

第一章 大气中二氧化碳、水汽概述

§ 1.1 大气气体成份概述

§1.1.1 大气的常定成份和可变成份

地球大气是由多种气体成份混合组成的,不包含水汽与气溶胶等粒子的大气称为干洁大气。在对流层与中层大气中,干洁大气由两类成份混合组成,一类是常定成份,主要有氮、氧、氩、氦、氖、氙等,这类成份在大气中的含量随时间与地点的变化很小,其含量比例较为固定。另一类是可变成份,如二氧化碳、一氧化碳、甲烷、氧化氮物、臭氧、二氧化硫等。这类成份的形成、破坏与地表、生物圈、人类活动以及发生在大气中的光化学过程密切相关。因此其含量随地点与时间都有显著变化。可变成份在干洁大气中所占比例虽然远小于常定成份,但它们对大气变化的影响却非常重要。表 1.1 和表 1.2 列出了低层大气的主要成份和次要成份。可以看出,干洁大气中约 99% 是氮气和氧气,它们与氩气合在一起,差不多占整个大气质量的 99.9%, 二氧化碳作为一种可变成份,同时也是低层大气中的主要成份,其在大气中的变化与气候、环境、人类活动密切相关,二氧化碳含量的急剧增加导致日益显著的“温室效应”已引起人类的普遍关注^[1]。

表 1.1 低层(对流层内)大气的主要成分

气 体	相对分子 质量	体 积 百分比	质 量 百分比	浓 度 / ($\mu\text{g}/\text{m}^3$)	同 位 素	平均停留 时间/a
N ₂	28.013 4	78.084	75.52	9.76 $\times 10^8$	¹⁴ N 99.635%	约 10 ⁶
					¹⁵ N 0.365%	
					¹⁶ O 99.759%	
O ₂	31.998 8	20.948	23.15	2.98 $\times 10^8$	¹⁷ O 0.037 4%	约 5 $\times 10^3$
					¹⁸ O 0.203 9%	
					⁴⁰ Ar 99.600%	
Ar	39.948	0.934	1.28	1.66 $\times 10^7$	³⁸ Ar 0.063%	约 10 ⁷
					³⁶ Ar 0.337%	
					¹² C 98.9%	
CO ₂	44.009 9	0.033	0.05	(4~8) $\times 10^5$	¹³ C 1.1%	5~6
					¹⁴ C 2 $\times 10^{-10}$ %	

大气中氮的来源很多,腐烂的植物、树叶和动物都会排放出氮气。地球也通过不同途径发出氮气,火山爆发时就把大量的氮排入空气。闪电过程也能导致形成氮化合物。但是植物和海洋又从大气中摄取氮。地球上没有生物以前,大气中只含少量的氧,主要是由太阳紫外辐射分解水汽分子而形成:



在三十多亿年以前,当地球上开始出现低等植物时,植物通过光合作用,吸收二氧化碳而排出氧气。这就使大气中氧的含量逐渐增长,同时又促使生物的发展;人类和动物则与植物相反,吸入氧气而呼出二氧化碳。

表 1.2 低层(对流层内)大气的次要成分

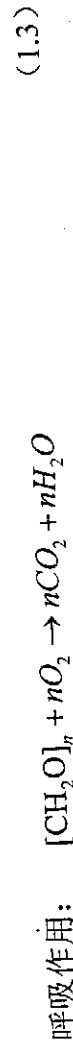
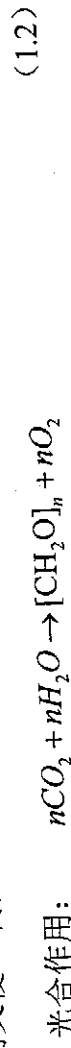
气 体	相对分子质量	浓 度		平均停留时间
		"ppmv"	$\mu\text{g}/\text{m}^3$	
准 定 常 成 分	Ne	17.18	1.6×10^4	约 10^7 a
	He	5.24	920	约 10^7 a
	Kr	1.14	4100	约 10^7 a
	Xe	0.087	500	约 10^7 a
可 变 成 分	H ₂	0.4~1.0	36~90	6~8a
	CH ₄	1.2~1.5	850~1100	约 10a
	N ₂ O	0.25~0.6	500~1200	
	CO	0.01~0.2	10~200	0.2~0.5a
	O ₃	$10^{-3} \sim 10^{-1}$	0~100	约 10d
	水汽	可变		约 5d
	NH ₃	0.002~0.02	2~20	约 2d
	SO ₂	0~0.02	0~50	
	CH ₂ O	0~0.1	0~16	约 0.5d
	H ₂ S	$(2 \sim 20) \times 10^{-3}$	3~30	
	NO ₂	$(1 \sim 4.5) \times 10^{-3}$	2~8	
	I ₂	$(0.4 \sim 4) \times 10^{-5}$	0.05~0.5	
	Cl ₂	$(3 \sim 15) \times 10^{-4}$	1~5	
	气溶胶	$(1 \sim 1000) \times 10^{-9}$		约 10d

在 85 公里以下的低层大气中,大气中氮和氧的含量比例非常稳定,其变化很小,对大气物理化学过程没有多大影响。干洁大气中各种气体成份的临界温度都很低。二氧化碳与氙气的临界温度虽然比较高,分别为 31°C 和 16.6°C ,但它们的临界压强远超过实际大气的压力。因此,干洁大气可以看作是理想气体,没有任何相变过程。当然,实际大气远不是干洁大气,在任意时刻,任何空间位置上,实际大气中都含有水汽与气溶胶粒子。

§ 1.2 大气二氧化碳含量分布

§ 1.2.1 大气二氧化碳的来源

二氧化碳来源于地球表面,主要的人工源是矿物燃料燃烧和人类的工业活动,此外,死亡生物体的腐蚀分解和呼吸作用也都排出二氧化碳,而植物的光合作用又使二氧化碳还原,这个循环可用以下反应式表示:



光合作用产生的碳水化合物(即糖类),它将转化为以淀粉为主的有机物,构成植物体,因此,生物圈中二氧化碳含量最大的是森林和绿地。绿色植物的生

长有很强的季节性，受其影响，大气二氧化碳的浓度也表现出明显的季节性变化。

§1.2.2 大气二氧化碳含量分布特点

根据冰川中气体取样分析，在 200 多年以前，全球平均二氧化碳浓度值只有 280ppm。图 1.1 就是从冰川取样分析的结果。由此结果看出，200 多年来大气中二氧化碳是在逐年增长的。最早对大气二氧化碳本底值进行系统直接测量的是美国 Hawaii 州 Mauna Loa 观测站，海拔高度是 3400 米，远离工业城市及其它当地人为污染，其观测结果反映了大气本底浓度值的变化。图 1.2 是其观测结果。这种变化有两个明显的特点：一是有季节变化，其最大值出现在 5 月份，最小值出现在 9~10 月份，年振幅量约为 6ppm；另一个特点是年平均二氧化碳浓度值逐年增大。

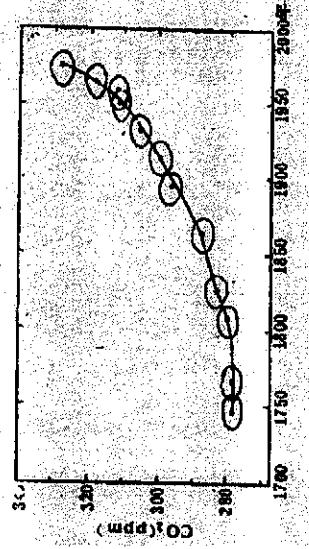


图 1.1 由冰川取样分析得出二氧化碳变化
(取自 Neftel.A 等 1985)

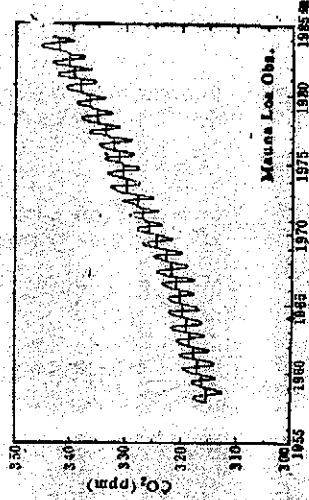


图 1.2 大气二氧化碳本底浓度变化
(取自 Mauna Loa 观测站)

类似的结果也在其它大气本底监测站观测到。从图 1.3 可以看出不同纬度上二氧化碳季节变化的幅度是不同的。在北半球，其幅度随纬度增高而增大，而在南半球则没有明显的随纬度变化的特征^[1]。

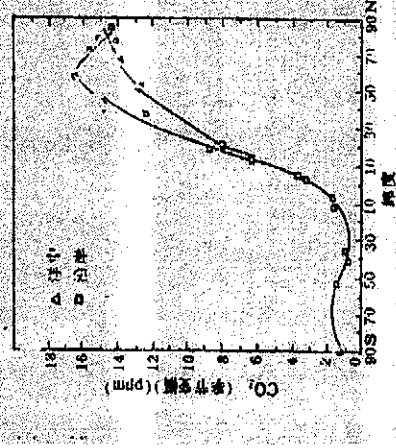


图 1.3 CO₂ 含量季节变化幅度与纬度关系
(取自 Komhyr, Gammon 等, 1985)

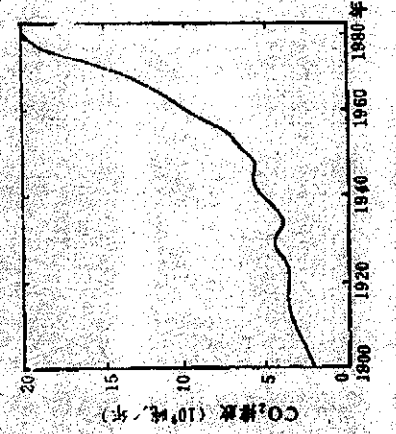


图 1.4 20 世纪人类活动引起 CO₂ 年排放量
(取自 Niehaus, 1981)

工业革命以来,人类活动中煤、石油、天然气等能源消耗急剧增长,燃烧这些化石燃料的后果是向大气中排放大量二氧化碳。此外,由于人口的迅速发展,木材的需求量也迅速上升,全世界森林遭到极大破坏,其结果也使大气中二氧化碳含量增高,如图 1.4 所示为根据初步估算 20 世纪人类活动向大气排放的二氧化碳的增量。根据世界人口与能源发展情况的预测,如果维持目前的人为排放水平,则到 21 世纪中叶,大气中二氧化碳含量比工业化前增加 1 倍,这将对气候产生显著影响。

§1.3 大气二氧化碳与温室效应

§1.3.1 二氧化碳的温室效应

大气中的二氧化碳含量不大,但它对太阳短波辐射几乎是透明的,而对地表射向太空的长波辐射,特别是在靠近峰值发射的 $13\sim 17$ 微米波段区,有强烈的吸收作用,使得地表辐射的热量大部份被截留在大气层内,因而对地表有保温效应,故称之为“温室效应”。这类具有温室效应的大气气体统称之为“温室气体”(Greenhouse gases),他们对气候变化具有重要影响,与人类生活息息相关,因此受到科技人员和环境学者的普遍关注和研究。

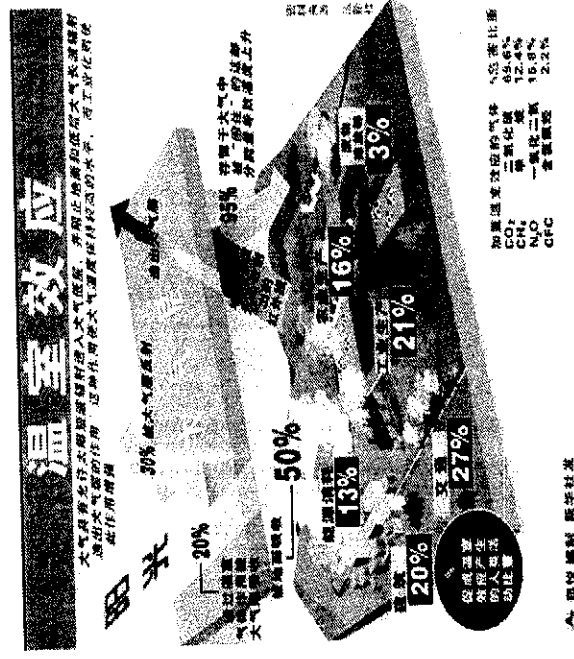


图 1.5 温室效应示意图

“温室效应”导致全球气温逐渐变暖,根据测定,大气中的二氧化碳浓度每增加 1 倍,地球表面的大气温度就会升高 $1.5\sim 4.5$ 度^[2]。由于全世界工业和交通消

耗大量的石油、煤炭、天然气等能源,因此大气中的二氧化碳正以每年约 1.5 ppm 的速度增加。全球变暖使大气、海洋环流规律发生变化,加剧“厄尔尼诺”、“玛尼娜”现象的危害,导致大面积旱、涝灾害频繁发生。全球变暖使极地冰川溶化,海平面上升,同时还引发风暴潮、海水倒灌等自然灾害^[3-6]。

各种因素对温室效应的贡献如图 1.5 所示,可以看出在二氧化碳、甲烷、一氧化二氮等温室气体中;二氧化碳对温室效应的危害比重最大,达到 69.6%,因此有必要控制二氧化碳的排放以及对二氧化碳含量实行有效地实时监控,降低温室效应对气候、环境和人类造成的危害。

§1.3.2 温室效应危害的主要表现

温室效应的危害主要表现在以下两个方面:

1、地球温度上升,将导致寒带和两极的冰川大量融化,海平面因而会上升,从而淹没地势较低的沿海城市,如上海、大连、纽约、伦敦等。图 1.6 所示为 2004 年 11 月 14 日拍摄的乞力马扎罗山和 2004 年 2 月 3 日拍摄的厄瓜多尔的科托帕希火山北侧冰川上的冰雪正在融化情况,位于坦桑尼亚和肯尼亚边界处的乞力马扎罗山海拔 5892 米,是非洲第一高峰。该山处于赤道附近,但山顶终年积雪。然而据统计,由于温室气体导致的全球变暖,乞力马扎罗山的冰雪自 1912 年以来已消失了 82%,其中的三分之一是在过去 12 年里消融的。



图 1.6 乞力马扎罗山和科托帕希火山冰雪消融情况

2、气温上升会使干旱的热带地区更加干旱,并使土地沙漠化进程加快,自然灾害进程加快,自然灾害也越来越频繁,甚至会导致许多物种的加速灭绝。20 世纪 60 年代末,非洲撒哈拉牧区曾发生持续 6 年的干旱。由于缺少粮食和牧草,牲畜被宰杀,饥饿致死者超过 150 万人,这是“温室效应”给人类带来灾害的典型事例。因此,必须有效地控制二氧化碳含量增加,控制人口增长,科学使用燃

料,加强植树造林,绿化大地,防止温室效应给全球带来的巨大灾难^[7]。图 1.7 左图所示为 2004 年 8 月 16 日在斯里兰卡首都科伦坡东部的一个村庄,当地妇女在几近干涸的水库中取水。由于遭受干旱困扰,这个村庄及其附近地区 2 万多村民不得不四处寻找饮用水。右图所示 2006 年 1 月 12 日,在肯尼亚东北部瓦吉尔地区,因饥渴过度而倒毙的牲畜尸骨历历在目。近 3 年来,肯尼亚东北部地区正面临历史上最严重的干旱和饥荒^[7]。仅有 35 万人口的瓦吉尔地区也是肯尼亚最贫穷的地区之一。因此,必须有效地控制二氧化碳含量增加,控制人口增长,科学使用燃料,加强植树造林,绿化大地,防止温室效应给全球带来的巨大灾难。



图 1.7 气温上升导致局部地区干旱的情况

空气中含有二氧化碳,而且在过去很长一段时期中,含量基本上保持恒定,这是由于大气中的二氧化碳始终处于“边增长、边消耗”的动态平衡状态。二氧化碳是由各种有机化合物氧化而产生的。当有机化合物燃烧、腐化及动物呼吸时都会排出二氧化碳。而植物光合作用又使二氧化碳还原。二氧化碳极易溶于水,占地表约 70% 的海洋既从大气中吸收二氧化碳,同时又向大气排出二氧化碳,其转移强度决定于大气与海洋中二氧化碳分压强之差。自然大气中的二氧化碳含量是大气圈与生物圈以及海洋与大气之间循环交换而达到平衡的结果,大气中二氧化碳的季节变化就可能是植物光合作用与动植物呼吸作用迭加的结果。

近几十年来,由于人口急剧增加,工业迅速发展,呼吸产生的二氧化碳及煤炭、石油、天然气燃烧产生的二氧化碳,远远超过了过去的水平。另一方面,由于对森林乱砍乱伐,大量农田建成城市和工厂,破坏了植被,减少了将二氧化碳转化为有机物的条件,再加上地表水域逐渐缩小,降水量大大降低,减少了吸收溶解二氧化碳的条件,破坏了二氧化碳生成与转化的动态平衡,就使大气中的二氧化碳含量逐年增加。空气中二氧化碳含量的持续增长,导致全球温度发生改变,

呈逐年上升趋势。在世界气象组织 (WMO) 倡议的“世界气候研究计划”下开展的厄尔尼诺现象研究结果表明,太平洋上的海面温度的改变能够影响全球天气类型^[8]。1998 年我国发生了特大洪水,造成生命和财产的重大损失,其原因就是气候异常,其中包括厄尔尼诺事件(即赤道东太平洋附近水温异常升高现象);西太平洋副热带高压异常,亚洲中纬度环流异常,阻塞高压活动频繁等^[9]。

另外,2006 年夏天我国四川、重庆等地出现持续极端高温干旱天气,为建国以来所罕见,造成经济、社会发展的重大损失,该异常情况就是在全球气候变暖这个大的气候背景影响下发生的。

§1.3.3 大气二氧化碳监测的意义

目前,二氧化碳与生物圈的相互影响过程(哪些地方是源,哪些地方是汇,自然界碳元素循环机制,人们对此等许多方面至今尚不很清楚。释放到大气中的二氧化碳只有 50% 存在于大气中,另外的部分被海洋和陆地所吸附。详细的弄清楚“吸附”作用需要对大气二氧化碳含量做准确监测。到目前为止,人类释放到大气中二氧化碳气体,总量的 1/3 不知去向,有专家猜测是被北半球的森林所吸附^[10],因此大气中二氧化碳含量的实时监测对研究碳循环是非常必要的。对大气二氧化碳监测也是我国环境政策制定的需要。中国是一个制造业的大国,按照以前的发展模式,工业化迅猛发展的同时消耗了巨大的能源,释放出大量的二氧化碳气体,对人类的生存环境造成污染和破坏;中国作为负责任的发展中大国,一方面对外来的恶意攻击要给予正义严词的有力还击,同时也要制定切实的可持续发展策略,根据可持续发展战略的要求,我国政府制定了一系列的节能降耗、减排,保护环境,应对气候变化的政策,谋求环境与经济的协调和谐发展。因此,对大气二氧化碳的大范围监测,在我国是不可或缺的,需要有一系列监测设备实时监测大气的二氧化碳等气体含量的变化。

§ 1.4 二氧化碳探测的方法与手段

二氧化碳气体作为一种温室气体对气候的变化具有重要的影响,此外,它对人类日常生活工作的环境也具有直接的影响,在二氧化碳含量过高的室内工作时,人们经常容易出现疲倦,注意力不集中和容易生病等症状,因此对室内环境质量的监测也受到人们的普遍关注。相应的出现了一系列应用于室内空气质量监

测的仪器, 该类仪器针对不同气体利用不同测量原理实现空气质量的有效监测, 监测对象一般可涵盖 CO_2 、 CO 、 SO_2 、 CH_4 、 NO 等污染气体。

§1.4.1 室内二氧化碳含量监测的方法

随着科学技术的不断进步以及人类对环境质量的日益关注, 一系列适用于环境监测的新型实验仪器也应运而生, 以探测空气中二氧化碳含量为例, 简单介绍一下应用于室内监测、定点监测的二氧化碳测量仪器及相关技术。

(1) 二氧化碳分析仪

二氧化碳分析仪大多基于气体对红外光吸收的郎伯——比尔吸收定律, 利用远红外线 (NDIR) 技术来实现空气中某一区域的二氧化碳含量的体积比测量。其中以 Tes1730 红外 CO_2 分析仪为比较典型的探测仪器, 其采用了免维护双波长非色散式红外线 (NDIR) 二氧化碳感应器。二氧化碳浓度测量范围为 0-6000ppm, 采用扩散式取样。可实现连续式及手动式数据储存与读取, 并可通过 RS-232 串口实现电脑连接。测量分辨率为 1ppm, 精度为 3% 或 50ppm, 操作环境为 $5^\circ\text{C} \sim 50^\circ\text{C}$, 相对湿度范围 10-90%, 工作电源为 9V 碱性电池。尺寸为 $185(\text{L}) \times 72(\text{W}) \times 35(\text{H})\text{mm}$ 重量为 255g, 该仪器能同时实现水汽相对湿度测量和温度测量, 功能强大, 易于携带。

(2) 高灵敏度长程吸收光谱技术^[11-15]

随着窄线宽激光技术的发展, 激光吸收光谱技术迎来了一个新的发展时期, 同时也推动了高灵敏度吸收光谱技术的进步, 为激光吸收光谱技术的应用奠定了基础。近年来基于窄线宽的高分辨率高灵敏度激光吸收光谱技术在工业、大气、环境等领域得到广泛的应用, 逐步发展成为一种新的分析测试手段。对该技术来讲, 提高系统探测灵敏度的一个重要途径就是增加有效吸收光程^[11]。方法有采用多通吸收池技术和 Febyry-Perot 吸收光谱技术^[12,13]。该技术可应用于大气中二氧化碳含量的测量: 利用 1573nm 窄线宽 DFB 二极管激光器作为光源, 将激光通过光纤准直器准直后, 离轴耦合到 Febyry-Perot 腔中, 调节好的 Febyry-Perot 腔达到的有效光程为 68 米, 将实验室空气经过过滤器后充入到腔内, 利用直接吸收和波长调制光谱两种技术进行二氧化碳体积比浓度测量, 可得到室内二氧化碳的体积比浓度, 该测量技术的灵敏度为 3.6ppmv。

§1.4.2 大气二氧化碳含量激光雷达监测方法

截止目前,大气激光探测虽然只有四十多年的发展史,但因其在遥感探测晴空大气和大气成分等许多方面日益显示出优越性,而受到各国的普遍重视。激光雷达是一种主动式的现代光学遥感设备,是传统的无线电雷达或微波雷达向光学频段的延伸,能够实现大范围内大气参数快速、实时准确的测量。所不同的是,激光雷达的发射信号为激光,与无线电雷达发送的无线电波乃至毫米波雷达发送的毫米波相比,波长要短得多。随着电子技术和集成技术的发展,大气激光探测已经由探测各种大气物理要素的可行性探索阶段,逐渐转向深入发展阶段^[16-19]。

