

硕士学位论文

激光测风雷达信号处理技术研究

RESEARCH ON SIGNAL PROCESSING TECHNIQUE OF INCOHERENT LASER WIND LIDAR

高源

哈尔滨工业大学

2013 年 7 月

国内图书分类号: TN248.2⁺2
国际图书分类号: 533.951

学校代码: 10213
密级: 公开

工学硕士学位论文

激光测风雷达信号处理技术研究

硕 士 研 究 生: 高源

导 师: 任德明 教授

申 请 学 位: 工学硕士

学 科: 物理电子学

所 在 单 位: 光电子信息科学与技术系

答 辩 日 期: 2013 年 7 月

授予学位单位: 哈尔滨工业大学

Classified Index: TN248.2⁺2

U.D.C: 533.951

Dissertation for the Master Degree in Engineering

**RESEARCH ON SIGNAL PROCESSING
TECHNIQUE OF INCOHERENT LASER WIND
LIDAR**

Candidate:	Yuan Gao
Supervisor:	Prof. Ren Deming
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering
Speciality:	Physical Electronics Dept.of Opto-electronics
Affiliation:	Information Science and Technology
Date of Defence:	July, 2013
Degree-Confering-Institution:	Harbin Institute of Technology

摘 要

直接探测激光测风雷达能够快速测量大气风场，但是在远距离处的回波信号十分微弱，并且包含各种随机噪声和瑞利散射，属于非平稳非线性信号。激光雷达的信号处理技术能否有效提高雷达信号的信噪比，改善信号平滑性，精确计算多普勒频移量，直接影响雷达测风精度。根据雷达信号处理流程，从回波探测到风场反演，在信号处理的各个环节应用不同的处理算法，提高雷达测风精度。

采用光子计数器和数据采集卡，基于 LabVIEW 软件平台，设计了探测采集模块，并对光子计数器进行了实验标定。采用 LabVIEW 编程的边沿检测技术实现了对光子脉冲精确鉴别。

对雷达回波信号，分别采用中值滤波，移动平均技术和 EMD 经验模式分解技术进行处理，实验结果表明可以显著消除噪声，提高信噪比，改善信号质量。

进行了径向风速测量实验，采用三种信号处理方法应用于径向风速处理过程，能够显著提高测风精度。基于实验测得的径向风速，采用 VAP 方法，实现了风场反演。

关键词：激光测风雷达，光子计数，信号处理，EMD，风场反演

Abstract

Incoherent laser wind lidar can probe wind quickly. Echo signals are very weak at far distance, containing random noise and rayleigh scattering signals, which is thus non-stationary and nonlinear. Whether the signal processing system could increase signal SNR, improve smoothness of signal, and accurately calculate Doppler frequency shift, affects the quality of signal and accuracy of wind velocity seriously. Different signal processing algorithms are used when echo is detected until wind retrieval, which could increase the accuracy of the whole lidar system.

SPCM and data acquisition card are used to make up the hardware of detection and acquisition module while LabVIEW as control software. The SPCM is also standardized by experiment. Pulse discriminator, based on LabVIEW, is used to count the electrical pulse of SPCM related to the number incident photo.

Median filter, moving average, EMD techniques are used to process the lidar echo signal. Results of experiments prove that all three methods can eliminate noise, increase SNR and increase smoothness of original signals.

Wind velocity detecting experiments are put forward, and all three signal processing methods are used on wind velocity. The results show that all three algorithms can improve the accuracy of wind detecting. Based on radial direction wind speed of wind detecting experiments, wind field is retrieved by VAP method.

Keywords: DWL, photon counting, signal processing, EMD, wind retrieval

目 录

摘 要	I
Abstract.....	II
目 录	III
第 1 章 绪 论	- 1 -
1.1 课题背景及意义	- 1 -
1.2 激光雷达研究概况	- 2 -
1.2.1 相干探测激光测风雷达发展	- 3 -
1.2.2 直接探测激光测风雷达发展	- 3 -
1.3 激光测风雷达信号处理技术发展	- 8 -
1.4 主要研究内容	- 9 -
第 2 章 激光雷达回波信号探测与采集	- 10 -
2.1 引言	- 10 -
2.2 基于角度调谐双边缘技术原理	- 10 -
2.3 激光测风雷达总体结构	- 13 -
2.4 回波探测采集模块设计	- 15 -
2.4.1 AQRH-SPCM 光子计数器	- 15 -
2.4.2 光子计数器标定	- 16 -
2.4.3 ATS9350 高速数据采集卡	- 19 -
2.4.4 脉冲信号鉴别	- 20 -
2.5 本章小结	- 23 -
第 3 章 信号处理技术研究	- 24 -
3.1 引言	- 24 -
3.2 信号处理算法	- 24 -
3.2.1 中值滤波技术	- 24 -
3.2.2 滑动平均技术	- 27 -
3.2.3 经验模态分解技术(EMD).....	- 31 -
3.3 多普勒频移理论分析	- 34 -
3.4 本章小结	- 39 -
第 4 章 径向风速与风场反演研究	- 40 -
4.1 引言	- 40 -
4.2 径向风速测量实验	- 40 -

4.3 风场反演	- 44 -
4.4 本章小结	- 48 -
结 论	- 49 -
参考文献	- 50 -
攻读学位期间发表的学术论文	- 56 -
哈尔滨工业大学硕士学位原创性声明	- 57 -
哈尔滨工业大学硕士学位论文使用授权书	- 57 -
致 谢	- 58 -

中国知网
CNKI

第1章 绪 论

1.1 课题背景及意义

风速是研究全球气象科学和局部区域气候学的重要参数之一,是天气预报,气象灾害的预测的重要指标之一。因此精准测量大气风速和对风场的准确描绘对国民经济的发展,国家安全,以及军民用航空安全都有着十分重要的意义。世界气象组织(WMO)认为,对全球风场的主动探测和实时监测具有重大意义和很大的难度。多普勒激光测风雷达在主动探测风速、描绘风场方面,具有高精度,高分辨率,探测范围广,以及部署快速,方式灵活的优势,因此欧美日俄都投入巨额经费和大量的人力物力进行了全面细致的研究。

目前对风速风场的主动探测方式,主要使用微波多普勒天气雷达,采用单部或者多基方式部署。二十世纪九十年代,多普勒激光测风雷达逐渐发展成熟,成为主动探测方式的重要补充,尤其是在中小尺度的风场实时探测与监控上。其中主要的区别在于,微波多普勒天气雷达往往需要降水,雾霾等能够增强回波反射系数的特殊天气才能有效工作,而多普勒测风激光雷达应用于晴朗天气,要求气象条件较好,二者能够较好互补。

多普勒激光测风雷达通过向大气中发射激光脉冲,可以从回波信号中得到频移信息。回波信号既可以利用大气中的气溶胶后向散射信号,也可以利用大气分子的瑞利散射信号,分别实现对大气风场的探测^[1]。由于大气气溶胶后向散射和分子瑞利散射的光谱有很大区别,因此对于单一测量点的风速测量只能使用一种方式。考虑到低空对流层和高空平流层气溶胶和分子浓度的区别,通常的应用区别是对低空晴朗天气使用气溶胶米散射的回波信号,对于高空平流层的风速测量采用分子瑞利散射信号。目前国内已经研制成功米散射激光测风雷达系统和瑞利散射激光测风雷达系统。

激光测风雷达按照鉴频方式可以分为两种,主要分为相干探测方式和直接探测方式。采用直接探测方式的激光测风雷达,反应快速部署简单,适用于中小尺度范围,具有较高的灵敏度和精度,适用性广。本文所研究的激光测风雷达系统就是采用此种探测方式。激光测风雷达的直接探测技术主要包括边缘检测技术、条纹成像技术两种方式,本文的激光雷达系统基于双边缘鉴频技术,核心是角度调谐的 F-P 标准具^[2]。

激光测风雷达在工作结构上可以划分为整机控制系统,发射与接收系统,

二维扫描系统，回波信号检测与采集系统、鉴频系统，信号处理系统等。按照工作流程，雷达系统发射激光脉冲；接收系统接收到回波信号；信号检测系统获得回波光强信息；经过鉴频系统得到回波频移信息；最后经过信号处理系统得到径向风速并对多个方向的径向风速进行运算得到风场矢量信息。

信号处理过程是激光雷达系统的最后一个环节，决定了最终输出结果的优劣，先进的信号处理技术，可以实现对前面环节输出信号的无损处理，保证最终风场反演的精度不会下降，即可以克服“木桶短板效应”，因此信号处理系统对于激光雷达系统的测量精度和整体性能有重要影响。信号处理系统主要功能是实现回波信号进行累积、退模糊处理，尽量消除随机误差，提高信噪比；结合 F-P 双边缘鉴频曲线实现回波信号光强参数到频移参数的转化计算；根据回波信号的频移计算得到多个方向的径向风速分布；最后结合径向风速，经过风场反演算法的处理，得到平面风场的矢量分布情况。

在信号处理过程中，不同的数学处理方法会影响信号的灵敏度、信噪比等参数，从而影响雷达系统的精度。不同的风场反演算法对风场的初始假设不同，反演方程差别很大，最终风场反演的输出结果千差万别，而且各种风场计算理论对不同尺度的风场适应性也不同。本文的主要研究工作是通过仿真研究和实验验证，采用基于 LabVIEW 的硬件设备和信号处理技术，设计雷达信号处理系统，最终获得风场反演结果。并对信号处理过程和风场反演算法进行改进，进一步提高本雷达系统的精度。

1.2 激光雷达研究概况

二十世纪六十年代，Jelalian 和 Huffaker 提出先进的激光测风雷达应用理论，采用地基激光雷达测量风速^[3]。随着激光光源技术、微弱信号检测技术、雷达回波信号处理技术、精密控制的发展，激光测风雷达领域发展日新月异。最早的激光测风雷达采用相干探测，相干探测技术通常采用红外激光器，通过获得大气气溶胶后向散射回波信号获得频移信息^[4]。相干探测激光测风雷达能达到很高的信噪比和灵敏度；同时对于出射激光光源的相干性和发射接收光学系统的同轴性要求较高，探测距离也相对比较近，适合低空大气风场测量。直接探测激光测风雷达只需要测量雷达回波信号的光强，是对能量信号的监测，技术要求更低，对光源、光学系统、控制系统精度和硬件指标要求低，容易满足，虽然精度下降，但是能够满足一般的通用性要求。所以在二十世纪九十年代以后，依赖于激光光源技术，鉴频技术，探测元器件的长足进步，直接探测方式

激光测风雷达成为研究热门^[5]。本文的激光测风雷达系统就是采用直接探测方式。

1.2.1 相干探测激光测风雷达发展

早在 1970 年, 美国人 Huffaker 采用二氧化碳气体激光器和相干探测方式, 设计了第一套激光测风雷达系统^[6]。

随后的一年, 美国航空航天局 (NASA) 采用脉冲工作方式, 设计了一台测风激光雷达, 可以监测空气湍流。在 1984 年进一步进行了现代化改进, 距离分辨率达到 330m, 探测距离达到 10km^[7]。

1981 年, 美国海洋与大气部门采用 TEA/CO₂ 脉冲激光光源设计的激光测风雷达, 探测范围达到了 10~20km^[8]。随后几年间进一步发展了激光注入锁定系统, 提高了雷达系统的性能。

1987 年, T. J. Kane 等人采用 Nd:YAG 激光器作为雷达光源, 设计了世界上第一台 Nd:YAG 激光器相干激光测风雷达。

1989 年, 国际相干公司最先设计制造了能够实用的激光测风雷达。采用灯泵方式泵浦 Nd:YAG 激光器, 设计了脉冲相干激光测风雷达。激光器波长为 2 μ m, 单脉冲能量范围是 5~8mJ, 最远测量距离达到了 20km^[9,10]。

进入二十世纪九十年代, 激光测风雷达技术进一步发展, 国际相干公司在 92 年首次制造了 2 μ m 全固态相干激光测风雷达, 雷达系统采用二极管泵浦。激光脉宽为 600ns, 工作频率 200Hz^[11]; 此后几年相继推出第二代产品和应用于其他民用和军事领域的商业产品。

2001 年, 日本科学家 Takayuki Yanagisawa 和 Kimio Asaka 等人合作设计 1.5 μ m 波长的相干激光雷达^[12]。

1.2.2 直接探测激光测风雷达发展

早在 1972 年, Benedetti-Michelangeli 等人^[13]采用了扫描方式 FPI 作为频移鉴频器件, 第一次成功设计制造了直接探测激光测风雷达。主要研究机构包括, NASA 下属的戈达德飞行中心(GSFC)、密歇根大学(Michigan University)、美国海洋大气管理局(NOAA)、欧洲航空航天局(ESA)、法国国家科学研究中心(CNRS)等单位^[14]。在亚洲范围内, 日本的东京都立大学, 福井大学也积极开展直接探测激光测风雷达的研究^[15-19]。

(1) NASA 戈达德航天中心

Korb 等研究人员在 1992 年研究了单边缘鉴频理论和硬件实现方法, 奠定

了直接探测的理论基础^[20]，进一步在 94 年对提出的单边缘理论进行了实验验证，证明了理论的实用性^[21,22]。1998 年，该研究团队又创新性的开发了双边缘探测的理论，并提出了相应的实现方法^[23]。基于自行开发的双边缘探测理论，采用双 F-P 作为鉴频系统，设计了 GLOW 激光测风雷达。系统共使用了五路能量信号，其中三路信号入射 F-P 标准具，作为信号通道（两路是边带信号，最后一路是锁定通道），两路作为能量监测信号。信号通道的探测采用工作在光子计数模式下的 PMT。能量监测的两路信号用模拟工作方式的光电倍增管采集近距离强信号，用计数状态下的 PMT 采集远处微弱的信号，大大提高了测量距离^[24,25]。GLOW 系统的雷达原理如图 1-1 所示

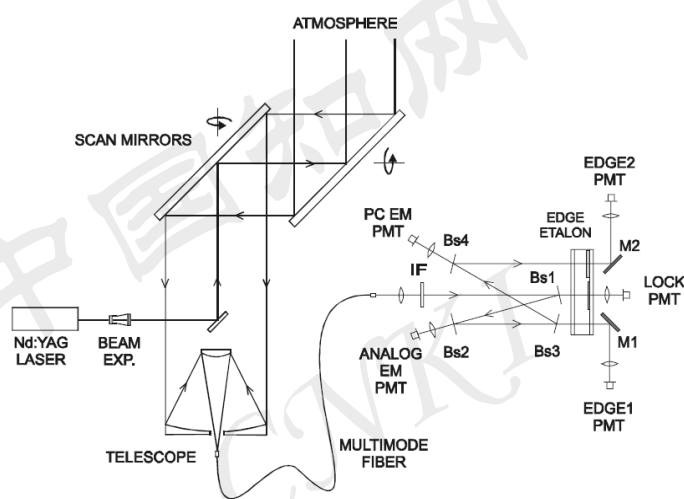


图 1-1 GLOW 激光雷达原理框图

Fig. 1-1 Optical Structure of GLOW lidar

GLOW 激光测风雷达是一个车载系统(Goddard Lidar Observatory for Winds——GLOW)，当采用工作波长为 1064nm 是，可以采用气溶胶后向散射信号测量风速；另外也可以利用瑞利信号测量风速，工作波长为 355nm，风场测量范围达到 1.8~35km。GLOW 雷达进行的外场试验结果如图 1-2 所示：

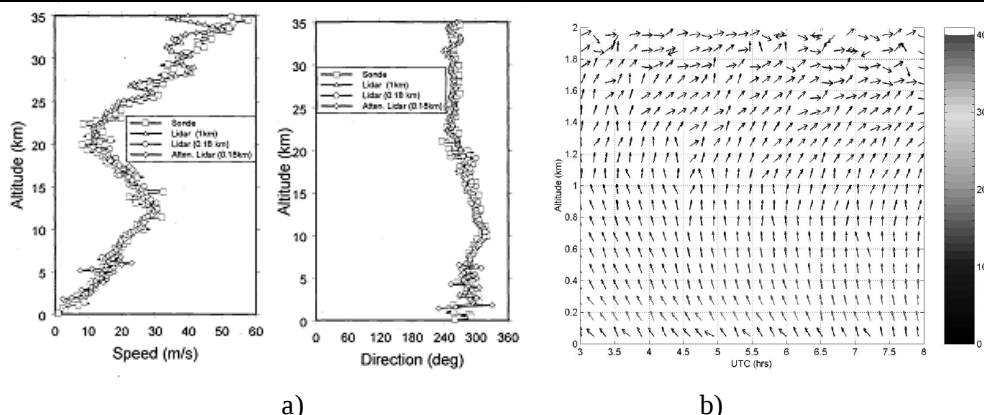


图 1-2 GLOW 风速测量结果

Fig.1-2 Wind Field Retrieval Result of GLOW

(2) 密歇根大学

Matthew J. McGill 的研究团队设计了地基测风激光雷达，其激光工作波长为 355nm，采用的是条纹成像技术。该雷达的鉴频核心对一个自由光谱区内的所有光谱成像，同时通过光循环以及圆变线(CLIO)技术能够体现更多细节，探测设备是增强型 CCD。在大气中的气溶胶浓度很低时也能正常工作测得风速，对工作环境要求严格，标准具必须保证处在恒温恒压条件中^[26,27]。多通道测风和双边缘技术相比，测风动态范围更大，能提取更多的风场信息，但是设备复杂，工作条件要求苛刻。通过分子散射信号测风比较适合多通道技术，利用米散射信号测风时更适用于双边缘技术。

