

中图分类号:

TK31

基于单帧单曝光图像法的多相流速
度场和粒度分布测量研究

热能工程

张晶晶

蔡小舒 教授

二〇一一年二月

学校代码: 10252
学 号: 082280031

上海理工大学硕士学位论文

**基于单帧单曝光图像法的多相流速度场和
粒度分布测量研究**

姓 名	张晶晶
系 别	能动学院
专 业	热能工程
研究方向	两相流测量技术
指导教师	蔡小舒 教授

学位论文完成日期 2011 年 2 月

University of Shanghai for Science and Technology

Master Dissertation

Study on Measurement for Velocity Vector field
and Granularity Distribution of Multi-phase Flow
Based on Single-frame and Single-exposure
Imaging

Name	ZHANG Jingjing
Department	Power Engineering
Specialty	Thermal Engineering
Research Direction	Two-phase Flow Measurement
Supervisor	Professor CAI Xiaoshu

Complete Data

February 2011

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学位论文保留并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。本人授权上海理工大学可以将本学位论文的全部内容或部分内容编入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和汇编本学位论文。

本学位论文属于 保 密 ____ 年 ☐
 不保密 ☐

学位论文作者签名：

年 月 日

指导教师签名：

年 月 日

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经公开发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

本声明的法律责任由本人承担。

学位论文作者签名：

年 月 日

摘 要

在现代工业中诸如烟尘监测、基于粉体制备要求的粒度测量和各种输粉管道内的流量控制等众多多相流速度和粒度测量问题日益突出。现有的测量技术已经无法满足工业中所提出的在线测量、场测量、成本控制等一系列要求，因此研究一种系统简单、轻便，价格低廉，可视化的多相流速度场和粒度分布测量方法对多相流测量技术的发展具有重要意义。

粒子图像测速技术(PIV)已是流动、传热实验研究中的主要测量方法，但仪器价格昂贵，系统复杂。在 PIV 中为获得清晰的颗粒运动图像，图像的曝光时间极短。实际上由较长曝光时间产生的颗粒运动模糊图像同样含有运动速度和粒度大小的信息。运动模糊图像的长度可以认为是颗粒在曝光时间内的运动距离，其轨迹方向对应颗粒的速度方向，其轨迹宽度表征了颗粒的粒度大小。采用成本相对低廉、设备简单的图像法测量系统，控制图像的曝光时间，可以从单帧单曝光图像中得到与 PIV 相同的流场测量结果。

基于单帧单曝光运动模糊图像的多相流场测量技术汲取了 PIV、高速摄影等方法的优点，该方法出现于上世纪八十年代，限于当时的软硬件水平只能对流场参数做定性分析。随着激光技术、半导体光源技术和图像传感器测量技术的迅速发展，使得图像法测量技术在多相流测量领域有很大的发展空间；而数字图像传输技术和计算机技术的发展，则能够更快速方便的得到清晰图像和处理结果。本文着重研究单帧单曝光图像测量技术的处理算法，介绍系统设计的参数选择方法，实验分析激光光源和 LED 背光对速度和粒度测量的影响。

本文总结了多相流速度场和粒度测量技术的研究现状，建立了基于单帧单曝光模糊图像的两相流场运动模型，研究了运动颗粒在图像上的灰度分布规律，阐明了基于该方法的颗粒速度和粒度测量原理和图像处理算法，搭建了二维图像法多相流场测量试验台，对图像测量设备进行了标定。本文通过颗粒重力沉降实验和液固两相圆柱绕流实验，分别运用该方法测量了气固、液固两相流离散相的速度场和粒度分布，实验结果与理论值基本相符，证明了该方法可以用于测量多相流速度场和粒度分布，且具有较高的可靠性和精度。

关键词：多相流 图像法 单帧单曝光 测量研究

ABSTRACT

Many problems of measurement for velocity and granularity of multi-phase flow are increasingly prominent in the modern industry such as dust monitoring, granularity measurement for powder, flux control for conveying. Existing measurement techniques have not met the requirement of on-line or field measurement or cost control. Therefore, it is significant for the development of multi-phase flow measurement techniques to study a method measuring velocity vector field and granularity distribution of multi-phase flow with simple system, low price and visualization.

Particle imaging velocimetry (PIV) has been the main measurement approach in the fluid and heat transfer experimental research with expensive device and complicated system. In order to get the clear particle movement image, PIV makes the exposure time very short. In fact, the particle movement blurred image with relatively long exposure time also contains the information of velocity and granularity. The fuzzy length of movement image is regarded as the moving distance of particle with the exposure time and the direction of trajectory as the velocity direction. The width of trajectory is related to the particle size. So the flow field results can be obtained from the single-frame and single-exposure image using the imaging measurement system with low cost and simple equipments and controlling exposure time.

The multi-phase flow measurement technique based on single-frame and single-exposure imaging has got the advantages of PIV and high speed photography. This method appeared in the eighties of last century, which only can do qualitative analysis limited to the software and hardware level. With the swift development of laser, semiconductor light-emitting and image sensor technology, the imaging measurement technique has much more application in the field of multi-phase measurement. With the development of digital image transmission and computer technology, clearer images and faster-processing results can be got. This paper studies the algorithm of single-frame and single-exposure imaging technique and introduces the system design and parameter selection and do experimental analysis of the influence on velocity and granularity between laser sheet light and LED backlight.

This paper summarizes the former research on measurement techniques for velocity vector field and granularity of multi-phase flow. The model of two-phase flow movement based on single-frame and single-exposure blurred image is established. The discipline for grey value distribution of moving particle image is studied. The

principle and image processing algorithm of measurement for velocity and granularity of particles are presented. Two-dimensional imaging for multi-phase flow measurement system is set up and the calibration of imaging measurement devices is done. The paper presents two experiments including the particle sedimentation in the air and liquid-solid two-phase flow past the cylinder and measures the velocity vector field and granularity distribution of disperse-phase in the gas-solid and liquid-solid two-phase flow using this method. The experimental results are in agreement with the theoretical results, which illustrates this method can be used to measure the velocity vector field and granularity distribution of multi-phase flow and has high reliability and accuracy.

Key Words: multi-phase flow, imaging, single-frame&single-exposure, measurement

目 录

中文摘要

ABSTRACT

第一章 绪 论	1
§1.1 课题的研究背景和意义	1
§1.1.1 汽轮机低压缸内湿蒸汽两相流的测量问题	2
§1.1.2 大型电站锅炉煤粉气力输送状态监测问题	3
§1.1.3 实验室中多相流速度场和粒度分布测量问题	4
§1.1.4 课题的研究意义	5
§1.2 多相流离散相速度和粒度测量方法	5
§1.2.1 激光多普勒技术	6
§1.2.2 声学多普勒测速技术	7
§1.2.3 基于Mie散射的多相流测径测速技术	8
§1.2.4 超声测量颗粒粒径技术	10
§1.3 基于光学成像的多相流测速测径方法	11
§1.3.1 粒子图像测速技术	12
§1.3.2 高速摄影测量技术	13
§1.3.3 基于单帧单曝光的流场图像测量技术	13
§1.4 多相流离散相速度和粒度测量方法比较	14
§1.5 论文的研究内容和主要工作	15
第二章 多相流离散相速度场和粒度的图像法测量原理和处理算法研究	16
§2.1 多相流的基本方程	16
§2.2 单帧单曝光运动模糊图像的成像本质	17
§2.2.1 图像的数学表达	17
§2.2.2 CCD和CMOS产生图像的机理	18
§2.2.3 运动图像的数学描述和计算机实现	19
§2.3 基于单帧单曝光图像法的速度、粒度测量方法	21
§2.3.1 速度和粒度测量的基本思想	21
§2.3.2 运动模糊图像的灰度分布特点	22
§2.3.3 图像的边缘及判别	26
§2.4 运动颗粒速度测量的图像算法研究	29
§2.4.1 速度大小的识别	29
§2.4.2 速度方向的识别	30

§2.5 运动颗粒粒度测量的图像算法研究	33
§2.5.1 基于图像逆滤波恢复的粒度测量方法	33
§2.5.2 相关法测量颗粒粒径	38
§2.5.3 其他因素对颗粒粒径测量的影响	39
§2.6 基于分水岭算法的场测量技术研究	39
第三章 单帧单曝光图像法测量系统	42
§3.1 光学成像系统	42
§3.1.1 摄像物镜的光学成像特性	42
§3.1.2 镜头的选择	43
§3.1.3 镜头的分辨率、景深和光圈	44
§3.1.3 本实验的光学成像系统参数选择	45
§3.2 图像传感器	46
§3.2.1 图像传感器介绍	46
§3.2.2 面阵CCD的主要特性	47
§3.2.3 CCD摄像机的选取	48
§3.3 图像采集卡	49
§3.4 光源系统	50
§3.4.1 光源简介	50
§3.4.2 本测量系统光源的选取	50
§3.4.3 光源系统的改进	51
§3.5 六维测量支架	51
第四章 图像法测量系统的实验室标定	53
§4.1 工作距离处的标定	53
§4.2 非工作距离处的测量偏差分析	55
§4.2.1 静态实验样本	55
§4.2.2 静态实验步骤	56
§4.2.3 非工作距离处的测量偏差分析	56
§4.3 静态实验测量误差分析	58
第五章 基于图像法的气固两相流测量研究	60
§5.1 重力沉降实验装置	60
§5.2 沉降速度的理论值	61
§5.2.1 计算模型	61
§5.2.2 Stokes解和阻力系数的关联式	62

§5.2.3 数值解	63
§5.3 重力沉降实验速度场测量结果	64
§5.4 重力沉降实验粒度测量结果	68
§5.4.1 不同光源对粒径测量的影响	68
§5.4.2 粒径测量结果分析	70
第六章 基于图像法的液固两相流测量研究	73
§6.1 实验装置设计	73
§6.1.1 管道及测量窗与相机系统的耦合设计	74
§6.1.2 泵参数设计	75
§6.1.3 测量段设计	76
§6.2 理论背景和研究现状	76
§6.3 实验方案设计	78
§6.4 二维圆柱绕流尾迹流场测量结果	79
§6.4.1 不同光源对流场测量的影响	79
§6.4.2 速度场处理流程	80
§6.4.3 速度矢量场结果与分析	81
§6.5 二维圆柱绕流尾迹颗粒粒度测量结果	86
§6.5.1 不同光源对粒度测量的影响	86
§6.5.2 粒度测量结果分析	88
第七章 全文总结及展望	90
§7.1 全文总结和主要结论	90
§7.2 后续的工作展望	91
附 录	93
参考文献	95
在读期间公开发表的论文和承担科研项目及取得成果	102
致 谢	103

第一章 绪 论

§ 1.1 课题的研究背景和意义

两相流或多相流是指同时存在两种或多种不同相的物质流动。要属于两相流或多相流,必须满足以下两个条件:一是必须存在相的界面;二是相界面必须是运动的^[1]。多相流遍布于动力、核能、化工、冶金、轻工、食品、军工等各个工业领域。在核电站、火力发电站中的各种沸腾管、各式气液混合器、各种热交换器、精馏塔等设备中广泛存在着气液两相流体的流动。在采用流化床燃烧的锅炉中,炉膛流化床上空气和燃料颗粒的流动工况以及煤粉锅炉炉膛中的流动工况都是气固两相流工况。在火力发电厂锅炉的水力除渣管道中流动的水渣混合物以及水利输送各种固体颗粒,如烟煤、泥煤、矿料、盐类等的浆料都属于液固两相流的范畴。在油田开采原油中还存在着油水气三相流,甚至夹杂着沙粒的四相流。

多相流的流动和传热工况直接影响到工业生产的效率和运行的安全,是生产者和学者关心的重点问题。在循环流化床燃烧室中,气体混合的不足将导致空气和燃料混合的不完全,不同流型中的颗粒因具有不同的流体动力学特征和运动学状态,是影响气体混合的主要原因,所以研究循环流化床中气固两相流的气体扩散和固体运动是提高燃烧效率的基础^[2]。在超临界压力锅炉中,启动和低参数运行中的工质为低于临界压力的汽水混合物,随着压力上升转变到超临界压力单相工质时的瞬态具有热交换的多相流体力学问题。又如研究导致爆炸事故的传热恶化问题,瞬态流体流动特性问题等都是涉及到在火力发电机组研发中遇到的多相流问题^[3,4]。

随着科学技术的深入发展,现代流体力学、空气动力学、热力学、食品医药、航天、水利、燃烧工程等都对研究多相流提出了更加细致的要求,这就需要更加准确、全面地表征多相流。由于多相流体系情况极其复杂,要认清现象,获得概念,建立模型并进行过程的预测、设计和控制,首先要深入发展多相流的测量技术。原油开采中的含气率测定、煤粉输送中的浓度监测和冶金工业中的烟气排放监测等都属于多相流体的测量问题,由于多相流各相态流体动力学特性复杂,被业界称为“难测流体”(Difficult Flow),因此成为国内外学者研究的热点课题^[5]。

目前,多相流的测量主要围绕流型、流体流速、体积流量和离散相浓度、质量流量等生产过程参数进行。其中,离散相(如煤粉的气力输送中,空气是连续相,煤粉是离散相;水平管道中的气液两相泡状流,气泡是分散相,液体是连续相)的速度分布甚至二维、三维矢量场和粒度分布是参数监测的重点。离散相 d 的平均速度 w_d 定义见公式 1-1,

$$w_d = \frac{Q_d}{A_d} \quad (1-1)$$

其中, Q_d 为离散相 d 的体积流量, A_d 为其流通面积, 该速度实际上是离散相在其所占流通面积上的局部速度的平均值, 又称离散相的实际速度^[6]。离散相的粒径 D 可分为对单一颗粒粒径的定义, 如等效圆面积径 D_A 、等体积径 D_V 、等表面积径 D_S 等和对统计平均直径的定义, 如算术平均径、体积平均径、质量平均径等^[7]。这些参数的在线测量对生产过程的计量管理、控制和运行可靠性具有重大意义。同时, 探索新的传感器技术和实现方法也为实验室提供了更多研究角度和测量手段。

掌握多相流的产生机理和流动规律是解决各种工程问题的理论保障和技术前提, 在很多工程现场都需要对多相流动进行状态监测和运行分析。

§ 1.1.1 汽轮机低压缸内湿蒸汽两相流的测量问题

在大型火力发电机组中, 汽轮机低压缸的末几级叶片常年运行在湿蒸汽区, 尤其末级叶片的工作状态经常处于 4%~14% 的湿度下, 叶片顶部受到水滴大于 600m/s 相对速度的冲击^[8]。湿蒸汽的存在会直接产生两大危害: 一是导致低压缸级效率降低。1921 年, K. Baumann 在提出的修正湿蒸汽损失影响汽机效率的经验公式中指出, 平均湿度每增加 1%, 效率约下降 1%^[9]。截止 2009 年底, 全国火力发电量 28360 亿度^[10], 如果按某中型城市民用电价 0.55 元/度估算, 每 1% 湿度将带来全年经济损失约 156 亿元。二是对叶片产生水蚀破坏, 动叶片上端背弧进汽边处出现蜂窝状的凹坑、锯齿边甚至折断, 见图 1-1, 严重影响汽机的安全性。



图 1-1 汽轮机低压级末级动叶片水蚀情况

湿蒸汽由自发凝结产生的一次水滴(又称雾滴或小水滴, 直径小于 $1\sim2\mu\text{m}$) 和由沉积在叶片上的水膜破裂产生的二次水滴(又称粗糙水, 直径从几微米到几百微米)悬浮于水蒸汽中形成。一次水滴由于粒径小, 所以可以很好地跟随主流运动, 但二次水滴由于质量大, 惯性原因使其流动方向可能远远偏离设计流线而打在动叶的进口边, 造成严重的叶片水蚀, 而且沿叶片高度不同位置上蒸汽和水滴的流动速度和方向都不尽相同, 尤其在叶根和叶顶部分, 呈现出复杂的三元流动特性^[11]。所以, 研究湿蒸汽两相流中水滴的速度场、粒度和浓度分布对改善水蚀

现象有重要作用。传统的测量方法有热力学法、氧化镁薄膜法、捕捉罐法。近几年光学法测量湿蒸汽有较广泛的发展,如消光法、光脉动法、角散射法等^[12]。传统方法只针对单一参数的测量,精度差,无法在线测量。以上提及的光学方法能够同时监测湿蒸汽的速度、粒度和湿度,但目前只能单点测量,无法描述流场特征。现有的场测量方法(如激光全息术、光学层析术、激光诱导荧光技术、粒子图像测速技术)又受到设备和处理技术的限制尚无法应用于湿蒸汽两相流的在线测量。

另一方面,由二次水滴形成机理的理论预测结果和实验数据对比发现有较大差别。英国中央电力研究实验室(CERL)Moore研究了水滴变形和破碎的问题,指出水滴的稳定主要取决于使其变形的气动压力和使其保持球状的表面张力两者之比,即Weber数。他指出在汽轮机中的流动条件下,由叶片水膜撕裂形成的水珠通常呈袋型,产生碎裂的最低临界Weber数为20,并由此推测湿蒸汽中最大稳定水珠的直径大约小于 $400\mu\text{m}$ 的数量级^[13]。法国EDF用全息和高速摄像法测得二次水滴粒径分布,最大直径有 $250\mu\text{m}$,速度达 200m/s ^[14]。而Dobkes用照相机法测得二次水滴的平均直径为 $10\mu\text{m}$,最大 $25\sim 30\mu\text{m}$ ^[15]。上海理工大学颗粒与两相流测量技术研究所的蔡小舒等人基于光脉动和消光法理论近十几年先后研制了五代湿蒸汽联合探针,在各国电厂的汽轮机内测得的实验数据同样与理论模型所预测的粒径有所出入^[16]。

因此在以后的试验中希望真正“看到”二次水滴,需要提出一种可视化的轻便型流场测量方法用于汽轮机内的湿蒸汽测量。

§ 1.1.2 大型电站锅炉煤粉气力输送状态监测问题

大型电站锅炉系统中煤粉的气力输送状态监测也是典型的两相流动测量。对于四角切圆燃烧方式,因锅炉制粉系统中输粉管道的阻力特性不同会产生煤粉和空气分配均匀性差等问题,导致锅炉四角风粉均匀性差,造成炉膛内切圆偏斜,形成热负荷偏斜、结渣、炉内燃烧工况恶化,飞灰含碳量高等问题。随着国家对环境保护的重视,氮氧化物的排放量日益引起重视,如果没有可靠准确的一次风煤粉浓度和风量监视手段,将无法有效地优化调整炉内燃烧,达不到高效低污染燃烧的目的^[17]。现有的测量方法有光学法、微波法、电容法、图像法和静电法等。蔡小舒等人研制了基于光脉动理论和互相关测试技术的煤粉在线监测系统并用于山东邹县发电厂1000MW超超临界机组的煤粉参数测试过程中,从监测结果可以看到,同一台磨煤机出口各煤粉管的煤粉参数并不一定相同,这与磨煤机的运行状况有很大关系,各煤粉管内的煤粉粒度和浓度是否存在较大不均匀,以及煤粉浓度是否出现大幅度波动可以作为磨煤机运行状况好坏和是否需要检修的判

据^[18]。英国肯特大学Y. Yan和法国CORIA的A. Chinnayya等人在 4MW煤粉燃烧器实验机组的水平输煤管道上安装两组探针：静电探针用于颗粒物的速度测量；图像探针使用小型CCD配合廉价的固态激光光源，见图 1-2。用于煤粉粒径分布的在线连续测量，配合基于燃空两相流模型的数值模拟结果对比，研究了煤粉在水平管道内的气力输送特性。研究表明重力作用相对于颗粒的内部撞击在气力输送中显得更为重要^[19]。图像法能够使被测颗粒的真实形态实时显示在监测系统中，所以在气固两相流监测中发挥着独特的作用，但目前的应用还处于监控阶段，测量离散相的速度、粒度和浓度还处在实验室研究状态，对测量装置、光源、采集系统和处理软件的研究还有大量的工作要做。

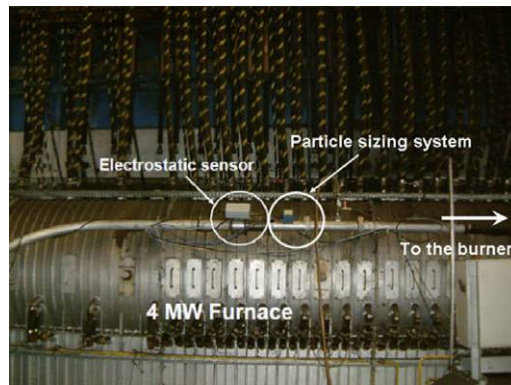


图 1-2 静电传感器和数字图像在线粒度测量系统的现场安装图

§ 1.1.3 实验室中多相流速度场和粒度分布测量问题

实验室研究中存在着很多两相流测量问题。例如对航空发动机燃油喷嘴的工作特性和雾化质量进行试验研究中，需要测定在不同压力下喷嘴的流量特性、喷雾锥角、雾化粒度(SMD)及尺寸分布^[20]。在研究旋风分离器的分离特性、收集效率等参数和气固两相的分离机制中，了解旋风分离器内颗粒的浓度分布特征以及三维两相流场对优化结构，提高效率十分重要^[21,22]。

目前在实验室中有很多方法被用于测量多相流的速度场和粒度分布，如全场多普勒测速(DGV)、粒子图像测速(PIV)、数字全息粒子图像测速(DHPIV)、高速摄影等^[23,24]。对于流场的测量，现今公认精确度比较高的技术是粒子图像测速技术(Particle Image Velocimetry)。PIV是通过记录示踪粒子在两帧中的位置获得速度场的先进技术，用来显示流体的二维或三维速度场，给湍流研究提供了强有力的工具。迄今为止，在全场测速技术中，PIV是最成熟的一种新技术，已迅速变为测速的标准方法，其产品已走向市场，如美国的TSI公司和Aerometrics公司、德国的Lavision公司以及丹麦的Dantec公司均有成套产品推出^[25]。但是，PIV在多相流测量中的应用依然存在着一些缺陷：一是不同相之间的颗粒区分较困难；二是直

径相差悬殊的颗粒，如气泡与示踪粒子，由于光学性能不同，气泡反射的光会淹没小的示踪粒子；三是PIV主要显示速度场，对多相流中分散相粒度的测量目前还较难处理；四是PIV实验在准备阶段调试复杂，操作人员需要经过较长时间的培训学习；五是PIV系统一般使用双脉冲固体激光器作为探测光源，其设备庞大且价格非常昂贵，限制了其在测量领域的普及和发展。因此，本课题希望通过对图像法的深入研究开发一种既简单又实用的测量系统以替代PIV，给多相流的实验研究带去更多便利。

§ 1.1.4 课题的研究意义

课题的研究意义有如下三个方面：

- 1) 研究一种系统简单、轻便，价格低廉，且能够实现多相流场，包括速度场、粒度分布和浓度测量的方法，在精度上与现有的 PIV 相近，以发挥 PIV 所及的作用，部分替代 PIV。
- 2) 为特定工况的多相流在线监测提供一种可视化的可靠方案，以获得颗粒更为详尽的参数。
- 3) 推动图像法在多相流测量领域中的运用，扩大其测量功能，使图像法测量技术得到从“可视”到“可测”的纵向发展。

§ 1.2 多相流离散相速度和粒度测量方法

多相流测量技术发展的趋势是从接触式到非接触式测量的突破，从单点到场测量的改革，从离线到在线测量的升级和从二维到三维测量的深入，这些技术的发展和革新源于第三次科学革命的浪潮，因为声光电媒质的注入和多学科交叉及融合使多相流测量手段愈加丰富和多变。

多相流速度测量源于流动测速技术和流场显示技术的延伸。早在 1732 年，法国工程师毕托(Pitot)发明了毕托管来测量水流速度，这种方法只能估计流速的大致范围。后基于叶轮理论又出现了旋浆流速仪，也只能进行时均流速的测量，精度很差。1902 年，热线热膜测速技术(HWFA)的发明实现了从平均速度测量到脉动速度测量的跨越。然而，以上都是接触式测量，1917 年，郎之万开发的声纳技术开辟了声波测速的先河。随后在多普勒效应的基础上出现了声学多普勒测速技术(ADV)，其具有三维速度测量、精度高、操作简单等优点，但对流体性质要求较高，一般高频声波不适宜在气体中工作。1905 年，爱因斯坦发现光波亦具有多普勒效应，基于该理论的激光多普勒测速仪(LDV)被用于测量流场中的颗粒速度 [26]。

关于速度场的测量是流动显示技术的核心。1883 年雷诺(Reynolds)将染料注入一细长水平管中，观察到层流到湍流的转变现象，第一次直观显示了水流流动

状况。20 年代 50 世纪，氢气泡技术被提出，现在该技术不但可以定性地显示流场，还能应用于流场的定量测量，但由于湍流扩散，测量流速限于 30cm/s 的低速流动。激光诱导荧光技术(LIF)是 20 世纪 70 年代发展起来的用于测量浓度场、速度场、温度场、压力场等参数的新技术，但荧光物质有毒性，定量测量需事先标定，限制了其测量精度。PIV 技术、激光干涉成像测量、激光数字全息测量、高速摄影是目前主流的多相流速度场测量技术。

多相流离散相的粒径测量环境一般比较恶劣，需要在线测量，浓度高低变化大、多分散、流场复杂，一般的实验室测量方法，如筛分法、显微镜法、沉降法无法运用。目前的测量方法主要分为三类：光学法、声学法和其他方法。光学法包括消光法、角散射法、光脉动法、激光全息、摄影法等^[27]。声学法主要是基于超声测粒径的声衰减谱法、声阻抗法、声速度谱法等。其他方法如微波法、电容法、静电法等。

下面简述一下在多相流测速测径领域内的前沿技术和研究现状。

§ 1.2.1 激光多普勒技术

激光多普勒技术首先被用来测速，即激光多普勒测速(Laser Doppler Velocimetry, LDV)。1964 年，Yeh和Cummins首次观察了水流中粒子的散射光频移，证实了可利用激光多普勒频移技术来确定流动速度^[28]。LDV的基本原理是激光束射向流动的粒子，粒子发出的散射光的频率会发生改变，频率变化与粒子速度相关，通过光电装置测出频率的变化，就测得了粒子的速度^[29]。多普勒频移 f_D 表达为公式 1-2，

$$f_D = |f_d - f_s| = \frac{1}{\lambda} |\vec{U} \cdot (\vec{e}_p - \vec{e}_s)| \quad (1-2)$$

式中， f_d 为散射光频率， f_s 为光源照射光频率， λ 为激光波长， \vec{U} 是粒子P的运动速度， \vec{e}_s ， \vec{e}_p 分别为照射光和粒子散射光的单位向量。当光源、探测器与粒子流动方向成特殊位置布置时，如图 1-3，多普勒频移可以简单表达为公式 1-3，

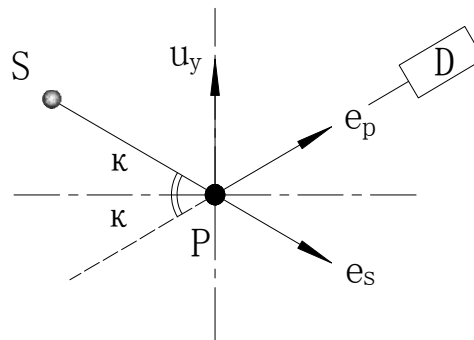


图 1-3 光源、粒子和探测器的布置形式

$$f_D = \frac{2 \sin \kappa}{\lambda} |u| \quad (1-3)$$

由公式 1-3 可知，多普勒频移与颗粒速度呈线性关系。

LDV的主要优点在于非接触测量，对流场无干扰，有较高的空间分辨率，目前测点可小于 10^{-4}mm^3 ，动态响应快，测量精度高，可测范围大，现已能测 0.1mm/s - 2000m/s 的速度，可应用于风洞速度场测量、边界层流测量、两相流测量等。2010 年，Kumara 等人用 LDV 和 PIV 两种方法测量了水平管内油水两相流动，实验结果是用 PIV 测量平均轴向速度比 LDV 效果更佳，但 PIV 对光学干扰较敏感，所以 LDV 在高油水混合速度下全场测量的质量相对较好^[30]。徐俊等人采用 LDV 对 180° 矩形弯管内流场进行了测量，得到了时均速度、湍流强度等数据^[31]。

但是 LDV 用于多相流测量也有其局限性，对测量流体有一定透明度要求，无法测量高浑浊流体；流速很高时要求提高激光输出功率，信号频率过高会增加处理难度；对防震要求较高，在线测量有一定难度。

20 世纪 80 年代后，LDV 迅速发展，出现了相位多普勒测径测速技术(PDSA)或称相位多普勒粒子分析仪(PDPA)，因为在一定条件下，球形粒子的直径与其多普勒散射光的相位差成正比^[32]，所以 PDSA 技术可以同时测量颗粒速度和粒度。90 年代又出现了全场多普勒测速技术(DGV)，它将散射光的多普勒频移信号转变为光强信号，用传统的图像处理方法得到微粒的二维速度场信息，通过变更不同的光学几何配置，就可以得到该平面的三维速度，对多个平面逐一测量即可获得全场的三维速度^[33]。近几年又出现了用于测量三维微流场的 3DminiLDV 技术，其测量范围从 $20 \times 40 \times 100 \mu\text{m}$ 到 $100 \times 200 \times 1200 \mu\text{m}$ ，速度测量上限为 300m/s ，该装置如图 1-4^[34]。这些技术的出现弥补了 LDV 单点速度测量的局限性。



图 1-4 3DminiLDV 测量装置

§ 1.2.2 声学多普勒测速技术

声学多普勒测速(acoustic Doppler velocimetry, ADV)也称作超声波多普勒测

速，是利用声波的多普勒效应来测量流体中粒子的运动速度，通过流体中微细颗粒对发射的超声波的反射来应用多普勒原理。当声源发射某一固定频率(f_0)的声波时，粒子对声波的回波频率为 f_v ，流动速度 v ，当地音速 c ，则颗粒速度与多普勒频移的关系如公式 1-4，

$$f_D = f_v - f_0 = \frac{v(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)}{c} f_0 \quad (1-4)$$

式中， θ_1 ， θ_2 分别为声波发射方向、反射方向与水流方向的夹角。当 $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ 时， f_D 简化为公式 1-5。

$$f_D = \frac{2v\cos\theta}{c} f_0 \quad (1-5)$$

ADV是一种非接触，三维速度测量方法，操作简单。现一般采用脉冲相干处理技术，即发射器发出两个时间滞后分离的脉冲，测出每一个返回脉冲的相位，相位差与脉冲间隔时间之商正比于粒子速度，该技术提高了ADV的测量精度，10MHz的ADV可测速度范围为 0.01-250cm/s。其优势在于对工作环境条件要求低，适合测量低浓度浑水^[35]。其局限性在于当地音速变化对测量影响较大；高频采样测量技术还不成熟，制约了精度的提高；粒子浓度对测量有直接影响。

声学多普勒测流剖面仪(acoustic Doppler current profiler, ADCP)是基于ADV在水文测量中的一项重要应用^[36]。ADCP根据多普勒原理，应用矢量合成法，遥测流速的垂直剖面分布，对流场不产生任何扰动，也没有机械损失，可以真实地反映流场，并给出若干层水流速度的三维速度分量，被国际海洋学委员会定为 4 种先进观测仪器之一。张立等人运用ADCP在靖宇核电水文站监测长白水库水流，得到了该断面流场的实测数据^[37]。金魏芳等人应用走航式ADCP测量分析和验证了金塘水道的高悬沙浓度表明该方法的可行性，为获取现场悬沙浓度提供了一种新方法^[38]。

§ 1.2.3 基于 Mie 散射的多相流测径测速技术

Lorenz-Mie 散射理论给出了任意直径的球形颗粒散射光强分布的解析解，由此发展的颗粒测径测速技术已得到了广泛应用，如角散射法、消光法、光脉动法等。这些方法的共同特点是非接触测量、响应速度快，易于集成化，可应用于工业的在线测量。

1. 角散射法

角散射法的测量原理是通过测量颗粒在某一个角度下或某一个空间立体角内的散射光通量来确定粒径，其另一个重要技术是颗粒通过狭窄测量区域用于颗粒

计数。该方法在汽轮机内湿蒸汽两相流测量中有较深入的应用，可以测量一次水滴和二次水滴。

1973 年，前苏联莫斯科动力学院研制的角散射式光学探针是第一根用于汽轮机内湿蒸汽测量的光学探针，它是测量与入射光方向呈 20° 和 160° 两个特定角度下水滴的散射光强。1975 年，德国阿亨工业大学研制成了一种角散射式光学探针，它是测量 $90^\circ \pm 20^\circ$ 立体角范围内散射光强。1997 年，德国阿亨工业大学 Bohn 将角散射探针的测量区扩大用以测量二次水滴^[39]。由于角散射法测量的是单个水滴的散射光，光强信号非常微弱，使信号甄别和数据处理比较困难。为了测量单个水滴颗粒，角散射法又要求测量区很小，造成结构设计上的困难。德国阿亨工业大学原先设计的角散射探针尺寸较大，近年来研制了新的小型化角散射探针，如图 1-5 所示为其近年研制的角散射探针头部，其最大直径不超过 22mm，既可测量一次水滴，又可测量二次水滴。



图 1-5 德国阿亨工业大学角散射探针头部

2. 消光法

消光法又称全散射法，浊度法。基本原理是当光束通过一含有颗粒的介质时，由于受到颗粒的散射和吸收，使穿过介质后的透射光的强度衰减，其消光程度与颗粒大小和浓度有关，因此可以用来测量颗粒粒径分布及浓度。测量装置如图 1-6。

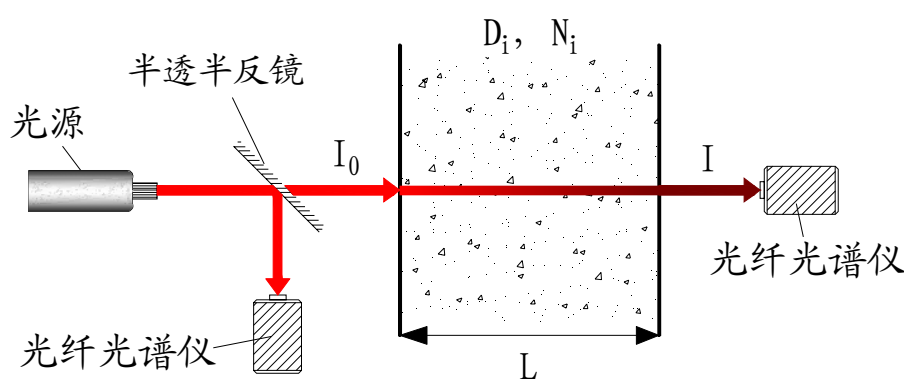


图 1-6 消光法测量装置

消光法的主要理论基础是 Beer-Lambert 定理，其测量上限约为 $10 \mu\text{m}$ ，下限约为 $0.05 \mu\text{m}$ ，被用于对高分子聚合过程的测量和监控^[40]，内燃机排气中固体颗粒粒径的测量^[41]，烟尘排放浓度的监控^[42]，汽轮机内湿蒸汽两相流湿度和水滴直径的测量。

消光法湿蒸汽探针是研究湿蒸汽的主要工具。英国剑桥大学Young^[43]、法国电力公司(EDF)Kleitz^[44]、Dorey、莫斯科电力研究所Povarov^[45]等均在不同的汽轮机上进行了消光法湿度测量。1996年蔡小舒和Renner首先开发了一种联合探针，如图1-7^[46]，

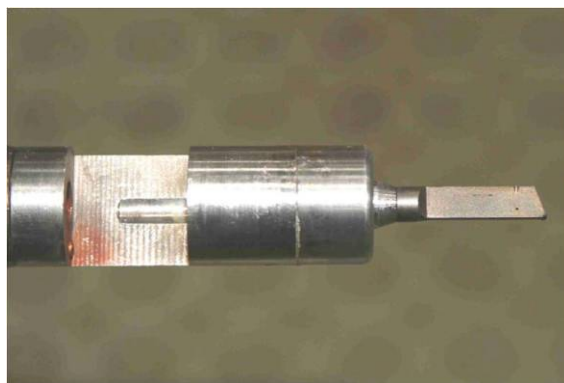


图 1-7 湿蒸汽两相流集成探针

该探针将气动测量部分和光学测量部分结合在一起，能够同时测量流场和一次水滴的平均尺寸及分布，并且在捷克Pocerady电厂和德国汉堡的Wedell电厂等进行了实验。2007年，Gardzilewicz和Kolovratnik^[47]等报道了在360MW汽轮机低压级的实验测量结果。

随着新型光源、反演算法和光纤光谱仪的发展，消光法测量探针的结构也将进一步得到简化，使用更方便和可靠。

3. 光脉动法

光脉动法以Mie理论为基础，能够测量颗粒粒径和运动速度。当颗粒流过被光源照射的测量区时，因为遮挡作用，光电探测器端产生一个向下的脉冲信号，脉冲幅值与颗粒粒径相关，通过Mie公式计算出粒径，可测粒径范围为 $10\mu\text{m}$ 以上。当在两个或多个位置布置测点，各信号的相关性与颗粒速度相关，利用互相关算法计算出信号间的时间迟滞，再根据测点间距及匀速运动假设得出颗粒速度。

2001年，蔡小舒基于该原理开发了可用于直吹式和中间仓储式煤粉制粉系统的煤粉粒度和浓度实时在线监测系统^[48]。在某电站锅炉1年多的长时间监测及在从300MW到600MW不同容量锅炉的制粉系统中的实验表明，该系统可以很好地监测煤粉的粒度和浓度。

§ 1.2.4 超声测量颗粒粒径技术

超声波是频率高于20000赫兹的声波，方向性好，穿透能力强，易于获得较集中的声能，在众多工业领域中有广泛的应用。由于超声波长短，对颗粒有类似光波的散射特性，可用于粒度测量；同时其独特的穿透能力，可用于高浓度、非

透明浆料的测量，而光学测量无法做到。但超声在气体中衰减明显，目前尚不适用于对气固、气液两相流的测量。超声测径技术按被测参数可分为声衰减谱法、声速度谱法、超声阻抗法等。

1. 超声衰减谱法

超声衰减谱法是利用声波在含有颗粒的连续相中传播时，声与颗粒的相互作用产生的声吸收、耗散和散射所引起的损失效应来测量颗粒粒度及浓度。Epstein等^[49]研究了含球形颗粒的介质中的声波动模型，Allegra等^[50]对其进行了发展，现统称为Epstein-Carharts-Allegra-Hawley(ECAH)模型。Riebel^[51]考虑了颗粒对声的散射，提出了一个类似于光散射中Mie理论的方法，但仅限于大颗粒($R \gg \lambda$ ，颗粒粒径远大于波长)理论模型；Dukhin等^[52]则按水动力学观点提出了一个耦合相模型，由于其主要考虑了波动过程中的粘性耗散，所以通常仅适合于“硬颗粒”的测量。

2. 超声速度谱法

超声波在颗粒两相流介质中传播，介质的声速与介质的特性及状态有关，相对声衰减而言，声速度更易测量，精度也能保证。最早提出颗粒两相流介质中超声传播模型的Urlick^[53]给出了独立的超声声速方程，但该模型并没有考虑声速与声频率、颗粒尺寸、形状，热损失以及散射等因素。苏明旭等研究了超声相速度测量高浓度(2%-20%)多分散脂肪两相乳浊液的粒径分布问题，发现随颗粒浓度递减，声速总体呈递增趋势，同时发现了由颗粒引起的频散效应趋弱^[54]。