早在19世纪30年代就有学者尝试用光学方法进行主动式大气遥感探测,当时用探照灯作为发射光源研究了直至28km高度的大气混浊度和大气分子散射特性,随后发展成用脉冲光探照灯进行大气探测以及脉冲弧光灯探测云底高度等探测手段。但是利用这种非相干普通光源探测大气受到光源性能的限制,因而导致大气光学探测这一分支学科进展缓慢。自1960年激光问世以后,由于这一新型光源具有单色好、相干性强、方向性高,以及高亮度、大功率等特点,立即受到各有关方面的重视,并获得广泛应用。1962年就开始利用红宝石脉冲激光雷达探测了高层大气混浊度以及低层大气的云和雾等。近40多年来,许多国家都积极开展激光大气探测研究,并在激光大气探测原理和激光探测技术方面取得了突飞猛进的发展,从而使激光大气探测成为十分有前途的大气遥感探测分支。

由于探测波长的缩短和定向性的加强,使激光雷达具有很高的空间、时间分辨能力(空间分辨可达数米,时间分辨可达数秒)和很高的探测灵敏度(可探测近百公里高度处每立方厘米仅几个原子的稀疏大气成分)等优点,因而被广泛地应用于对大气、海洋、陆地和其他目标的遥感探测中。用于大气探测的激光雷达是历史上出现最早的激光雷达,也是目前应用最为广泛的一种激光雷达。激光雷达的出现使国际国内对二氧化碳的探测达到一个新的阶段。下面简单介绍几种探测大气二氧化碳浓度分布的激光雷达系统。

一、基于开放光程傅立叶变换红外光谱系统

大气中许多污染气体分子都具有吸收光谱带,尤其在中红外光谱区,吸收光谱带较强,多数污染气体分子在此波段都存在具有特征结构的吸收光谱带,加上这一波段的激光对人眼伤害较小,因此是颇有利用价值的吸收光谱区。若激光波长与待测污染气体分子的吸收光谱线相重合,则激光光束在含有该污染气体分子

的大气介质中传输时,将受到待测污染气体分子的强烈吸收衰减,根据激光被衰减的程度,即可确定待测污染气体分子的浓度。对测量二氧化碳来讲,考虑到二氧化碳分子在红外波段具有丰富的吸收谱线,因此,通常利用长程吸收技术作为测量二氧化碳含量的主要技术手段。基于该技术手段研制的开放光程傅立叶变换红外光谱(FTIR)系统是一种比较可靠的大气监测系统,能够实现在有效光程内的二氧化碳积分浓度的测量^[20,21]。该系统如图 1.8 所示,它主要由红外光源、发射望远镜、面阵角反射器、接收望远镜、FTIR 光谱仪和工控计算机等六个部分组成。黑体辐射源输出稳定的宽带红外辐射信号,工作温度可根据光程的长短和信噪比需求而定,发射望远镜可用于压缩黑体辐射源的立体发散角,提高整个系统的信噪比,面阵反射器阵列由 30 个空心镀金角反射器组成,可使光束按原方向返回,接收望远镜采用卡塞格林的反射式结构设计,视场角为 4.9mrad,FTIR 光谱仪(ABB BOMEM 公司,MR154)分辨率为 1cm^{-1} ,系统探测器采用液氮制冷型 InSb 探测器,工作波段为 $2\sim 5\text{ }\mu\text{m}$ 。所测量的北京市丰台区西四环路南段的聚丰宾馆($\text{N}39^{\circ}51'$, $\text{E}116^{\circ}16'$)附近 CO_2 和 CO 浓度结果,如图 1.10 所示。

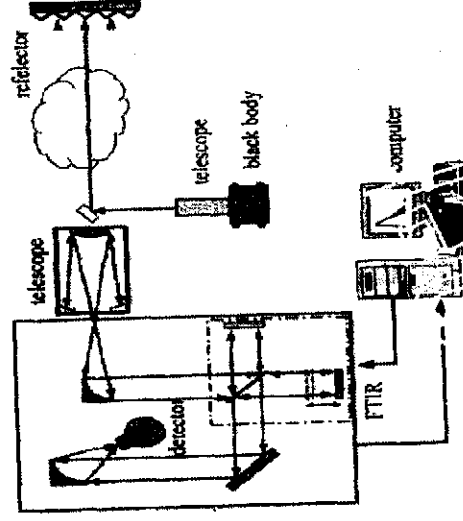


图 1.9 开放式光程 FTIR 系统示意图

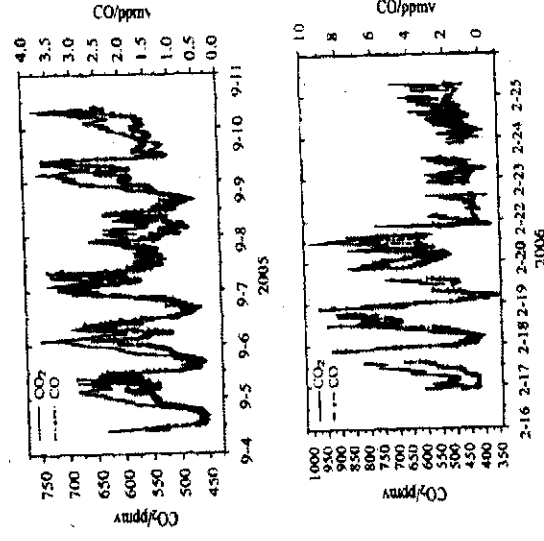


图 1.10 北京地区 CO 和 CO_2 的浓度变化图。
上图为夏季观测结果,下图为冬季观测结果。

二、大气二氧化碳浓度的差分吸收测量

根据差分吸收测量(DIAL-Differential Absorption Lidar)原理探测污染气体分子浓度时,对激光发射波长要求苛刻,必须使一个激光波长位于待测污染气体分子的中心吸收谱线,且激光发射谱线的宽度小于污染气体分子吸收谱线的线

宽。而且另一激光发射波长则偏离待测污染气体分子的中心吸收谱线,尽可能位于污染气体分子吸收光谱带的谷值处,由于两激光波长相差甚微,因此通过双波长激光在大气中传输衰减的观测,可消除大气衰减和激光雷达仪器参数对探测精度的影响,较为可靠的获得待测污染气体分子的浓度,相应的激光雷达称为差分吸收激光雷达。

(1) Thomas M. Taczak 等人^[22]于1998年首次利用差分吸收原理研制了测量大气二氧化碳含量的差分吸收激光雷达系统,该系统采用连续可调、窄线宽2.066 μm Ho:YLF 激光器作为激发光源。该激光器采用 Ar^+ 泵浦钛宝石激光器,使之产生波长为792nm 激光,并通过泵浦双掺杂氟化锂钪晶体(钪:5%和钬:0.5%)后发出波长为2.067 μm 激光作为激发光。

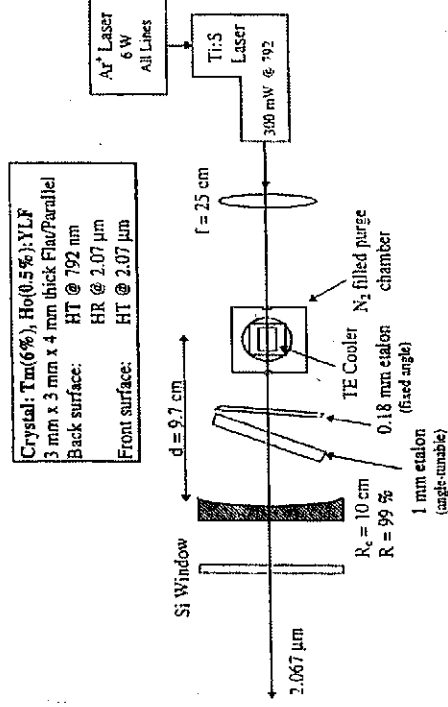


图1.11 Ho:YLF准调谐激光器结构

该激光器结构如图1.11所示。内部标准具的使用使激光器的线宽压缩到0.025 cm^{-1} 范围内,输出波长可连续调节,调谐范围达到6 cm^{-1} 。Ho:YLF 激光器具有调谐输出的特性,因此可以用来作为实验室内二氧化碳吸收池测量的光源,同时其输出的2.0 μm 波长也可作为开放光程式遥感大气二氧化碳和水汽的光源,基于该光源研制的雷达系统如图1.12所示,系统光程为270m,测量精度为7%。

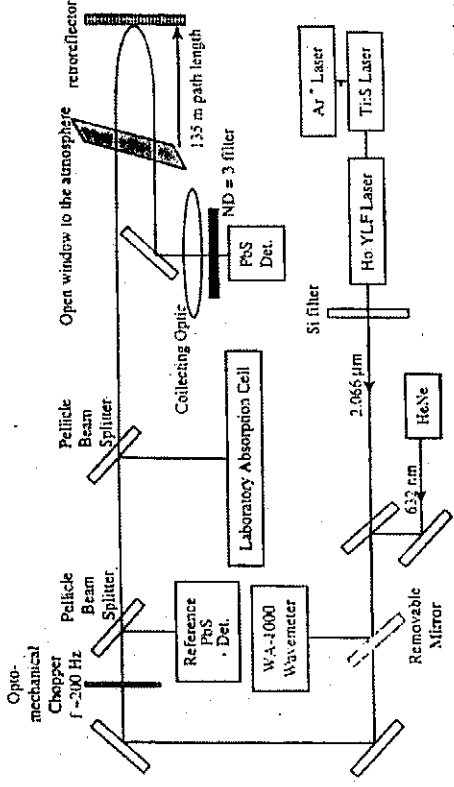


图 1.12 基于可调谐 Ho:YLF 激光器的开放光程式探测大气 CO₂ 和水汽雷达系统

(2) 基于钛宝石激光器泵浦 H₂ 二级受激 Raman 频移的差分吸收雷达(DIAL):

日本学者 Michihiro UCHIM^[25]等人于 2002 年研制了基于钛宝石激光器泵浦

H₂ 受激 Raman 散射二级 Stokes 光的差分吸收雷达系统, 其关键点有两大部分:

(a) 自注入种子钛宝石激光器。图 1.13 是自注入种子钛宝石激光器的示意图, Nd:YAG 激光器二倍频为泵浦源, Continuum Powerlite 9000, 重复频率 10Hz, 脉冲宽度 6ns, 泵浦激光束经焦距为 600mm 透镜会聚, 钛宝石晶体与透镜相距 480mm, 钛宝石激光器由多个腔和一个衍射光栅组成, 其中衍射光栅 1200 目/mm, 全反镜 100% 和反馈反射镜 60%。调谐镜和反馈镜之间的腔长调整至 300mm 左右, 用步进电机旋转调整镜可调谐输出 750 nm~830nm 特别窄的自种子激光。

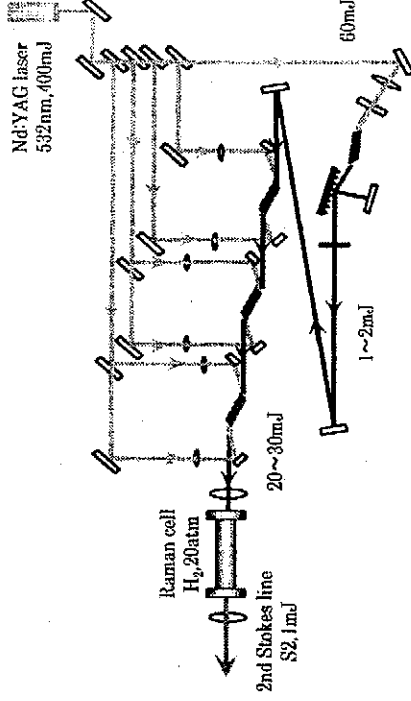


图 1.13 自种子钛宝石激光系统

自种子激光系统虽然效率低、但谱线窄, 且容易通过旋转调整镜改变扫描波长。借助于数控电路, 步进电机可以连续地切换调整镜的角度以分别输出 on 和 off 波长。步进电机旋转角估计在 0.003°, 即当满足光栅方程时, 有可能在 0.6s 内切换 on 和 off 波长。考虑到发射能量的要求, 钛宝石激光器由两级放大输出,

泵浦激光来自同一个激光器 Nd:YAG, 钛宝石放大器的光谱线宽 0.043cm^{-1} 。Raman 管长度 1m, 充满 20atm 的氢气, 二级 stokes $2.067\mu\text{m}$ 波长输出能量为 1mJ, 用充满 CO_2 的气体池和用充 Ar 空心阴极灯的光谱仪将发射激光波长调整到 CO_2 气体吸收线上。

(b) 测量二氧化碳的 DIAL 系统

该雷达系统如图 1.14 所示, 激光束水平发射, 采用直径 200mm 望远镜, 望远镜只有一个反光面, 是偏轴表面的一部分, 有效直径 1mm 的 InGaAs PIN 光电二极管位于该曲面的焦点上(探测器被制冷到 -20°C)。曲面的直径和焦距决定望远镜的视场为 2mrad, 来自激光器的杂散光可被遮挡住。由受激 Raman 散射同时发出的二级 stokes 光、第一级 stokes 光和 anti-stokes 光通过两个分光镜后分开。探测器对 anti-stokes 不敏感, 256 个激光脉冲累积观察回波, 8bit 示波器用作数字转换器。系统性能参数如表 1.3, 大气 CO_2 探测结果距离分辨率为 100m, 在 300m-700m 距离范围内测量到的 CO_2 浓度 $300\sim 400\text{ppm}$ 。

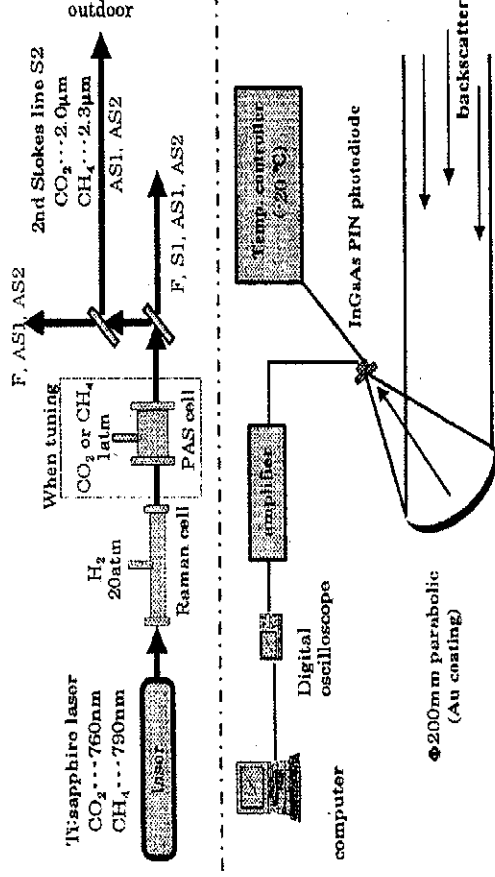


图 1.14 用于测量 CO_2 或甲烷的 DIAL 系统

表 1.3 DIAL 系统参数

Transmitter		Receiver	
Laser wavelength	2.0 μm	Telescope diameter	20 cm
Laser energy	3 mJ	Detector InGaAs	1.1A/W @ 2.3 μm
Line width	0.34 cm^{-1}	Detector diameter	1 mm
Repetition rate	20 Hz	Accumulation	256 times

此系统可同时测量二氧化碳和甲烷,具有较高的精度和稳定性,其主要缺点是系统出光效率太低,导致发射能量太小,探测距离很近,有效距离低于 500m。

(3) Ho:Tm:YLF 激光器 2.05 μm 的差分吸收雷达

S.Ismail, G.J.Koch, E.V.Browell 等人 (NASA 兰利研究中心) 于 2004 年研制成功了 2.05 μm 的差分吸收雷达 (DIAL), 可用于测量大气二氧化碳含量分布 [23]。

该雷达结构如图 1.15 所示, 系统的主要参数如表 1.4 所示。

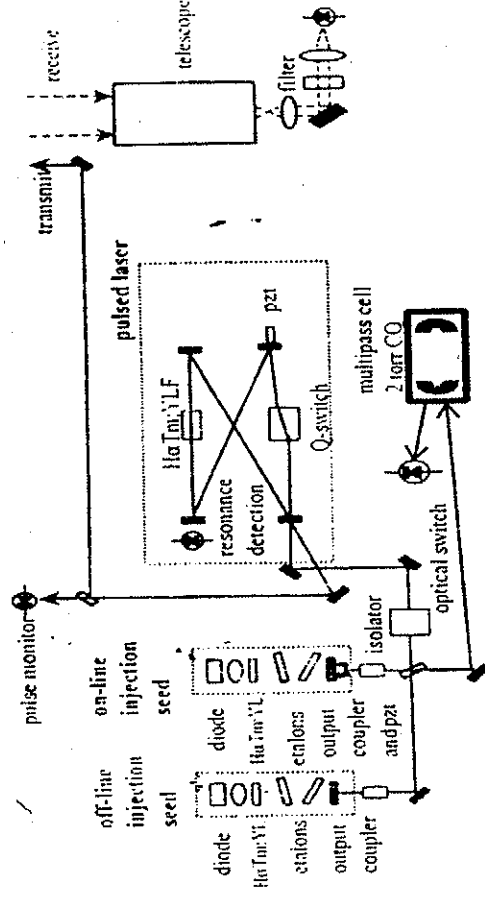


图 1.15 2.0 μm 差分吸收雷达系统示意

表 1.4 系统主要参数

激光器类型:	Ho:Tm:YLF 激光器, 种子注入, 脉冲输出;
波长	2.050 μm
脉冲能量	165mJ
脉冲宽度	200ns
脉冲形式	2 $\times$ 5Hz (间隔 400us)
望远镜:	卡塞格林; 15-inch diameter; 接收效率: 50%
光电探测器	InGaAsSb APD; NEP=2 $\times$ 10 ⁻¹⁴ W/Hz ^{1/2} ; QE=0.55; TEC 冷却
精度	0.4%
探测高度	0~8km 昼夜都能工作

该系统采用环形结构谐振腔, Ho:Tm:YLF 激光晶体掺杂 Tm:6% 和 Ho:0.4%, 长度为 20cm 的激光棒和两根 12cm 长不掺杂 YLF 晶体棒结合在一起, 两端各一根, 以获得激光棒的最大泵浦长度同时避免非泵浦区下能级的吸收。掺杂棒和非掺杂棒排列的光轴角差小于 1°, 激光棒受到 10 个二极管阵列的侧面泵浦。每个激光二极管阵列 (10mm $\times$ 2mm) 提供了 792nm 波长脉冲长度 1ms 和峰值功率

360W 的光辐射。两组二极管阵列（每组 5 个）并排放置环绕激光棒周围，呈 72° 分开，激光棒和二极管阵列都采用水冷，4mm 直径激光棒装在 6mm 外径的硅玻璃管里，冷却后的温度保持在 15°C 左右。理论上讲，对泵浦光的吸收可达 67%，由于二极管激光发散和一些散射损耗，吸收率可达 60%。谐振腔采用总长度 2.4m 的环形结构，输出耦合镜反射率 80%，采用声光调 Q 方式。同时，该系统光源具有种子注入，两个种子激光都是连续激光，其波长对应于差分吸收的 on 和 off 波长；主振荡腔放大功率输出脉冲激光，交替输出 on 和 off 波长，吸收池用来锁定 on 激光的波长；Ho:Tm:YLF 激光器用 792nm 的 AlGaAs 的半导体激光器泵浦。种子激光谱线很窄，它最终注入锁定主振荡器的频率。

选择的吸收线挑选标准是：来自其它气体的干扰要小，吸收截面对温度不敏感，较好的吸收强度等。通过注入种子源来完成单频谱和频率控制，种子源是一个二极管泵浦的单片集成 Ho:Tm:YLF 微芯片连续波激光器，它的频率与脉冲激光器的谐振腔相匹配。它提供 $10\text{mW}/2.052\mu\text{m}$ 单纵模输出。通过激光晶体的热控制粗调和 PZT 移动精调，种子激光频率可在超过 22.5GHz 范围内调谐，以尽可能接近增益曲线的峰值。

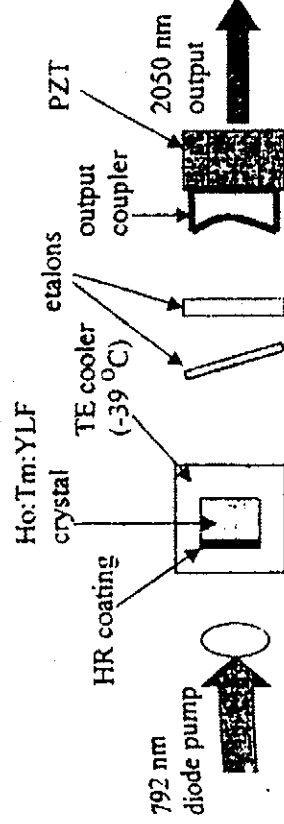


图 1.16 提供 on 种子光源的激光器

如图 1.16 所示，种子激光器是 10cm 左右的线性谐振腔，工作晶体掺杂 6% Tm 和 0.3% 的 Ho，腔内安置了两片标准具，分别是 1mm（镀 40% 反射膜）和 $66\mu\text{m}$ （不镀膜），用来选择单纵模和提供在吸收线附近的粗调，输出光谱线宽不超过 200kHz。可以通过倾斜标准具粗略地调整种子光源输出波长，重复调整两个标准具可达到 2049~2055nm 的波长范围。一旦标准具已经将种子激光中心波长调整到吸收线，输出耦合镜上 PZT 的移动就可用作波长的精确控制，如图 1.17 所示为激光雷达发射机锁频示意图。种子连续波激光被分成三束：一部分作为种子

源,一束被聚焦进入保偏光纤作为本振频率振荡,另一束作为参考波长;这一参考波长是多通道池的参考波长,多通道池装有纯 CO_2 低压气体,气压大约 10atm,以获得窄的吸收线宽(半峰值宽度 5pm),大气压力环境下的线宽变为 60pm。

