

# 中国科学技术大学

# 博士学位论文



## 基于 $1.5\mu\text{m}$ 单光子探测 的机载偏振激光雷达

作者姓名： 裘家伟

学科专业： 空间物理

导师姓名： 窦贤康 教授 夏海云 教授

完成时间： 二〇二〇年五月



University of Science and Technology of China  
A dissertation for doctor's degree



# **Airborne Polarization Lidar With 1.5 $\mu$ m Single-Photon Detectors**

Author's Name: Jiawei Qiu  
Speciality: Space Physics  
Supervisors: Prof. Xiankang Dou,  
Prof. Haiyun Xia  
Finished time: May, 2020



## 中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: \_\_\_\_\_

签字日期: \_\_\_\_\_

## 中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开    保密 (\_\_\_\_年)

作者签名: \_\_\_\_\_

导师签名: \_\_\_\_\_

签字日期: \_\_\_\_\_

签字日期: \_\_\_\_\_



## 摘要

自 1971 年偏振激光雷达诞生以来，其在大气探测中一直发挥着重要的作用。由于偏振激光雷达的双路探测属性，相对于普通大气探测激光雷达如能见度雷达和云雷达，它需求更高的系统稳定性。传统偏振激光雷达采用增加激光出射功率、增大望远镜接收面积的方法来提高探测信噪比，但由于技术和工艺限制，现阶段已达极限。本文采用  $1.5\mu\text{m}$  单光子探测的方案，提升系统的探测效率，降低探测噪声，大幅提升探测信噪比。并且利用  $1.5\mu\text{m}$  波段能够使用全光纤光路的优势，将偏振激光雷达进行小型化设计，研发机载平台雷达系统，旨在提升激光雷达可重部署能力，解决地基激光雷达视野受限的问题。本工作涉及三套  $1.5\mu\text{m}$  单光子探测激光雷达系统的研发：1、基于多模 InGaAs/InP 单光子探测器的气溶胶和云探测激光雷达；2、基于超导纳米线单光子探测器的偏振激光雷达；3、无人机载偏振激光雷达。

本文的主要工作如下：

1. 研发了基于多模 InGaAs/InP 单光子探测器的气溶胶和云探测激光雷达。优化设计了 InGaAs/InP 单光子探测器的工作参数；提出了死时间和后脉冲几率修正算法，提升了动态响应范围和信噪比。多模探测器搭配商用 150mm 口径望远镜，实现了大气气溶胶和云的高时空分辨率连续探测。数据显示多模系统具有穿透多层云进行探测的能力。对比实验中，使用了同一发射机，单/多模 InGaAs/InP 单光子探测器的接收机。对比结果显示：基于多模 InGaAs/InP 单光子探测器的雷达接收机可提高信噪比约 5 倍。
2. 研发了世界首台基于超导纳米线单光子探测器的  $1.5\mu\text{m}$  偏振激光雷达。该雷达充分发挥了超导纳米线单光子探测器的优点，实现了合肥市连续 48 小时大气气溶胶的浓度和退偏比高时空分辨率探测。实验中利用全光纤的优势，在接收机中搭建了时分复用模块，仅采用单通道探测器实现偏振雷达的正交回波信号的分时探测，消除了双路探测器效率波动带来的误差的同时节省了成本。此次实验成功记录了 2016 年冬天合肥市发生的一次空气污染过程，并且监测到了建筑工地排放建筑扬尘的过程，证明了系统的污染源识别能力。
3. 研发了无人机载平台偏振激光雷达。该雷达采用全光纤光路和结构紧凑的发射接收机，搭配精密设计的机械、电学和热学模块，实现了重量 23kg，尺寸 60 厘米×50 厘米×45 厘米的小型化封装。为了实现光学稳定性，该雷达的望远镜从选材、结构设计、温度控制方面进行了综合优化，保证了轻量化和稳定性。为了验证雷达对目标的偏振识别性能，该雷达首先在地面扫描平台上

实现了大楼的强度和退偏振成像，角分辨率达 1/800 度。为了验证其目标识别性能，对多种典型空中障碍物进行退偏比探测实验。之后与北航无人直升机研究所合作，进行了雷达平台稳定性试验，改进磨合了无人直升机与偏振激光雷达的机械结构，解决了振动等难题。2019 年春于河北廊坊进行了外场飞行扫描实验。无人直升机驱动雷达实现了水平扫描，获得了不同高度处、直径 12km 的大气气溶胶分布图像，并且通过退偏比识别出了多种空中障碍物，展现了该雷达在城市污染监测和保障飞行安全方面的能力。

**关键词：** 无人机载激光雷达 偏振激光雷达 InGaAs/InP 单光子探测器 超导纳米线单光子探测器 气溶胶激光雷达 云激光雷达

## ABSTRACT

Since the invention of polarization lidar in 1971, it has been playing an important role in atmospheric detection. Since polarization lidars need two channels detection, it requires higher system stability than ordinary atmospheric detection lidar such as visibility lidar and cloud lidar. The traditional polarization lidars use powerful pulsed laser and large diameter of telescope to improve the performance. However, it has reached its limit since the insufficient technical and technological.

In this paper, the 1.5 $\mu\text{m}$  single photon detection technique is used to improve the performance of the polarization lidar. By increase the detection efficiency and reduce the detection noise, single photon detectors are able to greatly improve the signal-to-noise ratio of detection. Moreover, taking advantage of the ability to use the all-fiber optical path in the 1.5 $\mu\text{m}$  band, the polarization lidar is miniaturized and the airborne polarization lidar system is developed. It improves the portability of the polarization lidar and has a better vision compared to ground-based systems. In this paper, three sets of lidar systems based on single photon detectors were developed: 1. aerosol and cloud lidar based on multimode InGaAs/InP single photon detector; 2. polarization lidar based on superconducting nanowire single photon detector; 3. UAV-borne polarization lidar.

This dissertation proceeds as follows.

1. An aerosol and cloud lidar based on MMF coupled InGaAs/InP single photon detector is developed. For Lidar applications, the operation parameters of single photon detector are optimized. The dead time and after-pulse probability of InGaAs/InP single-photon detectors are corrected in data processing to improve the dynamic response and signal-to-noise ratio. Continuous detection of atmospheric aerosols and clouds with high spatial and temporal resolution was achieved based on the multi-mode fiber coupled detector and a commercial 150mm telescope. The data shows that the multi-mode system has the ability to detect multiple layers of clouds. A comparative experiment was also designed using the same transmitter and single/multi-mode receiver. It was found that a lidar receiver based on a multi-mode coupled InGaAs/InP single photon detector can improve the signal-to-noise ratio by about 5 times.
2. The first 1.5 $\mu\text{m}$  polarization lidar based on a superconducting nanowire single photon detector is demonstrated. The lidar fully utilizes the advantages of the

superconducting nanowire single photon detector, and realizes a 48-hours detection of the atmospheric aerosol in Hefei City, which received density and depolarization ratio data with high spatial and temporal resolution. In this system, a time-division multiplexing module was developed. Only a single-channel detector was used to detect the two channel signals of the polarization lidar, which eliminated errors caused by fluctuations in detector efficiency and saved costs. This experiment successfully recorded an air pollution process in Hefei City in winter 2016, and monitored the process of a construction site emitting building dust. These data demonstrated the system's ability of monitoring and classifying air pollution.

3. A compact polarization lidar for UAV-borne platforms is developed. The lidar uses an all-fiber structure and a compact transceiver. With precision-designed mechanical, electrical, and thermal modules, a miniaturized system with a weight of 23 kg and a size of 60 cm × 50 cm × 45 cm was achieved. In order to verify the lidar polarization recognition performance, the lidar first realized the intensity and depolarization imaging of the building on a ground scanning platform. The angular resolution of the lidar is 1/800 degree. Later, in cooperation with the Beihang Unmanned Helicopter Research Institute, flying experiments were conducted. In the experiment, the unmanned helicopter-driven lidar realized horizontal scanning, and obtained aerosol distribution images with a diameter of 12 km at different altitudes.

**Key words:** UAV-borne lidar, Polarization lidar, InGaAs/InP SPD, SNSPD, Aerosol lidar, Ceilometer.

## 目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT.....	III
第一章 绪论.....	1
1.1 激光雷达简介.....	1
1.1.1 激光雷达和大气研究.....	1
1.1.2 激光雷达的发展简介.....	2
1.1.3 激光雷达基本原理.....	2
1.2 单光子探测器简介.....	5
1.2.1 理想单光子探测器的参数.....	5
1.2.2 非光子数分辨探测器.....	5
1.2.3 光子数分辨探测器 (PNR).....	10
1.2.4 单光子探测器中的电子学.....	15
1.3 本文研究内容.....	18
第二章 基于多模 InGaAs/InP APD 的 1.5 $\mu\text{m}$ 气溶胶和云激光雷达..	20
2.1 气溶胶和云激光雷达简介.....	20
2.2 基于 1.5 $\mu\text{m}$ 多模 InGaAs/InP 单光子探测器的气溶胶和云激光雷达.....	21
2.2.1 1.5 $\mu\text{m}$ 波长探测气溶胶和云的优势.....	21
2.2.2 系统结构.....	23
2.2.3 探测数据和校准方案.....	25
2.3 本章小结.....	28
第三章 基于 SNSPD 的 1.5 $\mu\text{m}$ 偏振激光雷达.....	29
3.1 大气偏振探测的意义和手段.....	29
3.1.1 光的偏振简介.....	29
3.1.2 退偏振的探测.....	30
3.1.3 激光雷达退偏振的原因.....	31
3.2 激光雷达的退偏振源种类.....	33
3.2.1 纯分子散射.....	33
3.2.2 气溶胶散射.....	34
3.2.3 中高层云散射.....	34

3.2.4 水云散射 .....	35
3.2.5 冰晶云散射 .....	35
3.2.6 混合态云散射 .....	36
3.2.7 降水散射 .....	37
3.3 基于超导纳米线单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$ 偏振激光雷达.....	38
3.3.1 系统结构 .....	39
3.3.2 系统校准和数据处理 .....	42
3.3.3 外场实验和数据分析 .....	43
3.3.4 小结 .....	46
第四章 机载偏振激光雷达 .....	47
4.1 无人机载偏振激光雷达系统方案和结构设计 .....	48
4.1.1 系统方案 .....	48
4.1.2 结构设计 .....	49
4.2 地面退偏振探测实验 .....	58
4.3 飞行扫描探测实验 .....	59
4.4 小结 .....	63
第五章 总结.....	64
参考文献.....	66
攻读博士期间取得的科研成果 .....	84
致 谢.....	87

# 第一章 绪论

## 1.1 激光雷达简介

### 1.1.1 激光雷达和大气研究

现阶段的大气的研究离不开遥感技术。和微波雷达一样，激光雷达是获得大气参数的一种重要遥感方式(Fernald, 1984, Lim et al., 2003, Winker et al., 2003, Molebny et al., 2010)。激光雷达的优势在于其拥有高时空分辨率的探测能力(Dou et al., 2014, Xia et al., 2014)，并且探测距离范围可由地面一直延伸至海拔 100km 以上的高度(Li et al., 2018a, Qiu et al., 2016, She et al., 1992, Xu et al., 2005)。通过改变激光雷达的出射激光种类，比如对激光采用频域和时域上的调制，可以改变与大气的作用特性。这可以使激光雷达拥有探测多种大气参数的能力，包括温度、气压、湿度、风速，并且示踪目标包括气溶胶、云和大气分子等。

激光雷达近年来已被大量使用于地球大气的探测。在大气参数复杂多变时激光雷达的运用尤为重要。激光雷达探测的时空尺度可以由从米秒级(Wang et al., 2019b)延伸至全球范围内的以年计数的长时间探测(Winker et al., 2010, Winker et al., 2003)。比如激光雷达被用于观测大气湍流过程(Smalikho et al., 2005, Frehlich and Kavaya, 1991)和大气边界层的日循环变化(Einaudi and Finnigan, 1981, Wang et al., 2019a)。水汽探测雷达(Reichardt et al., 2012)和臭氧浓度探测雷达(Godin et al., 1989)亦有被广泛使用。在气象探测方面，举例来说，激光雷达可以为冷暖锋面过境、风暴(Neiman et al., 1988)和山谷风(Sabatier et al., 2018)等过程提供观测数据。大气中痕量气体的浓度和生成率可由差分吸收激光雷达观测得到(Nehrir et al., 2011)。通过对平流层臭氧浓度耗散的观测，可以得到极地臭氧空洞大小的周年变化(Orsolini et al., 1997, Wirth and Renger, 1996)。通过激光雷达对云层的成分的探测可识别出罕见的极地平流云，因为激光雷达有识别云层中水滴和冰晶的能力(Sassen, 1991c, Klekociuk et al., 2020)。

激光雷达还可以研究气溶胶对气候的影响。比如气溶胶激光雷达可以很好地记录大型火山喷发导致的对流层扰动和气溶胶突增过程(Daltorio et al., 1992, Klekociuk et al., 2020)。气溶胶激光雷达还可以研究大气污染、沙尘和森林火灾烟尘的输送过程(Sugimoto et al., 2019, Deleva et al., 2019, Vaughan et al., 2018)。在更高高度的中间层探测方面，激光雷达可以通过特定波长激发中间层特有的金属原子荧光来探测中间层的温度密度风速等参数，并且记录流星烧蚀、大气重力波等物理过程(She et al., 1992, Ma et al., 2019, Li et al., 2018b)。这些激光雷达系统

大多数为地基系统，包括固定式和车载移动式(Dou et al., 2014, Xia et al., 2012)。近年来机载激光雷达发展迅速，摆脱了地面障碍物对雷达视野的束缚(Groß et al., 2013, Witschas et al., 2017)。一些大型研究项目还将激光雷达送入了太空，形成了星载观测平台，实现对全球参数的观测(Winker et al., 2003, Witschas et al., 2020)。

### 1.1.2 激光雷达的发展简介

激光雷达原理的发明可追溯至激光还没有出现的年代。在 1930 年代最早的原理性激光雷达使用探照灯的回波成功测量得到了高层大气密度廓线(Synge, 1930, Tuve et al., 1935, Johnson et al., 1939)。该系统的回波信号的高度信息采用一台远距离处的旁轴望远镜沿着出射光束轨迹扫描而实现(Elterman, 1951)。在 1938 年，电火花和闪光灯实现的脉冲光方案被第一次用作云底高度的探测(Bureau, 1946)。该系统的收发系统在同一位置并首次实现了激光雷达中时间飞行法测量目标距离的方法。使用该结构的首个真正的激光雷达系统在 1953 年由 Middleton 实现(Middleton, 1953)。

现代激光雷达技术自 1960 年激光器的面世(Maiman, 1960)和 1962 年 Q 开关激光器的发明(McClung and Hellwarth, 1962)后开始蓬勃发展。1963 年 Fiocco and Smullin 报道了采用红宝石激光器搭建的激光雷达并成功进行了大气观测(Fiocco and Smullin, 1963)。在接下来的 10 年内研究者们提出了大量的新型基础激光雷达技术并进行了实验证实。1976 年 E.D. Hinkley 编辑撰写了第一本激光雷达手册(Hinkley, 1976)。自此以后，激光雷达技术的发展与光电技术，特别是激光技术紧密联系起来。激光雷达研究者们通常同时参与激光技术的研发(Kopylova et al., 1999, Agroskin et al., 2005)，这是因为商用的激光器的参数，包括波长、脉冲宽度、光束形状和光谱纯净度往往无法满足激光雷达系统的需求。许多研究者们专门定制的高性能激光器被使用在激光雷达的系统当中。不只是激光器，比如高透过率、窄线宽、高隔断比、通带边缘陡峭的滤波器，多波段高灵敏度的探测器(Eisaman et al., 2011)，大动态范围高速的数据采集系统，高速的数据处理计算机均是激光雷达系统所需求的关键仪器设备。因此激光雷达的发展本身是技术的创新也推动着其他技术的发展。

### 1.1.3 激光雷达基本原理

一般情况下，一套激光雷达系统由发射机和接收机组成。发射机中通常有一台能够发射脉冲激光的激光器。激光脉冲的脉冲宽度可以是几纳秒至几百纳秒甚至至微秒量级。根据不同的激光雷达应用方向，出射激光的光谱特性通常被严格控制。不仅如此，在激光空间分布上，激光雷达系统为了减小出射激光束的发散角，在激光脉冲出射至大气之前通常先经过激光扩束器进行扩束。激光脉冲与大气作

用之后产生回波散射光。在接收端，望远镜负责收集激光的回波散射。在望远镜之后紧跟着的系统为光信号处理和探测模块。根据雷达的应用方向，光信号处理系统拥有不同的功能，比如可以将光信号按波长分离或者按偏振态分离等。探测器模块将回波信号进行高速光电转换，形成电信号并传输至数据采集器。数据采集器将模拟的电信号数字化并与时域精确对应。数字化后的信号即可进入计算机进行存储和数据处理。

根据激光雷达的应用不同，在激光雷达中使用的激光波长范围分布可从 250nm(Oleske et al., 2019)一直延伸至 11 $\mu\text{m}$  以上。早期使用的激光器大部分为红宝石(Gowers et al., 1990)、氮、铜蒸气(Burlakov et al., 1995)和二氧化碳激光器(Howell et al., 1996)。从 1980 年代开始，大功率准分子和 Nd:YAG 激光器在激光雷达领域被广泛应用(Shibata et al., 1980 , Saleminck et al., 1985 , Wallinder et al., 1997)。准分子激光器可以产生紫外激光，而 Nd:YAG 激光器可产生频率为 1064nm 的红外激光。采用非线性晶体对 Nd:YAG 激光器产生的 1064nm 激光进行倍频的技术被广泛应用。YAG 激光器的二倍频和三倍频技术可以将 1064nm 激光倍频至可见光 532nm 和紫外光 355nm。四倍频至极紫外的 266nm 的技术也有被应用在激光雷达上(Harris et al., 1996)。这些波长的激光不仅可以作为直接发射至大气的探测激光，也可以作为泵浦光源产生其他波长的激光。利用某些气体，比如氢气和氙气的受激拉曼散射可以将激光转换为频率较长的激光。受激拉曼散射光源首先被利用在紫外波段的臭氧差分吸收激光雷达中(Milton et al., 1998 , Wang et al., 1996)。染料激光器可以用准分子激光器和 Nd:YAG 激光器作为光源，产生其他特殊波长的激光(Ahmed et al., 1976)。这些特殊波长的激光常被用作差分吸收激光雷达和共振荧光激光雷达的光源(Woods and Jolliffe, 1978 , Avery and Tetenbaum, 1983)。然而现阶段，实现特殊波长的方式更多地被可调谐钛宝石(Yi and Lee, 1996)、变石固体激光器(Sam and Roullard, 1982)或者光学参量振荡器(OPO)(Pappalardo et al., 1997)所取代。掺钕铝石榴石(YAG)、钕氟化锂(YLF)、镱铝石榴石(LuAG)等晶体，或掺有钕、Ho、Tm、Cr、Er 或 Yb 等活性成分的石英，可产生广泛波长的红外波长激光，其中一些波长特别适合用于多普勒激光雷达(Sakimura et al., 2012 , Akulinichev et al., 2004 , Yanagisawa et al., 2001)。目前，新的激光器类型，如平板、微芯片、波导和固态拉曼激光器正在研究中，这些激光器可能带来激光雷达性能的革命。

虽然大多数激光器出射激光是高度平行的准直光，但在激光雷达应用中还需要使用扩束器将激光的发散角压缩至约 100 $\mu\text{rad}$  量级。与之配合的，接收望远镜的视野应该略大于出射激光发射机，比如几百  $\mu\text{rad}$ 。小发散角的雷达系统拥有以下几个优势。首先，来自大气的背景光被有效地抑制。其次，在大气中多次散射

的光子被探测到的几率减小了。最后，小接收视场意味着光信号处理器可以拥有小的入射角，有利于提升光信号处理效率，比如基于高光谱分辨信号检测的激光雷达接收机一般需求一个小的视场。根据激光雷达的不同用途，主望远镜的直径范围从 10 厘米左右到几米不等。大多数激光雷达使用反射式主镜搭配小口径的透射副镜，其视场是由接收焦平面上的视场光阑决定的。而研究高层大气的激光雷达系统会在视场光阑的位置使用斩波器。只有当所需探测高度的回波信号光到达时，斩波器才会打开视场光阑，从而阻挡来自低层大气的强后向散射信号来避免探测器饱和。

发射机和接收机的光学布局决定了激光雷达近距离处的信号强度。在近距离上，激光束与望远镜视野的重叠区域有限，激光束的散射回波不能完全被望远镜接收。因此，只测量了实际激光雷达回波信号的一部分。这部分能量占总回波信号的比例随距离而变化，取决于激光束直径、形状和发散角、望远镜的成像特性（焦比）、接收机的视场以及发射器和接收机光轴相对的位置。在同轴系统中，激光束是沿着接收望远镜的光轴发射的。在双轴系统中，出射光与望远镜视场轴距离至少为一个望远镜的半径，除非望远镜采用异形镜。激光束从望远镜视场的边缘随距离逐渐进入望远镜视野。对于大型望远镜来说，由于其望远镜直径较大，重叠因子会影响到几公里范围内的激光雷达回波信号。

后向散射光的光信号处理通常是在探测器之前进行。比如许多激光雷达应用中，会在探测器之前放置一个带通干涉滤光片。滤光片在所需波长周围的一定通带内透过，并抑制通带外的光，如天空背景辐射。针对其他应用的激光雷达有更复杂的时域和频域光信号处理方案，包括斩波器、偏振控制器、光栅光谱仪、干涉仪和原子/蒸汽滤波器等。

激光雷达的回波信号探测一般使用光电倍增管（PMT）或光电二极管。使用在 Geiger 模式下运行的 PMT 和雪崩光电二极管（APD），可以进行单光子计数探测。单光子计数技术非常灵敏，当后向散射信号较弱时（例如，激光雷达发射功率较小或者探测目标距离较远时），该技术是最佳探测方案。高速采集卡被用来记录激光脉冲发射后每个时间间隔内的光子数量。由激光雷达采集卡的采样时间间隔  $t$ 、光速  $c$  和光往返折叠因数  $1/2$  可以计算的大气探测空间分辨率  $R = ct/2$ 。当激光脉冲的长度短于  $R$  时，激光雷达的空间分辨率为  $R$ ，按公式可以计算出以 100ns 的时间分辨率存储的回波信号对应 15 m 的大气空间分辨率。否则为激光脉冲的空间长度的一半就是激光雷达的空间分辨率。对于强后向散射信号，可以选择模拟探测探测器，即测量由回波光信号脉冲产生的平均电流，然后进行模数（AD）信号转换和数字信号处理。激光脉冲重复频率随雷达应用和激光器种类的不同可以是每秒几次到数万次。由于在许多激光雷达应用中对时间分

分辨率要求相对不高，激光雷达会在几秒到几分钟的时间间隔内对回波信号进行平均，以提高探测的信噪比并减少存储的数据量。一些激光雷达应用要求在信号被平均之前进行实时预处理，这对接收机中的计算机处理速度有较高要求。

## 1.2 单光子探测器简介

### 1.2.1 理想单光子探测器的参数

单光子是光能量的最小可独立分割单位。因此，拥有单光子探测能力的单光子探测器（SPD）是微弱光子探测的最优工具。目前，单光子探测器已被广泛用于量子通信、量子信息处理、激光雷达等应用中。当一个单光子探测器被称为理想单光子探测器时，其应当拥有以下特性：100%量子效率（一个光子进入探测器时被探测的概率），零暗计数噪声（无光子输入时探测器输出的虚假计数），零死时间（在探测器探测一个光子事件后到准备探测下一个光子之间的间隔时间），零时间抖动（光子到达探测器到探测器输出脉冲之间的时间间隔抖动）。另外，理想探测器还需要具有对一个时刻同时入射的光子数有甄别能力，称作光子数分辨能力。现阶段常用的许多单光子探测器，如光电倍增管（PMT）、单光子雪崩二极管（SPAD）和超导纳米线单光子探测器（SNSPD），都没有光子数分辨能力。这些单光子探测器只能分辨某一时刻是否有光子输入，但不能分辨个数。探测器的真实参数与理想情况自然有许多偏差，这些参数的偏差值会对实验产生不同的负面影响。

实际上，在有光子数分辨和无光子数分辨能力的单光子探测器之间没有明确的辨别标准，因为某些探测器有部分的光子数分辨能力，并且还可以进一步对其性能进行优化提升。相反的，声称具有光子分辨能力的单光子探测器在效率达不到 100%的情况下也不能提供真实的光子数。而且，暗计数也会进一步对光子数分辨探测器的探测结果产生影响。

几乎所有种类的单光子探测器的探测原理都是将光信号转换为电信号。单光子探测器中电路的功能就是高灵敏度地探测光子入射事件所产生的微弱电信号。另外，该电路还有一个重要作用是在探测到一个光子事件后，可以很快地恢复到能探测下一个电脉冲的状态，实现最小的死时间。因此探测器中的电路设计和探测器本身性能一样重要。

### 1.2.2 非光子数分辨探测器

非光子数分辨探测器是使用最广泛的单光子探测器，因为分辨一个脉冲中的光子数比探测是否有脉冲在技术上实现更困难。单光子探测器必须有很高的增益和很低的噪声水平来实现单个光子的探测，因为单光子能量只有  $10^{-19}$  焦耳。在

具体实现过程中，很多单光子探测器将光子转换为电载流子，然后将该载流子用高压雪崩过程转换为一个宏观的电脉冲。接下来介绍几种常见的非光子数分辨能力探测器。

### 1. 光电倍增管(Photomultiplier Tube, PMT)

最初的可见光子计数光电倍增管中（如图 1 所示），光子将电子从低功函材料制成的光电阴极（Photocathode）中击出。该电子被加速到第一个倍增极（Dynode），在这里激发出更多的二级电子。随着这些电子被加速到每个随后的倍增极，这个过程重复进行，直到产生  $10^6$  个电子的宏观脉冲，然后由电路进行检测。雪崩过程需要在真空中进行。虽然 PMT 被归类为非光子数分辨探测器，但某些型号具有足够低的增益噪声，从而可以部分分辨由于入射光子数不同而产生的输出脉冲强度的差异(Simon et al., 1968, Morton et al., 1968)。值得一提的是，对于单光子能量较低的波长，需要一个以上的光子来激发电子，这会降低探测效率。因此 PMT 在这些波长需要聚焦更好的光束来增强多光子吸收过程，但 PMT 在这些波段仍可以用作多光子探测器(Nevet et al., 2011)。

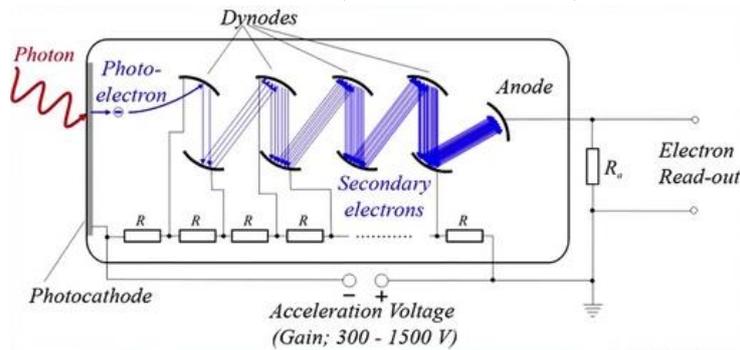


图 1 光电倍增管原理图

受到入射光子从光敏表面（光电阴极）打出初始光电子的效率限制，PMT 的效率通常在 10% 到 40% 的范围内。尽管这个效率对于开创性技术而言已经足够优秀，但它们却无法许多现代实际应用的要求。PMT 的其他特点还包括较大的光敏区域（ $\text{cm}^2$  甚至高达  $\text{m}^2$ ），可分辨纳秒级输入光子的快速响应能力（低时间抖动和低死时间）以及低水平的暗计数。通常 PMT 被冷却至零下几十摄氏度工作时，暗计数可以低至几个每秒。其主要缺点在于依赖真空管技术，这限制了 PMT 的寿命，可靠性和适用性。

### 2. 单光子雪崩二极管(SPAD)

单光子雪崩二极管与 PMT 探测的过程相似。区别在于 SPAD 与光子作用会产生一个电子-空穴对，并且电子的扩散是连续的，偏压电压施加在半导体晶格上而不是像 PMT 的真空中的倍增极之间。SPAD 通常以所谓的“盖革模式(Geiger-Mode)”运行，其中施加的偏压大于二极管的击穿电压。因此，当入射光子产生

电荷时，电荷倍增（或雪崩）过程会持续进行，直到它由于受外部电路的限制产生饱和，其产生的电流是自持的。在 SPAD 探测一个光脉冲后和响应下一个的入射光脉冲之前，必须将偏置电压降低到击穿电压以下来停止饱和雪崩电流。尽管 SPAD 暗计数率和时间抖动比优化后的 PMT 高，盖革模式下运行的 SPAD 的最大探测效率仍然比 PMT 高，最高可达 85%（可见光 Si SPAD）(Lacaita et al., 1996, Lacaita et al., 1993)。为了降低暗计数率，SPAD 通常使用热电冷却器冷却到 210 K 至 250K。

此外，SPAD 增益介质通常具有势阱，在发生雪崩之后至恢复偏置电压之前，必须等待有一定的时间使势阱数量降低。如果不降低这些势阱的数量，那么第二次雪崩可能由势阱而不是从新的光子释放出来的载流子引发。这种“后脉冲”效应需要在脉冲后增加额外的等待时间，以重置探测器。因此 SPAD 的死时间范围在数十纳秒到  $10\mu\text{s}$  之间。对于为红外光探测设计的 SPAD，这是一个重要的优化参数。有许多针对该问题的解决方案，在缩短死时间(Brida et al., 2009)的同时减少后脉冲。例如，通过多路复用探测以最优化单个探测器的死时间(Brida et al., 2009)，以及通过相邻脉冲的自差分来减少雪崩电流和雪崩信号的输出瞬变(Yuan et al., 2007)，以提高红外探测性能，并实现一定的光子数分辨能力。

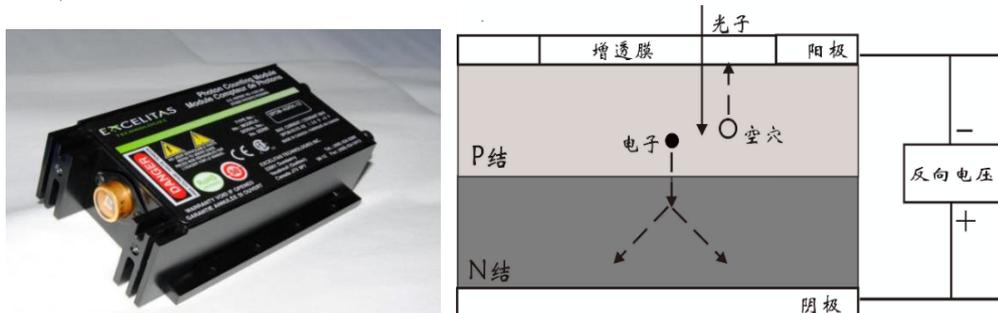


图 2 硅单光子探测器外观和雪崩吸收原理

图 2 为一款典型商用硅 SPAD 的照片和其工作原理。其最大量子探测效率高达  $70\% @ 650\text{nm}$ ，暗计数噪声为 16cps，拥有优秀的探测信噪比。其探测面元直径为  $300\mu\text{m}$ ，可以满足多模探测的需求。图 3 为我实验室研制的小型化 InGaAs/InP SPAD，工作波长范围为 900-1800nm。该探测器将 InGaAs/InP NFAD (Negative Feedback Avalanche Diode) 通过半导体制冷器控制在 230K，并采用 Free-running 模式运行。该方案在 1550nm 拥有 12% 的探测效率，在 1064nm 拥有 20% 效率，暗计数噪声约 3000cps。图 4 为其 NFAD 运行原理图。