3. 超声阻抗法

当超声波在两相流中传播时，系统的声阻抗定义为 $Z = \rho \cdot c$ ，其中 ρ 是两相流体系的密度， c 是超声在两相流体系中的传播速度，依据测量到的阻抗 Z 和声速 c ，可以得到颗粒两相流的密度，进一步来确定离散相的浓度。薛明华等采用单次和多次反射法同时测量高浓度水煤浆中高频宽带超声波声阻抗、声速和声衰减谱，获得的密度、浓度和平均粒径与标准对比基本吻合^[55]。

以上是测量多相流离散相速度和粒度的主流方法，另外基于光学成像的方法将在下一小节详述。其他如微波法、电容法、静电法只能测量特定介质的个别参量，如水滴的粒径，气流中的湿度，这里不作详述。

§ 1.3 基于光学成像的多相流测速测径方法

现代光学成像是利用 CCD 技术，采用不同的光源使被测颗粒成像在光敏元件上，并转化成图像保存在计算机内，再通过相应的算法分析得到结果。这类技术的优点在于图像能够直观反映被测区域的情况，另外图像方法至少是二维测量，能获得场的信息，其次图像信号较其他方法受干扰影响小。但二维数据量大

增加了处理难度和速度，这是该类方法的缺点。在颗粒粒径测量方面，图像法受到光学成像分辨率下限的约束，使该方法的测径下限在微米级别。这类方法主要包括 PIV、激光全息、高速摄影等。

§ 1.3.1 粒子图像测速技术

粒子图像测速技术(particle image velocimetry, PIV)是利用粒子的图像来测量流体速度的统称，是一种瞬态流场测量技术，目前已发展得相当成熟。基本原理是使用脉冲激光片光源照亮流场区域，通过连续两次或多次曝光，粒子的图像被记录在CCD相机上，再通过相关算法处理PIV图片，计算出流场各点的速度矢量，图 1-8 是PIV的基本测量系统。R. J. Adrian^[56]将PIV按照示踪粒子的浓度大小分为粒子跟踪测速技术(PTV)、粒子图像测速技术(PIV)和激光散斑测速技术(LSV)。当粒子浓度极低时，可以通过识别、跟踪单个粒子的运动，直接测得单个粒子的位移，这称为PTV。当流场中粒子浓度很高时，以至于粒子图像在成像系统中形成激光散斑图案(散斑已经掩盖了真实的粒子图像)，对这种粒子图像处理的技术称为LSV。PIV图像是介于这两种浓度之间的真实的粒子图像，但只能通过判读小区域内所有粒子位移的统计平均值来获得速度场。

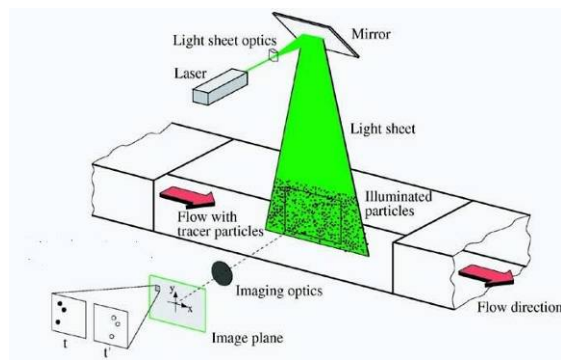


图 1-8 PIV 测量系统

PIV技术已经被广泛应用于流场测量，如湍流、分离涡、射流等试验^[57]。目前，PIV通过和其他测量手段的结合发展出多种极具研究和应用价值的衍生技术：三维PIV(3D-PIV)是通过两台CCD相机成一定角度地记录粒子图像，根据几何关系并采用相关算法计算出粒子的三维速度矢量^[58]；数字全息粒子图像测速技术(digital holographic particle image velocimetry, DHPIV)是根据全息照相原理把流场中示踪粒子的三维空间分布瞬时凝固在CCD上，通过分层再现，提取流场的三维信息^[59]。吴学成，浦兴国等人对激光数字全息技术应用于两相流颗粒粒径及其空间分布测量进行了研究，在利用小波函数重建颗粒全息图和颗粒识别定位的基础上，利用全息成像的点扩散理论获得颗粒粒径，并采用二维插值方法提高测量精

度^[60]; Micro-PIV能够测量数十微米到亚毫米量级的流动,对研究微尺度流动提供了重要的测量手段^[61]。

但是PIV从设备到处理算法上依然有不少难点和局限性,如课题背景中所述。

§ 1.3.2 高速摄影测量技术

为了观察不定常流场和高速运动流场的每一瞬时的流动图像及变化过程,高速摄影技术是必不可少的手段。高速摄影是采用“快摄慢放”技术将快速变化的流动过程放慢到人眼的视觉暂留时间(约为0.1s)可分辨的程度。高速摄影机的拍摄频率可达每秒数千帧,甚至每秒数万、数亿帧。目前,由Stanford Computer Optics公司推出的商用高速相机XXRapaidFrame的两幅图片间最小时间间隔为0.1ns,最高拍摄速度可达100亿幅/秒^[62]。

高速摄影和PIV处理技术以及颗粒测量技术相融合能够测量多相流离散相的速度场和粒度场。何勇灵等人提出了高速多分幅激光全息摄影技术用于研究高速柴油喷雾雾化过程,该系统每秒以2万幅至5万幅的速度连续拍摄多幅全息图像,获得了清晰的瞬态图像,揭示出短时间间隔内的喷雾蒸发和结构变化过程^[63]。Feng Chao等利用高速摄影研究了水滴低速正面碰撞PDMS材料上相同水滴的过程,并详细分析了撞击过程的四个发展阶段,与理论模型基本吻合。图1-9是水滴以0.283m/s速度撞击的全过程。

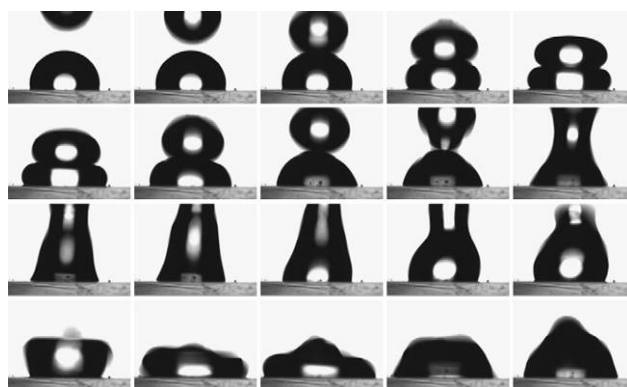


图 1-9 水滴撞击 PDMS 基板上水滴的全过程($v=0.283\text{m/s}$)

高速摄影适合研究非稳态流场的速度变化和浓度变化,但其局限性在于数据量大,图像分辨率较低,设备价格昂贵,不适合在线测量。

§ 1.3.3 基于单帧单曝光的流场图像测量技术

基于单帧单曝光运动模糊图像的多相流场测量技术是汲取了PTV、高速摄影等方法的优点,由近几年发展起来的用于测量流场中粒子速度和粒度的先进测量技术,它利用单帧图像的模糊程度与颗粒运动速度及粒度相关来获得目标的速度矢量和粒径大小。

Dimotakis和Khalighi在八十年代曾尝试过这种方法^[64,65]，但限于当时的软硬件水平造成对模糊图像的处理相当困难，所以只能对流场参数做一些定性分析。随着CCD的出现以及图像处理技术的发展，如近年来对运动模糊图像恢复和处理的算法研究有了重大进展，该方法又受到国内外学者的关注和研究。2002年，杨宏旻、顾璠等人对单次曝光的流场空间域激光层析图像进行两次傅里叶变换后获得的频域图像进行最大互相关系数求解，得到了粒子的二维速度^[66]。2006年，邸慧运用差分和自相关等技术对匀速直线和匀速旋转运动模糊图像的运动方向和模糊尺度进行了识别，为图像复原提供了必要参数，也为模糊图像测速提供了一种新方法^[67]。2007年，宋鼎利用该方法对气固两相流固相速度进行了测量，实验结果与仿真计算基本吻合^[68]。2008年，张弘等用单帧图像法进行了汽轮机低压缸内二次水滴粒径、速度和流动角度测量的方法研究，通过模拟实验证明了其可行性^[69]。2009年，吴学成对该方法用于管道煤粉颗粒速度、粒径和浓度在线测量技术进行了研究^[70]。英国Kent大学Y. Yan已利用该方法制成图像传感器用于大型电站锅炉煤粉管道内煤粉的在线监测。

由于该方法能够同时获得多相流场中离散相的速度和粒度，使用多台 CCD 相机，再配合适当的光源还能测量三维速度场和粒度场，且设备相对 PIV 而言较廉价和简单，可用于在线测量，故有很大的发展潜力。不过该方法还处于研究初期，硬件和图像处理算法等方面还需进一步研究，所以本论文将对此作详细讨论。

§ 1.4 多相流离散相速度和粒度测量方法比较

以上两小节介绍了测量多相流中离散相速度和粒度的各种方法，包括单点、场、2D、3D 的速度和粒径等测量参数，表 1-1 列举了所有的相关技术以及可测参数的类别。

表 1-1 多相流离散相速度和粒度测量方法比较

测量方法 \ 参数	单点	场	2D	3D	速度	粒度
激光多普勒测速 LDV	√		√	√	√	
相位多普勒测径 PDSA/PDPA	√		√	√	√	√
全场多普勒测速 DGV		√		√	√	
声学多普勒测速 ADV	√		√	√	√	
声学多普勒测流剖面技术 ADCP		√		√	√	
激光诱导荧光测量技术 LIF		√	√		√	
粒子图像测速 PIV		√	√		√	
三维粒子图像测速 3D-PIV		√		√	√	

数字全息粒子图像测速 DHPIV		√		√	√	
角散射法	√					√
消光法	√					√
光脉动法	√		√		√	√
声衰减谱法、声速度谱法、超声阻	√					√
高速摄影		√	√	√	√	√
单帧单曝光图像测量		√	√	√	√	√

由上表可以看出，基于光学成像的测量方法有望同时得到多相流离散相的二维及三维速度场和粒度等多重信息，是今后重点研究和发展的方向，力求扩大测量范围，提高测量精度。

§ 1.5 论文的研究内容和主要工作

本论文分七个章节加以论述，主要内容分别如下：

第一章阐述课题的研究背景，明确课题的研究意义。对多相流流场测量的国内外研究现状作具体分析，重点调查单帧单曝光图像法的研究进展。

第二章建立基于单帧单曝光模糊图像的两相流场运动模型，研究运动颗粒在图像上的灰度分布规律，阐明基于该方法的颗粒速度和粒度测量原理和图像处理算法，介绍二维速度场测量的基本算法，编写相关程序验证其可行性。

第三章介绍二维图像法多相流场测量系统，详细讨论各种设备参数的选择方法和注意事项。

第四章讲述用分划板及标准颗粒对图像测量设备的标定方法，分析静态实验测量误差。

第五章实验研究颗粒在空气中重力沉降的流场图像法测量方法，结果与理论值相比较，评估该方法的可行性和测量精度。

第六章实验研究液固两相二维圆柱绕流尾迹流场的测量方法，分析不同光源对速度，粒度测量的影响，分析速度测量结果与流量计测量值误差的原因，对比运动颗粒粒径测量结果与预知粒径的误差，评估该方法的可行性和测量精度。

第七章全文总结和展望。

本课题得到国家自然科学基金重点项目(No.50836003)和上海市科委国际合作项目(No.09520709400)资助。

第二章 多相流离散相速度场和粒度的图像法测量原理和处理算法研究

本课题重点研究基于单帧单曝光多相流场图像(Single frame and single exposure imaging, SFSEI)的离散相速度场和粒度分布测量原理和图像处理算法。该测量思想是源自于 PIV 双帧双曝光的处理方式以及对摄影中防抖技术的深入理解后得到的启发。PIV 是采用双脉冲激光器,通过相机的连续两次同步曝光获得 Δt 时间间隔的两帧流场图像。由于脉冲激光器脉宽在 ns 量级,图像中的运动粒子被“冻结”,由两帧中粒子的不同位置获得速度以及在 PTV 处理中能够测量粒度。该方法虽然有较高的精度,但需要功率大、价格昂贵的激光器、同步器和其他复杂设备。如果采用成本低廉的连续激光器或 LED,通过控制相机的单次曝光时间得到流场的单帧图像,是否能从中获取速度和粒度信息?在摄影中经常会遇到因相机和物体发生位移造成图像模糊的现象,而模糊程度与该位移密切相关,又是否能利用该现象发展一种新的多相流图像测量技术?

§ 2.1 多相流的基本方程

描述多相流的方程很多,但不同学者由于对两相作用的理解和处理方式不一给出的方程差别很大。目前,从连续介质模型出发得到的两相流动基本方程组获得了最为广泛的采用,即每一相都由连续的质点组成,反映了大量微观粒子的统计平均特性,相与相的分界面是间断的,每相仍然服从质量守恒、动量守恒及能量守恒。至今,刘大有给出了描述两相流最严格、最完整的基本方程。

如图 2-1, 设 V 是由静止的封闭曲面 A 所围得控制体, 其中含有相 1 和相 2 两种运动介质, 而 $A_i(t)$ 是 V 内两相之间的分界面, 把 V 划分为 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 两部分。 $\mathbf{n}_1(t)$ 和 $\mathbf{n}_2(t)$ 都是相界面 $A_i(t)$ 上的单位矢量, 它们分别是对于相 1 和相 2 的外法线上的单位矢量。设 dA 是控制体边界 A 上的面元, \mathbf{n} 是它的外法线上的单位矢量。在 t 时刻, A 中有一部分($A_1(t)$)在相 1 中通过, 另一部分 $A_2(t)$ 在相 2 中通过。 $A_1(t)$ 和 $A_i(t)$ 构成 $V_1(t)$ 的全部边界, $A_2(t)$ 和 $A_i(t)$ 构成 $V_2(t)$ 的全部边界。

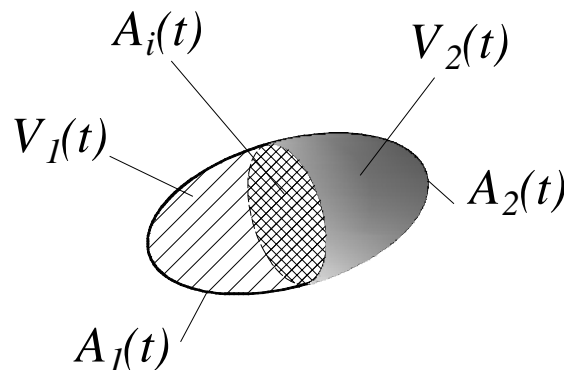


图 2-1 静止曲面包围的控制体和相界面分布

以 V 为控制体，建立体系的质量、动量、角动量、能量和熵守恒方程如下：

(1) 质量守恒方程

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1(t)} \rho_1 dV + \frac{d}{dt} \int_{V_2(t)} \rho_2 dV = - \int_{A_1(t)} \rho_1 \vec{n} \cdot \vec{v}_1 dA - \int_{A_2(t)} \rho_2 \vec{n} \cdot \vec{v}_2 dA \quad (2-1)$$

式中， ρ_k 和 v_k ($k=1,2$) 是相 k 的相密度和速度。

(2) 动量守恒方程

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{V_1(t)} \rho_1 \vec{v}_1 dV + \frac{d}{dt} \int_{V_2(t)} \rho_2 \vec{v}_2 dV = & - \int_{A_1(t)} \rho_1 (\vec{n} \cdot \vec{v}_1) \vec{v}_1 dA - \int_{A_2(t)} \rho_2 (\vec{n} \cdot \vec{v}_2) \vec{v}_2 dA \\ & - \int_{A_1(t)} (\vec{n} \cdot \vec{P}_1) dA - \int_{A_2(t)} (\vec{n} \cdot \vec{P}_2) dA + \int_{V_1(t)} \rho_1 \vec{b}_1 dV + \int_{V_2(t)} \rho_2 \vec{b}_2 dV \end{aligned} \quad (2-2)$$

式中， $-\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_1$ 和 $-\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_2$ 为外界施于面 $A_1(t)$ 和 $A_2(t)$ 的应力， $\rho_1 \mathbf{b}_1$ 和 $\rho_2 \mathbf{b}_2$ 为外界施于控制体 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$ 的质量力。

(3) 角动量守恒方程

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{V_1(t)} \rho_1 \vec{v}_1 \times \vec{r} dV + \frac{d}{dt} \int_{V_2(t)} \rho_2 \vec{v}_2 \times \vec{r} dV = & - \int_{A_1(t)} \rho_1 (\vec{n} \cdot \vec{v}_1) \vec{v}_1 \times \vec{r} dA - \int_{A_2(t)} \rho_2 (\vec{n} \cdot \vec{v}_2) \vec{v}_2 \times \vec{r} dA \\ & - \int_{A_1(t)} (\vec{n} \cdot \vec{P}_1) \times \vec{r} dA - \int_{A_2(t)} (\vec{n} \cdot \vec{P}_2) \times \vec{r} dA + \int_{V_1(t)} \rho_1 \vec{b}_1 \times \vec{r} dV + \int_{V_2(t)} \rho_2 \vec{b}_2 \times \vec{r} dV \end{aligned} \quad (2-3)$$

式中， \mathbf{r} 是从原点 P 到微元 dV 或 dA 的矢径。

(4) 系统能量守恒方程

$$\begin{aligned} \sum_k \frac{d}{dt} \int_{V_k} \rho_k (e_k + \frac{1}{2} v_k^2) dV = & \sum_k \{ \int_{A_k(t)} [(\rho_k \vec{n} \cdot \vec{v}_k)(e_k + \frac{1}{2} v_k^2) + \vec{n} \cdot \vec{P}_k \cdot \vec{v}_k] dA - \int_{A_k(t)} \vec{n} \cdot \vec{q}_k dA \\ & + \int_{V_k(t)} \rho_k \vec{b}_k \cdot \vec{v}_k dV + \int_{V_k(t)} \rho_k \tilde{q}_k dV \} \end{aligned} \quad (2-4)$$

式中， e_k 为单位质量相 k 介质具有的内能； \vec{q}_k 为相 k 的热流量； \tilde{q}_k 为外界对单位质量的相 k 介质的体加热率。

(5) 熵平衡方程

$$\begin{aligned} \sum_k \frac{d}{dt} \int_{V_k(t)} \rho_k s_k dV = & \sum_k \{ - \int_{A_k(t)} (\rho_k \vec{n}_k \cdot \vec{v}_k) s_k dA - \int_{A_k(t)} \vec{n} \cdot \frac{\vec{q}_k}{T_k} dA + \int_{V_k(t)} \rho_k \frac{\tilde{q}_k}{T_k} dA \\ & + \int_{V_k(t)} \Delta_k dV \} + \int_{A_i(t)} \Delta_i dA \} \end{aligned} \quad (2-5)$$

式中， $\Delta_k dV_k$ ($k=1,2$) 是 dV_k 内发生的不可逆过程产生的熵增率； $\Delta_i dV_i$ 是相界面 dA_i 上发生的不可逆过程产生的熵增率。

上述五大方程完整地描述了两相流，在工程应用中还有很多简化模型，这里不作展开。

§ 2.2 单帧单曝光运动模糊图像的成像本质

§ 2.2.1 图像的数学表达

光源的辐射通过物体后的空间再分布和物体自身辐射的叠加称为像源的空间辐射分布，记为 $C(x, y, z, t, \lambda)$ ，其中 (x, y, z) 为空间坐标， t 为时间， λ 为波长。 C 是光的强度量，即为非负实数，另外由于 CCD 传感器对光的接收有一饱和值 A ，所以，设

$$0 \leq C(x, y, z, t, \lambda) \leq A \quad (2-6)$$

因为像源辐射最终被 CCD 晶面所接收，所以， $x \in [-L_x, L_x]$ ， $y \in [-L_y, L_y]$ ， $z = z_0$ ，同时成像的曝光时间也是有限的， $t \in [0, T]$ 。当图像传感器的位置确定，光谱响应函数为 $S(\lambda)$ ，且为单色系统，即全波段接收，则 t 时刻，CCD 得到的图像光亮度表示为

$$i(x, y, t) \Big|_{z=z_0} = \int_0^\infty C(x, y, z_0, t, \lambda) S(\lambda) d\lambda, \quad x \in [-L_x, L_x], \quad y \in [-L_y, L_y] \quad (2-7)$$

式中， $i(x, y, t)$ 就代表实际成像系统中的像场^[71]。

§ 2.2.2 CCD 和 CMOS 产生图像的机理

CCD(Charge Coupled Device)是电荷耦合器件的简称，它通过信号电荷的注入、存储、转移和输出，完成光电或电电转换。用于摄像或光敏的 CCD 又称为电荷耦合摄像器件(ICCD)，当光学成像系统将景物图像成像在 CCD 的像敏面上，像敏面将入射到每个像敏单元上的光照度分布 $i(x, y, t)$ 转变为少数载流子密度分布信号 $n(x, y, t)$ ，并存储在 MOS 电容中，通过一个曝光时间 T 的积累后，再由驱动脉冲把电荷分布 $N(x, y)$ 从 CCD 的移位寄存器中转移出来，形成时序的电压信号。其中，

$$N(x, y) = \int_0^T n(x, y, t) dt \quad (2-8)$$

CCD输出的脉冲调制信号经过低通滤波器滤波后，变成在时间上连续的模拟信号。按照对图像分辨率的要求，采样/保持电路对连续的图像信号在时间上进行间隔采样，变成离散的模拟信号；再由A/D转换器(量化编码器)将其转换成数字量，即二维数字图像灰度值 $F(x, y)$ ，存储在计算机上^[72]。图 2-2 为上述原理的示意图。

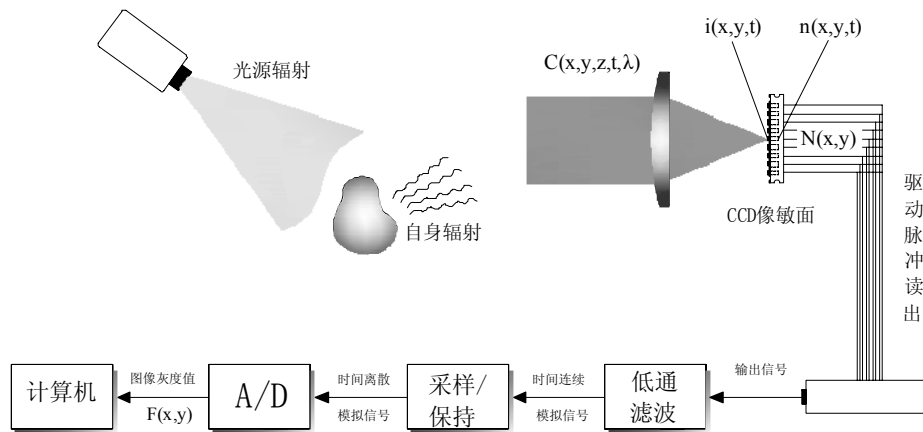


图 2-2 CCD 成像机理

通过以上过程，就把像场的光强信号在曝光时间 T 内的积分，如公式 2-9，

$$I(x, y) = \int_0^T i(x, y, t) dt \quad (2-9)$$

和图像灰度值 $F(x, y)$ 建立起一一对应的关系。假设 $f(x, y, t)$ 是单位时间内生成的图像灰度值，则一幅图像可以理解为 $f(x, y, t)$ 在时间 T 内的积分，表示为

$$F(x, y) = \int_0^T f(x, y, t) dt \quad (2-10)$$

CMOS(Complementary Metal Oxide Semiconductor)是互补式金属氧化物半导体的英文缩写，它将 NMOS 和 PMOS 两个相反极性的 MOS 半导体串起来，形成了集成电路中广泛使用的一个基本单元。CMOS 芯片在 20 世纪 70 年代初相继开发出来，由于当时的工艺制造技术水平限制，CMOS 的图像质量很差，CCD 占统治地位。直到 1990 年，新工艺的发展，使开发人员再一次对 CMOS 产生了兴趣，主要看到了 CMOS 的低功耗、高集成、低制造成本等优点。

CMOS 是以电压量来载荷图像信息的，其每一个像元光敏单元都有一个电荷/电压转换单元，由光信号激发产生的电荷量立即被转换成电压，再通过与之对应的矩阵开关，将电压送出阵列，所以 CMOS 的图像信号是以电压的形式传送输出的。

CMOS 芯片集成度极高，除了具有 CCD 的功能单元，还容纳了相机的控制电路、A/D 转换以及相应的数字视频信号处理电路，这些处理可以包括亮度、对比度、Gamma 校正等视频处理，也可以包括噪音抑制、边缘检测等较复杂的处理。

近两年 CMOS 在提高动态范围上获得了很大的进步，开发出了一种称为 HDRC(High Dynamic Range)的技术，利用具有双斜率的对数灵敏度响应曲线，大大增加了相机的对比度，拓宽了 CMOS 的动态范围。

CCD 和 CMOS 在相关领域各有优势。在数字相机、手机相机中 CMOS 的应用会越来越多，因为 CMOS 图像质量大为改善，低成本的优势促进了其在这些领域中的应用。在低照度使用领域 CCD 当仁不让，而在高速图像的获取时，CMOS 有突出表现，因为 CCD 的灵敏度普遍高于 CMOS，而 CCD 的串行读出方式不可能获得高速，只有 CMOS 矩阵开关式读出方式才能获得高帧率。后文将详细讨论 CCD 和 CMOS 的性能以及本实验系统对相机的要求。

§ 2.2.3 运动图像的数学描述和计算机实现

如果被测物体是静止的，则 $f(x, y, t)$ 与时间 t 无关，即 $f(x, y, t) = f(x, y, 0)$ ，图像表示为

$$F_s(x, y) = \int_0^T f(x, y, t) dt = f(x, y, 0)T \quad (2-11)$$

如果被测物体是运动的，一般在较短的曝光时间内，物体被视作为匀速运动，则有，

$$f(x, y, t) = f(x - v_x t, y - v_y t, 0) \quad (2-12)$$

其中， v_x ， v_y 分别为 x ， y 方向上的分速度，由式 2-12 代入式 2-10 得到运动图像的数学表达式，如公式 2-13，

$$F_m(x, y) = \int_0^T f(x - v_x t, y - v_y t, 0) dt \quad (2-13)$$

根据式 2-11 的结果，式 2-13 可以改写为

$$F_m(x, y) = \int_0^T F_s(x - v_x t, y - v_y t) / T \cdot dt \quad (2-14)$$

式 2-14 是由静止图像产生运动效果或者认为因运动产生模糊的数学描述。下面通过对式 2-14 进行时间离散，讨论单帧单曝光运动模糊图像的计算机仿真。

首先对曝光周期 T 在时间维度上分割，共分成 n 段，则式 2-14 的离散形式为

$$F_m(x, y) = \sum_{i=0}^{n-1} F_s(x - v_x \frac{T}{n} i, y - v_y \frac{T}{n} i) / T \cdot \Delta t \quad (2-15)$$

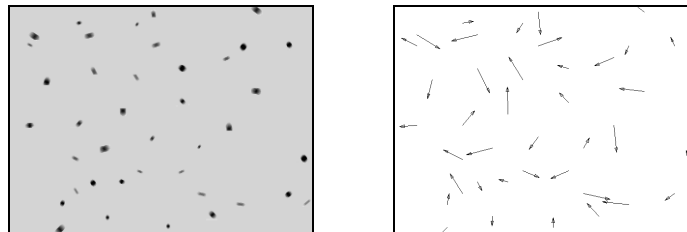
其中， $v_x T = L_x, v_y T = L_y$ 分别为 x, y 方向上的模糊长度， $\Delta t = T/n$ ，所以，式 (2-15) 可改写为

$$F_m(x, y) = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} F_s(x - \frac{L_x}{n} i, y - \frac{L_y}{n} i) \quad (2-16)$$

上式即为运动图像计算机仿真的数学描述。当给定流场中某分散介质的运动速度大小 v ，方向 θ 和相机的曝光时间 T ，则运动模糊的长度 $L = vT$ ， $L_x = L \cos \theta$ ， $L_y \sin \theta$ ，代入式 2-16，再给定分割变量 n (控制图像的仿真精度)，就能模拟出一幅运动的图像。图 2-3 是运动模糊图像的仿真结果。



(a) 模糊长度为 30pixels，运动方向为 0°



(b) 多相流流场及其速度场仿真

图 2-3 运动模糊图像的计算机仿真

§ 2.3 基于单帧单曝光图像法的速度、粒度测量方法

§ 2.3.1 速度和粒度测量的基本思想

在利用单帧单曝光的图像方法测量多相流离散相的速度和粒度时，一般 CCD 相机固定不动，通过视窗记录测量区的图像，此时，离散相颗粒(如水滴、煤粉、气泡等)与 CCD 相机发生相对位移，根据公式 2-10， $f(x,y,t)$ 在 T 内的叠加就形成了模糊的“拖影”，见图 2-4。其物理模型和成像过程示意图如图 2-5 所示。



图 2-4 典型的运动模糊图像

为了建立完善的运动模型，需要作三点假设：

(1) 本文讨论的是在相机焦平面上由运动产生的模糊图像，不包括由于颗粒离焦所产生的模糊图像。

(2) 由于 CCD 相机的曝光时间在微秒量级，颗粒在分散介质中（除重力外）自由运动，所以假设其作匀速直线运动。

(3) 垂直运动方向因为分速度为 0，没有“拖影”现象，故认为该方向上的尺寸即为水滴的直径。

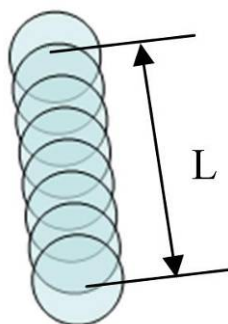


图 2-5 成像过程示意图

单帧单曝光的运动模糊图像包含了颗粒与相机的相对位移信息，即模糊长度

L 和光学系统的传递关系。因曝光时间 T 已知，在物体匀速直线运动假设的前提下可以计算出运动速度，如公式 2-17。一般曝光时间在微秒级，该假设可以成立，这就是 SFSEI 测速的基本原理。

$$v = \frac{L}{T}$$

(2-17)

根据成像模型可知，运动模糊图像同时也包含了颗粒的粒度信息 D ，即图 2-4 中垂直于运动方向上的线性距离反映了颗粒的粒度。

由此可见，基于单帧单曝光的图像拍摄方法所获得的模糊图像包含了颗粒的粒度和速度双重信息，如图 2-6。如何通过图像处理技术把模糊长度和粒度从具有物理背景的运动模糊图像中提取出来是 SFSEI 技术的核心问题。

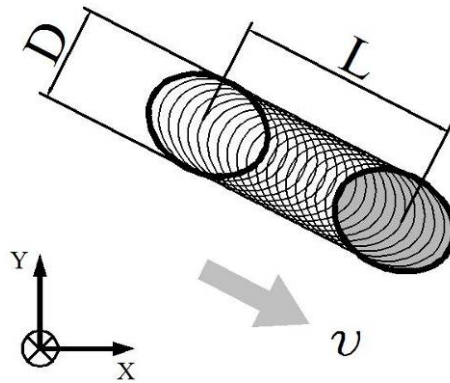


图 2-6 颗粒运动模糊图像包含的物理参数

§ 2.3.2 运动模糊图像的灰度分布特点

从图像中提取模糊长度、粒度等特征尺度的前提是对颗粒运动模糊图像的灰度分布特点有充分的理解。本文着重研究了仿真图像和实际图像的灰度分布特点以及它们之间的异同，实际图像又包括激光侧向光源和 LED 背光照射下的两种不同情况。

(1) 仿真图像

仿真图像是运用公式 2-16 所示的原理生成的，先利用 Matlab 中 FSPECIAL 函数生成基于运动(motion)的图像二维特殊滤波器(PSF)，然后再用 INFILTER 函数对静态图像进行运动模糊处理。FSPECIAL 函数能够事先指定运动方向和距离，仿真图像生成的 Matlab 代码如下：

```
I = imread('static.jpg');
LEN = Motion_Length;
THETA = Motion_Angle;
```

```
PSF = fspecial('motion', LEN, THETA); % create PSF
Blurred = imfilter(I, PSF, 'circular', 'conv'); % create Blurred Image
imshow(Blurred); title('Blurred Image'); % show image
```

图 2-7 为静态仿真图像及其运动模糊图像,其中颗粒的直径为 47 个像素点(43 pixels), 运动方向为水平向右, 距离为 100pixels, 静态颗粒图像是以 0 灰度值为目标, 255 灰度值为背景, 这是背光照明的理想情况(也称为极限情况)。

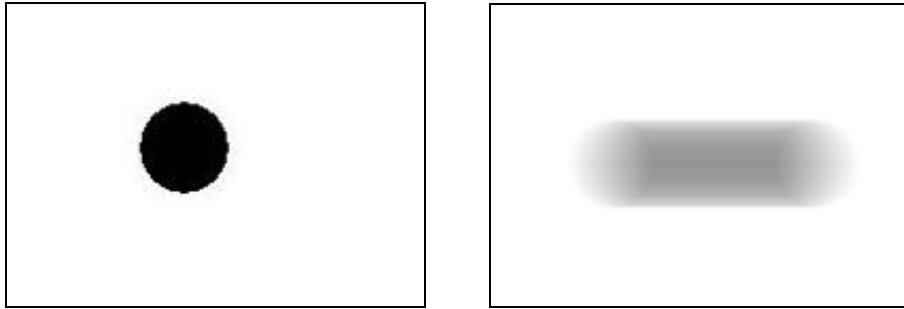
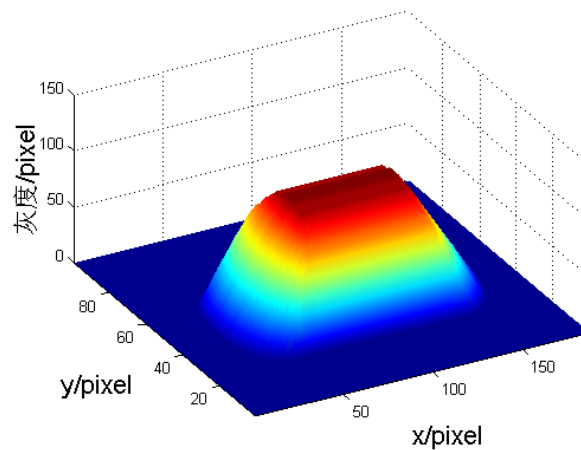
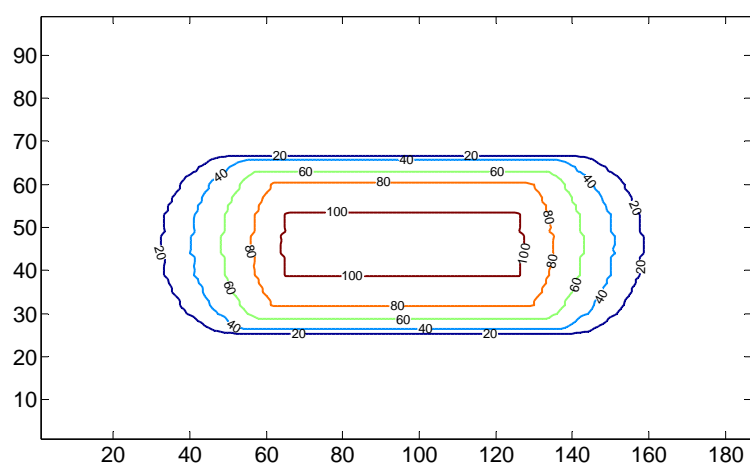


图 2-7 水平运动距离 100pixels 的仿真图像

图 2-8 给出了图 2-7 中运动模糊图像的三维灰度反色分布和等高线分布。图 2-9 中静态颗粒图像是以 255 灰度值为目标, 0 灰度值为背景, 这是激光侧向光源照明的理想情况, 其他参数与图 2-7 中一致。



(a) 灰度的三维反色分布



(b) 等高线

图 2-8 颗粒运动仿真图像的灰度三维分布和等高线

如果在 x, y 的不同位置对运动模糊图像的灰度三维分布进行切片取样, 得到不同 x 固定值下的灰度随 y 变化曲线和不同 y 固定值下的灰度随 x 变化曲线, 如图 2-10, 其中, x, y 坐标值参考图 2-8(b)中的等高线。

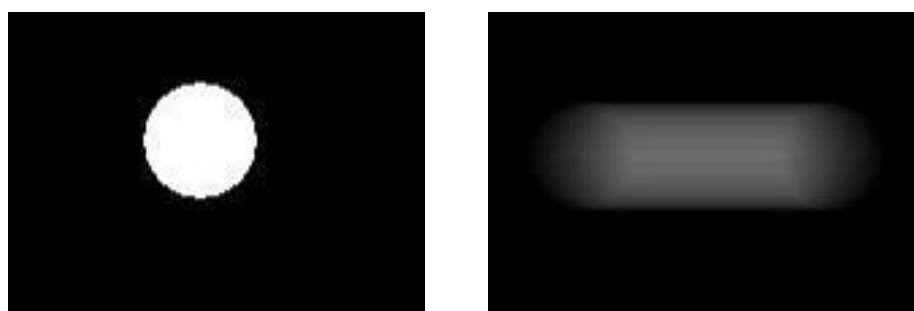
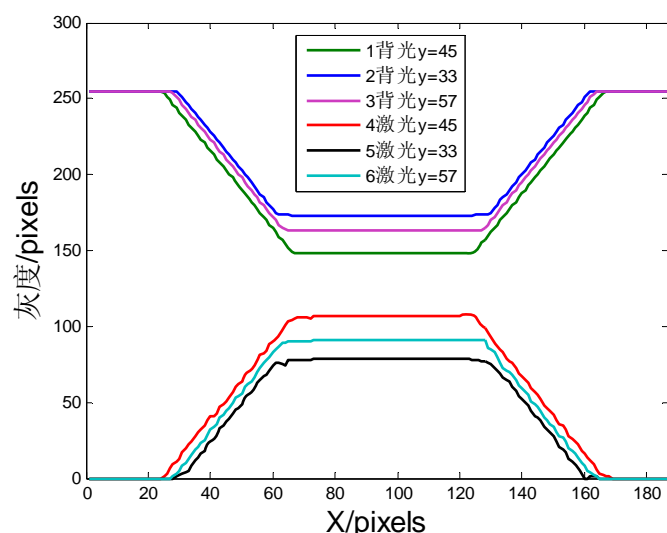


图 2-9 水平运动距离 100pixels 的仿真图像

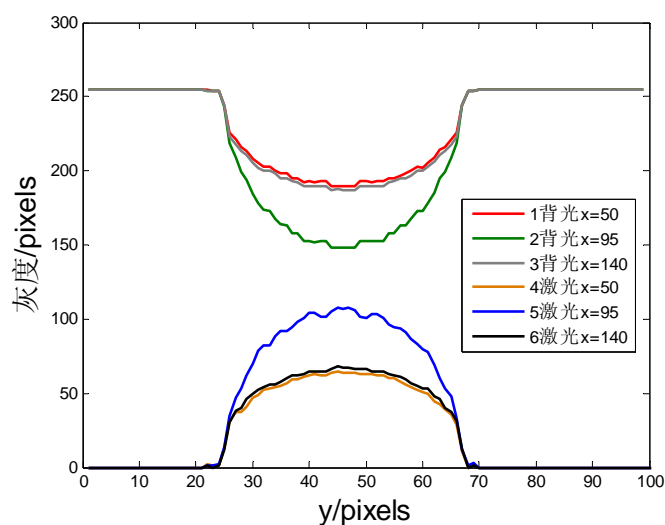
在图 2-10(a)中, 曲线 1-3 是从图 2-7 中三个 y 值下取出的, 曲线 4-6 是从图 2-9 中三个 y 值下取出的, y 的位置相同。分析可知, 第一, 曲线 1 和 4, 2 和 5, 3 和 6 关于某一 y 值形状对称, 且灰度值之和为 255, 即互为反色。说明对于仿真图像, 即理想情况下, 速度测量方法对两种不同光照条件的图像是一致的, 区别只是灰度绝对值互为反色, 不影响测量结果。第二, 所有曲线上第一和第三拐点的 x 坐标值之差为 100, 与运动距离完全一致(原因分析在下文中给出), 说明这两点是模糊长度提取的关键点, 且灰度分布规律在运动方向上具有不变性, 这也是测量稳定的基本保证。

