



北航学报
赠阅

ISSN 1001-5965

CODEN BHHDE8

北京航空航天大学 学报

JOURNAL OF BEIJING UNIVERSITY OF
AERONAUTICS AND ASTRONAUTICS



2017-11

Vol.43 No.11

目次

先进测量手段

气液两相流中气泡速度的电磁互相关测量	赵倩, 尹武良, 陈广 (2181)
基于波长调制谐波信号主峰拟合的气体浓度测量方法	杨阳, 刘畅, 徐立军 (2187)
基于时域信息的粒径分布及光学常数重建	任亚涛, 齐宏, 张晓罗, 阮立明 (2193)
铝基微结构光栅几何参数反演	孙双成, 齐宏, 孙建平, 阮世庭, 吕中原, 阮立明 (2199)
火焰辐射光场成像光线采样特性	刘煜东, 许传龙, 孙俊, 张彪, 王式民 (2207)
基于 Lamb 波气体传感器的数据采集仪	黄鸯鸯, 王保良, 冀海峰, 黄志尧, 李海青 (2216)
热线探针针对数校准方法研究及改进	杜钰锋, 林俊, 马护生, 熊能 (2224)

流动特性分析

基于凝结实验平台的音速喷嘴凝结现象研究	王超, 林大烜, 丁红兵, 王刚, 安海骄 (2232)
槽道内涡波流场展向涡的分布特征	陈彬, 刘阁, 金兴, 邓阳琴 (2240)
基于双耦合 Duffing 振子的气液两相流动特性分析	李洪伟, 苏全, 孙斌, 周云龙 (2249)
基于飞机客舱空气品质的桥载空调送风优化	林家泉, 李弯弯, 王瑞婷, 马敏, 杨建忠 (2259)
颗粒射流冲击材料行为研究	姚军, 曾子华, 周芳, 董士刚, 赵彦琳, 李宁 (2266)
基于新型 C ⁴ D 的小管道气液两相流流型辨识方法	 盛碧霞, 冀海峰, 王保良, 黄志尧, 李海青 (2273)
K-均值聚类在 CCERT 系统流型辨识中的应用	李凯锋, 王保良, 黄志尧, 冀海峰, 李海青 (2280)
搅拌流内大振幅界面波特性研究	王科, 叶晶, 白博峰 (2286)
高超声速风洞 W DPR 支撑尖锥模型应用可行性分析	 胡正红, 彭苗娇, 冀洋锋, 柳汀, 林麒, 王晓光 (2293)
射流对高超声速进气道起动性能的影响	靳一超, 阎超, 林博希 (2302)
侧风对拍动翅气动力的影响	牟晓蕾, 许娜 (2310)

成像测量

压缩感知在电容层析成像中的应用	张立峰 (2316)
聚焦光场成像三维粒子场重建方法	曹丽霞, 张彪, 宋祥磊, 许传龙, 王式民 (2322)
多激励频率模式的磁感应层析成像系统	王野, 谭超, 董峰 (2331)
工业总线标准电容层析成像系统设计	徐康, 谭超, 吴昊, 董峰 (2338)
航空发动机中气液两相流的可视化检测	赵愉, 岳士弘, 张洋洋, 王化祥 (2345)
基于 CCERT 与声发射技术的气液固三相流相含率测量	 张凯, 胡东芳, 王保良, 冀海峰, 黄志尧, 李海青 (2352)

CONTENTS

Advanced Techniques in Flow Measurement

Measurement of bubble velocity in air-liquid two-phase flow based on electromagnetic technique and cross correlation ZHAO Qian, YIN Wuliang, CHEN Guang (2181)

Gas concentration measurement method based on WMS main peak spectrum fitting YANG Yang, LIU Chang, XU Lijun (2187)

Reconstruction of particle size distribution and optical constant based on time-resolved information REN Yatao, QI Hong, ZHANG Xiaoluo, RUAN Liming (2193)

Inverse estimation of geometric parameters of aluminum matrix microscale structure grating SUN Shuangcheng, QI Hong, SUN Jianping, RUAN Shiting, LYU Zhongyuan, RUAN Liming (2199)

Characterization of ray sampling for flame radiation in light field imaging LIU Yudong, XU Chuanlong, SUN Jun, ZHANG Biao, WANG Shimin (2207)

Data acquisition instrument based on Lamb wave gas sensor HUANG Yangyang, WANG Baoliang, JI Haifeng, HUANG Zhiyao, LI Haiqing (2216)

Research and improvement on logarithmic calibration method of hot-wire probe DU Yufeng, LIN Jun, MA Husheng, XIONG Neng (2224)

Analysis of Flow Dynamics

Study on condensation in sonic nozzle based on experimental condensation apparatus WANG Chao, LIN Daxuan, DING Hongbing, WANG Gang, AN Haijiao (2232)

Distribution characteristics of spanwise vortex of vortex wave field in channel flow CHEN Bin, LIU Ge, JIN Xing, DENG Yangqin (2240)

Analysis of gas-liquid two-phase flow characteristics based on double coupled Duffing oscillator LI Hongwei, SU Quan, SUN Bin, ZHOU Yunlong (2249)

Optimization of air supply for bridge load air conditioning based on aircraft cabin air quality LIN Jiaquan, LI Wanwan, WANG Ruiting, MA Min, YANG Jianzhong (2259)

Investigation of behaviour of particle impact on material by impinging jet YAO Jun, ZENG Zihua, ZHOU Fang, DONG Shigang, ZHAO Yanlin, LI Ning (2266)

Flow pattern identification method of gas-liquid two-phase flow in ductule based on new C^4D SHENG Bixia, JI Haifeng, WANG Baoliang, HUANG Zhiyao, LI Haiqing (2273)

Application of K-means clustering in flow pattern identification of CCERT system LI Kaifeng, WANG Baoliang, HUANG Zhiyao, JI Haifeng, LI Haiqing (2280)

Study on properties of huge waves in churn flow WANG Ke, YE Jing, BAI Bofeng (2286)

Feasibility analysis of WDPR support cone model application in hypersonic wind tunnel HU Zhenghong, PENG Miaoqiao, JI Yangfeng, LIU Ting, LIN Qi, WANG Xiaoguang (2293)

Effect of injection on starting characteristics of hypersonic inlet JIN Yichao, YAN Chao, LIN Boxi (2302)

Effects of lateral wind on aerodynamic force of a flapping wing MOU Xiaolei, XU Na (2310)

Visual Measurement via Imaging Methods

Compressed sensing application to electrical capacitance tomography ZHANG Lifeng (2316)

Reconstruction method of three-dimensional particle field based on focused light field imaging CAO Lixia, ZHANG Biao, SONG Xianglei, XU Chuanlong, WANG Shimin (2322)

Magnetic induction tomography system with multi-excitation frequency mode WANG Ye, TAN Chao, DONG Feng (2331)

Electrical capacitance tomography system design based on industrial bus standard XU Kang, TAN Chao, WU Hao, DONG Feng (2338)

Visible measurement of gas-liquid two-phase flow in aircraft engine ZHAO Yu, YUE Shihong, ZHANG Yangyang, WANG Huaxiang (2345)

Measurement of phase holdup in gas-liquid-solid three-phase flow based on CCERT and acoustic emission ZHANG Kai, HU Dongfang, WANG Baoliang, JI Haifeng, HUANG Zhiyao, LI Haiqing (2352)

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0081

气液两相流中气泡速度的电磁互相关测量

赵倩^{1,*}, 尹武良², 陈广³

(1. 曲阜师范大学 工学院, 日照 276826; 2. 曼彻斯特大学 电子电气工程学院, 曼彻斯特 M60 1QD;

3. 中国航天科工集团公司, 天津 300192)

摘 要: 气液两相流作为一种工业领域中普遍存在的流态,在测量时需考虑气相和液相间的速度差。相较于流动规律平稳的气相而言,研究不稳定的气泡流动状态具有更高的技术难度。本文针对空气-水为工质的两相流中一项重要参数——气泡速度进行测量,引入基于互相关运算的电磁检测方法,通过提高系统激励频率得到较大的检测信号。实验设计了高频(>1 MHz)电磁检测系统,选用垂直上升管道,并在管道的2个平行截面分别安装电磁传感器,每组传感器均包含一个激励线圈及一个接收线圈,对2组接收线圈上的相位信号进行互相关运算,从而求得气泡的速度。实验中,对3种不同速度气泡采集到的信号进行了对比分析,相对误差控制在10%以内,提供了一种完全非接触非侵入的测量气泡速度的方法。此方法可以进行后续补充完善,用于其他工业场合,如金属液中气泡参数的测量等。

关 键 词: 电磁检测; 气液两相流; 气泡速度; 互相关; 垂直上升管道

中图分类号: TP206^{+.1}

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2181-06

以气泡为分散相的气液两相流在诸如能源、动力、石油化工等工业部门的应用越来越广泛。由于具有不稳定性和分散性,气泡的运动状态对于很多工业生产过程都具有重要影响。气泡和连续流动的液体之间存在相互作用,形成一个形状和分布均随机可变的相界面,而相间存在速度差,因此研究气泡速度具有一定的现实意义和科技价值^[1-7]。现有的测量方案中,电学方法一般属于直接接触性测量,易对检测部件造成电化学腐蚀,若油污严重,会在很大程度上影响测量数据的精度^[8-9]。此外,超声法^[10]、粒子图像测速法(Particle Image Velocimetry, PIV)^[11]、电磁法^[12]等为更有效的检测方法,国内外均有层出不穷的研究成果。电磁检测由于其本身的软场特性,对于低电导率物质的测量一直进展缓慢,但其具有的完全

非接触非侵入性,对于工业检测过程有很大吸引力,通常应用于金属流体的测量^[13-14]。

互相关速度测量技术是以随机过程的相关理论和信息理论为基础发展起来的一种流动参数检测技术。根据互相关原理可以对2个相似信号求出它们之间的时间延迟,并可与不同的传感器进行结合,完成不同的参数测量任务,具有原理简单、实现方便的优点^[15-16]。

在本文的测量中,将外加气泡作为水体的噪声,利用互相关测速原理,将速度测量转换为对时间间隔的测量。借助电磁检测方法和硬件装置,在垂直上升管道的2个平行截面分别安装激励线圈和接收线圈,由于被测液体和气泡的电导率差异较小,测量到的信号波动值微弱,易被背景信号淹没。为此可适当提高激励频率,使其达到1 MHz

收稿日期: 2017-02-21; 录用日期: 2017-05-19; 网络出版时间: 2017-06-30 10:00

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.1000.007.html

基金项目: 国家自然科学基金(61601260); 曲阜师范大学科技计划项目(xk201502)

* 通讯作者: E-mail: zhaoq0620@126.com

引用格式: 赵倩, 尹武良, 陈广. 气液两相流中气泡速度的电磁互相关测量[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2181-2186.
ZHAO Q, YIN W L, CHEN G. Measurement of bubble velocity in air-liquid two-phase flow based on electromagnetic technique and cross correlation[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2181-2186 (in Chinese).