图3 课题组研制的小型化 InGaAs/InP SPAD

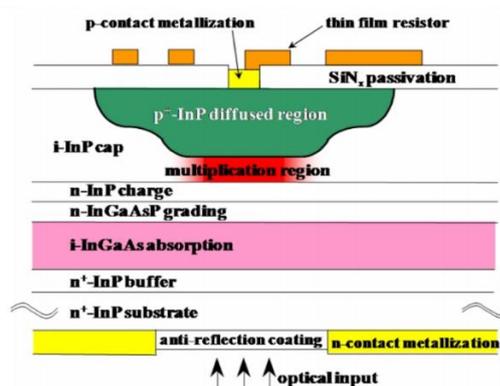


图4 负反馈雪崩光电二极管内部结构图

尽管所有商用 SPAD 都以盖革模式工作，但人们仍在努力开发用于光子计数的线性工作模式。这种工作模式具有以下优点：输出与入射光子的数量成正比；具备光子数量的分辨能力；由于电流较低且势阱填充较少而产生的后脉冲较低；以及较短的死时间。在线性模式下产生的小电流脉冲需要较长的测量时间以减少噪声。在 2010 年的一篇报道中，实现了 56% 的探测效率和 0.0008cps 的暗计数率，其最大探测计数率为 10kHz(Akiba et al., 2010)。尽管这些线性器件原理上拥有光子数分辨能力，但是增益噪声会影响输出的电流脉冲幅度，以至于分辨入射光子数量的能力变差。

存在一种探测器为 PMT 和 SPAD 两者的混合体。它由真空中的光电阴极和电子冲击倍增级组成，提供约 1000 倍的增益，其后是雪崩光电二极管倍增区域。两级倍增的总增益可高于一万倍。这种结构可实现工作在 1060nm 的光子计数探测器光阴极优化，效率可以达到 30%，暗计数率为 30000cps(La Rue et al., 1999, Bertone et al., 2005)。

### 3. 基于量子点场效应晶体管的探测器

量子点与场效应晶体管 (FET) 结合可在近红外波段进行单光子探测。这种探测器设计有时称为 QDOGFET(Gansen et al., 2007, Rowe et al., 2006, Rowe et al., 2010)。该探测器由光吸收器组成，并在 FET 的栅电极和传导通道之间有一层量子点薄层。光生电荷移动到量子点后被捕获。这些捕获的电荷屏蔽了栅极电势，从而改变了 FET 的沟道电导。有另一种方案中被俘获的载流子可形成量子点薄层上低电势空穴，从而使得电导率增加(Shields et al., 2000)。因此，电流在该过程之后会增大，直到光子产生的载流子消除或重组，在此过程中电流脉冲被记录为单光子信号。另一种探测器方案的其工作原理与 QDOGFET 相同，但使用势阱而不是量子点来存储光生电荷(Kosaka et al., 2002)。

另一种基于量子点的方法使用光生载流子来增强双势垒间的共振隧穿。光生载流子入射时会影响磁场，使两个势垒之间的阱与一个势垒另一侧的能带能量相

匹配，隧穿速率将急剧增加，并与入射光子数量成正比。在该方案中，被量子点捕获的光生空穴提供了中间带共振所需的场(Blakesley et al., 2005)。

#### 4. 超导纳米线单光子探测器

超导纳米线探测器是一种响应很快的单光子探测方案（时间抖动 $<50$  ps）。该单光子探测器的核心为一条纳米宽度的超导线。该导线两端被加上低于临界电流的电流偏置。能使超导线脱离超导态的阈值电流就是临界电流(Rosfjord et al., 2006, Gol'Tsman et al., 2001a, Gol'tsman et al., 2001b, Miki et al., 2008)（图 5）。在这种状态下，当吸收了入射的光子时，其能量会导致导线的一小部分脱离超导态，变成正常电阻。这继而导致电流在正常电阻区域外缘流动，使得相邻区域的电流密度增加。因此相邻区域的电流密度会超过了临界电流，并且将纳米线的整个宽度上脱离超导态，恢复为正常电阻。这个正常电阻区域会由于两端的施加的电流产生一个电压尖峰，该尖峰为检测到了单个光子的信号。由于这种探测机制需要非常细的纳米线（ $\approx 100$  nm），因此要增大探测面积可以在平面上来回走线的方式实现。此外，可以在由 NbN 制成的纳米线上方使用镜片形成一个光腔，使入射光子在纳米线两侧来回反射，这种结构的使其探测效率达到了 25%左右 (Anant et al., 2008, Dauler et al., 2009)。不过该方案会在光通过 NbN 基板时受到透过率的影响。因此可以通过在腔体设备的输入侧添加抗反射增透涂层，可在 1550 nm 和 1064 nm 处分别实现 57%和 67%的效率(Rosfjord et al., 2006)。超导纳米线单光子探测器不会受到后脉冲的影响。但是纳米线会由于正常区域的自发热产生虚假噪声信号(Yang et al., 2007)，必须通过减小电流来使其主动复位。由于探测器需要纳米线处在超导，因此它们的工作温度通常在 4 K 或更低范围内。

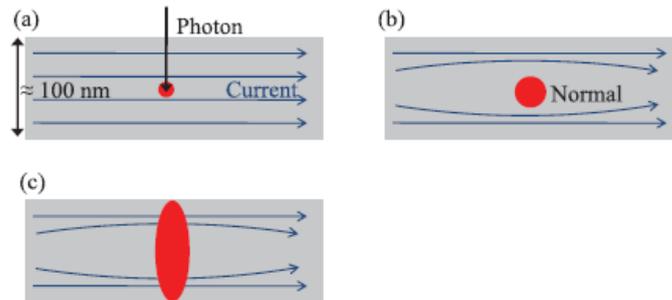


图 5 SNSPD 中超导纳米线工作的过程。(a) 光子会在纳米线内形成一个小的非超导区域。(b) 非超导区域排斥超导电流，从而增加了纳米线相邻区域的电流密度。(c) 电流密度的增加使相邻区域变为非超导态，进而导致纳米线两端的形成可测量的电压。

#### 5. 频率上转换单光子探测器

频率上转换单光子探测器将光子从通常探测性能较差的红外光到探测性能较好的可见光的转换(Vandevender and Kwiat, 2004)。该探测器已经实现了商业化(Herr, 2008)。其原理是利用非线性晶体中的和频作用，将高强度的泵浦光束与

IR 单光子混合，产生可见光波段的和频单光子。可见光 SPAD 和 PMT 都可以用于检测频率上转换后的光子。如图 6 为中国科学技术大学的 1550nm 上转换单光子探测器方案。其利用 1950nm 的连续光作为泵浦源，在周期极化铌酸锂波导（PPLN-Waveguide）中将 1550nm 的信号光高效率上转换，理论转换效率超过 99%。之后使用窄带滤波器滤除泵浦光和其他非线性效应产生的波长，由硅 SPAD 进行探测。该方案已被做成产品如图 7 所示。并且图 6 所示的光路已经被刀片化设计，如图 8 所示。

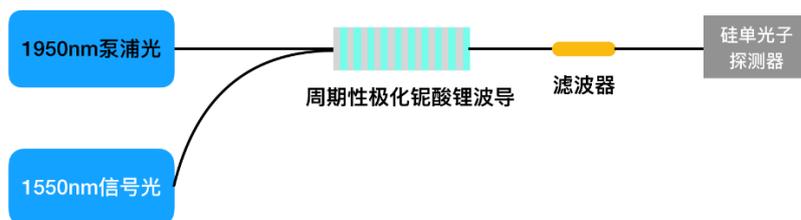


图 6 上转换单光子探测器的电路图和光路图



图 7 上转换单光子探测器照片

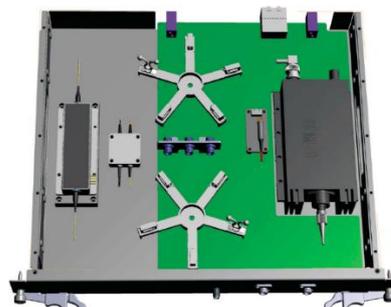


图 8 上转换单光子探测器刀片

上转换单光子探测器的核心研究方向是在低暗计数率下具有更高的探测效率，以及具有更高的计数率。上转换单光子探测器的总效率是上转换效率、系统的光损耗和可见光探测器效率的乘积。上转换步骤已被证实具有接近 100% 的效率(VanDevender and Kwiat, 2007)，但其他因素将整体效率限制在 56% 到 59% (VanDevender and Kwiat, 2007, Albota and Wong, 2004, Vandevender and Kwiat, 2004, Xu et al., 2007)。因为上转换过程会产生大量其他波长的光子，上转换探测器的背景噪声计数也会对信噪比产生影响。为了解决这个问题，可以减小上转换泵浦光的能量(Xu et al., 2007)，这样可以避免泵浦光产生拉曼光子。

### 1.2.3 光子数分辨探测器（PNR）

开发光子数分辨（PNR）单光子探测器对于量子信息科学中的许多应用都很重要，例如使用线性光学器件(Knill et al., 2001)和量子通信的量子计算。

一种获得光子数分辨能力的直接方法是简单地将探测器有效区域分成许多不同的区域或像素，以便每个区域都可以独立于其他区域单独记录光子。因此只有检测到光子的一个或多个像素会有死时间。因此，虽然一个多像素设备中的每个像素都无法分辨光子数，但总的来说，系统可以分辨像素数量的光子（假设入射光子进入了不同像素）。随着像素数量的增加，光子同时进入一个像素的概率会降低，从而更加地逼近真实的光子数分辨能力。

在描述特定的光子数分辨探测器之前，需要强调其含义。首先，光子数分辨并不意味着确定入射到探测器上的光子数。如果没有 100% 的检测效率，所测得的光子数量是一个低于真实值的估计值。对于效率非常低的探测器，这个问题尤其明显。根据光子数分辨能力可将探测器分为三类：（a）只能判别有无光子的无光子数分辨能力探测器，（b）由多个不具有光子数分辨功能的探测器的组成，具有部分光子数分辨能力的探测器，其最大可分辨的光子数量受限于像素的数量；（c）输出与光子数量成比例具有光子数分辨能力的探测器，即使它们的检测效率低并且它们的响应最终会在多光子输入时达到饱和。

### 1. 基于超导隧道结的单光子探测器

第一种光子数分辨探测器是超导隧道结探测器(Peacock et al., 1998 , Peacock et al., 1996 , Peacock et al., 1997)。在该探测器中，光子被吸收在一个薄的超导层中。因为光子能量约为库珀对破裂所需能量的 1000 倍，因此光子能量导致许多库珀对破裂，形成光生准粒子。该超导层通过绝缘体与第二超导层隔开，该绝缘体的厚度足够薄（ $\approx 1\text{nm}$ ）从而允许隧穿效应。在“超导隧道结”上的较小偏置电压会产生与光生准粒子数量成比例的电流。采用平行于势垒的微磁场以及极低的偏置电压可防止未断裂的库珀对跨结隧穿。由于该设备在远低于（约 10 倍）超导临界温度工作，因此热生成的准粒子比光生成的准粒子少得多，因此可以实现单光子探测。

由于超导隧道结探测器产生的电流与入射光子能量成正比，因此它可以解析光子数。经证明，对于 200nm 至 500nm 之间的波长，在 0.37K 的工作温度下以  $\approx 10\text{kHz}$  的计数率入射，通过反射率和透射率计算可估算出的该探测器的探测效率  $> 45\%$  (Peacock et al., 1998)。并且其背景噪声计数率非常低 ( $< \text{光生计数的 } 0.1\%$ )。

### 2. 基于量子点场效应晶体管的单光子探测器

QDOGFET 探测器使用光生电荷来调制电导，并且调制与电荷成正比，因此该器件具有光子数分辨功能，并已证明在 805nm 处的探测效率约为 2% (Gansen et al., 2007 , Rowe et al., 2006 , Rowe et al., 2010)。该实现方式可区分 0、1、2 和大于 3 个光子，这四种情况的正确分配百分比分别为 94%，89%，83% 和 90%。QDOGFET 的探测效率较低（2%），重复频率为 50kHz，暗计数概率低至 0.3%。

基于通过势垒共振隧穿调制的量子点探测器被证明具有少量光子数分辨能力。在 550nm 处的探测效率为 $\approx 12\%$ ，暗计数率为 2000cps。其暗计数率可以降低一个数量级，但代价是将检测效率也降低至 5%。该探测器的工作温度为 77K。

## 2. 基于多超导纳米线的单光子探测器

基于超导纳米线单光子探测器的原理有两种衍生方案来进行光子数分辨探测。两种方案都通过使用纳米线填充光子探测区域来实现。其中一种方案为并行 SNSPD(Divochiy et al., 2008)，将纳米线并联连接，通过多根平行导线的电流相加，因此探测器的输出信号与由于入射光子而转化为非超导态的导线数量成比例。这种构造比单线 SNSPD 拥有更快运行速度。因为单根导线的电感远低于具有较长单线填充的 SNSPD，后者的时间响应会受到电感的限制(Kerman et al., 2006)。该方案采用 100nm 宽的氮化铌 (NbN) 纳米线，能够计数最多四个光子，暗计数率为 0.15Hz，最大计数率为 80MHz。尽管并行 SNSPD 在暗计数率和重复频率方面相对于其他光子数分辨探测器表现良好，但其在 1300 nm 处探测效率只能达到 2%(Divochiy et al., 2008)。第二种机制也使用平行线结构，但该方案是将具有单独输出的探测器完全分开，因此结果是多路数字输出。该机制在四路并行的系统中得到了应用，系统探测效率为 25%(Dauler et al., 2009)。

## 3. 超导转变边缘探测器 (TES)

超导转变边缘探测器的工作原理类似热辐射计，通过吸收光子的电磁辐射，检测温度变化记录单光子。由于检测单个光子能量需要极高的灵敏度，吸收器的热容必须极小，并且要求热传感器可以对较小的温度变化作出较大的响应。作为一种测量能量吸收的热学设备，它的输出与吸收的光子数成正比，因此可以提供光子数的分辨率。

通过使用一层薄的超导材料（沉积在绝缘基板上）构造热传感器，其工作在超导和正常阻抗的转变临界温度下，此时温度的微小变化会引起电阻的极大变化，从而实现了极高的温度敏感性。在薄膜上施加一个恒定的偏置电压，该偏置电压将传感器薄膜中电子的温度加热到背景温度以上。当光子被吸收时，传感器的温度升高，从而电阻增加，相应的流经传感器的电流减少，设备的焦耳热降低。借助于这种热电负反馈机制和恒定的电压偏置，传感器温度保持在其超导转变温度区域范围内，当光子信号被检测到，就会引起传感器的电流减少。使用超导量子干涉装置 (SQUID) 阵列测量电流变化，可以进一步提高灵敏度。

通过将光耦合到设备，可以降低传感器的热容量。将光纤末端放置在距离传感器仅几十微米的位置（通常 25 微米），可以将传感器做得很小。另外，在超导临界的低温下工作进一步降低了热容量。相关的热容量来自超导体中的电子，且这些电子与背景的声子（对应设备温度，约 100 mK）之间导热很少。电子与

声子的这种热学的弱耦合构成了一种散热机制,使得电子在吸收光子迅速升温后可以缓慢冷却。

继单光子灵敏度首次在可见光和红外中得到证明(Cabrera et al., 1998),使用钨(Lita et al., 2008), 钽(Fukuda et al., 2009, Fukuda et al., 2011, Fukuda et al., 2008), 铪(Lita et al., 2009)制造的超导转变边缘探测器也相继被证明有极高的探测效率。由于它们依靠辐射吸收转变为热变化,可以通过在传感器表面使用适当的抗反射涂层来调整其波长灵敏度。近来,这些设备的制造采用了光纤与传感器区域自对准的设计,促进了可靠高效的组装,大大推进了探测器的市场化和商业化进程(Miller et al., 2011)。

在这些光子数分辨探测器中,超导转变边缘探测器实现了最高的探测效率,在 1556nm 下的探测效率为 95%(Lita et al., 2008),在 850nm 下的探测效率为 81%至 98%(Lita et al., 2009, Fukuda et al., 2009, Fukuda et al., 2010, Rosenberg et al., 2005)。并且这种探测器在光子数突增现象的分辨中具有最好的灵敏度(Rosenberg et al., 2005)。然而,这种探测器虽然有很高的探测效率和极低的暗计数,也仍有较大弊端,包括响应速度慢(约 100ns),最大计数率低(约 100KHz),且需要在低于 100 mK 的温度下工作(Rosenberg et al., 2005, Waks et al., 2006, Waks et al., 2003)。

#### 4. 可见光光子计数器 (VLPC)

另一个可以达到 TES 量子效率的探测器是可见光光子计数器(Waks et al., 2002),其在 694 nm 处的探测效率高达 88%(Takeuchi et al., 1999)。入射到探测器上的光子首先会遇到一个本征硅层,然后是一个轻微掺杂的增益层(参见图 9)。入射光子被本征硅层或掺杂增益层吸收,形成电子-空穴对。6 V 至 7.5 V 的偏置电压使电子(空穴)远离(朝着)增益区域加速,含砷杂质的增益区域位于导带以下 54 meV,在增益区中加速的空穴撞击使这些杂质电离,从而将供体电子激发到传导带中。这些散射的电子产生进一步的碰撞电离事件,导致雪崩倍增。假设单光子吸收事件总是产生相同幅度的电信号,那么输出电信号应仅与检测到的光子数量成正比。然而实际上,由于单光子吸收并不总是产生相同大小的电信号,依赖于倍增增益的探测器会产生额外的噪声,称为增益噪声。如果倍增噪声太大(例如,对于 SPAD 而言),那么光子数分辨将非常困难甚至无法实现。但是,VLPC 实现了几乎无噪声的倍增。第一个原因是,由于相邻的 As 杂质的能量状态部分重叠,在碰撞电离后留在杂质状态下的空穴通过传导跳跃非常缓慢地移动,从而阻止了空穴产生进一步的碰撞电离事件。单载流子倍增(在这种情况下,仅电子被倍增)已被证明,能产生较低的倍增噪声。低倍增噪声的第二个原因是需要低电场,由于 As 杂质仅低于导带 54 meV,这导致电离事件之间的时间几乎没

有变化，这已被证明可以减少倍增噪声。这种低倍增的噪声使得光子数最多为 6（错误概率从零个光子的 0.01% 到六个光子的 11.3%）的 VLPC 的光子分辨能力得以实现。

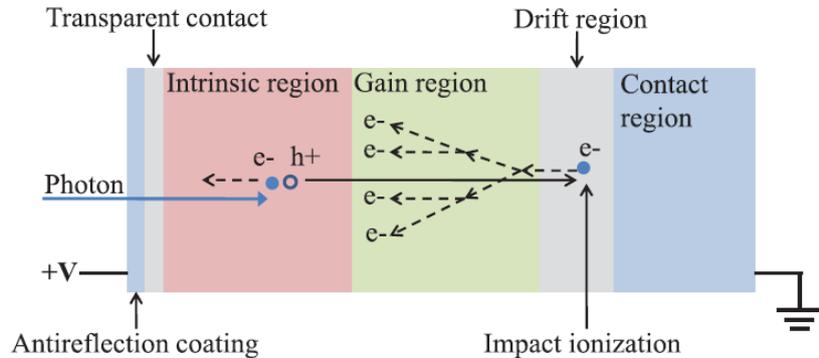


图 9 可见光光子计数器 (VLPC) 的工作原理。吸收在本征区域中的单个光子产生一个电子-空穴对。施加的电压使电子朝着左侧的透明接触加速，并使空穴向右加速。增益区域掺杂有 As 杂质。加速进入增益区的空穴将这些杂质电离，从而将施主电子激发到导带中。这些电子朝着透明接触加速并产生其他碰撞电离事件，从而导致雪崩倍增

VLPC 能实现光子数分辨，是由于入射光子引起的电荷倍增被定位在几微米范围内，而只有该区域会出现死时间。探测器的其余部分（通常直径为 1 毫米）仍可以接收其他的光子，使得其输出信号是这些输出脉冲的总和。由于局部的死区域仅占探测器总面积的一小部分，光子数分辨几乎不受到影响。但仍要注意避免将光聚焦在探测器上，否则分辨率将受到限制。虽然 VLPC 的效率和光子数分辨率较高，但重复频率（100 kHz）低，且暗计数（20 kHz）相当高。类似 VLPC 设计的是固态光电倍增管（SSPM）(Kwiat et al., 1994)，有着非常宽的光谱灵敏度，范围从 400nm 到 28 $\mu\text{m}$ 。然而优异的光谱宽度同样存在缺点，需要避免长波红外光子带来的干扰。因而，这些探测器的可用性非常有限。

## 5. 其他光子数分辨探测器

除上述 PNR 探测器以外，其他还包括 SPAD 阵列(Jiang et al., 2007)（通过将光子撞击到并行 SPAD 阵列上来简单地实现光子数分辨率），该方法可以单独读取或相加得到一个振幅与光子数成正比的输出脉冲(Jiang et al., 2007)。时分复用 SPAD(Fitch et al., 2003, Mićuda et al., 2008, Banaszek and Walmsley, 2003)（使用与空间 SPAD 阵列基本相同的方案，但是将模态分为许多时间模态而非空间模态）以及电荷积分光子探测器(Fujiwara and Sasaki, 2007)（CIPD）（将 InGaAs PIN 光电二极管连接到 GaAs 结栅场效应晶体管的栅极）。

最近的一种方法是使用单个 SPAD 作为光子数分辨探测器，通过测量饱和之前雪崩上升的斜率，来辨别有关入射光子数的信息(Kardynal et al., 2008, Thomas et al., 2010)。这是结合一种自差分电路完成的，大大减小了 APD 电容瞬变的尺

度，从而允许较低的反偏电压和较低的阈值。结合这些优点，实现了在 1550 nm 下最多四个光子的光子数分辨率，10% 的探测效率，622 MHz 的重复频率以及每个门小于  $2 \times 10^{-6}$  的暗计数(Kardynal et al., 2008)。

#### 1.2.4 单光子探测器中的电子学

如我们所见，单光子探测器使用各种物理效应来探测光子，但是有一个重要的趋势：大多数探测器的工作在一种临界区，而单个光子的入射改变了临界状态。在雪崩光电二极管的情况下，p-n 结是电压反向偏置的，该电压略高于击穿电压，因此该 p-n 结内部的任何单个自由载流子都可以引发雪崩。在超导纳米线探测器中，偏置电流恰好低于正常驱动所需的偏置电流。这些装置中的电子设备用于设置正确的偏置电压或电流，以监视由于光电检测而导致的探测器特性突然变化，并使设备恢复正常状态。接下来，我们将重点讨论雪崩光电二极管特有的电子设计工作。

盖革模式雪崩光电二极管在高于击穿电压  $V_b$  的电压  $V$  下反向偏置。光电过程生成的单个自由载流子注入到耗尽层中，触发雪崩。电流上升时间通常小于 1 ns，该电流持续流动，直到偏置电压  $V$  降低，这个过程称为淬灭，也是死时间的主要原因。因为这段时间内探测器在无法响应入射的光子，直到淬灭结束和偏置电压恢复。恢复后，设备便可以检测下一个光子。这个过程可以用以下循环表示：

- 探测到雪崩导致的电脉冲的上升沿
- 产生一个延迟极小的脉冲
- 调低偏压使雪崩淬灭，同时
- 恢复光电二极管上的电压到  $V > V_b$

如果对探测器进行了门控，则除了上述操作之外，电路还必须与入射光脉冲同步地向探测器施加反向偏置，并区分由于偏置电压瞬变和实际雪崩电流而引起的脉冲。

鉴于探测器电子设备需要完成许多任务，电路的功能会极大地影响探测器的工作条件，进而影响探测器的整体性能。淬灭机制可以为三种类型：被动淬灭或主动淬灭回路，或两者的组合。

在无源系统中，雪崩电流会自行淬灭。这种方法通过一个非常简单的电路实现：光电二极管通过一个电阻偏置，该电阻比无雪崩时的二极管电阻小，而比雪崩过程中二极管的剩余电阻大（通常为  $100\text{k}\Omega$  至  $1\text{M}\Omega$ ）。当发生雪崩时，流过偏置电阻器的高雪崩电流会导致该电阻器两端的电压降低，从而使二极管两端的电压降低到接近击穿电压的水平，这样电流的统计波动就会导致雪崩停止。一旦雪崩停止，二极管两端的电压再次上升到初始偏置水平，并为探测下一个光子做好准备。

在早期实验中，这种设计被用于盖革模式下的雪崩二极管实验(Haitz, 1964, Haitz, 1965)。以这种方式的检测脉冲具有尖锐的上升沿和对应反向偏置电压恢复的指数下降沿，恢复过程通常需要几微秒。过程中探测器恢复了检测单光子的能力，但由于电压尚未达到正常值，因而探测效率会随时间变化。同时如果第二个光子在恢复时间内到达，则可能会漏过检测，因为其阈值可能会高于 p-n 结两端的恢复电压。即使恢复时间内设备检测到了光子，吸收光子和发出电脉冲之间的时间差也与单次光检测不同，从而增加了总体时间抖动。基于这种情况，要想实现准确的光子计数，需要使用较低的光强，以确保探测器在恢复时间内吸收第二个光子的可能性很小。不幸的是，使用最初为核探测器开发的校正协议来校正恢复时间会引入计数率的损失，这是因为不同探测器系统具有不同的死时间特性。除非满足以下要求之一：（a）它们的死时间不受死时间内发生的事情的影响，（b）存在某种机制比如，在死时间内发生的事件（例如接收到额外的光子）会导致死时间延长。

目前，在改进无源系统被动淬灭的道路上已有许多尝试。相关研究表明，如果用非常低的电子水平阈值，则可以在某种程度上提高光子探测的时间精度(Lacaita et al., 1994, Lacaita et al., 1995)。然而，降低阈值可能会导致错误的检测，因为噪声同样会触发电路。另一种减少时间抖动的方法是使用恒定分数触发电路(Nicholson, 1974)来代替简单的阈值触发，但是它并不适合所有情况，因为雪崩信号的形状取决于反向偏置电压。在死时间恢复过程中，当反向偏置电压上升时，雪崩的上升时间发生变化（偏置电压越低，上升时间越长）。实际应用中，被动淬灭的机制限制了探测器的性能；如果试图提高光子计数率，就需要更复杂的电子设备，这样反而打破了简单电路的优势。

近来，有学者提出并改进了另一种被动淬灭的 SPAD 方案。该方案将负载电阻器与 SPAD 单片集成，大大减小了器件电容以及被动淬灭的时间。这反过来减少了通过 SPAD 的总电流，这样可以实现较低的后脉冲概率。这种方案也被称为负反馈雪崩二极管(NFAD)，区别于具有混合无源淬灭电路的 SPAD(Jiang et al., 2009)。此外，由于其紧凑的设计，且每个 NFAD 可以独立探测和恢复，可以构建探测器平行，输出脉冲幅度提供光子数分辨率的 NFAD 阵列。目前，使用 InP 二极管的 NFAD 已被验证，在  $1.5\mu\text{m}$  时效率达 3% 至 7%，脉冲持续时间为 30 ns 至 100 ns，且最大计数率可扩展至 10 MHz(Itzler et al., 2009)。类似于 NFAD 阵列设计，通过离散器件实现光子分辨率的潜力已有文献证明。该二极管在局部区域使用自动淬灭和恢复功能，因而除了吸收光子的部分探测区域，其余部分能对另一个入射的光子做出响应，系统整体输出是所有单个雪崩的总和(Zhao et al., 2007)。

主动猝灭的基本思想是检测雪崩脉冲的上升沿,并相应地控制反向偏置电压。也就是说,在通过比较器检测到雪崩脉冲的上升时,偏置电压源将反向偏置迅速降低至击穿电压  $V_b$  以下。经过一段时间后偏置电压  $V$  恢复,而这段时间由雪崩区域中自由和捕获载流子的寿命决定。

主动猝灭的主要优点,是可从 Geiger 模式快速切换到猝灭模式,雪崩过程明确,死时间短。同样,即使时间抖动大大减少,一些影响时间和探测器灵敏度的瞬态效应仍然存在。第一个主动猝灭电路最早可以追溯到 1975 年(Antognetti et al., 1975),几年后的 1981 年,证明了它降低时间抖动的能力(Cova et al., 1981),并且尝试了快速门控的方案(Cova et al., 1982)。

现代的主动猝灭探测器,电子光电检测抖动低于 100 ps,死时间低于 50 ns。死时间目前受到光雪崩区内载流子的俘获时间限制,而非猝灭电子限制。但是,瞬时效应仍会使检测过程在猝灭脉冲前后变得复杂(Ware et al., 2007, Polyakov and Migdall, 2007)。

对于具有高暗计数的探测器,门控是必要的。门控电路包括两种类型,最简单的方法是固定 APD 偏置的时间。当雪崩发生时,可以在预设的门控时间结束时猝灭。另一种方法是使用有源电路,门打开时一旦检测到雪崩,就终止偏置。这样做的好处是减少了流经 APD 的总电荷,进而减少了捕获的载流子的数量,降低了后脉冲的概率(Cova et al., 1996, Tosi et al., 2006)。随着集成猝灭电子器件的不断开发,这一方案也越来越实用(Zappa et al., 2002)。

两种门控方案都依赖于将偏置电压从  $V > V_b$  切换到  $V < V_b$ ,然后再切换回来。当没有雪崩发生时,这些快速的电压变化会导致二极管作用为阻尼电容。由于这些大的背景脉冲干扰,除非努力消除瞬态电压,或者选通时间足够长,否则很难识别雪崩信号。

有几种策略可以应对这些瞬态电压。一种直观的方法是将门脉冲同时发送到光电二极管和电容-电阻对来模拟无雪崩的 p-n 结中的瞬态过程。使用两个相同但延时的输出脉冲也可以实现相同的结果(Bethune and Risk, 2000),从一个脉冲中减去另一个脉冲,然后发送到比较器。如果不存在雪崩,则瞬变效应的影响将消除;而如果存在雪崩,将很容易被发现。但是,这种匹配需要仔细研究光电二极管在不同工作条件(偏置电压,温度等)下的特性,并在工作条件发生变化时进行调整。