在图 2-10(b)中, 曲线 1-3 是从图 2-7 中三个 x 值下取出的, 曲线 4-6 是从图 2-9 中三个 x 值下取出的, x 的位置相同。分析可知, 第一, x 位置相同的两条曲线同样关于某一 x 值形状对称, 且灰度值之和为 255, 即互为反色。说明对于仿真图像, 即理想情况下, 粒度测量方法对两种不同光照条件的图像是一致的, 区

别只是灰度绝对值互为反色，不影响测量结果。第二，不同 x 位置上的曲线灰度值不同，但是左右两个边界点对应的 y 值之差为 47，与颗粒粒径完全一致，说明这两点是粒径测量的关键点，在垂直于运动方向的任意截面上的边界点具有稳定性(粒径测量还与颗粒形状有关)。



(a) 不同 y 截面的灰度变化



(b) 不同 x 截面的灰度变化

图 2-10 仿真图像不同 x , y 截面灰度的变化情况

(2) 实际图像

实际图像由于受到光照条件和颗粒本身特性的影响，运动模糊图像的灰度分布情况比较复杂。本文以实心玻璃珠为颗粒样本，采用激光侧向光源和 LED 背光作为照明条件，分析这两种典型图像的灰度分布，如图 2-11 所示。

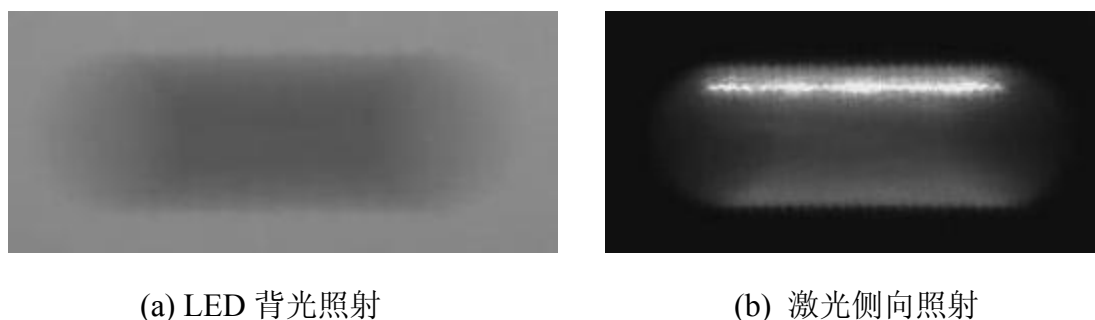


图 2-11 实际颗粒的运动模糊图像

由上图可以看出，背光照射下的模糊图像与仿真图像近似，如果调整背光的明暗，使图像对比度提高，并尽量使之均匀，这样得到的运动模糊图像与物理模型所描述的灰度更加接近，提高了处理的精度。而由激光侧向片光照射的图像明显与仿真图像有差距，原因在于激光光强分布不均匀，被照射颗粒的光学性质也影响图像的结果。图 2-12 为激光侧向光源照射下的水滴运动图像，由于雾化液滴的粒径在数十微米量级，还出现了较明显的激光散斑，这将严重影响速度和粒度测量的精度。

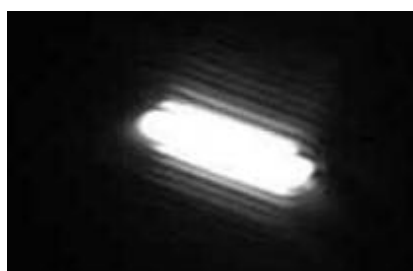


图 2-12 水滴运动模糊图像(激光片源照射)

在实际测量中，图像法对光源的要求较高，基本要做到背景均匀，对比度适中。

§ 2.3.3 图像的边缘及判别

从速度和粒度测量原理以及模糊图像的灰度分布特点分析得知，图像边缘的确定是测量的第一步。边缘中包含图像物体有价值的边界信息，这些信息可以用于图像分析、滤波以及目标识别，并且通过边缘检测可以极大地降低后续图像分析处理的数据量。遗憾的是至今没有关于边缘被广泛接受的精确数学定义，描述性定义是两个具有不同灰度的均匀图像区域的边界，一般认为沿边缘方向的灰度变化比较平缓，而边缘法线方向的灰度变化比较剧烈^[73]。

最理想的边缘信号如图 2-13(a)所示，这是一种阶跃信号，A 点处为边缘点，在实际图像中，光照信号不可能有完全理想的突变；(b)中为仿真图像的边缘信号，B 点处为边缘点，这是一种渐变信号，但依然较理想；实际图像上叠加有噪声，

情况复杂得多，如(c)中所示。

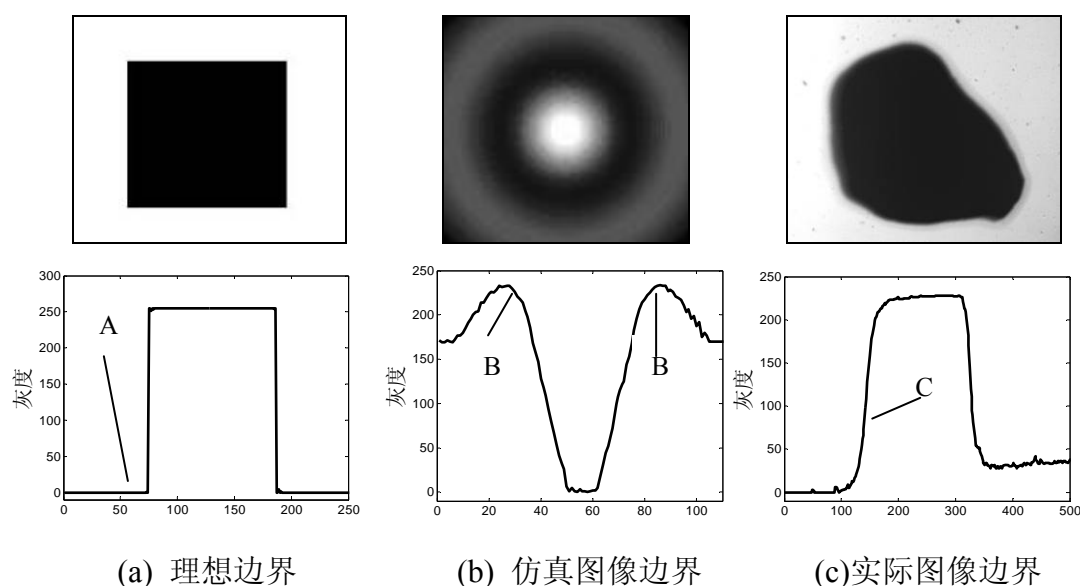


图 2-13 典型边缘信号

边缘检测技术是利用颗粒的边缘在灰度图像上呈阶跃信号的特点甄别出目标的轮廓。常见的边缘检测算子有Robert, Sobel, Prewitt, Laplace, Canny算子等。Canny算子具有良好的稳定性和较高的信噪比，既考虑到梯度的大小，又利用了梯度的方向，二值化过程也具有一定的智能性，所以在边缘检测中应用广泛。如赵同阳^[74]采用Canny边缘检测技术从ETM+遥感影像中提取线性体信息，为遥感地质填图提供了技术支持。陈卫东^[75]利用Canny算子较好地提取出连续的大米轮廓边缘，并用实验证明了该方法优于其它常用算子。

但Canny算子双阈值的人为选取影响到提取质量。周志宇^[76]用最大熵方法确定双阈值对柑橘边缘进行检测，较好地抑制了假边缘的出现和信息的丢失。本文研究了非极大值抑制图像灰度统计值的特点，提出了针对利用Canny算子分析颗粒图像时确定双阈值的方法，并用实验验证其具有边缘连通性好，定位精度高，抗噪性能强的优点。

John F. Canny于1986年提出了一种最优的阶梯型边缘检测算法，通过分步处理实现对图像的边缘检测。主要步骤为^[77]：(1)图像去噪：利用二维高斯滤波模板 $h(x,y)$ 与灰度图像 $f(x,y)$ 卷积，以减小单一噪声点的影响，达到平滑图像的效果。(2)计算梯度图像：图像的边缘不仅包含强度信息，还具有特定的方向。利用导数算子(如Robert, Sobel, Prewitt算子)计算出图像灰度沿 x, y 方向的偏导数(g_x, g_y)，得到梯度的大小 G 和方向 Θ ： $G=(g_x^2+g_y^2)^{1/2}$ ， $\Theta=\arctan(g_x/g_y)$ ，边缘的方向即图像梯度的方向 Θ ，并把它圆整到 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 。(3)非极大值抑制：为了精确定位和细化边缘，必须保留局部梯度最大的点，抑制非极大值点。方法是

把每一点的梯度值 M 与沿梯度方向两点的梯度值 $\xi_{1,2}$ 相比,如果 M 不比 $\xi_{1,2}$ 大,则令 $M=0$,最后得到非极大值抑制图像 $N(x,y)$ 。(4)双阈值检测和边缘连接:对 $N(x,y)$ 作用两个阈值 τ_1 和 τ_2 ,且 $2\tau_1 \approx \tau_2$,则 $N(x,y)$ 中像素大于高阈值的点为边缘,小于低阈值的不是边缘,介于两个阈值之间的,如果其邻接像素有大于高阈值的则为边缘,反之则不是。

Canny算子双阈值的选取方法有最大熵法、Otsu法^[78]等,选取的优劣关键取决于非极大值抑制图像的灰度分布,上述两种方法就试图通过对灰度统计值的自适应分析得到相应的阈值,但应用于颗粒测量还需改进。本文研究了不同颗粒图像的非极大值抑制图像灰度直方图的特点和影响因素,并提出了一种新的阈值选取方法。

本文用 CCD 摄像机对煤粉试样进行静态拍摄,分别设置不同的曝光时间为: $10\mu s$, $30\mu s$, $50\mu s$ 和 $70\mu s$, 然后对得到的图像用 Canny 算子进行处理,获得非极大值抑制图像,再计算其灰度统计值,绘制对数直方图如图 2-14 所示。

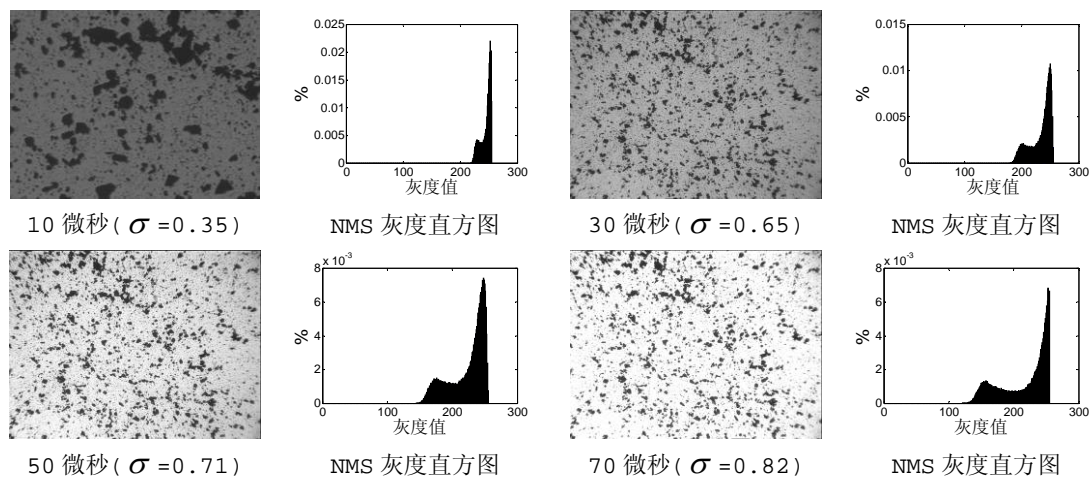


图 2-14 不同曝光时间的煤粉图像和非极大值抑制图像的灰度直方图(σ 表示原图对比度)

由图 2-14 对比可知,第一,随图像曝光时间增大,非极大值抑制图像的灰度直方图变宽,有效值范围变大。这是因为原始图像对比度增大,造成灰度级变宽所致。第二,该直方图整体呈连续的“驼峰”状,两峰之间有较平坦的“谷”,最佳双阈值即可取在“谷”的左右两端。低阈值左侧为边缘,高阈值右侧为背景。第三,曝光时间对“驼峰”的形状影响不大,其形状主要跟颗粒特性和成像原理有关,所以不影响阈值选择的方法。

本文以大功率 LED 作为光源,用高性能摄像机(XC-HR70)与高速采集卡(Matrox-MC)组成的图像采集装置对不同的颗粒样品进行了拍摄。通过 Visual Basic6.0的编程分别对采集到的图片用原始的 Canny 算子,基于最大熵和基于 Otsu

方法的自适应算子和本文所提出的方法进行处理并比对了实验结果,如图 2-15 所示。

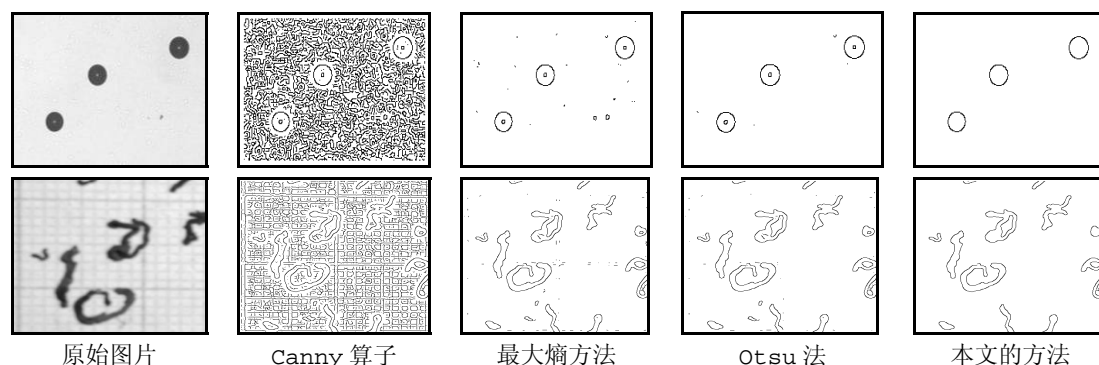


图 2-15 本文方法所处理的图片与其他方法的比对

通过比较,本文提出的 Canny 算子双阈值选取法所处理的颗粒图像比其他方法在抗噪性能和识别的准确度方面有明显的优势。

§ 2.4 运动颗粒速度测量的图像算法研究

§ 2.4.1 速度大小的识别

运动颗粒的模糊图像在运动方向上其灰度分布具有对称性,据前所述的成像模型可知,最终的灰度结构类似层叠摊开的薄片的厚度分布,如图 2-16 所示。

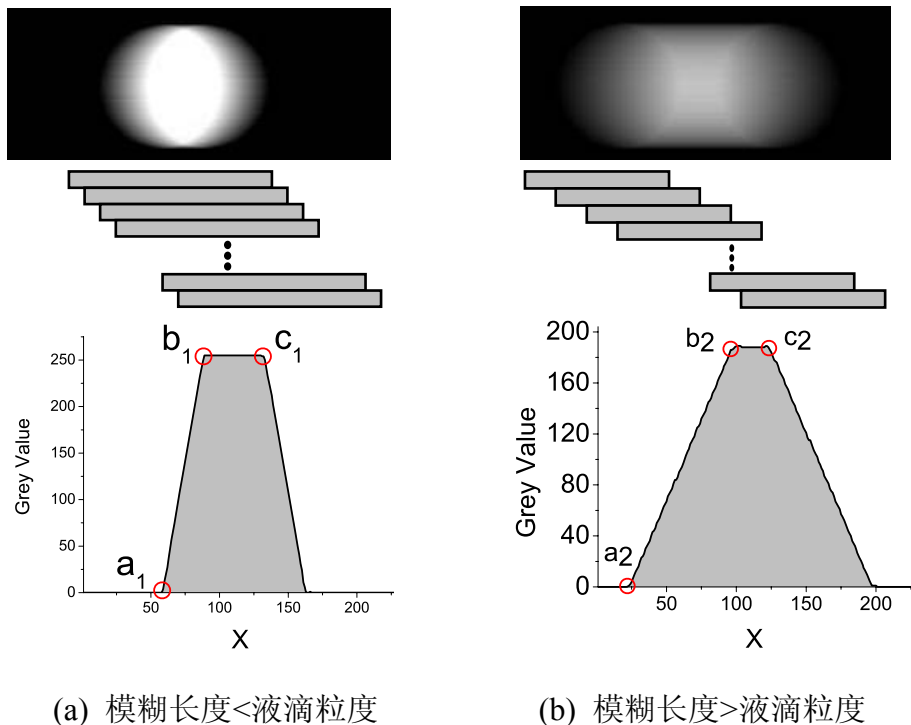


图 2-16 运动模糊图像的灰度变化分布

灰度分布曲线分为两种情况:当运动模糊长度 L 小于液滴粒度 D 时,特征点 a_1, b_1 对应的坐标长度 $\overline{a_1 b_1} = L$, $\overline{a_1 c_1} = D$;当运动模糊长度 L 大等于液滴粒度 D

时, $\overline{a_2 b_2} = D$, $\overline{a_2 c_2} = L$, 但是这两种情况就数据本身而言是相似的, 这点从函数图形中也能分析出。

假设颗粒作水平运动, 且 $L \geq D$, 对图像进行沿 x 方向差分, 差分位移为一个像素, 见公式 2-18。

$$G(x, y) = \frac{\partial}{\partial x} F_m(x, y) = F_m(x, y) - F_m(x-1, y) \quad (2-18)$$

差分图像 $G(x, y)$ 在运动颗粒中心位置 y_0 上的灰度分布曲线如图 2-17 所示, 该差分信号上的峰与谷在 x 方向上具有自相关性, 两个相关信号之间的距离即为相关长度 δ , 通过自相关函数可以求得, 见公式 2-19。

$$R(i, j) = \sum_{x=1}^M \sum_{y=1}^N G(x, y) \cdot G(x+i, y+j) \quad , \quad 1 \leq i < 2M, 1 \leq j < 2N$$

$$\delta = \frac{|x_1 - x_2|}{2}, x_{1,2} \in \{x \mid R(x) = \min(R(x))\} \quad (2-19)$$

自相关函数图像如图 2-18, δ 即函数中心点的坐标位置到最小值点坐标位置之差, 同时该值也等于模糊长度 L , 即 $\delta = \overline{ac} = L$ (速度大小测量程序见附录一)。

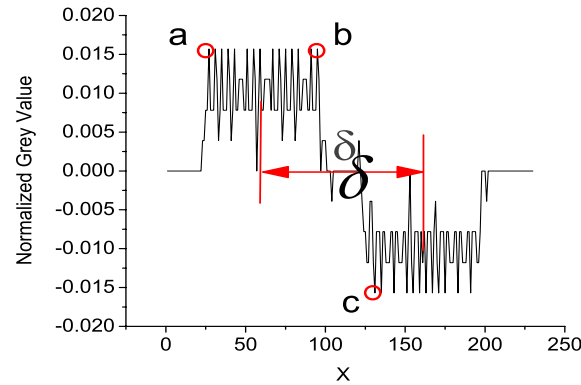


图 2-17 差分图像的灰度信号

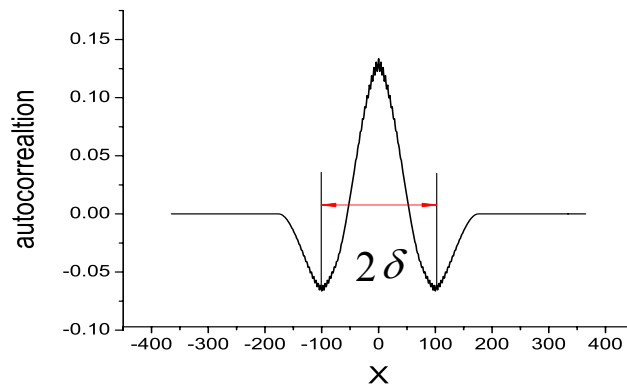


图 2-18 差分信号的自相关函数曲线

§ 2.4.2 速度方向的识别

(1) 基于空间域的方向识别

如果颗粒运动方向非水平, 经研究证明, 水平和垂直自相关长度 L_x , L_y 与模糊长度 L 构成简单的三角函数关系, 角度为运动方向角 θ , 如公式 2-20。

$$L_x = L \cos \theta, L_y = L \sin \theta \quad (2-20)$$

通过以上计算可以得到单个颗粒的速度方向和大小, 如公式 2-21。

$$\theta = \arctan \frac{L_y}{L_x}, L = \frac{L_x}{\cos \theta} \quad (2-21)$$

如果对图 2-16(b)做垂直差分, 得到的是颗粒边界的两个相关信号, 同样用自相关算法就得到了颗粒粒度的估计值 \hat{D} 。

当 $L < D$ 时, 自相关函数就失效了, 因为 δ 始终等于 $\overline{ac} = D$, 模糊长度无法获得, 此时就需要从硬件角度增加相机曝光时间来控制使 $L \geq D$, 这由软件中的反馈信号加以控制。以上整个处理算法见流程图 2-19。

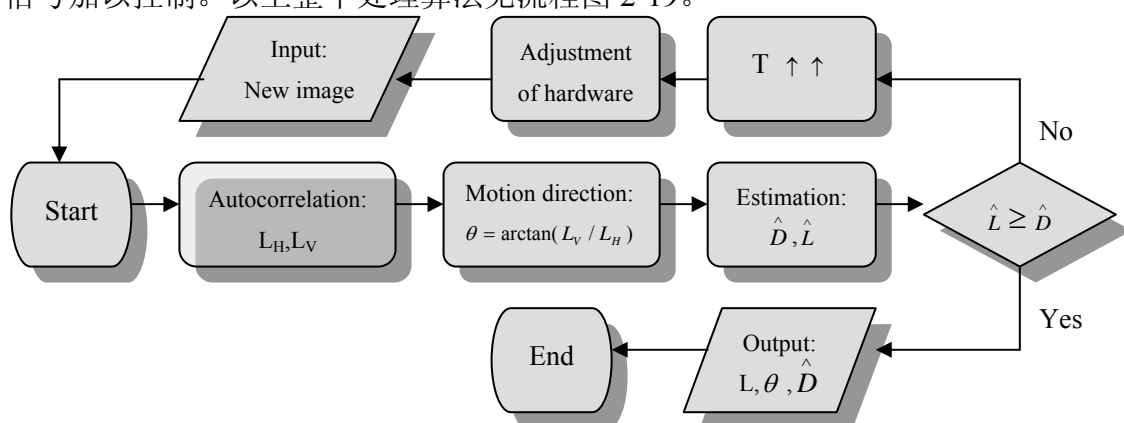


图 2-19 本方法的图像处理流程

(2) 基于频率域的方向识别

在空间域中分析问题比较直观, 而在频率域中更能抓住问题的关键。图 2-20 是水滴的运动图像及其 Fourier 变换得到的二维频率域图像。

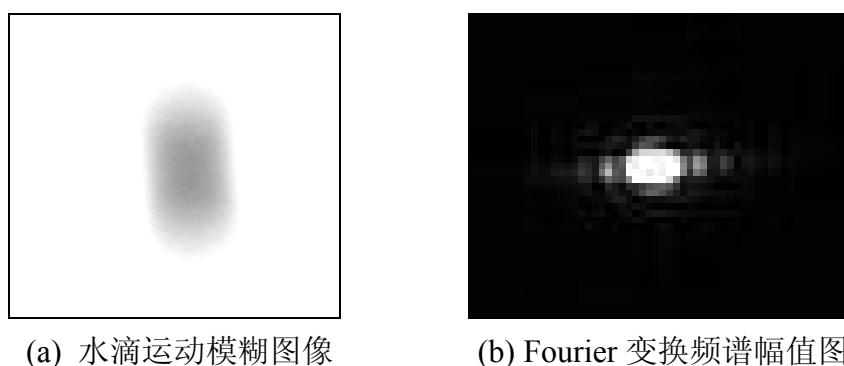


图 2-20 水滴运动图像空间域和频率域表示

分析图 2-20(a)可以发现, 水滴图像在运动方向发生模糊而变长, 这就意味着在其 Fourier 频谱图上, 沿该方向的高频成分的强度被削减; 相应地, 在垂直于水

滴运动方向上, Fourier 频谱的高频成分的强度将增强。由 2.20(b)可以看出, 在垂直于水滴运动方向上, 有一条高亮条纹, 这条高亮条纹的方向恰与水滴运动方向相垂直。邓泽峰^[79]等指出在模糊图像的频谱图中会出现平行且相邻的暗条纹, 且这些暗条纹的方向与运动方向垂直, 可以利用暗条纹的方向实现运动方向的识别。经过研究发现, 对于理想的仿真模糊图像, 这种方法是适用的。但对于实际的运动模糊图像, 黑条纹是不容易发现的, 相反高亮条纹却是容易发现的。因此, 本文采取的方向识别方法是从频谱图中读出高亮条纹的方向, 接着逆时针做一个 90 度的旋转, 以此来实现对颗粒运动方向的辨识。

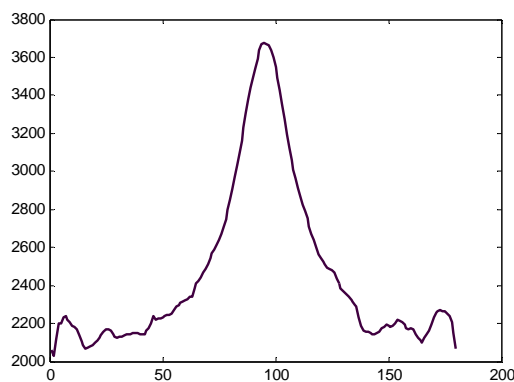


图 2-21 Radon 变换极大值曲线

Fourier 频谱幅值图中高亮条纹的方向辨识可以藉由对其做 Radon 变换加以实现。对图 2-20(b)所示的频谱图做 0~180° 的 Radom 变换, 取每个角度上 Radon 变换的极大值。这些极大值中的最大值所对应的角度即为所求的运动方向。图 2-21 为图 2-20(b)经 Radon 变换后形成的极大值曲线, 其最大值在 95° 位置, 也就是说水滴运动的方向为与水平方向成 95° 夹角位置(图 2-21 中已隐含完成 90° 的旋转), 这一结果与对图 2-20(a)的目测结果相一致(速度方向测量程序见附录二)。

表 2-1 对仿真水滴运动方向的识别结果(单位: °)

真实方向	10	20	30	40	50	60	70	80	90
识别方向	9	20	29	40	49	60	70	80	91
绝对误差	-1	0	-1	0	-1	0	0	0	1
真实方向	100	110	120	130	140	150	160	170	180
识别方向	101	112	122	132	142	153	162	172	179
绝对误差	1	2	2	2	2	3	2	2	-1

表 2-1 给出了运动方向为 0~180° 的仿真水滴运动方向识别结果, 数据表明基于频域的运动方向识别方法在大多数情形下都能准确识别出运动方向, 仅在个别情况出现较大的误差。上述计算中, Radon 变换的角度递增量为 1°, 降低 Radon

变换的步长, 运动方向识别的精度将会提高, 但同时计算量会增加。

(3) 方向二义性的处理方法

无论是通过空域还是频域计算得到的速度方向都存在二义性, 即 θ 和 $\theta + \pi$, 由于单帧图像运动轨迹是沿运动方向对称的, 使用现有的照明手段和采集方式, 无法从单幅图像中对 θ 和 $\theta + \pi$ 进行取舍, 这是该方法目前最大的缺陷。PIV 处理速度方向时不存在这样的困惑, 因为两帧或四帧图像都有时间先后顺序。借鉴 PIV 的处理经验, 也可通过多帧图像确定速度方向, 但该方法可能需要依赖 PIV 的采集设备, 不是优先考虑的方案。也有学者提出对光源进行改进, 在曝光时间内同步调节光强, 人为使颗粒运动轨迹沿运动方向不对称从而确定速度方向。所以, 该问题在以后的研究工作中需要重点加以解决, 本文在后续的速度方向处理时采用已有的经验值。

§ 2.5 运动颗粒粒度测量的图像算法研究

利用图像法测量颗粒粒径是颗粒测量的一个重要分支, 虽然现有的技术已经相当成熟, 很多商品化的粒度粒形分析设备也在各领域应用广泛, 如 Malvern 的干法粒度粒形分析仪 Morphologi, Retsch 的多功能粒径及粒形分析仪 Camsizer 等, 但测量的条件和环境依然十分有限。颗粒分静止状态和流动状态两种, 静止状态是相对于实验室测量而言的, 大多数分析产品都限于实验室测量。就静态分析本身而言还存在着很多难题需要解决, 如颗粒的层叠、团聚, 颗粒的光学特性对测量的影响, 颗粒类型的判别等, 这些对图像处理都是挑战。而对流动颗粒测量主要体现在工业中的在线测量, 由于颗粒无法取样或需要实时的粒度分布参数, 测量必须在动态环境中完成, 目前图像法在线测量还处于研究阶段。

测量流动颗粒的粒度有两类测量方法, 第一种是把相机的曝光时间调至极短, 或利用超高频闪光灯, 得到“冻结”的颗粒图像, 再通过一般的静态图像分析, 获得粒度分布, 该方法对相机和光源的要求较高, 不适合测量高速两相流的粒度, 优点在于处理算法简单, 但“冻结”图像同时也失去了颗粒的速度信息。第二种做法就是本文所采取的方法, 即测量非“冻结”颗粒的粒度。该方法又可以分为两种测量思想: 第一种是根据速度信息对运动模糊图像进行恢复, 其实这是“冻结”图像的软件实现, 相比之下其成本会大为降低。第二种是直接测量粒度, 该方法的处理角度较多, 有相关法、边缘分析法等, 但普遍存在困难, 亟待解决。

§ 2.5.1 基于图像逆滤波恢复的粒度测量方法

(1) 匀速直线运动模糊的恢复

假设对平面匀速运动的颗粒采集一幅图像 $f(x, y)$, 并设 $x_0(t)$ 和 $y_0(t)$ 分别是颗粒在 x 和 y 方向的运动分量, T 是采集时长。忽略其他影响因素, 实际采集到

的模糊图像 $g(x, y)$ 为

$$g(x, y) = \int_0^T f[x - x_0(t), y - y_0(t)] dt \quad (2-22)$$

它的 Fourier 变化可表示为

$$\begin{aligned} G(u, v) &= \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-j2\pi(ux + vy)] dx dy \\ &= \int_0^T \left[\int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} f[x - x_0(t), y - y_0(t)] \exp[-j2\pi(ux + vy)] dx dy \right] dt \\ &= F(u, v) \int_0^T \exp\{-j2\pi[ux_0(t) + vy_0(t)]\} dt \end{aligned} \quad (2-23)$$

如果定义

$$H(u, v) = \int_0^T \exp\{-j2\pi[ux_0(t) + vy_0(t)]\} dt \quad (2-24)$$

则可得到

$$G(u, v) = H(u, v)F(u, v) \quad (2-25)$$

如果知道了运动分量 $x_0(t)$ 和 $y_0(t)$ ，传递函数 $H(u, v)$ 可从式 2-24 求出， $f(x, y)$ 可以恢复出来。

如果颗粒只在 x 方向做匀速直线运动，即 $x_0(t) = ct/T$ (当 $t=T$ 时， $f(x, y)$ 所移动的距离为 c)， $y_0(t) = 0$ ，则

$$H(u, v) = \int_0^T \exp[-j2\pi \frac{ct}{T}] dt = \frac{T}{\pi uc} \sin(\pi uc) \exp(-j\pi uc) \quad (2-26)$$

图 2-22 为运动模糊复原的典型情况。其中，(a)为静止颗粒，(b)为模糊图像，(c)为知道运动速度大小和方向之后恢复的图像。从图中可以看出，恢复图像与静止图像对比有噪声，但可以通过去噪处理掉。

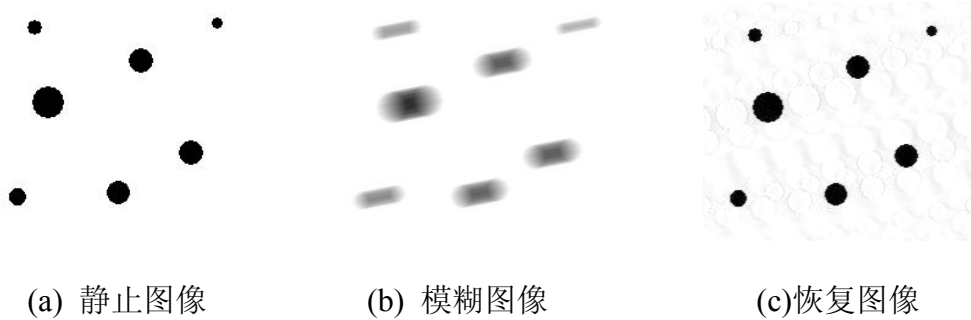


图 2-22 运动模糊图像的逆滤波恢复

(2) 图像分割

恢复后的图像再通过去噪处理，就可以进一步作图像分割，目的在于区分目标与背景。基于灰度阈值的图像分割是一种高效、便捷的处理方法。通常处理的

颗粒灰度图像按灰度级展开有这样的特点：有效颗粒的灰度值较低，且带宽较窄，而背景的灰度值较高，带宽同样较窄。图 2-23 是山东省邹县火力发电厂燃煤机组的煤粉照片及其灰度分布。

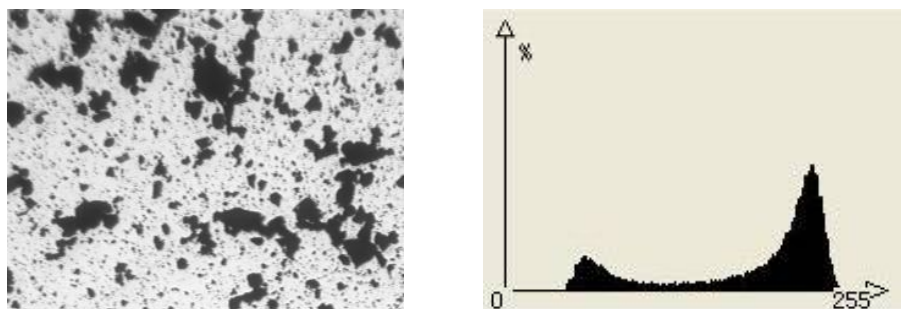


图 2-23 煤粉图像及其灰度分布

从图中看出，灰度直方图有明显的双峰，峰与峰之间的谷底灰度值 T 就是所谓的阈值，把小于阈值的灰度图像点作为颗粒，大于阈值的灰度图像点作为背景，这样就完成了分割，其函数表达形式如式 2-27：

$$g(x, y) = \begin{cases} 0 & f(x, y) \leq T \\ 255 & f(x, y) > T \end{cases} \quad (2-27)$$

阈值 T 的选取是分割的核心及难点，可以用最小值函数 $\text{Min}()$ 找寻灰度直方图的最低点，但很多情况下灰度直方图没有明显的双峰。下面介绍两种经典的自适应算法。

1 最大熵原理

最大熵法是 1985 年 Kapur 等人提出的一种图像阈值法，原理是选取一个阈值 T ，使图像用这个阈值分割出的两部分的一阶灰度统计的信息量最大，即一维熵最大。熵是平均信息量的表征，是信息论中对不确定性的度量，是对数据中所包含信息量大小的度量。熵取最大值时，就表明获得的信息量为最大。最大熵法的基本思想是利用图像灰度分布密度函数定义图像的信息熵，具体原理如下：

设 $f(x, y)$ 为 $M \times N$ 图像 (x, y) 点的灰度值，灰度级为 256，设 f_i 为图像 $f(x, y)$ 中灰度级为 i 的频数，则灰度级 i 出现的概率为 $p(i)$ ，

$$p(i) = \frac{f_i}{M \times N} \quad i = 0, 1, 2, \dots, 255 \quad (2-28)$$

假设图像的分割阈值为 T ，则目标 O 和背景 B 分别用 $\{f(x, y) \leq T\}$ 和 $\{T < f(x, y) \leq 255\}$ 表示，各概率 $p(i)$ 在目标和背景中的分布分别为：

$$\text{目标 } O \text{ 的分布: } \frac{p_0}{p_t}, \frac{p_1}{p_t}, \frac{p_2}{p_t}, \dots, \frac{p_i}{p_t}$$

背景中的分布: $\frac{P_{i+1}}{1-p_t}, \frac{P_{i+2}}{1-p_t}, \frac{P_{i+3}}{1-p_t}, \dots, \frac{P_{255}}{1-p_t}$, 其中 t 为阈值, $p_t = \sum_{i=0}^t p_i$ 。

对于一幅数字图像, 其目标和背景的熵分别为:

$$\begin{aligned} H_o(t) &= -\sum_{i=0}^t \frac{p_i}{p_t} \ln\left(\frac{p_i}{p_t}\right) \\ H_b(t) &= -\sum_{i=t+1}^{255} \frac{p_i}{1-p_t} \ln\left(\frac{p_i}{1-p_t}\right) \end{aligned} \quad (2-29)$$

对于任意的灰度图像, 求其熵函数 $\psi(t) = H_o(t) + H_b(t)$ 为最大时的阈值 t 即为最佳阈值。

2 最大类间方差法

最大类间方差法是由 Otsu(大津展之)于 1987 年提出的, 它是在判决分析和最小二乘法原理的基础上推导出来的, 利用类别方差作为判据, 选取使类间方差最大的灰度值作为最佳阈值, 原理如下:

与上述方法相同用阈值 T 将图像分为目标 O 和背景 B :

目标产生的概率 $\omega_o = \sum_{i=0}^t p_i = \omega_t$, 均值 $\mu_o = \sum_{i=0}^t \frac{i \times p_i}{\omega_o} = \frac{\mu_t}{\omega_t}$

背景产生的概率 $\omega_b = \sum_{i=t}^{255} p_i = 1 - \omega_t$, 均值 $\mu_b = \sum_{i=t}^{255} \frac{i \times p_i}{\omega_b} = \frac{\mu - \mu_t}{1 - \omega_t}$, 其中

$\mu = \sum_{i=0}^{255} i \times p_i$, 最大类间方差 $\eta = \frac{\sigma_B^2}{\sigma_T^2}$, 由于 σ_T 与阈值 t 无关, 所以最佳阈值

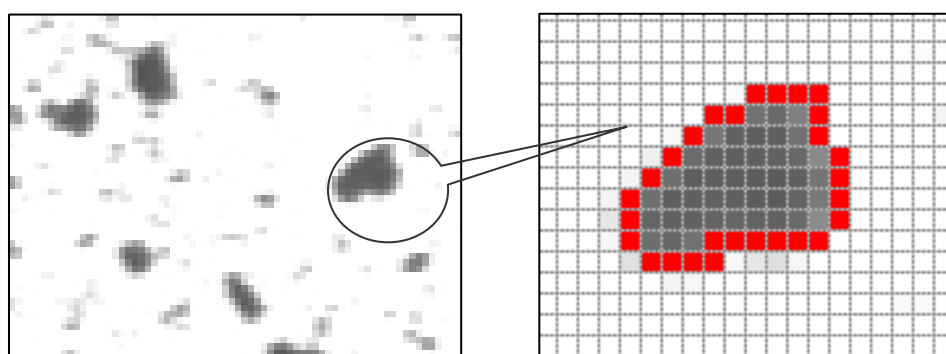
$t^* = \text{Arg max} \{\sigma_B^2\}$, 其中, $\sigma_B = \frac{[\mu \times \omega_t - \mu_t]^2}{\omega_t \times (1 - \omega_t)}$ 。

