

引言

大气温度和水汽是重要的气象和气候参量,和人类的生活密切相关,可以说是人类可以直接感知的环境要素。大气温度和水汽的变化会引起大气动力学过程和大气物理学、大气化学过程的发生。地球大气中对流层的温度与人类生活最为密切,对流层温度的垂直分布是地球大气气象变化的基础,主要的天气现象和过程发生在对流层,对流层底的逆温现象更是与大气环境和大气污染密切相关。大气中的水汽主要集中在对流层,水汽的含量不仅与云、雾、雨、雪、霜这些气象现象直接相关,同时也会影响大气温度的分布,且一般与温度共同导致各种气象现象的发生。大气中的水汽主要来源于太阳辐射对江、河、湖、海以及陆地的蒸发,在对流层中的边界层,是水汽产生、运动的起点,水汽含量最多,变化快。

由于大气温度和水汽的重要性,目前探测大气温度和水汽的方法和设备非常多,从工作平台角度,主要可分为地基和星载。由于不适合常规观测,机载的情况并不多见。这些设备有地面温湿计、无线电探空仪、微波辐射计、太阳光谱辐射计、星载红外和微波探测器、激光雷达等等。激光雷达作为一种新兴的大气遥感技术,最大的优点在于其具有高垂直分辨和实时观测的能力,这是其它温度和水汽探测方法不可比拟的。自激光器发明以来,激光雷达的发展迅速,出现了各种用于不同大气层高度温度探测的激光雷达,如:纯转动 Raman 激光雷达、高光谱分辨激光雷达、Rayleigh 散射激光雷达、振动 Raman 激光雷达、金属层共振散射激光雷达等,其中用于对流层温度的探测主要有纯转动 Raman 激光雷达和高光谱分辨激光雷达。用于水汽探测的激光雷达主要有差分激光雷达和振动 Raman 激光雷达,其中水汽振动 Raman 激光雷达由于本身的特点,技术上已非常适合作为水汽常规观测设备。

本文主要进行对流层温度和边界层水汽的激光雷达系统研究。详述了对流层温度探测纯转动 Raman 激光雷达(PRRL)的总体研制和关键技术。该激光雷达处国内领先技术水平,将用于实验室对大气温度的试验性观测。本文提出的纯转动 Raman 激光雷达新的双光栅分光系统的设计和单谱线反演温度激光雷达方案为下一步对流层测温激光雷达系统的深入研究打下了基础。本文同时对边界层水

汽激光雷达系统进行了前期研究和初步实验,详述了其中棱镜分光系统的设计和考虑,分析了吸收气体对水汽探测的影响,对今后实验室发展和研究实用化常规观测水汽 Raman 激光雷达具有重要的铺垫意义。

第一篇 综述

第一章 激光雷达大气遥感技术概述

§1.1 大气遥感概述

大气遥感技术的发展始于 20 世纪 60 年代。大气遥感从工作方式角度可分为被动式大气遥感和主动式大气遥感两大类：

被动式大气遥感是利用大气本身发射的辐射或其他自然辐射源发射的辐射同大气相互作用的物理效应进行大气探测的方法和技术。这些辐射包括声波辐射和电磁波辐射，主要是电磁波辐射，目前遥感探测主要使用的电磁波是从紫外线、可见光、红外线到微波的谱段，如图 1.1^[1]。

主动式大气遥感是通过多种手段向大气中发射各种频率的高功率波信号，然后接收、分析并显示被大气反射回来的回波信号，从中提取大气成分和气象要素信息的方法和技术。目前主动式大气遥感主要以微波大气遥感^[2]和激光大气遥感^[3]为主，声波遥感也有一定的应用^[4,5]。其中，微波遥感技术相对较为成熟，因微波穿透性好，微波遥感的突出优点是具备全天候工作能力，探测范围大，不受云、雨、雾的影响，缺点在于易受电磁辐射干扰，空间分辨

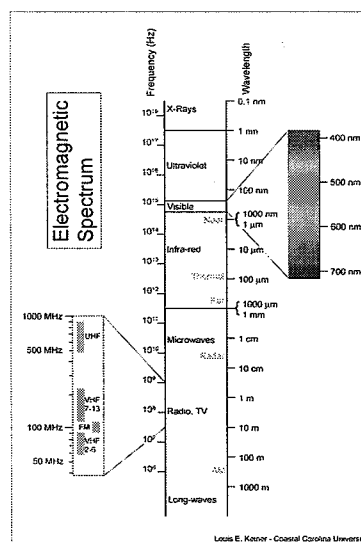


图 1.1 电磁波谱

能力及大气微观粒子探测能力较弱。随着激光器的发明及激光技术的发展和日益成熟，近 30 年，激光遥感技术得到了很大的发展和应用，其优点在于空间分辨率高，信号回波频谱结构精细，波长短，微观探测能力强，可用于探测大气的温度、湿度、气压、风、痕量气体或污染气体、气溶胶和云以及其尺度信息等等^[3]，是研究微尺度天气系统结构和环境监测的有效手段。

此外大气遥感还可从工作平台角度分为^[6]：地基遥感、航空遥感（气球、飞机）、航天遥感（人造卫星、飞船、航天飞机）。从工作波段角度又可分

为：紫外遥感、可见光遥感、红外遥感、微波遥感、多波段遥感等。

§1.2 激光与大气作用机制

大气遥感的物理基础是通过接收波与大气的相互作用反演大气物理或者化学参量。激光遥感技术也不例外，激光与大气间的相互作用可产生许多与大气物理或化学参量密切相关的光信息，通过接收探测这些光信息即可反演大气的各种参数信息。

用于激光雷达大气遥感的激光与大气的相互作用包括^[7,8]：米（Mie）散射、瑞利（Rayleigh）散射、退偏振效应、拉曼（Raman）散射、多普勒频移、共振散射、荧光、吸收效应、湍流效应等，其分类关系以及用于大气激光雷达遥感探测的参量如图 1.2，这种激光与大气的相互作用分类也只是大体上的，这些相互作用一般都不是独立发生的，它们通常相伴发生。

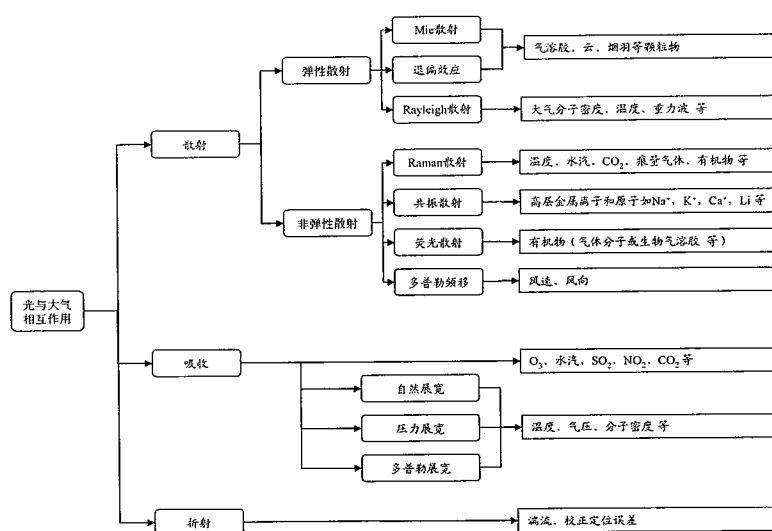


图 1.2 激光与大气的相互作用

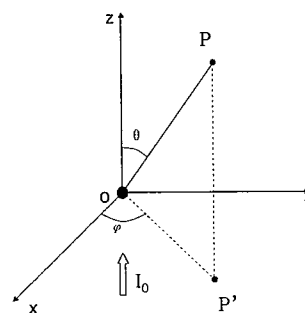


图 1.3 单粒子散射

几乎任何一种激光雷达大气遥感的物理基础都离不开粒子的散射，单粒子散射过程简化模型如图 1.3^[3]，照射光光强表示为 I_0 ，x 轴为线偏振方向，散射粒子位于坐标原点 O，P 为观测点，点 P' 为 P 在 OXY 面上的投影，则观测点 P 处的散射光强可表示为^[3]：

$$I_r(\theta, \varphi) = \frac{I_0}{r^2} \beta^0(\theta, \varphi) \quad (1.1)$$

1.2.1 球形粒子散射

球形粒子散射一般以粒子尺度参数 $\rho = 2\pi a / \lambda$ 为参考标准, 其中 a 为散射体的半径, λ 为光的波长。通常, 当 $\rho > 0.1 \sim 0.3$ 时, 符合 Mie 散射理论^[9]; 当 $\rho < 0.1 \sim 0.3$ 时, 适合 Rayleigh 散射理论^[10]。

(a) Mie 散射

Mie 散射是 Mie 在 1908 年提出并建立的散射理论, 该理论把散射体假设为球形, 从麦克斯韦电磁场理论出发, 导出了当照射光为线偏振光时, 单个散射体的散射截面 σ_s^0 、消光截面 σ_e^0 、散射微分截面 $\beta^0(\theta, \phi)$ ^[3,9,11]:

$$\sigma_s^0 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (1.2)$$

$$\sigma_e^0 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n) \quad (1.3)$$

$$\beta^0(\theta, \phi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left[|S_1(\theta)|^2 \sin^2 \phi + |S_2(\theta)|^2 \cos^2 \phi \right] \quad (1.4)$$

式中 λ 为照射光的波长, Re 表示取实部, a_n 和 b_n 是与球形散射粒子的尺度参数 ρ 和介质的复折射率 m 有关的参数, $S_1(\theta)$ 和 $S_2(\theta)$ 为振幅函数。

$$\begin{cases} a_n = \frac{\psi'_n(m\rho)\psi_n(\rho) - m\psi_n(m\rho)\psi'_n(\rho)}{\psi'_n(m\rho)\xi_n(\rho) - m\psi_n(m\rho)\xi'_n(\rho)} \\ b_n = \frac{m\psi_n(m\rho)\psi_n(\rho) - \psi_n(m\rho)\psi'_n(\rho)}{m\psi'_n(m\rho)\xi_n(\rho) - \psi_n(m\rho)\xi'_n(\rho)} \end{cases} \quad (1.5)$$

$$\begin{cases} S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)] \\ S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos \theta) + a_n \tau_n(\cos \theta)] \\ \pi_n(\cos \theta) = \frac{1}{\sin \theta} P_n^{(1)}(\cos \theta) \\ \tau_n(\cos \theta) = \frac{d}{d\theta} P_n^{(1)}(\cos \theta) \end{cases} \quad (1.6)$$

式 (1.5) 中 ψ_n 和 ξ_n 称为黎卡提-贝塞耳函数, 符号 “'” 表示求导数, $P_n^{(1)}(\cos \theta)$ 为缔合勒让德多项式。

(b) Rayleigh 散射

尽管 Mie 散射理论能够很好的推导出 Rayleigh 散射参量，但早在 19 世纪后期，Rayleigh 就已经完成了分子等小粒子的散射理论，因此习惯上把气体分子等小粒子的光散射称为 Rayleigh 散射。

对瑞利分子散射，当照射光为线偏振光时，散射截面 $\sigma_{sm}^0 = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2$ 、

吸收截面 σ_{am}^0 、消光截面 σ_{em}^0 、散射微分截面 $\beta_m^0(\theta, \varphi)$ 可分别表示为^[3]：

$$\sigma_{sm}^0 = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \quad (1.7)$$

$$\sigma_{am}^0 = -\frac{8\pi^2 a^3}{\lambda} \operatorname{Im} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \quad (1.8)$$

$$\sigma_{em}^0 = \sigma_{sm}^0 + \sigma_{am}^0 \quad (1.9)$$

$$\beta_m^0(\theta, \varphi) = \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) \quad (1.10)$$

式中 Im 表示取虚部。

(c) 球形粒子散射偏振特性

由式 (1.1) 可知粒子后向散射光强可表示为：

$$I_r(\pi, \varphi) = \frac{I_0}{r^2} \beta^0(\pi, \varphi) \quad (1.11)$$

对于球形粒子米散射和瑞利散射，分别将式 (1.4) 和式 (1.10) 取 $\theta = \pi$ ，并代入上式可得：

$$I_{Mie}(\pi, \varphi) = \frac{I_0}{r^2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} |S_2(\pi)|^2 = \frac{I_0}{r^2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2n+1}{2} (a_n - b_n) \right|^2 \quad (1.12)$$

$$I_{Rayleigh}(\pi, \varphi) = \frac{I_0}{r^2} \rho^6 \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 = \frac{I_0}{r^2} \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2 \quad (1.13)$$

对于单个球形粒子的散射来说，由上两式可知其后向散射光偏振与极化角 φ 无关，与照射光保持一致。由激光雷达方程（式 (1.21)）并结合球形粒子消光系数式 (1.3) 和式 (1.9) 可知，对于球形粒子散射，激光雷达回波偏振态不发生改变，与发射光束保持一致，即不产生退偏振效应。

1.2.2 非球形粒子散射

激光雷达大气探测常利用非球形粒子对激光产生退偏效应获得气溶胶、雾、卷云的微物理结构信息^[12-17], 该激光雷达遥感方法借鉴于早在激光器发明以前就开始发展的偏振微波雷达^[18,19], 偏振激光雷达主要的探测量是后向散射线性退偏比 δ , 其定义为后向散射光垂直于照射光偏振方向的分量 $P_{r,\perp}$ 与平行于照射光方向的分量 $P_{r,\parallel}$ 之比^[20]:

$$\delta(R) = \frac{P_{r,\perp}(R)}{P_{r,\parallel}(R)} = \frac{\beta_{\perp}(R)}{\beta_{\parallel}(R)} \exp(\tau_{\parallel} - \tau_{\perp}) \quad (1.14)$$

式中 $\beta_{\perp}$, $\beta_{\parallel}$ 表示垂直与平行两方向的后向散射微分截面, $\tau_{\perp}$, $\tau_{\parallel}$ 表示垂直与平行两方向的光学厚度。

对于气溶胶的研究, 参量 δ' 常作为探测量^[16,20]:

$$\delta'(R) = \frac{\beta_{\perp}(R)}{\beta_{\perp}(R) + \beta_{\parallel}(R)} \quad (1.15)$$

对于冰晶粒子的研究, 圆退极化比 $\delta_c(R)$ 也是一种重要的探测参量^[17], 其与线退偏比关系为^[20]:

$$\delta_c = \frac{2\delta}{1-\delta} \quad (1.16)$$

1.2.3 多普勒频移

多普勒激光雷达探测中, 激光与大气分子和气溶胶的相互作用可以抽象理解为激光雷达发射端与接收端在大气分子和气溶胶粒子镜像下的相对运动产生的多普勒频移。如图1.4, 定义激光发射方向风速为 v , 即大气分子和气溶胶粒子运动径向速度, 激光频率 f_0 , 波长 λ , 则在大气分子和气溶胶粒子镜像下, 相当于激光发射端以速度 $2v$ 远离接收端运动, 所以频移量为^[2]:

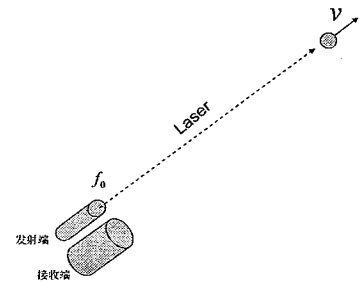


图 1.4 粒子与收发端相对运动

$$\Delta f = f - f_0 = \frac{2\nu}{\lambda} \quad (1.17)$$

1.2.4 Raman 散射与共振散射

Raman 散射是光与大气中各种分子之间的一种非弹性散射。Raman 散射是分子在光照射下发生电磁极化，引起多极子电磁振荡而形成的散射，Raman 散射与分子内部的振动和转动能级密切相关，散射光的频率不同于照射光的频率，频率的改变量只与分子本身的能级结构有关，而与照射光频率无关。Raman 散射波长的移动量与散射分子能级的能量差是一一对应的。由于分子能级的能量差是不同种类分子的内部固有特征，因此我们从散射波长相对于入射波长的移动量，就可以确定参与散射的分子种类，这就是利用 Raman 散射实现对大气成分的探测的基本原理^[21]。公式表示如下：

$$\nu_{Raman} = \nu \pm \Delta\nu \quad (1.18)$$

式中 ν 为激发频率， $\Delta\nu$ 为 Raman 频移量， ν_{Raman} 为 Raman 回波频率， $\pm$ 表示 Raman 散射反斯托克斯和斯托克斯线。由于 Raman 散射效率较弱，而大气中水汽含量相对较多，故 Raman 散射常用于激光雷达探测大气水汽含量。表 1.1 给出了激光雷达探测中常用到的 Raman 散射频移量及微分截面的实验测量结果^[3]，除 D_2 外在激发波长为 337.1nm 下测量， D_2 Raman 散射频移量参见文献[22]。值得注意的是不同的实验条件下 Raman 频移量和后向散射截面测量结果有所差别^[23,24]。

表 1.1 激光雷达遥感中常用的 Raman 散射频移量及微分截面

分子式	拉曼频移量 $\Delta\nu$ (cm^{-1})	后向散射微分截面 ($\times 10^{-30} \text{cm}^2/\text{sr}$)
H_2O	3651.7	7.8 (Q 支)
N_2	2330.7	3.5
O_2	1556	4.6
$\text{CO}_2(\nu_1/2\nu_2)$	1388/1285	4.2
$\text{CH}_4(\nu_1/\nu_3)$	2914.2/3017	21/14
H_2	4160.2	8.7
D_2	2991	/

当照射光的频率与分子或原子的固有共振频率十分接近或相等时,会产生共振散射。共振散射散射截面较之 Raman 散射散射截面可以高几个数量级。然而,分子和原子共振散射的弛豫时间约为 $10^{-6} \sim 10^{-9}$ 秒,远大于近地层大气中分子间的平均碰撞时间间隔(约 10^{-10} 秒),所以在大气底层,因大气分子的相互碰撞会引起共振散射猝灭效应。所以共振散射机制一般用于激光雷达高层大气某些金属原子的浓度探测^[25-28],表 1.2 给出了温度为 200K 时,大气中几种金属原子的后向散射微分截面^[3]。

表 1.2 几种金属原子的共振后向散射微分截面

金属元素种类	共振波长(nm)	后向散射微分截面(cm^2/sr)
Al	394.4	7.9×10^{-14}
Ca	422.7	1.6×10^{-12}
Ca^+	393.4	5.7×10^{-13}
	396.9	2.8×10^{-13}
Fe	372.0	3.7×10^{-12}
K	766.5	1.2×10^{-12}
	769.9	5.7×10^{-13}
Li	670.8	4.2×10^{-13}
Na	589.6	3.0×10^{-13}
	589.0	6.1×10^{-13}

1.2.5 激光诱导荧光

原子和分子可通过吸收光子而被激发到能量较高的能态,由于激发态的原子是不稳定的,它要通过辐射的或非辐射的方式释放出能量而返回到基态,原子或分子通过自发发射返回基态所发射的光称为荧光。荧光不同于 Raman 散射,荧光的产生需满足两个必要条件^[29],产生荧光的第一个必要条件是物质的分子或原子必须具有能吸收激发光的结构;第二个条件是该分子或原子必须具有一定程度的荧光效率,即荧光物质吸光后所发射的荧光量子数与吸收的激发光的量子数的比值。

原子荧光发射具有如下特征^[30]：① 荧光发射各向同性；② 荧光发射与发射频率的三次方成正比，所以在电子跃迁的可见和紫外波段可见很强的荧光发射。分子的荧光效应尤其是有机分子荧光效应常被用于激光遥感生物气溶胶或有机物^[31-35]。分子荧光发射具有如下的特征：

- ① 斯托克斯位移：相对于吸收光谱，荧光光谱向长波方向移动；
- ② 分子荧光光谱与激发波长无关：由于分子具有很高的内转换和振动弛豫，无论起初激发到了哪个电子态，以及其中的哪个振动态及转动态，它们都将迅速地弛豫到第一电子激发态的基振动态，荧光发射都是从第一电子激发态的基振动态到基电子态的跃迁。也同是这个原因，由于非辐射弛豫的能量损耗可解释上述斯托克斯位移；
- ③ 镜像关系^[36]：即荧光光谱与吸收谱呈对称性，文献[30]对其成因做了详细的解释。

除荧光光谱外，荧光寿命也是激光遥感的一个重要参量，大多数有机分子和生物大分子的荧光衰减过程呈单指数特性，故荧光寿命的定义为：激光激发停止以后荧光强度衰减到初始值的 $1/e$ 时所需要的时间，则可用下式表示荧光单指数衰减过程^[30]：

$$I_F(t) = I_F(0)e^{-t/\tau_F} \quad (1.19)$$

式中， $I_F(t)$ 是荧光强度随时间变化函数， $I_F(0)$ 是 $t=0$ 的初始时刻的荧光强度。

对于复杂体系可能出现的多指数衰减过程，通常定义一个平均荧光寿命 τ_c ^[30]：

$$\tau_c = \frac{\int I_F(t)tdt}{\int I_F(t)dt} \quad (1.20)$$

1.2.6 吸收效应

不同的气体分子具有不同的能级，按照量子力学观点，这些能级是不连续的，所以分子的吸收谱线也是不连续的。纯转动跃迁对应的光谱称为转动光谱，其波长大多位于远红外和微波波段；振动能级的跃迁常伴有转动能级的跃迁，因此，称为振动—转动光谱，波长大多位于红外波段；只有电子跃迁所对应的光谱在可见和紫外光波段。气体分子的吸收光谱，通常由吸收光谱中心波长或由吸收光谱

带的波长范围和对应的吸收截面表征。大气对激光的吸收效应在激光雷达中常用于探测大气中污染气体 O_3 、 SO_2 、 NO_2 、 NO 等^[37-39]和温室气体 CO_2 ^[40, 41]、 CH_4 ^[41, 42]、 H_2O ^[43-45]等。

§1.3 激光雷达方程及系统基本结构

1.3.1 激光雷达方程

任何大气激光雷达回波信号都可以用下式表示，称为大气激光雷达基本方程：

$$P(R) = \frac{C_L \beta(R)}{R^2} T^2(R) \quad (1.21)$$

式中 $P(R)$ 表示距离 R 处的回波信号强度，表征回波功率； $\beta(R)$ 为大气后向散射截面； $T(R)$ 为大气透过率； C_L 为激光雷达系数，由激光雷达系统决定，可由下式表示：

$$C_L = \frac{AP_0 c \eta(R) \chi \xi}{2} \quad (1.22)$$

式中， A 为望远镜有效接收面积，一般认为是常数，与 R 无关；散射粒子相对望远镜有效接收面积所张立体角可表示为： $\Omega = \frac{A}{R^2}$ ； P_0 为发射强度，表征发射功率； c 为光速； $\eta(R)$ 为几何重叠因子； χ 是激光雷达光学系统透过效率，一般认为是常数，与 R 无关，但由于不同距离上的后向散射光对应接收面积所张立体角不同，则不同距离上的后向散射光经过激光雷达光学系统光路亦有所差别，故可能会导致光学系统透过率 χ 与距离 R 有关，所以这种影响因素在激光雷达光学系统设计需要加以考虑； ξ 是光电检测系统效率因子，一般认为是与 R 无关的常数，由于部分光电探测器件和信号采集器件效率和精度与信号强度有关，故可能会导致 ξ 与距离 R 有关。

1.3.2 激光雷达系统基本结构

如图 1.5 为激光雷达系统结构基本框图。常规的激光雷达系统硬件主要包括：

激光光源、发射端、接收端、分光系统、光电转换系统、信号采集与处理系统。基本工作过程为：发射端将激光发射到大气中，经接收端接收回波散射信号，光信号经过分光系统后，进入光电转换系统变成电信号，由信号采集与处理系统采集信号并反演探测参数。

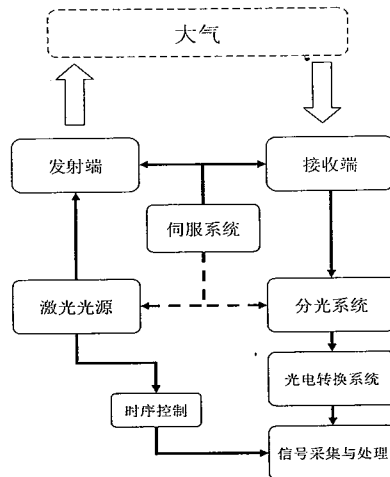


图 1.5 激光雷达系统结构框图

表 1.3 常用于激光雷达光源的激光器

激光器种类	输出波长/ μm	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,	气溶胶(Mie, Raman), 云(Polarized), 臭氧(DIAL), 水汽(Raman), 风速(Doppler)
	0.355, 0.266	
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)
绿宝石 Ti:sapphire	0.7~1.1	痕量气体(DIAL), 气溶胶(Mie), 水汽(DIAL)
Cr:LiSAF	0.25~0.3	
光参量 OPO	0.3~4	痕量气体(DIAL)
Excimer(Xecl, XeF, KrF)	0.308, 0.351,	痕量气体(DIAL), 水汽(Raman)
	0.248	
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)

