

虞雅贤 朱慧霞
励春龙

激光气象雷达



高蒙出版社

73.7.16
74.7

激光气象雷达

虞雅贤

朱慧霞 编著

励春龙

气象出版社

2015/28

内 容 简 介

本书为激光技术应用于气象科学的专业参考书，着重介绍我国自行设计和生产的红宝石激光测云、测烟雷达和砷化镓激光测云雷达的基本工作原理、结构、性能以及使用维修等技术。还讨论了激光雷达在大气探测中日益广泛的应用和前景，并对多年来的使用效果进行了分析。

本书可供气象台站的观测人员，从事环境保护、大气探测的科研人员和生产厂家的工程技术人员参考。也可作为大专院校大气物理、气象仪器和气象观测专业的教学参考书。

激光气象雷达

虞雅贤 朱慧霞 励春龙 编著

责任编辑：谷真真

* * * * *

高 红 出 版 社 出 版

(北京西郊白石桥路46号)

常熟文化印刷厂排版 塞云华都印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行 全国各地新华书店经售

* * * * *

开本：787×1092 1/32 印张：7.5625 字数：166 千字

1987年2月第一版 1987年2月第一次印刷

印数：1—1500

统一书号：13194·0380 定价：1.80元

前　　言

激光由于它具有单色性好、相干性高、准直性强和脉冲功率大等特点，受到广大科学工作者的极大重视。自 1960 年第一台红宝石激光器问世至今，二十多年来，激光技术获得了迅速的发展，日益广泛地应用于国防、工农业和科学的研究等许多领域。

激光技术的发展，为气象要素的测量提供了新的探测手段。自 1962 年开始，一些国家相继研制成功了激光气象雷达，对云底高度、大气温度、大气透明度、水汽、湍流、风和污染物等进行了观测试验，取得了有意义的结果。激光气象雷达将成为研究对流层大气状况的有效工具。

我国自 1965 年以来，由中国科学院大气物理所、上海市无线电二十三厂、上海光机所和复旦大学等单位共同协作，相继研制成功红宝石激光测云仪、红宝石激光测烟雷达、砷化镓激光测云雷达，并开展了激光测云、测烟及测定大气能见度等观测原理和方法的实验研究，取得了良好的效果。

本书论述了固体激光器、半导体激光器的基本原理和关键工艺以及激光束在大气中的传输衰减和回波机理，并结合国产的三种激光气象雷达，较详细地介绍了激光气象雷达的整机结构、电性能等特点及激光气象雷达测云、测烟的基本原理、方法和维修技术。最后还展望了激光雷达在今后的大气探测中广泛应用的前景。

本书稿承蒙成都气象学院田明远副教授和南京大学王彦昌副教授审阅；南京大学蒋维楣老师也详阅了书稿，提出了修

改意见，并编写了附录；在编写过程中得到上海市无线电二十三厂孙树人、高志斌、孟智伟和南京大学周朝辅等同志的许多帮助，作者在此深表谢意。

本书内容涉及面较广，作者学识浅陋，错误在所难免，诚恳希望广大读者给予批评指正。

作 者

1982年9月

绪 论

激光是一种新颖的光源，它的诞生，开始了人们对光的掌握和利用的一个新阶段。激光的一系列物理特性完全不同于以往任何一种普通光源，其中最重要的是：高准直性、高单色性和高亮度等。由于具有这些特性，激光从根本上突破了以往所有光源的种种局限性，从而赋予古老的光学学科新的生命力，引起了现代光学应用技术的革命，促进了许多基础学科和应用技术学科的新发现和新发展。

在地面和高空气象要素的测量中，运用了多种多样的直接或间接的方法，其中很大一部分是采用了光学的方法。例如，古老的而且至今还为广大气象台站采用的目测大气水平能见度的方法，它是建立在目标物与天空背景视亮度对比的基础上；云幕灯及弧光云高仪，则利用云层对人造光源发射光束的反射来测定云底的高度；建立在大气对太阳辐射的第一级分子散射理论基础上的曙暮光方法，是高层大气物理学中间接测定大气温度和密度垂直分布的重要方法；探照灯方法，一般被用来研究大气的光学性质，可以观测探照灯光线在大气不同高度上的散射光强度、偏振和光谱成分，从而得到关于任一层大气性质的资料；目前利用装在火箭上的仪器，测量不同高度上的太阳伦琴辐射（主要是测量44~60Å区域中的太阳伦琴辐射）的吸收，就可得到空气密度的资料，并可计算温度分布；还有利用夜天光和极光的光谱分析法测定高层大气的密度和温度等。