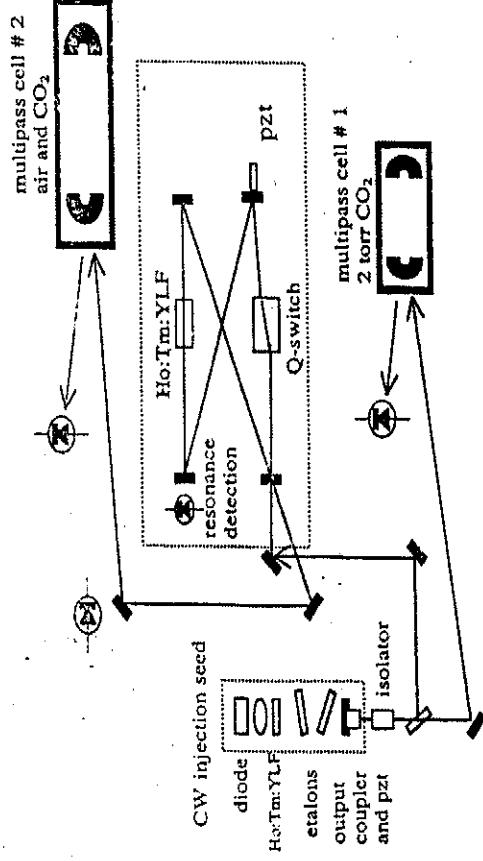


图 1.17 激光雷达发射机锁频示意图

声光调制器产生的频移以至于脉冲激光输出和本振振荡之间产生 105MHz 差频(称为中频),即脉冲激光频率高于吸收池的吸收峰参考频率 105MHz (1.4pm),这一频移的影响是较小的,可以在 DIAL 计算中加以解决。

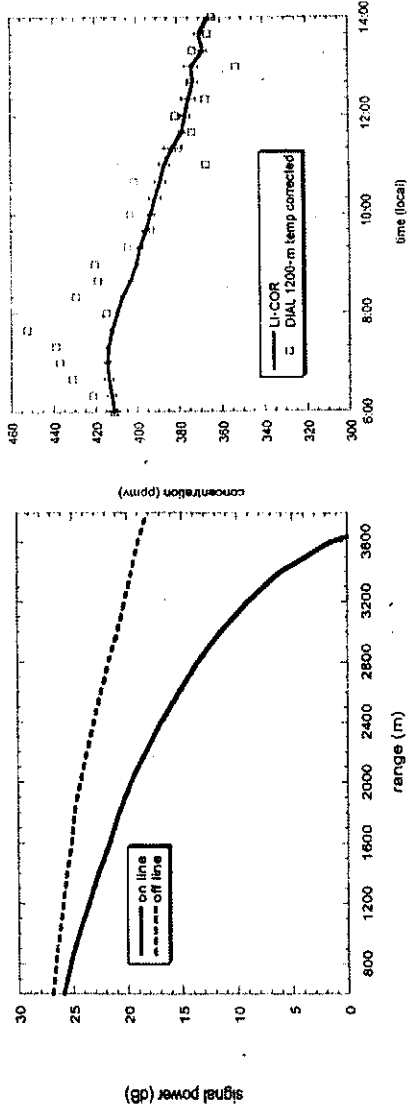


图 1.18 2.0um DIAL 系统接收到差分信号 图 1.19 DIAL 测量的 CO_2 日变化

该系统中的雪崩二极管是重要的探测器件,它要求在 2.0um 附近有较高的光谱响应,在该系统中采用较新型的 InGaAsSb 雪崩二极管探测器。该系统经过几年的研制,已经成功用于大气二氧化碳气体的测量,图 1.18 是利用该系统测得的一组差分信号,信号表明其探测结果较为理想,图 1.19 是利用差分吸收激光雷达测量得到的一组二氧化碳浓度分布随时间变化与 Li-COR 二氧化碳分析仪对比结果,可以看出二者测量结果吻合较好。

该系统具有较高的探测灵敏度,工作波长符合人眼安全要求,既可直接探测也可相干探测,如果采用相干探测方式,该系统也可以用来测风,但大气湍流使得相干性变差,灵敏度下降^[24-26]。相对而言,基于 Ho:Tm:YLF 激光差分吸收雷达 (DIAL) 是目前国际上探测大气二氧化碳最为成功的系统之一,该系统的发展前景取决于 Ho:Tm:YLF 激光器和中红外半导体探测器的性能水平(目前红外半导体探测器的噪声较大)。但是,由于该系统结构复杂,雷达系统光源的波长锁定及调谐都存在较高的技术困难,红外波段探测器及光源的技术参数要求很高的指标。

(4) 基于光纤 1.6 μm 波长用来探测大气二氧化碳分布的微脉冲雷达

国内对于二氧化碳气体的探测目前还只处于起步阶段,至今尚未研制出一套有效的雷达系统完成其探测工作。具体的探测方法和实践结果鲜见报道。部分学者提出了一些探测方案,如洪光烈博士等于 2005 年提出基于光纤 1.6 μm 波长激光,用来探测大气二氧化碳分布的微脉冲雷达系统^[27]。该方法具有一定的创新性。在该方案中,作者提出使用外腔调谐窄频带半导体激光器和分布反馈激光器作为主振荡器,而以光纤放大器实现终端脉冲功率放大,工作在二氧化碳吸收线 1572nm 附近,光检测采用吸收倍增分离的 InGaAs/Si 雪崩光电二极管和光子计数器。该方案系统的特点是:

- (1) 采用低能量、高重复频率的激光脉冲;
- (2) 体积小,光学元件纤维化提高了可靠性,减小了统调难度;
- (3) 采用接收 / 发射同轴结构。

该方案进一步演绎发展了差分雷达系统理论,发射机发出激光脉冲,进入大气被大气中的气溶胶散射,其散射回波被接收机检测,经过信号处理而得到最后信息。激光脉冲在大气层中进行一方面被气溶胶散射,另一方面还被大气物质吸收,而本系统所提取的信息正是表现为二氧化碳气体对激光脉冲能量的吸收。在此吸收探测系统中,既利用气溶胶散射形成的回波,又利用气体吸收获得二氧化碳的信息,其吸收信号的强弱反映了二氧化碳浓度的大小。为了尽量排除其他各种因素的影响,以获得准确二氧化碳的吸收信息,在该系统中采用两束波长相近的发射激光束。其中一波长选在二氧化碳吸收峰的中心,记为 λ_m ; 另一波长选

在吸收峰的外边,使其受到的吸收较小,记为 λ_{off} 。

探测二氧化碳的回波方程可表示为^[28-30]:

$$P(R)_{on} = P_0(\lambda_{on})\eta\beta(\lambda_{on}, R)\Delta R(A/R^2) \cdot \exp\left[-2\int_0^R [N_w(z)\sigma_w(\lambda_{on}) + \alpha(\lambda_{on}, z)]dz\right] \quad (1.4)$$

$$P(R)_{off} = P_0(\lambda_{off})\eta\beta(\lambda_{off}, R)\Delta R(A/R^2) \cdot \exp\left[-2\int_0^R [N_w(z)\sigma_w(\lambda_{off}) + \alpha(\lambda_{off}, z)]dz\right] \quad (1.5)$$

式中, ΔR 是空间取样距离, N_w 是 CO_2 的分子数密度(个/ cm^3), $P(R)_x$ 是接收机接收到的来自 $R \sim R + \Delta R$ 高度大气段的回波功率, $P_0(\lambda)$ 为发射激光束的功率, η 是系统的接收效率常数(包括探测器的量子效率), R 为探测距离, A 为接收望远镜的受光面积, $\beta(\lambda, R)$ 为大气中探测光的后向散射系数($\text{km}^{-1}/\text{sr}^{-1}$), 探测光在来回行程中的消光系数, 包括大气光散射衰减和光吸收衰减, 表示为 $N_w(z)\sigma_w(\lambda, z) + \alpha(\lambda, z)$, $\sigma_w(\lambda)$ 是二氧化碳的吸收截面(cm^2), $\alpha(\lambda, z)$ 是除了二氧化碳吸收之外的消光系数。因为 λ_{on} 与 λ_{off} 相近, 近似认为:

$$\beta(\lambda_{on}, R) = \beta(\lambda_{off}, R), \quad \alpha(\lambda_{on}, z) = \alpha(\lambda_{off}, z)$$

将上面(1.4)式和(1.5)式相除(即排除大气变化的主要因素)、两边取对数、微分运算, 可得到下式:

$$N_w(R) = \frac{1}{2[\sigma_w(\lambda_{on}) - \sigma_w(\lambda_{off})]} \frac{d}{dR} \left[\ln \frac{P(R)_{off}}{P(R)_{on}} \right] \quad (1.6)$$

由(1.6)式可知: 探测近距离大气二氧化碳含量的微脉冲雷达主要由激光发射系统和回波接收、信号采集系统以及PC机控制系统等部分组成。由于微脉冲雷达发射的单脉冲能量仅为大脉冲激光雷达的千分之一, 为了达到与大脉冲雷达相当的信噪比, 其工作频率必须提高到大脉冲雷达的1000倍以上, 即增加采样的次数、累加平均, 提高信噪比。因回波信号很弱, 信号的采集用光子计数器(或相干探测)。

方案系统构成如图1.20所示, 主要工作单元分为WDM波分复用器, EDFA光纤放大器, ECDL外腔调谐半导体激光器, AOM声光调制器, DFB分布反馈激光器, APD雪崩二极管等。从上分析可知, 该方案中器件均采用光纤器件和半导体器件, 使系统可做得小型化、牢固、便于统调。但是文献中只给出了

模拟计算结果, 并没有实践的检测结果。该系统并没有实际研制。

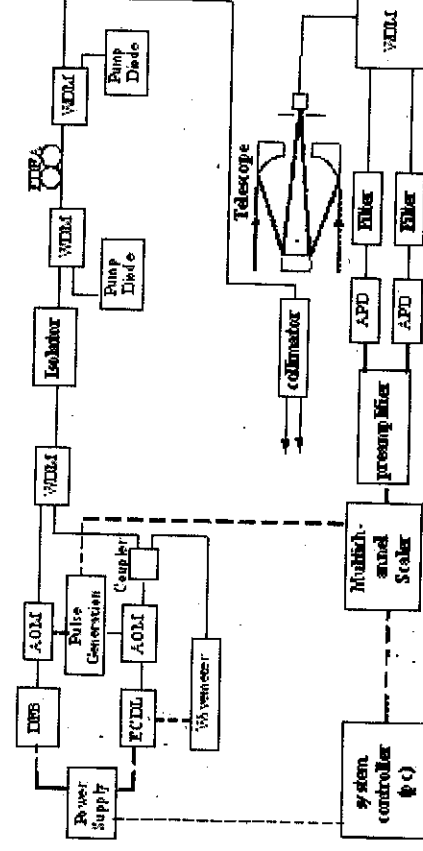


图 1.20 微脉冲雷达方案原理框图

(5) 基于 Raman 散射原理的探测大气二氧化碳的 Raman 激光雷达

在激光雷达探测污染物领域, 除差分雷达是一种强有力的探测工具外, 基于 Raman 散射原理的 Raman 激光雷达也显示出强大的优势, Raman 散射激光雷达具有结构简单, 精度高、成本低等优点, 在污染物监测方面有着广泛的应用。Raman 散射光具有与照射光波长不同的特点, 而且 Raman 散射频移只取决于散射分子成分, 与照射光的波长无关。根据 Raman 散射的这一特点, 就可由大气后向散射光的频移特征鉴别大气污染气体成分, 而由 Raman 散射回波幅度大小确定污染气体的浓度^[31]。

利用 Raman 雷达探测大气 CO_2 浓度的最早报导是美国国家航空和宇宙航行局 (National Aeronautics and Space Administration - NASA) 的一份报告^[32]有所提及 (Directors Discretionary Fund Annual Report), 研究课题名称为: “Atmospheric CO_2 Profiling Using Raman Lidar”, 由 David N. Whiteman 博士负责, 起始时间为 2004 年。该报告给出了部分探测结果, 具体雷达系统没有作详细介绍。

探测到的二氧化碳浓度结果如图 1.21 所示, 该雷达的探测精度非常高, 在 3km 以下精度小于 2 ppm, 3~5km 高度范围内精度小于 5 ppm。值得注意的是该雷达的定标是采用大气模式定标, 选用对流层底部二氧化碳的含量为 360 ppm, 因此所给出的结果与实际值可能会有所偏差, 该雷达能同时对水汽混合比廓线进行测量。

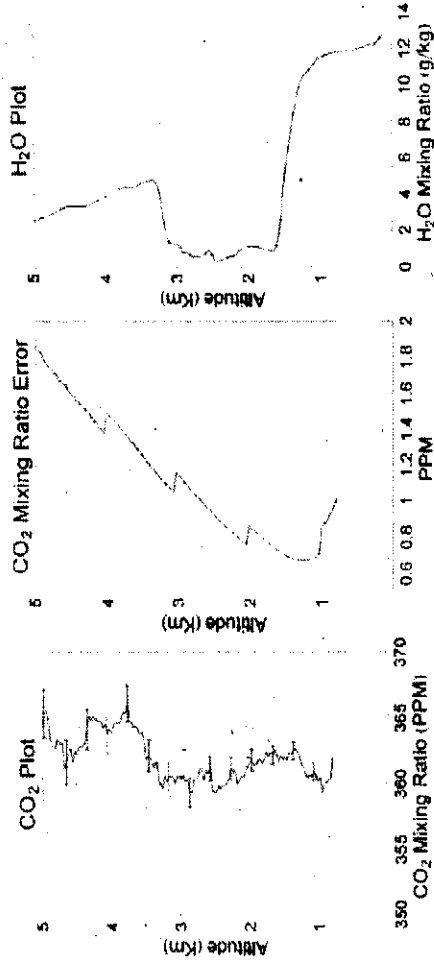


图 1.21 NASA 搭建 Raman 雷达测量得到的 CO_2 和水汽混合比的结果

综上所述, 国际国内对于利用激光雷达探测大气二氧化碳含量变化及分布的有效方法及手段还没形成共识, 截止目前, 还没形成一种高效并权威的方法来进行该课题研究和应用, 各种方法均处于摸索之中。因此, 结合本实验室的优势, 我们提出了利用拉曼方法来探测低层大气的二氧化碳分布的方案, 该方法具有理论清晰、技术方案简单, 成本相对低廉等优点。洪光烈在其博士论文中首先提出了利用拉曼雷达探测大气二氧化碳的具体方法, 初步研制了探测二氧化碳浓度的拉曼系统, 得到了拉曼雷达回波原始信号。在其实验工作中, 通过一系列前期工作验证了拉曼回波的有效性, 并对系统进行了初步分析, 但对整个拉曼雷达系统的实验方案还需进一步改善, 对二氧化碳的系统化测量以及系统参数标定等工作需要进一步开展。因此, 对拉曼雷达系统的完善和改进以及系统参数标定是本论文的重点。

第二章 激光雷达大气遥感原理概述

激光雷达通过发射激光光束与大气中各种分子和大气气溶胶粒子等介质相互作用,同时收集散射信号,是一种主动遥感工具,其工作的主要物理基础涉及激光辐射与大气介质相互作用所产生的各种物理过程,通过对后向散射信号的采集分析反演得到大气的各种信息。

§2.1 激光辐射与大气介质的相互作用

激光具有与普通光源不同的一些特性:单色性好、相关性强、方向性好以及高亮度等,因而在大气探测中具有非常广阔的应用前景,利用激光与大气成分的相互作用原理可以探测不同大气成分的空间和时间分布。激光在大气中传输时将产生散射和吸收等物理过程。散射过程分为弹性散射和非弹性散射两类:球形气溶胶粒子对入射光的米 (Mie) 散射和分子的瑞利 (Rayleigh) 散射, 它们的散射并不改变入射波长, 称为弹性散射; 大气成分对入射光产生的拉曼散射、原子或分子的共振荧光散射及粒子分子运动产生的多普勒效应等, 这些相互作用改变了入射激光波长, 称为非弹性散射, 吸收过程主要指微量气体成分的光谱吸收效应。激光与大气介质的诸多相互作用截面值如表 2.1 所示^[31]。

表 2.1 激光与大气介质相互作用的典型截面数值与相应可探测大气成分
(λ_0 为入射波长, λ_r 为散射波长)

作用过程	介质类型	波长关系	作用截面 (cm^2/sr)	可探测大气成份
瑞利散射	分子	$\lambda_r = \lambda_0$	10^{-27}	大气密度、温度
米散射	气溶胶	$\lambda_r = \lambda_0$	$10^{-26} - 10^{-8}$	气溶胶、烟羽、云等
拉曼散射	分子	$\lambda_r \neq \lambda_0$	10^{-30} (非共振)	痕量气体(H_2O , SO_2 , CH_4)、气溶胶、大气密度、温度等
共振散射	原子、分子	$\lambda_r = \lambda_0$	$10^{-23} - 10^{-14}$	高层金属原子和离子 Na^+ , K^+ , Ca^+ , Li 等
荧光散射	分子	$\lambda_r \neq \lambda_0$	$10^{-25} - 10^{-16}$	污染气体(SO_2 , NO_2 , O_3 , I_2)
吸收效应	原子、分子	$\lambda_r = \lambda_0$	$10^{-21} - 10^{-14}$	痕量气体(O_3 , SO_2 , NO_2)等
多普勒效应	原子、分子	$\lambda_r \neq \lambda_0$		风速风向

可以看出气溶胶散射截面变化较大, 而分子散射截面相对较弱。Raman 散射则具有散射波长不同于照射激光波长的特点, 其散射强度要比分子散射还弱 3 个数量级左右。共振散射具有比分子散射强得多的特点, 但因为在低层大气中分子的数密度较大, 分子的频繁碰撞而引起猝灭效应使共振散射大为减弱。因此这一特点只适用于激光雷达对高层大气的探测。分子的吸收截面远远大于分子的其它散射作用截面, 因此利用分子的吸收效应是进行激光大气探测的重要途径之一。

激光与大气介质间相互作用的物理过程是和激光波长与粒子的物理、化学、光学特性有着密不可分的联系。对于不同类型的粒子, 在不同波长激光激励条件下, 将会发生相应以单一作用为主的物理过程。以下将对目前用于激光雷达大气遥感中的各种作用过程进行简单的介绍。

(1) 气溶胶米 (Mie) 散射:

大气中气溶胶粒子和分子等散射体在光的照射下, 由于照射光振荡电磁场的作用, 散射体产生极化而感应出振荡电磁多极子。散射体电磁多极子产生的电磁振荡, 向各个方向辐射出电磁波, 形成光散射过程。散射体的光散射特性常用散射截面、吸收截面和消光截面等表示。其中, 散射截面定义为粒子总散射辐射能与入射辐射通量密度的比值, 单位为 cm^2 。G.Mie 于 1908 年完成了气溶胶等粒子的均质球散射理论。从普遍的麦克斯韦方程组出发, 可求得照射光为线偏振平面波时均匀球形粒子的总散射截面 σ_s 和消光截面 σ_e 的解析表达式; 然后利用各

递推公式, 获得便于计算的运算公式。由 Mie 理论可得到^[33, 34]:

$$\sigma_s = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (2.1)$$

$$\sigma_e = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (2.2)$$

式中 λ 为照射波长, Re 表示取实部, a_n 和 b_n 为系数, 它们可以表示为:

$$a_n = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi_n(y)\psi'_n(x)}{\psi'_n(y)\xi_n(x) - m\psi_n(y)\xi'_n(x)} \quad (2.3)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(y)\psi_n(x) - \psi_n(y)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(y)\xi_n(x) - \psi_n(y)\xi'_n(x)} \quad (2.4)$$

上式中 m 为散射粒子的光学折射率, $m = n_r + in_i$; x 为散射粒子的尺度参数, $x =$

$2\pi/\lambda$; y 定义为 $y=mx$; $\psi_n(x)$ 、 $\psi_n(y)$ 和 $\xi(x)$ 为黎卡提—贝塞耳函数, $\psi_n(x)$ 、 $\psi_n(y)$ 和 $\xi(x)$ 分别为它们的导数。

由上式可知, 气溶胶粒子的米散射特性与粒子的尺度参数 x 和光学折射率 m 密切相关。当尺度参数 x 很小时, 即散射粒子的半径远小于照射光波长时, 它的散射光强角分布前后对称, 称为瑞利散射。随着 x 的增大, 散射光强的角分布前后向不再对称。一般情况下, 前向散射光强要比后向散射光强大的多。另外, 米散射光强对于照射光波长具有依赖性, 但比分子瑞利散射光强反比于照射波长的 4 次方关系弱得多。文献^[34]给出了米散射理论一般适合于尺度参数 $x=2\pi/\lambda>0.1\sim 0.3$ 的球形粒子。在 $|m-1|\ll 1$ 和 $x\gg 1$ 情况下, Hulst^[33]给出了较为简单的近似公式, 可很大程度上减小计算量。

大气气溶胶是由不同尺度大小的粒子组成, 因此气溶胶总的消光系数 $\alpha_p(\lambda)$ 和体后向散射系数 $\beta_p(\lambda)$ 分别定义为大气介质中不同尺度气溶胶粒子的消光截面 $\sigma_e(2\pi r/\lambda, m)$ 和后向散射截面 $\sigma_s(2\pi r/\lambda, \theta=\pi, m)$ 之和, 可表示为:

$$\alpha_p(\lambda) = \int_0^\infty \sigma_e(2\pi r/\lambda, m)n(r)dr \quad (2.5)$$

$$\beta_p(\lambda) = \int_0^\infty \sigma_s(2\pi r/\lambda, \theta=\pi, m)n(r)dr \quad (2.6)$$

其中, $n(r)$ 为气溶胶粒子的尺度谱分布。因此, 对于球形气溶胶粒子而言, 若已知气溶胶的尺度谱分布函数 $n(r)$, 光学折射率常数 m 和入射波长 λ , 便可根据 Mie 散射理论计算出气溶胶消光系数和体后向散射系数。

当气溶胶粒子折射率虚部不等于零时, 它对入射辐射的衰减作用包括散射和吸收, 吸收的能量会转化成热能。当粒子的吸收作用显著时, 它的折射率必须用复数表示, 其虚部 n_i 和 Lambert 吸收系数 K 的关系为^[34,35],

$$K(\lambda) = 4\pi n_i / \lambda \quad (2.7)$$

K 的量纲为 m^{-1} , 波长的量纲为 m^{-1} 。可见, 当气溶胶折射率指数虚部较大时, 其吸收系数也较大。而气溶胶折射率指数虚部与其化学成分密切相关。

(2) 分子瑞利(Rayleigh)散射

早在19世纪后期, Rayleigh (瑞利) 完成了分子等粒子的光散射理论, 习惯上称瑞利散射理论。它的使用范围主要与散射粒子的尺度参量 $x=2\pi/\lambda$ 及光学折