此方法不管图像的灰度直方图有无明显双峰, 都能得到比较满意的结果, 因此其抗干扰能力较强。

(3) 轮廓跟踪

图像二值化以后, 目标和背景完全分开, 为了统计颗粒的数目、粒径、球状度等特征量, 就需要识别出每一个颗粒的边界。轮廓跟踪技术能够获得颗粒的外部轮廓信息。轮廓跟踪就是通过顺序逐点找出边缘来跟踪目标边界。图 2-24 是煤粉颗粒的图像以及某单一目标的局部放大数字图像。图 2-24(b)中红色标出区域就是颗粒的边界。对数字图像中颗粒边界的特征分析如下:

1 在颗粒的二值图像中, 目标点的图像值为 1, 背景点的值为 0。当然作为颗粒的边界, 其图像值也为 1, 如果对边界的搜索采取行扫描的方式, 搜索到的第一个值为 1 的目标点一定是颗粒的边界点。



(a) 煤粉图像

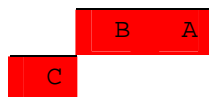
(b) 某个颗粒的放大显示

图 2-24 煤粉图像及其灰度分布

2 边界点具有 8 连通属性，即一个边界点一定存在于上一个边界点周围八邻域点中。这条特性确定了搜索下一个边界点的区域划定在该点的八邻域内。相邻的边界点在八邻域中都有固定的位置和相对方向，则规定方向变量如下：

3	2	1
4	●	0
5	6	7

如果下一个边界点在上图 0 位置处，则称下一点位于该点的 0 方向。在轮廓跟踪的过程中，由于边界点和颗粒内点的图像值都为 1，为了准确辨别边界点和提高找寻效率，搜索下一个边界点的起始方向有一定规则，分析如下：



假设点 A,B,C 为连续的三个边界点，逆时针搜索，当从 A 搜索到 B，欲搜索下一个点时，起始搜索方向为 $(dir+6)Mod8$ ，其中 dir 为 B 相对 A 的方向变量。因为 B 位于 A 的 4 方向，A 位于 B 的 0 方向，以 B 为中心，0 方向是上一个边界点 A，1 方向不可能是边界点(如果是，B 就不是 A 的下一个边界点)，所以搜索从 2 方向开始。

3 边界的搜索一定是封闭的，这样就保证了搜索完毕的满足条件是：如果 E_n 等于第二个边界点 E_2 ，且前一个边界点 E_{n-1} 等于第一个边界点 E_1 ，则停止搜索，轮廓跟踪结束。

(4) 颗粒标记

为了获取图像中每一个颗粒的信息，轮廓跟踪之后需要对颗粒进行标记。标记是通过行扫描的方式根据轮廓信息逐一进行的。把边界点信息配好对组成一个标号区段对物体进行标号。对边界跟踪过程中所搜索到的每一个边界点，如果它的左右像素点中有一个属于物体，而另一个不属于物体，则把它保存到标号区段

数组中，边界跟踪完成后，对各数组行中的边界点按列坐标从小到大排序，就得到了标号区段数据，可以进行标号了^[80]。由于颗粒图像具有不规则性和边界不光滑性，同一行中搜索到的边界情况比较复杂，给标号区段数组的定义带来了不便。另外，虽然标号可以一次搜索一次完成，但对标号区段数组的处理占用了很多时间。本文通过观察颗粒图像的不同特点，提出了一种快速的标记算法。颗粒的轮廓多种多样，概括如图 2-25。

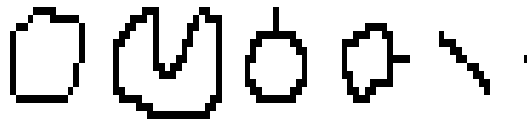


图 2-25 颗粒轮廓的各种形式

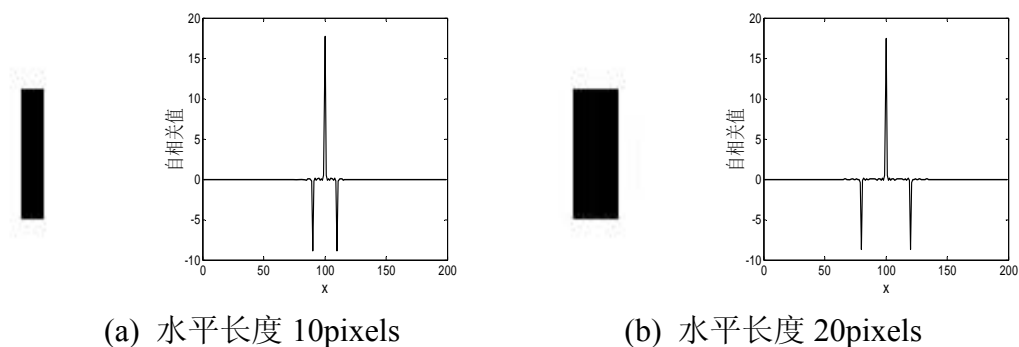
第一类是最简单的形状，边界都显凸性。第二类是局部呈凹状的颗粒。第三类是局部有水平方向厚度为一个像素点的棒状轮廓。第四类是局部有垂直方向厚度为一个像素点的棒状轮廓。第五类是任意角度的棒状颗粒。第六类则是孤立点。其他更复杂的轮廓是这六组的组合。

设置一个极限边界数组，记录一个颗粒每一行最左和最右边界点的列坐标。通过列扫描，图像值为 1 的则标记为颗粒，图像值为 0 的则不属于颗粒。这样无论是凹状区域内的背景点，还是棒状结构，甚至内孔，都能一一加以区分。只要记录每一行的左右边界点值就能完成所有标记，大大提高了模式识别的速度，为颗粒的在线测量提供了技术保证。

通过颗粒标记，每一个颗粒都有了自己的“身份证”，计算机就能够读懂其所有信息。轮廓跟踪和颗粒标记是为了进一步提取颗粒的特征参量。最后通过颗粒粒径的不同定义给出粒径及其分布。

§ 2.5.2 相关法测量颗粒粒径

利用差分自相关方法测量运动颗粒的粒径是一种直接测量方法，同前面提到的自相关测速方法一样，先对运动颗粒在垂直运动方向上差分，然后对图像做自相关处理，得到的相关长度即为颗粒粒径。



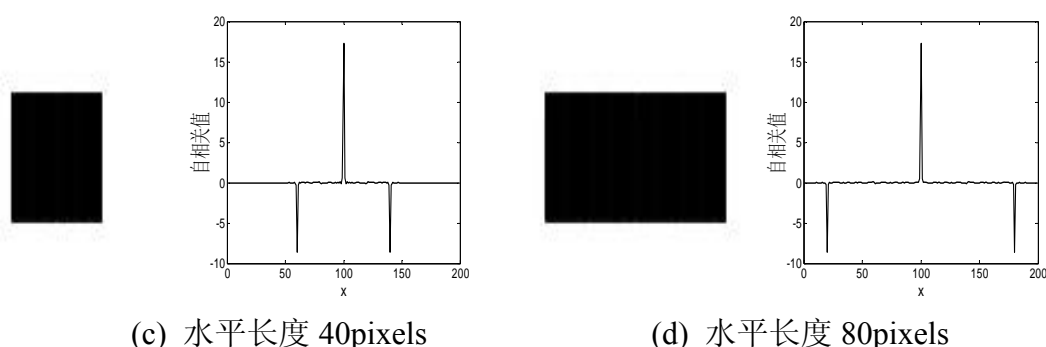


图 2-26 自相关法测颗粒粒径

上图分别对水平长度为 10、20、40 和 80 像素的理想矩形颗粒用自相关法测量其粒径，图中自相关长度与水平距离完全一致，说明该方法的可行性。但是在处理非矩形及其他非规则形状颗粒时，该方法目前依然存在着一些困难，需要进一步研究。

§ 2.5.3 其他因素对颗粒粒径测量的影响

运动模糊属于图像退化的一种类型，以上两种方法都是针对颗粒在焦情况下的运动模糊粒径测量。在实际的图像测量中，还有一些原因会造成图像退化，从而影响粒径的测量精度，列举如下：

- (1) 成像系统的像差、畸变等造成图像失真
- (2) 图像系统中存在噪声干扰
- (3) 聚焦不良造成离焦模糊

对单一原因造成的图像退化的恢复相对容易，只要根据已知退化原因作相应处理，就能够得到去噪后的图像，如果多种原因叠加所造成的退化，情况就比较复杂，如果直接测量粒径会造成较大误差，如果盲目恢复可能会得到更加失真的数据。这方面的图像法粒度测量还需作进一步研究。

§ 2.6 基于分水岭算法的场测量技术研究

针对流场的分析需要提取每一个颗粒的全部信息，上述算法是针对单一颗粒的，所以首先要对图像进行分割，使所有子区域只包含单个颗粒，然后计算其速度和粒度，最后通过对颗粒定位，输出速度场和粒径分布。

由于每个粒子的运动轨迹在图像中清晰可见，速度场和粒度的测量采用类似 PTV 的粒子跟踪技术，先对所有粒子进行识别，定位到每一个分散相颗粒，然后对其进行速度和粒度的测量。本文采用的方法如下：

- (1) 采用局部 Otsu 算法把图像二值化并去噪；
- (2) 运用图像处理中经典的分水岭算法(Matlab 中的 Watershed 函数)对流场图片进行分割，得到分水线；

- (3) 通过分水线从原图中提取每一个仅包含单个颗粒的子区域进行粒子定位；
- (4) 提取单一颗粒的速度和粒度；
- (5) 通过整合所有数据输出流场的速度场和粒度分布；

运用分水岭算法得到分水线是场测量的关键一步。分水岭分割方法是一种基于拓扑理论的数学形态学的分割方法，其基本思想是把图像看作是测地学上的拓扑地貌，图像中每一点像素的灰度值表示该点的海拔高度，每一个局部极小值及其影响区域称为集水盆，而集水盆的边界则形成分水岭。分水岭的概念和形成可以通过模拟浸入过程来说明。在每一个局部极小值表面，刺穿一个小孔，然后把整个模型慢慢浸入水中，随着浸入的加深，每一个局部极小值的影响域慢慢向外扩展，在两个集水盆汇合处构筑大坝，即形成分水岭。

分水岭的计算过程是一个迭代标注过程。分水岭比较经典的计算方法是L. Vincent^[81]提出的。在该算法中，分水岭计算分两个步骤，一个是排序过程，二个是淹没过程。首先对每个像素的灰度级进行从低到高排序，然后在从低到高实现淹没过程中，对每一个局部极小值在h阶高度的影响域采用先进先出(FIFO)结构进行判断及标注。

分水岭变换得到的是输入图像的集水盆图像，集水盆之间的边界点，即为分水岭。显然，分水岭表示的是输入图像极大值点。

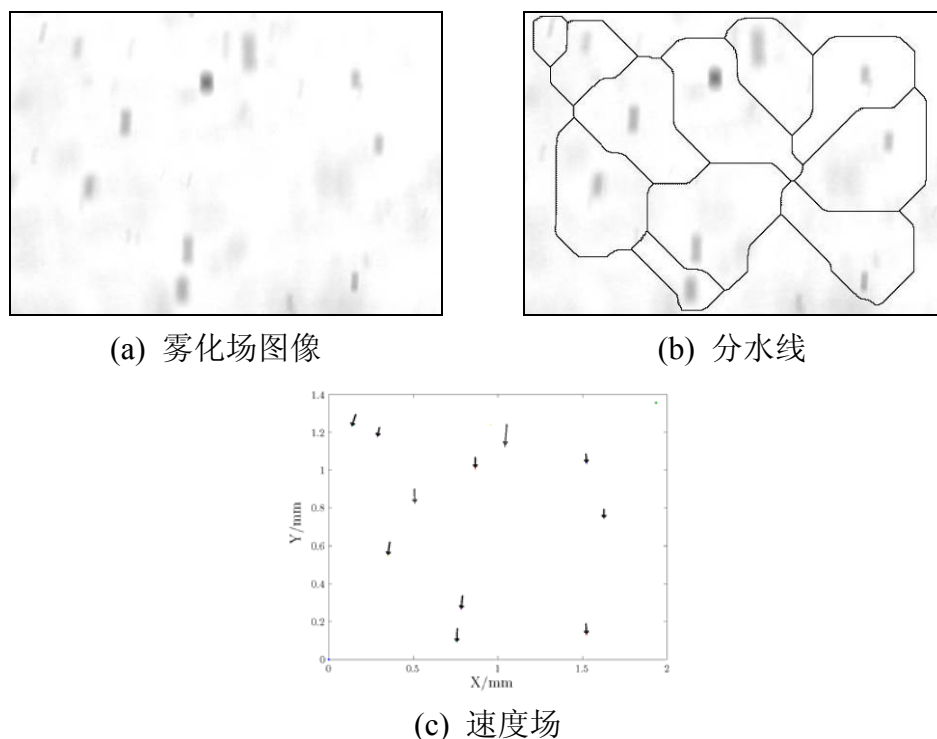


图 2-27 雾化场图像分水岭分割及速度场表示

图 2-27 是喷嘴雾化场的图像，其中运动模糊水滴清晰可见，背景存在着相机镜头前水膜等噪音，(b)为用分水岭算法得到的分水线，大部分颗粒被单独分割开，(c)为测量得到的速度场，与原始图像基本一致，说明 SFSEI 方法基本可行(分水岭算法程序见附录三)。

第三章 单帧单曝光图像法测量系统

基于单帧单曝光图像法的多相流测量系统主要由光学成像系统、CCD 图像传感器、图像采集卡、计算机、光源和六维测量支架组成。系统示意如图 3-1 所示。

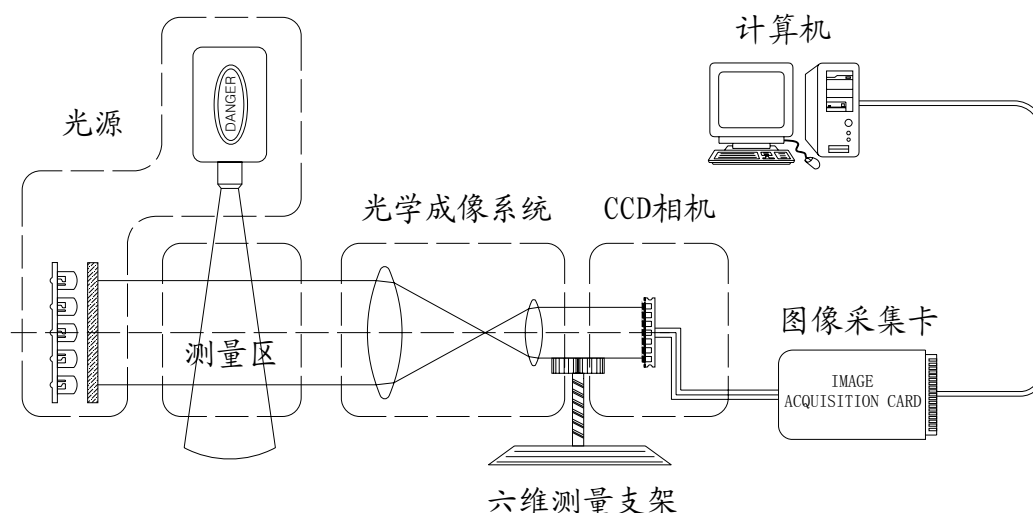


图 3-1 测量系统示意图

§ 3.1 光学成像系统

镜头将三维被测物体和它周围的环境光学成像并投影在摄像机的二维图像传感器平面上。一般这个平面是长宽比为 4:3 的矩形，称为成像平面。和成像平面中的图像对应的物体平面称为视野(Field of View, FOV)。从被测物体到镜头的距离称为工作距离(Working Distance, WD)。以镜头最佳聚焦时的 WD 为中心，前后存在一个范围。在此范围内镜头能在像平面上获得清晰的图像，这个范围被称为景深(Depth of Field)。

§ 3.1.1 摄像物镜的光学成像特性

(1) 物镜的焦距 f

物镜的焦距决定了物体在成像面上成像的大小，用不同焦距的物镜对同一位置物体成像时，焦距越长，所得的像也越大。为了满足各种成像的要求，物镜焦距值相差很大，短的只有几毫米，长的达数十米。有的镜头为适应不同的取像要求，设计成焦距可变，从而改变成像的倍数。

(2) 相对孔径 D/f

一般的镜头都是由多片镜片组合而成的，光线经过这些镜片达到成像面时，并不是所有光线都能通过，而是有一部分被阻挡了，镜头光圈的大小用相对孔径

$$F = \frac{D}{f} \quad (3-1)$$

来表示, 其中 D 为镜头中光线能通过的圆孔直径, f 为焦距。 D 越大能收集和通过的光线越多, 同时, 焦距越短, 这些光线达到成像面的密度越高。例如镜头的焦距是 50mm , 有效孔径 D 为 9.8mm , 则 $F=9.8/50=1/5.6$ 。镜头上的相对孔径是以 F 的倒数表达的, 例如 3.4, 5.6, 8, 11, 16 等。达到成像面的照度与相对孔径 F 的平方成正比。

(3) 视场角 2ω

物镜的视场角决定了在成像面上良好成像的空间范围。当焦距 f 一定时, 视场角越大, 成像也越大; 同时, 当成像面的尺寸一定时, 焦距越长, 视场角越小。

以上所述的三个参数之间, 有着相互制约的关系, 需要统筹兼顾。

§ 3.1.2 镜头的选择

镜头的选择主要取决于焦距 f , 图 3-2 为镜头的光学几何示意图。此几何关系是典型的“薄透镜”的几何模式, 但机器视觉系统中所用的镜头都是“厚透镜”, 由很多薄透镜组成。两者在计算和参数设置上有所差别, 但在大多数情况下, 由图 3-2 所示的几何关系及参数计算的差别很小, 可以用来作为计算和选择镜头的依据。

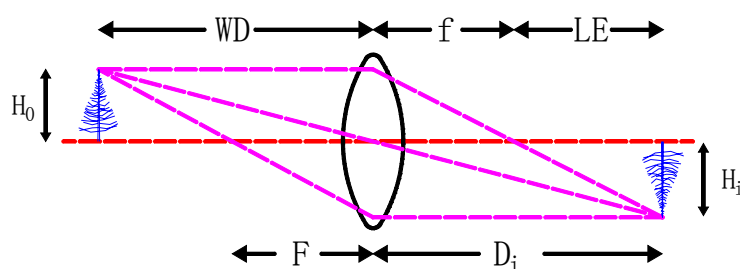


图 3-2 镜头的光学几何示意图

H_0 : 视野的高度, 因为一般视场为 4:3 的矩形, 可以用其高度 H_0 来代表视野的尺寸。在被测物体定位精度允许的情况下, 应尽可能使被测物体占满整个视场, 以便提高整个机器系统的分辨率和测量精度;

H_i : 摄像机有效成像面的高度, 同样, CCD 成像面多为 4:3 的矩形, 用其高度 H_i 来代表传感器像面的大小。

PMAG: 镜头的放大倍数。

f : 镜头的焦距。常用镜头焦距以毫米为计算单位。

LE: 镜头像平面的扩充距离, 为了实现聚焦, 像平面必须后移的距离。

$$LE = D_i - f = PMAG \times f \quad (3-2)$$

镜头上的物距 WD , 放大倍数 $PMAG$ 和焦距 f 之间有以下关系,

$$PMAG = \frac{H_i}{H_0} \quad (3-3)$$

$$f = \frac{WD \times PMAG}{1 + PMAG} \quad (3-4)$$

利用公式 3-3 和 3-4 就可以用代表视场尺寸的高度 H_0 ，物距 WD ，像平面高度 H_i 计算出镜头的焦距 f 。镜头的选择过程按以下步骤进行：

- (1) 选定CCD尺寸 H_i 和视场大小 H_0 ；
- (2) 获得镜头至物体的距离 WD ，如果可能，是一个距离范围，取中间值；
- (3) 计算图像放大倍数 $PMAG$ ；
- (4) 使用 WD 和 $PMAG$ 计算所需的焦距；
- (5) 选取最接近计算值镜头规范的焦距值；
- (6) 根据规范焦距值重新核算镜头至物体的工作距离 WD 。

§ 3.1.3 镜头的分辨率、景深和光圈

(1) 镜头的分辨率

分辨率就是反映图像细节的能力，在镜头与摄像机中多以线对数来表达，即分辨相同宽度的黑白间隔线对的能力，例如每毫米的线对数(1p/mm)。另一种表达方式是全图像的像元(pixel)数。

影响镜头分辨率的因素有两个：衍射和光差。

衍射(Diffraction)是光线通过镜头时产生的绕射，它使物体图像锐变的边缘模糊化，从而影响分辨率。当光圈减少时，衍射现象更严重，分辨率下降。

光差(Aberration)是在镜头的设计和制造过程中引起的机械误差而产生的图像失真，从而影响镜头的分辨率。光差也与光圈有关，光圈越小，光差越少，分辨率越大。

综上所述，衍射和光差对分辨率的影响都与光圈的大小有关，且光圈大小对这两个因素的影响又是相反的。大多数便宜的镜头分辨率在 50Lp/mm，相当于水平分辨率 700pixels，和相当于 VGA 级以下的分辨率的摄像机相配。在使用百万级以上摄像机系统中，镜头的分辨率应达到 100Lp/mm，和相当于水平像元数 1280 的摄像机(1/2 英寸)相配。

(2) 景深

在焦点前后，光线开始聚集和扩散，点的影象变成模糊的，形成一个扩大的圆，这个圆就叫做弥散圆。如果弥散圆的直径小于人眼的鉴别能力，在一定范围内实际影象产生的模糊是不能辨认的。这个不能辨认的弥散圆就称为容许弥散圆

(permissible circle of confusion)。在焦点前后各有一个容许弥散圆，这两个弥散圆之间的距离就叫景深，计算见公式 3-5，

$$\Delta L = \frac{2f^2 F \delta L^2}{f^4 - F^2 \delta^2 L^2} \quad (3-5)$$

其中， δ 是容许弥散圆直径， f 为焦距， F 为光圈值， L 为对焦距离。由公式 3-5 可以看出，景深与镜头光圈、焦距、拍摄距离以及对像质的要求(表现为对容许弥散圆的大小)有关。光圈越大，景深越小，光圈越小，景深越大；镜头焦距越长，景深越小，焦距越短，景深越大；拍摄距离越远，景深越大，距离越近，景深越小。景深示意如图 3-3 所示。

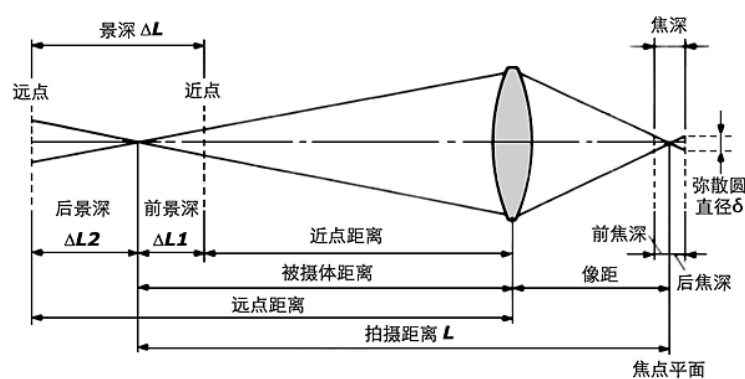


图 3-3 镜头景深的几何示意图

§ 3.1.3 本实验的光学成像系统参数选择

由于多相流离散相的粒度差异和运动速度快慢，所以在光学系统的参数选取上兼顾各项需要，选取了较大的相对孔径，焦距可调的镜头，以获得较小的景深和可变的视场范围。较大的相对孔径可以提供足够的光通量，使得图像传感器在很快的快门速度下依然有足够的曝光量，满足图像传感器成像的要求。大视场可以测量多相流的速度场，小视场可以得到粒度分布。

本实验系统采用美国 NAVITAR 的 Zoom6000 高放大倍率变焦镜头，性能参数见表 3-1，共分两组，镜头照片见图 3-4。

表 3-1 NAVITAR Zoom6000 镜头参数

WD(mm)	FOV(mm)	FL(mm)	景深(mm)	分辨率(um)	放大率	可测粒度(μm)
356	31.42-4.88	100-650	13.89-1.54	27.78-9.26	0.35-2.25	10000-10
92	7.86-1.22	100-650	0.95-0.10	7.25-2.35	1.40-9.00	5000-5



图 3-4 NAVITAR Zoom6000 变焦镜头

§ 3.2 图像传感器

§ 3.2.1 图像传感器介绍

成像物镜将外界照明光照射下的(或自身发光的)景物成像在物镜的像面上,形成二维空间的光强分布(光学图像)。能够将二维光强分布的光学图像转变成一维时序电信号的传感器称为图像传感器。根据元件的不同,可分为 CCD(Charge Coupled Device, 电荷耦合元件)和 CMOS(Complementary Metal-Oxide Semiconductor, 金属氧化物半导体元件)两大类。

CCD 是由在硅片上整齐排列的光敏二极管单元组成的,其中每一个光敏单元称为像元,当光照射到硅片上时,每一个像元中的原子在具有一定能量的光子作用下,电子从原子中逃逸,形成电子-空穴对。CCD 的突出特点是以电荷作为信号的载体,构成 CCD 的基本单元是 MOS(金属-氧化物-半导体)结构,其基本的工作过程是电荷的产生、存储、转移和检测。

CMOS 是将 NMOS 和 PMOS 两个相反极性的 MOS 半导体串起来,形成了集成电路中广泛使用的一个基本单元。CMOS 图像传感器最早出现于 1969 年,直至 1990 年,新工艺的发展才使 CMOS 摄像机有了生命力,其低功耗、高集成((整个摄像机集成在一片晶体内)、低制造成本,对 CCD 形成强大挑战。CMOS 是以电压量来载荷图像信息的,主要由光电二极管、MOS 场效应管、MOS 放大器与 MOS 开关等电路集成。表 3-2 是 CCD 和 CMOS 在特点和性能上的比较。

表 3-2 CCD 和 CMOS 的特点和性能比较

特点	CCD	CMOS	性能	CCD	CMOS
像元信号输出	电荷	电压	动态范围	高	中等
芯片信号输出	电压	数字	一致性	高	低/中等
摄像机信号输出	数字	数字	曝光速度	快	稍慢
填充因子	高	中等	主时钟速度	中等/高	较高
系统噪音	低	中等	开窗	有限	灵活

系统复杂性	高	低	抗散焦	高至无	高
传感器复杂性	低	高	供电电压	种类多, 电压高	单一, 低电压
灵敏度	高	较差	成本	高	低

由于 CCD 图像传感器在低照度测量中优于 CMOS, 出于测量的实际需要, 本系统选用在灵敏度、噪声、动态范围、均匀性等性能方面更为良好的面阵 CCD 图像传感器。

§ 3.2.2 面阵 CCD 的主要特性

(1) 灵敏度

灵敏度是面阵 CCD 摄像器件的重要参数。CCD 摄像器件灵敏度与很多因素有关, 计算和测试都比较复杂。但可由它的单位直接得出其物理意义, 就是单位光功率所产生的信号电流(单位是 mA/W)。光辐射的能流密度常以辐射出射度 W/m^2 表示。对于标准钨丝灯而言, 辐射出射度与光出射度的关系为 $1 W/m^2 = 17 lx$ 。因此, 对于给定芯片尺寸的 CCD 来说, 灵敏度单位可用 mA/lx 表示。在有的文献中也用 $mV/(lx \cdot s)$ 表示 CCD 的灵敏度, 这是考虑了 CCD 的光积分效应。也可以称其为 CCD 的响应度, 指单位曝光量 CCD 像敏单元输出的信号电压, 它反映了 CCD 摄像器件对可见光的灵敏度。

(2) 分辨率

分辨率是图像传感器的重要特性。二维面阵 CCD 的输出信号一般遵守电视系统的扫描制式。在评价面阵 CCD 的分辨率时, 只评价它的水平分辨率, 且利用电视系统对图像分辨率的评价方法, 即电视线评价方法。水平分辨率与水平方向上 CCD 像敏单元的数量有关, 像敏单元越多, 分辨率越高。现有的面阵 CCD 的像敏单元数已发展到 795×596 , 1024×768 , 2048×2048 , 4096×4096 , 5000×5000 等多种, 分辨率越来越高。然而, 像敏单元尺寸的减小会导致灵敏度的降低。

(3) 动态范围

CCD 的动态范围定义为像敏单元的势阱中可存储的最大电荷和噪声决定的最小电荷量之比, 反映了器件的工作范围。它的数值可以用输出端信号的峰值电压与均方根噪声电压之比表示, 一般为 60~80dB。高分辨率要求 CCD 的像敏单元数增多, 但导致势阱可能存储的最大电荷量减少, 因而动态范围变小。势阱能收集的最大电荷量与 CCD 的结构、电极上所加电压大小, 以及时钟脉冲的驱动方式等因素有关。

(4) 噪声和信噪比

CCD 摄像器件的噪声主要来自于芯片内和芯片外两部分噪声源, 内部包括光注入电荷耦合转移、电荷/电压转换过程产生的电荷随机变化以及热激发产生的暗

电流。外部噪声包括放大器，A/D 等内部电压的随机起伏变化，电源干扰等。现代的 CCD 通过减小分布电容和优化芯片上放大器的 MOS 晶体管尺寸及偏置电流等措施，有效地降低了等效噪声电压，减小了噪声。信噪比可用公式 3-6 表示。

$$SNR = 20\log_{10} \frac{S}{N} (dB) \quad (3-6)$$

其中，S 为 CCD 输出的最大电压和最小电压之差，N 为噪声的均方根。SNR 用分贝(dB)表示。

(5) 光谱响应特性

CCD 硅晶片对光波的敏感范围很宽，从紫外 400nm 到红外 1060nm，峰值响应波长在 550nm 左右，接近人眼的最佳视觉频率。在可见光视觉测量中，一般要用红外滤色片(IR filter)将大于 700nm 的红外光谱尽可能滤掉。相反，在红外测量时，要尽量滤去可见光。

§ 3.2.3 CCD 摄像机的选取

由于测量对象有尺寸小、速度快的特点，为了获得优良的粒度和速度信息，要求 CCD 摄像机具有以下三个特点：曝光时间短且连续可调，CCD 灵敏度高，像素深度和分辨率大。后两者在考虑成本的情况下要尽量大，而曝光时间的确定是本实验的关键，量化方法见公式 3-7，

$$\tau = \frac{(m+n) \times \varepsilon}{2v} \quad (3-7)$$

其中，m，n 是图像视场范围尺寸，单位 μm 。 ε 是速度测量冗余度，即颗粒在图像上“拖影”长度占图像线性尺寸的百分比，一般 ε 取 10%。 v 是颗粒运动的平均速度，单位 $\mu m / \mu s$ 。 τ 是摄像机曝光时间范围的中间值，单位 μs 。根据以上选型原则，本系统选用北京嘉恒中自图像技术有限公司的 OK 系列摄像机 AM1430，具体参数见表 3-3。相机外形及光谱响应曲线如图 3-5。

表 3-3 CCD 相机性能参数

帧频范围 (hz)	8~18	灵敏度(lux)	0.02
CCD传感器	2/3 "	信噪比(db)	≥ 66
CCD尺寸(mm)	10.2×8.3	曝光时间	2 μs ~7.9s
像元大小(μm)	6.45×6.45	Gamma校正	0.45~1.0
像素深度 (bit)	12	外触发输入	TTL
有效视频像元数	1300×1024	镜头接口	“C” 安装

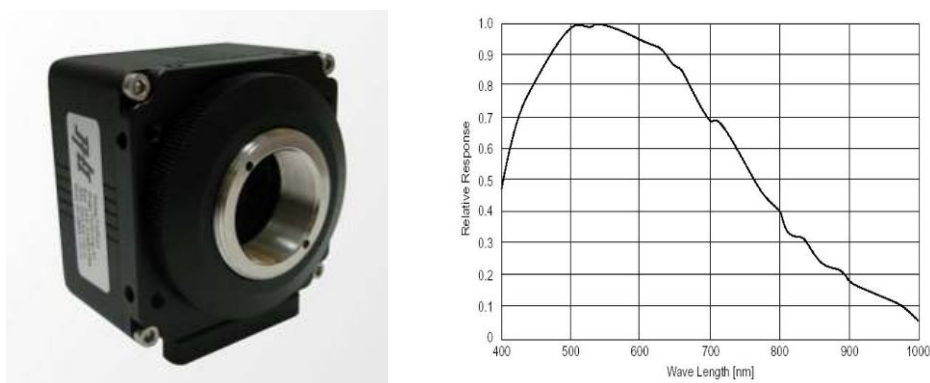


图 3-5 AM1430 相机及光谱响应曲线

§ 3.3 图像采集卡

图像采集(Image Grabber)又称图像卡, 它将摄像机的图像视频信号, 以帧为单位, 送到计算机的内存和 VGA 帧存, 供计算机处理、存储、显示和传输等使用。第一, 图像卡的分辨率及频带决定了图像分辨率和清晰度; 第二, 图像卡模数转换的量化精度决定了图像的像素深度和动态范围; 第三, 质量可靠的图像卡还对防抖技术, 卡的控制协调能力等方面有较高的要求。

本系统采用了与相机配套的数字式图像采集卡 OK_LV40B, 具有高精度、高速度、无采集损失、递归降噪、使用灵活等特点。

主要技术参数如下,

采集信号: RS-644(LVDS)标准数字视频输入信号

总线结构: PCI 总线结构

最大分辨率: 1600×1200

最大点频: 40M

采集格式: 支持 GRAY32、GRAY24、GRAY8、GRAY10 黑白图形格式

输入路数: 一路 LVDS 输入

输入视频: 支持 12 位数据采集

D/A 输出: 具有独立视频输出, 可输出任意制式的复合视频或 VGA 信号

外触发输入: 外触发信号输入(TTL 低电平)

信号检测: 可自动测量行场视频特性

降噪功能: 具有硬件实时递归降噪功能, 降噪系数 15 级可调



图 3-6 OK_LV40B 图像采集卡

§ 3.4 光源系统

§ 3.4.1 光源简介

光源是图像测量系统中重要的组成部分，恰当地选择光源是获得理想图像信号的关键。照明设计涉及三个方面：光源的种类和特性、目标及背景的光反射特性、光源结构。光源的种类十分广泛，可分为自然光源，如太阳光等，以及人工光源，如白炽灯、卤素灯、汞灯、钠灯、氙灯、LED、激光等。光源的特性主要包括方向、光谱、偏振性、强度和均匀性。目前 LED 和激光光源发展迅猛。LED 的最大优点是发光效率高、响应速度快、体积小、发热小、功耗低、发光稳定、寿命长。激光具有方向性强、单色性好、相干性好和光亮度高的优点。另外，照明技术分为正向、背向和侧向照明。由于正向照明相对多相流测量而言是后向散射测量，光强较弱，对短曝光采集不利，本系统不采用。本测量系统采用超高亮发光二极管(LED)背向照明和 532nm 半导体连续激光器侧向片光照明。

§ 3.4.2 本测量系统光源的选取

本实验因在极短曝光时间内采集图像，需要超高光通量的 LED，故选用 100W 超亮 LED 作为背光源，正向电流为 3200mA，工作电压为 32-36V，色温 5000-8000K，光通量 4000-6000lm，视角为 100°，外观结构如图 3-7。



图 3-7 100WLED

为了达到测量光的均匀性要求，在 LED 前放置了一层硫酸纸，使透过光成为漫射光。通常 LED 的发光效率随温度上升而下降，为了 LED 散热，在其背面加装了一个散热块，同时配上风扇进行强制换热。

激光是一种高亮度的特殊光源，可分为气体、液体、固体和半导体激光器。半导体激光器体积小、质量轻、结构简单，虽然输出功率小，单色性差，但作为照明光源则是一种性价比较高的激光器。本系统利用 532nm 半导体连续激光器，前置柱面透镜，产生片光源并侧向照射，供多相流场照明。激光器为 0-2W 功率连续可调，功率稳定性 $<2\%$ ，发散角 $<1.5\text{mrad}$ ，光束直径约 2mm，光斑稳定性 $<0.05\text{mrad}$ ，激光器如图 3-8。



图 3-8 0-2W532nm 半导体连续激光器

§ 3.4.3 光源系统的改进

原有的光源系统是通过频闪电路来控制光源，产生频闪光，因原先的 CCD 相机曝光时间(积分时间)无法任意调节，所以需要由脉冲产生模块、发光驱动模块和发光模块三部分组成的频闪控制系统，光源相对比较复杂。现有的 CCD 从 2 微妙到数秒连续可调，所以光源改成连续发光，可以省去控制电路，降低系统的复杂性。同时增加了激光片光源，以研究两者之间的差异和各自的优缺点。

§ 3.5 六维测量支架

为了调节测量位置，方向以及调节平衡，测量系统需要一套六维调节支架。首先在测量中需要定位 x, y, z 方向，x, y 方向通过直线导轨实现，z 方向通过升降平台完成。在支撑平台上可以微调两个方向的弧度，这样保证了二维平衡，最后，平台能够 360° 旋转，用来测量不同方向的对象。图 3-9 为设计研制的六维测量支架实物图。



图 3-9 六维测量支架

六维支架是通过不同部件组合而成的，直线调节精度为 0.01mm ，为了提高实验精度，可以采用更加专业的光学调整支架替代现有设备。

第四章 图像法测量系统的实验室标定

利用数字图像分析多相流离散相速度和粒度的本质是对图像像素大小和个数的综合处理, 测量颗粒粒径和运动模糊长度首先得到的是像素间距, 为了获得实际测量数据, 必须知道像素间距代表的真实尺寸, 一般可以通过两种方法得到它们的对应关系。第一种, 由公式 3-3, 通过像元尺寸和光学系统放大率计算图像中单个像素水平距离所对应的实际尺寸。但是, 以上放大率是以标准工作距离测量为前提的, 实际测量是以景深范围的空间测量区域为基础, 其中放大率会有所变化, 而且镜头给定的放大率只是一个标称值, 对应不同尺寸的 CCD 芯片有不同的实际值, 所以该方法在精确测量中不可行。第二种, 用分划板(测微尺)在 CCD 相机的标准工作距离处对尺寸进行标定, 同时在景深范围内分析测量偏差, 这样得到的标定曲线和偏差对照表就可以在实际测量中方便使用。本文采用第二种方法对测量系统进行标定。

§ 4.1 工作距离处的标定

本系统所选用的 CCD 相机(含镜头)因光学系统中的附件可拆卸, 故有两个工作距离, 装上附件 0.25X1-6044 时的 WD 为 356mm, 不装附件 0.25X1-6044 时的 WD 为 92mm。系统标定时, 打开 LED 背光源, 固定相机于六维测量支架上, 调整水平, 镜头正对分划板, 镜头中心高度与水平刻度线平齐, 分别调整镜头与分划板的直线距离到两组标准工作距离处, 用 C 字夹锁紧测量系统, 完成标定前的准备工作。