及以上。通过电磁测试系统对空气-水为工质的两相流中的气泡速度进行测量,并将上下 2 组接收线圈上的信号进行对比,利用 MATLAB 软件做互相关运算,最终得到 2 组信号间的时间差。

1 测速理论

1.1 电磁检测原理

在电磁检测系统中,电磁传感器阵列由若干个激励线圈和接收线圈构成,具体数目和结构根据测量条件和要求来确定。被测物场也称为敏感场通常用绝缘材料作为边界,外侧按照一定规律排列着传感器阵列。计算机控制激励信号发生单元对物场进行激励。被测物体具有导电性或导磁性(或两者兼具),当敏感场内电导率或磁导率的分布发生变化时,接收线圈的信号会感应到投影数据,即可以反映场内电学参数变化的边界信息^[17]。检测信息由 2 种信号叠加而成:和激励线圈产生的主磁场(B)相关的信号以及和涡流产生的二次磁场(ΔB)相关的信号, B 和 ΔB 的矢量关系如图 1 所示。图中:Re 为实部,Im 为虚部, α 为总磁场的相位。在检测系统中,磁场的波动 ΔB 反映为检测线圈接收电压的波动(ΔV)。

在微扰动情况下,对于低电导率物体,有

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta B}{B} = Q\omega\mu_0(\omega\varepsilon_0\varepsilon_r - j\sigma) + R(\mu_r - 1) \quad (1)$$

式中: ω 为系统频率; ε_0 和 ε_r 分别为真空介电常数

和相对介电常数; μ_0 和 μ_r 分别为真空磁导率和物体的相对磁导率; σ 为物体的电导率;系数 Q 和 R 只与物体的几何参数有关。

当被测物体为生物溶液或其他导电性较弱的流体时,主磁场在被测溶液中产生的二次磁场以一个负虚部的形式存在,并且其幅值与激励频率和电导率有关^[18]。一般情况下,当导电性较差时,检测到的信号较微弱,不易提取。为了提高测量精度,往往采用激励频率较高的检测系统^[19-20]。

1.2 互相关测速原理

对于 2 个能量信号而言,互相关函数可用于了解它们之间的相似性以及时间关系,是一个有用的统计量。它给出了在频域内 2 个信号是否相关的一个判断指标,能用来确定输出信号有多大程度来自输入信号。若这 2 个信号波形具有相似性,那么互相关函数的峰值点处对应的时间即为它们之间的时间延迟。

本文将互相关测速方法和电磁传感器进行结合,在两相流垂直上升管道上相距为 L 的 2 个截面处分别安装结构和功能均相同的电磁传感器,根据流体流动方向,分别定义为上游传感器和下游传感器。当流体的随机噪声,即气泡经过 2 组传感器时,会对相应的接收信号造成扰动。记 2 组检测信号分别为 $p(t)$ 和 $q(t)$,由于 L 是一个相对管道长度较小的值,故可认为流体在流经 2 组传感器时是一个匀速平稳的过程。根据 Wang 等的“凝固流动”假设^[21],被测流体经过上游传感器时造成的扰动信号必然会在一定时间间隔后以相同的形式反映在下游传感器的输出信号中。即在理想情况下, $q(t)$ 的波形应与 $p(t)$ 完全相似,仅仅在时间上滞后了 τ_0 时刻, τ_0 称为渡越时间,表示如下:

$$p(t) = q(t + \tau_0) \quad (2)$$

图 2 为互相关测速的原理图。当气泡分别经过上游和下游传感器时,通过接收线圈得到相

图 1 主磁场 B 和二次磁场 ΔB 的矢量图
Fig. 1 Vector diagram of primary magnetic field B and second scattered magnetic field ΔB

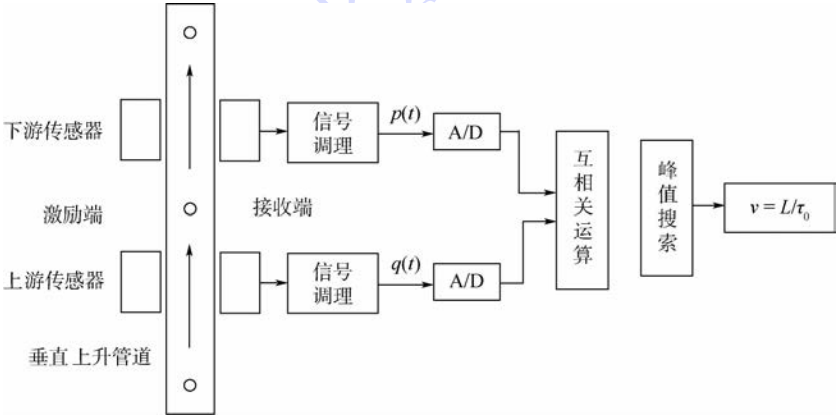


图 2 互相关测速原理图
Fig. 2 Schematic diagram of velocity measurement based on cross correlation

应的感应信号,经过信号放大、滤波和 A/D 转换,计算出 $p(t)$ 和 $q(t)$ 的互相关函数为^[22]

$$R_{pq}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t)q(t + \tau) dt \quad (3)$$

将式(2)代入式(3)得

$$R_{pq}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t)p(t + \tau - \tau_0) dt = R_{pp}(\tau - \tau_0) \quad (4)$$

由自相关函数的性质可知, $p(t)$ 的自相关函数 $R_{pp}(\tau)$ 在 $\tau = 0$ 时取得最大值,故 $R_{pp}(\tau - \tau_0)$ 在 $\tau = \tau_0$ 时取得峰值,通过提取峰值点即可得到渡越时间 τ_0 。在理想的匀速流动状态下,可求气泡速度为

$$v = L/\tau_0 \quad (5)$$

基于以上的电磁检测理论和互相关运算,本文提出的测速方法采用电磁检测系统作为硬件平台,对采集到的感应信号求互相关函数,以期得到和速度相关的参数值。

2 电磁检测系统仿真及实验

2.1 基于 MAXWELL Ansoft 仿真

图 3 为有限元仿真软件 MAXWELL Ansoft 中电磁传感器安装的示意图和无气泡、有气泡通

过时磁场分布图。从图 3(a)中可以看出,该检测系统一共有 2 组传感器,每组传感器均包括一个激励线圈和一个接收线圈,它们的位置关于 xz 平面对称。上游传感器中线圈记为 A_1 和 A_2 ,下游传感器中线圈记为 B_1 和 B_2 。字母 A 和 B 代表传感器的位置,下标数字 1 和 2 分别表示激励线圈和接收线圈。激励线圈产生主磁场,并作用于流体,同时流体对其有反作用,产生二次磁场。如此提取的检测信号便与工质密切相关。当气泡混入水流并经过传感器时,由于流体导电性发生了变化,磁场分布发生变化(xy 平面分布特征如图 3(b)和图 3(c)所示, H 为磁场强度),检测信号也随之改变。

气液两相流自下往上垂直流动,当气泡经过上游传感器的接收线圈 A_2 时, A_2 上的信号波形会发生变化。接着,气泡经过下游传感器的接收线圈 B_2 ,在 B_2 的信号中产生同样的波动,这 2 个波动的时间差即气泡通过这 2 组传感器所在平面的时间差。据此建立简化模型,假设气泡尺寸均匀,呈单列分布,忽略流体静力学压力和电磁场的影响,流过程中形状大致不变且无击穿,气泡之间以及气泡与管壁之间无力的作用。待速度稳定后,再启动信号采集过程。

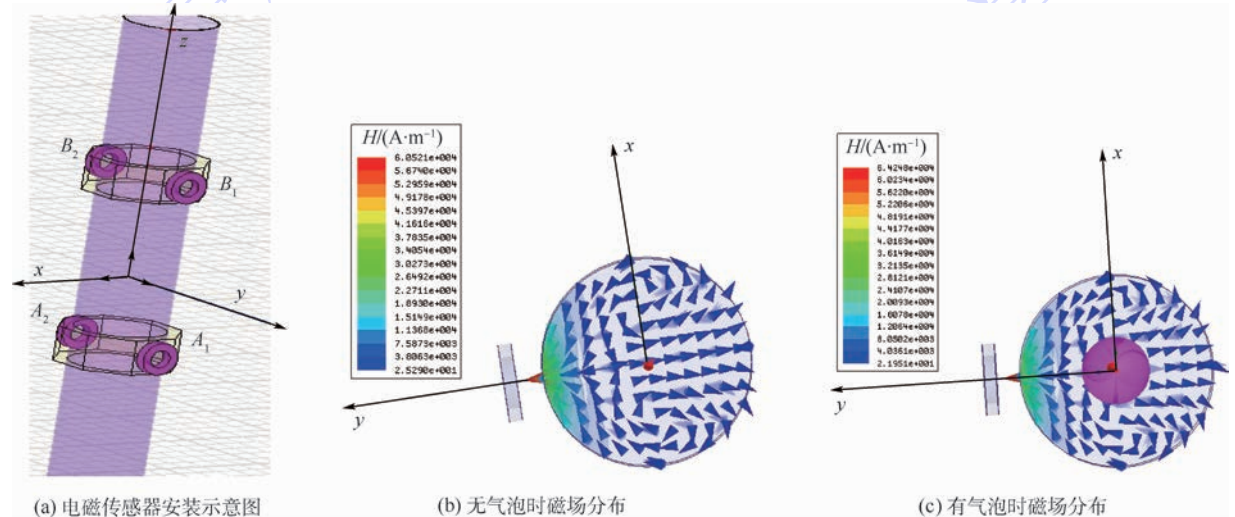


图 3 MAXWELL Ansoft 电磁仿真示意图

Fig. 3 Diagram of electromagnetic simulation based on MAXWELL Ansoft

2.2 实验平台

该实验的原理是气体和液体之间存在电导率差异,经过 2 个线圈之间时会对线圈间互感信号的相位造成不同影响。目的是通过辨别其中的气相因素对检测信号造成的影响,实现对其速度的测量。根据实验原理进行实验设计,检测系统结构如图 4 所示。