(1) 激光光源

激光器是激光雷达的基本激光光源，表 1.3 为常用于激光雷达激光光源系统的各种激光器^[7]。不仅激光器本身发出的波长可作为激光光源，还可通过 BBO，

KTP 等晶体倍频和混频或经 OPO、激光泵浦等手段获取激光雷达所需的特定波长^[46,47]，其获得有效出射波长的硬件部分可统称为激光雷达激光光源。

(2) 发射端

一般包括：扩束（或整形）系统，激光发射导向系统（又包括准直系统或扫描系统^[48]）。常用的扩束系统可分为透射式和反射式。

(3) 接收端

包含一个或者多个接收望远镜，最常用的接收望远镜类型有卡塞格林（Cassegrain）及牛顿（Newton）反射式系统，如图 1.6，其 Cassegrain 望远镜又可分为多种，如“经典”卡塞格林、施密特-卡塞格林、阿古诺夫-卡塞格林望远镜、里奇-克列基昂望远镜、马克苏托夫-卡塞格林望远镜等，都能用于激光雷达。目前激光雷达中应用最广泛的是施密特-卡塞格林式望远镜，只因加工相对难度较低，适合民用，故可直接购买，且价格相对便宜。通光口径较小的激光雷达也常用透射式望远镜。

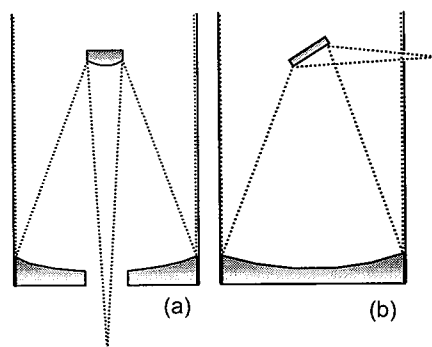


图 1.6 (a) “经典”卡塞格林望远镜；(b) 牛顿反射式望远镜

(4) 分光系统

分光系统作用是抑制大气辐射背景信号和分离光谱信息。分光系统种类繁多，常用于分光系统的光谱器件包括：干涉滤光片，法布里（Fabry）-珀罗（Perot）标准具^[49]、光栅^[50]、原子或分子滤波器^[51,52]等。

(5) 光电转换系统

将光谱信息转化为电信号。常用的激光雷达光电转换器件主要有三种：

① 光电倍增管（PMT）^[53]：适合探测可见和紫外光谱波段，一般分为侧窗型（Side-on）和端窗型（Head-on）两大类，由于后者可做到受光均匀的优点，激光雷达一般用的都是后者。PMT 工作电压对光电流影响明显，要求高压，通常要求工作电压波动小于 0.05%，噪声方面可通过制冷降低热噪声。PMT 有两种输出模式：光子计数（每秒百万光子以下）和电流幅值强度，所以 PMT 适合弱光探测。PMT 具有高增益（ $10^4 \sim 10^7$ ）、大光敏面积、低噪声等优点，但量子效率低、且抗外部电磁场干扰能力较差。

② 雪崩二极管 (APD)^[54,55]: 适合探测可见光到红外光谱波段, 大气探测激光雷达主要应用在红外波段, 目前常用的 APD 主要有三种: 即 Si-APD、Ge-APD 和 InGaAs-APD。Si-APD 主要工作在 400nm~1100nm 波段, Ge-APD 在 800nm~1550nm 波段, InGaAs-APD 在 900nm~1700nm 波段, 其中, InGaAs-APD 具有更低的噪声和更高的频率响应特性。APD 具有量子效率高、工作波段范围大、工作电压较低等优点, 缺点是增益低且噪声大, 故不适合弱光信号探测, 不能用于光子计数。目前可见真空雪崩光电二极管 (VAPD) 的报道^[56,57], VAPD 单光子探测器是一种 PMT 和 APD 相结合的产物, 具有许多 PMT 和 APD 无法比拟的优点, 主要特点有: 低噪声、动态范围大、分辨率高、抗磁干扰能力强、探测光谱范围宽等特点。

③ 电荷耦合器件 (CCD): 广泛用于成像激光雷达, 不过也有 CCD 气溶胶大气遥感激光雷达的相关研究^[58,59]。一般的大气探测激光雷达主要用其做准直对光图像采集设备。

(6) 信号采集与处理

一般包括放大器、采集卡、工控机, 目前也有商品化的瞬态记录仪, 其集成了放大器与采集卡。采集卡一般可分为光子计数和 A/D 两种, 采集卡的选取应注意与放大器和光电倍增管的匹配。

§1.4 激光雷达应用发展基本趋势

本论文中所阐述激光雷达, 如无特殊注明, 均指大气探测激光雷达。按激光与大气的的作用机制, 大气探测激光雷达可主要分为以下五类: ① 弹性散射激光雷达; ② 差分吸收激光雷达; ③ Raman 激光雷达; ④ 荧光雷达; ⑤ 多普勒测风激光雷达。若按工作平台可分为: 地基、车载、机载、星载。

地基激光雷达发展意义和趋势在于建立激光雷达网或多站点的联合观测, 并积累大量垂直高分辨数据, 有利于进行大气数值模式的建立和研究。大气运动及大气成分的变化体现为区域性乃至全球性, 如全球火山灰气溶胶的演变过程、沙尘气溶胶的远距离输送、全球臭氧层的变化及温度分布的变化等, 这些均需要激光雷达布网联合观测^[60]。目前, 世界上正在积极建立和发展区域性乃至全球性的激光雷达联合观测, 如: 欧洲气溶胶研究激光雷达网 (EARLINET)^[61]、亚洲尘

埃观测网 (AD-NET)^[62]、西班牙-葡萄牙激光雷达网 (SPALINET)^[63]、世界气象组织近年发起的全球大气观测 (GAW) 计划^[64]中的全球气溶胶激光雷达观测网 (GALION) 以及美国国家航空航天局 (NASA) 的全球性的微脉冲激光雷达网 (MPLNET)^[65]。

目前国际上开展机载激光雷达研究也非常广泛, 机载激光雷达主要用于区域性大气环境或污染情况以及云微物理结构或化学成分方面的研究和观测^[66-68], 被认为是最有前途的主动式区域大气遥感技术, 其优点是可以获得比卫星更精确的横向和垂直分辨率数据集。

对于观测全球大气的主动遥感技术, 星载激光雷达是近年及将来重要发展趋势, 激光雷达作为主动遥感的重要发展方向, 在探测大气成分方面, 有着微波雷达不可比拟的优点, 必然将成为遥感卫星的重要有效载荷。目前应用型星载激光雷达 CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation)^[69]的成功运行, 使得星载激光雷达的发展前景被普遍看好。

第二章 大气中的温度和水汽及其探测方法

§2.1 大气温度分布特征及探测方法

2.1.1 大气层温度垂直分布特征

大气温度是气象和气候的主要要素之一，是大气物理化学及天气动力学过程等研究中的重要参数。大气中空气运动和水汽凝结等现象都与大气温度有着密切关联。此外，在大气其他参数遥感和测量中，温度也同时需要作为一个重要的已知输入参量，因此，对大气温度遥感和测量有着十分重要的意义。

温度在大气层中的分布有着明显的分层特征。因此，大气层一般根据大气热状况分为数层：对流层、平流层、中间层、热层和逃逸层，如图 2.1^[70]。

(1) 对流层 (Troposphere)

在中纬度地区平均从地面至 10~12km 附近，低纬度地区对流层顶平均约 17~18km 附近，两极地约 8km。该层大气接近地面，地面是对流层大气热能的主要直接来源，所以大气温度随高度上升而递减，基本符合绝热变化规律，干燥空气绝热变化递减率称为干绝热直减率，约为 $1^{\circ}\text{C}/100\text{m}$ ，水饱和空气绝热变化递减率称为湿绝热直减率为 $0.3\sim 0.6^{\circ}\text{C}/100\text{m}$ ，但现实生活中，对流层空气并不呈绝对干燥或水饱和状态，平均温度递减率约为 $0.65^{\circ}\text{C}/\text{m}$ 。由于温度递减分布特征，该层常发生强烈的大气对流现象，是大气中最活跃的一层，主要的天气现象和过程发生在这层。在对流层中，若大气温度随高度而上升，称之为逆温现象。造成逆温现象主要有以下几类原因^[71]。

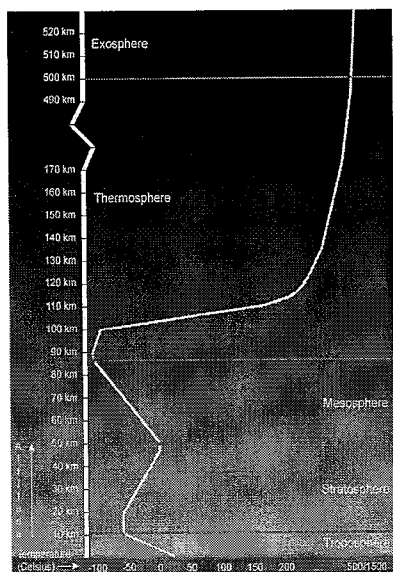


图 2.1 大气分层结构和大气温度随高度分布廓线

① 辐射逆温：因白天太阳照射使地表温度上升，到了夜间，热能由地表反向大气辐射使地面冷却，而大气未能及时消散热能，如此便在夜间产生逆温现象，但一般持续时间不长，到清晨即会被破坏。

- ② 平流逆温：由于暖空气平移到冷的地面上，底部接近冷地面的空气将热量传递给地面，从而导致高层空气温度高于底层温度，暖空气与冷地面之间的温差越大，逆温现象越明显。
- ③ 湍流逆温：因低层空气的湍流混合作用而形成的逆温。湍流的作用使得气层的温度分布逐渐接近干绝热直减率。所以此时因湍流空气上升到混合层顶部时，它的温度比上层空气低；空气下沉时，情况相反，致使温度比下层高。
- ④ 下沉逆温：当某气层产生下沉运动时，因气压逐渐增大，且气层向水平方向扩散，使气层厚度减小。导致空气层顶部下沉的距离比底部下沉的距离大，使气层顶部的绝热增温幅度高于底部，从而形成逆温。通常，下沉逆温多出现在高压控制的地区，逆温层厚度大，范围广，持续时间长。
- ⑤ 锋面逆温：暖气团位于锋面之上，冷气团在下从而形成逆温。逆温现象决定混合层的高度（定义为地表到逆温层下界面），阻碍空气垂直运动，当空气污染物的排放未能超出混合层高度而上升消散，则污染物将累积于地面附近，使得空气品质迅速变坏，造成灾害。综上，可以看出对对流层温度的探测尤为重要。

对流层中云、气溶胶及水汽等通过对太阳辐射的散射和吸收而影响大气温度的分布，而且由于大气温度时空分布变化较大，故其不确定性也较大。近几十年来，经大量数据资料分析和模式的研究，发现对流层增温明显，如图 2.2 给出了对流层中层和近地面全球温度气球探空数据年变化规律^[72]。从 1958-2009 年，全球近地面温度增速为 $0.12^{\circ}\text{C}/10$ 年，而全球对流层中层温度以 $0.15^{\circ}\text{C}/10$ 年的速度增温，根据 1976 年后统计的结果，对流层中层温度增速增为 $0.17^{\circ}\text{C}/10$ 年。

（2）平流层（Stratosphere）

对流层顶至 50~55km 高度。该层底部为等温区（对流层顶到 20km 左右），即温度几乎不随高度变化，在此高度之上为臭氧层，因其具有吸收太阳短波辐射的能力而成为平流层的主要热源，从而温度随高度递增，由于平流层温度的这种分布特征，平流层大气垂直运动很弱，主要是大尺度的平流运动。又由于平流层中的臭氧在全球的分布不均匀性且随季节的变化性，导致平流层的温度具有时间和空间变化特征。

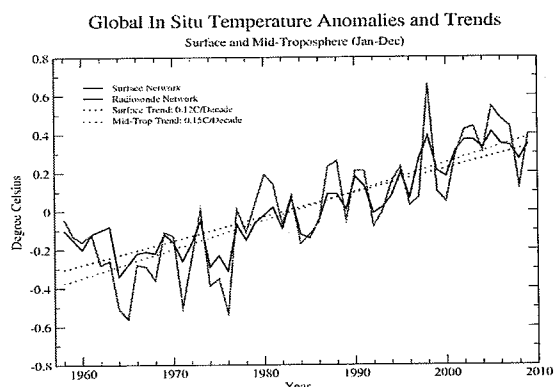


图 2.2 全球气球探空对流层中层（约 3-10km）温度数据

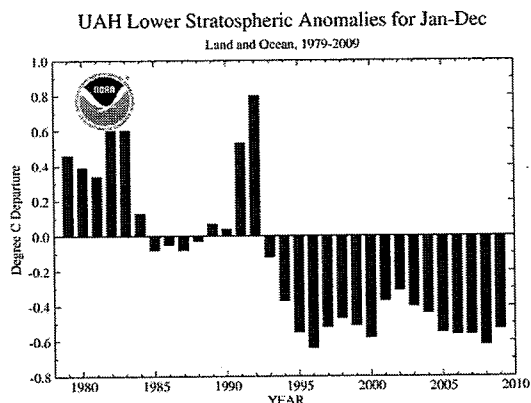


图 2.3 全球平流层低层近 30 年年平均温度变化幅度

虽对流层温度在不断增加，平流层温度却在降低，图 2.3 给出近 30 年平流层低层温度的数据年变化量^[72]。除 1991 年菲律宾 Pinatubo 火山爆发引起的升温外，其数据显示对流层温度正在逐年降低。目前研究表明这一现象的原因是近几十年平流层臭氧受到破坏，如图 2.4 给出了北极地区平流层温度与臭氧总量的相关变化^[73]。

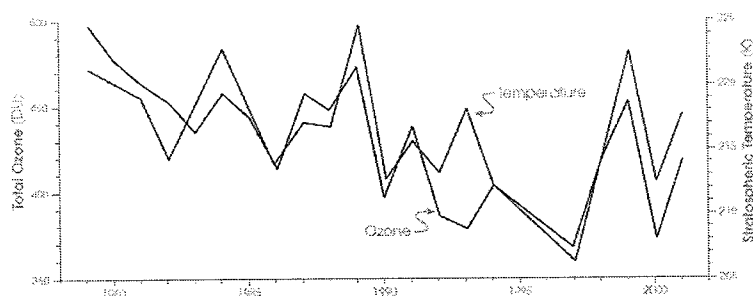


图 2.4 北极地区平流层温度与臭氧总量的相关变化

(3) 中间层 (Mesosphere)

平流层顶到 85km 高度附近。该层臭氧已很稀少，而能被氧分子吸收的波长极短的紫外辐射已被上层热层吸收，所以该层大气吸收的辐射能量很少，温度随高度升高而递减，中间层顶温度达到最低值，约 $-100^{\circ}\text{C} \sim -90^{\circ}\text{C}$ ，是地球大气的最冷部分。中间层大气中进行着强烈的光化学反应，经常观测到夜天光（气辉）现象即是光化学反映的结果。中间层顶附近金属原子的含量较为丰富，称之为金属层。

(4) 热层 (Thermosphere)

从中间层顶到约 500km 高度。该层由于氧原子大量吸收波长小于 180nm 的太阳紫外辐射，这层大气热量的传输主要依赖于热传导，由于分子很稀少，热传导率小，在各高度上热量达到平衡时，形成显著的垂直温度梯度，气温随高度急剧上升，昼夜变化很大。此外，太阳的微粒辐射和宇宙空间的高能粒子，对于热层大气的热状况也有显著影响。

(5) 外层 (Exosphere)

热层以上大气的总称。该气层中由于大气极为稀薄，地球引力较弱，大气质点不断向星际空间逃逸，因此称为逃逸层。逃逸层的温度随高度增加而略有增加。

2.1.2 大气层温度探测方法

对于全球大气温度的研究，最有效直接的方法就是获得大量垂直分布和水平分布的温度数据。目前，测量大气温度的手段和仪器较多，但从总体角度看，随着高度的增加，对温度的探测难度也随之增大，数据量的积累也随之减少。90km 以下温度随高度的数据已有大量的积累，90km 以上温度的探测数据相对较少。测量近地面气温一般采用温度计，大气温度高度分布廓线探测手段有气球探空、火箭探空、有声雷达、星载红外辐射遥感、微波辐射遥感和激光雷达遥感等。大气温度激光雷达探测方法有多种，将在下文有关章节重点论述，以下简述除激光雷达外的常见大气温度探测手段。

(1) 地面温度计

地面气温常使用百叶箱，测温元件常为水银温度计、酒精温度计和金属温度计，一般测得的数据距离地表高度 1.25~2m，我国气象部门一般采用 1.5m。水银温度计低温会结冻，不适合在高寒地区使用。而酒精温度计适合在高寒地区取代水银温度计，但酒精膨胀系数不够稳定，纯度不易保证，易于挥发，常温下不宜取代水银温度计。金属温度计利用金属片随空气温度变化而伸缩的原理测定空气温度连续变化，其优点是可连续记录温度的变化，适合自动化观测台站。

(2) 气球探空

气球探空是目前气象部门获得对流层温度分布的常规观测手段，探测高度一般在 30km 以下。探空气球常携带热敏电阻类温度计，直接探测大气温度，并通过无线电将数据传回到地面，其优点是垂直分辨率可以做到很高，数据探测精度

也相对较高。缺点是探空气球耗时较长，人力成本大，气球上空后受水平方向风的影响会横向飘移，导致无法获得完全的垂直高度温度分布廓线。由于探空气球每天测量次数有限，所以无法获得大气温度时间上精细的连续变化。

（3）火箭探空

火箭探空是利用火箭将探测仪器或实验装备送到高空，测量或遥感大气参数的方法。火箭探空仅针对测量高层大气温度。一般的气象火箭专用于 70~120km（中间层上层到热层低层）的大气温度探测，实验用探空火箭的探测高度可达到 200km。火箭携带的测温仪器也常是热敏电阻类仪器，也可通过火箭在高空发射榴弹，产生爆炸声源，由地面微音器接收榴弹爆炸所产生的声波，利用大气中声波异常传播的特性来推算 80km 以下的大气温度，其探测误差小于 $\pm 3^{\circ}\text{C}$ 。

（4）声波雷达

声波雷达是 20 世纪 60 年代末才发展起来的边界层大气遥感技术，它利用人工声源，接收被大气散射的回波信号来探测大气。由于温度、湿度、风速等气象要素的不均匀性引起的声波散射强度约比电磁波散射大 6 个量级，所以用声波探测大气非常灵敏，但声波在大气中传输衰减很大，探测高度受到一定限制，声波雷达的探测高度一般为 1~2km，而且声波雷达易受外来声源和大气扰动的干扰，在有降雨、强风等恶劣天气时无法进行探测。

（5）星载红外辐射遥感

星载红外辐射遥感基本探测原理是^[74]：地-气系统是 200~400K 的低温辐射源，其发射的热幅度峰值在 10~20 μm 的中红外波段。大气中二氧化碳的主要吸收带也在该波段。大气中二氧化碳的混合比不随高度改变，故不同高度上的辐射强度的变化反映了大气温度的垂直分布信息。目前，星载红外辐射计最主要还是用于地面、海面和中低层云顶温度的遥感探测。由于红外辐射在云中的衰减很快，不能穿透中云和低云，因此红外大气遥感缺点是受云雨天气条件的限制，缺乏全天候探测能力，此外主要缺点是空间垂直分布率有限。

（6）星载微波辐射遥感

星载微波辐射遥感原理与红外大气遥感类似，大气中氧气含量稳定，可利用大气中氧的 0.5cm 吸收带反映大气温度分布。微波的波长比云雾粒子的半径大得多，在传输过程中受云雾的干扰较小，是进行全天候大气温度遥感的理想波段，

但是探测精度不及红外遥感，主要缺点也是空间分辨率有限。

目前，星载微波辐射遥感技术和红外辐射遥感技术常相互结合用于遥感大气温度垂直特征，其对流层平均探测精度可达到 1K^[75]。美国 NASA 推出了一个对地观测计划——新一代地球观测系统（Earth Observing System, EOS）^[76]。EOS 计划中 2002 年发射的 Aqua 卫星（图 2.5^[77]）就装载有先进的大气红外探测器（AIRS，参数见表 2.1^[78,79]）和微波探测器（AMSU，参数见表 2.2^[78,80]）。AMSU 共有 15 个波段由二个单元组成（A1 和 A2），工作波段在 50~89GHz，主要作用是探测大气中不同高度的温度和水汽。AIRS 可提供更加精确的温度数据，垂直分辨率可达 1km。

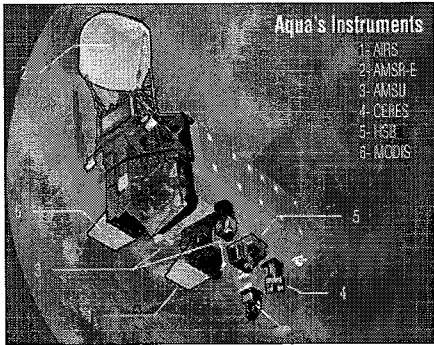


图 2.5 地球观测系统中 Aqua 卫星

表 2.1 大气红外探测器（AIRS）的主要技术指标表

传感器存储体积	116.5×80×95.3cm	传感器展开后体积	116.5×158.7×95.3cm
重量	177kg	供电	220W
数据传输率	1.27Mbps	孔径	10cm
可见光/近红外波长	0.4 – 1.0μm	可见光/近红外波段数	4
红外波长	3.74 - 15.4μm	红外波段数	2378
红外视场角	1.1°（星下点 13.5 公里）	可见光/近红外视场角	0.2°（星下点 2.3km）
垂直分辨率	1km	扫描宽度	99°（1650 km）
扫描采样	红外: 90×1.1°	指向精度	0.1°
热控	红外探测器: 主动冷却器 60K, 被动辐射器 150K, 电子部件处于环境温度		
开发单位	英国宇航系统公司	组织责任单位	美国喷气推进实验室

表 2.2 先进微波探测器（AMSU）的主要技术指标表

传感器	AMSU-A1	AMSU-A2
体积	72cm×34cm×59cm	73cm×61cm×86 cm
重量	49 kg	42 kg
电力	77 W	24 W
数据传输率	1.5 kbps	0.5 kbps
频率分布	50-89 GHz	23.8GHz,31.4GHz
波段数量	13	2
孔径	15 cm (2)	30 cm (1)
传感器视场角	3.3°（星下点 40.5 km）	3.3°（星下点 40.5 km）
扫描宽度	100°（1690 km）	100°度（1690 km）
扫描采样	30×3.33°	30×3.33°
指向精度	0.2°	0.2°
热控	无(环境温度)	无(环境温度)
研制单位	Aerojet 公司	
组织责任单位	美国航空航天局哥达飞行中心	

§2.2 大气水汽含量描述及探测方法

大气中水以气、液、固三种相态存在，水汽是研究全球水循环的重要对象之一。大气中的水汽含量仅仅占空气体积比约为 0.1%~3%，除了 N_2 和 O_2 外，相对于其他温室气体（如 CO_2 ）和污染气体（如 SO_2 , O_3 ）来说，水汽的含量并不算少。大气中的水汽主要集中在对流层的中下部，主要来源于太阳辐射对地面和海洋的蒸发，水汽含量随高度、纬度、季节变化显著，且随高度和纬度升高递减，通常，中纬度近地面水汽混合比年平均约为：10g/kg；至 500 毫巴高度递减为 1g/kg 左右，对流层顶仅为 0.01g/kg，含量差异可达一个量级以上。大气中的水汽又是重要气象要素之一，水汽的凝结过程是形成云、雾和降水的基本过程，水汽的相变同时伴有热能的释放和吸收，所以水汽的含量是研究大气物理过程的重要参量。

2.2.1 大气中水汽含量描述方法

水汽的含量常用以下参量来描述：

- ① 水汽压 e ：大气中水汽分压强，常用单位：mbar 或 hpa；
- ② 绝对湿度 a_h ：单位体积大气中水汽质量，是大气中水汽的绝对含量，常用单位：g/m³；
- ③ 比湿 q ：表示同体积大气中水汽质量与湿空气质量之比，单位：g/kg；
- ④ 混合比 s_h ：表示同体积大气中水汽质量与干空气质量之比，单位：g/kg；
- ⑤ 相对湿度 f ：表示空气中水汽压 e 与同温度下饱和水汽压 E 之比。空气中的水汽含量达到饱和状态时的水汽压称为饱和水汽压 E 。饱和水汽压又分为纯水平液面饱和水汽压 E_w 和纯水平冰面饱和水汽压 E_i ，即在水面和冰面的饱和水汽压是不同的。饱和水汽压是温度的函数，一般由经验公式计算饱和水汽压，从 1947 年起，世界气象组织推荐使用 Goff-Grattch 水汽压方程，该方程是目前世界公认的最准确的公式，也是我国气象行业标准指定的计算公式，其水平液面饱和水汽压可表示为^[8]：

$$\begin{aligned} \log E_w(\text{单位: } mbar) &= 10.79574(1 - \frac{T_0}{T}) - 5.02800 \log(\frac{T}{T_0}) \\ &+ 1.50475 \times 10^{-4} [1 - 10^{-8.2969(\frac{T}{T_0} - 1)}] + 0.42873 \times 10^{-3} [10^{4.76955(1 - \frac{T_0}{T})}] + 0.78614 \end{aligned} \quad (2.1)$$