还有其他方案可以消除这些瞬变。有研究提出,使用两个雪崩光电二极管相互抵消瞬变(Tomita and Nakamura, 2002),不过两个探测器要完全相同。也可以用同一 APD 的两个后续脉冲来实现,其中一个脉冲在时间上延迟到与另一个脉冲重叠(Yuan et al., 2007)。这样的问题在于,如果相邻脉冲各自具有入射光子。电

子设备将仅检测到第一个忽略第二个，从而导致计数不足。门控也必须与时钟同步，随机门控是不可行的。

还有另一种方案，将探测器的输出通过积分器。这样光电二极管的被动响应通过积分被消除，而雪崩也将被延迟至积分过程之后的某个时间出现。这种方案的问题是，雪崩在门关闭后才被检测到，雪崩发生的时间精度下降了，相当于探测器的时间抖动、最大计数率都下降了(Wei et al., 2007)。

处理瞬态的另一种办法，可以说是相反的方式。在该方案中，设置一个鉴别器阈值以在门关闭时检测由探测器的放电电容引起的负向瞬变。雪崩触发时，探测器电容放电，负向脉冲减小，比较器无法检测到。因此，没有比较器激发就表明检测到了光子(Yoshizawa et al., 2004b, Yoshizawa et al., 2004a)。这种方法的优点是，允许更短的开门时间，从而抑制后脉冲。

最后，还有一种方法，通过减少电流来减少 InGaAs SPAD 后脉冲的方案(Finkelstein et al., 2007)。该方案基于，即入射的红外光子触发雪崩，而雪崩本身会激发其他可见光子。使用一个 Si SPAD 记录这些次级光子，因此该系统实现了从红外到可见的上转换。由于红外 SPAD 的雪崩不需要电子学处理，大大降低了总电容，实现了后脉冲的优势。虽然目前只是构想，但计算表明，该方案下可能实现高探测效率和低后脉冲概率。

### 1.3 本文研究内容

本文的研究对象是基于单光子探测技术的 1.5 微米机载偏振激光雷达。

本文采用的基本技术是单光子探测技术。

本文的研究目的是基于单光子探测技术，搭配全光纤光路，实现偏振激光雷达的低成本化、小型化，为多平台搭载做出可能方案。本文介绍了作者在博士期间研发的基于超导纳米线单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  偏振激光雷达系统，实现了大气气溶胶的偏振探测；搭建了基于多模 InGaAs 单光子探测器的云激光雷达，实现了对流层内大气气溶胶和云层的高信噪比探测；基于多模 InGaAs 单光子探测器和高度集成的机械、光电结构，打造了无人机载偏振激光雷达，实现了大气污染物的监测和飞行障碍物的识别。

第一章 简要介绍了激光雷达的历史及原理，对单光子探测的分类进行了着重介绍，通过有无光子数分辨能力将单光子探测器分为了两大类。列举了目前发展的各类单光子探测器，介绍了其探测原理和性能。

第二章 从气溶胶和云的探测意义出发，简要介绍了激光雷达在气溶胶和云探测中的应用。介绍了 1.5 $\mu\text{m}$  波段探测气溶胶和云的优势，引出了研发的基于多模 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  能见度和云激光雷达。文中介绍了该雷

达的原理和硬件系统组成，介绍了自由运行 InGaAs/InP 单光子探测器的参数优化方法。并且设计了对比实验，将该系统与单模 InGaAs/InP 单光子探测方案进行对比，得出了多模 InGaAs/InP 单光子探测器拥有更高信噪比的结论。通过连续大气观测数据，展示了该雷达的高灵敏度、高时空分辨率和多层云探测的能力。

第三章 介绍了大气偏振探测的意义、手段和历史。从原理上介绍了激光雷达信号会被大气退偏振的原因，还分析对比了不同大气成分对激光雷达的退偏振作用。介绍了研发的基于超导纳米线单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  偏振激光雷达。从系统组成出发，介绍了系统的校准和数据处理方法。介绍了在连续 48 小时的观测中，该偏振激光雷达凭借其优异的信噪比，成功记录了合肥市冬天的一次空气污染过程。通过与能见度雷达、太阳光度计的对比，指出基于超导纳米线单光子探测器的偏振激光雷达的探测准确性。

第四章 介绍了针对无人机载平台优化的机载偏振激光雷达。展示了基于 InGaAs/InP 单光子探测器的光路设计方案和封装，并着重介绍了该雷达的望远镜的小型化设计。介绍了在地面扫描平台对建筑物和典型目标进行强度和退偏比成像的实验和结果，指出该雷达拥有优秀的目标识别能力。介绍了该雷达搭载无人直升机进行河北郊区气溶胶探测的实验和数据，展示了其单次扫描覆盖面积超过 100 平方公里的探测能力。

第五章 对论文的内容进行了总结回顾，对论文的创新点进行了凝练，提出了后续研究工作计划。

## 第二章 基于多模 InGaAs/InP APD 的 1.5 $\mu\text{m}$ 气溶胶和云激光雷达

### 2.1 气溶胶和云激光雷达简介

云在许多方面对人类活动很重要。云可以指示天气状况，产生降水，并产生闪电和龙卷风等现象。对于飞行安全来说，云会掩盖飞行员的视线，对流云会对飞机造成威胁(Spinhirne et al., 1982, Spinhirne et al., 1983)。云可以反射入射的阳光或捕获表面发出的红外辐射。一般的云和气溶胶会对全球气候产生冷却作用，而云又对地面辐射有抑制作用，因此气溶胶和云对地球辐射的影响存在很大的不确定性(Feng and Zou, 2019, Penner et al., 2015)。云测量对于气候研究，天气预报和航空运输安全至关重要。由于云是当地大气状态的一项重要指标，因此了解云层的高度，类型和分布可洞悉大气中不同位置发生的事件和过程。

气溶胶也需要通过遥感方法进行研究。气溶胶的监测对公共卫生尤为重要。另外，气溶胶对气候有冷却作用。另一方面，气溶胶还充当云的凝结核，进一步影响气候(Rotstayn et al., 2015)。因此，为了更好地预测空气质量并更全面地了解大气中的太阳辐射效应，需要利用观测手段以更好地了解气溶胶的产生、迁移、去除和化学过程及其与云的相互作用。

虽然可以通过卫星遥感，气球式无线电探空仪就地测量温度，压力和相对湿度或基于飞机的传感器（例如，浊度计）来测量云团，这些传感器可以测量基于地面的粒子的光散射特性。无源和有源遥感技术通常具有以下优势：时间分辨率高，并且能够以遥感仪器连续或准连续地表征部分或全部大气层。举例来说，无源传感器包括太阳光度计，该仪器通过跟踪在多个波长下从太阳接收的功率来测量大气柱的光学厚度(Chin et al., 2002)；红外辐射度计，可以通过 10–12 $\mu\text{m}$  波长范围内的辐射亮度来测量云的温度(Comiso, 1994)；微波辐射计，可以通过监控许多微波频率下的辐射前度来测量温度，水蒸气含量和液态云水含量(Li and Zhang, 2010)。

有两种主动技术对于大气探测尤为重要。其中之一是雷达（radio detection and ranging）。它可以发射微波信号并测量散射目标的后向散射辐射，从而可以通过飞行时间计算来定位目标。另外，可以通过测量返回信号的多普勒频移来确定散射速度。雷达的早期气象应用使用相对较长的波长（例如 3 厘米）来检测降水或降水云，但是新型的雷达的具有较小波长（例如 3 毫米）(Maddox et al., 2002)，可以检测到小至几微米的粒子的后向散射，并可以用来探测云的性质，例如液态水的垂直分布(Frisch et al., 1998)。大气传感的另一项主要主动技术是

激光雷达 (light detection and ranging)。激光雷达与雷达的相似之处在于, 它利用飞行时间定位目标, 但激光雷达与微波雷达工作在光谱的不同区域(从紫外线到红外光), 并依靠激光光源作为发射机。由于所使用的波长更短, 因此激光雷达可用于检测低至分子尺度的更小的大气成分(Xia et al., 2015)。另外, 激光雷达可以进行各种各样的光谱测量。值得一提的是, 声雷达 (sound detection and ranging) 是与雷达和激光雷达类似的另一项主动技术。在该技术中, 声波(以各种角度)被传输并检测后向散射信号, 以便确定距离分辨的三维风速。通过分析移动空气产生的水平和垂直多普勒频移, 可在不超过 1000m 的范围内进行探测。

激光雷达云高仪, 也称为激光云高仪, 是使用激光雷达技术确定云底高度和垂直能见度的低成本仪器。由于大气中云层的后向散射截面普遍大于大气气溶胶, 云高仪所需的性能远低于气溶胶雷达, 因此云高仪系统相当于简化版的气溶胶激光雷达。相比于气溶胶雷达, 云高仪拥有体积功耗小, 价格便宜等优点。如目前市场占有率较高的云高仪 Vaisala CL31, 其工作波长为 910nm, 最大探测高度为 7.6km。不过由于其仅 30kg 的重量和最大 310W 的功耗, 成为了世界范围内最受气象部门欢迎的云高仪产品(Adam et al., 2016)。

气溶胶激光雷达和云激光雷达的扩展功能包括火山灰层追踪和边界层气溶胶监测。随着经济合作与发展组织 (OECD) 预计由于暴露于人为气溶胶而导致健康问题的严重增加, 这已变得越来越重要。虽然云高仪作为激光雷达的性能较差, 但也对应着较低的成本。这意味着, 云高仪可以比其他激光雷达系统更易于制造并且更广泛地进行部署。目前云高仪被广泛应用于天气, 空气质量和气候的研究。因此, 它们可以帮助研究者们了解全球云和气溶胶过程的认识, 减少对大气运动预测的误差, 并有助于提高公众对污染物形成过程和运输的了解。

## 2.2 基于 1.5 $\mu\text{m}$ 多模 InGaAs/InP 单光子探测器的气溶胶和云激光雷达

### 2.2.1 1.5 $\mu\text{m}$ 波长探测气溶胶和云的优势

由于 YAG 晶体激光器的优异性能, 其基频所在波长 1064nm 和数个倍频波长如 532nm 和 355nm 的激光器在激光雷达中被广泛使用。因此, 大部分的气溶胶激光雷达采用 1064nm 和 532nm 作为工作波长。随着半导体激光器的兴起, 其低廉的成本和较高的电光转换效率使 910nm 等波长的激光雷达也横空出世。但由于该波段的半导体激光器性能不如 YAG 激光器, 一般被用作云高仪的发射机中。

1.5 $\mu\text{m}$  波长激光一般由钕镜共掺光纤激光器产生。也有美国国家大气研究中心采用拉曼频移的方法将 YAG 激光器输出的 1064nm 激光移至 1.5 $\mu\text{m}$  进行气溶

胶探测，这是因为 1.5 $\mu\text{m}$  对于激光雷达探测来说拥有许多优点。1.5 微米波段是人眼可曝光功率最大的激光波段(Mayor and Spuler, 2004)，如图 10 所示。由图可以看出，1.5 $\mu\text{m}$  波段最大可曝光能量高于 1064nm 和可见光波段超过  $10^5$  倍，因此可以实现眼安全探测。另外，该波段是光通信波段，可以实现全光纤激光雷达系统，在缩小了体积的同时提高了雷达系统的稳定性。这两个优点使激光雷达系统走出实验室迎来产业化有巨大优势。

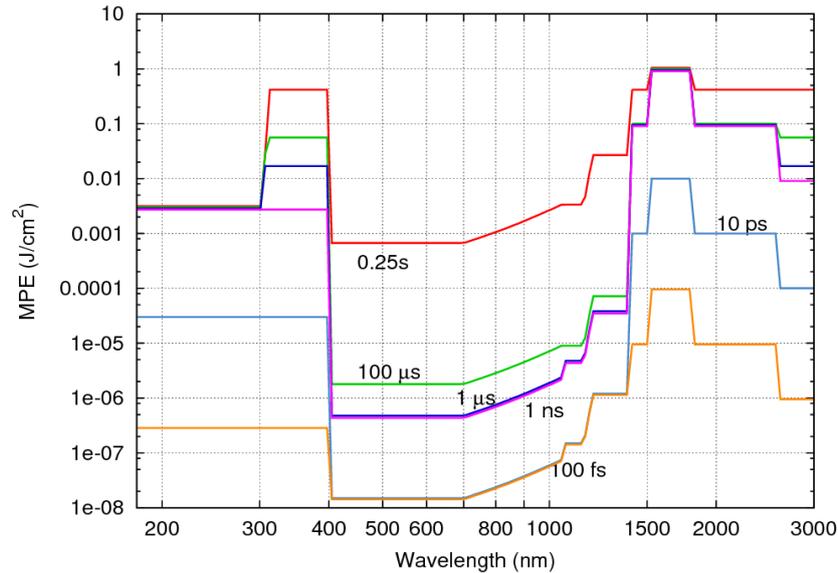


图 10 人眼最大曝光能量与波长的关系

对于雷达探测性能来说，1.5 $\mu\text{m}$  也具有其独特的优势。根据单光子的能量计算公式  $E_0 = h\nu$ ，相比于传统短波长激光雷达，1.5 $\mu\text{m}$  激光在同等功率的情况下拥有更多的光子。当采用单光子探测器进行回波探测时，1.5 $\mu\text{m}$  雷达拥有更高信噪比。1.5 $\mu\text{m}$  还处在大气窗口，大气透过率高，适宜进行长距离的激光雷达探测。考虑光学器件的性能，1.5 $\mu\text{m}$  的波长更长，对光学器件的面型精度要求较低，并且光学器件受温度、振动影响时给系统性能带来的影响较小。对于气溶胶探测来说，相比于短波长的激光，1.5 $\mu\text{m}$  激光受大粒径气溶胶散射的占比更高，因此多波长探测中 1.5 $\mu\text{m}$  雷达可以有效分辨大粒径气溶胶分布。对于云层探测来说，1.5 $\mu\text{m}$  激光雷达拥有较好的水汽透过率。并且由于波长较长，其对于细颗粒粒子的衍射能力强于短波长激光。因此 1.5 $\mu\text{m}$  云激光雷达拥有较好的多层云探测能力。本章将介绍一台基于多模光纤耦合 free-running InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  气溶胶和云探测激光雷达。

## 2.2.2 系统结构

基于 InGaAs/InP 单光子探测器的激光雷达的光路图见图 11，系统照片见图 12。为了进行直观对比，系统采用了一套发射机和两套接收机。两套接收机分别代表单模和多模的探测方案。首先介绍发射机，其中一个种子光 (Seeder) 产生 1548.1nm 的连续激光作为雷达的工作波长。经过一个电光调制器 (EOM, Photline, MXER-LN-10) 斩断后，形成了脉宽为 100ns 的脉冲光。该 EOM 的脉冲隔断比高达 35dB。考虑到该雷达的探测距离将覆盖整个对流层，为了避免脉冲之间的串扰，脉冲的重复频率被设置为 10kHz。脉冲序列经过一个脉冲光纤放大器 (EDFA, Keopsys, PEFA=EOLA) 后被放大至 30 $\mu\text{J}$  每脉冲。放大后的脉冲经大模场光纤 (LMAF) 至准直器 (Collimator) 扩束，光束发散角 40 $\mu\text{rad}$ 。

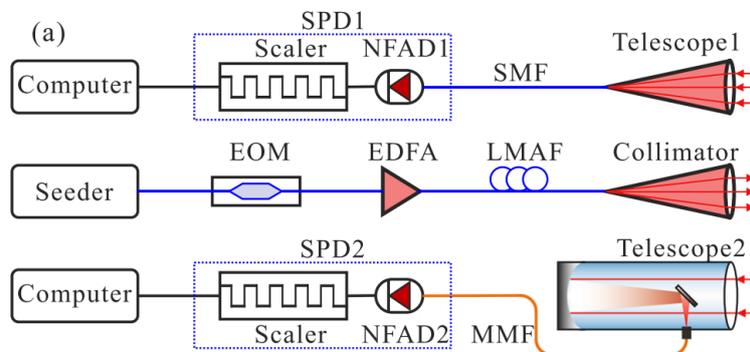
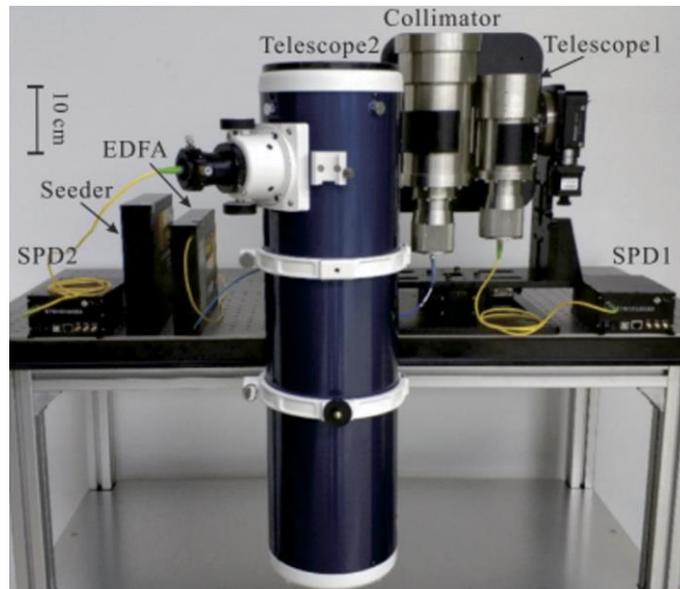
图 11 基于 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  激光雷达的光路图

图 12 基于 InGaAs/InP 单光子探测器的激光雷达系统照片

在单模接收机中，一个口径 70mm 的耦合望远镜 (Telescope1) 将大气回波信号耦合至单模光纤中，然后进入一号单光子探测器 (SPD1)。一号单光子探测器

由一号负反馈雪崩二极管 (NFAD1) 和一个高速采集卡 (Scaler) 组成。经过一号负反馈雪崩二极管的光信号被转换为电脉冲, 后由高速采集卡采集进行模数转换, 最后进入计算机。在多模接收机中, 耦合望远镜 (Telescope2) 为一个口径达到 150mm 的牛反式望远镜。该望远镜将回波信号耦合至一根 62.5 $\mu\text{m}$  的多模光纤中, 然后进入二号单光子探测器 (SPD2) 进行探测。两路信号在计算机中进行实时反演和校准。表 1 展示了系统中各器件的参数。

在 free-running InGaAs/InP 单光子探测器中, 负反馈雪崩二极管处于 -50 $^{\circ}\text{C}$  的低温下。该温度由一套带 PID 控制算法的半导体制冷器 (TEC) 控制。为了维持低温, 在探测器中的 TEC 为多层级联结构, 并且设计为塔型, 防止下层的热量回流, 在二极管的位置形成高效制冷效果。在该探测器中采用现场可编程门阵列技术 (FPGA, field-programmable gate array) 集成了一个 100MHz 带宽的高速数字采集卡。通过使用多层电路和集成化的机械、光路设计, 该探测器的尺寸被压缩到 100mm $\times$ 150mm $\times$ 60mm, 重量约 1 千克。在针对负反馈雪崩二极管进行优化后, 系统中的两台单光子探测器的参数见表 2。

表 1 基于 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  激光雷达关键参数

发 射 机	波长 (nm)	1548.5	接 收 机 1	探测器种类	单模 NFAD
	脉冲宽度 (ns)	100		望远镜口径 (mm)	70
	脉冲能量 ( $\mu\text{J}$ )	30		光纤芯径 ( $\mu\text{m}$ )	9
	脉冲重频 (kHz)	10		光纤数值孔径	0.12
	光束发散角 ( $\mu\text{rad}$ )	40		接收视场角 ( $\mu\text{rad}$ )	50
接 收 机 2	探测器种类	多模 NFAD	系 统	探测距离 (km)	>12
	望远镜口径 (mm)	150		空间分辨率 (m)	15
	光纤芯径 ( $\mu\text{m}$ )	62.5		时间分辨率 (s)	1
	光纤数值孔径	0.275		重量 (kg)	15
	接收视场角 ( $\mu\text{rad}$ )	80		单路功耗 (kW)	0.1

表 2 InGaAs/InP 单光子探测器优化后参数

量子效率@1548.5nm (%)	10
暗计数噪声 (cps)	2000
死时间长度 (ns)	600
后脉冲几率 (%)	10
最大计数率 (Mcps)	1.6
工作温度 (K)	223

### 2.2.3 探测数据和校准方案

图 13 为使用两个接收机同时垂直探测云层时回波信号随高度分布的原始数据。在实验中，采用了双轴激光雷达的重叠几何因子来抑制低空的强后向散射，避免单光子探测器饱和。两台望远镜的几何重叠因子在地面为零，并在 1.5 公里以外完全重叠。近场信号中的第一个峰是由气溶胶的后向散射信号引起的，范围在 9km 至 12km 之间的第二个峰是来自不同云层的后向散射信号。在近场的范围内，两个信号的形状的差异是由重叠因子的偏差和单光子探测器不同的饱和和计数引起的。从图 13 可以得出结论，由于多模光纤的望远镜口径大且光纤的数值孔径大，使用多模光纤耦合的后向散射信号强度大约比使用单模光纤耦合的后向散射信号强度高五倍。

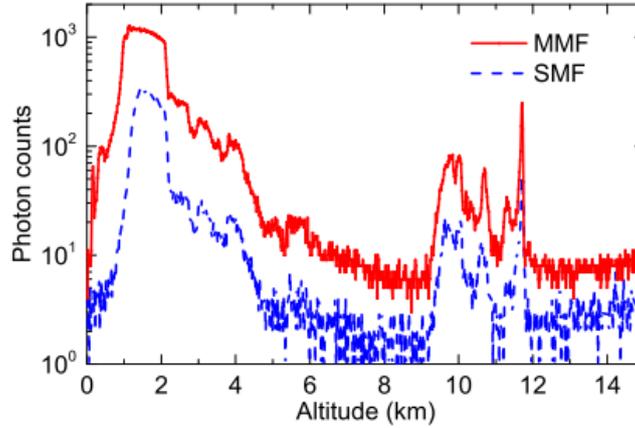


图 13 单模和多模接收机信号对比

为了提取具有高信噪比 (SNR) 的后向散射信号，必须校正探测器的多种误差，包括探测器死时间，暗计数噪声，后脉冲几率和光纤放大器自发辐射 (ASE) 噪声的影响。死时间的影响通常可以由公式 (1) 进行粗略校正。

$$R_{CR,C}(i) = \frac{R(i)}{1 - R(i)\tau} - DCR(i) \quad (1)$$

公式中  $R(i)$  和  $DCR(i)$  是在第  $i$  个 bin 的信号计数率和暗计数噪声； $\tau$  是死时间长度。然而，因为如图 13 所示的云层信号拥有很陡峭的信号涨落，死时间带来的信号失真必须进行精确校准。因为在死时间内无法进行探测，所以在第  $i$  个 bin 的被探测到的单光子信号意味着在前 600ps 的时间内没有光子被探测到，因此可以推断出以下计数率校准公式 (2)。

$$R_{HT,C}(i) = \frac{R(i)}{1 - \sum_{k=i-\tau}^i R(k)/f} - DCR(i) \quad (2)$$

式中  $f$  为雷达系统的脉冲重复频率（设计为 10kHz）。公式（2）是专门为随距离计数率变化较大的信号优化的公式，而对于较平稳信号，公式（2）与公式（1）效果基本相同。

后脉冲会给信号带来额外的虚假计数，对于后脉冲的影响的校准公式如公式（3）。

$$R_{AP\_C}(i) = R_{HT\_C}(i) - R_{ap}(i) \quad (3)$$

公式中  $R_{ap}(i)$  代表第  $i$  个 bin 处的后脉冲数。在第  $i$  个 bin 处的后脉冲是由该 bin 之前的信号决定的。因此， $R_{ap}(i)$  可以由以下公式计算得到

$$R_{ap}(i) = \sum_j R(j)P(i,j) \quad (4)$$

公式中  $P(i,j)$  代表第  $j$  个 bin 处引起第  $i$  个 bin 处后脉冲的概率。这个浮动的概率需要考虑三部分内容：（1）在第  $j$  个 bin 和第  $i$  个 bin 之间没有光子被探测到；（2）在第  $j$  个 bin 和第  $i$  个 bin 之间没有后脉冲产生；（3）在第  $i$  个 bin 处产生了后脉冲。因此， $P(i,j)$  可以由以下公式（5）计算。

$$P(i,j) = \text{Exp}\left(-\sum_{k=j}^i R(k)/f\right) \text{Exp}\left(-\sum_{k=0}^{i-j-1} P_{ap}(k)\right) P_{ap}(i-j) \quad (5)$$

其中  $P_{ap}(i)$  是第  $i$  个 bin 处的后脉冲概率，可以从单光子探测器的特征化后脉冲概率分布中获得。在以上计算过程之后，探测器的误差已经被校正了，如图 14（a）所示。

除了探测器的误差，还有一个重要误差来源为光纤放大器的自发辐射噪声。在发射一个脉冲之后，光纤放大器的自发辐射随时间快速增长。在激光雷达系统的数据处理过程中，脉冲飞行时间与径向距离有关。例如，后向散射信号与输出激光脉冲之间的 1 $\mu\text{m}$  时间对应于 150m 距离。因此，ASE 噪声的强度随探测高度一直增加。图 14（b）绘制了通过用电光调制器抑制激光脉冲而测得的 ASE 噪声强度分布。每个 bin 的测得强度通过公式（6）可以拟合为解析曲线。

$$V_{ASE}(i) = a + b\text{Exp}(i/c) \quad (6)$$

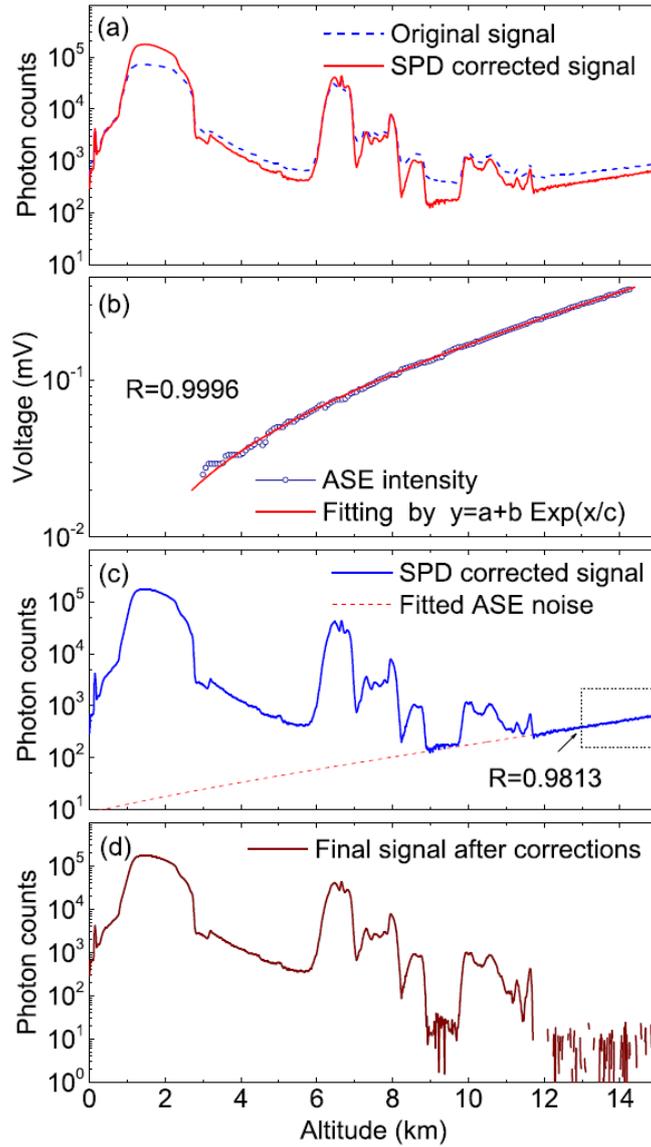


图 14 激光雷达信号误差校正过程。(a) 原始信号和探测器误差校准后的信号；(b) 自发辐射噪声随距离的分布和其拟合曲线；(c) 探测器误差校准后的信号和拟合的自发辐射噪声曲线；(d) 去除自发辐射噪声后的校准数据。

在激光雷达系统中，发射准直器和接收望远镜的焦距等参数对出射激光的波长进行了优化。由于自发辐射噪声具有宽频谱特性，因此只有近场的自发辐射噪声会被耦合至接收机的 FOV 内部，而远处的自发辐射噪声耦合效率很低。自发辐射噪声的计数率与其强度成正比。在实验中，考虑到气溶胶后向散射信号在 13km 至 15km 范围内弱到可忽略不计，根据公式 (6)，我们使用该范围内的数据来拟合自发辐射噪声的计数率分布  $R_{ASE}(i)$  如公式 (7)。

$$R_C(i) = R_{AP\_C}(i) - R_{ASE}(i) \quad (7)$$

在经过所有校正过程后，可以看到在图 14 (d) 中后向散射信号的信噪比明显提高了。其中在高距离处信号较弱的位置尤为明显。

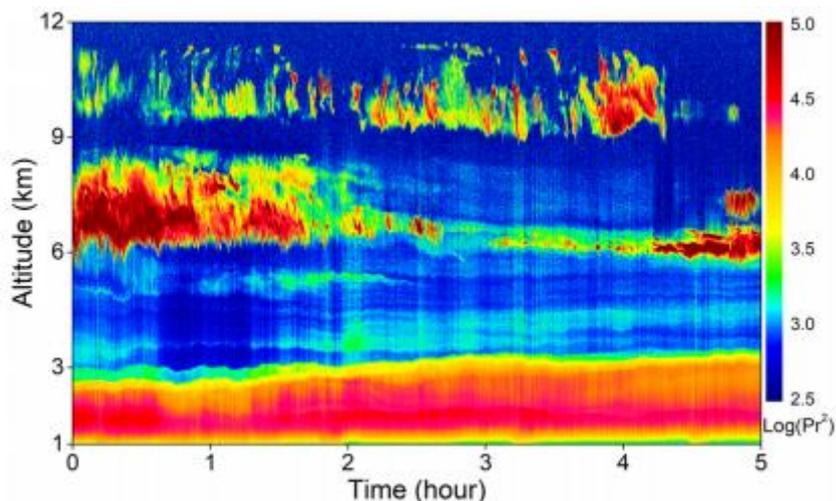


图 15 基于 1.5 $\mu\text{m}$  多模 InGaAs/InP 单光子探测器的气溶胶和云激光雷达连续观测结果

利用以上气溶胶和云探测激光雷达系统，我们于 2018 年 3 月 24 日的 00:00 到 05:00 用高信噪比的多模光纤接收机进行连续观测，以验证用于该激光雷达系统的稳定性，气溶胶和云观测结果如图 15 所示。由图可以看见明显的大气分层现象。在探测进行的五小时内，边界层的高度约为 3km。在边界层之下，后向散射信号几乎都来自于大气中的气溶胶。在 3km 至 6km 范围内，大气气溶胶的浓度水平迅速下降。在 6 公里到 10 公里之间，可以清楚地探测到两层云随时间的演化。得益于 1.5 $\mu\text{m}$  波段的高透过率，可以得到云底云顶高度，和云内部粒子浓度分布等多参数信息。在第一个小时的观测时间内，可以同时探测到厚度为 3km 和 1.5km 左右的上下两层云，这表明该套气溶胶和云激光雷达系统有优异的多层云探测能力。