地基激光测风雷达采用五个工控机实现对整个系统的控制，能够自动扫描反演监测风场，可实时进行大气数据的采集处理，描绘风速风向的分布。系统的控制原理框图如图 1-3 所示

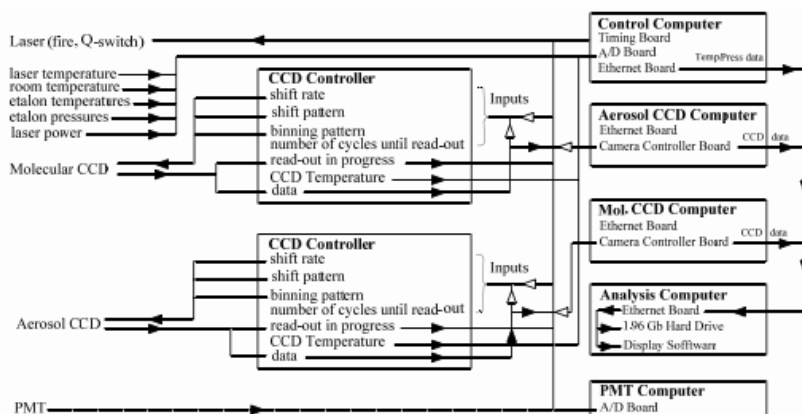


图 1-3 GroundWinds 雷达的控制原理框图

Fig 1-3 Flow Chart of the Control System of GroundWinds

其中的 Main Computer 实现对整个雷达的时序逻辑控制，保证了激光器出射光和 CCD 采集的同步性，另外不断刷新，实时监控各个硬件的状态。两台 CCD 分别连接一台工控机，实现独立控制和数据采集，将采集的数据传输给处理终端计算机，处理终端计算机独立实现对数据的储存和处理。五号工控机负责采集 PMT 的输出信号，监测回波信号的光强，实时监控激光器出射方向和光学系统的同轴性。

(3) 欧空局

法国的科研机构 Service d'Aeronomie du Centre^[28,29]、德国以及西班牙^[30]等欧洲国家的科研单位从 90 年代起已经开始了直接探测方式的激光测风雷达的研究设计工作，欧空局也取得了瞩目的成就。1994 年，ESA 设计应用星载的直接探测方式激光测风雷达^[31]。1999 年，欧空局发起了一次活动，邀请各个科研机构次用不同的设备进行风场对比测量，称之为 VALID-II，参加活动的设备有测风仪、微波测风雷达、探空气球和直接探测方式的多普勒激光雷达。对比活动的地点位于法国的 Haute 省，通过和传统探空测量方式得到的结果相对比，最后证明，直接探测方式多普勒激光测风雷达使用星载应用。因此欧洲主要国家对星载测风的进行了各种投资和预研^[32]，欧空局出台了 Aeolus 计划，计划通过 Aeolus 卫星携带阿拉丁(ALADIN)雷达进行全球大气风场监测^[33]。阿拉丁系统的测量示意图如图 1-4 所示：

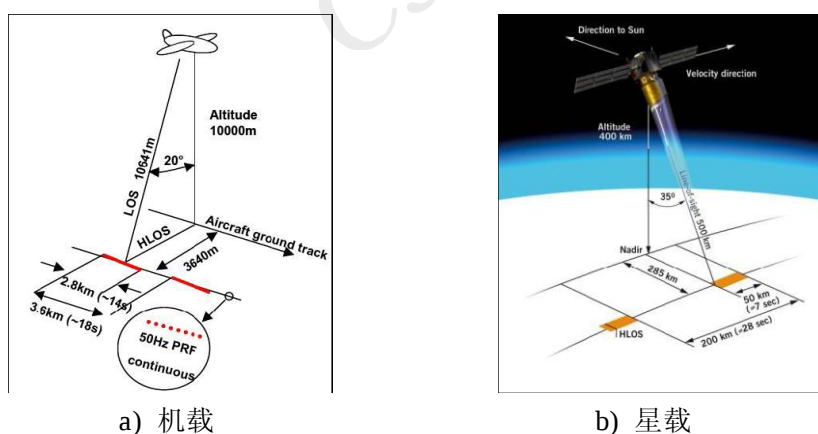


图 1-4 Aeolus 示意图 a)原理示意图 b)外观图

Fig. 1-4 Sketch of Aeolus a) Schematic diagram b) Outside view drawing

阿拉丁系统的激光发射系统工作波长为 355nm，激光脉冲能量为 150mJ，工作频率达到 100Hz，采用单纵模激光^[34]，雷达的光学系统是直径 1.5 米的 SiC 望远镜^[35,36]。阿拉丁的鉴频器件可以同时测量米散射和分子的瑞利散射信号

进行测量,对气溶胶米散射信号通道采用菲索频谱仪鉴频,和条纹成像技术;对分子的瑞利散射信号采用双边缘技术,硬件设备是双 F-P 干涉仪和 CCD,阿拉丁的距离分辨率为 1km。Didier Bruneau 等研究人员还针对 Mach-Zehnder 干涉仪在激光测风雷达中的可行性进行了理论和实验探索^[37,38],并且与 F-P 的应用进行了横向对比^[39]。

(4)日本福井大学

2000 年,日本福井大学采用 LD 泵浦的 Nd:YAG 光源,设计制造了直接探测激光测风雷达^[40]。激光光源工作波长是 532nm,重复频率 10kHz,采用 F-P 标准具为核心鉴频器件。雷达性能指标:在 3km 远,测风误差为 0.6m/s,空间分辨率为 50m;距离 7km 的观测反应时间为 10 秒,距离为 5km 的观测反应时间为 1 秒,其精度均为 1m/s。2003 年福井大学和苏州大学共同研究,设计成功了对流层风场激光测风雷达,并进一步进行了实验验证^[41]。这套系统采用 355nm 波长的激光器,脉宽 10ns,频率为 20Hz,单脉冲能量达到 40mJ。这套激光测风雷达既可以利用气溶胶米散射信号测量风速,也可以利用分子瑞利信号进行风场测量,在 3km 距离的风速精度为 0.33m/s。

(5)中国青岛海洋大学

1997 年,刘智深团队设计的激光测风雷达采用的是碘分子滤波器作为核心鉴频器件^[42,43],激光光源是采用稳频技术的 LD 泵浦 Nd:YAG 激光器,激光波长是 532nm,频率为 2.8kHz。通过种子注入进行单模工作,线宽 90~100MHz,种子光频率调谐范围达到了 10GHz。鉴频器件的吸收边带是碘分子的吸收边带(1GHz),属于单边缘鉴频技术。

该团队在 2002 年用自主设计的激光测风雷达实现了 7km 的风场观测^[44],参加了 2008 年青岛奥帆赛期间对海面风场的测量^[45,46]。这套激光测风雷达能够 24 小时进行工作,在晚上的工作距离为 15km,在白昼的探测距离 12km^[47]。

(6)安徽光机所

2005 年,安徽光机所的研究人员孙东松等开始研究基于气溶胶米散射的多普勒激光测风雷达^[48,49],鉴频系统采用双 F-P 标准具,双边缘技术,初始工作点的标定采用三个 PZT 压电陶瓷实时调整。雷达光源采用种子光注入方式,激光器为 1064nm 的 Nd:YAG 激光器,观测范围达到 10km,风速误差为 2m/s。该课题组之后开展了基于分子瑞利散射的激光测风雷达,工作波长 355nm,测量范围 40km。探空高度在 2~8km,相应的测风精度为 0.8m/s~1.8m/s。雷达结构如图 1-5 所示:

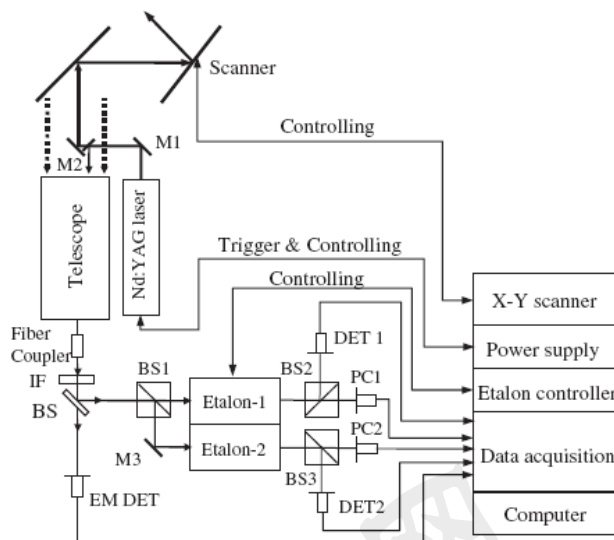


图 1-5 安徽光机所激光测风雷达框图

Fig.1-5 Structure of Laser Wind Lidar of Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics

(7)上海光机所

上海光机所的刘继桥团队设计了一套激光测风雷达系统，雷达光源采用了种子注入的固体激光器，首先依靠 Fizeau 干涉仪的条纹成像方法，获取大气边界的风场。之后采用 F-P 标准具作为核心器件的双边缘技术探测高对流层和低平流层的风速风向^[50]。该团队还探索了车载激光测风雷达的应用设计，以及多通道 PMT 阵列在激光测风雷达中的应用。

1.3 激光测风雷达信号处理技术发展

经典的信号处理技术有基本假设：线性、高斯性和平稳性。而目前的激光雷达信号，则是非线性、非高斯等，已经成为新的研究热点^[51]。传统的信号处理分析方法为 Fourier 变换(FFT)，在频域范围分析频谱，对原来的信号进行降噪、压缩以及平滑等处理，但是 FFT 不能分析激光雷达信号在局部的频率变化，这一点从 FFT 的表达式中没有时间变量可以看出。

小波理论是为了弥补 FFT 变换的缺点而发展起来理论，小波理论有优秀的时频局部化特征、方向性和尺度特征。自从二十世纪九十年代小波理论相对完善以来，小波分析主要用在非平稳非线性领域。截至目前，小波分析理论在激光测风雷达的信号处理过程中也屡见不鲜，大部分雷达系统的信号处理算法中都对小波分析有所运用。

EMD 经验模式分解算法也相当广泛的应用在激光雷达的信号处理过程中，EMD 是时域序列信号进行经验模式分解(Empirical Mode Decomposition)，然后

针对各分量进行希尔伯特变换，是由 Norden E. Huang 首次提出的。EMD 可以进行线性稳态信号分析，又可以进行非线性的、非稳态的信号分析，在激光雷达回波信号的处理过程中有独到之处。

1.4 主要研究内容

本文基于直接探测激光测风雷达，重点研究雷达的信号处理系统，通过研究应用合理的信号处理算法，在信号处理流程的各个环节提高信号的信噪比，消除噪声和误差，最终提高径向风速的测量精度和风场反演精度。按照雷达信号处理的逻辑流程，设计了回波探测采集分系统，研究了脉冲信号鉴别技术，光子数序列信号的处理技术，风场反演技术。具体结构划分如下：

第一章：探讨了课题研究的背景与意义，介绍激光测风雷达的研究现状。同时对激光雷达信号处理技术进行了初步研究，介绍了信号处理中常用的几种算法。

第二章：采用光子计数器 SPCM，基于 LabVIEW 编程控制的高速数据采集卡设计了微弱回波探测采集模块，并进行了实验标定。研究了基于 LabVIEW 软件实现的脉冲鉴别技术，对探测器输出的电信号进行鉴别计数。

第三章：研究了采集模块输出的光子数序列信号的处理技术，对比理论和实验数据处理的结果，优化了中值滤波，移动平均和 EMD 经验模态分解计数的参数，提高信号质量。基于双边缘鉴频原理，研究了消除瑞利散射噪声和多普勒信息提取的数学方法。

第四章：研究提高径向风速精度的算法，优化相应信号处理技术。基于 VAP 风场反演方法，对实验数据进行处理，实现了风场反演。

第2章 激光雷达回波信号探测与采集

2.1 引言

多普勒激光测风雷达的工作原理是望远镜系统接收到大气后向散射的回波信号，经过鉴频器件后，将光强信号转化电信号探测采集，结合 F-P 标准具的透过率曲线及测得的回波信号光强，计算获得多普勒频移，进一步计算得到径向风速，最后根据合适的风场反演技术，计算得到大气风场的二维结构分布甚至三维风场结构，实现中小尺度范围大气风场的实时观测甚至下一步的预测。

基于以上雷达工作的基本步骤，高信噪比的探测、采集到微弱的激光雷达回波信号，并且精确的计算得到回波信号的多普勒频移是核心步骤中的第一步，本文的激光雷达系统采用了一套行之有效的探测、采集系统。由于信号的预处理过程中涉及到大量计算，处理算法对中间量和最终结果有重大影响，因此本章重点研究对信号的各种预处理方法，提高信号预处理环节的精度。

2.2 基于角度调谐双边缘技术原理

激光测风雷达发射的激光进入视线方向的大气中后，气溶胶粒子的米散射和大气分子的瑞利散射光将就是回波信号，后向散射进入雷达的望远镜系统中。由于气溶胶粒子运动速度主要就是大气风速，因此后向散射的回波信号中气溶胶信号能够直接反映风速信息的多普勒频移，而瑞利散射的回波信号还叠加了分子自身热运动的速度导致的多普勒频移信息。视线方向上径向风速与多普勒频移量的关系如下：

$$V_r = \frac{\lambda}{2} \Delta\gamma \quad (2-1)$$

V_r —— 径向风速(m/s);

$\Delta\gamma$ —— 多普勒频移(Hz);

λ —— 激光波长(m);

获得一个方向上的径向风速之后，激光雷达系统的转台转动发射系统，探测相邻角度的径向风速，转动扫描获得多个相邻方向的风速信息后，通过常用的风场反演算法如 VAP，VAD 法，涡度-散度法等对各个视线方向的结果进行处理，得到整个平面甚至三维风场的信息^[52,53]。F-P 具有很高光谱分辨率和灵

敏度，在边缘技术激光测风雷达中经常被用作鉴频器件。激光测风雷达的 F-P 工作方式包括厚度调谐和角度调谐。本课题组采用角度调谐方式，对此进行了深入的研究，理论推导得到相应的透过率公式：

$$T = C + 2C \sum_{n=1}^{\infty} R^n \cos(n\varphi) \exp \left\{ -\frac{1}{4} n^2 \varphi^2 \left[\left(\frac{\Delta d_D}{d_0} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_D}{\nu_0} \right)^2 + \left(\frac{\sin \theta_0 \Delta \theta_D}{\cos \theta_0} \right)^2 \right] \right\} \quad (2-2)$$

$$C = \left(1 - \frac{A}{1-R} \right)^2 \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \quad (2-3)$$

$$\varphi = \frac{4\pi \mu d_0 \nu_0 \cos \theta_0}{c} \quad (2-4)$$

A ——F-P 散射和吸收损失；

R ——F-P 的反射率

C ——光速(m/s)；

μ ——F-P 折射率；

d_0 ——F-P 厚度(m)；

ν_0 ——入射光频率(Hz)；

θ_0 ——入射角(rad)；

Δd_D ——F-P 表面缺陷参数；

$\Delta \nu_D$ ——激光线宽(Hz)；

$\Delta \theta_D$ ——发散角(rad)；

当透过率达到最大值时，透过率函数可以分解成高斯函数的求和，见式(2-5)。

$$T_{\max} \approx C + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp(-b_n \theta_0^2) \quad (2-5)$$

此时：

$$\begin{cases} a_n = 2CR^n \exp \left[-(\pi^2 m^2 \Delta d_D^2 / d_0^2 + 4B_0^2 d_0^2 \Delta \nu_D^2) n^2 \right] \\ b_n = (\pi^2 m^2 \Delta \theta_D^2 - 4B_0^2 d_0^2 \Delta \nu_D^2) n^2 \end{cases} \quad (2-6)$$

通过以上几个公式的计算，得到了 F-P 透过率和光线入射角的关系图，如图 2-1 所示，角度对 F-P 透过率的影响相对较大。加入光束发散角等参数时，

透过率曲线高度下降并且在频谱上透过率分布展宽。

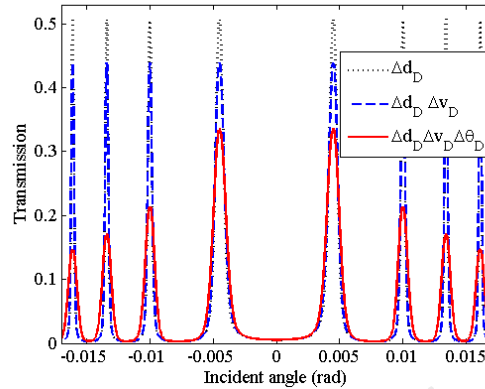


图 2-1 F-P 的透过率与入射角度的关系图

Fig 2-1 The chart of relationship between transmission and angle

在本文的双边缘激光测风雷达中,将回波的信号光用分光棱镜分成两束光,分别入射 F-P,两束光的入射角有微小差别。通过初始工作点的标定使其中一束入射光位于透过率曲线的半高处,并且处于 F-P 曲线的下降沿;而另一束光位于透过率曲线的半高处,同时位于 F-P 透过率曲线的上升沿。由于多普勒频移,这样初始工作点位于透过率曲线上升沿的回波信号的透过率增加,而初始值在下降沿的一路信号透过率下降,计算透过率的相对变化 $\Delta T_1 + \Delta T_2$ 可以获得相当于单边缘技术两倍的灵敏度。双边缘技术原理如图 2-2 所示