射率 n 有关。根据瑞利散射理论, 一个各向同性的分子在线偏振光照射下的总散射截面 σ_{sm} 为^[34]:

$$\sigma_{sm} = \frac{8\pi^3(n^2 - 1)^2}{3N_0^2\lambda^4} \quad (2.8)$$

上式中, n 为大气介质的折射率, N_0 为标准状况下分子数密度(cm^{-3}), λ 表示入射波长, σ_{sm} 的量纲单位为(cm^2)。由于大气分子散射可认为独立散射, 单位体积大气分子的光散射系数为单个大气分子的光散射截面与大气分子数浓度 N 的乘积。因此, 对应不同高度上大气分子总的体散射系数 $\beta_m(z)$ 可表示为:

$$\beta_m(z) = \sigma_{sm} \times N(z) = \frac{8\pi^3(n^2 - 1)^2}{3N_0^2\lambda^4} \times N(z) \quad (2.9)$$

z 代表高度, $N(z)$ 为不同高度上大气分子的数密度(cm^{-3}), $\beta_m(z)$ 单位为(cm^{-1})。式(2.9)表明大气分子的体散射系数与照射光波长的四次方成反比。照射光波长越短, 分子的散射作用越强。文献^[31,36]给出瑞利散射理论一般适合于散射粒子的尺度参量 $x=2\pi r/\lambda < 0.1 \sim 0.3$ 的范围。在辐射传输工作中还经常用到散射相函数 $F(\theta)$, 它是描述散射角 θ 方向上单位立体角散射辐射相对大小的一个函数:

$$F(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2(\theta)) \quad (2.10)$$

在激光雷达遥感大气时, 常用到体后向散射系数 $\beta_m(\theta=\pi)$, 它与分子总的体散射系数的比值为 $3/8\pi$ 。

(3) 微量成分的吸收(Absorption)过程^[35]

当气体分子从较低能级跃迁到较高能级时便形成吸收光谱。分子不同电子能级间跃迁所对应的光谱称为电子光谱, 多位于可见~紫外波段。此外, 分子的同电子能级中还有不同的振动能级, 振动能级间跃迁所对应的光谱称为振动光谱。当分子的电子能级和振动能级确定后, 还会因不同转动能级间跃迁而形成转动光谱, 多位于远红外和微波波段。激光雷达探测污染气体浓度, 往往利用待测污染气体分子的吸收光谱特性。污染气体分子的吸收光谱, 通常由吸收光谱中心波长和对应的吸收截面、或由吸收光谱带的波长范围和对应的吸收截面表征。有时, 用吸收系数表征吸收光谱的强度。吸收截面 σ 与吸收系数 α 之间换算关系为:

$$\alpha = N_L \left(\frac{T_0}{T} \right) \left(\frac{P}{P_0} \right) \sigma \quad (2.11)$$

其中, 吸收系数 α 单位为 $(\text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1})$, 吸收截面 σ 单位为 (cm^2) 。 $N_L = 2.687 \times 10^{19} (\text{cm}^{-3})$, 为劳密特常数。 T 和 P 分别为大气温度和压力; $T_0 = 273\text{K}$ 和 $P_0 = 1\text{atm}$ 分别对应标准状态下的气温和气压。

在大气主要本底污染气体分子中, O_3 的电子吸收光谱带位于紫外和可见光波段, 包括220~300nm的哈特莱(Hartley)吸收带、310~360 nm的赫金斯(Huggins)光谱带及430~750 nm卡普斯(Chappius)光谱带等, 这三个吸收带连续分布, 哈特莱带最强。此外, O_3 还有很强的振动-转动吸收光谱带。在差分吸收激光雷达(DIAL)探测大气臭氧浓度分布及Dobson分光光度计测量臭氧总量时, 哈特莱~赫金斯光谱带常被选用。

SO_2 可利用的吸收光谱带主要位于紫外波段290~320nm, 它具有明显的峰谷结构, 吸收截面峰谷值之差最大可达到 $1.1 \times 10^{-18} \text{cm}^2$ 。其中 SO_2 在紫外光谱吸收带与 O_3 的吸收带重合, 这就使 SO_2 吸收带的利用受到一定限制。 NO_2 吸收光谱带的波长范围从紫外320nm至整个可见光波段, 并且具有类似 SO_2 的峰谷结构。其中, 400~500nm波段 NO_2 吸收截面的峰谷之差比较明显, 一般达到 $3 \times 10^{-19} \text{cm}^2$, 峰谷波长间距平均为2nm左右。

CO_2 为极性分子, 具有固有电偶极子。它在红外光谱区有很强的振动-转动吸收光谱带, 其中心波长在2.7 μm 、4.3 μm 和15 μm 附近。其中2.7 μm 的强吸收光谱带由中心波长为2.69 μm 和2.77 μm 的两吸收带组成。星载辐射计常常利用 CO_2 的振动-转动吸收光谱带(15 μm 、4.3 μm 和2.7 μm)遥感大气温度分布。水汽(H_2O)在大气中变化较大, 它在可见至红外波段具有丰富的吸收光谱带。水汽的振动-转动吸收光谱带较强, 其中心波长分别位于1.87 μm 、2.7 μm 和6.27 μm 附近。此外, H_2O 还有大量的弱吸收带, 其中心波长分别位于0.7 μm 、0.8 μm 、0.91 μm 、1.38 μm 、1.41 μm 和3.2 μm 附近。 H_2O 的纯转动吸收光谱带的范围非常广, 约从10 μm ~200 μm 以上, 其中以16~24 μm 波段的吸收带最强。DIAL激光雷达及光谱辐射计测量水汽含量时, 常利用 H_2O 在0.7~0.91 μm 的光谱吸收带。

(4) 拉曼(Raman)散射

以发现者印度科学家C.V.Raman的名字命名的拉曼(Raman)散射与瑞利散射类似, 也是因为分子在照射光照射下产生的电磁极化, 引起多极子电磁振动而形成

成的光散射过程。然而,拉曼散射与分子内部的振动和转动效应密切相关。若照射光频率为 ν (波数),拉曼散射频移量为 $\Delta\nu$,则拉曼散射频率为 $\nu_p = \nu \pm n\Delta\nu$,式中取“-”号为拉曼散射斯托克斯(Stokes)谱线,取“+”号为拉曼散射反斯托克斯(Anti-Stokes)谱线。斯托克斯谱线强度大于反斯托克斯谱线强度。若 J 表示转动量子数, K 表示振动量子数,则对于双原子分子或线性分子,拉曼散射的选择定则为 $\Delta K=0, \pm 1; \Delta J=0, \pm 2$ 。当 $\Delta K=\pm 1, \Delta J=0$ 时为振动拉曼散射;当 $\Delta K=\pm 1, \Delta J=\pm 2$ 时为振转拉曼散射;当 $\Delta K=0, \Delta J=\pm 2$ 时,为转动拉曼散射。当 $\Delta K=0, \Delta J=0$ 时,为瑞利散射。 $\Delta J=0$ 的拉曼散射谱线称为 Q 支; $\Delta J=\pm 2$ 时的拉曼散射谱线为 O 支; $\Delta J=\pm 2$ 时的拉曼散射谱线为 S 支。

Q 支谱线一般强于 O 和 S 支。根据 Placzek 的极化理论,若照射光为线偏光,则拉曼散射斯托克斯谱线总的后向散射截面与拉曼散射频率的4次方成正比,即与拉曼散射波长的4次方成反比。拉曼散射频移量 $\Delta\nu$ 只与散射分子有关,与其它外界条件及照射光频率等无关。因此,利用拉曼散射方法可识别并探测大气中某种成分。但是,拉曼散射截面比米散射和瑞利散射截面小几个量级,因此其探测能力受到一定的限制。采用较短的入射波长可获得较大的拉曼后向散射截面,从而有利于提高探测灵敏度。在激光雷达遥感大气中,常用的拉曼介质有水汽 H_2O 、

CH_4 、 SO_2 、 N_2 及 O_2 分子等。

(5) 原子的共振散射

若照射光频率与分子或原子的共振散射频率一致时,将会引起分子或原子的共振散射。分子共振散射光强比分子瑞利散射光强大几个量级,而原子共振散射光强往往比分子共振散射光强大好几个数量级。因此,利用原子共振散射进行大气探测更有利。但是,低层大气因密度较大所引起的碰撞猝灭效应使共振散射大为下降。因此,该方法常用于探测高层大气中某些金属原子的浓度。如钠原子(Na)具有波长589nm的 D_2 吸收光谱线(即共振散射谱线),若激光波长调谐在 D_2 谱线上,就能利用共振散射激光雷达探测高达90公里中间层顶附近的钠原子浓度廓线。该原理同样适用于探测高层大气中其它具有共振散射特性的大气成分的浓度廓线,如钾原子、锂原子、钙离子、激发态一氧化氮(NO^*)和离子化氮分子(N_2^+)等。

(6) 多普勒(Doppler)频移效应

当激光照射到运动的粒子或分子上时,由于多普勒效应粒子散射辐射的频率会发生频移,频移量的大小与粒子运动的速度(即风速)成正比。若记 α 为入射激光的频率, f_s 为粒子散射辐射的频率,则多普勒频移量它与风速 v 的关系为:

$$f_d = V \times (j_s - j_i) / \lambda \quad (2.12)$$

λ 为入射激光波长, j_s 和 j_i 分别为散射辐射和入射辐射的单位矢量。而对通常的单端多普勒激光雷达系统而言,接收的是气溶胶和分子后向散射光,这时 $j_s = -j_i$, 于是上式可简化为:

$$f_d = 2V_r \times j_s / \lambda \quad (2.13)$$

v_r 为风速的径向分量。以风的径向分量与后向散射光方向一致时为正值,否则为负值。从上式可以看出,通过测量多普勒频移量可以得到风速大小。目前,最常用的检测 f_d 的方法有两种:一种是光学外差法(或称相干探测法),它与无线电外差调制接收基本相似;另一种是光谱分析法,即用高分辨率光谱法直接检测频移量 f_d 的大小,称为非相干法。

§ 2.2 激光雷达大气探测基本原理

激光雷达系统一般由脉冲激光器、接收望远镜和信号检测仪器三个基本部分组成。脉冲激光器向空中发射一束激光脉冲,该激光脉冲在向上传播的过程中,不断地与大气中的原子与分子等物质相互作用。一旦向上传播的激光脉冲进入接收望远镜视场,则激光与大气物质相互作用所产生的光回波将被接收望远镜接收,该回波信号携带了大气参量信息,由信号检测系统和数据采集系统采集^[37]。

激光大气回波所满足的光雷达方程,是进行激光大气遥感探测的基本方程。对于发射系统和接收系统非同轴的激光雷达,在激光光强均匀分布的假设下,设距离 R 处大气介质所受的激光照度为 $E_e(R)$, 单位为瓦/厘米²。可表示为

$$E_e(R) = E_0 * T(R) / \tau S(R) \quad (2.14)$$

式中 E_0 为脉冲激光的总能量。 τ 为激光脉宽,通常大于激光雷达接收系统中电子放大显示系统的响应时间。 E_0/τ 表示激光发射功率。 $S(R)$ 为距离 R 处激

光光束截面积。\$T(R)\$表示传输距离为\$R\$时的大气透过率,并表示为:

$$T(R) = \exp\left[-\int_0^R \sigma(r)dr\right] \quad (2.15)$$

式中\$\sigma(r)\$为大气消光系数,单位取厘米\$^{-1}\$,\$r\$为距离变量。这时相距\$R\$处被激光所照射单位体积大气介质的后向散射辐射强度密度\$I'_r(R)\$单位(瓦/球面度·厘米\$^3\$)

并可表示为:

$$I'_r(R) = E_e(R)\beta(R) \quad (2.16)$$

式中\$\beta(R)\$为距离\$R\$处大气介质的体后向散射微分截面,单位厘米\$^{-1}\$·球面度\$^{-1}\$。

距离\$R\$处体积为\$dV\$的大气介质的后向散射辐射强度\$I_r(R)\$表示为:

$$I'_r(R) = I'_r(R)dV \quad (2.17)$$

体积元\$dV=dSdR\$。式中\$dS\$为距离\$R\$处激光雷达发射光束与接收视场角相交截面\$S_1(R)\$上的面积元,\$dR\$为分辨距离,在激光雷达接收系统中电子放大显示系统的相应时间远小于激光脉宽时,有\$dR=c\tau/2\$,散射体积元对接收望远镜所张立体角为\$\Omega=A/R^2\$,式中\$A\$为望远镜的有效截面。

激光雷达接收望远镜接收相距\$R\$处,面积元为\$dS\$,厚为\$dR\$的大气介质的回波功率表示为:

$$\Delta P_r(R) = I_r(R)T(R)\chi\Omega \quad (2.18)$$

式中\$\chi\$为激光雷达接收系统的光学透过率。所对应的大气回波电压可表示为:

$$V_1(R) = \Delta P_r(R)k_0r_0 \quad (2.19)$$

\$k_0\$为光电探测器的灵敏度,单位为安/瓦;\$r_0\$为光电探测器的负载电阻,单位为欧姆。将上述表达式整理可得到激光大气回波电压\$V(R)\$所满足的光雷达方程:

$$V(R) = \frac{C_A\beta(R)}{R^2} \exp\left[-2\int_0^R \sigma(r)dr\right] \quad C_A = \frac{AE_0c\eta(R)\chi k_0r_0}{2} \quad (2.20)$$

\$C_A\$为仪器常数,正比于脉冲激光总能量\$E_0\$,单位为伏·厘米\$^3\$·球面度。

\$\eta(R)=S_1(R)/S(R)\$,为距离\$R\$处激光雷达发射光束与接收视场角相交截面\$S_1(R)\$与

发射光束截面\$S(R)\$之比,又称之为充填系数,\$\eta(R)\ll 1\$,随探测距离变化。

当激光雷达探测高层大气和大气微量成分浓度时, 由于回波信号十分微弱, 常采用光子计数技术, 这时激光雷达接收望远镜所接收距离 R 处的大气回波功率:

$$P_r(R) = \frac{AE_0 c \eta(R) \chi \beta(R)}{2R^2} \exp[-2 \int_0^R \sigma(r) dr] \quad (2.21)$$

将上式除以激光发射频率 ν (用波数表示) 时的光子能量 $h\nu$, 即得单位时间内激光雷达所接收距离 R 处大气介质的后向散射光子数。然后乘以激光脉宽 τ , 最后得到激光雷达所接收距离 R 处大气介质后向散射光子数所满足的光雷达方程:

$$Q(R) = \frac{C_q \beta(R)}{R^2} \exp[-2 \int_0^R \sigma(r) dr] \quad C_q = \frac{AQ_0 c \tau \eta(R) \chi k_q}{2} \quad (2.22)$$

C_q 为仪器常数, 单位为光子数·厘米³·球面度。 $Q_0 = \frac{E_0}{h\nu}$ 为激光所发射的总光子数。

§ 2.3 激光雷达系统基本组成

随着 60 年代第一台红宝石激光器的出现, 人们逐渐认识到激光作为一种新型光源而具有的独特优点, 激光技术便被迅速地应用于大气探测领域。1962 年意大利人 Fiocco 等用第一台红宝石激光雷达探测了 80—140 km 高层大气中钠离子的分布, 随着激光、光电子、信号探测和数据采集等技术的发展, 激光雷达技术及其在大气探测领域的应用得到迅速发展, 并因其较高的时空分辨率和大的测量范围等而成为一种非常重要的主动遥感工具。激光雷达系统基本上是由激光发射、信号接收和数据采集及控制三部分组成。

(1) 激光发射部分是产生和发射激光束的装置, 它主要由激光器和发射镜结构成。激光器是激光雷达重要的组成器件, 主要包括三部分: 一是能产生激光放大的工作物质; 二是为保证振荡所需的谐振腔; 三是其激励装置, 一般采用光照射、气体放电和直接通电等方式。随着激光雷达应用领域和产品化的发展, 具备高功率、波长可调谐性、窄线宽、小型化、长寿命及人眼安全等特性的激光器越来越受到青睐。表 2.2 给出了一些常见激光器及其应用在激光雷达大气探测中可探测的大气成分。

(2) 信号接收部分的主要功能是接收回波光信号, 并根据不同波长分别导入相应的探测通道。主要包括接收望远镜、小孔光阑、分光装置、滤光片及探测器等。常用的接收望远镜类型有 Cassegrain 及 Newton 反射式系统。接收望远镜焦平面处通常放置小孔光阑, 以限制接收视场角。分光装置包括普通的光学分色片、光

栅光谱仪、标准具及法布里-珀罗(F-P)干涉仪等。探测器前通常放有窄带干涉滤光片或原子蒸汽滤光器等,用来压低天空背景光噪声及其它光的干扰。常用的探测器有光电倍增管(PMT)及雪崩光电二极管(APD),除要求它们具有较高的量子效率、较低的暗电流和热噪声以及良好的线性度等,还要求其能够覆盖若干量级动态范围的信号。

表 2.2 激光雷达应用中常用的激光器种类,波长及其可探测大气成分

激光器种类	输出波长(m)	可探测大气成分及其原理
红宝石Ruby	0.6943	气溶胶(Mie), 云(Mie), 水汽(DIAL)
Nd:YAG	1.064, 0.532, 0.355, 0.266	气溶胶(Mie, Raman), 云(Polarized), 臭氧(DIAL), 水汽(Raman), 风速(Doppler)
染料Dye(可调)	0.3~1.1	痕量气体(DIAL), 气溶胶(Mie)
二氧化碳CO ₂	9.1~11	痕量气体(DIAL), 气溶胶(Mie), 风速(Doppler)
Ti:sapphire	0.7~1.1	痕量气体(DIAL), 气溶胶(Mie), 水汽(DIAL)
Cr:LiSAF	0.25~0.3	痕量气体(DIAL), 气溶胶(Mie), 水汽(DIAL)
光参量OPO	0.3~4	痕量气体(DIAL)
Excimer (Xecl, XeF, KrF)	0.308, 0.351, 0.248	痕量气体(DIAL), 水汽(Raman)
Ho, Tm:YLF/YAG	2.05	风速(Coherent Doppler)
半导体Nd:YLF	1.47, 0.5235	气溶胶(Mie), 云(Mie+Depolarized)

(3) 数据采集及控制部分主要是用于确保激光发射、回波信号接收、数据采集、传送和存储步调一致地工作。其主要包括前置放大器、A/D模数转换器或多道光子计数器、同步触发控制器、门控控制器及主控计算机。A/D模数转换器的采样精度一般选用8~12bits, 采集频率在10~100MHz之间, 它比较适合采集低层较强的雷达回波信号。而光子计数器通常适用于采集光子量级的弱回波信号, 计数频率达几百MHz, 通道数较多, 相邻两个计数脉冲的死时间仅仅为几个ns。光子计数器常用于平流层及中间层大气探测激光雷达和Raman激光雷达系统。门控控制器的作用是利用光电倍增管的门控功能来控制其响应的时间间隔, 对应于探测的高度范围, 以适应较大信号动态范围的探测要求。

第三章 拉曼激光雷达探测大气二氧化碳基本原理和方法

§ 3.1 拉曼 (Raman) 散射技术

拉曼(Raman)散射与瑞利散射类似,也是因为分子在照射光照射下产生的电磁极化,引起多极子电磁振动而形成的光散射过程。然而,拉曼散射与分子内部的振动和转动效应密切相关。若照射光频率为 ν (波数),拉曼散射频移量为 $\Delta\nu$,则拉曼散射频率为 $\nu_p = \nu \pm n\Delta\nu$,式中取“-”号为拉曼散射斯托克斯(Stokes)谱线,取“+”号为拉曼散射反斯托克斯(Anti-Stokes)谱线。若 J 表示转动量子数, K 表示振动量子数,则对于双原子分子或线性分子,拉曼散射的选择定则为 $\Delta K=0$, ± 1 ; $\Delta J=0, \pm 2$ 。当 $\Delta K=\pm 1, \Delta J=0$ 时为振动拉曼散射;当 $\Delta K=\pm 1, \Delta J=\pm 2$ 时,为振转拉曼散射;当 $\Delta K=0, \Delta J=\pm 2$ 时,为转动拉曼散射。当 $\Delta K=0, \Delta J=0$ 时,为瑞利散射。 $\Delta J=0$ 的拉曼散射谱线称为 Q 支; $\Delta J=-2$ 时的拉曼散射谱线为 O 支; $\Delta J=\pm 2$ 时的拉曼散射谱线为 S 支,发生 Raman 散射过程如图 3.1 所示。 $\nu=0$ 表示电子的基态, $\nu=1$ 表示电子第一级振动态,频率为 ν 的激光照射到分子后,电子会跃迁到虚能级并很快向下跃迁到基态和第一级振动态,分别产生 Rayleigh 散射和 Raman 散射,此时 Raman 散射产生的光为频率变小的 Stokes 光。 Raman 散射过程中也产生频率变大的 Anti-Stokes 光,考虑到电子能级的分布情况, Anti-Stokes 光产生的效率要比 Stokes 光产生的效率低的多。显然, Raman 散射的频移量与散射分子能级的能量差是一一对应的,与激发波长无关,而分子能级的能量差是不同种类分子的内部固有特征^[38]。

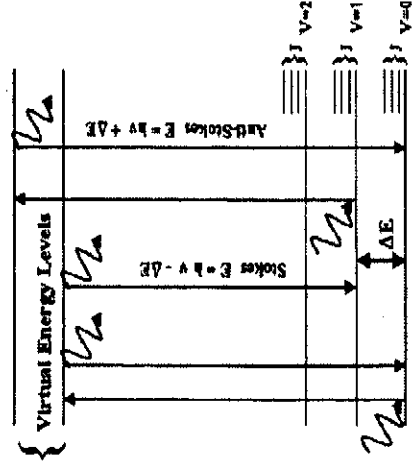


图 3.1 Raman 散射示意图

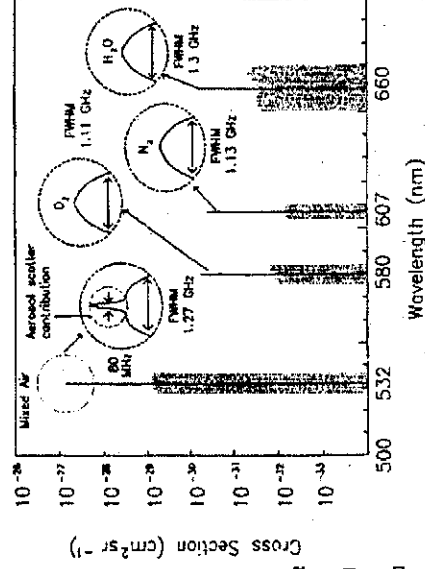


图 3.2 振动 Raman 散射截面与瑞利散射截面

一般来讲 Q 支谱线强度要强于 O 和 S 支。根据 Placzek 的极化理论,若照射光为线偏光,可获得拉曼散射斯托克斯谱线总的后向散射截面与拉曼散射频率的 4 次方成正比,即与拉曼散射波长的 4 次方成反比。拉曼散射频移量 $\Delta\nu$ 只与散射分子有关,与其它外界条件及照射光频率等无关。因此利用拉曼散射方法可识别并探测大气中某种成分。图 3.2 给出了在 532nm 激发波长下,水汽、氮气、氧气分子的受激拉曼谱线强度示意图^[38],可以看出振动拉曼散射截面比气溶胶的瑞利散射截面小 3~4 个量级,因此其探测能力受到一定的限制, Raman 散射激光雷达一般只适用于浓度较高或距离较近的对象进行探测。采用较短的入射波长可获得较大的拉曼后向散射截面,从而有利于提高探测灵敏度^[39]。