### 2.3 本章小结

本章介绍了一种基于多模光纤耦合 free-running InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  激光雷达系统。经过实验对比证明，多模光纤耦合可以显著提高后向散射信号的耦合效率。在数据处理方面，本章介绍了一套算法来校正单光子探测器和光纤放大器所产生的噪声。该套激光雷达系统在实验室已经实现了对 12km 高度的多层云的探测，其时间分辨率为 1s，空间分辨率为 15m。该套雷达系统方案的优势在于结构紧凑、稳定性高、造价低且人眼安全，因此适合多种载荷平台安装工作，是拥有商业化优势的高性能激光雷达方案。

## 第三章 基于 SNSPD 的 1.5 $\mu\text{m}$ 偏振激光雷达

### 3.1 大气偏振探测的意义和手段

#### 3.1.1 光的偏振简介

光的一个基本原理是电磁波在空间中传播时，其电场  $e$  矢量都有一定的方向。当这个方向固定不变时，产生线性偏振光；若该方向随时间旋转时，可产生圆偏振光或椭圆偏振光。而随机偏振态本质上是一种可以显示出各种偏振态的光的状态，光学分析仪器无法将随机偏振态识别为某个单一偏振态。使用偏振调制光学器件可以将光的偏振态进行任意转化。

从历史上看，光的偏振性质的发现是通过一种旋光性的材料——冰洲石的实验发展而来的。冰洲石是方解石的一种双折射晶体，会产生双像现象。双像现象指的是在两个正交偏振平面上通过晶体传输时的图像位移。惠更斯（Huygens）和牛顿（Newton）都证明了这种双折射是光的固有属性，而不是由晶体调制引起的现象。牛顿无法解释这一现象，因为他坚持光的微粒理论。但是，他在自己的书《Opticks》的 Queries 中暗示双折射展现了光类似于磁效应的一个事实。因此，偏振这个术语就诞生了。对偏振进一步的研究引领了 Rochon, Wollaston 和 Nicol 关于偏振棱镜的研究和由 Glan 开展的偏振激光雷达应用 (Swindell, 1975)。

因为水晶作为激光介质的自然性质(例如，掺杂玻璃棒)，通常用于激光雷达的脉冲激光器大多数产生线性偏振光。另外因为激光器中产生巨脉冲的方法，通常使用偏振控制设备(例如，普克尔盒)阻止腔内激光出射。因此，利用脉冲激光器作为光源可以实现偏振激光雷达的功能，包括线偏振激光脉冲的发射和利用分束器对后向散射光的垂直偏振光和水平偏振光进行分离。考虑偏振激光雷达接收机中两个偏振通道的光电增益，可以计算这两路信号的强度比例，称为线性退偏比，或  $\delta$  值。然而，基于出射激光偏振态的调制和增加偏振检测通道等方法，有许多其他检测后向散射信号退偏振的方法。

偏振激光雷达技术最初借鉴了微波雷达。微波偏振雷达的方法主要是在 20 世纪 50 年代激光发明之前发展起来的。由于偏振激光雷达的波长小，与微波雷达相比，偏振激光雷达在探测大气中非球形粒子的退偏振上有很明显的灵敏度优势。这表明偏振激光雷达在研究气溶胶、云和降水等方面有极大地潜力。

### 3.1.2 退偏振的探测

如上所述，偏振激光雷达的功能是有距离分辨的探测线型退偏比  $\delta$ 。根据 (R.M. Schotland, 1971) 的定义， $\delta$  可由公式 (8) 计算得到。

$$\delta(R)=[\beta_{\perp}(R)/\beta_{\parallel}(R)]\exp(\tau_{\perp}-\tau_{\parallel}) \quad (8)$$

其中  $\beta$  是大气的后向散射截面， $\tau$  是激光在大气中的透过率。下标代表的是与激光正交的偏振方向 ( $\perp$ ) 和平行的偏振方向 ( $\parallel$ )。该定义来自于两个偏振方向上激光雷达方程的值之比，其中大多数项已被抵消了。实际上，该比值是由于激光雷达光束在与非球形的雨滴或者冰晶作用的过程中不同偏振态的光透过率不同导致的。

公式 (8) 以一个统一形式表示了分子  $m$ ，气溶胶  $a$  和水凝结物  $h$  的综合后向散射，因此有时被称为总线性退偏比。基于先进的光谱技术 (拉曼光谱和高光谱分辨率技术) 的现代多通道激光雷达可以从本质上区分出分子和气溶胶，或气溶胶加水凝物的回波，因此可以将不同目标的退偏比区分为  $\delta_m$ ， $\delta_a$  或  $\delta_{a+h}$ 。但是水凝物的后向散射通常比分子和气溶胶的后向散射更强。因此在气溶胶层中，其中空气分子和气溶胶的后向散射贡献可能相似 (在可见光波段)，总线性退偏比来自于混合的大气 (Gobbi, 1998)。

对于云层的退偏比探测，也有另外的一种计算方式为从云底到云顶的后向散射积分计算得到，如公式 (9)。

$$\Delta = \sum \beta_{\perp}(R) / \sum \beta_{\parallel}(R) \quad (9)$$

而公式 (10) 经常被用在气溶胶退偏比的探测中。

$$\delta'(R) = \beta_{\perp}(R) / [\beta_{\perp}(R) + \beta_{\parallel}(R)] \quad (10)$$

尽管很少在激光雷达领域使用，但在微波雷达的研究中经常使用圆形偏振光搭配线偏振光进行额外的退偏振探测。卷云的初步圆形退偏振数据已有报道 (R. Woodward, 1998)。根据 (Mishchenko and Hovenier, 1995)，圆形消偏比  $\delta_c$  与线性退偏比有关，可由公式 (11) 表示。

$$\delta_c = 2\delta / (1 - \delta) \quad (11)$$

针对四个斯托克斯参数，后向散射信号也可以使用至少四个由各种线性和圆形偏振光学元件组成的接收通道进行接收。尽管某些斯托克斯参数已经由激光雷达在外场进行了测试 (Carswell, 1978)，支持全面分析的实验只在实验室进行过研究 (Griffin, 1983)。该研究表明，冰晶云的后向散射退偏振由平行偏振光和随机偏振光组成。平行分量代表晶体表面偶然的镜面反射，而随机偏振光则来自大量内部散射的叠加，这些内部散射事件来自各种不同形状，大小和方向的大量冰晶。

激光雷达退偏振测量的不确定性有各种来源，但基本上可以归结为以下三方面：1、两个偏振通道的光学和电学增益差异；2、激光脉冲的偏振纯度；3、激光的偏振方向与接收机中偏振分光器件的方向误差。因此激光雷达设计越简单性能越好，而且频繁的校准是必不可少的。图 16 显示了一种早期设计但目前仍使用广泛的接收机设计，其中包括一个集光镜（而不是激光雷达中使用的望远镜镜组件），一个激光干涉滤光片，小孔光阑，Glan 空气偏振棱镜和两个夹角为 108°的光电倍增管(Sassen, 1974)。文章(Sassen and Benson, 2001)建议根据公式 (12) 对激光雷达信号强度（或功率）P 进行两次校正：

$$\delta(R) = [P_{\perp}(R)/P_{\parallel}(R)]K - \chi \quad (12)$$

其中校准常数 K 代表使用非偏振光源作为发射机获得的两个探测器通道之间的比值。 $\chi$  是校正项，以补偿发射器和探测器偏振面中的角度失配以及激光偏振态的不纯净度。在实际探测中，可以通过中高层对流层回波信号的  $\delta$  值来估算校正因子。因为在高层气溶胶的回波占比很小，因此退偏比一般接近 0。在某些激光雷达系统中，使用旋转的四分之一波片的方法来使接收机正确对准出射光路的偏振方向。但是在实际雷达系统搭建中，简单、良好的设计和精密的加工是最优方案。

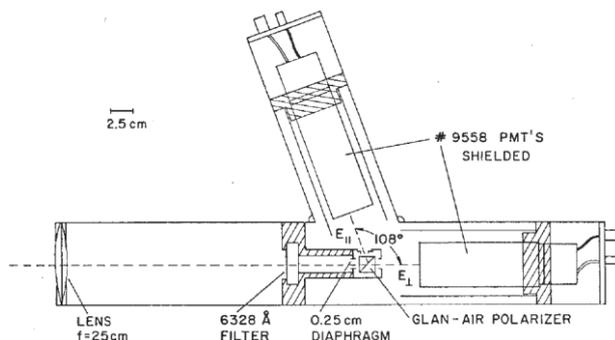


图 16 早期研究粒子不同角度散射的装置

最后，信号处理和平均方法是及其重要的。这可以最大程度地减少信号噪声的影响，又不会因过度平均而丢失大气结构在时域上的细节。

### 3.1.3 激光雷达退偏振的原因

40 多年前报道的开创性偏振激光雷达研究使大气中颗粒物特性的探测有了新的方式(R.M. Schotland, 1971)。偏振激光雷达的应用方式源于各种散射理论。根据精确的 Lorenz-Mie 理论，浓度（整体折射率）均匀的球形粒子会将线性偏振的入射光在同一（入射）偏振平面中后向散射。各种近似的散射理论预测，非球形或不均匀分布粒子会在后向散射中引入退偏振分量。因此，偏振激光雷达在远程传感器中是独一无二的，因为它具有识别云的热力学相位的潜力。非球

形粒子中退偏振过程的强度取决于粒子偏离球形对称形状的数量和复杂度，还取决于相对于激光波长的粒子尺寸（以尺寸因子  $x=2\pi r/\lambda$  表示，其中  $r$  是粒子半径， $\lambda$  是入射波长）和波长  $\lambda$  处的粒子折射率。

在考虑微波雷达和激光雷达在探测非球面水珠的后向散射的差异时，通常的微波雷达情况已由 Rayleigh-Gans 理论使用球面粒子模型针对  $x \leq 0.1-0.4$  进行了充分解释(Liao and Sassen, 1994)。而在更大的  $x$  条件下，需要一套理论来描述激光雷达的普适情况。对于几何光学领域中的极大的非球形粒子，通过射线追踪理论可以解释散射。该理论通过解析入射光的  $E$  矢量的旋转来解释经过内部折射和反射导致后向散射中含退偏振的现象。图 17 展示了用该理论处理来自球体和冰晶的后向散射的方法(Liou and Lahore, 1974)。长期以来，这种一般的射线追踪方法一直被用来解释悬浮在大气中的六角形冰晶引起的光晕和弧光现象。但是，精确的颗粒形状在这些计算中是重要输入因素，因此模型形状的真实性会影响退偏振预测的适用性。该计算通常基于原始的六角形冰晶形状，但是这种模型无法代表自然界中已发现的多样性的冰晶形状。针对此问题的建议解决方案为使用混合粒子形状，例如分形或切比雪夫粒子（Chebyshev particles）。虽然这显然不能完全切合实际，但最终结果会比单一假设更接近多种六角形和方向的粒子群体的散射特性(Macke and Mishchenko, 1996)。

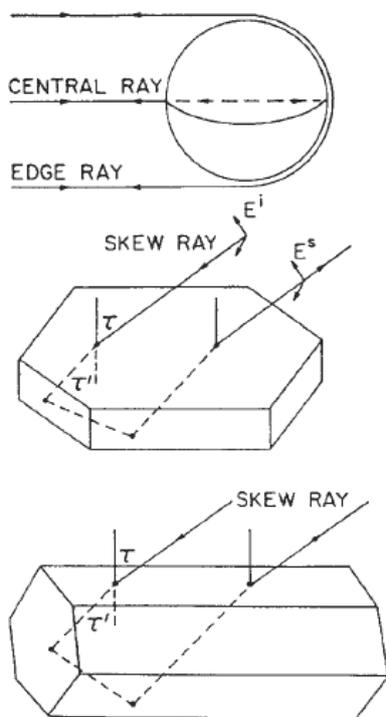


图 17 不同形状颗粒物与光的作用过程

对于尺寸与入射激光波长  $\lambda$  相当的非球形或不均匀粒子，例如新形成的冰晶或带有夹杂物的气溶胶，对应的散射理论正在不断发展。这些理论同时涵盖

Rayleigh-Gans 和几何光学的理论, 并包括离散偶极近似(Draine, 2000), T 矩阵方法(M.I. Mishchenko, 2000)和时域有限差分法(P. Yang, 2000)。这些近似理论被证实分别对尺寸因子为  $x \leq 15$ ,  $x \leq 100$  和  $x < 15-20$  的粒子产生可靠的结果。根据 Lorenz-Mie 理论, 由于随粒子尺寸的变化而推导的散射参数与现实存在较大误差, 因此将介于约 5 和 40 之间的尺寸因子  $x$  区域称为共振区域。使用 T-矩阵方法可以评估冰晶的粒径对退偏振影响(Mishchenko and Sassen, 1998)。该研究表明, 当  $x > 5-10$  时, 非球形粒子模型才能使用极大粒子的典型退偏比计算方法。

由于退偏振主要是由内部反射引起的, 所以激光后向散射的退偏振探测只适用于那些在出射激光波长处不具有吸收能力的非球形粒子。对于水和冰颗粒以及大多数气溶胶, 只有可见光和近红外 Nd: YAG (1.06 $\mu\text{m}$ ) 波长的激光雷达才能轻松检测到退偏振。而中红外 CO<sub>2</sub> (10.6 $\mu\text{m}$ ) 激光雷达测量不到冰云中的显著退偏振比, 因为冰晶在此波长的吸收太强。而红外 CO<sub>2</sub> (10.6 $\mu\text{m}$ ) 激光雷达探测得到的微小退偏比来自于多个冰晶表面反射产生的多次散射(Eberhard, 1992)。

在实践中, 由于在激光雷达视场内有多次散射现象, 水滴云中的球形粒子团会带来不可忽视的退偏振(Eloranta, 1998)。使用几个毫弧度的典型激光雷达视场角会明显观察到这种效果。而在视场角约为 0.1 毫弧度的激光雷达中, 这种影响小到可以忽略。此外, 当某些冰晶的形状姿态趋势统一时可能导致退偏比产生不正常值: 最常见的是水平朝向的板状冰晶集群时会产生镜面反射, 使退偏振比值小于正常值(Takano and Jayaweera, 1985)。然而, 通过改变激光雷达指向使其偏离天顶方向即可轻松识别这种各向异性(Platt, 1978)。因此, 为了确保明确的云中粒子相位识别能力, 可以采用多台激光雷达进行不同天顶角探测的方案或者扫描方案(Sassen, 1991b)。

## 3.2 激光雷达的退偏振源种类

### 3.2.1 纯分子散射

由于大气中典型分子的大小远小于激光雷达波长, 因此对于激光雷达而言, 大气分子的散射是瑞利散射, 并且当使用近紫外和可见光作为光源时, 激光雷达可以测量到与气溶胶相当的后向散射信号强度。因此, 可以计算出大气分子带来的激光雷达退偏振(Bodhaine et al., 1999)。实验表明, 分子的退偏比  $\delta$  值通常在百分之几的数量级, 在大多数云和气溶胶探测中可以忽略不计。当使用高光谱分辨激光雷达进行探测时, 可以准确探测不同波长下的分子的退偏振, 这可以帮助校准和识别激光雷达探测多重散射效应的数据。

### 3.2.2 气溶胶散射

大气中的各种气溶胶颗粒，无论是干的还是湿的（即潮解），都呈现悬浮状态。气溶胶类型包括雾霾，扬尘，烟雾，火山灰，通过污染（例如，基于碳的物质）或海洋表面释放的颗粒，以及通过气体-颗粒转化产生的颗粒。它们的尺寸大小相差较大，从刚形成时的分子簇大小到几微米。由于较大沉降速率，大型粒子在大气中的寿命是有限的。丰富的大气气溶胶种类为偏振激光雷达研究带来了挑战和机遇。

由于气溶胶的尺寸范围很大，它们的散射特性跨越了瑞利散射和几何光学所覆盖的领域。许多气溶胶由球形颗粒组成，例如潮解性气溶胶，火山喷发的硫酸液滴和海浪释放的泡沫液滴。只要这些粒子分布均匀，他们就很少或不能引起激光雷达退偏振。对于形状不规则的气溶胶，特别是火山灰和沙漠灰尘，以及明显不均匀的颗粒（如部分结晶的酸液滴），测得的退偏振量将在很大程度上取决于尺寸参数  $x$ 、折射率，并且还取决于激光的波长。尽管具有较强吸光性（例如炭黑）的气溶胶很少带来退偏振，但即使最大的气溶胶颗粒也无法通过射线追踪理论准确地预测激光雷达的退偏比。激光雷达数据显示，雾中测得的激光雷达退偏比接近零值，而颗粒极小的沙漠尘云产生的退偏比高达 25% (Sassen, 2002b)。

### 3.2.3 中高层云散射

由于偏振激光雷达的活跃发展。其研究领域迅速涉及各种类型的极地平流层云（PSC）的地面和空中研究。由于极地平流层云在低温度下产生的微小颗粒尺寸和特殊化学反应过程，其粒子特性类似气溶胶。这些云层的观测数据大部分是由在极地地区进行的机载偏振激光雷达观测得到的。由于其与极地冬季平流层臭氧消耗的关系这些稀有云的探测数据变得弥足珍贵。

极地平流层云可以由水，硫酸盐和硝酸溶液的混合物组成，并以固相和液相形式存在 (Toon et al., 2000)。极地平流层云拥有至少两种类型。其中 I 型极地平流层云温度位于的冰点之上（通常在  $\approx -85^\circ\text{C}$  时），并可分为两种亚型。Ia 型显示出比 Ib 型更高的退偏比。一般 Ib 型极地平流层云是由过冷的硫酸三元溶液（STS），硫酸和硝酸的水溶液组成的小液体颗粒。在前一种情况下，较高的退偏比表示 Ia 型极地平流层云可能由三水硝酸（NAT）组成的小固体颗粒。另一方面，II 型极地平流层云在更低的温度下发生，并产生与冰晶一致的强退偏振现象。尽管在某些情况下可能会出现粒子混合的现象，使分析其组成变得困难，但很明显偏振激光雷达在表征这些特殊云层的应用上提供了巨大的贡献。由于极地平流云的粒径通常接近激光雷达的常见波长，因此多波长激光雷达的退偏振技术探测效果更好 (L. Stefanutti, 1992, Reichardt et al., 2000)。

在极地地区大气中更高的位置（约 80 km），存在着罕见的夜光云（NLC）。最近的偏振激光雷达探测数据证实了夜光云大概率由冰晶组成。尽管夜光云的退偏比相对于低层冰晶云来说很低（ $\delta = 0.017 \pm 0.01$ ），但已足够证明其中的粒子的是具有极化形状的冰晶(Baumgarten et al., 2002)。

### 3.2.4 水云散射

Lorenz-Mie 理论的分析表明，在球形对称假设下激光后向散射的机制仅涉及正面和背面的轴向反射，以及光的表面波被捕获在介电面上的情况。这些机制说明单个粒子的后向散射中不会产生激光退偏振，但是可以使用 Lorenz-Mie 理论来解释为什么激光雷达可以测量包含球形云滴的水云中大量的线性退偏振(Carswell and Pal, 1980)。

该过程的标志是随着激光脉冲穿透云层深度增加，退偏振比也随着稳定增加。研究者们一直猜测这是由于云滴的密集集合中光的多重散射现象所致。云滴浓度通常为每立方厘米数百个。理论仿真表明，该过程的强度取决于液滴的浓度、与云的距离（即激光雷达的照射范围）和接收机 FOV 的大小。如 Mie 散射理论(Carswell and Pal, 1980)所解释的，退偏振的来源是主要是某些平面上方向接近后向散射的激光。如果二阶或更高阶的多次散射光进入到激光雷达接收机中，则会探测到非退偏振的直接后向散射光和多次散射光的混合，形成退偏振现象。退偏振随着云层深度的增加而增加，这是因为随着激光脉冲的衰减，直接后向散射的成分会变少，而多次散射会累积。并且从云底至云顶云滴直径的变化也会带来退偏振效应(Sassen and Zhao, 1995)。

### 3.2.5 冰晶云散射

与水滴云相比，冰晶云主要是对流层上层的卷云的变体，其中包含可以通过射线追踪理论建模的较大的非球形粒子。例外的情况是温度极低的卷云，其中包含的冰晶直径很小（ $< 30\mu\text{m}$ ）(Sassen, 1991a)。在飞机的凝结尾迹中可以找到直径更小的冰晶。偏振激光雷达在新生成的飞机凝结尾迹中探测得到的退偏比差异很大，但没有发现球形或近球形粒子的证据(Sassen and Hsueh, 1998)。其他激光雷达数据表明，即使是形成一小时以后的凝结尾迹中的微粒粒径也极小。这导致  $1.06\mu\text{m}$  和  $0.532\mu\text{m}$  Nd: YAG 波长激光雷达探测得到退偏比存在明显差异(Sassen et al., 2001)。

如表 3 所示，基于原始六角形冰晶形状的射线追踪计算表明，随机取向的冰晶的  $\delta$  值会随着颗粒长度直径比的增加而增加（即从板到柱）。但是，即使对于薄板冰晶， $\delta$  值也比其他大气气溶胶颗粒要大。尽管这似乎是推断冰云组成的重要依据，但根据原位采样结果可以发现，卷云中的冰晶通常呈现空心的，不规则

的或圆形的形状。此外，一般情况下卷云由各种类型的冰晶混合而成，这些冰晶类型是由云中的复杂物理过程（包括新的冰晶成核，垂直传输和环境生长/蒸发条件）所引起的。卷云产生光晕现象时可以探测得到相对较低的退偏比，表明产生光晕时卷云主要由薄板状冰晶组成(Sassen et al., 2003)。

表 3 多种冰晶的后向散射线型退偏振比

长度/直径	$\delta$	$\delta_b$
8/80（薄板状）	0.339	0.399
16/80(板状)	0.355	0.396
32/80（厚板状）	0.394	0.508
64/80（短柱状）	0.382	0.500
200/80（柱状）	0.550	0.616
400/80（长柱状）	0.563	0.611

使用偏振激光雷达的发现表明，卷云中退偏比随着高度的增加或温度的降低而稳定地增加(Platt et al., 1987)。但这不是激光多重散射的结果，因为即使是光学上和物理上稀薄的冰云，在低温下也被探测发现有较大的退偏比。该现象部分反映了随着温度降低，冰晶形状会从板到柱逐渐变化。退偏振数据还表明，卷云中不存在过冷水(Sassen, 2002a)。

此外，偏振激光雷达对气溶胶粒子的形状敏感性很高。因此近年来，它已为气溶胶对云的影响而间接引起的气候变化研究提供了珍贵的证据。在 1991 年的 Pinatubo 火山喷发后，偏振激光雷达在其引起对流层突起中的卷云内发现了异常高的退偏比。推测高退偏比是由于硫酸液滴成核后冰晶形状的变化导致的(Sassen et al., 1995)。同样，在中纬度卷云中也发现了特殊的激光雷达退偏振现象，表明海盐或其他形式的海核对冰晶结构的影响(Sassen and Takano, 2000)。最后，在亚洲沙尘暴下风处研究的卷云的温度异常地高，研究者推测是由于沙尘颗粒作为凝结核促进了过冷水云转化为冰的现象引起的(Sassen, 2002b)。

### 3.2.6 混合态云散射

在混合相云的研究中，偏振激光雷达识别云相的能力至关重要。在过冷混合相云中冰粒存在的情况下（称为维加 virga 现象），最好的（最短波长）微波雷达测量也只能探测到云内和云下较大颗粒的粒子。在降水时情况也是如此。尽管激光雷达探测的深度在粒子分布密集的目标中受到限制，并且可能仅有云内几百米，但激光雷达具有使用退偏振数据精确定位云内液态水位置的能力。事实上，在冬季山间暴风云的天气影响研究中，偏振激光雷达在外场实验中的使用凸显了其重要性，这是与微波辐射计和毫米波云雷达的对比后的结果(Sassen, 1984)。由

于每种类型的云遥感都有其优缺点，因此为了识别云相，它们的协调使用仍然是现代外场实验的主流方式(Wang and Sassen, 2001)。

值得一提的是，过冷液态云中的冰晶生长通常似乎更倾向于大型板状晶体，当它们在云中呈水平态时，激光雷达会探测得到接近零的退偏比值。对于此现象可以用多台不同天顶角的偏振激光雷达进行探测或者使用可扫描天顶角的偏振激光雷达，改变冰晶的入射角。

### 3.2.7 降水散射

到达地面的降水可分为三大类：雪，融雪产生的雨和通过凝结过程形成的雨（没有经过结冰过程）。在适当的天气条件下进行探测，偏振激光雷达可提供有效数据来识别这些降水产生的机理。

降雪可以由各种形状的冰晶聚集体或像冰雹一样的极化冰晶颗粒组成。实验室研究表明(Sassen, 1991b)，激光雷达退偏比可用于区分极化和非极化形状的冰晶，因为冻结的云滴会增加粒子形状的复杂性。当各种形状的冰晶聚集到雪中时，通常会出现相对较强的退偏振，而复杂形状的冰晶也可能产生相同的结果。

研究者们知道降雨通常是从降雪开始的，但是在相变期间微波和激光雷达后向散射中发生的变化是微波雷达和激光雷达研究者们主要关注的对象。对于任何散射理论或云建模研究者来说，了解粒子形状，相位，折射率的复杂变化对散射电磁波的影响，以及这些影响如何取决于云的微物理条件，都是相当困难的。微波雷达中这些现象可能导致的现象是雷达亮带，这是微波雷达散射截面突增导致的，一般在雪和雨相态转变的位置出现。偏振激光雷达线性退偏比的峰值也出现在这个位置(Sassen and Chen, 1995)。研究者猜测这些现象是由折射率、颗粒形状，大小以及下降速度的综合影响引起的。另一方面，当可见波长的激光脉冲可以穿透该区域而不完全衰减时，情况就大不相同了。微波雷达亮带现象是由于融化区域上方的雪引起的折射率变化产生的。而在某些情况下激光雷达会出现退偏振亮带，研究者推测这是由于部分融化的雪花的复杂形状导致的(Sassen, 1975)。另外还有一种现象称为激光雷达暗带(Sassen and Chen, 1995)，该现象发生在严重融化的雪花形成混合相雨滴的地方，由于雨滴内的光学不均匀性，在一定程度上产生了退偏振。

无论经过何种产生机理，雨滴本身都是由液滴的分布组成的，其非球形度取决于下降速度或雨滴直径。液滴表面张力和空气阻力之间的平衡决定了雨滴的形状。由于在下对流层中雨滴直径往往大于 100 $\mu\text{m}$ ，雨滴变形开始变得明显。因此当降雨为毛毛雨时，偏振激光雷达有可能探测到  $\delta=0$  的现象。尽管实验室研究显示雨滴只有很小的退偏振作用，但是模拟表明毫米级雨滴的后向散射可

能有退偏振现象(Sassen, 1991b)。但是实验表明, 在下落期间的单个液滴遇到障碍物会发生强烈的形状振荡或破裂, 因此会出现明显的退偏振。在自然中这种现象由于液滴碰撞或大气湍流的影响有很大概率发生。由于这些发现来自于实验室研究, 该研究以水平入射角探测雨滴, 因此有人质疑结果对垂直向上探测的或扫描激光雷达采样的雨滴的适用性如何。当然, 扫描激光雷达的测量结果表明, 降雨有时会出现剧烈的后向散射各向异性(Roy and Bissonnette, 2001, Bissonnette et al., 2001)。

### 3.3 基于超导纳米线单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$ 偏振激光雷达

为了改善偏振激光雷达的性能, 雷达研究者们已经进行了广泛的努力。例如, 为了改善雷达的探测视野和探测范围, 1982 年报道有一台机载偏振激光雷达, 该雷达在 19km 的工作高度下使用 532nm 脉冲激光探测冰和水云的退偏比 (Spinhirne et al., 1982)。自 2006 年以来, 在 CALIPSO (Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations) 卫星上的偏振激光雷达提供了大量来自卫星轨道的气溶胶和云的垂直剖面廓线和退偏比数据(Winker et al., 2009)。该雷达使用 1m 望远镜和 532/1064nm 双波长脉冲 (110 mJ) 激光器。其中 532nm 波长拥有偏振探测功能。为了测量城市气溶胶的退偏振, 2007 年一台 1.54 $\mu\text{m}$  人眼安全的偏振激光雷达被报道(Mayor et al., 2007)。该雷达使用拉曼腔对 YAG 激光进行频移, 产生了脉冲能量为 225 mJ 的 1.54 $\mu\text{m}$  激光。其使用的望远镜口径为 400mm。该雷达通过不同的退偏比成功地区分了来自烟羽和道路灰尘的后向散射信号。传统偏振激光雷达中一般采用双路探测器检测两个正交偏振态信号。这带来单一探测器效率波动产生的退偏比误差问题。因此传统偏振激光雷达需要频繁对偏振激光雷达进行校准。为了消除偏振雷达两个探测器失配的问题, 研究者们提出了两种方案。2007 年 Flynn 提出了使用可调制偏振态激光器搭配单通道偏振探测器的方案(Flynn et al., 2007)。2009 年 Dubey 提出了将光开关 (OS) 安装在接收机内, 轮流将激光雷达回波信号接入不同偏振分光光路中的方案(Dubey et al., 2009)。这两种方案均可以交替地检测两个偏振态下的后向散射信号。但是, 这种交替探测牺牲了激光雷达的探测时间分辨率。而气溶胶和云在空间和时间上都会快速变化。此外, 若切换通道时输出激光的功率产生了波动也会引入系统误差。

为了解决这些问题, 本节展示了一种采用时分复用 (TDM) 方案的 1.5 $\mu\text{m}$  全光纤人眼安全偏振激光雷达。本方案抛弃了使用大口径望远镜和高脉冲能量激光器的方法, 采用了超导纳米线单光子探测器 (SNSPD) 来提高探测信噪比。该探测器具有高量子效率, 低暗计数噪声和无后脉冲的出色性能。

### 3.3.1 系统结构

基于超导纳米线单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  偏振激光雷达的光路图见图 18 (a) 所示。光的平行和垂直偏振态分别标记为 P 和 S。在发射器系统中，种子激光器会产生 1548.1 nm 的单纵模激光。使用电光调制器 (EOM) 将连续波 (CW) 激光斩成脉冲。电光调制器由脉冲发生器 (PG) 以 9.5 kHz 的脉冲重复频率驱动。该雷达中激光的脉冲宽度设置为 200ns，因此对应的空间分辨率为 30m。斩出的脉冲通过使用保偏掺铒光纤放大器 (EDFA) 将激光脉冲的能量放大到 110 $\mu\text{J}$ 。脉冲经过隔离器之后的偏振消光比为 30.2dB，因此由光源带来的系统误差小于 0.1%。放大后的脉冲激光经过一个 80mm 口径的准直器准直后出射到大气中，该准直器的发散角为 40.0 $\mu\text{rad}$ 。在接收端，80mm 耦合器收集来自大气的后向散射信号，并将其耦合到单模保偏光纤中，该耦合器的视场 (FOV) 为 47.6 $\mu\text{rad}$ 。由于此激光雷达采用了较窄的视场角，可以显著抑制由于多次散射带来的退偏振现象。另外，也有效抑制了天空背景辐射噪声的强度，使雷达可以进行白天探测。

