supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 40675015), the Nature Science Foundation of Shanxi Province (No. 2006D07) and the Nature Science Foundation of Shanxi Province Education Department (No. 07JK336).

独创性声明

秉承祖国优良道德传统和学校的严谨学风郑重申明：本人所提交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的成果。尽我所知，除特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人的研究成果。与我一同工作的同志对本文所论述的工作和成果的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并已致谢。

本论文及其相关资料若有不实之处，由本人承担一切相关责任

论文作者签名： 刘君 2008年1月8日

学位论文使用授权声明

本人 刘君 在导师的指导下创作完成毕业论文。本人已通过论文的答辩，并已经在西安理工大学申请博士/硕士学位。本人作为学位论文著作权拥有者，同意授权西安理工大学拥有学位论文的部分使用权，即：1) 已获学位的研究生按学校规定提交印刷版和电子版学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文，可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索；2) 为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文或解密后的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所或在校园网上供校内师生阅读、浏览。

本人学位论文全部或部分的公布（包括刊登）授权西安理工大学研究生部办理。

（保密的学位论文在解密后，适用本授权说明）

论文作者签名： 刘君 导师签名： 董新鑫 2008年1月8日

1. 引言

论文针对激光雷达大气探测技术展开研究,着重开展了大气温度及气溶胶的激光雷达探测技术的研究工作,探讨了白天低层大气温度分布高精度探测的方法和关键技术;开展了利用激光雷达观测西安城区大气气溶胶分布以及沙尘探测的实验研究;开展了气溶胶探测用小型米散射激光雷达的实用系统研究;并研究了精确探测大气气溶胶分布的高光谱分辨率激光雷达技术。

1.1 研究背景

包围在地球周围的一层厚达数百公里的气体,称为大气。大气是人类赖以生存的主要环境,大气环境的状态变化对人类的生产和生活,乃至生存与发展,都会产生直接的影响。因此,维护和改善大气环境质量是我们的重要职责,对大气的探测与研究,就具有重要的科学意义^[1]。

大气中的现象和过程错综复杂,使得大气科学研究在很大程度上要依赖于对大气现象和过程的探测;另一方面,必须准确掌握温室气体的排放量的变化和这些气体的分布,才能采取措施有效加以控制,这些都使大气探测成为大气科学的基础和重要组成部分。

在进行大气物理特性测试、天气预报相关大气参数的获取以及环境监测等领域中,大气温度是至关重要的一个参数。大气温度及其分布的相关信息的准确获取,对正确评估大气物性及其变化趋势、对流活动、云层状态等一系列构成大气复杂系统的参量,具有及其重要和最基本的意义。

大气气溶胶是指悬浮在大气中的固体和(或)液体微粒,地面的扬尘、烟粒、微生物、植物的孢子和花粉,以及水和冰组成的云雾滴、冰晶和雨雪等粒子,都属于气溶胶。气溶胶对气候会产生直接和间接的影响,大气中除了自然界排放的气溶胶粒子外,那些人为排放到大气中的污染气体最终也会形成气溶胶粒子。气溶胶粒子通过吸收和散射太阳辐射以及地球的长波辐射而影响着地球和大气的辐射收支,它会凝结成核参与云的形成,从而影响到天气和气候的变化。因此,大气中的颗粒物(如:气溶胶和云)是引起全球气候变暖的另一个重要因素。同时,大气气溶胶的浓度变化还会直接影响到人们的健康和生存环境^[2]。

近年来,随着全球经济的飞速发展,人类各种活动的加剧,尤其是工业化的飞速发展,使大气质量日益恶化,出现酸雨、二氧化碳排放增加和臭氧层遭到破坏等。表现在近年的地球气候变暖,城市热岛现象,土地酸化,城市空气污染指数增加,沙尘暴等,已严重危及到人类的生存与发展,已经引起了世界范围的科学家和社会经济学家的关注。气候变暖除了自然界的原因之外,很大程度上是人为因素造成的。2007年5月15日美国宇航局宣布卫星发现南极洲冰雪大面积融化,这表明全球气候变暖正在加剧。我国北方地区频繁发生的沙尘暴事件已引起国内国际的关注,沙尘暴已成为一个重要的地球环境问题。因此,对气溶胶的探测与研究已成为气候学、环境监测和大气科学等领域的研究重点。

以往的大气探测技术主要以地面观测仪器为主，如：太阳光度计、天空辐射计、粒子取样器、能见度仪、观测塔等。随着科学技术的发展，对空间探测的高度、精度及其时空分辨率提出了新的要求，已经实现了从点、面向三维时空剖面的探测。图 1-1 示出了现有几种主要的探空方法及其探测高度。

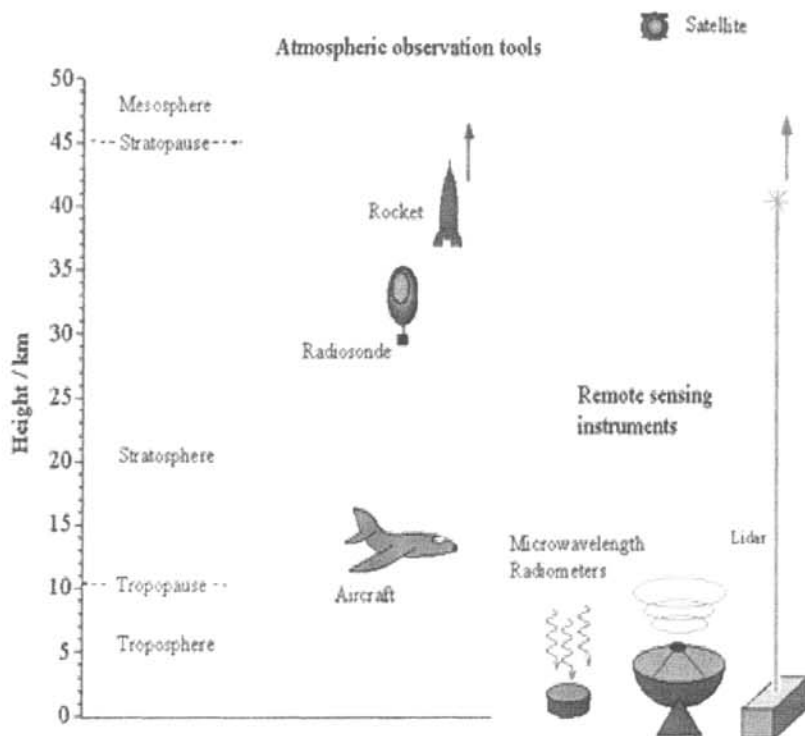


图 1-1 主要探空方法及其探测高度

Fig.1-1 Main methods and the height of atmospheric detection

微波/电磁波雷达探空方法是通过向大气中发射微波/电磁波（毫米波，厘米波），利用大气中颗粒径较大的气溶胶为媒介，进行大气遥感探测。由于气溶胶主要分布在底层大气，所以这种方法主要适用于对流层。

机载或火箭探空方法是采用机载（火箭）大气测量设备对大气进行点测量。这种方法数据量少，成本较高。

激光雷达探空方法是向大气中发射激光束（微米波），利用大气中的气溶胶或大气分子为媒介，进行大气遥感探测。由于激光波长较短以及脉冲宽度很窄，因而可以实现全大气层内的高精度高时空分辨率探测，这是电磁波向光波探测的技术进步。

卫星遥感探测是利用空间卫星搭载的微波雷达对全球大气进行探测，探测范围广，但空间分辨率较低，目前发展的星载激光雷达可以克服微波雷达的不足。

探空气球探测是利用气球搭载大气测量的传感器测量大气参数。这种方法虽然存在数据量少,受风速影响较大,对地测不准等不足,但由于成本相对低廉,所以该手段还是目前国内外气象部门及研究者常用的方法之一。

激光雷达作为一种主动遥感探测工具已有几十年的历史,已广泛用于激光大气传输、全球气候预测、气溶胶辐射效应及大气环境等研究领域。随着激光技术、信号探测技术和数据采集及控制技术的发展,使激光雷达在探测高度、空间分辨率、时间上的连续监测和测量精度等方面具有独到的优势,是其它探测手段无法比拟的。相对于微波、电磁波雷达来说,光波具有较短的波长,因此它可以利用光与大气中存在的分子和浮尘的相互作用来实现对大气光学及物理特性、气象/气候参数进行高时空分辨率的精细探测,是一种近年来快速发展的全新探测技术,是现代雷达探测技术从厘米波、毫米波向光波探测技术的延伸,实现了遥感探测技术向高时空分辨率、高精度领域的发展。

历史上,自从1960年第一台激光器问世,1963年就发明了大气探测激光雷达,并成功地用来进行了大气探测。之后的几十年里,各国的科研工作者先后开发了多种形式的激光雷达,用于探测大气气溶胶的光学特性,观测火山喷发后火山云的光学特性与传输,以及对沙尘暴进行观测研究。1981年,Y. Iwasaka 和 S. Hayashida 报道了在日本对 St. Helens 火山喷发的影响的观测^[3];1991年,H. Jager 等报道了对菲律宾 Mt. Pinatubo 火山喷发进行的观测^[4];1999年,邱金桓等对北京地区的黄沙和气溶胶进行了观测^[5];1990年,Y. Sasano 利用米散射雷达对日本 Tsukuba 上空的大气气溶胶进行了长达3年的观测^[6];2000年—2003年间,由11个国家的19台雷达系统联合建立起了欧洲气溶胶研究雷达网络(EARLINET),用于研究欧洲的气溶胶气候学^[7];2001年,John W. Hair 等利用碘蒸汽激光器高光谱分辨率雷达实现了大气状态和气溶胶分布的测量^[8];2001年,D. S. Balis 等利用喇曼雷达测量了希腊 Thessaloniki 上空的气溶胶光学特性^[9];2002年,刘东、周军等利用偏振激光雷达对合肥上空卷云和沙尘气溶胶进行了探测^[10];2005年,杨辉等利用米散射激光雷达对北京城区气溶胶进行了监测^[11]。

目前探测气溶胶的激光雷达主要有:米散射激光雷达、偏振激光雷达和高光谱分辨率激光雷达。

米散射激光雷达是一种用于探测大气中的尘埃、云雾等气溶胶粒子的激光雷达。米氏散射是由大气中的粒径较大的悬浮物、气溶胶粒子(灰尘、黄沙颗粒等)引起的一种激光波长不产生变化的弹性散射。与其他散射方式相比,米氏散射具有较大的散射截面,使米氏散射激光雷达的回波信号通常较大,系统结构相对简单,成为气溶胶分布探测的有效工具。利用激光雷达接收到的米散射信号反演大气参数时,由于激光回波信号中包含着2个大气参量的信息:散射系数和消光系数,反演过程中就需要对大气的状态等做一些假设,如假设雷达比系数(消光系数与散射系数之比)等等,比较成功的算法主要有 Collis 的斜率法^[12]、Klett 法^[13]及 Fernald 法^[14]。斜率法是在大气气溶胶散射很强且分布均匀的情况下,反演激光雷达信号的一种较常用的算法,然而,由于大气中云雾、烟

尘的分布常呈现较大的变化,实际的大气就成为非均匀的状况,使斜率法的应用受到限制。对一般的大气,常采用 Klett 的反演算法,但在 Klett 的算法中,要确定激光雷达探测范围内的消光系数分布,首先要确定最大有效探测距离的消光系数,即消光系数的边界值,但目前对这一边界值的计算方法误差都较大。Fernald 方法求解中需要知道消光系数与后向散射系数比 α/β (即激光雷达比),而实际计算中都是对该比值进行假设,与实际情况偏差很大。以上算法都会造成反演结果的较大偏差。

偏振激光雷达是在米雷达的基础上,加入偏振分光片,探测大气回波信号的两种偏光信号强度,再通过雷达方程计算退偏振比,从而得到气溶胶物理参数^[15]。偏振雷达的最大优点是能够研究沙尘气溶胶等非球形粒子的形态,但是,用雷达方程反演气溶胶的消光系数时,仍然需要做与处理米散射雷达方程时同样的假设。除此以外,为了更好的消除由于对大气状态的假设而引起参数反演的误差,发展出一种多波长米氏激光雷达,它可提高参数反演精度,但根本上还是没有解决需要做局部假设的问题。

高光谱分辨率气溶胶激光雷达是在米雷达的基础上发展而来的一种高精度气溶胶探测技术。它主要利用气溶胶散射谱宽不同于其他散射谱,通过使用单频率脉冲激光器,高分辨率的干涉仪、原子吸收滤光器或分子吸收滤光器,从大气散射中分离米散射和瑞利散射光谱(谱宽与大气温度有关)。这样,利用瑞利散射谱与米散射谱的中心波长相同的特点,在数据反演中借助于同时获得的瑞利散射信号,可以不需要假设大气的状态,直接导出消光系数,从而实现高精度气溶胶探测,提高了参数反演的准确性^[16]。

激光雷达探测大气温度的方法主要有:差分吸收法、高光谱分辨率瑞利散射法和转动喇曼散射法等。

差分吸收法探测大气温度是利用某些气体分子的吸收谱线强度对温度的依存性,只要测出这些含量稳定的气体对辐射的吸收,即可反演出大气温度。Kalshoven^[17]以及 Bösenberg^[18]、Wulfmeyer^[19]等对此做了大量研究工作。但差分吸收法对激光波长的单色性要求很高,辐射波长的精度与谱线宽直接影响到温度测量的精度,还由于需要稳定的待测气体浓度,实际一般很难达到。所以测量精度不高,并且要求至少 2 个探测波长,使系统变得复杂,成本也高,但差分吸收法较适合测量水蒸气密度。

瑞利散射法探测大气温度有 2 种方法:一种是用瑞利散射法直接探测大气密度,再通过气体状态方程得到大气温度分布,这种方法适合于测量 30km 以上的中层大气。另一种方法是利用瑞利散射线宽与温度的函数关系测量大气温度,这种方法需要借助高性能的分光器检测出光谱信息,实现测量。

相对于前两种测温方法对激光器及分光器的高要求而言,由于喇曼散射的谱宽相对较大,所以对激光器的频率特性及分光器的高分辨率上的要求相对较低,是一种结构相对简单,成本较低,却很有潜力的激光雷达。德国的 Behrendt^[20]及 Arshinov^[21]相继开发出高精度测温喇曼激光雷达系统。然而,由于喇曼散射信号的强度相对于气溶胶引起的米散射及大气分子引起的瑞利散射要小 3 到 4 个数量级,高精度的测量需要大的激光能量和望远

镜接收系统。特别对存在高密度气溶胶的边界层内的白天测温,需要设计一个既能高精度去除太阳背景光及干扰信号(Mie-Rayleigh 散射信号),同时又能保证足够测量信号信噪比的高精度、高效率的分光器。虽然目前利用纯转动喇曼激光雷达已能对较高对流层及夜间的大气温度进行较高精度的测量,但对白天边界层内的大气温度进行高精度测量一直是激光雷达遥感的技术难题。

利用瑞利散射或转动喇曼散射激光雷达探测大气温度的技术早在 70 年代初就已出现,1971 年 Fiocco 等借助 Fabry-Perot 干涉仪阻挡米散射信号,利用瑞利散射光谱强度对温度的依存性测量了大气温度^[22];1981 年, Schwiesow 用迈克尔逊干涉仪阻挡米散射信号,测量大气温度^[23];1992 年,美国的 C. Y. She 等利用钡原子吸收滤光器和干涉滤光器,滤除米散射信号测量大气温度^[24];1995 年 H. Chen 和 C. Y. She 等在荧光雷达中利用钠蒸气色散法拉第滤光器抑制白天太阳背景光,实现了白天中间层大气温度探测,但无法实现低层大气温度的探测^[25]。用瑞利散射法测量大气温度,早期主要在同温层和中间层中应用获得成功,因为气溶胶影响很小,而低于 30km 的大气探测还无法实现。D. X. Hua^[26-28]设计了一个多通道 Fabry-Perot 标准具分别探测瑞利、米散射信号,再用米散射通道信号去修正瑞利通道中的米散射信号成分,利用瑞利谱线宽度与温度的关系测量大气温度,测量精度有了很大提高,并在系统中借助一个高光谱分辨率光栅分离喇曼散射信号和太阳背景光,成功地实现了对流层白天温度测量。

J. Cooney 利用纯转动喇曼激光雷达探测了大气温度(1972, 1984)^[29-30]; Y. Arshinov 利用 Fabry-Perot 干涉仪滤除太阳背景光,用纯转动喇曼雷达实现了白天温度测量(1999, 2005)^[31-32]; A. Behrendt 利用多通道干涉仪对弹性散射信号的高抑制率,用纯转动喇曼雷达实现了在有薄云和气溶胶存在的大气中探测大气温度(2000, 2002)^[33-34];用喇曼散射雷达探测对流层大气温度的研究富有成效,但由于喇曼散射信号很弱,在这些系统中仅用干涉滤光片分离瑞利-米散射信号与喇曼散射信号有难度。

1.2 研究目的和意义

边界层是最接近人类活动的地表层的气层,人类的日常活动直接影响到底层边界层的大气状态,边界层的物性又影响着人类的生存环境。边界层存在的高度随着人类的活动周期产生昼夜变化,人类日常活动产生的灰尘等气溶胶也主要分布在边界层内。因此研究边界层内的大气状态变化,对研究太阳辐射,地球动力学上的热量传递,解释地球温暖化现象,提高气象预报的准确度,特别对城市气象变化等研究有着很重要的意义。

温度是描述大气状态的重要参数之一,边界层内的温度由于受到地表的辐射冷却等影响,时常产生逆温层,并且变化相当复杂。另外,影响大气降水及气溶胶分布的相对水蒸气的测量也需要同时的大气温度分布,所以大气温度的测量,对研究气溶胶特性、相对水蒸气分布等有很重要的作用。也就是说,对研究大气层中的许多重要气象现象,监测与研究人类的生存环境的变化,乃至大气科学研究都起着重要作用。

本论文的研究工作重点是在边界层内大气温度分布以及大气气溶胶分布的高精度激光

雷达探测技术研究。如上节所述,利用激光雷达探测大气温度,前人已做了大量的研究工作,在温度探测的方法中,差分吸收激光雷达与瑞利散射激光雷达对激光器和分光器的要求都很高,系统相对复杂,成本较高,高精度温度探测困难较大。而喇曼散射激光雷达在这方面的独到优势使其系统相对简单,制作成本较低,是个很有潜力的测温雷达。虽然目前利用纯转动喇曼激光雷达已能对较高对流层及夜间的大气温度分布进行较高精度的测量,但对白天边界层内的大气温度进行高精度测量一直是激光雷达遥感的技术难题。

因此,本论文的主要研究工作之一就是开展转动喇曼散射激光雷达温度探测技术研究,研究实现低层大气温度探测以及白天温度探测的关键技术,从而实现大气边界层内温度分布的全天时高精度测量。

气溶胶对气候会产生直接和间接的影响,它们会凝结成核引起云的形成,还直接影响太阳辐射的散射与吸收,同时,大气气溶胶的浓度变化还会直接影响到人们的健康和生存环境。因此,有必要了解气溶胶的数量和分布以及它的光学特性。然而,对气溶胶的观测由于受到条件限制,目前仅在个别典型地区开展,有关气溶胶分布的数据缺乏,限制了人们精确判定气溶胶对气候的影响的研究。另外,利用高光谱分辨率激光雷达精确探测大气气溶胶光学特性的研究工作在外国已经开展,但在我国,这项探测技术的研究工作开展较少。

本论文的另一主要研究工作是开展激光雷达大气气溶胶探测技术研究,系统研究高光谱分辨率激光雷达高精度探测大气气溶胶的技术;开展激光雷达探测西安城区大气气溶胶分布以及沙尘观测的实验研究,为进一步开展西安城区气溶胶的发生与传输规律等研究工作提供数据支撑;开展小型实用气溶胶激光雷达探测系统的研究工作,用于污染气体排放区的大气气溶胶观测和大气水平能见度测量。

1.3 激光雷达大气探测的原理与方法

1.3.1 激光雷达大气探测的物理基础

激光雷达大气探测的基础是光辐射与大气中的原子、分子以及气溶胶粒子之间相互作用所产生的各种物理过程。各种散射机理中,米散射(Mie scattering)是一种散射谱的中心波长与入射激光波长相同,散射谱的谱宽近似于入射激光谱宽的弹性散射,它是由粒径相当或大于激光波长的气溶胶粒子引起的散射,主要用于大气气溶胶的探测;瑞利散射(Rayleigh scattering)也是一种中心波长与入射激光波长相同,谱宽依存大气温度变化的弹性散射,它是由散射体粒径比激光波长小的分子或原子引起的散射现象,主要用于大气温度、大气分子密度等参数的测量;喇曼散射(Raman scattering)可分为转动喇曼和振动喇曼散射,是一种由大气分子或原子引起的非弹性散射,散射谱分布于入射激光谱线的两侧,其散射截面是各种散射机理中较小的一种,需要高效率的分光及检测系统,但由于其特殊的散射机理,很适合用来探测大气温度、水蒸气密度和大气成分^[35]。设激励波长为 λ_0 ,这几种常用的散射特性归纳如下:

(1) 米散射

- * 散射体: 半径 $r \geq \lambda_0/2\pi$ 的粒子
- * 散射过程: 弹性散射, 后向散射光的波长 $\lambda = \lambda_0$
- * 散射强度: $\beta \propto \lambda_0^{-(1-2)}$ (对近红外域光的散射强度大)
- * 散射谱宽: 与激励波长的谱宽相同
- * 应用范围: 散射强度可以用于测量粒子密度, 粒子形状, 以及云和气溶胶的观测。

(2) 瑞利散射

- * 散射体: 半径 $r \leq \lambda_0/2\pi$ 的原子和分子
- * 散射过程: 弹性散射, 后向散射光的波长 $\lambda = \lambda_0$
- * 散射强度: $\beta \propto \lambda_0^{-4}$ (对紫外域光的散射强度大)
- * 散射谱宽: 按多普勒效应增宽, 其宽度依存于大气温度变化
- * 应用范围: 由于瑞利散射与大气分子密度成比例, 因而可以用于测量大气分子的密度, 进而利用气体状态方程测定大气温度。

(3) 喇曼散射

- * 散射体: 大气的物质 (氮分子、氧分子、水蒸气等)
- * 散射过程: 非弹性散射, 后向散射光的波长 $\lambda \neq \lambda_0$
- * 散射强度: 比米散射和瑞利散射的散射强度小 3~4 个数量级
- * 中心波长: $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ ($\Delta\lambda$ 为大气物质的固有频移)
- * 应用范围: 用于测定气体分子的浓度, 但由于其散射截面很小, 只能用于测量大气主要成分的氮分子、氧分子、二氧化碳分子和水蒸气等, 还可测量大气温度。

另外还有荧光散射 (Fluorescence scattering)、共振散射 (Resonant scattering) 等。荧光是当入射辐射的频率处于原子或分子的某一特定的吸收带内时所产生的自发发射, 它比瑞利散射截面要大, 因此, 在适当的频率上测量荧光强度, 可以识别原子或分子的种类, 并监测其浓度。共振散射是由于入射辐射频率与原子和分子的固有共振频率很接近或重合时, 将导致喇曼散射大大增强, 散射截面可以提高几个数量级, 其入射辐射频率靠近散射体固有频率的近共振喇曼散射可以用来测量分子或原子的浓度。

根据激光辐射与目标物质的相互作用以及不同的应用要求, 大气探测激光雷达主要分为以下几种:

* 差分吸收激光雷达

利用分子吸收辐射, 通过测量辐射强度, 进而测定气体成分。

* 荧光激光雷达

利用荧光散射, 通过测量波长和散射强度, 进而测定气体成分。

* 偏振激光雷达

利用后向散射光, 通过测量发射辐射与散射辐射的偏振光的强度, 获得粒子形状信

息。

* 米散射激光雷达

利用米散射光，通过测量散射光的强度，测量气溶胶。

* 瑞利散射激光雷达

利用瑞利散射光，通过测量散射光强度，测量分子密度。

* 喇曼散射激光雷达

利用喇曼散射光，通过测量波长及强度，测定气体成分。

1.3.2 大气的结构与组成

a. 大气层结构

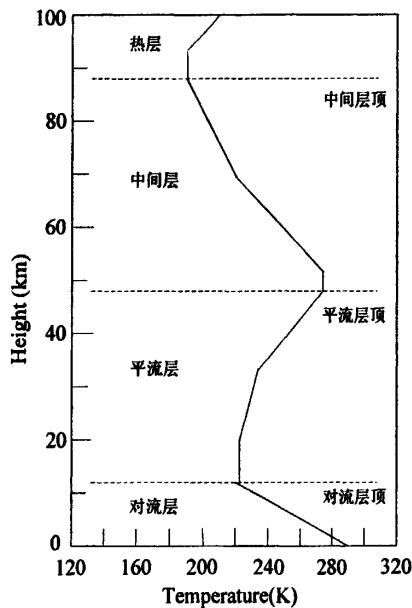


图 1-2 大气层结构

Fig.1-2 Atmosphere vertical distribution

由于地球自转以及不同高度大气对太阳辐射吸收程度的差异，使得大气在水平方向比较均匀，而在垂直方向呈明显的层状分布，按大气的热力结构，即按照大气垂直减温率的正负变化，把大气分成若干层次：对流层、平流层、中间层和热层^[35]，如图 1-2 所示。

对流层是对人类活动影响最大的一层，主要的天气过程都发生在这一层，其厚度是各层最薄的。它的主要特点是：大气温度随高度降低，大气的垂直混合作用强，气象要素水平分布不均匀。由于地面是对流层大气的主要热源，所以总趋势是气温随高度降低，结果是在对流层内有强烈的对流运动，有利于水汽和气溶胶粒子等大气成分在垂直方向上的输送，对流层里集中了大气质量的 3/4 和几乎全部的水汽，因此主要的天气现象和过程都发生在这一层。离地面 1—2km 高度的边界层内常出现逆温，温度总体随高度的增加而递

减, 温度递减率为零或为负之处称为对流层顶, 其高度平均为 10—12km。

位于对流层顶向上到 50km 高度左右, 垂直减温率为负值的气层称为平流层。平流层集中了 20% 的大气质量, 水汽很少, 臭氧含量十分丰富, 其下半部温度随高度变化缓慢, 上半部由于臭氧层对紫外辐射的吸收, 使温度随高度的上升而显著增加, 在平流层顶达到最大。平流层逆温的存在, 抑制了垂直运动, 使大气很稳定, 进入平流层的某些成分和气溶胶粒子可以长期逗留。

从平流层顶到 85km 高度左右称为中间层, 中间层臭氧已很少, 因此这层大气吸收的辐射能量很少, 温度随高度的增加迅速下降, 温度下降到最低处即为中间层顶。

热层又称为暖层, 是中间层顶以上的大气层, 这一层的空气非常稀薄, 温度随高度增加, 是大气中温度最高的气层, 温度趋于常数的高度是热层顶。

b. 大气成分

大气是由多种元素和化合物混合而成, 其中氮(N_2)、氧(O_2)、氩(Ar)和二氧化碳(CO_2)四种气体几乎占据了全部干空气的容积, 氮占 78.08%, 氧占 20.95%, 氩占 0.93%, 还有臭氧(O_3)、水蒸汽(H_2O)等, 其浓度变化较大。大气中还存在许多其它浓度很小但与人类关系极为密切的气体, 统称为微量气体。

与辐射传输、环境监测关系密切的几个大气成分分述如下: 大气层中水汽的主要来源是水源的蒸发, 因此地面中水汽的地理分布极为不均, 但一般来说地面的水汽是随高度的增加而减少的, 但到 15km 左右就不再减少了。 CO_2 的来源包括自然因素与人类活动, 前者包括火山喷发、森林大火与植物腐烂, 后者基本来源于燃烧, 由于人类活动日益活跃, 对流层内的 CO_2 浓度在不断地缓慢增加。 O_3 的主要来源是氧的光化学反映, 其自然来源包括平流层输送、闪电和火山爆发等, 人类活动所产生的烃和 NO_x 通过光化学反映也能产生 O_3 。

微量气体包括一氧化碳、硫化物、氮化物和卤化物等, CO 是一种有害气体, 对人类健康有害, 它可自然形成, 也可由于人类活动而产生。硫化物中 SO_2 、 H_2S 和硫酸盐气溶胶是对人类有害的, 这些成分还会由于直接接触植物或形成酸雨而毁坏植物, SO_2 大部分来自火山喷发物, H_2S 大多出自植物腐烂, 人类燃烧矿物燃料也是硫化物增长的一个主要因素。氮化物包括氧化氮(NO_x)和氨(NH_3), 氧化氮的浓度达到百万分之一时就能毒害人类, NO_x 来源于生物活动和高温燃烧过程。

1.3.3 激光雷达的基本原理

激光雷达最基本的工作原理与普通雷达类似, 即由发射系统发送一个信号, 与目标作用产生的返回信号被接收系统收集并处理, 以获得所需信息。不同的是激光雷达的发射信号为激光束, 与普通无线电雷达发送的毫米波相比, 波长要短得多。无线电雷达由于波长长, 无法探测小型或微粒型目标, 而用于激光雷达系统的激光波长一般在微米量级, 因而能用于探测极细小的微粒和分子。

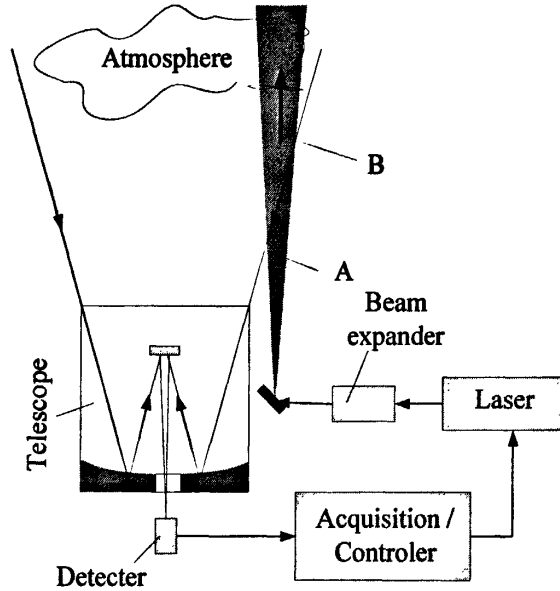


图 1-3 激光雷达原理

Fig1-3 Principle of lidar

激光雷达的基本原理如图 1-3 所示，由激光器发出一束波长为 λ_0 ，宽度为 t_p 的脉冲，经准直扩束后垂直射入大气，光脉冲在通过大气时受到散射和衰减，其后向散射光被接收面积为 A_r 的望远镜系统接收，高度 z 处的后向散射信号功率可用雷达方程表示^[36]：

$$P(\lambda, z) = P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot \frac{A_r}{z^2} \cdot \beta(\lambda, z) \cdot T^2(\lambda, z) \quad (1.1)$$

式中， λ 为接收到的散射信号的波长， P_0 为发射的激光脉冲的峰值功率， $Y(z)$ 为发送器与接收器光路的几何重叠系数， c 为光速， $\beta(\lambda, z)$ 为大气体积后向散射系数， $T(\lambda, z)$ 为大气的透过率，由朗伯定律可知：

$$T(\lambda, z) = \exp\left[-\int_0^z \alpha(\lambda, z') dz'\right] \quad (1.2)$$

式中， $\alpha(\lambda, z)$ 为大气的消光系数。从理论上， $\beta(\lambda, z)$ 为大气数密度 $N(z)$ 与散射截面 $d\sigma/d\Omega$ 的乘积，即

$$\beta(\lambda, z) = N(z) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.3)$$

如前所述，大气中与激光雷达脉冲相互作用产生的后向散射信号成分包括了大气气体分子和气溶胶粒子，由于分子尺寸小，所产生的散射光相对较弱，瑞利散射截面与激发波长的四次方成反比，大气气溶胶粒子对激光的散射光为米散射。对某一激光雷达的特定波长，分子散射直接随着大气分子的浓度而发生变化，但气溶胶散射却很复杂，取决于粒径分布以及气溶胶粒子的折射率。这些气溶胶粒子随地域、时间变化明显，所以无法对其准

确估算与预测。而分子散射却可以相对较准确地估计出,只要通过标准大气信息或观测点上空的大气温度、压力分布数据即可获得。

因此,实际大气体积后向散射系数和大气消光系数就包含了两个部分:分子散射部分和气溶胶散射部分,即:

$$\beta(z) = \beta_a(z) + \beta_m(z) \quad (1.4)$$

$$\alpha(z) = \alpha_a(z) + \alpha_m(z) \quad (1.5)$$

下标 a 表示气溶胶, m 表示大气分子。

接收信号如图 1-4 所示,在 0-A 段,发射光束还没进入接收视场,接收不到后向散射信号,探测到的信号强度为 0。在 A-B 段,发射光束逐渐进入视场,发射器与接收器的重叠系数逐渐增大,接收到的后向散射信号也逐渐增强,至 B 点时,重叠系数 $Y(z)=1$,接收到的信号最强。此后尽管视场内继续充满发射光束,但由于光速在大气中传输时按 z^2 规律发散,因此回波信号也将按此规律减小,如图中 B-C 段,直至遇到气溶胶密集的介质。在遇到气溶胶密集的介质时,回波信号增强,在某一距离点(图中 D 点)处达到最大,随后又会逐渐衰减至系统无法探测为止。

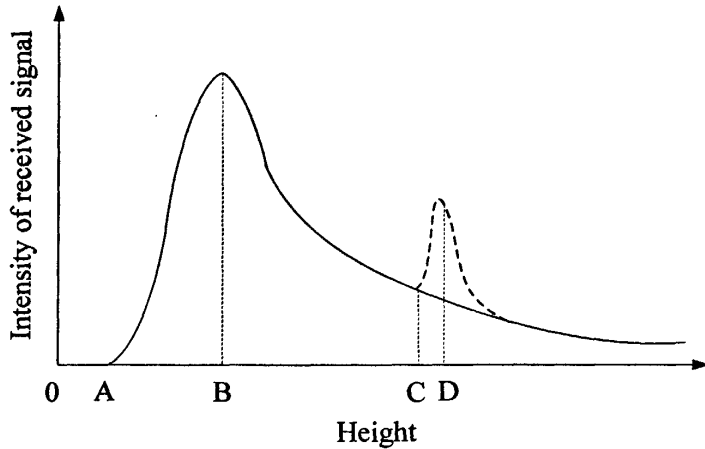


图 1-4 激光雷达接收的信号

Fig.1-4 Lidar received signal

1.3.4 激光雷达方程的解

激光雷达方程提供了激光回波信号与被探测物的光学性质之间的函数关系,因此可以根据激光雷达探测到的回波信号,通过求解激光雷达方程,获得有关大气性质的信息。但从前面激光雷达方程可知,除了激光雷达系统的光电探测器接收到的大气回波信号功率,以及激光器参数和系统常数以外,方程中还有四个未知量:分子和气溶胶粒子后向散射系数 $\beta_m(z)$ 、 $\beta_a(z)$ 以及它们的消光系数 $\alpha_m(z)$ 、 $\alpha_a(z)$ 。由于分子散射较稳定,其散射系数 $\beta_m(z)$

和消光系数 $\alpha_m(z)$ 可以通过标准大气模型或观测点上空的大气温度、压力分布数据获得，因而雷达方程中就剩下气溶胶的两个系数 $\beta_a(z)$ 和 $\alpha_a(z)$ 为未知。为了求解这个方程，人们想出许多办法，激光雷达方程的求解方法主要有：斜率法、Klett 法和 Fernald 法。

a. 斜率法

在均匀的大气层中，整个后向散射系数 $\beta(z)$ 和消光系数 $\alpha(z)$ 在该范围内是常数，在这种情况下， $\alpha(z)$ 可以用简单的斜率法求得。将雷达方程（1.1）简化如下：

$$P(z) = C \cdot z^{-2} \cdot \beta(z) \cdot e^{-2 \int_0^z \alpha(z) dz} \quad (1.6)$$

将 $P(z)$ 乘以 z^2 ，再取自然对数得：

$$D(z) = \ln P(z) \cdot z^2 = \ln C \cdot \beta(z) - 2 \int \alpha(z) dz \quad (1.7)$$

对 $D(z)$ 求导得：

$$\frac{dD(z)}{dz} = \frac{1}{\beta(z)} \cdot \frac{d\beta(z)}{dz} - 2\alpha(z) \quad (1.8)$$

如果大气均匀，则 $\beta(z)$ 和 $\alpha(z)$ 均为常数， $d\beta(z)/dz=0$ ， $\alpha(z)$ 由下式给出：

$$\alpha(z) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{dD(z)}{dz} \quad (1.9)$$

即对曲线 $D(z)$ 进行最小二乘法拟合，求出曲线的斜率即可求出均匀大气的消光系数。

斜率法由于要求均匀大气作为条件，实际是很难做到的，因为 $\beta(z)$ 和 $\alpha(z)$ 在某一高度上通常并不是常数，因而这种方法很难达到很高的精度，但它适合于水平探测。

b. Klett 法

为了精确求解雷达方程，必须知道 $\beta(z)$ 与 $\alpha(z)$ 之间的关系。Klett 提出，对于弹性散射，假定两者之间满足如下关系：

$$\beta = B \cdot \alpha^k \quad (1.10)$$

这里， B 和 k 是与激光雷达波长和气溶胶的折射率以及粒径分布有关的系数。根据经验值， k 的取值范围为： $0.67 \leq k \leq 1.3$ ，一般情况下，取 $k=1$ 。

将其代入（1.8）式，得：

$$\frac{dD(z)}{dz} = \frac{1}{\alpha(z)} \cdot \frac{d\alpha(z)}{dz} - 2 \cdot \alpha(z) \quad (1.11)$$

取远方某一边界值高度 z_c ，对应的边界值为 $D(z_c)$ 、 $\beta(z_c)$ 、 $\alpha(z_c)$ ，Klett 求得了该方程的稳定解为：

$$\alpha(z) = \frac{D(z)}{\frac{D(z_c)}{\alpha(z_c)} + 2 \int_{z_c}^z D(z) dz} \quad (1.12)$$

$$\beta(z) = \frac{D(z)}{\frac{D(z_c)}{\beta(z_c)} + \frac{2}{B} \int_{z_c}^z D(z) dz} \quad (1.13)$$

上两式中, 由于分母中积分项的符号为正, 随着积分数值的增加, 边界值和噪声等的影响会减少, 因此方程的解很容易保持稳定。

这种解法的优点在于只要在边界值高度附近大气透过率 $T(z_c)$ 较小, 对于较粗略估算出的 $\alpha(z_c)$ 也可反演出相对较精确的 $\alpha(z)$ 。一般情况下, $\alpha(z_c)$ 必须以较精确的方法估算出, 才能得到精确的 $\alpha(z)$ 值, 通常边界值的灵敏度会随大气的浑浊度和边界值的取值位置改变而变化很大。

c. Fernald 法

当激光在大气中传输时, 要受到大气分子和气溶胶粒子的共同作用, 因而雷达方程中的 $\beta(z)$ 和 $\alpha(z)$ 实际应包括两部分, 即分子散射部分和气溶胶散射部分。

Klett 法求解得出的是大气总的消光系数, 由于米散射信号的强度与辐射波长的 $-(1 \sim 2)$ 次方成比例, 瑞利散射信号的强度与辐射波长的 -4 次方成比例, 在波长较长或有云或气溶胶浓度较大的情况下, 大气回波信号中米散射信号占据主要成分, 而瑞利散射信号相对很弱, 可以忽略, 在这种只需考虑单一成分的情况下, 使用 Klett 法求解最有效。

然而, 在波长较短, 对流层中气溶胶浓度不大, 或观测高层卷云和气溶胶时, 瑞利散射信号的影响就不能忽略了。Fernald 法在雷达方程中将分子散射和气溶胶散射分开来考虑, 即:

$$\beta(z) = \beta_m(z) + \beta_a(z) \quad (1.14)$$

$$\alpha(z) = \alpha_m(z) + \alpha_a(z) \quad (1.15)$$

下标 a 表示气溶胶, m 表示大气分子, 代入激光雷达方程:

$$P(z) = P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot \frac{A_0}{z^2} \cdot [\beta_m(z) + \beta_a(z)] \cdot \exp\{-2 \int_0^z [\alpha_m(z) + \alpha_a(z)] dz\} \quad (1.16)$$