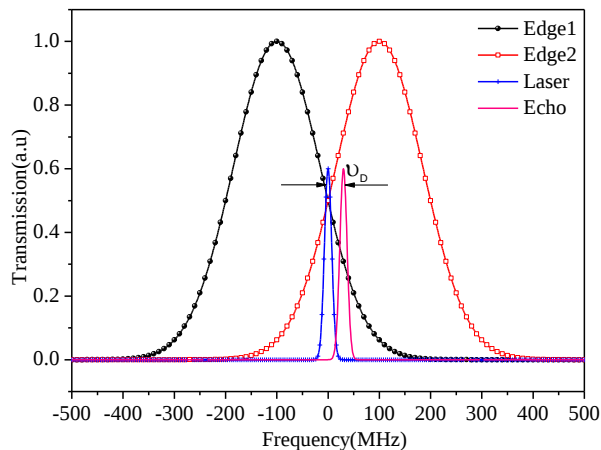


图 2-2 双边缘探测原理图

Fig 2-2 Theoretic diagram of double edge detection

2.3 激光测风雷达总体结构

激光测风雷达在结构上划分为发射与接收系统、二维转台扫描系统、鉴频系统，信号探测采集系统，信号处理系统和整体控制系统。激光雷达结构图如图 2-3 所示：

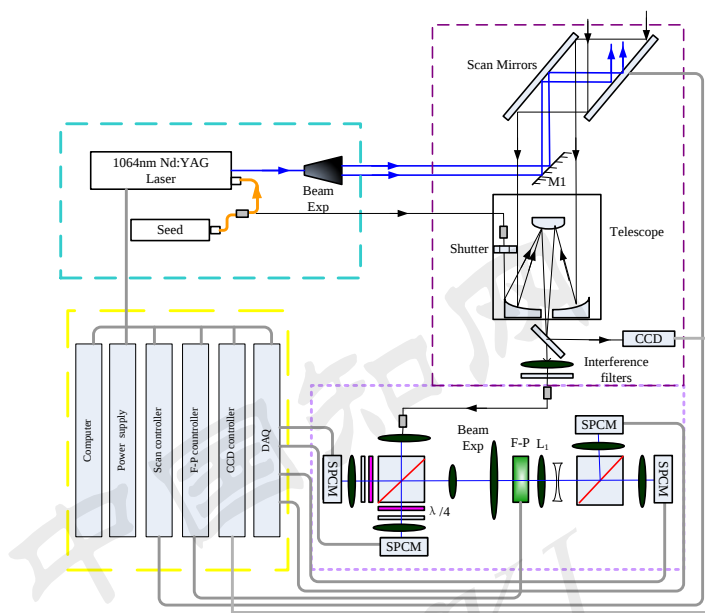


图 2-3 激光测风雷达结构图

Fig 2-3 Schematic of doppler wind lidar system

雷达系统主要硬件设备如下：

- (1) 激光光源：Spitlight 1200 单纵模激光器，种子光注入方式，波长 1064nm，重频 50Hz，脉宽 10ns，单脉冲能量 800mJ。种子源为光纤激光器，NP 公司产品，频率在 20GHz 范围调节；
- (2) 收发同置光学系统：卡塞格伦望远镜，通光孔径 40cm；
- (3) 二维扫描：二轴独立的二维转台，高精度步进电机；
- (4) 鉴频器件：F-P、反射镜、偏振分光棱镜、1/4 玻片、透镜、步进电机；
- (5) 信号探测采集系统：探测器采用 Excelitas Technologies 公司的 AQRH-SPCM 系列单光子计数器；数据采集设备为 AlazarTech 公司的 ATS-9350 数据采集卡；
- (7) 整机控制系统：研华工控机，四个设备控制卡——CNC2000 运动控制卡、KPCI-825D/A 转换卡、MPC07 步进电机运动卡。

雷达的整机控制系统采用 LabVIEW 编程，LabVIEW 是 NI 公司的先进图

形编程软件，广泛应用于工业控制，测量测控领域，开发简单快速，而且大部分的设备厂家支持这一软件^[54,55]。各个功能模块和控制卡也采用 LabVIEW 编写控制程序，通过调用各自的 dll 动态链接库进行控制，采用模块化编程，具有良好的扩展性，易于修改。在雷达整体结构的基础上，设计了激光测风雷达的工作流程如图 2-4：

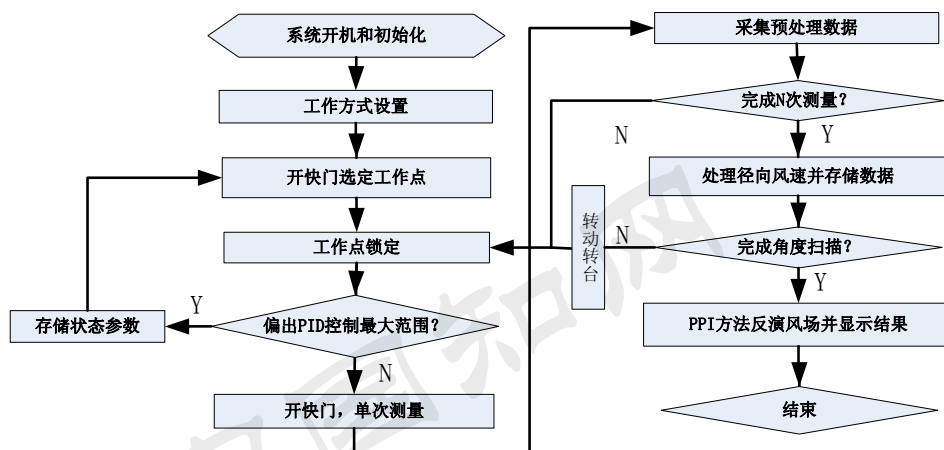


图 2-4 激光测风雷达工作流程图

Fig 2-4 Flow chart of Doppler laser wind lidar

- (1)系统开机，完成各硬件设备检测初始化；
- (2)关闭快门，利用连续种子光，完成 F-P 标准具鉴频系统工作点选定并开启闭环工作点锁定；
- (3)控制二维光机扫描转台伺服电机运转，将雷达转动到初始测量方向上；
- (4)打开快门，发射激光脉冲进行单次径向风速测量，采样时间为 100 微秒可实现 15km 的风速测量；数据预处理并存储；时间约 10ms；
- (5)在单次测量之间开快门，进行一次闭环工作点锁定控制，时间约 4ms；
- (6)多次径向方向测量，重复第 4、5 步，直到完成设定单个方向测量帧数；
- (7)对多帧回波信号进行处理，累积测量光子数，得到径向风速并存储；
- (8)通过伺服电机将转台快速运动到下一个测量方向上，完成 4~7 步骤；
- (9)重复第 4~8 步骤，直到完成一次扫描测量；
- (10)运用相应的风场反演算法，获得大气风场分布信息。

2.4 回波探测采集模块设计

受限于雷达光学接收系统的效率，光纤耦合效率等因素，信号在入射探测器时光强十分微弱，考虑到回波信号随距离分布的特点，本文采用高性能的光子计数器 AQRH-SPCM 作为回波探测器件。在数据采集环节，要求采集设备能有较高的数据采集速率，完整的采集到所有光强信号转化成的电信号，以达到较高的时空分辨率，因此采用双通道高速数据采集卡 ATS9350。

2.4.1 AQRH-SPCM 光子计数器

激光雷达微弱信号探测要求探测器在具有较高的探测效率和低暗计数噪声，本文采用加拿大 EXCELITAS 公司生产的型号为 AQRH-SPCM 雪崩型 Si:APD 光子计数探测器，AQRH-SPCM 型光子计数器探测器中集成了探测元件、放大器和脉冲整形电路，灵敏度高于传统的光电倍增管 PMT，适用于弱信号探测。AQRH-SPCM 型光子计数器具有优良的性能，数据如所表 2-1 所示

表 2-1 AQRH-SPCM 技术指标

Table 2-1 Technical specifications of AQRH-SPCM

量子效率 η	面元 D	计数率 $N_{\max}$	供电电压 U	线性度误差
2% @ 1064nm;	180 μm ;	>25 M/s ;	+5V;	<0.5%。

AQRH-SPCM 的计数速率具有很大的动态范围，最大计数速率>25M/S，当入射的光强微弱，光子数较少时，模块工作在较低的计数速率；当入射光不断变强时，计数器的计数速率也随之增大。当入射光强超过阈值时，计数速率超出线性段而产生失真，不能准确探测光强信号。AQRH-SPCM 的缺点是入射光强的饱和阈值较低，容易饱和而产生信号失真，因此在实际应用时必须避免强光入射以免损坏探测器。AQRH-SPCM 的入射光子数和模块自身计数速率的关系如图 2-5 所示

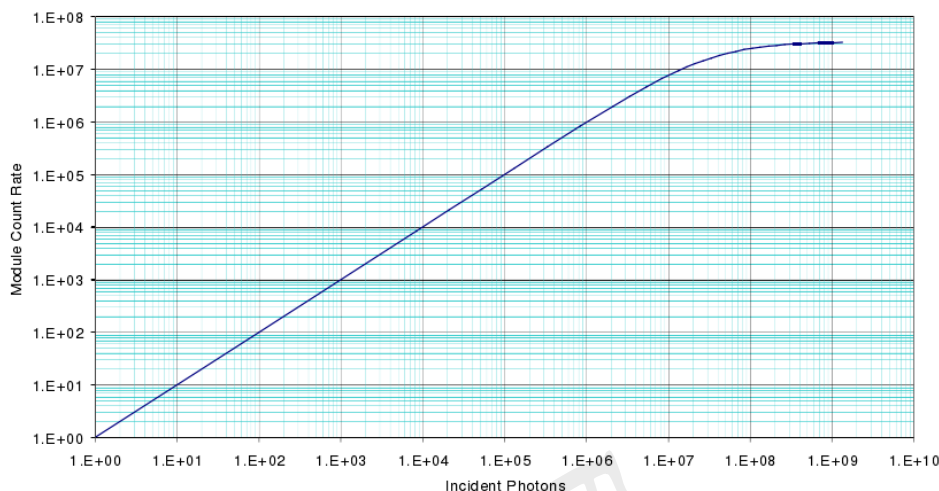


图 2-5 入射光子数与 AQRH-SPCM 计数速率关系曲线

Fig 2-5 curve of incident photons and count rate of AQRH-SPCM

从图中可见，当入射光子速率少于 $10^7/\text{s}$ 时，光子计数器的计数速率等于入射光子数，处于线性段。AQRH-SPCM 的饱和阈值是每秒 10^7 个光子数，对应的光能量为 $1.868 \times 10^{-19} \text{J}$ 。

2.4.2 光子计数器标定

AQRH-SPCM 实际探测到的光子数有如下表达式

$$\text{实际入射光子数} = \frac{\text{计数速率} \times \text{校正因子} K - \text{暗计数噪声}}{\text{量子效率}}$$

表达式中量子效率为常数，2%(1064nm)，暗计数噪声 25 个每秒，几乎为零，完全可以忽略。校正因子 K 需要通过实验进行标定，根据产品介绍，校正因子 K 是计数速率(Count Rate)的函数：随着计数速率(Count Rate)增大， K 也不断增大，但是并非线性增大，而是呈现指数增大的规律。

校正实验的光源采用雷达系统的种子激光器，通过 LabVIEW 编写的 PID 控制器和压电陶瓷 PZT 实时调整种子激光器的腔长，保证种子光的长期频率稳定性和功率稳定性，种子光波长稳定性在 1064.123nm，功率为 50.6mW，功率的波动范围 <1%。监测探测器选用饱和阈值较高的 SiPM 硅光电倍增管，SiPM 对单光子的探测优于 PMT，并且具有工作电压低，不需要冷却，增益高 (10^6)，

体积小等优点^[56]。校正实验的装置图如图 2-6 所示

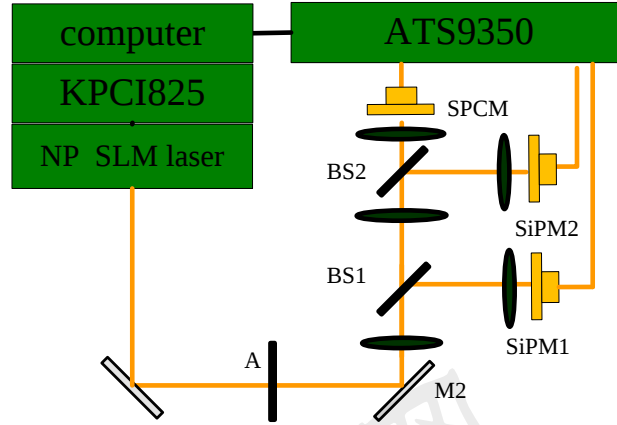


图 2-6 光子计数器标定光路

Fig 2-6 Test optical path of SPCM

通过可见光对实验光路进行同轴调整后，实验步骤如下：

(1) 调整分光片 BS_1 和 BS_2 的角度，使反射光尽可能强，透射光尽量弱，这是因为透射光要对 SPCM 进行标定，不能太强，避免超出阈值。采用 $SiPM_1$ 测出此时的 BS_1 的反射光光强 I_0 ，用 $SiPM_2$ 测出 BS_2 透射光的光强 I_1 ，那么入射到 SPCM 的光强与 $SiPM_1$ 的比值为 $A_1 = \frac{I_1}{I_0}$ ；

(2) 将 $SiPM_2$ 换成需要标定的 SPCM 光子计数器，和 $SiPM_1$ 共同测量一段时间 t 。通过数据采集设备测得 $SiPM_1$ 的瞬时电压信号，根据 $SiPM_1$ 的响应曲线，量子效率，放大倍数计算光强并转化为实际的光子数 N_1 ，则根据分光比例，此时入射 SPCM 的实际光子数为 $A_1 * N_1$ 。在时间 t 内采集 SPCM 这段时间内输

出的电脉冲个数 N_1' ，则此时的 SPCM 的计数速率为 $C = \frac{N_1'}{t}$ 。计算得到校正因

$$子 K_1 = \frac{N_1 A_1 \eta}{C} = \frac{N_1 A_1 \eta t}{N_1'}$$

(3) 重复(1)和(2)的步骤，调节衰减片 A 的数量，使入射 SPCM 的透射光

逐渐增强，可以测得随着光强增大，一些列校正因子 K_i 的数值。以上步骤中的数据结果均是多次的平均值，如表 2-2 所示

表 2-2 SPCM 校正因子实验测量结果

Table 2-2 Test result of correction factor of SPCM

K_i	1.15	1.23	1.50	1.95	2.70	3.50	4.50	5.00	5.98	7.02	7.96
计数速率 (M/S)	2.51	5.03	10.04	15.12	20.01	22.54	25.21	25.83	26.79	27.60	28.62

通过上述实验，获得了 AQRH-SPCM 计数速率和校正因子的实验数据，经过拟合后的曲线如图 2-7 所示，曲线呈现指数形式，在入射光子数增多，计数速率增大的情况下，校正因子 K 迅速增大，表明此时漏掉的光子越来越多，探测效率急剧降低。同时可以写出曲线的解析形式：

$$K = 1.016e^{0.03873Count} + 0.00226e^{0.2694Count} \quad (2-7)$$

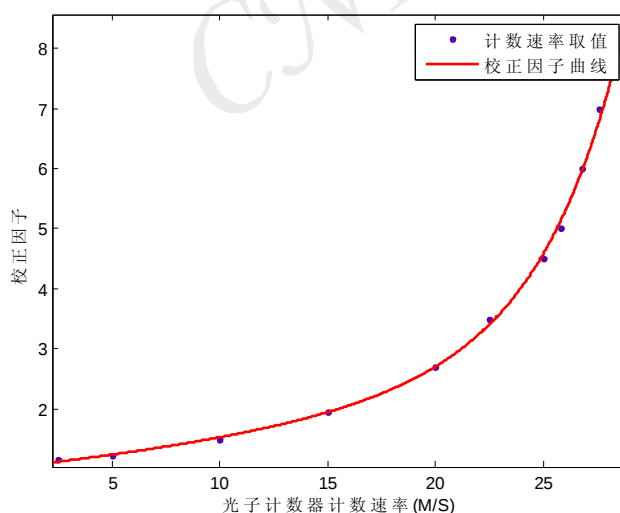


图 2-7 SPCM 校正因子和计数速率关系曲线

Fig 2-7 Curve of the correction factor and count rate

根据获得校正因子曲线，可以顺利获得探测到的光子数量和实际入射光子数量之间的关系。在入射光子数量为 $10^6/S$ 的最大值下，计数器处于线性工作

段, 计数速率等于响应光子数(Incident Photons), 对照曲线计算, 此时 K 等于 1.055, 实际入射光子数量为检测值的 $1.055/\eta$ 倍, 即 52.75 倍。 η 为光子计数器在信号光波长处的量子效率, 取值 2%。

2.4.3 ATS9350 高速数据采集卡

本文的双边缘激光雷达需要采集 4 路光强信号, 2 路信号光和 2 路监测光。实验中已经证明, 受限于接收效率等原因, 雷达回波信号非常微弱, 远距离光子计数形式的信号甚至湮没在噪声之中, 因此必须重复采集数据, 用于后续的数学处理以提高信噪比等参数, 所以激光雷达工作时数据流量较大, 为此必须设计高性能的数据采集模块, 完成大批量的数据采集任务。