在接收机系统中，采用了时分复用模块以在时域中分离两个正交偏振的后向散射信号。在望远镜之后，使用保偏的偏振分束器 (PBS) 将后向散射信号分至两个偏振通道，该偏振分束器的偏振消光比为 30.4 dB。此处引入的系统误差也小于 0.1%。之后信号进入四分之一模块。信号采集的时序如图 19 所示。由于探测误差是由两个通道的信噪比决定的，因此选择通常情况下信号强度较强的 P 分量以在保偏延时光纤中延迟。通常，S 状态下的大气后向散射信号强度约为 P 状态下的强度的 10%。因此系统根据 S 通道的信号强度和它的最大探测距离来优化延时模块时间延迟，避免信号重叠。如图 18 (a) 所示，后向散射信号的 P 偏振方向穿过 PBS 的上臂后，沿 8060 m 保偏光纤传输，该光纤的透过率为 68.4%。由于保偏光纤的折射率为 1.5，因此该光纤给 P 通道分量带来了 40.3 $\mu\text{s}$  的时间延迟。为了避免两路信号在时域上重叠，可以推断系统的最大探测距离为 6045m。然后，P 分量信号被传输到光开关。而后向散射信号的中 S 分量穿过 PBS 的下臂。在点 B，偏振方向与保偏光纤的慢轴对齐。之后信号通过光纤适配器到达 C 点，在光开关的下臂，偏振平面也与保偏光纤的慢轴对齐。光开关的驱动与声光调制器同步。以这种方式，两个偏振状态的信号被光开关交替传输至后续探测系统。在此光纤耦合器可以代替光开关，但光纤耦合器的插入损耗大于 3dB，远大于光开关的插入损耗 (0.8dB)。另外，光纤耦合器不能避免两路信号头尾重叠现象。相反，光开关的两个通道之间的串扰仅为 -35dB，来自两个偏振通道的信号的重叠可以被抑制。所以光开关可以提升传输性能。

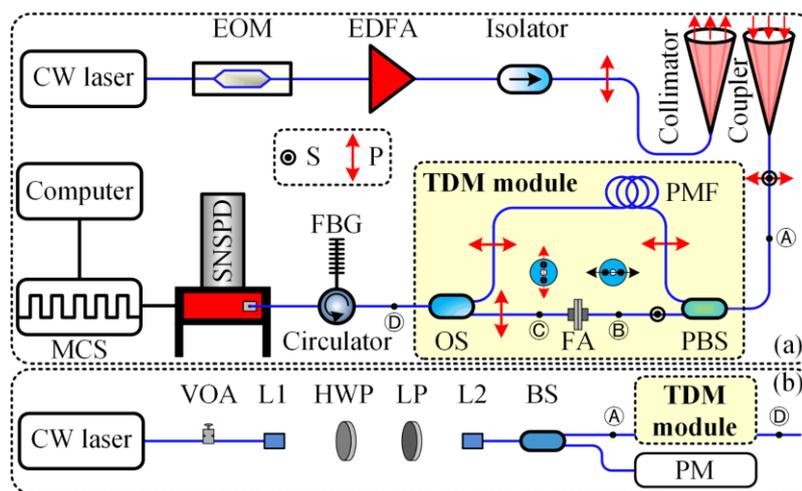


图 18 基于超导纳米线单光子探测器的 1.5μm 偏振激光雷达。(a) 偏振激光雷达的光路。EOM, 电光调制器; PG, 脉冲发生器; EDFA, 掺铒光纤放大器; PBS, 偏振分束器; PMF, 保偏光纤; FA, 光纤适配器; OS, 光开关; FBG, 光纤布拉格光栅; SNSPD, 超导纳米线单光子探测器; MCS, 多通道缩放器; P, 平行偏振; S, 垂直偏振; (b) 校准光路。VOA, 可变光衰减器; L1, 第一透镜作为准直器; L2, 第二透镜作为耦合器; HWP, 半波片; LP, 线性起偏器; BS, 保偏分束器; PM, 功率计

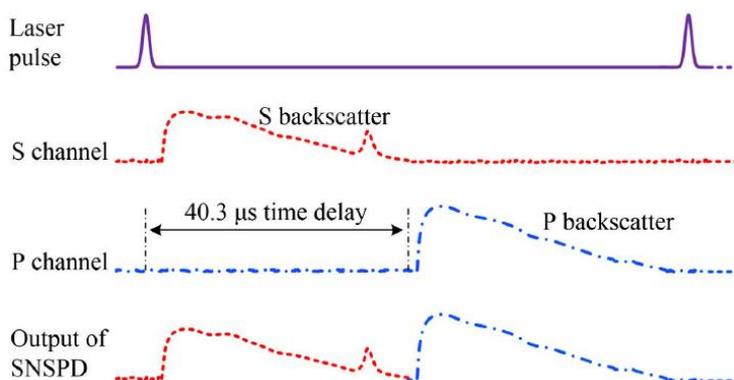


图 19 单个脉冲的信号采集时序

在光开关之后，将带宽为 8pm 的光纤布拉格光栅与环形器结合使用，可抑制 35dB 的背景噪声。最后，在超导纳米线单光子探测器（Single Quantum, Eos 210C）上探测两个偏振态的信号强度。超导纳米线单光子探测器的量子效率为 70%，暗计数率小于 100Hz。一台氦压缩机对装有超导纳米线的杜瓦瓶进行制冷，保持其温度低于 3.2K。当来自雷达后向散射信号的光子撞击纳米线时，它将打破纳米线的超导状态并产生电压脉冲。记录电压脉冲后，纳米线将在 10ns 内恢复到超导状态，并准备进行下一次光子检测。超导纳米线单光子探测器将光子转换为电脉冲，并将其输出至高速数字采集卡。高速数字采集卡的 bin 长设置为 30m，与激光器的脉冲宽度计算的分辨率一致。在经过一分钟的脉冲

回波信号累积后，采集卡将累积结果发送到计算机以进行实时数据处理。该激光雷达系统的参数列表见表 4。

表 4 超导 1.5μm 偏振激光雷达关键参数

指标 核心器件	参数	数值
种子光激光器	工作波长	1548.1nm
	脉宽	300ns
	线宽	<5kHz
	脉冲重复频率	9.5 kHz
光纤放大器	工作波长	1.55μm
	脉冲峰值功率	>300W
	最大平均功率	2W
光纤准直器	口径	80mm
	焦距	500mm
	适配光纤芯径	20μm
	发散角	40μrad
耦合望远镜	口径	80mm
	发散角	47.6μrad
	适配光纤芯径	9μm
光纤布拉格光栅	中心波长	1548.1nm
	带宽	4pm±2pm
	插损	<2.9dB
超导纳米线单光子探测器	量子效率	70% @1550nm
	暗计数噪声	25cps
	死时间	10ns
	时间抖动	<30ps

与其他波长的偏振激光雷达相比，本章描述的 1.5μm 超导偏振激光雷达具有一些特点。得益于 1.5μm 的较长波长，较大颗粒的气溶胶在激光后向散射截面中占比较多。因此 1.5μm 雷达可以有效表征大颗粒气溶胶，这对于在污染大气中的 PM10 分析很重要(Lisenko et al., 2016)。该系统允许白天进行测量，一是由于接收机中使用了超窄带的光纤布拉格光栅进行滤波，二是因为 1.5μm 波段的天空背景辐射强度相对于可见光波段来说小得多。1.5μm 微脉冲激光实现了整机的

全光纤结构，从而极大地缩小了系统尺寸，提升了系统的稳定性。另外，由于 1.5μm 光纤器件在光通信中被广泛使用，因此可以经济地组装 1.5μm 的偏振激光雷达，降低实验成本。该系统中的所有光纤器件均是保偏器件，可确保系统的偏振稳定性。而且，因为 1.5μm 波长激光在光纤中的高透过率，使所描述的时分复用方法成为可能。该方法允许使用单个探测器同时检测处于两个正交偏振状态的信号(Wang et al., 2017)。由于使用了 TDM 模块，系统节省了第二个 SNSPD 通道的成本。这使系统不受激光功率和检测效率波动的影响，这意味着该偏振无需定期校准。因此，这种新颖的全光纤偏振激光雷达特别适合在飞机或卫星平台等恶劣环境下的长期持续工作。

### 3.3.2 系统校准和数据处理

对于本章的偏振雷达来说，P 和 S 通道的回波信号强度可以表示为公式(13)和公式 (14)。

$$N_{\parallel}(R) = E_0 \frac{\eta_q A_0}{h\nu R^2} \xi(R) \beta_{\parallel} k_{\parallel} \exp \left[ -2 \int_0^R \sigma_{\parallel}(r) dr \right] \quad (13)$$

$$N_{\perp}(R) = E_0 \frac{\eta_q A_0}{h\nu R^2} \xi(R) \beta_{\perp} k_{\perp} \exp \left\{ - \int_0^R [\sigma_{\parallel}(r) + \sigma_{\perp}(r)] dr \right\} \quad (14)$$

其中 N 是每通道上探测得到的回波光子数，E0 是出射激光脉冲能量，η<sub>q</sub> 是超导纳米线探测器的量子效率，h 是普朗克常数，ν 是激光出射的频率，A<sub>0</sub> 是望远镜的接收有效面积，ξ(R) 是雷达收发望远镜的重叠因子随距离的分布，β<sub>∥</sub> 和 β<sub>⊥</sub> 是大气在两个偏振方向的后向散射系数，σ 是大气消光系数，k 是由于系统采用时分复用系统而产生的校准因子。此处采用近似 σ<sub>∥</sub> = σ<sub>⊥</sub>。这样可以推导出退偏比的表达式如公式 (15)。

$$\delta(R) = k_{\parallel} N_{\perp}(R) / k_{\perp} N_{\parallel}(R) = k N_{\perp}(R) / N_{\parallel}(R) \quad (15)$$

其中校准系数 k 主要受 8km 保偏延时光纤的衰减和 TDM 模块两个通道中的插入损耗差异的影响。由于耦合器是由单片凸透镜制成的，因此它对于两个正交偏振态的后向散射信号具有相同的透射率。

为了获得准确的校准因子 k，实验室搭建了校准系统。校准系统的光路如图 18 (b) 所示。校准系统中的激光源是使用保偏的可变衰减器 (VOA) 衰减的单纵模连续波激光器。激光通过空间光偏振控制器控制偏振态。偏振控制器由两个透镜，一个半波片 (HWP) 和一个线性起偏器 (LP) 组成。起偏器的消光比为 50dB。这种结构可以将激光器的线性偏振态任意转换成 P 态或 S 态。使用 1:99 偏振分束器，将 99% 的激光功率导入低偏振相关功率计 (Keysight, 81634B) 来监视激光功率，这可以计算得到偏振相对不确定性小于 0.005dB。注意，为了在时域中识别两个偏振通道中的信号，TDM 模块中的光开关和高速采集卡 (MCS)

同步工作。校准步骤如下。首先,旋转起偏器以使 P 通道中的计数率达到最大值,起偏器出来的信号全部进入到时分复用系统中的 P 通道。接着旋转半波片以在 P 通道中获得最大计数率作为  $E_{\parallel}$ , 同时将功率计的读数记录为  $P_{\parallel}$ 。然后转到 S 状态, 得到读数  $E_{\perp}$  和  $P_{\perp}$ 。因此, 校准因子  $k$  可表示为公式 (16)。

$$k = E_{\parallel} P_{\perp} / E_{\perp} P_{\parallel} \quad (16)$$

虽然理论设计上该偏振雷达的接收机系统拥有极佳的稳定性, 在系统进行校准后, 我们使用自发辐射光源对系统的稳定性进行了测试, 该激光在通过积分球后为随机偏振光。在 10 天的测试后系统的退偏比波动小于 0.23%。

### 3.3.3 外场实验和数据分析

该偏振激光雷达在中国科学技术大学教学行政楼对合肥市气溶胶进行了连续观测实验 (N31°50'37", E117°15'54")。实验从 2016 年 12 月 17 日的 12:00 开始, 到 2016 年 12 月 19 日的 12:00 结束, 连续观测了 48 小时。超导偏振激光雷达从教学行政楼的顶部水平向北发射激光。实验中 532nm 能见度激光雷达、太阳光度计、粒径谱仪和风速计也同步工作, 提供参考数据。实验中超导偏振激光雷达探测到的光子计数原始信号如图 20 (a) 所示, 由强度计算出的退偏比信号如图 20 (b) 所示。

从图 20 (b) 中可以发现, 在 2016 年 12 月 18 日的 15:00 和 2016 年 12 月 19 日的 10:00 发生了两次退偏振比的整体突增的现象。参考风速计的数据, 在两次退偏比突增时, 均有风向从南风转为北风的情况发生。由于合肥城市规划安排, 北边为建材、发电厂等重工业集中的地区, 而城市南边以生活区为主。因此一般城市南边的气溶胶浓度水平远低于北边。可以推测当风向变为北风时, 城市北边的新生成高浓度气溶胶被带入到激光雷达的探测路径中。而一般新生成的气溶胶粒子未经粒子的碰撞打磨, 拥有较强的极性, 对激光的退偏振作用较强。

在图 20 (a) 展示的雷达回波强度信号上, 可以在信号的表面上发现几个信号突发增强现象。从图 20 (b) 的退偏比信号中可以发现, 这些强度突增区域的退偏振比也伴随着增大了。并且这些突发事件均出现在离雷达距离 3.56km 的位置处。图 21 为该位置处退偏比信号与前后 120 米信号的放大对比图, 从图 21 (a) (b) (c) 的对比中可以发现, 该信号出现只在 3.56km 附近很小范围内。为了找出突发信号来源, 我们在实验期间进行了实地考察。通过雷达视场角方向和距离定位, 可以找到信号来源被锁定在如图 21 (b) 插图所示的一个在建工地上。因此, 可以推测高退偏比的信号来自于建筑工地上的建筑扬尘。由于建筑扬尘一般由矿物质组成, 呈晶体形状, 因此退偏振比较大。

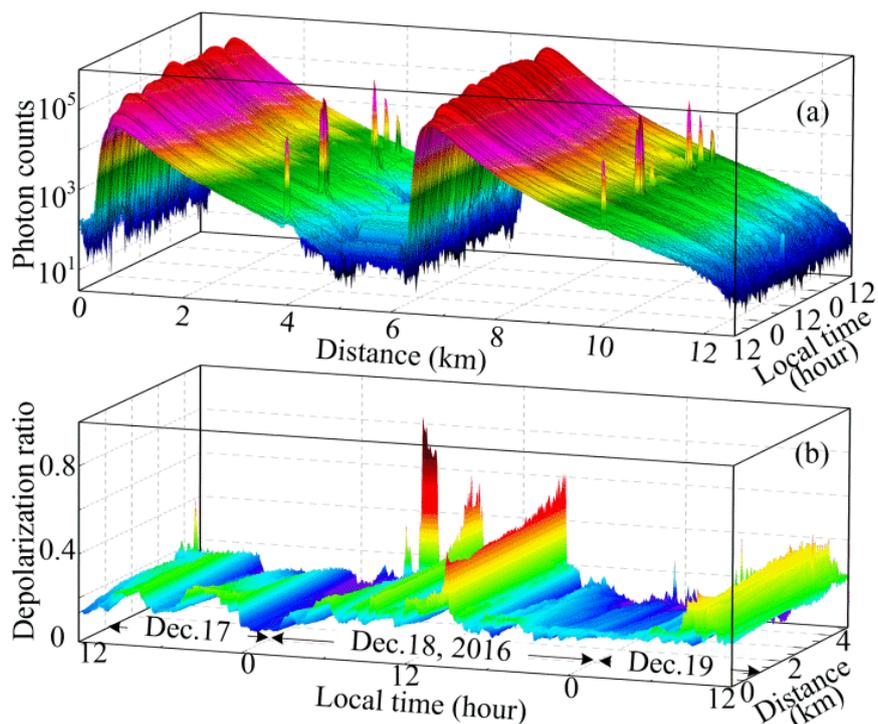


图 20 (a) 连续 24 小时,  $1.5\ \mu\text{m}$  气溶胶激光雷达测量的原始信号; (b) 从 20:00 至 21:00,  $1.5\ \mu\text{m}$  气溶胶激光雷达测量对大气烟雾的跟踪

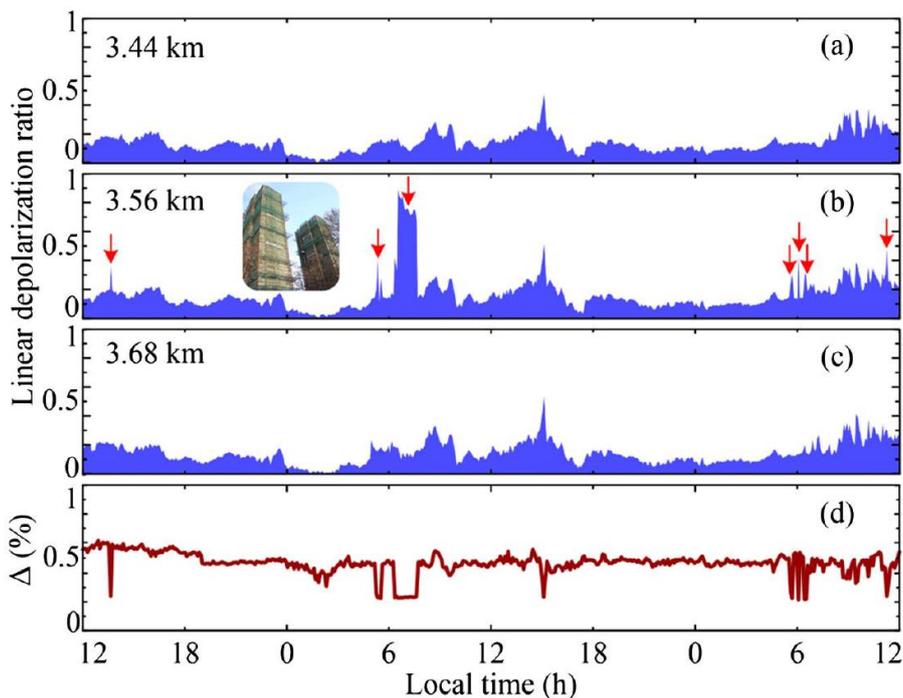


图 21  $1.5\ \mu\text{m}$  气溶胶激光雷达测量的大气消光系数 (a) 和反演的大气能见度 (b), 及其实时记录的近地面的湿度 (c) 和温度 (d) 信息

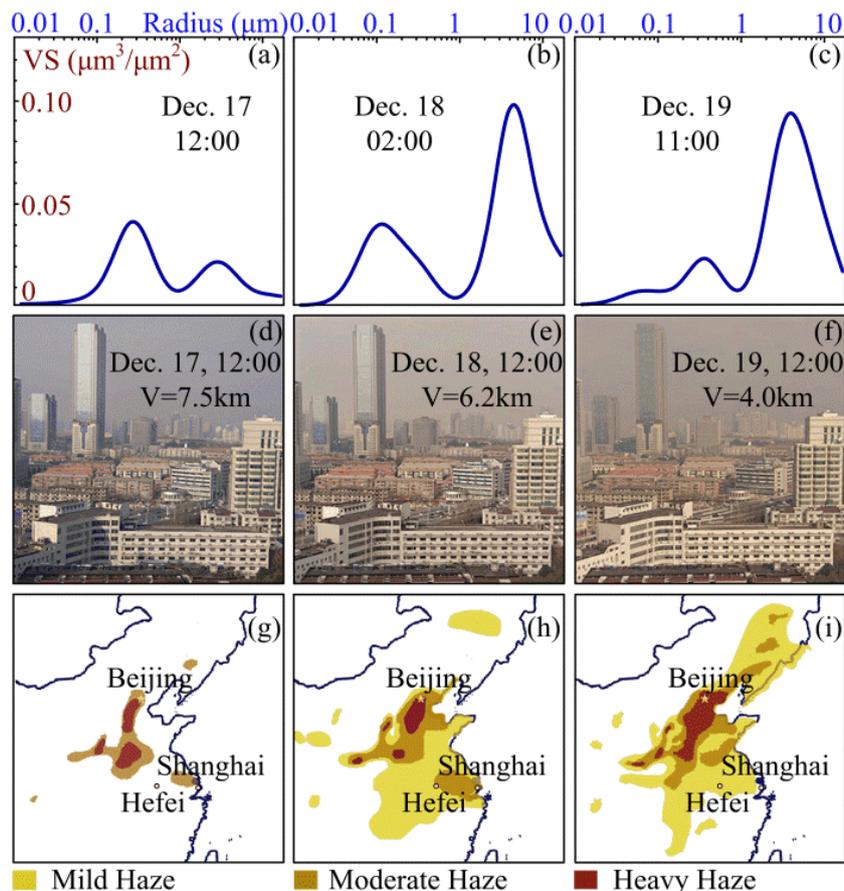


图 22 (a) - (c) 在实验过程中由太阳光度计检测到的气溶胶体积谱分布；(d) - (f) 实验中能见度数据和激光雷达视野方向的照片；(g) - (i) 中国气象局在实验中发布的雾霾分布预测。VS, 体积谱分布；V, 能见度。

在实验过程中，太阳光度计 (Cimel, CE-318) 与偏振激光雷达一起被安装在教学行政楼的顶部。太阳光度计是一种被动探测大气气溶胶的粒径分布的装置，它在有太阳直射仪器并且全天空云层分布均匀时能获得有效数据。太阳光度计可以在不同波段探测太阳照度和不同天顶角的天空背景辐射亮度。由于不同粒径的气溶胶粒子对太阳光的消光作用不同，通过对不同波长的接收光强进行对比，太阳光度计可以计算出从地面至高空整个大气柱的平均气溶胶粒径分布。该太阳光度计可以检测直径为  $12.09\text{nm}$  至  $16.5\mu\text{m}$  的气溶胶的体积谱。图 22 (a) 展示出了实验进行的三天内大气气溶胶体积谱的典型双峰分布。从图中可以发现，从 12 月 17 日到 12 月 19 日，大粒径的气溶胶颗粒比例增加了。这与偏振激光雷达在相应时刻检测到的退偏比增大现象是一致的。

另外，楼顶还有一台工作在  $532\text{nm}$  的能见度激光雷达用于探测实验中的大气能见度。三天的能见度数据和大气情况照片如图 22 (d) - (f)。从图中可以明显看到从 12 月 17 日到 12 月 19 日，大气情况变差，能见度降低。这也验证了大气气溶胶退偏比趋势。

实验三天的雾霾分布预报由中国气象局发布，如图 22 (g) - (i) 所示。从 2016 年 12 月 17 日至 12 月 19 日，中国中东部地区开始产生雾霾天气。受北风影响，雾霾随后扩散至合肥和上海两个城市。偏振激光雷达记录了该过程中合肥的大气情况恶化过程。如图 22 (b) 所示，12 月 17 日的大气气溶胶退偏比低于 0.2。但是，当雾霾在 12 月 18 日到达合肥时，分别在 12 月 18 日和 19 日检测到峰值超过 0.5 和 0.4 的退偏比。这可以解释为当气溶胶浓度较高时，小颗粒气溶胶碰撞凝结形成大颗粒气溶胶的现象概率增大。大颗粒气溶胶带来较强的退偏比。

### 3.3.4 小结

本节首先介绍了偏振激光雷达定义和历史发展，并且对于大气中各种目标的退偏振效应及原因进行了分析。最后展示了基于单通道超导纳米线探测器的  $1.5\ \mu\text{m}$  微脉冲偏振激光雷达。该雷达在 48 小时内连续观察了大气退偏比，记录了 2016 年 12 月 17 日至 2016 年 12 月 19 日合肥市气溶胶的演变过程，时间分辨率为 1 分钟，空间分辨率为 30m，水平探测距离为 4km。检测结果与太阳光度计和能见度激光雷达的观察结果吻合良好。得益于成熟的  $1.5\ \mu\text{m}$  激光器和光学器件，加上超导纳米线单光子探测器的优秀信噪比，该雷达拥有优秀的大气气溶胶探测性能。但超导纳米线探测器的大体积、高功耗和低环境适应能力注定该方案不能成为一个稳定的产品，因此在偏振激光雷达方案上我们进行了进一步的探索。

## 第四章 机载偏振激光雷达

传统地基激光雷达拥有优秀的大气参数探测能力。为了提高激光雷达的可重部署能力，研究者们将激光雷达各部件进行小型化设计，建设了车载激光雷达(Weibring et al., 2003, Xia et al., 2014, Xia et al., 2012)。但是地基和车载激光雷达都面临地基平台视野差的问题。在实际探测中，由于地形、树木以及建筑物的遮挡，地基或者车载系统都难以做到无遮挡的半球空间扫描。为了解决此问题，机载和星载激光雷达应运而生(Winker et al., 2006)。和机载雷达相比，星载雷达的探测范围大（遍布全球），探测高度高（从地面至大气层顶）。但是由于星载雷达平台随运行轨道高速移动，在原位探测上的空间和时间分辨率相对较低。因此对于原位大气探测、硬目标扫描建模等应用来说，机载雷达是优秀的方案。在 60 至 70 年代，机载激光雷达开始被用作生物种群探测。在 1964 年，Rempel 和 Parker 提出了用机载激光雷达测量地形微小起伏的方案(Rempel and Parker, 1964)。在 1968 年，Hickman 和 Hogg 首次将机载激光雷达用作海洋水深测量(Hickman and Hogg, 1969)。NASA (National Aeronautics and Space Administration) 的 Hoge 等人报道了机载激光雷达在测量大西洋和较混浊的切萨皮克湾 (Chesapeake Bay) 水深的成功案例(Hoge, 1988)。早期的激光雷达探测面临的一个巨大问题是难以对飞机平台进行准确定位(Krabill et al., 1984, Schreier et al., 1985)。Hoge 提出了利用地基微波雷达追踪的方法(Hoge, 1974)。Arp 在直升机浮空平台高度的探测上使用了自动打孔器的方案(Arp et al., 1982)。而 Schreier 等人提出采用摄影测量定位的方案。精确的机载雷达定位在 GPS (Global Positioning System) 建成之后成为了可能。近年来机载大气探测激光雷达也在蓬勃发展。如 ESA 在 2009 年用机载直接和相干多普勒激光雷达同时对大气风场和气溶胶分布进行观测(Marksteiner et al., 2011)。

本章将介绍一台适合无人机 (UAV) 搭载的全光纤单光子探测偏振激光雷达，工作波长为  $1.5\mu\text{m}$ 。该偏振激光雷达的尺寸为 60 厘米×50 厘米×45 厘米，重量为 23 公斤。首先介绍了该雷达的硬件设计和稳定性磨合实验。为了消除振动带来的影响，雷达和无人机之间采用了两级减震器悬挂的方案，使偏振激光雷达可以在振动剧烈无人直升机平台上稳定运行。为了证明偏振激光雷达的目标种类识别能力，介绍了利用该小型化偏振雷达系统进行的地基平台的扫描成像实验，获得了大楼的高分辨率的强度和退偏比成像。之后对几个空中典型目标进行了退偏比探测，证明退偏比的对目标辅助识别作用。之后，该偏振激光雷达被安装在无人机飞行平台上。机载雷达在高度为 20m 和 50m 时悬停扫描，分别获得了

两个直径为 12km 的气溶胶浓度分布图，并且获得了来自目标和空气污染物的后向散射强度和退偏比信息。

## 4.1 无人机载偏振激光雷达系统方案和结构设计

### 4.1.1 系统方案

#### 偏振激光雷达系统

图 23 展示了针对无人机平台优化的偏振激光雷达的光路图。表 5 列出了该激光雷达的主要参数。种子激光器产生线性偏振激光，偏振消光比大于 23 dB。电光调制器 (EOM) 将种子光产生的连续光斩断为激光脉冲。脉冲形状，重复频率和脉冲宽度由信号发生器 (Trigger) 控制。脉冲序列通过隔离器后，激光脉冲由保偏掺铒光纤放大器 (EDFA) 放大。放大后的脉冲宽度和最大脉冲能量为 200ns 和 80 $\mu$ J。此时脉冲的偏振消光比为 19 dB。双轴望远镜用于发射激光并接收后向散射信号。在接收机光轴中，安装了线栅偏振分束器 (PBS) 将后向散射信号偏振分光，分离为正交偏振态。两路信号在耦合到多模光纤后，通过两个窄带滤波器以抑制天空背景辐射噪声。两个 InGaAs/InP free-running 单光子探测器用于光子探测。光电转换后的电信号由高速采集卡 (MSC) 采集并存储在计算机中。

表 5 机载偏振激光雷达主要参数

Parameter	Value
Pulsed Laser	
Wavelength (nm)	1550
Maximum pulse energy ( $\mu$ J)	80
Pulse width (ns)	200
Repetition rate (kHz)	10
Collimator	
Aperture (mm)	90
Focal length (mm)	500
Beam divergence ( $\mu$ rad)	40
Coupler	
Aperture (mm)	70
Focal length (mm)	300
MMF mode-field diameter ( $\mu$ m)	50
PBS	
Polarization extinction ratio (dB)	>30
Transmittance @ 1550 nm (%)	92
SPD	
Detection efficiency at 1550 nm (%)	15
Dark count rate (Hz)	3000

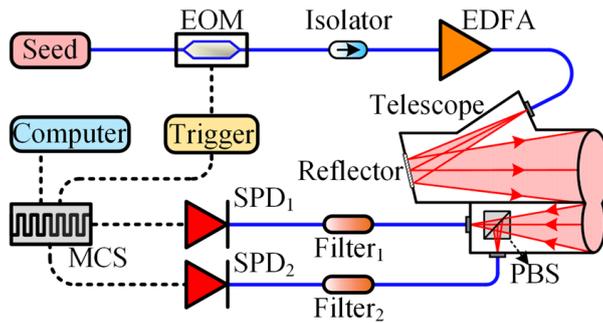


图 23 机载偏振激光雷达光路图

### 无人机系统

根据单光子探测偏振雷达的工况需求，选用的无人机平台必须拥有超过 23kg 的有效载荷（最大载荷能力超过 30kg），超过一小时的续航时间，原位悬浮能力和较小的振动强度。电驱动或者油电混合多旋翼无人机是一个备选方案。但是由于多旋翼无人机的旋翼直径小，导致单光子探测偏振激光雷达的安装平台是由北京航空航天大学研制的无人直升机 F-120。这架无人直升机的最大起飞重量为 120 公斤。携带偏振激光雷达时，该平台可以连续飞行 2 小时。无人飞行器的参数见表 6。

表 6 无人直升机平台主要参数

Parameter	Value
Unmanned Helicopter Practical payload (kg)	30
Maximum takeoff weight (kg)	130
Maximum flight time (hour)	2
Main rotor diameter (m)	3.6
Overall length (m)	4
Overall weight (kg)	120