实验平台如图 5 所示,循环水自下而上流过管道,利用气泡发生装置产生不同速度的气泡。气泡呈单列依次向上运动,为使结果具有较强的对比性,气泡速度设置为 3 种:0.64、0.42 及 0.30 m/s。同时,通过设计对称性良好的传感器线圈,达到减小误差的目的。针对实验对象的低导电性,激励信号频率采用 8.3 MHz,以便得到较好的测量

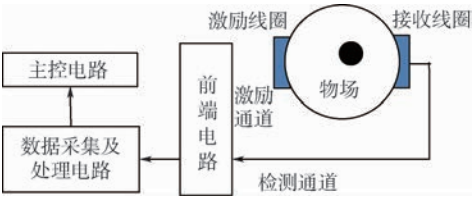


图4 电磁检测系统结构

Fig.4 Structure of electromagnetic testing system

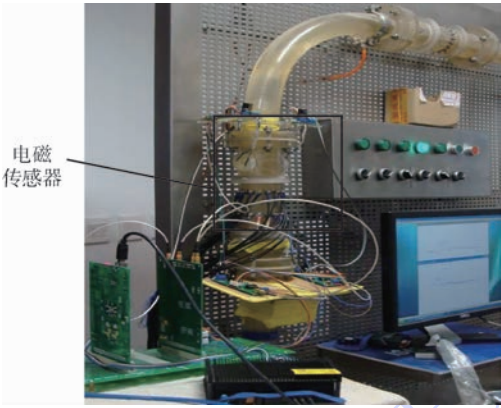


图5 测速实验平台

Fig.5 Experimental platform of velocity measurement

值。上下游传感器纵向距离设置为 200 mm,每隔 1 ms 保存一组相位解调数据,对每组检测信号共保存 2 000 个数据。

2.3 实验结果及数据分析

重复性实验一共安排 6 组,实验条件基本相同。对所测数据进行总结,发现 6 组数据波动不大,故可取其平均值,作为最终数据进行分析。

由检测信号可得,由检测信号提取的相位信息与气泡的速度有一定的关联,可用来辨识不同速度的气泡。为了简化计算,首先对相位做归一化处理并进行滤波,如图 6 所示。

由图6可以看出,当气泡通过上游传感器所

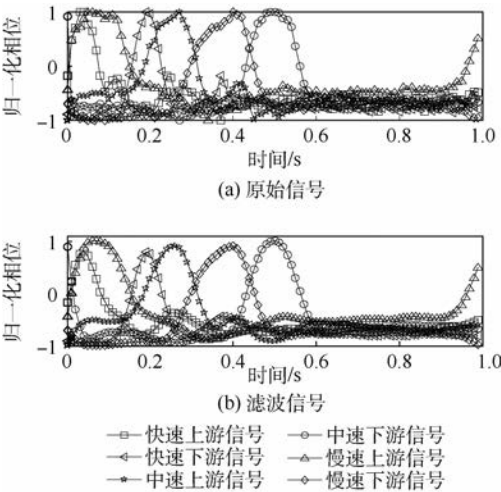


图6 滤波前后的归一化相位信号

Fig.6 Normalized phase signal before and after smoothing

在截面时,接收线圈上的信号会出现明显波动,该波动呈马鞍形,且会在一定时间间隔后以相似的特征出现在下游接收信号中,这样即可实现无需标定的自动测量。无论从气泡通过单个截面传感器所经历的时间,还是从气泡在 2 个截面间经历的时间,都可以明确区分出 3 种速度。对滤波后的相位信号进行互相关运算,分别求出 3 种速度时 2 组检测信号的互相关函数,并提取峰值。

根据互相关函数的定义,可知峰值点对应的的时间即为 2 个波形相似的信号之间的延时时间。互相关函数波形如图 7 所示,其为时间的函数。

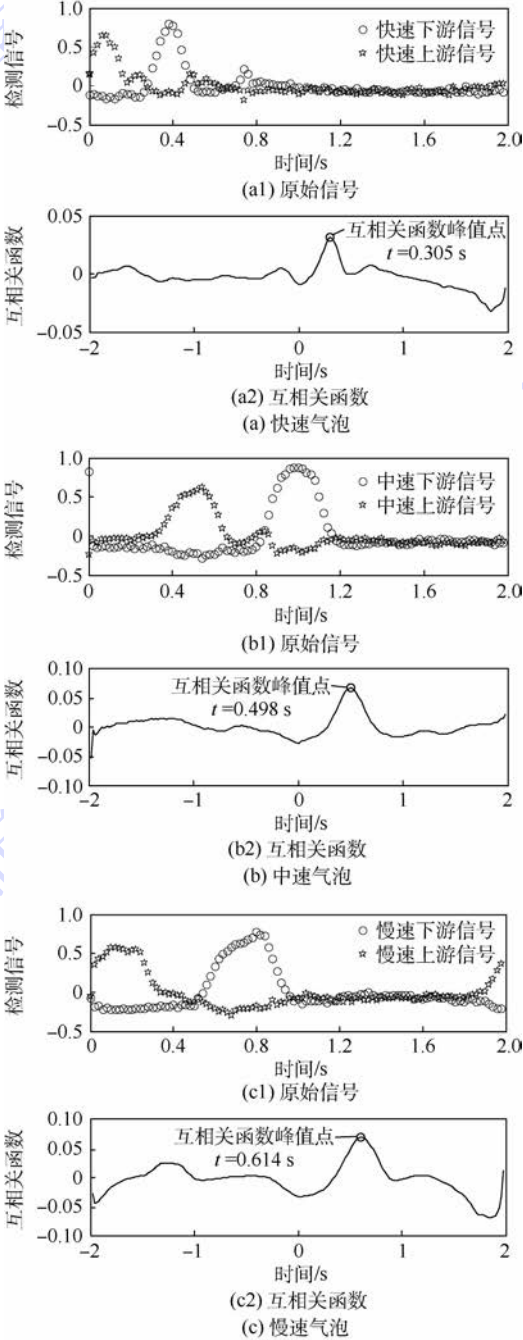


图7 2组检测信号及其互相关函数

Fig.7 Two groups of testing signals and their cross correlation functions

由图 7 可知,对于快、中和慢速气泡而言,2 组检测信号的时间间隔分别为 0.305、0.498 和 0.614 s。由于 2 组传感器的垂直距离为 200 mm,故由式(5)可得快、中和慢速气泡速度分别为

$$v_f = \frac{0.2}{0.305} = 0.656 \text{ m/s} \quad (6)$$

$$v_m = \frac{0.2}{0.498} = 0.402 \text{ m/s} \quad (7)$$

$$v_s = \frac{0.2}{0.614} = 0.326 \text{ m/s} \quad (8)$$

快、中和慢速气泡测量的相对误差分别为

$$\varepsilon_f = \frac{0.016}{0.64} \times 100\% = 2.5\% \quad (9)$$

$$\varepsilon_m = \frac{0.018}{0.42} \times 100\% = 4.3\% \quad (10)$$

$$\varepsilon_s = \frac{0.026}{0.30} \times 100\% = 8.7\% \quad (11)$$

由计算结果可知,根据电磁检测原理测量的信号计算出的速度与理论速度比较吻合。同时,气泡速度越小时,测量结果误差越大。分析因为,气泡经过两截面传感器时,速度越大,越符合匀速运动的假设,测量结果越接近于理论值。

3 结 论

1) 基于电磁参数测量的气液两相流中气泡速度的检测方法中,相位信息可作为气泡速度的特征信号。结合互相关运算,得到不同速度下 2 组检测信号的时间间隔。

2) 在气泡匀速经过传感器的假设下,计算出 3 种气泡的速度,实验数据可清晰辨识出 3 种速度。相对误差分别为 2.5%、4.3% 和 8.7%。

3) 经分析可知,该方法的测量在气泡速度较大时更准确,在气泡速度较小时,误差较大。同时,具有非接触非侵入的优点。

参考文献 (References)

[1] WALKE S M, SATHE V S. Experimental study on comparison of rising velocity of bubbles and light weight particles in the bubble column[J]. International Journal of Chemical Engineering and Applications, 2012, 3(1): 25-30.

[2] LUCAS G P, MISHRA R. Measurement of bubble velocity components in a swirling gas-liquid pipe flow using a local four-sensor conductance probe[J]. Measurement Science and Technology, 2005, 16(3): 749-758.

[3] KULKARNI A A, JOSHI J B. Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: A review[J]. Industrial & Engineering Chemistry Research, 2005, 44(16): 5873-5931.

[4] TASSIN A L, NIKITOPOULOS D E. Non-intrusive measurements of bubble[J]. Experiments in Fluids, 1995, 19(3): 121-132.

[5] XIE J L, AL-DAHMAN M, DUDUKOVIE M P. Bubble velocity, size, and interfacial area measurements in a bubble column by four-point optical probe[J]. AIChE Journal, 2008, 54(2): 350-363.