对于气溶胶引起的米散射, 其消光系数与后向散射系数的比设为 $S_1 = \alpha_a(z)/\beta_a(z)$; 对于分子引起的瑞利散射, 其消光系数与后向散射系数之比满足如下关系:

$$S_2 = \frac{\alpha_m(z)}{\beta_m(z)} = \frac{8\pi}{3} \quad (1.17)$$

代入雷达方程式 (1.16), 并将方程两边同乘以 z^2 , 得到:

$$\begin{aligned} z^2 \cdot P(z) &= P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \cdot \beta(z) \cdot \exp\{-2 \int_0^z (S_2 \cdot \beta_m(z) + S_1 \cdot \beta_a(z)) dz\} \\ &= P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \cdot \beta(z) \cdot \exp[-2S_1 \int_0^z \beta(z) dz - 2(S_2 - S_1) \int_0^z \beta_m(z) dz] \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned}
 & z^2 \cdot P(z) \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z) dz] \\
 &= P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \cdot \beta(z) \cdot \exp[-2S_1 \int \beta(z) dz] \\
 &= P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \cdot \left[-\frac{1}{2S_1}\right] \cdot \frac{d\{\exp[-2S_1 \int \beta(z) dz]\}}{dz}
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

将上式两边取积分, 得:

$$\begin{aligned}
 & (-2S_1) \int \{z^2 \cdot P(z) \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z') dz']\} dz \\
 &= P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \cdot \int \frac{d\{\exp[-2S_1 \int \beta(z) dz]\}}{dz} dz \\
 &= P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \cdot \{\exp[-2S_1 \int \beta(z) dz] - 1\}
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

再将上式两边取对数, 得:

$$\begin{aligned}
 & \ln \left\{ P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \cdot (-2S_1) \int \{z^2 \cdot P(z) \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z') dz']\} dz \right\} \\
 &= \ln \left\{ P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \right\} + \ln \{\exp[-2S_1 \int \beta(z) dz]\} \\
 &= \ln \left\{ P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 \right\} - 2S_1 \int \beta(z) dz
 \end{aligned} \tag{1.21}$$

上式两边对 z 求导, 得:

$$\beta(z) = \frac{P(z) \cdot z^2 \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z) dz]}{P_0 \cdot Y(z) \cdot \frac{c \cdot t_p}{2} \cdot A_0 - 2S_1 \int \{P(z) \cdot z^2 \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z') dz']\} dz} \tag{1.22}$$

选取边界点高度 z_c , 假设已知 z_c 处的后向散射系数 $\beta(z_c)$ 和消光系数 $\alpha(z_c)$, 代入上式, 并设 $D(z) = P(z) \cdot z^2$, $D_0(z_c) = P(z_c) \cdot z_c^2$, 得到:

$$\beta(z) = \frac{D(z) \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z) dz]}{\frac{D_0(z)}{\beta(z_c)} - 2S_1 \int_{z_c}^z \{D(z) \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z') dz']\} dz} \tag{1.23}$$

则气溶胶的后向散射系数为:

$$\beta_a(z) = -\beta_m(z) + \frac{D(z) \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z) dz]}{\frac{D_0(z)}{\beta(z_c)} - 2S_1 \int_{z_c}^z \{D(z) \cdot \exp[2(S_2 - S_1) \int \beta_m(z') dz']\} dz} \tag{1.24}$$

根据气溶胶消光系数与后向散射系数的关系,即可求出气溶胶消光系数:

(1) 边界点 z_c 以下高度的气溶胶消光系数为(后向积分):

$$\alpha_a(z) = -\frac{S_1}{S_2} \cdot \alpha_m(z) + \frac{D(z) \cdot \exp[2(\frac{S_1}{S_2}-1) \int_z^{z_c} \alpha_m(z) dz]}{\frac{D_0(z_c)}{\alpha_a(z_c) + \frac{S_1}{S_2} \cdot \alpha_m(z_c)} + 2 \int_z^{z_c} D(z) \cdot \exp[2(\frac{S_1}{S_2}-1) \int_z^{z'} \alpha_m(z') dz'] dz} \quad (1.25)$$

(2) 边界点 z_c 以上高度的气溶胶消光系数为(前向积分):

$$\alpha_a(z) = -\frac{S_1}{S_2} \cdot \alpha_m(z) + \frac{D(z) \cdot \exp[-2(\frac{S_1}{S_2}-1) \int_z^{z_c} \alpha_m(z) dz]}{\frac{D_0(z_c)}{\alpha_a(z_c) + \frac{S_1}{S_2} \cdot \alpha_m(z_c)} - 2 \int_z^{z_c} D(z) \cdot \exp[-2(\frac{S_1}{S_2}-1) \int_z^{z'} \alpha_m(z') dz'] dz} \quad (1.26)$$

若雷达信号中气溶胶信号可以忽略,上两式的边界值(分母第一项)则由瑞利散射信号和大气密度决定。对于瑞利散射信号, S_2 是个常数;对于米散射信号, S_1 与气溶胶或云的折射率、粒径分布和形状等有关,取值范围一般在 $10\text{sr} \sim 100\text{sr}$ 之间。大气分子的消光系数可以根据美国标准大气模型确定。

1.3.5 标准大气模型

大气的空间状态很复杂,而大气温度、压力、密度等常数随高度的分布状况,又是气象、航空航天和空间科学研究中必不可少的资料。因此,人们根据大量高空探测的数据和理论,规定了一种特性随高度平均分布的最接近实际大气的大气模型,被称为“标准大气”,它是得到国际上承认的假定的大气温度、压力和密度的垂直分布,目前应用较为广泛的是美国 1976 年的标准大气模型^[37]。对于标准大气模型,气溶胶粒子和大气分子引起的后向散射系数与消光系数可以用实验公式表示:

(1) Mie 散射

$$\beta_a(\lambda, z) = \{2.47 \cdot 10^{-6} \exp(\frac{-z}{2000}) + 5.13 \cdot 10^{-9} \exp[-(\frac{z-20000}{6000})^2]\} \cdot (\frac{532}{\lambda})^{1.3} \quad (1.27)$$

假设气溶胶的后向散射系数与消光系数之比为 50, 则:

$$\alpha_a(\lambda, z) = 50 \cdot \beta_a(\lambda, z) \quad (1.28)$$

(2) Rayleigh 散射

$$\beta_m(\lambda, z) = 1.54 \cdot 10^{-6} \cdot (\frac{532}{\lambda})^4 \exp(\frac{-z}{7000}) \quad (1.29)$$

$$\alpha_m(\lambda, z) = \frac{8\pi}{3} \beta_m(\lambda, z) \quad (1.30)$$

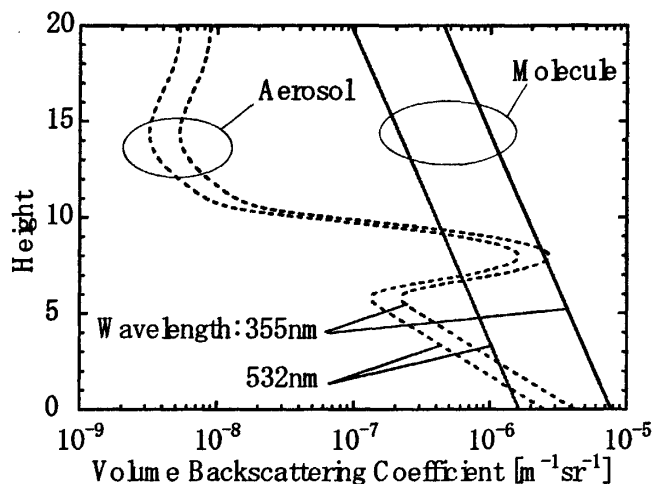


图 1-5 标准大气后向散射系数的高度分布

Fig. 1-5 Standard atmosphere backscattering coefficient versus height

图 1-5 给出了按大气标准模型计算得到的大气分子和气溶胶体积后向散射系数随高度的变化曲线。由图可以看出, 大气的米散射及瑞利散射强度随高度减小, 并与波长大小有关, 短波长瑞利散射较强, 长波长米散射较大, 所以根据探测对象及使用探测原理不同, 选择合适的波长参数, 对改善探测信号的信噪比及提高测量精度等有益。也就是说, 采用瑞利散射法探测, 选择较短波长时可以获得较强的瑞利散射探测信号, 而作为噪音的米散射信号就相对较小; 采用米散射法探测时, 选择较长的探测波长, 可以获得较强的米散射探测信号, 而作为噪音的瑞利散射信号就相对较弱。

1.4 论文主要研究内容

论文的研究工作主要分两个部分: 一是针对目前激光雷达大气温度探测的难点——大气边界层内温度分布探测以及白天探测方法展开研究, 探讨利用喇曼散射激光雷达实现低层大气温度白天高精度测量的方法与关键技术; 二是针对激光雷达大气气溶胶的精确探测技术展开研究, 探讨高光谱分辨率激光雷达探测大气气溶胶的关键技术, 并开展激光雷达气溶胶探测的实验研究, 以及小型气溶胶探测激光雷达的实用系统研究。

论文第一章论述了大气温度探测和气溶胶探测的必要性, 介绍了激光雷达大气探测的原理, 在分析总结各种激光雷达测量方法的特点以及研究现状的基础上, 确定本论文的研究目标和主要研究内容。

论文第二章在深入分析激光雷达大气温度探测的基本理论与关键技术的基础上, 研究了转动喇曼散射激光雷达实现白天低层大气温度探测的理论与方法, 探讨了利用高光谱分光技术, 有效分离喇曼散射信号与瑞利—米散射信号的方法, 以及太阳背景光的抑制方法, 并从理论上论证了利用转动喇曼激光雷达实现白天低层大气温度高精度探测的可行性。

论文第三章介绍了利用前章提出的转动喇曼激光雷达实现白天低层大气温度探测的方法的实验过程,研究了喇曼雷达系统的标定方法,以及实验数据处理方法,通过实验结果证明了该喇曼激光雷达温度探测方法的可行性。

论文第四章主要介绍了利用米散射激光雷达探测西安城区大气气溶胶分布及其变化规律以及沙尘气溶胶开展的实验研究工作,开展了一种用于监测城区污染状况以及能见度测量的便携式小型米散射激光雷达系统设计方案的研究。

论文第五章在深入分析 HSRL 方法探测大气气溶胶的特点、基本理论、典型系统结构和关键技术的基础上,研究了能用于白天工作,并不受气溶胶浓度影响的紫外域高光谱分辨率激光雷达高精度探测气溶胶的方法,并给出了前期实验结果。

论文第六章对全文的研究工作进行了总结,并提出了今后的研究工作与方向。

2. 转动喇曼散射激光雷达探测低层大气温度分布技术研究

2.1 问题的提出

在进行大气物理特性分析、天气预报相关大气参数的获取以及环境监测等领域中,大气温度是至关重要的一个参数。大气温度及其分布的相关信息的准确获取,对正确评估大气物性及其变化趋势,研究大气循环,能量传递活动,云层状态等一系列构成大气复杂系统的参量,具有及其重要和最基本的意义。

利用激光雷达进行大气温度探测的研究工作始于 20 世纪 60 年代初,在这一领域内的专家学者和研究人员,尝试了多种不同的方法,试图从不同角度,不同途径,采用不同手段来解决面临的问题^[38-42]。目的在于研究完善的理论体系、寻求优良方法和物理上可实现的系统,来实现高精度、低成本的大气温度测量,并将研究成果应用于实用的测温系统。几十年来,持续不断的研究工作取得了一系列的进展,获得了卓有成效的成果,已经可以成功地测量包括大气温度在内的许多大气参数^[43-44]。

近年来,随着激光技术、光电子探测及计算机技术的飞速发展,激光雷达进行大气温度探测的理论研究和应用系统的开发工作进展很快,已达到一定程度上的实用化。在大气边界层以上的大气温度分布的测量技术相对成熟,已经有很多成果报道^[45-49]。但对大气边界层内温度分布的高精度探测领域,由于受到低层大气中浓度较大的气溶胶的影响,目前仍是激光雷达用于低空测温的一个热门研究课题^[28,50]。

目前大气温度探测较成功的系统有瑞利散射激光雷达系统和转动喇曼散射激光雷达系统,理论及已发表的研究成果表明,这两种系统是在理论和实际应用上都各有优势、物理上可实现的系统。

2.1.1 瑞利散射激光雷达探测大气温度分布

利用瑞利散射激光雷达可以探测大气温度,并在中层大气温度测量中显现出良好的效果。对于低层大气的温度探测,由于受大气中浓度较大的气溶胶的影响,要实现高精度测温是比较困难的。

Dr.Hua 对瑞利散射激光雷达测温技术进行了深入的研究^[26],通过采用一个三通道 Fabry-Perot (F-P) 干涉仪,分别获取两个不同频率的瑞利散射频移信号和米散射信号,同时,由于这三个 F-P 滤光器设计成一体结构,使各通道特性一致,有利于获得较高信噪比。在分光系统中借助一个高光谱分辨率光栅,剔除了大部分白天太阳背景光光谱,使系统能够用于白天测温,成功实现了低层大气温度的高精度探测。

瑞利散射激光雷达需要激光器单频率输出,并且对激光器的频率稳定性要求很高,为实现高效能的分光,对分光器的设计、制造和装调都提出了极高的要求,致使系统结构复杂,成本较高,实用化有一定难度。

2.1.2 转动喇曼散射激光雷达探测大气温度技术

转动喇曼散射激光雷达利用大气中 N_2 分子或 O_2 分子的转动喇曼谱线强度与大气温度的依存性进行大气温度探测。由于转动喇曼谱线分布较宽,与激励激光波长存在纳米量级的频移,因此与瑞利散射激光雷达相比,转动喇曼散射激光雷达对激光器的波长及频率稳定性要求较低,对分光器的分辨率及其分辨精度要求相对较低,技术上容易实现。但由于喇曼散射信号很弱,要实现高精度测温,必须要求对米—瑞利散射信号要具有高的抑制率,以保证系统具有高的信噪比,这是实现转动喇曼测温的关键技术。此外要实现白天测温,还需对太阳背景光进行有效抑制。Y.Arshinov^[32], A.Behrendt^[34]等进行的转动喇曼散射激光雷达大气温度的探测研究工作已取得了良好进展,但要实现低层、太阳背景光下的高精度测温,仍然还有大量的工作要做。

2.1.3 本研究工作的要点

本文涉及的测温研究工作,目标是研究在太阳背景光的环境条件下,能够实现低层大气温度高精度探测的关键理论和系统技术。主要研究新的分光系统结构和数据信息处理方法,并且所研究的系统能较容易地达到实用化。

研究工作采用转动喇曼散射激光雷达技术的理论体系。重点讨论喇曼光谱与米—瑞利光谱以及太阳背景光光谱的分光技术;实现高的系统分光效率,并同时対米—瑞利散射信号实现高抑制率,以保证有效提取 2 个波长的纯转动喇曼信号,反演出大气温度分布;研究特殊的信号检测及处理方法,滤除噪声信号,以实现较高的测量信号的信噪比;研究测量系统的理论设计及计算的方法;研究新的数据信息处理方法与系统结构和硬件平台的有机结合,充分利用获取的信息资源,达到最佳的配合。

2.2 激光雷达温度探测的理论基础

利用激光雷达探测大气物性,经过几十年的探索和研究,形成了基本的理论体系和一些实用方法。目前激光雷达探测大气温度的主要方法有:差分吸收法、高光谱分辨率瑞利散射法和喇曼散射法等。本节将分析这三种探测大气温度的基本方法——差分吸收法、高光谱分辨率瑞利散射法和转动喇曼散射法。通过分析,探讨大气温度探测的基本要素和基本理论基础,以及实际中实现方案要处理的重要问题,进一步对这三种方法进行对比,最后提出本研究所采用的基本方案和研究路线。

2.2.1 差分吸收法

差分吸收法探测大气温度的基本原理是利用某些气体分子的吸收谱线强度紧密依赖于温度,差分吸收激光雷达系统采用两束波长相近的激光,一束激光的波长选在某气体的吸收波长 λ_{on} 处,另一束激光波长选在该气体的低吸收波长 λ_{off} 处,探测这两个波长的回波信号强度,则大气温度与这两个波长上的大气回波信号强度之比有关,从而反演出大气温度。

但差分吸收法探测大气温度对激光器要求很高,系统复杂,温度探测的精度及空间分

分辨率不高, 系统成本也高, 目前用于该方法的温度探测还没有取得显著成果。

2.2.2 瑞利散射法

瑞利散射法探测大气温度分布主要有气体密度法和高光谱分辨率法^[35]。

(1) 气体密度法

气体密度法是利用瑞利后向散射信号测量气体密度, 再通过气体状态方程反演出大气温度:

$$T(z) = \frac{N(z_0)}{N(z)} T(z_0) + \frac{M}{K} \int_{z_0}^z \frac{N(z')}{N(z)} g(z') dz' \quad (2.1)$$

其中 $N(z)$ 为大气分子密度分布, $N(z_0)$ 为大气上界高度 z_0 处的数密度, $g(z)$ 为重力加速度。

气体密度法主要用来探测平流层以上的大气温度, 对流层内的探测由于受米散射信号的影响较大, 致使气体密度的探测误差较大, 对温度测量的影响很大, 所以不适用于探测对流层内的大气温度分布。

(2) 高光谱分辨率法

高光谱分辨率法是利用瑞利散射线宽与温度的依存性测量大气温度。大气分子的散射辐射由分子的热运动引起, 分子热运动产生多普勒频移, 而且跃迁速度分布与由麦克斯威尔-玻尔兹曼关系决定的温度有关, 因此大气分子的温度决定了瑞利散射的谱线宽度。多普勒谱线宽度 $\Delta\nu_T$ 与温度 T 的关系为:

$$\Delta\nu_T = \sqrt{\frac{32kT \ln 2}{m\lambda_0^2}} \quad (2.2)$$

其中, k 为玻尔兹曼常数, m 为分子质量, λ_0 为发射的激光波长。

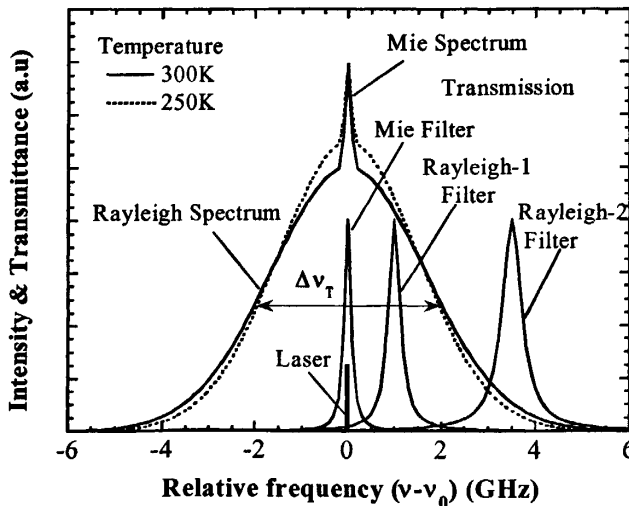


图 2-1 米-瑞利散射信号谱和滤光片谱

Fig.2-1 Spectral diagram of Mie-Rayleigh scattering signal and filters

图 2-1 给出了大气温度为 250K 和 300K 时的瑞利散射谱线^[28]，从图中可以看到，随着气温的增高，多普勒谱宽加大。在瑞利散射谱线的同翼频率段设置两个瑞利滤光器，将一个滤光器的中心频率选在瑞利谱线强度的负温度系数处，另一个的中心频率选在正温度系数处，那么通过计算这两个滤光器所探测到的瑞利信号的相对强度变化，即可反演出大气温度。由于瑞利散射与米散射谱线的中心波长相同，因而谱线重叠，需要高光谱分辨率的滤光器进行分光。

目前主要的分光手段有法布里—珀罗干涉仪法、原子吸收滤光器法以及分子蒸汽吸收滤光器法。Dr. Hua 在瑞利—米散射雷达中设计了一个三通道 F-P 滤光器，其中两个通道用于探测瑞利散射信号，用第三个通道探测米散射信号，用于对两个瑞利通道中剩余米散射信号的修正，成功实现了低层大气温度的高精度探测^[28]。但这种方法对激光器的频率特性和分光器的要求很高，系统结构复杂。

2.2.3 转动喇曼散射法

大气纯转动喇曼谱线的强度依存于大气温度变化，低量子数和高量子数谱线的强度会随温度的升高而分别减少和增强，转动喇曼激光雷达正是利用这个效应，通过探测不同温度下这两个谱线区域内大气后向散射信号来确定大气温度的。图 2-2 是典型的大气分子的转动喇曼散射谱线的包络线强度随温度的变化曲线^[1]，其中 T 为大气温度， I 为谱线强度， ν 为频率，这里温度 $T_1 < T_2 < T_3$ 。由图可见，当温度升高时，在 ν_1 谱线域纯转动喇曼谱的强度降低，而在 ν_2 谱线域纯转动喇曼谱的强度增大。在喇曼系统中设置两个滤光器，其中一个滤光器的中心频率选在喇曼谱线的负温度系数处，另一个的中心频率选在正温度系数处，探测出这两个具有不同温度依赖性的喇曼信号强度，就可从信号强度的比值得到大气温度数值。

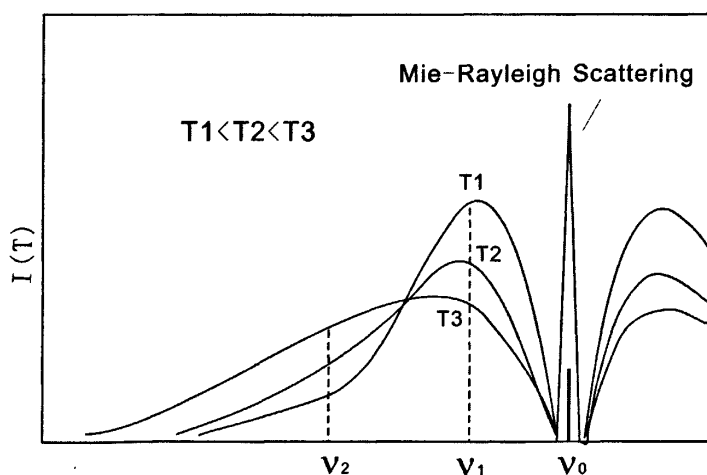


图 2-2 大气分子转动喇曼散射谱线的包络线强度随温度的变化曲线

Fig.2-2 Intensity of rotational Raman scattering spectral envelope with temperature change

利用这种方法探测大气温度,对激光器的频率特性要求相对不高,分光系统也不复杂,易于实用化。但由于喇曼信号相对米-瑞利散射信号要弱得多,所以对米-瑞利散射信号的高效率抑制就成为系统的关键技术。

2.3 转动喇曼散射激光雷达温度探测理论

2.3.1 大气分子的转动喇曼散射谱

N_2 分子是大气中的最主要成分,这里以 N_2 分子为例,阐述其与激光雷达相关的喇曼光谱特性^[51-52]。

N_2 分子是一种同核的二原子分子,分子中除了电子的运动外,两个原子还有相对位置的振动,整个分子还有在空间的转动,因而存在许多不同的振动能级,以 $V=0,1,2, \dots$ 表示,而在同一个振动能级中,又包含着许多不同的转动能级,以 $J=0,1,2, \dots$ 表示。在通常情况下,分子都处在电子基态上,而 N_2 分子的振动能级间距较大,使绝大多数 N_2 分子都处在电子基态的最低振动能级(即 $V=0$)上,而在 $V=0$ 的振动能级的各转动能级上,则按照玻尔兹曼分布规律聚集着分子。

对 N_2 分子而言,由于散射前分子均处于 $V=0$ 能级上,散射后若分子仍能回到 $V=0$ 能级,则散射前后振动能级未发生变化而只有转动能级的改变,我们称之为转动喇曼散射。理论上的 N_2 分子转动喇曼谱如图 2-3 所示。

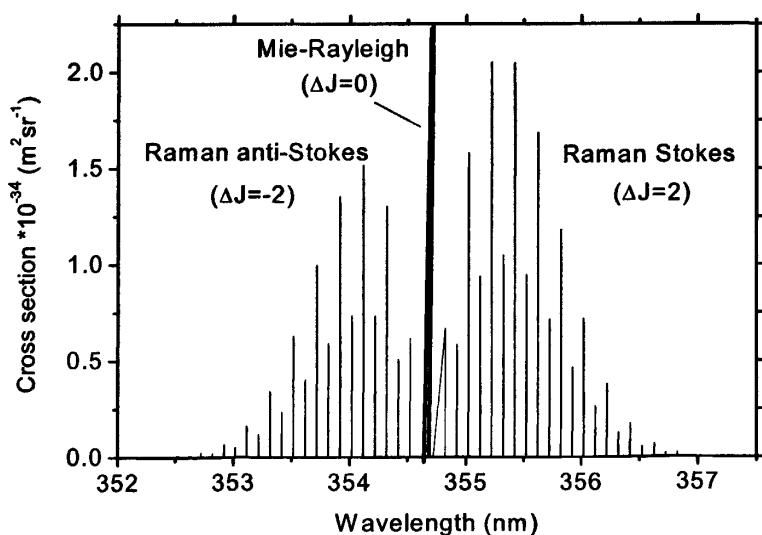


图 2-3 N_2 分子转动喇曼谱

Fig.2-3 Spectrum of N_2 rotational Raman lines

由于散射前后仅有能级间距很小的转动能级的改变,因此喇曼散射谱的频率与入射激光波长相比变化不大,且对称地分布在入射激光频率的两侧。其中 $\Delta J=0$ 的散射谱线对应着散射前后 V 和 J 都没有变化的过程,因此其频率与入射激光相同,相当于米、瑞利散射的情况。 $\Delta J=+2$ 的散射谱线对应着散射后转动量子数增加 2 的过程,其频率较入射激光

有所降低,分布在入射频率的右侧,称为 S 支喇曼谱,也称为 Stokes 谱。同样, $\Delta J=-2$ 的散射谱分布在入射频率的左侧,称为 O 支喇曼谱,也称为 anti-Stokes 谱。由于 N_2 分子在 $V=0$ 的振动能级的各转动能级上的分布相对比较均匀,因此纯转动喇曼谱的 Stokes 和 anti-Stokes 谱强度相差不大。如果散射后分子并不回到原来的振动能级上,则喇曼散射前后分子发生了转动能级和振动能级的同时改变,这种过程称为振动喇曼散射。

我们的大气温度探测研究采用转动喇曼散射进行,因为用转动喇曼散射探测大气温度的好处是可以不受大气消光的影响,从而可以获得更高的探测精度。因此在这里仅对转动喇曼谱进行详细讨论。

2.3.2 转动喇曼散射温度探测理论

选择探测纯转动喇曼光谱的反斯托克斯支,这样可以避免受到荧光信号的影响。设系统接收到的纯转动喇曼信号的后向散射截面为 $\sigma_b [m^2 sr^{-1}]$, 则 σ_b 可由下式给出^[53-54]:

$$\sigma_b(J,T) = \frac{64\pi^4}{15} \cdot \frac{ng_J hc B_0 (\nu_0 + \Delta\nu)^4 \cdot \gamma^2}{(2I+1)^2 kT} \cdot \frac{J(J-1)}{(2J-1)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2.3)$$

其中, c 为光速, h 为普朗克常数, k 为玻尔兹曼常数, B_0 为分子转动常数, n 为分子种类的数量, I 为核自转, g 为核自转的统计权重, T 为大气温度, ν_0 为入射光的频率, $\Delta\nu$ 为喇曼频移, γ 为分子各向异性, J 为转动量子数, E 为转动能量, E 由下式给出:

$$E = [B_0 J(J+1) - D_0 J^2(J+1)^2] hc \quad (2.4)$$

其中, D_0 为离心畸变常数。

喇曼频移 $\Delta\nu$ 可由下式计算:

$$\Delta\nu = 2B_0(2J+3) - D_0[3(2J+3) + (2J+3)^3] \quad (2.5)$$

以上常数取值分别为: $c=3.0 \times 10^8 [m/s]$, $k=1.38 \times 10^{-23} [J/K]$, $h=6.62 \times 10^{-34} [J]$ 。

取大气中的氮分子和氧分子的喇曼散射谱线, N_2 分子与 O_2 分子的常数示于表 2-1。

表 2-1 N_2 分子和 O_2 分子常数

Table 2-1 Constant of N_2 and O_2

Constant	N_2	O_2
I	1	0
$g_J(\text{even } J, \text{odd } J)$	6,3	0,1
$D_0 [m^{-1}]$	5.48×10^{-4}	4.85×10^{-4}
$B_0 [m^{-1}]$	198.950	143.768
$\gamma^2 (\times 10^{-60} m^6)$	0.52	1.4

将式 (2.3) 和表 2-1 的参数代入激光雷达方程, 可以得到转动量子数为 J 的喇曼散射信号功率与大气温度之间的关系:

$$P(z, T, J) = P_0 \cdot C \cdot \frac{N(z) \cdot \sigma_b(J, T)}{z^2} \cdot T^2(z, \lambda) \quad (2.6)$$

其中, $N(z)$ 是大气数密度。根据转动喇曼谱线随温度的变化曲线, 选取探测两个不同温度系数的喇曼信号, 设探测到的这两个喇曼信号的功率分别为 $P_1(z, T)$ 和 $P_2(z, T)$, 可以通过计算这两个喇曼散射信号强度的比, 反演出大气温度分布。设两个喇曼散射信号强度比为 $H(z, T)$, 则有:

$$H(z, T) = \frac{P_1(z, T)}{P_2(z, T)} = A \exp\left[-\frac{B}{T(z)}\right] \quad (2.7)$$

其中 A 、 B 为系统常数, 可以通过无线电探空仪对雷达系统标定得到。则大气温度数值可以由 (2.7) 式导出:

$$T(z) = -\frac{B}{\ln[H(z)/A]} \quad (2.8)$$

这就是转动喇曼散射激光雷达大气温度探测的基本理论。

2.4 转动喇曼激光雷达测温研究的技术关键和基本策略

在前面的分析中, 理论上得出了转动喇曼技术能够用于探测大气温度的结论。从分析中还可以看出, 甚至在有云或气溶胶的场合, 也有可能完成测量。但要实际实现测量, 尚须具备一些必要的条件。正如我们所知道的, 在激光雷达获取的信号中, 喇曼散射信号、弹性后向散射信号、太阳背景光信号、其他杂散光信号等是并存的, 特别是弹性后向散射信号的频谱和喇曼散射信号的频谱极为相近, 而弹性散射信号的强度又比喇曼散射信号的强度高约 3-4 个数量级。如果在喇曼散射信号探测通道中对弹性后向散射信号没有足够的抑制率, 那么在气溶胶浓度较大的低层或有云时就无法提取特征信号, 无法精确探测大气温度, 甚至连喇曼散射信号都探测不到。因而, 如何对通道中弹性后向散射信号实现高度的抑制, 就成为喇曼散射激光雷达实现大气温度探测的关键。

另外, 要实现白天测温, 又必须要有抑制太阳背景光的措施, 太阳背景光的宽光谱特性也使其信号的抑制具有一定的难度。

为解决上述技术关键, 获得高精度的大气温度测量结果, 这一领域的研究者尝试了多种技术途径, 到目前为止, 仍然是这一领域的研究热点^[55-56]。下面将分析和介绍具有代表性的几种方法, 并对相应方法的优势、存在的问题和困难之处加以说明。

2.4.1 基于干涉滤光片的多色仪法

图 2-4 所示是一个喇曼测温激光雷达分光用的基于干涉滤光片的多色仪 (Dr. Behrendt, 1998 年发表^[57])。该喇曼雷达系统选用 Nd:YAG 激光器的二次谐波波长 532.25nm

作为探测波长,选取探测的两个 N_2 分子喇曼谱中心波长分别为 530.85nm 和 529.35nm。

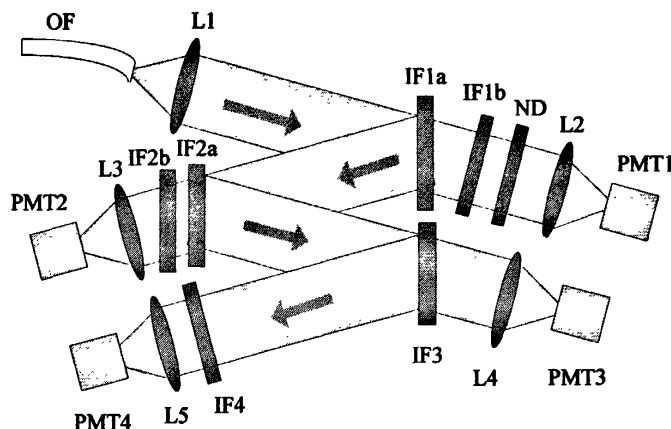


图 2-4 多色仪的构成

Fig.2-4 Setup of the polychromator

大气回波信号经光纤 OF 送入多色仪, 532.25nm 的弹性散射光通过两个干涉滤光片 IF1a、IF1b, ND 衰减器(用于衰减近距离信号), 再经透镜 L2 会聚后由光电倍增管 PMT1 接收, 而转动喇曼支几乎全部被 IF1a 反射。干涉滤光片 IF2a 和 IF2b 让波长为 530.85nm 的低频转动喇曼光通过, 经 L3 会聚, 由 PMT2 接收。而干涉滤光片通过 529.35nm 的高频转动喇曼光, 经 L4 会聚, 由 PMT3 接收。最后一个探测通道用于接收中心波长为 607.63nm 的 N_2 分子振-转喇曼信号。

其中, IF3 是个复合型滤光器, 由一个宽带和一个窄带滤光片组成, IF2a 和 IF2b 每一个滤光器又具有 3 个腔。这个用于喇曼测温的激光雷达多色仪设计的很成功, 对弹性散射信号的滤除率大于 10^7 量级。实验结果表明, 取积分时间 30min 时, 在 10-20km 高度范围内, 温度探测误差小于 $\pm 1K$ 。

这个激光雷达系统适合于整个对流层大气温度的探测, 缺点是分光器的结构复杂, 调整难度较大, 成本高, 且只能用于夜晚探测。

2.4.2 干涉滤光片法

图 2-5 是一个用于转动喇曼测温激光雷达的干涉滤光片分光系统 (Dr. Vaughan 1991 年发表^[58]), 系统选用 Nd:YAG 固体激光器的二次谐波波长 532.05nm 作为探测波长, 选取探测 N_2 和 O_2 分子的转动喇曼散射谱的 Stokes 支, 中心波长分别为 533.33nm 和 536.1nm。

大气回波信号经石英窗口进入一个充满四氯化碳的立方容器, 两个中心波长分别为 533.33nm 和 536.1nm 的干涉滤光片 Filter1、Filter2 置于其中, 由内部的分光镜 BS 将散射光分为两路, 经干涉滤光片、空间滤光器, 分别由探测器接收。容器的下部还安置了一个衰减器, 用于吸收分光镜的反射光。由其它光学元件表面散射而来的弹性散射光会以一定角度入射进滤光片而干扰测量, 因而在干涉滤光片与探测器之间放置了一个空间滤光器。

容器中充满四氯化碳气体可以改善它们之间的热接触，并抑制由分光镜反射来的杂散光。

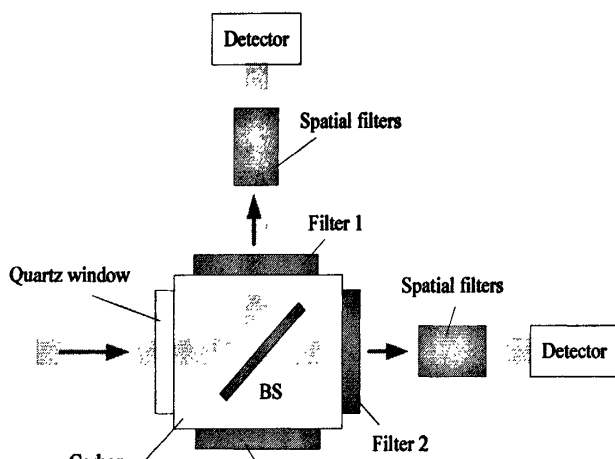


图 2-5 干涉滤光片分光系统

Fig.2-5 Schematic of beam splitter by interference filters

这个分光系统对 532.05nm 的弹性散射信号的抑制率大于 10^6 ，实验结果表明，该系统可以探测 3-20km 范围内的大气温度，夜晚的平均探测误差达到 1K。

该系统适合探测对流层和较低中层大气的温度分布，不能用于白天观测。

2.4.3 光栅与原子蒸汽滤光器法

德国的 Dr. Zeyn 等于 1996 年设计了一套转动喇曼测温雷达系统^[59]，让系统工作在日盲光谱区，以利于白天测量。激光雷达的辐射源来自可调 KrF 激光器，结合氢喇曼频移器，输出波长 276.787nm 的激光，这个波长正好与铊原子的共振吸收线一致。因此，系统采用一个铊原子蒸汽滤光器可以滤除大部分弹性散射光，并借助一个光栅分光器，分离四个对温度敏感度不同的特殊波长的光，其中 2 个来自 N_2 和 O_2 分子的转动喇曼光谱的 Stokes 支，2 个来自 anti-Stokes 支。分光系统的结构如图 2-6 所示。

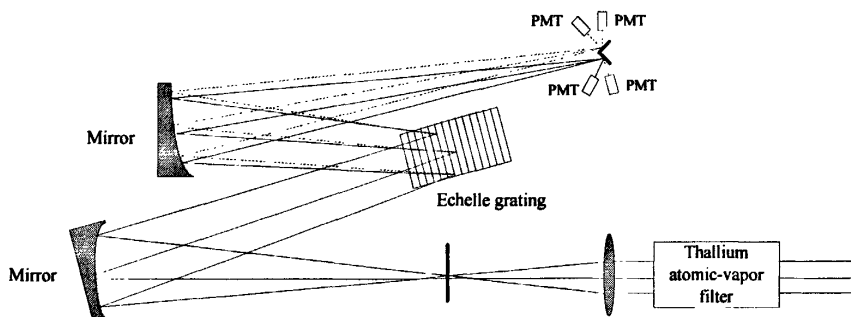


图 2-6 光栅与原子蒸汽滤光器分光系统

Fig.2-6 Schematic of beam splitter by grating and atomic-vapor filter

这种利用光栅分光的设计,使喇曼信号都能得到很好的接收,效果如同分光片与干涉滤光片共同作用的结构,但采用光栅分光的效率要比干涉滤光片高很多。

实验结果表明,该系统能够实现白天低层大气温度测量,测量高度约 2km,缺点是测量精度不高。

2.5 白天低层大气高精度测温转动喇曼激光雷达系统方案的提出

由上节的分析可以看到,目前所采用的转动喇曼测温技术手段可以实现对流层及较低中层大气的高精度温度探测;对低层大气的温度探测尽管可以实现,但测量精度不够高;白天测温仍然是激光雷达的一个技术难点。

本节提出一种新的转动喇曼测温雷达系统方案^[60],雷达的分光系统借助一个高光谱分辨率光栅与一个边缘反射镜,将转动喇曼散射信号与米—瑞利散射信号以及太阳背景光从空间上分离开,结合窄带干涉滤光片,实现米—瑞利散射信号和太阳背景光的高度抑制。

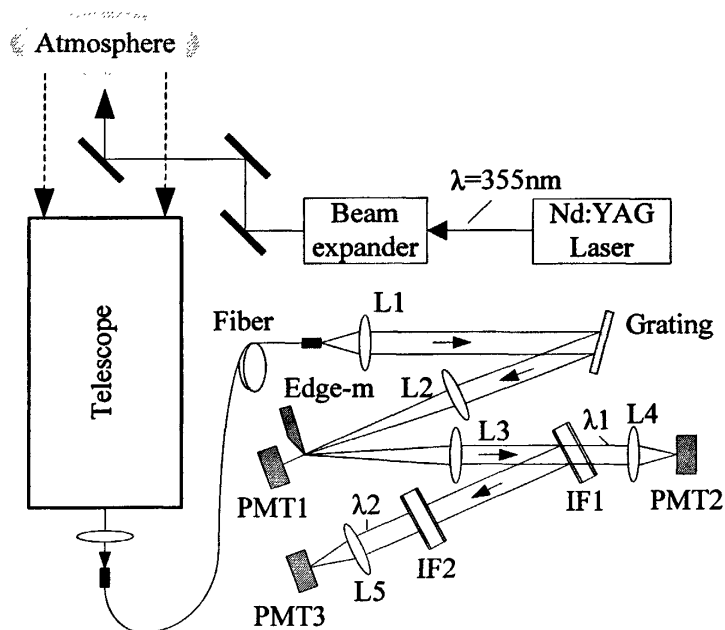


图 2-7 转动喇曼散射激光雷达系统

Fig.2-7 Diagram of the rotational Raman lidar system

纯转动喇曼激光雷达系统构成如图 2-7 所示,为了在提高喇曼散射谱线强度的同时让系统工作在太阳背景光强度较弱的波段,系统选用 Nd:YAG 脉冲激光器的三次谐波波长 355nm 的激光作光源,单脉冲能量 300mJ,经准直扩束后射入大气。大气的后向散射光由望远镜接收,经由光纤、聚光镜 L1,照射到高光谱分辨率光栅上。利用光栅的衍射效应,将雷达接收到的大气后向散射信号以及太阳光谱从空间上分离开,配合边缘反射镜 Edge_m,将接收到的大气后向散射光谱中的纯转动喇曼光谱的反斯托克斯谱线与

Mie-Rayleigh 散射光谱以及太阳光谱从空间分开,再利用边缘反射镜让 Mie-Rayleigh 信号透过,由光电倍增管 PMT1 接收, PMT1 的信号可备用作为气溶胶探测用。这样,就除去了大部分的 Mie-Rayleigh 散射信号和太阳背景光噪声;而反射的 Raman 信号经透镜 L3 入射到窄带干涉滤光片 IF1 上,透过 IF1 的信号经 L4 聚焦后由光电倍增管 PMT2 接收,此为通道 1;由 IF1 反射的信号,射向窄带干涉滤光片 IF2,透过 IF2 的信号经 L5 聚焦后由光电倍增管 PMT3 接收,此为通道 2。用这 2 个窄带滤光片,分别获取了中心波长为 353.9nm 和 353.1nm 的转动喇曼散射信号,同时对上述噪音信号进行 2 次高精度滤除,以满足白天及高密度气溶胶空间的温度测量要求。

系统选用 355nm 波长作为探测波长,相对于 532nm 波长而言,有以下特点:

- (1) 易实现对人眼安全性(比 532nm 高 3—4 个数量级);
- (2) 易实现白天探测(太阳背景光较弱)。

2.6 实现温度探测的理论解析

2.6.1 干涉滤光片中心波长的确定

选择探测 N_2 分子的纯转动喇曼光谱的反斯托克斯支,取转动量子数 $J=0,0+2^5 \dots 30$,由于低层大气温度范围在 200K-300K,这里分别取 $T=200K$ 和 $T=300K$ 进行计算。根据公式 (2.3) 和表 2-1 的数据可以计算得到转动喇曼信号后向散射截面 $\sigma_b(J,T)$ 与喇曼频移的关系,绘于图 2-8 的上半部分。

为了分别找到喇曼谱线的最大负温度系数和最大正温度系数所对应的波长,计算 $\sigma_b(J,T)$ 对温度的导数:

$$\sigma'_b = \frac{d}{dt} \sigma_b(J,T) \quad (\text{当 } J \text{ 能被 } 1 \text{ 整除})$$

$$\sigma'_b = 0 \quad (\text{当 } J \text{ 不能被 } 1 \text{ 整除})$$

得到喇曼谱线的温度系数,即喇曼散射信号强度随温度的变化率,绘于图 2-8 的下半部。图 2-8 反映了 N_2 分子在不同波长处的喇曼散射截面强度变化以及温度系数变化。由温度系数变化曲线可见,在 353.9nm 光谱处,喇曼信号随温度的负变化率最大,在 353.1nm 光谱处,喇曼信号随温度的正变化率为最大。因而取转动喇曼光谱 $\lambda_1=353.9nm$ 和 $\lambda_2=353.1nm$ 作为喇曼激光雷达的两个探测波长,相应的转动量子数分别为 $J=6$ 和 $J=14$ 。波长 λ_1 和 λ_2 也分别定为两个窄带干涉滤光片 IF1 和 IF2 的中心波长,IF1 和 IF2 的透过率曲线也示于图中上半部分。

由于大气纯转动喇曼谱线的低量子数和高量子数谱线的强度会随温度的升高而分别减少和增强,选用上述 2 个中心波长的喇曼信号进行探测,并对 2 个测量信号进行差分处理,系统的温度测量敏感度就成为 2 个通道温度敏感度的和,可以改善系统的整体测温敏感度特性。

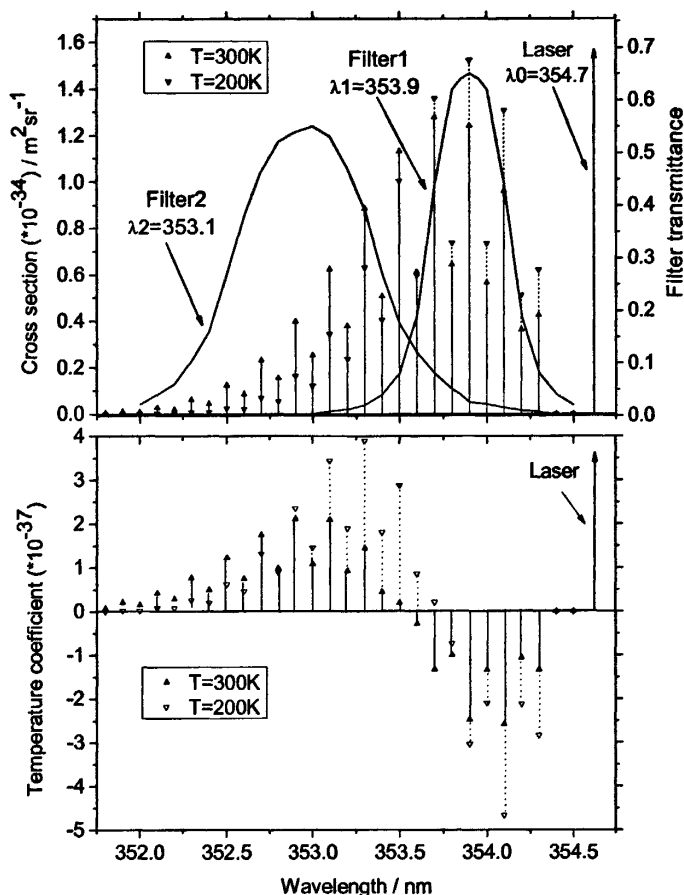


图 2-8 转动喇曼散射谱线强度及滤光片的透率

(上图), 谱线的温度系数 (下图)

Fig.2-8 Intensity of RRS spectra and filter transmittance (above),
temperature coefficient of RRS spectra (below).