从以上可看到，研究大气结构的光学方法是多种多样的，

有建立在特定的大气层结对光束反射的基础上；也有建立在大气对光辐射的吸收、散射、偏振以及光谱分析等基础上。它们所采用的光源有各种自然光源，也有各种人造光源。利用激光进行大气探测时，其物理机制也是利用大气对激光辐射的吸收、散射等相互作用的基本原理，但激光光源与普通光源有本质区别，因而在大气探测中发挥了它独特的优越性。

下面从激光四个最重要的特性比较激光与普通光源的不同点，并介绍在气象观测以及其它应用学科中如何利用这些特性，从而更深刻地了解激光在大气探测中所占的重要地位和具有的广阔前景。

激光具有高亮度特性。亮度是光源发光能力大小的一个最重要的标志，按辐射测量法它定义为单位时间单位发光表面向空间单位立体角内发射出的光能量。激光器出现以前，所有光源的发光亮度值都是很低的。例如，在人们的一般印象中，太阳应该是最亮的，但太阳的发光亮度也只有 $10^3\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ 量级左右，而普通的气体和固体激光器的发光亮度，一般在 $10^5 \sim 10^{10}\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ 量级左右，尤其是采用Q突变技术的大功率脉冲固体激光器，其输出激光亮度可高达 $10^{14} \sim 10^{17}\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$ 量级以上，比太阳的亮度高几千亿倍以上。激光的高亮度特性，意味着激光能量可在时空上高度集中并传输极远的距离，它所产生的效果，在某种意义上来说，可与核武器的爆炸效果相比。

利用强激光辐射的高亮度特点，原则上可将它作为一种光辐射武器，来摧毁一些高速飞行的目标，如飞机、巡航导弹、弹道导弹和人造卫星等。利用普通激光器输出激光的高亮度特点，还可对各种材料和产品进行特种加工。较成熟的应用如：激光打孔、切割、焊接等。在大气探测中，利用激光的高亮

度特性，不但可以测定对流层大气，而且还可测定高层大气的特性，以及测定中、高云中的云滴、冻晶浓度和谱分布等云的空间结构。

激光具有高准直性。在激光器出现以前，各类光源所发射的光的准直性都比较差，光能分布在空间很大的发散角范围内，而不能集中在确定的方向上发射较远距离。就以准直性较好的探照灯光束为例，当聚光反射镜的发射口径为1m时，它的发射光束的平面发散角也只能缩小到10 mrad量级左右，这意味着光束传输到1km以外的地方时，光束直径已扩大为10m左右。而激光器发射的光束，准直性高得多。例如单横模输出的激光器发射的光束，若其经过发射望远镜后的光束孔径也为1m，它的平面发散角只有 10^3 mrad，这意味着光束传输到 10^3 km以外时，光束也只扩大到几米。

激光束的高准直性，表明它具有在极远的距离上传输光能、探测讯号和传递控制指令的能力，从而可进行远距离激光通讯、测距以及进行激光导航、遥控等项应用。在这方面，对月球和卫星激光测距和宇宙飞船的激光对接控制等都是引人注目的激光应用成就。利用激光的高准直性，气象上可以定向地测定大气、云层、烟云等观测对象的性状。

激光还具有高单色性。激光器出现以前，单色性最好的普通光源为Kr 86灯，波长 $\lambda = 6057 \text{ \AA}$ ，谱宽 $\Delta\lambda = 0.0095 \text{ \AA}$ ，单色性程度 $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-6}$ 。若用这种光源进行干涉长度测量时，最大量程不超过1m，测量误差约为1μm。目前稳频和单频的特种氮氖激光器装置，输出的激光单色性程度 $\Delta\lambda/\lambda$ 可达 $10^{-10} \sim 10^{-13}$ 。

另外，激光的相干性强，若用它进行干涉测长度时，量程可扩大到1km至 10^3 km，在 10^3 km范围的测量误差小于

$10^2 \sim 10^{-4} \mu\text{m}$ 量级。

可见利用激光相干性强的特点，不但可极大地提高各种光学干涉测量方法的量程和精度，而且在原则上提供了建立以激光波长为标准的新的长度、时间和频率标准的可能性。例如以单色性程度为 10^{-13} 量级的激光作为光频标，一年时间的计时误差不超过百万分之一秒，这在数量级上已大大超过了目前的微波原子频标的精度；若用高单色的激光作为光频相干电磁载波，可同时传送、存贮和处理大量信息。一条普通的激光通讯通道，按其信息携带容量来讲，在原则上可同时传送地球上所有电视台、广播电台的节目以及所有电话间的信息。在大气探测中，利用激光的高单色性，可以研制激光分子共振散射雷达、激光喇曼散射雷达、激光多普勒雷达，以测定大气分子、气溶胶粒子、大气污染物质的成份和浓度分布；测定大气温、湿、风各种气象要素以及大气湍流活动性状。