[6] ONG B. Experimental investigation of bubble column hydrodynamics: Effect of elevated pressure and superficial gas velocity[D]. Saint Louis: Washington University, 2003: 37-59.

[7] LIU T J, BANKOFF S G. Structure of air-water bubbly flow in a vertical pipe-II. Void fraction, bubble velocity and bubble size distribution[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993, 36(4): 1061-1072.

[8] ZENIT R, KOCH D L, SANGANI A S. Impedance probe to measure local gas volume fraction and bubble velocity in a bubbly liquid[J]. Review of Scientific Instruments, 2003, 74(5): 2817-2827.

[9] HIBIKI T, HOGSETT S, ISHII M. Local measurement of interfacial area, interfacial velocity and liquid turbulence in two-phase flow[J]. Nuclear Engineering and Design, 1998, 184(2-3): 287-304.

[10] SAMET N, MARECHAL P, DUFLO H. Ultrasound monitoring of bubble size and velocity in a fluid model using phased array transducer[J]. NDT & E International, 2011, 44(7): 621-627.

[11] SOUSA R G, PINTO A M F R, CAMPOS J B L M. Effect of gas expansion on the velocity of a Taylor bubble: PIV measurements[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2006, 32(10-11): 1182-1190.

[12] ZHANG C, ECKERT S, GERBETH G. Experimental study of single bubble motion in a liquid metal column exposed to a DC magnetic field[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2005, 31(7): 824-842.

[13] YIN W L, KARIMIAN N, LIU J, et al. Measurement of electromagnetic properties of power station steels[J]. NDT & E International, 2012, 51: 135-141.

[14] YIN W L, PEYTON A J, ZYSKO G, et al. Simultaneous noncontact measurement of water level and conductivity[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2008, 57(11): 2665-2669.

[15] 陈敏, 何俊华, 季延俊, 等. 基于互相关的气泡速度的测量方法研究[J]. 光子学报, 2005, 34(8): 1253-1256.

CHEN M, HE J H, JI Y J, et al. Researches on the measurement of bubble velocity based on cross correlation[J]. Acta Photonica Sinica, 2005, 34(8): 1253-1256 (in Chinese).

[16] CHENG W, MURAI Y, SASAKI T, et al. Bubble velocity measurement with a recursive cross correlation PIV technique[J]. Flow Measurement and Instrumentation, 2005, 16(1): 35-46.

[17] ZHAO Q, CHEN G, HAO J N, et al. Numerical approach for the sensitivity of a high-frequency magnetic induction tomography system based on boundary elements and perturbation

method[J]. Metallurgical and Materials Transactions A, 2013, 24(7):074004.

[18] SCHARFETTER H,CASANAS R,ROSELL J. Biological tissue characterization by magnetic induction spectroscopy(MIS):Requirements and limitations[J]. IEEE Transactions on Biomedical Engineering,2003,50(7):870-880.

[19] YANG T M,CHEN G,YIN W L, et al. A high frequency digital induction system for conductive flow level measurements[J]. Flow Measurement and Instrumentation,2014,37:83-91.

[20] YIN W L, CHEN G,CHEN L J, et al. The design of a digital magnetic induction tomography (MIT) system for metallic object imaging based on half cycle demodulation[J]. IEEE Sensors Journal,2011,11(10):2233-2240.

[21] WANG J,FAUTRELLE Y,NGUYEN-THI H,et al. Thermoelectric magnetohydrodynamic flows and their induced change of solid-liquid interface shape in static magnetic field-assisted directional solidification[J]. Metallurgical and Materials Transactions A,2016, 47(3):1169-1179.

[22] 胡广书. 数字信号处理——理论、算法与实现[M]. 3 版. 北京:清华大学出版社,2012:33-38.

HU G S. Digital signal processing—Theory, algorithm and implementation[M]. 3rd ed. Beijing:Tsinghua University Press, 2012:33-38(in Chinese).

作者简介:
赵倩 女,博士,讲师。主要研究方向:电磁仿真、数值计算。
尹武良 男,博士,高级讲师。主要研究方向:电磁检测与成像、智能仪器。

Measurement of bubble velocity in air-liquid two-phase flow based on electromagnetic technique and cross correlation

ZHAO Qian^{1,*}, YIN Wuliang², CHEN Guang³

(1. College of Engineering, Qufu Normal University, Rizhao 276826, China;
2. School of Electrical and Electronic Engineering, The University of Manchester, Manchester M60 1QD, UK;
3. China Aerospace Science and Industry Corporation, Tianjin 300192, China)

Abstract: Air-liquid two-phase flow is a common flow pattern in industrial area. The relative velocity between the gas phase and the liquid phase in air-liquid two-phase flow should be considered for the two-phase flow. Technically, it is more challenging to study the instability of bubbles than regular and steady gas phase. A novel method combining electromagnetic test and cross correlation has been carried out in order to determine the bubble velocity in the air-water flow in vertical upward pipe. Higher excitation frequencies have better receiving signals. The high-frequency (>1 MHz) electromagnetic testing system was designed and two groups of electromagnetic sensors were installed in two parallel sections of the vertical upward pipe, each of which included an excitation coil and a receiving coil. Experimental results were collected and by cross-correlation algorithm, the bubble velocity could be calculated by the time difference of the phase signals on two receiving coils. Three kinds of bubbles with different velocities were distinguished in the experiment. Relative errors of the experimental results were controlled within 10%. The technique which is simple, effective, non-contact and non-invasive provides a new approach for the measurement of bubble velocity in two-phase flow. This method can be improved afterwards for other industrial applications, e. g. bubble parameter measurement in metal liquid.

Keywords: electromagnetic testing; air-liquid two-phase flow; bubble velocity; cross correlation; vertical upward pipe

Received: 2017-02-21; Accepted: 2017-05-19; Published online: 2017-06-30 10:00
URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.1000.007.html
Foundation items: National Natural Science Foundation of China (61601260); Science and Technology Plan Project of Qufu Normal University (xkj201502)
* Corresponding author. E-mail: zhaq0620@126.com

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0045

基于波长调制谐波信号主峰拟合的气体浓度测量方法

杨阳¹, 刘畅², 徐立军^{2,*}

(1. 北京航空航天大学 大型飞机高级人才培训班, 北京 100083; 2. 北京航空航天大学 仪器科学与光电工程学院, 北京 100083)

摘 要: 为了提高激光波长调制光谱法(WMS)测量气体浓度的速度和准确度,首次提出了一种通过对吸收光谱谐波信号的主峰进行拟合的气体浓度测量方法。在该方法中,只扫描吸收光谱谐波信号的主峰部分来获得谐波信号(WMS-2f/1f)的峰值点。因为缩减了吸收光谱的扫描范围,所以扫描速度得到了提高。通过对吸收光谱谐波信号(WMS-2f/1f)的主峰部分进行多项式拟合,进一步提高了测量精度。详细讨论了多项式阶数的确认方法,以及拟合数据长度对测量结果的影响。通过测量不同情况下的二氧化碳浓度验证了该方法的有效性。

关 键 词: 波长调制光谱法(WMS); 多项式拟合; 吸收光谱; 气体浓度; 二氧化碳

中图分类号: TP273

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2187-06

作为一种非接触式的气体测量方法,波长调制光谱法被用来测量多种气体的参数。在对激光波长进行调谐扫描气体的吸收光谱时,波长调制光谱法通过低频扫描信号叠加高频调制信号的方式去除低频噪声。因此,波长调制光谱法更适用于低吸收率以及高温高压的测量情况。现在,波长调制光谱法已经被广泛应用于测量气体的温度^[1-5]、压力^[1,4,5]、浓度^[2-7]和流速^[1]等。

在波长调制光谱法的免标定技术的基础上^[8],又提出了扫描波长调制光谱法^[7-12]。在使用扫描波长调制光谱法时,通常调谐激光波长使其扫描范围覆盖整个吸收光谱。在扫描波长调制光谱法中,包含气体吸收信息的激光测量信号通过锁相放大器后分离出二次谐波信号与一次谐波信号,二次谐波信号被一次谐波信号标准化后,其峰值点用来进一步计算气体参数。

值得注意的是,在扫描波长调制光谱法获得

的标准化二次谐波信号中,峰值点是在谐波信号的中间部分。因此,可以适当地减少激光波长扫描范围,只扫描部分吸收光谱来获得峰值点。谐波信号的主峰扫描方法^[13]就是通过只扫描谐波信号主峰部分对应的吸收光谱来提高测量速度。当然这样提高速度是以牺牲吸收光谱的信息量为基础的。虽然减少激光波长的扫描范围可以有效地提高速度,但是最后获得的峰值点很容易受到波长移动、电子噪声、探测器噪声和激光光强噪声的影响^[14-16]。

本文提出了对吸收光谱谐波信号的主峰进行拟合的气体浓度测量方法。因为只扫描谐波信号主峰对应的吸收光谱部分,所以提高了测量速度。在对测量到的主峰信号进行拟合之后,可以有效降低随机测量噪声和激光随机波动带来的影响。称这种方法为谐波信号的主峰拟合方法,与谐波信号的主峰扫描方法相比,该方法在保证测量速度的基础上提高了测量精度。

收稿日期: 2017-01-24; 录用日期: 2017-02-24; 网络出版时间: 2017-03-24 16:04

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170324.1604.004.html

基金项目: 国家自然科学基金(61225006, 61327011, 61370016, 61522102)

* 通讯作者: E-mail: lijunxu@buaa.edu.cn

引用格式: 杨阳, 刘畅, 徐立军. 基于波长调制谐波信号主峰拟合的气体浓度测量方法[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2187-2192. YANG Y, LIU C, XU L J. Gas concentration measurement method based on WMS main peak spectrum fitting[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2187-2192 (in Chinese).