式中 T_0 为水的三相点温度 273.16K。水平冰面饱和水汽压可表示为^[8]:

$$\begin{aligned} \log E_i(\text{单位: } mbar) &= 9.09685(1 - \frac{T_0}{T}) - 3.56654 \log(\frac{T_0}{T}) \\ &+ 0.87682(1 - \frac{T}{T_0}) + 0.78614 \end{aligned} \quad (2.2)$$

马格努斯经验公式常作为简化公式用于计算饱和水汽压:

$$\begin{aligned} E_w &= E_0 \times 10^{7.45t/(235+t)} \\ E_i &= E_0 \times 10^{9.5t/(265+t)} \end{aligned} \quad (2.3)$$

式中 E_0 是温度为三相点温度时的饱和水汽压。

⑥ 露点 t_d : 当气温降低致使空气刚好达到饱和时的温度称为露点温度, 简称露点, 其单位与气温相同。

⑦ 饱和差 d : 在某一温度下, 空气的饱和水汽压与实际水汽压之差称为饱和差, 即 $d = E - e$ 。

水汽各参量之间的递推关系:

(a) 绝对湿度 a_h 与水汽压 e 之间的递推关系式:

$$a_h = \frac{M_{H_2O} e}{R^* T} \quad (2.4)$$

式中, M_{H_2O} 为水汽分子量, R^* 为普适常数, T 为温度。

(b) 比湿与水汽压 e 之间的递推关系式:

$$q(g/kg) = 622 \frac{e(mbar)}{P(mbar)} \quad (2.5)$$

式中, P 为大气压。

(c) 混合比 s_h 与水汽压 e 之间的递推关系式:

$$s_h(g/kg) = 622 \frac{e(mbar)}{(P - e)(mbar)} \quad (2.6)$$

(d) 相对湿度 f 与水汽压 e 和饱和水汽压 E 的递推关系式：

$$f = \frac{e(\text{mbar})}{E(\text{mbar})} \times 100\% \quad (2.7)$$

(e) 露点与水汽压 e 的计算公式：

$$t_d = \frac{235 \log(e / E_0)}{7.45 - \log(e / E_0)} \quad (2.8)$$

2.2.2 大气水汽探测方法

(1) 地面湿度计

地面测湿度的仪器种类繁多，气象上常用的有：

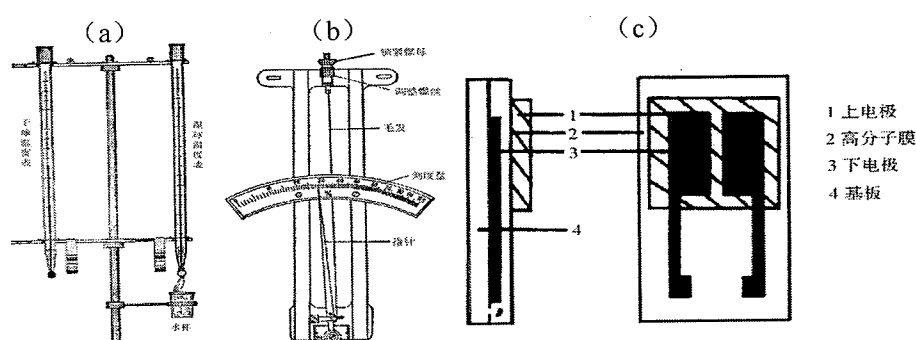


图 2.6 (a) 干湿球温湿计; (b) 毛发湿度计; (c) 湿敏电容器

① 通风干湿球测大气相对湿度，如图 2.6 (a) ^[81]，即采用两只相通的温度计，一支作为干球温度计，另一支作为湿球温度计，用蒸馏水湿润其纱布。放在规定的通风条件下（一般安放在百叶箱中）。干球温度计测得气流的温度，湿球温度计则由于球部纱布的水分蒸发吸热测得较低的温度，如此可通过查表或计算获得大气相对湿度 f 。

② 毛发湿度计，即利用脱脂毛发的长度随湿度的变化特性测得大气湿度，毛发湿度计较为简单，如图 2.6 (b) ^[81]，由毛发，刻度盘和指示传动机械结构构成。

③ 湿敏电容湿度传感器，如图 2.6 (c) ^[81]，湿敏电容器上电极是一层多孔金膜，能透过水汽；下电极为一对刀状或梳状电极，引线由下电极引出，故整个感应器可看成由两个小电容器串联组成。当大气中水汽透过上电极进入介电层

(高分子膜), 介电系数发生变化, 电容量即发生变化。通过对电容量的检测或标定即可获知大气相对湿度。

与上述类似的测量仪器有多种, 原理基本相同, 只是用于不同的环境场合。

(2) 无线电探空仪

无线电探空仪可以将气象要素值转变成无线电信号, 传送到地面, 其悬挂在上升探空气球上(或由定高气球、飞机、火箭上下投), 能测定垂直高度上的风向、风速、温度、湿度和气压。目前我国气象部门业务上每日两次采用气球探空的方法探测大气参数, 探测高度约从地面到高空约 30km, 探空仪上使用的湿度传感器多采用毛发或肠衣, 也有用电阻式、电容式测湿元件。无线电探空仪水汽探测误差一般约 $\pm 5\%$ 。与气球探空测温相同, 无线电探空仪测量水汽的缺点也是不能获得时间上连续的数据, 若采用气球升空测水汽, 由于风的影响, 也难以保证获得真正意义上水汽垂直方向上的分布廓线。

(3) 太阳光谱辐射计

太阳光谱辐射计利用太阳辐射透过整层大气的光谱变化反演整层水汽含量。即选择两个比邻的波长, 一个位于水汽吸收带上, 定义为工作波长 λ_{on} , 另一个位于吸收带外, 定义为参考波长 λ_{off} , 利用在地面测得这两个波长的直接辐射比值和大气外这两个波长的直接辐射比值, 就可以获得水汽吸收引起的辐射衰减, 进而获得大气中水汽的总量^[82,83]:

$$W(t) = \frac{1}{M(t)} \left\{ \frac{1}{K} \left[\ln \frac{P_0(\lambda_{on})}{P_0(\lambda_{off})} - \ln \frac{V(\lambda_{on}, t)}{V(\lambda_{off}, t)} \right] \right\}^{1/z} \quad (2.9)$$

式中 $M(t)$ 为大气相对质量, 与测量的时刻有关, 可计算获得。 K 为水汽平均吸收系数, z 为指数项, 两者可通过大气模式水汽平均透过率和水汽含量之间的关系获得。可由 $P_0(\lambda_{on})/P_0(\lambda_{off})$ 为大气层外两波长的辐射强度比。

图2.7为太阳辐射透过整层大气的吸收光谱曲线和各种气体的吸收谱线^[84], 水汽在 $0.7\mu\text{m}$ 、 $0.8\mu\text{m}$ 、 $0.94\mu\text{m}$ 、 $1.1\mu\text{m}$ 、 $1.38\mu\text{m}$ 、 $1.87\mu\text{m}$ 、 $2.7\mu\text{m}$ 和 $3.2\mu\text{m}$ 附近均有吸收带。世界气象组织规定的太阳辐射计8个光学通道的中心波长分别为 340nm 、 380nm 、 440nm 、 500nm 、 675nm 、 870nm 、 936nm 和 1020nm , 规定视场角(FOV)为 2.5° ^[85]。太阳光谱辐射计中, 一般采用水汽吸收谱 936nm 附近作为

工作波长，而选择870nm附近作为参考波长^[82,86]。

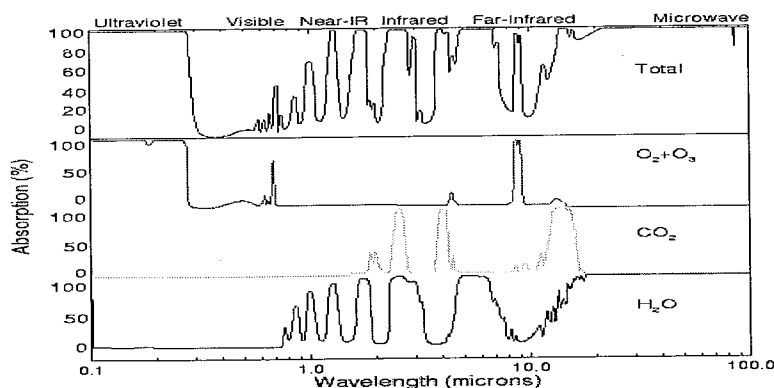


图 2.7 太阳辐射透过整层大气的吸收光谱曲线和几种气体的吸收谱线

(4) 地基微波辐射计

地基微波辐射计通过接收微波辐射能量获得大气亮温，从而反演大气参量，可以获得水汽随高度分布信息，但是它是被动式遥感设备。地基微波遥感基本方程^[87]：

$$T_b(\theta, \nu) = T_b(\infty)t(0, \infty) + \int_0^\infty k_a(z)T(z)t(0, z)\sec\theta dz \quad (2.10)$$

式中 $T_b(\theta, \nu)$ 为地基微波辐射计接收到频率 ν 辐射亮温， $T_b(\infty)$ 为宇宙背景辐射亮温，一般取 2.75K， $t(0, z)$ 为 0 至高度 z 的大气透过率， $T(z)$ 为温度垂直分布， θ 为辐射计扫描角度。 $k_a(z)$ 为大气中各种成分的体积吸收系数，在特定波段 ν (22.235GHz 附近)，可认为吸收变化量主要来自于水汽，其它吸收变化量可以忽略不计。从而可由上式进一步反演水汽的含量。

(5) GPS 系统

GPS (Global Positioning System, 全球定位系统) 遥感是一种新的水汽含量遥感方法。GPS 系统的卫星电磁波信号穿越大气层时，由于折射率发生变化，信号会受到大气的延迟，电磁波信号的这种延迟与大气中的电子浓度、水汽的含量有关。如此，可利用这种延迟反演电子浓度和水汽的含量。

(6) 星载水汽探测系统

目前，卫星遥感在全球水观测中作用显

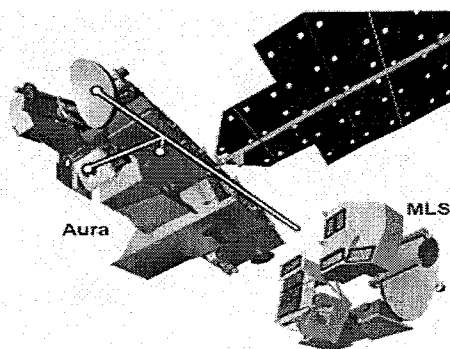


图 2.8 美国 EOS 中的 Aura 卫星及其 MLS 载荷

著。星载微波探测器和红外探测器皆可用于水汽含量的探测，其探测原理都与地基微波辐射计类似，在微波波段常用22.235GHz附近的水汽吸收带^[88]，在光谱波段常用红外波段6.3 μm 或18-23 μm 的水汽吸收带。目前，新一代对地观测系统中，美国NASA地球观测系统(EOS)中用于地球水循环观测的Aqua(拉丁文：“水”)卫星^[77]上装载的被动式遥感设备AMSU、AIRS、HSB(巴西湿度探测器，参数见表2.3^[78,89])、MODIS(中分辨率成像光谱仪)和EOS中的Aura卫星(2004年发射，图2.8^[90])装载的MLS(微波临边探测器，详细资料见[90])载荷均可以对地球大气中水汽进行探测。近年我国卫星气象事业积极发展，风云二号卫星中装载的三通道扫描辐射计(VISSR)^[91]，风云三号卫星装载的红外分光计(IRAS)和微波湿度计(MWHS)^[92]，都可用于大气水汽的探测。

表 2.3 巴西湿度探测器(HSB)的主要技术指标

传感器体积	70×65×46 cm	功率	56 W
重量	51kg	频率 GHZ	150(1 个),183(3 个)
波段数	4	开发单位	Matra Marconi 空间公司
组织责任单位	INPE(巴西)		

(7) 激光雷达

激光雷达由于具有实时性和高分辨率能力，在水汽探测方面有着良好的应用前景，尤其是 Raman 水汽探测激光雷达，由于技术要求相对较低，所以适合常规水汽观测业务应用。下文相关章节将对水汽探测激光雷达详细论述。

§2.3 大气温度激光雷达探测技术与发展动态

2.3.1 大气温度探测激光雷达

对应探测不同垂直高度上的温度分布廓线，激光雷达的种类众多，从探测原理上，基本可分为三大类：Rayleigh 激光雷达、Raman 激光雷达和差分激光雷达。不同激光雷达可以探测大气不同高度上的温度分布廓线。如图 2.9 所示，从底层到高层可分为：(1) 差分吸收激光雷达；(2) 纯转动 Raman 激光雷达及高光谱分辨激光雷达(HSRL)；(3) 振动 Raman 激光雷达；(4) Rayleigh 散射激光雷达；(5) 金属层共振散射激光雷达。

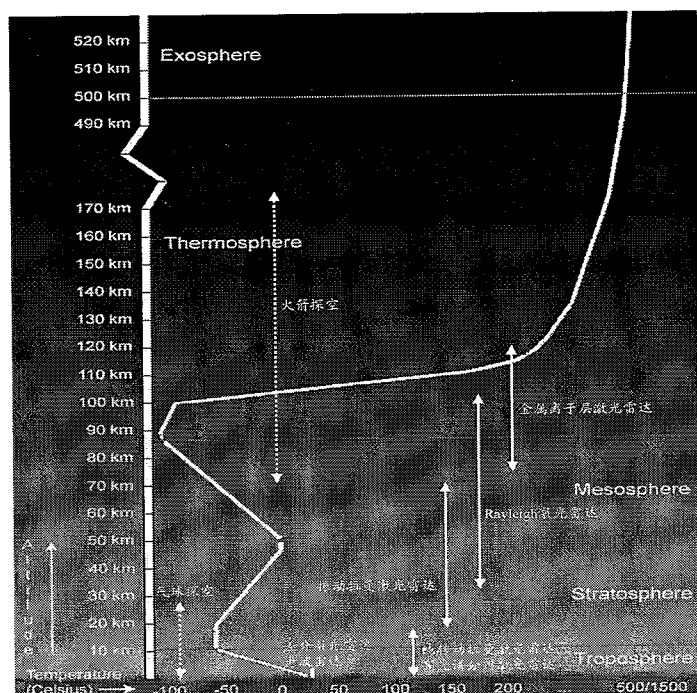


图 2.9 各种大气温度探测手段探测区间

(1) 差分吸收激光雷达

一般用于水平或边界层以下探测, 大气分子转动吸收谱线的吸收截面不仅与转动量子数有关, 还与大气温度有关。常以 O_2 为利用对象, 通过选择合适的双波长差分计算出大气温度廓线。虽然该方法的探测精度可以达到 $1K^{[20]}$, 但由于大气中气体的浓度并不稳定 (这里指的是绝对浓度, 而非混合比), 尤其是气体浓度随高度有着明显的变化, 故这种激光雷达垂直探测能力有限, 目前国内外尚未见较高垂直探测高度的报道。

(2) 纯转动 Raman 激光雷达

常用波长有 $532nm$ 和 $355nm$, 主要用于对流层温度的探测, 利用 N_2 或 O_2 分子的转动 Raman 散射谱线强度与大气温度的依赖关系反演大气温度, 本文第三章对其进行了详细原理论述。这种激光雷达优点在于抑制了弹性散射信号, 避免了对流层气溶胶的干扰, 但由于弹性散射波长与 Raman 散射波长相近, 这种激光雷达对分光系统的分辨能力和抑制比要求较高。又因为这种激光雷达的分光系统具有高分辨特性, 所以同时要求激光光源频率稳定。目前, 国内外这种激光雷达的分光系统主要有纯滤光片结构^[93,94]和双光栅结构^[50]两种。对于对流层温度的白天探测一般采用 F-P 标准具与滤光片或与双光栅相结合的方法^[95,96], 且需要

采用种子注入窄线宽稳频激光器, 也有文献报道采用 KrF 激光器, 利用日盲区在白天探测对流层温度^[97]。理论上, 纯转动 Raman 激光雷达探测距离可从地面到 20km 以上乃至更高的垂直距离, 但实际中由于高层气溶胶含量极少, 无须考虑气溶胶的影响, 同时高层 Raman 回波信号强度很弱, 而纯转动 Raman 激光雷达分光系统又相对于 Rayleigh 散射测温激光雷达要复杂, 其总透过率也相对低很多, 所以纯转动 Raman 激光雷达一般不用于探测高层大气温度。

(3) 高光谱分辨激光雷达 (HSRL)

常用 532nm 和 355nm 作为激发波长。高光谱分辨激光雷达利用瑞利散射的多普勒展宽和温度的关系反演大气温度。气体分子的瑞利散射光谱可以简化为高斯模型^[98,99]:

$$R_m(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D} \left(\frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D} \right] \quad (2.11)$$

式中 $\Delta\nu_D$ 为瑞利散射光谱半高宽^[99,100]:

$$\Delta\nu_D = \nu_0 \left(\frac{32kT \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

ν_0 为中心频率, T 为大气温度, m 为分子量。高光谱分辨激光雷达需将气溶胶 Mie 散射与 Rayleigh 散射分离开来, 一般采用 F-P 标准具或原子分子滤波器, 后者最常用的是碘分子吸收滤波器, 其优点在于常用的 Nd:YAG 固体激光器倍频波长 532nm 位于碘分子的吸收线附近, 且分子或原子滤波器对入射角度无要求, 调节简单, 碘分子吸收器的工作温度要求 60°C~80°C, 可采用温控设备, 但一般高光谱分辨激光雷达精度有限。

(4) Rayleigh 散射激光雷达

常用激发波长 532nm, 一般可有效探测 30km~90km 高度大气层温度, Hauchecorne 和 Chanin 首次利用该方法通过激光雷达探测获得 30~75km 高度温度分布廓线^[101]。Rayleigh 散射激光雷达主要探测原理是: 30km 以上高层气溶胶含量非常少, 大气激光散射被认为仅仅来自大气分子的 Rayleigh 散射, 此高度上气溶胶的 Mie 散射信号可以忽略。然后通过选择某一高度上的参考点 z_0 , 假

设已知其大气密度 $\rho(z_0)$ 和大气温度 $T(z_c)$ 作为参考值，由瑞利散射回波信号可以获得不同高度处的大气分子密度^[60]：

$$\rho(z) = \frac{P(z) \times z^2}{P(z_c) \times z_c^2} \times \rho(z_c) \times 2Q|_{z_c}^z \quad (2.13)$$

式中 $P(z)$ 和 $P(z_c)$ 分别表示 z 与 z_c 高度上的大气回波信号强度。 $Q|_{z_c}^z$ 表示高度 z_0 到 z 的大气透过率。再结合理想气体状态方程和静力学方程可推知大气温度的表达式^[102,103]：

$$T(z) = \frac{T(z_c)\rho(z_c) + \frac{M}{R} \int_{z_c}^z g(z')\rho(z')dz'}{\rho(z)} \quad (2.14)$$

式中 M 为分子摩尔质量， R 为普适气体常数， $g(z')$ 为高度 z' 处的重力加速度。

其递推关系式可表示为：

$$T(z_{i+1}) = \frac{\rho(z_i)}{\rho(z_{i+1})} T(z_i) + \frac{Mg((z_i + z_{i+1})/2)}{k} (z_{i+1} - z_i) \frac{(\rho(z_i)/\rho(z_{i+1})) - 1}{\ln(\rho(z_i)/\rho(z_{i+1}))} \quad (2.15)$$

也可以以大气压力某高度上 S_c 作为已知参考值，可推导另一种表达式^[101,103]：

$$\begin{cases} T(z_i) = \frac{Mg\Delta z}{R \left[\ln(S(z_i - \frac{\Delta z}{2})) - \ln(S(z_i + \frac{\Delta z}{2})) \right]} \\ S(z_i - \frac{\Delta z}{2}) = S(z_i + \frac{\Delta z}{2}) + N(z_i)g(z_i)\Delta z \\ S(z_i + \frac{\Delta z}{2}) = S_c + \sum_{j=i+1}^n N(z_j)g(z_j)\Delta z \end{cases} \quad (2.16)$$

式中 S 表示大气压力。Rayleigh 激光雷达的缺点在于要选择参考点，所以 Rayleigh 激光雷达探测大气温度除受信号本身信噪比的影响外还受参考点温度和气压的不确定性影响。

(5) 振动 Raman 激光雷达

常用 532nm, 355nm 和 308nm 为激发波长。采用 N_2 分子振动 Raman 散射回波反演大气密度分布廓线, 然后与 Rayleigh 散射激光雷达类似, 结合理想气体状态方程和静力学方程可推知大气温度。振动 Raman 测温激光雷达方程可表示为:

$$P(\lambda_{N_2}, z) = C \frac{N_{N_2}(z) \beta_{N_2}(z) \times G(z)}{z^2} \exp \left\{ - \int_0^z \sum_{\substack{i=m, aer, O_3 \\ j=\lambda_0, \lambda}} a_i(j, z') dz' \right\} \quad (2.17)$$

式中, C 为激光雷达系统常数, $N_{N_2}(z)$ 为 N_2 分子浓度, $P(\lambda_{N_2}, z)$ 为 N_2 分子振动 Raman 回波信号强度, $\beta_{N_2}(z)$ 为 N_2 分子振动 Raman 后向散射系数, $G(z)$ 为激光雷达几何重叠因子, $a_i(j, z')$ 为大气消光系数, 下标 m 、 aer 和 O_3 分别代表分子、气溶胶和臭氧。 N_2 分子体积混合比在大气中可认为是常数, 通过选择 z_c 处大气分子密度为参考值, 可得到其它高度上的大气分子数密度:

$$\rho(z) = \frac{P(\lambda_{N_2}, z) \times z^2}{P(\lambda_{N_2}, z_0) \times z_0^2} \rho(z_0) \exp \left\{ - \int_{z_0}^z \sum_{\substack{i=m, aer, O_3 \\ j=\lambda_0, \lambda}} a_i(j, z') dz' \right\} \quad (2.18)$$

振动 Raman 激光雷达散射项回避了气溶胶弹性散射的影响, 但消光项仍然含有气溶胶消光作用。由于振动 Raman 激光雷达在一定程度上减少了气溶胶的影响, 目前振动 Raman 激光雷达的有效探测高度可低于 Rayleigh 散射激光雷达, 可达 20km 或更低^[60]。

(6) 金属层共振散射激光雷达

探测高度局限于金属层, 利用金属原子 (主要是 Na 原子) 的共振散射的多普勒展宽反演金属层温度分布廓线, Na 原子多普勒展宽共振散射谱如图 2.10 所示^[20], 分光系统常采用 Na 原子滤波器^[51, 104, 105]。共振散射激光雷达探测高度范围约 75~120km。该种激光雷达对激光源线宽要求非常高, 目前国外这种用于 Na 层温度探测的激光雷达的激光器光源没有商品化, 需自行研制, 技术难度较大, 图 2.11 为 Bill 等人设计的这种激光雷达光源系统^[106]。

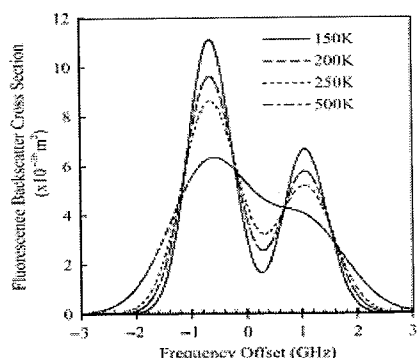
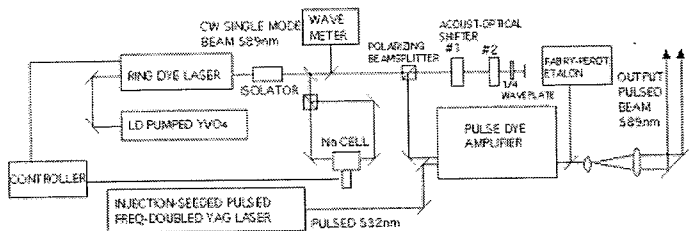