2.6.2 实现空间转动喇曼与米-瑞利散射信号分离的关键技术

由激光雷达的接收系统直接接收到的大气回波信号既包含了转动喇曼散射信号,也包含了 Mie-Rayleigh 散射信号,还有太阳背景光。但在这些信号成分中,喇曼散射信号是最小的,仅 Mie-Rayleigh 散射信号就要比喇曼信号大 3—4 个数量级,有效信号被淹没在比它大得多的噪音信号之中。图 2-9 示出了未经分光前雷达接收到的各散射信号强度,从图中明显看出米-瑞利散射信号要比喇曼散射信号强度高很多。因此,要利用喇曼信号作为测量信号,就必须有效抑制 Mie-Rayleigh 散射信号。要实现高精度测温,系统对

Mie-Rayleigh 散射信号的抑制率要达到 7 个数量级, 并且要实现白天测量, 还要抑制太阳背景光。

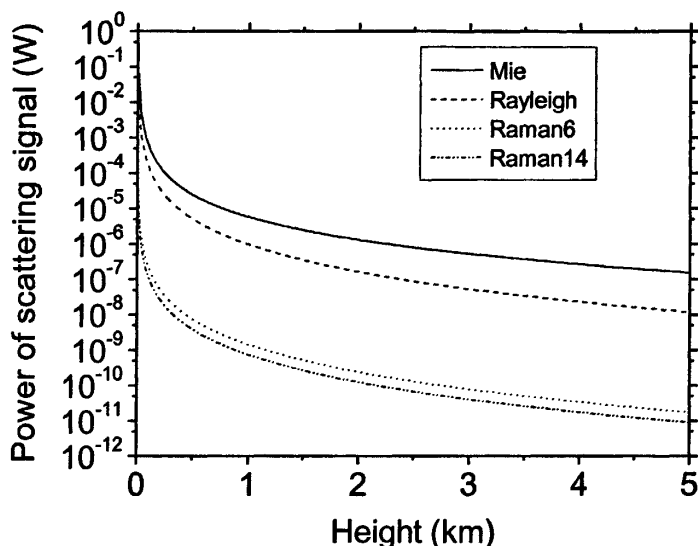


图 2-9 未经分光器滤光前的大气回波信号强度分布

Fig.2-9 Intensity distributions of the lidar return signals before passed through the spectroscopic filter

分光系统中采用一块高光谱分辨率光栅, 利用光栅的衍射效应对系统接收到的大气散射信号进行分光, 设计光栅刻划线数为 2400gr/mm, 光栅尺寸: 25mm×25mm, 则光栅的总刻线数为:

$$N_g = 2400 \times 25 = 6 \times 10^4$$

能分辨的最小波长间隔为:

$$\delta\lambda_{\min} = \frac{\lambda}{m \cdot N_g} = \frac{355}{1 \times 6 \times 10^4} \approx 6 \text{ (pm)}$$

即光栅的谱分辨率为 6pm, 式中 m 为衍射级次, 取 $m=1$ 。

则由光栅方程可以导出衍射出射角为:

$$\theta_{out}(\theta_{in}, m, \lambda) = \arcsin\left(\frac{m \cdot \lambda}{d} - \sin(\theta_{in} \cdot \frac{\pi}{180})\right) \cdot \frac{180}{\pi} \quad (2.9)$$

其中, λ 为入射光的波长, d 为光栅常数。取光栅入射角 $\theta_{in}=15.6^\circ$, 由上述公式即可求出波长分别为 $\lambda_0=354.67\text{nm}$ 、 $\lambda_1=353.91\text{nm}$ 和 $\lambda_2=353.12\text{nm}$ 的三种光谱信号经光栅衍射后, 衍射出射角的大小, 即:

$$\theta_{out_0} = \theta_{out}(\theta_{in}, 1, 354.67 \cdot 10^{-9}) = 35.61164^\circ$$

$$\theta_{out_1} = \theta_{out}(\theta_{in}, 1, 353.91 \cdot 10^{-9}) = 35.4832^\circ$$

$$\theta_{out_2} = \theta_{out}(\theta_{in}, 1, 353.12 \cdot 10^{-9}) = 35.3499^\circ$$

λ_0 即为 Mie-Rayleigh 散射波长, λ_1 和 λ_2 即为要探测的两个 N_2 分子转动喇曼信号波长。

设衍射光聚焦长度 $f=300\text{mm}$, 它们经聚光镜聚焦后, 波长为 λ_1 和 λ_2 的衍射光相对于波长为 λ_0 的衍射光的空间直线间距分别为:

$$X_{\lambda_1} = f \cdot \tan \left[(\theta_{out_0} - \theta_{out_1}) \cdot \frac{\pi}{180} \right] = 0.66 \text{ (mm)}$$

$$X_{\lambda_2} = f \cdot \tan \left[(\theta_{out_0} - \theta_{out_1}) \cdot \frac{\pi}{180} \right] = 1.37 \text{ (mm)}$$

可见, 利用光栅衍射, 可以将 Raman 散射信号谱中波长为 λ_1 和 λ_2 的散射信号和 Mie-Rayleigh 散射信号从空间上和光谱上分离开来, 并同时也将日光光谱分开。

在经光栅衍射、透镜聚焦后, 在焦平面处放置一个边缘反射镜, 其安放位置要使 Mie-Rayleigh 散射信号尽可能的通过, 而使两个喇曼散射谱线由边缘反射镜反射, 效果在示意图 2-10 中描述出。

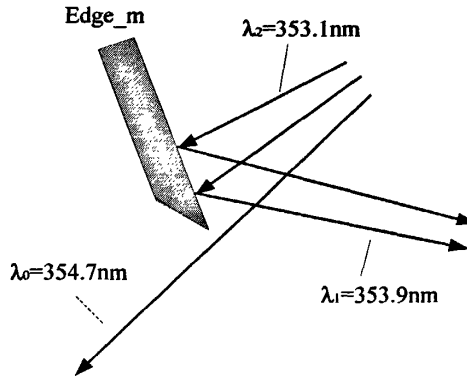


图 2-10 边缘反射镜分光

Fig.2-10 Beam splitting by the edge_mirror

散射信号光谱可简化为高斯模型, 由下列公式可以计算出经光栅分光后, Mie-Rayleigh 散射信号强度 I_{mr} 、转动量子数为 J 的转动 Raman 信号强度 I_{rr} 沿 x 轴的分布:

$$I_{mr}(x) = 3 \cdot 10^{-31} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot r_0^2}} \cdot e^{-2\left(\frac{x}{r_0}\right)^2} \quad (2.10)$$

$$I_{rr}(x, T, J) = \sigma_b(J, T) \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot r_0^2}} \cdot e^{-2 \left(\frac{x - X_{\lambda_1(J)}}{r_0} \right)^2} \quad (2.11)$$

其中, T 为大气温度, r_0 为光斑半径, $3 \times 10^{-31} [\text{m}^2 \text{sr}^{-1}]$ 是 Mie-Rayleigh 信号的散射截面大小。先取光斑直径 $d_0 = 0.30 \text{mm}$, 温度 $T=300\text{K}$, 转动量子数分别为 $J=6$ 和 $J=14$ 的转动 Raman 散射信号强度与 Mie-Rayleigh 散射信号强度沿 x 轴的分布如图 2-11 所示。

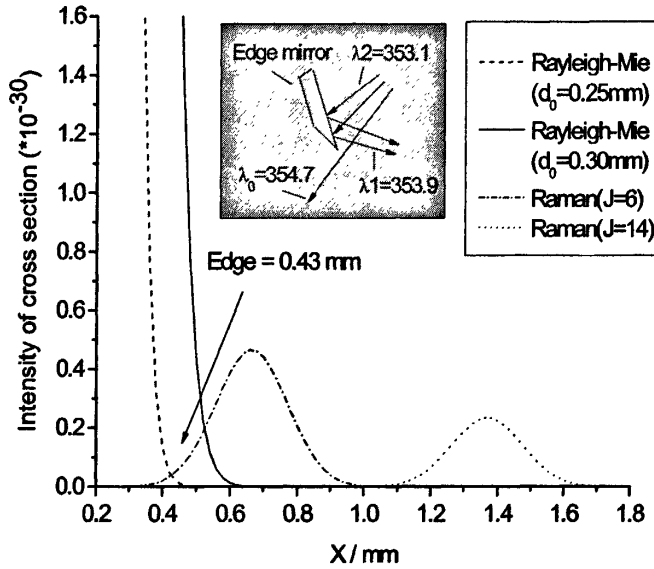


图 2-11 成像到边缘反射镜上的 2 个喇曼散射信号强度空间分布

Fig.2-11 Intensity distribution of the two RRS spectra ($J=6, 14$) imaged on the Edge-mirror

由图 2-11 可见, 将边缘反射镜的遮光位置设在 0.43mm 处, 就可以使 Mie-Rayleigh 散射信号以及大部分太阳背景光透过, 而将喇曼散射信号反射向窄带滤光片。由于边缘反射镜的锐边切在离 λ_0 光斑中心 0.43mm 处, λ_0 光的衍射现象已不明显, 即使有部分 λ_0 衍射光反射回来, 能量已很弱。设计上将准直透镜 L3 的焦点位置与 λ_1 的光斑中心重合, 结合光阑及滤光片 IF1, 可以再次剔除对非焦平面上的衍射杂光的影响, 衍射现象的影响基本可忽略不计。

根据图 2-11 所示的光谱位置, 将边缘反射镜的遮光位置设在 0.43mm 处, 对各散射信号从边缘反射镜的遮光位置开始沿 x 轴进行积分:

$$S_{mr} = \int_{\text{edge}}^{0.0025} I_{mr}(x) dx = 1.11 \cdot 10^{-34}$$

$$S_{rr_6} = \int_{\text{edge}}^{0.0025} I_{rr}(x, 300, 6) dx = 1.199 \cdot 10^{-34}$$

$$S_{rr_14} = \int_{\text{edge}}^{0.0025} I_{rr_14}(x, 300, 14) dx = 0.62 \cdot 10^{-34}$$

取 $J=6$ 得到进入通道 1 的喇曼散射截面强度 $S_{rr_6}=1.199 \times 10^{-34}[\text{m}^2\text{sr}^{-1}]$, 取 $J=14$ 得到进入通道 2 的喇曼散射截面强度 $S_{rr_14}=0.62 \times 10^{-34}[\text{m}^2\text{sr}^{-1}]$, 进入各通道内的剩余米散射和瑞利散射截面强度 $S_{mr}=1.11 \times 10^{-34}[\text{m}^2\text{sr}^{-1}]$ 。改变光斑直径 $d_0=0.25\text{mm}$, Mie-Rayleigh 散射信号的光谱分布在图 3 中用虚线绘出, 积分后, 得到进入各通道内剩余的瑞利散射截面强度为 $1.1 \times 10^{-35}[\text{m}^2\text{sr}^{-1}]$, 信号强度又降低了一个数量级。

由以上分析可见, 利用光栅分光, 并借助边缘反射镜, 对 Mie-Rayleigh 散射信号的抑制率可以达到 4 个数量级, 并且同时能将日光光谱分离开并抑制。相对于窄带干涉滤光片分光, 这种分光方法光谱分辨率要高的多, 并且光栅与边缘反射镜的反射效率比起窄带干涉滤光片的效率也要高很多, 更益于滤除 Mie-Rayleigh 散射信号及太阳背景光, 同时实现了对喇曼信号的高效率获得。

散射信号经分光后, 再分别通过窄带干涉滤光片 IF1 和 IF2, 又使 Mie-Rayleigh 散射信号被抑制 3 个数量级。至此, 整个光路系统对 Mie-Rayleigh 散射信号的抑制率达到 7 个数量级以上, 达到了分光系统对 Mie-Rayleigh 散射信号的抑制率要求。而分光系统的效率主要受一片干涉滤光片的效率影响。

2.6.3 系统中各散射信号强度计算

喇曼激光雷达系统接收到的各类散射光, 经上述分光系统的分光后, 由探测器获得的各散射信号的能量可以用下列激光雷达方程计算得到:

$$P_{_Mie}(z) = K \cdot E_0 \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot \frac{Ar}{z^2} \cdot Y(z) \cdot \beta_{_mie}(z) \cdot T^2(z, \lambda) \quad (2.12)$$

$$P_{_Rayleigh}(z) = K \cdot E_0 \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot \frac{Ar}{z^2} \cdot \beta_{_ray}(z) \cdot T^2(z, \lambda) \quad (2.13)$$

$$P_{_Raman}(z) = K \cdot E_0 \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot \frac{Ar}{z^2} \cdot Y(z) \cdot N(z) \cdot \sigma_b(J, T) \cdot T^2(z, \lambda) \quad (2.14)$$

其中, K 为光学系统效率, E_0 为激光脉冲能量, τ 为激光脉冲间隔时间, Ar 为望远镜受光面积, $Y(z)$ 为发送与接收器的光路几何重叠系数, z 为探测高度, $N(z)$ 为大气数密度, $T(z, \lambda)$ 为大气透过率, 由此可计算出进入雷达系统的各散射信号的强度。

进入雷达系统的太阳背景光强度为:

$$P_{_BGN} = K \cdot Ar \cdot S_{_B} \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \theta^2 \quad (2.15)$$

其中, $S_{_B}$ 为太阳背景光的辐射能量密度, $\Delta\lambda$ 为进入通道的光谱宽度, θ 为望远镜视角。转动喇曼激光雷达系统参数示于表 2-2, 取 $\Delta\lambda=1\text{nm}$, $\theta=0.1 \times 10^{-3} \text{ rad}$, 根据美国发表的太阳背景光光谱数据^[61], 在雷达探测波长范围内的太阳背景光光谱示于图 2-12, 按照我们系统使用的探测波长范围, 从图中可以看到, 在白天波长 λ_0 附近的太阳背景光的辐射能量密度约为 $0.3[\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}]$, 再根据公式 (2.15) 及表 2-2 的系统参数, 可以估算出在波长 λ_1 和 λ_2 光谱线附近, 系统探测到的太阳背景光强度为 $3.7 \times 10^{-11}[\text{W}]$ 。按照美国标准

大气分子模型和实测的大气气溶胶信号模型以及表 2-2 的系统参数,并考虑到分光系统对 Mie-Rayleigh 散射信号有 7 个数量级的滤除率,通过激光雷达方程可计算出进入雷达系统的各散射信号及太阳背景光的强度随探测高度分布,其结果如图 2-13 所示。

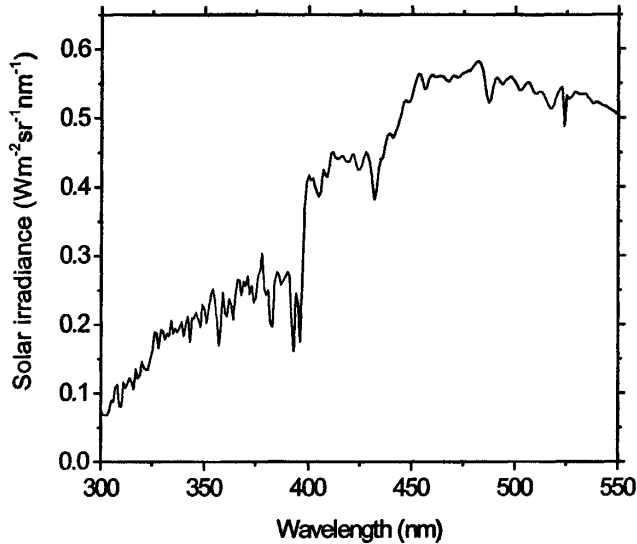


图 2-12 太阳辐射度谱线

Fig.2-12 Solar irradiance spectrum

表 2-2. 转动喇曼雷达系统参数表

Table2-2. Parameters of the rotational Raman lidar system

Light source: Nd:YAG Laser	
Wavelength	354.7 nm
Pulse energy	300 mJ
Pulse repetition rate	20 Hz
Telescope:	
Efficient aperture	250 mm
Field of view	0.1 mrad
Optics:	
Grating:	
Grooves	2400 gr/mm
Filters:	
Filter-1: (CWL, FWHM)	353.9 nm, 0.5 nm
Filter-2: (CWL, FWHM)	353.1 nm, 1.0 nm

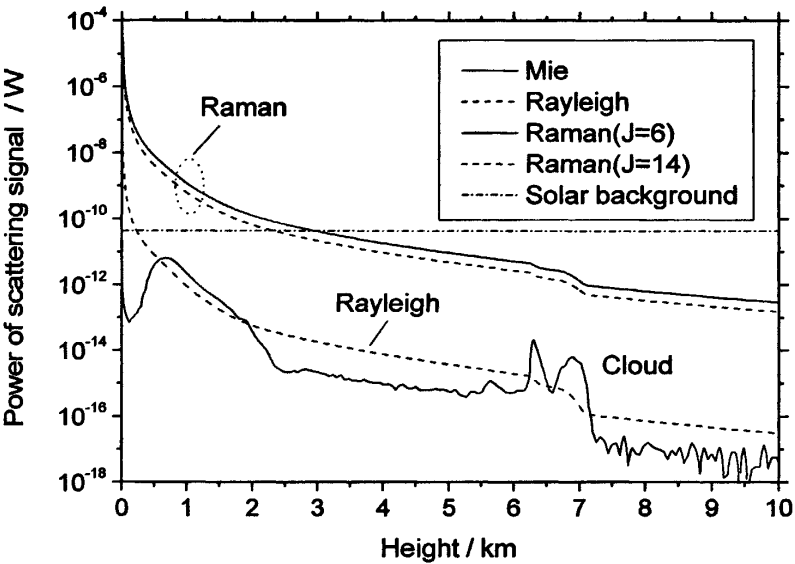


图 2-13 经分光器滤光后的大气回波信号强度分布

Fig.2-13 Intensity distributions of the lidar return signals after passed through the spectroscopic filter

计算时所采用的实测 Mie 散射信号随高度分布模型如图 2-14。

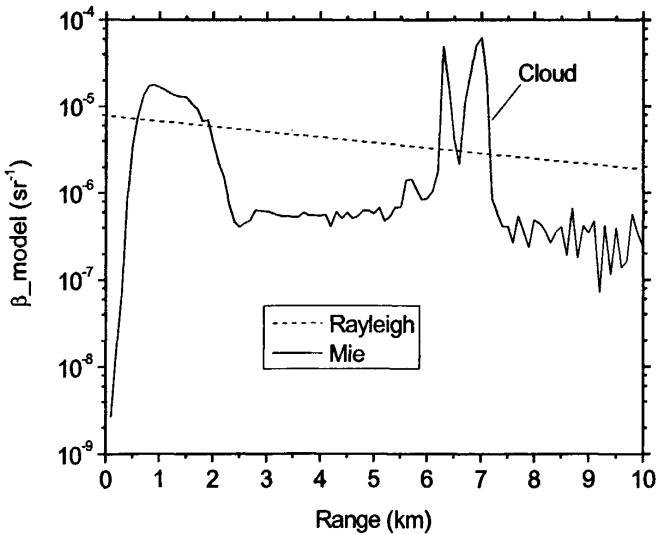


图 2-14 实测的米后向散射系数高度分布曲线

Fig.2-14 Real-detected Mie backscattering coefficient versus height

由图可见,经光栅分光、边缘反射镜遮挡以及窄带干涉滤光片的滤光,对 Mie-Rayleigh 散射信号的滤除率达到 7 个数量级,有效地保证了测温所需的系统信噪比,并且探测的喇曼信号在 2.5km 高度以下要比太阳背景光强,因而可以实现白天低空大气温度探测。

2.6.4 温度分布及其探测误差的理论估算

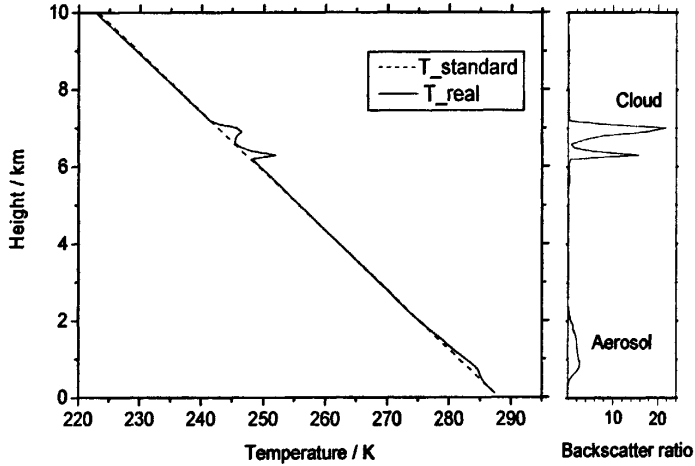


图 2-15 仿真得到的温度与大气温度模型的高度分布
(左图) 及大气后向散射比 (右图)

Fig.2-15 Temperature profiles versus height obtained by simulation and standard model (left panel), and the backscatter ratio (right panel)

以近地面某点温度值为参考点,通过利用标准大气模型和实际测得的气溶胶 Mie 散射模型,对大气温度测量进行系统仿真计算,仿真计算结果如图 2-15 所示。图 2-15 的左图表示大气温度高度分布,虚线为大气标准模型温度分布,实线为按 Mie 散射模型计算的该雷达系统测量的温度分布,右图为 Mie 与 Rayleigh 后向散射比。从图中可见,在大气边界层处,散射比小于 2.5 时,温度测量的误差可以达到小于 1K,而在 6—7 km 高度处,由于云的 Mie 散射信号较强,导致温度测量值偏差较大。

根据 2 个通道中各自接收的喇曼散射信号光子数以及通道中剩余 Mie-Rayleigh 散射信号光子数和太阳背景光的光子数,可以计算出系统总信噪比 SNR。

设: $\nu = \frac{c}{\lambda}$,

通道接收的光子数为:

$$N(z) = \frac{P(z)}{h \cdot \nu} \quad (2.16)$$

其中, h 为普朗克常数, $P(z)$ 为各通道接收的散射信号的强度, 由此计算出通道 1 的 Raman 散射信号光子数为 $N_{r6}(z)$, 通道 2 的 Raman 散射信号光子数为 $N_{r14}(z)$, Mie-Rayleigh 信号光子数为 $N_{mr}(z)$, 太阳背景光的光子数为 N_b , 则,

通道 1 的信噪比为:

$$SN_1(z) = \frac{\sqrt{n} \cdot N_{r6}(z)}{\sqrt{N_{r6}(z) + R_j \cdot N_{mr}(z) + N_b}} \quad (2.17)$$

通道 2 的信噪比为:

$$SN_2(z) = \frac{\sqrt{n} \cdot N_{r14}(z)}{\sqrt{N_{r14}(z) + R_j \cdot N_{mr}(z) + N_b}} \quad (2.18)$$

系统的总信噪比为:

$$SN = [(SN_1)^{-2} + (SN_2)^{-2}]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

其中, n 为光子计数的次数, R_j 为系统对 Mie-Rayleigh 散射信号的阻挡率。取 $n = 10^4$, $R_j = 10^{-7}$, 计算得到系统信噪比随探测高度的变化曲线, 示于图 2-16。

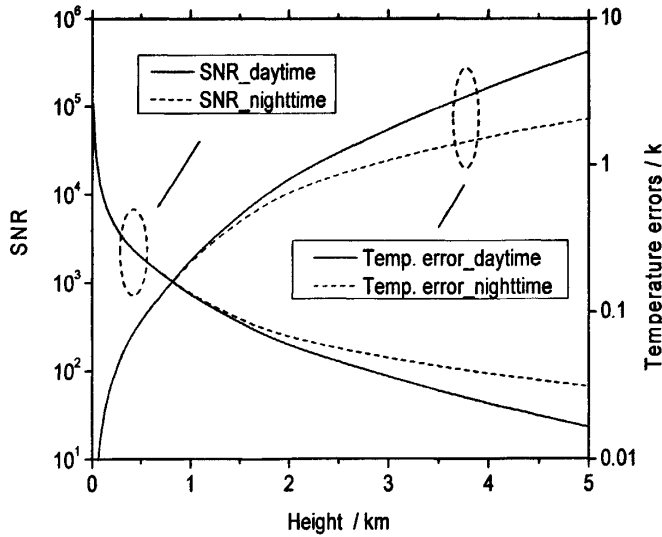


图 2-16 白天和夜晚的测量信噪比和温度误差的高度分布

Fig.2-16 Profile of SNRs and temperature errors versus height
for daytime and nighttime measurement

气温探测的灵敏度为:

$$\theta(T(z)) = \frac{1}{S_r(T)} \cdot \frac{dS_r(T)}{dT} \quad (2.20)$$

$S_r(T)$ 为两个通道探测的转动喇曼信号比, 由此可以计算出该系统理论上温度探测误差:

$$e(z) = \frac{1}{SN(z) \cdot \theta(T(z))} \quad (2.21)$$

所有的激光雷达回波信号均采用模拟方式的 PMT 接收, PMT 的输出信号采用一个高增益低噪声的阻抗匹配电路后再送入计算机采集, 这样既能保证测量所需的信号频率特性, 又能保障较大的电压输出。取测量时间 10 分钟, 模拟探测的采样周期 300ns, 相应的高度分辨率为 45m, 得到温度误差随探测高度 z 的变化曲线也示于图 2-16, 在图中同时给出了白天和夜晚观测时的变化曲线。

2.7 本章小结

本章在深入分析激光雷达探测大气温度的基本理论与关键技术的基础上, 提出了一种新的转动喇曼测温激光雷达系统方案。为了能将转动喇曼散射信号与米-瑞利散射信号以及太阳背景光从空间有效分离开, 采用了一个高光谱分辨率光栅, 并借助一个边缘反射镜滤除了大部分噪音信号; 为了分别提取 2 个波长的纯转动喇曼信号, 利用了 2 个窄带干涉滤光片, 同时也进一步抑制了米-瑞利散射光。这种分光方法比起单纯用干涉滤光片的分光方法效率要高得多, 同时由于不是使用日盲型波长范围来满足白天探测的要求, 激光器的选用不受限制。

系统方案可以改善系统的分光效率, 实现较高的测量信号的信噪比。理论分析与计算结果表明, 在激光能量 300mJ, 望远镜有效口径 25cm, 测量时间 10 分钟的条件下, 在白天太阳背景光辐射度为 0.3 [$\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}$] 时, 能够测量边界层内高度 2.5km 以下的大气温度分布, 并在大气散射比低于 2.5 的情况下, 测量误差小于 1K。证明了该系统方案完全可以实现高精度全天时大气边界层内的温度测量。

3. 大气边界层转动喇曼散射激光雷达温度探测实验研究

3.1 引言

大气边界层是连接地表与自由大气空间的重要区域,其大气物性、动力学特性等受到人类及其自然活动的直接影响。对大气边界层的精确时空探测有助于对大气物性的评估,尤其在人们对大气的物理与动力学特性需要全面理解时,对大气边界层的温度精确测量是必要的。但由于大气边界层是地球表面与自由大气间进行物质、能量、热量和水汽交换的必经气层,发生在大气边界层内的大气传输过程相比上层自由大气空间内的大气传输过程要复杂的多,因此需要对其进行高精度及高时空分辨率的探测。

在第二章中我们提出了一种新的喇曼测温激光雷达系统方案,并从理论上对可行性进行了分析计算。本章主要以第二章提出的理论可行性设计方案为基础,进行转动喇曼散射激光雷达测温的实验系统研究及其理论方案的实验验证。

本章最后对实验数据进行了分析计算,并将实验结果与理论计算结果进行比对。

3.2 实验系统设计

全天时大气边界层内温度探测的主要技术难点是低层大气中高浓度气溶胶引起的米散射信号及白天探测时强的太阳背景光的影响。由于接地边界层内的大气受到地表自然及其人类活动的影响,使该区域内污染颗粒物浓度较高,要实现这一区域内的温度探测,就必须剔除气溶胶引起的强米散射信号的干扰;另外,白天探测时的强太阳背景光引起的噪声信号会严重影响到系统的信噪比及其探测精度。这是大气边界层测温面临的两个最基本的也是最难解决的问题。

3.2.1 分光器设计

转动喇曼雷达系统的设计需要对米散射信号和太阳背景光具有极强的抑制能力。从理论分析和实际中的状况可知,获取的转动喇曼散射信号非常弱,为了收集更多的转动喇曼信号,需要选用较宽带的滤光器,才能达到测量必需的喇曼信号的强度。但选用的滤光器带宽的宽度增加,太阳背景光的强度影响就随之增加。

由于喇曼散射信号要比米—瑞利散射信号小 3-4 个数量级,为了保证温度探测精度,在喇曼信号的滤光器中就要保证对米散射及瑞利散射信号的滤除率达到 10^7 量级以上。

上述两个因素的影响,使得单纯用一块窄带滤光片构成的系统在实际中无法满足测量要求。因此,如在第二章中的理论分析所述,在喇曼分光滤光器方案中,采用一个高光谱分辨率光栅和一个边缘反射镜以及干涉滤光片相结合的分光器构成方案,以保证对米—瑞利散射信号及太阳背景光有足够高的滤除率。

设计光栅刻划线数为 2400gr/mm,光栅尺寸:25mm×25mm,谱分辨率为 6pm。图 3-1 是光栅的实物照片。

根据第二章图 2-10 的理论分析可知,计算得到的 N_2 和 O_2 分子的转动喇曼光谱的反

斯托克斯支在 353.9nm 波长上有最大负温度系数, 在 353.1nm 波长上有最大正温度系数, 因此, 两个干涉滤光片的中心波长理论上应设计得与其一致。为避免实际信号中两个喇曼散射信号的混叠, 实际系统中将干涉滤光片 IF_2 的中心波长设计在 352.5nm, IF_1 的中心波长仍设计在 353.9nm 处, 半宽度分别为 1.1nm 和 0.6nm。为了改善光谱滤光器的光学效率, 波长为 352.5nm 的滤光器的峰值透过率设计在入射角为 7° 之处, 这样, 从 IF_2 表面反射的转动喇曼信号就直接射向中心波长为 353.9nm 的 IF_1, 353.9nm 波长的转动喇曼信号就不会有能量损失, IF_1 的峰值透过率设计在入射角为 5° 之处。图 3-2 是干涉滤光片的实物照片, 两个干涉滤光片的透射率曲线如图 3-3。

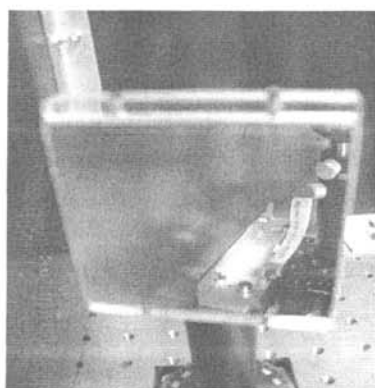


图 3-1 光栅

Fig.3-1 Picture of grating

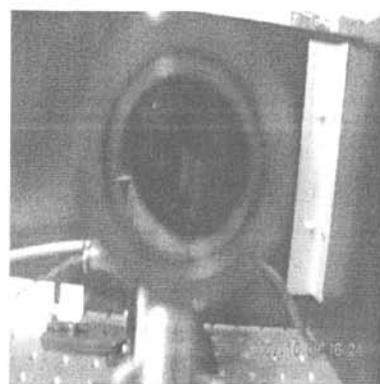
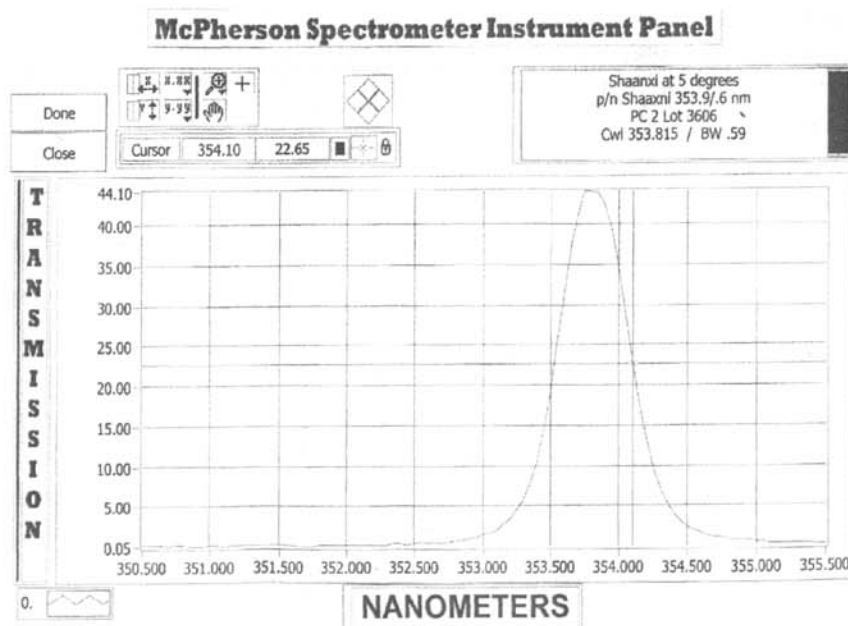
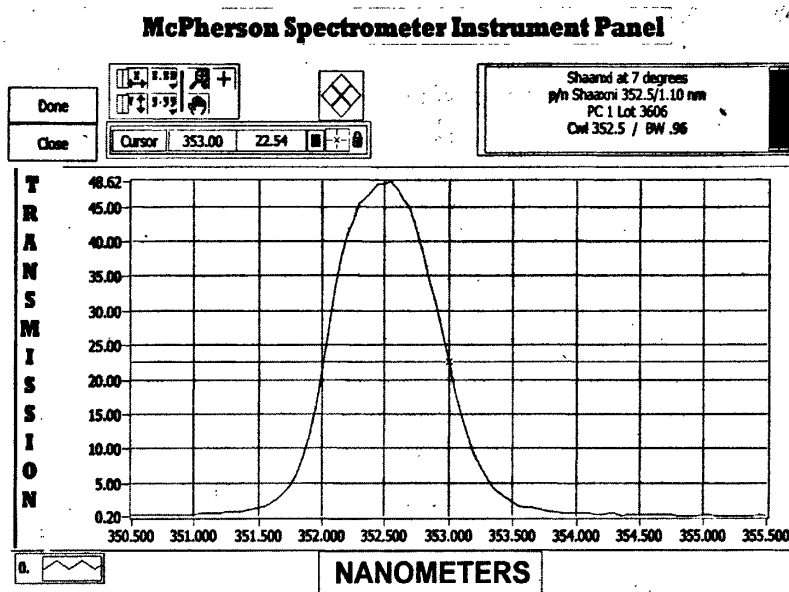