1 方 法

1.1 谐波信号的主峰拟合方法

在谐波信号的主峰拟合方法中,激光器的驱动电流被一个叠加了高频正弦波的斜坡信号驱动^[14],激光器输出的激光波长与激光光强同时被其调制。在激光通过了吸收气体后,带有气体吸收信息的激光光强可以用 $I_t(t)$ 表示,其遵循 Beer-Lambert 定律,

$$I_t(t) = e^{-\alpha(v)L} I_0(t) = e^{-S(T)PX_i\phi(v)L} I_0(t) \quad (1)$$

式中: $\alpha(v)$ 为吸收系数; L 为吸收路径长度; $I_0(t)$ 为初始的激光强度; P 为总气压; T 为温度; X_i 为被测气体对应的摩尔分数; $\phi(v)$ 为被测气体的线型函数; $S(T)$ 为被测气体的线型强度,线型强度只与温度 T 相关。

在测得带有气体吸收信息的激光光强 $I_t(t)$ 后,将该信号输入锁相放大器进行处理。在锁相放大器中,该信号分别与同频率但相位相差 90° 的 2 组正弦信号相乘,这里的正弦信号频率一组与驱动激光器的高频正弦信号相同,一组是驱动激光器的高频正弦信号的 2 倍。分别用来计算一次谐波信号和二次谐波信号。在通过低通滤波器后,锁相放大器输出了 2 个 X 分量信号(X_{1f}, X_{2f})和 2 个 Y 分量信号(Y_{1f}, Y_{2f}),下标 $1f, 2f$ 分别对应一次谐波信号和二次谐波信号的分量。为了去除背景信号的影响,可以在使用一次谐波信号对二次谐波信号进行标准化处理后,减去无吸收气体时的谐波信号。用一次谐波信号标准化二次谐波信号的结果 $S_{2f/1f}$ 的具体公式如下^[10]:

$$S_{2f/1f} = \sqrt{\left[\left(\frac{X_{2f}}{S_{1f}} \right)_{\text{raw}} - \left(\frac{X_{2f}}{S_{1f}} \right)_{\text{bg}} \right]^2 + \left[\left(\frac{Y_{2f}}{S_{1f}} \right)_{\text{raw}} - \left(\frac{Y_{2f}}{S_{1f}} \right)_{\text{bg}} \right]^2} \quad (2)$$

式中:下标 raw 和 bg 分别表示未处理的通过吸收气体的谐波信号和通过相同光学路径但无吸收气体的背景信号。背景信号包括了非吸收区间带来的吸收影响。一次谐波 S_{1f} 可以通过式(3)算出:

$$S_{1f} = \sqrt{X_{1f}^2 + Y_{1f}^2} \quad (3)$$

标准化后的二次谐波信号峰值点可以用来确定被测气体(如 CO_2) 的参数。

图 1 中描述了被测气体是 CO_2 时在吸收中心为 $6\,357.3\text{ cm}^{-1}$ 处的仿真的标准化谐波信号($\text{WMS-}2f/1f$)和其对应的导数。可以看出标准化后的二次谐波的峰值点在谐波的主峰部分,并且该部分的导数单调递减,这一部分在图中用曲线

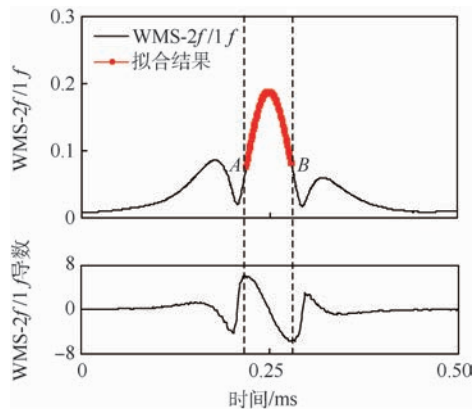


图 1 被测气体是 CO_2 时在吸收中心为 $6\,357.3\text{ cm}^{-1}$ 处仿真的 $\text{WMS-}2f/1f$ 及其导数

Fig. 1 Simulated $\text{WMS-}2f/1f$ and its derivative at absorption center of $6\,357.3\text{ cm}^{-1}$ with CO_2 as measured gas

AB 描绘了出来。并且使谐波信号的峰值点大致在曲线 AB 的中点处。因为曲线 AB 描绘的主峰部分信噪比高,线型简单,因此在实验中只扫描这一部分信号对应的吸收谱线,并在多项式拟合之后测出峰值点。

根据 Stone-Weierstrass 定理,任何复杂系统中的连续信号可以使用多项式进行无限逼近。因此,谐波信号中用曲线 AB 描绘的部分也可以使用多项式进行拟合,并进一步计算峰值点。

本文中,使用一个 K 阶的多项式拟合曲线 AB,多项式为

$$S_{2f/1f-AB}(n) = x_0 + x_1 n + \cdots + x_K n^K + e(n) \quad (4)$$

式中: $x_k (k=0, 1, \cdots, K)$ 为多项式系数; $e(n)$ 为拟合残差, n 为采样点的序列数。

假设曲线 AB 处有个 N 采样点,则式(3)可以表示为

$$\mathbf{S}_{2f/1f-AB} = \mathbf{U}\mathbf{x} + \mathbf{e} \quad (5)$$

式中: $\mathbf{S}_{2f/1f-AB}$ 为曲线 AB 的向量表示形式,

$$\mathbf{S}_{2f/1f-AB} = [S_{2f/1f-AB}(1) \quad S_{2f/1f-AB}(2) \quad \cdots \quad S_{2f/1f-AB}(N)]^T \quad (6)$$

$\mathbf{U}$ 为指数矩阵,其元素为采样点序列数 n 的不同次幂

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} 1 & 1^1 & \cdots & 1^K \\ 1 & 2^1 & \cdots & 2^K \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 1 & N^1 & \cdots & N^K \end{bmatrix} \quad (7)$$

$\mathbf{e}$ 为拟合残余向量,

$$\mathbf{e} = [e(1) \quad e(2) \quad \cdots \quad e(N)]^T \quad (8)$$

$\mathbf{x}$ 为待求的系数向量,

$$\mathbf{x} = [x_0 \quad x_1 \quad \cdots \quad x_K]^T \quad (9)$$

$\mathbf{x}$ 可以通过最小二乘法算出^[17]

$$\mathbf{x} = (\mathbf{U}^T \mathbf{U})^{-1} \mathbf{U}^T \mathbf{S}_{2f/1f_AB} \quad (10)$$

因为导数单调递减,所以峰值点可以在式(3)的导数为 0 时求得。曲线 AB 的导数在峰值点处可以表示为

$$\frac{dS_{2f/1f_AB}}{dn}(n_{\max}) = x_1 + 2x_2 n_{\max} + \cdots + Kx_K n_{\max}^{K-1} = 0 \quad (11)$$

式中: $n_{\max}$ 为峰值点的序列数。峰值大小可以通过式(12)算得:

$$P_{2f/1f} = S_{2f/1f_AB}(n_{\max}) = x_0 + x_1 n_{\max} + \cdots + x_K n_{\max}^K \quad (12)$$

在计算得到峰值点后,将峰值与仿真的峰值进行比较从而计算得出气体浓度^[9]。

1.2 多项式阶数的确定方法

在谐波信号的主峰拟合方法中,计算的复杂度和精确度由多项式的阶数 K 决定。为了找到

合适的多项式阶数,对 CO_2 在 $6\,357.3\,\text{cm}^{-1}$ 处的谐波信号进行了仿真计算,其中 CO_2 的浓度从 0.01 变化到 0.05。

在实际操作中,采集到的数据总是有无法避免的噪声,因此将白噪声加到了仿真的标准化二次谐波中。信噪比 (SNR) 分别设为 80、65 和 50 dB。图 2 描述了无噪声及信噪比分别为 80、65 和 50 dB 时,标准化二次谐波峰值的真值与测量值的绝对差与多项式阶数的关系。

在图 2 中,每个点的值与误差棒分别表示 50 次计算的绝对差的平均值与标准差。图中多项式的阶数相同的 5 个点被稍微水平移动了一些,这样可以更清楚地看出各个数值之间的不同。如图 2 所示,尽管信噪比不一样,但是当多项式的阶数大于等于 4 时,绝对差没有明显的改变。因此,多项式的阶数定为 4。

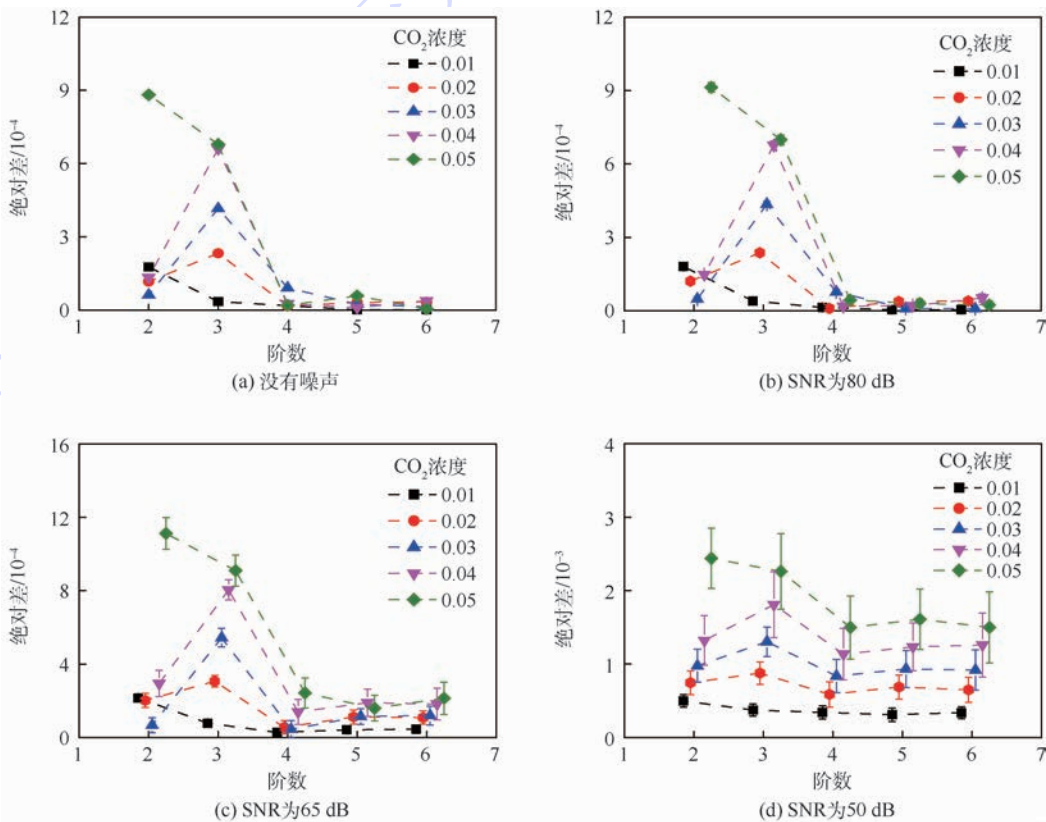


图 2 WMS-2f/1f 峰值的真值与测量值的绝对差随着多项式阶数的变化

Fig.2 Variation of absolute deviation between true peak value and measured peak value of WMS-2f/1f with degree of polynomial