因采用变焦镜头, 实验需要得到不同焦距下的标定数据, 所以标定曲线的横坐标为焦距(mm), 纵坐标为单位像素水平距离对应的尺寸($\mu\text{m}/\text{pixel}$), 由于镜头焦距在实际测量中需要换算得到, 无法直接读数, 给计算带来不便。而调焦是通过旋动镜头上带有刻度的拨盘实现的, 该刻度虽然不是焦距, 但与焦距一一对应, 本文用该刻度替代标定曲线的横坐标(焦距), 称为特征放大倍数, 记作 M 。在实际测量时, 所有图像数据都必须包含特征放大倍数(M), 通过 M 去查找实际尺寸。

本文选用间距为 $100\mu\text{m}$ 的分划板, 标定时记录不同特征放大倍数 M 下的图像。图 4-1 为 92mm 工作距离不同 M 值下的分划板图像。



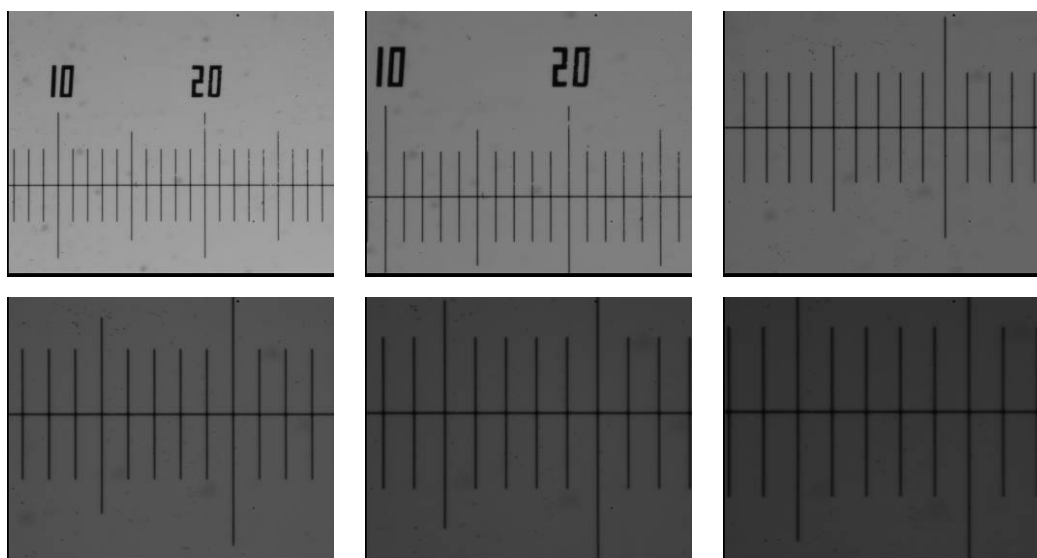


图 4-1 分划板标定图像(WD=92mm, 从左往右从上至下图像的 M 值分别为 0.7,1,1.5,2,2.5,3,3.5,4,4.5)

356mm 工作距离处的标定图像与上组图像形式一致, 不再列出。表 4-1 为 92mm 和 356mm 工作距离处标定图像经由软件处理得到的标定数据(标定软件由本文作者使用 VB6.0 自主开发)。

表 4-1 系统标尺标定结果

工作距离	92 (mm)		356 (mm)	
M	标定结果($\mu\text{m}/\text{pixel}$)	PMAG	标定结果($\mu\text{m}/\text{pixel}$)	PMAG
0.7	4.59	1.40	19.61	0.33
1	3.30	1.96	14.10	0.46
1.5	2.26	2.85	9.56	0.67
2	1.73	3.72	7.39	0.87
2.5	1.39	4.65	5.93	1.09
3	1.14	5.65	4.86	1.33
3.5	0.97	6.66	4.11	1.57
4	0.83	7.74	3.52	1.83
4.5	0.74	8.67	3.14	2.05

表 4-1 中的标定结果是通过计算标定图像中固定长度内的像素点数量, 把固定长度与像素点数的商作为标定结果, 其标定曲线如图 4-2。系统的放大倍数 PMAG 是像元实际尺寸($6.45 \mu\text{m}$)与像元实际代表的视场尺寸(标定结果)之商, 该列数据与表 3-1NAVITAR 镜头参数中的放大倍数基本吻合, 说明标定数据的正确性。

从图 4-2 可以看出 M 和标定结果并非线性变化, 这与镜头拨盘上的刻度线非线性变化是一致的, 由于这点, 在实验过程中非刻度位置的 M 值就难以计算, 所

以进行测量实验时建议要将镜头焦距调整到有读数的刻度线处，以通过标定数据查得实际尺寸。

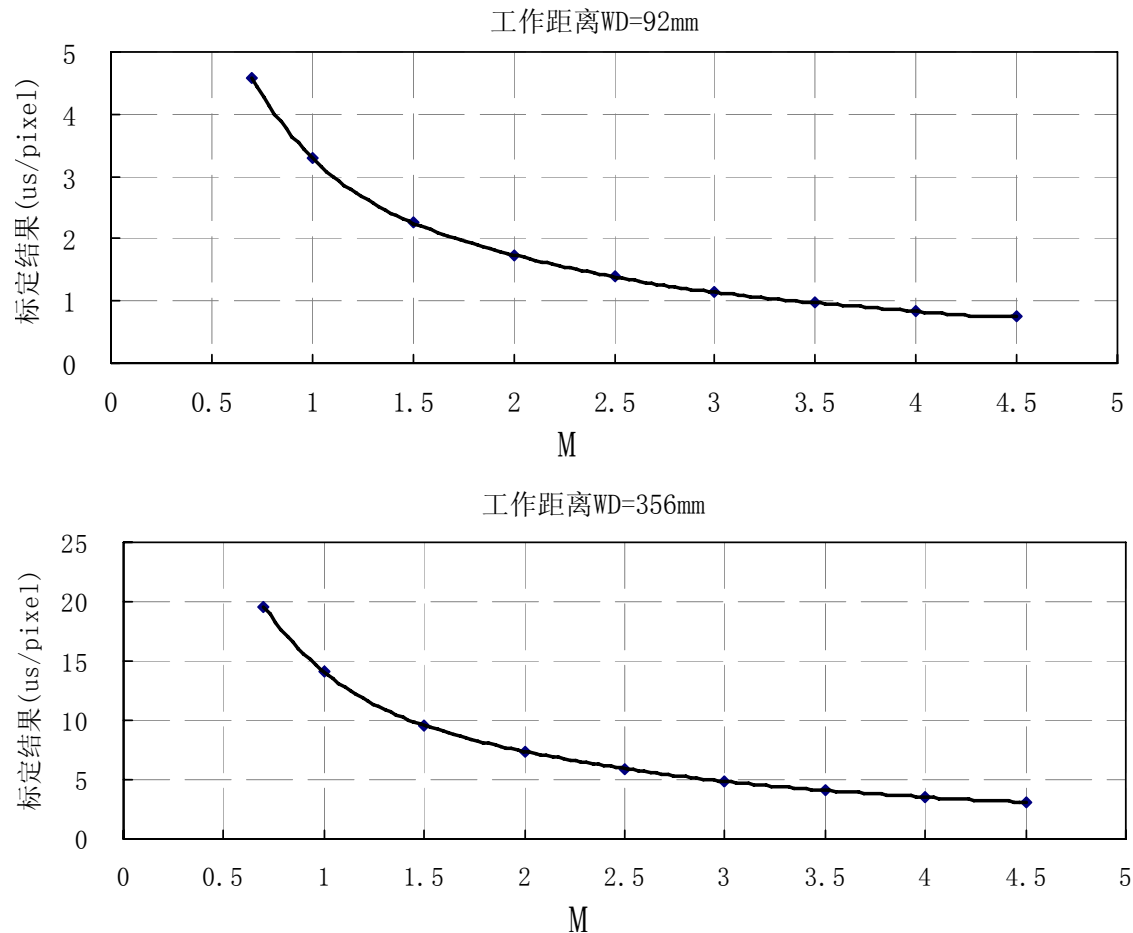


图 4-2 标定曲线

§ 4.2 非工作距离处的测量偏差分析

假设相机的工作距离为 X ，景深为 2δ ，实际测量时，颗粒在景深范围 $X \pm \delta$ 内都会成像，但在非工作距离处会呈模糊的像，即像的边缘被虚化，同时颗粒在图像中的粒径发生变化，这样给测量带来一定偏差。为定量分析非工作距离处的测量偏差，本节通过对颗粒在景深范围内的不同位置进行静态图像测量。

静态实验选取圆形的玻璃珠作为实验对像，将其附着于载玻片上，用可水平移动的夹具将之固定，并调至工作距离处，准备实验。

§ 4.2.1 静态实验样本

本实验选用的玻璃珠为上海市计量测试研究院标样室提供，其颗粒的统计数据如表 4-2 所示。

表 4-2 实验玻璃珠粒径(单位: μm)

样 品		样品一	样品二	样品三
统 计 粒 径				

定 值 数 据	重量（体积）平均径	18.4±1.1	24.5±1.5	30.4±1.8
	重量（体积）中位径	18.3±1.1	24.2±1.5	30.2±1.8
	个数平均径	18.3±1.1	24.1±1.5	30.1±1.8
	个数中位径	18.5±1.1	24.3±1.5	30.3±1.8
统 计 数 据	个数表面积平均径	18.2±1.1	24.4±1.5	30.4±1.8
	个数体积平均径	18.3±1.1	24.5±1.5	30.5±1.8
	长度表面积平均径	18.4±1.1	24.6±1.5	30.6±1.8
	表面积体积平均径	18.7±1.1	24.7±1.5	30.7±1.8

§ 4.2.2 静态实验步骤

本实验选用三种粒径不同的颗粒在两种工作距离下的景深范围内进行变焦测量，由于相机的景深随工作距离及焦距发生变化，当 $WD=92\text{mm}$ ， $M=0.7$ 时，景深为 0.95mm ， $M=4.5$ 时，景深为 0.1mm ；当 $WD=356\text{mm}$ ， $M=0.7$ 时，景深为 13.89mm ， $M=4.5$ 时，景深为 1.54mm 。所以在静态实验时，沿光轴方向的微调距离需要根据不同景深进行设置，本实验把景深 2δ 分成 8 段： $\pm 1/4\delta$ ， $\pm 1/2\delta$ ， $\pm 3/4\delta$ 和 $\pm \delta$ ，单个工况点进行 9 个位置的测量。例如， $WD=356\text{mm}$ ， $M=0.7$ ， $2\delta=13.89\text{mm}$ ，实验分别在 349.06，350.79，352.53，354.26，356.00，357.74，359.47，361.21，362.95(单位：mm)处采集静态图像。每个工况点的采样颗粒数为 100-500 个，各工况点的景深根据公式 3-5 及首尾数据值插值得到。

§ 4.2.3 非工作距离处的测量偏差分析

静态图像的粒径测量使用 Otsu 法阈值分割和 8 邻域边界追踪，提取颗粒粒径，计算等效圆面积径，最后给出各样本的个数平均径。测量结果如表 4-3 所示，偏差值如表 4-4 所示。

表 4-3 样品二在景深范围内测量结果

WD	位移 M	$-\delta$	$-3/4\delta$	$-1/2\delta$	$-1/4\delta$	0	$1/4\delta$	$1/2\delta$	$3/4\delta$	δ
92mm	0.7	24.2	23.8	23.9	23.8	23.7	23.4	23.6	23.3	23.4
	1.0	23.9	24.0	23.9	23.8	23.6	23.7	24.1	23.8	23.8
	1.5	23.7	24.2	24.0	23.8	23.9	24.1	23.8	23.6	24.0
	2.0	24.2	24.3	23.8	24.0	23.9	23.7	23.9	24.0	24.3
	2.5	24.4	23.6	24.0	23.9	23.8	23.5	23.7	23.6	24.0
	3.0	23.9	24.3	23.9	23.5	23.7	23.8	24.3	24.1	23.5

	3.5	25.0	24.6	23.7	24.3	24.0	24.8	24.3	24.9	24.5
	4.0	24.7	24.1	24.2	23.6	23.9	24.3	24.1	25.2	24.7
	4.5	24.7	24.9	25.1	24.3	24.2	23.8	24.5	24.7	25.2
356mm	0.7	26.2	25.7	26.1	25.4	25.3	25.9	26.1	26.4	25.8
	1.0	26.1	25.3	25.8	26.0	25.2	25.6	25.9	25.3	24.9
	1.5	27.1	26.3	26.8	26.1	26.7	27.2	27.4	26.9	27.0
	2.0	28.5	27.3	27.4	26.8	26.3	25.8	25.3	25.6	26.6
	2.5	27.0	28.4	28.1	27.9	27.6	27.1	28.5	28.8	27.8
	3.0	29.0	28.6	28.1	28.4	27.4	27.9	27.5	28.6	28.5
	3.5	27.8	27.1	27.4	26.1	26.8	26.4	26.7	28.5	27.4
	4.0	30.1	29.6	29.9	29.3	28.1	27.6	28.9	29.3	29.7
	4.5	30.6	31.1	30.2	30.0	28.5	28.6	29.0	30.2	30.5

表 4-4 样品二在景深范围内测量结果偏差

WD	位移 M	$-\delta$	$-3/4\delta$	$-1/2\delta$	$-1/4\delta$	0	$1/4\delta$	$1/2\delta$	$3/4\delta$	δ
92mm	0.7	2.1%	0.4%	0.8%	0.4%	0%	-1.3%	-0.4%	-1.7%	-1.3%
	1.0	1.3%	1.7%	1.3%	0.8%	0%	0.4%	2.1%	0.8%	0.8%
	1.5	-0.8%	1.3%	0.4%	-0.4%	0%	0.8%	-0.4%	-1.3%	0.4%
	2.0	1.3%	1.7%	-0.4%	0.4%	0%	-0.8%	0.0%	0.4%	1.7%
	2.5	2.5%	-0.8%	0.7%	0.4%	0%	-1.3%	-0.4%	-0.8%	0.8%
	3.0	0.8%	2.5%	0.8%	-0.8%	0%	0.4%	2.5%	1.7%	-0.8%
	3.5	4.2%	2.5%	-1.3%	1.3%	0%	3.3%	1.3%	3.7%	2.1%
	4.0	3.3%	0.8%	1.3%	-1.3%	0%	1.7%	0.8%	5.4%	3.3%
	4.5	2.1%	2.9%	3.7%	0.4%	0%	-1.7%	1.2%	2.1%	4.1%
356mm	0.7	3.6%	1.6%	3.2%	0.4%	0%	2.4%	3.2%	4.3%	2.0%
	1.0	3.6%	0.4%	2.4%	3.2%	0%	1.6%	2.8%	0.4%	-1.2%
	1.5	1.5%	-1.5%	0.4%	-2.2%	0%	1.9%	2.6%	0.7%	1.1%
	2.0	8.4%	3.8%	4.2%	1.9%	0%	-1.9%	-3.8%	-2.7%	1.1%
	2.5	-2.2%	2.9%	1.8%	1.1%	0%	-1.8%	3.3%	4.3%	0.7%
	3.0	5.8%	4.4%	2.6%	3.6%	0%	1.8%	0.4%	4.4%	4.0%
	3.5	3.7%	1.1%	2.2%	-2.6%	0%	-1.5%	-0.4%	6.3%	2.2%
	4.0	7.1%	5.3%	6.4%	4.3%	0%	-1.8%	2.8%	4.3%	5.7%

	4.5	7.4%	9.1%	6.0%	5.3%	0%	0.4%	1.8%	6.0%	7.0%
--	-----	------	------	------	------	----	------	------	------	------

表 4-3 为样品二在不同工况下景深范围内各位置的测量值(统计个数平均径), 表 4-4 为样品二在非标准工作距离下的测量值与标准工作距离下测量值的偏差数据。从以上数据分析可知, 在非标准工作距离下的最大测量偏差为 9.1%, 平均测量偏差在 $\pm 3\%$ 。样品一和样品三的测量数据与上相似, 不重复列出。以上测量值的误差包括系统误差、标定误差、实验误差和随机误差, 但偏差值为两组具有相同误差的测量值之比, 最大程度上消除了以上误差的影响, 能够直接反映在景深范围内工作距离变化对测量产生的影响。

从分析数据而言, $\pm 3\%$ 的偏差在测量允许范围之内, 即多相流离散相颗粒在景深范围内流动时, 测量值波动在 $\pm 3\%$ 。如果颗粒超出景深范围, 图像边缘梯度急剧变小, 测量误差变大, 最大甚至超过 50%。

在实际测量中判断颗粒是否在景深范围内是数据处理的重点和难点, 可以从三个方面着手加以解决。第一, 使用厚度与相机景深厚度相匹配的激光片光源, 保证可见颗粒必定在景深范围内。该方法的优点是硬件判断颗粒是否在景深范围内, 具有极高的可靠性; 缺点是使用片光照明的颗粒测量方法的精度不及背光照明, 后文将详细讨论。第二, 利用光学传递函数建立颗粒离焦模糊的图像灰度分布模型, 找出颗粒离焦的灰度分布特点及判据, 对离焦颗粒进行恢复并测量其粒径。本文测量对象仅针对在焦颗粒, 将在今后的工作中给予详细研究。第三, 对颗粒粒径进行整体统计, 利用常规的数据处理手段剔除离散度较大的数据, 降低测量误差。本文以该方法处理为主。

§ 4.3 静态实验测量误差分析

整体测量误差包括系统误差、标定误差、实验误差、计算误差和随机误差。为了定量分析所有误差对测量的综合影响, 本文对三种样品在标准工作距离下的测量值进行分析, 并比对与标称值的差别, 一是剔除了非标准工作距离的测量偏差, 二是能够涵盖所有误差因素。测量结果如图 4-3、图 4-4 和图 4-5。

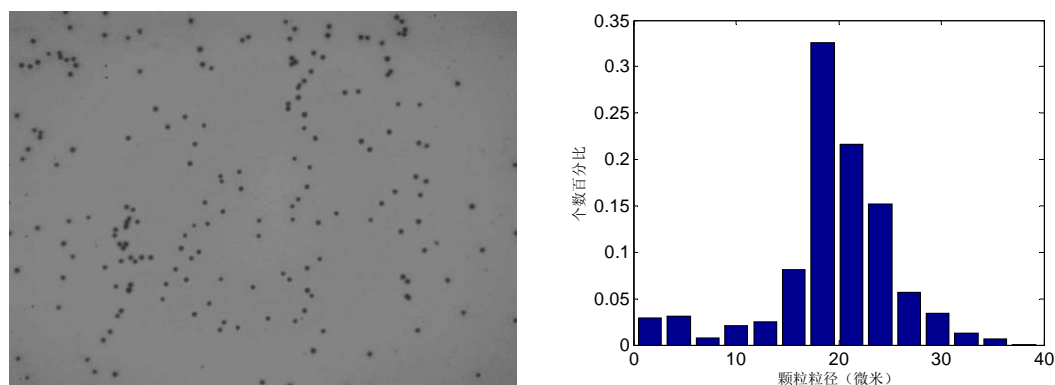


图 4-3 样品一静态测量图像(WD=356, M=4.5)及个数分布直方图

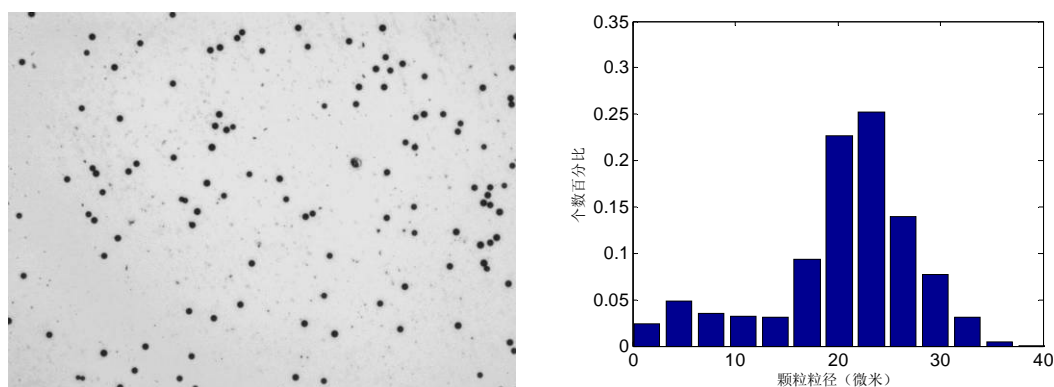


图 4-4 样品二静态测量图像(WD=92, M=1.0)及个数分布直方图

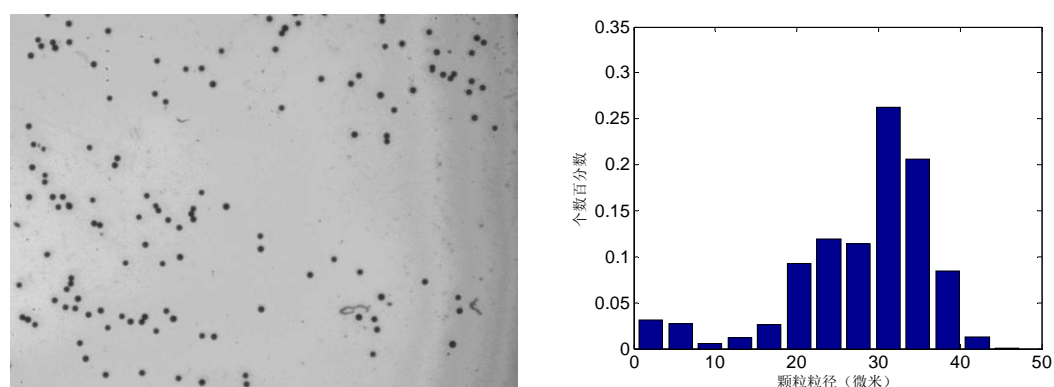


图 4-5 样品三静态测量图像(WD=356, M=3.0)及个数分布直方图

已知三种样品的个数平均径分别为 $18.3 \pm 1.1 \mu m$ 、 $24.1 \pm 1.5 \mu m$ 和 $30.1 \pm 1.8 \mu m$ ，测得统计个数平均径分别为 $17.9 \mu m$ 、 $23.6 \mu m$ 和 $29.2 \mu m$ ，与标称值的误差分别为-2.2%、-2.1%、和-3.0%。测量数据偏小，是因为图像边界上成像不完全的颗粒以及图像边缘阈值化产生的边界缩小所导致的。在图像处理过程中，可以将这些与边缘相连接的颗粒删除，并把边界阈值适度放大，使测量结果更加准确。

由以上静态测量数据可知，整体误差在 $\pm 3\%$ 以内，再加上非工作距离偏差，系统的测量误差在 $\pm 5\%$ 以内，基本满足测量要求。

第五章 基于图像法的气固两相流测量研究

大型电站锅炉中煤粉输运的在线测量，石化和冶金工业中的烟气排放和环境监测等问题都属于气固两相流测量的研究范畴。由于流场内部流动特性极其复杂，目前还没有一种完善的理论模型去定量描述该问题，相对可靠的研究手段还是以实验为主。气固两相流分散相的速度场和粒度分布是实验测量的重点，该参数为进一步研究流动特性，建立模型提供了实验依据。基于图像法的可视化测量为气固两相流提供了一种新的测量手段。由于大多数气相介质（以空气为主）在可见光谱范围内是无色透明的，所以在图像中只显现分散相的流动情况，这样大大简化了测量难度，当然连续相的数据无法通过图像法直接给出，但可以分析气固两相的耦合关系而间接获得。

本文采用玻璃微珠在空气中重力沉降来模拟气固两相流动，并使用单帧单曝光图像法测量模拟流动的速度场和粒度分布等参数。本实验的主要目的是为了验证该测量方法的可行性，定量分析其测量误差，其次是给出气固两相流的测量结果，分析测量中存在的问题和难点。由于颗粒在流体中的重力沉降属于经典算例，前人已给出解析解和精准度很高的数值解，所以测量数据可以直接与之比较，无需进行对比实验。

§ 5.1 重力沉降实验装置

本实验采用 30 目、120 目和 325 目的玻璃微珠在空气中的重力沉降模拟气固两相流动，测量不同高度下颗粒的速度场及分布和粒度分布。实验装置主要由测量系统和被测部分组成。前者由第三章详细介绍，后者包括漏斗、玻璃管、铁架台、玻璃微珠、颗粒回收器皿。实验系统示意图见图 5-1。

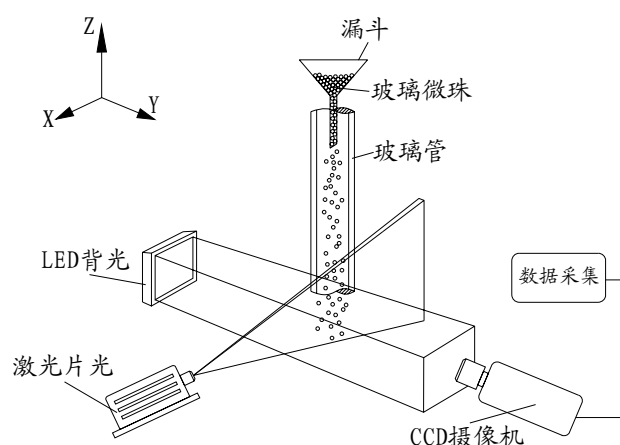


图 5-1 重力沉降实验装置示意图

玻璃珠在空气中受重力，浮力和沉降阻力的作用下落，由于空气扰动和颗粒间的相互碰撞，速度方向在整体向下的基础上各自不同。本实验采用 5 种长度的

玻璃管，分别为 200mm，400mm，600mm，800mm 和 1000mm，使玻璃珠在其中下落，一是起减少大气对实验干扰的作用，二是对测量高度进行控制。为了更加准确地控制下落高度，实验时要求玻璃珠在漏斗中的下落起点与玻璃管上端面平齐，CCD 相机视场中心位置正对玻璃管下端面。为了尽量减少有限容器对测量的影响，颗粒沉降路径应远离玻璃管壁面，并使采样区域落在沉降的中心位置。

为了比较不同光源对测量效果的影响，本实验采用侧向 532nm 激光片光源和大功率 LED 背光源分别为实验照明。实验前需要在标准工作距离处对测量区域进行对焦，使测量区中心位置清晰成像，步骤如 § 4.1 中标定前的准备工作。实验时对不同工况下的流场进行图像采集。

§ 5.2 沉降速度的理论值

为比较实验结果与理论速度值的偏差，本文首先研究颗粒在空气中重力沉降的理论速度值。

§ 5.2.1 计算模型

假设密度为 ρ_s 、粒径为 D 的球形颗粒，在密度为 ρ_f 、粘度为 η 的空气中作沉降运动。由于颗粒的密度大于空气的密度，颗粒向下沉降，令任意瞬间的沉降速度为 u 。作用在颗粒上有三种力：方向向下的重力 W ，方向向上的浮力 F_a 和与沉降速度相反、方向向上的流动阻力 F_D ，如图 5-2 所示。其运动方程见公式 5-1。

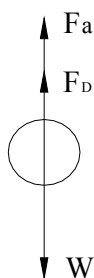


图 5-2 球形颗粒沉降过程的受力

$$W - F_a - F_D = m \frac{du}{dt} \quad (5-1)$$

其中， m 为颗粒的质量， W ， F_a ， F_D 分别表示为，

$$W = mg = \frac{\pi}{6} D^3 \rho_s g \quad (5-2)$$

$$F_a = \frac{\pi}{6} D^3 \rho_f g \quad (5-3)$$

$$F_D = \frac{\pi D^2}{4} \cdot \frac{\rho_f u^2}{2} C_D \quad (5-4)$$

其中， C_D 是阻力系数，与颗粒的雷诺数 Re 密切相关。公式 5-1 可简化为：

$$\frac{du}{dt} = -A \cdot C_D \cdot u^2 + B \quad (5-5)$$

其中, $A = 3\rho_f / (4\rho_s D)$, $B = (\rho_s - \rho_f)g / \rho_s$, 当实验工况确定后, A、B 为常数, 所以解公式 5-5 所示的微分方程的关键是写出阻力系数的关联式。

§ 5.2.2 Stokes 解和阻力系数的关联式

1851 年, Stokes 首先对低颗粒雷诺数 (层流流动) 情况下的 N-S 方程进行解得到阻力系数 C_D 的解析解, 见公式 5-6

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} \quad (5-6)$$

其中, Re 是颗粒的雷诺数, $\text{Re} = Du\rho_f / \eta$, η 是流体的动力粘度。通过公式 5-6 代入运动方程 5-5, 得到任一瞬间颗粒的沉降速度 u 为

$$u = \frac{(\rho_s - \rho_f)gD^2}{18\eta} [1 - \exp(-\frac{18\eta}{\rho_s D^2} t)] \quad (5-7)$$

对公式 5-7 的两边在时间 t 上进行积分可以得到下落高度 H 与 t 的关系, 并与式 5-7 联立, 得到 H 与瞬时速度 u 的关系见公式 5-8。

$$H = -\frac{u_{st}}{a} \ln(1 - \frac{u}{u_{st}}) - \frac{u}{a} \quad (5-8)$$

其中, $a = 18\eta / (\rho_s D^2)$, u_{st} 是颗粒沉降的最终速度, 即为公式 5-7 去掉指数项, 如果已知颗粒下落的高度, 就可以通过式 5-8 求出理论瞬时速度 u 。

Stokes 解适用的雷诺数范围为 $\text{Re} < 0.2$, 通常属于蠕流流动。在实际计算中一旦颗粒雷诺数超出这个范围, 误差会成倍增加^[82]。因此, 一个半世纪以来, 众多学者基于实验推导出适用于不同雷诺数范围的阻力系数关联式。

1910 年, Oseen 在 $\text{Re} < 2$ 的范围内提出了 Stokes 修正解, 即

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + \frac{3}{16} \text{Re}) \quad (5-9)$$

在过渡区域 ($\text{Re} = 0.1 - 10^3$), 可以使用 Schiller 和 Naumann (1933 年) 提出的经验关联式 5-10 和 5-11

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) \quad (5-10)$$

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.14 \text{Re}^{0.7}) \quad (5-11)$$

在湍流区域 ($\text{Re} = 10^3 - 3 \times 10^5$), 阻力系数基本为常数, 一般取 0.44。当 $\text{Re} > 10^6$ 时, 可用 Clift 关联式, 见公式 5-12

$$C_D = 0.19 - 8 \times 10^4 / \text{Re} \quad (5-12)$$

当 Re 在 $3 \times 10^5 - 10^6$ 范围内, 可用 Clift 提出的一系列关联式。

上述阻力系数的关联式都存在着偏差, 除了 Stokes 解析解, 其他都无法成为

该雷诺数范围内的完美解，相对而言实验测得的阻力系数更加可靠， C_D - Re 图最著名的是目前广泛应用的 Lapple 和 Shepherd(1940)提出的关系曲线图，如图 5-3。

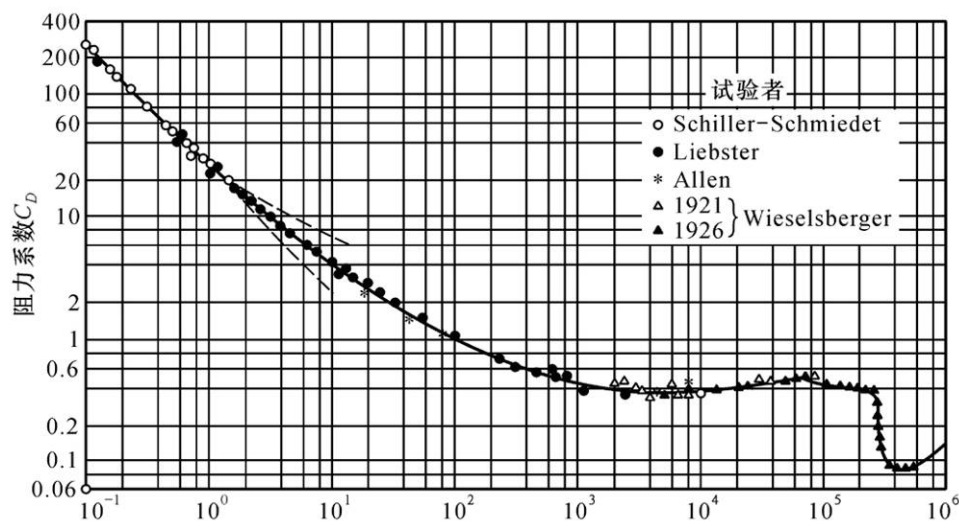


图 5-3 球形颗粒阻力系数 C_D 与雷诺数 Re 的实验曲线

§ 5.2.3 数值解

由于实验测得的阻力系数相对误差较小，本文利用 VB 编程语言根据图 5-3 所给出的阻力系数对运动方程 5-5 进行数值求解，即解微分方程

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -A \cdot C_D \cdot u^2 + B \\ u(0) = 0 \end{cases} \quad (5-13)$$

本文采用标准四阶 Runge-Kutta 公式对式 5-13 进行数值离散，见公式 5-14

$$\begin{cases} u_{n+1} = u_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \\ k_1 = f(u_n) \\ k_2 = f(u_n + \frac{1}{2}hk_1) \\ k_3 = f(u_n + \frac{1}{2}hk_2) \\ k_4 = f(u_n + hk_3) \\ f = -A \cdot C_D \cdot u^2 + B, u_1 = 0 \end{cases} \quad (5-14)$$

步长 h 为时间微分，取 1 微秒，当程序循环到需要给出阻力系数 C_D 时，计算该次循环体内 u_n 下的雷诺数 Re_n ，然后通过 Re_n 查找得到阻力系数 C_{Dn} 。同时利用梯形公式计算在时间 t_n 到 t_{n+1} 内的位移微分 H_n ，通过位移微分的累积不大于给定下落高度 H 来终止循环，最终给出沉降高度 H 所对应的瞬时速度 u ，即下降 H 距离时颗粒速度的理论值。通过改变程序中不同的下降高度，得到不同的速度，可以

绘出 u - H 曲线图，如图 5-4 所示。

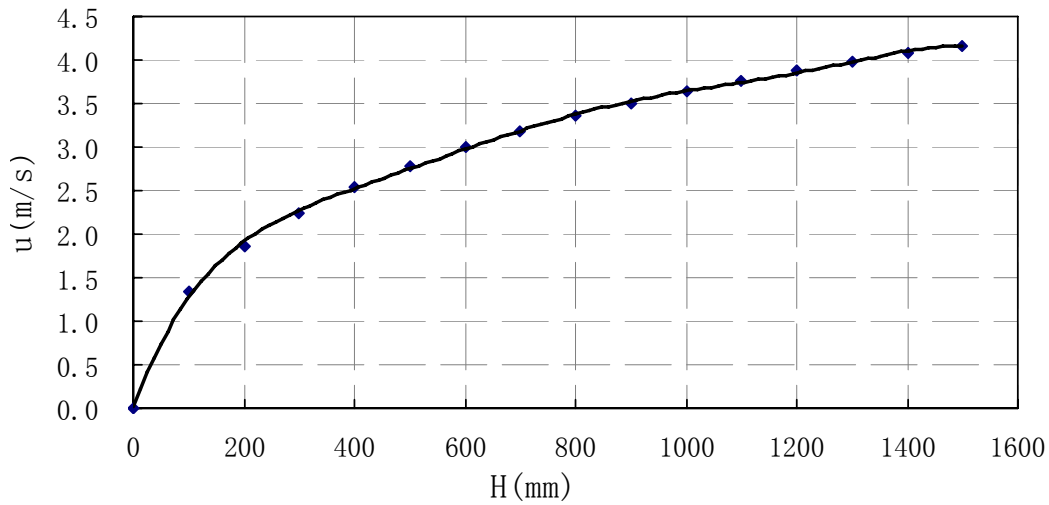
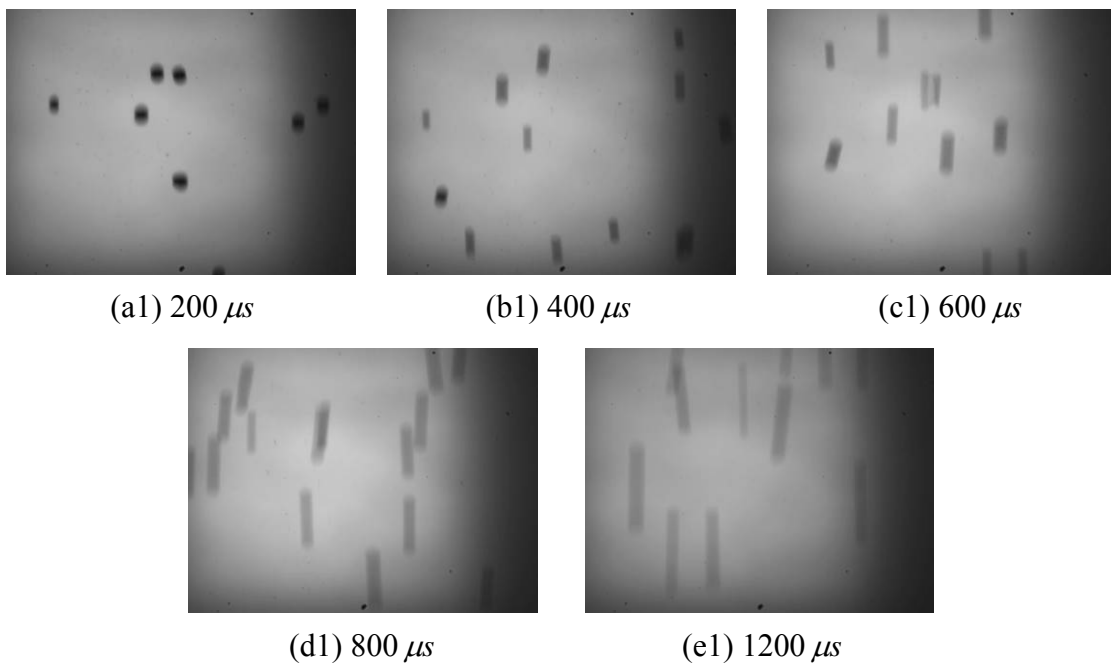


图 5-4 球形颗粒在空气中重力沉降速度与下落高度的关系曲线

图 5-4 的沉降工况取颗粒直径 $D=600\mu\text{m}$ (约 30 目)，颗粒密度 $\rho_s=2650\text{kg/m}^3$ ，空气密度 $\rho_f=1.205\text{kg/m}^3$ ，空气动力粘度 $\eta=18.1\text{e-}6\text{Pa}\cdot\text{s}$ ，重力加速度 $g=9.8\text{m/s}^2$ 。本文将在该工况下进行速度测量实验，并用测量数据与以上理论数值进行对比。

§ 5.3 重力沉降实验速度场测量结果

实验设定了 $200\mu\text{s}$ ， $400\mu\text{s}$ ， $600\mu\text{s}$ ， $800\mu\text{s}$ 和 $1200\mu\text{s}$ 5 种曝光时间，分别记录了两种光源下 5 个不同高度的颗粒(30 目)沉降，共 50 个工况点，每个工况点用 18fps 的帧率采集 25 秒共 450 张图片。图 5-5 给出的是 800mm 高度下不同曝光时间的颗粒沉降图片。