图 3-2 干涉滤光片

Fig.3-2 Picture of interference filter



(a) 中心波长: 353.9nm



(b) 中心波长: 352.5nm

图 3-3 干涉滤光片的透射率曲线

Fig.3-3 Curves of interference filters transmittance

3.2.2 实验系统构成

转动喇曼激光雷达实验系统构成^[62]示于图 3-4, 对大气边界层进行气温观测的雷达系统, 希望获得尽可能小的最小探测距离, 因此, 发射与接收系统的光路设计成同轴形式, 并选择距离分辨率小于 60m。考虑到相对于可见激光波长, 紫外域的短波长能够提高喇曼散射信号的强度并且其激光束具有对人眼安全的特性, 选用 Nd:YAG 脉冲激光器的三次谐波波长 354.7nm 作为发射波长, 大气回波信号用直径 250mm 的施密特-卡赛格林望远镜接收, 并耦合进入内径 0.1mm 的光纤, 这样可以将接收望远镜的视场有效控制到 0.1mrad, 以抑制太阳背景光。

光纤的输出光经透镜 L₁ 准直后射向高光谱分辨率光栅, 利用光栅的衍射效应, 使米散射信号与瑞利散射信号在空间被分离开, 其第一级衍射光经透镜 L₂ 聚焦后射向具有高反射率的边缘反射镜 Edge_mirror, 反射镜的边缘切割位置设置在正好使两个波长的转动喇曼散射信号反射, 而使米-瑞利散射信号透过, 如图 3-4 中的插图所示, 透过的部分由光电倍增管 PMT₃ 接收, 作为雷达的能量监测。波长为 353.9nm 和 352.5nm 的两个转动喇曼散射信号, 经反射镜反射, 透镜 L₃ 准直后, 射向干涉滤光片 IF₂, IF₂ 的中心波长设计为 352.5nm。因此, 352.5nm 的转动喇曼散射信号透过, 并由光电倍增管 PMT₂ 接收; 经 IF₂ 表面反射的 353.9nm 的转动喇曼散射信号透过中心波长为 353.9nm 的干涉滤光片 IF₁, 由光电倍增管 PMT₁ 接收。

转动喇曼雷达系统的详细参数在表 3-1 中列出。

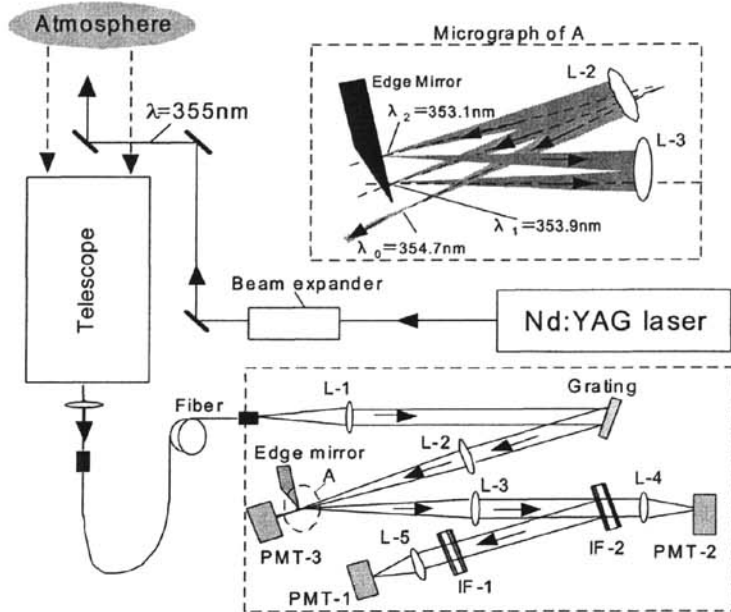


图 3-4 转动喇曼激光雷达实验系统

Fig.3-4 Schematic of the rotational Raman lidar experiment system

表 3-1 转动喇曼激光雷达系统参数

Table 3-1 Parameters of the rotational Raman lidar system

Laser: Continuum Inc. USA Model: 8020	
Wavelength (nm)	354.7
Energy per pulse (mJ)	250
Pulse repetition rate (Hz)	20
Telescope: Takahashi Japan	
Diameter (mm)	250
Field of view (mrad)	0.1
Grating: Daheng Inc. China	
Grooves (gr/mm)	2400
Efficiency (%)	60
Interference filter: BARR Inc. USA (CWL, FWHM, AOI)	
Filter-1	353.815, 0.6, 5
Filter-2	352.5, 1.1, 7
Detector: Hamamatsu Inc. Japan	
Photomultiplier tubes	R3896

3.3 实验数据处理与系统标定

转动喇曼激光雷达实验在日本东京的涉谷(35.67°N, 139.65°E)进行, 实验时间为 2005 年 2 月 21 日至 27 日。为了对雷达系统进行标定, 在雷达系统的位置处同时释放载有无线电探空仪的探空气球。激光器平均输出功率为 5W, 脉冲重复频率 20Hz。为了提高雷达信号的信噪比, 取雷达返回信号的 4800 个脉冲(约 4 分钟)作平均, 测量数据的间隔取 3m 高度, 数据平滑处理取 60m 长度, 光学系统的几何重叠系数最大值调整到 450m 处。

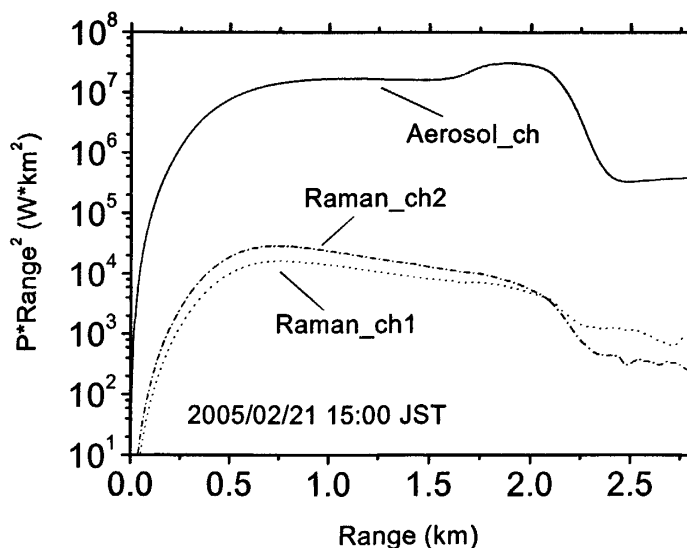
利用无线电探空仪标定雷达系统的常数, 在一个无线电探空仪测量过程中, 雷达每 4 分钟测量一组数据, 连续测量 3 组^[63]。

3.3.1 实验数据处理

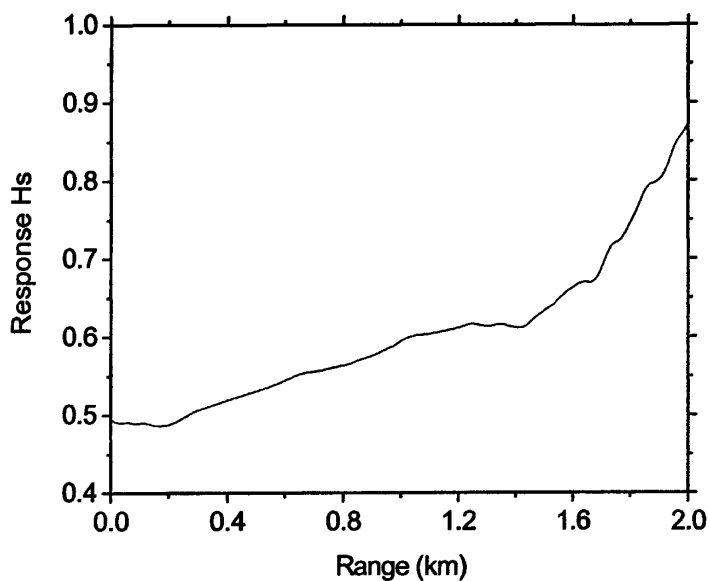
探测得到的大气温度值可以根据两个喇曼通道的测量数据之比反演得到, 设接收到的两个转动喇曼信号强度 P_1 和 P_2 之比 H_S 为:

$$H_S = \frac{P_1}{P_2} \quad (3.1)$$

H_S 又称为响应函数。选取具有代表性的几组实验数据, 图 3-5 是 2 月 21 日东京标准时间 15:00 测量得到的一组数据, 图 3-6 是 2 月 22 日 18:00 测量得到的一组数据, 图 3-7 是 2 月 23 日 11:30 测量得到的一组数据, 图中分别给出了转动喇曼激光雷达信号距离平方修正曲线 (a) 及系统响应函数 H_S 曲线 (b)。



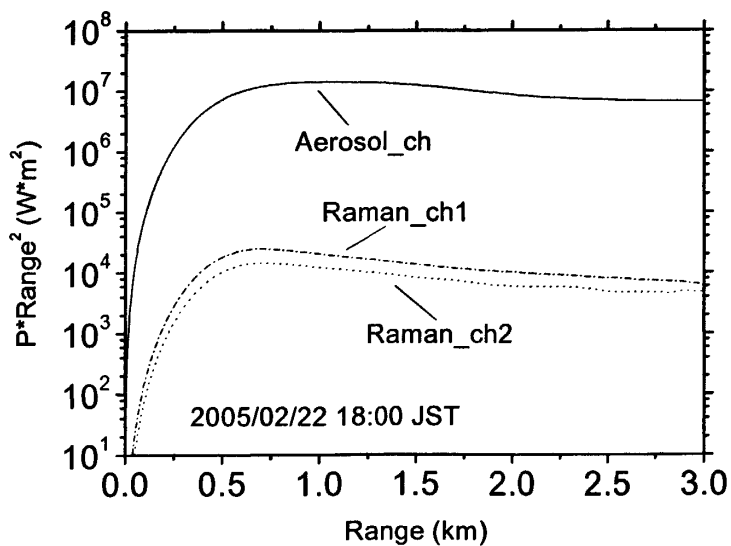
(a) 距离平方修正曲线



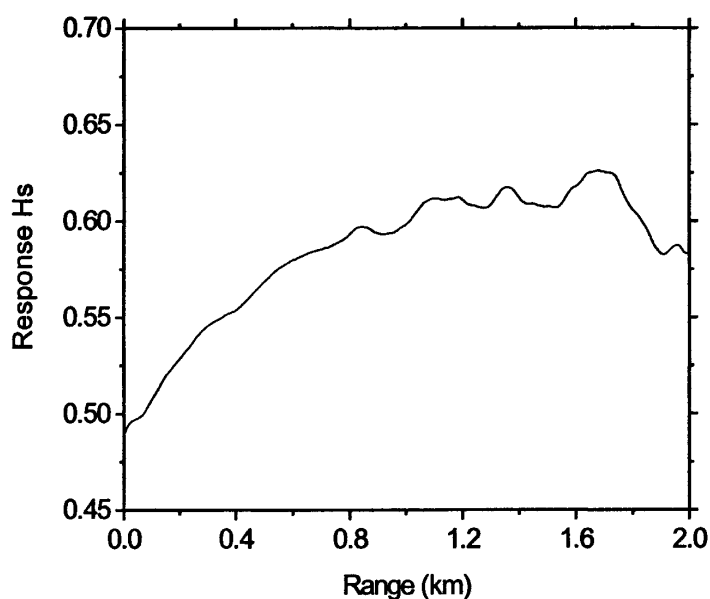
(b) 响应函数曲线

图 3-5 2 月 21 日测量数据

Fig.3-5 Range corrected data (a) and curves of response (b)
taken by lidar on 21 Feb. 2005



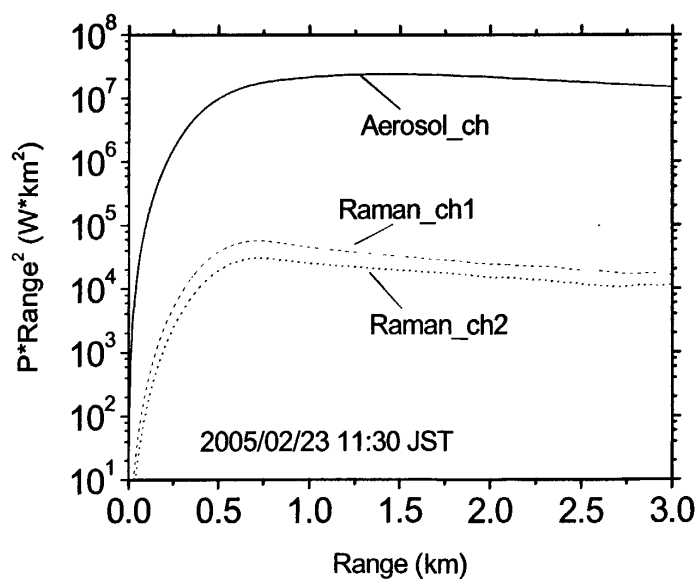
(a) 距离平方修正曲线



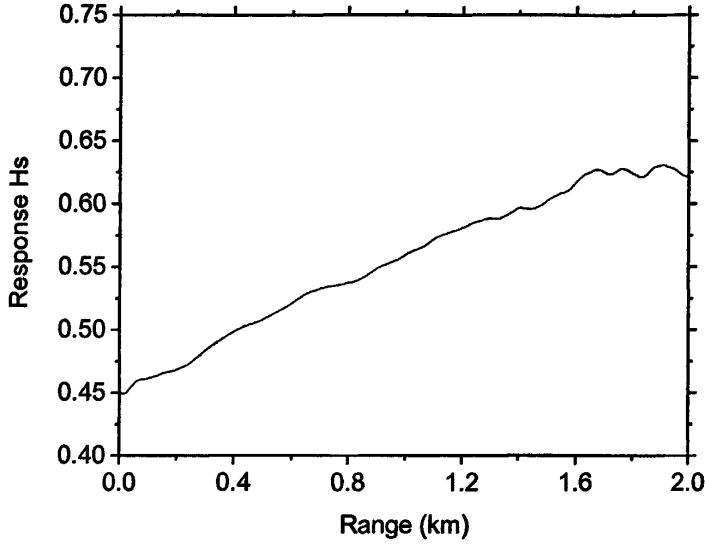
(b) 响应函数曲线

图 3-6 2 月 22 日测量数据

Fig.3-6 Range corrected data (a) and curves of response (b)
taken by lidar on 22 Feb. 2005



(a) 距离平方修正曲线



(b) 响应函数曲线

图 3-7 2 月 23 日测量数据

 Fig.3-7 Range corrected data (a) and curves of response (b)
taken by lidar on 23 Feb. 2005

3.3.2 系统标定方法

理论上, 转动喇曼法可以绝对探测到大气温度, 由转动喇曼雷达方程可以推导出转动量子数分别为 J_1 和 J_2 的 2 个喇曼通道信号强度之比, 即系统响应函数 $H_s(z, T)$ 为:

$$H_s(z, T) = \frac{P_{J_1}(z, T)}{P_{J_2}(z, T)} = A \cdot \exp\left[\frac{B}{T(z)}\right] \quad (3.2)$$

由此可以推导出温度 T 的表达式:

$$T(z) = -\frac{B}{\ln[H_s(z)/A]} \quad (3.3)$$

其中, A 、 B 参数可以通过系统标定得到。

但这个理论上的温度模型是在每个通道选取探测分子的一个转动量子数的谱线推导出的。而实际系统中, 为了增加探测的喇曼信号的强度, 在设计干涉滤光片时有意将带宽取得稍大些。这样, 在每个通道中实际探测到的转动喇曼信号就是多个转动量子数谱线强度之和, 即:

$$H_s(z, T) = \frac{\sum_j P_{J_j}(z, T)}{\sum_j P_{J_j}(z, T)} \quad (3.4)$$

因而,实际的温度模型就与理论上不符。根据 A. Behrendt 和 J. Reichardt^[57]的研究成果, H_s 与大气温度 T 的关系可用下列模型描述:

$$H_s = \exp\left[\left(\frac{A}{T^2} + \frac{B}{T} + C\right)\right] \quad (3.5)$$

由此可推导出温度 T 为:

$$T = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4 \cdot A \cdot (C - \ln H_s)}}{2 \cdot (C - \ln H_s)} \quad (3.6)$$

只要利用无线电探空仪标定出系统参数 A 、 B 和 C , 就可以求得大气温度。

在实际进行系统标定时,是采用一组与喇曼激光雷达测量同时间、同地点升空的探空气球进行的。探空气球搭载无线电探空仪,在气球不断升空的过程中,测量出不同高度处的温度值。选取 2 月 21 日 15:00 的无线电探空仪探测数据,测得的大气温度随高度分布曲线如图 3-8 所示。

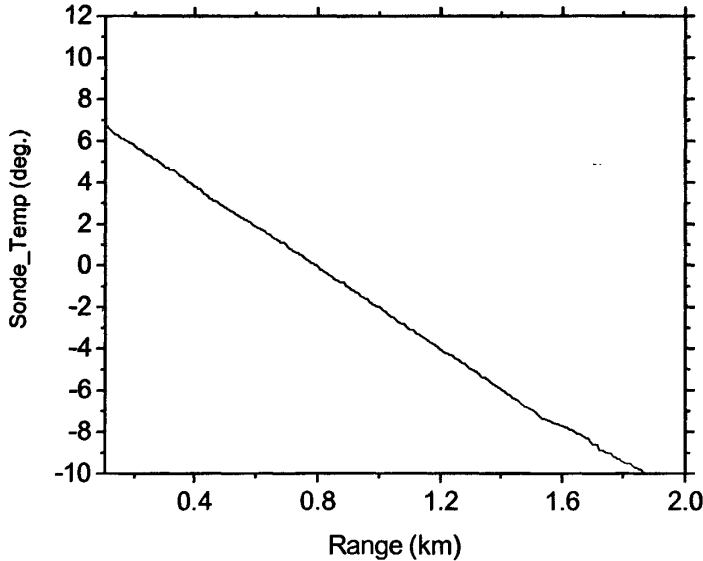


图 3-8 无线电探空仪探测得到的大气温度分布

Fig.3-8 Atmospheric temperature profile taken by radiosonde

计算同一时间喇曼雷达 2 个喇曼通道数据的比,得到响应函数 H_s 随高度的分布曲线如图 3-5(b)。先在 H_s 曲线数据较好的一段 (0.2km—1.3km), 取 10 个不同高度值, 得到对应高度点的 H_s 值, 再从 Sonde_Temp 曲线上获得对应高度处由探空仪测量得到的温度值。代入公式 (3.5), 有:

$$\ln H_{s1} = \frac{A}{T_1^2} + \frac{B}{T_1} + C$$

$$\ln H_{s2} = \frac{A}{T_2^2} + \frac{B}{T_2} + C$$

.....

$$\ln H_{s10} = \frac{A}{T_{10}^2} + \frac{B}{T} + C$$

利用最小二乘法作线性回归, 得到系数为: $A = -7.2598 \times 10^5$, $B = 6.8834 \times 10^3$, $C = -16.04636$ 。则:

$$H_s = \exp\left(\frac{-7.2598 \times 10^5}{T^2} + \frac{6.8834 \times 10^3}{T} - 16.04636\right) \quad (3.7)$$

图 3-9 示出了雷达系统测量得到的雷达响应函数 H_s 与温度的关系曲线 (measured curve), 以及由无线电探空仪数据拟合得到的 H_s 与温度的关系曲线 (fitted curve)。由图中可见, 拟合度很好。

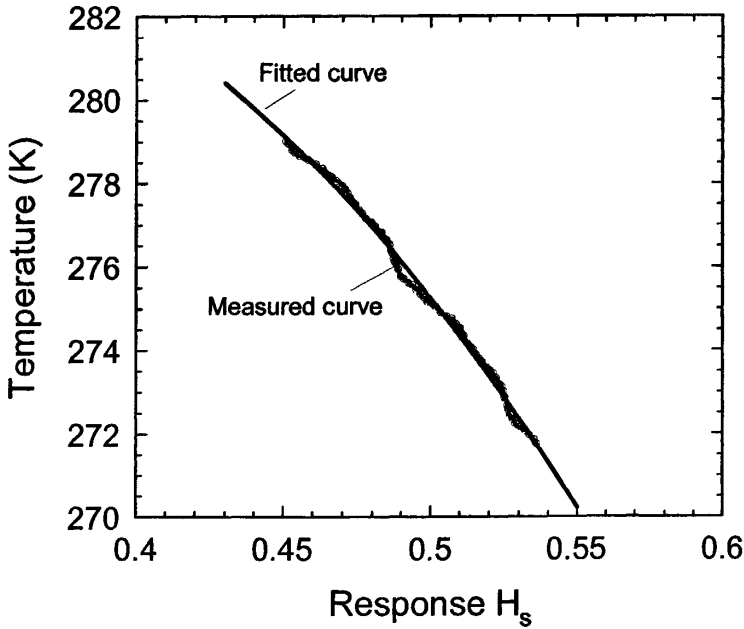
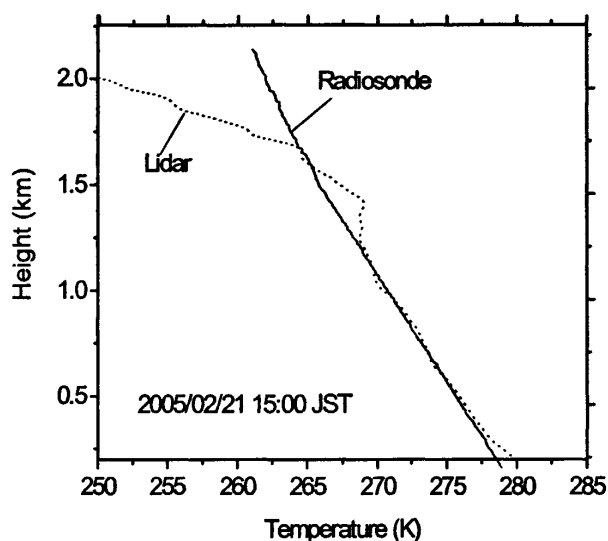


图 3-9 温度响应曲线

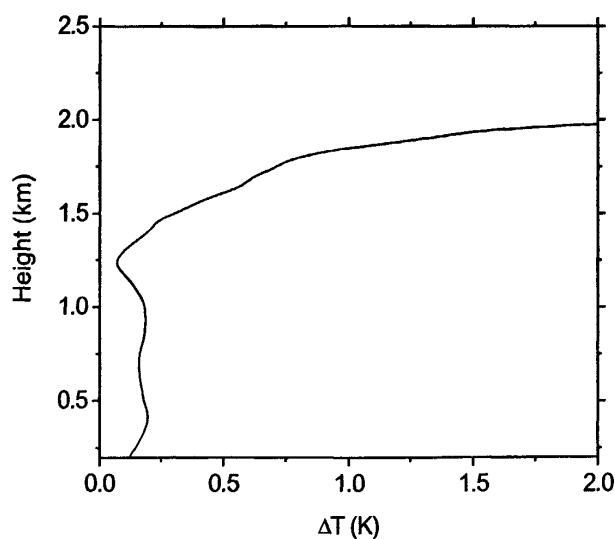
Fig.3-9 Curves of temperature response

3.3.3 实验结果分析

将仪器定标后得到的 A 、 B 、 C 三个常数代入公式 (3.6), 即可计算出温度随高度的分布。图 3-10 是 2 月 21 日 15:00 的温度探测曲线, (a) 图为大气温度随高度的分布, (b) 图为温度探测误差。从图中可见, 在 1.8km 高度范围内, 温度探测误差小于 1K。



(a) 大气温度随高度分布



(b) 温度探测误差

图 3-10 2 月 21 日温度探测结果

Fig.3-10 Temperature profiles taken by lidar and radiosonde on 21 Feb. 2005

图 3-11 是 2 月 22 日傍晚 18:00 利用雷达系统与无线电探空仪测得的温度分布曲线。将雷达测得的温度分布数据与无线电探空仪的数据进行比较,就可得到转动喇曼雷达的温度探测误差,误差曲线如图 3-11 的右图所示。从图中可见,在高度约 50m—2.5km 范围内,雷达的温度测量数据与无线电探空仪的测量数据十分吻合,当雷达测量时间为 4 分钟

时，在测量高度 2.3km 内，温度探测误差小于 1K。

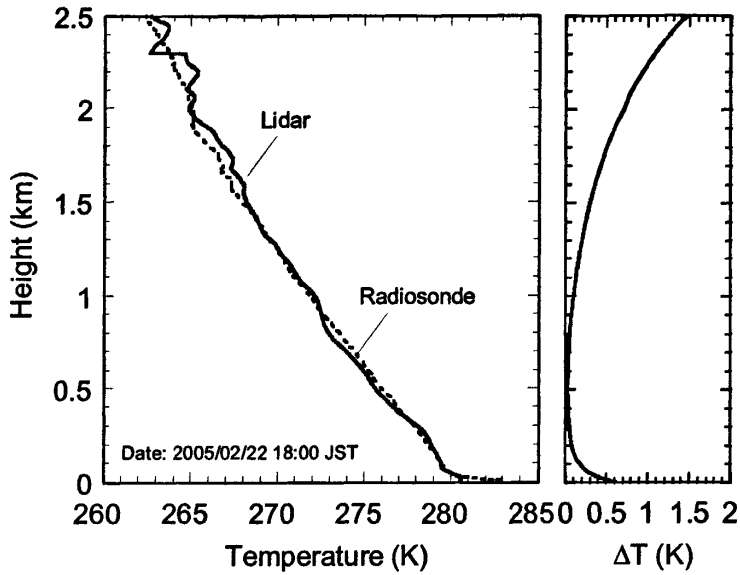


图 3-11 2 月 22 日温度探测结果

Fig.3-11 Temperature profiles taken by lidar and radiosonde on 22 Feb. 2005

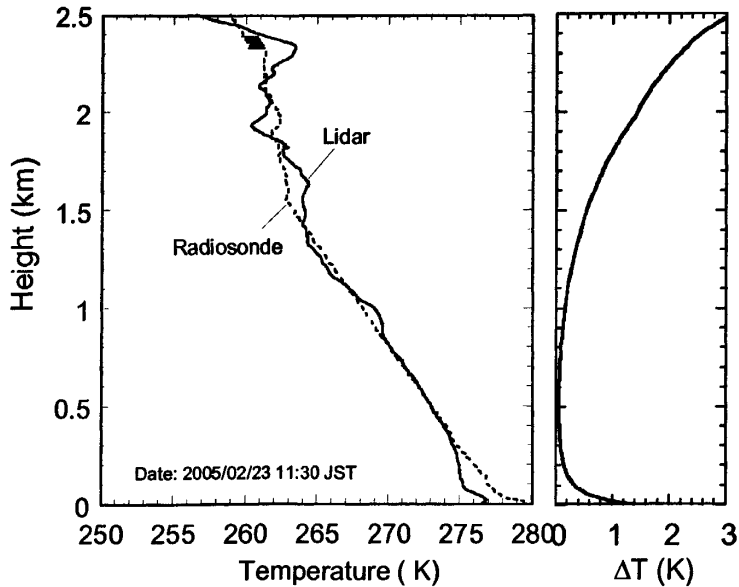


图 3-12 2 月 23 日温度探测结果

Fig.3-12 Temperature profiles taken by lidar and radiosonde on 23 Feb. 2005

图 3-12 是 2 月 23 日白天 11:30 雷达系统与无线电探空仪测量得到的温度分布曲线，右图为温度误差曲线，当时天气晴好，太阳的仰角约为 43.0° 。从图中可见，在测量高度

约 1.8km 内, 雷达的温度测量数据与无线电探空仪的数据吻合良好, 当雷达测量时间为 4 分钟时, 在 1.8km 高度范围内, 温度探测误差小于 1K。而大于 1.8km 高度时, 由于来自太阳背景光的影响, 雷达探测的温度误差大于 2K。并且, 在低于 150m 的较低高度处, 温度误差有所增加, 估计是由于气溶胶引起的米散射信号以及系统灵敏度的非线性所引起。

3.4 数据处理软件流程

分析处理程序包括根据光电检测部件 PMT_1 和 PMT_2 检测得到的喇曼散射信号, 按喇曼散射激光雷达方程求出探测得到的两个信号的强度以及两个信号的强度比, 结合系统温度探测的灵敏度及系统标定参数, 求得大气的温度数值。通过利用气温探测的灵敏度及检测得到的喇曼散射信号的信噪比, 求出系统的气温探测误差。

系统标定计算流程如图 3-13。

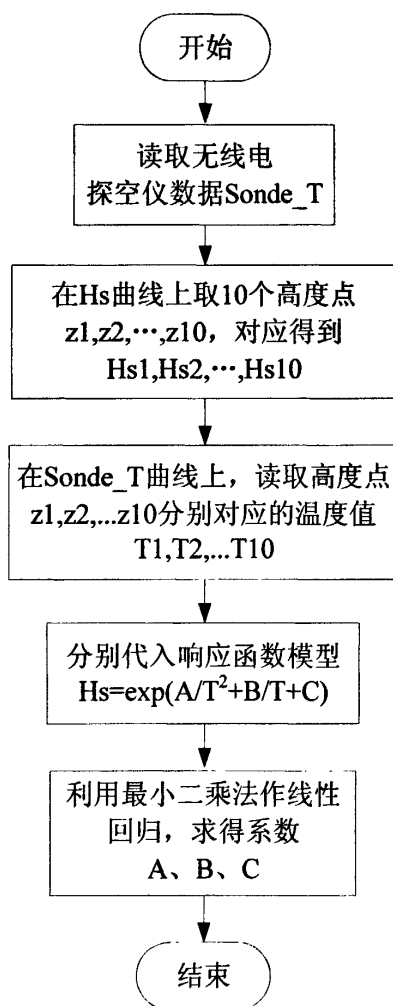


图 3-13 系统标定计算流程

Fig. Flowchart of the system calibrating algorithm

将实际雷达系统探测到的两个喇曼通道的数据按照图 3-14 的流程进行数据处理，就可以直接获得大气温度分布的测量结果，并得到温度探测误差。

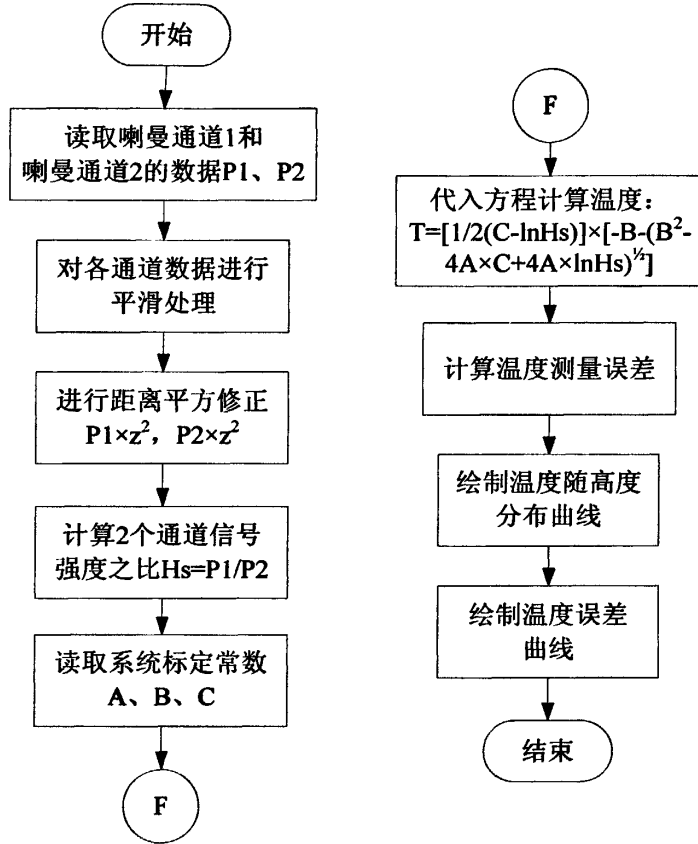


图 3-14 激光雷达数据处理流程

Fig.3-14 Flowchart of the data processing taken by lidar

3.5 本章小结

本章是在第二章提出的转动喇曼散射激光雷达大气温度探测方法的理论基础上所开展的实验系统研究，研究了喇曼雷达系统的标定方法，以及实验数据处理方法。实验结果表明，所提出的转动喇曼激光雷达系统方案完全可以实现边界层白天大气温度测量，在激光输出功率 250mJ，探测时间 4 分钟的情况下，温度探测误差小于 1K 时的系统探测高度白天可达 1.8km，夜晚可达 2.3km。这个实际测量结果与理论设计结果相吻合，证明了该探测方法的可行性，也同时证明了我们所研究的转动喇曼雷达测温系统理论计算方法的正确性。开展的理论研究工作为进一步实施实验研究乃至系统实用化打下了理论基础。

4. 西安城区大气气溶胶观测实验研究

4.1 引言

本章介绍论文研究工作的另一个重要部分:利用地基激光雷达对西安城区上空气溶胶的时空剖面及其输送特性开展实时探测技术的实验研究工作以及数据反演技术的研究。

4.1.1 研究背景

大气中的尘埃、烟雾、云团等气溶胶粒子对大气的辐射平衡、化学过程、气候变化乃至人们的日常生活都有着重要的影响。因此,对大气气溶胶粒子的光学特性的探测研究一直是大气科学、气象探测和环境保护的一项重要任务。

近年来,中国经济的飞速发展已受到全世界的关注。然而,这种快速的经济增长也伴随着社会体系的变革,高度的工业化和城市化造成许多气溶胶粒子和温室气体被排放到大气,带来了一系列的环境问题,对可持续发展有着严重的负面影响,同时对人们的日常生活和身体健康存在着严重的威胁。如何获取环境变化的第一手资料,准确地提供大气物性及其变化趋势,协助政府相关部门在确立发展规划时,能够有足够的信息资源,控制环境恶化的趋势,是当前环境测量领域的一项迫切任务。

激光雷达作为一种主动遥感探测工具,已广泛用于大气气溶胶辐射效应、大气环境等研究领域^[64-69]。其在探测高度、空间分辨率、时间上的连续监测和测量精度等方面具有的独到优势,是其它探测手段无法比拟的。利用激光雷达探测城区对流层气溶胶工作已在我国北京、合肥、苏州、西藏那曲等部分地区开展^[70-74],然而环境监测的数据信息还远远不够,对我国的大气环境状况的评估需要大量的气溶胶监测数据的支撑。西安位于中国的西部地区,其特殊的地理位置和气候条件及近年来高度的经济发展状况,造成大气中的气溶胶粒子含量较高,空气污染较为严重。对西安城区上空开展气溶胶时空分布探测及其输送特性研究,一直是气象、环保部门关注的研究课题。特别是起源于我国北方地区频繁发生的沙尘暴事件已引起国内国际的关注,沙尘暴已成为一个重要的地球环境问题。然而,到目前为止,西安城区的气溶胶观测以及沙尘暴的预警预测手段主要还是依靠地面探测仪如太阳光度计、粒子取样计等来完成的,这些仪器无法实现对气溶胶时空分布的剖面及其输送特性的实时探测,也难以实现长期观测。

受“陕西省自然科学基金”(项目编号:2006D07)、“陕西省教育厅自然科学基金”(项目编号:07JK336)的资助,利用西安理工大学的地基激光雷达首次对西安城市上空 24 小时气溶胶的时空变化趋势进行实测;利用米散射激光雷达实际探测沙尘气候,判断沙尘的相对浓度分布,为利用激光雷达技术进一步研究沙尘的发生及输送规律等奠定基础。

4.1.2 主要研究内容

本章将详细介绍利用米散射激光雷达探测西安城区大气气溶胶分布及其变化规律以及沙尘气溶胶探测所开展的实验研究工作,并提出了一种用于监测城区污染状况以及能

度测量的便携式小型米散射激光雷达系统设计方案。主要研究内容包括以下两个部分：

第一. 开展对人眼安全的 355nm 波长米散射激光雷达实验系统研究, 实现对西安城区上空的气溶胶以及沙尘的观测。通过对西安城区上空气溶胶实施的 24 小时连续观测, 反演出气溶胶消光系数, 从而得到气溶胶的时空变化特性。通过对气溶胶及其沙尘的观测实验研究, 探讨沙尘的观测与预警方法。

第二. 为了便于对城市及特定场合(如厂区, 大型公共场所)的大气环境污染颗粒物及卷云的物理及光学特性进行实时、三维的监测, 提出并研究一种能全方位扫描的便携式小型米散射激光雷达系统设计方案, 并通过数值仿真对方案可行性进行论证。

4.2 对人眼安全的米散射激光雷达实验系统

4.2.1 米散射激光雷达实验系统

米散射激光雷达实验系统构成示于图 4-1。系统采用 Nd:YAG 脉冲激光器作光源, 为了提高白天测量的能力并考虑到人眼安全, 选用其三次谐波波长 355nm 作为探测波长。激光束经准直扩束后垂直射入大气, 大气的后向散射光由视场角为 0.1mrad、直径为 250mm 的望远镜接收, 并耦合进入多模光纤。光纤输出信号经准直后入射到一块高分辨率光栅(光栅刻划密度为 2400 gr/mm, 谱分辨率为 6pm), 光栅衍射后的大气回波信号经过透镜聚焦, 在焦平面上形成光谱分布, 利用小孔光阑, 分离出主要的大气回波信号(米散射和瑞利散射), 同时剔除大部分太阳背景光及非弹性散射信号, 最后米散射和瑞利散射信号由光电倍增管(PMT)检测。这里, 光栅、透镜及光阑组成了一个带宽为 1nm 的分光系统, PMT 探测到的散射信号再送入计算机进行数据处理与参数反演。激光雷达系统参数示于表 4-1。

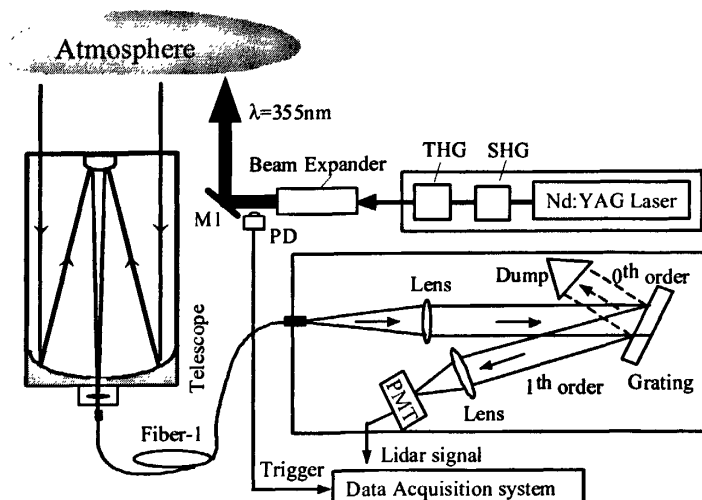


图 4-1 米散射激光雷达实验系统构成

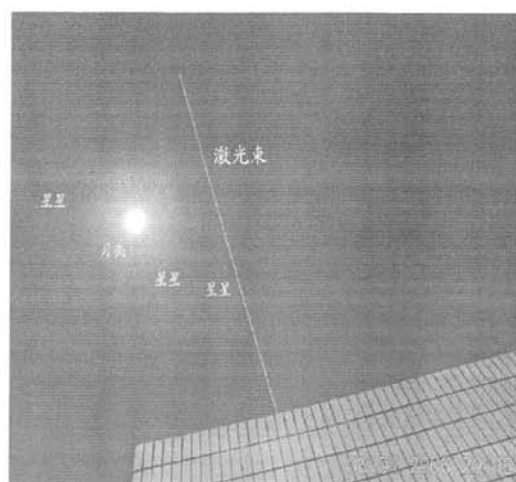
Fig.4-1 Schematic of the Mie scattering lidar experiment system

表 4-1 米散射激光雷达系统参数

Table 4-1 Specification of the Mie lidar system

Laser: Nd:YAG Laser	
Wavelength	355 nm
Pulse energy	30 mJ
Pulse repetition rate	20 Hz
Telescope:	
Efficient aperture	250 mm
Field of view	0.1 mrad
Optics:	
Fiber core diameter	100 μm
Grating:	
Grooves	2400gr/mm
Efficiency	60%
Detector:	
Photomultiplier tubes	Hamamatsu R3896
Quantum efficiency	23% at 355 nm

实验调试现场照片示于图 4-2 中, 实验室地点位于西安理工大学教六楼 13 层楼顶。由于 355nm 波长激光为不可见光, 考虑到拍摄效果, 用 532nm 波长激光的实验现场进行了拍照。



(a) 外场景观



(b) 实验现场



(c) 实验装置

图 4-2 实验现场照片

Fig.4-2 Pictures of the experiment scene

4.2.2 气溶胶消光系数的反演算法

激光雷达接收的高度 z 处的大气后向散射回波信号能量 $P(z)$ 由激光雷达方程决定:

$$P(z) = P_0 C \cdot z^{-2} \beta(z) \exp\left[-2 \int_0^z \alpha(z') dz'\right] \quad (4.1)$$

式中 P_0 为激光发射的功率, C 为激光雷达系统常数, z 为探测距离, $\beta(z)$ 和 $\alpha(z)$ 分别为高度 z 处大气总的后向散射系数和消光系数。