激光雷达能达到现有微波雷达无法达到的方位精度和距离分辨率。微波雷达中使用磁控管、速调管之类的射频振荡器，要想使脉冲宽度变窄，而又不减小脉冲能量，就得增大峰值功率，这样在传输通道内就有击穿的危险。而激光发射装置采用了所谓 Q 突变技术，使产生的脉冲宽度较之激励电能的脉冲宽度变窄了 10^4 倍。如 Q 突变式红宝石激光器，一般能产生脉冲宽度达几十毫微秒量级的激光束。脉冲宽度变窄能改善距离分辨率。由于激光波长较之微波雷达所取波长短 $3 \sim 5$ 个量级，并与存在于大气中的气溶胶粒子尺度相当（一般为 $10^{-2} \sim 10^2 \mu\text{m}$ ），气溶胶粒子和激光束之间的相互作用（吸收、散射等）将更为显著。

按激光波长和粒子尺度的大小，可把光散射分成雷莱(Rayleigh)散射和米(Mie)散射两种；按激光波长和粒子的

化学性质,可分成喇曼(Raman)散射和分子共振散射两种。当散射粒子的直径小于激光波长时,主要是雷莱散射。大气分子对太阳辐射的可见光波段的散射就属于这一种。这种散射光的强度与入射光的波长的四次方成反比,与粒子体积的平方成正比。众所周知:天空呈现蓝色正是由于光的散射随着波长减小而强烈增强的缘故。当散射粒子的直径等于或大于激光波长时,主要是米散射。这种散射可以由烟云粒子、云中小水滴或其它大气气溶胶粒子引起。这些散射光的强度大致与入射光的波长无关。通常大气中的米散射光强要比雷莱散射光强大 $10^2\sim 10^3$ 倍。以上两种散射光波长均与入射光波长相同。喇曼散射的情形,则是激光束照射到不同成份的散射体后,会获得不同波长的散射光。分子共振散射则是一定成份的粒子只对一定波长的激光束产生散射。利用这两种散射,可进行大气成份、浓度分布的测定。激光测云、测烟雷达的回波就是云底的云粒子和烟云粒子对激光束后向散射产生的。

由于激光频率很高,所以多卜勒效应很显著,和微波雷达相比,其多卜勒效应一般要大 10^2 以上。因此就可能用来对低速移动的示踪物,如气溶胶粒子的移动速度进行探测。

激光雷达为气象观测开辟了一条新途径。国内外实践都表明,激光气象雷达是一种有发展前途的气象探测工具。激光在气象科学中的应用,目前还在继续探索试验中,为研制出适用于大气探测的更多、更好的激光气象雷达和实用方法,还需要广大气象工作者和工程设计人员的共同努力。

目 录

前言

绪论

| | |
|----------------------|-----|
| 第一章 激光器的基本知识 | 1 |
| § 1.1 激光器的工作原理 | 1 |
| § 1.2 激光器的基本组成 | 12 |
| § 1.3 激光器的运转方式和Q突变技术 | 19 |
| 第二章 激光在大气中的传输 | 24 |
| § 2.1 地球大气 | 25 |
| § 2.2 大气对激光束的衰减 | 30 |
| 第三章 红宝石激光气象雷达 | 47 |
| § 3.1 激光测云雷达整机结构和性能 | 47 |
| § 3.2 红宝石激光器 | 48 |
| § 3.3 激光束的收发“天线” | 60 |
| § 3.4 接收系统 | 64 |
| § 3.5 计数显示系统 | 70 |
| § 3.6 电源 | 86 |
| § 3.7 红宝石激光测烟雷达 | 90 |
| § 3.8 安装、调整、使用及维修 | 110 |
| 第四章 砷化镓激光测云雷达 | 113 |
| § 4.1 整机结构和性能 | 113 |
| § 4.2 砷化镓激光器 | 115 |
| § 4.3 光检测器 | 121 |
| § 4.4 收发天线系统 | 131 |
| § 4.5 信号处理系统 | 134 |
| § 4.6 数据传输系统 | 139 |

| | |
|--------------------------------|-----|
| 第五章 激光气象雷达在大气探测中的应用 | 150 |
| § 5.1 物理基础 | 150 |
| § 5.2 噪声及其抑制 | 157 |
| § 5.3 云层探测 | 160 |
| § 5.4 大气污染研究 | 170 |
| § 5.5 能见度观测 | 178 |
| § 5.6 激光探测的其它应用 | 184 |
| 结束语 | 194 |
| 附录 激光雷达测烟方法和数据处理 | 196 |
| 参考文献 | 213 |
| 附表1 红宝石激光测云雷达常见故障排除方法一览表 | 216 |
| 附表2 红宝石激光测烟雷达常见故障排除方法一览表 | 218 |
| 附表3 各章符号物理意义一览表 | 219 |
| 附图1 红宝石激光测云雷达整机电路图 | |