Raman 散射种类分为振动拉曼散射、振转拉曼散射和纯转动拉曼散射。对于振动拉曼散射而言,通常利用其振动能级与探测物质分子能级密切相关的特点实现物质种类的鉴别,因此基于振动拉曼散射原理研制的雷达是一种有辨认能力的激光雷达^[40]。通常情况下可以利用大气中含量较多且较为稳定的氮气作为参考介质,给拉曼激光雷达数据处理带来很大简便。

振动拉曼技术和差分技术相结合可以转化成探测灵敏度更高的拉曼一差分技术,为激光雷达的研制提供了一种新的思路。该方案的主要思想为:利用一束波长为 λ_0 的激光同时激发大气中 N_2 和 O_2 分子,从而产生相应的拉曼散射光 λ_{N_2} 、 λ_{O_2} 。由于 λ_{N_2} 和 λ_{O_2} 都由大气分子的拉曼散射机制产生,不像普通差分吸收那样靠气溶胶和大气分子的 Mie-Rayleigh 散射,从而有效地摆脱了气溶胶散射的影响。同时由于在没有选择吸收的情况下,两拉曼散射光的强度比是恒定的,因此可以从拉曼信号比值的变化来探测差分吸收。这样,激光功率的波动、大气湍流的影响也可减弱。和普通差分吸收技术相比,拉曼散射一差分吸收技术的另一个优点是只需要一束激光。该技术的缺点是由于拉曼散射截面小而导致的回波强度比普通差分吸收要低很多。近年来由于激光技术和弱光检测技术的进步,又引起人们对拉曼散射激光雷达探测大气污染的重视。

对于纯转动拉曼散射技术来讲,该技术主要用于大气温度的测量,基于纯转动拉曼散射技术研制的测温激光雷达具有比振动测温拉曼激光雷达更高的灵敏度和精度,且前者受气溶胶的影响可以忽略,转动拉曼激光雷达测量大气温度的方法可简单概括如下:大气中 N_2 和 O_2 分子高低量子数的转动拉曼散射回波的波

长与激发波长都比较近（距离不超过 3nm），可认为大气对转动拉曼谱线的消光作用是相同的。因此大气中 N_2 和 O_2 分子高低量子数的转动拉曼散射信号比就等于是 N_2 和 O_2 分子高低量子数的转动拉曼谱线强度比，这个比值与温度满足指数关系，由此关系式可以反演出大气温度^[41]。

§ 3.2 大气污染成分的 Raman 散射激光雷达探测

Raman 激光雷达具有用一种激光波长激发多种污染组分的能力，可满足在尽量简单的技术条件下达到多污染组分探测的目的。

近年来，由于激光技术和弱光检测技术的进步，以及差分吸收激光雷达所面临的技术复杂等问题，Raman 激光雷达探测大气污染技术又引起人们的重视。Raman 散射原则上是一种非共振过程，从量子力学的观点来看，散射过程中涉及虚能级跃迁概念。如果改变激发 Raman 散射的激光波长，使跃迁中涉及的虚能级逐步向分子中的某个实能级靠近，则 Raman 散射的截面会迅速增大。当两者非常接近时，Raman 散射截面会有若干数量级的增加，这就是共振 Raman 过程。人们已对此共振 Raman 现象进行了深入研究，发现 I_2 分子的共振 Raman 散射截面高达 $10^{-24} \text{ cm}^2/\text{s}$ ，而 SO_2 和 NO_2 的共振 Raman 散射截面也可达 10^{-25} 和 $10^{-27} \text{ cm}^2/\text{s}$ ，这和通常的 Raman 散射截面相比，有很大的增强，通常会有几个量级的增大。利用这种增强特性，可有效地增强 Raman 散射激光雷达的探测能力。

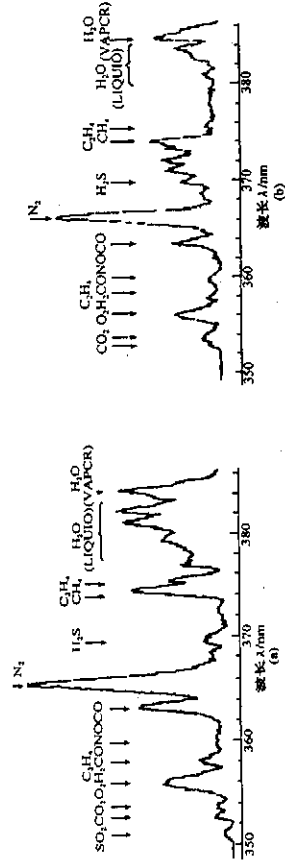


图 3.3 Raman 雷达测得的工厂烟囱 (a) 和汽车尾气 (b) 的拉曼光谱

Leonard^[43]于 1967 年首先提出根据拉曼散射原理探测大气成分，此后陆续有许多根据拉曼散射原理探测大气中氧分子和氮分子的浓度分布及水汽廓线的报导，探测高度可达到 2 公里左右^[44-48]。Kobayasi 等人^[49]利用氮分子拉曼散射激光雷达在夜间对 30 米远处燃油烟羽中所含污染气体分子进行了实际观测。污染气体分子的拉曼散射回波如图 3.3 所示。Melfi 等人^[50]利用红宝石拉曼散射激光

雷达在夜间探测了斜距 210 米发电厂烟囱口排放的二氧化硫相对浓度。Poultney 等^[51]利用能量为 1.5 焦耳。重复频率为 0.5 赫兹,接收孔径为 20 厘米的红宝石拉曼散射激光雷达,在夜间探测了相距 300 米,浓度约 1000ppm 的二氧化硫浓度。Nakahara 等利用车载钕铝石榴石倍频拉曼散射激光雷达,在日落后探测了发电厂 150 米高烟囱排放的二氧化硫浓度,探测斜距 228m, 二氧化硫的出口浓度为 1000ppm。Delong^[52]进一步利用红宝石倍频拉曼激光雷达,在白天恶劣天气条件下,探测了人工烟羽中二氧化硫浓度。随着高性能激光器的不断出现以及弱信号探测技术的不断发展,拉曼激光雷达的探测能力也有了较大幅度的提高,探测距离也由原来的几百米扩展到几公里,甚至达到十几公里, Vanessa Sherlock 等人^[53]研制的探测水汽的拉曼激光雷达能够实现对流层内水汽的测量,该雷达系统采用 Nd:YAG 激光器的 532.1nm 波长激光作为激发光源,脉冲能量为 300mJ,重复频率为 50Hz,光束发散角 10^{-4} 弧度,接收望远镜为牛顿式,望远镜有效孔径 800mm,采用日本 Hamamatsu R1477 型光电倍增管,光子计数采集方式。该雷达采集到对流层水汽廓线如图 3.4 所示^[53]。

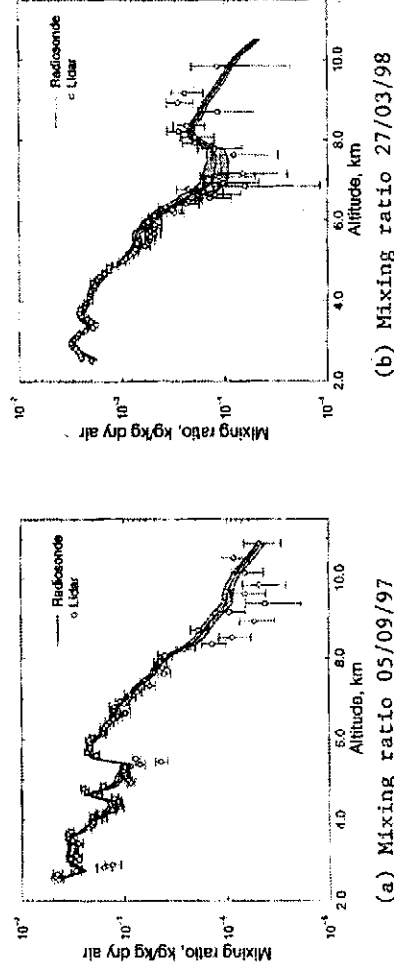


图 3.4 水汽拉曼雷达探测到的对流层水汽廓线示意图

根据拉曼散射原理探测大气污染气体分子浓度的探测灵敏度较低,如果在白天探测时还需考虑天空背景辐射噪声的影响,这时探测污染气体分子的最小检测浓度还将增大 2 个数量级左右^[31],若进一步考虑大气消光系数的衰减作用,则污染气体分子的最小检测浓度随距离的增加将更为迅速。拉曼激光雷达进行白天测量会受到天空背景辐射噪声的影响,造成信噪比降低和灵敏度的降低,如果采用光谱抑制技术和窄的接收视场角以及日盲技术等,也可以实现拉曼雷达的白天测量。到现在为止,全天候测量水汽的拉曼散射激光雷达已有多处报道, F. de

Tomasi^[54]等人研制的白天测量水汽和臭氧拉曼激光雷达于1999年搭建完成,该雷达的激发光采用准分子激光器发出的波长为248nm激光,对大气中的氮气氧气分子以及水汽进行拉曼激发,产生相应的拉曼散射光波。在248nm激发波段,大气中的吸收作用主要集中在臭氧分子的吸收上,因此利用氮气和氧气的拉曼散射信号用来反演臭氧的浓度,同时可以作为水汽测量的参考信号。该雷达的主要技术参数如表3.1所示。

表 3.1 白天测量水汽和臭氧拉曼雷达器件参数

LASER SOURCE : EXCIMER LASER KRF LPX 210-LAMBDA PHISIK				
Divergence	λ_0	τ	energy	Rate(max)
0.5 mrad	248 nm	20 ns	100 mJ	50 Hz
Telescope: Newton, f = 120 cm, $\varnothing$ = 30 cm				
Spectral selection : double monochrometer Jobin Yvon DH10 UV				
Rejection factor	Grating	Spectral resolution		
2×10^{-9}	1200 grooves/mm	0.4 nm		
Detector: PM tube Hamamatsu H5783 p-06	Gain	Dark rate		
		$12.7 \cdot 10^5$ 11 s ⁻¹		
Discriminator : Phillips Scientific C908, 300 MHz bandwidth				
Multichannel scaler : EG&G 150 MHz bandwidth, 5 ns dwell time				

由于该雷达采用日盲技术,因此能够实现白天测量,但激光器发出的激发光及氮气、氧气和水汽分子产生的拉曼散射波段都位于日盲区域,因此在大气中传播时受到臭氧的强烈衰减,造成探测距离不远,该雷达探测距离仅仅限于1km。

J. K. Brasseur 等人^[55]设计的全天候全息转动拉曼激光雷达能够实现白天测量大气温度的功能,测量高度达到20km以上,误差小于1%,在超过15km高度上,测量精度小于1K。该雷达采用全息光学系统实现纯转动拉曼谱线信号的有效提取,该系统的使用能极大的提高激光雷达的信噪比。Scott E. Bisson 等人^[56]研制了基于窄波段窄视场角的全天候测量水汽的拉曼散射激光雷达。该雷达白天进行水汽测量高度能达到5km,距离分辨为150m,夜间探测时探测能力大大提高,可达到12km。为了解决回波信号的动态范围问题,雷达设计过程中采用了双视场办法,对高层弱的回波信号,采用窄视场角通道接收,并采用方式为光子计数器进行数据采集。对近端强回波信号采用大视场角接收,并采用数据采集卡(AD)进行数据采集。采用Lambda Physik LPX 150T注入锁定XeCl可调谐激光器作为激发光源,发射波长为308nm激光,输出的激光经第二级放大后激光能量为200~250mJ,重复频率为200Hz,窄视场范围为0.2~0.4mrad,宽视场范围为2~4mrad,该雷达的光路结构如图3.5所示。

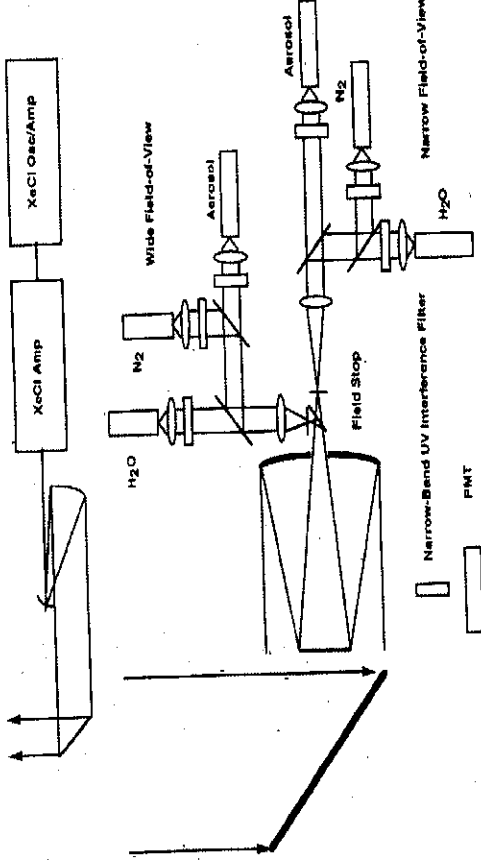


图 3.5 双视场全天候探测水汽拉曼激光雷达探测结构示意图

§ 3.3 二氧化碳拉曼 (Raman) 散射激光雷达方程

§3.3.1 探测二氧化碳拉曼激光雷达方程

基于拉曼散射原理研制的拉曼散射激光雷达探测距离为 z 处的二氧化碳回波方程可表示为:

方程可表示为:

$$S_{CO_2}(z) = \frac{k_{CO_2}}{z^2} \sigma_{CO_2}(\pi) n_{CO_2}(z) q(\lambda_0, z_0, z) q(\lambda_{CO_2}, z_0, z), \quad q = \exp\left[-\int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_{CO_2}}(z') dz'\right] \quad (3.1)$$

式中 $S_{CO_2}(z)$ 是探测到的二氧化碳通道回波信号强度, $\sigma_{CO_2}(\pi)$ 表示二氧化碳分子的后向散射微截面, 单位为厘米²/球面度。 $n_{CO_2}(z)$ 表示 CO_2 分子的数量密度, 单位为分子数/厘米³。 k_{CO_2} 为二氧化碳通道的通道常数, 它包括在二氧化碳分子拉曼散射波段处系统的光学效率、望远镜的有效截面、光电倍增管的光谱效率以及激光输出能量的乘积。 $q(\lambda_{CO_2}, z_0, z)$ 表示二氧化碳分子拉曼散射光波经历探测距离 $z_0 \sim z$ 后的大气透过率。 $q(\lambda_0, z_0, z)$ 表示入射光波经历探测距离 $z_0 \sim z$ 后的大气透过率。 $\alpha_{\lambda_{CO_2}}(z')$ 为在二氧化碳散射波长处大气消光系数。若待测二氧化碳分子的散射微截面 $\sigma_{CO_2}(\pi)$ 事先由实验测定^[57], 则由式 (3.1) 和大气消光系数的实测值即可求得二氧化碳分子的浓度分布。

由于大气中氮气分子的含量比较稳定, 因此在激光雷达探测大气污染物过程中常常选用氮气作为参考气体^[58], 将拉曼激光雷达同时采集到待测物质和氮气的拉曼后向散射回波信号相比。如果氮气拉曼散射波长与待测物质拉曼散射波长相

近, 则两信号相比后可忽略大气透过率和仪器通道常数的影响, 为数据处理提供简便。通常情况下, 氮气的回波信号可表示为:

$$S_{N_2}(z) = \frac{k_{N_2}}{2} \sigma_{N_2}(\pi) n_{N_2}(z) q(\lambda_0, z_0, z) q(\lambda_{N_2}, z_0, z), \quad q = \exp\left[-\int_{z_0}^z \alpha_{\lambda_{N_2}}(z') dz'\right] \quad (3.2)$$

上式中各物理量表示的意义与式 (3.1) 类似。将 (3.1) 和 (3.2) 相比后得到:

$$w(z) = C_w \Delta q^w(z_0, z) \frac{S_{CO_2}(z)}{S_{N_2}(z)} \quad (3.3)$$

$$\text{其中 } C_w = \frac{k_{N_2}}{k_{CO_2}} \frac{\sigma_{N_2}(\pi)}{\sigma_{CO_2}(\pi)} \frac{M_{CO_2}}{M_{dry}} \frac{n_{N_2}}{n_{dry}}, \quad Dq^w(z_0, z) = \frac{q(\lambda_{N_2}, z_0, z)}{q(\lambda_{CO_2}, z_0, z)}, \quad \text{一般地将 } C_w \text{ 称之为雷}$$

达系统常数, 该常数常采用与其它仪器对比后定标得出其准确结果。 M_{CO_2} 表示

二氧化碳分子的分子量, M_{dry} 表示干空气的分子量。 $Dq^w(z_0, z)$ 为氮气分子和 CO_2 分子两拉曼散射波长的大气透过率差别。通常情况下两拉曼散射波长相差并不大^[59], 在数据处理过程中, 可以忽略透过率差别的影响; 当两拉曼散射波长差别较大或探测距离较远时, 需要考虑大气透过率差别对反演结果造成的误差影响。

§3.3.2 大气二氧化碳的 Raman 激光雷达探测理论依据

拉曼散射激光雷达的发射系统不仅要求有足够的脉冲激光能量, 以获得较高的探测灵敏度, 而且由于拉曼后向散射微截面与激发波长的四次方成反比, 因此, 要求较短的激光波长激发。最理想的波长范围为 250~300nm, 因波长小于 300nm 时, 太阳辐射受高层大气臭氧层的强烈吸收而衰减殆尽, 天空背景辐射接近于夜间条件。但波长若小于 250nm, 则由于大气中臭氧分子的吸收而影响激光的探测能力^[31]。图 3.5 是在 532nm 激发下得到的大气散射光谱图^[60], 从图中可以看到 CO_2 气体 Raman 散射强度比 N_2 、 O_2 气体 Raman 散射强度要小得多, CO_2 Raman 散射同大气 Rayleigh-Mie 散射比显得更弱。 CO_2 拉曼散射 Q 支有两个主要谱线: $CO_2(v_1)1338cm^{-1}$, $CO_2(2v_2)1285cm^{-1}$ (1286 cm^{-1}), 其中 $CO_2(v_1)$ 信号比 $CO_2(2v_2)$ 信号强, 但它离 O_2 的 Raman 谱线更近, 为了减小 O_2 对回波的干扰, 因此选择 $CO_2(2v_2)$ 作为激光雷达回波接收的波长谱线。在 354.7nm(λ_p) 激发下 Raman 散射波长表示成:

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_p}{1 - \lambda_p \nu} \quad (3.4)$$

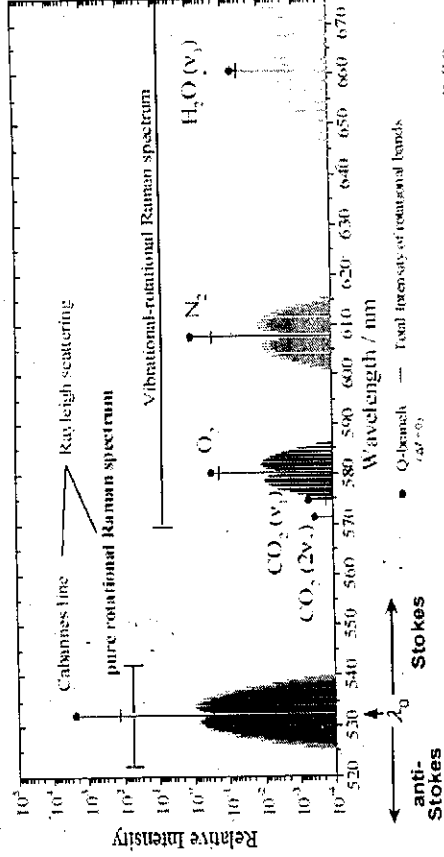


Photo
7-10 Book for Press

图 3.5 532nm 激发下得到的大气散射光谱图

相应误差公式为:

$$\Delta \lambda_1 = \left(\frac{\lambda_p}{1 - \lambda_p \nu} \right)^2 \Delta \nu + \left(\frac{1}{1 - \lambda_p \nu} \right)^2 \Delta \lambda_p \quad (3.5)$$

采用 Nd:YAG 激光器的三倍频 354.7nm 激光为激发光, 采用上述计算公式得到 CO_2 分子相应的 Raman($2\nu_2$) 散射波长 $371.66\text{nm} \pm 0.1\text{nm}$; O_2 分子相应的 Raman(1556cm^{-1}) 散射波长 $375.43\text{nm} \pm 0.1\text{nm}$. N_2 作为参考信号相应的 Raman 波长 $386.68\text{nm} \pm 0.1\text{nm}$. 可见 CO_2 分子和 O_2 分子的 Raman 谱线非常靠近, 不利于 CO_2 Raman 信号的精确提取, 对雷达系统中信号提取系统提出了较高的要求。

当采用 Nd:YAG 激光器的四倍频 266nm 的激发波长时, 根据前面阐述的拉曼散射截面与激发波长的关系可以得出, 激发波长为 266nm 时的散射截面是激发波长 354.7nm 时的 3 倍, 表面上看应尽量选择短的激发波长, 但是考虑到短波长的光波在大气中传输受到臭氧的强烈衰减以及四倍频光的能量问题时, 我们还选择 354.7nm 波长激光作为激发光。除此之外, 采用 266nm 波长激光作为激发光时氮气、氧气和二氧化碳分子产生的拉曼散射光的中心波长分别为 283.6nm、277.5nm 和 275.4nm, 其中二氧化碳的拉曼散射谱线和氧气的拉曼散射谱线靠的非常近, 对雷达系统的分光系统提出了更高的要求。

基于以上理论, 我们研制了基于激光与大气拉曼作用原理的 Raman 激光雷达。由于拉曼散射其后向回波信号相对较弱, 我们在研制时首先只对近地面的二氧化碳进行探测并进行了详细的数据处理, 并对研制完成的实验草台进行了系统优化和性能提高, 初步得出了合肥地区二氧化碳的垂直分布廓线。

第四章 探测大气二氧化碳拉曼激光雷达系统

§ 4.1 拉曼激光雷达研制的关键技术

利用拉曼激光雷达探测大气中二氧化碳含量分布是一项开创性的工作,其目的是通过拉曼散射激光雷达的研制,实现监测低空大气的二氧化碳含量的目的,并进一步得到其分布和变化规律,为气候变化和环境变化研究提供依据,该研究工作不仅具有重要的学术价值,而且在气象和环境领域也有着广阔的应用前景。

拉曼散射激光雷达具有光学结构简单、适用性强、容易实现工程化等特点。在实际研制和实验过程中,需要解决的关键技术问题以及相应的技术手段有:

(1) 要求激光器能量输出要高,且输出能量稳定,输出激光线宽比较窄,同时具有较高的重复频率。考虑到激光雷达对激光器的特殊要求,在拉曼雷达设计过程中采用技术成熟的商业化 Nd:YAG 固体激光器作为其光源或泵浦光源。它的基础频(1064nm 波长)单脉冲具有输出能量大,脉冲重复频率高等优点,所输出的基频光经三倍频后变为中心波长为 354.7nm 的激光,单脉冲能量达到 80mJ。拉曼激光雷达选用此波长激光作为激发光,可以兼顾雷达对激光能量、较大散射截面、减小大气中臭氧衰减等因素的影响,选用该波长激光作为激发光源能够满足激光雷达探测低层二氧化碳的要求。

(2) 光学机械系统的高稳定性。为了尽量提高雷达的探测性能,需要在设计过程中尽量减少能量损失,因此对光学系统的设计提出了特殊的要求,各个导向镜、扩束镜以及接收望远镜等镜面要求镀膜相应波长的光学薄膜以得到最大的光学效率;机械系统需要具有较高的稳定性,要求受环境温度变化影响最小,否则容易引起拉曼雷达系统的常数的变化,引入较大的测量误差。激光器输出光束有一定的发散角,影响探测距离,还需要选择合适的扩束装置对输出光束的发散角进行压缩,以得到良好的探测效果。

(3) 具有高抑制比、窄线宽的光谱滤波技术。理论和实验表明,探测二氧化碳的拉曼散射激光雷达所接收的外来辐射噪声由两部分组成^[61]。一部分为天空背景辐射所引起的噪声,若在夜间探测,辐射噪声便可忽略;另一部分噪声则来自激光照射大气时所引起的 Mie-Rayleigh 散射光辐射和大气中浓度远大于 CO₂ 的氮

气、氧气的 Raman 散射。大气气体分子的后向 Raman 散射截面比后向 Rayleigh 散射截面弱 3-4 个数量级左右。而 CO_2 气体分子(占大气 0.03%—0.04%)的密度要比大气分子的密度小 3—4 个数量级,所以 CO_2 气体分子的后向 Raman 散射强度就比同时产生的大气分子的后向 Rayleigh 散射强度要弱 6-8 个数量级^[62]。在低层大气中,大气气溶胶的 Mie 后向散射强度和大气分子的 Rayleigh 后向散射强度相当(天气稍差时前者比后者大两个数量级)。因此 CO_2 气体分子的后向 Raman 散射光强,要比大气介质的 Mie 后向散射光强弱约 6-8 个数量级。采用的激发光波长为 354.7nm,其中还夹杂着 532nm 光,因此主要干扰来自二倍频 532nm 光的 Mie-Rayleigh 散射,以及它激发的 580nm (O_2) 和 607nm (N_2) Raman 散射,来自三倍频 354.7nm 光的 Mie-Rayleigh 散射以及它激发的 375.4nm (O_2) 和 386.7nm (N_2) Raman 散射干扰。在回波信号中,354.7nm Mie-Rayleigh 散射比 371.66nm Raman 散射要强得多; O_2 的 Raman 散射波长和 CO_2 的散射波长相近,而 O_2 的浓度比 CO_2 要高的多。因此在接收 CO_2 的 Raman 信号时,一定要特别抑制 Mie-Rayleigh 散射回波和 O_2 的 Raman 信号的严重干扰^[63-66]。基于上述原因,系统设计中特别考虑了如何有效检测有用信号和窄带抑制的技术问题。

(4) 微弱信号的光子检测技术。信号分析处理技术等问题。二氧化碳气体分子的后向拉曼散射光信号,经高信噪比滤光器件后,虽然已达到了相对较高的信噪比要求,但因信号仍十分微弱,用普通的信号采集卡 (A/D) 仍然难以有效收集到回波信号,在实际设计时,采用了光子计数器进行检测,光子计数器具有更高的灵敏度,能够对远处较弱的拉曼回波信号进行甄别和采集,考虑到白天背景辐射噪声的影响,该雷达设计为夜间探测,以消除天空背景辐射影响。

§ 4.2 拉曼激光雷达系统配置及参数

拉曼激光雷达从整体上由激光发射单元、接收光学与后继光学单元、信号探测与采集单元以及控制单元四部分组成。系统结构组成如图 4.1 所示。Nd:YAG 激光器发射出的基频光 (1064nm) 经过二倍频和三倍频晶体后转化成 354.7nm 的紫外光 (其中掺杂着少量 1064nm 基频光和 532nm 的二倍频光),光束经过两个镀有 354.7nm 高反膜的 45° 反射镜后进一步滤除掺杂在光束中的基频光和二倍频光,然后经扩束镜进行光束整形,最后通过 45° 全反镜和二维扫描系统发射到

大气中。光束经高反镜透射后的光信号可用来作为数据采集卡的同步触发信号。后向拉曼散射信号被望远镜接收，聚至望远镜焦点处的光纤中，在光纤的另一端是后继光学装置，后向散射光信号（包括 Rayleigh—Mic 散射信号、大气分子的拉曼散射信号和天空背景信号等）经过准直镜、窄带滤波片后，对天空背景信号以及噪声信号进行抑制滤除，后进入光电倍增管（PMT）进行光电转换，电信号从光电倍增管输出经放大器进一步放大，进入光子计数器进行甄别采集。系统各组成部件的技术参数如表 4.1 所示：

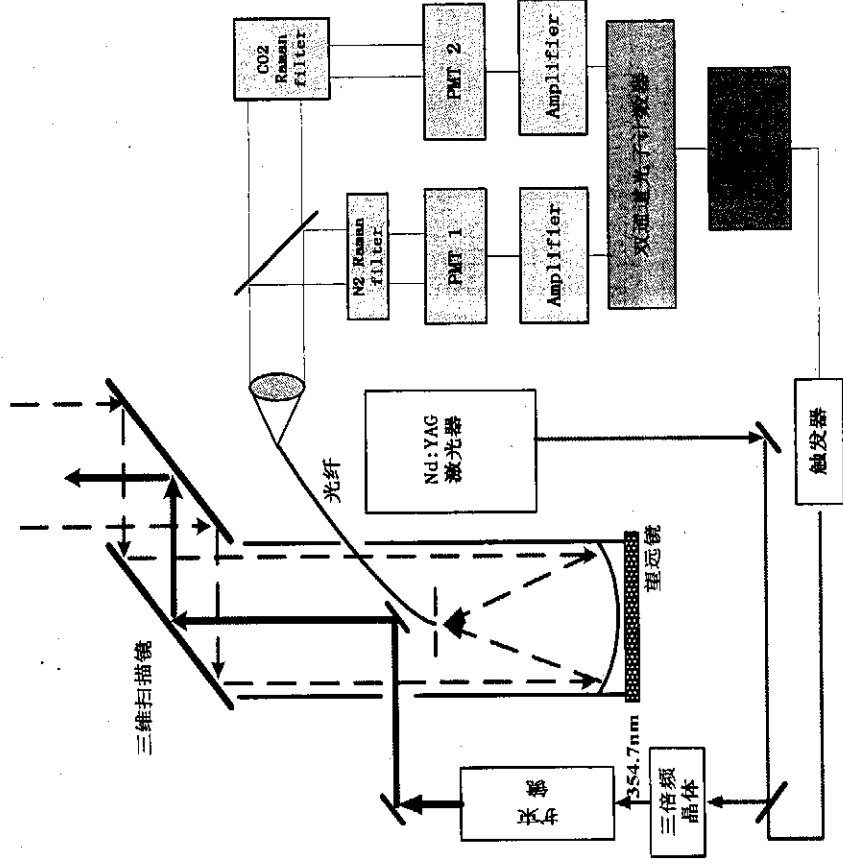


图 4.1 探测大气二氧化碳拉曼激光雷达结构示意图

§ 4.3 拉曼激光雷达系统主要组件介绍

§4.3.1 拉曼激光雷达发射系统

探测二氧化碳 Raman 激光雷达的发射系统主要包括激光器、倍频晶体、扩束镜、导光镜和自动对光调整装置。工作路径是：激光器发出基频光经倍频晶体后转化成波长为 354.7nm 激光，经镀有高反膜的反射镜后实现光路转向，然后进入扩束镜进行扩束、准直后经自动对光调整系统、三维扫描镜导向大气，其工作

路径示意图如图 4.2 所示。

表 4.1 拉曼雷达系统的各组件的技术参数

单元名称	技术参数
激光发射单元	激光器型号
	Quantel Brillinat B Nd:YAG
	波长 (nm)
	354.7
	脉冲重复频率 (Hz)
	20
	单脉冲能量 (mJ)/稳定性 (%)
扫描单元	80±3
	激光发散角 (mrad)
	0.5
	脉冲宽度 (ns)
	4
	扩束镜倍率
	3X
接收光学单元	有效通光孔径 (mm)
	300
	扫描空间范围
	360° (水平) × 90° (垂直)
	望远镜型号
	近牛顿式
	直径/焦距 (mm)
耦合光纤	300/1000
	接收视场 (mrad)
	0.15
	直径 (mm)
	1.5
	数值孔径 N.A.
	0.22
CO ₂ 拉曼滤光片	透过率
	99.9%
	有效通光孔径 (mm)
	25.4
	中心波长/半宽 (nm)
	371.71 / 0.5
	透过率 (%)
信号探测和采集单元	>60
	探测器型号
	9214B、9813B
	频谱响应 (nm)
	270—650
	响应面积(mm)
	46
	光子探测效率 (%)
	25
	PMT 增益
	9214B 7×10 ⁶ ; 9813B 7×10 ⁷
	光子计数卡型号
	MCA-3 /P7882
	最大采样速率 (MHz)
	200
	前置放大器
	phillips 6954 增益 20, 带宽 100kHz-1.5GHz

Nd:YAG 激光器 (法国 Quantel 公司 Brilliant B 型) 由闪光灯泵浦和振荡腔组成。光路中使用的反射镜为镀介质薄膜的全反射镜, 以 45° 入射角入射, 对 354.71nm 反射率在 99.5% 以上, 对波长为 532nm、1064nm 的光高透 (T>99.5%), 在无明显损失 354.7nm 光的前提下, 减小 532nm、1064nm 的光对发射波长的干扰, 因此经此全反射镜反射后进入扩束镜的光束中掺杂的 532nm 以及 1064nm 激光将得到有效的滤除。反射镜的另一面接有光电转换装置, 利用透射光来作为同步触发信号。发射光在被发射到大气中之前, 经扩束系统进行准直扩束后压缩其发散角, 使其以准平行光发射, 用以提高其探测距离, 自动对光调整系统是用来调

整激光发射与望远镜接收同轴, 确保后向散射回波信号的有效采集, 发射光束最后经三维扫描系统发射到大气中。

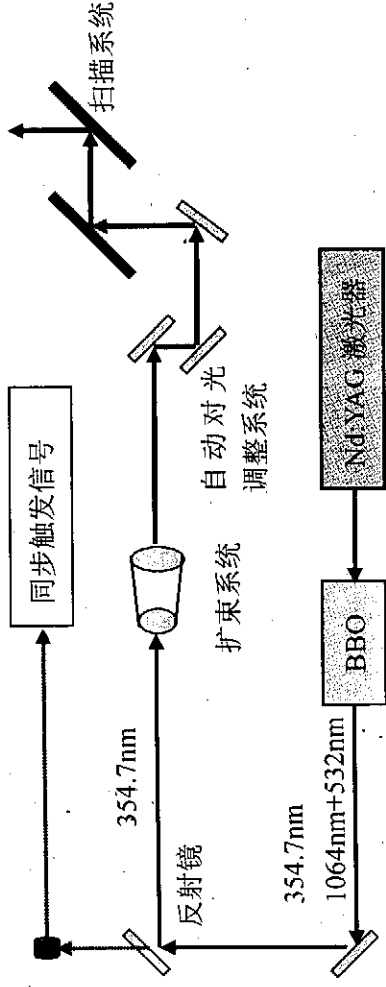


图 4.2 拉曼散射雷达发射系统示意图

激光器输出能量大小由控制面板操作, 调节调 Q 延迟时间来控制激光器的输出能量大小, 图 4.3 为实验测量的延迟时间与激光器能量输出之间的关系。在延迟时间为 $225\mu\text{s}$ 时, 激光器有最佳能量输出。

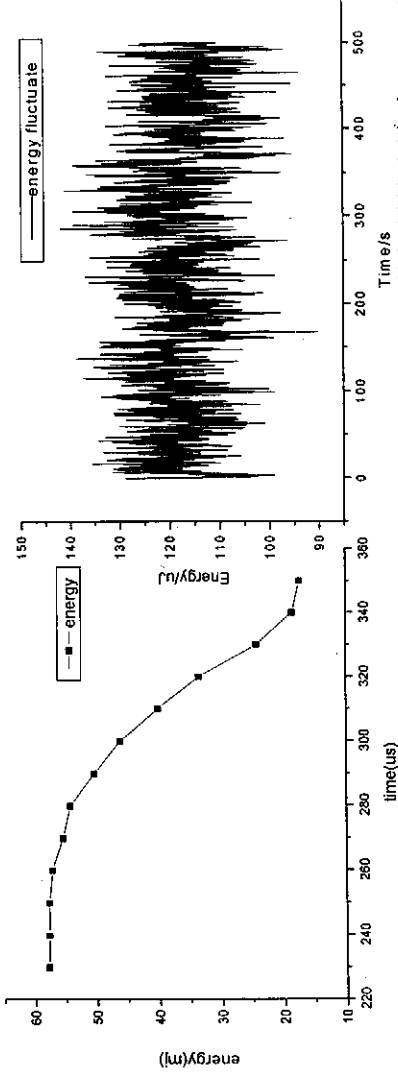


图 4.3 激光器能量输出与延迟时间的关系

激光器的能量输出受到各种因素的影响, 激光器的制冷系统、倍频系统的变化以及环境温度变化将对激光器能量输出产生影响, 因此激光器输出能量不可能是一个恒定值, 如图 4.4 是经激光功率率计测到的激光器的输出能量在一定时间内的波动情况。激光器能量波动对激光雷达探测带来不利的影响, 雷达系统工作过程中应尽量保持激光能量稳定, 否则会给雷达测量引入较大的误差。因此, 克服能量波动影响对提高雷达系统的探测精度是非常重要的。在首次研制的雷达实验系统中采用单通道分时测量的办法, 即分别采集氮气和二氧化碳的后向散射回波信号, 这种方法具有一定的局限性, 受到激光器能量不稳定和外界大气探测实际状态变化的影响, 降低了测量精度, 后经赵曰峰博士^[67]进行技术改进后, 将单通

图 4.4 激光器的能量输出波动

道采集换成双通道采集方式,实现了实时监测,解决了激光器能量波动对雷达探测带来不利影响的问题。

三维光束扫描系统用于改变发射激光的方位角和俯仰角以实现天空任一区域进行扫描的功能,同时对大气后向散射回波信号进行接收。它采用光学潜望式结构,由两块平面反射镜、水平旋转机构和垂直旋转机构组成,有效通光孔径为 300mm。其外观照片和内部结构如图 4.5 图所示。镀有高反膜的平面反射镜成为 45°角安装在水平旋转机构和垂直旋转机构上,垂直旋转机构下端有转盘,水平旋转机构和垂直旋转机构均通过蜗轮蜗杆传动机构驱动。水平方位旋转绕水平旋转轴进行水平 0°~360°旋转,垂直俯仰绕垂直旋转轴进行垂直 0°~180°旋转。未处于工作状态时,水平和垂直均为 0°,此时,三维光束扫描单元的出光端口朝下,以防止灰尘污染镜片而造成发射与接收光学效率降低。

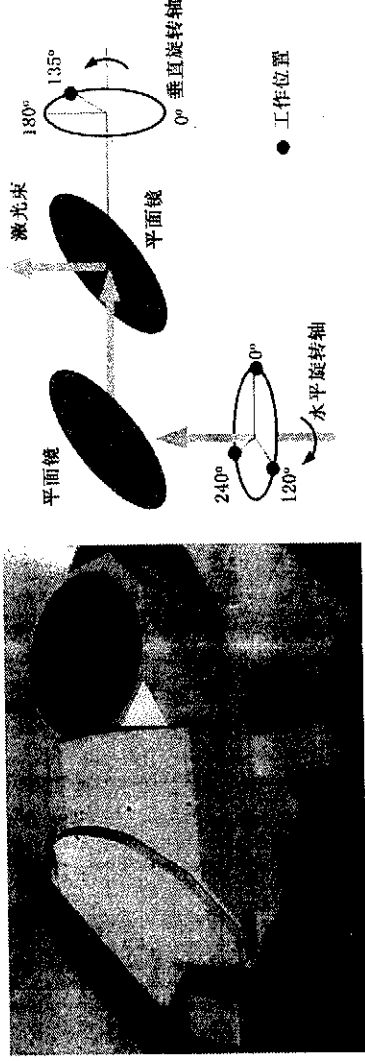


图 4.5 三维光束扫描单元外观照片

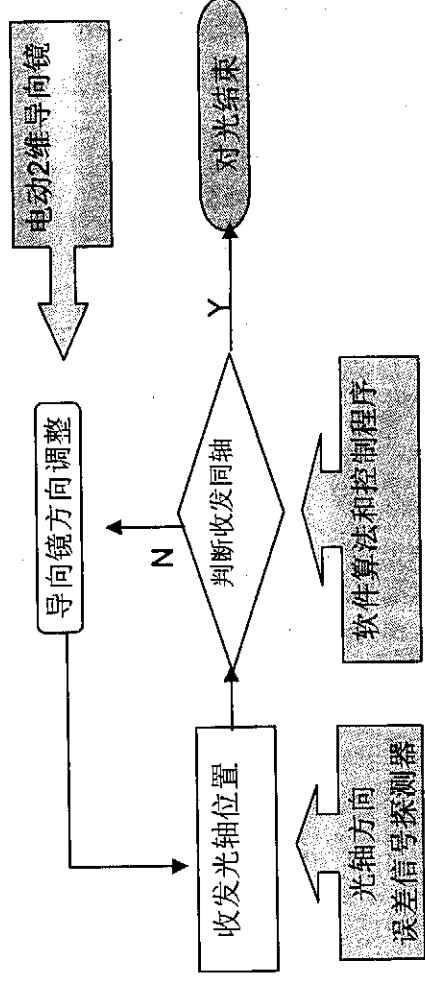


图 4.6 自动对光系统工作原理示意图

自动对光系统是采用模拟人工对光的过程实现收发光路的同轴调节,主要包括三个模块:即光轴方向误差测量,软件算法与控制程序和电控执行机构。它的工作机理如图 4.6 所示,利用光轴方向误差信号探测器判断收发光轴的位置,由软件程序计算出位置误差量,再通过计算机控制执行机构做出相应的调整,直至

收发光轴同轴到工作指标要求以内。自动对光系统可以克服人工手动操作引起的误差影响,有利于提高激光雷达系统的探测精度。

§4.3.2 拉曼激光雷达信号接收与后继光学系统

拉曼激光雷达信号接收单元主要部件是接收望远镜,该激光雷达采用的是近牛顿反射式接收望远镜。主镜为抛物面聚焦反射镜,镀有高反射膜,有效口径为300mm,望远镜的组合焦距900mm,采用发射和接收同轴方式。在焦平面处安装了大小不同的小孔光阑,以对望远镜视场角大小进行调节,通过更换不同孔径的小孔光阑,可在一定范围内改变望远镜接收视场角的大小。

后继光学单元由导入光纤、准直器、分束片、干涉滤光片组成。光纤将后向散射光信号导向准直器(直径为25.4mm),使信号光束变成平行光束,再由高性能窄带滤光片进行滤波,实现相应拉曼信号的提取,该系统滤光片的设计参数在后面部分将会详细介绍。该雷达采用双通道同时采集氮气和二氧化碳拉曼回波信号的工作方式,能消除激光能量起伏对信号采集的影响,同时提高测量的实时性能,有利于提高测量准确度。在后继光学单元中采用分束片将后向散射回波信号分成两路,透射光(约占入射光束能量的99%)进入二氧化碳拉曼信号测量通道,反射光(约占入射光束能量的1%)进入氮气拉曼信号测量通道,考虑到氮气拉曼信号比二氧化碳拉曼信号强3个量级左右,因此在氮气通道上加一中性衰减片,衰减片透过率为0.5%。Raman激光雷达探测的是极微弱光信号,任何杂散光都会对其造成干扰,形成噪声,因此接收光路的光学密封和对杂散光进行屏蔽显得非常重要,将后继光学单元置于一个严格密封的暗盒内以防止工作空间的杂散光进入光电倍增管造成干扰。

§4.3.3 拉曼激光雷达信号采集系统

信号采集系统由光电倍增管、放大器及其电源、数据采集卡和工控机等组成。光电倍增管配有制冷座、高压电源,信号经光电倍增管后转变成电信号,经前置放大器将信号放大,再由光子计数器进行采集。拉曼激光雷达系统的各个仪器部件如图4.7所示。光检测采用9214B和9813B光电倍增管及1250v、1900v配套电源,前置放大器(philips 6954)及配置15v低噪声电源、光子计数器。半导体制冷器FACT50,使光电倍增管工作在-20℃,此时光电倍增管的噪声最小。



图 4.7 拉曼激光雷达信号采集系统示意图

光子计数卡是德国 FAST ComTec GmbH 公司的 MCA-3 P7882 型长卡,外观如图 4.8 所示。采用 PCI 插槽,使用方便,具有双通道设计,采样精度 32bit,最大采样速率 200MHz。MCA-3 P7882 光子技术卡的软件程序可以在 Windows 电脑系统运行,实现对不同累计脉冲次数、采样距离分辨率等采集参数的设定。

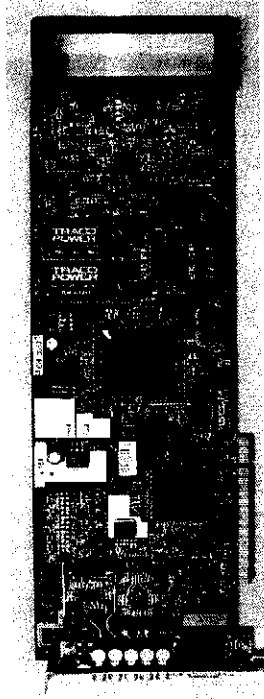


图 4.8 MCA-3 P7882 光子计数卡

§4.3.4 拉曼激光雷达控制系统

拉曼激光雷达的控制单元主要包括:激光器系统制冷单元、同步信号触发器、DG535 时序控制器、接收望远镜小孔光阑的选择调节系统、滤光片通道转轮驱动系统、衰减片选择驱动系统、光电倍增管和放大器的控制系统。