采用 Canada AlazarTech 公司的两块 ATS9350 数据采集卡以主从结构同步工作, 可以同步采集四个测量通道的信号。ATS9350 数据采集卡的性能如下:

- (1) PCIe $\times$ 8 总线, 上传速度最高 1.6GB/s, 12 位 A/D 分辨率, 信噪比 60.3dB;
- (2) 双通道采集, 单通道最高采样率 500M/S, 两个通道可以同时工作在最大采样率。安装两块采集卡, 设置一个为主卡, 另一个为从卡, 主从同步工作方式, 可以同时采集四路信号。
- (3) 可以设置多种触发方式, 可以内触发, 也可以外触发。内部触发通过软件编程驱动实现, 需要调用函数; 外部触发采取外部时钟触发信号完成, 支持从 500 MHz 到 1 MHz 的外部时钟。
- (4) 具有 2G 容量的高速内存, 可以作为和计算机之间的缓存工作;
- (5) 模拟输入带宽 250MHz, 量程 $\pm$ 4V 和 $\pm$ 40mV

基于 LabVIEW 图形化编程语言编写控制程序, 调用 ATS9350 数据采集卡提供的动态链接库函数封装成相应的子 VI, 实现对采集卡的控制。采集卡子 VI 设置工作参数及信号输出格式, 可以完成以下工作参数的设定:

- (1) 设置卡的采集方式: 触发通道、触发沿、触发电平、耦合方式, 采样点数、采样速率等。

(2) 参数设置：连续或单帧采集、一次性采集数据的次数、数据传输存储格式(excel, TDMS 格式)。

数据采集卡的控制程序界面如图 2-8 所示

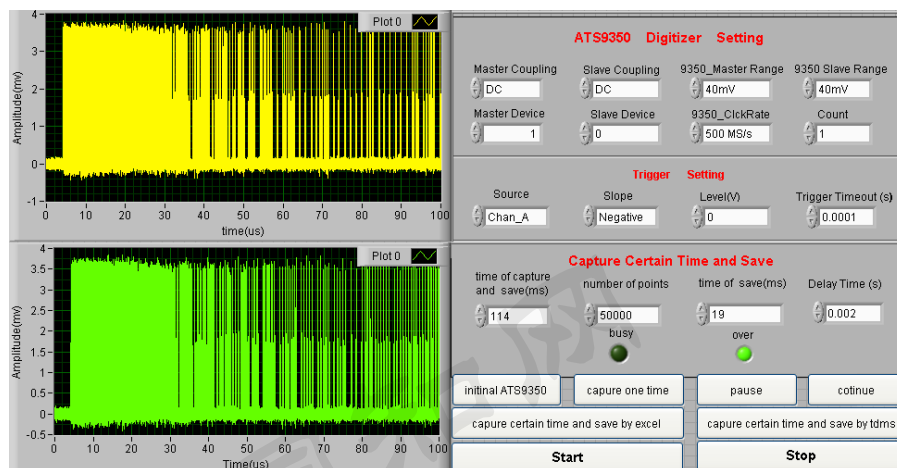


图 2-8 数据采集卡控制界面

Fig 2-8 control interface of data acquisition card

ATS9350 数据采集卡可以生成 excel 和 TDMS 两种数据格式，excel 文件能够使用在大部分场合，方便进行其他数据处理，但这种文件格式读写和传输速度都较慢，适用于数据流量不大的场合。TDMS 文件中的数据是以二进制读写的，处理效率较高，适用于高速数据处理。但是只能被 LabVIEW 编写的程序所调用，兼容性较差。

对数据的采集上传速度进行了实验测试，主从系统四个通道以采样率 250MHz 采集 100 us 数据，数据大小约为 300kb，上传的时间为 3.2ms，对于 50Hz 重频工作的激光测风雷达，数据采集系统可以完成高速大数据量采集任务。

2.4.4 脉冲信号鉴别

数据采集设备采集的是光子计数器输出的电脉冲方波信号，脉宽 17ns。在时域上表现为脉冲序列信号的形式。因此在对光子计数器输出的脉冲电信号进行处理时，需要完成脉冲鉴别，即检测光子计数器输出的电脉冲方波的个数。

本文采用基于 LabVIEW 的序列信号检测技术，能够高精度的鉴别光子计数器输出的电脉冲个数，采用高速数据采集卡完整的采集信号波形，然后判断

脉冲个数。原理如图 2-9 所示

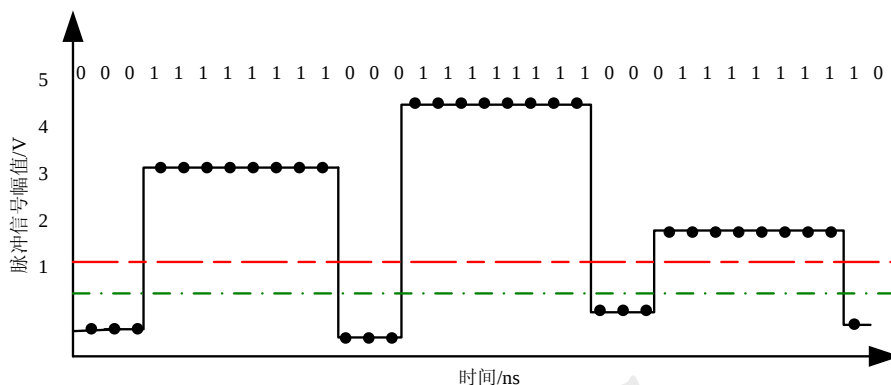


图 2-9 光子计数器电脉冲信号检测原理图

Fig 2-9 schematics of photon pulse detection technology

对于光子计数器输出的计数脉冲信号，设置数据采集卡以 500MHz 的最高采样率采样，采样点间隔为 2ns，这样就能够在一个脉宽范围内采样 8 次，可以确保完整的采集整个脉冲波形，使计数脉冲不易丢失。在完整采集整个脉冲序列波形的基础上，对脉冲个数的判断还要结合 SPCM 输出的脉冲电平进行判断，SPCM 的输出幅值如下表所示

表 2-3 SPCM 脉冲输出幅值

Table 2-3 Output pulse amplitude of SPCM

输出幅值	Min	Max	单位
TTL HIGH	1.5	5.25	V
TTL LOW	-0.1	0.8	V

从表中可以看出，SPCM 输出的电脉冲的高低电平都存在一定波动，低电平的最大值为 0.8V，高电平的最小值为 1.5V。对于数据采集卡采集到的电压数据，通过 LabVIEW 软件编程设置一个循环，设置判断电平 $V_{\min}=1.2V$ ，当采集卡采集到的电平高于 $V_{\min}$ 时，记录该采样点为 1，否则为 0。并且电路噪声的幅值最大只有几十毫伏，所以 $V_{\min}$ 的设置基本可以滤掉所有的电噪声信号，不需要额外设置噪声抑制电路和信号放大器。

此时采集卡对电脉冲采集后形成的信号成为二进制形式，将该二进制序列信号进行左移一位处理后，与原信号进行异或处理，得到的结果按位相加除以 2 就是探测到的光子脉冲数目。如图 2-9 中数据点所示，对于前三个脉冲，检测到的原始信号是 0001111111 0001111111 00011111110，左移一位异或处理过程如下

$$\begin{array}{r}
 0001111111 \quad 0001111111 \quad 00011111110 \\
 \oplus 0001111111 \quad 0001111111 \quad 00011111110 \\
 \hline
 00010000001 \quad 00010000001 \quad 000100000010
 \end{array} \quad (2-8)$$

对结果按位相加，所有位数数值之和为 6，除以 2 得到 3 个光子脉冲。这种方法实际上是检测计数器输出的电脉冲的上升下降两个边沿。

检测得到光子脉冲序列后，采用计数门宽的方式对该序列信号进行处理。设定门宽长度为 L 米，用一段距离 L 范围内所有的光子数之和代表该段距离的强度，该段距离的中点为采样点，原理如图 2-10 所示

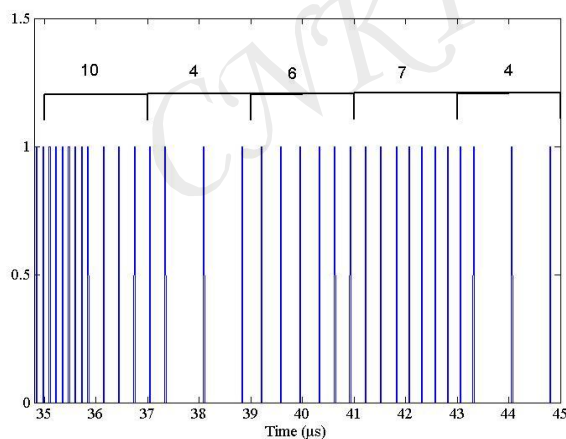


图 2-10 门宽计数方式示意图

Fig 2-10 Schematics of door width counting method

图 2-10 中 35-37 μ s 时间段对应的距离为 5.25-5.55km，该段距离内共有 10 个光子。按照门宽计数的方式，采用该段的中点 5.4km 处为采样点，该采样点在 35-37 μ s 时间段内后向散射的回波光光子数是 10 个。按照 SPCM 的响应曲线，实际回波光光子数是 10×52.72 ，单光子能量是 $1.868 \times 10^{-19} J$ ，所以该点对应的雷达回波功率是

$$P = \frac{10 \times 52.75 \times (1.868 \times 10^{-19} J)}{2 \mu s} = 4.93 \times 10^{-8} mW$$

2.5 本章小结

本章探讨了双边缘鉴频激光雷达的技术原理及其优点，重点研究设计了激光测风雷达的数据探测采集以及鉴别技术。根据激光测风雷达总体结构和工作逻辑，采用 AQRH-SPCM 型光子计数器设计了回波光信号探测模块，并进行了实验标定，具有暗计数率低，探测效率高的优势。采用 ATS9350 高速数据采集卡，通过 LabVIEW 编程控制，设计了数据采集模块，能够高速采集数据。研究了脉冲序列检测和门宽计数的信号鉴别技术，并且采用 LabVIEW 软件编程实现，具有可扩展性高，灵活方便的特点。

第3章 信号处理技术研究

3.1 引言

激光测风雷达系统需要的只是米散射的回波信号，而回波信号当中包含着各种噪声，包括太阳光及其他光源的杂散光，探测器自身的暗计数噪声，电路当中的电噪声等，所以必须对采集到的信号进行处理，消除噪声，提高信噪比。另外，除了气溶胶分布产生的米散射回波信号外，还有分子热运动的瑞利散射信号。在测得回波信号光强的基础上，需要根据大气散射理论和双边缘检测原理，进行算法推导，研究从回波光强信息提取米散射信号，消除瑞利散射的数学方法，进一步求得多普勒频移信息，获得径向风速。本章对回波信号的处理技术进行了研究，并且通过理论推导得到消除瑞利散射，获得多普勒频移的数学实现方法。

3.2 信号处理算法

传统的信号处理方法比如傅里叶变换，认为噪声和所需要提取的信号在频率上差别较大，通过傅里叶变换，在频域采取滤波器的方法，去掉不需要的噪声频率成分。对于相干性较好的信号，比如相干激光雷达，可以采取多次测量累积信号的方法，提高信噪比，这是一种相关性算法^[57]。以上介绍的两种常规方法对平稳和线性的信号处理比较有效，但是本文的激光雷达信号属于非平稳、非线性的信号，主要的处理方法包括移动平均技术，经验模式分解技术(EMD)和小波分析理论。本文采用移动平均技术，中值滤波技术^[58]和经验模式分解技术分别进行了实验研究。

3.2.1 中值滤波技术

中值滤波技术(standard median filter)属于一种典型的非线性信号处理技术，和限幅滤波法，基于拉依达准则的奇异数据滤波法(剔除粗大误差)，基于中值数绝对偏差的决策滤波器类似，主要用来克服大脉冲干扰和较大的扰动。

中值滤波有两种运用方法，一是对某个测量参数连续的采样 n 次(n 通常为奇数)，然后对该参数所有的采样值进行排序，选取中间值为最终信号。这种

运用方式对温度、液位等变化迟缓的的测量对象，具有比较良好的处理效果。

中值滤波第二种运用方式是对激光雷达这种非线性、非稳态的信号进行处理，此时工作基础是排序原理。假定测得的信号序列为 $(y_1, y_2, y_3, \dots, y_n)$ ，中值滤波的窗口长度为 M (M 是奇数)，中值滤波就是如下处理过程：从信号序列中抽取连续的 M 个信号值， $(f_{i-v}, \dots, f_{i-1}, f_i, f_{i+1}, \dots, f_{i+v})$ ， f_i 是窗口长度的中点信号值， $v=(M+1)/2$ 。对抽取出的 M 个信号值进行排序，取中间点的信号数值作为新的 f_{i+} [59]。

在实验中，设置数据采集卡的采样率为 250MHz，按照门宽计数方式统计激光雷达单脉冲的回波光子数，门宽为 200m，测量距离 15km，对于前 400m 的强光信号采用门控方式控制光子计数器关闭，得到的实验数据如图 3-1 所示，从图中可以看到，激光雷达回波信号随距离分布呈现指数衰减的规律，在近距离处光强较强，在远距离处迅速衰减，呈现单光子状态，并且波动较大，计算原始信号回波光子数的标准差为 3.7×10^2 。

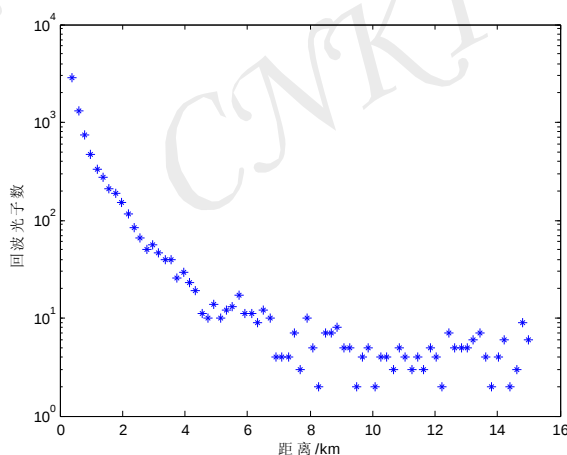


图 3-1 回波光子数原始信号

Fig 3-1 echo number of original signal

设置窗口长度 $M=3$ ，对激光雷达一次测量的回波光子数进行中值滤波处理，处理结果如图 3-2 所示。计算 $M=3$ 时的方差为 3.7×10^2 ，信号的离散程度实际上稍有增加，说明此时 M 的取值不合理，反而使信号平滑度下降，不利于对较均匀大气情况的探测，必须通过实验选取更合理的 M 值。

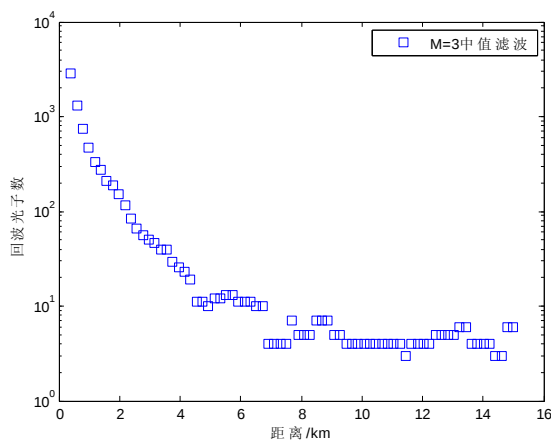


图 3-2 M=3 时中值滤波结果

Fig 3-2 result of median filter when M=3

改变 M 值的设定，分别令 $M=5,7,9$ ，得到不同的中值滤波结果，并计算标准差，评估信号质量，得到的标准差结果如下图所示

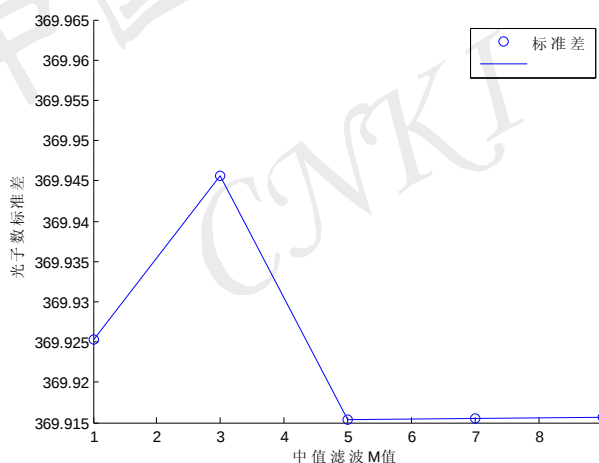


图 3-3 原始信号和 $M=3,5,7,9$ 时的标准差

Fig 3-3 standard deviation of original signal and processed signal with $M=3,5,7,9$

从图 3-3 中可以看出，当 $M=3$ 时，经过中值滤波后的信号离散程度增加，甚至超过原始信号；而 $M=5$ 时，标准差最小， M 进一步增大为 7 和 9 时，标准差反而增大。 $M=5,7,9$ 时，标准差均小于原始信号。此外，当 $M=7,9$ 时，经过处理的光子数信号与 $M=5$ 时几乎完全一样，75 个采样点数据相同的超过 70 个。对比结果表明，窗口长度的选取存在一个最优值，取值过小，有可能导致信号的离散程度加大，增加信号离散程度，降低信号质量；而超过最优值后，