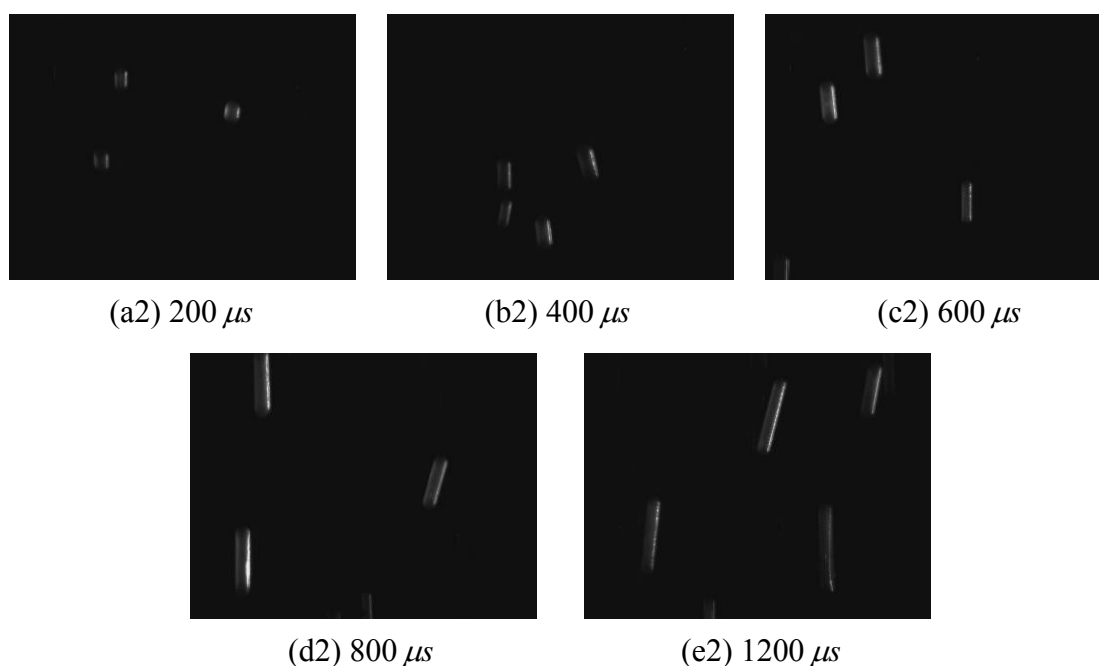


图 5-5 不同曝光时间下颗粒在 800mm 处沉降图片(a1-e1 为 LED 背光照明, a2-e2 为激光片源照明, WD=356mm, M=1.0)

当沉降高度一定时, 颗粒的速度一定, 通过改变相机的曝光时间 T , 颗粒的运动模糊长度与 T 线性变化, 如图 5-5 所示。图 5-6 为上述 5 种工况下单个颗粒运动轨迹的自相关函数曲线, 从图中可以看出自相关长度随曝光时间增大而增大, 这与图 5-5 中的变化结果一致。如果以曝光时间 T 为横坐标, 运动模糊长度 L 为纵坐标, 分别给出两种光照条件下 800mm 处颗粒沉降情况的曲线, 如图 5-7 所示。

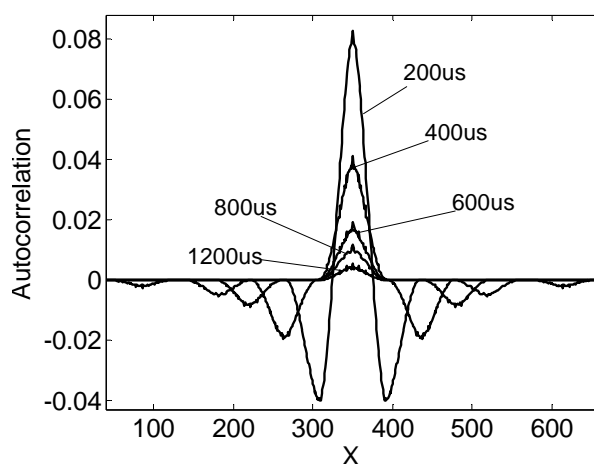


图 5-6 不同曝光时间下单个颗粒在 800mm 处模糊图像的自相关函数曲线

因为 L 与 T 成正比, 对不同曝光时间下的模糊长度进行线性回归, 直线的正切值即为颗粒在 800mm 处的平均下落速度, 其中 LED 背光照射情况下的速度为 3.1m/s, 激光片光源下的速度为 3.3m/s, 从图 5-7 中也可以看到相同曝光时间下,

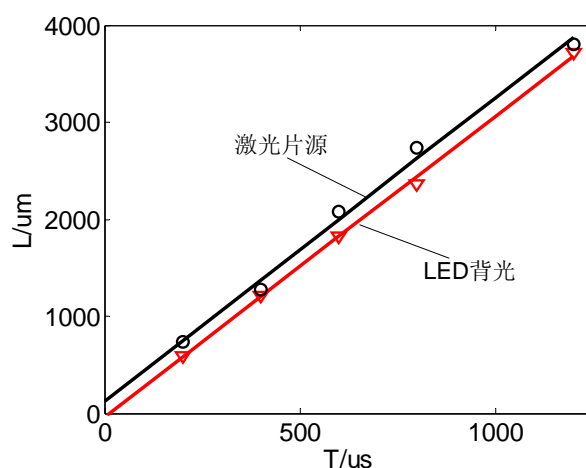
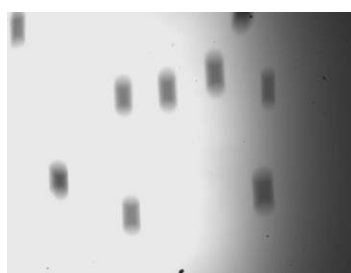


图 5-7 800mm 处颗粒沉降的模糊长度与曝光时间的关系

片光的 L 略大于背光的 L ，这是由于当相机的景深一定，背光照射下部分颗粒不在焦平面上，会产生离焦模糊，使 L 变小；而片光的厚度较小，焦距以外的颗粒无法记录，这样保证了不离焦，所以 L 相对真实，较背光情况下的大，从而得到的速度也较大。



(a1) 200mm



(b1) 400mm



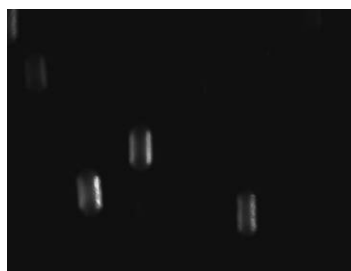
(c1) 600mm



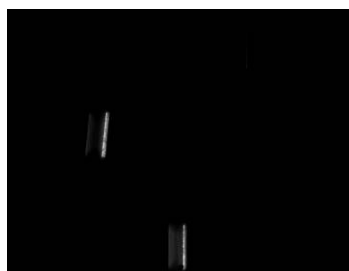
(d1) 800mm



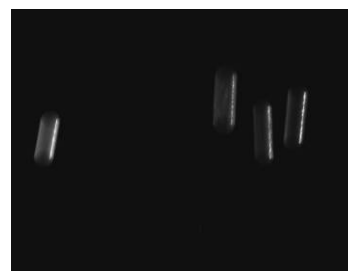
(e1) 1000mm



(a2) 200mm



(b2) 400mm



(c2) 600mm

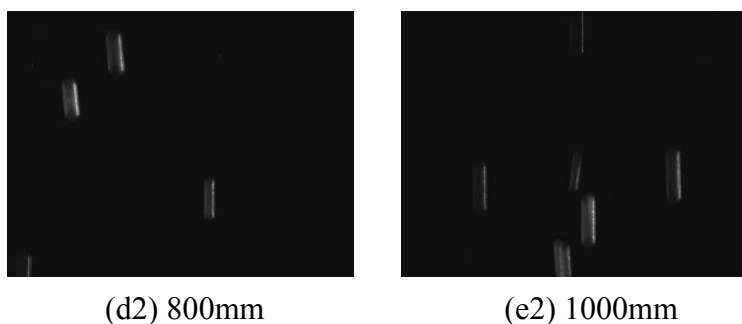


图 5-8 不同高度下颗粒的沉降图片(曝光时间 $T=600\mu s$, a1-e1 为 LED 背光照明, a2-e2 为激光片源照明, $WD(a1-c1,12-c2)=356mm$, $M(a1-c1,12-c2)=1.5$, $WD(d1,e1,d2,e2)=356mm$, $M(d1,e1,d2,e2)=1.0$)

图 5-8 是玻璃微珠(30 目)在 200mm, 400mm, 600mm, 800mm 和 1000mm 高度下用 $600\mu s$ 曝光时间记录的沉降图片。图 5-9 为 $600\mu s$ 曝光时间下颗粒下落速度随高度的变化关系及与理论值的比较, 其中曲线 a 和 b 分别为背光和片光照射下的速度加权平均值, 曲线 c 和 d 分别为颗粒在空气和真空中重力沉降的理论值, 其中, 曲线 a 略低于曲线 b, 即相同高度测得的背光下的速度值小于片光下的速度值, 原因如前所述。曲线 b 和 c 基本吻合, 说明使用激光片光源测得的速度偏差更小, 更可靠。

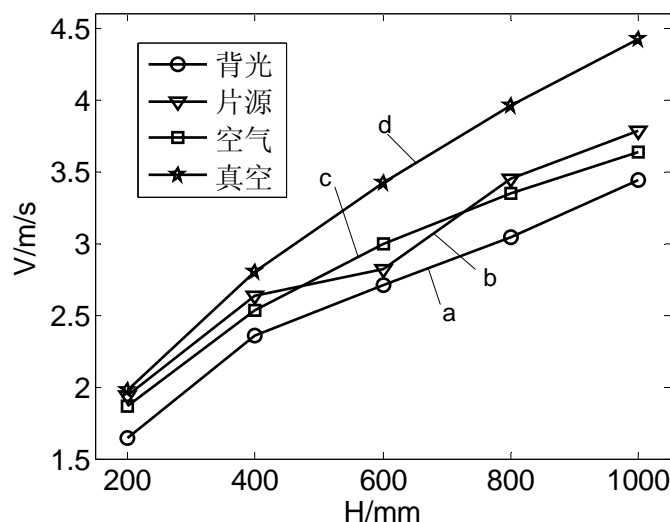


图 5-9 颗粒沉降速度与下落高度的关系

本文根据速度场测量算法用 Matlab 编写了相关程序, 并对每个工况下的流场图像进行处理, 图 5-10 为 600mm 高度, $600\mu s$ 曝光时间, 两种光源照射下的流场图像及处理后的速度场和该工况下由 500 帧图像得到的速度分布。

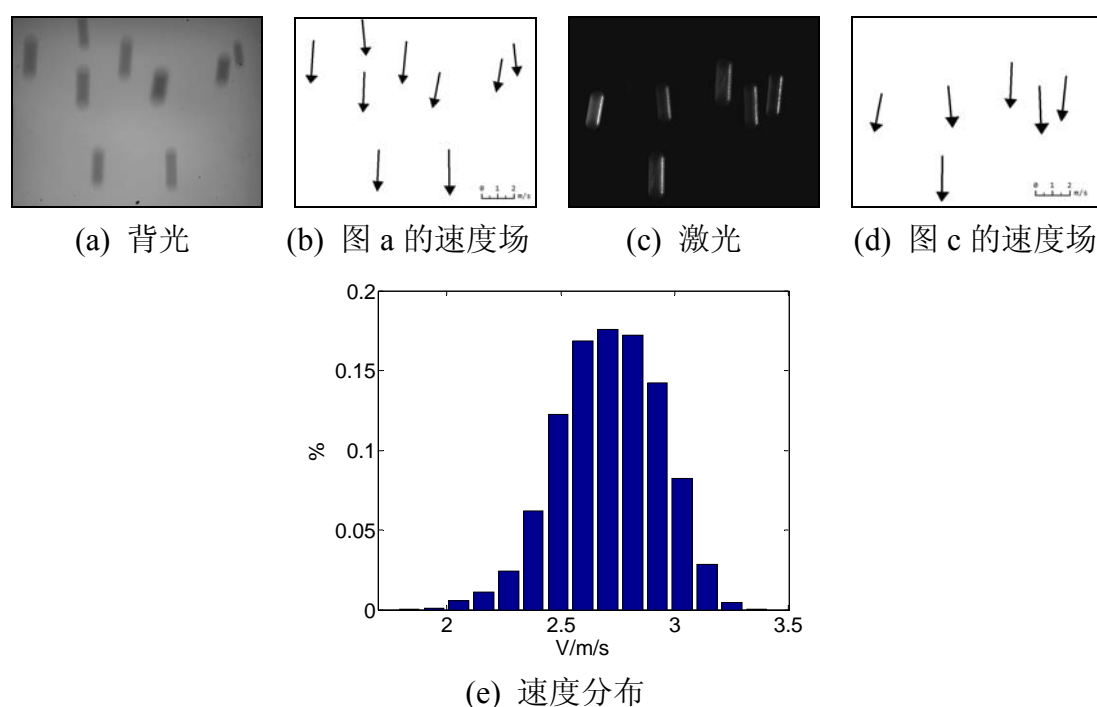


图 5-10 两种光源下流场图像的速度处理结果

比较图 5-10 中速度矢量场和实际流场，两者基本一致，说明该方法可以在低浓度气固两相流测量中得到离散相颗粒的速度场。实验还发现由激光片光获得的图像中颗粒浓度较低，而背光中则较高，这是不同光源使颗粒离焦程度不一致所造成的。高浓度使测量数据较丰富，但因离焦所造成的数据误差增大和因颗粒轨迹交叠几率增大造成的处理困难给背光照射的这种方式带来不少弊端，相对而言，激光片光源是一种较理想的照明手段。

§ 5.4 重力沉降实验粒度测量结果

本文所研究的粒度测量方法旨在解决流动颗粒的粒度表征，处理对象是非“冻结”颗粒，由于颗粒的运动模糊给图像处理增加了很大难度。第二章中提到的两种粒度处理方法，其中基于相关法测量粒径技术需要对图像作比较复杂的预处理，其鲁棒性也很差，相关图像处理的技术还不完善，就目前而言应用比较困难。本文采用图像逆滤波恢复技术对重力沉降实验中的粒径测量进行了研究。

§ 5.4.1 不同光源对粒径测量的影响

光源的选取对图像法测量粒径的成败影响很大，本实验用激光侧向片源和 LED 背光分别照明，图 5-11 是同一工况下两种照明方式获得的流场图像。分别对图 5-11 中的标记颗粒 A 和 B 进行方向识别，并旋转至水平。然后识别其模糊长度 LEN ，通过 Matlab 中的 $DECONVWNR$ 函数对运动模糊图像进行逆滤波恢复，如图 5-12。从图 5-12 中明显可以看出，由背光照明的颗粒运动轨迹通过图像恢复能够得到轮廓较清晰，对比度较大，且信噪比较高的“伪静态”图像，再通过静



图 5-11 同一工况下两种光源照明的流场图像

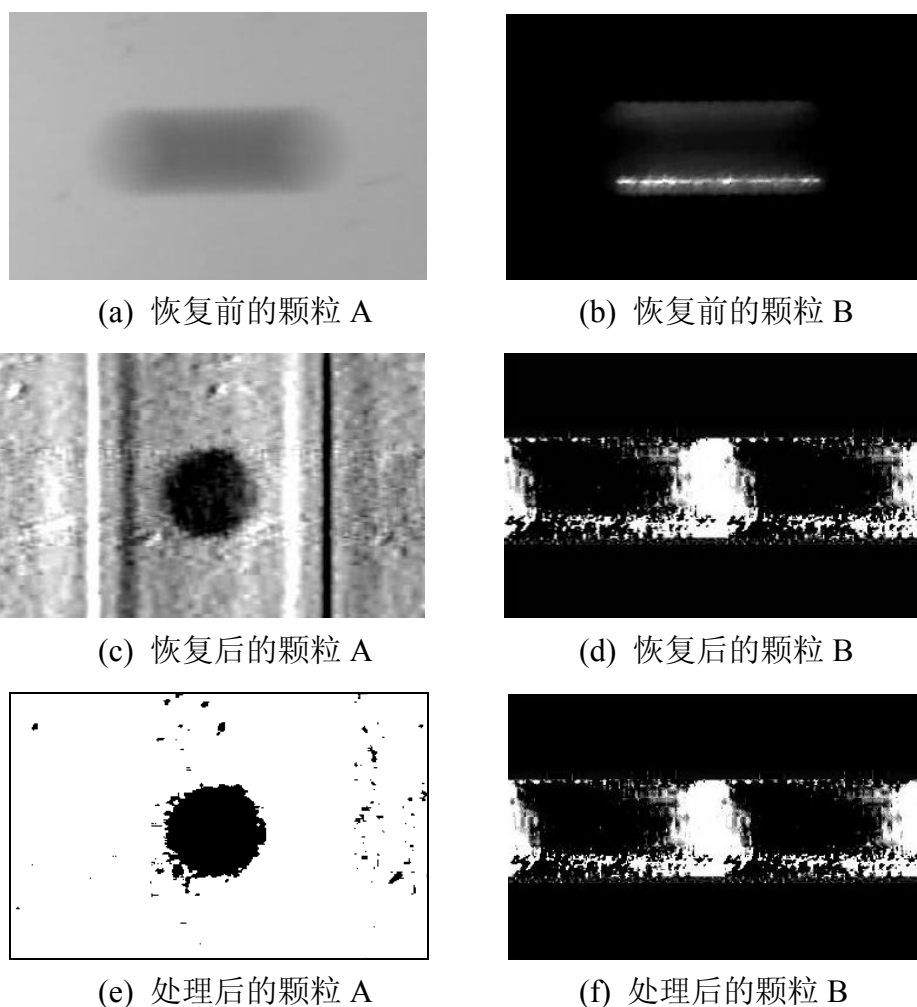
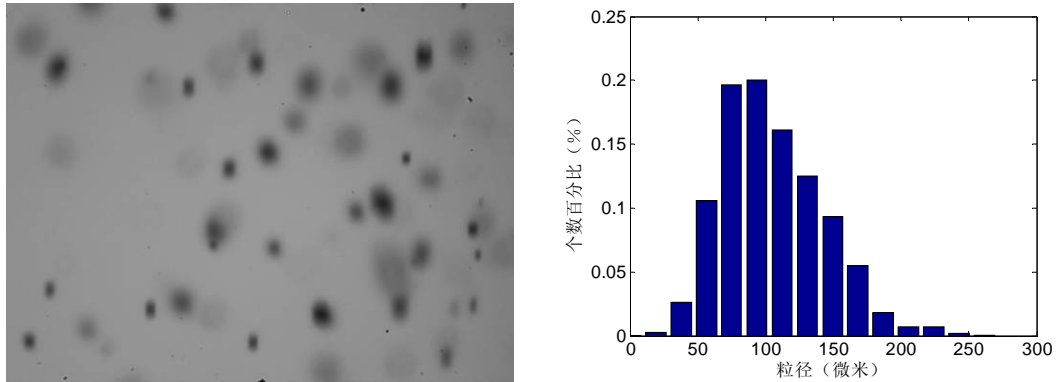


图 5-12 不同光源对颗粒图像处理的结果

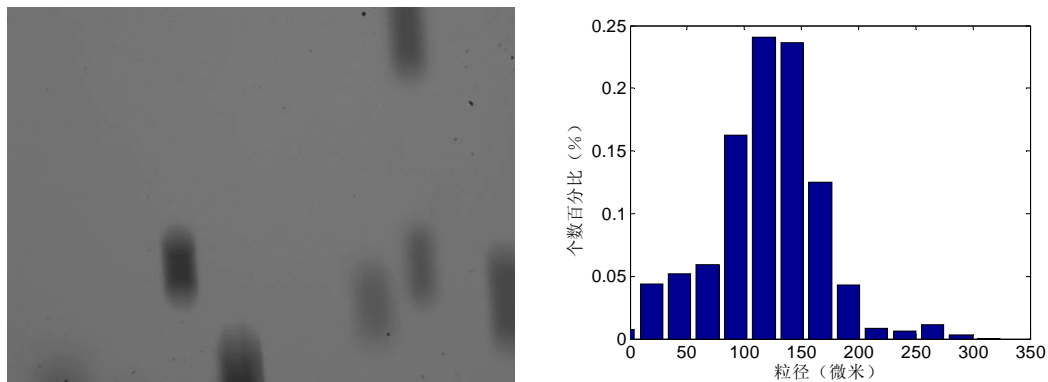
态图像处理去除颗粒背景并二值化，待进一步计算颗粒粒径。但由激光侧向片源照明的颗粒图像却得不到理想的处理结果，主要原因是激光侧向打光使颗粒的光强分布不均匀，尤其是透明物体，激光会在其内部多次反射，使物体边界不明显，这是无法恢复到边缘清晰颗粒图像的本质原因。作者认为如果对不透明物体使用激光，同时在不同方向增加激光照射，会提高图像质量，得到较好的结果，这有待实验验证。由上述分析，本文将使用背光测量的结果对颗粒粒度进行分析。

§ 5.4.2 粒径测量结果分析

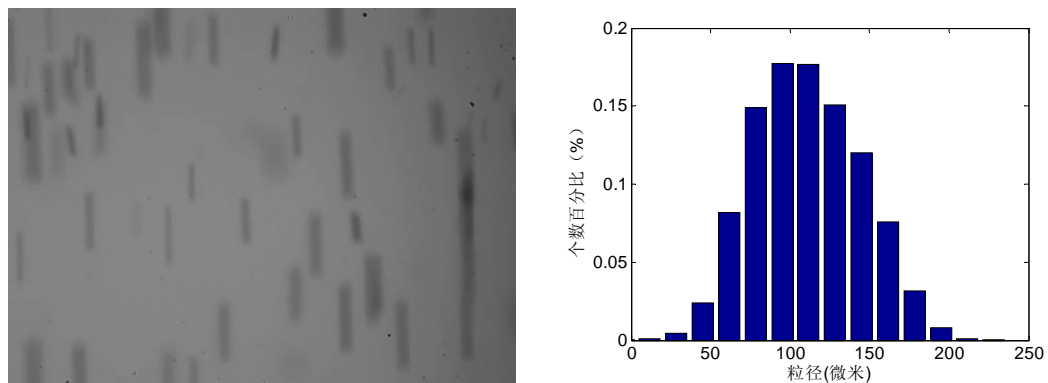
本实验分别通过 30 目、120 目和 325 目的玻璃微珠的重力沉降图片对粒度测量进行了研究。图 5-13 为 120 目的颗粒在 400mm 高度沉降，用不同曝光时间记录的图片。



(a) $T=100\ \mu s$, $WD=356\text{mm}$, $M=4.0$ 记录的原始图片和粒径分布



(b) $T=200\ \mu s$, $WD=92\text{mm}$, $M=2.0$ 记录的原始图片和粒径分布



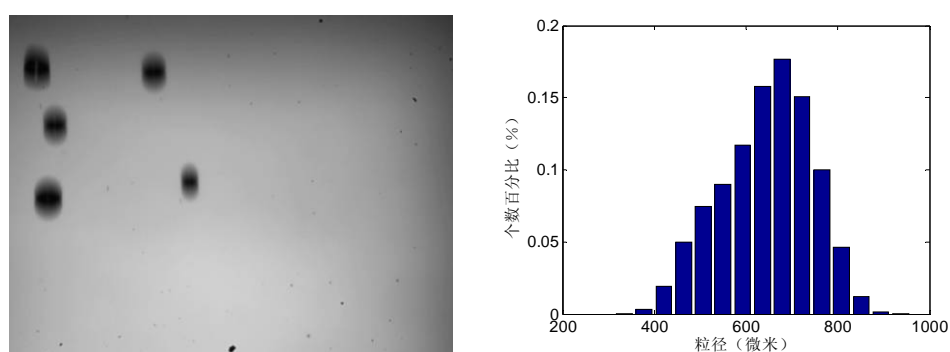
(c) $T=400\ \mu s$, $WD=356\text{mm}$, $M=4.0$ 记录的原始图片和粒径分布

图 5-13 不同曝光时间下的颗粒图像及粒度分布

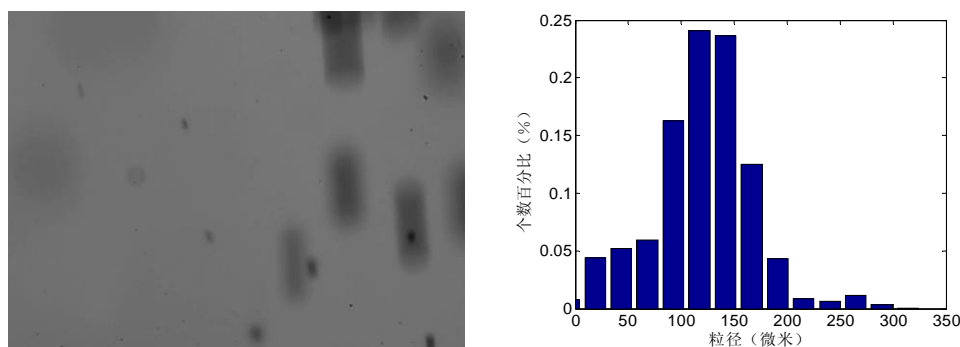
120 目对应的粒度为 $120\ \mu m$ ，图 5-13 中工况 a 统计颗粒数为 531 个，个数平均径为 $105\ \mu m$ ，相对误差-12.5%；工况 b 统计颗粒数为 267 个，个数平均径为

119 μm ，相对误差 0.8%；工况 c 统计颗粒数为 605 个，个数平均径为 111 μm ，相对误差-7.5%。从图 5-13 分析数据表明：一，个数平均径基本在 120 μm 附近，说明粒度测量准确，该方法可行。二，曝光时间对颗粒测量没有明显影响。三，颗粒图像的放大倍数越大，粒度测量的精确度越高，原因在于能够得到更加清晰的颗粒轮廓。

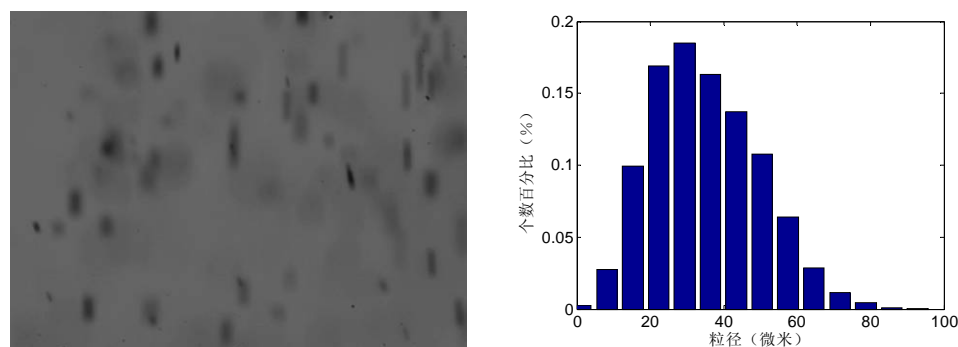
上述分析给粒度测量提供了一个基本导向，即运用相对较大的放大倍数进行粒度测量，但这会造成两点不利：一是视场中颗粒浓度较低，只能反映局部流场。二是对高速流动颗粒的速度测量不利，因为运动轨迹可能超出图像界限。



(a) 30 目颗粒(WD=356mm, M=1.5)的原始图片和粒径分布



(b) 120 目颗粒(WD=92mm, M=2.0)的原始图片和粒径分布



(c) 325 目颗粒(WD=92mm, M=2.0)的原始图片和粒径分布

图 5-14 不同粒径的颗粒图像及粒度分布测量结果

最后本节给出在相同沉降高度(400mm), 相同曝光时间($200\mu s$)下由不同颗粒重力沉降图片处理得到的粒度分布结果, 如图 5-14 所示, 其中工况 a 为 30 目的颗粒, 工况 b 为 120 目的颗粒, 工况 c 为 325 目的颗粒, 根据筛目表, 颗粒粒径分别为 $600\mu m$, $120\mu m$ 和 $45\mu m$ 。所测得的个数平均径分别为 $644\mu m$, $119\mu m$ 和 $41\mu m$, 相对误差分别为 7.3%, 0.8%和-8.8%。从测量数据说明运用该方法测量流动性颗粒的粒度及粒度分布基本可行, 测量结果误差在 $\pm 10\%$ 以内。当然, 测量精度还有待提高, 可以进一步研究硬件参数对测量的影响和改进软件的处理算法。

第六章 基于图像法的液固两相流测量研究

工业中很多设备运行涉及液固两相流动问题，研究其流动特性，了解固相颗粒的速度、浓度和粒度分布是设计和改进的前提。例如液固两相流泵的设计以往大多按输送清水介质设计，导致泵的运行效率低，噪音大，我国直到上世纪 80 年代中期才引入两相流理论。国外学者采用高速摄影技术拍摄泵轮中固体颗粒的运动轨迹，使设计模型与实际相符，优化渣浆泵的结构^[83]。又如在研究液固流化床内颗粒流动特性^[84]，研究螺旋管分离器内部相分布特征^[85]等都需要测量液固两相流场。液固两相流在实际工况中是以液体为连续相，固体颗粒为分散相，偶伴有气泡的复杂流动体系，本文拟采用单帧单曝光图像法对其流动和固相颗粒的速度及粒度进行测量研究。

本实验以二维圆柱绕流为基础，观察不同雷诺数下的尾迹图像，测量其速度场和粒径分布，以验证该方法在液固两相流动测量中的应用，并分析测量中存在的问题和难点。

§ 6.1 实验装置设计

本实验所设计的液固两相流测量试验系统主要包括储水箱(30cm×30cm×60cm)、过滤器、管道泵、转子流量计(量程 1.0-8.0m³/h，精度等级 2.5)、测量段 A 和 B、调节阀和截止阀。实验系统示意图见图 6-1。

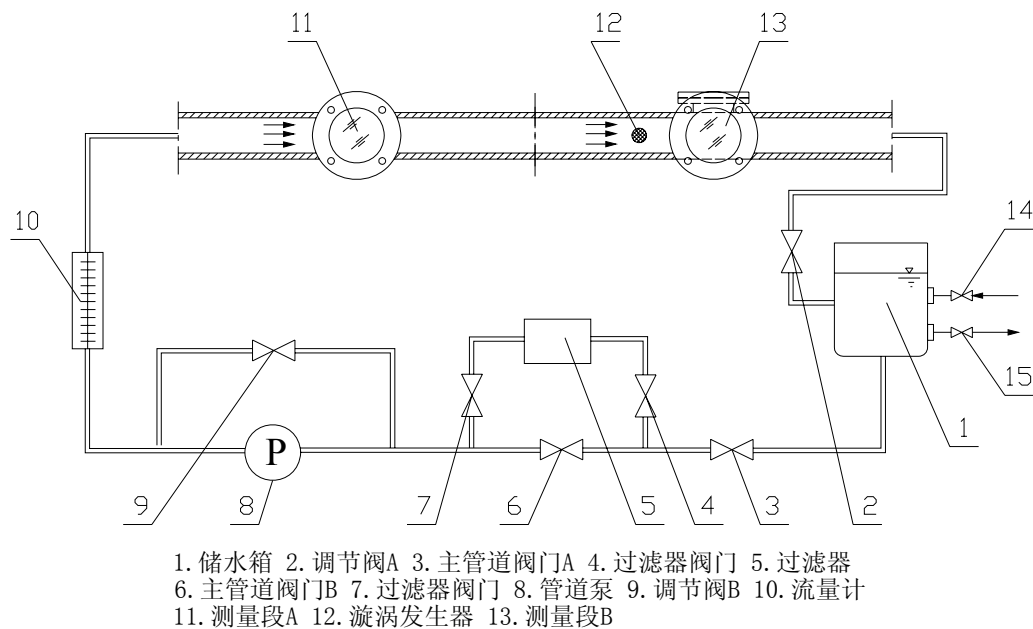


图 6-1 液固两相流实验系统示意图

实验系统分两种运行模式：工作模式和清渣模式。工作模式运行如下：

(1) 关闭过滤器两端阀门，打开主管道阀门 B；

- (2) 储水箱内注满水后关闭自来水进水阀门；
- (3) 按配比在水箱中加入固体颗粒，打开主管道阀门 A，启动管道泵；
- (4) 液固两相流从水箱流出，由管道泵输送到测量段 A 和 B，最终循环回到储水箱。

调节阀 A 用于改变系统流量。转子流量计测量液固两相流的流量。与泵并联的调节阀 B 常开，防止泵憋压，适当时可减小开度提高流量。

由于泵体为铸铁材料，内部生锈会影响下一次测量，所以每次实验前需启动清渣模式，运行如下：

- (1) 储水箱注满水，关闭自来水进出水阀；
- (2) 开启过滤器两端阀门，关闭主管道阀门 B；
- (3) 启动管道泵，使流体经过滤器，去除铁锈和其他杂质。

本液固实验系统的设计需要与测量系统匹配，包括视场匹配，快门速度匹配等，以上各方面涉及到结构尺寸和设计流量。图 6-2 为液固实验系统的实物图。



图 6-2 液固两相流实验系统照片

§ 6.1.1 管道及测量窗与相机系统的耦合设计

测量段的视窗与测量系统视场耦合是设计的第一要求。由于本实验使用的光学系统的视场是可变的，为了充分利用该图像测量系统，做到既可以全场测量，又能对细节进行分析，本实验段的测量窗与相机视场最大范围相匹配。相机的有效分辨率为 1300×1024 ，单位像素最大标定尺寸为 $19.6 \mu\text{m}/\text{pixel}$ ，故相机的最大视场为 $25.4\text{mm} \times 20.1\text{mm}$ ，本文选取 $\phi 32\text{mm}$ 的测量窗与之匹配，如图 6-3 所示。

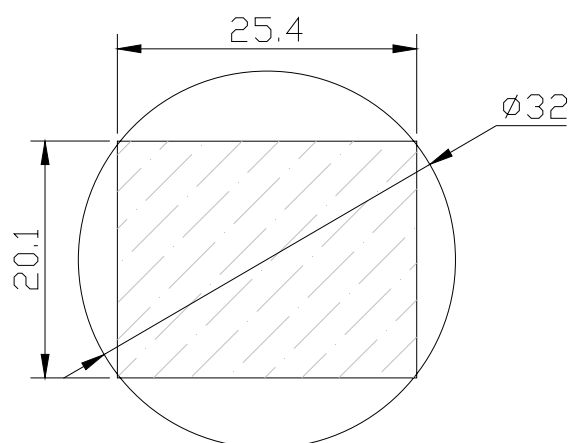


图 6-3 测量段视窗与相机视场耦合示意图

根据测量窗的尺寸，本系统选择内径为 $\phi 41.5\text{mm}$ ，壁厚 $\delta=2.75\text{mm}$ 的不锈钢管作为实验系统的主管道。

§ 6.1.2 泵参数设计

泵的选型主要考虑输送介质、流量、扬程等因素。该系统的工作介质为含有低浓度微米级颗粒的清水，从经济性角度考虑选择离心式管道泵。流量按公式 6-1 计算，

$$Q_A = 0.0036 \cdot \bar{u} \cdot \frac{\pi}{4} d^2 (m^3/h) \quad (6-1)$$

其中， d 为圆形管道直径，单位 mm ； \bar{u} 为管道截面内平均流速，单位 m/s ； Q_A 为流量，单位 m^3/h 。本实验系统设计流速为 1m/s ，按公式 6-1 计算得设计流量为 $5\text{m}^3/\text{h}$ 。

泵的扬程主要是克服系统运行时的流动阻力损失和储水箱液面与回水口的液面差，计算见公式 6-2，

$$H = \lambda \frac{l}{d} \frac{u^2}{2g} + \sum \zeta \frac{u^2}{2g} + \Delta h \quad (6-2)$$

其中，等式右边第一项为沿程阻力损失，第二项为局部阻力损失，第三项为储水箱液面与回水口的液面差，由于回水口与水箱液面基本齐平，该项可忽略不计。经初步计算，沿程阻力损失为 0.3m ，局部阻力损失为 2.5m ，总阻力为 2.8m 。

根据以上计算，并考虑计算余量和试验台的功能拓展，最终本系统选定的离心式管道泵技术参数如表 6-1 所示。

表 6-1 管道泵技术参数

电压 (V)	配套功率 (KW)	流量 (m^3/h)	扬程 (m)	转速 (r/min)	进出口径 (mm)	重量 (kg)
220	0.75	8.0	15	2900	40	30

§ 6.1.3 测量段设计

测量段是本实验系统设计的核心，本实验使用大功率 LED 背光和 532nm 半导体激光片光源作为照明系统，并将集成在实验系统内，所以测量段整体设计包括背光源注入端，激光片光源注入端，相机测量窗口和漩涡发生体嵌入端。

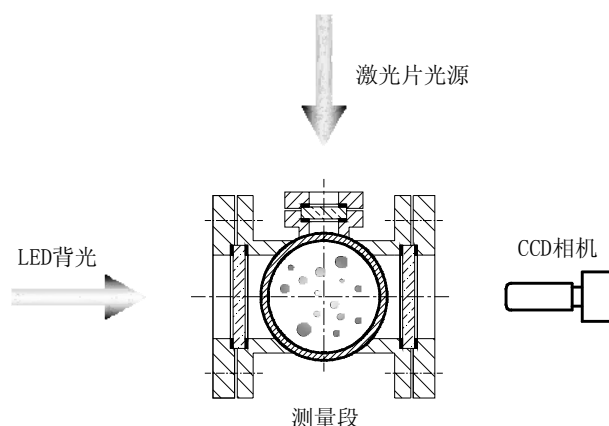
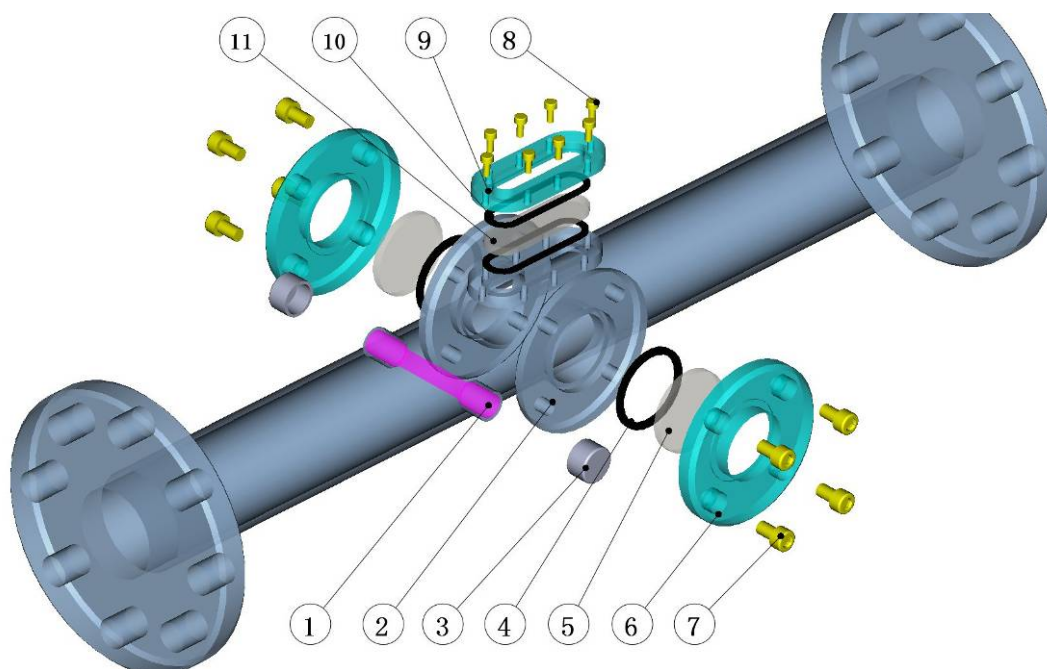


图 6-4 测量方案示意图

测量段管道为水平布置，背光源与相机视窗应在同一光轴上，激光片光源与其垂直布置。由于激光器重量较大，采用悬挂式布置。测量方案示意图如图 6-4 所示。图 6-5 为测量段的结构分解图。



- 1.漩涡发生体 2.测量窗 3.嵌入端盖 4.密封圈 5.玻璃片 6.测量窗法兰
7.M6 内六角螺栓 8. M3 内六角螺栓 9.片光端法兰 10.密封圈 11.玻璃片