在利用激光雷达信号反演大气消光系数的算法中,比较常用的有 Klett 法^[13]和 Fernald 法^[14],对一般的大气环境,常采用 Klett 法反演大气消光系数。Klett 法中假设气溶胶后向散射系数 β 和消光系数 α 之间存在如下的指数关系:

$$\beta = B \cdot \alpha^k \quad (4.2)$$

其中, B 和 k 与激光雷达波长以及气溶胶粒子的性质和尺度谱分布有关, k 的取值在 0.67—1.3 之间,在此取 $k=1$,并令 $S=1/B$,则有 $\alpha/\beta=S$, S 称为激光雷达比,这里假设 $S=40 \text{ sr}^{[11]}$ 。

设激光雷达回波信号的距离平方修正函数为:

$$D(z) = P(z) \cdot z^2 \quad (4.3)$$

如果事先已知某一边界值高度 z_c 处大气总的消光系数 $\alpha(z_c)$ 或后向散射系数 $\beta(z_c)$, 则 z_c 处以下各高度上的气溶胶粒子消光系数 $\alpha_a(z)$ 或后向散射系数 $\beta_a(z)$ 分别为:

$$\alpha_a(z) = \frac{D(z)}{\frac{D(z_c)}{\alpha(z_c)} + 2 \int_{z_c}^z D(z') dz'} - \alpha_m(z) \quad (4.4)$$

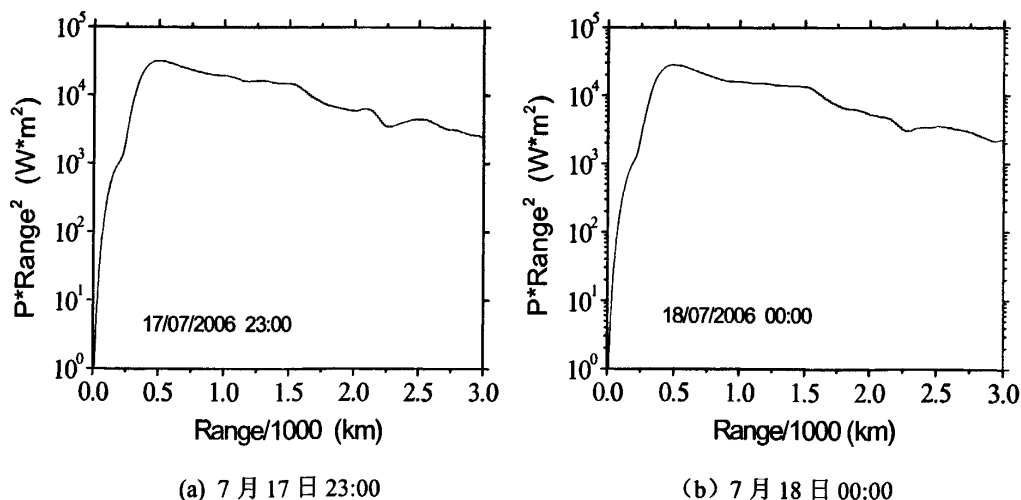
$$\beta_a(z) = \frac{D(z)}{\frac{D(z_c)}{\beta(z_c)} + 2S \int_{z_c}^z D(z') dz'} - \beta_m(z) \quad (4.5)$$

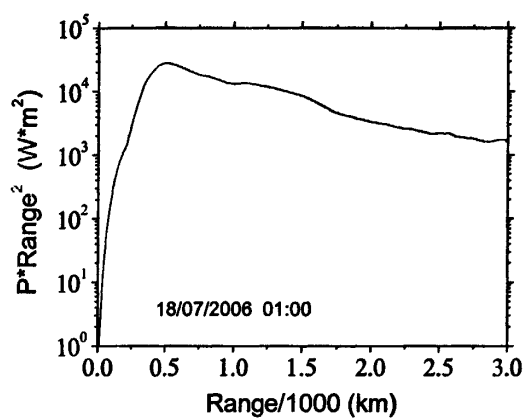
式中 $\alpha_m(z)$ 和 $\beta_m(z)$ 分别为大气分子消光系数和后向散射系数。

上两式中, 高度 z 处的大气分子的消光系数 $\alpha_m(z)$ 或后向散射系数 $\beta_m(z)$ 可以通过美国标准大气模型获得。如果测量高度较高, 可以选取一段近乎不含气溶胶粒子的清洁大气层, 在这段高度范围内, 对激光雷达距离校正对数回波信号进行最小二乘拟合^[75-77], 根据Collis的斜率法^[12]可知, 该回归曲线斜率的一半即为大气分子消光系数, 得到大气分子的消光系数高度分布模型 $\alpha_m(z)$ 。这种取值方法更加切合当时的大气状况, 取其中某一高度作为边界值高度 z_c , 此时边界值 $\alpha(z_c)$ 或 $\beta(z_c)$ 中就只含有大气分子的成分。如果测量高度不够高, 可以选取一段较为均匀的大气层, 对该高度范围内激光雷达距离校正对数回波信号进行最小二乘拟合, 回归曲线斜率的一半即为高度 z_c 处的边界值 $\alpha(z_c)$ 。本文在高度 $z_c=4$ km处进行了迭代计算, 获得了气溶胶消光系数的测量结果^[78]。

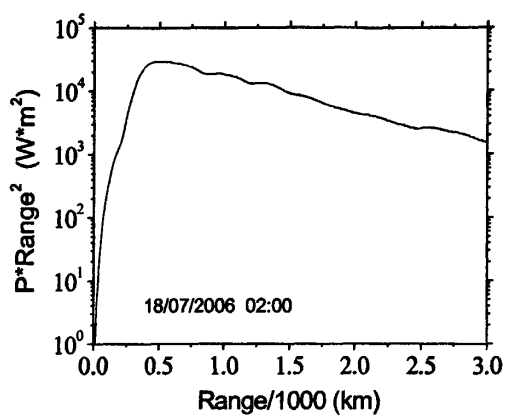
4.2.3 城区上空气溶胶观测

2006年7月18日对西安城区上空气溶胶实施了24小时连续观测, 当日天气较为晴朗, 实验地点位于西安市东郊——西安理工大学校园内。观测实验从2006年7月17日23:00开始, 7月18日22:00止, 每隔一小时采集一组激光雷达大气回波数据。将采集的激光雷达信号能量数据进行距离平方修正计算, 24小时测量数据全部用经距离平方修正后随高度分布的曲线表示, 示于图4-3。

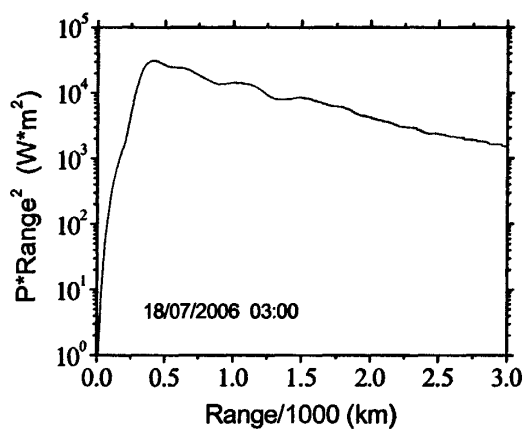




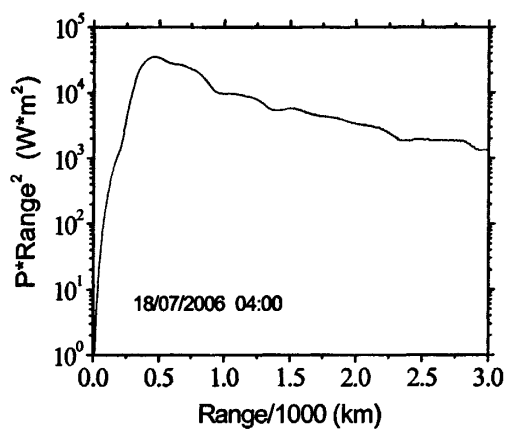
(c) 7月18日 01:00



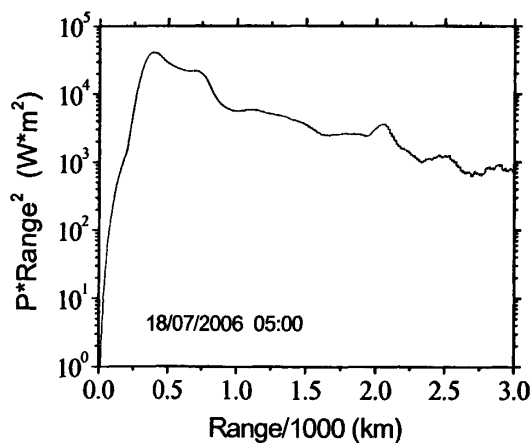
(d) 7月18日 02:00



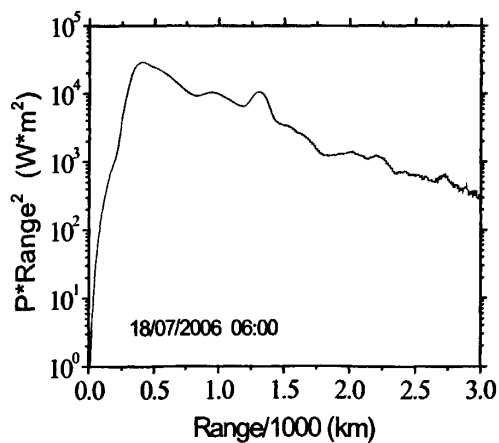
(e) 7月18日 03:00



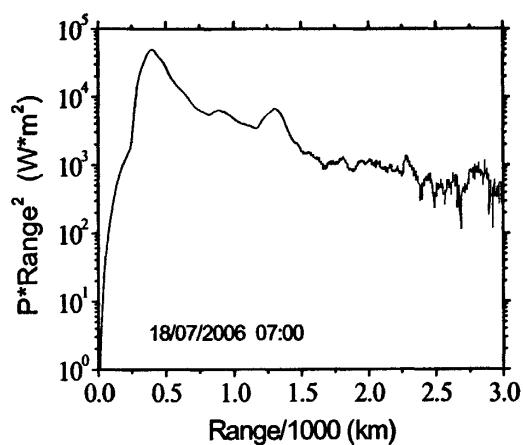
(f) 7月18日 04:00



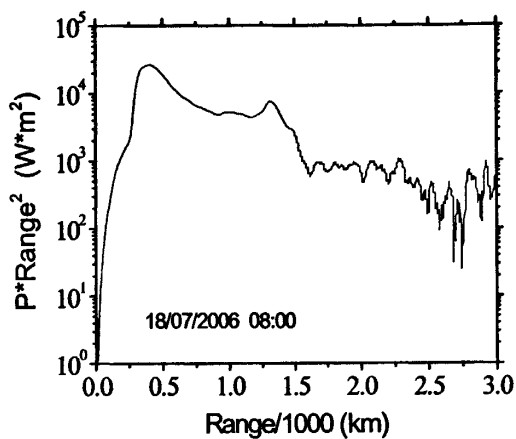
(g) 7月18日 05:00



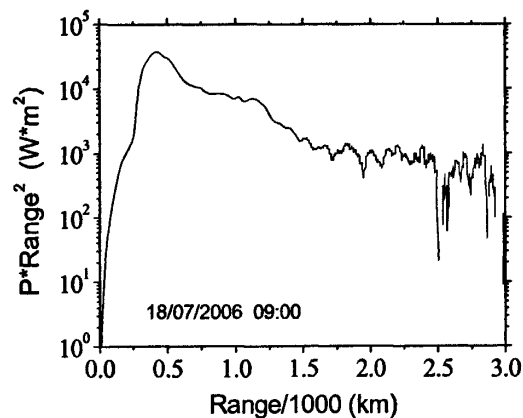
(h) 7月18日 06:00



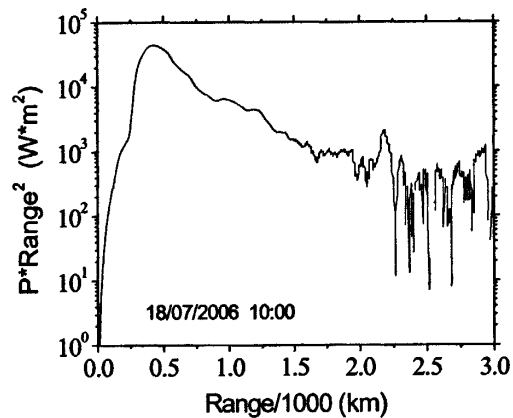
(i) 7月18日 07:00



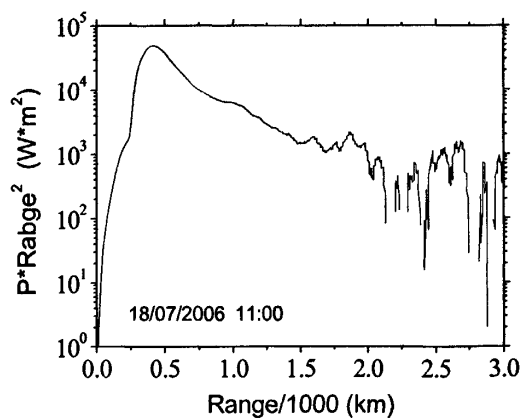
(j) 7月18日 08:00



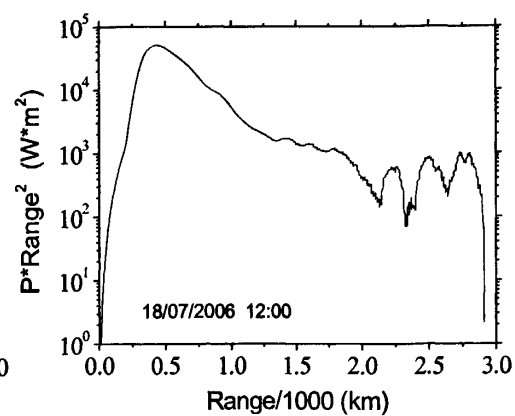
(k) 7月18日 09:00



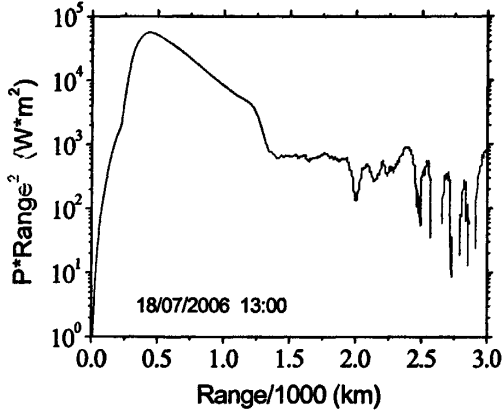
(l) 7月18日 10:00



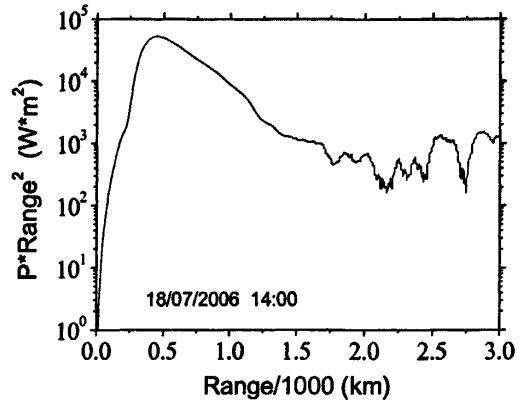
(m) 7月18日 11:00



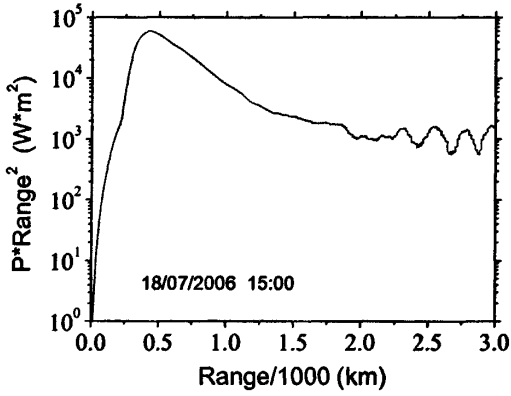
(n) 7月18日 12:00



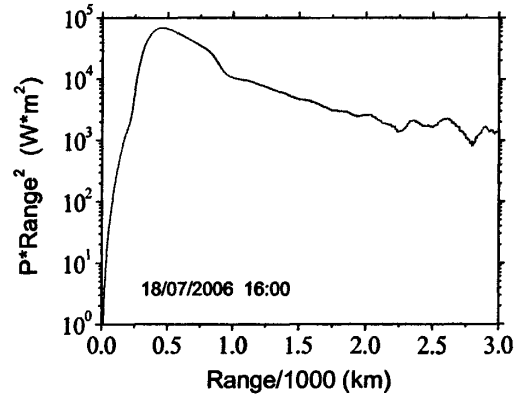
(o) 7月18日 13:00



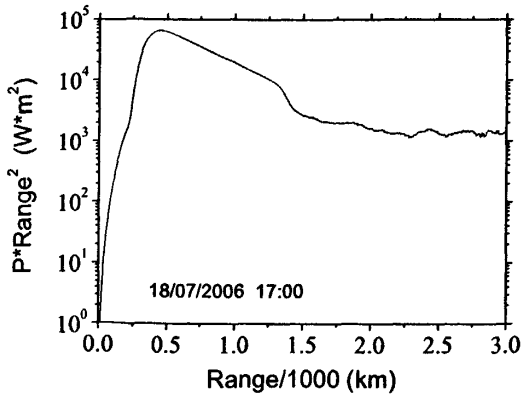
(p) 7月18日 14:00



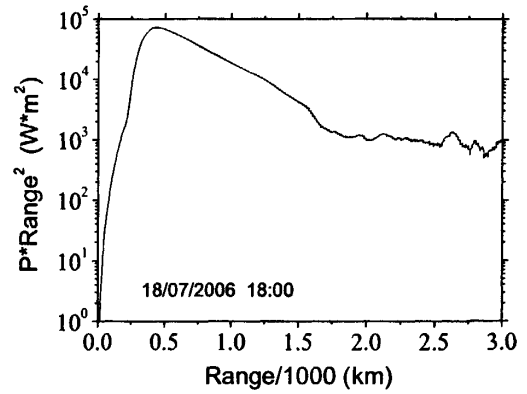
(q) 7月18日 15:00



(r) 7月18日 16:00



(s) 7月18日 17:00



(t) 7月18日 18:00

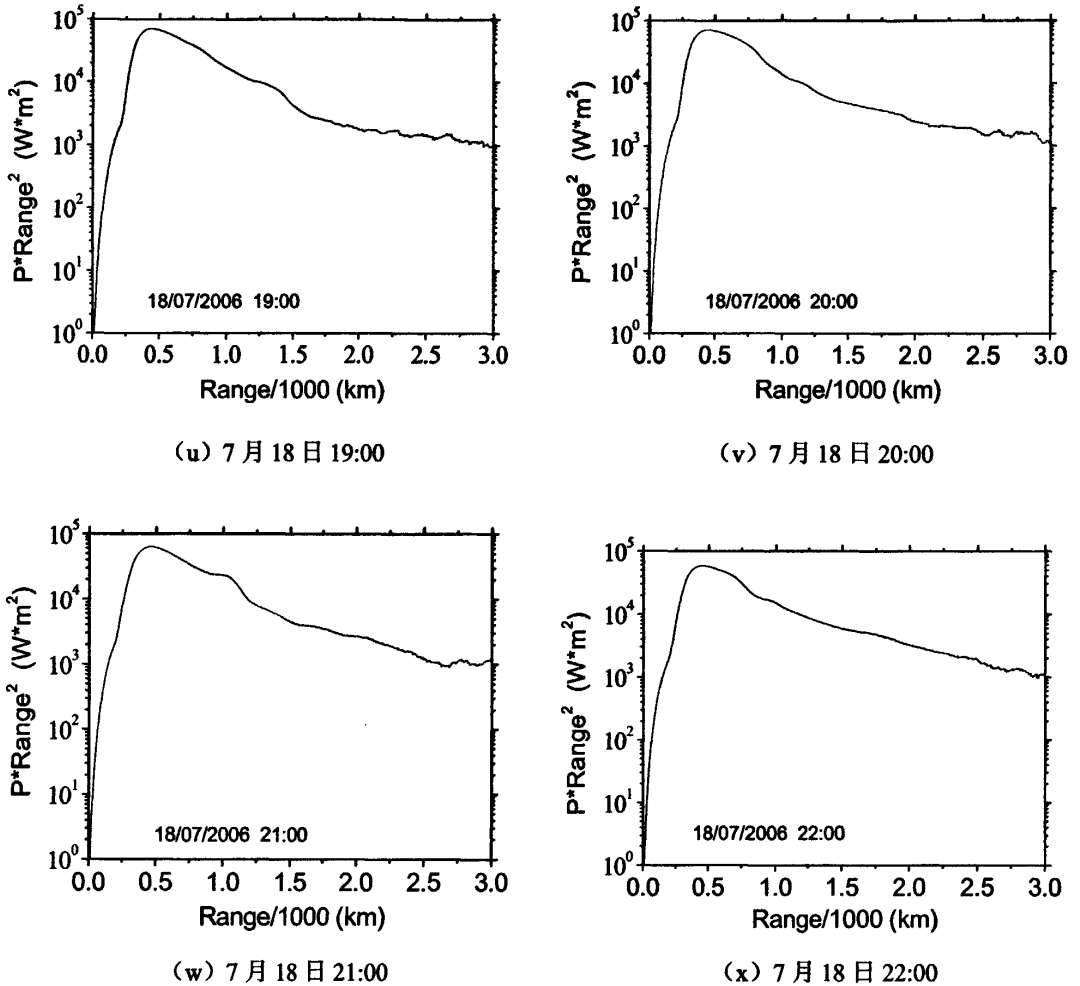


图 4-3 24 小时观测数据

Fig.4-3 Range corrected lidar signal for 24h continual monitoring

本文选择了 18 日凌晨 1 点、上午 10 点、下午 5 点以及晚上 9 点四组数据，并用上述的 Klett 法分别计算了气溶胶消光系数的高度分布如图 4-4 所示，此处对近距离的大气后向散射光未进行几何重叠系数修正。

从图 4-4 中可见，凌晨 1 点时，最大消光系数（单位： km^{-1} ）为 0.47，大气中气溶胶粒子含量较低；上午 10 点时，由于人类活动的影响，最大消光系数增加到 0.83；到了下午 5 点，积累了一天的气溶胶粒子无法散去，因而最大消光系数达到 0.92；而到了晚上 9 点，随着地表辐射的降低和人们活动的减少，气溶胶粒子已开始沉降，粒子浓度逐渐降低，最大消光系数又减到 0.69。这 4 条曲线可以明显观察到西安城区上空大气气溶胶粒子浓度的变化规律：下午气溶胶浓度最大，到了晚上 9 点以后气溶胶浓度明显降低，凌晨最小，

并且可以看到气溶胶粒子主要集中在离地面高度 1.2km 以下。

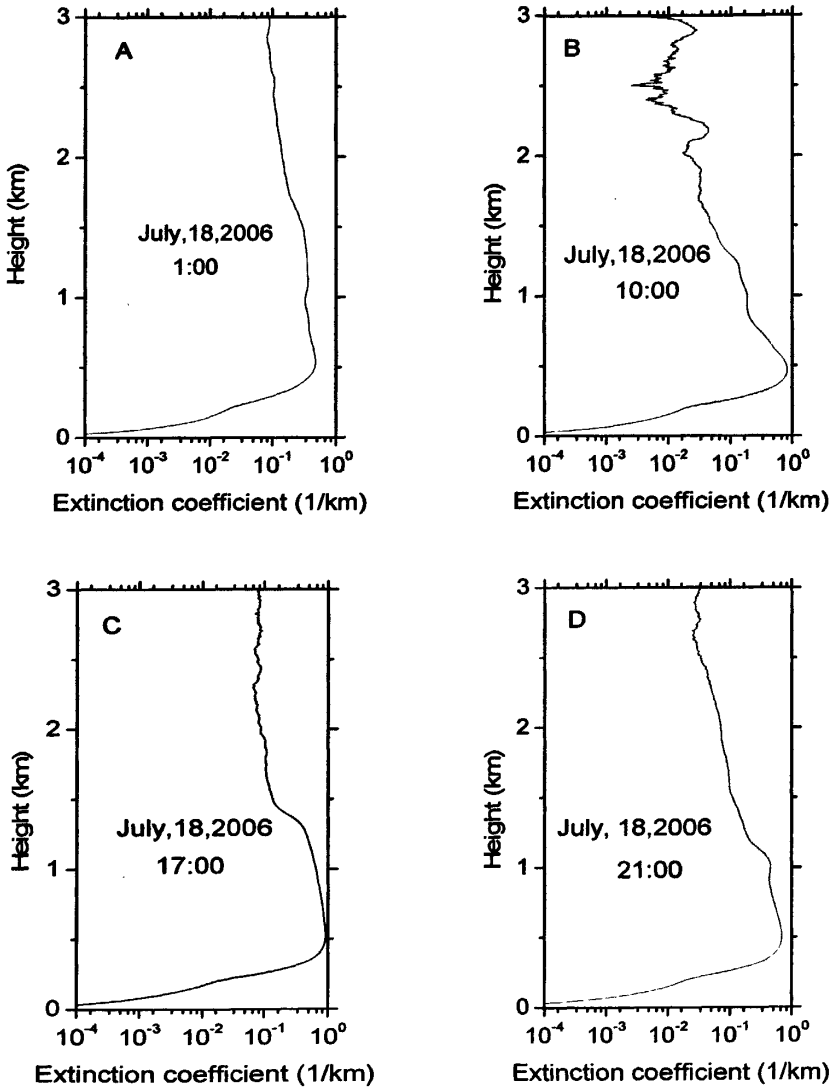


图 4-4 米散射激光雷达探测到的不同时刻大气气溶胶消光系数高度分布（探测日期：

2006.07.18。A 图为凌晨 1 点，B 图为上午 10 点，C 图为下午 5 点，D 图为晚上 9 点）

Fig.4-4 A, B, C and D are the profiles of aerosol extinction coefficient taken by lidar on July,18,2006,

1:00, 10:00,17:00 and 21:00 LST, respectively.

将 24 小时观测数据经可视化图像处理,可获得西安城区上空 24 小时大气气溶胶相对密度时空分布图,即 THI 图 (Time-Height-Intensity) 如图 4-5 所示。该图可以直观地看到一天之内西安城区上空气溶胶浓度的时空变化,从日出开始到下午,由于地表蒸腾以及人类的生产生活等产生的影响,气溶胶浓度在 200m—1km 高度范围内逐渐增强,到了黄昏,

由于对流逐渐减弱,气溶胶浓度达到最大。进入夜晚,随着地表辐射的迅速降低,以及人类活动的逐渐减少,气溶胶浓度逐渐下降,到凌晨达到最小。从图中还可看到,尽管凌晨0:00—6:00气溶胶浓度相对较低,但由于剩余层的存在,高度仍能达到2km左右。

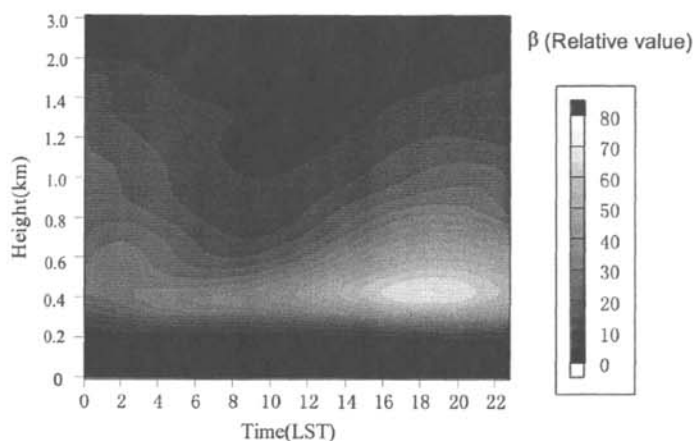


图 4-5 大气气溶胶质量相对密度的时空分布(探测日期:2006.07.18.24 小时连续观测)

Fig.4-5 The temporal and spatial distribution of atmospheric aerosols of 24 hours taken by continuous observation with lidar at Xi'an city, on July, 18, 2006.

4.2.4 沙尘观测

a. 沙尘观测方法

沙尘(暴)是我国北方,特别是西北地区春季较为常见的一种灾害性天气现象,按能见度的大小,沙尘天气可以分为浮尘、扬沙、沙尘暴和强沙尘暴四类^[79-80]。浮尘是指尘土、细沙均匀地浮游在空中,使水平能见度小于10km的天气现象;扬沙是指风将地面沙尘吹起,使空气相当浑浊,水平能见度在1—10km的天气现象;沙尘暴是指强风将地面大量尘沙吹起,使空气很浑浊,水平能见度小于1km的天气现象;强沙尘暴是指大风将地面尘沙吹起,使空气很浑浊,水平能见度小于500m的天气现象^[81]。

对沙尘气溶胶,目前主要的探测手段有:太阳光度计,天空辐射计,携带光学粒子计数器的气球,粒子取样器,沙尘粒子流量及粒度仪,能见度仪,观测塔,激光雷达,卫星遥感探测等。而目前的沙尘观测,绝大多数还是通过单纯的平面观测,即采集沉降到地面附近的沙尘气溶胶而获得,这种观测手段无法实现长期的实时观测,也无法获得气溶胶的时空分布。太阳光度计的测量主要采用人工操作,每隔一段时间手动取一次样。

激光雷达在大气气溶胶的探测高度、空间分辨率、时间上的连续监测和测量精度等方面具有独到的优势,是其它探测手段无法比拟的。

利用激光雷达探测沙尘气溶胶,主要的技术手段有:米散射激光雷达,偏振激光雷达和高光谱分辨率激光雷达^[82-94],我们目前开展的沙尘暴观测研究采用米散射激光雷达系统。

b. 沙尘气溶胶的激光雷达探测实验

2007年3月,受强冷空气影响,内蒙古、北京、天津、新疆、辽宁等省份29日—31日出现大风沙尘天气。据报道,自30日起,内蒙古中西部地区自西向东出现大风沙尘天气,部分地区出现沙尘暴天气。较强的西北风裹挟着沙尘途经北京,使北京在31日遭受了今年春天第一次外来沙尘影响。自29日起,新疆南部地区开始出现大范围大风扬沙天气,直至31日,喀什、吐鲁番等地仍被浮尘笼罩。31日上午7时开始,辽宁出现入春以来最强沙尘天气,沈阳市整个天空呈昏黄色,沈阳中心气象台已发布沙尘暴黄色预警。

由于受到西北地区沙尘天气影响,3月30日西安的天气已出现阴天,有风,轻微扬尘,到了3月31日凌晨,西安天气出现昏暗,能见度较低,呈现明显的扬沙天气。我们抓住这一典型气候现象,对沙尘气溶胶进行了观测。实验采用米散射激光雷达系统进行,系统参数及系统构成同表4-1及图4-1。测试时间从3月31日早晨8:00开始,到下午6:00,每隔3小时采集一组数据,共测了4组数据,测量数据用距离平方修正曲线示于图4-6。

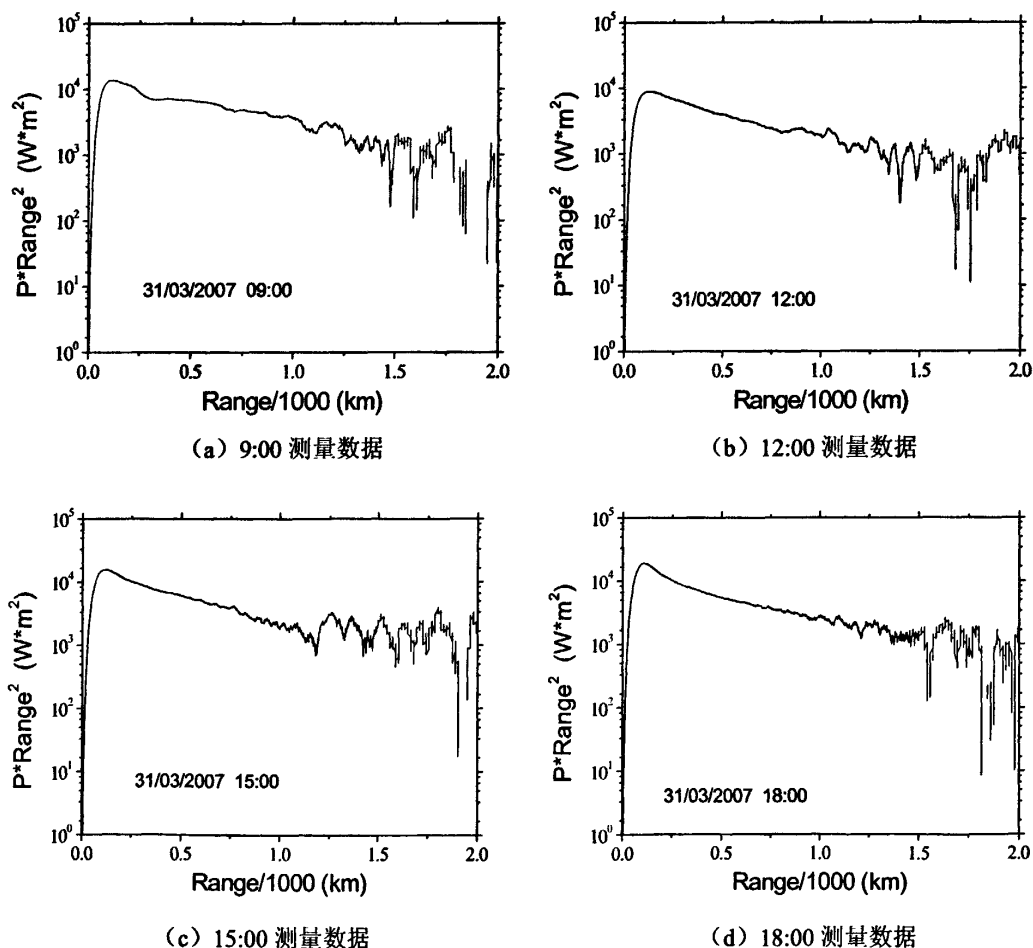


图4-6 3月31日气溶胶观测数据

Fig.4-6 Range corrected aerosol lidar signal on Mar. 31, 2007

反演得到消光系数曲线示于图 4-7。

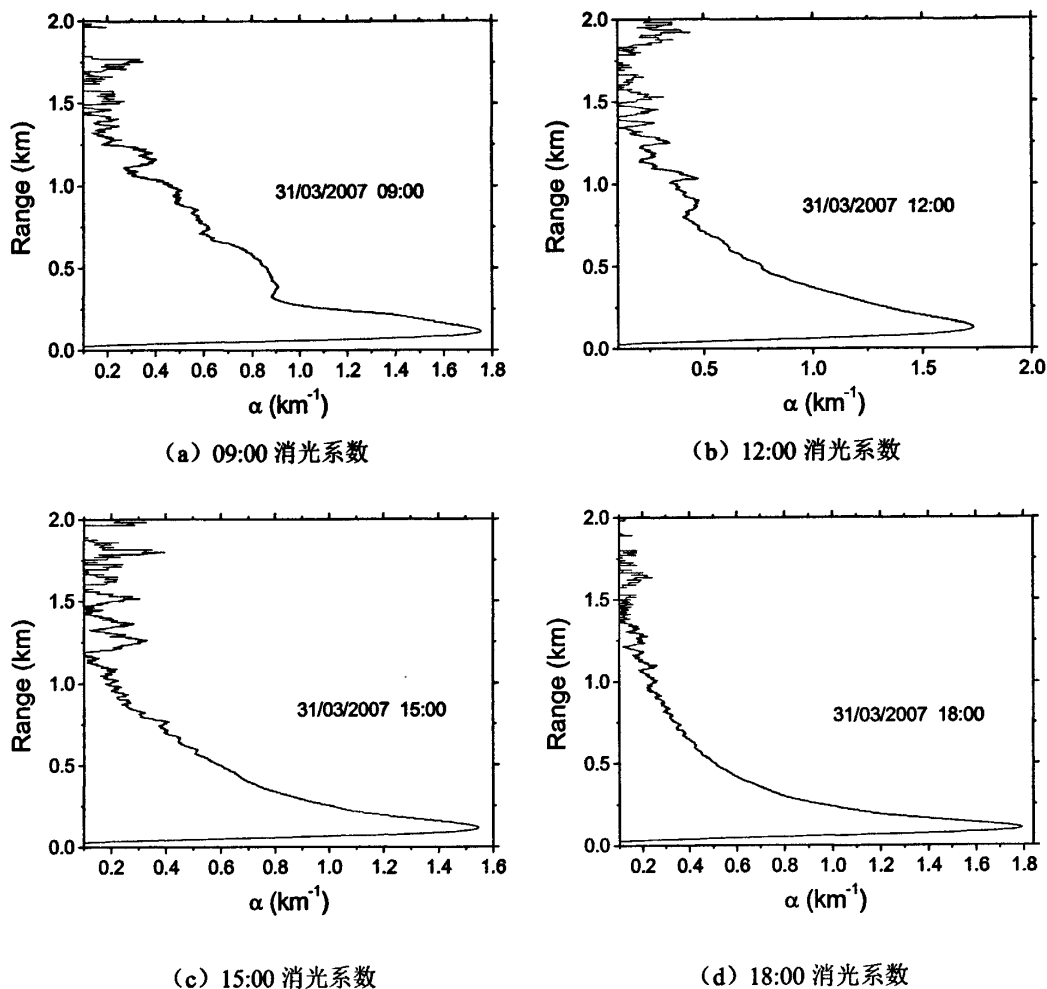


图 4-7 3 月 31 日消光系数曲线

Fig.4-7 Extinction coefficient on Mar. 31, 2007

从图中可以看到, 9:00 消光系数最大值为 1.75, 12:00 消光系数最大值为 1.73, 15:00 消光系数最大值为 1.54, 18:00 消光系数最大值为 1.79。这个测量结果与 2006 年 7 月 18 日的晴天观测结果相比较, 消光系数明显要大得多。

大气能见度与消光系数的关系可以近似用下列实验公式表示:

$$V = \frac{3.91}{\alpha} \cdot \left(\frac{550}{\lambda} \right)^a \quad (4.6)$$

其中, $V[\text{km}]$ 为大气能见度, $\alpha[\text{km}^{-1}]$ 是波长为 $\lambda[\text{nm}]$ 的消光系数, 指数 a 为波长修正系数。取 $a=1.3$, $\alpha=1.75\text{km}^{-1}$, $\lambda=355\text{nm}$, 代入上式, 计算得到大气能见度 $V=3.95\text{km}$ 。从计算结果可以看出, 当日能见度较低。

第二天凌晨（即 4 月 1 日）下了场小雨，沙尘过去，天气转晴，能见度明显变好。我们继续进行了一天的观测，测量结果用距离平方修正曲线表示，示于图 4-8。

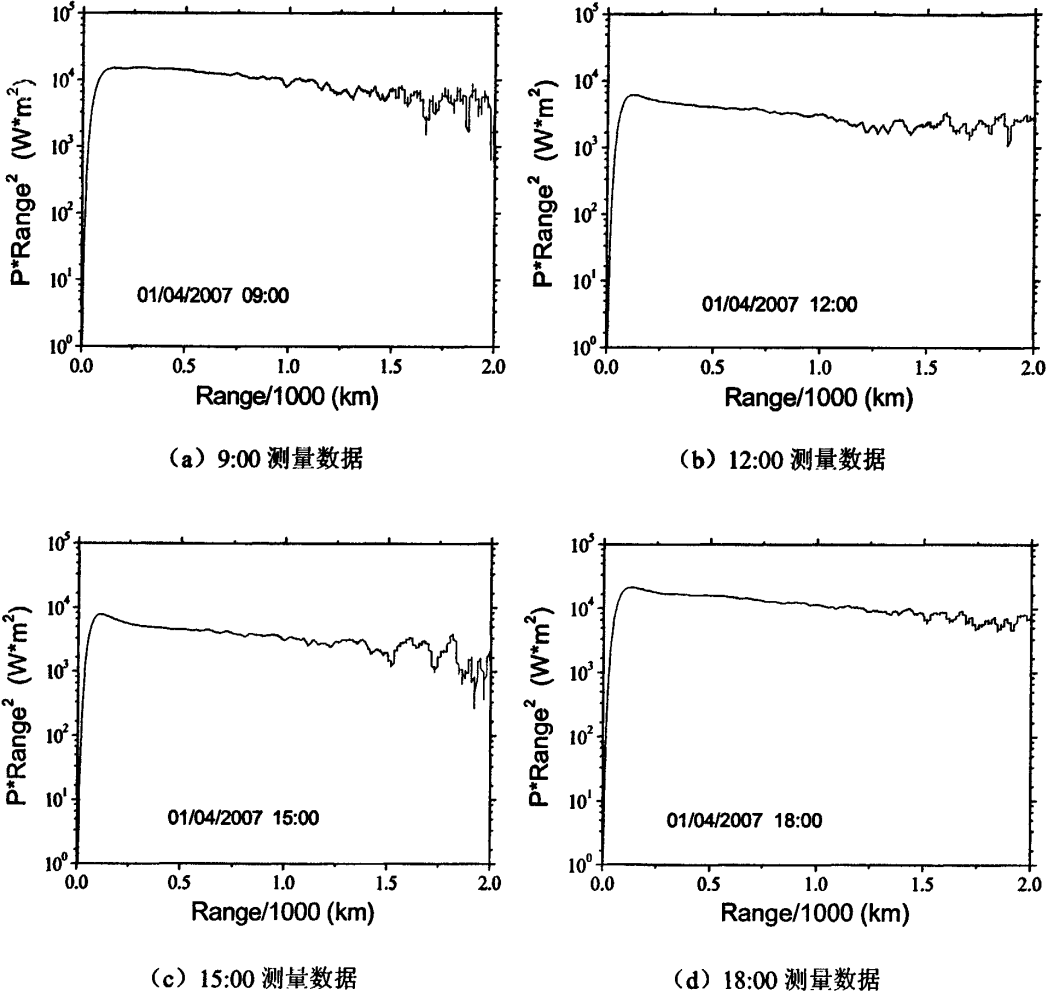


图 4-8 4 月 1 日气溶胶观测数据

Fig.4-8 Range corrected aerosol lidar signal on April 1, 2007

计算的消光系数曲线示于图 4-9。从图中可见，9:00 时消光系数的最大值为 0.56，12:00 时最大值为 0.60，15:00 时最大值为 0.68，18:00 时最大值为 0.58。这一测量结果与前一天相比气溶胶消光系数明显减小。