虽然排序工作的计算量迅速增加，但是信号质量并不会得到进一步改善。对于本次测量结果的原始数据， $M=5$ 是最佳窗口长度。

中值滤波的优点在于能够抑制较大幅度的脉冲干扰和随机抖动，而且数据点并不会减少，能够保存原始信号的空间分辨率和细节信息。但是中值滤波不能改善数据的离散程度，对于不同频率成分的噪声也没有滤波作用。

3.2.2 滑动平均技术

滑动平均方法目前在激光测风雷达上应用比较多，是一种线性的数字滤波的方法，原理将连续采样信号进行算术运算后作为新的数据。滑动平均在采样速率足够高的情况下，可以获得较为理想的结果，可以用于实时的信号处理，减少随机干扰因素的影响，可以用于处理激光测风雷达变化的离散信号。假设离散信号 $x(i)$ ($i=1,2,3\dots n$)， $N(2m+1)$ 个离散的信号的权重为 $w(j)$ ($j=-m,\dots,-1,0,1\dots m$)，则利用移动平均算法得到的信号为 $y(i)$ ，

$$y(i) = \frac{1}{w} \sum_{j=-m}^m w(j) \cdot x(i+j) \quad (3-1)$$

$$w = \sum_{j=-m}^m w(j) \quad (3-2)$$

通常采用 $w(j)=1$ ，则公式 (3-1) 变为 $y(i) = \frac{1}{N} \sum_{j=-m}^m x(i+j)$ ， $i=m+1, m+2, \dots, n-m$

滑动平均中， N 是平均数，此外还需定义一个移动距离 G 。对于激光雷达信号而言，相当于将第 M 到 $M+N$ 个采样点之间的所有光子脉冲数求和后，再除以 N 求平均值，以该平均值代表第 M 和 $M+N$ 个采样点之间中点的光强。下一步则是对第 $M+G$ 到 $M+N+G$ 采样点之间的脉冲重复上述过程。如图 3-4 所示，A 点等效代替红色距离段，A 点光强为红色计数段内所有光子数之和除以 9；B 点等效代替绿色距离段，B 点光强为绿色计数段内所有光子数之和除以 9。

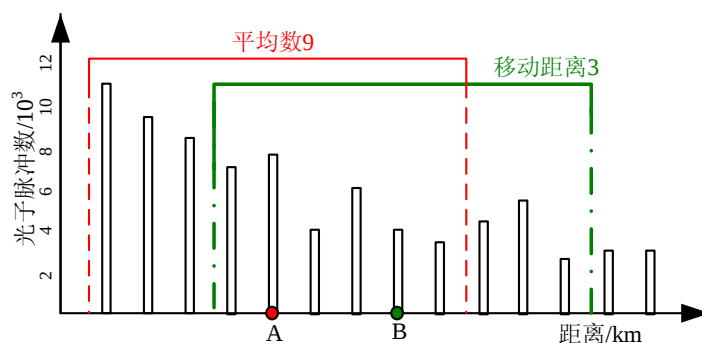


图 3-4 滑动平均原理图

Fig 3-4 schematics moving average algorithm

在实验中，设定 $G=1$ ，令 N 分别等于 3,5,7,9,11,13，对原始信号进行处理，并计算 N 不同取值时的标准差，处理结果如下表所示

表 3-1 N 取不同值时处理结果标准差

Table 3-1 standard deviation of processed signals with different N

N 值	原始值	3	5	7	9	11	13
标准差	3.7×10^2	3.7×10^2	3.6×10^2	3.6×10^2	3.6×10^2	3.6×10^2	3.5×10^2

从上表可以看出，滑动平均技术可以改善原始信号的离散度，平均数 N 取值越大，离散度越小。但是 N 取值过大($N=13$)时，信号序列两端 $\frac{N-1}{2}$ 个数据并没有被平均，仍然是原始值，造成一定的遗漏，而且数据被处理的过于平滑，细节信息丢失过多。对于本文得到的实验数据，最佳平均数为 5，此时经过处理的数据一方面减小了离散度，同时在信号序列的两端分别只遗漏了两个数据，能够保存原始信号的趋势和陡峭边沿。进一步对于信号序列前端的 $\frac{N-1}{2}$ 个数据，可以将这 $\frac{N-1}{2}$ 个数据复制补充到前端，形成一个新的增补序列，可以实现对原始信号两端的数据进行滑动滤波处理。对于序列队尾的 $\frac{N-1}{2}$ 个数据，可以采用同样方法处理。 $N=5$ 和 $N=13$ 时的对比结果如图 3-5 所示

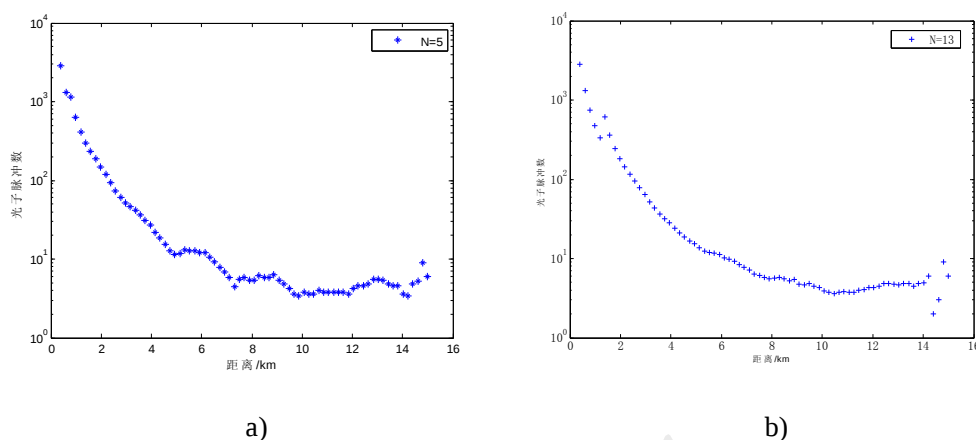


图 3-5 移动平均处理结果 a) N=5 处理结果 b) N=13 处理结果

Fig 3-5 result of moving average a) result of N=5 b) result of N=13

显然 $N=13$ 时, 信号过于平滑, 中间段的波动趋势被消除, 原始信号的空间分辨和细节信息产生失真。从图中可以看出, 经过滑动平均处理后的光子数, 更加雷达方程理论计算的回波功率曲线, 呈现指数下降的规律更明显。数据的平滑性更好, 因此这种方式能够有效消除大气畸变和气溶胶消光系数抖动形成的误差, 以及随机噪声的干扰, 对小幅度高频电子噪声, 电子器件热噪声, A/D 量化噪声等的过滤效果越好。但是经过移动平均处理的数据灵敏度下降。

为了观察滑动平均处理方法在频域的作用, 对原始信号进行 FFT 变换, 对 $N=5$ 处理后的信号进行增补处理后进行 FFT 傅里叶变换, 从时域信号转化成频域信号, 观察二者在频域上的变化, 原始信号采样时间相当于 $\frac{2 \times 197.3m}{3 \times 10^8 m/s} = 1.32 \times 10^{-6} s$, 采样频率 $7.6 \times 10^5 Hz$, FFT 后的对比结果如下图

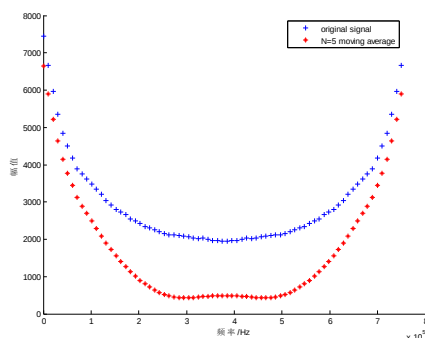


图 3-6 原始信号和 N=5 滑动平均处理后的频谱

Fig 3-6 spectrum of original signal and processed signal with N=5

由于 FFT 变化的数学特点, 频谱图是对称的, 但是频谱图中高于 $3.8 \times 10^5 \text{Hz}$ 的频率成分实际上不存在, 因为高于采样速率的一半, 不能被采集到, 因此图中只有 $0 \text{Hz} - 3.8 \times 10^5 \text{Hz}$ 的成分有意义。从图中可以看出, 原始信号在高频带集中了很大一部分能量, 这些主要是高频噪声; 经过滑动平均方式处理后, 高频噪声成分幅值大幅下降, 而低频成分并没有多大损失, 说明滑动平均方法具有低通滤波特性, 对高频噪声具有自然的消除作用。

信号经过滑动平均算法处理后的距离分辨率等于设定的移动距离, 当移动距离大于 1 个采样点时, 处理得到的信号相比原始信号距离分辨率下降。设定移动距离为 3, 平均数为 9, 处理结果如图 3-7 所示

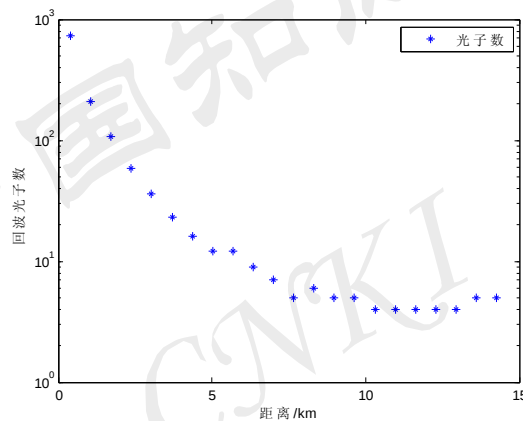


图 3-7 滑动平均处理后回波光子数($G=3, N=9$)

Fig 3-7 echo counting after moving average algorithm($G=3, N=9$)

此时距离分辨率为 $3 \times 197.3 \text{m}$, 空间分辨能力下降为初始值的三分之一。处理后标准差为 1.6×10^2 。从图中可以看出, 移动距离 G 增大后, 经过处理的信号更加平滑, 离散度更小, 信号整体趋势接近完全均匀大气的雷达回波信号, 丢失了细节信息。但是通过 LabVIEW 软件编程的信号处理技术, 可以灵活调整 G 和 N 的数值, 高效快速的适应不同尺度探测的需求。当主要关注大尺度的平均风速情况时, 可以选取较大的 G 值, 空间取样点间隔增大; 关注细节信息时, 通过软件调整到较小的 G 值, 可以保持原始信号的波动细节。

采用滑动平均方法对原始光子脉冲序列信号进行处理, 能够使信号更加平滑, 并且在频域对高频噪声有较好的滤波作用。对于抑制随机噪声和抖动具有很好的效果, 可以提高信噪比。同时研究发现滑动平均的方法平滑度高, 灵敏

度低，对突然性的脉冲噪声抑制微弱。针对这种情况，在实际应用中可以采取中值滤波和滑动平均相结合的方式，先用中值滤波算法滤除采样值中的脉冲性干扰，然后进行滑动平均处理，然后进行 FFT 变换，在频域上进行滤波，消除特定频率成分的噪声，然后再转换成时域信号。

3.2.3 经验模态分解技术(EMD)

经验模式分解(Empirical Mode Decomposition)方法是 Norden Huang 在 1998 年提出的。实际上是在小波理论上发展而来，主要应用在非线性领域，已经大量应用在非平稳信号的处理中^[60]。EMD 可以将原始信号分解成一系列本征函数(Intrinsic Mode Function，以下简称为 IMF)。函数变换产生的 IMF 本征函数具有不同的幅值分布，幅值最大的低频成分代表了原始信号的趋势，或者期望值。EMD 方法可以对信号的趋势进行分解预测，还可以获得较高的模态分辨率，应用到平均值不为零的数据处理^[61]。

EMD 具体的分析过程如下^[62]：

(1)搜索原始信号 $x(t)$ 在时域上的一切的极大值以及极小值点。对所有的极大数值的点进行插值，采用三次的样条函数，这样可以获得一个上包络曲线。对所有极小值点做同样处理^[63,64]，整个函数都应该处在包络之内。两个包络曲线的平均幅值假设为 m_1 ，原始信号的幅值 $x(t)$ 和均值 m_1 的差设定第一个数据序列 h_1 。

$$h_1(t) = x(t) - m_1(t) \quad (3-3)$$

(2) 一般来说， $h_1(t)$ 不会是时域上的平稳线性信号，需要根据上述处理方法重复多次对 $h_1(t)$ 进行处理。对这一过程重复 k 次，一直达到最后一次获得的平均包络幅值接近零，或者达到设立判断标准。此时， $C_1(t)$ 就是分解获得的第一个 IMF 分量，代表原始信号序列中频率最高的信息

$$h_{1(k-1)}(t) - m_{1K(t)} = h_{1k}(t) = C_1(t) \quad (3-4)$$

(3) 在原始信号的基础上，减去 $C_1(t)$ ，得到一个新的信号序列 $R_1(t)$ ，不含最高频率成分分量。表达式如下

$$x(t) - C_1(t) = R_1(t) \quad (3-5)$$

按照步骤(1)中的处理方式继续对 $R_1(t)$ 进行处理工作，最终得到第二项的 IMF 成分 $C_2(t)$ ，下一步得到

$$R_1(t) - C_2(t) = R_2(t) \quad (3-6)$$

(4)继续对 $R_2(t)$ 进行上述的信号分解工作，一直达到设定的判据标准，或者剩余信号成分的函数近似单调或者是常数，此时已经无法再分解出 IMF 成分，原始的信号序列最终被分解为全体特征函数的和一个单调函数(趋势项)的和的形式，可以表示如下

$$x(t) = \sum_{j=1}^n C_j(t) + R_n(t) \quad (3-7)$$

除了分解过程逐渐收敛到单调函数之外，也可以认为设定一个标准偏差的数值，一般取值为 0.2-0.3，作为分解结束的判据，如下式

$$SD = \sum_{t=0}^T \left[\frac{(h_{1(k-1)}(t) - h_{1k}(t))^2}{h_{1(k-1)}^2(t)} \right] \quad (3-8)$$

前文描述的单次回波光子数的信号具有较大的波动和离散性，在较远的距离表现更为明显，采用 EMD 经验模态分解方法处理，分解得到 4 个 IMF 函数，如图 3-8 所示

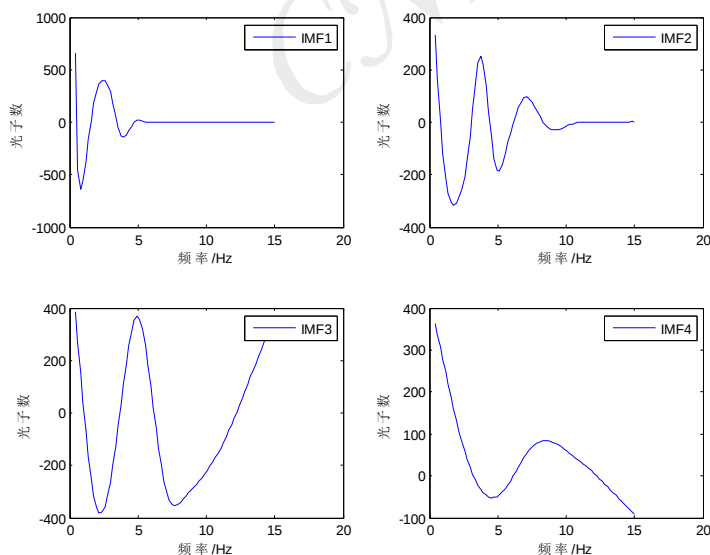


图 3-8 原始信号 EMD 分解的 IMF 分量

Fig 3-8 IMF component function of echo signal processed by EMD

从图中我们可以得出以下结论：对于 IMF 分量部分，IMF 分量随着阶次升高，频率变化由快到慢分布，并且 IMF 分量的振幅依次减小，在物理意义

上可以这样解释，高阶 IMF 分量是在原始信号剥离低阶 IMF 分量后分解得到，信号能量随着分解不断削弱，因此高阶 IMF 分量振幅减小。为了观察 IMF 分量在频域上的表现，对各层 IMF 分量的频谱进行分析，FFT 变换的结果如图 3-9 所示，

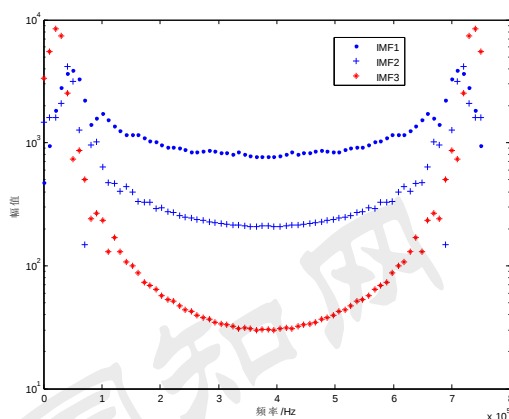


图 3-9 1,2,3 阶 IMF 分量的频谱图

Fig 3-9 spectrum of first three IMF components

显然不同的 IMF 分量含有的频率成分比例不同，低阶分量高频成分多，高阶分量低频信号能量比例增大，高频成分减少。对不需要的频率成分，用原始信号减去该频率附近的 IMF 分量，就可以消除该特定频率成分的噪声。将原始信号减去 IMF1 之后，处理得到的结果如下图所示