图 2.10 Na 原子多普勒展宽共振散射 图 2.11 Bill 等人设计的共振散射激光雷达光源系统



2.3.2 国外典型测温激光雷达

大气温度探测激光雷达虽然分为多种,但探测高度不同,所以综合型的温度探测激光雷达是整层大气温度廓线获取的重要技术发展趋势。2004 年报道的德国 Leibniz 大气研究所综合型测温激光雷达^[94],不仅集成了纯转动 Raman 激光雷达还包括 Rayleigh 散射激光雷达, Mie 散射激光雷达,共振散射激光雷达,其探测高度可从地面 1km 至 105km。该综合系统主要由命名为 RMR (Rayleigh/Mie/Raman) 的激光雷达和 Potassium (K) 激光雷达^[107,108]组成,共采用了 7 个望远镜。RMR 激光雷达采用种子注入单模 Nd:YAG 激光器作为光源, Potassium 激光雷达采用一种可调谐激光器,分光系统为 K 原子滤波器^[109]。该综合系统后继光路图如图 2.12 所示^[94], 0~25km 采用 532nm 纯转动 Raman 散射技术,以 1 个 $\Phi 500\text{mm}$ 口径望远镜接收信号,分光系统采用滤光片结构(中心波长分别为 529nm 和 530nm)。20~90km 分高低两层,采用 532nm Rayleigh 散射技术,低层又使用了 1 个 $\Phi 500\text{mm}$ 望远镜,高层使用了 4 个同样的望远镜接收信号,另外高层以 355nm Rayleigh 散射探测为补充,且在 20~32km 采用 N_2 Raman 通道修正气溶胶的影响,相当于振动 Raman 测温激光雷达。80~

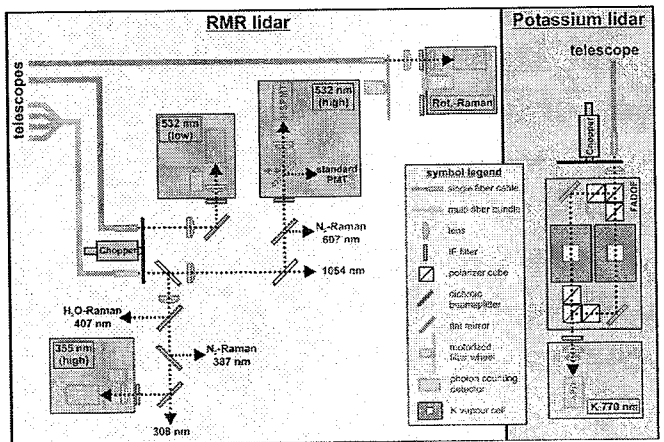


图 2.12 RMR 激光雷达和 Potassium 激光雷达后继光路

105km 利用 K-D1 共振线 (770nm) 的多普勒展宽反演温度廓线, 望远镜口径没有给出。图 2.13 给出了该综合系统的探测结果示例^[94]。

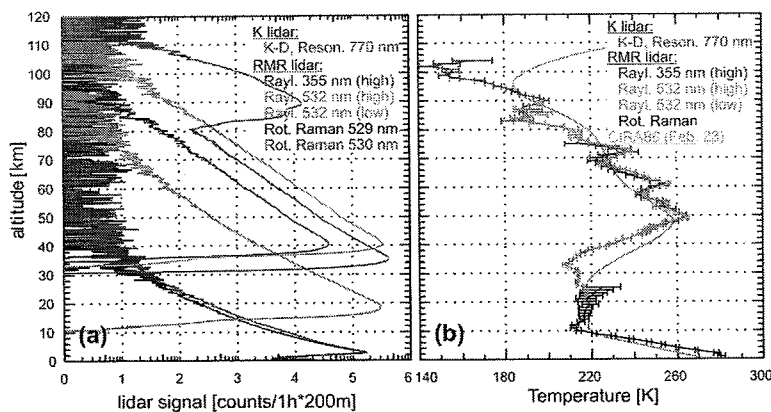


图 2.13 RMR 激光雷达和 Potassium 激光雷达实测信号及其探测的大气温度分布廓线

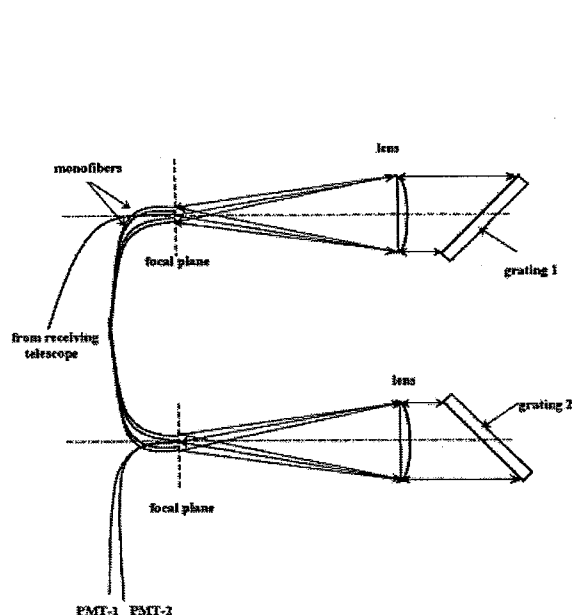


图 2.14 Albert Ansmann 等人设计的纯转动 Raman 激光雷达双光栅分光系统

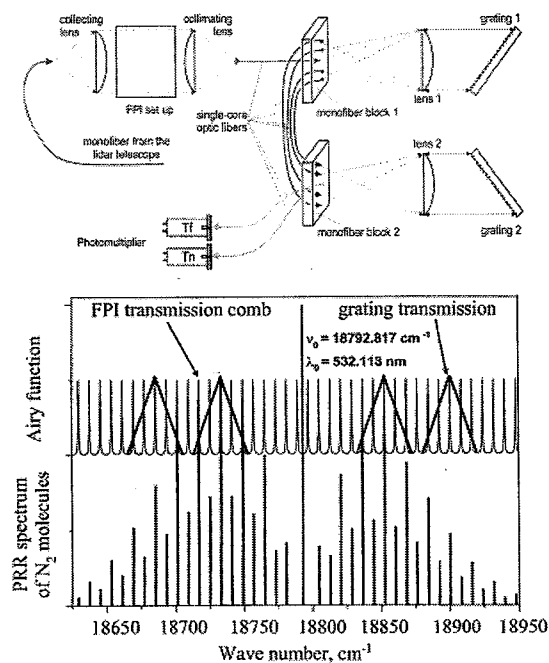


图 2.15 德国 Leibniz 对流层大气研究所纯转动 Raman 激光雷达分光系统及光谱滤波原理图

由于气溶胶的影响, 对流层温度探测难度较大, 但精度要求却很高。总体上看, 国内外对流层大气温度探测激光雷达研究相对较多。俄罗斯大气光学研究所 Albert Ansmann 等人设计了一种双光栅分光系统用于纯转动 Raman 激光雷达探

测对流层温度^[50]，如图 2.14 所示，其激光雷达采用的激发波长为 532nm。这种分光系统设计由于其高光谱分辨的优点，被后继的很多纯转动 Raman 激光雷达所使用，本文所研究的对流层纯转动 Raman 激光雷达系统也采用了这一经典结构，下文有关章节将做详细论述。

德国 Leibniz 对流层大气研究所 Ulla Wandinger 等^[95,96]研究的纯转动 Raman 散射激光雷达在采用双光栅结构基础上在前端加设 Fabry-Perot 干涉仪 (FPI) 以过滤白天背景大气辐射，使得该系统可在白天探测对流层温度廓线，如图 2.15。

§2.4 大气水汽激光雷达探测技术与发展动态

水汽的激光雷达探测，主要分为差分吸收激光雷达 (DIAL) 和 Raman 激光雷达。

2.4.1 水汽差分吸收激光雷达

水汽差分吸收雷达选用的发射波长一般在近红外 730nm, 820nm 和 930nm 附近，其优点是在这波段其它气体的吸收干扰较小，且激光光源易获得，同时易于匹配灵敏的光电探测器。图 2.16 给出了标准大气条件下，湿度在 80% 时 700~1200nm 波段的水汽吸收谱^[20]。

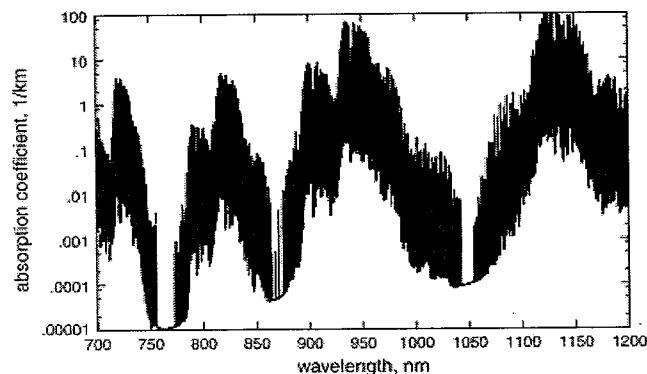


图 2.16 水汽 700~1200nm 波段的水汽吸收谱

水汽差分吸收激光雷达一般采用两个比邻波长同时发射或者交替发射，其一位位于强吸收线上的波长为 λ_{on} ，另一个位于弱吸收线的波长定义为 λ_{off} 。水汽含量可用两波长散射回波信号计算^[83]：

$$N(Z) = -\frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{d}{dz} \left[\ln \frac{P(\lambda_{on}, z)}{P(\lambda_{off}, z)} \right] + B - E_A - E_M \quad (2.19)$$

式中,

$$\Delta\sigma = \sigma(\lambda_{on}) - \sigma(\lambda_{off}) \quad (2.20)$$

$$B = \frac{1}{2\Delta\sigma} \frac{d}{dz} \left[\ln \frac{\beta(\lambda_{on}, z)}{\beta(\lambda_{off}, z)} \right] \quad (2.21)$$

$$E_A = \frac{1}{\Delta\sigma} [\alpha_A(\lambda_{on}, z) - \alpha_A(\lambda_{off}, z)] \quad (2.22)$$

$$E_M = \frac{1}{\Delta\sigma} [\alpha_M(\lambda_{on}, z) - \alpha_M(\lambda_{off}, z)] \quad (2.23)$$

P 为回波信号, σ 表示吸收截面, $\Delta\sigma$ 表示水汽对两波长的吸收截面差, β 为大气后向散射系数, 包含大气分子和气溶胶后向散射作用。 B 、 E_A 及 E_M 分别为大气后向散射作用项、大气气溶胶消光作用项及大气分子消光作用项。值得注意的是差分吸收激光雷达测得的水汽含量是绝对量——

表 2.4 水汽测量误差小于 3% 时对激光光源的参数要求

参数	要求量
线宽 / cm^{-1}	<0.013
频率稳定性 / cm^{-1}	<0.007
光谱纯度	>0.995

单位体积内的水汽分子摩尔数。从水汽的吸收谱可以看出水汽吸收带为线状, 线宽较窄, 故水汽差分吸收激光雷达要求激光光源频率稳定且窄线宽, 从而降低水汽测量误差, 所以光源的研制是水汽差分吸收激光雷达的一大技术难题。表 2.4 给出了水汽测量误差小于 3% 时, 对激光光源技术参数的要求^[20]。水汽分子的吸收截面积受温度、压力和分子数密度的影响, 对于水汽差分吸收激光雷达, 如果已知垂直温度廓线将对水汽的测量精度有很大的提高。不仅如此, 目前, 国际上对于水汽的吸收线强度尚没有定论的数据, 从 HITRAN 数据库^[110]和 ESA 数据库^[111]提供的数据最大差别可达 30%^[20]。水汽差分激光雷达的另一技术难题是光电探测系统和采集系统, 因为 >0.3% 的信号失真, 将对水汽的测量有着不容忽视的影响^[20]。

2.4.2 水汽 Raman 激光雷达

水汽 Raman 激光雷达是利用大气分子的 Raman 散射频移及散射强度获取分子信息，以大气中含量稳定的气体为参考，反演水汽的相对量，这一点不同于水汽差分激光雷达，后者反演的是水汽的绝对量。本文第七章将详细论述水汽 Raman 激光雷达的探测理论。

上个世界 60 年代初，D. A. Leonard 首次利用紫外氮分子激光器探测到大气中 N_2 和 O_2 的 Raman 回波信号^[112]，Raman 激光雷达由于其对激光光源的技术要求低，系统简单稳定等优点被广泛应用于探测大气成分，尤其是大气中水汽含量的探测。60 年代末，Melfi 等人^[113]率先使用 Q 开关红宝石激光器(694.3nm)倍频获得紫外波长 347.2nm（输出能量约 40mJ）及 16 英寸口径的牛顿式接收望远镜成功探测水汽从地面到 2km 高度分布廓线。随后各种紫外或可见光波段激光器被用于水汽、液态水或卷云的探测，包括 Nd:YAG 固体激光器倍频得到的 266nm、355nm 和 532nm 波段，准分子激光器 XeCl(308nm)、XeF(351nm)、KrF(248nm) 波段。

美国 NASA GSFC (Goddard Space Flight Center) 地基 SRL (Scanning Raman Lidar) 激光雷达始建于 1989 年^[114]，目前一直在不断改进和运行。初期选择 Lambda Physik LPX 240iCC XeF 准分子激光器 (351nm，发射功率 30W) 用于夜间探测水汽垂直廓线，白天选择 KrF 准分子激光器，利用日盲区探测低层水汽廓线。后期因参加 IHOP

(International H₂O Project)，该激光雷达系统做了进一步调整，采用了 30Hz 9W 输出的 Nd:YAG 固体激光器，配有大小两个望远镜，视场分别设为 0.3mrad 和 1.2mrad，分别接收高、低层的回波信号。该激光雷达系统设有氮气 Raman 通道、水汽 Raman 通道（滤光片带宽 0.25nm，可用于白天探测）、液态水/冰 Raman 通道、

表 2.5 SRL 系统配置参数

NASA GSFC Scanning Raman Lidar specifications for the IHOP field campaign		
Component	Description	Notes
Laser	Continuum custom long cavity Nd:YAG tripled; 30 Hz, 300 mJ pulse ⁻¹	Converted to closely emulate model 9030
Telescope (high altitude)	Starr Optical, Dall-Kirkham, 0.76 m, F8.2 horizontally mounted	Variable FOV, but nominally 0.3 mrad
Telescope (low altitude)	Custom Newtonian, 0.25 m, F2.5	1.2 mrad field of view; new for IHOP
Spectrum analyzer	Custom designed using Barr dichroic beam splitters and interference filters	
Measurement filter—Large telescope		
Rotational Raman [332(1.2 nm) ⁻¹]		New for IHOP
Rotational Raman [354(0.3 nm) ⁻¹]		New for IHOP
Rayleigh-Mie [354.7(0.3 nm) ⁻¹]		
Raman nitrogen [386.7(0.3 nm) ⁻¹]		
Raman liquidice water [403(6.0 nm) ⁻¹]		New for IHOP
Raman water vapor [407.6(0.25 nm) ⁻¹]		
	Now tilt tuned to center at 407.45 nm	
Measurement filter—Small telescope		
Rayleigh-Mie [354.7(0.3 nm) ⁻¹]	Fiber coupled	New for IHOP
Perpendicular polarization [354.7(0.3 nm) ⁻¹]	Direct coupled	New for IHOP
Parallel polarization [354.7(0.3 nm) ⁻¹]	Direct coupled	New for IHOP
Raman nitrogen [386.7(0.3 nm) ⁻¹]	Fiber coupled	New for IHOP
Raman liquidice water [403(6.0 nm) ⁻¹]	Fiber coupled	New for IHOP
Raman water vapor [407.6(0.25 nm) ⁻¹]	Now tilt tuned to center at 407.45 nm	New for IHOP
Scanning mirror	Starr Optical, 1.1 m × 0.8 m flat, 50-mm thickness	
Scan motor assembly	Custom twin-axis, belt-drive design with 22-bit shaft encoder	
PMTs	Hamamatsu R1924 (selected for high gain, high blue sensitivity and low dark counts) and R7400	
PMT housings	Products for research	
Data acquisition system	Local analog + photon counting transient recorders (7.5-m spatial resolution)	
Data acquisition computer	Personal computer running Windows 2000	

Rayleigh-Mie 通道、纯转动 Raman 通道（用于探测大气温度）等。表 2.5 给出了该雷达的系统配置^[115]。图 2.17 给出了系统的基本结构和图片及水汽含量探测时空演化图示例^[114]。

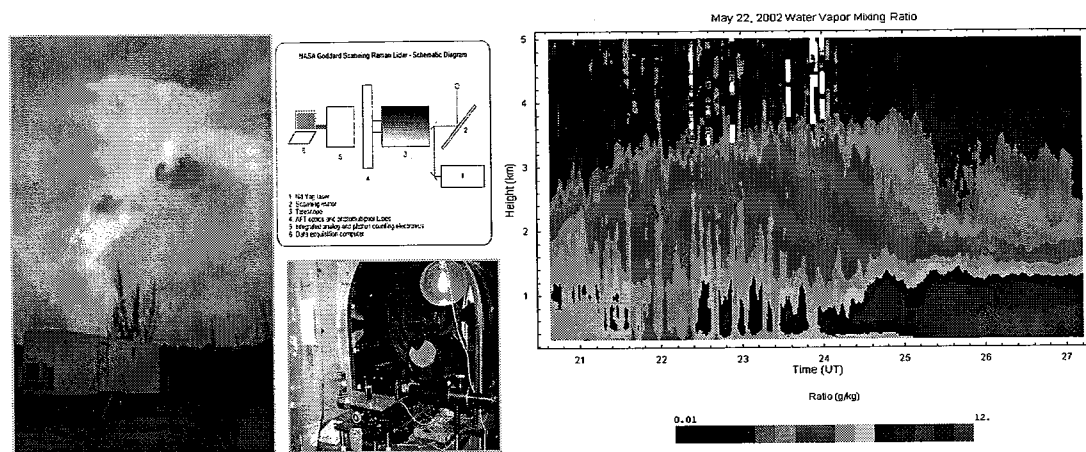


图 2.17 SRL 系统外观、基本机构、望远镜和扫描镜图片及水汽探测时空演化图示例

GSFC 同时开展了机载 Raman 激光雷达的探测研究^[114,116]，其发展的机载 Raman 雷达系统 RASL (Raman Airborne Spectroscopic Lidar) 系统参数如表 2.6 所示^[114]，该系统采用 355nm 激光光源，设有水汽 Raman (带宽 0.25nm)、液态水 Raman (带宽 6nm)、Mie-Rayleigh 散射 (带宽 0.3nm)、氮气 Raman (带宽 0.3nm)、氧气 Raman (带宽 0.3nm) 或二氧化碳 Raman (带宽 0.3nm) 通道，并设置了用于气溶胶和卷云探测的退偏振通道，图 2.18 为系统结构图^[116]。该系统水汽的探测结果与上述地基雷达 SRL 比对效果很好，如图 2.19 所示^[116]。

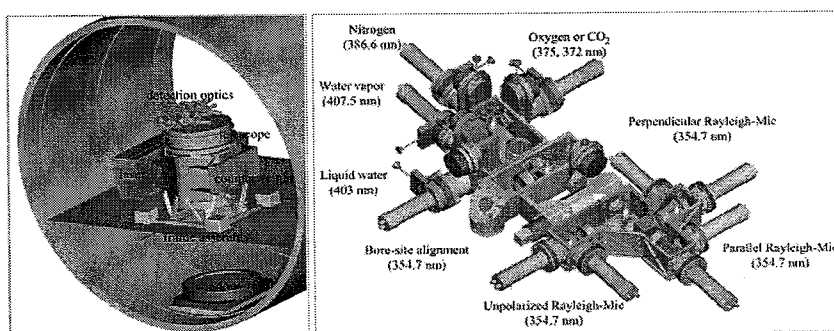


图 2.18 RASL 系统结构图. 左: 机舱内系统架构; 右: 分光系统结构

表 2.6 RASL 系统参数

Laser	Continuum 9050Nd:YAG (355nm), 350 mJ/pulse, 50 Hz
Telescope	Custom 24" athermal, manufactured by DFM Engineering
Data acquisition	250 Mhz photon counting and 20 Mhz analog detection
Range resolution	7.5 meter
Measurements Molecule /Wavelength(nm) /Bandpass (nm)	water vapor/407.5/0.25
	liquid water/403.2/6.0
	nitrogen/386.7/0.3
	oxygen/375/0.3 or CO ₂ /371.6/0.3
	elastic unpolarized/354.7/0.3
	elastic parallel polarized/354.7/0.3
	elastic perpendicular polarized/354.7/0.3
Detectors	Hamamatsu R1924 (Raman) and R7400 (aerosol) PMTs
Field of View	0.25 mrad

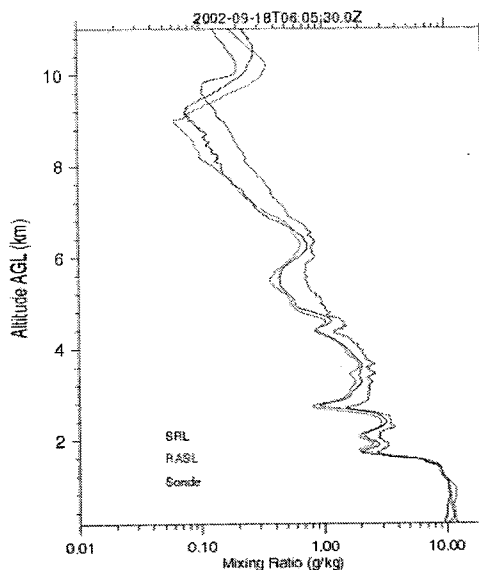


图 2.19 机载 RASL 系统与地基 SRL 系统以及气球探空水汽探测对比

正是由于水汽 Raman 雷达的对光源要求不高, 技术相对成熟、探测效果理想等优点, 非常适合产品化。近年, 希腊的 Raymetrics 公司推出 Raman 激光雷达 LR 系列产品, 其利用 Nd:YAG 激光器倍频获得 532nm 和 355nm 探测波长, 可用于探测水汽和气溶胶。印度 HOLMARC 公司推出了小型化的紫外 Raman 激光雷达产品, 其采用 354.7nm 发射波长, 可以探测水汽、气溶胶, 并可根据客户需要增加纯转动 Raman 通道以探测对流层大气温度。我国的水汽 Raman 激光雷达的研究也正在积极开展, 目前开展该领域工作较多是中科院安徽光学精密机械研究所, 如其研制的 Raman-Mie 激光雷达^[7], L625 激光雷达^[117], 车载激光雷达均可对水汽进行探测^[118]。近年, 西安理工大学, 中国科学技术大学也相继开展了这方面的研究。总的来说, 我国的水汽 Raman 激光雷达研究起步较晚, 基本停留在实验室研究阶段, 许多关键器件如滤光片、激光器和光电探测器等依赖于进口, 水汽 Raman 激光雷达成为气象、环保等有关部门常规的水汽业务测量手段还有相当长的路要走。

第二篇 对流层纯转动 Raman 激光雷达系统研究

第三章 纯转动 Raman 激光雷达探测理论研究

§3.1 N₂ 与 O₂ 纯转动 Raman 谱线散射强度计算

气体分子的纯转动 Raman 后向散射强度与温度密切相关, 纯转动 Raman 激光雷达即是利用 N₂ 和 O₂ 的这种性质来反演大气温度。

激光雷达通过激光激发大气中 N₂ 和 O₂ 分子产生纯转动拉曼散射 (Pure rotational-Raman Scattering), 谱线后向散射强度均可表示为:

$$I(J, T) = I_0 \frac{A\gamma^2 v_J^4 g_l(J) N_0 B_0 h c (2J+1) |H_{J,J'}^J|^2}{(2I_l + 1)^2 kT} \exp \left\{ -\frac{B_0 h c J(J+1)}{kT} \left[1 - \frac{D_0}{B_0} J(J+1) \right] \right\} \quad (3.1)$$

其中 I_0 表示激发光强度, A 为常数, γ 为分子偏振强度的各向异性参量, $g_l(J)$ 为核自旋统计权重, N_0 是基态分子数密度, B_0 为分子转动常量, h 为普朗克常量, c 为真空中光速, k 为波尔兹曼常数, D_0 为离心畸变常数, T 表示温度, v_J 是第 J 级谱线的波数。

对于斯托克斯 (Stokes) 谱线:

$$v_J = v_0 - [(4B_0 - 6D_0)(J + \frac{3}{2}) - 8D_0(J + \frac{3}{2})^3], \quad J = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.2)$$

式中 v_0 为激发光波数, 对应激发波长 λ_0 。

对于反斯托克斯 (anti-Stokes) 谱线:

$$v_J = v_0 + [(4B_0 - 6D_0)(J - \frac{1}{2}) - 8D_0(J - \frac{1}{2})^3], \quad J = 2, 3, 4, \dots \quad (3.3)$$

$|H_{J,J'}^J|^2$ 是转动跃迁的平方矩阵。

对于 Stokes 谱线:

$$(2J+1) |H_{J,J'}^J|^2 = \frac{3}{2} \frac{(J+1)(J+2)}{2J+3}, \quad J = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.4)$$

对于 anti-Stokes 谱线：

$$(2J+1)|H_{J'}^J|^2 = \frac{3(J-1)J}{2(2J-1)}, \quad J=2,3,4,\dots \quad (3.5)$$

这里值得注意的是部分文献[119,120]等将式 (3.2) 和式 (3.3) 表示成：

$$\nu_j = \nu_0 \pm [(4B_0 - 6D_0)(j + \frac{3}{2}) - 8D_0(j + \frac{3}{2})^3], \quad j=0,1,2,3,\dots, \quad (3.6)$$