### 4.1.2 结构设计

#### 总体设计方案

机载偏振激光雷达的所有器件被集成到一个紧凑的机箱中，该机箱的尺寸为 60 厘米×50 厘米×45 厘米。图 24 (a) 是激光雷达系统的透视图。图 24 (b) 展示了望远镜的光学结构，它由光纤准直器和耦合器组成。出射的激光在准直仪中折叠以延长光路，提高在机载振动平台上的指向稳定性。为了优化重叠因子，我们将准直器和耦合器的 D 形凸透镜粘合在一起，并通过平行光干涉仪对准光轴安装。由于望远镜的性能受温度变化的影响，因此该系统中集成了温度控制模块。温控系统由两个半导体制冷器 (TEC) 和一瓶冷冻剂 (用于快速制冷) 共同组成。半导体制冷器和制冷剂阀门由 PID 算法控制，以保证望远镜温度稳

定性。制冷剂与缠绕在望远镜周围的几根导热管相连。望远镜周围被隔热材料包裹，以尽量减少外界温度对望远镜的影响。使用上述方案，望远镜的温度可以稳定在  $25\pm 1^{\circ}\text{C}$ 。机箱的支撑结构由铝合金和碳纤维制成，以最大限度的减轻重量，减少无人机负载。

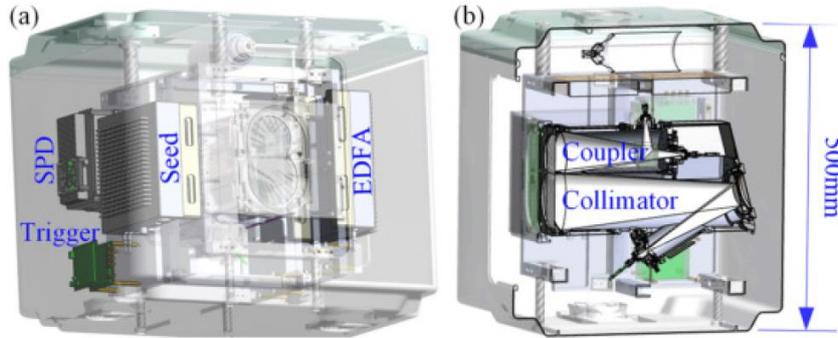


图 24 (a) 偏振激光雷达系统的透视图。SPD，单光子探测器；EDFA，掺铒光纤放大器。(b) 偏振激光雷达的横截面。

### 望远镜设计

本系统中的望远镜光路设计原理图如图 25 所示，激光器从发射光纤出射激光，经反射镜反射，然后由发射透镜对光束进行准直。大气回波信号接收光路经接收透镜汇聚，在接收光纤附近经偏振分束器分束，分成两路耦合进入光纤。

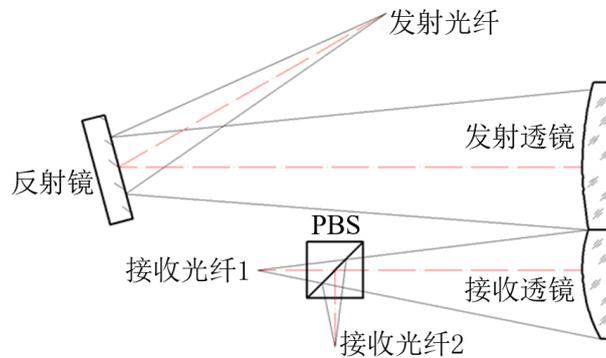


图 25 8 字望远镜光路示意图

根据望远镜上述光学指标的设计要求，对其进行误差分析，主要设计要求如下所示：

- 出射透镜与接收透镜端面平行度：0.003mm
- 出射光纤轴向偏差： $\pm 0.1\text{mm}$
- 出射光纤横向偏差： $\pm 0.3\text{mm}$
- 接收望远镜轴向偏差： $\pm 0.02\text{mm}$
- 接收望远镜 $\pm 0.08\text{mm}$

由上述计算指标可知，本望远镜对一些设计指标非常严格，考虑到望远镜的工作环境及稳定性，以及光学装调过程中的方便性；对其设计采用一体化的设计思路，对每一个光学器件设计一套专用的装夹结构件，将其光学器件首先固定在结构件上，让光学器件与结构件之间建立一个基准，再把每个结构组件相互之间进行耦合，既可以保证光学器件固定的稳定性，又可以保证结构组件之间相互耦合的方便性。

设计的望远镜结构组成如图 26 所示；主要包括 8 字镜片粘接组件，主体框架，反射镜组件，发射光纤组件，接收光纤组件，PBS 组件等组成。顾名思义，8 字镜片粘接组件主要实现光学镜片的固定，反射镜组件实现反射镜片的固定，发射光纤组件是实现光纤相对于发射透镜的耦合，接收组件是实现接收光纤相对于接收透镜的耦合，PBS 组件的主要功能是通过的 PBS 的偏振分光功能实现接收光路的分光。主体框架主要是实现上述组件之间相对位置关系的耦合及对外平台的安装接口。

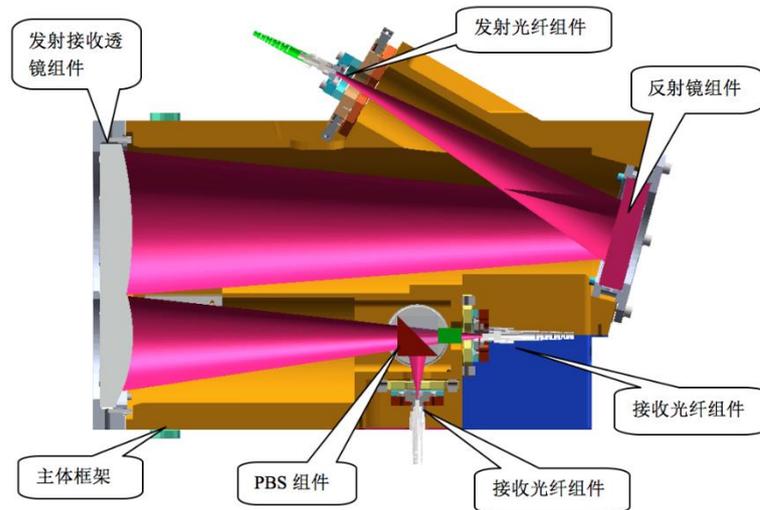


图 26 8 字望远镜整体结构图

发射接收组件与主体框架之间通过不锈钢螺钉进行固定以减小热胀冷缩带来的影响。发射光纤组件、接收光纤组件与主体框架之间通过螺钉进行固联，其相对于发射接收透镜之间的相对位置关系，通过螺纹通孔的间隙和轴向的调整垫片进行调节，PBS 与主体框架通过四个螺钉固联，其相对于主体框架位置可通过安装螺纹孔的间隙转动及垫片倾角实现。

### 收发镜片固定组件

发射接收组件是望远镜设计的核心组件，其主要功能是实现发射接收透镜的固定，对该发射接收组件光轴的核心指标，光轴平行度，具有决定性的作用。该指标主要是要通过两组透镜具有共同的基准面保证的。因此设计中采用整体殷钢框架进行固定，将其定位基准面设计成一个平面。通过机械加工该平面实

现较好的定位基准，精密机床的加工绝对平面度小于  $10\mu\text{m}$ 。为了平面度误差的影响，对镜片的固定采用多点定位的方式，将透镜的定位基准面设计成几个面积较小的平面。在安装时通过平行光干涉仪的干涉结果对定位平面的高度进行打磨，可以达到百纳米级的安装精度。

对于透镜的固定方式，采用常规的硅橡胶周向固定的方式。利用胶水的粘接力实现镜片各自由度的约束。在镜框的四周加工注胶孔，内侧加工方形凹槽增加胶水粘接面积，既可以实现胶水的灌注，又可以防止灌进去的胶水外流。为预防透镜粘接胶的失效性及灌胶注入气孔等不确定性因素导致的镜片固定不牢等问题，防止镜片在上述影响因素下产生脱落，在透镜的一侧增加了聚四氟乙烯的防护圈。聚四氟乙烯材料硬度低但在高低温条件下热胀冷缩较小，是良好的镜片固定材料。

透镜组件与主框架之间是通过不锈钢螺钉进行固联。为防止连接过程中由于螺钉的压力导致镜框整体变形，引起发射接收透镜相互之间的位置发生变化，透镜组件框与主体框架之间的连接安装面需要较好的进行贴合，安装面之间采用凸台的方式进行耦合。

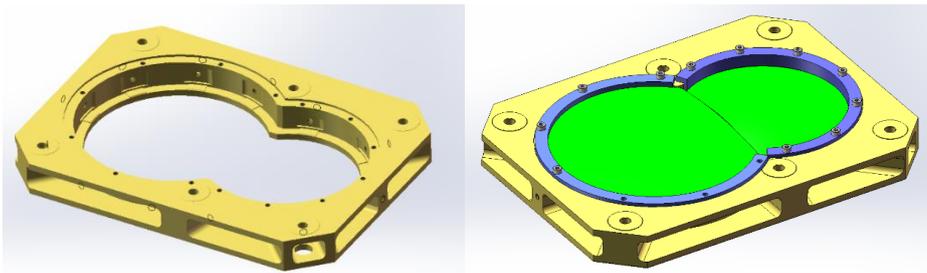


图 27 望远镜透镜固定装置和镜片安装后的效果图

考虑望远镜在工装状态下各种工位，需要对镜框进行静力分析。主要考虑镜框在几个极限位置状态下的静力形变结果，其分析结果如图 28 所示。

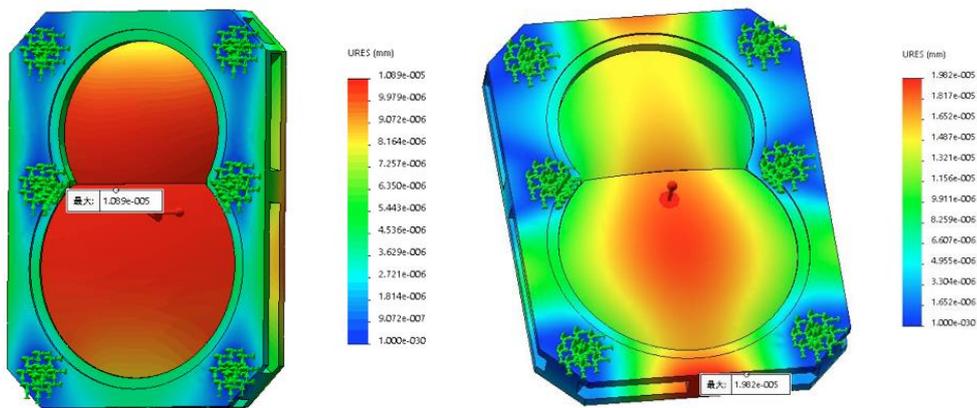


图 28 望远镜收发透镜及镜框静力分析结果

从上述分析结果可以看出，镜框在上述几个极限位置状态下的镜框变形的最大值为  $1.98 \times 10^{-5} \mu\text{m}$ ，相比于镜片加工误差来说可以忽略不计。

### 反射镜组件

反射镜组件位于发射光路的中间段，其主要作用是对发射光路进行转折，减少发射光路由于焦距太长对结构设计稳定性的影响，对该反射镜的固定采用与固定透镜相同的思路，反射镜靠安装端面固定轴向位置，轴向灌胶约束镜片的自由度，设计结果如图 29 所示。

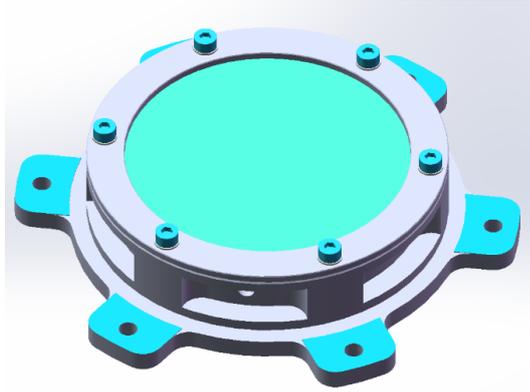


图 29 反射镜组件设计图

### 收发光纤固定调节模块

发射光纤模块的主要作用是固定发射光纤头的位置，使其与发射透镜之间进行很好的耦合，实现激光的小发散角输出。对于该小发散角的实现，需要通过发射光纤模块相对于发射透镜进行轴向的移动和横向的移动，通过光学设计软件的误差模拟分析。其需求轴向移动动态范围： $\pm 0.1\text{mm}$ ，横向移动动态范围： $\pm 0.3\text{mm}$ 。

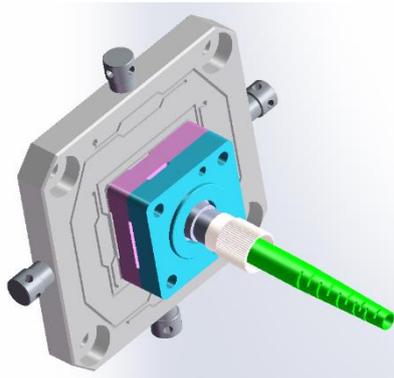


图 30 发射光纤模块

针对上述设计输入的要求，设计发射光纤模块如图 30 所示。其主要由光纤法兰固定座、轴向位移调整垫片、横向位移调整垫片、调整螺钉等组成。光纤法兰固定座与光纤法兰固联，组成一个单独的结构组件。固定的横向位移调整

座上，中间用轴向位移调整垫片连接，通过调整轴向位移调整垫片的厚度可以很好的调整光纤沿轴向上的位移。横向位移调整座设计成可以沿 X/Y 两个方向上移动的柔性结构，通过旋转调节螺母可以实现发射光线沿 X/Y 两个方向上的横向移动。

在望远镜中，最直接影响耦合效率的因素即为接收光纤头的位置。接收光纤组件的主要作用是固定接收光纤头的位置，使其与接收透镜与发射光轴之间进行很好耦合。该组件需要保证接收的小视场角接收，又需要保证与发射光轴的同轴度，因此其调节精度相对于发射光纤组件要求更高。其主要实现途径也是通过接收光纤组件的轴向移动和横向移动实现的。其焦距的定位通过精密研磨的轴向调整垫片实现。

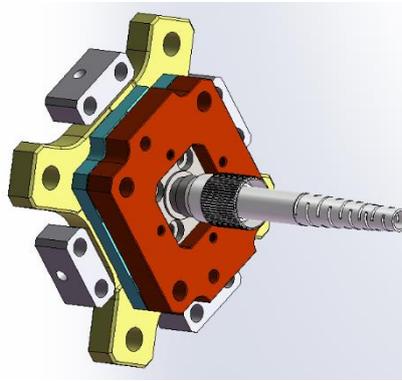


图 31 接收光纤组件

按照上述设计输入的需求，也可考虑采用与发射光纤组件相同的设计思路，但考虑接收光路在靠近焦点附近被 PBS 分束成两路，结构空间比较紧凑，设计成发射光纤组件的结构形式具有很大的局限性。此处采用如下的结构形式进行固定，如图 31 所示。主要包括光纤头固定座、轴向调整垫片、横向调整底座等组成。光纤头固定座与光纤法兰固联。通过调整轴向调整垫片的厚度实现光纤头轴向位置的调整，光纤头横向位置通过调整横向调整底座 X、Y 方向的位置实现。

#### 偏振分束器固定模块

偏振分束器固定组件的设计需要保证偏振分束器的入射面可以调节以对准接收光轴，并且保证较小的热胀冷缩系数。偏振分束器是由两片三角形棱镜粘接而成，对于两个三角棱镜的作用力对其光学性能具有很大的影响。对于该光学器件的固定，常采用光学粘接的形式进行固定。此处设计利用双组分环氧胶粘接的形式，将棱镜的非工作面粘接在金属结构上。由于双组份环氧胶的粘接过程胶体形变小，并且粘接能力强，因此可以建立结构固定基准。为防止热效

应对器件性能的影响，金属结构件选用材料为低膨胀系数的铁镍合金 4J32 材料，其组件形式如图 32 所示。

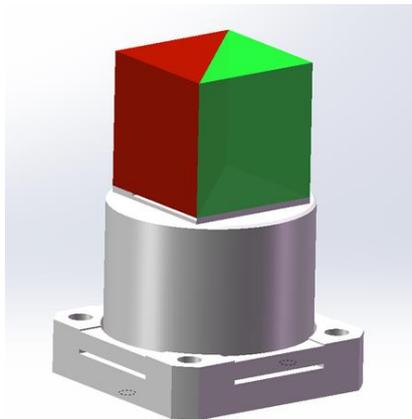


图 32 安装在固定座上的偏振分束器

### 主体框架

主体框架是整个光学望远镜系统的主骨架，其主要功能是实现各组件之间相对位置的耦合，因此其结构稳定性是整个望远镜的核心。并且该框架对整机重量的影响较大，要求材料在保证刚性的同时拥有相对较轻的质量，也就是大比刚度。此处采用整体金属结构的设计思路，减少连接件之间的不完美接触导致的不稳定性因素。材料选用比刚度大的 7075-T6 铝合金，其参数如下所示：

- 弹性模量: $7.2 \times 10^{10} \text{N/m}^2$
- 泊松比:0.33
- 抗剪模量: $2.69 \times 10^{10} \text{N/m}^2$
- 质量密度: $2810 \text{kg/m}^3$
- 张力强度: $5.7 \times 10^8 \text{N/m}^2$
- 屈服强度: $5.05 \times 10^8 \text{N/m}^2$
- 热膨胀系数: $2.4 \times 10^{-5} / \text{K}$
- 热导率: $130 \text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$

该材料具有大比刚度，耐磨性好，抗腐蚀，易于加工等优点，且具有良好的机械性能。

按照上述设计输入的需求，对望远镜主体框架结构进行镂空轻量化设计，在满足望远镜的刚度需求的情况下尽可能地使望远镜的质量减轻。望远镜主框架设计如图 33 (a) 所示。

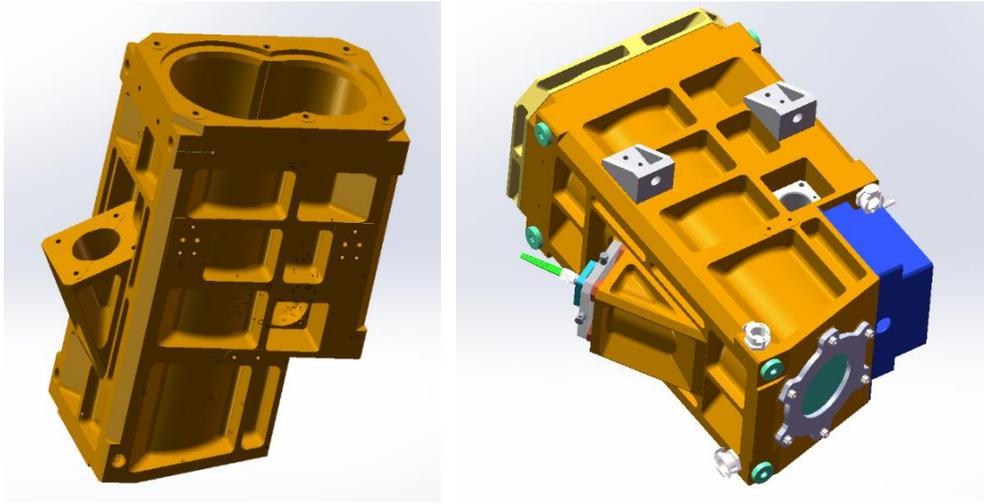


图 33 (a) 望远镜主框架设计图； (b) 望远镜凸耳安装接口

以上模块安装后的望远镜整体结构如图 33 (b) 所示。由于望远镜是雷达系统的重要组成部分，需要对于激光器及探测器进行耦合，因此其安装接口也非常重要，关系到望远镜可以应用的形式及应用场合；考虑到整个系统光学方案的不确定性，望远镜的安装接口设计成分体式的形式，可以尽量满足望远镜与其它光学系统的对接应用需求。

考虑到望远镜工作过程中的不同状态，重力变形对望远镜的影响，对上述两个接口进行静力分析，分析结果如下：

对于常用的望远镜，由于重力等影响因素导致的零件变形而使其性能下降的情况是比较常见的情况，针对这种情况一般采用的安装接口取在主体结构的质心位置，四周凸耳安装形式就是采用这种安装接口，可以尽量减小用力对其影响；综合考虑主体框架的刚性问题，对其进行静力分析，此处主要考虑两种状态下的变形情况，水平状态和竖直状态，分析结果如图 34 所示。

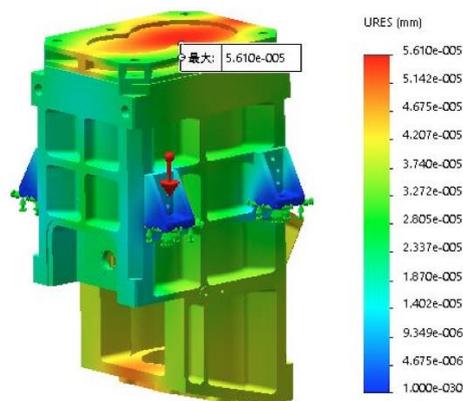


图 34 望远镜在凸耳安装情况下的静力分析结果

由上图可以得到，望远镜在两种状态下，主体框架的最大变形量均小于

0.3 $\mu\text{m}$ ，变形量较小，对于发射扩束和信号耦合的影响可以接受。

### 热控设计

望远镜主要核心部件均是 7075 铝合金材料设计，由于铝合金材料的热膨胀系数比较大，因此望远镜的性能对热效应比较敏感。因此需要对望远镜进行温控设计，保证望远镜在各种工况下保持温度的稳定性。由于机载雷达的运行环境变化多样，特别是在高空作业时外界环境温度较低，望远镜的工作环境温度范围估计为 $-20^{\circ}\text{C}\sim+50^{\circ}\text{C}$ 。

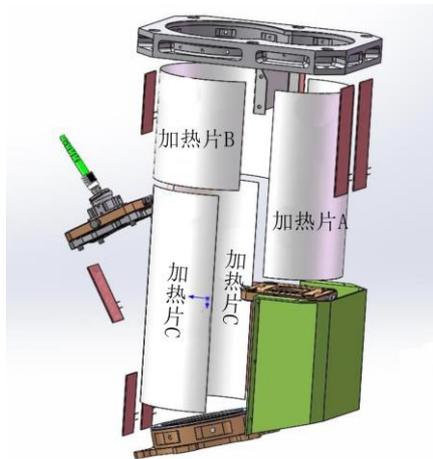


图 35 望远镜内部加热片布置图

由于望远镜的是无热源产品，即在工作状态下自身不产生热源。且工作在封闭的环境中，因此影响其温度变化的因素只有外界环境的温度。因此对其温度控制只需做好望远镜自身的保温及内部温控的均布即可。该雷达中采用的保温材料为导热系数较低的气凝胶，对其进行包裹。望远镜内部布置加热片对其进行加热，其内部加热片布置情况如图 35 所示。

考虑以上所有设计因素，望远镜的最终设计尺寸如图 36 所示。

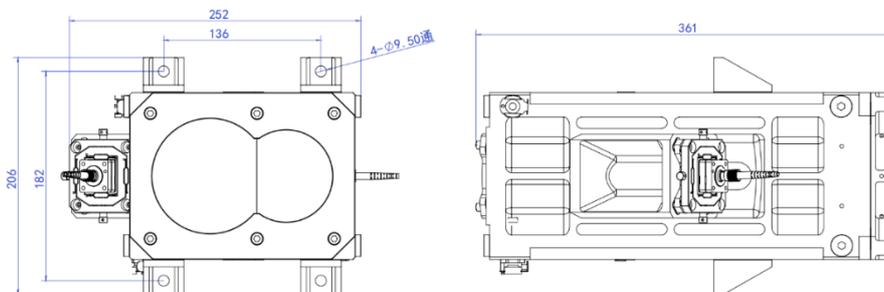


图 36 望远镜外包络及对外接口

## 4.2 地面退偏振探测实验

为了验证偏振激光雷达的目标识别能力,该雷达进行了地面目标扫描成像实验。为了获得目标的扫描图像,偏振激光雷达被安装在二维旋转平台上。两个步进电机被用于控制平台的水平和垂直扫描。电机集成了角度传感器,可以记录激光的出射方向,角度分辨率为 $1/800$ 度。该雷达在中国科学技术大学教学行政楼(N $31^{\circ}50'37''$ , E $117^{\circ}15'54''$ )开展了硬目标扫描成像实验。扫描目标是北部的安徽饭店大楼,距偏振激光雷达一公里。图 37(a)显示了当大气能见度约为 4km 时的建筑物图片。黄色虚线框显示成像区域。图 37 (b) 显示了实验位置。

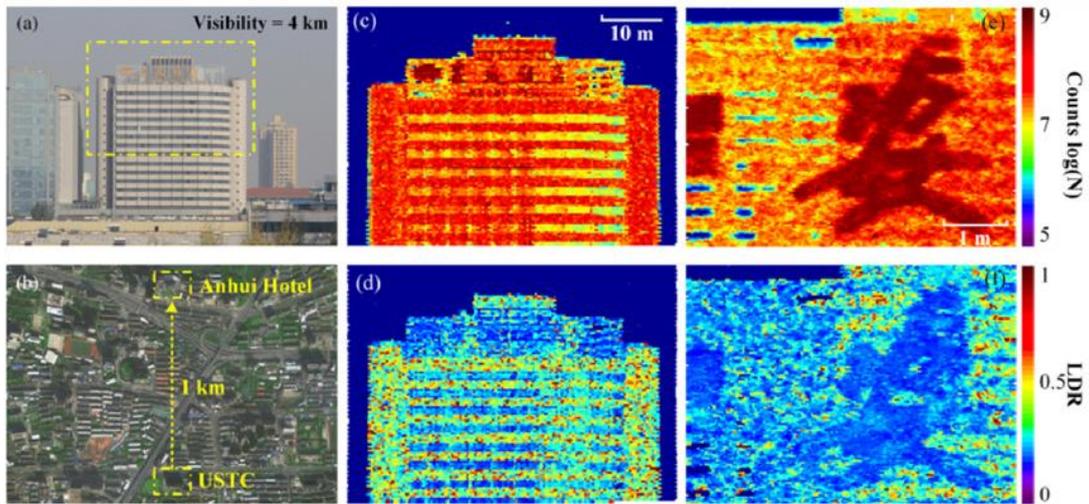


图 37 (a) 扫描范围示意,实验时大气能见度 4km。(b) 激光雷达和被扫描建筑位置示意,被扫描的安徽饭店位于雷达正北方 1km 处。(c) 扫描得到的安徽饭店强度成像。(d) 扫描得到的安徽饭店退偏振比成像。(e) 扫描得到的字符强度成像。(f) 扫描得到的字符退偏振成像。

偏振激光雷达首先扫描宽视场以对整个建筑物成像。图 37 (c) 显示了一个  $120 \times 90$  像素的后向散射强度图像。图 37 (d) 示出了 LDR 图像。通过将垂直通道的强度除以平行通道的强度来计算 LDR。这两个图像的角分辨率为  $0.02$  度。从图 37 (c) 中可以看到,建筑物顶部的由聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA) 材料制成的徽标和文字具有很高的反射率。窗户玻璃和金属支架的反射率相对较低。在图 37 (d) 中,可以发现建筑物的墙壁具有较高的 LDR。同时,徽标和字符的 LDR 较低。因此,该偏振激光雷达被证明可以很好地区分墙壁,PMMA 材料和窗户。

为了显示偏振成像激光雷达的分辨率,我们进行了小视场实验。系统的角分辨率主要取决于激光雷达视场角和扫描装置。考虑到扫描电机的步长,实验中采用了  $0.0025$  度的角分辨率。图 37 (e) 显示了建筑物上一个汉字“安”的  $120 \times 90$  像素的后向散射强度图像。类似地,图 37 (f) 示出了字符的退偏比图像。

可以看到字符的退偏比远低于后面的支架。因此可以证明偏振激光雷达对于目标成像的辅助识别能力。



图 38 偏振激光雷达探测空中威胁目标的退偏比结果和现场照片

在扫描实验之后，为了验证偏振激光雷达对飞行器飞行中可能遇到的障碍物和不安全因素的探测识别能力，该雷达的激光被瞄准至安徽宾馆的一个固定房间窗口位置。在窗口中，我们布置了格子、铝膜气球、橡胶气球、植物、无人机和铝板作为探测目标。其中铝板作为参考对照目标。图 38 为偏振激光雷达对这些目标退偏比的探测结果。该实验中退偏比由累积时间一秒的信号计算得到。而标准偏差是 60 次测量的统计数据。对比这些物体来说，可以发现鸽子具有最大的退偏比。这可能是由于羽毛上的多次散射所致。因此偏振激光雷达可以识别鸟类这一飞行器的重要威胁。对比参照组铝板来说，两种气球、植物和无人机的退偏比均偏大。相信通过多种目标的探测结果统计累积，可以挖掘出偏振激光雷达的准确目标识别能力，提升飞行器飞行安全水平。

### 4.3 飞行扫描探测实验

由于偏振激光雷达在设计时，并没有无人机研发团队的参与。因此在合作初期，偏振激光雷达和无人直升机是两个独立的系统。当想要把两个系统耦合在一起进行飞行实验之前，必须要做的实验为匹配稳定度实验。首先需要在无人机的重心位置加装一个偏振激光雷达的挂载连接机构。在设计激光雷达和无人飞行器的连接机构时，隔振是一个巨大的挑战。为了减轻机身的振动，我们选择的无人机发动机方案为汪克尔转子发动机。由于转子发动机特殊的活塞运动方式，其振动加速度和幅度会远小于活塞发动机。并且转子发动机有体积小的优势，适合无人机使用。图 39 为无人机上搭载的转子发动机照片。



图 39 无人直升机汪克尔转子发动机照片



图 40 一级和二级减震悬挂方案照片

尽管为了匹配无人直升机平台，偏振激光雷达的外形已经设计得相对较小，但其高度还是超过了 F120 无人直升机的起落架高度。因此无人机需要定制加高起落架。起落架加高以后整机出现了新的问题，在起飞发动机加速时由于起落架刚度不够，无人机和雷达会发生共振。由于无人机的工作时的振动频率从零到几百赫兹不等，因此需要调节悬挂系统来摆脱激光雷达的固有频率，以避免共振。针对类似的耦合性问题。无人机载偏振激光雷达系统进行了大量的结构改造尝试和稳定性试验。如图 40 为无人机和雷达在挂载接口上和减震上曾经做过的尝试。而图 41 和图 42 分别为场地系留和外场放飞稳定性测试的现场照片。