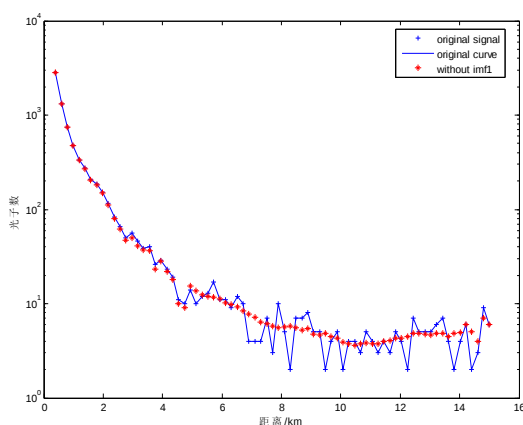


图 3-10 去除 IMF1 分量后的信号

Fig 3-10 result of original signal minus IMF1

计算得到处理后信号的方差为 2.7×10^2 ，比原始信号 3.7×10^2 大幅减小，

信号的离散度得到改善，平滑性增强。从图中可以明显看到，信号减去 IMF1 之后，振荡减小，说明原始信号的高频成分得到了较大削弱，通常来讲，低阶的 IMF 函数仅仅包含了高频的噪声和扰动，并且低阶的 IMF 函数的能量在整个回波信号中所占的比重很小，通过减去高频的 IMF 函数来提高信噪比时非常有用的。为了进一步观察原始信号减去 IMF1 之后在频域的变化，分别进行 FFT 变化，频谱图如图 3-11 所示

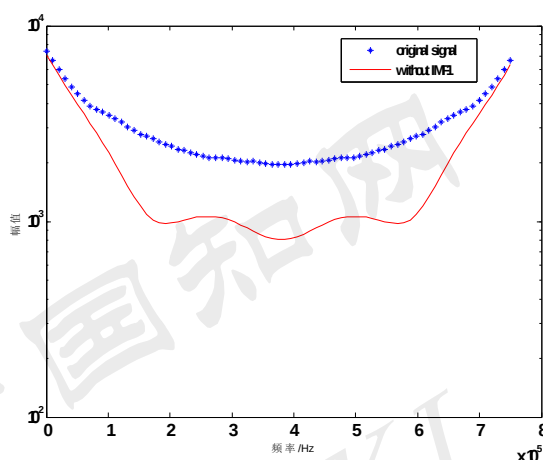


图 3-11 原始信号和去除 IMF1 后信号的频谱图

Fig 3-11 spectrum of original signal and processed signal without IMF1

从图中可以看出，EMD 分解后，剥离噪声对应的 IMF 分量，对信号的降噪效果明显，消除的高频 IMF 越多，重新构造的信号表现越平滑，数据点的离散性也被减小。在接近 0.4MHz 的高频部分，高频噪声的幅值被削弱一半以上，转化为功率谱，因为是平方关系，高频噪声能量减弱到原来的四分之一以下，因而信噪比变为原来的四倍。

3.3 多普勒频移理论分析

在上述步骤获得回波光光子数并进行前期信号处理后，如何根据光强信息，结合双边缘鉴频的原理，计算获得多普勒频移信息，是很重要的一点。根据大气散射理论，在激光雷达接收到的回波信号中，不仅有需要的气溶胶粒子的米散射信号，同样有作为噪声的分子热运动的瑞利散射信号。基于课题组的激光雷达的实际参数，进行理论分析和模拟表明，瑞利散射的干扰不能忽略。根据大气激光雷达方程进行模拟，公式如下：

$$P_r(r, \nu) = \frac{P_t O_T(r) A_T \Delta h T^2(r)}{4\pi r^2} \{P_A(\pi, r) \beta_A(r) * B_A + P_M(\pi, r) \beta_M(r) * B_M\} \quad (3-9)$$

$T^2(r)$ 大气往返的透过率，其具体表达式为

$$T^2(r) = \exp\{-2 \int_0^r [\sigma_A(r') + \sigma_M(r')] dr'\} \quad (3-10)$$

P_t ——激光发射能量 (mJ)；

$O_T(r)$ ——充填系数；

A_T ——接收望远镜的面积 (cm²)；

Δh ——分辨距离 (m)；

$P_A(\pi, r)$ ——Mie 散射和分子散射的后向散射相位函数；

$P_M(\pi, r)$ ——分子散射后向散射相位函数；

β_A ——Mie 散射体散射系数；

β_M ——分子散射体散射系数；

B_A ——Mie 散射加宽项；

B_M ——分子散射加宽项；

首先基于真实的雷达参数，模拟比较双边缘技术中，米散射和瑞利散射的强度比，如果瑞利散射相对米散射很弱，可以忽略瑞利散射的影响；如果瑞利散射和米散射的强度在一个数量级上，则必须采用相应的数学方法进行计算，消除瑞利背景噪声的影响。由于模拟的风速探测环境是低空晴朗天气，因此可以合理假设填充系数为空气的系数， $O_T(r)=1$ ，其他参数基于所研究的激光雷达系统，如下表

表 3-2 数值模拟所选取的参数值

Table 表 3-2 The value of the parameter in the numerical simulation

参数名称	计算取值	参数名称	计算取值
激光脉冲能量	$P_t=800\text{mJ/pulse}$	大气折射率	$n=1.0002932$
脉冲宽度	$\Delta\tau=10\text{ns}$	充填系数	$O_T(r)=1$
大气中光速	$c=3\times 10^8\text{m/s}$	分辨距离	$\Delta h=1.5\text{m}$
气溶胶浓度	$N_A=1\times 10^5\text{个/cm}^3$	望远镜面积	$A_T=1256\text{cm}^2$
大气分子浓度	$N_M=2.55\times 10^{19}\text{个/cm}^3$	斜向探测距离	$r=1.5\times 10^3\text{m}$
气溶胶折射率	$m=1.33-0.01*i$	气溶胶半径	$a=0.01\sim 10\mu\text{m}$

假设相对 Edge1 的，激光频率工作点为 ν_1 ，相对 Edge2，激光频率工作点锁定在 ν_2 ，激光入射到大气中，在视线方向上的后向散射信号产生了多普勒频移为 $\Delta\nu = \frac{2V_r\nu}{c}$ ，其中 V_r 是视线方向的径向风速， ν 是出射激光频率， c 为光速。这样，气溶胶米散射和分子瑞利后向散射的在 Edge1 上的中心频率都是 $\nu_1 + \Delta\nu$ ，边缘 1 上测得的信号为

$$I_1 = c_1[I_A\tau_1(\nu_1 + \Delta\nu) + R_1(\nu_1 + \Delta\nu)] \quad (3-11)$$

其中 c_1 是准直常数， I_A 为气溶胶回波， τ_1 为气溶胶回波信号在 Edge1 上的透过率，即 F-P 透过率曲线和激光谱函数的卷积， $R_1(\nu_1 + \Delta\nu)$ 是瑞利散射光谱、激光谱线和 F-P 透过率函数的卷积。将各参量的数值带入雷达方程，我们得到气溶胶信号和瑞利散射信号对回波信号的贡献，以及二者的相对透过强度比，如图 3-12 所示

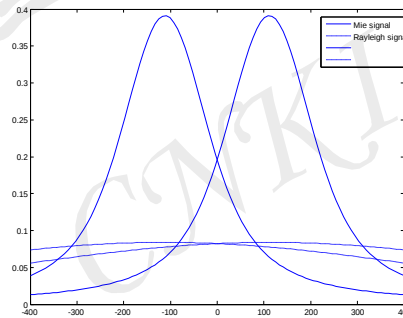


图 3-12 双边缘技术米散射和瑞利散射透过强度比

Fig 3-12 comparison of Mie scattering and Rayleigh scattering in double F-P

从图中可以看到，在晴朗天气的低空条件下，也就是气溶胶浓度较低时，分子瑞利散射的后向信号和气溶胶米散射的散射信号强度在一个数量级上，因此在计算多普勒频移信息时，不能忽视瑞利背景噪声的影响，必须通过理论计算消除瑞利信号的光强。计算过程如下：按上述过程，类似的有，边缘 2 上的信号为

$$I_2 = c_2[I_A\tau_2(-\nu_2 + \Delta\nu) + I_R(\nu_2 - \Delta\nu)f_2R_T] \quad (3-12)$$

在不能忽略瑞利散射的情况下，回波信号的多普勒频移在两个边缘上引起的透过光强的差分变化为

$$\Delta I_1' = \frac{I_1}{c_1 I_A} - \tau_1 v_1 = \tau_1(v_1 + \Delta v) - \tau_1 v_1 + \frac{f_1 R_T}{I_A} I_R(v_1 + \Delta v) \quad (3-13)$$

$$\Delta I_2' = \frac{I_2}{c_2 I_A} - \tau_2(-v_2) = \tau_2(-v_2 + \Delta v) - \tau_2(-v_2) + \frac{f_2 R_T}{I_A} I_R(v_2 - \Delta v) \quad (3-14)$$

由上两式得到

$$\Delta I_T' = \Delta I_1' + \Delta I_2' = \tau_1(v_1 + \Delta v) - \tau_1 v_1 + \tau_2(-v_2 + \Delta v) - \tau_2(-v_2) + \frac{R_T}{I_A} [f_1 I_R(v_1 + \Delta v) + f_2 I_R(v_2 - \Delta v)] \quad (3-15)$$

其中 $\Delta \tau_1 = \tau_1(v_1 + \Delta v) - \tau_1(v_1)$, $\Delta \tau_2 = \tau_2(-v_2 + \Delta v) - \tau_2(-v_2)$,

$$c^* = f_1 I_R(v_1 + \Delta v) + f_2 I_R(v_2 - \Delta v)$$

能量监测通道的光强信号为(c_3 为校准常数)

$$I_{EM} = c_3(I_A + R_T) \quad (3-16)$$

$$\Delta I_T' = \frac{\frac{I_1}{c_1} - \tau_1(v_1)I_A}{I_A} + \frac{\frac{I_2}{c_2} - \tau_2(-v_2)I_A}{I_A} \quad (3-17)$$

由公式(3-15)和(3-17)得到,

$$\Delta I_T' = \Delta \tau_1 + \Delta \tau_2 + c^* \left(\frac{c_3}{I_A} \frac{I_{EM} - I_A}{I_A} \right) \quad (3-18)$$

由公式(3-9)和(3-10)解得气溶胶的透过光强的形式解为

$$I_A = \frac{\frac{I_1}{c_1} + \frac{I_2}{c_2} - c^* \frac{I_{EM}}{c_3}}{\tau_1(v_1) + \tau_2(-v_2) - c^* + \Delta \tau_1 + \Delta \tau_2} \quad (3-19)$$

瑞利散射信号的形式解为

$$R_T = \frac{I_{EM}}{c_3} - I_A \quad (3-20)$$

公式(3-11)和(3-12)给出了气溶胶透过光强和瑞利散射的解析形式, 可以进

行信号校正，消除瑞利散射的影响。对于多普勒频移量的求解过程如下

(1) 当多普勒频移较小时， $\Delta\tau_1 = -\Delta\tau_2$ ，由公式(3-11)和(3-12)可以分别解得气溶胶信号和瑞利散射的透过光强。消除瑞利信号对 I_1 和 I_2 的叠加影响，得到

$$I_{1c} = \frac{I_1}{c_1} - R_T f_1 I_R(v_1 + \Delta v) = I_A \tau_1(v_1 + \Delta v) \quad (3-21)$$

$$I_{2c} = \frac{I_2}{c_2} - R_T f_2 I_R(v_2 - \Delta v) = I_A \tau_2(-v_2 + \Delta v) \quad (3-22)$$

由以上两式可以解出

$$\frac{I_{1c}}{I_{2c}} = \frac{\tau_1(v_1 + \Delta v)}{\tau_2(-v_2 + \Delta v)} \quad (3-23)$$

对于双边缘 F-P 鉴频技术，公式(3-15)是频移量 Δv 的二次方程， I_{1c} 和 I_{2c} 是测得的实验数值，而 $\tau_1(v)$ 和 $\tau_2(v)$ 是两个已知参数的 F-P 的透过率函数，所以可以求出 Δv 。

(2) 对于较大的多普勒频移量，使用牛顿迭代过程求解：

- a) 按照(1)中的方法求得较小的多普勒频移量 Δv ，作为牛顿迭代的初始值 $\Delta v^{(1)}$ ，
- b) 把初始值 $\Delta v^{(1)}$ 代入公式(3-11)和(3-12)，
- c) 采用 b) 中的结果，根据公式(3-13)和(3-14)进行瑞利背景噪声校正后，代入公式(3-15)中求得二阶迭代结果 $\Delta v^{(2)}$ ；
- d) 重复以上三个步骤，直到两次迭代结果之间的差异小于设定的判断标准， $|\Delta v^{(i+1)} - \Delta v^{(i)}| < \sigma$ ， i 为牛顿迭代次数， σ 为设定的牛顿迭代收敛判断值；此时认为 $\Delta v^{(i+1)}$ 就是我们要求的大多普勒频移量的数值解。

通过上述的理论分析，研究比较了瑞利散射信号和米散射信号的回波强度比，表明瑞利背景噪声不可忽略；采用牛顿迭代的数学处理方法，通过理论计算完成了消除瑞利散射背景噪声的数学处理和求解多普勒频移的过程。

3.4 本章小结

本章重点研究了序列数字信号的处理技术，包括中值滤波技术，移动平均技术和 EMD 经验模态分解技术。通过理论分析和实验数据的验证，包括时域强度信息和 FFT 变换后的频域信息对比，结果表明中值滤波和移动平均技术都能够改善回波信号的离散型，使信号变得更平滑，在一定程度上可以有效消除大气随机抖动造成的误差以及脉冲噪声，但是在进一步提高信号信噪比上存在瓶颈。采用 EMD 经验模式分解技术对回波信号进行了 IMF 分解和重构，处理结果表明，EMD 方式可以有效消除信号中的高频噪声成分，提高信号的信噪比。

第4章 径向风速与风场反演研究

4.1 引言

回波光子经过探测采集系统后输出为电脉冲信号，经过信号处理系统后，平滑性更好，提高了信噪比。按照多普勒频移理论分析的步骤，根据实验中测得的两通道的回波光强，按照迭代方法可以顺利求得多普勒频移量。基于实验数据计算得到的多普勒频移，本章对径向风速进行了分析，验证了三种信号处理技术对径向风速的影响，提出了提高径向风速测量精度的方法。在获得多个方向实测径向风速的基础上，对风向判别技术进行了研究。最后对风场反演方法进行了研究，并最终实现了对实际风场的反演。

4.2 径向风速测量实验

根据多普勒测速原理，视线方向上径向风速与多普勒频移量的关系如下：

$$V_r = \frac{\lambda}{2} \Delta\gamma \quad (4-1)$$

V_r ——径向风速(m/s)；

$\Delta\gamma$ ——多普勒频移(Hz)；

λ ——激光波长(m)；

进行激光测风雷达整体集成调试后，在 2012 年 3 月到 4 月期间多次在实验室内进行径向风速测量实验研究。2012 年 3 月 26 日，天气晴，气温-6 度~-14 度，西风 4~5 级，在上午 9 时及晚上 9 时进行多普勒激光测风雷达径向风速测量实验。具体实验步骤如下：

激光测风雷达发射光源从实验室窗口出射，发射方向东偏南 5 度，出射俯仰角 5 度。激光单脉冲能量 800mJ，重复频率 50Hz，望远镜口径 40cm，视场角 0.12mrad，光学系统效率 35%。径向风速测量实验中，连续测量 1000 次脉冲回波信号进行数据处理，两次径向测量视线方向之间的夹角为 10 度。其中一次径向测量中，F-P 鉴频系统的两通道及能量监测通道在 1000 次脉冲累积的情况下，接收到的回波光子数如图 4-1 所示，N1 和 N2 是 F-P 分光的双通道光子

数，Ne 是监测通道光子数

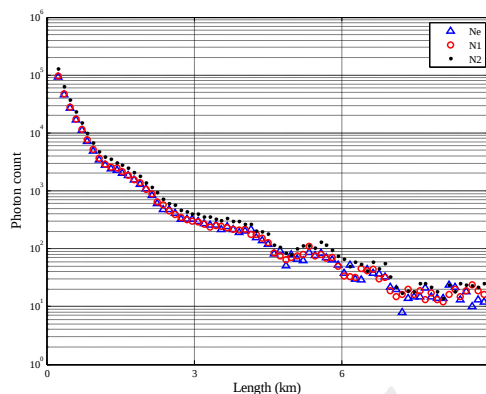


图 4-1 F-P 双通道和能量监测通道的光子数

Fig 4-1 echo counting of double passage of F-P and energy monitoring passage

根据第三章多普勒频移的分析，在接收到的光子信号中，不只是米散射的回波信号，还包括瑞利散射的背景噪声，及其他杂散光源的噪声，所以在求解多普勒频移前，必须先消除瑞利噪声。而根据第三章中牛顿迭代方法消除瑞利散射光强的方法，必须精确的确定 F-P 的透过率谱线，并分解成高斯函数和的形式，实验所用的 F-P 具体参数如下

表 4-1 F-P 标准具参数表

Table 4-1 Parameter selection of the F-P etalon for defect modification

参数名称	取值	参数名称	取值
平板吸收率	0.02	中心波长	1.064 μm
平板反射率	0.9	缺陷参数	30 nm
介质折射率	1.5	偏差范围	-40~40 nm
平板间距	1.99998458658495cm	入射角度	-0.021~0.01rad