此时，式 (3.1) ~ 式 (3.5) 须以 $j=J$ (Stokes)， $j=J-2$ (anti-Stokes) 代入表示。

表 3.1 N₂ 和 O₂ 纯转动 Raman 散射谱相关参数值

分子类别		N ₂	O ₂
分子转动常量 B_0/cm^{-1}		1.989500	1.437682
离心畸变常数 D_0/cm^{-1}		5.48×10^{-6}	4.85×10^{-6}
核自旋统计权重 $g_i(J)$	J 为偶数	6	0
	J 为奇数	3	1
核自旋量子数 I_i		1	0
$\gamma^2/10^{-48}\text{cm}^6$		0.509	1.27

由式 (3.1) ~ 式 (3.5) 和表 3.1 中的参数值^[121,122]，可计算得到不同温度下大气中 N₂ 分子受激纯转动 Raman 后向散射谱线。图 3.1 是 N₂ 和 O₂ 分子受 532nm 激光激发，在不同温度下的纯转动 Raman 后向散射谱线。从图中可以看出 N₂ 分子与 O₂ 分子单根谱线散射强度相当，但 N₂ 谱线相对较密，又因为大气中 N₂ 含量大于 O₂，所以对于纯转动 Raman 散射激光雷达，多谱线反演温度时主要以 N₂ 谱线作为分光的参考标准，而对于单谱线反演温度，也一般选择 N₂ 纯转动 Raman 谱线。

从式 (3.1) 可以看出，激发光频率越高，N₂ 和 O₂ 纯转动 Raman 散射谱越强。由式 (3.6) 可知，谱线间的频率间隔不随激发频率改变，但波长间隔则会随着激发光频率增大而减小，N₂ 分子在不同激发波长作用下的纯转动 Raman 谱如图 3.2 所示。对于纯转动 Raman 激光雷达，采用较短的激发波长虽然能获得较

高的信号强度,但对激光雷达分光系统的色分辨能力提出了更高的要求。

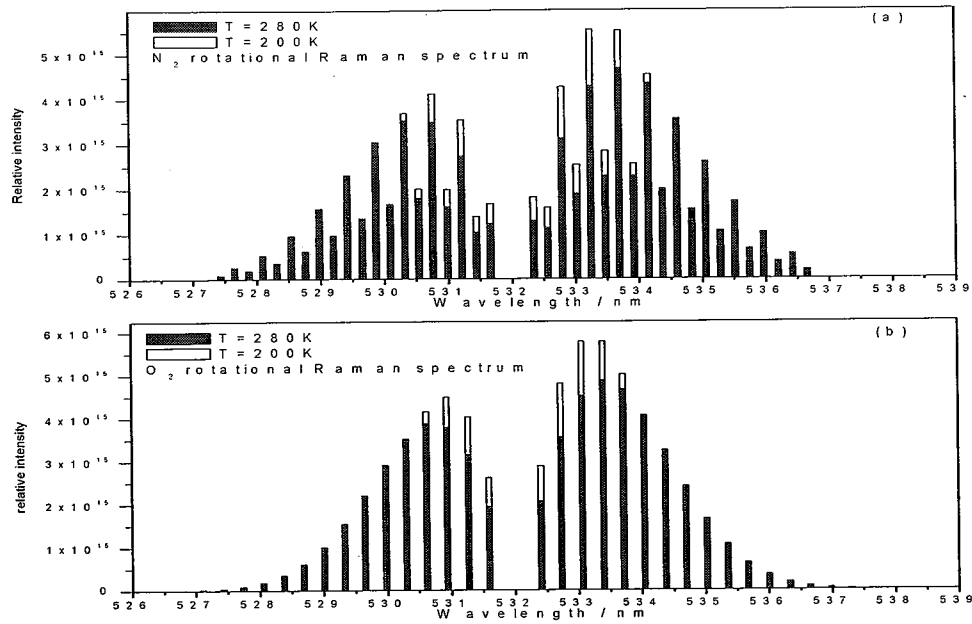


图 3.1 (a) N_2 分子在 532nm 波长的激发下温度为 200K 和 280K 的纯转动 Raman 后向散射谱线;(b) O_2 分子在 532 nm 波长的激发下温度为 200K 和 280K 的纯转动 Raman 后向散射谱线

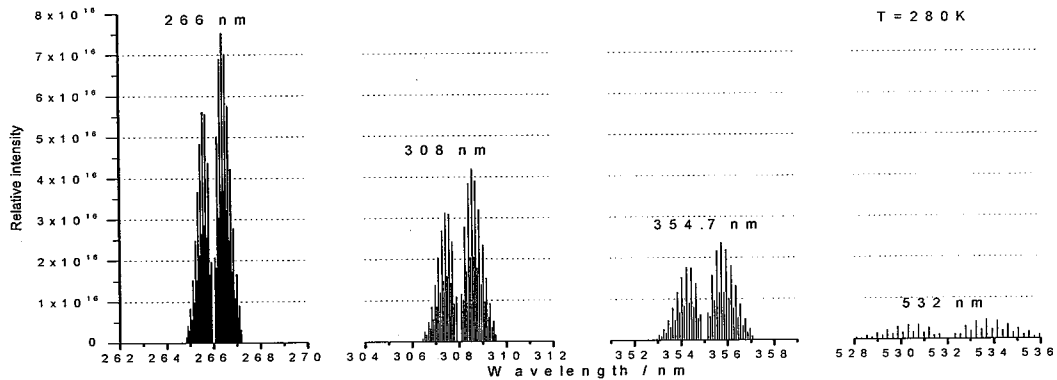


图 3.2 N_2 分子在不同激发波长作用下的纯转动 Raman 后向散射谱 (温度均为 280K)

§3.2 N_2 单谱线反演温度理论研究

如前面所述,单谱线反演温度一般选用 N_2 的纯转动 Raman 回波信号,这里值得注意的是本文所指的单谱线反演温度是指激光雷达分光系统可分离出多根单谱线的回波信号反演温度(一般指高阶和低阶两根),而非仅由一根谱线的回波信号反演。由激光雷达方程可推导 N_2 单谱线的激光雷达回波方程:

$$P_J(R) = C_J \frac{N(R)G(R)I(J,T)}{R^2} \exp\left(-\int_0^R [\alpha(\lambda_0, R) + \alpha(\lambda_J, R)]dR\right) \quad (3.7)$$

式中 C_J 为雷达常数, $N(R)$ 为大气分子数密度, $P_J(R)$ 表示第 J 级谱线的回波强度, $G(R)$ 表示几何重叠因子, R 表示距离或高度, $I(J, R)$ 为第 J 级谱线后向散射强度, $\alpha(\lambda_0, R)$ 表示大气对激发波长 λ_0 的大气消光系数, $\alpha(\lambda_J, R)$ 表示大气对第 J 级转动 Raman 后向散射波长 λ_J 的大气消光系数, 两消光系数均包含大气分子的消光作用和气溶胶的消光作用。取低阶谱线回波信号 $P_{J_{low}}(R)$ 和高阶谱线回波信号 $P_{J_{high}}(R)$ 的比值可得:

$$\frac{P_{J_{low}}(R)}{P_{J_{high}}(R)} = \frac{C_{J_{low}} G_{J_{low}}(R) I(J_{low}, T)}{C_{J_{high}} G_{J_{high}}(R) I(J_{high}, T)} \frac{\exp\left(-\int_0^R [\alpha(\lambda_0, R) + \alpha(\lambda_{J_{low}}, R)]dR\right)}{\exp\left(-\int_0^R [\alpha(\lambda_0, R) + \alpha(\lambda_{J_{high}}, R)]dR\right)} \quad (3.8)$$

如果不考虑激光雷达望远镜接收系统的色差, 可认为几何重叠因子 $G_{J_{low}}(R) = G_{J_{high}}(R)$, 同时纯转动 Raman 散射高低阶谱线波长相距很近, 即 $\lambda_{J_{low}} \approx \lambda_{J_{high}}$, 如果认为大气对高低阶谱线的消光作用近似相等, 即 $\alpha(\lambda_{J_{low}}, R) \approx \alpha(\lambda_{J_{high}}, R)$, 则式 (3.8) 可写成:

$$\frac{P_{J_{low}}(R)}{P_{J_{high}}(R)} = \frac{C_{J_{low}} I(J_{low}, T)}{C_{J_{high}} I(J_{high}, T)} = E \times \exp\left(\frac{a}{T}\right) \quad (3.9)$$

式中 E 和 a 为常数, 与温度无关, 可推导出:

$$\left\{ \begin{aligned} E &= \frac{C_{J_{low}} I_0 A \gamma^2 v_{J_{low}}^4 g_I(J_{low}) N_0 \frac{Bhc}{(2I_i+1)^2 k} (2J_{low}+1) |H_{J_{low}}^{J_{low}}|^2}{C_{J_{high}} I_0 A \gamma^2 v_{J_{high}}^4 g_I(J_{high}) N_0 \frac{Bhc}{(2I_i+1)^2 k} (2J_{high}+1) |H_{J_{high}}^{J_{high}}|^2} \\ a &= \frac{Bhc}{k} \left\{ J_{high}(J_{high}+1) \left[1 - \frac{D}{B} J_{high}(J_{high}+1) \right] - J_{low}(J_{low}+1) \left[1 - \frac{D}{B} J_{low}(J_{low}+1) \right] \right\} \end{aligned} \right. \quad (3.10)$$

由式 (4.9) 可得到温度的反演公式:

$$T = \frac{a}{\ln \frac{P_{J_{low}}}{P_{J_{high}}} - b} \quad (3.11)$$

式中 $b = \ln E$ ，为常数。值得注意的是式 (3.11) 由式 (3.8) 精确推导，而非近似表达式。

对于利用 N_2 单谱线反演大气温度，理论上式 (3.11) 中的常数 a 可以根据式 (3.10) 直接计算得出，如果已知激光雷达对高阶和低价的雷达常数比 $C_{J_{low}}/C_{J_{high}}$ (主要与激光雷达对高阶和低价信号光学透过效率比和光电探测效率比有关)，则常数 b 也可计算得到。但通常常数 a 和 b 须定标获得，称为定标常数。

§3.3 N_2 纯转动 Raman 谱线随温度敏感性分析

N_2 分子纯转动 Raman 谱线强度在高阶随着 J 值的增大逐渐减小，故考虑到信号的强度，不宜选择 J 值非常大的谱线反演温度。 N_2 分子的纯转动 Raman 谱线强度随温度变化的敏感度各不相同，谱线强度随温度变化越大，即表示对温度敏感度越强，谱线强度随温度变化越小，即表示对温度的敏感度越低。

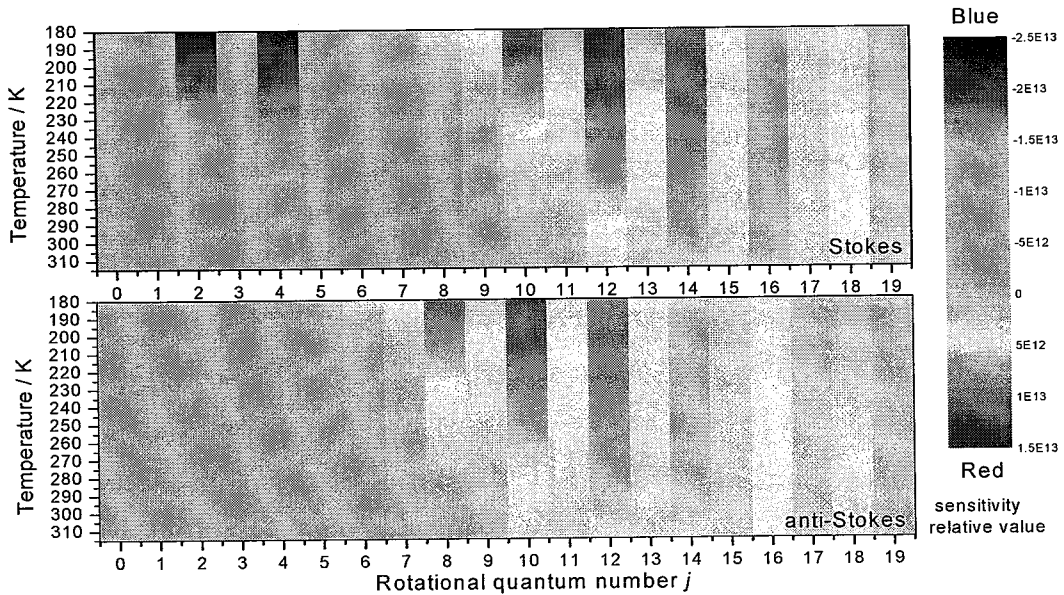


图 3.3 532nm 波长激发下， N_2 分子 Stokes 和 anti-Stokes $j=0\sim 19$ 的 40 条谱线在温度 180K-315K 区间内的温度敏感度

本文纯转动 Raman 激光雷达主要用于对流层温度的探测，一般对流层任何位置温度总在约 180K 至 315K 之间，故本文计算了在 532nm 波长激发下， N_2

分子 Stokes 和 anti-Stokes 纯转动 Raman 后向散射谱中, $j=0\sim 19$ 的 40 条谱线强度在该温度区间内的温度敏感度 (为了表述方便, 这里的谱线级数采用式 (3.6) 中的表示方式 “ j ”), 如图 3.3。 j 级谱线敏感度可量化定义为:

$$\delta I = \frac{I(j, T + \Delta T) - I(j, T)}{\Delta T} \quad (3.12)$$

即在温度为 T 附近时, 谱线强度随温度的递增率。图 3.3 纵坐标表示温度, 横坐标为谱线级数 j 。蓝色 (Blue) 方向表示谱线强度随温度的增加而递减, 即负相关; 红色 (Red) 方向表示谱线后向散射强度随温度的增加而递增, 即正相关。在温度 200K-315K 区间内, N_2 分子 Stokes 和 anti-Stokes 转动 Raman 后向散射谱线强度对温度的敏感度有以下特征:

- (1) 各 j 级谱线强度对温度的敏感度各不相同, 低阶谱线强度与温度负相关, 高阶谱线强度与温度正相关。
- (2) 在不同的温度下, 谱线强度对温度的敏感度不相同, 高温时大多数谱线强度对温度敏感度较低, 低温时大多数谱线强度对温度的敏感度较高。
- (3) 低阶谱线中, $j=2, 4, 6$ 的谱线强度对温度的敏感度较高。在高阶谱线中, $j=10, 12, 14, 16$ 谱线强度对温度的敏感度较高。
- (4) 不同的温度下, 谱线强度对温度的敏感度会发生相对变化, 如对于高阶 Stokes 谱线, 温度 $T=190K$ 时, $j=12$ 的谱线对温度敏感度最强, 而当 $T=310K$ 时, 则 $j=16$ 的谱线对温度的敏感度最强, 如图 3.4。

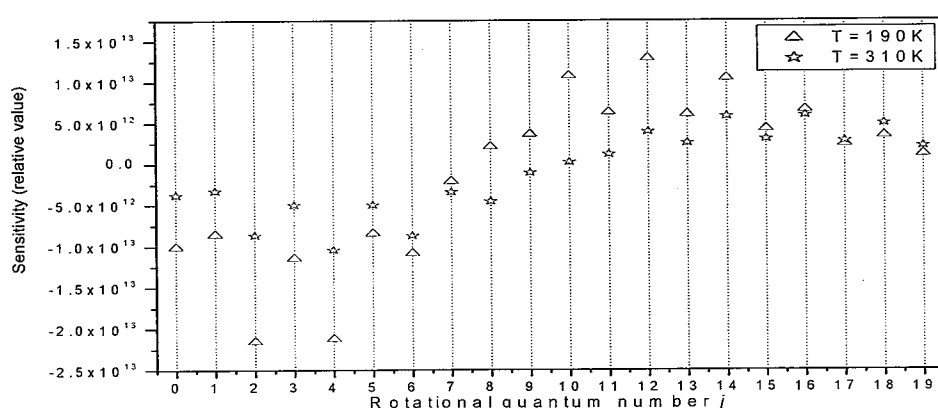


图 3.4 532nm 激发 N_2 分子 Stokes 谱线在温度 $T=190K$ 和 $310K$ 时对温度的敏感度

- (5) 纯转动 Raman 后向散射谱线强度对温度的敏感度上述特征与激发波长无关 (从式 (3.1) 不难看出)。式 (3.12) 定义的敏感度的值是一个与谱线强度

成正比的绝对量。

从图 3.3 可以看出, 对于采用 N_2 分子 Stokes 单谱线信号反演温度, 可选择 $j=4$ 和 $j=12$ 的谱线; 对于采用 N_2 分子 anti-Stokes 单谱线信号反演温度, 则可采用 $j=2$ 和 $j=12$ 的谱线; 但由于 j 值太低时, 其谱线波长和弹性散射波长相距较近, 对分光系统要求高, 所以常选择 N_2 分子 Stokes 或 anti-Stokes 的 $j=6$ 和 $j=12$ 谱线反演大气温度。由式 (3.11) 可计算 532nm 激发时, 以上等各种谱线配对反演温度时的定标常数 a 和 b (计算 b 时, 假定两通道激光雷达常数相等 $C_{J_{low}} = C_{J_{high}}$), 如表 3.2 所示。

表 3.2 各种谱线配对反演温度时的定标常数 a 和 b

配对谱线	定标常数			
	anti-Stokes		Stokes	
	a	$b/(C_{J_{low}}/C_{J_{high}})$	a	$b/(C_{J_{low}}/C_{J_{high}})$
$j=2, j=12$	543.9187	-0.0169	429.4899	-1.3522
$j=4, j=12$	480.9094	-0.0135	389.3892	-0.8913
$j=6, j=12$	395.0001	-0.0101	326.3800	-0.5807
$j=2, j=14$	721.2846	-0.0202	584.0194	-1.4873
$j=4, j=14$	658.2754	-0.0168	543.9187	-1.0264
$j=6, j=14$	572.3661	-0.0135	480.9094	-0.7158

§3.4 多谱线反演大气温度理论

由于单谱线反演大气温度要求将 N_2 转动谱线相互分离, 且同时要与 O_2 的转动谱线分离, 故要求激光雷达激光光源具有极窄的线宽, 且要求分光系统具有极高的色分辨率。这种纯转动 Raman 激光雷达研制费用很高。一般的纯转动 Raman 激光雷达采用多谱线反演大气温度, 即同时混合接收多条 N_2 和 O_2 的低阶谱线与多条高阶谱线反演温度。其激光雷达方程可以表示为:

$$P(R) = \frac{G(R)}{R^2} N(R) \sum_{i=N_2, O_2} \sum_{J_i} C_{J_i} I(J_i, T) \exp\left(-\int_0^R [\alpha(\lambda_0, R) + \alpha(\lambda_{J_i}, R)] dR\right) \quad (3.13)$$

由于转动谱线及激发波长相近,可认为大气对高低阶谱线及激发波长的消光作用相同,即 $\alpha(\lambda_{J_{low}(s)}, R) \approx \alpha(\lambda_{J_{high}(s)}, R) \approx \alpha(\lambda_0, R)$, 上式可进一步表示为:

$$P(R) = \frac{G(R)}{R^2} N(R) \exp\left(-\int_0^R 2\alpha(\lambda_0, R) dR\right) \sum_{i=N_2, O_2} \sum_{J_i} C_{J_i} I(J_i, T) \quad (3.14)$$

这里定义多条低阶谱线强度与多条高阶谱线强度之比 Q :

$$Q = \frac{P_{low(s)}}{P_{high(s)}} \quad (3.15)$$

联合式 (3.1), 式 (3.14) 和式 (3.15) 可得温度的近似计算公式:

$$T = \frac{a}{\ln Q - b} \quad (3.16)$$

式中 a , b 为定标常数。值得注意的是, 对于多谱线温度反演公式 (3.16) 仅仅是近似拟合公式, 不同于单谱线反演温度公式 (式 (3.11)), 后者可以直接推导而得。

多谱线反演温度公式还可近似表示为^[20,123]:

$$T = \frac{a}{\ln Q - b} + c\left(\frac{a}{\ln Q - b}\right)^2 + d \quad (3.17)$$

或由 $Q = \exp\left(\frac{a}{T^2} + \frac{b}{T} + c\right)$ 解得^[20]:

$$T = \frac{-2a}{b \pm \sqrt{b^2 - 4a(c - \ln Q)}} \quad (3.18)$$

式 (3.16) ~ 式 (3.18) 的反演误差如图 3.5^[20]。图中前三项分别是以线性、一次和二次多项式拟合 Q 值获得的温度结果的误差。

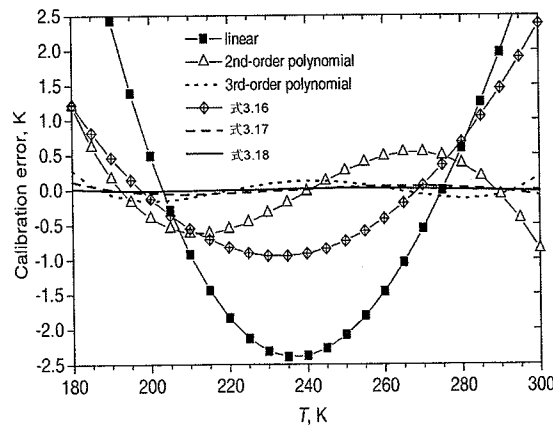


图 3.5 各种近似公式带来的温度反演误差

本章小结:

- ① 计算了 N_2 分子和 O_2 分子受激光激发不同温度下的纯转动 Raman 后向散射相对强度。 N_2 和 O_2 的纯转动 Raman 后向散射强度与激发波长四次方成反比。 N_2 纯转动 Raman 后向散射谱线密于 O_2 ，两者谱线强度相当。由于大气中 N_2 含量较高，所以常选用 N_2 转动 Raman 谱线作为纯转动 Raman 激光雷达温度反演的主要谱线。
- ② 推导了 N_2 单谱线反演温度公式。分析了 N_2 纯转动 Raman 后向散射谱线强度随温度变化的敏感度。在不同的温度下和不同谱线情况下，敏感度皆不相同。依据敏感度特征，给出了 N_2 单谱线反演温度的谱线配对，同时计算了定标常数理论值。
- ③ 介绍了多谱线（包含 N_2 和 O_2 谱线）反演温度的几种常用公式和公式本身对温度反演带来的误差。多谱线温度反演公式不同于 N_2 单谱线温度反演公式，在不考虑大气对高阶和低阶信号消光差异情况下，多谱线温度反演公式一般都是近似反演公式，单谱线温度反演公式可认为是精确反演公式。

第四章 纯转动拉曼激光雷达（PRRL）系统研制

应“激光雷达网预研”项目的需要，需研制一台纯转动 Raman 测温激光雷达，用于对流层温度试验性观测。对该激光雷达系统的基本要求是：系统稳定，操作简单，可长时间用于连续数据的采集和处理，可作为下一步激光雷达站点常规观测的测温激光雷达参考。针对以上阐述的背景和要求，我们决定在双光栅分光系统（见本章 4.4 节）的基础上研制新的纯转动 Raman 测温激光雷达系统，其性能设计目标如表 4.1。

表 4.1 PRRL 系统设计目标

发射波长	532 nm
工作时段	夜间
探测方式	垂直
探测高度	近地面至 5km 高度
信号采集方式	光子计数
分辨率	近场 60 m 远场 300 m 左右
日平均探测误差	< 2K
最大连续工作时间	> 10 hour
系统稳定性（定标周期）	大于 3 个月
工作电源要求	工作电压：220V 功率：< 3500W
载体	地基室内或舱体
最大占有空间	< 3000 mm×1500 mm×2000 mm
工作环境	温度：10°C~30° 湿度：< 40%
功能拓展空间	具备

§4.1 系统总体结构和参数

4.1.1 总体结构

纯转动拉曼激光雷达系统（Pure Rotational Raman Lidar，以下简称 PRRL）采用室内设计方案，望远镜上方 2m 屋顶设有 $\Phi 400\text{mm}$ 天窗，用于望远镜接收信

号和激光发射的窗口。PRRL 占地面积约 $2500\text{mm} \times 1500\text{mm}$ ，高度 1600mm ，实物外观如图 4.1。