2 实验结果与讨论

为了降低噪声对谐波信号峰值测量的影响,本文中对标准化后的二次谐波的主峰部分进行了多项式拟合。从而提高了峰值的测量精度。在实验中,峰值测量的精度还与主峰部分参与拟合的数据长度有关。图 3 描述了测量气体浓度信噪比

随主峰部分参与拟合的数据长度的变化。参与拟合的数据都在图 1 描述的曲线 AB 上,且其中点都在峰值位置。

信噪比 SNR 的计算方式如下:

$$\text{SNR} = 10 \lg \left(\frac{\sum_{i=1}^{50} X^2(i)}{\sum_{i=1}^{50} (X(i) - \bar{X})^2} \right) \quad (13)$$

式中: $X(i)$ 为计算得的气体浓度; $\bar{X}$ 为 50 个测量

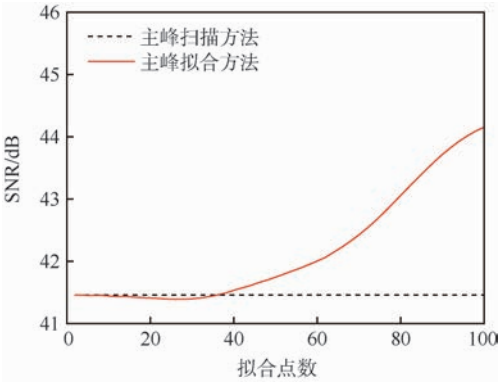


图3 使用2种方法分别对谐波信号进行处理时,测量气体浓度信噪比与主峰部分参与拟合数据长度的变化

Fig.3 Variation of gas concentration SNR with length of data involved in main peak fitting for two harmonic signal processing methods

值的平均值。

可以看出,信噪比随着参与拟合数据长度的增加而提高。当拟合的数据少于曲线 *AB* 数据量(100)的40%时,谐波信号的主峰拟合方法结果的信噪比低于谐波信号的主峰扫描方法结果的信噪比。因此只要拟合数据足够多才能体现拟合方法的优点。当曲线 *AB* 上的数据全部用来拟合时,信噪比提高最多,达3 dB。在实验中,为了获得最高的信噪比,将曲线 *AB* 上的数据全部用来拟合。

为了更好地表现多项式拟合方法去除噪声的效果,图4选择了噪声大的谐波信号进行拟合。当CO₂气体浓度只有0.01时,电子噪声、探测器噪声和激光光强噪声会造成谐波信号的震荡,如图4所示,从探测到的谐波信号中直接获得峰值与真值相差很远,而多项式拟合可以有效地平滑谐波信号中的噪声。因此可以认为拟合后的信号更加接近真实信号,获得的峰值点也更加接近真值。

为了比较谐波信号的主峰扫描方法和谐波信号的主峰拟合方法在不同浓度下的结果,CO₂浓度从0.01增加到0.05。高频正弦的频率是120 kHz,三角扫描的频率是1.25 kHz。在每个浓度值下,都重复测量了50次来计算信噪比。图5展示了2种方法的测量信噪比随着气体浓度变化的情况。可以看出,2种方法的信噪比都随着气体浓度的增加而增加。在气体浓度相同时,本文提出的谐波信号的主峰拟合方法的信噪比要高出约2 dB。

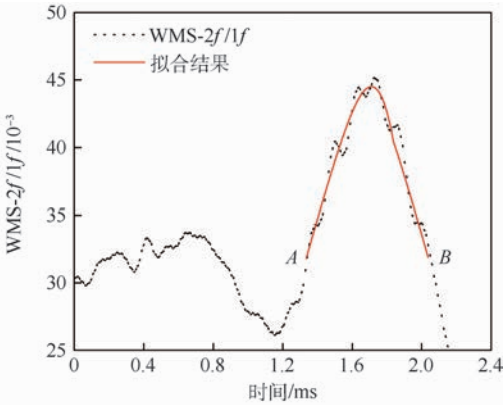


图4 WMS-2f/1f 以及主峰拟合后的结果

Fig.4 Curve fitting results of standardized second harmonic signal WMS-2f/1f and main peak

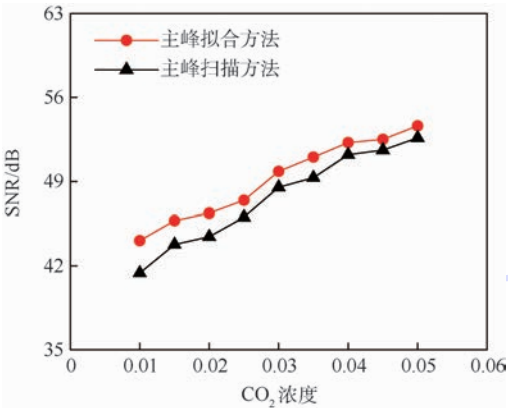


图5 使用2种方法分别对谐波信号进行处理时,测量信噪比随气体浓度的变化

Fig.5 Variation of measured SNR with gas concentration for two harmonic signal processing methods

3 结 论

1) 由于本文方法扫描的光谱范围缩减到谐波信号主峰部分,缩短了扫描时间,因此可以有效地提高测量速度。

2) 在CO₂浓度从0.01变化到0.05的过程中,谐波信号的主峰扫描方法和谐波信号的主峰拟合方法在不同浓度下的结果证明,多项式拟合的过程可以有效提高测量的信噪比约2 dB。

3) 在要求气体测量的信噪比不低于45 dB的情况下,在固定高频正弦和低频三角扫描的频率分别为120和1.25 kHz时,谐波信号的主峰拟合方法可以测到低至0.015浓度的CO₂气体。而谐波信号的主峰扫描方法则只可以测到0.025浓度的CO₂气体。因此,谐波信号的主峰拟合方法可以在一定的信噪比要求下降低气体浓度测量

的下限。但是谐波信号的主峰拟合方法进行浓度测量的实现基于主峰扫描方法,只有在主峰扫描方法可以探测到谐波信号的基础上,才能使用主峰拟合方法提高测量结果的信噪比。

参考文献 (References)

- [1] PHILIPPE L C, HANSON R K. Laser diode wavelength-modulation spectroscopy for simultaneous measurement of temperature, pressure, and velocity in shock-heated oxygen flows [J]. *Applied Optics*, 1993, 32(30): 6090-6103.
- [2] LIU C, XU L, LI F, et al. Resolution-doubled one-dimensional wavelength modulation spectroscopy tomography for flame flatness validation of a flat-flame burner [J]. *Applied Physics B*, 2015, 120(3): 407-416.
- [3] GOLDENSTEIN C S, SPEARRIN R M, SCHULTZ I A, et al. Wavelength-modulation spectroscopy near 1.4 μm for measurements of H_2O and temperature in high-pressure and -temperature gases [J]. *Measurement Science and Technology*, 2014, 25(5): 055101.
- [4] CAI W, KAMINSKI C F. A tomographic technique for the simultaneous imaging of temperature, chemical species, and pressure in reactive flows using absorption spectroscopy with frequency-agile lasers [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(3): 034101.
- [5] SPEARRIN R M, GOLDENSTEIN C S, JEFFRIES J B, et al. Quantum cascade laser absorption sensor for carbon monoxide in high-pressure gases using wavelength modulation spectroscopy [J]. *Applied Optics*, 2014, 53(9): 1938-1946.
- [6] NEETHU S, VERMA R, KAMBLE S S, et al. Validation of wavelength modulation spectroscopy techniques for oxygen concentration measurement [J]. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2014, 192: 70-76.
- [7] PENG Z M, DING Y J, CHE L, et al. Calibration-free wavelength modulated TDLAS under high absorbance conditions [J]. *Optics Express*, 2011, 19(23): 23104-23110.
- [8] SUN K, CHAO X, SUR R, et al. Analysis of calibration-free wavelength-scanned wavelength modulation spectroscopy for practical gas sensing using tunable diode lasers [J]. *Measurement Science and Technology*, 2013, 24(12): 125203.
- [9] QU Z, GHORBANI R, VALIEV D, et al. Calibration-free scanned wavelength modulation spectroscopy—Application to H_2O and temperature sensing in flames [J]. *Optics Express*, 2015, 23(12): 16492-16499.
- [10] RIEKER G B, JEFFRIES J B, HANSON R K. Calibration-free wavelength-modulation spectroscopy for measurements of gas temperature and concentration in harsh environments [J]. *Applied Optics*, 2009, 48(29): 5546-5560.
- [11] LIU J T C, JEFFRIES J B, HANSON R K. Wavelength modulation absorption spectroscopy with 2f detection using multiplexed diode lasers for rapid temperature measurements in gaseous flows [J]. *Applied Physics B*, 2004, 78(3-4): 503-511.
- [12] SCHULTZ I A, GOLDENSTEIN C S, JEFFRIES J B, et al. Diode laser absorption sensor for combustion progress in a model scramjet [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(3): 550-557.
- [13] GOLDENSTEIN C S, ALMODÓVAR C A, JEFFRIES J B, et al. High-bandwidth scanned-wavelength-modulation spectroscopy sensors for temperature and H_2O in a rotating detonation engine [J]. *Measurement Science and Technology*, 2014, 25(10): 105104.
- [14] LIU J T C, RIEKER G B, JEFFRIES J B, et al. Near-infrared diode laser absorption diagnostic for temperature and water vapor in a scramjet combustor [J]. *Applied Optics*, 2005, 44(31): 6701-6711.
- [15] BAYRAKLI I, AKMAN H. Ultrasensitive, real-time analysis of biomarkers in breath using tunable external cavity laser and off-axis cavity-enhanced absorption spectroscopy [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2015, 20(3): 037001.
- [16] SUN K, WANG S, SUR R, et al. Sensitive and rapid laser diagnostic for shock tube kinetics studies using cavity-enhanced absorption spectroscopy [J]. *Optics Express*, 2014, 22(8): 9291-9300.
- [17] XU L, ZHANG J Q, YAN Y. A wavelet-based multisensor data fusion algorithm [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2004, 53(6): 1539-1545.