图 6-5 测量段结构分解示意图

§ 6.2 理论背景和研究现状

圆柱绕流是一个经典的流体力学问题，同时也一直是学术界和工程界研究的热点，在工业工程中的应用十分广泛^[86]。如在水流对桥梁、海洋钻井平台支柱、海底输运管线、桩基码头等的作用中，风对塔建筑、化工塔设备、高空电缆等的作用中，都有重要的工程应用背景^[87]。

随着雷诺数的增加，粘性不可压缩流体绕圆柱的流动会呈现各种不同的流动状态。在小雷诺数时，流动是定常的，随着雷诺数的增加，圆柱后会出现一对尾涡。当雷诺数较大时，尾流首先失稳，出现周期性的振荡。而后附着涡交替脱落，泻入尾流形成 Karman 涡街，随着雷诺数的增加，流动变得越来越复杂，最后发展为湍流。以上现象是由于流速增加，逆压强梯度作用变大，边界层分离所致。

圆柱绕流属于非定常分离流动问题，对均匀来流绕固定圆柱的二维平面流动，国内外许多学者进行过大量的研究。决定圆柱绕流流态的是雷诺数(Re)， $Re < 5$ 时，流动不发生分离， $5 < Re < 40$ ，在圆柱体后面出现一对位置固定的旋涡； $40 < Re < 150$ ，旋涡扩大，然后有一个旋涡开始脱落，接着另一个也脱落，在圆柱体后面又生成新的旋涡，这样逐渐发展成两排周期性摆动和交错的旋涡，即 Karman 涡街。并非在任何条件下产生的涡街都是稳定的。冯·卡门在理论上已证明稳定的涡街条件是： $Re \approx 150$ ，涡街两列旋涡之间的距离为 h ，单列两涡之间距离为 l ，若两者之间关系满足

$$h/l = 0.2806 \quad (6-3)$$

时所产生的涡街是稳定的。卡门涡街的脱落频率与流体流速 u 成正比，与圆柱体直径 d 成反比，即

$$f = St \frac{u}{d} \quad (6-4)$$

式 6-4 中 St 称为斯特劳哈尔数，与 Re 有关，当 $Re > 10^3$ 时， St 近似等于 0.21。图 6-6 为卡门涡街的示意图。

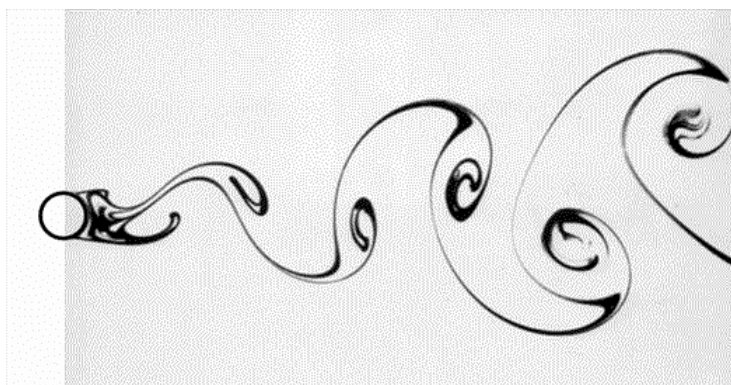


图 6-6 Karman 涡街示意图

当 $Re < 150$ ，涡街是层流， $150 < Re < 300$ ，旋涡由层流向湍流转变。 $300 < Re < 3$

$\times 10^5$, 称为亚临界区, 此时, 柱体表面上的边界层为层流, 而柱体后面的涡街已完全转变为湍流, 并按一定的频率产生旋涡。 $3 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$, 称为过渡区, 此时, 柱体表面上的边界层也转变为湍流, 分离点后移, 阻力显著下降, 旋涡的发放不规则, 频率随机。 $Re > 3 \times 10^6$ 称为超临界区, 此时, 重新建立起比较规则的准周期性发放的涡街^[88]。

目前针对该问题的研究方法主要以实验和数值模拟为主。实验研究能够直接反映现象, 具有说服力。涂程旭等人采用粒子图像测速技术对 630、800 及 950 三种雷诺数条件下的圆柱绕流场进行了实验, 给出了圆柱下游沿流动方向 4 倍圆柱直径和垂直方向 3 倍圆柱直径区域内的速度场、涡量场以及涡脱落现象的时空演化规律^[89]。金文等人利用 PIV 的 2 帧互相关技术, 在风洞中测量雷诺数为 500 的圆柱绕流。通过展示一个涡的产生、发展及脱落的连续瞬时速度矢量场、流线图、速度量级等势线图和涡量等势线图, 分析圆柱后涡系发展及涡量输运规律^[90]。所以 PIV 是目前研究的主要手段, 本实验的一个目的就是讨论单帧单曝光图像法用于液固两相流测量的可行性。

由于圆柱绕流问题的复杂性, 数值模拟可以较灵活地改变工况, 研究范围较广, 成为主流的研究方法。国内王聪等人以湍流剪切层中大尺度旋涡结构与颗粒群的相互作用及运动规律为研究对象, 提出了一种基于离散涡方法与颗粒碰撞模型相耦合的双拉格朗日气固两相流模型。用次循环调整颗粒运动计算的时间步长, 将两相计算耦合在一起, 从而解决了离散涡方法求解单相流场与颗粒运动方程的时间相容性问题^[91]。李文春等人采用直接数值模拟(DNS)方法研究了气固两相三维圆柱绕流的涡量场和颗粒扩散, 并着重讨论了圆柱绕流中卡门涡街的形成和涡结构的转捩过程^[92]。数值模拟虽然能够研究各种复杂问题, 但可靠性依然需要实验去验证。故本实验的另一个目的是为圆柱绕流研究提供一种新的测量手段, 同时试图发现该问题的一些新现象, 并加以讨论。

§ 6.3 实验方案设计

本实验的主要目的如 6.2 节所述是为了验证单帧单曝光图像法用于液固两相流测量的可行性, 同时为圆柱绕流等一系列实验研究提供一种新的测量手段。圆柱绕流实验中涡的产生、脱离、运动及其他流动现象都与流动雷诺数有关, 雷诺数 Re 表示为公式 6-5

$$Re = \frac{v \cdot d}{\gamma} \quad (6-5)$$

其中, v 为流体的来流速度, 单位 m/s , d 为圆柱直径, 单位 m , γ 为流体的运动黏度, 单位 m^2/s 。本实验以水为流动介质, 工作温度为 $10^\circ C$, 查表得运动粘度

$\gamma=1.308\times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ 。为研究不同雷诺数下的实验现象变化,将改变流速和圆柱直径。根据本系统的实际情况,实验流量将从 $1.0\text{m}^3/\text{h}$ 到 $4.0\text{m}^3/\text{h}$ 变化,间隔为 $0.5\text{m}^3/\text{h}$,根据管道通径计算平均流速 \bar{v} 大致从 0.2m/s 到 0.8m/s 变化。圆柱直径采用 3mm , 5mm , 8mm 和 10mm 四种规格。根据以上参数计算不同实验工况的雷诺数见表 6-2。

表 6-2 液固两相流测量实验工况

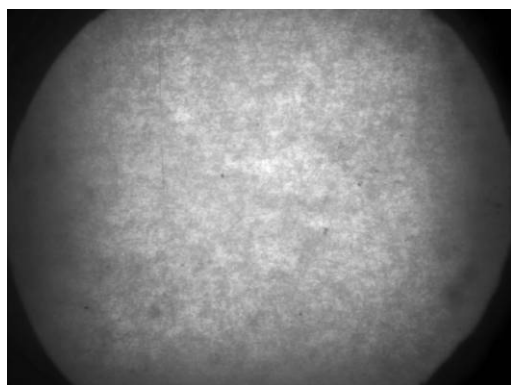
Re \backslash d(mm)		3	5	8	10
Q(m ³ /h) \backslash v(m/s)					
1.0	0.21	471	785	1256	1570
1.5	0.31	707	1178	1884	2355
2.0	0.41	942	1570	2512	3140
2.5	0.51	1178	1963	3140	3925
3.0	0.62	1413	2355	3768	4710
3.5	0.72	1649	2748	4396	5495
4.0	0.82	1884	3140	5024	6280

从上表可知,实验雷诺数 Re 在 450-6300 范围内,共 28 组工况点。就流场和两相流粒度测量角度而言,本实验拟采用激光片光源和 LED 背光源对测量效果的影响进行分析,故每组工况点分别在两种光源照明条件下进行数据采集,每个工况点采集 500 帧图像,共 56 个工况点,28000 张图片。实验的准备工作和具体操作流程与第五章的实验基本一致,不予赘述。实验循环水量为 18L,固相颗粒为玻璃微珠,质量 145g,粒度 325 目,液固两相流浓度为 8.1g/L 。

§ 6.4 二维圆柱绕流尾迹流场测量结果

§ 6.4.1 不同光源对流场测量的影响

实验首先考量两种光源在流场测量应用中的合适度,图 6-7 为相同视场尺寸 ($25.1\text{mm}\times 19.6\text{mm}$,以下测量结果图像视场同此,除另外注明),相同试验和采集工况($d=8\text{mm}$, $Q=4.0\text{m}^3/\text{h}$, $WD=356\text{mm}$, $M=0.7$, $T=1000\mu\text{s}$),分别使用 LED 背光和激光片源采集的流场图像。



(a) LED 背光



(b) 激光片光源

图 6-7 同一工况下两种光源照明的流场图像

流体中的示踪颗粒为透明玻璃微珠，标称粒度为 325 目，直径 $45\ \mu\text{m}$ 。从图 6-7 中明显看出，在 LED 背光照明下该工况无法显示颗粒轨迹，而使用激光片源可以清晰地得到颗粒轨迹，计算速度场。原因有三，一是背光照明，景深之外的模糊信号会产生干扰，同时物体灰度较小，光源灰度较大，图像高对比度会使物体隐没，低对比度会使物像不易分辨；二是光源自身不均匀，使背景噪音覆盖信号；三是颗粒物粒径偏小， $45\ \mu\text{m}$ 占 25.1mm 的 0.18% ，在图像中占 2-3 个像素点，该数目属于噪声级别的像素距离，同时由于背光的衍射等因素使物象无法显示。最后一点是关键原因。第一点由系统决定，无法改变，第二点可以改进设备加以弥补，第三点是为了显示大空间流场，故颗粒物尺寸受限。综上所述使用背光照明采集流场图像不太可行。激光片源照明相比前者能够自然弥补第一和第二项缺陷，同时由于激光强度高，颗粒物散射光强大，能够清晰显示运动轨迹，所以本实验选用激光片源数据分析流场。

§ 6.4.2 速度场处理流程

图 6-8 为加装绕流圆柱前后的流场变化，明显看到，没有绕流体时颗粒运动方向基本水平向前，加装圆柱体后，流场中产生了涡等复杂流动。现以图 6-8(b) 中的原始流场图像信号为例进行处理分析，步骤如下：

- (1) 利用中值滤波去除原始图像的白噪声，如图 6-9(a)；
- (2) 利用 Canny 算子对图像 6-9(a) 进行边缘检测，如图 6-9(b)；
- (3) 对图 6-9(b) 进行去噪分析，编程去除未闭合线条，即噪点，如图 6-9(c)；
- (4) 对图 6-9(c) 进行轮廓提取，并用 IMFILL 函数填充，如图 6-9(d)；
- (5) 对图 6-9(d) 进行分水岭分割，如图 6-9(e)；
- (6) 对各个子区域进行单一颗粒的速度提取，最终输出速度矢量场，如图 6-9(f)。

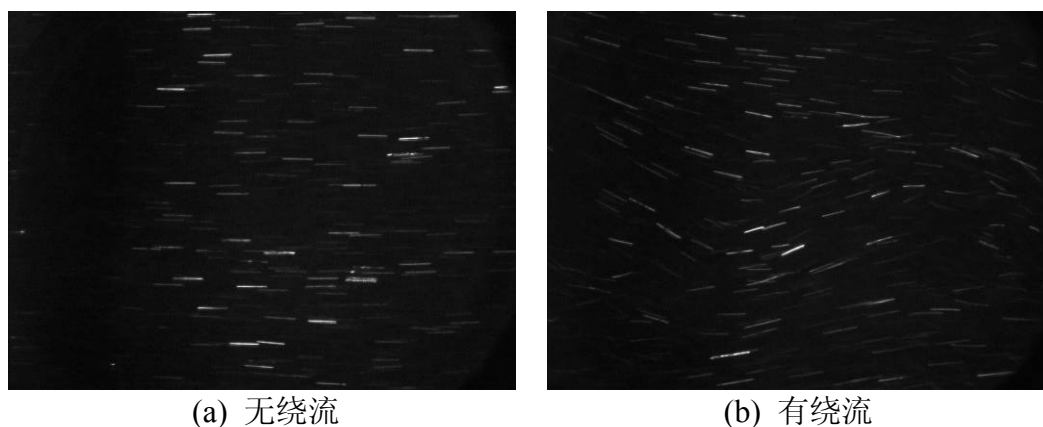


图 6-8 加装圆柱绕流体前后的流场变化

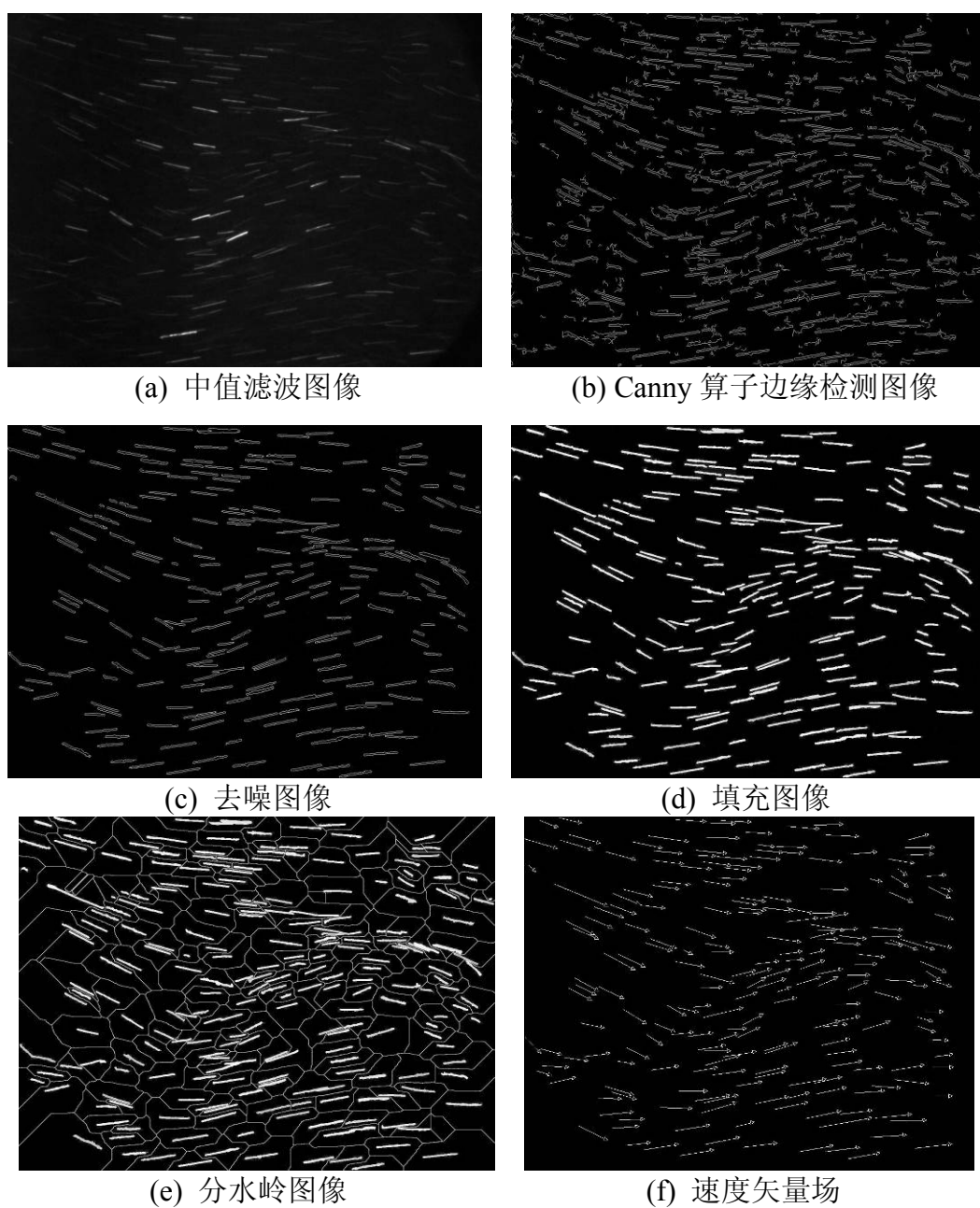
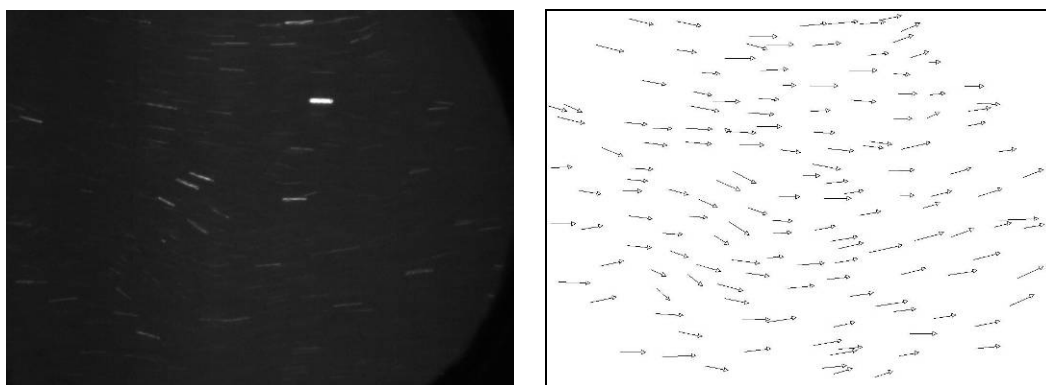


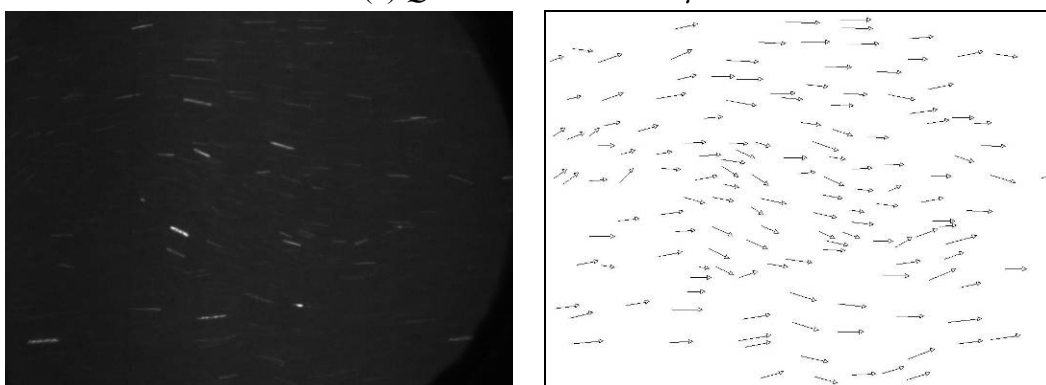
图 6-9 速度场处理过程分解

§ 6.4.3 速度矢量场结果与分析

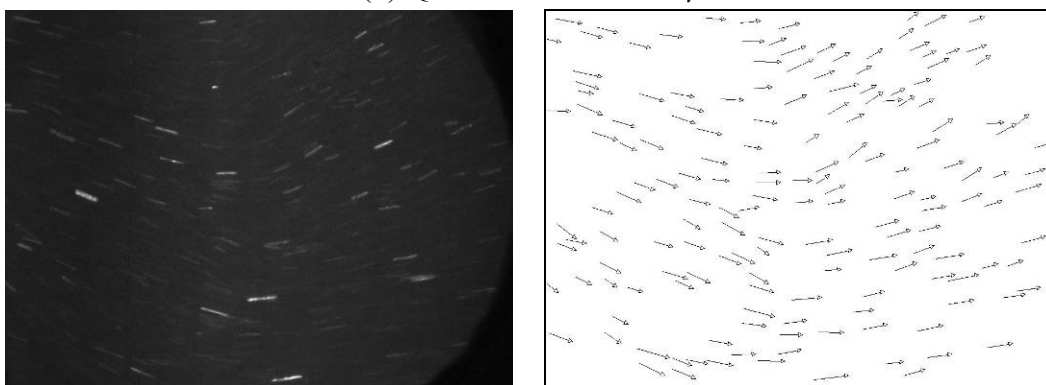
图 6-9 给出了速度场处理的详细过程，以下对不同工况的速度场处理结果作讨论。图 6-10 为相同绕流体下不同流量工况的流场图像信号和处理后的速度场的比较。



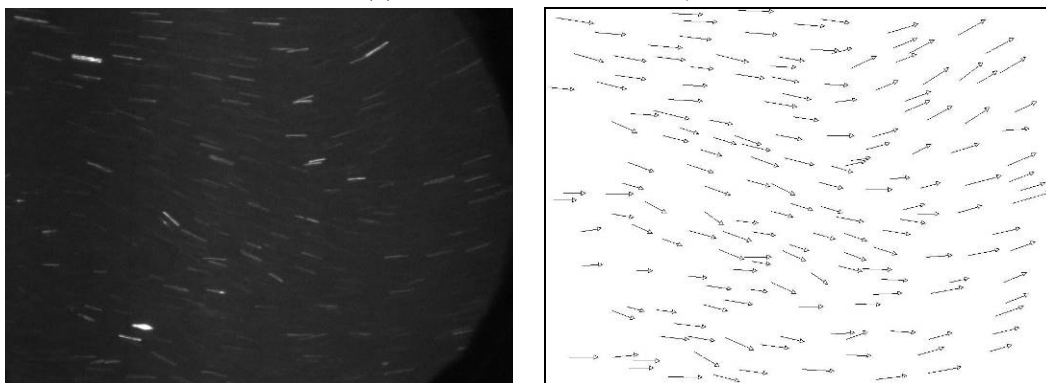
(a) $Q=1.0\text{m}^3/\text{h}$, $T=1500\ \mu\text{s}$



(b) $Q=1.5\text{m}^3/\text{h}$, $T=1500\ \mu\text{s}$



(c) $Q=2.0\text{m}^3/\text{h}$, $T=1200\ \mu\text{s}$



(d) $Q=2.5\text{m}^3/\text{h}$, $T=1200\ \mu\text{s}$

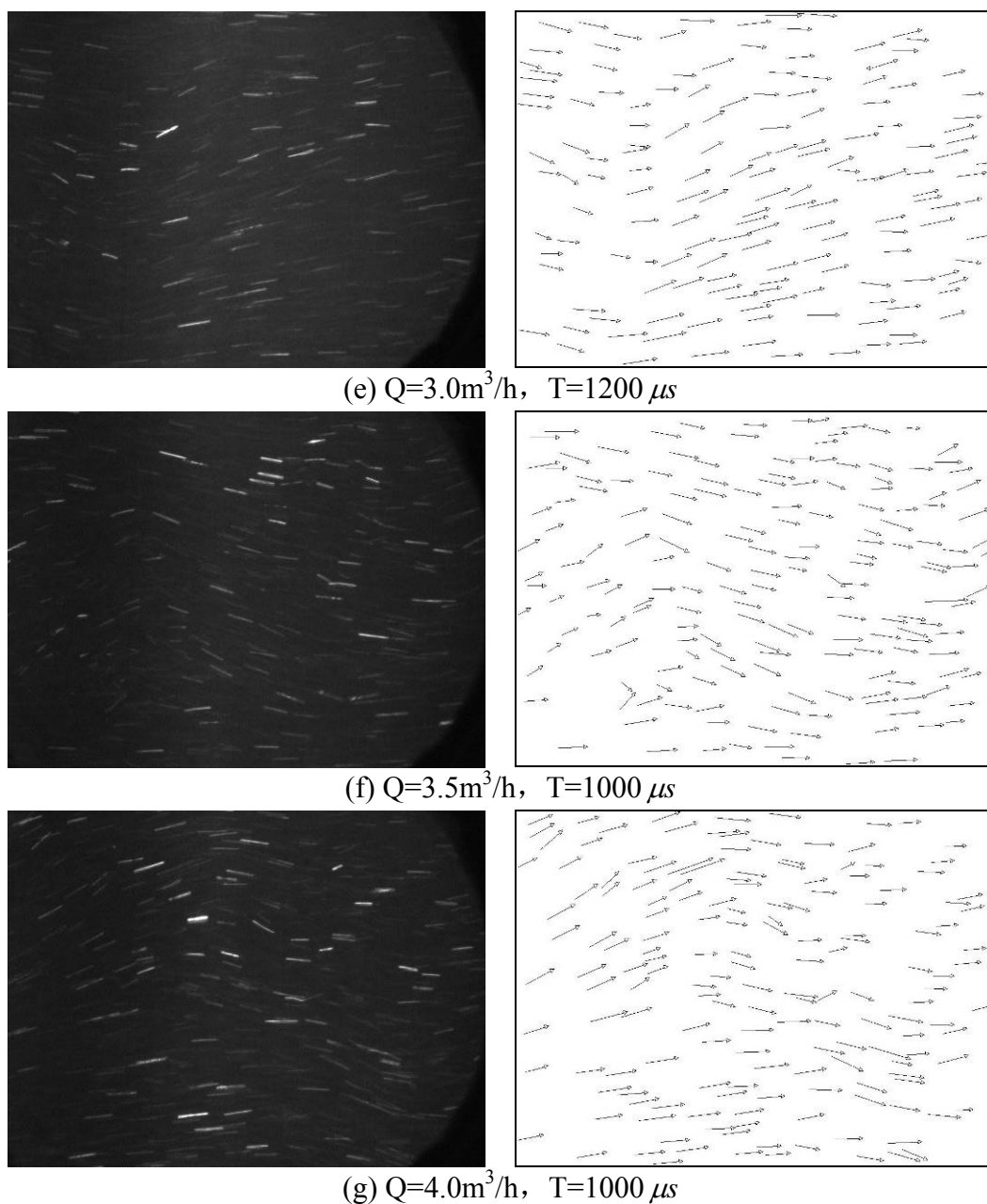


图 6-10 圆柱直径 $d=8\text{mm}$ 时变流量工况采集的原始图像信号和处理后的速度矢量场对比($WD=356\text{mm}$, $M=0.7$)

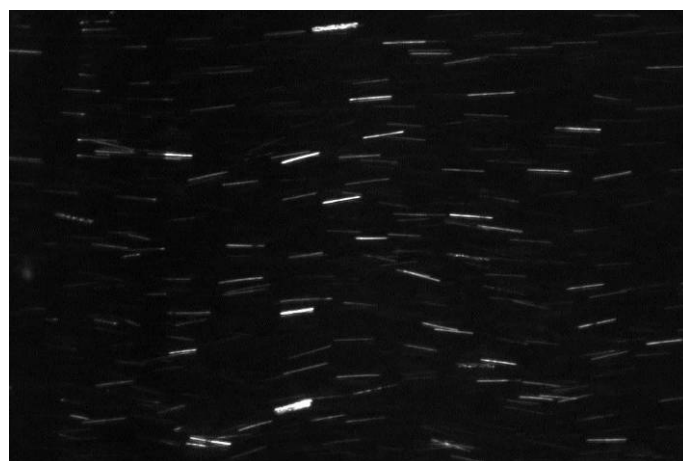
通过上图比较得, 速度矢量场与颗粒轨迹基本保持一致, 能够反映流场的细节变化, 说明利用单帧单曝光图像法测量液固两相流场基本可行, 且抗噪能力强, 能作为一种实用的测量手段应用于流场测量的各个领域。

由上图可知, 低流量时流场中横向速度较小, 随流量增大雷诺数相应增加, 使紊流程度变大, 所以流场中逐渐产生涡等复杂流动情况。

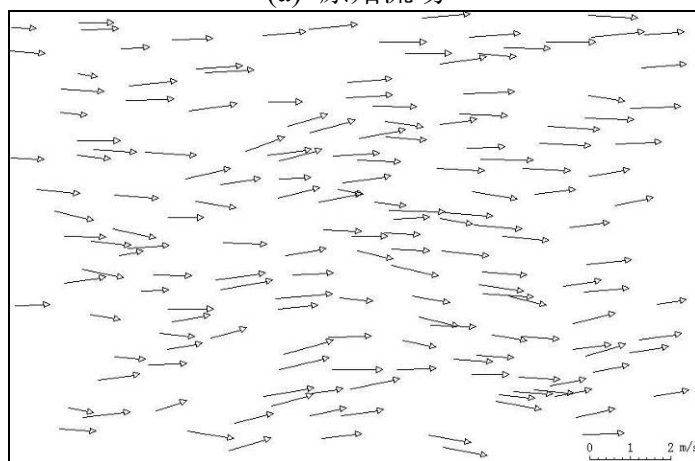
比较不同流量下的流场原始图像发现, 低流量时可识别的颗粒清晰轨迹数目较少, 随流量增加该数目相应增加。分析原因主要与颗粒速度有关, 因为用同样

的拍摄工况采集数据，相机景深是相同的，高流速时，颗粒进入景深范围的几率相对较高，所以清晰成像的数目较多，而低流速时，情况恰好相反。在今后的应用中要注意相机景深，激光片源的厚度，拍摄视场和颗粒物速度的相互耦合，使流场信息尽量完整。

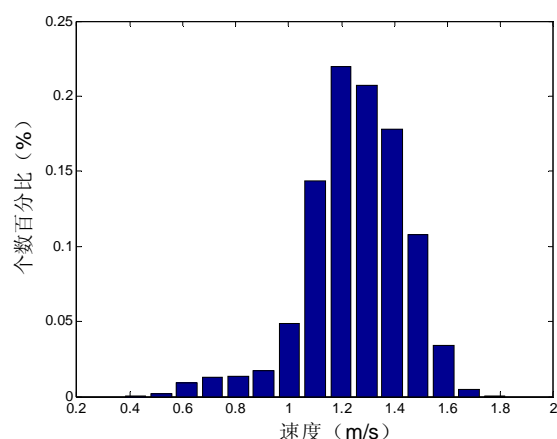
获得流场中所有速度信息后可以进一步处理得到整个视场内的速度分布，平均速度等结果。图 6-11 为 $d=3\text{mm}$ ， $Q=4.0\text{m}^3/\text{h}$ 时的流场图像、速度矢量场和速度分布。



(a) 原始流场



(b) 速度矢量场



(c) 速度分布

图 6-11 $d=3\text{mm}$, $Q=4.0\text{m}^3/\text{h}$ 时的流场图像、速度矢量场和速度分布($WD=356\text{mm}$, $M=0.7$, $T=1000\mu\text{s}$)

图 6-12 给出在四种直径的圆柱下分别测得的平均速度与流量的变化关系。从图中可以反映出三点现象：一是平均速度随流量计的指示流量增加而增加；二是测得的平均速度有波动；三是相同流量下测得的速度随圆柱体直径增加而增加。分析原因分别给出三点解释：一，速度随流量增加而增加说明用该方法测量的总体趋势正确；二，速度波动是由随机误差造成的，由于流动的随机性和采样的随机性及样本数量有限造成速度测量值不稳定，但总体趋势不变；三，由于圆柱体直径增加，使雷诺数增加，流体紊流程度变大，造成管内横向流动速度变大，所以速度合矢量大小随之增大。另外，经计算，本实验测得的颗粒纵向分速度亦高于通过流量计指示流量换算得到的速度。由于管内低浓度颗粒使浮子流量计内浮子与圆杆的内摩擦增大，使流量指示数据偏小，可以更换其他形式的流量计解决该问题。

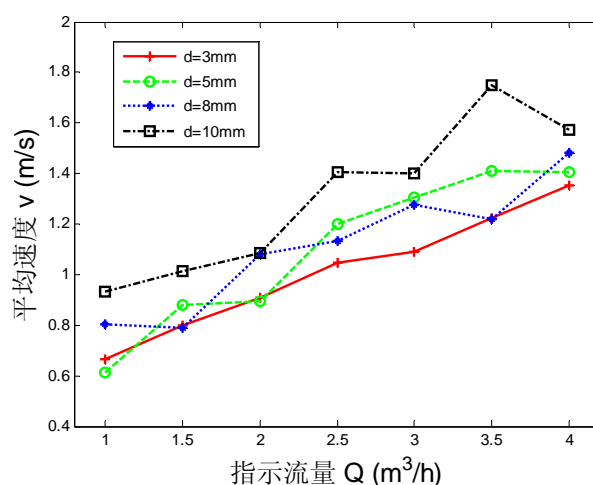


图 6-12 不同直径绕流体下测得平均速度与指示流量的关系

§ 6.5 二维圆柱绕流尾迹颗粒粒度测量结果

§ 6.5.1 不同光源对粒度测量的影响

LED 背光照明得到的颗粒图像是记录了光源对颗粒的投影，通过事先对光源和相机的标定，图像的边缘能够较真实的反映颗粒粒度，如图 6-13。

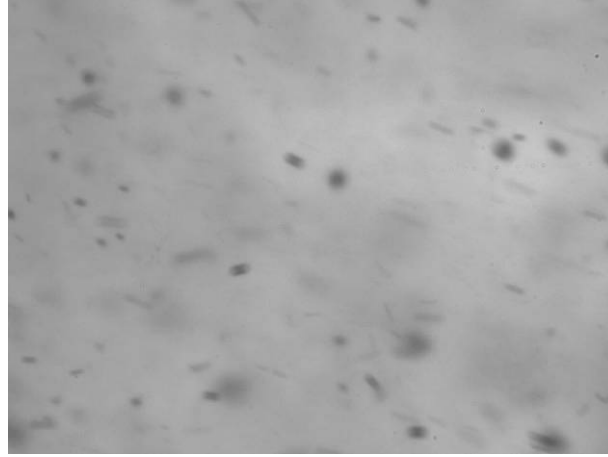


图 6-13 LED 背光照明下的颗粒图像(WD=356mm, M=3.5, T=200 μ s)

而用激光照明方式图像采集的是一种侧向散射光信号，本文运用 Mie 散射理论分析光强分布与图像信号的关系。

Mie 理论是对处于均匀介质中的各向均匀同性的单个介质球在单色平行光照射下的 Maxwell 方程边界条件的严格数学解，适用于一切均质球形颗粒。本实验中，玻璃珠可近似为均质球形颗粒，水相对固体小球而言是均匀介质，激光为准单色光，所以 Mie 理论基本适用。散射示意图见图 6-14，

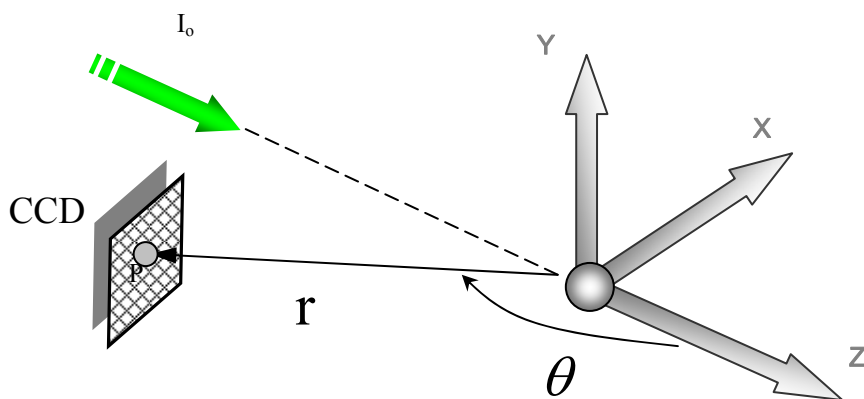


图 6-14 Mie 散射示意图

CCD 接收并存储的图像本质是颗粒对激光的散射场和入射场叠加后的总场在 CCD 面阵上的光能分布。根据 Mie 理论，P 点的总散射光强 I_p 为

$$I_p = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r^2} [|s_1(\theta)|^2 + |s_2(\theta)|^2] I_0 \quad (6-6)$$

其中, λ 为入射光波长, r 为颗粒中心到P点的距离, I_0 为入射光强度, 振幅函数 $s_1(\theta), s_2(\theta)$ 是由Bessel函数和Legendre函数组成的无穷级数, 表达式为

$$\begin{aligned} s_1(\theta) &= \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} [a_l \pi_l + b_l \tau_l] \\ s_2(\theta) &= \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{l(l+1)} [a_l \tau_l + b_l \pi_l] \end{aligned} \quad (6-7)$$

其中 a_l, b_l 称为 Mie 系数, π_l, τ_l 与散射角 θ 有关。利用公式 6-6 分别计算 CCD 面阵上所有点的总场强度(CCD 处入射场光强为 0, 总场强度等于散射场光强), 得到的光强分布及经 CCD 量化后的模拟图像如图 6-15。

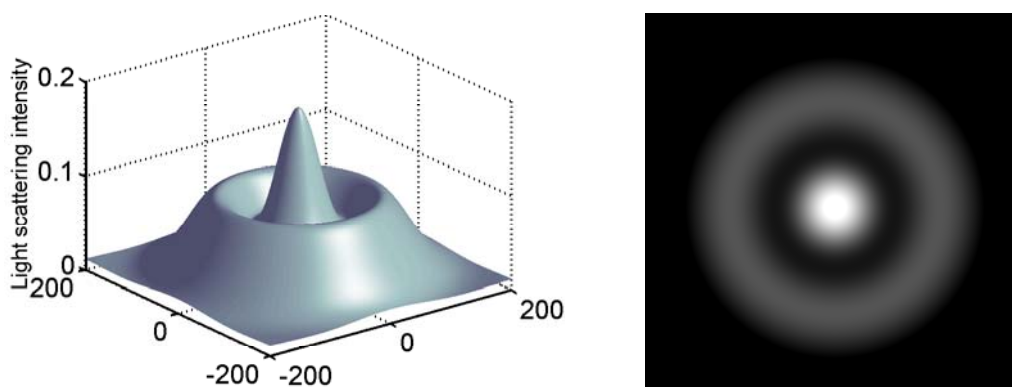
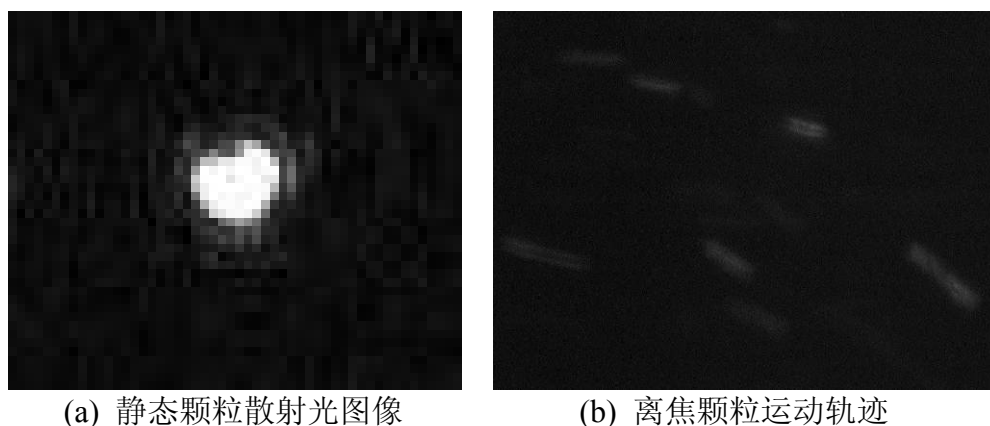