图 41 无人直升机载偏振激光雷达场地系留测试和振动测试照片



图 42 无人直升机在偏振激光雷达外场放飞稳定性测试照片

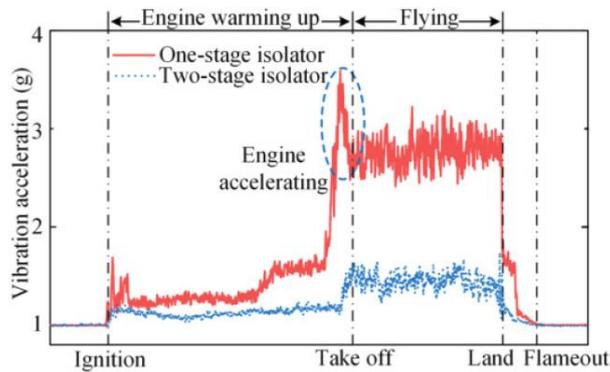


图 43 在振动测试中记录的偏振激光雷达的振动加速度

最终的解决方案为采用两级减震在无人直升机上悬挂偏振激光雷达。图 43 展示了具有一级和二级振动隔离器的激光雷达在飞行过程中的振动强度对比。从图中可以发现仅使用一级减震器，共振时的振动加速度是可达 3 倍重力加速度。在改用了二级减震器后，可以看到激光雷达的最大振动加速度被抑制到小于 0.5 倍重力加速度，并且未能看到明显的共振现象。经后续实验证明，该振动水平下激光雷达的探测性能几乎不受影响。

2019 年 4 月 21 日，无人机载偏振激光雷达正式进行了外场探测实验。实验中无人驾驶直升机升空到预设高度并盘旋，由无人机携带的偏振激光雷达在中国河北省廊坊市 (N39°58'38", E116°53'22") 进行了扫描实验。无人机悬停稳定后，尾舵机控制尾旋翼驱动无人机进行匀速旋转。此过程中无人直升机的航向角由电磁罗盘测量并记录，传送至地面站系统，如图 45 所示。随着无人机的匀速转动，偏振激光雷达执行水平 PPI 扫描，旋转速度为每秒 1 度。以上操作都是通过自行开发的控制系统 (Hecosea 自动驾驶系统 2.0) 实现。



图 45 无人直升机地面站系统及截面截图

图 46 (a) 为无人机载偏振激光雷达飞行扫描现场照片。该照片由一台多旋翼摄制无人机从空中拍摄。图 47 显示了无人机载雷达在 20 米和 50 米的高度进行两次扫描的结果。两次扫描发现了许多个拥有特殊强度和退偏比的目标。为了验证雷达探测的准确性，扫描后我们对目标定位点进行了实地考察。在图 47 中点 (a) 可以发现探测到一个强信号，该信号来自矿井中冒出的烟羽。这些目标的 LDR 超过 20%，明显大于普通气溶胶。图 48 显示出了该方向的后向散射信号和 LDR。图中的阴影为 LDR 探测的标准差范围。烟羽退偏比增加的现象可能是由于 van der Waals 力在烟雾羽颗粒碰撞过程中使颗粒粘结导致。结果，这些大型颗粒粒子通常是非球形和无规则形状的团块，这会导致激光产生较大的退偏比(Schmidt-Ott, 1988)。在点 (b)，是带有两个高烟囱的发电厂。在左图上，有两个强烈的信号，但在右图中没有出现。因为在 50m 高度处已经脱离了烟囱的遮挡范围。在点 (c) 和 (d)，有几座高层建筑。激光雷达信号探测得带的退偏比超过 30%，与该雷达建筑物成像实验的退偏比结果吻合。另外在左图有很多强度突增信号，而右侧没有。这些信号的对应退偏比在 5%-15% 的范围内，推测这可能是高大树木的后向散射信号。



图 46 飞行作业中的机载偏振激光雷达

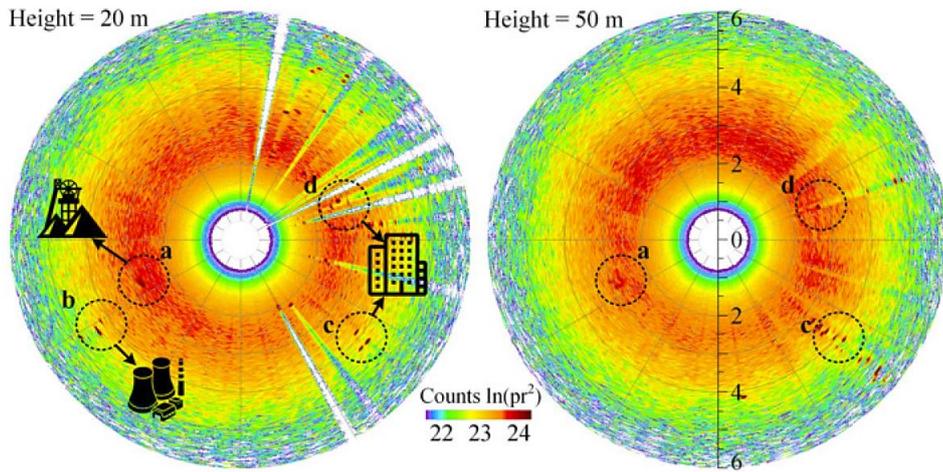


图 47 机载偏振激光雷达在 20m 高度和 50m 高度的扫描探测强度信号

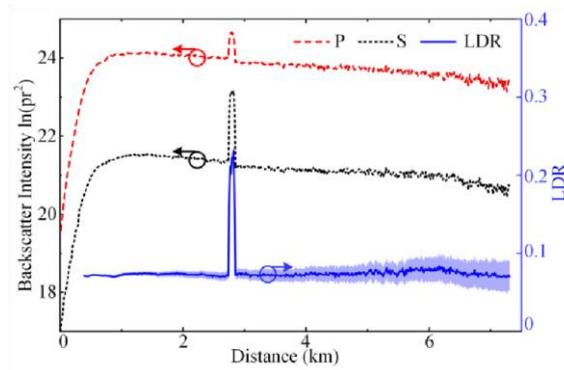


图 48 机载偏振激光雷达探测的某个方向大气后向散射信号：P，平行偏振通道强度信号；S，垂直偏振通道强度信号；LDR，退偏比随距离分布

#### 4.4 小结

本章介绍了针对无人机平台研制的全光纤偏振激光雷达，工作波长 1550 nm，用于空气污染物和物体检测。进行了目标成像实验并证明该偏振激光雷达的硬目标识别性能。该雷达还在无人直升机平台上进行了飞行测试，以检测大气中的气溶胶分布。结果表明，给予无人机平台的偏振激光雷达在空气污染物和目标识别实验中表现优异。

当前，这种无人机携带的偏振激光雷达是偏振激光雷达和无人直升机的组合。激光雷达的电源由单独的电池提供。在未来工作中，我们将努力研发集成度更高的系统。偏振激光雷达的各模块将安装在直升机的框架内。此外，直升机上的发电机将给所有系统供电。新系统允许直升机携带更多的燃料，这意味着更长的飞行时间。此外，通过在望远镜的光纤准直仪中增加一个环行器，可以同时实现风速检测。因此，无人机携带的激光雷达能够监视和预测空气污染物的产生。

## 第五章 总结

论文从传统激光雷达的原理出发，并分析其优缺点。在此基础上提出了基于单光子探测器的激光雷达，旨在将传统激光雷达小型化、民用化、商业化。本文简要介绍了单光子探测器的种类和特点，并且着重介绍了适用于红外探测的单光子探测器特点。本文介绍了研究期间研发的三套单光子探测激光雷达系统：1、基于多模 InGaAs/InP 单光子探测器的气溶胶和云探测激光雷达；2、基于超导纳米线单光子探测器的偏振激光雷达；3、无人机载偏振激光雷达。文章介绍了几套系统的方案及参数，并且在实验室环境和外场环境下进行了性能测试。

本文的几个重要结论总结如下：

1. 为了提高激光雷达性能，传统激光雷达的方案为提高激光功率和增大望远镜面积，目前由于技术水平限制已达瓶颈。采用单光子探测方案，可以提高系统探测信噪比，实现高性能探测。
2. 单模光纤耦合的 InGaAs/InP 单光子探测器应用在激光雷达中的性能较差，采用多模光纤耦合的 InGaAs/InP 单光子探测器，可以使用大口径的望远镜收集雷达回波信号。加上在数据处理上对探测器以及激光器的噪声抑制，可以实现大气气溶胶和云层的高信噪比探测。
3. 通过采用高信噪比的单光子探测器，即使搭配微脉冲激光器和小口径望远镜，也可实现高信噪比、远探测距离的气溶胶退偏振探测。基于超导纳米线单光子探测器研制的  $1.5\mu\text{m}$  偏振激光雷达，当采用脉冲能量  $110\mu\text{J}$ ，望远镜口径  $80\text{mm}$ ，在距离分辨率  $30\text{m}$ ，时间分辨率为  $1$  分钟时，大气气溶胶退偏比水平探测距离大于  $4\text{km}$ 。
5. 利用 InGaAs/InP 单光子激光器小型化的优势，搭配全光纤光路和合理的机械光路结构，可以研发极小化偏振激光雷达。对雷达结构进行简化设计后，单光子探测偏振激光雷达的重量可以轻至  $23\text{kg}$ ，尺寸小至  $60$  厘米 $\times$  $50$  厘米 $\times$  $45$  厘米。
6. 偏振激光雷达与无人机平台必须要做振动耦合试验。经过长时间匹配测试，发现  $120\text{kg}$  起飞重量的无人直升机与偏振激光雷达之间的悬挂采用两级减震可以使雷达载荷上的振动加速度小于  $0.5$  个重力加速度。在该振动水平下，无人机载偏振激光雷达可以进行扫描探测，探测距离大于  $6\text{km}$ ，单次扫描覆盖范围大于  $100$  平方公里。

论文的创新点主要有以下几点：

1. 首次研制了基于多模耦合的 InGaAs/InP 单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  气溶胶和云探测激光雷达，具有成本低、体积小、结构稳定、探测信噪比高的特点。通过对 InGaAs/InP 单光子探测器的死时间和后脉冲几率在数据处理上进行了校正，提升了动态响应和信噪比。多模探测器搭配商用 150mm 望远镜，实现了大气气溶胶和云的高时空分辨率连续五小时探测。数据显示，多模系统具有穿透多层云进行探测的能力。通过与单模耦合的接收机进行对比，信噪比提升高达 5 倍。
2. 研发了世界首台基于超导纳米线单光子探测器的 1.5 $\mu\text{m}$  偏振激光雷达。该雷达充分发挥了超导纳米线单光子探测器的优点，实现了连续 48 小时合肥市大气气溶胶的浓度和退偏比高时空分辨率探测。实验中利用全光纤的优势，搭建了时分复用模块，仅采用单通道探测器探测偏振雷达的两路回波信号，节省成本的同时消除了探测器效率波动带来的误差。此次实验成功记录了合肥市于 2016 年冬的一次空气污染过程，并且监测到了一次建筑工地排放建筑扬尘的过程，充分证明了此系统的污染探测和识别能力。
3. 研发了针对无人机载平台的偏振激光雷达。该雷达采用全光纤光路和结构紧凑的发射接收机，搭配精密设计的机械、电学和热学模块，实现了重量 23kg，尺寸 60 厘米 $\times$ 50 厘米 $\times$ 45 厘米的极小化封装。为了验证雷达偏振识别性能，该雷达首先在地面扫描平台上实现了大楼的强度和退偏振成像，角分辨率达 1/800 度。后与北航无人直升机研究所合作，进行了外场实验。实验中，无人直升机驱动雷达实现了水平扫描，获得了不同高度处直径为 12km 的大气气溶胶探测图像。

论文的后继研究工作主要有以下两点：

1. 通过研发基于多线超导纳米线多模耦合单光子探测器的偏振激光雷达系统，进一步提升雷达光学接收信噪比，提升雷达探测水平。
2. 突破无人机等移动平台与极小化偏振激光雷达的器件集成技术，提升平台与雷达的耦合稳定性，减轻系统重量，简化系统结构，降低成本。
3. 研发与无人机等载荷平台一体化的可重部署偏振激光雷达，实现机械结构、供电、温控一体化设计，提升雷达系统稳定性和易用性。

## 参考文献

- ADAM M, TURP M, HORSEMAN A, et al. 2016. From Operational Ceilometer Network to Operational Lidar Network. 27th International Laser Radar Conference (Ilrc 27) [J], 119.
- AGROSKIN V Y, BRAVY B G, CHERNYSHEV Y A, et al. 2005. Aerosol sounding with a lidar system based on a DF laser. Applied Physics B-Lasers and Optics [J], 81: 1149-1154.
- AHMED S A, GERGELY J S, STIRBL R, et al. 1976. Lidar Measurements of Air-Pollution Using a Simultaneous Dual Frequency Dye-Laser. Optics Communications [J], 18: 189-190.
- AKIBA M, TSUJINO K, SASAKI M 2010. Ultrahigh-sensitivity single-photon detection with linear-mode silicon avalanche photodiode. Optics Letters [J], 35: 2621-2623.
- AKULINICHEV V V, KURNIN I V, KUROCHKINA E G 2004. Eyesafe lidar by the solid state Er : glass laser. Laser Optics 2003: Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion [J], 5478: 291-297.
- ALBOTA M A, WONG F N C 2004. Efficient single-photon counting at 1.55  $\mu\text{m}$  by means of frequency upconversion. Optics Letters [J], 29: 1449-1451.
- ANANT V, KERMAN A J, DAULER E A, et al. 2008. Optical properties of superconducting nanowire single-photon detectors. Optics Express [J], 16: 10750-10761.
- ANTOGNETTI P, COVA S, LONGONI A 1975. Proceedings of the Second Ispra Nuclear Electronics Symposium [J].
- ARP H, GRIESBACH J C, BURNS J P 1982. Mapping in tropical forests: a new approach using the Laser APR. Photogrammetric Engineering and Remote Sensing [J], 48: 91-100.
- AVERY S K, TETENBAUM D 1983. Simultaneous Sodium and Wind Measurements in the Upper Mesosphere Using the Urbana Meteor Radar and Lidar Systems. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics [J], 45: 753-764.
- BANASZEK K, WALMSLEY I A 2003. Photon counting with a loop detector. Optics Letters [J], 28: 52-54.
- BAUMGARTEN G, FRICKE K H, VON COSSART G T 2002. Investigation of the

- shape of noctilucent cloud particles by polarization lidar technique. Geophysical research letters [J], 29.
- BERTONE N, BIASI R, DION B 2005. Overview of photon counting detectors based on CMOS processed Single Photon Avalanche Diodes (SPAD), InGaAs APD's, and novel hybrid (Tube + APD) detectors [C] //; City. 153-163.
- BETHUNE D S, RISK W P 2000. Autocompensating fiber-optic quantum cryptography system based on polarization splitting of light. Ieee Journal of Quantum Electronics [J], 36: 340-347.
- BISSONNETTE L R, ROY G, FABRY F 2001. Range-height scans of lidar depolarization for characterizing properties and phase of clouds and precipitation. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology [J], 18: 1429-1446.
- BLAKESLEY J C, SEE P, SHIELDS A J, et al. 2005. Efficient single photon detection by quantum dot resonant tunneling diodes. Physical Review Letters [J], 94.
- BODHAINE B A, WOOD N B, DUTTON E G, et al. 1999. On Rayleigh optical depth calculations. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology [J], 16: 1854-1861.
- BRIDA G, DEGIOVANNI I P, PIACENTINI F, et al. 2009. Scalable multiplexed detector system for high-rate telecom-band single-photon detection. Review of Scientific Instruments [J], 80.
- BUREAU R 1946. Measures en Météorologie. Meteorologie [J], 3: 292.
- BURLAKOV V D, ZUEV V V, EVTUSHENKO G S 1995. Copper vapor laser lidar for tropospheric ozone sounding. International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers [J], 2619: 270-275.
- CABRERA B, CLARKE R M, COLLING P, et al. 1998. Detection of single infrared, optical, and ultraviolet photons using superconducting transition edge sensors. Applied Physics Letters [J], 73: 735-737.
- CARSWELL A I, PAL S R 1980. Polarization Anisotropy in Lidar Multiple-Scattering from Clouds. Applied optics [J], 19: 4123-4126.
- CARSWELL J D H A A I 1978. Four-component polarization measurement of lidar atmospheric scattering. Applied optics [J], 17: 614.
- CHIN M, GINOUX P, KINNE S, et al. 2002. Tropospheric aerosol optical thickness from the GOCART model and comparisons with satellite and Sun photometer measurements. Journal of the Atmospheric Sciences [J], 59: 461-483.

- COMISO J C 1994. Surface Temperatures in the Polar-Regions from Nimbus-7 Temperature Humidity Infrared Radiometer. *Journal of Geophysical Research-Oceans* [J], 99: 5181-5200.
- COVA S, GHIONI M, LACAITA A, et al. 1996. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Applied optics* [J], 35: 1956-1976.
- COVA S, LONGONI A, ANDREONI A 1981. Towards picosecond resolution with single-photon avalanche diodes. *Review of Scientific Instruments* [J], 52: 408-412.
- COVA S, LONGONI A, RIPAMONTI G 1982. Active-quenching and gating circuits for single-photon avalanche diodes (spads). *IEEE Transactions on Nuclear Science* [J], 29: 599-601.
- DALTORIO A, MASCI F, VISCONTI G, et al. 1992. Simultaneous Stratospheric Aerosol and Ozone Lidar Measurements after the Pinatubo Volcanic-Eruption. *Geophysical research letters* [J], 19: 393-396.
- DAULER E A, KERMAN A J, ROBINSON B S, et al. 2009. Photon-number-resolution with sub-30-ps timing using multi-element superconducting nanowire single photon detectors. *Journal of Modern Optics* [J], 56: 364-373.
- DELEVA A D, PESHEV Z Y, VULKOVA L A, et al. 2019. Unusual wintertime transport of Saharan dust to Sofia, Bulgaria, detected by lidar. *20th International Conference and School on Quantum Electronics: Laser Physics and Applications* [J], 11047.
- DIVOCHIY A, MARSILI F, BITAULD D, et al. 2008. Superconducting nanowire photon-number-resolving detector at telecommunication wavelengths. *Nature Photonics* [J], 2: 302-306.
- DOU X, HAN Y, SUN D, et al. 2014. Mobile Rayleigh Doppler lidar for wind and temperature measurements in the stratosphere and lower mesosphere. *Optics Express* [J], 22: A1203-A1221.
- DRAINE B T 2000. The discrete dipole approximation for light scattering by irregular targets. *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Geophysical Applications* [J]: 131.
- DUBEY P K, JAIN S L, ARYA B C, et al. 2009. Depolarization ratio measurement using single photomultiplier tube in micropulse lidar. *Review of Scientific Instruments* [J], 80.
- EBERHARD W L 1992. Ice-Cloud Depolarization of Backscatter for Co<sub>2</sub> and Other

- Infrared Lidars. *Applied optics* [J], 31: 6485-6490.
- EINAUDI F, FINNIGAN J J 1981. The interaction between an internal gravity wave and the planetary boundary layer. Part I: The linear analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* [J], 107: 793-806.
- EISAMAN M D, FAN J, MIGDALL A, et al. 2011. Invited Review Article: Single-photon sources and detectors. *Review of Scientific Instruments* [J], 82.
- ELORANTA E W 1998. Practical model for the calculation of multiply scattered lidar returns. *Applied optics* [J], 37: 2464-2472.
- ELTERMAN L 1951. The Measurement of Stratospheric Density Distribution with the Searchlight Technique. *Journal of Geophysical Research* [J], 56: 509-520.
- FENG H H, ZOU B 2019. Satellite-based estimation of the aerosol forcing contribution to the global land surface temperature in the recent decade. *Remote Sensing of Environment* [J], 232.
- FERNALD F G 1984. Analysis of Atmospheric Lidar Observations - Some Comments. *Applied optics* [J], 23: 652-653.
- FINKELSTEIN H, LO Y H, ESENER S 2007. Analysis of hot-carrier luminescence for infrared single-photon upconversion and readout. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* [J], 13: 959-966.
- FIOCCO G, SMULLIN L D 1963. Detection of Scattering Layers in Upper Atmosphere (60-140 Km) by Optical Radar. *Nature* [J], 199: 1275-&.
- FITCH M J, JACOBS B C, PITTMAN T B, et al. 2003. Photon-number resolution using time-multiplexed single-photon detectors. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* [J], 68: 043814/043811-043814/043816.
- FLYNN C J, MENDOZA A, ZHENG Y, et al. 2007. Novel polarization-sensitive micropulse lidar measurement technique. *Optics Express* [J], 15: 2785-2790.
- FREHLICH R G, KAVAYA M J 1991. Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence. *Applied optics* [J], 30: 5325-5352.
- FRISCH A S, FEINGOLD G, FAIRALL C W, et al. 1998. On cloud radar and microwave radiometer measurements of stratus cloud liquid water profiles. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres* [J], 103: 23195-23197.
- FUJIWARA M, SASAKI M 2007. Direct measurement of photon number statistics at telecom wavelengths using a charge integration photon detector. *Applied optics* [J], 46: 3069-3074.
- FUKUDA D, FUJII G, NUMATA T, et al. 2011. Titanium-based transition-edge photon

- number resolving detector with 98% detection efficiency with index-matched small-gap fiber coupling. *Optics Express* [J], 19: 870-875.
- FUKUDA D, FUJII G, NUMATA T, et al. 2009. Photon number resolving detection with high speed and high quantum efficiency. *Metrologia* [J], 46: S288-S292.
- FUKUDA D, FUJII G, NUMATA T, et al. 2010. Tenth International Conference on Quantum Communication, Measurement and Computation (QCMC) [J].
- FUKUDA D, FUJII G, YOSHIZAWA A, et al. 2008. High speed photon number resolving detector with titanium transition edge sensor. *Journal of Low Temperature Physics* [J], 151: 100-105.
- GANSEN E J, ROWE M A, GREENE M B, et al. 2007. Photon-number-discriminating detection using a quantum-dot, optically gated, field-effect transistor. *Nature Photonics* [J], 1: 585-588.
- GOBBI G P 1998. Polarization lidar returns from aerosols and thin clouds: a framework for the analysis. *Applied optics* [J], 37: 5505-5508.
- GODIN S, MEGIE G, PELON J 1989. Systematic Lidar Measurements of the Stratospheric Ozone Vertical-Distribution. *Geophysical research letters* [J], 16: 547-550.
- GOL'TSMAN G, OKUNEV O, CHULKOVA G, et al. 2001a. Fabrication and properties of an ultrafast NbN hot-electron single-photon detector. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* [J], 11: 574-577.
- GOL'TSMAN G N, OKUNEV O, CHULKOVA G, et al. 2001b. Picosecond superconducting single-photon optical detector. *Applied Physics Letters* [J], 79: 705-707.
- GOWERS C, GADD A, HIRSCH K, et al. 1990. High-Power Ruby and Alexandrite Lasers for Lidar-Thomson Scattering Diagnostics. *High-Power Solid State Lasers and Applications* [J], 1277: 162-173.
- GRIFFIN M 1983. Complete Stokes parameterization of laser backscattering from artificial clouds. M. S. Thesis, University of Utah [J].
- GROß S, ESSELBORN M, WEINZIERL B, et al. 2013. Aerosol classification by airborne high spectral resolution lidar observations. *Atmos. Chem. Phys.* [J], 13: 2487-2505.
- HAITZ R H 1964. Model for the electrical behavior of a microplasma. *Journal of Applied Physics* [J], 35: 1370-1376.
- HAITZ R H 1965. Mechanisms contributing to the noise pulse rate of avalanche diodes.

- Journal of Applied Physics [J], 36: 3123-3131.
- HARRIS R, BALSIGER F, PHILBRICK C R 1996. Comparison of lidar water vapor measurements using Raman scatter at 266 nm and 532 nm. Igarss '96 - 1996 International Geoscience and Remote Sensing Symposium: Remote Sensing for a Sustainable Future, Vols I - Iv [J]: 1826-1829.
- HERR D 2008.
- HICKMAN G D, HOGG J E 1969. Application of an airborne pulsed laser for near shore bathymetric measurements. Remote Sensing of Environment [J], 1: 47-58.
- HINKLEY E 1976. Laser monitoring of the atmosphere. Berlin and New York [J].
- HOGE F E 1974. Integrated laser/radar satellite ranging and tracking system. Applied optics [J], 13: 2352-2358.
- HOGE F E 1988. Airborne oceanographic LiDAR (AOL) flight mission participation. Laboratory for oceans. National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center, Greenbelt [J]: 95-97.
- HOWELL J N, HARDESTY R M, ROTHERMEL J, et al. 1996. Overview of the first multi-center airborne coherent atmospheric wind sensor (MACAWS) experiment: Conversion of a ground-based lidar for airborne applications. Application of Lidar to Current Atmospheric Topics [J], 2833: 116-127.
- ITZLER M A, JIANG X, NYMAN B, et al. 2009. InP-based negative feedback avalanche diodes [C] //; City.
- JIANG L A, DAULER E A, CHANG J T 2007. Photon-number-resolving detector with 10 bits of resolution. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics [J], 75.
- JIANG X, ITZLER M A, NYMAN B, et al. 2009. Negative feedback avalanche diodes for near-infrared single photon detection [C] //; City.
- JOHNSON E A, MEYER R C, HOPKINS R E, et al. 1939. The measurement of light scattered by the upper atmosphere from a search-light beam. Journal of the Optical Society of America [J], 29: 512-517.
- KARDYNAL B E, YUAN Z L, SHIELDS A J 2008. An avalanche-photodiode-based photon-number-resolving detector. Nature Photonics [J], 2: 425-428.
- KERMAN A J, DAULER E A, KEICHER W E, et al. 2006. Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters. Applied Physics Letters [J], 88.

- KLEKOCIUK A R, OTTAWAY D J, MACKINNON A D, et al. 2020. Australian Lidar Measurements of Aerosol Layers Associated with the 2015 Calbuco Eruption. *Atmosphere* [J], 11.
- KNILL E, LAFLAMME R, MILBURN G J 2001. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature* [J], 409: 46-52.
- KOPYLOVA T N, MAYER G V, TARASENKO V F, et al. 1999. Laser system: Powerful XeCl\* laser-dye laser for ecological monitoring of the atmosphere. *Sixth International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics* [J], 3983: 428-437.
- KOSAKA H, RAO D S, ROBINSON H D, et al. 2002. Photoconductance quantization in a single-photon detector. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* [J], 65: 2013071-2013074.
- KRABILL W B, COLLINS J G, LINK L E, et al. 1984. Airborne laser topographic mapping results ( Tennessee). *Photogrammetric Engineering & Remote Sensing* [J], 50: 685-694.
- KWIAT P G, STEINBERG A M, CHIAO R Y, et al. 1994. Absolute efficiency and time-response measurement of single-photon detectors. *Applied optics* [J], 33: 1844-1853.
- L. STEFANUTTI F C, M. DEL GUASTA, ET AL 1992. A four-wavelength depolarization backscattering LIDAR for polar stratospheric cloud monitoring. *Applied Physics B* [J], 55: 13.
- LA RUE R A, DAVIS G A, PUDVAY D, et al. 1999. Photon Counting 1060-nm Hybrid Photomultiplier with High Quantum Efficiency. *IEEE Electron Device Letters* [J], 20: 126-128.
- LACAITA A, LONGHI S, SPINELLI A 1994. *Proceedings of the International Conference on Applications of Photonic Technology* [J].
- LACAITA A, SPINELLI A, LONGHI S 1995. Avalanche transients in shallow p-n junctions biased above breakdown. *Appl. Phys. Lett.* [J], 67: 2627-2629.
- LACAITA A, ZAPPA F, COVA C, et al. 1996. Single-photon detection beyond 1  $\mu\text{m}$ : Performance of commercially available InGaAs/InP detector. *Applied optics* [J], 35: 2986-2996.
- LACAITA A L, FRANCESE P A, COVA S D, et al. 1993. Single-photon optical-time-domain reflectometer at 1.3  $\mu\text{m}$  with 5-cm resolution and high sensitivity. *Optics Letters* [J], 18: 1110-1112.

- LI B, ZHANG S W 2010. Mechanical-Electrical Integration System Design and Error Analysis for Synthetic aperture microwave radiometer. 2010 the 3rd International Conference on Computational Intelligence and Industrial Application (Paciiia2010), Vol Ix [J]: 179-182.
- LI T, BAN C, FANG X, et al. 2018a. Climatology of mesopause region nocturnal temperature, zonal wind and sodium density observed by sodium lidar over Hefei, China (32°N, 117°E). *Atmospheric Chemistry and Physics* [J], 18: 11683-11695.
- LI T, BAN C, FANG X, et al. 2018b. Climatology of mesopause region nocturnal temperature, zonal wind and sodium density observed by sodium lidar over Hefei, China (32 degrees N, 117 degrees E). *Atmospheric Chemistry and Physics* [J], 18: 11683-11695.
- LIAO L, SASSEN K 1994. Investigation of relationships between Ka-band radar reflectivity and ice and liquid water contents. *Atmospheric Research* [J], 34: 231-248.
- LIM K, TREITZ P, WULDER M, et al. 2003. LiDAR remote sensing of forest structure. *Progress in Physical Geography* [J], 27: 88-106.
- LIOU K N, LAHORE H 1974. Laser Sensing of Cloud Composition - Backscattered Depolarization Technique. *Journal of Applied Meteorology* [J], 13: 257-263.
- LISENKO S A, KUGEIKO M M, KHOMICH V V 2016. Multifrequency lidar sounding of air pollution by particulate matter with separation into respirable fractions. *Atmospheric and Oceanic Optics* [J], 29: 288-297.
- LITA A E, CALKINS B, PELLOCHOU D L A, et al. 2009. High-efficiency photon-number-resolving detectors based on hafnium transition-edge sensors [C] //; City. 351-354.
- LITA A E, MILLER A J, NAM S W 2008. Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency. *Optics Express* [J], 16: 3032-3040.
- M.I. MISHCHENKO L D T, A. MACKE 2000. T-matrix method and its applications. *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Geophysical Applications* [J].
- MA J, SHANGGUAN M J, XIA H Y, et al. 2019. Rayleigh and sodium lidar system incorporating time-division and wavelength-division multiplexing. *Optics Communications* [J], 448: 116-123.
- MACKE A, MISHCHENKO M I 1996. Applicability of regular particle shapes in light

- scattering calculations for atmospheric ice particles. *Applied optics* [J], 35: 4291-4296.
- MADDOX R A, ZHANG J, GOURLEY J J, et al. 2002. Weather radar coverage over the contiguous United States. *Weather and Forecasting* [J], 17: 927-934.
- MAIMAN T H 1960. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature* [J], 187: 493-494.
- MARKSTEINER U, REITEBUCH O, RAHM S, et al. 2011. Airborne direct-detection and coherent wind lidar measurements along the east coast of Greenland in 2009 supporting ESA's Aeolus mission. *Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing Vii* [J], 8182.
- MAYOR S D, SPULER S M 2004. Raman-shifted eye-safe aerosol lidar. *Applied optics* [J], 43: 3915-3924.
- MAYOR S D, SPULER S M, MORLEY B M, et al. 2007. Polarization lidar at 1.54  $\mu\text{m}$  and observations of plumes from aerosol generators. *Optical Engineering* [J], 46.
- MCCLUNG F J, HELLWARTH R W 1962. Giant Optical Pulsations from Ruby. *Journal of Applied Physics* [J], 33: 828-&.
- MIČUDA M, HADERKA O, JEŽEK M 2008. High-efficiency photon-number-resolving multichannel detector. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* [J], 78.
- MIDDLETON W E K 1953. Comparison of Colorimetric Results from a Normal-Diffuse Spectrophotometer with Those from a 45-Degree-Normal Colorimeter for Semiglossy Specimens. *Journal of the Optical Society of America* [J], 43: 1141-1143.
- MIKI S, FUJIWARA M, SASAKI M, et al. 2008. Large sensitive-area NbN nanowire superconducting single-photon detectors fabricated on single-crystal MgO substrates. *Applied Physics Letters* [J], 92.
- MILLER A J, LITA A E, CALKINS B, et al. 2011. Compact cryogenic self-aligning fiber-to-detector coupling with losses below one percent. *Optics Express* [J], 19: 9102-9110.
- MILTON M J T, ANCELLET G, APITULEY A, et al. 1998. Raman-shifted laser sources suitable for differential-absorption lidar measurements of ozone in the troposphere. *Applied Physics B-Lasers and Optics* [J], 66: 105-113.
- MISHCHENKO M I, HOVENIER J W 1995. Depolarization of Light Backscattered by Randomly Oriented Nonspherical Particles. *Optics Letters* [J], 20: 1356-&.