作者简介:

杨阳 女, 硕士研究生。主要研究方向: 燃烧过程监测与节能减排。

徐立军 男, 博士, 教授, 博士生导师。主要研究方向: 单相/多相流测量/工业过程层析成像、燃烧过程监测与节能减排、三维激光雷达成像及应用、信号处理与信息融合。

Gas concentration measurement method based on WMS
main peak spectrum fitting

YANG Yang¹, LIU Chang², XU Lijun^{2,*}

(1. Large Aircraft Advanced Training Class, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China;

2. School of Instrumentation Science and Opto-electronics Engineering, Beijing University of
Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: A fast and accurate gas concentration measurement method by fitting the main peak of the absorption spectrum harmonic signal is proposed for the first time to significantly improve the speed and accuracy of gas concentration measurement by laser wavelength modulation spectroscopy (WMS). In the proposed method, only the main peak of the absorption spectrum harmonic signal is scanned to obtain the peak value of the harmonic signal (WMS- $2f/1f$). This can greatly improve the scan speed due to the reduction of absorption spectrum scan range. Higher accuracy measurement can be achieved via fitting the main peak of the absorption spectrum harmonic signal (WMS- $2f/1f$) by a polynomial. The methods for choosing a suitable polynomial's degree and the influence of fitting data length on measurement result are discussed in this paper. The experimental results of carbon dioxide concentration measurement under different conditions validate the effectiveness of the proposed method.

Keywords: wavelength modulation spectroscopy(WMS); polynomial fitting; absorption spectrum; gas concentration; carbon dioxide

Received: 2017-01-24; Accepted: 2017-02-24; Published online: 2017-03-24 16:04

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170324.1604.004.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (61225006, 61327011, 61370016, 61522102)

* Corresponding author. E-mail: lijunxu@buaa.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0054

基于时域信息的粒径分布及光学常数重建



任亚涛, 齐宏*, 张晓罗, 阮立明

(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 准确地测量颗粒系粒径分布与光学常数对于准确地预测相关介质内的辐射传输过程具有重要意义。采用一种改进的烟花算法同时反演了颗粒系粒径分布与光学常数。通过测量不同波长的激光辐照下, 一维颗粒系的不同角度的时域透射信号, 并结合改进的烟花算法对其光学常数以及粒径分布进行反演。通过对3种常见的粒径分布函数进行测试发现, 使用本文提出的改进的烟花算法结合相应的物性测量方法可以准确得到颗粒系粒径分布与光学常数。

关 键 词: 烟花算法; 粒径分布; 光学常数; 反问题; 时域辐射传输

中图分类号: TK121

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2193-06

参与性介质是指具备吸收、散射性质的物质组成的介质系统的总称, 其普遍存在于石油化工、生物制药、建材生产、红外探测、卫星遥感等诸多领域中^[1-4]。气溶胶粒子是一种典型的参与性介质, 其粒径分布和光学常数一般可以通过实验测量方法分别获得, 但是这对于实验条件提出了一定的要求。参与性介质粒径分布和光学常数与入射激光的波段等条件密切相关。因此可以通过测量其与激光的相互作用效应来间接得到。

粒径分布及光学性质的准确测量对于环境监测、清洁能源利用以及生物医疗等方面具有重要意义。近年来, 参与性介质颗粒系粒径测量越来越朝着自动化和微小颗粒粒径测量的方向发展, 研究内容大多数集中于测量的在线实现和参与性介质颗粒系粒径分布的反演两部分^[5-6]。光全散射法测量颗粒系的粒径分布, 在对数据进行处理时会碰到求解第一类 Fredholm 积分方程的问题。鉴于目前该方程尚不能全面理论求解, 因此一般会用到反演的方法解决这一问题。光学常数包含

实部 n 和虚部 k 两部分, 分别表征参与性介质颗粒系的折射行为和吸收行为。即使是相同种类的参与性介质颗粒系, 其光学常数也可能因为温度不同、粒子的几何尺寸不同等因素而不同。虽然参与性介质颗粒系的光学常数的求解不易, 但是由于其在解决颗粒系辐射传输机理上具有重要的作用, 国内外学者从未间断对其数值快速获得的研究^[7-8]。

对于非线性领域系统物性的测量, 需要结合相应的反问题算法。群体智能优化算法可以在一定的条件下, 通过随机的优化方式找到反问题的解。目前广泛用于各个领域的反问题智能优化算法包括微粒群算法、蚁群算法等^[9-12]。2010年 Tan 和 Zhu 提出了一种新型智能优化算法——烟花算法^[13]。烟花算法主要受到烟花爆炸现象的启发, 其基本原理为将烟花以及烟花爆炸产生的火花看作反问题的一个可能解, 然后通过烟花的爆炸行为产生火花, 从而实现在问题的解空间内搜索反问题的最优解。由于烟花算法的高效性和

收稿日期: 2017-02-13; 录用日期: 2017-06-30; 网络出版时间: 2017-08-04 16:24

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.002.html

基金项目: 国家自然科学基金(51576053); 哈尔滨市科技创新人才研究专项基金(2014RFQXJ047)

* 通讯作者: E-mail: qihong@hit.edu.cn

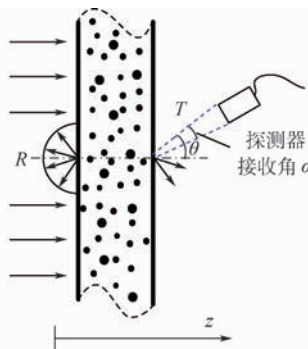
引用格式: 任亚涛, 齐宏, 张晓罗, 等. 基于时域信息的粒径分布及光学常数重建[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2193-2198. REN Y T, QI H, ZHANG X L, et al. Reconstruction of particle size distribution and optical constant based on time-resolved information[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2193-2198 (in Chinese).

鲁棒性,提出后迅速在各个领域引起了广泛关注,如产品设计以及多目标优化问题方面^[14]。

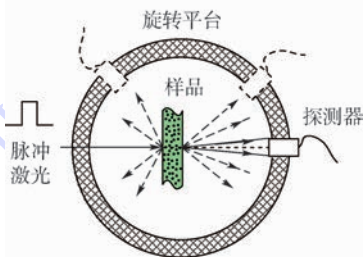
本文提出了一种改进的烟花算法,并将其应用于颗粒系粒径分布以及光学常数的反演中。主要原理为通过测量脉冲激光辐照下参与性介质不同角度的时域光学响应,结合反问题算法,可以同时获得颗粒系的粒径分布以及光学常数。

1 正问题模型

本文研究的是平行光入射一维吸收、散射、非发射的颗粒系,如图 1 所示。



(a) 脉冲激光入射一维参与性介质颗粒系



(b) 瞬态方向辐射强度测量方法示意图

R —反射率; T —透射率; z —样品厚度方向; θ —透射角。

图 1 实验原理图

Fig. 1 Experimental schematic

瞬态激光在一维参与性介质中的辐射传输过程可以通过求解式(1)得到相应的各个角度辐射信号^[15]。

$$\frac{\partial I(z, \theta)}{c_0 \partial t} + \frac{\partial I(z, \theta)}{\partial z} = -\beta_\lambda I(z, \theta) + \frac{\sigma_{s\lambda}}{2} \int_0^\pi I(z, \theta') \Phi_\lambda(\theta', \theta) \sin \theta' d\theta' \quad (1)$$

式中: c_0 为光速; I 为在 z 位置 θ 方向上的辐射强度; β_λ 和 $\sigma_{s\lambda}$ 分别为颗粒系的消光系数和散射系数,下角标 λ 为入射激光的波长; 散射相函数 $\Phi_\lambda(\theta', \theta)$ 为从 θ' 方向入射的激光从 θ 方向射出去的概率。对于不同角度的透射及反射信号的测量,可以采用图 1(b) 的实验装置。

参与性介质颗粒系的辐射特性常用吸收截

面、散射截面和衰减截面来表示^[16]:

$$\begin{cases} C_{a\lambda} = Q_{abs} G \\ C_{s\lambda} = Q_{sca} G \\ C_{e\lambda} = Q_{ext} G \end{cases} \quad (2)$$

式中: G 为入射方向散射体的几何投影面积; Q_{ext} 、 Q_{sca} 和 Q_{abs} 分别为粒子的衰减因子、散射因子和吸收因子。参与性介质颗粒系的光谱吸收系数 κ_λ 和光谱散射系数 $\sigma_{s\lambda}$ 能够通过式(3)和式(4)计算出来:

$$\kappa_\lambda = \int_0^\infty C_{a\lambda}(D) N(D) dD \quad (3)$$

$$\sigma_{s\lambda} = \int_0^\infty C_{s\lambda}(D) N(D) dD \quad (4)$$

式中: D 为粒子的直径; $C_{a\lambda}(D)$ 和 $C_{s\lambda}(D)$ 分别为直径为 D 的粒子的吸收截面和散射截面; $N(D)$ 为直径为 D 的粒子数密度。对于球形粒子来说,吸收截面 $C_{a\lambda}$ 和散射截面 $C_{s\lambda}$ 可以通过 Mie 理论求得^[15]。