对比 2006 年 7 月 18 日、2007 年 3 月 31 日以及 4 月 1 日这三天利用米散射激光雷达对大气气溶胶消光系数的探测结果，可以明显看出 3 月 31 日探测得到的气溶胶消光系数超出晴天观测数值，根据这天新闻报道，也能确认有扬沙气候发生，因而能够根据气溶胶消光系数的急剧增大来判断沙尘气候。

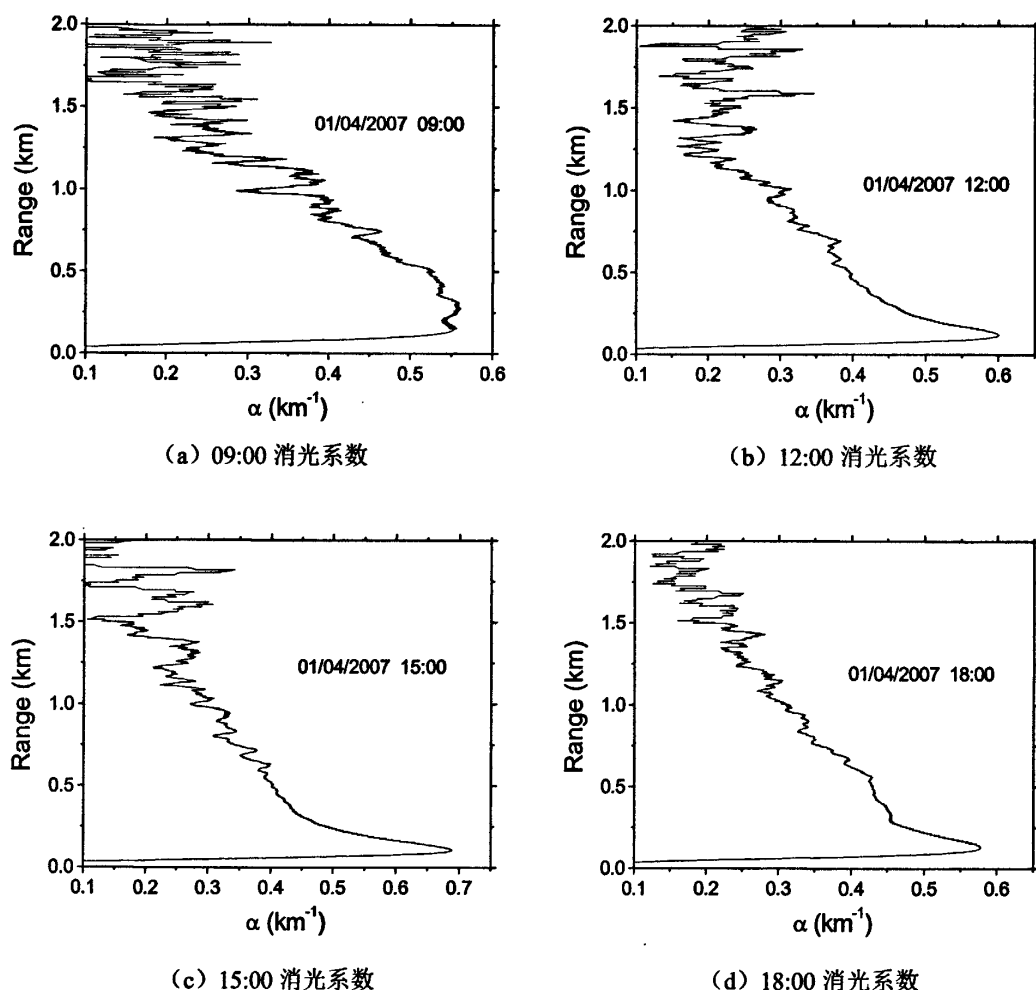


图 4-9 4 月 1 日消光系数曲线

Fig.4-9 Extinction coefficient on April 1, 2007

4.2.5 小结

开展了对人眼安全的 355nm 波长米散射激光雷达实验系统研究与实际探测研究,在西安理工大学校园内对西安城区上空的气溶胶进行了 24 小时连续观测,首次获得了该地区低层大气气溶胶浓度的高度分布数据,用 Klett 法反演得到了气溶胶消光系数数值,并给出了测量结果。随着该项研究的继续深入以及将来观测数据的不断积累,该研究成果将有助于西安城区大气环境颗粒状气溶胶的发生、传输等时空特性,以及大气辐射和城市热岛等城市气象特征的产生机理、传输规律的研究,并为这些研究工作提供实时的科学数据支撑。

利用米散射激光雷达成功探测到沙尘气候,通过反演气溶胶消光系数,可以判断沙尘的相对浓度分布,为今后利用激光雷达进一步研究沙尘的发生及输送规律等奠定了基础。

4.3 便携式小型米散射激光雷达系统设计方案

小型米散射激光雷达由于体积小,结构紧凑,可以方便地被携带到测试现场而很有应用前景,它可以用于探测工业现场的污染排放,探查污染源以及污染物相对浓度,还可以用于测量大气水平能见度。我国中科院安徽光机所、大气物理所及苏州大学等单位也已经开展了类似的米散射激光雷达的研制工作,取得了一些成果^[95-100],但在激光雷达小型化、工程化、实用化、产品化上还有待于进行大量的研究和开发工作。目前国内气溶胶探测激光雷达产品几乎全部依赖于进口^[101-103]。因此,研发能服务于气象、环境及国防军事领域,具有完全自主知识产权、高技术含量的气溶胶探测激光雷达产品,具有重要的研究意义及社会效益。

依托西安理工大学激光雷达遥测研究中心,利用二极管激光泵浦的 Nd:YAG 固体激光器的二倍频波长 (532 nm) 激光为光源,提出了一套全天候探测气溶胶的小型便携式米散射激光雷达系统设计方案^[104]。

本节主要叙述系统的设计思路、系统构成、数据反演方法,并通过对所设计的系统参数进行数值仿真,论证了系统的可行性。

4.3.1 小型米散射激光雷达系统结构设计

表 4-2 激光雷达系统参数

Table 4-2 The system parameters of Mie lidar

Transmitter	LD-pumped Nd:YAG
Laser wavelength (nm)	532
Pulse energy (μJ)	20
Pulse duration (ns)	2
Pulse repetition frequency (Hz)	2500
Beam divergence (mrad)	0.2
Receiver:	Schmidt-Cassegrain telescope
Diameter (mm)	200
Field of view (mrad)	0.2
Filter bandwidth (nm)	0.5
Data system	
Detector type, detection mode	PMT, Analog and photon counting
Range resolution (m)	7.5, 15, 30 (programmable)
Operation	Automated, or manual
Weight (kg)	<40kg (3 parts)

小型米散射激光雷达系统结构如图 4-10 所示。激光器采用发射波长 532 nm、单脉冲输出能量 20 μJ 的二极管激光泵浦的 Nd:YAG 固体激光器，由激光器发出的激光束经准直扩束后射向大气，大气的后向散射光由口径为 200 mm、视场为 0.2 mrad 的卡赛格林 (Schmidt-Cassegrain) 望远镜接收，再经透镜准直、窄带干涉滤光片后，由聚光镜会聚后耦合到光纤，光纤输出光由光电倍增管 PMT 检测，再经光子计数器采集后送入计算机处理。激光雷达系统参数示于表 4-2。

为便于携带，采用分离式模块结构设计 (见 4-10 b 图)，即将激光发射单元、大气回波信号接收单元设计为单独模块，信号检测、采集与控制单元设计为单独模块，模块间通过光纤耦合可以减少信号传输电缆引起的衰减及电磁噪声，提高信号的信噪比。转动三脚架可以实现水平及任意仰角的大气剖面扫描探测，测得的信号最后送入计算机进行计算，得到测量结果，系统操作由计算机控制自动完成。

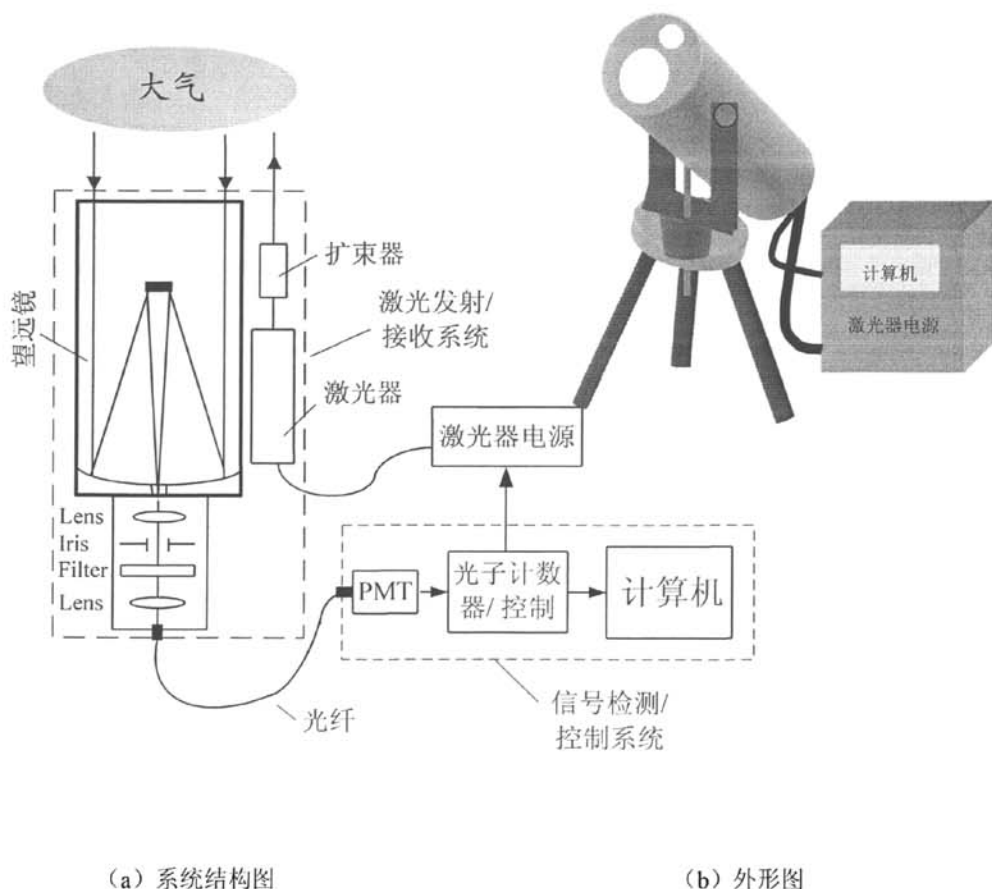


图 4-10 米散射激光雷达系统图

Fig. 4-10 The configuration of the Mic scattering lidar system

4.3.2 系统仿真计算

系统接收到的 Mie 散射信号、Rayleigh 散射信号以及太阳背景光强度的激光雷达方程分别为：

$$P_Mie(z) = P_0 \cdot C \cdot z^{-2} \cdot \beta_Mie(z) \cdot T^2(z, \lambda_0) \quad (4.7)$$

$$P_Rayleigh(z) = P_0 \cdot C \cdot z^{-2} \cdot \beta_R(z, \lambda_0) \cdot T^2(z, \lambda_0) \quad (4.8)$$

$$P_BGN = C \cdot S_B \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \theta^2 \quad (4.9)$$

其中， P_0 为发射的激光脉冲能量， C 为雷达系统常数， z 为探测高度， β_Mie 为米后向散射系数， β_R 为瑞利后向散射系数， S_B 为太阳背景光的辐射能量密度， $\Delta\lambda$ 为进入通道的光谱宽度， θ 为望远镜的视角， $T(z, \lambda_0)$ 为大气透过率。计算时取 $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ ， $\theta = 0.1 \times 10^{-3} \text{ rad}$ ，假设在白天波长 λ_0 附近的太阳背景光的辐射能量密度为 $0.5 [\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}]$ 。米散射信号模型我们采用一组实测的米散射数据，它与标准大气的米散射信号模型同时绘于图 4-11 中，

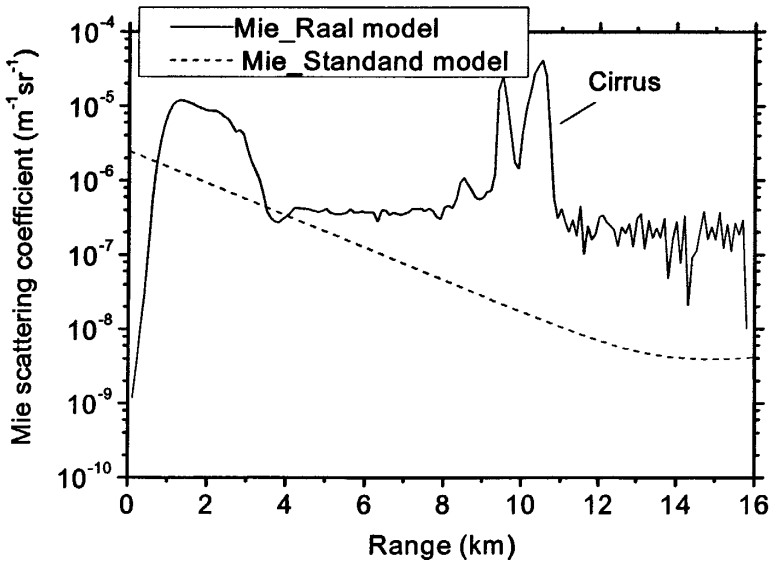


图 4-11 米散射模型

Fig. 4-11 Mie scattering model

其中，实线为米散射信号的实测模型，虚线为米散射信号的标准大气模型。透过率用下式表示：

$$T(z, \lambda_0) = \exp\{-[\alpha_Mie(z) + \alpha_R(z, \lambda_0)]dz\}$$

将大气分子的瑞利散射和大气气溶胶的米散射模型数据以及系统参数（表 4-2）分别代入式（4.7）、（4.8）和（4.9），即可计算出大气米散射（Mie）、瑞利散射（Rayleigh）及

太阳背景光 (Solar background) 的强度分布, 仿真结果示于图 4-12。

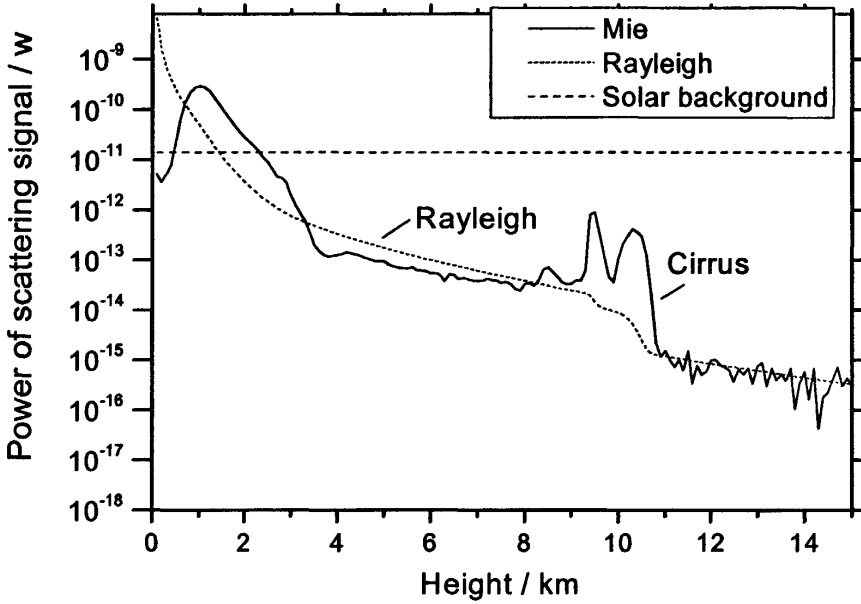


图 4-12 大气回波信号强度的高度分布

Fig. 4-12 The intensity of lidar return signal versus height

采用单光子计数探测器作为回波信号的接收单元, 则实际记录的是与回波信号功率相对应的光电子数 $N(z)$, 它与 $P(z)$ 之间存在以下关系:

$$N(z) = \left(\frac{\eta \lambda}{hc} \right) P(z) \Delta t \quad (4.10)$$

其中, η 为探测器的量子效率, $\lambda[\text{nm}]$ 为发射激光的波长, $h[\text{Js}]$ 为 Plank 常数, $h = 6.626276 \times 10^{-34}$, $c[\text{m/s}]$ 为光速, $\Delta t[\text{s}]$ 为米散射激光雷达的信号采集时间, 且 $\Delta t = 2\Delta z/c$, $\Delta z[\text{m}]$ 为系统的距离分辨率。

根据测得的回波信号强度, 并利用特定的反演方法, 由式 (4.5) 和式 (4.4) 分别求出 $\beta(z)$ 和 $\alpha(z)$, 从而得到大气气溶胶的消光系数和后向散射系数随高度的分布规律。

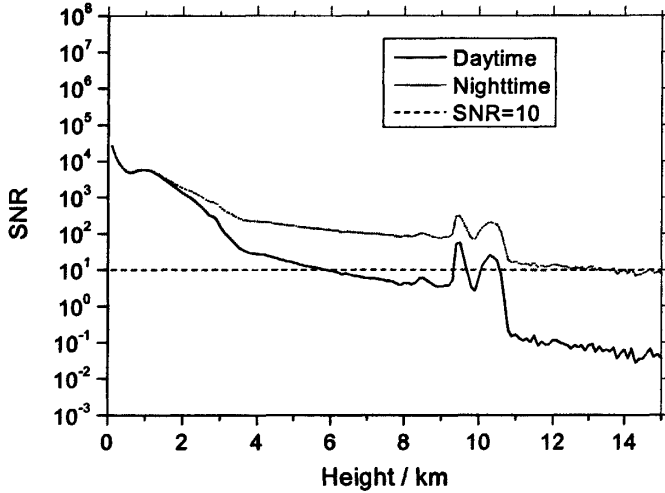
实际上, 由于激光雷达大气回波信号强度以高度平方衰减, 所以白天激光雷达的探测高度受太阳背景光的影响较大, 除此而外, 还有光电检测器的电流噪声 (暗电流噪声, 信号电流的散粒噪声、负荷电阻的热噪声等), 假设上述噪声为不相关分布, 系统的信噪比可由下式计算得到:

$$SNR(r) = \frac{\sqrt{n} \cdot N_s(r)}{\sqrt{N_s(r) + 2(N_b + N_d)}} \quad (4.11)$$

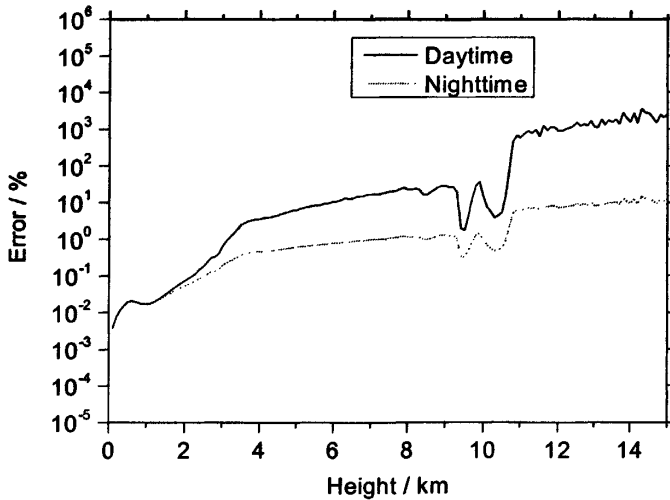
式中 n 为采样平均脉冲数, N_s 为接收的信号光电子数, N_d 为探测器的暗电流, N_b 为接收

的太阳背景光光电子数, 夜晚探测时 $N_b = 0$ 。

取探测时间为 5 分钟, 利用图 4-12 的计算结果及公式 (4.10) 和 (4.11), 即可得到如图 4-13 所示的系统信噪比 SNR (a 图) 及探测误差的高度分布 (b 图)。从图可见, 探测信号的误差小于 10% (即 $SNR=10$) 的最大探测高度为: 白天可达 6 km, 夜晚为 13 km。



(a) 系统信噪比曲线



(b) 测量误差曲线

图 4-13 系统信噪比以及测量误差的高度分布

Fig. 4-13 The ratio of signal to noise and measurement error versus height

4.3.3 信号采集系统

信号采集系统由光电倍增管、光子计数器、工业控制计算机等组成。

a. 光电倍增管

光电倍增管用于探测微弱光信号, 选用日本滨松光子学株式会社产品, 型号: R2257。

主要特性参数列于表 4-3:

表 4-3 PMT 的主要特性

Table 4-3 Main Parameter of PMT

Parameter		Value	Unit
Spectral Response		300 to 900	nm
Wavelength of Maximum Response		600	nm
Photocathode	Material	Extended red multialkali	-
	Minimum Effective Aera	46	mm dia.
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	2700	Vdc
	Between Anode and Last Dynode	500	Vdc
Average Anode Current		0.2	mA
Radiant Sensitivity of Cathode at 600 nm		50	mA/W
Gain		4.3×10^5	-
Dark Current (after 30 min)		30 (Typ.), 100 (Max.)	nA
Time Response		2.6 (Typ.)	ns

R2257 的典型谱响应曲线示于图 4-14，典型的增益特性曲线示于图 4-15。

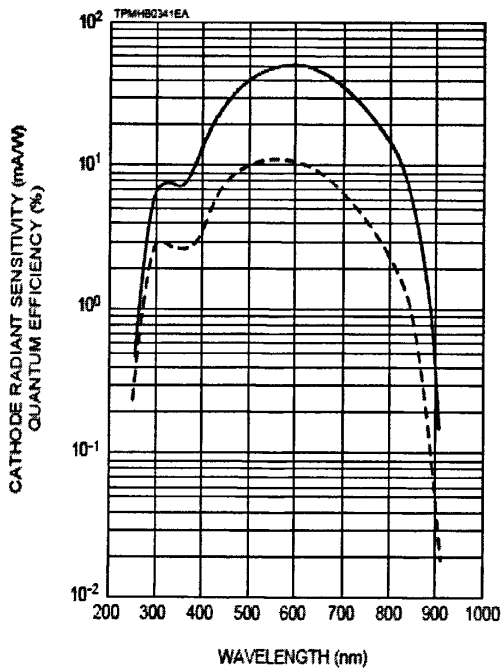


图 4-14 R2257 典型谱响应曲线

Fig.4-14 Typical spectral response of R2257

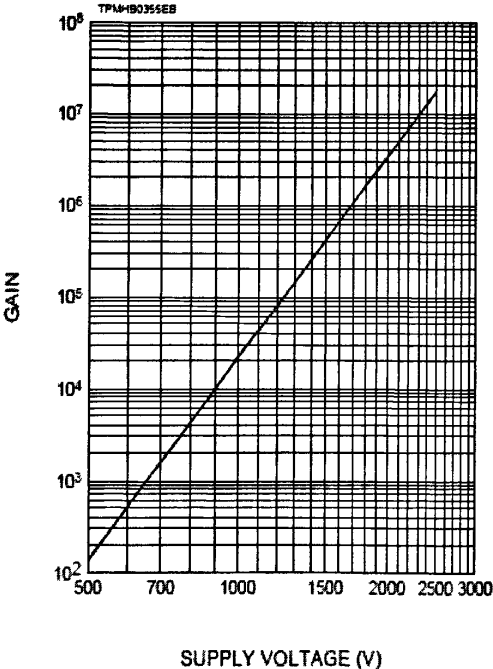


图 4-15 R2257 典型增益特性曲线

Fig.4-15 Typical gain characteristics of R2257

管脚接线示于图 4-16。

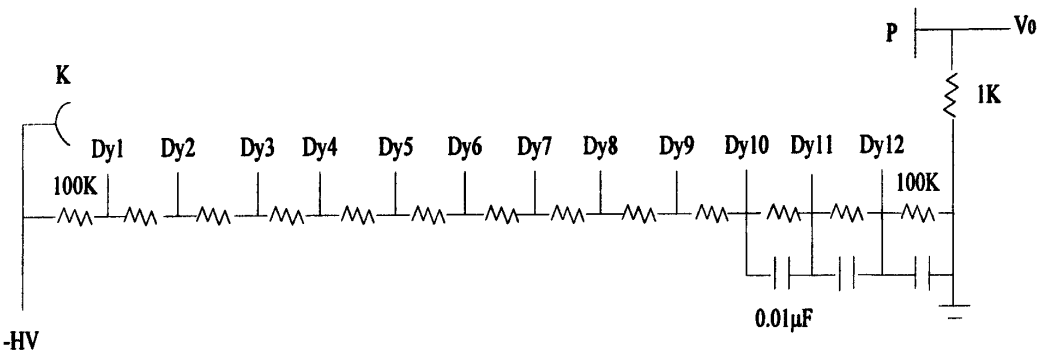


图 4-16 PMT 接线图

Fig.4-16 Hookup of PMT

b. 光子计数器

光子计数器是一个借助定时/计数器来完成在连续时间间隔内对 PMT 脉冲的计数。它先由 PMT 进行光电变换，再配合光子计数器对及其微弱的光脉冲信号进行计数，探测灵敏度极高。光子计数器选用德国 Becker&Hickl 公司的 PMS-400A 型。PMS-400A 是 2 通道 800MHz 带门控光子计数器，主要技术参数列于表 4-4，外形图示于图 4-17。

表 4-4 PMS-400A 主要技术参数
Table 4-4 Main parameters of PMS-400A

Parameter	Value	Unit
Counter Channels	2	-
Counter Rate	800	MHz
Min. Counter Pulse Width	800	Ps
Min. Gate Width	1	Ns
Min. Trigger Pulse Width	1	Ns
Counter Inputs	-1 to +1	V
Gate Inputs	-2 to +2	V
Trigger Input	-2 to +2	V
Input Connectors	50	Ω
Counter Width	32	Bit
Bus Master	PCI	-

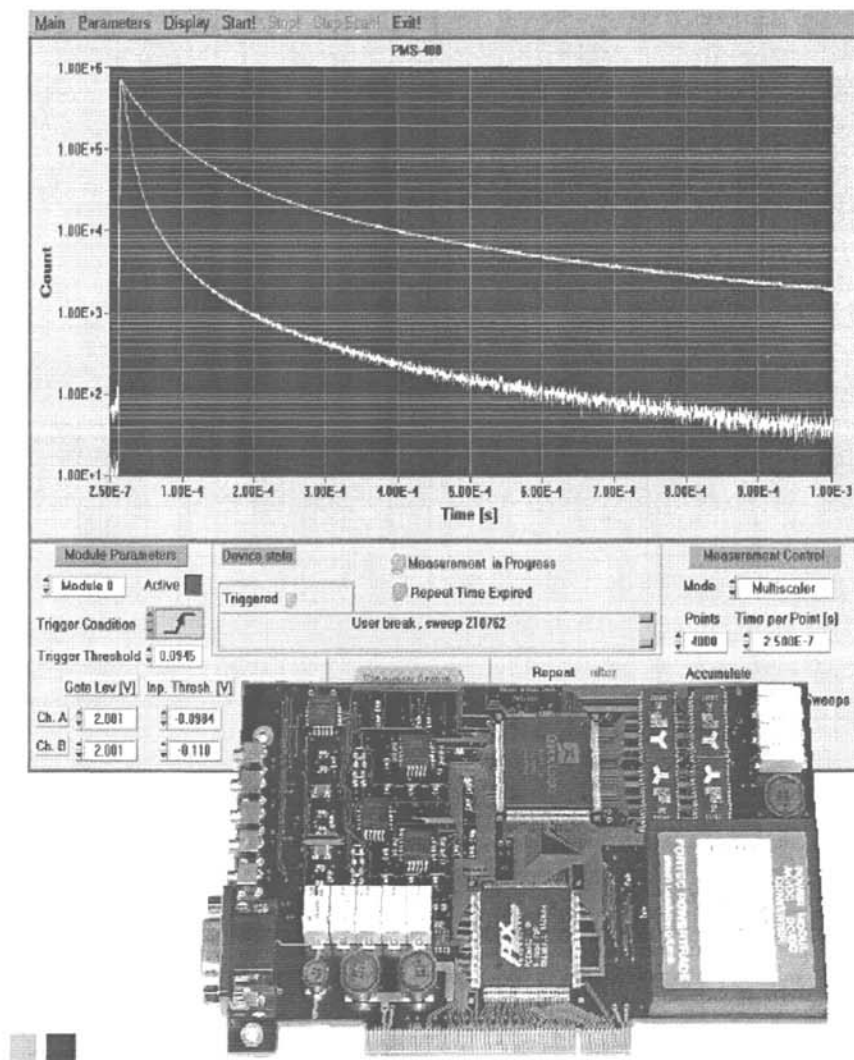


图 4-17 PMT-400A 产品外形

Fig.4-17 The picture of PMT-400A product

4.3.4 系统软件

激光雷达系统的运行采用计算机实时控制操作，软件流程见图 4-18，主要由激光雷达系统的运行控制及数据反演处理两部分组成。其中系统运行控制主要完成激光器的运行控制、大气回波信号的实时检测及采集控制、扫描系统的姿态方位控制等功能；数据反演处理主要包括对采集到的大气回波信号进行参数修正、噪音信号剔除、产品数据的反演算法、显示及保存等功能。

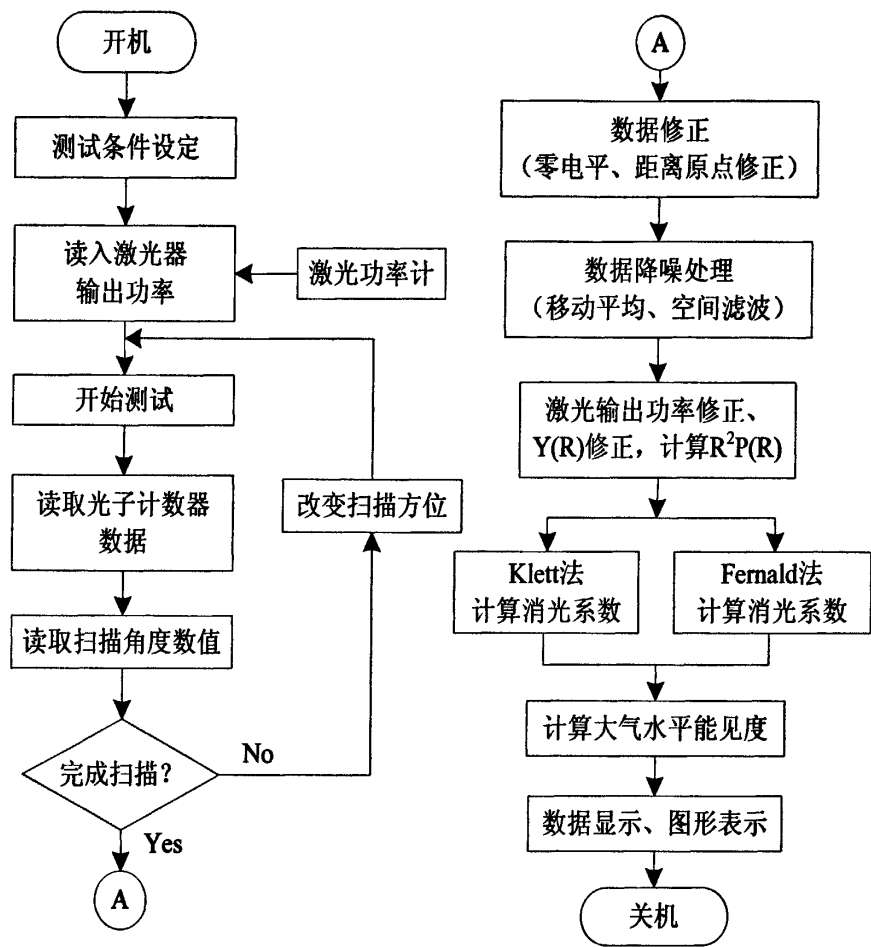


图 4-18 系统软件流程图

Fig.4-18 Flowchart of system program

4.3.5 小结

提出了一种便携式可扫描小型米散射激光雷达系统设计方案,利用二极管激光泵浦的Nd:YAG 固体激光器的二倍频波长(532 nm)作光源,能够探测对流层内大气气溶胶及卷云的光学特性以及大气水平能见度等。阐述了小型米散射激光雷达系统的构成以及数据反演技术,利用大气模型对系统进行了仿真计算。仿真结果表明,在探测误差小于 10%时系统白天和夜晚的探测高度分别为 6 km 和 13 km。该系统还具有能全方位扫描探测等特点,可应用于城市及特定场合(如厂区,大型公共场所)的大气环境监测,也可用于沙尘暴探测及其预警预报技术的研究。

4.4 本章小结

本章通过设计一台对人眼安全的米散射激光雷达实验系统,对西安城区上空大气气溶胶进行了 24 小时连续观测,首次获得了该地区低层大气气溶胶浓度的高度分布数据,用 Klett 法反演得到了气溶胶消光系数数值,并给出了测量结果。

利用米散射激光雷达对沙尘天气进行了实时观测,了解其发生的强度以及高度分布,成功探测到沙尘气候,其测量的数据和初步分析结果为利用激光雷达进一步研究沙尘的发生及其传输规律等奠定了基础。

提出并研究了一种用于监测城区污染状况以及能见度测量的便携式小型米散射激光雷达系统设计方案,并通过数值仿真对其性能特性进行了理论论证。该系统主要适用于城市及特定场合(如厂区,大型公共场所)的大气环境监测,也可用于测量大气水平能见度,还可用于沙尘暴探测及其预警预报技术的研究。

5. 高光谱分辨率激光雷达大气气溶胶探测技术研究

气溶胶是指悬浮在大气中的固体或液体的微粒,例如地面的扬尘、烟粒、微生物、云滴等都属于气溶胶。气溶胶对气候会产生直接和间接的影响,大气中除了自然界排放的气溶胶粒子外,那些人为排放到大气中的污染气体最终也会形成气溶胶粒子。

气溶胶是研究大气光学特性的重要参数,它与地球表面的生态环境和人类活动息息相关。气溶胶光学特性的测量可用于研究大气环境变化,特别是其光学消光系数的时空分布信息对研究地球大气辐射收支具有直接的影响,这些信息还可对包括卫星、导弹等通过路径的辐射线测定在内的实验研究提供实时数据支持,还可用于对来自于自然的大气气溶胶和人为污染源造成的能见度损害的监测。对平流层后向散射比的精确测量还可提供平流层粒子的附加信息,结合卫星测量数据能够用于气溶胶光学厚度的探测。还能用于沙尘观测与研究,火山喷发与输送等。因此,对大气气溶胶的探测研究就具有重要的理论研究价值和实际意义。

水蒸气是大气物理的另一个重要气象参数,随时间地点变化较快。气溶胶与水蒸气的相互依存性很高,气溶胶颗粒作为云雾降水过程的云雾凝结核,在成云致雨过程中起到重要的作用。所以同时实现对气溶胶和水蒸气密度的探测,对研究大气辐射,云雾降水,大气光电等大气物理现象具有很重要的意义。

5.1 研究背景

5.1.1 问题的提出

激光雷达探测大气气溶胶,目前主要采用米散射激光雷达系统^[105-106],系统结构简单,易于实现。

然而,未经光谱分离的激光雷达,其接收到的大气后向散射光是一个包含有各种大气散射光的混合信号,主要成分有大气分子的瑞利散射信息和气溶胶粒子的米散射信息,它们的中心光谱重叠在一起。另外,由激光雷达方程可知,雷达方程中还含有消光系数和后向散射系数,而大气的消光系数和后向散射系数正是激光雷达探测所要获得的大气参数。因此,要求解雷达方程,获得上述2个大气光学参数,反演过程中就需要对探测时的大气状况及大气分子产生的瑞利散射信息作一些假设^[107]。因此,单纯的米散射激光雷达无法做到对大气光学特性(如:消光系数、后向散射系数、激光雷达比等)参数的精确测量。

高光谱分辨率激光雷达技术(High-Spectral-Resolution Lidar, HSRL)是在米散射雷达技术的基础上发展而来的一种高精度气溶胶探测技术,主要利用气溶胶散射谱宽不同于其他散射谱,通过使用单频率脉冲激光器,高分辨率的干涉仪、原子吸收滤光器或分子吸收滤光器等精细光谱分辨技术,从大气散射信号中分离米散射和瑞利散射光谱(谱宽与大气温度有关)信号,不需要假设大气的状态,就可以直接导出消光系数。因此能够克服单纯米散射激光雷达的缺陷,从而达到精确探测气溶胶光学特性的目的。

5.1.2 HSRL 系统中采用的分光技术

a. Fabry-Perot (F_P) 标准具法

对高光谱分辨率激光雷达探测气溶胶的研究工作在 20 世纪八十年代初国外就有报道, 美国 Wisconsin 大学的 S.T.Shipley 等于 1983 发表了高光谱分辨率激光雷达探测大气气溶胶光学特性的文章^[108]。从那之后, 研究者们对探测的理论与仪器构成, 以及标定与数据分析等都进行了较深入的研究。系统的典型构造为: 首先利用一个干涉滤光片配合一组由三个 F_P 标准具构成的滤光器抑制背景辐射光, 再用一个窄带 F_P 标准具使大部分 Mie 散射信号透过, 由一路光电倍增管接收, F_P 表面反射的 Rayleigh 散射信号由另一路光电倍增管接收, 其中分光系统的构成如图 5-1 所示。用这种方法可以有效分离 Mie、Rayleigh 散射信号, 并使系统能在白天工作, 但这种系统构造和设计出发点是基于窄带宽 F_P 提取 Mie 散射信号, 在气溶胶浓度较大时, F_P 表面反射的气溶胶散射信号会很大, 甚至大于分子散射信号, 使 Rayleigh 信号被淹没, 以至于无法测量。

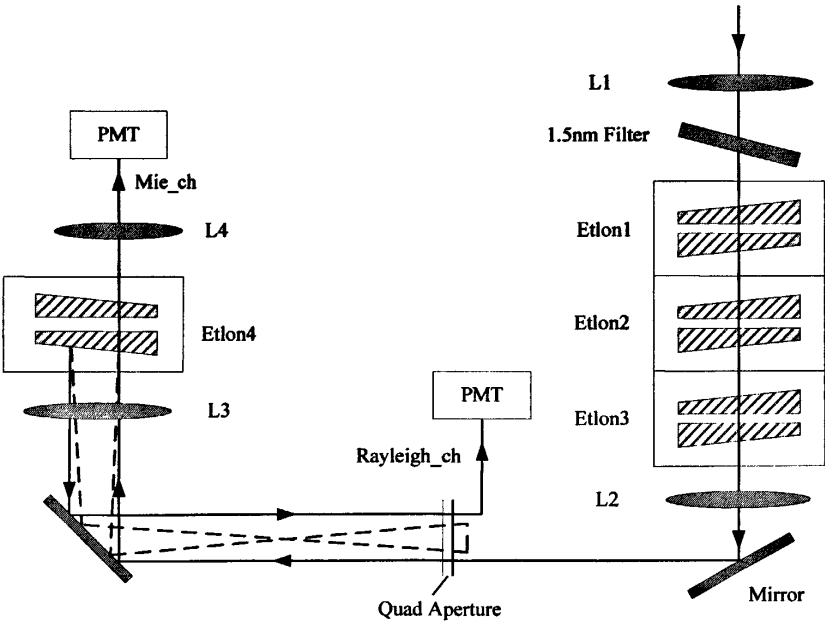


图 5-1 基于 F-P 标准具的滤光器

Fig.5-1 The filter based on F-P etalon

b. 原子吸收滤光器法

利用原子吸收滤光器分光的方法, 报道有使用钡吸收滤光器^[109]和碘吸收滤光器的, 钡吸收滤光器只能使用特殊波长的染料激光器。美国 Wisconsin 大学的 P.Piironen 等^[110]在 1994 年报道了基于碘吸收滤光器的 HSRL, 系统采用 Nd:YAG 固体激光器二次谐波波长作为探测波长, 将雷达探测到的大气回波信号先通过一个干涉滤光片和一个低分辨率标