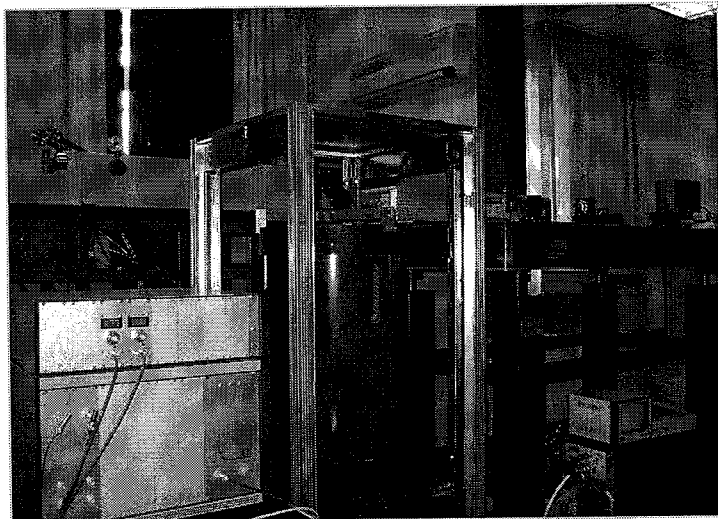


图 4.1 PRRL 系统

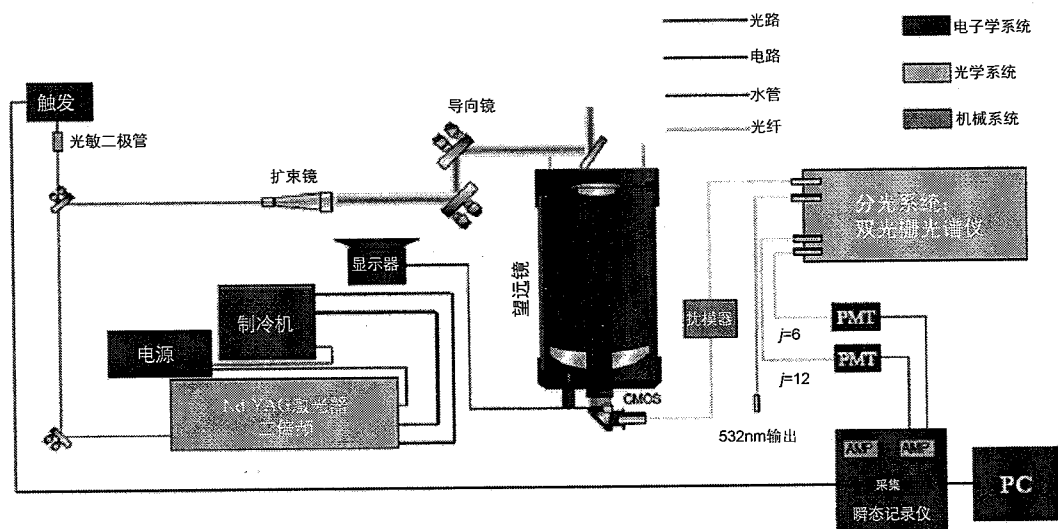


图 4.2 PPRL 系统硬件结构框图

PPRL 系统硬件结构框图如图 4.2 所示。PPRL 系统采用同轴设计，从总体上可以划分为激光发射单元、望远镜接收单元、后继光学单元、光电转换单元、信号采集单元以及数据处理单元。表 4.2 列出了 PRRL 系统主要配置参数。

表 4.2 PRRL 系统主要配置参数

激光发射单元 激光器 发射波长： 单脉冲能量： 重复频率： 激光发散角： 光斑面积： 脉冲宽度： 光学平台： 扩束倍数： 导向镜：	Nd: YAG (SGR-10) 532nm 约 200mJ (稳定最大值) 1, 5, 10, 15, 20 Hz $\leq 1.0\text{mrad}$ 约 9mm 10ns 1500mm×800mm 2 倍/3.5 倍/12 倍 80mm×54mm	信号采集单元 瞬态记录仪 输入负载： 采集卡 采集方式： 通道数： 计数频率： 最大采样率： 放大器 带宽： 探测器 PMT 波长相应范围： 探测面积： 电源： 增益： 工作温度： 光电触发器 阻抗： 上升延时：	Licel 50 Ω 光子计数 2 250MHz 20MHz 0~250MHz Hamamatsu/R7400U-03 185nm-650nm $\Phi 8$ 0-1000V 10^5 - 10^6 0°C-30°C 自制 50 Ω < 50ns
望远镜接收单元 望远镜 种类： 通光口径： 焦距： 接收视场 (RFOV): 探头： 显示器：	Celestron C14-SGT (XLT) Schmidt-Cassegrain 14 英寸 (356 mm) 3910mm $\approx 0.15\text{mrad}$ / $\approx 0.4\text{mrad}$ CMOS 14cm (黑白)	数据处理单元 计算机： 最低配置要求 CPU 主频： 内存： 操作系统：	工控机 1.6GHz 256M Winows 2000/Window XP
后继光学单元 双光栅光谱仪 光栅 个数： 刻线： 刻画面积： 闪耀角： 透镜 通光口径： 焦距： 光纤 数值孔径 N.A.: 芯径： 扰模器：	2 600gr/mm 120mm×60mm 54° $\Phi 60$ 200mm 输入: 0.22; 输出: 0.37 输入: 0.6mm; 输出: 1mm 90mm×40mm		

PRRL 系统采用双通道分别接收大气高阶和低阶纯转动 Raman 散射信号(主要来源于 N_2 和 O_2 纯转动 Raman 散射)。系统运行基本流程可表述为:

- ① 由 Nd:YAG 激光器作为光源经二倍频获得 532nm 激光束;
- ② 光束经扩束镜、导向镜后发射到大气中;
- ③ 望远镜接收纯转动 Raman 回波信号并汇聚进入光纤;

- ④ 经扰模器后进入分光系统—双光栅光谱仪 (以下称为双光栅分光系统);
- ⑤ 双光栅分光系统分离出高阶和低阶 Raman 散射信号以及 532nm 弹性散射信号;
- ⑥ 高阶和低阶 Raman 散射信号由光电倍增管转换为电信号;
- ⑦ 信号采集系统受到触发后开始采集;
- ⑧ 由计算机保存采集到的数据, 并处理出温度数据。

§4.2 激光发射单元

激光发射单元具体器件包括激光器及其套件、扩束镜和导向准直镜。

4.2.1 激光器及其波长选择

PRRL 激光雷达选择使用镭宝公司生产的 SGR-10 型 Nd:YAG 激光器作为激光雷达光源, 激光器出厂指标如表 4.3, 光学部分封装外观如图 4.3 (注: 图片引自产品资料)。该激光器采用氙灯泵浦 Nd:YAG 激光晶体, 具有谐振腔、放大腔双腔设计, 通过采用电光调 Q 方式输出 1064nm 激光, 1064nm 激光经过非线性晶体的非线性效应转换为 532nm (1064nm 通过 LBO 晶体获得)、355nm (1064nm 与 532nm 通过 BBO 晶体获得)、266nm (532nm 通过 BBO 获得) 波长的激光。激光器可通过控制面板调节谐振腔内氙灯两端电压控制激光器脉冲输出能量。

表 4.3 SGR-10 型 Nd:YAG 激光器出厂指标

外形尺寸	845×300×118mm
输出波长	1064nm, 532nm, 355nm, 266nm
重复频率	1, 5, 10, 15, 20Hz
输出能量	700mJ@1064nm; 350mJ@532nm; 100mJ@355nm; 50mJ@266nm
脉宽	~ 10ns@1064nm
能量稳定度	≤5%@1064nm(RMS 值)
发散角	≤1.0mrad@1064nm
激光光束直径	9mm

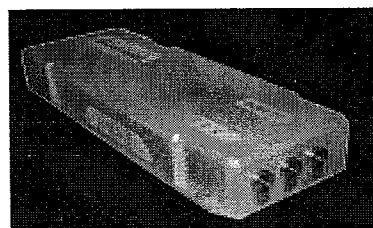


图 4.3 SGR-10 型激光器外观

由第三章图 3.2 可以看出, 对于该激光器输出的 532nm、355nm 和 266nm 三个波长, 在出射能量相同情况下, 波长越短的激光激发大气可以获得更强的大气

Raman 散射回波，但我们仍然选用该激光器的 532nm 激光波长作为 PPRL 系统测量温度的发射波长，主要是基于以下考虑：①对于任何 Nd:YAG 激光器，由于能量守恒，即使倍频效率 100%，输出脉冲能量也必然随着频率的增加而递减，通常 532nm 激光脉冲输出能量为 266nm 和 355nm 的数倍，如表 4.3；②由于对流层臭氧的吸收作用，一般情况下 266nm 不太适合 PPRL 系统的发射波长；③由第三章图 3.2 可以看出，同等脉冲强度发射激光，大气对 355nm 的纯转动 Raman 散射回波信号强度是 532nm 激发散射的 5 倍左右（与激发波长 4 次方成反比），但由于激光器 532nm 出射脉冲能量强于 355nm 多倍，如表 4.3，故如果采用该 Nd:YAG 激光器三倍频后 355nm 作为探测波长，其获得的回波强度与采用该激光器 532nm 探测基本相当，同时 532nm 波长较长，有利于保证探测高度；④Nd:YAG 激光器中 355nm 的输出由 532nm 与 1064nm 波长激光混频获得，其输出能量稳定性和光束质量往往不及 532nm；⑤若采用 355nm 为探测波长，分光系统和光路发射系统对紫外波段的透过率劣于可见光波段，且透射类光学器件须采用石英玻璃从而会增加成本，且此时大气转动谱线间隔缩短，转动谱线波长与弹性散射波长变得更近，这对分光系统的分辨率要求较之 532nm 作为探测波长更高。

4.2.2 扩束镜设计

激光雷达光束扩束的目的在于压缩激光雷达发射光束发散角，使其与望远镜接收视场相匹配，一般要求发射光束视场角小于望远镜接收视场角。扩束镜种类繁多，大体上可分为反射式和透射式。反射式（如图 4.4 (a)）主要优点在于避免色差，缺点是加工和装配难度相对较大。透射式又可分为伽利略式和开普勒式，前者由一块凹透镜和一块凸透镜，如图 4.4 (b)；后者采用两块凸透镜构成，如图 4.4 (c)，聚焦处光阑可用于滤波，由于开普勒式首先对光束进行聚焦，一般不用于强激光系统，以避免焦点处热效应对光束质量的影响。

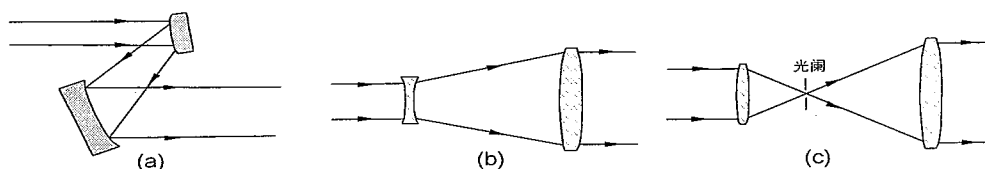


图 4.4 (a) 一种反射式扩束镜；(b) 伽利略式扩束镜；(c) 开普勒式扩束镜

PRRL 系统采用的是单一的 532nm 发射波长, 故无需考虑色差。综合以上考虑, 我们选用伽利略式扩束镜。

一般透射式扩束镜工作原理均可从纯几何成像光学^[124]和高斯光学^[125]推导, 本文不作赘述。为下文有关内容论述方便, 本文这里从高斯光学中光束质量因子角度简述扩束镜对激光光束发散角的压缩作用。

对于激光器发射的光束, 可以用光束质量因子 M^2 描述其光束质量, 其定义为:

$$M^2 = \frac{D_w \times \theta_w}{D_{TEM_{00}} \times \theta_{TEM_{00}}} \quad (4.1)$$

式中 D_w 表示激光光束束腰宽度, θ_w 表示激光光束远场发散角, $D_{TEM_{00}}$ 表示基模 TEM_{00} 束腰宽度, $\theta_{TEM_{00}}$ 表示基模 TEM_{00} 远场发散角。光束的质量因子可由以下公式计算:

$$M^2 = \frac{\pi D_w \theta}{4\lambda} \quad (4.2)$$

式中 λ 为光束的波长, 基模 TEM_{00} 的光束质量因子为 1。

光束质量因子具有通过理想介质传输变换时不变的重要性质。一般的激光雷达扩束镜由薄透镜或反射镜组成, 对于非成像激光雷达来说, 可认为近似理想光学介质, 即激光束通过激光雷达扩束镜前后光束质量因子可认为保持不变, 即可推得:

$$D_{w(\text{扩束前})} \times \theta_{w(\text{扩束前})} = D_{w(\text{扩束后})} \times \theta_{w(\text{扩束后})} \quad (4.3)$$

而扩束倍数即角放大率的倒数为:

$$\Gamma = \frac{\theta_{w(\text{扩束前})}}{\theta_{w(\text{扩束后})}} = \frac{D_{w(\text{扩束后})}}{D_{w(\text{扩束前})}} \quad (4.4)$$

可认为扩束后光束束宽 D 近似等于扩束后光束的束腰宽度 D_w ; 而对于激光器光束光斑直径 D_0 和发散角 θ_0 即可认为等于扩束前束宽和远场发散角。从式 (4.4) 不难推导激光束扩束后的发散角表达式:

$$\theta = \frac{D_0}{D} \times \theta_0 = \frac{f_2}{f_1} \theta_0 \quad (4.5)$$

式 (4.5) 即为激光雷达扩束镜设计依据, 式中 f_1 , f_2 为扩束镜的两镜焦距。

对于 PRRL 系统, 激光器激光束输出光学质量与激光器内光路调节的状态密切相关, 经多次调节, 初步测量 SGR-10 激光器 532nm 输出光束发散角最佳状态可稳定在约 0.3~0.35mrad。目前, PRRL 系统望远镜接收视场约为 0.15mrad 和 0.4mrad。由于湍流的影响, 激光雷达发射光束发散角小于 0.1mrad 的设计没有实质意义^[3], PRRL 系统扩束镜倍数目前考虑小于或等于 3.5 倍。

大气探测激光雷达扩束镜主要是对光束发散角的控制, 即保证光束能量无外散, 并非成像用途, 故对像差要求较低, 在设计过程中基本上无需格外考虑轴向像差或波像差, 故对 PRRL 系统扩束镜的每个面我们可选择球面设计。PRRL 系统激光器输出光束近场为超高斯平顶分布, 典型的超高斯分布光束如图 4.5 (左) 所示 (注: 图片引自 SGR 系列激光器产品资料), 扩束镜可按入射光斑能量分布均匀优化设计。为了加工方便, 扩束镜中物镜采用平凸镜设计。表 4.4 给出了我们采用 ZEMAX 设计软件为 PRRL 系统设计的 2 倍和 3.5 倍扩束镜参数, 表中各面编号如图 4.5 (右)。为节约成本, 扩束镜光学材料可选用 K9 玻璃。

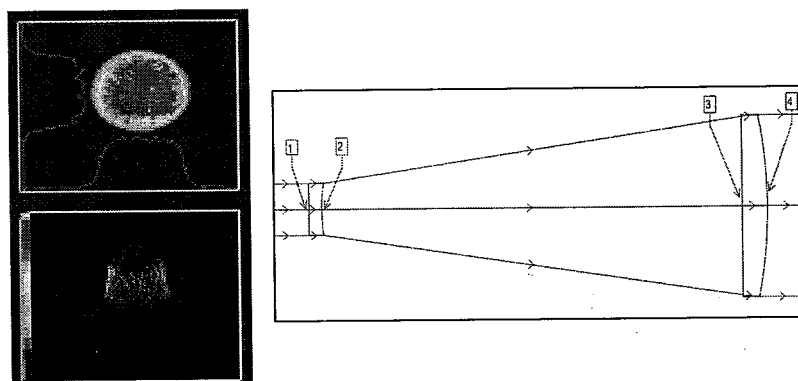


图 4.5 左: 超高斯分布; 右: 表 4.5 对应的各面位置

表 4.4 2 倍、3.5 倍 PRRL 系统扩束镜设计参数

扩束倍数	面号	曲率半径/mm	面中心间隔/mm	玻璃	直径/mm	偏心率 e^2
2	1	-40.152001	3	K9	12	0
	2	-146.613878	100		12	0
	3	Infinity	6	K9	24	0
	4	-111.257474	/		24	0
3.5	1	-783.337813	3	K9	16	0
	2	56.935661	250		16	0
	3	Infinity	6	K9	60	0
	4	-185.001455	/		60	0

根据上述设计, ZEMAX 软件模拟扩束镜对激光束扩束, 结果显示 10km 处 2 倍扩束光斑半径约 875mm, 3.5 倍扩束光斑半径约为 512mm; 角放大率分别为 0.5018 和 0.2866, 这满足 PPRL 系统对发射光束发散角的要求。

4.2.3 发射光路设计

纯转动 Raman 测温激光雷达发射光路属于强激光光路, 不同于激光雷达后继光路 (后继光路属于弱光光路), 强激光光路的设计在考虑发射光路发射效率的同时需要考虑激光对光路上器件的损伤, 故须对光路的总体发射效率和光路中激光达到损伤阈值的位置或区域进行估算。

PRRL 系统的光路设计依循以下原则:

- (1) 系统运行前需通过合理设计避免激光对光路上器件的损伤;
- (2) 最大程度保证激光发射能量;
- (3) 尽量保证单一的发射波长, 避免 1064nm 激光的干扰;
- (4) 合理利用空间, 便于操作, 保证操作人员安全。

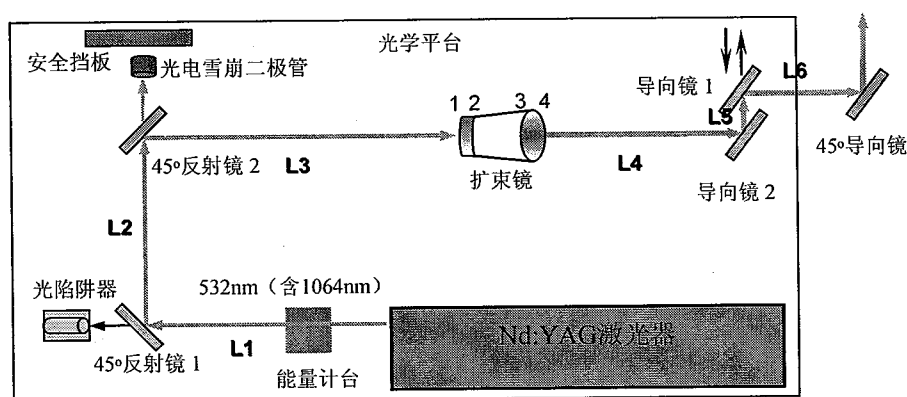


图 4.6 PRRL 系统发射光路示意图

图 4.6 为 PRRL 系统的发射光路示意图。激光器出射工作波长 532nm 时, 同时包含未被倍频完全的 1064nm 激光 (可达数十 mJ)。为了保证激光发射能量, 光路中 45° 反射镜和导向镜的反射膜均设计采用窄带高反介质膜, 对 532nm 激光 45° 反射率可达 99.5% 以上。光路中 45° 反射镜应采用高反高透的镀膜设计, 作用是反射 532nm 激光的同时高效透过 1064nm, 即达到过滤 1064nm 激光的目的。

三个导向镜构成 PRRL 系统的收发同轴光路，其中 45° 导向镜固定在望远镜主轴上，与主轴成 45° 角（如图 4.2），导向镜 1 和导向镜 2 须二维可调，用作准直调节并保证光斑位于 45° 导向镜中心（导向镜 1 最好三维可调以降低光斑位于 45° 导向镜中心的调节难度）。为保证反射效率，三个导向镜初期安装时，应按与光路 45° 夹角安装，避免后期的准直调节使得导向镜与光路夹角偏离 45° 过多从而影响导向镜上介质膜的反射效率。

在强激光光路的设计中，须考虑激光对器件的损伤，该激光器 1064nm 激光最大输出能量 700mJ，532nm 最大输出能量可达 350mJ，PRRL 工作时激光器 532nm 激光输出能量稳定在 200mJ 左右。从安全角度考虑，在对激光损伤评估时，应按激光器最大输出能量计算。PRRL 系统光路中，值得注意的是扩束镜系统各个面即使镀有增透膜，但对激光的反射作用不可忽视。扩束镜中透镜的曲面可反方向反射激光，即使反射率很低，但部分曲面或它们的共同作用可在光路上形成反方向的聚焦点，聚焦点中能量密度可超过光学玻璃或各种膜层的激光损伤阈值，从而损伤光路上的光学器件，甚至损伤激光器内部光路。

激光对光学玻璃和薄膜的损伤阈值与激光器的波长、脉宽和重复频率有关。目前我国已有与光学薄膜激光损伤有关的国家标准^[126]，对于脉冲激光，激光损伤阈值通常采用能量密度 (J/cm^2) 作为计量单位；对于连续激光，激光损伤阈值通常用线性功率密度 (W/cm^2) 作为计量单位。由于工艺不同，不同厂家的光学玻璃和薄膜激光损伤阈值不相同，不同环境下损伤阈值亦有所不同。综合不同厂家提供的各种资料可知：在标准状况下，当能量密度大于 $10\text{J}/\text{cm}^2$ 的 532nm 或 1064nm 激光对介质膜（反射膜）和 K9 玻璃就有可能造成损伤，而增透膜激光损伤能量密度要求小于 $5\text{J}/\text{cm}^2$ ，远紫外石英玻璃抗激光损伤能力优于 K9 玻璃，一般损伤阈值在 $20\text{J}/\text{cm}^2$ 以上；当能量密度大于 $1\text{J}/\text{cm}^2$ 时就有可能对金属膜造成损伤。以下以 PRRL 系统两倍扩束发射光路为例，介绍光路发射效率与激光损伤的估算和考虑方法。

PRRL 系统发射光路中，光学玻璃材料皆为 K9 牌号，膜层有介质反射膜和增透膜，表 4.5 列出了光路估算的初始参数估值。导向镜 1 为调节面，系统准直后，导向镜 1 和 45° 导向镜不能保证与光束主轴成精确的 45° 角，因此其反射率比其它反射镜面要低，这里根据经验可粗略按 98%~99.5% 估算；扩束镜镜面可

镀 532nm 增透膜, 一般的增透膜单面透过率可大于 98.5%; 而高性能的增透膜则透过率可大于 99.5%。

表 4.5 PRRL 系统发射光路估算初始参数值

器件	透过率		反射率		532nm 损伤阈值	描述
	532nm	1064nm	532nm	1064nm		
45° 反射镜 1	<0.5%	>99%	>99.5%	<1%	5 J/cm ²	高反高透, 双面高透 1064nm。
45° 反射镜 2	<0.5%	>99%	>99.5%	<1%		
2 倍 数 扩 束 镜	面 1	95.75% 99.82%*	95.91% 88.06%*	<5% <0.2%*	镀有增透膜层时: 5 J/cm ² 未镀增透膜层时: 10 J/cm ²	透 过 率 参 数 根 据 Zemax 2005 玻璃库和镀膜库模拟得到, 增透膜选为 HEAR1 高性能增透膜; 其数据仅作为估算参考; ‘*’表示镀膜后数据。
	面 2	95.70% 99.77%*	95.89% 88.05%*	<5% <0.3%*		
	面 3	95.75% 99.82%*	95.91% 88.06%*	<5% <0.2%*		
	面 4	95.66% 99.72%*	95.87% 88.01%*	<5% <0.3%		
导向镜 1		/	/	98%~99.5%	5 J/cm ²	单面镀膜, 另一面磨砂
导向镜 2		/	/	>99.5%		
45° 导向镜		/	/	98%~99.5%		

在不考虑面间反射的情况下, 发射光路发射效率可表示为光路上各反射面反射率累积与各透射面透过率累积之积:

$$T_{total} = \prod_{i=1}^n T_i \times \prod_{i=1}^n R_i \quad (4.6)$$

将表 4.5 中参数代入式 (4.6) 中可计算出: 扩束镜不镀增透膜时, PRRL 系统发射光路对 532nm 激光的发射效率可保证在 79%以上; 扩束镜镀增透膜时, PRRL 系统发射光路对 532nm 激光的发射效率则可保证在 93%以上; 而以上两种情况下整个光路对 1064nm 激光的透过率均可达到 10^{-8} , 其对 1064nm 激光起到了很好的抑制作用。

光路中, 在经过具有曲面的扩束镜之前, 由于两 45° 反射镜充分过滤了激光器 1064nm 激光残余, 对其抑制比优于 10^{-4} , 故仅需考虑扩束镜曲面对 532nm 激

光的反向聚焦作用对光路可能造成的损失。图 4.7 模拟了表 4.5 中 2 倍扩束镜各个面对 532nm 激光反射情形和聚焦点位置，从图中可以看出 2 倍扩束镜第一个面的反射作用（图 4.7 (b)）和第四个面的反射作用（图 4.7 (e)）产生了反向聚焦。图 4.7 (b) 中聚焦点位于面 1 前方 20.1mm 处，即面 1 曲率半径的一半位置处；图 4.7 (e) 中聚焦点位于面 3 前方 39.5mm。对于聚焦曲面不镀增透膜的情况，根据表 4.5 中参数由几何光学不难计算出，图 4.7 (b) 和图 4.7 (e) 聚焦点前后约 $\pm 1\text{mm}$ 的区间内反向激光聚焦的能量密度可能会大于 $10\text{J}/\text{cm}^2$ ，聚焦点前后约 $\pm 1.4\text{mm}$ 的区间内能量可能大于 $5\text{J}/\text{cm}^2$ ，故对于 PRRL 系统发射光路，光学器件在调节过程中应避免处于这些区间内。对于聚焦曲面镀有增透膜的情况，由于反向聚焦能量大幅较少，仅需避免聚焦点照射在光学器件上。