§4.3.5 拉曼激光雷达系统滤光片设计

对于探测二氧化碳拉曼激光雷达来讲,要想从强大的背景噪声信号中提取出微弱的二氧化碳拉曼散射回波信号,必须要求分光滤波系统具有优异的性能。该雷达探测到的背景噪声包括大气分子和气溶胶的 Rayleigh-Mie 弹性散射回波信号、激发光对大气中氮气、氧气和水汽等发生拉曼激发产生的拉曼散射光、天空背景噪声和光电倍增管的暗电流噪声等。拉曼散射激光雷达探测的二氧化碳拉曼散射回波信号强度要比噪声信号弱 7 个数量级,要从此如此强大的背景噪声中把它有效检测出来,需要性能优异的窄带高抑制比滤光片。

滤光片的中心波长需要精确测定,图 4.9 所示为大气中 354.7nm 波段的拉曼

散射光谱图^[68,69],从中可以看出,如选用 $\text{CO}_2(2\nu_2)$ 散射作为接收信号,滤光片的带宽设计为 0.3nm ,则 O_2 干扰可以小于 0.1% 。

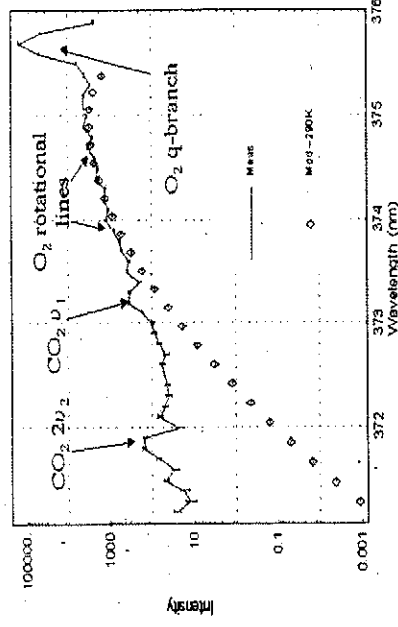


图 4.9 大气 371nm - 376nm 范围 Raman 散射谱图

依据拉曼散射波长计算公式 (3.4, 3.5) 可以得到, 二氧化碳拉曼散射滤光片的中心波长为 $371.66\text{nm} \pm 0.1\text{nm}$ 。实际加工时精确选定波长是一个关键问题, 因为在实际使用时, 由于放置角度和环境温度变化的影响, 滤光片的中心透射波长会发生变化, 因此在设计加工时要充分考虑到这一点。

从干涉滤光片的理论知识我们可以确定, 对于不同的放置角度, 滤光片的实际中心波长会有所漂移, 漂移大小可用式(4.1)来表示^[70]。

$$\lambda = \lambda_m \sqrt{1 - (\sin \theta / n)^2} \quad (4.1)$$

其中 λ_m 表示垂直入射时的中心波长; n 是有效折射率波长, 它与波长、膜层材料等因素有关, θ 是入射角。由式 (4.1) 可得出: 对于平行入射光束, 当滤光片倾斜放置时, 随着入射角的增加, 滤光片的整个透射率曲线向短波方向移动, 而峰值透射率和带宽基本保持不变。因而在加工设计时, 在允许范围内, 滤光片的中心透射波长比理论值稍大, 以克服实际操作时系统误差的影响。加工设计的窄带滤光片的技术参数如表 4.2 所示。从表中可以看出, 对滤光片除要求良好的中心波长透射率外, 还要求可靠的带外抑制比, 对可能干扰的拉曼信号均提出了设计指标要求。在 354.7nm 激发下氮气和氧气产生拉曼散射信号波长分别处于 386.7nm 和 375.4nm , 在 532nm 激发下氮气和氧气产生拉曼散射信号波长分别处于 580nm 和 607.4nm , 对氮气和氧气的拉曼散射信号抑制比要求大于 7。同时对 354.7nm 和 532.1nm 波长产生的弹性散射信号抑制比大于 12。

表 4.2 CO₂ 拉曼干涉滤光片性能参数

要求的指标	实测值和理论值	备注
峰值透速率	>45%	64%/ 59%
峰值波长(nm)	371.66-371.78	371.71 / 371.68nm
半峰值带宽	0.4+/-0.1nm	0.46nm
200-1100nm	OD 5	OD 5
375.4nm /386.7nm	>OD 7	OD 7.4/10.3
580nm / 607.4nm	>OD 7	OD 23.6/27.8
354.7nm /532.1nm	>OD 12	OD 20.5/17.8
		理论值

注：带外抑制比用 OD: optical density 表示

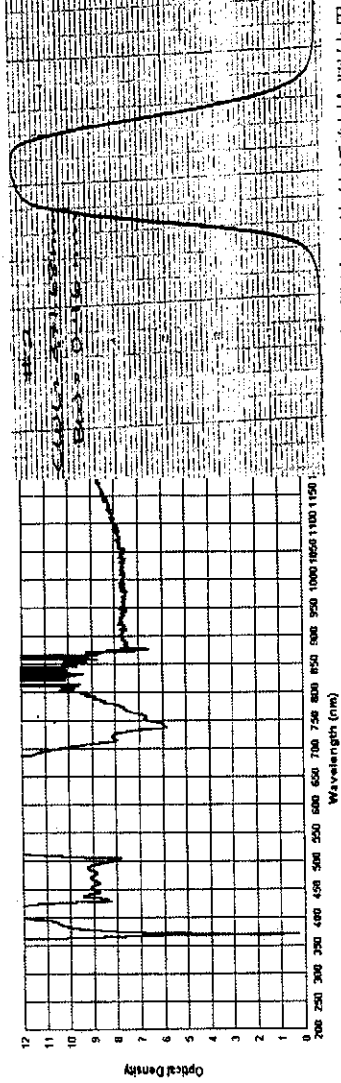


图 4.11 检测二氧化碳滤光片的带外抑制比 图 4.12 CO₂ 拉曼滤光片的透射检测结果

图 4.11 所示二氧化碳拉曼散射滤光片带外抑制比的模拟计算结果，可以看出该滤光片可以有效剔除干扰信号，实现二氧化碳拉曼散射信号的有效提取。通过光谱仪的实际测量，滤光片的透射谱如图 4.12 所示，从中可以看出，所加工滤光片（BARR 公司生产）的中心波长为 371.68nm，带宽为 0.46nm。

根据与二氧化碳拉曼散射滤光片一样的设计方法，加工设计了氮气拉曼散射滤光片，其中心波长为 386.66±0.1nm，带宽设计为 2.0nm。对 354.7nm 和 532nm 波长的弹性散射抑制比同样要求达到 12 以上，对氧气的拉曼散射抑制比要高于 5。图 4.13 为氮气滤光片的带外抑制比和扫描光谱图。

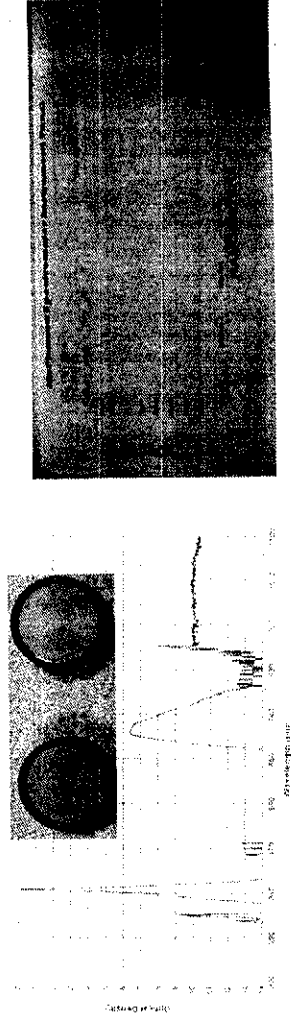


图 4.13 氮气滤光片带外抑制比及扫描光谱示意图

第五章 探测二氧化碳拉曼激光雷达系统探测性能模拟

§ 5.1 激光雷达信噪比介绍

激光雷达能够实现大范围内大气污染物含量以及大气参量的连续测量,是一种强有力的大气探测工具,为满足实际应用的要求,需要对激光雷达的探测性能进行确定。其中最大探测距离和最小可探测浓度是表征激光雷达性能的两个重要参数。雷达性能参数优劣与雷达信号信噪比的大小有直接关系。从激光雷达信噪比公式出发可以推导出其最小可探测浓度^[85]和最大探测距离。噪声信号的大小对激光大气探测精度有很大影响。信噪比愈大,探测资料的质量愈高;反之,由于噪声的强烈干扰,可使激光大气回波严重失真,影响探测结果。激光雷达系统多采用光电倍增管等光电子发射型光电探测器,任何一种光电探测器的光阴极材料,在单位时间内发射的电子数,都将围绕这某个平均值统计起伏,电子发射的这种统计起伏就形成了噪声。因此,不论是光信号和外来光辐射,还是探测器自身的暗电流,均能通过光阴极的这种散粒效应而形成噪声。

激光雷达的噪声来源可归纳为以下几种^[86]:

- (1) 量子噪声。光电探测器接收的激光大气回波信号由信号光子流构成。探测器在单位时间内接收到的信号,实质上是由统计起伏的大量光子所组成。这种围绕某个平均值的统计起伏就形成了噪声。此外,当光信号通过接收望远镜进入光电探测器时,还因光阴极电子发射的统计起伏特性而形成散粒噪声。
- (2) 背景辐射噪声。来自晴空大气、云层和各种人工光源的辐射,通过接收望远镜进入光电探测器,就会引起光阴极的电子发射。而背景辐射的光子流和光电子发射均具有统计起伏特性,因而产生背景光辐射噪声。
- (3) 暗电流噪声。光电探测器在无外来光照射下,光阴极本身也会发射电子而形成暗电流。暗电流将引起光电子发射的统计起伏,从而形成暗电流散粒噪声。
- (4) 热噪声。由于电阻热辐射统计起伏所引起电压起伏而产生的噪声,称之为热噪声。它包括光电探测器的负载电阻所产生的热噪声以及电子放大显示系统所引起的各种等效热噪声。在光电探测器的信号噪声、背景辐射噪声、暗电流噪声相互独立的情况下,光电探测器输出的电压信噪比可表示为:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_v = \frac{i_s}{(\overline{\Delta i_s^2} + \overline{\Delta i_b^2} + \overline{\Delta i_d^2} + \overline{\Delta i_t^2})^{\frac{1}{2}}} \quad (5.1)$$

式中 i_s 为光电探测器输出的平均信号电流, $\overline{\Delta i_s^2}$ 为光信号所产生统计起伏散粒噪声的均方电流, $\overline{\Delta i_b^2}$ 为背景辐射所产生统计起伏散粒噪声的均方电流, $\overline{\Delta i_d^2}$ 为探测器暗电流所产生统计起伏散粒噪声的均方电流, $\overline{\Delta i_t^2}$ 为负载电阻噪声及电子放大器显示系统等效热噪声统计起伏散粒噪声的均方电流。一般情况下激光雷达探测器光电倍增管配有相应的致冷装置, 使其工作在 -20°C 的环境下, 能有效抑制暗电流产生的散粒噪声和电阻热噪声, 因此激光雷达信噪比公式可表示为:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_v = i / \left(\overline{\Delta i_s^2} + \overline{\Delta i_b^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.2)$$

由统计物理学可得 $\overline{\Delta i_s^2} = 2ei_s\Delta f$, $\overline{\Delta i_b^2} = 2ei_b\Delta f$, 其中 e 为电子电荷, i_b 为光电探测器输出的背景辐射平均电流, Δf 为接收系统电子放大显示系统的频带宽度。

将上式整理可得:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_v = i / (2e\Delta f)^{\frac{1}{2}} (i_s + i_b)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

式中 $i_s = P_r k_0$, $i_b = P_b k_0$, P_r 和 P_b 分别为激光雷达所接收的大气回波信号和背景辐射的接收功率。 P_r 可由激光雷达方程求得, 并可表示为:

$$P_r = \frac{C_A \beta(R)}{R^2 k_0 r_0} \exp[-2 \int_0^R \sigma(r) dr] \quad (5.4)$$

P_b 可表示为: $P_b = A\chi\Omega B_\lambda\Delta\lambda$ 式中 B_λ 表示背景辐射的光谱辐亮度, 单位为瓦/厘米³·球面度·埃, $\Delta\lambda$ 为接收系统滤波光器的带宽。信噪比公式可表示为:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_v = \left(\frac{A\chi k_0}{4e\Delta f}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\frac{E_0 c \eta(R) \beta(R)}{R^2} \exp\left[-2 \int_0^R \sigma(r) dr\right]}{\left\{ \frac{E_0 c \eta(R) \beta(R)}{R^2} \exp\left[-2 \int_0^R \sigma(r) dr\right] + \frac{\pi \theta_r^2 B_\lambda \Delta\lambda}{2} \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (5.5)$$

在背景辐射噪声可忽略的简化条件下, 可求出信噪比的极限值:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{v \max} = \left[\frac{A Q_0 c \eta(R) \chi k_0 \beta(R)}{4e\Delta f R^2} \right]^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\int_0^R \sigma(r) dr\right] \quad (5.6)$$

由此可见,若能提高激光雷达的发射能量、接收孔径和光电探测器的灵敏度,并在满足探测要求的前提下降低电子放大显示系统的频带宽度,将有利于提高信噪比的极限值。根据米散射原理探测低层大气中的烟羽、云层和气溶胶时,因为回波信号较强,所以各种噪声对探测的影响较小。只有当探测距离较远(如探测高层大气),探测大气中微量气体浓度以及激光大气后向散射光很弱(如拉曼后向散射)等情况下,因回波信号十分微弱,各种噪声的干扰作用就显著增大起来。此时常需要采取一定技术措施,以保证必要的信噪比。如加大激光雷达的发射能量和接收孔径;采用性能良好的滤光器;将光电探测器低温冷却,以减小小光电探测器产生的各种散粒噪声;采用检测微弱信号的光子计数器或光外差探测技术;在夜间进行探测,以减小背景辐射噪声的影响等。

§ 5.2 拉曼激光雷达探测污染气体最小浓度方法

激光雷达最小探测浓度是表征雷达探测性能的一个重要指标参数,为了估算基于拉曼散射原理探测污染气体分子的最小检测浓度,可利用信噪比公式进行计算,通过对激光雷达信噪比的计算有助于确定拉曼散射激光雷达的参数,同时也是研制拉曼散射激光雷达的理论依据之一。从雷达信噪比出发模拟计算激光雷达探测性能的过程如图 5.1 所示。

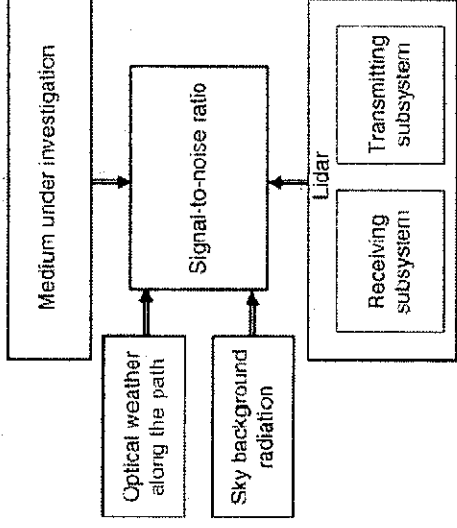


图 5.1 激光雷达信噪比确定性能参数过程图

通常情况下,在忽略光电倍增管暗电流所产生的散粒噪声和电阻热噪声的条件下,以及在夜间探测忽略天空背景辐射噪声的情况下,信噪比公式可表示(5.6)式,可推得最大信噪比时的污染气体检测浓度,即最小检测浓度:

$$N_{\min}(R) = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)_v^2 4e\Delta f R^2}{A\chi k_0 E_0 c\eta(R)\beta_p^0} \exp\left[2\int_0^R \sigma(r)dr\right] \quad (5.7)$$

由于大气分子的拉曼后向散射微分截面太弱,造成拉曼散射原理探测大气污染气体分子浓度的探测灵敏度较低,因此这一方法只适用于监测污染气体的排放

浓度。要实现大气污染物的拉曼激光雷达监测,需采用灵敏度更高的光子计数器等器件进行弱拉曼信号采集。

当采用光子计数器进行微弱拉曼信号采集时,可得出激光雷达信噪比公式:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\max} = \left[\frac{A\chi k_0}{4e\Delta f} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{Q_0 T f c \eta(R) N_p(R) \beta_p^0}{R^2} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[- \int_0^R \sigma(r) dr \right] \quad (5.8)$$

其中 $Q_0 = \frac{E_0}{h\nu}$, 为脉冲激光所发射的总光子数, 激光脉宽 τ , T 为探测时间,

f 为激光器的脉冲发射频率。由上式可推得采用光子计数器方式采集信号时的污染气体检测浓度, 即最小检测浓度:

$$N_{\min}(R) = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)^2 4e\Delta f R^2}{A\chi k_0 Q_0 T f c \eta(R) \beta_p^0} \exp \left[2 \int_0^R \sigma(r) dr \right] \quad (5.9)$$

拉曼激光雷达采用光子计数器进行微弱信号采集, 脉冲累计时间为 5 分钟(6000 次脉冲积分)时, 拉曼激光雷达对污染气体分子为一氧化氮, 一氧化碳, 二氧化硫和二氧化氮进行检测的最小探测浓度如图 5.2 所示。对应污染气体分子为一氧化氮, 一氧化碳, 二氧化硫和二氧化氮的拉曼后向散射微分截面 β_p^0 分别取 1.3×10^{-30} , 3.2×10^{-30} , 1.5×10^{-29} , 4.5×10^{-29} 厘米²/球面度。可看出采用光子计数器进行拉曼散射微弱信号采集时探测四种污染气体分子的最小可探测浓度灵敏度得到极大提高, 比 AD 采集卡采集的模拟结果^[31]具有更高的灵敏度。值得说明的是, 在模拟计算过程中忽略了大气消光作用以及天空背景噪声的影响, 当考虑二者影响时, 最小可探测浓度将会迅速增加。此外如若白天探测时还需考虑天空背景辐射噪声的影响, 这时污染气体分子的最小探测浓度还将增大 2 个数量级左右^[87]。若进一步考虑大气消光系数的衰减作用, 则污染气体分子的最小检测浓度随距离递增更为迅速。

当采用光子计数器采集时, 雷达系统的电子放大显示系统的频带宽度也要求与光子计数器相匹配, 因此图 5.2 中的模拟结果只是对采用 AD 采集卡和光子计数器两种不同采集方式的灵敏度的定性比较, 对雷达设计过程中涉及到选择采用何种方式采集时具有一定的参考价值。

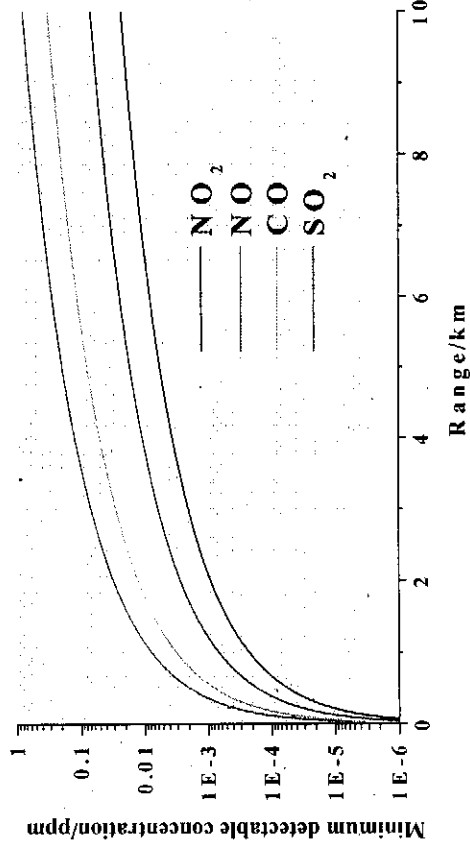


图 5.2 光子计数器采集时四种污染气体的最小可探测浓度的模拟计算

陶宗明博士运用误差分析^[85]的方法,推导得出了不同类型的激光雷达的最小可探测浓度表达式,并得出如下结论:最小可探测量的大小就等于该探测量的误差大小,或者说,当相对误差等于 100% 时,被测量的大小就是它的最小可探测量。根据此方法算出长程差分吸收雷达、距离分辨率吸收雷达、拉曼激光雷达探测污染气体的最小可探测浓度表达式,并把这些表达式与已有文献中的结论进行比较,得出采用误差理论导出的长程差分吸收雷达、拉曼激光雷达的最小可探测浓度表达式与文献^[31,88,89]中的结论是一致的。

§ 5.3 各种类型激光雷达信噪比表示

根据上述激光雷达信噪比公式,对探测大气二氧化碳浓度的拉曼激光雷达系统性能进行模拟计算,将研制的拉曼雷达的器件参数代入相应的公式中就可得到拉曼雷达在不同距离处的最小可探测浓度。利用上述公式在模拟过程中忽略了天空背景辐射噪声以及大气消光作用的影响,不利于细化各个因素对拉曼雷达探测性能的影响,因此我们采用一种新的方法^[84]对拉曼雷达探测性能进行模拟分析,该方法能够对影响雷达探测性能的各个因素进行分析,对天空背景辐射噪声、激光雷达系统发射能量、激光雷达与污染物作用机制、脉冲累计时间和大气消光影响等因素对雷达探测的性能影响进行量化,得到了不同天气情况下探测二氧化碳拉曼激光雷达的最大探测距离与最小可探测浓度等。

§5.3.1 激光雷达性能参数模拟方法

如前所述,利用雷达信噪比来模拟计算激光雷达探测性能是一种常用的手段,但是该方法忽略了不同因素的变化对探测性能的影响,具有一定的局限性。

譬如,引起信噪比的减小或增大的原因可能不仅仅是散射目标物体的散射效率的变化,也可能是信号受到探测时天气变化或其它因素的影响。如果不能对引起信噪比变化的各个具体因素加以细化,那么就难以对整个雷达系统的探测性能进行精确标定。Vanessa Sherlock 等人通过引入参考大气介质的办法,提出了一个对不同种类激光雷达普遍适用的信噪比公式,可以对不同类型激光雷达的探测性能进行标定,该方法将激光雷达信号比表达式进行分解,使之表示成雷达信噪比参数各个影响因素连乘的形式,从而可以对引起信噪比变化的各个参量进行量化,对各个参量的变化引起雷达探测性能的大小进行精确确定。