准具，滤去背景光噪声。透过的光束用分光片分为两路，一路经碘吸收滤光器后，由光电倍增管接收 Mie 散射信号，另一路直接由光电倍增管接收的信号包括了全部气溶胶和分子散射的成分，滤光器结构如图 5-2 所示。利用碘吸收滤光器分离 Mie、Rayleigh 散射信号的方法，其优势在于系统即使在有厚层云存在的场合也可进行探测，并且碘吸收滤光器对环境温度和压力的要求较低，但这种分光系统结构相对较复杂。

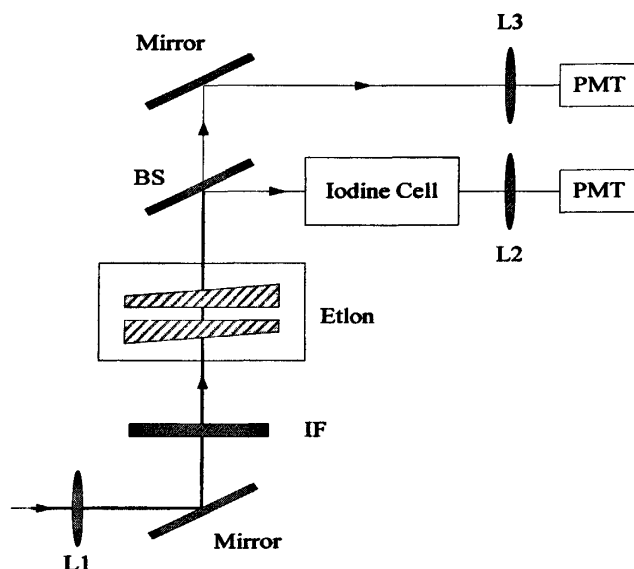


图 5-2 碘吸收滤光器的构成

Fig.5-2 Schematic of an iodine cell filter

5.1.3 本章的研究目标

HSRL 探测大气气溶胶的技术在国外发展很快^[111-115]，国内中国海洋大学也开展了相关研究工作^[116]，目前国内外对该项研究的热点和焦点是如何进一步使 HSRL 系统更加实用化，使系统构成相对简单，可靠性高，适应性强，多功能化。

我们于 2006 年开始开展采用 F-P 分光技术的紫外域探测波长的 HSRL 技术精细探测大气气溶胶的研究。研究的目的是使系统能够不受气候状况的影响，并能在气溶胶浓度较强的情况下也能探测气溶胶光学特性；在系统设计上，设置水蒸气的振动喇曼谱线强度探测通道，同时实现水蒸气密度的探测。为了实用化的目的，采用理论研究和实验研究相结合的方法，在实现测量任务的同时，力求分光系统简单，易于实现。

5.2 HSRL 气溶胶探测理论

5.2.1 大气气溶胶和分子散射光谱特性

气溶胶粒子经激光辐射而产生的散射可用 Mie 散射理论进行描述，其特性与气溶胶的尺度谱、光学折射率和辐射光波长等有关，散射机制较为复杂。由气溶胶引起的散射光

的光谱宽度依赖于大气气溶胶粒子的低的热运动,因而光谱展宽较小,一般可以近似为发射激光脉冲的谱线宽度。

大气分子散射的理论模型是瑞利 (Rayleigh) 散射,其散射光谱是由于大气分子的热运动造成的多普勒展宽。在大气压力下,气体分子的速度分布可近似用 Maxwellian 方程表示:

$$\frac{dn_m}{dv} = n_m \sqrt{\frac{\bar{m}}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{\bar{m}v^2}{2kT}\right) \quad (5.1)$$

其中, n_m —分子数密度,

$\bar{m}$ —平均分子质量,

v —分子速度,

k —玻尔兹曼常数,

T —大气温度。

后向散射的多普勒波数移动为:

$$\frac{dv}{d\sigma} = \frac{c}{2\sigma_0} \quad (5.2)$$

其中, c —光速,

σ —后向散射辐射的波数,

σ_0 —发射辐射的波数。

因此分子后向散射的谱分布为:

$$\frac{1}{N_m} \cdot \frac{dN_m(\sigma)}{d\sigma} = \sqrt{\frac{\bar{m} \cdot c^2}{8\pi\sigma_0^2 kT}} \exp\left[-\frac{\bar{m} \cdot c^2}{8\sigma_0^2 kT} (\sigma - \sigma_0)^2\right] \quad (5.3)$$

其中, N_m 是气体后向散射的总光子数。由此可以看出,后向散射谱分布是在激光发射波长的基础上的展宽。

正是由于分子的谱线会因为分子的热运动而产生多普勒加宽,而气溶胶引起的谱线增宽极小,这就使得分离米散射信号与瑞利散射信号成为可能。

5.2.2 HSRL 气溶胶探测理论

HSRL 技术主要利用高光谱分辨率分光器^[117-120],实现由气溶胶引起的米散射信号与大气分子引起的瑞利散射信号的物理分离。

HSRL 系统利用分光器把大气回波信号分为两个光谱通道,一个用来探测气溶胶引起的后向散射光,另一个用来探测谱线增宽的分子后向散射光,从这两个通道接收到的分子后向散射光子数与气溶胶后向散射光子数可以分别用如下雷达方程表示:

$$N_a(z) = \frac{\lambda_0 E_0 A_r t_p}{2h} \cdot \frac{\sigma_a(z)}{z^2} \cdot \frac{IP_a(\pi, z)}{4\pi} \cdot \exp[-2 \int \alpha(z') dz'] \quad (5.4)$$

$$N_m(z) = \frac{\lambda_0 E_0 A_r t_p}{2h} \cdot \frac{\sigma_m(z)}{z^2} \cdot \frac{IP_m(\pi)}{4\pi} \cdot \exp[-2 \int \alpha(z') dz'] \quad (5.5)$$

其中, z —探测高度,

σ_a 、 σ_m —分别为单位体积气溶胶散射截面和分子散射截面,

α —大气总消光系数,

$IP_a(\pi, z)$ —气溶胶后向散射相函数,

$IP_m(\pi)/4\pi=3/8\pi$ —分子后向散射相函数,

E_0 —发射脉冲的能量,

A_r —望远镜接收面积,

λ_0 —入射光的波长,

h —普朗克常数,

t_p —激光脉冲间隔时间。

由这两个雷达方程可以导出散射比 $S(z)$:

$$S(z) = \frac{N_a(z)}{N_m(z)} = \frac{\sigma_a(z) \cdot IP_a(\pi, z)}{\sigma_m(z) \cdot IP_m(\pi)} \quad (5.6)$$

则气溶胶的后向散射截面可由散射比 $S(z)$ 和大气气体密度分布得到:

$$\sigma_a(z) \cdot \frac{IP_a(\pi, z)}{4\pi} = S(z) \cdot \sigma_m(z) \cdot \frac{3}{8\pi} \quad (5.7)$$

即, 气溶胶的后向散射系数可以表示为:

$$\beta_a(z) = S(z) \cdot \sigma_m(z) \cdot \frac{3}{8\pi} \quad (5.8)$$

其中, $\sigma_m(z)$ 直接与大气密度成比例。

高度 z_1 到 z_2 的大气层总光学厚度可由式 (5.6) 和 (5.7) 导出:

$$\tau(z_2) - \tau(z_1) = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sigma_m(z_2)}{\sigma_m(z_1)} \cdot \frac{z_1^2 N_m(z_1)}{z_2^2 N_m(z_2)} \right] \quad (5.9)$$

大气总消光系数 α 可由光学厚度计算得到:

$$\overline{\alpha(z)} = \frac{\partial \tau(z)}{\partial z} \approx \frac{\tau(z_2) - \tau(z_1)}{z_2 - z_1} \quad (5.10)$$

5.3 大气气溶胶和水蒸气密度探测技术研究

5.3.1 HSRL 系统构成

HSRL 系统构成如图 5-3 所示^[121-122], 采用带种子注入的 Nd:YAG 脉冲激光器作光源, 为了提高白天测量的能力, 并考虑到人眼安全的需要, 选用激光器的三次谐波波长 355nm 作为探测波长。激光器经准直后垂直射向大气, 大气的后向散射光由望远镜接收, 并耦合进入光纤, 保证视场角为 0.1mrad。为了实现白天测量, 系统中放置了一块高光谱分辨率

光栅, 光纤的输出信号经透镜 L_1 准直后射向光栅, 则望远镜接收到的后向散射光经光栅衍射后, 米-瑞利散射光谱与太阳背景光光谱从空间上被分离开来。米-瑞利散射信号的第一级衍射光经孔径光栏后射向一块平面反射镜 M , 反射镜的反射光经分光镜 BS 后被分为两路, 一路信号直接由光电倍增管 PMT_1 接收, 另一路信号透过 F_P 标准具后, 再由光电倍增管 PMT_2 接收。这里, F_P 标准具作为探测瑞利信号的滤光器, 孔径光栏用于限制杂散光。太阳背景光经光栅和 F_P 标准具后受到了高倍率的抑制, 从而进一步保证了系统能够在白天进行测量。光栅衍射信号同时分离了一个波长为 407.5nm 的水蒸气振动喇曼散射信号用于反演水蒸气密度, 经干涉滤光片 IF , 透镜 L_6 聚焦, 由 PMT_3 接收。HSRL 的系统参数示于表 5-1。

图 5-4 示出了雷达接收到的瑞利和米后向散射信号光谱, 系统利用一个 F_P 标准具作为瑞利信号的滤光器, 只允许瑞利信号透过, F_P 的中心波长选在瑞利光谱的高频段, 这样可以避免长波长的荧光信号的干扰。即, 利用一个 F_P 标准具, 实现米散射信号与瑞利散射信号的分离, 再分别测量这两个回波信号。这种分光方法由于取出的是瑞利散射信号, 因而不受气溶胶浓度的影响, 即使在气溶胶浓度较大的情况下也可进行探测。

为提取水蒸气振动喇曼散射信号, 将干涉滤光片的中心波长设计为 407.5nm 。

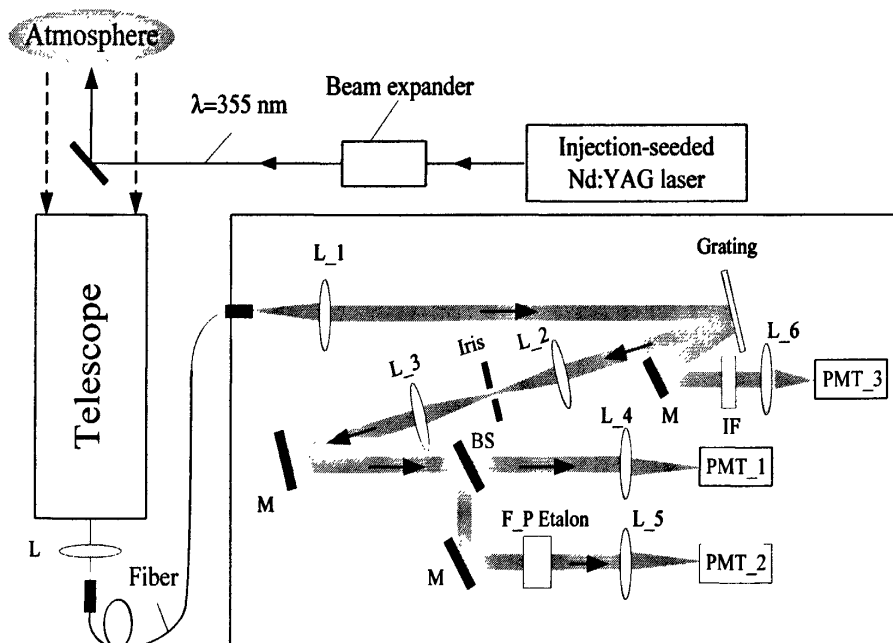


图 5-3 HSRL 系统构成

Fig.5-3 Schematic of the HSRL system

表 5-1 HSRL 系统参数

Table 1 Parameters of the HSRL

Light source: Nd:YAG laser	
Wavelength	354.7 nm
Pulse energy	200 mJ
Pulse repetition rate	20 Hz
Telescope:	
Efficient aperture	250 mm
Field of view	0.1 mrad
Focal length	1.0 m
Optics:	
Fiber core diameter	100 μm
Grating	
Grooves	2400 gr/mm
Efficiency	60%
Fabry-Perot etalon :	
Frequency shift	2.5 GHz
FWHM	500 MHz
Peak transmission	60%
Interference filter	
CWL	407.5 nm
FWHM	1.0 nm
Detector: Photomultiplier tubes	
Quantum efficiency	23% at 355 nm

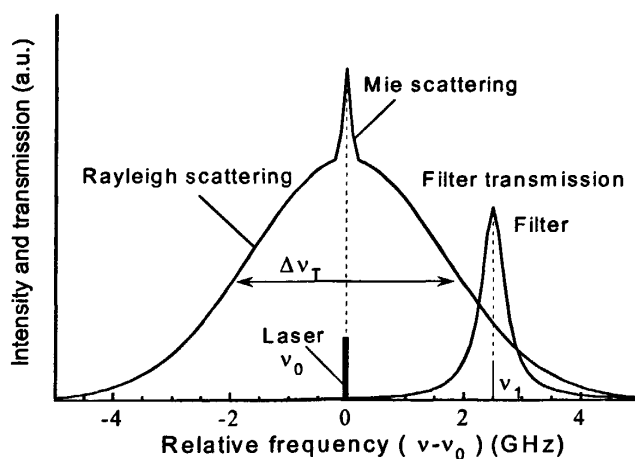


图 5-4 激光雷达接收的后向散射信号和滤光器

Fig.5-4 Spectral diagram of the backscattered lidar signals and the filter

5.3.2 Fabry-Perot 标准具的透射特性

F-P 标准具相当于一块滤光片, 对不同波长有不同的透射率, 用于研究光谱的超精细结构, 其透射强度 I_T 可用下式表示^[123]:

$$I_T = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (5.11)$$

其中, I_0 为入射光的强度, R 为标准具对入射光的总反射率, δ 为位相差。设光束入射角为 θ [rad], 入射光的频率为 ν [Hz], $\Delta\nu$ 等于自由光谱范围 FSR, 上式变为:

$$I_T = \frac{I_0}{1 + \frac{4F^2}{\pi^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi\nu \cos \theta}{\Delta\nu} \right)} \quad (5.12)$$

式中: F 为精细度系数。

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (5.13)$$

考虑到光束发散角对 F-P 透射性能的影响, 实际的透射率可用下式表示:

$$T(\nu, \theta) = \frac{2}{\theta^2} \int_0^\theta \frac{1}{1 + \frac{4 \cdot F^2}{\pi^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi\nu \cos \theta}{\Delta\nu} \right)} \cdot \theta \cdot d\theta \quad (5.14)$$

对于米散射光谱, 可用下式描述:

$$f_{Mie}(\nu) = \sqrt{\frac{4 \cdot \ln 2}{\pi \cdot \Delta\nu_0^2}} \cdot e^{-\frac{4 \cdot \ln 2 \cdot \nu^2}{\Delta\nu^2}} \quad (5.15)$$

其中, $\Delta\nu=150\text{MHz}$ 是米散射谱线的半峰值宽度。因此, 标准具的米散射信号的透射率为:

$$T_{Mie}(\nu, \theta) = \int_{6 \cdot 10^9}^{6 \cdot 10^9} f_{Mie}(V - \nu) \cdot T(V, \theta) \cdot dV \quad (5.16)$$

系统选用日本 SLS Optics 公司生产的 F-P Etalon, 型号: A304, 参数列于表 5-2 中。

表 5-2 A304 的特性参数
Table 5-2 Parameters of A304

Parameter	Value
FSR	10 GHz
Effective finesse, F	33 at 355 nm, over 20 nm aperture
Wavelength	355 nm
Clear aperture, dc	30 nm
Effective aperture, dc	20 nm
Peak transmission	60 %

A304 的实物图示于图 5-5。



图 5-5 A304 的实物照片

Fig.5-5 The picture of A304

A304 的透射率曲线示于图 5-6。

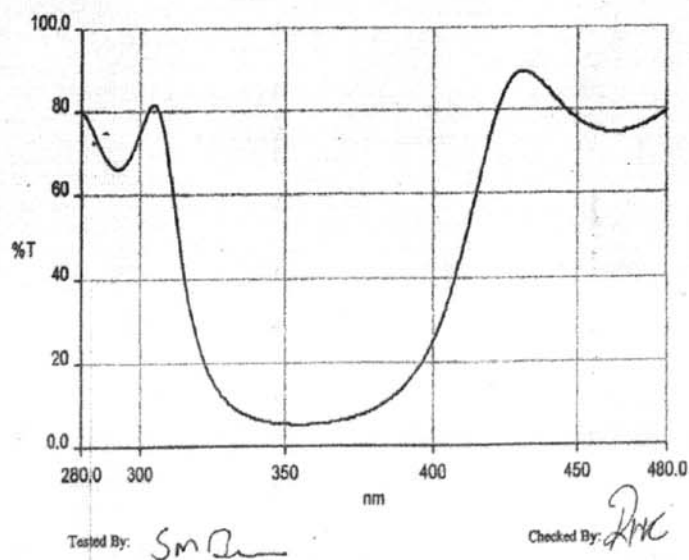


图 5-6 A304 的透射率曲线

Fig.5-6 Transmission characteristics of A304

根据公式 (5.27) 以及表 5-2 的参数, 可以绘出不同发散角的透射率曲线示于图 5-7。系统设计时将光束发散角控制在 0.5mrad 。

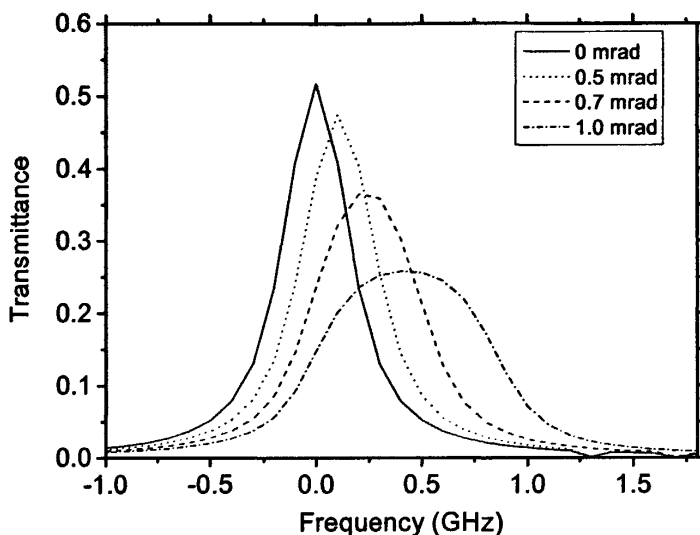


图 5-7 对应不同光束发散角的 A304 透射率变化曲线

Fig.5-7 Transmission curves of A304 with different beam divergence

5.3.3 参数反演算法

a. 气溶胶光学特性反演算法

如前面 5.3.1 节所述, HSRL 分光系统将雷达回波信号分成两路, 一路直接由 PMT_1 接收, 其信号既包含了大气分子的后向散射信号, 又包含了气溶胶粒子的后向散射信号; 另一路通过 F-P 标准具后, 由 PMT_2 接收, 此信号只含有大气分子的后向散射信号。这两路信号的强度可以由激光雷达方程分别表示为:

$$P_m(z) = K \cdot \frac{EA_r \beta_m(z)}{z^2} \cdot \exp\{-2 \int_0^z [\alpha_a(z) + \alpha_m(z)] dz\} \quad (5.17)$$

$$P_a(z) = K \cdot \frac{EA_r [\beta_m(z) + \beta_a(z)]}{z^2} \cdot \exp\{-2 \int_0^z [\alpha_a(z) + \alpha_m(z)] dz\} \quad (5.18)$$

其中, $P_m(z)$ 和 $P_a(z)$ 分别是由大气分子和气溶胶粒子通道接收到的高度 z 处的回波信号的功率, K 是雷达光学系统的效率, E 是发送的脉冲信号的能量, A_r 是接收望远镜的面积, β_m 和 β_a 分别为大气分子和气溶胶粒子的后向散射系数, α_m 和 α_a 分别为大气分子和气溶胶粒子的消光系数。则由 (5.17)、(5.18) 式可以得到后向散射比 $S(z)$ 为:

$$S(z) = \frac{P_a(z)}{P_m(z)} = \frac{\beta_m(z) + \beta_a(z)}{\beta_m(z)} \quad (5.19)$$

其中, $\beta_m(z)$ 可以通过估计大气的气体密度得到。于是, 气溶胶后向散射系数可由上式导出:

$$\beta_a(z) = [S(z) - 1] \cdot \beta_m(z) \quad (5.20)$$

则气溶胶消光系数可由 (5.17) 式精确求出:

$$\alpha_a(z) = -\frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{d[\ln(P_m(z) \cdot z^2)]}{dz} - \frac{1}{\beta_m(z)} \cdot \frac{d\beta_m(z)}{dz} \right\} dz \quad (5.21)$$

由高度 z_1 到 z_2 的气溶胶光学厚度为:

$$\tau_a = \int_{z_1}^{z_2} \alpha_a(z) dz = -\frac{1}{2} \cdot \int_{z_1}^{z_2} \left\{ \frac{d[\ln(P_m(z) \cdot z^2)]}{dz} - \frac{1}{\beta_m(z)} \cdot \frac{d\beta_m(z)}{dz} \right\} dz \quad (5.22)$$

b. 水蒸气密度反演算法

水蒸气通道 PMT₃ 探测到的散射光能量 P_H 可用如下雷达方程表示:

$$P_H(z) = K \cdot \frac{EA_r \beta_H(z)}{z^2} \cdot \exp[-2 \int \alpha(z') dz'] \quad (5.23)$$

其中, $\beta_H(z)$ 是水蒸气振动喇曼散射在高度 z 处的后向散射系数。

假设大气透过率在波长 λ_0 和 λ_H 处近似相同, 则水蒸气喇曼能量与瑞利能量之比 $S_H(z)$ 为:

$$S_H(z) = \frac{\beta_m(z)}{\beta_H(z)} \quad (5.24)$$

水蒸气后向散射系数为:

$$\beta_H(z) = N_H(z) \cdot \left[\frac{d\sigma_H(\pi)}{d\Omega} \right] \quad (5.25)$$

其中, $N_H(z)$ 为水蒸气密度, $d\sigma_H(\pi)/d\Omega$ 为水蒸气喇曼散射的微分截面, 因此水蒸气密度可直接由公式 (5.24) 和 (5.25) 导出:

$$N_H(z) = \frac{\beta_m(z)}{S_H(z) \cdot \frac{d\sigma_H(\pi)}{d\Omega}} \quad (5.26)$$

5.4 激光器的选模与稳频方案

在高光谱分辨率激光雷达系统中, 要求脉冲激光器具有高的发射功率, 窄的线宽, 以及稳定的频率, 而 Nd:YAG 脉冲激光器由于增益高、需要很短的脉冲建立时间以及空间烧孔等原因, 难以做到单模工作。因而, Nd:YAG 脉冲激光器的单纵模稳频输出成为雷达系统的关键技术之一^[124-132]。

本节详细论述了我们在 HSRL 系统中采用种子注入法实现 Nd:YAG 脉冲激光器单纵模输出的方法, 并阐述了 Nd:YAG 固体激光器的稳频方案。

5.4.1 激光器的多纵模振荡

激光谐振腔内相邻两个纵模的频率之差 $\Delta\nu_q$ 称为纵模间隔, 可用下式表示^[133]:

$$\Delta\nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nL'} \quad (5.27)$$

式中: $L' = nL$ ———— 谐振腔的光学长度

n —— 增益介质折射率

c —— 真空中的光速

这时，腔内的稳定振荡有无限多个，但是只有那些满足振荡阈值条件的模，才能在腔内实际存在。振荡的阈值条件为：

$$G^0 \geq \frac{\delta}{l} \quad (5.28)$$

式中 G^0 为激活介质的小信号增益系数， δ 为腔内的单程损耗， l 为激活物质的长度。若以 $\Delta\nu_T$ 表示增益曲线高于阈值部分的频带宽度，则可能同时振荡的最大纵模数为：

$$\Delta q = \left[\frac{\Delta\nu_T}{\Delta\nu_q} \right] + 1 \quad (5.29)$$

$[\Delta\nu_T/\Delta\nu_q]$ 表示 $\Delta\nu_T/\Delta\nu_q$ 的整数部分。图 5-8 为激光器的多纵模振荡示意图，在图中的情况下，有 5 个纵模可能同时振荡。

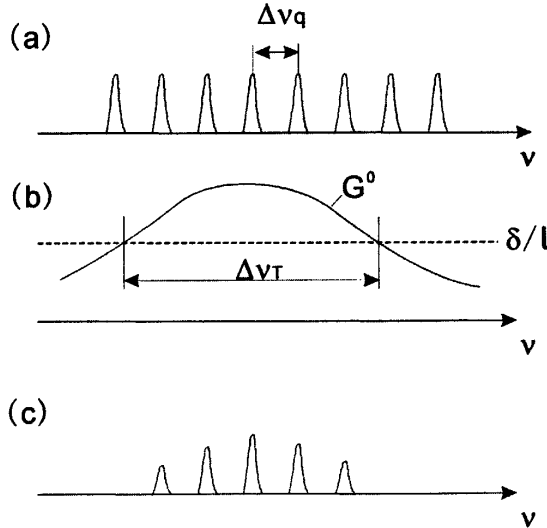


图 5-8 激光器的多纵模振荡

Fig.5-8 Schematic of the multiple longitudinal mode oscillation of laser

5.4.2 种子注入锁频技术

HSRL 系统需要单色性好、频率稳定的激光束，因而希望激光器以单纵模运转。从图 5-8 可以看出，减小 $\Delta\nu_T$ 和增大 $\Delta\nu_q$ 都可以达到这一目的。对于脉冲型固体激光器，主要采用种子注入技术，可以获得高功率、窄线宽输出^[134-135]。

a. 注入锁频原理

注入锁频技术的物理实质，是在功率放大腔内注入种子激光放大与腔内自然种子激光放大对腔内增益的竞争，即选定的注入种子模与其它自然振荡模间的模竞争。把由高分辨率振荡器获得的窄线宽激光作为种子，注入到另一高功率振荡器中，进行功率振荡放大，

以获得窄线宽、高功率激光。它由两个激光振荡器组成，前者称为种子激光器，后者称为功率放大激光器。我们称提供种子信号的激光器为主振荡器，接受种子信号的功率振荡器为从动振荡器。设注入信号的频率为 ω_i ，从动振荡器中离注入信号最近的纵模频率为 ω_c ，如图 5-9 所示，当注入种子信号进入从动振荡器时，Q 开关打开，注入信号和从动振荡器本身的本征模都要形成振荡，如果注入信号的线宽足够窄，比从动腔的纵模间隔小得多，则最靠近注入信号的纵模受到激发与之发生共振，就可比其它纵模先达到饱和而从增益介质中提取能量得到放大，而不受注入信号场影响的其它纵模仍然从自发辐射噪声开始起振。由于注入信号场强度比噪声场强度大得多，所以 ω_c 模首先形成振荡，从而导致增益系数下降，此时由于均匀加宽介质模式竞争机制，其它纵模就被抑制，最终实现单纵模输出。

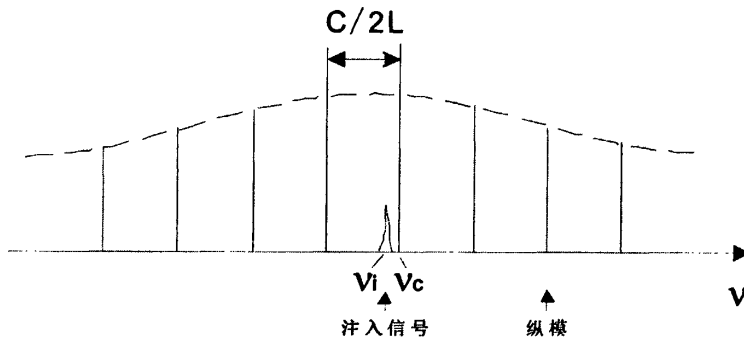


图 5-9 种子注入锁频原理

Fig.5-9 Principle of the frequency locking by seed injection

b. 种子激光器的选择与波长调谐方法

在设计高光谱分辨率激光雷达系统中，激光发射系统的种子激光器选用美国 NP Photonics 公司生产的掺铒小型光纤激光器，它利用半导体激光器去泵浦掺铒小型光纤。种子激光器的结构如图 5-10 所示，激光器的腔由两个光纤布拉格光栅（FBG），中间熔接一块激活材料构成，激光利用一个单模半导体激光器的输出泵浦，通过一个谱线很宽的，具有高反射率的光栅（WB-FBG）而被激发，再出一个谱线窄的光栅（NB-FBG）输出激光。

种子激光器的波长调谐是通过改变这两个 FBG 的温度来实现的，如图 5-11 所示，在 NB-FBG 的谱宽范围内，激光腔模式可以靠改变激光腔的长度而被热调谐。激光器在出厂前已做了标定，在 20GHz 宽的范围内，任何波长的热调谐都可以通过软件或激光器的模拟量输入而很容易的达到。该激光器输出能量可以达到 150mW，线宽可到 3kHz。

种子激光器的使用，可以减小 Q 开关激光器的建立时间，NP Photonics 的种子激光器由 1 μm 的光纤激光器附加控制电路组成，以使 Q 开关的建立时间达到最小化。

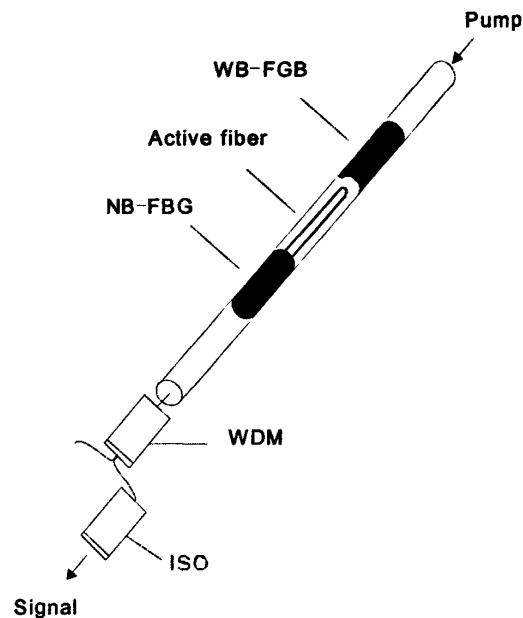


图 5-10 种子激光器的结构

Fig.5-10 Diagram of the seed laser

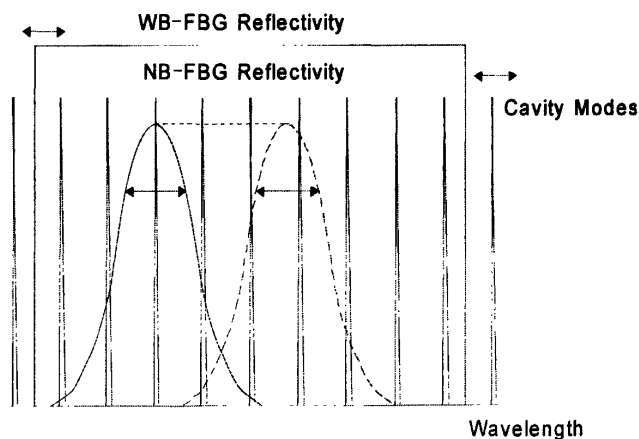


图 5-11 种子激光器的波长调谐

Fig.5-11 Schematic of the wavelength tuning for seed laser

5. 4. 3 激光器的稳频方案

由前所述，改变种子激光器的施加电压，可以调整种子激光器的输出频率，因而激光器的稳频就是靠调整种子激光器的施加模拟电压来实现的。借助一个 F_P 标准具，将频率锁定到 F_P 半透过率所对应的频率上，通过改变种子激光器施加的电压值来达到波长调谐，以至稳频的目的。

稳频控制系统原理如图 5-12 所示，图中上半部分为带种子注入的激光器内部组成图。

由激光器发出的波长为 355nm 的激光束经分光镜分出一束，再由光纤耦合进入频率监控部分（图中下半部），频率监控部分的核心部件是一个 F-P 标准具，它只能使特定频率的光透过。进入频率监控部分的光束再由一块分光镜 BS 分为两束，一束通过聚光镜后直接由光电二极管 PD 接收。另一束光射向标准具，通过标准具的光再经聚光镜后由光电二极管接收。这两路信号送入峰值检测器分别检测其峰值功率，再送入计算机进行处理。计算机根据输入的各峰值，对种子激光器的施加电压进行反馈控制，即通过调整施加电压的大小，使种子激光器的中心频率发生变动。

利用 F-P 标准具实现稳频的原理如图 5-13 所示，设 F-P 标准具的透过频谱的中心频率为 ν_0 ，其透过率曲线如图(a)， $\Delta\nu$ 为半光谱幅值宽度，从图中可见，在半光谱幅值附近两个信号幅值比的变化率 ($s=dR/d\nu$) 最大，如图(b)。因此，可以利用这个比率数值，通过计算机调整种子激光器的施加电压，即调整种子激光器的频率，使激光器的输出频率靠近标准具的半幅值频率处，则检测到的两个峰值信号之比对频率的变化率 S 为最大。这样，由频率监控部分得到的两个峰值信号的比值仅仅依赖于标准具的透过率变化，而不依赖于激光器的输出功率的变化，可以不受激光器功率波动的影响，达到稳频目的。

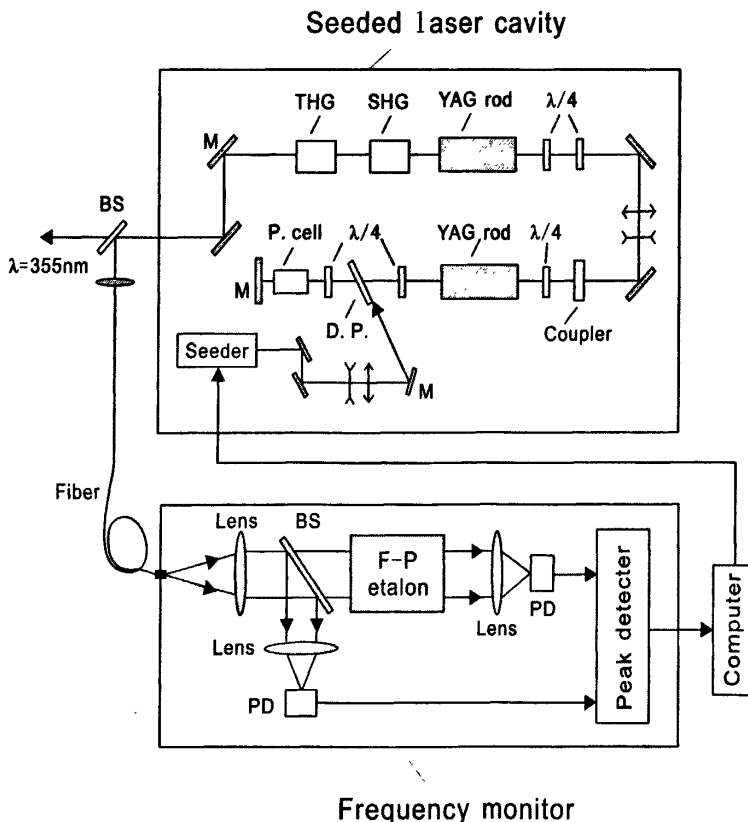


图 5-12 激光器的稳频控制系统

Fig.5-12 Schematic of the laser frequency stabilized control system

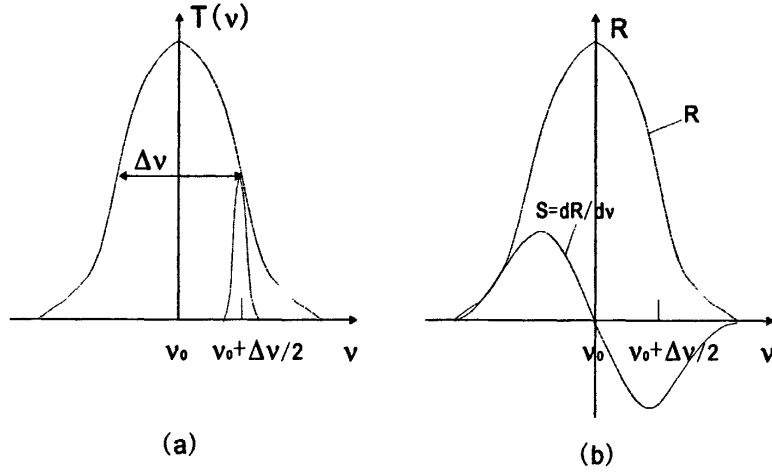


图 5-13 F-P 标准具稳频原理

Fig.5-13 Principle of the frequency stabilizing by F-P etalon

5.5 前期实验结果

为了证实该雷达系统实际测量的可行性,我们采用表 5-1 中的雷达系统参数,按照图 5-3 所示系统搭建了 HSRL 雷达实验系统,对气溶胶和卷云分布进行了观测实验。实验中对 F-P 标准具进行了温控,以保证其稳定性。激光器的稳频是改变施加在种子激光器上的外部电压来控制种子激光器的频率,使激光器的输出频率落在距 F-P 标准具中心频率 2.5GHz 位置上。PMT 采用模拟信号形式,其时间常数为 200ns,相应的距离分辨率为 30m。

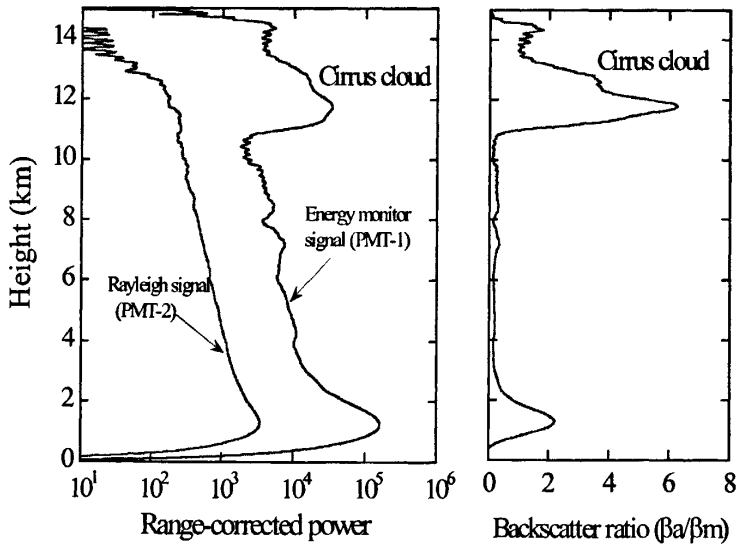


图 5-14 距离修正数据和后向散射比的高度分布

Fig.5-14 Range-corrected power and backscatter ratio versus height

图 5-14 示出了实验结果, 左边的曲线是经过距离平方修正的能量监控曲线和瑞利信号, 右边的曲线是导出的后向散射比, 从图中可以清楚看到当地的大气边界层高度达到 2.2km, 同时还能观察到在实验期间卷云层位于 10km 到 14km 高度范围, 其后向散射比为 5.8。观察结果显示, 该雷达系统在激光能量为 200mJ, 积分时间 4 分钟时对气溶胶的探测高度能达到 15km。图 5-15 为探测的相对湿度曲线。