第一章 激光器的基本知识

激光是一种受激辐射。它的发光机理完全不同于以往任何一种普通光源。其特点可从不同的方面加以描述：用比较通俗的术语来描述，激光具有高准直性、高单色性和高相干性等特点；用统计物理学的术语来描述，激光具有高光子简并度特点；从电磁波谱学的角度来描述，激光可以是极强的紫外或红外辐射，并具有可调谐，即可连续变频的特点；用辐射光度学的观点来描述，激光具有高亮度特点等等。其中最重要的特性是高准直性、高单色性和高亮度特性。激光辐射为什么会具有以上这些独特的性能呢？下面我们将从物质的结构和光与物质间的相互作用的基本过程出发，逐步介绍激光的发光机理和激光器的基本工作原理。希望对激光原理有更多了解的读者，可参阅文献[1]—[6]。

§ 1.1 激光器的工作原理

一、粒子体系的能态分布

1. 物质结构及能态分布

任何物质都是由分子、原子这些粒子组成。原子是由原子核和电子组成，原子核又由质子和中子组成，质子、中子和电子按不同数量、不同方式结合起来，构成各种元素的原子。所以原子本身就是一个粒子系统。原子核的质子带正电荷、核外的电子带负电荷，两者的电荷数相等，使原子成为电中性。因此原子又是一个复杂的电系统。核外每个电子都是在原子核电场和核外其它电子的电场的共同作用下绕核运动的。

在微观世界中有一条规律，即核外电子的运动具有一系列完全确定的不连续的状态，每个状态由代表电子运动特征的四个量子数——主量子数 n 、角量子数 L 、磁量子数 m_L 和自旋量子数 m_s 共同决定。量子数不连续的取值，体现了电子运动状态的不连续性。每个可能的运动状态都使电子具有完全确定的能量——绕核运动具有的动能和被核吸引具有的势能。电子可能具有的这些不连续的能量水平，称为电子的能级。

泡利不相容原理表明：在原子中，不允许有两个或两个以上的电子具有完全相同的状态，也就是说，每个确定的运动状态同时只能容纳一个电子。原子没有从外界获得能量时，核外电子所处的状态使整个原子的能量最小，这是原子最稳定的状态，称为基态。如果原子由于各种原因，如加热、射束辐照或与高速运动的其它原子、离子等发生碰撞，从外界获得能量，就能促使离原子核较远的层次上的电子跳入没有电子占据的高能级，因而使整个原子处在相应的高能量状态，称为激发态。

在热平衡状态下，亦即粒子体系没受到外界的特殊干扰或能量的激励作用，粒子数按不同能量状态的统计分布，服从或近似服从麦克斯韦-玻尔兹曼统计分布规律，也称正常分布。处于能量值为 E_n 的能态的粒子数目 N_n 可表示为：

$$N_n = C \cdot e^{-E_n / K \cdot T} \quad (1.1)$$

式中 K 为玻尔兹曼常数； T 为粒子体系的绝对温度， C 为归一化常数。

按照这一统计分布规律，能态越高， E_n 越大，粒子数就越少。

图 1.1 为粒子能量正常分布的示意图。 E_1 为粒子的最低能态——基态。在一般情况下，绝大多数粒子所具有的能量

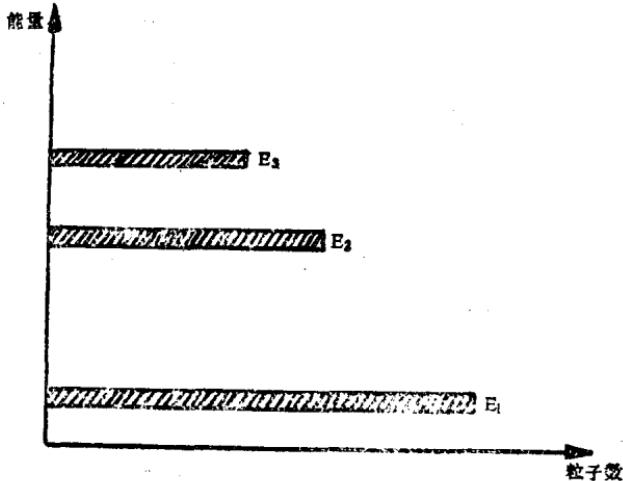


图 1.1 粒子能量的正常分布

是基态能量，它相当于电子在靠近原子核的轨道上运动； E_2 、 E_3 等为高能态，称激发态。一般情况下，处于激发态的粒子较少，它相当于电子在远离原子核的轨道上运动。