§5.3.2 激光雷达信噪比定义

(a) 参考大气介质的引入

激光雷达信噪比定义过程中引入了一层参考大气介质,参考大气为标准大气,其性质参数容易确定。引入参考气体介质的过程如图5.3所示。参考波长为选取为 $0.55\mu\text{m}$,在标准状况下大气分子的消光系数确定为 $\alpha_0 = 0.0116\text{km}^{-1}$,大气分子的消光后向散射比 $8\pi/3$,根据雷达方程,距离 R_0 处的标准大气参考介质的弹性散射回波信号的回波功率 P_{s_0} 可表示为:

$$P_{s_0}(\lambda_0, R_0) = \frac{1}{2} c \tau_p \beta_{\pi 0}(\lambda_0, \alpha_0) A R_0^{-2} P_0(\lambda_0) \xi(\lambda_0) T_0^2(\lambda_0, R_0) \quad (5.10)$$

其中 c 表示真空中的光速, τ_p 为激光脉冲宽度, $\beta_{\pi 0}$ 为大气分子的后向散射系数,且满足 $\frac{\alpha_0}{\beta_{\pi 0}} = \frac{8\pi}{3}$, $P_0(\lambda_0)$ 为激光器的发射功率, $\xi(\lambda_0)$ 为雷达系统光学透过率,大气单程透过率 $T_0(\lambda_0, R_0) = \exp[-\alpha_0(\lambda_0)R_0]$ 。

(b) 激光雷达信噪比公式的分解表示

激光雷达信噪比的常规表示方法不能对各种探测机理的激光雷达进行准确的归类表示,在激光雷达信噪比表示的新方法中,将激光雷达信噪比公式表示成几个因子的连乘积形式,每个因子对应于不同的物理含义,可应用于不

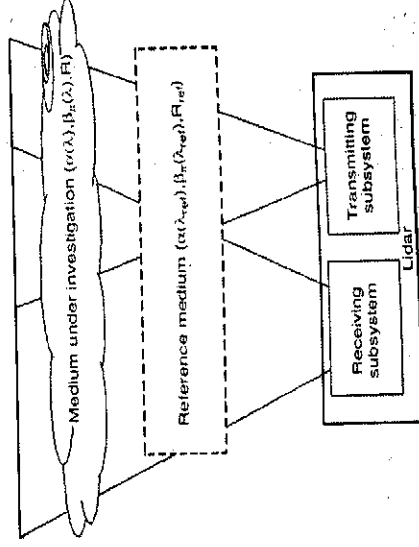


图 5.3 引入参考大气介质示意图

同类型的激光雷达。激光雷达探测大气的回波功率普遍形式表示为:

$$P_{sX}(\lambda_L, \lambda_X, R) = K_X(\lambda_L, \lambda_X, R) P_0(\lambda_L) \xi(\lambda_X) T_{fw}(\lambda_L, R) T_{bw}(\lambda_X, R) \quad (5.11)$$

其中下标 X 表示为不同类型的激光雷达: $X = BS$ 表示后向散射雷达; $X = Ram$ 表示拉曼散射激光雷达; $X = Top$ 表示带有合作目标物的双端激光雷达, K_X 表示系统效率的累积效果, P_{sX} 是指波长为 λ_L 在距离 R 处的激光雷达回波功率, T_{fw} 为激光雷达以波长 λ_L 前向散射的大气透射率, T_{bw} 为激光雷达以波长 λ_X 后向散射的大气透射率, 对于拉曼散射激光雷达, 拉曼散射波长与入射光波长关系为 $\lambda_X \neq \lambda_L$ 。定义激光雷达信噪比为:

$$\Psi_X = \frac{P_{sX}}{P_i} = \frac{P_{sX}}{P_0} \frac{P_{s0}}{P_0} U^{-1} \quad (5.12)$$

其中 P_i 为光电探测器的阈值功率, 即最小探测信号功率。 P_0 为不考虑天空背景辐射噪声影响时的阈值功率, U 为考虑天空背景辐射后的光电探测器的最小阈值功率因子, 且 $P_i = P_0 U$ 。

(c) 激光雷达回波信号功率的归一化表示

引入一个效率比因子 K_{EX} 对雷达回波信号进行估算, 采用如下的定义:

$$K_{EX} = \frac{P_{sX}(\lambda, \lambda_X, R)}{P_{s0}(\lambda, \lambda_0, R_0)} = \left(\frac{K_X}{K_{BS_0}} \right) \left[\frac{T_{fw}(\lambda_L, R) T_{bw}(\lambda_X, R)}{T_0^2(\lambda_0, R_0)} \right] \quad (5.13)$$

将 (5.11) 代入 (5.13) 中可得到 P_{sX}/P_{s0} 在不同类型激光雷达中的表达式:

$X = BS_m$ 大气分子后向散射激光雷达:

$$\frac{P_{sBSm}}{P_{s0}} = \left(\frac{\alpha_m(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} \right) \left[\frac{T(\lambda, R)}{T_0(\lambda_0, R_0)} \right]^2 r^{-2} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^4 \left[\frac{T(\lambda, R)}{T_0(\lambda_0, R_0)} \right]^2 r^{-2} \quad (5.14a)$$

$X = BS_g$ 气溶胶后向散射激光雷达:

$$\frac{P_{sBSg}}{P_{s0}} = \left(\frac{\beta_{\pi 0}(\lambda) + \beta_{\pi m}(\lambda)}{\beta_{\pi 0}(\lambda_0)} \right) \left[\frac{T(\lambda, R)}{T_0(\lambda_0, R_0)} \right]^2 r^{-2} \quad (5.14b)$$

$X = Raman$ 拉曼后向散射激光雷达:

$$\frac{P_{sRan}}{P_{s0}} = \left(\frac{\beta_{\pi R}(\lambda)}{\beta_{\pi 0}(\lambda_0)} \right) \left[\frac{T_{fw}(\lambda_L, R) T_{bw}(\lambda_X, R)}{T_0^2(\lambda_0, R_0)} \right] r^{-2} \quad (5.14c)$$

$X = \text{Topographic}$ 合作目标物的双端激光雷达:

$$\frac{P_{s\text{Top}}}{P_{s0}} = \left(\frac{\rho_a A_r / \pi R^2}{(1/2) c \tau_p \beta_{\pi 0} A_r R_0^2} \right) = \left(\frac{2 \rho_a / \pi c \tau_p}{\beta_{\pi 0} (\lambda_0)} \right) \left[\frac{T(\lambda, R)}{T_0(\lambda_0, R_0)} \right]^2 r^{-2} \quad (5.14d)$$

其中 $r = R/R_0$, 代表雷达的归一化距离, ρ_a 为目标物的反照率。从(5.14a)~(5.14d)

的表示式中可以看出, $\frac{P_{sX}}{P_{s0}}$ 可以简单表示为以下形式: $\frac{P_{sX}}{P_{s0}} = Q_X W^2 r^{-2}$, 代入(5.12)

中后并进行整理可得:

$$\Psi_X = V Q_X W^2 U^{-1} r^{-2} \quad (5.15)$$

(d) 雷达信噪比各个因子物理意义解释

图 5.4 给出了激光雷达信噪比参量归一化和测量系统各个部分之间的相互关系, 包括大气状态、雷达反射接收系统效率、背景辐射噪声影响和参考大气介质特性等。式(5.15)中各个参量表示的物理意义如下:

参数 V 表示参考信号的回波功率与未考虑天空背景辐射噪声影响的光电探测器的阈值功率之比, 可表示成 $V = P_{s0}/P_{t0}$, 其中

$$P_{t0} = P_i^{B=0} = \frac{1}{2} \rho_{out}^2 P_q \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{P_n^2}{2} \right) \frac{P_q}{\rho_{out}^2}} \right) \approx \rho_{out}^2 P_q \quad (P_n \ll P_q) \quad (5.16)$$

ρ_{out} 为光电探测器输出信噪比, $P_q = 2hc\Delta F/\eta\lambda$ 为量子噪声极限, ΔF 为接收系统电子频带宽度, η 为光电探测器的量子效率, P_n 为光电探测器内噪声。

$$V = \frac{P_{s0}}{P_{t0}} = \frac{K_{EX}(\lambda, R) P_0(\lambda) \xi(\lambda) T_{fw}(\lambda_L, R) T_{bw}(\lambda_X, R)}{\rho_{out}^2 P_q} \quad (5.17)$$

激光雷达的系统配置会引起 V 的值的变化, 一般情况下 V 值范围在 $10^{-10} \sim 10^7$ 之间。以上的分析讨论只是针对单脉冲情况, 考虑到拉曼激光雷达的通常情况下采用多个脉冲累积的探测方式, 此时 V 可表示成:

$$V^* = V \sqrt{N} = V \sqrt{f_{\text{mod}} T_{\text{obs}}}, \quad f_{\text{mod}} \text{ 表示激光器}$$

的频率, T_{obs} 表示雷达探测时间。

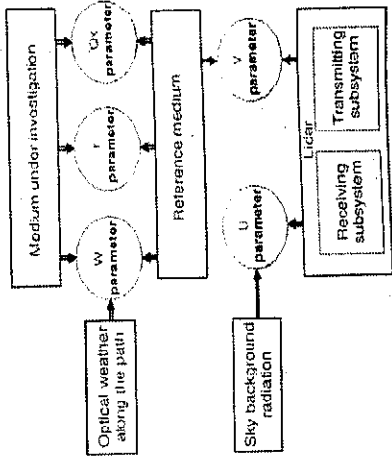


图 5.4 雷达信噪比参量相互关系示意图

参数 Q_x 表示的物理意义为不同机制类型的激光雷达探测物质的后向散射能力与参考介质的后向散射能力之比。针对不同作用类型的激光雷达 Q_x 的表示形式以及具体量值也不相同, 如表 5.1 所示。 $X = BS_m$ 大气分子后向散射激光雷达:

$$Q_{BSm}(\lambda, \lambda_0) = \left(\frac{\beta_{\pi m}(\lambda)}{\beta_{\pi m}(\lambda_0)} \right) = \left(\frac{\alpha_m(\lambda)}{\alpha_0(\lambda_0)} \right)^4 \quad (5.18a)$$

$X = BS_a$ 气溶胶后向散射激光雷达:

$$Q_{BSa}(\lambda, \lambda_0) = \left(\frac{\beta_{\pi a}(\lambda) + \beta_{\pi m}(\lambda)}{\beta_{\pi a}(\lambda_0)} \right) = \frac{b_a(\lambda)\alpha_a(\lambda) + \left(\frac{3}{8\pi}\right)\alpha_m(\lambda)}{\left(\frac{3}{8\pi}\right)\alpha_0(\lambda_0)} \quad (5.18b)$$

$X = Raman$ 拉曼后向散射激光雷达:

$$Q_{Ram}(\lambda_R, \lambda_0) = \left(\frac{\beta_{\pi R}(\lambda_R)}{\beta_{\pi 0}(\lambda_0)} \right) = \frac{N_g \delta_R(\lambda_R)}{N_m \delta_m(\lambda_0)} \quad (5.18c)$$

$X = Topographic$ 合作目标物的双端激光雷达:

$$Q_{Top}(\lambda, \lambda_0) = \left(\frac{2\rho_a / \pi c \tau_p}{\beta_{\pi 0}(\lambda_0)} \right) = \frac{\rho_a / \pi \Delta R}{\beta_{\pi 0}(\lambda_0)} \quad (5.18d)$$

其中 $b_a = \beta_{\pi a} / \alpha_a$, $b_m = \beta_{\pi m} / \alpha_m$ 是气溶胶和分子的雷达比常数, $\Delta R = \frac{1}{2} c \tau_p$ 是激光雷达探测的距离分辨率。

表 5.1 各种类型激光雷达 Q_x 的取值范围

Lidar type	Elastic lidar			Raman lidar	
	Topographic lidar	Aerosol atmosphere	Molecular atmosphere	N ₂	H ₂ O
Range of Qx-parameter	10 ² to 10 ⁴	10 ⁰ to 10 ²	10 ⁻¹ to 10 ¹	10 ⁻⁵ to 10 ⁻³	10 ⁻⁷ to 10 ⁻⁵

参数 W^2 表示的物理意义为激光雷达探测时大气透射率与参考大气介质的大气透射率比值, 具体的表达形式如下:

$X = BS$ 弹性散射激光雷达:

$$W_{BS} = \frac{T(\lambda_L, R)}{T_0(\lambda_0, R_0)} = \exp \left\{ - \int_{R_0}^R [\alpha_a(R', \lambda_L) + \alpha_m(R', \lambda_L)] dR' + \int_{R_0}^R \alpha_0(R', \lambda_0) dR' \right\} \quad (5.19a)$$

$X = Ram$ 非弹性拉曼散射激光雷达:

$$W_{Ram} = \sqrt{\frac{T_{fs}(\lambda_L, R) T_{bw}(\lambda_R, R)}{T_0(\lambda_0, R_0)}} \exp \left\{ - \frac{1}{2} \int_{R_0}^R [\alpha_a(R', \lambda_L) + \alpha_m(R', \lambda_L) + \alpha_a(R', \lambda_R) + \alpha_m(R', \lambda_R)] dR' + \int_{R_0}^R \alpha_0(R', \lambda_0) dR' \right\} \quad (5.19b)$$

对于均匀大气时 W_{BS} 可以简化为:

$$W_{BS} = \exp\left\{-\alpha_0 R_0 \left[\left(\frac{\alpha_a + \alpha_m}{\alpha_0}\right)r - 1\right]\right\} \quad r = \frac{R}{R_0} \quad (5.20)$$

从 W 参数表示形式可以看出, 不同天气状况的大气透过率衰减作用对激光雷达探测信噪比造成的影响可由 W 值进行量化, 图 5.5 给出了不同天气状况下 W 值随探测距离的变化, 从中可以看出, 不同天气情况下的大气消光作用对激光雷达的信噪比造成影响也不相同, 大气透过率越高, 激光雷达信噪比也会变差。

参数 U 表示的物理意义为有天空背景噪声和不受天空背景辐射噪声影响时光电探测器的阈值功率之比, 表达式为:

$$U \equiv \frac{P_i}{P_{i0}} = \frac{1 + \sqrt{1 + (4/P_{out}^2)[(P_b/P_q) + (P_n^2/P_q^2)]}}{1 + \sqrt{1 + (4/P_{out}^2)(P_n^2/P_q^2)}} \quad (5.21)$$

其中 P_b 表示背景辐射功率, $P_q = 2hc\Delta f / \eta\lambda$ 为量子噪声极限, η 为光电探测器的量子效率, P_n 为光电探测器内噪声等效功率 NEP。对于激光雷达系统来讲, 接收系统的带宽决定了 $P_n \ll P_q$, 因此 (5.21) 可以写成:

$$U \approx \frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 + (4/P_{out}^2)(P_b/P_q)}] \quad (5.22)$$

当降低探测器工作温度和实行夜间探测方式时, 可以忽略天空背景辐射噪声和探测器内部噪声影响, 此时 $U = 1$ 。

(e) 最大探测距离和最小探测浓度确定

激光雷达的最大探测距离可由雷达信噪比公式经过推导得出, 当激光雷达信噪比值为 1 时, 激光雷达最大探测距离可表示为:

$$r_{\max} = \sqrt{VQ_\lambda W^2 U^{-1}} = f(r_{\max}) \quad (5.23)$$

在进行激光雷达最大探测距离求解时, 要注意雷达的工作方式, 包括激光雷

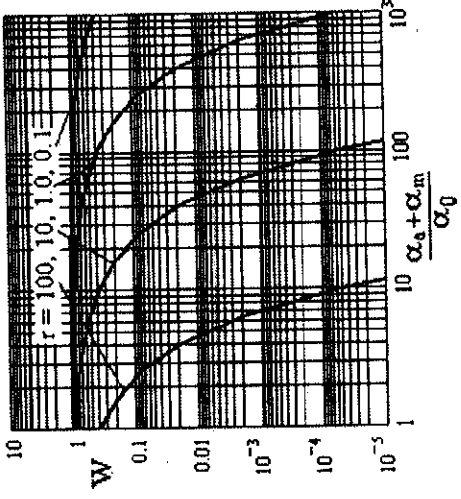


图 5.5 不同天气状况下 W 的值随距离变化

达的脉冲累积次数、水平或垂直扫描方法等。考虑到大气分子及气溶胶粒子在大气中的分布状态,对于水平、垂直和其它方向扫描时所用的大气消光系数要有所区别,在对流层内由于大气浓度以及气溶胶粒子分布随高度增加而递减,因此垂直方向扫描时大气衰减作用要比水平扫描时要小,相应的探测距离也会增加^[9]。

根据激光雷达信噪比公式可推导出雷达探测污染物的最小可探测浓度,由误差理论可知,雷达信噪比等于1时所探测的浓度为最小可探测浓度,以拉曼散射激光雷达为例可得:

$$VQ_{ram}W^2U^{-1}r^{-2}=1 \quad Q_{ram}(\lambda_R, \lambda_0) = \frac{\beta_{ar}(\lambda_R)}{\beta_{r0}(\lambda_0)} = \frac{N_g\delta_r(\lambda_R)}{N_m\delta_m(\lambda_0)} \quad (5.24)$$

其它类型激光雷达的最小可探测浓度表达式可经过相应推导出,假设不同类型激光雷达的硬件配置相同,那么对基于不同原理研制的不同类型激光雷达探测性能主要受参数 Q_x 影响,即与探测物质的后向散射微分截面大小密切相关。

§ 5.4 探测二氧化碳拉曼激光雷达性能模拟计算

探测二氧化碳拉曼雷达的光电探测器配有致冷设备,光电探测器的工作温度一般保持在 -20°C ,且实行夜间探测,因此可忽略背景辐射噪声的影响,在雷达信噪比表达式中,令 $U=1$ 则探测 CO_2 拉曼激光雷达的信噪比公式可表示为:

$$\Psi_x = VQ_xW^2r^{-2} = \frac{P_{s0}}{P_0} \frac{N_{\text{CO}_2}\delta_{\text{CO}_2}(\lambda_{R_{\text{CO}_2}})T_{fw}(\lambda_L, R)T_{bw}(\lambda_R, R)}{N_m\delta_m(\lambda_0)} \frac{R}{T_0^2(\lambda_0, R_0)} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-2} \quad (5.25)$$

§5.4.1 探测二氧化碳拉曼激光雷达信噪比参数确定

探测二氧化碳拉曼激光雷达系统中,采用光电倍增管进行回波信号探测,在工作波段的量子效率为25%,激光器采用Nd:YAG激光器,激发波长为354.7nm,将各个参数代入 V 参数的具体表达式中可以确定其值为 3.6×10^5 ,考虑到拉曼激光雷达的通常情况下采用多个脉冲累积的探测方式,此时 V 可表示成:

$$V^* = V\sqrt{N} = V\sqrt{f_{\text{mod}}T_{\text{obs}}}, \quad f_{\text{mod}} \text{ 表示激光器的频率, } T_{\text{obs}} \text{ 表示雷达测量时间。}$$

$Q_{ram}(\lambda_R, \lambda_0)$ 表示拉曼激光雷达分子后向拉曼散射能力与分子弹性散射能力之比,由于二氧化碳分子拉曼散射的后向散射微分截面较小,其值约在 3.1×10^{-30} 厘米²/球面度,大气分子的Rayleigh散射能力较强,散射微分截面值约在 3.3×10^{-27}

厘米²/球面度。假若大气中二氧化碳体积比浓度 N_0 在 350ppm 左右, 大气分子数

密度由标准大气模式或经验公式获得, 大气分子的分子数密度的经验公式为:

$$N_0(z) = N_0(0) \exp(-z/z_a), \quad z_a \text{ 为参考高度, 一般取 } 8\text{km}, \quad N_0(0) = 2.54697 \times 10^{16}$$

个/厘米³。将各个参数代入 $Q_{Ram}(\lambda_r, \lambda_0)$ 表达式中可以确定探测二氧化碳拉曼激光

雷达的 $Q_{Ram}(\lambda_r, \lambda_0)$ 值可达 10^{-7} 量级。

对于参数 W 的值的大小, 需要考虑不同天气条件下的 大气消光作用对激光传输的影响, 由于大气分子和气溶胶粒子的空间分布不均匀特点, 导致水平方向与垂直方向探测时大气的消光作用也不相同, 因此有必要逐一考虑不同天气条件下的参数 W 的取值。首先考虑激光雷达水平扫描时情况, 大气消光系数分别取美国标准大气模式、合肥地区大气消光模式和单纯考虑大气分子消光作用(忽略气溶胶粒子存在)时的 W 的取值。其中, 假设在水平方向上大气以及气溶胶粒子分布是均匀的, 即大气分子及气溶胶粒子的消光系数在水平方向上是相同的。

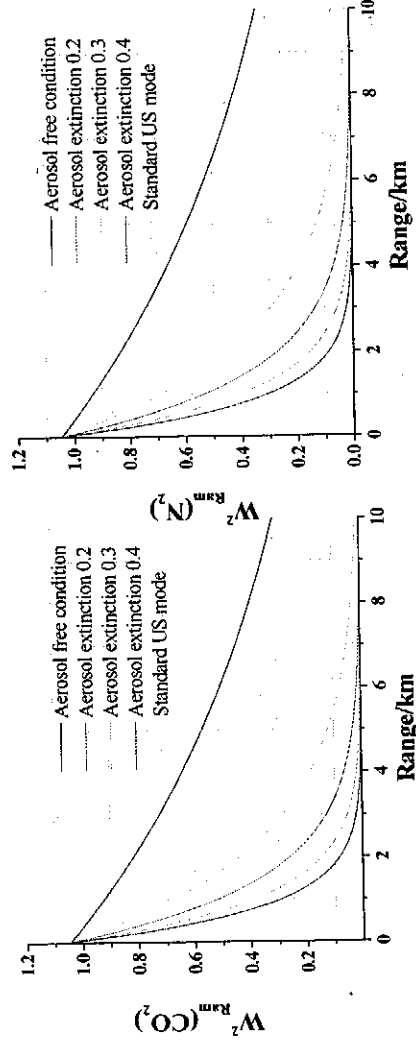


图 5.6 水平方向 $W_{Ram}^2(CO_2)$, $W_{Ram}^2(N_2)$ 值随距离变化关系

图 5.6 和 5.7 分别给出了不同天气状况下激光雷达水平方向扫描和垂直方向扫描时二氧化碳和氮气拉曼散射回波信号的 $W_{Ram}^2(CO_2)$, $W_{Ram}^2(N_2)$ 值随距离的关系。如图 5.6 所示, 当激光雷达进行水平方向探测时, 气溶胶粒子消光作用对雷达探测产生重大影响。其中氮气分子的拉曼散射波长 (386.7nm) 的 $W_{Ram}^2(N_2)$ 值的变化受大气消光影响要小于二氧化碳分子拉曼散射波长 (371.6nm) $W_{Ram}^2(CO_2)$ 值受大气消光影响。假设没有气溶胶粒子存在的理想情况下, 单纯分子散射消光作用对激光传输产生的衰减较小, 在 10km 处 $W_{Ram}^2(CO_2)$ 值衰减达到 70%, 表明激