图 6-15 中心散射角为 $\pi/2$ 处的二维光强分布及 CCD 模拟图像

由于 CCD 量化模型是固定不变的, 所以界定颗粒边界不仅与粒度有关, 还与激光强度有关, 激光强度稍高, 颗粒边缘的强度容易饱和, 使粒度测量值偏大。同时散射光对颗粒离焦程度十分敏感。这些给标定带来很大的困难。图 6-16 为激光照明环境下的实际测量图像, (a) 为在焦静态颗粒散射光图像, (b) 为轻度离焦后的运动模糊图像, 两者颗粒直径相同。



(a) 静态颗粒散射光图像

(b) 离焦颗粒运动轨迹

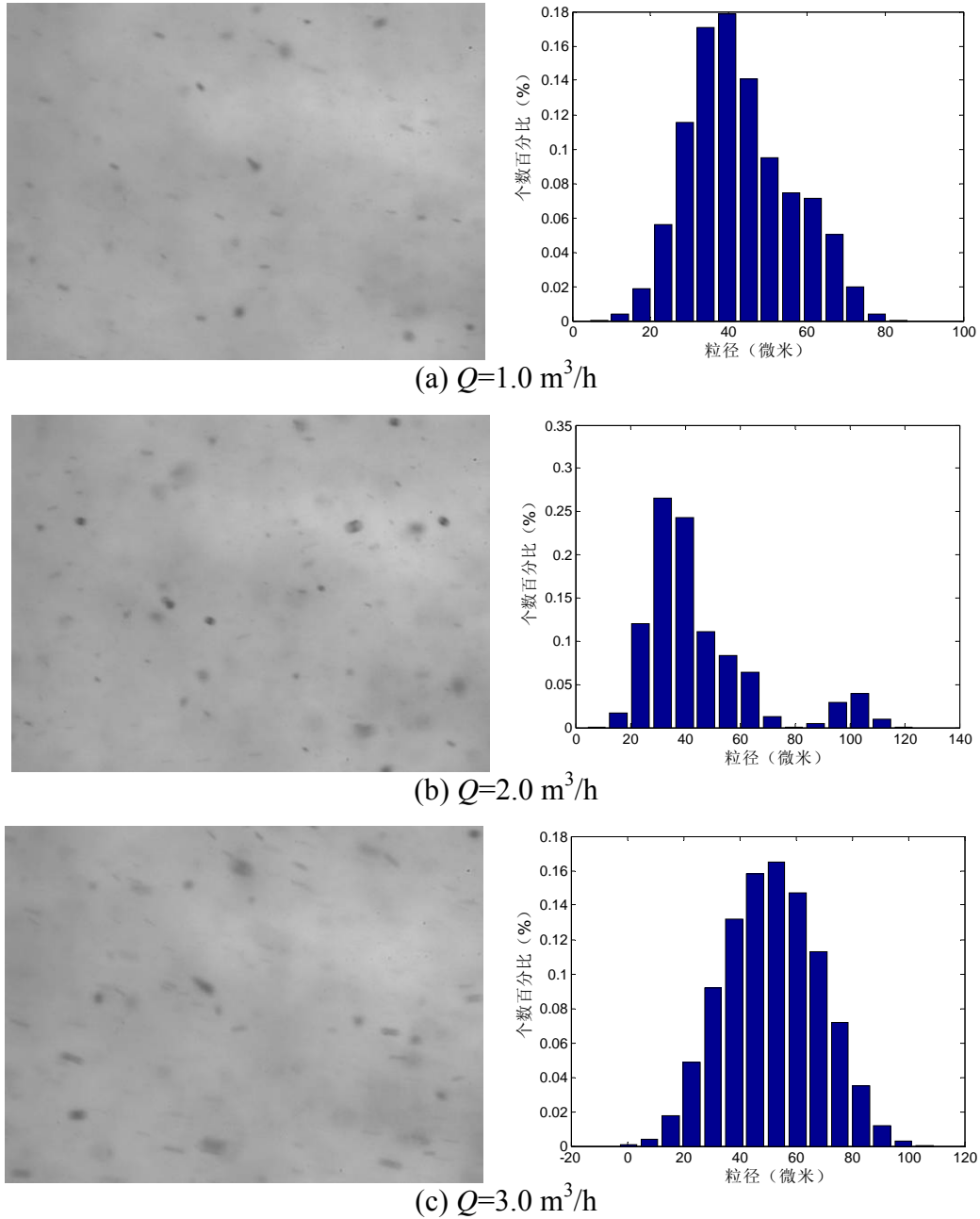
图 6-16 激光片源照明下的颗粒图像

从上图看出, 颗粒散射光斑不利于边界界定和图像分割, 同时颗粒离焦会给

粒径测量带来很大的误差。所以本文不采用激光片源照明方式进行流场中的粒度测量。

§ 6.5.2 粒度测量结果分析

本实验分别在不同流量下对颗粒运动图像进行采集，后对粒径加以处理，由于在水中加入的颗粒直径不变，理论上讲在不同工况下测得的粒径应该不变。图 6-17 为不同流量工况下采集的流场图像和粒径测量结果。



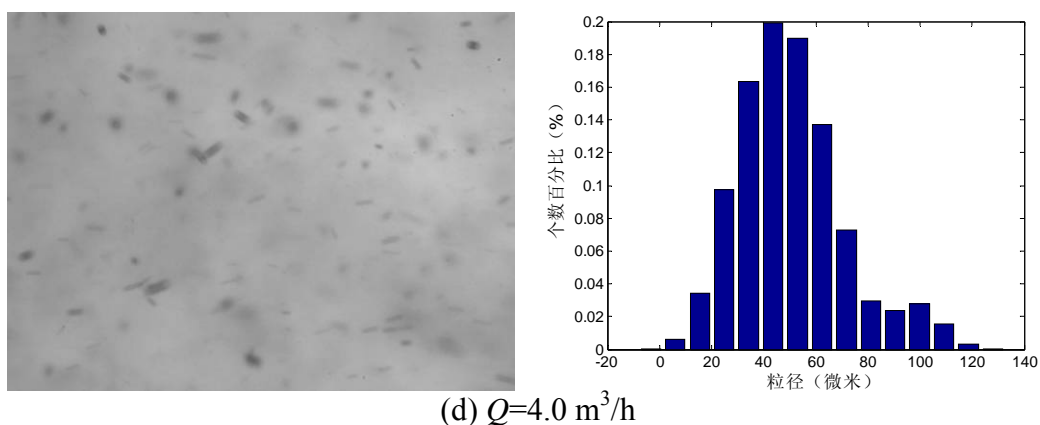
(d) $Q=4.0 \text{ m}^3/\text{h}$

图 6-17 LED 背光照明下的颗粒图像及粒径分布($d=8\text{mm}$, $WD=356\text{mm}$, $M=3.5$, $T=200 \mu\text{s}$)

被测颗粒标称筛目为 325 目, 换算直径为 $45 \mu\text{m}$ 。图 6-17 中工况 a 统计颗粒数为 205 个, 个数平均径为 $42.85 \mu\text{m}$, 相对误差-4.8%; 工况 b 统计颗粒数为 298 个, 个数平均径为 $44.54 \mu\text{m}$, 相对误差-1.11%; 工况 c 统计颗粒数为 252 个, 个数平均径为 $51.58 \mu\text{m}$, 相对误差 14.6%; 工况 d 统计颗粒数为 344 个, 个数平均径为 $50.47 \mu\text{m}$, 相对误差 12.2%。从图 6-17 分析数据表明, 个数平均径基本在 $45 \mu\text{m}$ 附近, 相对误差在 $\pm 10\%$ 左右, 与流量无关, 说明粒度测量基本准确, 该测量方法可行。

第七章 全文总结及展望

§ 7.1 全文总结和主要结论

多相流中离散相的速度场和粒度分布是研究多相流动机理、工业生产环节中质量控制等所需监测参数的重点项目，因此研究一种系统简单、轻便，价格低廉，可视化的多相流速度场和粒度分布测量方法，实现现有 PIV 的测量功能，对多相流测量技术的发展具有重要意义。

本文首先阐述了多相流测量在工业生产和实验研究中的应用背景，分析了工业在线测量的要求和难点，全面总结了现有的多相流离散相速度场和粒度测量方法和国内外目前的研究现状，比较了各方法之间的优劣。本文在前人的研究基础上进一步研究了基于单帧单曝光运动模糊图像的多相流场测量技术，回顾了其近 30 年来的发展历程，说明本课题研究该方法对推进图像法在多相流测量中的应用具有重要意义。

本文从理论和实验两方面入手对课题所提出的要求进行了全面的研究工作。首先建立了基于单帧单曝光模糊图像的两相流场运动模型，研究了运动颗粒在图像上的灰度分布规律，阐明了基于该方法的颗粒速度和粒度测量原理和图像处理算法，并编写相关程序验证其可行性。其次搭建二维图像法多相流场测量试验台，用分划板及标准颗粒对图像测量设备进行了标定。最后本文通过颗粒在空气中重力沉降实验和液固两相流圆柱绕流实验，分别运用该方法测量了气固、液固两相流离散相的速度场和粒度分布，实验结果与理论值进行了对比，证明了该方法用于测量多相流场的可行性，分析了测量精度和存在的问题，详细讨论了不同光源对测量的影响，为今后深入研究单帧单曝光图像法和后续的产品开发提供了大量的实验数据和改进建议。本文主要结论如下：

1. 基于单帧单曝光的图像拍摄方法所获得的模糊图像包含了颗粒的粒度和速度双重信息。在匀速直线运动假设下，颗粒在运动方向上的模糊长度与曝光时间的比值即为速度大小，运动轨迹方向即表征颗粒速度方向；颗粒在垂直于运动方向上的轨迹尺寸为颗粒粒度。这就是速度和粒度测量的核心思想。

2. 研究颗粒运动模糊图像的灰度分布可知，灰度分布规律在运动方向上具有不变性，这保证了速度测量的稳定，同时在垂直于运动方向的任意截面上的边界点也具有稳定性。实际测量中，图像法对光源的要求较高，基本要做到背景均匀，对比度适中。

3. 运动颗粒的模糊图像在运动方向上其灰度分布具有对称性，对其差分图像进行自相关计算可以得到运动模糊长度，从而获得速度大小。在空间域内自相关长度的水平，垂直分量及总长构成三角函数关系，可以确定速度方向；在频率域

内傅里叶频谱的高频成分所对应的高亮条纹的方向与颗粒运动方向垂直，从而可以确定速度方向。但速度方向的二义性还需要进一步研究解决。

4. 对非“冻结”颗粒的粒度测量采用图像逆滤波恢复技术，然后对图像进行阈值分割，边缘提取，最后获得颗粒的粒度分布。在实际测量中，图像还会受到系统像差、畸变，噪声干扰，聚焦不良等因素影响使粒径测量精度下降。

5. 本文运用经典的分水岭算法对流场图片进行分割。首先采用 Otsu 算法计算图像的整体阈值，对其二值化，然后对二值图像进行分水岭分割，得到分水线。通过分水线从原图中提取只包含单个颗粒的子区域进行处理，最后得到相应的流场数据。

6. 改进了原有的图像测量系统，对光源、光学成像系统、图像传感器和测量支架进行了更替和优化。使用连续光源——LED 背光和激光片光源，替代了原先的频闪光源，降低了成本，消除了光源与相机不同步的问题，同时对背光照明增添漫散射片，使图像背景更加均匀。使用高放大倍率可变焦的镜头，延展了测量范围的灵活性，使视场从 0.96mm--25.4mm 连续可调。使用高灵敏度，曝光时间连续可调的 CCD 传感器，能工作在低照度的采集环境下，扩大了速度测量范围。系统新增设了六维调整支架，使测量更加精准、灵活、可靠。

7. 运用单帧单曝光图像方法对模拟的低浓度气固两相流场进行了速度分布、速度矢量场和粒度分布测量。速度测量值与理论值基本吻合，采用激光片源得到的数据较 LED 背光照明下的数据更接近真值，相对可靠。同时，所测得的速度场与实际图像中颗粒运动轨迹基本相符。粒度测量结果误差在 $\pm 10\%$ 以内。说明该方法可以用于低浓度的气固两相流场测量，算法正确，测量精度还有待提高。

8. 在液固两相流实验平台上进行了二维圆柱绕流实验，测得了尾迹流场，利用该方法计算得到了速度矢量场、速度分布和粒度分布。速度场与原始图像运动轨迹基本吻合，粒度测量结果误差在 $\pm 10\%$ 左右，说明单帧单曝光图像法可以应用在液固两相流场测量。实验同时表明激光片光源适用于速度场测量，背光照明适用于颗粒粒度测量。

§ 7.2 后续的工作展望

1. 无论是通过空域还是频域计算得到的速度方向都存在二义性，即 θ 和 $\theta + \pi$ ，由于单帧图像运动轨迹是沿运动方向对称的，使用现有的照明手段和采集方式，无法从单幅图像中对 θ 和 $\theta + \pi$ 进行取舍，这是该方法最大的缺陷和亟待解决的问题。希望通过研究随相机曝光时间同步可调的光源，使颗粒运动轨迹沿运动方向不对称从而确定速度方向。

2. 本课题组专门研制了拍摄汽轮机低压缸内气流流动的摄像探针，该探针采

用大功率白光 LED 照明，于 2009 年 3 月赴云南宣威电厂进行实验，首次拍摄到实际运行汽轮机内部汽流的真实情况，内缸壁处存在不断冲刷的水膜以及超大水滴图像清晰，估计水滴大小超过 $600\ \mu\text{m}$ ，超过目前国际上普遍认为撕裂产生的二次水滴粒径。该水滴尺寸尚需进一步确认，计划 2011 年 3 月在该机组上再次进行有多个国家的研究机构参加的实验测量。

3. 由于颗粒交叠造成的图像处理困难使该方法在高浓度分散相的速度测量中依然有所困难。其次，因颗粒离焦模糊带来的测量误差使二维图像法存在着无法避免的缺陷，所以要利用该方法获得更加真实的速度场应采用三维测量技术。后续工作应从研究三维测量原理，构建计算模型入手，制定三维图像法的硬件实现方案并搭建测量实验台，对三维测速技术做深入研究。

4. 由于实验测量结果表明激光片源适用于流场测量，背光适用于测量颗粒粒度，为进一步开发和优化工业测量用图像探针，在原有探针基础上添加片光测量系统，能够同时测量速度场和运动颗粒粒度分布。

5. 对于图像采集和图像处理，改进图像采集程序和采集方式以获得更高的图像采集和存储速度；改进图像处理算法进一步提高测量结果的准确性。

附 录

一、基于自相关函数的速度大小识别 Matlab 程序

```
filename = 'origin.jpg';           %输入模糊图像文件名
I = imread(filename);             %读入图像
II = I(:,:,1);
b0 = im2double(II);
b1 = circshift(b0,[0,1]);
b10 = imsubtract(b0,b1);          %差分图像
b10corr = xcorr2(b10,b10);        %自相关图
se = mean(b10corr);
se_max = max(se);                 % %计算模糊长度
max_i = find(se==se_max,1,'first');
se1 = se(1:max_i);
se2 = se(max_i+1:length(se));
se_min1 = min(se1);
se_min2 = min(se2);
min_1 = find(se1==se_min1,1,'first');
min_2 = find(se2==se_min2,1,'first') + max_i;
m_length = (min_2-min_1) / 2      %模糊长度
```

二、基于频域的速度方向识别 Matlab 程序

```
I = imread(filename);
II = I(:,:,1);
FI = fft2(double(II));            %二维傅里叶变化
FI = fftshift(FI);
FI = abs(FI);
max1 = max(FI);
max2 = max(max1);
min1 = min(FI);
min2 = min(min1);
FI = (FI-min2) / (max2-min2);
FI = 4000*FI;
J = imread('FTT.jpg');           %radon 变换计算方向
```

```
JJ = J(:, :, 1);
[R, xp] = radon(JJ);
MaxR = max(R);
[C, Theta] = max(MaxR);           %速度方向
```

三、分水岭算法 Matlab 程序

```
I = imread('field.jpg');           %读入流场图像
I = im2double(I);
I = I(:, :, 1);
I = im2bw(I, 0.3);                 %二值化
L = watershed(I, 18);               %分水岭算法
D = imread('field.jpg');
D = D(:, :, 1);
mn = size(L);
m = mn(1);
n = mn(2);
for i = 1:m
    for j = 1:n
        if L(i, j) == 0
            D(i, j) = 0;           %添加分水线
        end
    end
end
end
imwrite(D, '分水岭.jpg', 'jpg');    %记录处理图像
```

参考文献

- [1] 周云龙, 洪文鹏, 孙斌. 多相流体力学理论及其应用. 北京: 科学出版社, 2008: 1.
- [2] 杨建华, 屈卫东, 秦光耀. 流型对循环流化床径向气体混合影响的试验研究. 热能动力工程, 2009, 24(6): 737-740.
- [3] 赵俊彬. 国产 600MW 超临界直流锅炉灭火爆燃原因分析. 东北电力技术, 2010, 3: 25-28.
- [4] 刘彤, 史飞, 孙保民等. 超临界锅炉启动汽水分离器应力分析及数值模拟. 动力工程, 2007, 27(6): 868-871.
- [5] 刘强, 郑莹娜. 多相流多参数动态测量技术发展与应用. 工业仪表与自动化装置, 2000, 6: 52-54.
- [6] 周云龙, 孙斌, 陈飞. 气液两相流型智能识别理论及方法. 北京: 科学出版社, 2007: 3-4.
- [7] 车得福, 李会雄. 多相流及其应用. 西安: 西安交通大学出版社, 2007: 68-74.
- [8] 倪永君, 秦华魂, 钱国荣等. 叶片水蚀的发展过程. 汽轮机技术, 2006, 48(6): 460-462.
- [9] Baumann K. Some recent developments in large steam turbine practice. *Electrical Engineers*, 1921, 111:435.
- [10] 中国电力企业联合会 2009 年电力统计数据. <http://www.cec.org.cn>, 2009.
- [11] 汪丽莉, 蔡小舒, 欧阳新. 汽轮机内湿蒸汽两相流流场的实验研究. 动力工程, 2003, 23(2): 2270-2273.
- [12] 张弘, 蔡小舒, 王夕华. 汽轮机内湿蒸汽实验测量技术现状. 热力透平, 2007, 36(1): 1-6.
- [13] Moore K J, Sieverding C H. Two-phase Steam Flow in Turbines and Separators. New York: *Hemisphere Publishing Corporation*, 1976, 55-133.
- [14] Kleitz A, Laali A A, Courant J J. Water droplet sizing in LP and HP wet steam turbines. *Fluid Machinery Forum*, New York: ASME, 1991.
- [15] Dobkes A L, Zil'Ber T M. Studying the characteristics of wet steam in turbine flow sections. *Translated from Teploenergetika*, 1992, 39(1): 56-60.
- [16] 汪丽莉, 蔡小舒. 汽轮机湿蒸汽两相流中水滴尺寸研究进展. 上海理工大学学报, 2003, 25(4): 307-311.
- [17] 孙猛, 刘石, 雷兢等. 利用电容层析成像法测量气力输送中的煤粉流量. 动力工程, 2008, 28(3): 411-414.

- [18] 贾志海, 范学良, 李俊峰等. 锅炉煤粉气力输送状态在线监测系统研究. 仪器仪表学报, 2009, 30(8): 1651-1655.
- [19] Chinnayya A, Yan Y, Caillat S. Characterization of pneumatic transportation of pulverized coal in a horizontal pipeline through measurement and computational modeling. *Fuel*, 2009, 88: 2348-2356.
- [20] 赵硕, 张宝诚, 陈俊. 某型航空发动机燃油喷嘴试验及火焰筒头部的数值模拟. 航空发动机, 2008, 34(2): 39-43.
- [21] Ji Zh L, Xiong Zh Y, Wu X L, et al. Experimental investigations on a cyclone separator performance at an extremely low particle concentration. *Powder Technology*, 2009, 191(3): 254-259.
- [22] 崔洁, 陈雪莉, 王辅臣等. 新型旋风分离器内近壁面颗粒浓度的分布特性. 中国电机工程学报, 2009, 29(增刊): 118-123.
- [23] Thorpe S J, Quinlan N, Ainsworth R W. The characterisation and application of a pulsed neodymium YAG laser DGV system to a time-varying high-speed flow. *Optics & Laser Technology*, 2000, 32(7-8): 543-555.
- [24] Shen G X, Wei R J. Digital holography particle image velocimetry for the measurement of 3Dt-3c flows. *Optics and Lasers in Engineering*, 2005, 43(10): 1039-1055.
- [25] 唐洪武等. 现代流动测试技术及应用. 北京: 科学出版社, 2009: 199-200.
- [26] Einstein A. On the Electrodynamics of Moving Bodies. *Annalen der Physik*, 1905, 17: 549-560.
- [27] 王乃宁等. 颗粒粒径的光学测量技术及应用. 北京: 原子能出版社, 2000: 80-82.
- [28] Yeh Y, Cummins H Z. Localized Fluid Flow Measurements with an He-Ne Laser Spectrometer. *Applied Physics*, 1964, 4(10): 1063-1067.
- [29] 王素红. 激光多普勒测速技术. 现代物理知识, 20(4): 31-33.
- [30] Kumara W A S, Elseth G, Halvorsen B M, et al. Comparison of Particle Image Velocimetry and Laser Doppler Anemometry Measurement Methods Applied to the Oil Water Flow in Horizontal Pipe. *Flow Measurement and Instrumentation*, 2010, 21: 105-117.
- [31] 徐俊, 杜彩虹, 王甜等. 180° 矩形弯管流场的 LDV 测量. 实验流体力学, 2010, 24(1): 36-41.
- [32] Bates C J, Ayob R. Annular two-phase flow measurements using phase Doppler

- anemometry with scattering angles of 30° and 70° . *Flow Meas. Instrum.*, 1995, 6(a): 21-28.
- [33] Ainsworth R W, Thorpe S J, Manners R J. A New Approach to Flow-field Measurement—A view of Doppler Global Velocimetry Techniques. *Heat and Fluid Flow*, 1997, 18: 116-130.
- [34] Bellevue W. 3D mimiLDV Integrated 3D miniature laser Doppler velocimeter. U.S.: 6654102, 2009.
- [35] Roger C, Viadero Jr, Rumberg A, et al. Gay et al. Acoustic Doppler velocimetry in aquaculture research: Raceway and quiescent zone hydrodynamics. *Aquacultural Engineering*, 2006, 34: 16-25.
- [36] Kostaschuka R, Best J, Villardc P, et al. Measuring flow velocity and sediment transport with an acoustic Doppler current profiler. *Geomorphology*, 2005, 68: 25-37.
- [37] 张立, 付卫东. ADCP 在水库流量测验中的应用. 吉林水利, 2009, 11: 39-40.
- [38] 金魏芳, 梁楚进, 周蓓锋等. 应用走航式 ADCP 测量分析与验证金塘水道的高悬沙浓度. 海洋学研究, 2009, 27(3): 31-38.
- [39] Bohn D, Holzenthal K. Measurement of the Wetness Fraction and Droplet Size Distribution in a Condensation Turbine. *Aachen University of Thecnology*, 1997.
- [40] Kiparissides C. Modelling and Experimental Studies of a Continuous Excalsonic Polymerization Reactor. Canada: *Mcmartic University*, 1978.
- [41] Wittig S, Sakbani K. Teilchengroessen-Bestimmung in Abgas Eines Heissgaskanals mit Hilfe des MRSPC. *Europaisches Symposium Partikel Messtechnik*, 1979.
- [42] 王乃宁, 尉士民. 排放源颗粒物浓度及粒径在线连续测量技术的研究. 工程热物理学报, 1999.
- [43] Young J B, Yau K K, Walters P T. Fog droplet deposition and coarse water formation in low-pressure steam turbines: a combined experimental and theoretical analysis. *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, 1988, 110: 163-172.
- [44] Kleitz A, Laali A R, Courant J J. Fog droplet size measurement and calculation in wet steam turbines. Proceedings of International Conference about Technology of Turbine Plant Operating with Wet Steam. *British Nuclear Energy Society(BNES)*, 1988: 177-182.

- [45] Povarov O A, Feldberg L A, Semenov V N. et al. Measurement of the droplet size and the wetness of the steam in the turbine by the spectral transparency method. *Thermal engineering*, 2000, 47(11): 991-996.
- [46] Renner M, Cai X S. Development of a Pneumatic-Optical Probe for Flow Field and Wetness Measurement in Steam Flows. 8th International Conference of Flow Measurement, Beijing, 1996.
- [47] Gardzilewicz A, kolovratnik M, Wroblewski W, et al. Experimental and Theoretical Investigation of Steam Condensation in LP Part of a Large Power Turbine. 7th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics, March 5-9, 2007.
- [48] 蔡小舒, 李俊峰, 欧阳新等. 光脉动法煤粉实时在线监测技术进展. 华北电力大学学报, 2003, 30(6): 38-42.
- [49] Epstein P S, Carhart R R. The Absorption of Sound in Suspensions and Emulsions: I. Water Fog in Air. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1953, 25: 553-565.
- [50] Allegra J R, Hawley S A. Attenuation of Sound in Suspensions and Emulsions: Theory and Experiments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1972, 51: 1545-1564.
- [51] Riebel U. Characterization of Agglomerates and Porous Particles by Ultrasonic Spectrometry. 5th European Symposium Particle Characterization, Nürnberg: PARTEC, 1992: 24-26.
- [52] Dukhin A S, Goetz P J. Acoustic Spectroscopy for Concentrated Polydisperse Colloids with High Density Contrast. *Langmuir*, 1996, 12(21): 4987-4997.
- [53] Urick R J. A Sound Velocity Method for Determining the Compressibility of Finely Divided Substance. *J. Appl. Phys.*, 1947, 18: 983-987.
- [54] 苏明旭, 蔡小舒, 董黎丽等. 超声衰减和速度谱测量亚微米乳液的粒径. 工程热物理学报, 2009, 30(11): 1875-1878.
- [55] 薛明华, 苏明旭, 蔡小舒. 超声多信号融合表征颗粒两相流实验研究. 上海理工大学学报, 2009, 31(1): 35-44.
- [56] Adrian R J. Twenty years of particle image velocimetry. 12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2004.
- [57] 王希麟, 张大力, 常辙等. 两相流场粒子成像测速技术(PTV-PIV)初探. 力学学报, 1998, 30(1): 220-223.
- [58] Niewulisa A, Podlinskia J, Kocik M. et al. EHD flow measured by 3D PIV in a narrow electrostatic precipitator with longitudinal-to-flow wire electrode and

- smooth or flocking grounded plane electrode. *Journal of Electrostatics*, 2007, 65: 728-734.
- [59] 浦世亮. 基于激光干涉原理的颗粒场测量技术研究. 杭州: 浙江大学机械与能源学院, 2007: 6-9.
- [60] 吴学成, 浦兴国, 浦世亮等. 激光数字全息应用于两相流颗粒粒径测量. 化工学报, 2009, 60(2): 310-316.
- [61] Silva G, Leal N, Semiao V. Determination of microchannels geometric parameters using micro-PIV. *Chemical Engineering Research and Design*, 2009, 87: 298-306.
- [62] XXRF(4QuickE)超高速相机主要技术指标. <http://www.zclianda.com>, 2008.
- [63] 何勇灵, 郗大光, 刘宁. 一种用于研究柴油喷雾的高速多分幅激光全息摄影系统. 农业工程学报, 2003, 19(1): 87-90.
- [64] Dimotakis P E, Debussy F D, Koochesfahani M M. Particle Streak Velocity Field Measurements in Two-dimensional Mixing Layer. *Physics of Fluids*, 1981, 24: 995-999.
- [65] Khalighi B. Study of the intake swirl process in an engine using flow visualization and particle tracking velocimetry. *ASME-FED*, 1989, 85: 37-47.
- [66] 杨宏旻, 顾璠, 刘勇等. 基于单曝光激光层析图像的粒子速度测量系统. 南京师范大学学报(工程技术版), 2002, 2(2): 56-60.
- [67] 邸慧, 于起峰. 基于自相关的匀速运动模糊尺度参数识别. 国防科技大学学报, 2006, 28(5): 123-125.
- [68] 宋鼎, 彭梨辉, 陆耿等. 采用去模糊图像处理的气/固两相流固体颗粒速度测量方法. 仪器仪表学报, 2007, 28(11): 1937-1941.
- [69] 张弘, 蔡小舒, 尚志涛等. 单帧图像二次水滴粒径、速度和流动角测量方法研究. 热力透平, 2008, 37(1): 26-29.
- [70] 吴学成. 粒子场的先进图像测量技术研究. 杭州: 浙江大学, 2009: 33-37.
- [71] 刘文耀. 数字图像采集与处理. 北京: 电子工业出版社, 2008: 101-102.
- [72] 王庆有. 图像传感器应用技术. 北京: 电子工业出版社, 2003: 78-88.
- [73] 陈天华. 数字图像处理. 北京: 清华大学出版社, 2007: 249-251.
- [74] 赵同阳, 周可法, 张晓帆等. 基于 Canny 算子的边缘检测技术在遥感地质填图中的应用. 新疆地质, 2008, 26(1): 95-99.
- [75] 陈卫东, 董卓莉, 李研琰. 基于 Canny 算子的大米边缘检测. 河南工业大学学报(自然科学版), 2008, 29(3): 55-58.

- [76] 周志宇, 刘迎春, 张建新. 基于自适应 Canny 算子的柑橘边缘检测. 农业工程学报, 2008, 24(3): 21-24.
- [77] Canny J F. A computational approach to edge detection. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 1986, 8 (6): 679-698.
- [78] Otsu N. A threshold selection method from gray-level histograms. *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics*, 1979, 9(1): 62-66.
- [79] 邓泽峰, 熊有伦. 基于频域方法的运动模糊方向识别. 光电工程, 2007, 34(10): 98-101.
- [80] 刘相滨, 向坚持, 阳波. 基于八邻域边界跟踪的标号算法. 计算机工程与应用, 2001, 23: 125-127.
- [81] Vincent L, Soille Pierre. Watersheds in digital spaces: an efficient algorithm based on immersion simulations. *IEEE Transactions on Pattern Annalysis and Machine Intelligence*, 1991, 13(6): 583-598.
- [82] 王宝和, 王喜忠. 计算球形颗粒自由沉降速度的一种新方法. 粉体技术, 1996, 2(2): 30-38.
- [83] 沈宗沼. 国内液固两相流泵的设计研究综述. 流体机械, 2006, 34(3): 32-38.
- [84] 桂夏辉, 李延峰, 刘炳天等. 液固流化床内颗粒沉降特性试验研究. 煤炭学报, 2010, 35(8): 1375-1379.
- [85] 高晖, 郭烈锦, 张西民. 螺旋管分离器中液固两相流颗粒相分布研究. 工程热物理学报, 2002, 23: 205-208.
- [86] 陈斌, 郭烈锦, 杨晓刚. 圆柱绕流的离散涡数值模拟. 自然科学进展, 2002, 12(9): 964-969.
- [87] 杨纪伟, 付晓丽. 圆柱绕流研究进展. 中国水运, 2008, 8(5): 156-158.
- [88] 徐元利, 徐元春, 梁兴等. FLUENT 软件在圆柱绕流模拟中的应用. 水利电力机械, 2005, 27(1): 39-41.
- [89] 涂程旭, 王昊利, 林建忠. 圆柱绕流的流场特性及涡脱落规律研究. 中国计量学院学报, 2008, 19(2): 100-103.
- [90] Jin W, Wang Y. Measurement of flowaround a circular cylinder by Particle Image Velocimetry(PIV). *Journal of Xi'an University of Engineering Science and Technology*, 2007, 21(4): 530-535.
- [91] 王聪, 陈斌, 郭烈锦等. 双拉格朗日模型模拟气固两相双圆柱绕流. 西安交通大学学报, 2009, 43(1): 77-80.
- [92] 李文春, 金晗辉, 任安禄. 气固两相三维圆柱绕流的直接数值模拟. 工程热

物理学报, 2006, 27(5): 808-810.

在读期间公开发表的论文和承担科研项目及取得成果

一、 论文

1. 张晶晶, 范学良, 蔡小舒. 单帧单曝光图像法测量气固两相流速度场. 工程热物理学报.(录用)
2. 张晶晶, 王镇宇, 蔡小舒等. 湿蒸汽联合探针的风洞标定和数值模拟的比较. 工程热物理学报.(录用)
3. 张晶晶, 范学良, 蔡小舒. 计算 Canny 算子双阈值的新方法. 中国粉体技术, 2011, 15(1): 63-65.
4. 张晶晶, 范学良, 蔡小舒. 单帧单曝光图像法测量气固两相流速度场. 中国工程热物理学会 2010 年多相流学术年会, 2010.11.26-28, 厦门.
5. 张晶晶, 王镇宇, 蔡小舒等. 用于湿蒸汽测量的联合探针的风洞标定和数值模拟的比较. 中国工程热物理学会 2010 年工程热力学与能源利用、热机气动热力学和流体机械学术会议, 2010.11.8-10, 南京.
6. 张晶晶, 范学良, 蔡小舒. 计算 Canny 算子双阈值的新方法. 中国颗粒学会第七届(2010)学术年会暨海峡两岸颗粒技术研讨会, 2010.8.16-18, 西安.
7. **Jingjing Zhang**, Xiaoshu Cai. Measurement for the Velocity Vector Field of Gas-Solid Two-phase Flow Using 2D Imaging System. The 2010 International Symposium on Advanced Mechanical and Power Engineering, 2010.11.12-14, Fukui, Japan.
8. Xueliang Fan, Zhihai Jia, **Jingjing Zhang** et al. A Video Probe Measurement System for the Coarse Water Droplets. The 6th International Symposium on Measurement Techniques for Multiphase Flows, 2008.12.5-8, Okinawa, Japan.
9. 范学良, 张晶晶, 贾志海等. 基于频域分析的水滴运动方向识别. 中国粉体技术, 2009, 15(4): 63-65.
10. 范学良, 张晶晶, 蔡小舒. 基于模糊图像处理的水滴二维速度场测量. 中国工程热物理学会 2009 年多相流学术年会, 2009.8.29-9.3, 吉林.

二、 科研项目

1. 国家自然科学基金重点项目, 气固两相流多参数在线测量方法研究 (50836003), 2009.1-2012.12, (参与).

致 谢

空间寄存了时间的轨迹，就像丰硕的果实积淀了孕育的味道。短短的三年，不，应该是七年，在同一个地方，留下了众多的回忆，收获的是无尽的感激，因为当我困惑时有人开导，当我浮躁时有人告诫，当我犯错时有人给予指正的声音和鼓舞的力量，让我在迷惘的泥泞中重新站起来直面错误勇敢改正！

七年的磨砺是人生最宝贵的财富，是你们让我变得更加成熟，更加坚定，更加强大，首先要最最感谢的是您，我的导师，蔡小舒教授。蔡老师是一位知识渊博，科研思维极其广博、教书育人方法独到，对待学生认真负责，和蔼可亲的导师、长者。记得那天晚上蔡老师深入浅出地给我们全院新生作了一场关于颗粒与两相流的精彩报告，我被一些从未接触过的名词所深深吸引——两相流、气溶胶、光散射，深邃的概念让我产生无穷的好奇，这是七年前第一次认识蔡老师，正是我的崇拜和敬仰为这段美好的历程播下了机缘的种子。

机会总是眷顾有准备和心怀希望的人，直升研究生我不假思索地选择了颗粒所，认定了蔡教授。记得还是大三快放假的那次与蔡老师交流让我对搞科研有了正确的认识，您说做学问首先要自身感兴趣，是“我要学，不是要我学”，其实就是态度积极主动。然后做事要“知其然，并知其所以然”，就是搞科研要清楚目的、原理和方法，多问自己几个“为什么”才能有所发现有所拓展，才能在深度和广度中全面开花。最后就是认真严谨的治学态度，“搞科研不是为了发文章，发文章是为了交流汇报自己的阶段成果，主次不能颠倒”。蔡教授的这番教诲不仅为我选择读研指明了方向，我还被您这种崇高的科学理想和一丝不苟的治学态度所深深打动。

来到颗粒所，这是一个和谐的大家庭，对我而言更是一个学术氛围自由的快乐国度，没有教条的围墙，没有程式的摆设，偏见和绝对权威在自由的空气中不见踪影。三年的遨游中我尽情地推敲着自己的公式，把玩着科学的实验，倾听着数据告诉我的奥秘，感受着思想火花之激越，科研前景之壮美。这种自由和民主是我一直所向往的，也是蔡教授所给予的，您在一言一行中兑现了承诺，给我创造了一个极其广阔的空间，要感谢您，感谢您的睿智，您的宽容，您的理解和您无私的精神。

阳光的慈爱在于她施与的片刻温暖，三年里蔡老师在我的学习生活中有时是严格的导师，有时是尊敬的长者，也有时是仁慈的父辈，甚至成了知心的朋友。我要感谢蔡老师给予我生活的五彩斑斓，回味与您在一起的美好时光，就让那些不眠的夜晚留在偏远的宣威，让回民街的喧闹留在悠远的长安，让生鱼片的甘甜留在美丽的日本，让黑咖啡的香醇留在一办 301，让这三年所有美好的瞬间留在

我记忆的最深处.....

荆棘路上没有一个同行者很难逾越一个个鸿沟到达终点，我还要感谢的就是这三年与我同舟共济的好老师，好朋友——范学良老师。范老师在学术上与我交流思想，在生活中关心我的点滴，我们一起讨论问题，解决问题，课题的进展他出谋划策。范老师为我的研究工作倾注了无数的精力和心血，他认真负责的工作态度和平易近人的个人魅力感染着我，激励着我，给我无穷的动力和希望，我表示真诚的谢意。

本课题的完成还要感谢其他所有关心帮助过我的老师和同学，借此机会我用只字片语同样表达我内心对您们深深地感激之情。

感谢苏明旭老师在诙谐幽默的言语中给了我人生的大智慧和对课题的启发；感谢沈建琪老师在我光路设计中给予我指导和帮助；感谢李俊峰老师在我研究算法时给予我编程的思路；感谢贾志海老师用他丰富的设计经验在我搭建实验台时给予我帮助和建议；感谢欧阳新老师对我光源的电路设计给予指导；感谢赵志军老师，黄春燕老师，赵琴老师给予我的关心和帮助。

感谢唐荣山师傅为我实验台搭建中的硬件加工付出的努力。

感谢张弘在图像法的研究中为我打下坚实的基础；感谢沈嘉琪为我解答各种学术疑惑；感谢薛明华像大哥似地关心我的学习和生活；感谢牛凤仙在湿蒸汽测量研究中对我的指导，并把数据处理结果毫无保留地交给我；感谢宋延勇指导我编写程序，关心我工作；感谢李亚飞帮助我一起做实验。

感谢董学金、李龙生、呼剑、杨璇、王珊珊、邓丽同学在课题中给予我帮助和陪伴我度过这快乐的三年。

感谢景伟、马力、刘海龙同学在我实验中给予的关心和帮助。

研究生毕业论文的完成意味着我学习生涯画上了句号，要感谢的人还有很多，感谢上海理工大学培养了我，感谢所有传授我知识的老师，感谢与我共住三年的室友，感谢我的女友唐婷始终在精神上默默地支持我，鼓励我。

最后要感谢给予我生命的父母，是你们把我抚养成材。

如果鱼儿要感谢大海，那它们嬉戏成群，让水显得更有灵气；如果鸟儿要感谢蓝天，那它们搏击长空，让苍穹显得更有生机；如果花儿要感谢大地，那它们傲然绽放，让高山显得更有诗意。我内心的感激会流淌在血液中，化作无穷的力量，回报这所有美好的一切。

二零一一年一月

于动力馆 121