- MISHCHENKO M I, SASSEN K 1998. Depolarization of lidar returns by small ice crystals: An application to contrails. *Geophysical research letters* [J], 25: 309-312.
- MOLEBNY V, KAMERMAN G, STEINVALLO O 2010. Laser radar: from early history to new trends. *Electro-Optical Remote Sensing, Photonic Technologies, and Applications Iv* [J], 7835.
- MORTON G A, SMITH H M, KRALL H R 1968. Pulse height resolution of high gain first dynode photomultipliers. *Applied Physics Letters* [J], 13: 356-357.
- NEHRIR A R, REPASKY K S, CARLSTEN J L 2011. Eye-Safe Diode-Laser-Based Micropulse Differential Absorption Lidar (DIAL) for Water Vapor Profiling in the Lower Troposphere. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* [J], 28: 131-147.
- NEIMAN P J, HARDESTY R M, SHAPIRO M A, et al. 1988. Doppler lidar observations of a downslope windstorm. *Monthly Weather Review* [J], 116: 2265-2275.
- NEVET A, HAYAT A, ORENSTEIN M 2011. Ultrafast three-photon counting in a photomultiplier tube. *Optics Letters* [J], 36: 725-727.
- NICHOLSON P W 1974. *Nuclear Electronics* [J].
- OLESKE J B, COOPER J T, ARNOLD B R, et al. 2019. Eye-safe Standoff Chemical Threat Detection Using Deep Ultra-Violet Raman Spectroscopy and LiDAR Imaging. *Next-Generation Spectroscopic Technologies Xii* [J], 10983.
- ORSOLINI Y J, HANSEN G, HOPPE U P, et al. 1997. Dynamical modelling of wintertime lidar observations in the Arctic: Ozone laminae and ozone depletion. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* [J], 123: 785-800.
- P. YANG K N L 2000. Finite difference time domain method for light scattering by nonspherical and inhomogeneous particles. *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Geophysical Applications* [J]: 173.
- PAPPALARDO G, AMBRICO P, AMODEO A, et al. 1997. Multiparametric tunable Lidar system based on IR OPO laser sources. *Lidar Atmospheric Monitoring* [J], 3104: 158-166.
- PEACOCK A, VERHOEVE P, RANDO N, et al. 1997. On the detection of single optical photons with superconducting tunnel junction. *Journal of Applied Physics* [J], 81: 7641-7646.
- PEACOCK A, VERHOEVE P, RANDO N, et al. 1996. Single optical photon detection

- with a superconducting tunnel junction. *Nature* [J], 381: 135-137.
- PEACOCK T, VERHOEVE P, RANDO N, et al. 1998. Recent developments in superconducting tunnel junctions for ultraviolet, optical & near infrared astronomy. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* [J], 127: 497-504.
- PENNER J E, ZHOU C, LIU X H 2015. Can cirrus cloud seeding be used for geoengineering? *Geophysical research letters* [J], 42: 8775-8782.
- PLATT C M R 1978. Lidar Backscatter from Horizontal Ice Crystal Plates. *Journal of Applied Meteorology* [J], 17: 482-488.
- PLATT C M R, SCOTT J C, DILLEY A C 1987. Remote Sounding of High Clouds .6. Optical-Properties of Midlatitude and Tropical Cirrus. *Journal of the Atmospheric Sciences* [J], 44: 729-747.
- POLYAKOV S V, MIGDALL A L 2007. High accuracy verification of a correlated-photon-based method for determining photon-counting detection efficiency. *Optics Express* [J], 15: 1390-1407.
- QIU S, TANG Y, JIA M, et al. 2016. A review of latitudinal characteristics of sporadic sodium layers, including new results from the Chinese Meridian Project. *Earth-Science Reviews* [J], 162: 83-106.
- R.M. SCHOTLAND K S, R.J. STONE 1971. Observations by lidar of linear depolarization ratios for hydrometeors. *J. Appl. Meteor* [J], 10: 1011.
- R.WOODWARD R L C, R.S. DISSELKAMP, ET AL. 1998. Nineteenth International Laser Radar Conference [J].
- REICHARDT J, TSIAS A, BEHRENDT A 2000. Optical properties of PSC Ia-enhanced at UV and visible wavelengths: Model and observations. *Geophysical research letters* [J], 27: 201-204.
- REICHARDT J, WANDINGER U, KLEIN V, et al. 2012. RAMSES: German Meteorological Service autonomous Raman lidar for water vapor, temperature, aerosol, and cloud measurements. *Applied optics* [J], 51: 8111-8131.
- REMPEL R C, PARKER A K 1964. An information note on an airborne laser terrain profile for micro-relief studies. In: *Proceedings of the 3rd symposium on remote sensing of environment*, University of Michigan Institute of Science and Technology [J].
- ROSENBERG D, LITA A E, MILLER A J, et al. 2005. Noise-free high-efficiency photon-number-resolving detectors. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* [J], 71.

- ROSFJORD K M, YANG J K W, DAULER E A, et al. 2006. Nanowire Single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating. *Optics Express* [J], 14: 527-534.
- ROTSTAYN L D, COLLIER M A, LUO J J 2015. Effects of declining aerosols on projections of zonally averaged tropical precipitation. *Environmental Research Letters* [J], 10.
- ROWE M A, GANSEN E J, GREENE M, et al. 2006. Single-photon detection using a quantum dot optically gated field-effect transistor with high internal quantum efficiency. *Applied Physics Letters* [J], 89.
- ROWE M A, SALLEY G M, GANSEN E J, et al. 2010. Analysis of photoconductive gain as it applies to single-photon detection. *Journal of Applied Physics* [J], 107.
- ROY G, BISSONNETTE L R 2001. Strong dependence of rain-induced lidar depolarization on the illumination angle: experimental evidence and geometrical-optics interpretation. *Applied optics* [J], 40: 4770-4789.
- SABATIER T, PACIA, CANUT G, et al. 2018. Wintertime Local Wind Dynamics from Scanning Doppler Lidar and Air Quality in the Arve River Valley. *Atmosphere* [J], 9.
- SAKIMURA T, WATANABE Y, ANDO T, et al. 2012. 1.5- $\mu\text{m}$  high-gain and high-power laser amplifier using a Er,Yb:glass planar waveguide for coherent Doppler LIDAR. 2012 Conference on Lasers and Electro-Optics (Cleo) [J].
- SALEMINK H, BERGWERFF J, SCHOTANUS P 1985. Optical-Properties of the Atmospheric Boundary-Layer at 1.06  $\mu\text{m}$  - Quantitative Remote-Sensing of Aerosols with a Nd-Yag Lidar. *Infrared Physics* [J], 25: 479-484.
- SAM R C, ROULLARD F P 1982. Narrow-Band, Tunable Alexandrite Laser for Meteorological Lidar. *Electro-Optical Systems Design* [J], 14: 37-40.
- SASSEN K 1974. Depolarization of Laser Light Backscattered by Artificial Clouds. *Journal of Applied Meteorology* [J], 13: 923-933.
- SASSEN K 1975. Laser Depolarization Bright Band from Melting Snowflakes. *Nature* [J], 255: 316-318.
- SASSEN K 1984. Deep Orographic Cloud Structure and Composition Derived from Comprehensive Remote-Sensing Measurements. *Journal of climate and applied meteorology* [J], 23: 568-583.
- SASSEN K 1991a. Corona-Producing Cirrus Cloud Properties Derived from Polarization Lidar and Photographic Analyses. *Applied optics* [J], 30: 3421-

- 3428.
- SASSEN K 1991b. The Polarization Lidar Technique for Cloud Research - a Review and Current Assessment. *Bulletin of the American Meteorological Society* [J], 72: 1848-1866.
- SASSEN K 1991c. The polarization lidar technique for cloud research: A review and current assessment. *Bulletin of the American Meteorological Society* [J], 72: 1848-1866.
- SASSEN K 2002a. Cirrus Clouds:Amodern perspective. *Cirrus* [J]: 11.
- SASSEN K 2002b. Indirect climate forcing over the western US from Asian dust storms. *Geophysical research letters* [J], 29.
- SASSEN K, BENSON S 2001. A midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. Part II: Microphysical properties derived from lidar depolarization. *Journal of the Atmospheric Sciences* [J], 58: 2103-2112.
- SASSEN K, CHEN T H 1995. The lidar dark band: An oddity of the radar bright band analogy. *Geophysical research letters* [J], 22: 3505-3508.
- SASSEN K, COMSTOCK J M, WANG Z, et al. 2001. Cloud and aerosol research capabilities at FARS: The Facility for Atmospheric Remote Sensing. *Bulletin of the American Meteorological Society* [J], 82: 1119-1138.
- SASSEN K, HSUEH C Y 1998. Contrail properties derived from high-resolution polarization lidar studies during SUCCESS. *Geophysical research letters* [J], 25: 1165-1168.
- SASSEN K, STARR D O C, MACE G G, et al. 1995. The 5-6 December 1991 Fire Ifo-  
li Jet-Stream Cirrus Case-Study - Possible Influences of Volcanic Aerosols. *Journal of the Atmospheric Sciences* [J], 52: 97-123.
- SASSEN K, TAKANO Y 2000. Parry arc: a polar lidar, ray-tracing, and aircraft case study. *Applied optics* [J], 39: 6738-6745.
- SASSEN K, ZHAO H G 1995. Lidar Multiple-Scattering in Water Droplet Clouds - toward an Improved Treatment. *Optical Review* [J], 2: 394-400.
- SASSEN K, ZHU J, BENSON S 2003. Midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. IV. Optical displays. *Applied optics* [J], 42: 332-341.
- SCHMIDT-OTT A 1988. New approaches to in situ characterization of ultrafine agglomerates. *Journal of Aerosol Science* [J], 19: 553-557,559-563.
- SCHREIER H, LOUGHEED J, TUCKER C, et al. 1985. Automated measurements of

- terrain reflection and height variations using an airborne infrared laser system. *International Journal of Remote Sensing* [J], 6: 101-446.
- SHE C Y, YU J R, LATIFI H, et al. 1992. High-spectral-resolution fluorescence light detection and ranging for mesospheric sodium temperature measurements. *Appl Opt* [J], 31: 2095-2106.
- SHIBATA T, FUJIWARA M, HIRONO M 1980. Observation of Stratospheric Aerosols by Nd - Yag Lidar with a New Type of near-Infrared-Sensitive Photomultiplier Tube. *Japanese Journal of Applied Physics* [J], 19: 2205-2209.
- SHIELDS A J, O'SULLIVAN M P, FARRER I, et al. 2000. Detection of single photons using a field-effect transistor gated by a layer of quantum dots. *Applied Physics Letters* [J], 76: 3673-3675.
- SIMON R E, SOMMER A H, TIETJEN J J, et al. 1968. New high-gain dynode for photomultipliers. *Applied Physics Letters* [J], 13: 355-356.
- SMALIKHO I, KöPP F, RAHM S 2005. Measurement of atmospheric turbulence by 2- $\mu$  m Doppler lidar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* [J], 22: 1733-1747.
- SPINHIRNE J D, HANSEN M, SIMPSON J 1983. The structure and phase of cloud tops as observed by polarization lidar. *Journal of climate and applied meteorology* [J], 22: 1319-1331.
- SPINHIRNE J D, HANSEN M Z, CAUDILL L O 1982. Cloud top remote sensing by airborne lidar. *Applied optics* [J], 21: 1564-1571.
- SUGIMOTO N, JIN Y, SHIMIZU A, et al. 2019. Transport of Mineral Dust from Africa and Middle East to East Asia Observed with the Lidar Network (AD-Net). *Sola* [J], 15: 257-261.
- SWINDELL W 1975. *Polarized Light*. Dowden, Hutchison and Ross [J].
- SYNGE E H 1930. XCI. A method of investigating the higher atmosphere. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* [J].
- TAKANO Y, JAYAWEERA K 1985. Scattering Phase Matrix for Hexagonal Ice Crystals Computed from Ray Optics. *Applied optics* [J], 24: 3254-3263.
- TAKEUCHI S, KIM J, YAMAMOTO Y, et al. 1999. Development of a high-quantum-efficiency single-photon counting system. *Applied Physics Letters* [J], 74: 1063-1065.
- THOMAS O, YUAN Z L, DYNES J F, et al. 2010. Efficient photon number detection with silicon avalanche photodiodes. *Applied Physics Letters* [J], 97.

- TOMITA A, NAKAMURA K 2002. Balanced, gated-mode photon detector for quantum-bit discrimination at 1550 nm. *Optics Letters* [J], 27: 1827-1829.
- TOON O B, TABAZADEH A, BROWELL E V, et al. 2000. Analysis of lidar observations of Arctic polar stratospheric clouds during January 1989. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres* [J], 105: 20589-20615.
- TOSI A, GALLIVANONI A, ZAPPA F, et al. 2006. Gated operation of InGaAs SPADs with active-quenching and fast timing circuits [C] //; City.
- TUVE M A, JOHNSON E A, WULF O R 1935. A new experimental method for study of the upper atmosphere. *Physical Review* [J], 48: 917-917.
- VANDEVENDER A P, KWIAT P G 2004. High efficiency single photon detection via frequency up-conversion. *Journal of Modern Optics* [J], 51-9: 1433-1445.
- VANDEVENDER A P, KWIAT P G 2007. Quantum transduction via frequency upconversion (invited). *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics* [J], 24: 295-299.
- VAUGHAN G, DRAUDE A P, RICKETTS H M A, et al. 2018. Transport of Canadian forest fire smoke over the UK as observed by lidar. *Atmospheric Chemistry and Physics* [J], 18: 11375-11388.
- WAKS E, DIAMANTI E, YAMAMOTO Y 2006. Generation of photon number states. *New Journal of Physics* [J], 8.
- WAKS E, INOUE K, OLIVER W D, et al. 2003. High-Efficiency Photon-Number Detection for Quantum Information Processing. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* [J], 9: 1502-1511.
- WAKS E, INOUE K, SANTORI C, et al. 2002. Secure communication: Quantum cryptography with a photon turnstile. *Nature* [J], 420: 762.
- WALLINDER E, EDNER H, RAGNARSON P, et al. 1997. Vertically sounding ozone lidar system based on a KrF excimer laser. *Physica Scripta* [J], 55: 714-718.
- WANG C, JIA M, XIA H, et al. 2019a. Relationship analysis of PM2.5 and boundary layer height using an aerosol and turbulence detection lidar. *Atmospheric Measurement Techniques* [J], 12: 3303-3315.
- WANG C, XIA H, SHANGGUAN M, et al. 2017. 1.5  $\mu\text{m}$  polarization coherent lidar incorporating time-division multiplexing. *Optics Express* [J], 25: 20663-20674.
- WANG C, XIA H Y, WU Y B, et al. 2019b. Meter-scale spatial-resolution-coherent Doppler wind lidar based on Golay coding. *Optics Letters* [J], 44: 311-314.
- WANG Z, SASSEN K 2001. Cloud type and macrophysical property retrieval using

- multiple remote sensors. *Journal of Applied Meteorology* [J], 40: 1665-1682.
- WANG Z, ZHOU J, HU H, et al. 1996. Evaluation of dual differential absorption lidar based on Raman-shifted Nd:YAG or KrF laser for tropospheric ozone measurements. *Applied Physics B-Lasers and Optics* [J], 62: 143-147.
- WARE M, MIGDALL A, BIENFANG J C, et al. 2007. Calibrating photon-counting detectors to high accuracy: Background and deadtime issues. *Journal of Modern Optics* [J], 54: 361-372.
- WEI Z, ZHOU P, WANG J, et al. 2007. An integral gated mode single photon detector at telecom wavelengths. *Journal of Physics D: Applied Physics* [J], 40: 6922-6925.
- WEIBRING P, EDNER H, SVANBERG S 2003. Versatile mobile lidar system for environmental monitoring. *Applied optics* [J], 42: 3583-3594.
- WINKER D, VAUGHAN M, HUNT B 2006. The CALIPSO mission and initial results from CALIOP. *Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring Vii* [J], 6409.
- WINKER D M, PELON J, COAKLEY J A, et al. 2010. THE CALIPSO MISSION A Global 3D View of Aerosols and Clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society* [J], 91: 1211-1229.
- WINKER D M, PELON J, MCCORMICK M P 2003. The CALIPSO mission: Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds. *Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring Iii* [J], 4893: 1-11.
- WINKER D M, VAUGHAN M A, OMAR A, et al. 2009. Overview of the CALIPSO mission and CALIOP data processing algorithms. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* [J], 26: 2310-2323.
- WIRTH M, RENGER W 1996. Evidence of large scale ozone depletion within the arctic polar vortex 94/95 based on airborne LIDAR measurements. *Geophysical research letters* [J], 23: 813-816.
- WITSCHAS B, LEMMERZ C, GEISS A, et al. 2020. First validation of Aeolus wind observations by airborne Doppler wind lidar measurements. *Atmospheric Measurement Techniques* [J], 13: 2381-2396.
- WITSCHAS B, RAHM S, DÖRNBRAK A, et al. 2017. Airborne wind lidar measurements of vertical and horizontal winds for the investigation of orographically induced gravity waves. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* [J], 34: 1371-1386.

- WOODS P T, JOLLIFFE B W 1978. Experimental and Theoretical Studies Related to a Dye-Laser Differential Lidar System for Determination of Atmospheric  $\text{SO}_2$  and  $\text{NO}_2$  Concentrations. *Optics and Laser Technology* [J], 10: 25-28.
- XIA H, DOU X, SHANGGUAN M, et al. 2014. Stratospheric temperature measurement with scanning Fabry-Perot interferometer for wind retrieval from mobile Rayleigh Doppler lidar. *Optics Express* [J], 22: 21775-21789.
- XIA H, DOU X, SUN D, et al. 2012. Mid-altitude wind measurements with mobile Rayleigh Doppler lidar incorporating system-level optical frequency control method. *Opt Express* [J], 20: 15286-15300.
- XIA H, SHENTU G, SHANGGUAN M, et al. 2015. Long-range micro-pulse aerosol lidar at 1.5  $\mu\text{m}$  with an upconversion single-photon detector. *Optics Letters* [J], 40: 1579-1582.
- XU H, LIJUN M, MINK A, et al. 2007. 1310-nm quantum key distribution system with up-conversion pump wavelength at 1550 nm. *Optics Express* [J], 15: 7247-7260.
- XU K, LIU Y, ABO-SHAER J R, et al. 2005. Sodium Bose-Einstein condensates in an optical lattice. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* [J], 72.
- YANAGISAWA T, ASAKA K, HIRANO Y 2001. 10.9-mJ single-frequency diode-pumped Q-switched Er,Yb : glass laser for a coherent Doppler lidar. *Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring* [J], 4153: 86-92.
- YANG J K W, KERMAN A J, DAULER E A, et al. 2007. Modeling the electrical and thermal response of superconducting nanowire single-photon detectors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* [J], 17: 581-585.
- YI Y W, LEE C H 1996. Frequency tunable Ti:sapphire laser system for UV lidar. *High-Power Lasers: Solid State, Gas, Excimer, and Other Advanced Lasers* [J], 2889: 80-85.
- YOSHIZAWA A, KAJI R, TSUCHIDA H 2004a. 10.5km fiber-optic quantum key distribution at 1550nm with a key rate of 45kHz. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2: Letters* [J], 43: L735-L737.
- YOSHIZAWA A, KAJI R, TSUCHIDA H 2004b. Gated-mode single-photon detection at 1550 nm by discharge pulse counting. *Applied Physics Letters* [J], 84: 3606-3608.
- YUAN Z L, KARDYNAL B E, SHARPE A W, et al. 2007. High speed single photon detection in the near infrared. *Applied Physics Letters* [J], 91.

ZAPPA F, GIUDICE A, GHIONI M, et al. 2002. Fully-integrated active-quenching circuit for single-photon detection [C] //; City. 355-358.

ZHAO K, ZHANG A, LO Y H, et al. 2007. InGaAs single photon avalanche detector with ultralow excess noise. Applied Physics Letters [J], 91.

## 攻读博士期间取得的科研成果

### 发表论文:

- [1]. Jiawei Qiu, Haiyun Xia\*, Xiankang Dou, Manyi Li, Mingjia Shangguan, Chong Wang, Xiang Shang, Shengfu Lin, and Jianjiang Liu, "Micro-pulse polarization lidar at 1.5  $\mu\text{m}$  using a single superconducting nanowire single photon detector," *Optics Letters*, 42(21), 4454-4457, 2017. IF:3.866.
- [2]. Jiawei Qiu, Haiyun Xia\*, Xiankang Dou, Mingjia Shangguan, Chong Wang, Yunpeng Zhang, "Optimization of scanning Fabry-Perot interferometer in the high spectral resolution lidar for stratospheric temperature detection," *Optical Engineering*, 55(8), 084107, 2016. IF: 1.209.
- [3]. Chao Yu, Jiawei Qiu(共同一作), Haiyun Xia\*, Xiankang Dou, Jun Zhang\* and Jian-Wei Pan, "Compact 1.5 $\mu\text{m}$  cloud lidar with a multi-mode fiber coupling free-running InGaAs/InP single-photon detector," *Review of Scientific Instruments*, 89, 103106, 2018. IF: 1.587.
- [4]. Mingjia Shangguan, Haiyun Xia, Chong Wang, Jiawei Qiu, Guoliang Shentu, Qiang Zhang, Xiankang Dou\*, and Jian-wei Pan, "All-fiber upconversion high spectral resolution wind lidar using a Fabry-Perot interferometer," *Optics Express*, 24, 19322-19336, 2016. IF: 3.561.
- [5]. Mingjia Shangguan, Haiyun Xia\*, Xiankang Dou, Chong Wang, Jiawei Qiu, Yunpeng Zhang, Zhifeng Shu, and Xianghui Xue, "Comprehensive wind correction for a Rayleigh Doppler lidar from atmospheric temperature and pressure influences and Mie contamination, " *Chinese Physics B*, 24(9), 094212, 2015. IF: 1.469.
- [6]. Haiyun Xia, Mingjia Shangguan, Guoliang Shentu, Chong Wang, Jiawei Qiu, Mingyang Zheng, Xiuping Xie, Xiankang Dou\*, Qiang Zhang, Jian-Wei Pan, "Brillouin optical time-domain reflectometry using up-conversion single-photon detector," *Optics Communications*, Vol. 381, pp. 37-42, 2016. IF: 1.961.
- [7]. Mingjia Shangguan, Haiyun Xia\*, Chong Wang, Jiawei Qiu, Shengfu Lin, Xiankang Dou, Qiang Zhang, and Jian-wei Pan, "Dual-frequency Doppler lidar for wind detection with a superconducting nanowire single-photon detector," *Optics Letters*, 42(18), 3541-3544, 2017, Featured Article. IF: 3.866.

- [8]. Chong Wang, Haiyun Xia\*, Mingjia Shangguan, Yunbin Wu, Lu Wang, Jiawei Qiu, and Renjun Zhang, "1.5  $\mu\text{m}$  polarization coherent lidar incorporating time-division multiplexing," *Optics Express*, 25(17), 20663-20674, 2017. IF: 3.561.
- [9]. Haiyun Xia, Xiankang Dou\*, Mingjia Shangguan, Ruocan Zhao, Yuli Han, Zhifeng Shu, Xianghui Xue, Yan Han, Chong Wang, Jiawei Qiu, "Stratospheric temperature measurement with scanning Fabry-Perot interferometer for wind retrieval from mobile Rayleigh Doppler lidar," *Optics Express*, 22(18), 21775-21789, 2014. IF: 3.561.
- [10]. Jiawei Qiu, Chao Yu, Haiyun Xia, Chong Wang, and Xiankang Dou, "1.5 $\mu\text{m}$  cloud lidars based on single photon detectors," [C] *Light, Energy and Environment 2018*, paper ET3A. 6, Sentosa, Singapore.
- [11]. 任敬宇、尚祥、上官明佳、王冲、裘家伟、夏海云, "1.5 $\mu\text{m}$  能见度激光雷达的波长修正模型比较", *光电子*, 6(4), 139-148, 2016.
- [12]. 上官明佳、夏海云、王冲、裘家伟、窦贤康, "瑞利测风激光雷达的频率标定方法", 《强激光与粒子束》, 27(1), 011015, 2014.
- [13]. 上官明佳、夏海云、舒志峰、窦贤康、王冲、裘家伟、韩於利、赵若灿、张飞飞、郭洁、高园园, "基于扫描 F-P 标准具的高光谱分辨低平流层温度探测", 《强激光与粒子束》, 26(12), 129002, 2014.
- [14]. Jiawei Qiu, Anan Xu, Haiyun Xia, Yunbin Wu, Manyi Li, Lijie Zhao and Ming Chen, "Target and air pollutant observation using UAV-borne micro-pulse polarization Lidar at 1.5  $\mu\text{m}$ ," under review.

### 申请国家发明专利

- [1]. 王冲, 魏天问, 上官明佳, 裘家伟, 夏海云, 窦贤康, "一种光电探测器的非线性校准系统及方法", 专利号 ZL 201710962879.1
- [2]. 尚祥, 夏海云, 窦贤康, 上官明佳, 王冲, 裘家伟, "气体颗粒物测量方法及装置", 专利号 ZL 201710685506.4
- [3]. 夏海云, 上官明佳, 任佳恩, 王冲, 裘家伟, 窦贤康, 薛向辉, "基于不对称 M-Z 干涉仪的全光纤测风激光雷达装置及方法", 专利号 ZL 201510456142.3
- [4]. 夏海云, 王冲, 窦贤康, 上官明佳, 裘家伟, "一种同时探测大气风速和退偏振比的相干激光雷达", 专利号 ZL 201610515441.4
- [5]. 王冲, 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 裘家伟, "一种距离分辨率可调的相干测风激光雷达系统", 专利号 ZL 201510661310.2

- [6]. 上官明佳, 夏海云, 窦贤康, 薛向辉, 王冲, 裘家伟, “一种基于双波长单接收通道的转动拉曼测温激光雷达”, 专利号 ZL 201510536323.7
- [7]. 夏海云, 王冲, 舒志峰, 上官明佳, 窦贤康, 薛向辉, 裘家伟, “高精度单电机传动激光雷达三维扫描仪”, 专利号 ZL 201510454959.7
- [8]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 王冲, 裘家伟, 舒志峰, 薛向辉, “一种基于偏振复用的直接探测测风激光雷达”, 专利号 ZL 201510172766.2
- [9]. 窦贤康, 王冲, 夏海云, 薛向辉, 上官明佳, 裘家伟, “一种基于时分-波分复用的瑞利-钠激光雷达集成方法和系统”, 专利号 ZL 201510160707.3
- [10]. 夏海云, 贾晓东, 窦贤康, 王冲, 上官明佳, 裘家伟, “一种中频捷变的全光纤相干测风激光雷达系统”, 专利号 ZL 201510080765.5
- [11]. 夏海云, 上官明佳, 窦贤康, 王冲, 裘家伟, “一种基于保偏光纤形成双腔 F-P 干涉仪的激光频移探测方法和设备”, 专利号 ZL 201410370824.8
- [12]. 夏海云, 裘家伟, 上官明佳, 王冲, 窦贤康, “基于时分复用的单探测器全光纤偏振激光雷达”, 201610826594.0 (已受理)
- [13]. 夏海云, 尚祥, 窦贤康, 上官明佳, 王冲, 裘家伟, 李蔓一, “一种大气能见度的计算方法、装置、雷达及系统”, 201711039605.1 (已受理)

## 致 谢

2010年8月,在一个雨天,父亲带着我来到科大校园,依稀记得那时湿漉漉的天使路上倒映着遮天的梧桐叶。如今已是十年后,我即将离开这个校园,踏上人生新的旅途。在科大校园里,我遇到了良师、益友还有我的爱人,在这个校园里我迷茫过奋斗过更收获过。感谢在科大学习生活中遇到的一切。

首先,感谢我的导师窦贤康院士。窦老师是我们科大地空人的骄傲。窦老师高瞻远瞩的眼光、开阔的国际视野、卓越的领导能力,以及对国家和社会的使命感和责任感令人尊敬。感谢窦贤康老师提供了一流的实验条件和宽松自由的科研环境,使我们在科研的道路上心无旁骛、披荆斩棘。

衷心感谢我的恩师夏海云老师对我的谆谆教诲和悉心关怀。夏老师是我的老师是我的长辈更是我的朋友。感谢夏老师这些年来不厌其烦地教我做人做事的道理,并且给我量身定制了科研工作的规划,助我在学习生活中建立起正确的人生观、价值观和道德观。夏老师也对我的生活提供了莫大的帮助。寥寥数语无法表达我对夏老师感激之情。

感谢薛向辉教授,薛老师严谨求实的治学态度、乐观豁达的人格魅力,让我受益匪浅。感谢地空学院的雷久侯教授、傅云飞教授、李陶教授、孙东松教授、陆全明教授、傅云飞教授、舒志峰副教授、陈廷娣工程师、方欣工程师、缪彬副研究员,感谢你们对我的指导。

感谢北航陈铭教授和无人直升机研究所的朋友们,感谢你们用丰富的工程经验和对实验严谨的态度促成了首台无人机载偏振激光雷达实验的成功。

感谢余超提供的 InGaAs 单光子探测技术,感谢王乾坤在机械设计上的支持。

感谢课题组的上官明佳师兄和王冲师兄。两位师兄给我的科研学习乃至生活提供了太多的帮助。他们以拼搏的精神、严谨的求学态度像启明星引导着我。

感谢课题组的章振、余赛芬、吴云斌、王璐、赵力杰、刘健江、李蔓一、唐大为、魏天问、袁金龙、江浦、吴柯南、罗天成、陈柄瑜、曾建伟、强蔚、张云鹏、尚祥,感谢你们在学习科研和生活上的给我的帮助。

感谢我的同学钱佳威、刘豪、李思成、陈俊对我学习生活的关心和帮助。

感谢我的父母,你们对我的指导和鼓励助我走过了 28 个春秋。感谢你们对我的无私奉献,感谢你们对我的信任。感谢我的岳父母对我的厚爱和关怀。

感谢我的爱人周海宇,为了我们的家庭,你付出了太多,辛苦了。

裘家伟

2020年6月于合肥