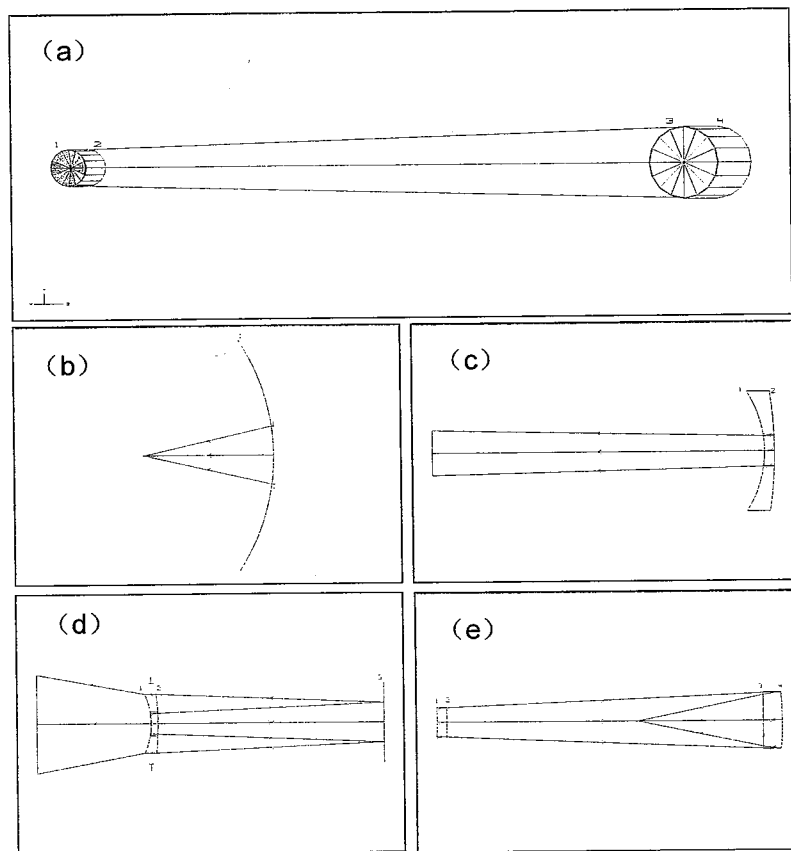


图 4.7 2 倍扩束镜各个面对激光反射光路和聚焦点位置。(a) 扩束镜面编号；(b) 面 1 对激光的反射聚焦作用；(c) 面 2 的反射再经过面 1 后扩散（等效于透过一个凹透镜）；(d) 面 3 的反射再经过面 1 和 2 后扩散（因目镜为凹透镜）；(e) 面 4 的反射再经过面 3（再经面 1 和面 2 光扩散——同理于图 (d)）

这里如果扩束镜面 1 的曲率半径较大，则图 4.7 (b) 中聚焦点位置必然离面

1 较远, 且能量密度大于损伤阈值的区间也会“拉长”, 那么图 4.6 的光路中, 光学器件相对位置距离 L_1 , L_2 , L_3 更须慎重考虑; 图 4.7 (e) 中聚焦点的位置和损伤阈值区间在扩束镜内部腔内, 避免了暴露在光路之中, 增加了光学器件位置安装的自由度。值得注意的是激光雷达扩束镜应针对所应用的系统光路进行设计和考虑, 如果扩束镜长度和面参数设计不合理, 强激光照射时, 有可能对光路和自身造成损伤。如果直接购买扩束镜, 则须针对所应用的光路考虑各面参数, 仅仅考虑扩束倍数和通光孔径是不够的。

§4.3 望远镜接收单元

望远镜接收单元主要包括望远镜、CMOS 准直装置和光纤耦合装置。

4.3.1 接收望远镜介绍

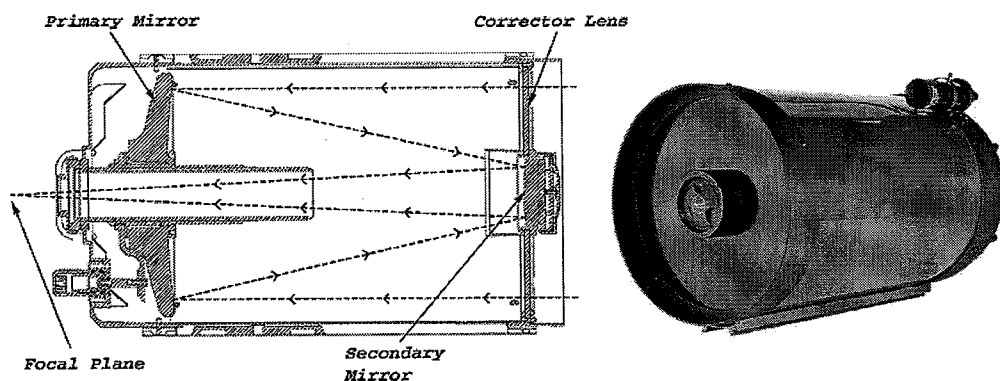


图 4.8 Celestron 施密特-卡塞格林望远镜; 左: 内部结构; 右: 外观

为节约成本, 我们选择购买成品天文望远镜改装作为 PRRL 系统的接收望远镜。目前国际市场上, 民用天文望远镜主要以牛顿望远镜和卡塞格林望远镜为主, 厂商主要有 Meade 和 Celestron。牛顿望远镜一般口径较小, 我们选用了 Celestron 的施密特-卡塞格林望远镜 (Schmidt-Cassegrain), 如图 4.8 (注: 图片引

表 4.6 Celestron 施密特-卡塞格林望远镜参数

焦距	3910mm (153.94 英寸)
焦距比	11
光口径	355.6mm (14 英寸)
副镜直径	114.3mm
挡光面积比	32.1%
镜筒长	787.4mm (31 英寸)
重量	20 kg
镜筒材料	铝

自产品资料)。该望远镜由主镜 (Primary Mirror)、副镜 (Secondary Mirror)、矫正镜 (Corrector Lens) 构成, 望远镜参数列如表 4.6。各镜面采用 Celestron 的 StarBright XLT 镀膜系列, 望远镜的总体透过率如图 4.9^[127]。

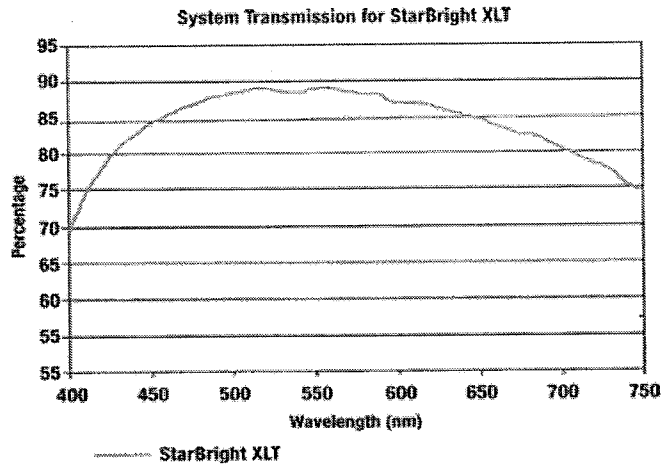


图 4.9 Celestron 施密特-卡塞格林望远镜总体透过率

4.3.2 望远镜接收视场的设计

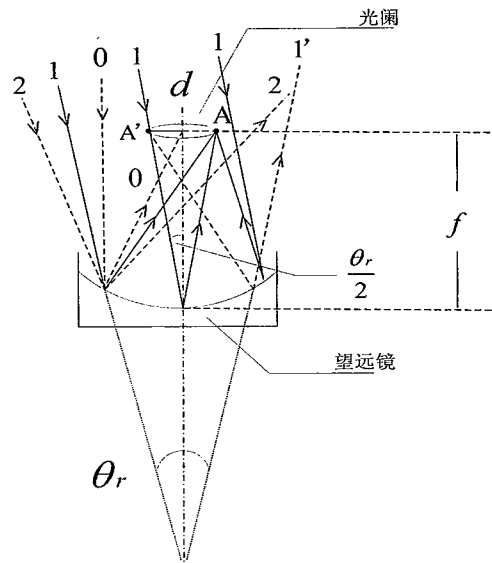


图 4.10 凹面反射式望远镜 RFOV 与光阑几何光路

望远镜接收视场 (RFOV) 可采用焦点处的光阑决定, 为了方便说明望远镜视场与光阑直径的几何光路关系, 这里引入一个凹面单反射式望远镜为例, 如图

4.10。光阑的直径为 d ，接收望远镜焦距 f ，光阑位于焦平面内，望远镜接收视场 θ_r 。平行光 1 沿与光轴夹角 $\frac{\theta_r}{2}$ 方向入射凹面镜，聚焦在光阑边界 A 点，对称入射光 1' 聚焦于边界点 A'。如果后向散射光入射方向与光轴夹角 $\alpha > \frac{\theta_r}{2}$ ，如光路 2 示，虽然后向散射光入射在凹面镜上，但不能聚焦到光阑中，所以激光雷达后向散射光被望远镜接收条件为：散射光与垂直方向夹角满足 $\alpha < \frac{\theta_r}{2}$ 。由几何光学可推导出接收视场 θ_r 与小孔光阑半径关系：

$$\theta_r = 2 \times \arctan\left(\frac{d}{2f}\right) \quad (4.7)$$

由于 $d \ll f$ ，上式可以简化为：

$$\theta_r = \frac{d}{f} \quad (4.8)$$

由上式可以看出，可通过对光阑直径 d 的调节控制激光雷达接收望远镜的视场角。PRRL 系统的卡塞格林望远镜的接收视场控制的光路原理与上述相同，同样适用式 (4.8)。这里也可以从光束质量因子通过理想介质传输不变的角度说明式 (4.8)：可认为相对于望远镜的大气回波散射远场发散角即接收视场角为 θ_r ，光束束腰宽为望远镜口径 D ；则在焦点处，光束束腰宽即光阑直径 d ，远场发散角可认为：

$$\theta_d = \frac{D}{f} \quad (4.9)$$

再由式 (4.1) 和光束质量因子通过理想介质传输不变的性质可直接推导式 (4.8)。

为了避免光阑直径人为调节的不稳定性，我们采用望远镜接收回波信号光直接耦合进入导光光纤的方法，此时光纤通光芯径直接起到光阑的作用。我们目前采用了 0.6mm 与 1.5mm 两根芯径不同的光纤，同时为 PRRL 系统设计了两种光纤耦合的方案。共可获得四个接收视场供选择。

方案一：直接将光纤耦合到望远镜的焦平面处，如图 4.11 (a)。此时，光纤的芯径即可看成光阑直径 d ，由公式 (4.8) 及望远镜焦距 (表 4.6) 可计算出 0.6mm 与 1.5mm 芯径的光纤直接耦合可分别获得约 0.15mrad 与 0.4mad 接收视场。

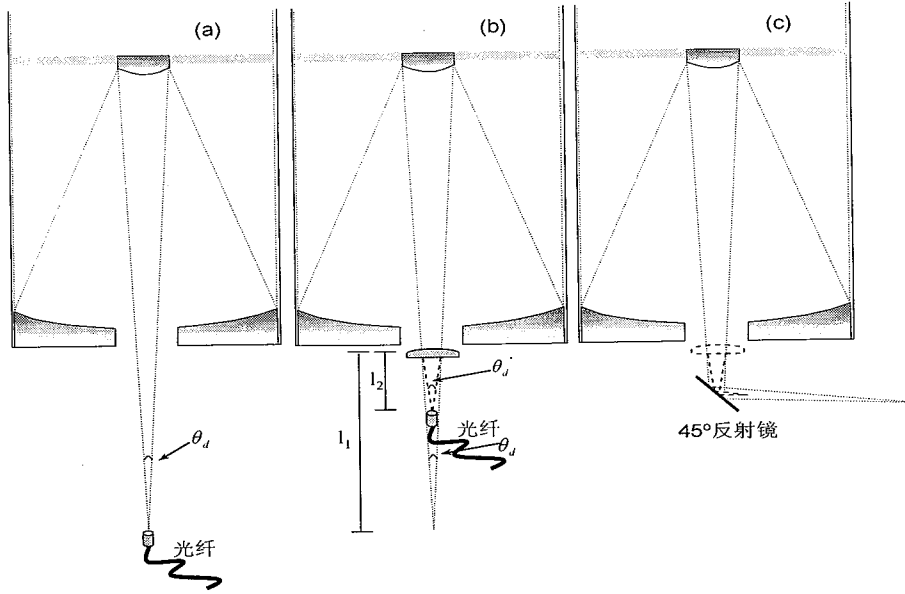


图 4.11 光纤芯径控制视场光路图. (a) 光纤直接耦合; (b) 加透镜耦合; (c) 45° 反射镜转折

方案二：望远镜接收光经过透镜后再耦合进入光纤，如图 4.11 (b)。图中凸透镜架设的目的在于改变回波光在焦点处的光束夹角，图中加凸透镜后焦点处光束夹角 $\theta'_d = \frac{l_1}{l_2} \theta_d$ ，这里要注意的是要保证 θ'_d 小于光纤的最大入射角的两倍（近似于数值孔径的 2 倍数），避免回波信号入射时大于光纤最大入射角而不能完全耦合进入光纤。由式 (4.8) 和式 (4.9) 可推得望远镜视场为：

$$\theta'_r = \frac{l_1}{l_2} \theta_r \quad (4.10)$$

选用的 0.6mm 光纤和 1.5mm 光纤数值孔径 N.A. 均为 0.22，综合考虑这里 $\frac{l_1}{l_2}$ 可以

取 4，此时使用上述芯径 0.6mm 和 1.5mm 两光纤可分别获得约 0.6mrad 与 1.5mrad 接收视场。为避免球差对视场边缘的影响，凸透镜可采用非球面设计，放设在望远镜焦点前 $l_1=300\text{mm}$ ，由成像公式可计算凸透镜焦距 $f_0=100\text{mm}$ 。其设计结果如图 4.12，焦点弥散斑小于 $4\mu\text{m}$ ，远小于光纤芯径，符合设计要求。

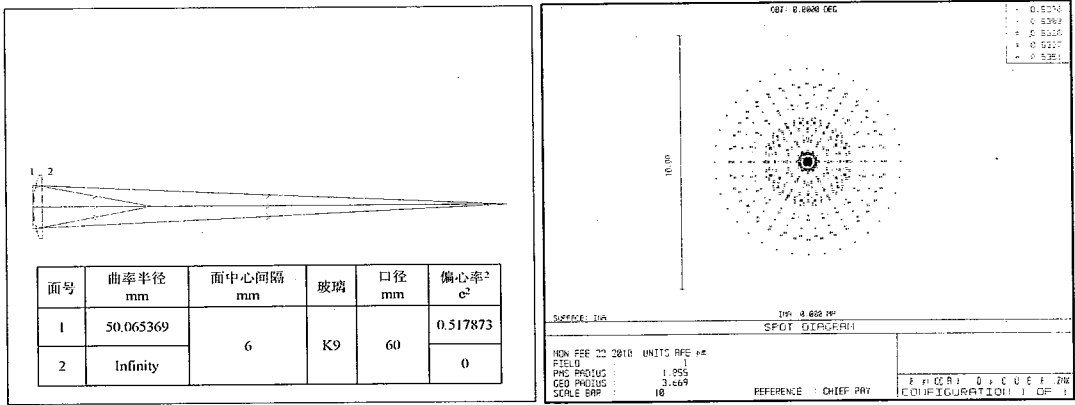


图 4.12 左: 望远镜聚焦透镜设计光路图; 右: 焦点光斑点列图

为了光纤安装调节方便, 实际光路中加有 45° 反射镜以转折光路, 如图 4.11 (c), 其光纤耦合机械装置示意图如图 4.13。CMOS 摄像头用于准直时监视聚焦光斑与光纤耦合情况。

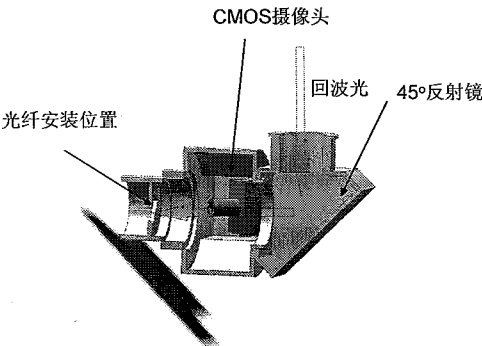


图 4.13 光纤耦合机械装置剖面示意图

§4.4 后继光学单元

PRRL 系统后继光学单元主要包括分光系统及扰模器。

4.4.1 PRRL 分光系统

纯转动 Raman 散射的回波信号强度通常比 Mie-Rayleigh 散射小 3 个量级左右, 要使 532nm 的 Mie-Rayleigh 弹性散射回波信号不足以影响转动 Raman 散射信号, 则要求纯转动 Raman 激光雷达的分光系统对弹性散射的抑制达到 6~7 个量级以上。

PRRL 分光系统采用常用于纯转动 Raman 测温激光雷达的双光栅结构,如图 4.14, 双光栅分光系统焦平面原结构图参看文献[50]。该双光栅分光系统采用两块光栅两次分光获得大气纯转动 Raman 回波信号(主要包括 N_2 和 O_2)的同时对大气弹性散射信号的抑制比可达到 6~7 个量级。

该分光系统的分光流程是: 双光栅焦平面 1 下端光纤出口为信号输出, 其包含转动 Raman 散射信号及大气弹性散射信号, 经第一块闪耀光栅反射分光后, 弹性散射信号反射输入 λ_0 口, 并直接输出, 该接口可用来探测大气气溶胶分布; 同时以 N_2 分子 anti-Stokes 和 Stokes 高低阶谱线为中心波长的纯转动 Raman 回波信号被分离后从焦平面 1 导入焦平面 2 中, 当激发波长为 532nm 时常取 $j=6,12$ 的谱线作为中心波长, 分别为 529nm(λ_3), 530.3nm(λ_1), 533.7nm(λ_2), 535.1nm(λ_4)。根据光路的可逆性, 第二块光栅反射 Raman 散射信号 λ_1 和 λ_2 耦合进入焦平面 2 上上端输出光纤, λ_3 与 λ_4 耦合进下端输出光纤。同时由于光路成像的对称性, $\lambda_1 \sim \lambda_4$ 中包含的未被分离完全的弹性散射 λ_0 则被再次分离到输出光纤入口两边对称位置。

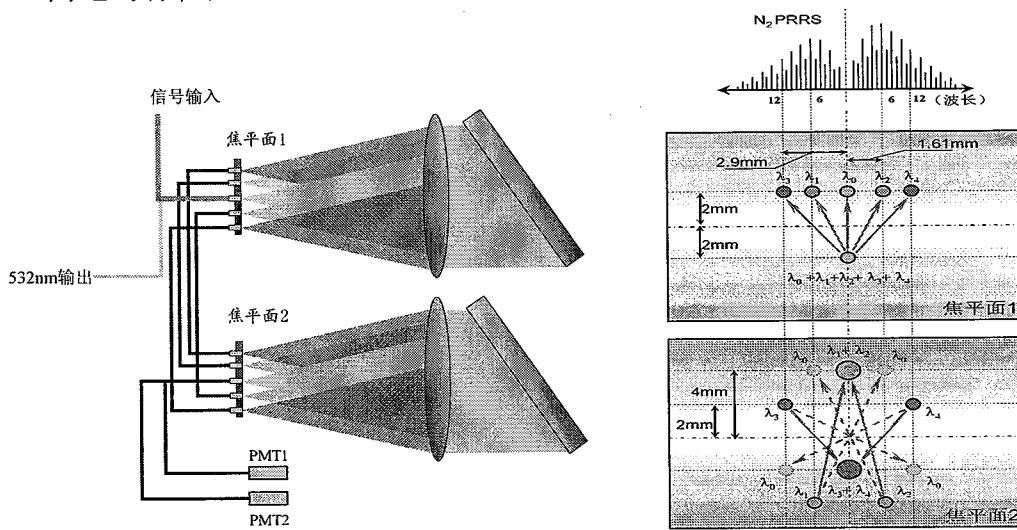


图 4.14 双光栅分光系统结构及焦平面示意图

我们的双光栅分光系统中, 光栅选用的是美国 NEWPORT-MR130 型号闪耀光栅, 刻线密度为 600 根/mm, 刻画面积(有效口径)为 120×60mm, 闪耀角 54°; 图 4.14 中两透镜采用的是胶合透镜设计, 用以消除色差, 焦距为 200mm。双光

栅分光系统的设计思路文献[50,128]等做了详细的论述, 这里不再赘述。以下主要利用实物参数分析我们现有双光栅分光系统分光情况和性能, 由于各种 Nd:YAG 激光器中心波长的不确定性, 本章均按照中心波长为 532nm 计算分析。

闪耀光栅光栅方程可以表示为:

$$\begin{aligned} d(\sin \varphi - \sin \varphi') &= K\lambda \quad (K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \\ \varphi &= i + \theta, \varphi' = i' - \theta \end{aligned} \quad (4.11)$$

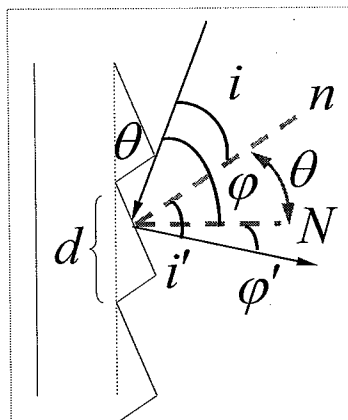


图 4.15 闪耀光栅光线入射示意图

如图 4.15 (注: 原图引自因特网素材), φ 为入射光线与光栅平面法线的夹角, i 为入射光线与光栅槽面法线夹角, θ 为光栅闪耀角。由式 (4.11) 两边求导可得光栅色散率:

$$\frac{d\varphi'}{d\lambda} = \frac{K}{d \cos \varphi'} \quad (4.12)$$

由上式可知光栅光谱仪在焦平面处的线色散率:

$$\frac{dl}{d\lambda} = f \times \frac{K}{d \cos \varphi'} \quad (4.13)$$

根据焦平面 1 的设计, 水平方向上 532nm 光束须原路返回, 这里理想状况是光束沿着槽面方向入射, 光栅衍射主级大落在 532nm 第 K 级主极大谱线上, 即要求 $i = i' = 0$, 式 (4.11) 变换为:

$$2d \sin \theta = K\lambda \quad (4.14)$$

以我们现有光栅参数, 经式 (4.14) 计算可知, 此时光栅衍射主极大与 532nm 光栅干涉主极大 ($K=5$) 不能完全重合, 图 4.16 为示意图。显然此时光栅的效率不能得到最大程度利用, 这主要是因为难以购买到与理想情况所需闪耀角完全匹配的光栅。

由于现有焦平面的对称性设计, 仍然须 532nm 原路返回, 且 532nm 光强最强处能进入输出光纤。即要求 $i' = -i$ 时产生主极大 (衍射与干涉共同作用的主极大, 但衍射主极大并未与谱线干涉主极大重合)。由式

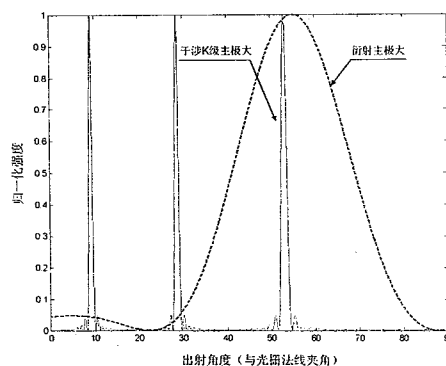


图 4.16 光栅衍射主极大与干涉主极大不重合情况

(4.11) 可计算此时 $i = -1.0605^\circ$ ，即此时光栅应按其法线方向与光轴成 52.9395° 。由图 4.14 中焦平面参数和式 (4.13) 可计算我们双光栅分光系统线色散率为： 0.9956mm/nm ，现有焦平面 1 上转动 Raman 散射信号四个输出口对应的中心波长分别是： 529.1nm ， 530.4nm ， 533.6nm ， 534.9nm ；同时可由光纤芯径计算分离谱宽 w （全宽）：

$$w = \frac{dI}{d\lambda} \times \phi \quad (4.15)$$

我们使用 $\phi = 0.6\text{mm}$ 光纤传递 Raman 散射信号，可获得分离谱宽 w 约为 0.6nm 。不考虑像差的情况下，由焦平面光纤圆形孔径的几何关系可获得光谱透过率线型，如图 4.17 所示，半高宽 (FWHM) 约 0.2nm 。