因为 F-P 参数已知，计算得到 F-P 的透过率谱线，消除瑞利散射的背景噪声影响，求得经过校正的米散射对应的回波信号如图 4-2 所示，可以看到，消除瑞利散射背景光噪声后，本来波动性较大的回波曲线，平滑性增加，信号的离散度减小。这一现象的物理意义是，瑞利散射是分子热运动引起的，引起的激光谱线展宽更大，表现在回波信号上就是瑞利散射的回波光子具有更大的多普勒频移，叠加在总的回波散射信号上。从总的回波信号中消除瑞利成分后，相当于减去一个有较大波动范围的分量，因而得到的米散射信号的波动范围变

小，波动减弱。

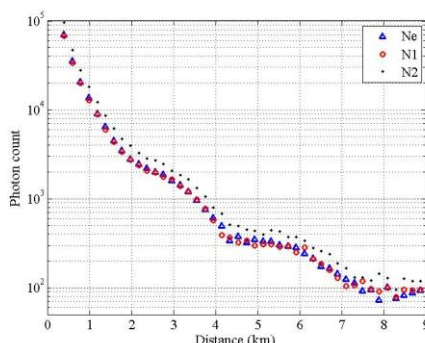


图 4-2 消除瑞利散射后米散射对应的回波光子数

Fig 4-2 echo counting of Mie scattering after rayleigh correction

初步得到米散射回波光强后，首先通过 SPCM 的光子数响应曲线，判断此时的光强是否超过了光子计数器的动态范围。由于光子计数器的阈值较高，最高可达 30M/s 的计数速率，而大气米散射的回波光强十分微弱，都是单光子状态，因此回波光子脉冲数通常不会超过光子计数器的阈值。通过光子计数器的响应曲线求得实际的入射光子脉冲数，然后采用牛顿迭代方法分别对双通道和监测通道的光强进行处理，求得多普勒频移，进一步计算得到径向风速，结果如图 4-3 所示，计算此时的径向风速标准差为 3.8×10^{-1}

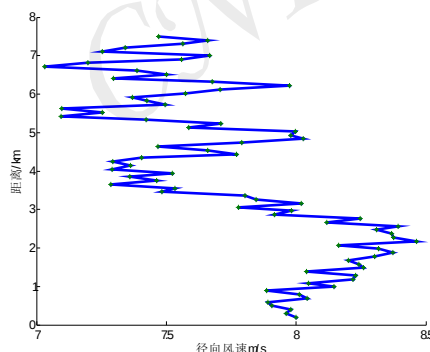


图 4-3 瑞利校正后的径向风速

Fig 4-3 radial velocity retrieved after rayleigh correction

从上图可以看出，米散射对应的径向风速相对平滑，没有较大的波动，可以判断在激光视线方向上没有风切变，湍流等，这与当时的晴朗无云天气情况符合较好。测量得到的风速范围在 7m/s-8.5m/s，与风力 4 级相匹配。

由于回波信号中存在各种随机噪声和脉冲性干扰，必须采用适当的信号处理方法进行降噪处理，并使信号更平滑，减小离散度，因为大气风场的实际情况不会在雷达距离分辨率的尺度发生突变，所以需要抑制过多的突变型信号抖

动，这就需要采用中值滤波的方式，对图 4-2 的数据进行中值滤波后，进行牛顿迭代求得多普勒频移，反演得到风速结果如图 4-4 所示

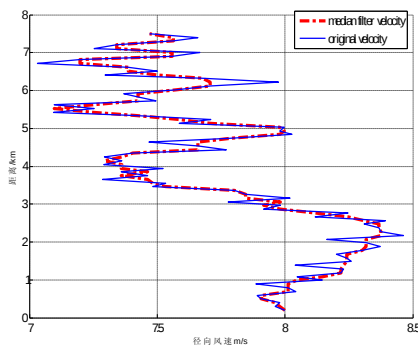


图 4-4 中值滤波后径向风速和原始风速对比

Fig 4-4 comparison of velocity after median filter and original velocity

经过中值滤波之后的径向风速标准差为 3.1×10^{-1} ，相比原始风速 3.8×10^{-1} 的标准差，离散度减小，信号质量有所改善，风场的平滑性变好。但是反演风速改善程度有限，说明中值滤波只是对较大的抖动和脉冲性干扰产生了抑制作用。对于各种频率成分的噪声，并没有消除。这种情况是由于中值滤波算法在频域并没有滤波作用，对原始信号的噪声成分没有抑制。

为了消除不同频率成分的噪声，提高反演风速的平滑性和拟合精度，采取滑动平均和 EMD 分解相结合的方法。通常大气测量的噪声能量集中在高频成分，而滑动平均具有低通滤波器的作用，能够改善信号的平滑性，并且一定程度上提高信噪比；EMD 分解算法得到 IMF 各分量后，可以有针对性的减去特定的频率成分，消除该频率附近的噪声，同时提高信噪比。鉴于滑动平均方法和 EMD 经验模态分解技术都在频域具有比较好的滤波作用，将这两种方法结合运用，对原始信号进行处理，得到的信号如图 4-5 所示

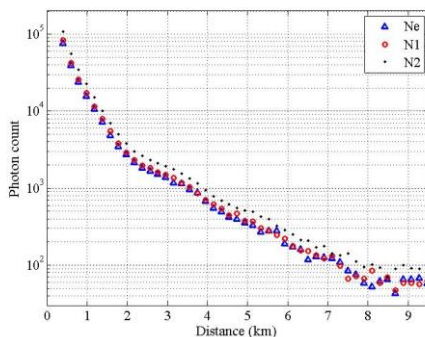


图 4-5 经过滑动平均和 EMD 处理后的实验信号

Fig 4-5 result of processed echo signal by moving average and EMD technique

显然经过滑动平均和 EMD 经验模态分解算法处理后的信号更加平滑，离散度降低，曲线更加接近气溶胶均匀分布而且风场均匀的情况。相比原始信号，曲线的一些波动被消除，会相应的丢失一些细节信息。根据不同尺度探测的需要，设置不同的滑动平均移动距离 G 和平均数 N ，可以保留不同程度的原始信号细节信息。根据第三章的迭代计算方法，求得此时对应的多普勒频移，并直接套用公式，计算得到径向风速，和原始信号径向风速对比如下图所示

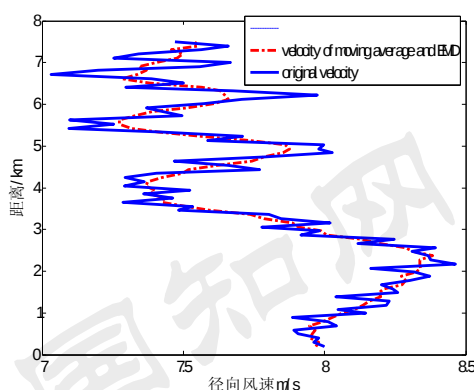


图 4-6 原始信号风速和滑动平均，EMD 处理后的风速

Fig 4-6 original velocity compared with velocity of moving average and EMD

此时计算得到处理后的径向风速标准差为 2.9×10^{-1} ，在经过滑动平均和 EMD 分解后信号质量有了较大改善，径向风速离散度和波动范围显著减小，消除了原始信号的风速突变点，风速曲线平滑连续，更加适合均匀平面风场的探测。在白天由于天空背景噪声影响，测量信号信噪比较低，测量距离较近，相应测速误差较大。径向测量风速为正值，为东向风。雷达多次测量，风速测量标准差在白天小于 0.4m/s ，远距离测量风速误差稍大，在测量距离内误差为 3m/s 左右。

4.3 风场反演

20 世纪 60 年代初, Lhermitte 等提出了 VAD 方法, 应用这种方法, 单多普勒雷达可以得到降水区中各高度上的平均风向风速和平均散度等。1979 年, Waldteufel 和 Corbin 提出了 VVP 方法, 对径向速度做线性展开, 再由最小二乘法求二维风场分布。Smythe 和 Znrice、Tuttle 和 Foot 提出 TREC 法, 此方法假定

反射率或径向速度守恒,将连续时次的 PPI 扫描分割成若干大小的面元,利用求相关的方法,计算出扫描间隔时段内的风矢量。陶祖钰 1992 年提出了 VAP 方法,假定相邻方位角两点上的风矢量不变,这在一定程度上能反映出风场的结构特点。2001 年,郎需兴、魏鸣等提出了 VPP 方法,该方法通过假设在某一分析体积内部风场保持一致,而反演出来的风场在径向上的投影与实际探测的径向速度的误差最小,求出水平风场。2003 年,Zhao 等提出一种非线性近似理论为基础的反演方法,考虑了风场分片光滑的特点并利用径向风场数据,取得了较好的结果另外,由于单多普勒雷达反演风场仍旧存在着一定的局限性,国内外正致力于多基地、多部雷达联合探测的研究^[65]。

针对单多普勒激光雷达的风场反演技术,应用比较广泛的有 VAD 法, VAP 法, 涡度-散度方法等。涡度-散度方法可以在一定程度上测量三维风场分布,但是计算量大,而且涉及到大气动力学方程问题,对于开放性的大气系统,其自己所归纳出的动力学方程组就是不稳定的,只能代表少数情况,因此不适合用于本文的激光雷达。VAD 法通过一次 PPI 扫描就可以获得径向风速信息,但是其仰角较大,对于中高空的风速测量比较实用。本文雷达出射仰角只有 5 度,主要用途是探测低空平面风场,适于采用 VAP 方法。假设局部地区风场均匀, VAP 反演二维平面风场的原理图如图 4-7 所示

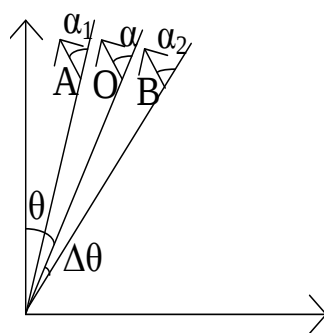


图 4-7 VAP 法原理示意图

Fig 4-7 Schematics of VAP method to retrieve wind speed

水平风矢量用矢量的大小 $\vec{V}$ 和矢量的方向与向径之间的夹角 α 来表示,且规定从向径方向到风矢量方向顺时针方向转动时, $\alpha > 0$, 则水平风矢量和水平径向速度 C 之间有下列关系: $C = -V \cos \alpha$ 由 α 取值范围为 $(-\pi, \pi)$, 故 $C > 0$ 表示趋近雷达的运动 $C < 0$ 为远离雷达的运动。A, B 两点是 O 点同一距离圈上, 相邻

方位角上两点, V_1 、 V_2 分别是 A, B 两点的水平径向速度, 则: $V_1 = -V \cos \alpha_1$, $V_2 = -V \cos \alpha_2$. 从图中可以看到: $\alpha_1 = \alpha - \Delta\theta$, $\alpha_2 = \alpha + \Delta\theta$.

假设在一样大半径的圆上, 两个相邻测量方向的风速风向相同。由相关公式和简单的三角函数关系可以计算 α 和风速 V 的表达:

$$\tan \alpha = -\frac{V_1 - V_2}{V_1 + V_2} \cot \Delta\theta \quad (4-2)$$

$$V = \left| \frac{V_1 + V_2}{2 \cos \alpha \cos \Delta\theta} \right| \quad (4-3)$$

$$V = \left| \frac{V_1 - V_2}{2 \sin \alpha \sin \Delta\theta} \right| \quad (4-4)$$

对于多普勒雷达给出的径向速度 V_r , 当仰角很低时, 如 1 度则 V_r 与水平径向速度 C 相差不到 2%, 因此, 由上面公式计算风向、风速可以作为地仰角时的水平风向、风速。由于反正切函数的取值范围是 $(-\pi/2, \pi/2)$, 因此计算夹角 α 是需要进行订正计算:

$$\alpha = \alpha \quad V_1 + V_2 > 0, \quad V_1 - V_2 > 0$$

$$\alpha = \alpha + \pi \quad V_1 + V_2 < 0, \quad V_1 - V_2 > 0$$

$$\alpha = \alpha \quad V_1 + V_2 > 0, \quad V_1 - V_2 < 0$$

$$\alpha = \alpha - \pi \quad V_1 + V_2 < 0, \quad V_1 - V_2 < 0$$

经过上面计算的夹角才是真正的夹角。

针对本文的激光测风雷达, 两次径向扫描夹角是 8 度, $\Delta\theta = 4$ 度, 仰角 1.5 度, 可以看成平面风场。在每一个方向上积累 1000 个脉冲, 作为一次测量的结果, 转到下一个临近的测量角, 再次循环测 1000 个脉冲。根据实验得到的光子脉冲数信号经过牛顿迭代获得多普勒频移, 进一步得到径向风速; 转动雷达角度, 获得多个视线方向上的径向风速分布, 结合 VAP 算法, 计算得到每两个视线方向间的风矢量大小和方向, 得到反演风场。对其中两次径向测量得到的径向速度进行 VAP 算法处理, 得到夹角间的风矢量, 结果如图 4-8

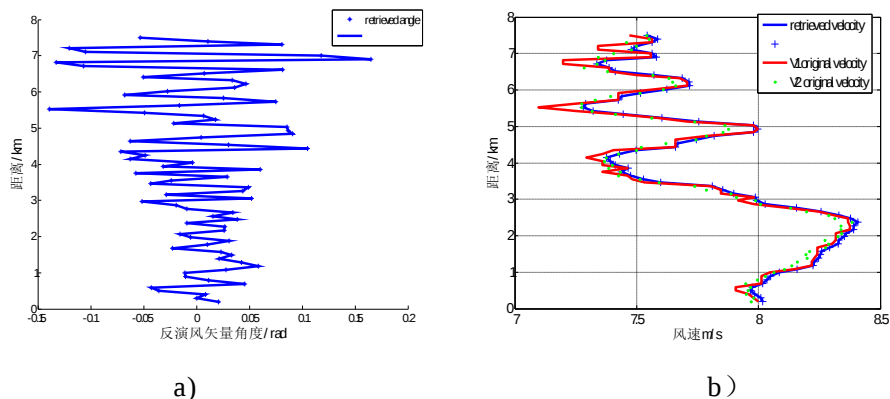


图 4-8 VAP 方法反演风矢量 a)反演风矢量角度 b)反演风速大小

Fig 4-8 retrieved wind of VAP a)retrieved wind angle b)retrieved velocity

从图中可以看出，两次径向测量反演中央风矢量，反演角度最大逆时针转角为 $0.14\text{rad}=8^\circ$ ，最大顺时针转角为 $0.17\text{rad}=9.8^\circ$ ，反演风矢量最大偏转角为 17.8° 。对于反演得到的径向风速，标准差相比两个原始径向风速平均减小 16% ，平滑性变好，波动减小，总体区别不大，说明当时测量方向的风场是均匀风场。

显然，每两次径向测量时的夹角 $\Delta\theta$ 和径向速度的空间分辨距离对反演的风矢量有重要影响。我们在测量得到的径向速度基础上，采用随机数函数加入随机误差，随机误差的取值范围分别为 1m/s , 2m/s , 3m/s ，同时转动夹角分别为 $1-8^\circ$ 的八种情况，来分析反演风速标准误差的相对变化，如下图所示

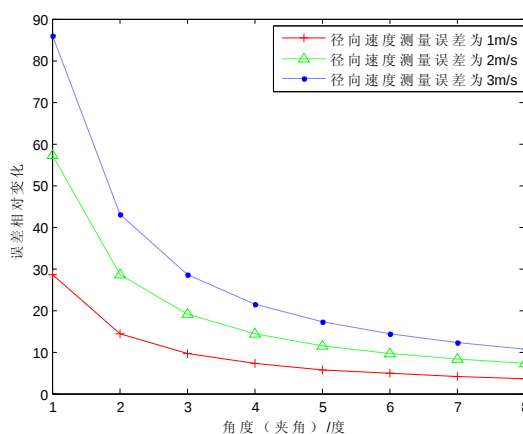


图 4-9 误差相对变化随角度不同的变化趋势

Fig 4-9 standard deviation of retrieved velocity with different angle and original velocity

由此图我们可以得到结论：误差随着径向测量误差的增大而增大，并且扫

描夹角越小，误差受径向测量误差的影响越大。对于 VAP 方法而言，可以直观的理解：两个相邻夹角之间的风速是通过两个方向上的径向风速简单运算而成，径向风速的误差，抖动特性，会通过这种简单的函数传递关系影响到反演得到的风速，取决于反演关系式的阶次。如果对多个方位角的径向风速进行移动平均拟合，就可以降低这种离散特性的传递，但是此时风场的距离分辨率下降了。

相邻方位角越小，误差影响越大，是因为相邻方位角越小，风速误差相对于距离的梯度变化越快，导致反演得到的径向风速不确定增大，误差增大。

从实验结果可以看出，VAP 方法比较适合反演相对均匀的二维风场，对测量夹角和径向的距离分辨率反应灵敏。从实际测量经验来看，VAP 方法角度反演的误差在 20 度以内，和传统测风手段接近，其测量结果可以作为其他大气探测手段的初始值。

4.4 本章小结

本章重点研究了径向风速信息的提取和 VAP 风场反演技术。针对大气回波信号的特点，对瑞利散射背景噪声对径向风速的影响进行了比较研究。通过牛顿迭代的方法校正瑞利散射的噪声，获得米散射的回波光子数。对实验数据进行处理，获得径向风速，对比分析表明，校正瑞利散射噪声，能够使回波信号以及径向风速的平滑性更好，更适合探测均匀风场。研究了中值滤波和 EMD 经验模态分解技术对径向风速的影响。结果表明这两种技术都可以减少径向风速的波动，使径向风速更平滑，消除了高频噪声，适合描绘平稳风场。研究了 VAP 风场反演技术，并基于雷达实测数据，最终反演得到风场。