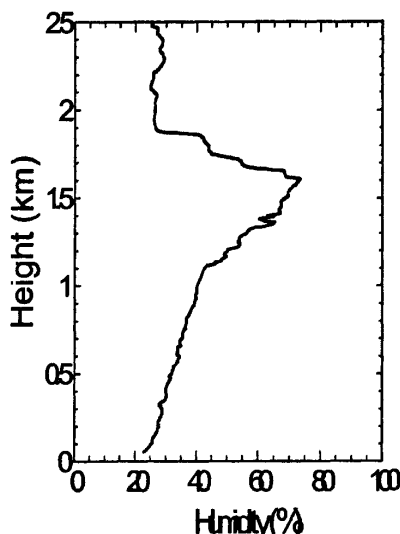


图 5-15 相对湿度高度分布曲线

Fig.5-15 Relative humidity versus height

5.6 本章小结

本章在深入分析 HSRL 方法探测大气气溶胶的基本理论、典型系统结构和关键技术的基础上, 针对目前存在的采用复杂的分光系统结构来处理大气中气溶胶浓度较高时难以实现测量的难题, 提出并建立了紫外域高光谱分辨率激光雷达系统方案。据此方案形成的系统, 从理论和实验结果表明, 能够实现大气气溶胶光学特性参数的精确探测; 同时能够在同一系统中实现对大气水蒸气的测量。前期实验结果显示: 探测高度能达到 15km。

论文所研究的 HSRL 系统通过分离大气分子与气溶胶的后向散射光来实现参数测量, 利用一个 F-P 标准具提取瑞利散射信号, 这样, 就使系统的探测不受气溶胶浓度的影响; 在另一路包含瑞利和米散射的信号作为系统能量监测, 用于监视激光器的输出, 并导出雷达数据; 借助一个高光谱分辨率光栅分离太阳背景光, 以满足系统白天工作的需要, 这比单纯用干涉滤光片滤除太阳背景光的方法效率要高得多, 系统相对要简单得多, 成本也低。论文所研究的 HSRL 系统的特点在于, 可以实现大气气溶胶消光系数和激光雷达比的精确探测, 不需要任何有关气溶胶消光系数与后向散射系数的关系的假设, 也不需要假设大气水平均匀; 并同时实现水蒸气密度的测量, 光学系统的结构比较简单, 易于实现。

6. 总结与展望

6.1 总结

论文主要研究全天时大气温度及气溶胶的激光雷达探测技术。大气温度的探测原理是利用大气分子(N_2, O_2)的转动喇曼谱线强度的温度依存性,通过构建具有高光谱分辨率特性的转动喇曼激光雷达系统,分离具有不同温度特性的喇曼谱线强度,实现温度剖面的探测技术。其主要关键技术涉及强背景光条件下的极微弱喇曼谱线信息的提取和大气温度反演技术,重点讨论在喇曼激光雷达实现低层高密度气溶胶及白天强太阳背景光条件下的大气温度剖面的全天时、高精度探测技术的构建及实现。

气溶胶探测主要探讨了气溶胶的高精度测量及数据反演技术。首先利用现有激光雷达实现对西安城区上空气溶胶剖面的实时探测,反演气溶胶的光学特性,首次开展西安地区激光雷达大气气溶胶观测和沙尘观测的实验研究,获得了气溶胶的空间和时间分布及浓度变化规律数据,观测到了沙尘天气。在探讨现有气溶胶探测及数据反演技术的不足的基础上,提出并构建了高光谱分辨率激光雷达系统的设计方案,以实现气溶胶光学特性的精确探测,并就一些关键技术进行了前期的探讨研究;论文最后还提出了小型便携式可扫描米散射激光雷达系统的设计方案,并进行了数值仿真。论文的主要成果及结论如下:

(1) 在比较分析现有激光雷达探测大气温度的基本理论与关键技术的基础上,提出了一种具有新型分光系统的转动喇曼测温激光雷达系统方案。理论分析与数值仿真结果表明,该方法在激光能量 300mJ,望远镜有效口径 25cm,测量时间 10 分钟的条件下,在白天太阳背景光辐照度为 $0.3[\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{nm}^{-1}]$ 时,能够测量边界层内高度 2.5km 以下的大气温度分布,并在大气散射比低于 2.5 的情况下,测量误差小于 1K,表明该系统的设计方案完全可以实现高精度全天时大气边界层的温度测量。

(2) 研究了喇曼散射激光雷达探测数据的分析和处理方法,以及激光雷达系统的标定方法,通过对喇曼转动激光雷达系统实际探测大气温度的实验数据的分析处理,得到了大气温度的探测结果。通过与探空气球的比较结果表明,设计的转动喇曼激光雷达系统可以实现边界层白天大气温度测量,系统在白天探测高度 1.8km 以内,夜晚探测高度 2.3 km 以内的温度探测误差小于 1K,激光能量 250mJ,探测时间 4 分钟。实际测量结果与理论分析结果相吻合,证明了该探测方法的可行性,也同时证明了所研究的喇曼雷达系统理论计算方法的正确性。

(3) 开展了对人眼安全的 355nm 波长米散射激光雷达实验系统研究与实际探测研究,在西安理工大学校园内对西安城区上空的气溶胶进行了 24 小时连续观测,首次获得了该地区低层大气气溶胶浓度的高度分布数据。随着该项研究的继续深入以及将来观测数据的不断积累,该研究成果将有助于西安城区大气环境颗粒状气溶胶的发生、传输等时空特性,以及大气辐射和城市热岛等城市气象特征的产生机理、传输规律的研究,并为这些研究工作提供实时的科学数据支撑。为了实时观测气溶胶的需要,设计了一种便携式小型

米散射激光雷达系统设计方案,用于探测对流层内大气气溶胶及卷云的光学特性以及大气水平能见度等。仿真结果表明,在探测误差小于 10%时系统白天和夜晚的探测高度分别为 6 km 和 13 km。该系统还具有能全方位扫描探测等特点,可应用于城市及特定场合(如厂区,大型公共场所)的大气环境监测,也可用于沙尘暴探测及其预警预报技术的研究。

(4) 在深入分析现有米散射激光雷达数据反演精度不足的基础上,提出并建立了紫外域高光谱分辨率激光雷达系统设计方案。并就利用高光谱分辨率分光器件精确探测大气气溶胶的基本理论、典型系统结构和数据反演等关键技术进行了分析计算,数值仿真和初步实验结果表明,据此方案建立的系统能够实现大气气溶胶光学特性参数的精确探测;同时能够在同一系统中实现对大气水蒸气的测量。初步实验结果显示:探测高度能达到 15km。

6.2 本文的创新点

(1) 利用激光雷达全天时精细探测低层大气温度剖面是目前国际激光雷达研究的前沿课题。转动喇曼激光雷达虽已能对对流层的上层及夜间的大气温度进行较高精度的测量,但由于低层高密度气溶胶及白天太阳背景光的影响,喇曼激光雷达精细探测边界层内的大气温度一直是个技术难题。本文提出了一种新的转动喇曼测温激光雷达分光系统方案,采用一个高光谱分辨率光栅,配合一个边缘反射镜滤除了大部分噪音信号;为了分别提取 2 个波长的纯转动喇曼信号,利用了 2 个窄带干涉滤光片,同时也进一步抑制了米—瑞利散射光。设计的光分系统理论上对米—瑞利散射信号的抑制率达到了 10^7 数量级,有效地剔除了高密度气溶胶的影响,实现了低层大气温度的探测,并通过实验验证了该方法的可行性。

(2) 采用高光谱分辨率光栅分光,将太阳背景光光谱分离开,高效率滤除了大部分太阳背景光;再通过两个喇曼通道的干涉滤光片,使太阳背景光得到进一步抑制,从而提高了系统的分光效率,改善了喇曼信号的信噪比,实现了系统白天探测。这种分光方法比起单纯用干涉滤光片的光分方法效率要高得多,同时由于不是使用日盲型波长范围来满足白天探测的要求,激光器的选用不受限制。

(3) 在深入分析 HSRL 方法探测大气气溶胶的基本理论、典型系统结构和关键技术的基础上,提出并建立了紫外域高光谱分辨率激光雷达系统方案。系统中借助一个高光谱分辨率光栅将太阳背景光光谱分离,达到抑制太阳背景光的目的,以满足系统白天探测的要求;利用一个 F_P 标准具分离米—瑞利散射信号,由于 F_P 分离的是多普勒增宽的瑞利散射信号,因而气溶胶的浓度对探测结果不会产生影响;借助光栅的分光效应,该系统还能实现水蒸气的同时探测。系统结构简单,效率较高,易于实用化。

(4) 所开展的米散射激光雷达大气气溶胶探测实验研究,以及沙尘气溶胶观测的实验研究,均是陕西地区第一次开展的激光雷达气溶胶探测研究工作,首次采用激光雷达获得了西安城区低层大气气溶胶浓度的高度变化规律数据,其进一步的研究成果将有助于大气环境颗粒状气溶胶的发生、传输等时空特性,以及大气辐射和城市热岛等城市气象特征

的产生机理、传输规律的研究,并为这些研究工作提供实时的科学数据支撑。设计了一种便携式小型米散射激光雷达系统设计方案,用于探测对流层内大气气溶胶及卷云的光学特性以及大气水平能见度等。可应用于城市及特定场合(如厂区,大型公共场所)的大气环境监测,也可用于沙尘暴探测及其预警预报技术的研究,可望推广开拓激光雷达探测大气这项高新技术更广泛的应用。

6.3 展望

针对激光雷达大气探测技术的研究,有许多侧重面和研究方向。论文仅着重开展了低层大气白天高精度温度探测技术以及气溶胶分布的高精度探测技术的研究工作,后续的研究工作者认为应在以下几个方面进一步展开和进一步深入:

(1) 对喇曼激光雷达低层大气白天温度探测的实验系统深入研究

在现有的研究基础上,改善系统的分光及接收效率,建立稳定可靠的转动喇曼散射激光雷达系统,进一步提高转动喇曼激光雷达系统的信噪比,提高大气温度探测的高度范围。

(2) 继续开展西安城区大气气溶胶的实时观测研究

本文虽然首次获得了西安城区 24 小时大气气溶胶的分布数据,但要研究西安上空气溶胶的发生规律与输送规律,还必须对其实施长期的观测研究,尤其是对沙尘的观测研究,还必须坚持每年观测。进一步研究探讨西安城区不同天气状况、不同季节下气溶胶的分布规律,为政府及气象、环保部门的工作提供有益的数据支撑。

(3) 进一步开展高光谱分辨率激光雷达探测气溶胶的实验研究

本文提出了一种高光谱分辨率激光雷达系统方案,并进行了初步实验研究,今后还有待开展更进一步的研究工作。

致谢

博士课题终于完成了，回想这几年来一边工作一边学习的历程，虽然辛苦，却也收获颇多，真正感觉到在学术水平上的确提高很多，这一切当然离不开导师和同事的帮助。

在我论文完成之际，首先特别感谢导师华灯鑫教授，在我进行课题研究的整个期间给予了认真的指导和无私的帮助，华灯鑫教授在激光雷达方面渊博的知识以及严谨治学的态度，使我受益匪浅，也是我学习的榜样。感谢华教授的归国为我们学科带来了新的研究方向，他开创建立的激光雷达实验中心为我研究课题的完成提供了平台。感谢副导师李言教授在课题进行中所给予的指导和莫大的帮助，以及对我的研究和工作所给予的支持和关怀。导师们忘我工作的热忱和一丝不苟的工作精神将永远是我学习的榜样。

感谢郭俊杰教授一直以来对我学业的关心和指导，是郭俊杰教授的鼓励与支持才使我走进博士的课堂。感谢师兄邱宗明教授对我学业的关心和在论文写作上给予的指导。

在我的研究工作中，还得到了中国海洋大学宋小全博士的很大帮助，在我们对一些问题的共同探讨中，让我学到和明白了许多知识，也使我们成为真诚的朋友，在此深表感谢。还要感谢研究生高飞、徐黎明、吴敏在气溶胶观测实验过程中的积极配合。

最后要感谢我的母亲、爱人和儿子，还有我的其他家人，是他们这几年来对我工作和学习的理解和支持，以及生活上的关心和照顾，才使我顺利完成博士课题。

在读博士期间发表的论文

1. 刘君,华灯鑫,李言. 大气边界层白天温度测量用转动拉曼激光雷达[J]. 光学学报, 2007, 27(5): 755-759. (EI: 072510663217)
2. 刘君,华灯鑫,李言. 紫外域激光雷达探测西安城区上空气溶胶时空剖面[J]. 光子学报, 2007, 36(8): 1534-1537. (EI: 074110859931)
3. D. X. Hua, J. Liu, K. Uchida, et al.. Daytime temperature profiling of planetary boundary layer with ultraviolet rotational Raman lidar[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2007, 46(9A): 5849-5852. (SCI-E: 212WA. EI: 073910829418)
4. 刘君,华灯鑫,李言等. 小型米散射激光雷达系统设计[J]. 西安理工大学学报, 2007, 23(1): 1-5.
5. J. Liu, D. X. Hua, Y. Li. Development of a high-spectral-resolution lidar for accurate profiling of the urban aerosol spatial variations[C]. Journal of Physics: Conference Series, 48, 2006: 745-749.
6. J. Liu, X. Q. Song, D. X. Hua, et al.. High-spectral-resolution lidar for accurate observation of aerosol, cirrus clouds and water vapor profiles at Xi'an China[C]. Proceedings of 23rd International Laser Radar Conference. Nara, Japan, 2006: 233-234.

在读博士期间参加的科研项目

1. 国家自然科学基金: 大气边界层温度、湿度及气溶胶拉曼激光精细探测的研究
申请人: 华灯鑫. 第二完成人: 刘君. 项目批准号: 40675015 获批资助金额: 38 万元
2. 陕西省自然科学基金: 西安城区沙尘气溶胶激光雷达遥感观测研究
申请人: 刘君 项目批准号: 2006D07 获批资助金额: 2 万元
3. 陕西省教育厅自然基金: 激光遥感城市大气边界层高度演变特征研究
申请人: 刘君 项目批准号: 07JK336 获批资助金额: 2 万元

参考文献

- 【1】 阎吉祥,龚顺生,刘智深. 环境监测激光雷达[M]. 北京: 科学出版社, 2001: 135-140, 181.
- 【2】 盛裴轩,毛节泰,李建国等. 大气物理学[M]. 北京: 北京大学出版社, 2003: 25-28.
- 【3】 Y. Iwasaka, S. Hayashida. The Effects of the Volcanic Eruption of St. Helens on the Polarization Properties of Stratospheric Aerosol; Lidar Measurement at Nagoya[J]. J. Meteor. Soc. Japan, 1981, 59(4): 611-614.
- 【4】 H. Jager, D. J. Hofmann. Midlatitude lidar backscatter to mass, area, and extinction conversion model based on in situ aerosol measurements from 1980 to 1987[J]. Appl. Opt., 1991, 30(1): 127-.
- 【5】 J. H. Qiu, L. Q. Yang. Lidar monitoring of Aerosol and Yellow sand in Beijing[J]. IEEE, 1999, 37: 1056-1057.
- 【6】 Y. Sasano. Tropospheric aerosol extinction coefficient profiles derived from scanning lidar measurements over Tsukuba, Japan, from 1990 to 1993[J]. Appl. Opt., 1996, 35(24): 4941.
- 【7】 C. Böckmann, U. Wandinger, A. Ansmann, et al.. Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project 2. aerosol backscatter algorithms[J]. Appl. Opt., 2004, 43(4): 977-989.
- 【8】 J. W. Hair, L. M. Caldwell, D. A. Krueger et al.. High-spectral-resolution lidar with iodine-vapor filters: measurement of atmospheric-state and aerosol profiles[J]. Appl. Opt., 2001, 40(30): 5280-5294.
- 【9】 D. S. Balis, V. Amiridis, C. Zerefos, et al.. Raman lidar and sunphotometric measurements of aerosol optical properties over Thessaloniki, Greece during a biomass burning episode[J]. Atmospheric Environment, 2003, 37(32): 4529-4538.
- 【10】 刘东,戚福第,金传佳等. 合肥上空卷云和沙尘气溶胶退偏振比的激光雷达探测[J].大气科学,2003, 27(6): 1093-1100.
- 【11】 杨辉,刘文清,刘建国等. 激光雷达监测北京城区夏季边界层气溶胶[J]. 中国激光, 2006, 33(9): 1255-1259.
- 【12】 R. T. H. Collis, P. B. Russell, Lidar measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption, in Laser Monitoring of the Atmosphere[M]. Hinkley E. D., ed. Springer-verlag, New York, 1976, chap.4: 71-102.
- 【13】 J. D. Klett. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns[J]. Appl. Opt., 1981, 20(2): 211-220.
- 【14】 F. G. Fernald. Analysis of atmospheric lidar observations: some comments[J]. Appl. Opt., 1984, 23(5): 652-655.
- 【15】 N. Sugimoto, I. Matsui, Z. Liu, et al.. Observation of aerosols and clouds using a two-wavelength

- polarization lidar during the Nauru99 experiment[J]. *Sea and Sky*, 2000, 76: 90-95.
- 【16】 C. Y. She, R. J. Alvarez II, L. M. Caldwell, et al.. High-spectral-resolution Rayleigh-Mie lidar measurement of aerosol and atmospheric profiles[J]. *Opt. Lett.*, 1992, 17(7): 541-543.
- 【17】 J. E. Kalshoven, C. L. Korb, G. K. Schwemmer, et al.. Laser remote sensing of atmospheric temperature by observing resonant absorption of oxygen[J]. *Appl. Opt.*, 1981, 20(11): 1967-.
- 【18】 J. Bösenberg. Ground-based differential absorption lidar for water-vapor and temperature profiling: methodology[J]. *Appl. Opt.*, 1998, 37(18): 3845-3860.
- 【19】 V. Wulfmeyer. Ground-based differential absorption lidar for water-vapor and temperature profiling: development and specifications of a high-performance laser transmitter[J]. *Appl. Opt.*, 1998, 37(18): 3804-3824.
- 【20】 A. Behrendt, J. Reichardt. Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator[J]. *Appl. Opt.*, 2000, 39 (9): 1372-1378.
- 【21】 Y. Arshinov, S. Bobrovnikov, I. Serikov, 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.
- 【22】 G. Fiocco, G. B. Machelangeli, K. Maschberger, et al.. Measurement of temperature and aerosol to molecule ratio in the troposphere by optical radar[J]. *Nature Phys. Sci.*, 1971, 229, 78-79.
- 【23】 R. L. Schwiesow, L. Lading. Temperature profiling by Rayleigh-scattering lidar[J]. *Appl. Opt.*, 1981, 20(11): 1972.
- 【24】 C. Y. She, R. J. Alvarez II, L. M. Caldwell, et al.. High-spectral-resolution Rayleigh-Mie lidar measurement of aerosol and atmospheric profiles[J]. *Opt. Lett.*, 1992, 17(7): 541-543.
- 【25】 H. Chen, M. A. White, D. A. Krueger, et al.. Daytime mesopause temperature measurements with a sodium-vapor dispersive Faraday filter in a lidar receiver[J]. *Opt. Lett.*, 1996, 21(15): 1093-1095.
- 【26】 D. Hua, M. Uchida, T. Kobayashi. Ultraviolet high- spectral resolution Rayleigh-Mie lidar with a dual-pass Fabry-Perot etalon for measuring atmospheric temperature profiles of the troposphere[J]. *Opt. Lett.*, 2004, 29(10): 1063-1065.
- 【27】 D. Hua ,T. Kobayashi. Ultraviolet Rayleigh-Mie lidar by use of a multicavity Fabry-Perot filter for accurate temperature profiling of the troposphere[J]. *Appl. Opt.*,2005, 44(30): 6474-6478.
- 【28】 D. Hua, M. Uchida, T. Kobayashi. Ultraviolet Rayleigh-Mie lidar with Mie-scattering correction by Fabry-Perot etalons for temperature profiling of the troposphere[J]. *Appl. Opt.*, 2005, 44 (7): 1305-1314.
- 【29】 J. A. Cooney. Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter[J]. *J. Appl. Meteor.*, 1972, 11: 108-112.

- 【30】 J. A. Cooney. Atmospheric temperature measurement using a pure rotational Raman lidar: comment[J]. Appl. Opt., 1984, 23(5): 653-.
- 【31】 Y. Arshinov, S. Bobrovnikov. Use of a Fabry-Perot interferometer to isolate pure rotational Raman spectra of diatomic molecules[J]. Appl. Opt., 1999, 38(21): 4635-4638.
- 【32】 Y. Arshinov, S. Bobrovnikov, I. Serikov, 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.
- 【33】 A. Behrendt, J. Reichardt. Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator[J]. Appl. Opt., 2000, 39(9): 1372-1378.
- 【34】 A. Behrendt, T. Nakamura, M. Onishi, et al.. Combined Raman lidar for the measurement of atmospheric temperature, water vapor, particle extinction coefficient, and particle backscatter coefficient[J]. Appl. Opt., 2002, 41(36): 7657-7666.
- 【35】 宋正方. 应用大气光学基础[M]. 北京:气象出版社, 1990: 13-14,157, 208..
- 【36】 J. A. Reagan, M. P. McCormick, J. D. Spinhirne. Lidar sensing of aerosols and clouds in the troposphere and stratosphere[J]. Proceedings of the IEEE, 1989, 77(3): 433-447.
- 【37】 U.S. Standard Atmosphere, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1976.
- 【38】 朱金山,刘智深,郭金家. 高光谱分辨率激光雷达(HSRL)大气温度测量模拟[J]. 中国海洋大学学报, 2005, 35(5): 863-867.
- 【39】 A. Cohen, J. A. Cooney, K. N. Geller. Atmospheric temperature profiles from lidar measurements of rotational Raman and elastic scattering[J]. Appl. Opt., 1976, 15(11): 2896-2901.
- 【40】 吴永华,胡欢陵,胡顺星,等. 瑞利散射激光雷达探测平流层和中间层低层大气温度[J]. 大气科学, 2002, 26(1): 23-29.
- 【41】 吴永华,李陶,胡顺星,等. 瑞利-拉曼散射激光雷达探测大气温度分布[J]. 中国激光, 2004, 31(7): 851-856.
- 【42】 P. D. Girolamo, A. Behrendt, V. Wulfmeyer. Spaceborne profiling of atmospheric temperature and particle extinction with pure rotational Raman lidar and of relative humidity in combination with differential absorption lidar: performance simulations[J]. Appl. Opt., 2006, 45(11): 2474-2494.
- 【43】 I. Balin, I. Serikov, S. Bobrovnikov, et al.. Simultaneous measurement of atmospheric temperature, humidity and aerosol extinction and backscatter coefficients by a combined vibrational-pure-rotational Raman lidar[J]. Appl. Phys. B, 2004, 79(6): 775-782.
- 【44】 D. Hua, T. Kobayashi. UV Rayleigh-Mie Raman lidar for simultaneous measurement of atmospheric temperature and relative humidity profiles in the troposphere[J]. Jpn. J. of Appl. Phys., 2005, 44 (3): 1287-1291.
- 【45】 常岐海,杨国韬,宋娟,等. 武汉中层大气温度特性的激光雷达观测研究[J]. 大气科学, 2005, 29(2):

- 314-320.
- 【46】 S. E. Bisson, J. E. M. Goldsmith, M. G. Mitchell. Narrow-band, narrow-field-of view Raman lidar with combined day and night capability for tropospheric water-vapor profile measurements[J]. Appl. Opt., 1999, 38(9): 1841-1849.
- 【47】 吴永华,李陶,周军,等. Raman 激光雷达探测对流层中上部大气温度分布[J]. 大气科学, 2002, 26(5):702-708.
- 【48】 A. Behrendt, T. Nakamura, T. Tsuda. Combined temperature lidar for measurements in the troposphere, stratosphere, and mesosphere[J]. Appl. Opt., 2004, 43(14): 2930-2939
- 【49】 刘玉丽,张寅超,苏嘉,等. 转动拉曼激光雷达探测大气温度的系统设计及模拟计算[J]. 光散射学报, 2006, 17(4): 347-354.
- 【50】 刘玉丽,张寅超,苏嘉,等. 探测低空大气温度分布的转动拉曼激光雷达[J]. 光电工程, 2006, 33(10): 43-48.
- 【51】 C. M. Penney, R. L. St. Peters, M. Lapp. Absolute rotational Raman cross sections for N_2 , O_2 , and CO_2 [J]. J. Opt. Soc. Am., 1974, 64(5): 712-716.
- 【52】 M. Becucci, S. Cavalieri, R. Eramo, et al.. Accuracy of remote sensing of water temperature by Raman spectroscopy[J]. Appl. Opt., 1999, 38(6): 928-931.
- 【53】 G. Anderson, J. K. Brasseur, R. J. Knize, et al.. Raman and Rayleigh holographic lidar[J]. Appl. Opt., 2002, 41(9): 1798-1804.
- 【54】 步鹏,杨经国,哈元清等. N_2 和 O_2 纯转动拉曼光谱(PRRS)的温度特性[J]. 光散射学报, 2002, 14(3): 183-185.
- 【55】 M. Funda, C. Nagasawa, Y. Shibata, et al.. Atmospheric temperature measurement with the rotational Raman lidar using Na Vapor filter[C]. Proc. SPIE, 2001, 4153: 183-190.
- 【56】 T. Y. Nakajima, T. Imai, O. Uchino, et al.. Influence of daylight and noise current on cloud and aerosol observations by spaceborne elastic scattering lidar[J]. Appl. Opt., 1999, 38(24): 5218-5228.
- 【57】 A. Behrendt, J. Reichardt. Atmospheric temperature profiling in the presence of clouds with a pure rotational Raman lidar by use of an interference-filter-based polychromator[J]. Appl. Opt., 2000, 39(9): 1372-1378.
- 【58】 G. Vaughan, D. P. Wareing, S. J. Pepler, et al.. Atmospheric temperature measurements made by rotational Raman scattering[J]. Appl. Opt., 1993, 32(15): 2758-2764.
- 【59】 J. Zeyn, W. Lahmann, C. Weitkamp. Remote daytime measurements of tropospheric temperature profiles with a rotational Raman lidar[J]. Opt. Lett., 1996, 21(16): 1301-1303.
- 【60】 刘君,华灯鑫,李言. 大气边界层白天温度测量用转动拉曼激光雷达[J]. 光学学报, 2007, 27(5): 755-759.
- 【61】 M. P. Thekaekara. Extraterrestrial solar spectrum, 3000-6100 A at 1-A intervals[J]. Appl. Opt., 1974,

- 13(3): 518-522.
- 【62】 D. X. Hua, J. Liu, K. Uchida, et al.. Daytime temperature profiling of planetary boundary layer with ultraviolet rotational Raman lidar[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2007, 46(9A): 5849-5852.
- 【63】 K. Uchida, T. Hasegawa, D. Hua, et al.. Rotational Raman temperature lidar and data calibration[C]. Proceedings of 23rd International Laser Radar Conference. Nara, 2006: 219-222.
- 【64】 周军,岳古明,戚福第等. 大气气溶胶光学特性激光雷达探测[J]. 量子电子学报, 1998, 15(3): 140-148.
- 【65】 J. R. Campbell, D. L. Hlavka, E. J. Welton, et al.. Full-time, eye-safe cloud and aerosol lidar observation at atmospheric radiation measurement program sites: instruments and data processing[J]. Journal of Atmospheric & Oceanic Technology, 2002, 19(4): 431-442.
- 【66】 P. B. Savov, T. S. Skakalova, I. N. Kolev, et al.. Lidar investigation of the temporal and spatial distribution of atmospheric aerosols in mountain valleys[J]. Journal of applied meteorology, 2002, 41(5): 528-541.
- 【67】 毛敏娟,吴永华,戚福第等. 车载式 1064nm 和 532nm 双波长米散射激光雷达[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(5): 677-680.
- 【68】 P. B. Savov, T. S. Skakalova, I. N. Kolev, et al.. Lidar investigation of the temporal and spatial distribution of atmospheric aerosols in Mountain Valleys[J]. J. Appl. Meteor., 2002, 41: 528-541.
- 【69】 杨昭,李强,孙东松. 基于 1064nm 米散射激光雷达的大气消光特性的研究[J]. 激光技术, 2006, 30(2): 170-173.
- 【70】 杨辉,刘文清,刘建国等. 城市对流层气溶胶观测分析与研究[J]. 激光技术, 2006, 30(2): 174-176.
- 【71】 李洪敬,孙东松,杨春沪等. 苏州城区 1064nm 激光雷达大气消光特性的观测[J]. 激光与红外, 2005, 35(5): 323-326.
- 【72】 杨辉,刘文清,刘建国等. 激光雷达监测北京城区夏季边界层气溶胶[J]. 中国激光, 2006, 33(9): 1255-1259.
- 【73】 袁松,辛雨,周军. 合肥市郊低层大气的激光雷达探测研究[J]. 大气科学, 2005, 29(3): 387-395.
- 【74】 王志华,王宏波,何捷等. Mie 散射激光雷达研究大气边界层特性[J]. 光散射学报, 2006, 18(2): 147-150.
- 【75】 M. Sicard, P. Chazette, J. Pelon, et al.. Variational method for the retrieval of the optical thickness and the backscatter coefficient from multiangle lidar profiles[J]. Appl. Opt., 2002, 41(3): 493-502.
- 【76】 贺应红,郑玉臣,程娟等. Mie 散射大气激光雷达回波信号消光系数边界值估算[J]. 光散射学报, 2004, 16(2): 149-152.
- 【77】 王向川,饶瑞中. 大气气溶胶和云雾粒子的激光雷达比[J]. 中国激光, 2005, 32(10): 1321-1324.

- 【78】 刘君,华灯鑫,李言. 紫外域激光雷达探测西安城区上空气溶胶时空剖面[J]. 光子学报, 2007, 36(8): 1534-1537.
- 【79】 叶笃正,丑纪范,刘纪远等. 关于我国华北沙尘天气的成因与治理对策[J]. 地理学报, 2000, 55(5): 513-521.
- 【80】 石广玉,赵思维. 沙尘暴研究中的若干科学问题[J]. 大气科学, 2003, 27(4): 591- 606.
- 【81】 刘引鸽. 气象气候灾害与对策[M]. 北京: 中国环境科学出版社, 2005: 117-132.
- 【82】 S. Ott. Analysis of a trans-Atlantic Saharan dust outbreak based on satellite and GATE data, Mon[J]. Wea. Rev, 1991, 119(8): 1832-1850.
- 【83】 Y.P.Shao, M.Raupach. Preliminary assessment of wind erosion patterns in the Murray-Darling Hasin[J]. Aust.J.Soil Res., 1994, 34: 309-342.
- 【84】 Y. Iwsaka, G. Y. Shi, et al.. Number concentration and size distribution of aerosols in the free atmosphere over the desert areas in the Asian continent: Balloon-borne measurements in summer and fall[J]. Journal of Arid Land Studies, 2002, 11: 347-353.
- 【85】 周明煜, 曲绍厚, 宋锡铭等. 北京地区一次沙暴过程的气溶胶特征[J]. 环境科学学报, 1981, 1: 207- 218.
- 【86】 曲绍厚等. 北京地区一次沙尘暴过程的来源[J]. 环境科学学报, 1984, 4: 80- 85.
- 【87】 石广玉, 许梨, 陈纪平等. 北京地区 1991 年春夏之交的大气气溶胶光学特性测量[C]. 第四届全国气溶胶学术会议论文集, 合肥, 1992: 33- 37.
- 【88】 邱金恒, 赵燕增, 汪宏七. 激光探测沙暴过程中的气溶胶消光系数分布[J]. 大气科学, 1984, 8(2): 205- 210.
- 【89】 邱金恒, 孙金辉. 沙尘暴的光学遥感及分析[J]. 大气科学, 1994, 18(1): 1- 10.
- 【90】 方宗义等. 用气象卫星遥感监测沙尘暴的方法和初步结果[J]. 第四纪研究, 2001, 21: 48-55.
- L. Q. Yang, J. H. Qiu, S. P. Zheng, et al.. Lidar measurement of aerosol, ozone and clouds in Beijing[J]. Proceedings of SPIE, 2002, 4893: 45-52.
- 【91】 李铁锁,白雪椿,马涛等. 利用激光雷达观测黄沙气溶胶[J]. 内蒙古环境保护, 2005, 17(3): 36-38.
- 【92】 姚济敏,张文煜,袁九毅等. 典型干旱区沙尘气溶胶光学厚度及粒度谱分布的初步分析[J]. 中国沙漠, 2006, 26(1): 77-80.
- 【93】 全浩. 关于中国西北地区沙尘暴及其黄沙气溶胶高空传输路线的探讨[J]. 环境科学, 1993, 14(5): 60-65.
- 【94】 邱金恒,赵燕增,汪宏七. 激光探测沙尘暴过程中的气溶胶消光系数分布[J]. 大气科学, 1984, 8: 205-210.
- 【95】 钟志庆,周军,戚福第等. 探测大气气溶胶消光系数的便携式米散射激光雷达[J]. 强激光与粒子

- 束, 2003, 15(12): 1145—1147.
- 【96】 宋小全, 贺岩, 刘金涛等. 白天工作条件下大气激光雷达探测的实验研究[J]. 中国海洋大学学报, 2001, 31(4): 593-599.
- 【97】 谢晨波, 韩永, 李超等. 车载式激光雷达测量大气水平能见度[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(7): 971-975.
- 【98】 薛国刚, 孙东松, 闫长春等. 小型气溶胶激光雷达及其信号校准[J]. 激光与红外, 2005, 35(3): 151-153.
- 【99】 钟志庆, 周军. 微脉冲激光雷达探测信号的数值模拟计算[J]. 量子电子学报, 2003, 20(5): 618-622.
- 【100】 张大毛, 徐赤东, 虞统等. 扫描式微脉冲激光雷达的研制和应用[J]. 大气与环境光学学报, 2006, 1(1): 47-52.
- 【101】 O. Uchino, I. Tabata. Mobile Lidar for simultaneous measurements of ozone, aerosols, and temperature in the stratosphere[J]. Appl. Opt., 1991, 30(15): 2005-2012.
- 【102】 B. R. Lienert, J. N. Porter, S. K. Sharma. Real time analysis and display of scanning lidar scattering data[J]. Marine Geodesy, 1999, 22: 259-265.
- 【103】 J. N. Porter, B. R. Lienert, S. K. Sharma, et al.. A small portable Mie-Rayleigh lidar system to measure aerosol optical and spatial properties[J]. J. Atmos. Ocean. Tech., 2002, 19: 1873-1877.
- 【104】 刘君, 华灯鑫, 李言等. 小型米散射激光雷达系统设计[J]. 西安理工大学学报, 2007, 23(1): 1-5.
- 【105】 J. D. Spinhirne, S. Chudamani, J. F. Cavanaugh et al.. Aerosol and cloud backscatter at 1.06, 1.54, and 0.53mm by airborne hard-target-calibrated Nd:YAG/methane Raman lidar[J]. Appl. Opt., 1997, 36(15): 3475-3490.
- 【106】 M. McGill, D. Hlavka, W. Hart et al.. Cloud physics lidar: instrument description and initial measurement results[J]. Appl. Opt., 2002, 41(18): 3725-3734.
- 【107】 P. B. Russell, T. J. Swissler, M. P. McCormick. Methodology for error analysis and simulation of lidar aerosol measurements[J]. Appl. Opt., 1979, 18(22): 3783-.
- 【108】 S. T. Shipley, D. H. Tracy, E. W. Eloranta et al.. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: Theory and instrumentation[J]. Appl. Opt., 1983, 22(23): 3716-3724.
- 【109】 C. Y. She, R. J. Alvarez II, L. M. Caldwell, et al.. High-spectral-resolution Rayleigh-Mie lidar measurement of aerosol and atmospheric profiles[J]. Opt. Lett., 1992, 17(7): 541-543.
- 【110】 P. Piironeu, E. W. Eloranta. Demonstration of a high-spectral-resolution lidar based on an iodine absorption filter[J]. Opt. Lett., 1994, 19(3): 234-236.
- 【111】 J. T. Sroga, E. W. Eloranta, S. T. Shipley, et al.. High spectral resolution lidar to measure optical

- scattering properties of atmospheric aerosols. 2: Calibration and data analysis[J]. Appl. Opt., 1983, 22(23): 3725-3732.
- 【112】 C. J. Grund, E. W. Eloranta. University of Wisconsin high spectral resolution lidar[J]. Opt. Eng., 1991, 30(1): 6-12.
- 【113】 J. A. Gelbwachs, C. Klein, J. Wessel. Infrared detection by an atomic vapor quantum counter[J]. IEEE J. Quant. Elec., 1978, 14(2): 77-79.
- 【114】 Y. Iwasaki, M. Imaki, T. Kobayashi. Ultraviolet high-spectral resolution lidar for measuring atmospheric optical parameters of aerosols and clouds[C]. Proceedings of 23rd International Laser Radar Conference. Nara, Japan, 2006: 231-232.
- 【115】 Z. Y. Liu, I. Matsui, N. Sugimoto. High-spectral-resolution lidar using an iodine absorption filter for atmospheric measurements[J]. Opt. Eng., 1999, 38(10): 1661-1670.
- 【116】 X. Q. Song, Z. S. Liu. High-spectral-resolution lidar (HSRL) observation of aerosol optical properties in the troposphere region over Qingdao[C]. Proceedings of 21rd International Laser Radar Conference. Quebec, Canada, 2006: 231-232.
- 【117】 D. J. Dick, T. M. Shay. Ultrahigh-noise rejection optical filter[J]. Opt. Lett., 1991, 16(11): 867-869.
- 【118】 J. A. Gelbwachs. Atomic resonance filters[J]. IEEE J. Quant. Elec., 1988, 24(7): 1266-1277.
- 【119】 P. Yeh. Dispersive magneto-optic filters[J]. Appl. Opt., 1982, 21(11): 2069-2075.
- 【120】 J. Yue, C. Y. She, J. W. Hair, et al.. A comparative study on Fabry-Perot interferometer and iodine vapor filter for direct-detection Doppler wind measurements with a Cabanne-Mie lidar[C]. Proceedings of 23rd International Laser Radar Conference. Nara, Japan, 2006: 235-238.
- 【121】 J. Liu, X. Q. Song, D. X. Hua, et al.. High-spectral-resolution lidar for accurate observation of aerosol, cirrus clouds and water vapor profiles at Xi'an China[C]. Proceedings of 23rd International Laser Radar Conference. Nara, Japan, 2006: 233-234.
- 【122】 J. Liu, D. X. Hua, Y. Li. Development of a high-spectral-resolution lidar for accurate profiling of the urban aerosol spatial variations[C]. Journal of Physics: Conference Series, 48, 2006: 745-749.
- 【123】 钟锡华. 现代光学基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2003: 198-205.
- 【124】 J. A. Harrison, M. Zahedi, J. W. Nibler. Use of seeded Nd:YAG lasers for high-resolution spectroscopy[J]. Opt. Lett., 1993, 18(2): 149-151.
- 【125】 A. Arie, R. L. Byer. Frequency stabilization of the 1064-nm Nd:YAG lasers to Doppler-broadened lines of iodine[J]. Appl. Opt., 1993, 32(36): 7382-7386.
- 【126】 R. M. Williams, J. F. Kelly, J. S. Hartman, et al.. Kilohertz linewidth from frequency-stabilized

- mid-infrared quantum cascade lasers[J]. *Opt. Lett.*, 1999, 24(24): 1844-1846.
- 【127】 T. J. Kane, A. C. Nilsson, R. L. Byer. Frequency stability and offset locking of a laser-diode-pumped Nd:YAG monolithic nonplanar ring oscillator[J]. *Opt. Lett.*, 1987, 12(3): 175-177.
- 【128】 T. Day, E. K. Gustafson, R. L. Byer. Sub-hertz relative frequency stabilization of two-diode laser-pumped Nd:YAG lasers locked to a Fabry-Perot interferometer[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, 28(4): 1106-1117.
- 【129】 卜令兵,刘继桥,陈卫标. 光谱稳定性对直接探测多普勒测风激光雷达的影响研究[J]. *光子学报*, 2007, 36(2): 335-339.
- 【130】 黄见洪,史斐,郭少锋. 基于 CPLD 设计实现单横单纵激光器种子注入纵模锁定[J]. *应用激光*, 2006, 26(6): 443-445.
- 【131】 王景峰,张海洋,赵长明等. 种子注入固体激光相干探测实验研究[J]. *中国激光*, 2007, 34(2): 186-190.
- 【132】 M. Imaki, Y. Takegoshi, T. Kobayashi. Ultraviolet High-Spectral-Resolution Lidar with Fabry-Perot Filter for Accurate Measurement of Extinction and Lidar Ratio[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2005, 44(5A): 3063-3067.
- 【133】 周炳琨,高以智,陈家骅. *激光原理*[M]. 北京: 国防工业出版社, 1984: 36-38.
- 【134】 蓝信钜等. *激光技术*[M]. 北京: 科学出版社, 2001: 171-182.
- 【135】 郭少锋, 林文雄,黎全等. 种子注入式单纵单横电光调 Q 激光器[J]. *中国激光*, 2006, 33(12): 1585-1589.