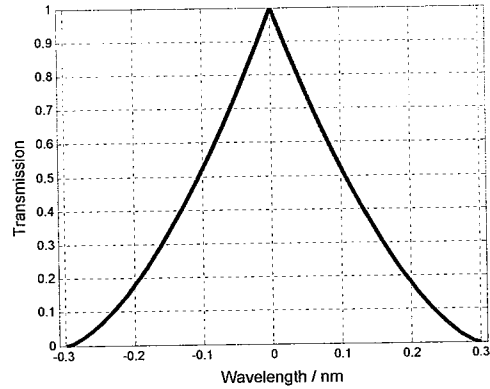


图 4.17 光谱透过率线型

4.4.2 激光雷达光纤扰模的必要性解释

PRRL 的望远镜接收系统和分光系统中多次用到光纤，且都为多模光纤。大气回波信号方向单一，尤其远场信号回波方向夹角小于近场，这就导致望远镜接收信号光耦合进入光纤端面的方式有所不同。如果光纤未经过扰模，则回波信号光在光纤中的传输常会以某部分模式传播，导致光纤输出光斑不均匀。随着不同高度的回波信号入射光纤方式不同，这种不均匀性会随之发生变化，即可能导致激光雷达对不同高度处回波透过率不同，尤其信号光进入分光系统后，此时必然导致分光系统对信号光的透过效率不稳定。此外，光纤传输模式与波长有关，对于多波长接收激光雷达，不同通道间通道因子的差异可能会由于这种光纤输出光斑不均匀性变化而随高度变化。同时光纤输出光斑不均匀会降低不同芯径和不同数值孔径光纤间的耦合效率，且这种不均匀性的变化会导致耦合效率不稳定。

为了使得光纤输出光斑均匀稳定，激光雷达中若用到光纤导光，应对光纤进行扰模处理。可通过光纤弯曲法使得光纤模式充分混合。多模光纤扰模前后效果示例如图 4.18^[129]。图 4.19 为我们自制的光纤扰模装置结构，其让光纤多次弯曲，目的在于让 PRRL 系统回波信号光出射每一段光纤的端面时光斑均匀，使得分光系统中焦平面光纤耦合处效率稳定，这有利于保证分光系统总体透过效率的稳定和通道因子的稳定。

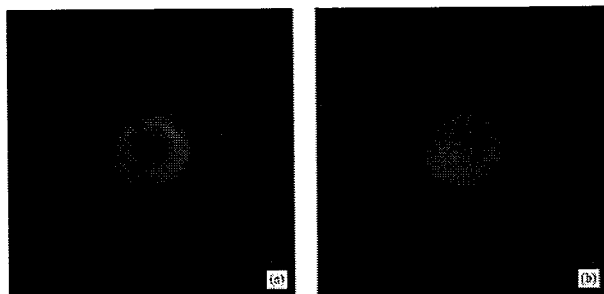


图 4.18 光纤扰模前后效果图

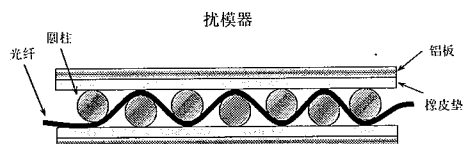


图 4.19 自制光纤扰模器结构示意图

§4.5 新分光系统设计

纯转动 Raman 测温激光雷达双光栅分光系统中若使光栅效率达到最大,即要求工作光谱区衍射主级大与干涉主级大重合,如果按照图 4.14 中经典的焦平面设计,则同时要求 532nm 回波光沿着光栅槽面法线方向入射,由式 (4.14) 可计算,此时要求光栅闪耀角为 52.9395° (数值按照上节双光栅系统其他参数不变情况计算)。文献[50]中的经典设计采用的光栅闪耀角是 53° , 衍射主极大与干涉主极大基本上重合。我们现有光栅的闪耀角为 54° , 其干涉级也基本上在衍射主极大附近,计算得到的相对位置效果如图 4.20, 但实验室中一般的光栅参数难以与激光雷达的工作波长正好匹配,而且不同 Nd:YAG 激光器的中心波长有所差别,那么以经典的设计,衍射主极大与干涉主极大很难重合。

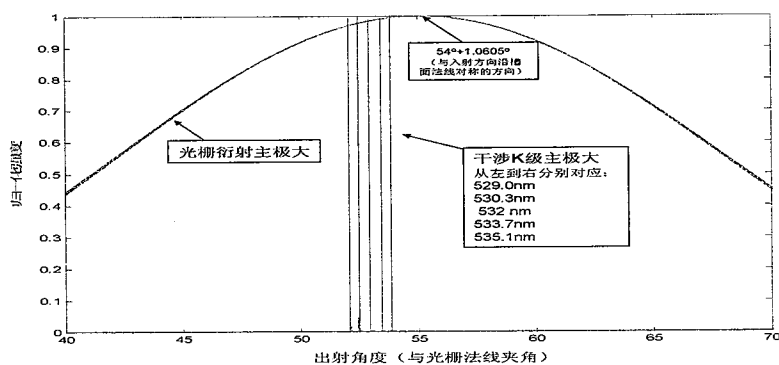


图 4.20 衍射主极大与干涉 K=5 级相对位置

结合以后实验室工作需要,这里提供一个当光栅参数与激光雷达工作波长匹配不理想时较为通用的双光栅分光系统设计方案,俯视光路如图 4.21 (光栅仅以

单个槽面表示)。其基本设计思路是：由于用于激光雷达的闪耀光栅槽面一般都是金属膜，多为铝膜，其反射效率几乎不受入射角影响，故让回波信号光不沿着槽面法线方向入射不会降低反射率，但在一定的角度下可使得光栅分光时中心波长衍射主极大与干涉主极大重合，从而使得整个分光系统效率达到最大，同时又无需对光栅闪耀角有特定的要求。为方便说明和以后实验室的应用，这里以解决现有光栅波长衍射主极大与干涉主极大不重合情况为例。

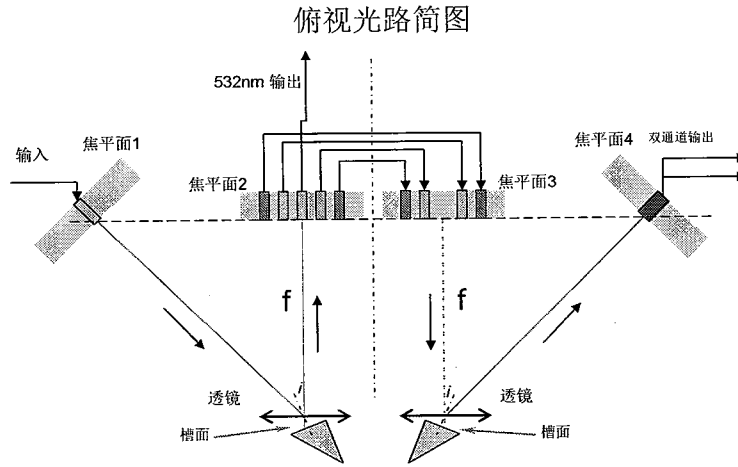


图 4.21 新双光栅分光系统俯视光路图

新的双光栅分光系统仍可使用原有输出光纤，但输入光纤数值孔径应当适当减小以避免能量损失，透镜焦距仍然可取 $f=200\text{mm}$ ，但须重新设计透镜镜面曲率参数以消除因新的光路造成的旁轴像差和色差，透镜的有效通光孔径也应增大以减小能量损失。这里略去输入光纤和透镜的具体设计。

如图 4.21 左边光路，回波信号光从焦平面 1 出射，准直后与光栅槽面成角度 i 入射，衍射主极大方向即以槽面法线为对称的方向，而此时又要求恰好是 532nm 谱线的第 K 级干涉主极大方向，即要求 $i=i'$ 且 $\lambda_0=532\text{nm}$ 时，式 (4.11) 等号两边相等，由式 (4.11) 可得：

$$2d \cos i \sin \theta = K \lambda_0 \quad (4.16)$$

以现有光栅参数，可由上式求得 $i=i'=9.4664^\circ$ 。如图 4.21 左边光路和对应的焦平面（图 4.22），从几何光学角度分析，信号光经过第一块光栅分光后在焦平

面 2 上波长 λ_i 相对于 λ_0 的位置可由式 (4.12) 推得:

$$L_i = f \times \tan\left[\frac{K}{d \cos(i - \theta)} \times (\lambda_i - \lambda_0)\right] \quad (4.17)$$

图 4.21 中, 焦平面 1 与焦平面 2 中心距离这里以 L 表示:

$$L = f \times \tan(2i) \quad (4.18)$$

以现有光栅参数和透镜焦距 $f=200\text{mm}$, 由式 (4.17) 和式 (4.18) 可计算获得焦平面 2 中 $L_1=L_2=1.4214\text{mm}$, $L_3=L_4=2.556\text{mm}$, 焦平面 1 与焦平面 2, 焦平面 3 与焦平面 4 的中心距离皆为: 68.6032mm 。光路图 4.21 中右侧俯视光路与左侧完全以中心轴对称。图 4.22 中焦平面 3 为从焦平面 2 光纤转接的信号输出端, 焦平面 3 在纵向上输出口上下错位距离可选择 $d=4\text{mm}$, 由光路可逆性和以横轴的对称性, 图 4.21 右侧光路可将 Raman 散射信号耦合进入焦平面 4 上的输出端口。焦平面 3 和 4 上的端口位置可由对称性确定, 其焦平面 3 上 L_1-L_4 与焦平面 2 上相同。

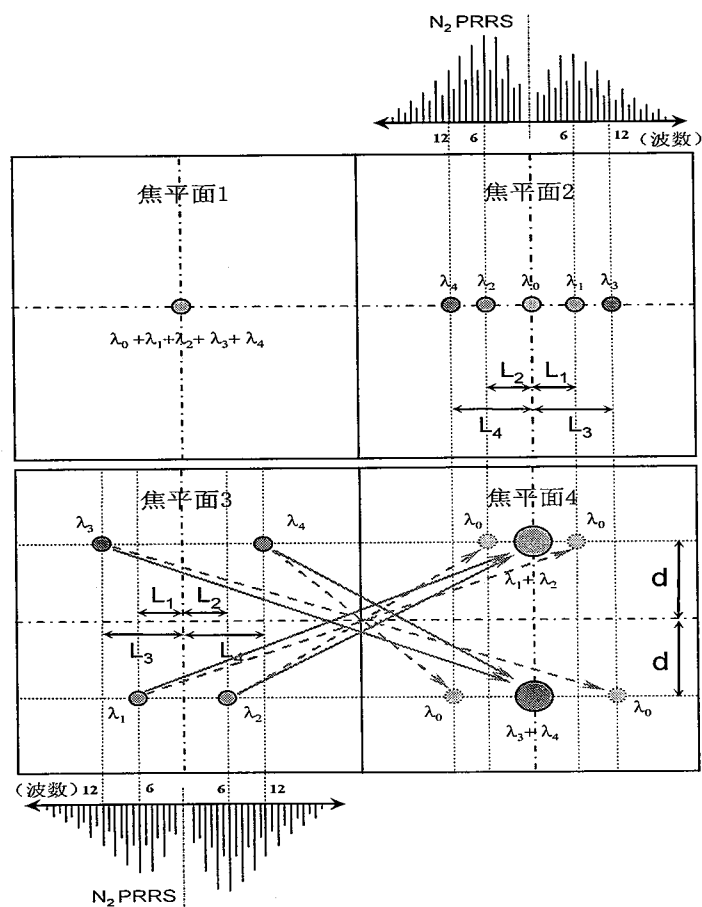


图 4.22 新双光栅分光系统焦平面

§4.6 光电转换单元与信号采集单元

转动 Raman 散射信号较弱，一般需采用光子计数方式进行探测。为兼顾以后 PRRL 系统紫外探测功能的拓展，我们采用了日本滨松公司的 R7400U-03 型光电倍增管，有效探测面积 8mm，光谱响应范围为 185-650nm，峰值波长 420nm，光谱响应曲线及外观结构如图 4.23（注：图片引自产品说明书）。该光电倍增管正常状态工作电压环境 750-850V，工作温度可为常温，但制冷条件下可以大幅降低暗电流。对于 PPRL 系统的探测，常温下的工作状态已足以满足要求。

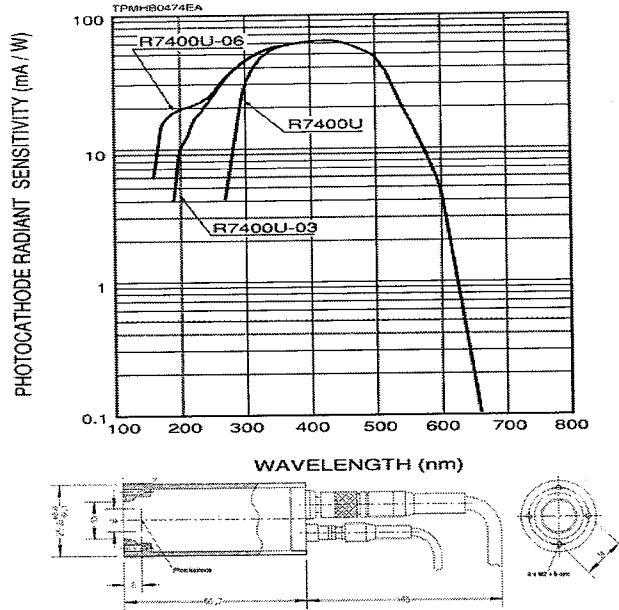


图 4.23 R7400U-03 光谱响应曲线（上）及外观结构（下）

信号采集单元我们选用了德国 Licel 的瞬态记录仪，其内部集成了放大器与采集卡，信号可分两通道同时采集：①信号经过放大和抗混频滤波器（Anti-aliasing Filter，用来限制频率范围的滤波，使模拟信号在 A/D 转换之前的最高频率不超出采样频率的一半）后 A/D 采集；②信号可分三个级别幅度放大，再经高通滤波后以光子计数方式采集。

瞬态记录仪采用双机互联线与控制计算机相连，计算机可通过采集控制软件控制瞬态记录仪，并可从瞬态记录仪内存中直接读取数据进行数据处理，图 4.24 为工作原理图^[130]。

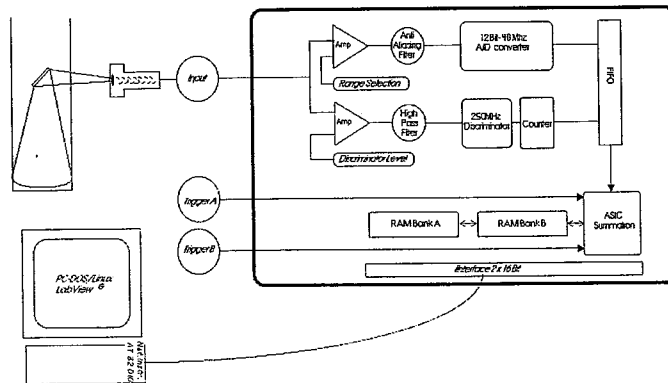


图 4.24 Licel 瞬态记录仪工作原理图

§4.7 数据处理软件编程

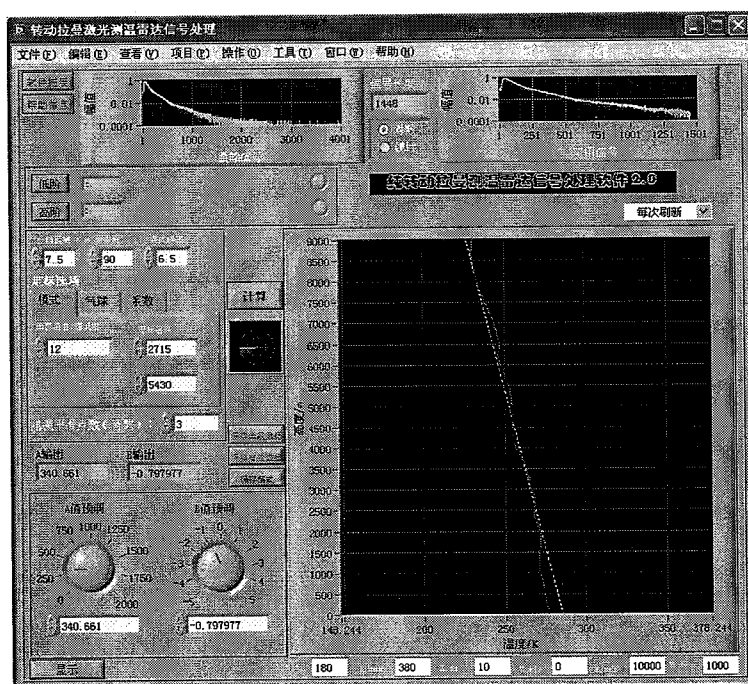
PRRL 系统的数据处理软件采用 MATLAB 与 LabVIEW 混合编程。MATLAB 是一款专门为工程计算设计的高级交互式软件包, 包含大量可直接用于数据处理的函数, 例如各种滤波函数以及小波分析等。对于 PRRL 系统的测温信号数据处理, 直接使用 MATLAB 函数比使用 VC 或 C 语言方便许多。LabVIEW 是一种图形化的编程语言, 美国 NI 公司的产品, 被称之为“G 语言”。由于其比 C 语言方便、直观、快捷, 近年发展迅速, 广泛地被工业领域、实验室科学领域。目前世界上几乎所有流行的高速数据采集及电子控制硬件均支持 LabVIEW 语言, 其被视为一个标准的数据采集和仪器控制软件。PRRL 系统的数据采集软件即基于 LabVIEW 语言。

对于 PRRL 数据处理界面编写方面, LabVIEW 的优点在于界面控件集成化, 应用方便。在数值计算方面, 虽然 LabVIEW 内部集成不少数据处理图形化函数, 但对于激光雷达数据处理编程, 需要使用大量数据处理函数以及它们的多次调用, 仅采用 LabVIEW 较之使用 MATLAB 还是较为麻烦, 故 PRRL 系统的数据处理软件较适合采用两者的混合编程: 我们采用 MATLAB 支持的 M 语言编写内部算法, LabVIEW 实现外部界面的显示。当前, 鉴于 MATLAB 与 LabVIEW 两种工程软件各自的侧重优点, MATLAB 与 LabVIEW 混合编程非常流行, 一般采取以下方法^[131-133]:

- ① 利用动态连接库 (DLL) 技术: 动态连接库是基于 Windows 程序设计的一个重要组成部分, 它由一系列封装好的可执行代码组成, 其内部函数能被其他程序所共享。MATLAB 编译器可以将 M 文件编译成 C/C++ 代码, 然后利用 C/C++ 编译器将其再编译成 DLL 供 LabVIEW 调用。LabVIEW 提供了一个调用库函数 CLF (Call Library Function) 节点, 利用该节点可以在 LabVIEW 中实现 DLL 函数的调用。
- ② ActiveX 的自动化技术: ActiveX 是微软公司开发的用于因特网的一种对象连接与嵌入技术, 可用于应用程序间通讯, 并可由应用程序或组件控制另一个应用程序或组件运行。应用程序可作为自动化服务器或自动化控制器。PRRL 系统的数据处理软件可使用 MATLAB 自动化服务器功能, LabVIEW 作为界面编译程序可将数据传入 MATLAB 执行 MATLAB 命令, 并将运行

结果导入回 LabVIEW 并显示。

- ③ LabVIEW 支持的 MATLAB Script 节点：用户可在 LabVIEW 编译界面的 MATLAB Script 节点框书写 M 语言，使用 MATLAB 工具箱函数，LabVIEW 通过 ActiveX 技术执行该节点。实质上这是 ActiveX 自动化技术的简化过程。
- ④ LabVIEW 支持的 MathScript 节点技术：MathScript 的核心是一种高级文本编程语言，与 MATLAB M 语言语法基本兼容，它包含用于信号处理、分析和数学相关任务复杂性的语法和功能，MathScript 包括超过 600 种内置函数，用于数学运算、信号处理和分析。与 MATLAB Script 节点类似，可在 MathScript 节点框内直接书写 M 语言，但是其并不支持 MATLAB 工具箱函数。



4.25 PRRL 系统数据处理软件界面

方法②、③无法脱离 MATLAB 运行环境，PRRL 独立的数据处理软件的编写适合采用方法①和方法④，方法①过程相对繁琐。目前的 PRRL 数据处理软件数据处理方面主要基于中值滤波以及矩阵运算，为了运算快捷，目前采用方法④可以实现 PRRL 系统的数据的基本处理。如果 PRRL 系统独立可执行软件实现深层次的小波分析或图像处理功能，方法①有待应用。图 4.25 给出了基于方法④

的 PRRL 系统数据处理主程序界面。该软件可显示原始信号图, 并可对数据进行模式初步定标或导入气球探空数据进行定标, 软件内部设有内部平滑参数设置界面。图 4.26 为主界面后面板部分图形化程序, 为了直观, 程序的编写采用单 VI 界面多线程方式, 尽量减少了子 VI 的使用。

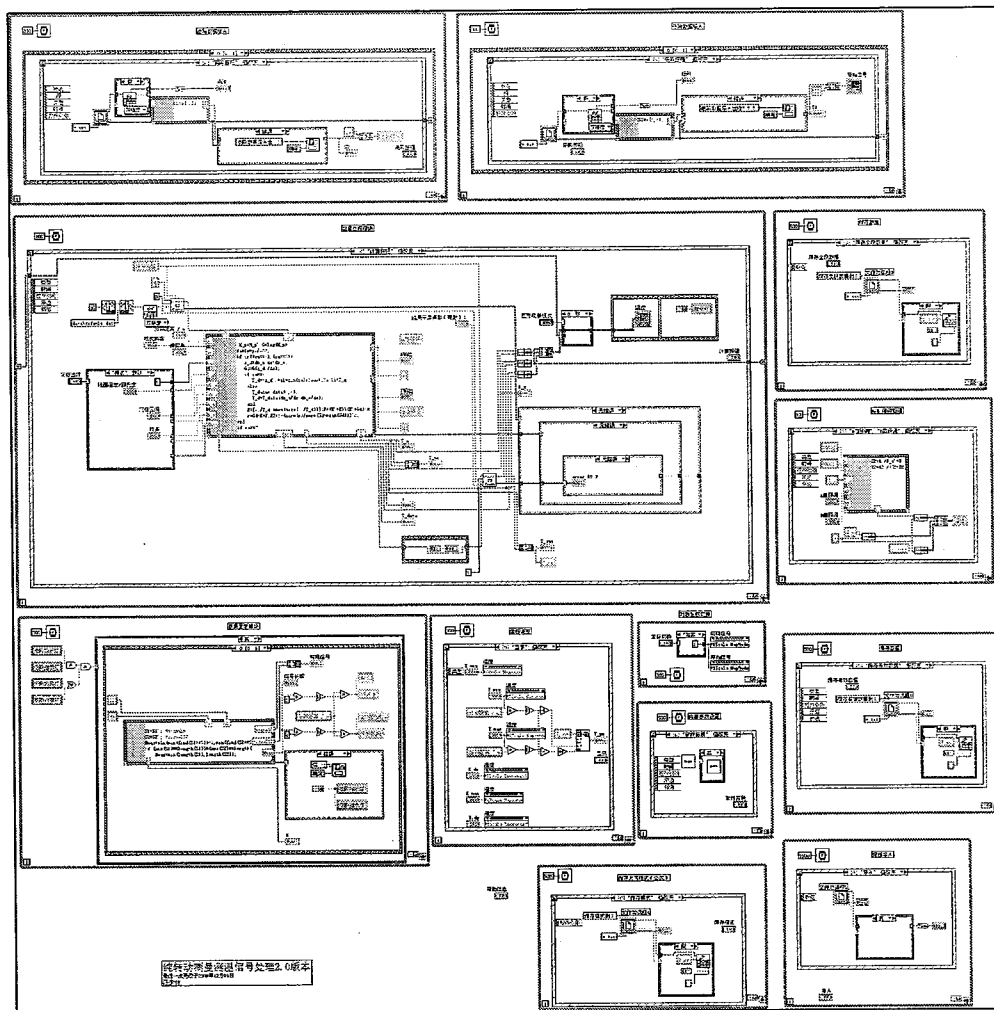


图 4.26 数据处理软件后面板主程序

本章小结:

- ① 完成对流层纯转动 Raman 激光雷达 (PRRL) 的总体研制, 给出了 PRRL 系统总体结构和参数, 详细介绍了各分系统部件和相关设计, 同时提出了激光雷达中导光光纤扰模的必要性。PRRL 系统采用 Nd:YAG 固体激光器倍频光 532nm 为发射波长, 14 英寸施密特-卡塞格林望远镜为接收端, 可在夜间探

测对流层中低层温度。

- ② 激光容易在发射光路中的光学镜面间相互反射，尤其光路中的曲面可对激光形成反向聚焦，极易对光学器件和膜层造成损伤，不同光学材料和膜层激光损伤阈值不同，本章给出了 PRRL 系统发射光路激光损伤的考虑方法。
- ③ 从几何光学和高斯光学角度推导了 RFOV 计算公式。提出控制 PRRL 系统望远镜接收视场(RFOV)的设计方案。目前,PRRL 系统采用 0.15mrad 和 0.4mrad 两种接收视场。
- ④ 分析了 PRRL 双光栅分光系统的光谱分辨性能，给出了有关公式，计算了光谱透过率线型图。指出由于经典的双光栅分光系统对光栅闪耀角的特定要求，往往难以保证这种系统的效率达到最佳，从而为解决这一问题提出了新的双光栅分光系统的设计方案。
- ⑤ 基于 MATLAB 和 LabVIEW 语言编写了 PRRL 系统的数据处理软件，同时介绍了 MATLAB 与 LabVIEW 混合编程的几种方法。