结 论

本文对激光测风雷达的完整信号处理系统进行了研究。其中，深入研究了回波信号处理技术，径向风速处理和风场反演技术，形成完整的数据处理流程，最终实现风场反演。本文主要取得以下的研究成果：

1.微弱回波探测采集系统设计

采用光子计数器和 ATS 高速数据采集卡设计了光子脉冲探测采集模块，并对光子计数器进行了标定。基于 LabVIEW 编程控制硬件设备，并通过软件的方式灵活的实现了电脉冲序列信号的鉴别技术，能够高效地采集回波信号，输出光子脉冲个数。

2.完成了对激光雷达信号的处理技术研究

研究了中值滤波，移动平均算法，EMD 经验模式分解三种雷达数字信号处理技术，并对算法的参数进行了优化。对实验信号的处理结果表明，三种方法都可以改善信号的平滑性，有效消除高频噪声，提高信号的信噪比，其中 EMD 经验模式分解技术对信号质量改善最为明显。推导了校正瑞利散射背景噪声的数学处理方法，采用牛顿迭代方式计算多普勒频移和径向风速。

3.完成了径向风速测量实验和风场反演技术研究

采用中值滤波，滑动平均和 EMD 经验模式分解算法分别应用于径向风速测量，结果表明，三种方法可以有效提高信号质量，提高对径向风速的探测精度。研究了 VAP 二维风场反演方法，在实验测得的径向风速基础上，反演得到中央径向上的风速和风向，实现了对二维平面风场的实时反演监测。

参考文献

- 1 Z. Zelinger, M. Strizik, P. Kubat, Z. Janour, P. Berger, A. Cerny, P. Engst. Laser remote sensing and photoacoustic spectrometry applied in air pollution investigation[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2004, 42(4):403-412
- 2 J. A. McKay. Modeling of direct detection Doppler wind lidar[J]. Appl. Opt, 1998, 37(27):6480-6486
- 3 A.V.Jelailian,R.M.Huffaker.Laser Doppler techniques for remote wind velocity measurements,Molecular.Radiation Conf.1967,10:345-358
- 4 J. Rothermel, L. D. Olivier, R. M. Banta, *et.al*. Remote sensing of multi-level wind fields with high-energy airborne scanning coherent Doppler lidar. Opt. Exp. 1998,2(2):41~50
- 5 H. Delbarre, P. Augustin, F. Said, Ground-based remote sensing observation of the complex behaviour of the Marseille boundary layer during ESCOMPTE. Atmospheric Research 2005,74:403~433
- 6 R. M. Huffaker, A. V. Jelalin, J. A. L. Thomon. Laser Doppler system for detection of aircraft trailing vortices[J]. Proceeding of IEEE, 1970, 58(3):322-326
- 7 J. W. Bilbro, G. H. Fichtl, D. Fitzjarrald. Airborne Doppler lidar windfield measurements[J]. Bulletin of American Meteorological Society, 1984, 65(4):348-359
- 8 M. J. Post, R. A. Richter, R. M. Hardesty, et al. NOAA's pulsed, coherent IR Doppler lidar characteristic sand data[C]. Proc. of SPIE, 1981, 300:60-65
- 9 M. J. Kavaya, S. W. Henderson, J. R. Magee, et al. Remote wind profiling with a solid-state Nd:YAG coherent lidar system[J]. Opt. Lett, 1989, 14(15):776-778
- 10 S. W. Henderson, C. P. Hale, J. R. Magee, et al. Eye safe coherent laser radar system at 2.1 μ m using Tm, Ho:YAG lasers[J]. Opt. Lett, 1991, 16(10):773-775
- 11 R. M. Huffaker, P. A. Reveley. Solid-state coherent laser radar wind field measurement systems[J]. pure Appl. Opt, 1998, 7(4):863-873
- 12 Takayuki Yanagisawa, Kimio Asaka. 10.9mJ single frequency diode-pumped Q-switched Er, Yb:glass laser for a coherent Doppler lidar[C]. proc. of SPIE, 2001, 4153:86-92
- 13 M. G. Benedetti, F. Congedutti, G. Fiocco. Measurement of aerosol motion and wind velocity in the lower troposphere by Doppler optical radar[J], Atmos. Sci,

- 1972, 29(5):906-910
- 14 Claude Souprayen, Anne Gamier, Alber Hertzog. Rayleigh-Mie Doppler Wind Lidar for Atmospheric Measurements. *Applied Optics*, 1999, 38(12):2410-2420
 - 15 Y. Shibata, C. Nagasawa, M. Abo, T. Nagai. Wind measurement accuracy with incoherent Doppler lidar using an iodine vapor filter. *Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III*, Proc. of SPIE. Hangzhou, China. 2003:529-535
 - 16 Y. Shibata, C. Nagasawa. Incoherent Doppler lidar using 355-nm wavelength for wind measurement. *Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring*, Proc. of SPIE. Sendai, Japan. 2001:615~622
 - 17 M. Imaki, D. Sun, T. Kobayashi. Direct-detection Doppler lidar for two-dimensional wind field measurements of the troposphere. *Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III*, Proc. of SPIE. Hangzhou, China. 2003:303~310
 - 18 H. Kawai, Y. Iwasaki, M. Imaki, T. Kobayashi. Ultraviolet high-spectral resolution lidar with polarization detection for accurate measurement of optical properties of aerosol and clouds. *Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring VIII*, Proc. of SPIE. San Diego, CA, USA. 2007:668103-1~9
 - 19 M. Imaki, T. Kobayashi. Ultraviolet high-spectral-resolution Doppler lidar for measuring wind field and aerosol optical properties. *Appl. Opt.* 2005,44 (28):6023~6030
 - 20 C. L. Korb, B. M. Gentry, C. Y. Weng. Edge technique: theory and application to the lidar measurement of atmospheric wind. *Appl. Opt.* 1992, 31 (21): 4202-4212
 - 21 Bruce M. Gentry, C. L. Korb. Edge technique for high-accuracy Doppler Velocimetry. *Appl. Opt.* 1994, 33(24):5770-5777
 - 22 C. L. Korb, B. M. Gentry, S. Xingfu Li. Spaceborne lidar wind measurement with the edge technique. *Lidar Techniques for Remote Sensing*, Proc. of SPIE. Rome, Italy. 1994:206-213
 - 23 C. L. Korb, B. M. Gentry, S. Xingfu Li, Cristina Flesia. Theory of the double edge technique for Doppler lidar wind measurement. *Appl. Opt.* 1998, 37(15):3097-3104
 - 24 B. M. Gentry, H. Chen. Tropospheric wind measurements obtained with the Goddard Lidar observatory for winds (GLOW): validation and performance. Singh. *Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring*

- II. San Diego, CA, USA. 2002: 74-81
- 25 B. M. Gentry, H. Chen, S. X. Li. Glow-The Goddard Lidar Observatory for Winds. Proceedings of SPIE. Sendai, Japan. 2001:314-320
- 26 M. T. Dehring, J. M. Ryan, P. B. Hays, B. Moore III, J. Wang. GroundWinds balloon fringe-imaging Doppler lidar mission concept and instrument performance. Lidar Remote Sensing for Industry and Environmental Monitoring V. Honolulu, HI, USA. 2005:210-219
- 27 T. D. Irgang, P. B. Hays, W. R. Skinner. Two-channel direct-detection Doppler lidar employing a charge-coupled device as detector. Appl. Opt. 2002,41(6): 1145~1154
- 28 J. A. McKay, Assessment of a multibeam Fizeau wedge interferometer for Doppler wind lidar. Appl. Opt. 2002,41(9):1760~1766
- 29 C. Souprayen, A. Garnier, A. Hertzog, A. Hauchecorne, J. Porteneuve. Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation, and first climatological results, Appl. Opt. 1999,38(12):2410~2421
- 30 C. Souprayen, A. Garnier, A. Hertzog. Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. II. Mie scattering effect, theory, and calibration. Appl. Opt. 1999,38(12):2422~2431
- 31 A. Belmonte, A. Lázaro. Measurement uncertainty analysis in incoherent Doppler lidars by a new scattering approach. Opt. Exp. 2006,14(17):7699~7708
- 32 C. J. Norrie, A. E. Marini, E. Armandillo. European Space Agency technology activities for spaceborne Doppler wind lidar. Lidar Techniques for Remote Sensing, Proc. of SPIE. Rome, Italy. 1994:170~173
- 33 Y. Durand, A. Culoma, R. Meynart, D. Morancais. F. Fabre, Pre-development of a direct detection Doppler wind lidar for ADE/AEOLUS mission. Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites VII, Proc. of SPIE. Barcelona, Spain. 2004:354~363
- 34 Y. Durand, E. Chinal, M. Ecdemann, et. Al. Aladin airborne demonstrator: a Doppler wind lidar to prepare ESA's ADE-Aeolus explorer mission. Earth Observing Systems XI, Proc. of SPIE. San Diego, CA, USA. 2006:62961D1~13
- 35 Y. Durand, J.L. B ézy, and R. Meynart. Laser technology developments in support of ESA's earth observation missions. Solid State Lasers XVII:

- Technology and Devices, Proc. of SPIE. San Jose, CA, USA. 2008:68710G1~12
- 36 M. Schillinger, F. Delbru, C. Meisse, D. Hours. Aladin Telescope stability verification using a Hartmann wavefront sensor. Optical Sensors, Proc. of SPIE. Strasbourg, France. 2008:70031H1~10
- 37 D. Morancais, F. Fabre, M. Endemann, A. Culoma. ALADIN Doppler wind lidar: recent advances. Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing III, Proc. of SPIE. Florence, Italy. 2007:675014-1~12
- 38 D. Bruneau. Fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar. Appl. Opt. 2002, 41(3):503~510
- 39 D. Bruneau, J. Pelon. Simultaneous measurements of particle backscattering and extinction coefficients and wind velocity by lidar with a Mach-Zehnder interferometer: principle of operation and performance assessment. Appl. Opt., 2003, 42(6):1101~1114
- 40 T. Kobayashi, Y. Mizoguchi, T. Matsumura, S. Kawato. Development of a compact direct-detection Doppler lidar system for wind profiling[C]. SPIE: Lidar Remote Sensing for industry and Environment Monitoring, 2001, 4153:329-337
- 41 M. Imaki, D. Sun, T. Kobayashi. Direct-detection Doppler lidar for two-dimensional wind field measurements of the troposphere An incoherent Doppler lidar for ground-based atmospheric wind profiling[C]. Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III, Proc. of SPIE, Hangzhou, China. 2003, 4893:303-310
- 42 王邦新, 沈法华, 孙东松等. 直接探测多普勒激光雷达的光束扫描和风场测量. 红外与激光工程. 2007, 36(1):69~72
- 43 Z. S. Liu, W. B. Chen, J. W. Hair, et al. Proposed ground-based incoherent Doppler lidar with iodine filter discriminator for atmospheric wind profiling. Proc. of SPIE. Denver, America, 1996:128-135
- 44 Z. S. Liu, D. Wu, J. T. Liu, K. L. Zhang, W. B. Chen, and X. Q. Song. Low-altitude atmospheric wind measurement from the combined Mie and Rayleigh backscattering by Doppler lidar with an iodine filter[J]. Appl. Opt, 2002, 41(23):7079-7086
- 45 Z. S. Liu, Z. J. Wang, S. H. Wu, et al. Fine-measuring technique and application for sea surface wind by mobile Doppler wind lidar[J]. Optical

- Engineering, 2009, 48(6):066002
- 46 Z. J. Wang, Z. S. Liu, L. P. Liu, et.al. Iodine-filter-based mobile Doppler lidar to make continuous and full-azimuth-scanned wind measurements: data acquisition and analysis system, data retrieval methods, and error analysis[J]. Appl. Opt, 2010, 49(36):6960-6978
- 47 Z. S. Liu, B. Y. Liu, Z. G. Li, Z. A. Yan. Wind measurements with incoherent Doppler lidar based on iodine filters at night and day[J]. Appl. Phys. B, 88 2007, 88(2):327-335
- 48 R. Chi, D. Sun, Z. Zhong, et. al. Analysis of the direct detection wind lidar with a dual F-P etalon[C]. Optical Technologies for Atmospheric, Ocean, and Environmental Studies. Proc. of SPIE, 2005, 5832:140-147
- 49 孙东松, 钟志庆, 王邦新. 基于 F-P 标准具的直接探测多普勒测风激光雷达 [J]. 量子电子学报, 2006, 23(3):303-306
- 50 陈卫标, 周军, 刘继桥, 朱小磊. 多普勒激光雷达及其单纵模全固态激光器. 红外与激光工程. 2008, 37(1):57-60
- 51 王宏禹. 非平稳随机信号分析与处理, 北京: 国防工业出版社, 1999:1-13
- 52 康浩. 单多普勒雷达资料风场反演方法的试验与研究. 南京信息工程大学硕士学位论文. 2008, (09)
- 53 方德贤, 刘国庆, 董新宁, 慕熙昱, 葛文忠. 单多普勒雷达二维风场反演——Extent VPP 方法. 气象学报. 2007, 65(4):231-232
- 54 江建军, 刘继光. LabVIEW 程序设计教程. 电子工业出版社. 2008:2-3
- 55 陆绮荣. 基于虚拟仪器技术个人实验室的构建. 电子工业出版社. 2006:9
- 56 殷登平, 胡春周, 胡小波. 硅光电倍增器 (SiPM) 研究进展. 第十五届全国核电子学与核探测技术学术年会论文集. 2010
- 57 章正宇, 晓林. 激光测距弱信号数字相关检测技术研究和仿真[J]. 中国激光, 2002, 29(7):661-665
- 58 伊祺巍, 刘智深, 刘秉义, 李志刚, 姚琪. 多普勒激光雷达运动测风数据降噪处理[J]. 大气与环境光学学报, 2011, 6(4):261-264
- 59 董长虹. 余啸海编著. Matlab 信号处理与应用, 国防工业出版社
- 60 周小林, 孙东松, 钟志庆, 王邦新, 夏海云, 沈法华, 董晶晶. 基于多尺度 EMD 的激光雷达信号分段去噪. 红外与激光工程[J]. 2006, 35:478-482
- 61 刘增东, 刘建国, 陆亦怀, 赵雪松, 黄书华, 冯巍巍, 肖锋钢. 基于 EMD 的激光雷达信号去噪方法. 光电工程[J]. 2008, 35(6):80-82
- 62 张合勇. 基于双边缘技术多普勒测风雷达的精度研究. 哈尔滨工业大学硕士学位论文, 2009 年, 61-68

- 63 李岳生,齐东旭.样条函数方法[M].北京:科学出版社,1979.
- 64 Y.5.Li and D.X.Qi.Methods of Spline Function[M].Beijing: Science Press,1979
- 65 方德贤,刘国庆,董新宁,慕熙昱,葛文忠.单多普勒雷达二维风场反演——
Extent VPP 方法.气象学报[J].2007,65(4):231-232

中国知网
CNKI

攻读学位期间发表的学术论文

1. 石磊, 高源, 黄俊峰. 光子结构猜想的仿真验证. 数学的实践与认识. 2012, 42(14): 86-90

中国知网
CNKI

哈尔滨工业大学硕士学位原创性声明

本人郑重声明:此处所提交的学位论文《激光测风雷达信号处理技术研究》,是本人在导师指导下,在哈尔滨工业大学攻读学位期间独立进行研究工作所取得的成果,且学位论文中除已标注引用文献的部分外不包含他人完成或已发表的研究成果。对本学位论文的研究工作做出重要贡献的个人和集体,均已在文中以明确方式注明。

作者签名: 高源 日期: 2013年6月28日

哈尔滨工业大学硕士学位论文使用授权书

学位论文是研究生在哈尔滨工业大学攻读学位期间完成的成果,知识产权归属哈尔滨工业大学。学位论文的使用权限如下:

(1) 学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文,并向国家图书馆报送学位论文;(2) 学校可以将学位论文部分或全部内容编入有关数据库进行检索和提供相应阅览服务;(3) 研究生毕业后发表与此学位论文研究成果相关的学术论文和其他成果时,应征得导师同意,且第一署名单位为哈尔滨工业大学。

保密论文在保密期内遵守有关保密规定,解密后适用于此使用权限规定。

本人知悉学位论文的使用权限,并将遵守有关规定。

作者签名: 高源 日期: 2013年6月28日
导师签名: 赵卫疆 日期: 2013年6月28日

致 谢

在本论文即将完成之际，特别要对关心、指导过我的老师，帮助过我的师兄表达我的感谢。在他们的指导与帮助下，我才能顺利克服种种困难，高质量的完成论文工作。

感谢我的导师任德明教授，他学术水平高超，治学态度严谨，多年以来，孜孜不倦的从事教书育人的高尚工作，在我的学习过程中，不辞辛苦的指导我，传道授业解惑，堪称良师，亦为益友， 谆谆教诲，耳提面命。我跟随任老师不仅学习到了专业知识，更树立了认真勤奋的求知精神。

感谢其他的老师对我的指导帮助，赵卫疆和曲彦臣老师，对我的疑问都是不厌其烦，耐心解答。在和赵老师，曲老师的交流中，我获益良多。

感谢杜军和陈振雷师兄，在学习研究的细节上，他们给了我很多帮助和启发。他们有着勤奋治学的态度，正直善良的品德，鼓励着我钻研专业文献，不断在学业上取得进步。