2. 半导体的结构及能带

目前已有许多种半导体激光器，如本书第四章介绍的砷化镓激光器。半导体中产生激光的原理，虽然在原则上与固体激光器及气体激光器一致，但因为物质结构不同，产生激光的具体过程也有所不同。

半导体材料是一种单晶体。在单晶体中原子全部是有规则地排列的，因为各个原子间靠得很近，所以，邻近原子中电子的轨道有了一定的重叠，尤其是最外层的电子轨道重叠最多。由于电子轨道的重叠，在半导体中电子不再完全受一定原子的限制，而可以在晶体中运动，这一特性称为电子的共有化。本来所有单个原子中的电子都有一定分立的能级，现在

由于电子共有化，这些电子的能量和原来能级所代表的能量不同，不是单一的数值，而是分散成一系列接近连续的数值，称为能带。同电子导电现象有关的允许能带有两个：价带和导带，它们之间则称为禁带。在图 1.2 中，大致地表示了这种能带结构。

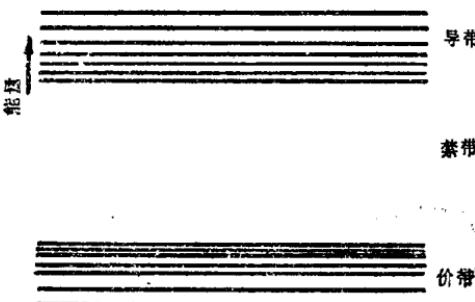


图 1.2 半导体中的能带

这些能带的能量数值近似如下：半导体的禁带宽度约从 $1/100 \text{ eV}$ (电子伏)到几个电子伏，如半导体砷化镓的禁带宽度为 1.45 eV 。能级之间的距离大约是 10^{-14} eV 。

在导带内的电子称为“自由电子”，它们的能量很高，以致于不能附着在任何原子上，它们可以自由地在半导体内移动；电子的空位称为“空穴”，运动的空穴称为“自由空穴”，其能量位于价带内。对半导体电导率有贡献的自由电子和自由空穴统称为“载流子”，当有电场作用时，空穴顺电场方向流动，而电子则逆电场方向流动。

与半导体的电学性质直接有关的是自由载流子的浓度。对本征半导体来说，自由载流子的浓度分布有着费米-狄喇克量子统计规律，即自由电子浓度为：

$$n = N_e \cdot e^{\eta^*} \quad (1.2)$$

式中 N_e 为导带的有效态密度， η^* 为一无量纲的变数，由费米能级的位置决定。

由(1.2)式可看出：自由电子浓度和有效态密度之间具有线性的依赖关系，而与费米能级位置有指数关系。当费米能级升高时，也就是趋向导带底时，自由电子的浓度按指数增加。

自由空穴浓度为：

$$m = N_v \cdot e^{-(\eta^* + \eta_v)} \quad (1.3)$$

式中 N_v 为价带的有效态密度，它近似地代表在价带顶上宽度为 KT 的层内的态密度， η_v 同样为折合变数。

考虑自由电子浓度和自由空穴浓度的乘积，由(1.2)和(1.3)式可得：

$$n \cdot m = N_e \cdot N_v \cdot \exp(-\eta_v) \quad (1.4)$$

在本征半导体中，由于自由电子浓度等于自由空穴浓度，即 $n = m = n_i$ (n_i 称为本征浓度)。因而(1.4)式亦可写成：

$$n_i^2 = N_e \cdot N_v \cdot \exp(-\eta_i) \quad (1.5)$$

比较(1.4)和(1.5)式可得：

$$n \cdot m = n_i^2 \quad (1.6)$$

(1.6)式是很重要的关系式，因 n 和 m 相乘时，并没有规定材料是本征的，因而(1.6)式对非本征材料也是同样适合的。这就说明，如果材料中有许多的施主中心，即自由电子浓度很大，则自由空穴的浓度就减小。反过来也是如此，它为掺杂半导体中产生激光奠定了理论基础。

二、光与物质的相互作用

光具有波动和粒子的双重性质。按照光与物质相互作用的量子理论，物质的粒子体系，可通过三种基本方式同外界光辐射场相互作用，并彼此交换能量。对于物质中处于较低能