实际的颗粒系粒径测量中发现,大多颗粒系的粒径分布情况符合某种函数分布的规律,较为常用的参数分布 R-R、S-N、L-N 的分布函数分别为

$$f_{R-R}(D) = \frac{\sigma}{D} \left(\frac{D}{\sigma} \right)^{\sigma-1} \exp \left(- \left(\frac{D}{\sigma} \right)^\sigma \right) \quad (5)$$

$$f_{S-N}(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left(- \frac{1}{2} \left(\frac{D - \bar{D}}{\sigma} \right)^2 \right) \quad (6)$$

$$f_{L-N}(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D \ln \sigma} \exp \left(- \frac{1}{2} \left(\frac{\ln D - \ln \bar{D}}{\ln \sigma} \right)^2 \right) \quad (7)$$

式中: $\bar{D}$ 为颗粒特征尺寸; σ 为特征参数。

2 反问题模型

2.1 烟花算法

烟花算法的基本原理是通过模拟烟花的 2 种爆炸行为:①火花较多,爆炸范围较小;②火花较少,爆炸半径较大,来实现在问题的解空间内搜索反问题的最优解。在烟花算法中,适应度较小的烟花(距离最优解更接近)会采用第 1 种爆炸行为,以更好地搜索邻近区域。适应度较大的烟花(距离最优解较远)会采用第 2 种爆炸行为,以更好地搜索较远距离的空间。

对于一个 k 维问题来说,火花数量以及爆炸半径定义为^[13]

$$n_i = N_{tot} \frac{f_{max} - f(X_i) + \xi}{\sum_{i=1}^m (f_{max} - f(X_i)) + \xi} \quad (8)$$

$$A_i = A_{\max} \frac{f(\mathbf{X}_i) - f_{\min} + \xi}{\sum_{i=1}^m (f(\mathbf{X}_i) - f_{\min}) + \xi} \quad (9)$$

式中: n_i 和 A_i 分别为第 i 个烟花产生的火花数和爆炸半径; N_{tot} 和 $A_{\max}$ 分别为产生火花的总数和最大爆炸半径; m 为烟花的数量; $f_{\max}$ 和 $f_{\min}$ 分别为最大和最小的适应度函数值; $f(\mathbf{X}_i)$ 为第 i 个烟花 $\mathbf{X}_i$ 的适应度函数; ξ 为一个非零极小值, 用来防止除数为零。

通过式(8)和式(9)可以看出, 如果某一个烟花距离最优解很近的时候, 爆炸半径会很小, 然而产生的火花数量却很大, 这是没有必要的。因此, 需要更进一步地限制火花的产生数量和爆炸的半径范围, 其公式分别为

$$\hat{n}_i = \begin{cases} n_{\min} & n_i < n_{\min} \\ n_{\max} & n_i > n_{\max} \\ \text{int}(n_i) & \text{其他} \end{cases} \quad (10)$$

$$A_i = \begin{cases} A_{\min} & A_i < A_{\min} \\ A_i & \text{其他} \end{cases} \quad (11)$$

$$A_{\min} = A_{\text{init}} - \frac{A_{\text{init}} - A_{\text{final}}}{t_{\max}} \sqrt{(2t_{\max} - t)t} \quad (12)$$

式中: $n_{\min}$ 和 $n_{\max}$ 分别为允许的最小和最大火花数量; A_{init} 和 A_{final} 分别为初始和最终的爆炸半径; t 和 $t_{\max}$ 分别为迭代次数和最大迭代次数。

如何通过烟花爆炸生成火花以及如何选择下一代的烟花对于烟花算法来说是极为重要的步骤。对于一个 k 维问题, 火花是随机由烟花在解空间内产生的, 火花的位置可以由式(13)计算:

$$\bar{x}_i^j = x_i^j + A_i r_1 \quad (13)$$

式中: $\bar{x}_i^j$ 为由第 i 个烟花产生的新的火花的第 j 维位置; x_i^j 为第 i 个烟花产生的火花的第 j 维位置; r_1 为一个在 $[-1, 1]$ 之间均匀分布的随机数。为了更好地适应多维问题, 减少计算量。在一次爆炸过程中, 并不是所有的方向都受影响。 k 维问题中, k_0 个方向随即被选择按照式(13)进化。如果新产生的火花超出了搜索区域, 则按照式(14)进行更新:

$$\bar{x}_i^j = x_{\min}^j + r_2 (x_{\max}^j - x_{\min}^j) \quad (14)$$

式中: $x_{\min}^j$ 和 $x_{\max}^j$ 分别为第 j 维的最小和最大值; r_2 为一个均匀分布在 $(0, 1)$ 之间的随机数。

为了保持烟花的多样性, 防止算法陷入局部收敛, 一部分烟花被选择来通过另外一种方式生成火花。

$$\bar{x}_i^j = x_i^j g \quad (15)$$

式中: g 为一个高斯分布随机数。

在生成了所有的火花之后, 需要选择下一代

的烟花位置。在烟花算法中, 新一代的烟花位置是从上一代的烟花以及火花中选择的。上一代中的适应度函数最低的烟花或者火花肯定会被选择成为下一代的烟花位置。其他的烟花位置则从上一代的烟花和火花中根据它们距离最优位置的不同随机选取。被选中的概率以及距离计算公式分别为

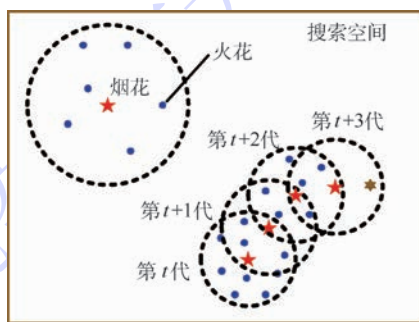
$$p(\mathbf{X}_i) = \frac{R(\mathbf{X}_i)}{\sum_{j \in K} R(\mathbf{X}_j)} \quad (16)$$

$$R(\mathbf{X}_i) = \sum_{j \in K} d(\mathbf{X}_i, \mathbf{X}_j) = \sum_{j \in K} \|\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j\| \quad (17)$$

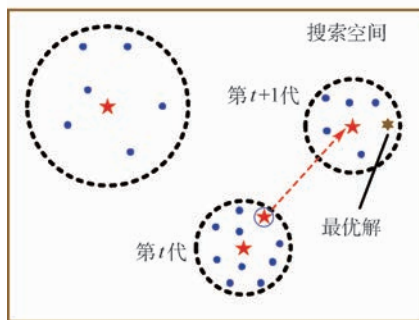
式中: K 为上一代所有烟花以及火花的位置集合; $d(\mathbf{X}_i, \mathbf{X}_j)$ 为颗粒 i 与其他颗粒 j 之间的距离。

2.2 改进的烟花算法

通过 2.1 节的介绍发现, 烟花的爆炸半径是和其适应度值保持正相关的关系。在搜索的后期, 这个性质对于找到更精确的解是很有帮助的。然而在初期, 如果某代最优烟花距离最优解也较远时, 这将会极大地降低算法的收敛速度(如图 2 所示)。除此之外, 下一代烟花的选择方式也会降低其进化速率。因此, 本文提出了一种改进的烟花算法, 每一个烟花被添加一个速度, 用来提高其搜索效率(如图 2 所示)。下一代烟花的选择方式为



(a) 烟花算法



(b) 改进的烟花算法

图 2 烟花算法的搜索过程示意图

Fig. 2 Schematic of searching process for firework algorithm

$$\mathbf{X}_i(t+1)=\mathbf{X}_i^b(t)+\mathbf{V}_i(t+1) \tag{18}$$

$$\mathbf{V}_i(t+1)=w\mathbf{V}_i(t)+r_3(\mathbf{P}_g(t)-\mathbf{X}_i^b(t)) \tag{19}$$

式中： $\mathbf{V}_i(t)$ 为第 t 代第 i 个烟花的搜索速度； $\mathbf{X}_i^b(t)$ 为第 i 个烟花产生的适应度值最低的火花； r_3 为一个均匀分布在 $[0,1]$ 之间的随机数； $\mathbf{P}_g$ 为每一代中最好的位置； w 为一个权重系数，决定了上一代的速度对下一代的影响程度。在本文中， $w=0.9-0.5t/t_{\max}$ ，改进烟花算法与标准的烟花算法的计算结果见文献[17]，本文不再赘述。

3 结果与讨论

本文提出一种利用瞬态激光入射参与性介质颗粒系，然后通过测量特定方向的时间分辨的透射率同时反演参与性介质颗粒系的粒径分布和光学常数的方法。此方法需要在 2 块厚度不同的一维吸收、散射、非发射的半透明参与性介质样品左侧，分别入射 2 个不同波段的连续激光。

介质的光学常数通常是与波长相关的。由于在本文中，涉及 2 种不同波长的入射激光，因此需要反演的光学常数为 2 组。也就是说，需要同时反演 6 个参数(2 组光学常数以及 1 组粒径分布参数)。综合考虑到所需测量的信息个数以及实验实现过程的复杂程度，使用双波长双厚度法对颗粒系的光学常数及粒径分布进行重建。并使用上述条件下 2 个不同角度的透射信号作为已知信息。在本文以下的算例中，透射信号的测量角度 θ 设置为 18.5° 以及 56° 。探测器接收角为 7.5° 。样品厚度分别为 0.02 和 0.04 m。激光的脉冲宽度为 0.2 m。实验的基本操作流程如下：首先测

量波长为 λ_1 的激光作用条件下，厚度为 L_1 的颗粒系的 2 种角度下的透射信号；然后更换厚度为 L_2 的样品测量相同条件下的透射信号；最后更换波长为 λ_2 的激光器，重复上述操作。

本文对于粒径反演以及光学常数的反演是通过使 2 个不同角度的透射信号的测量值与模拟值匹配来完成的。也就是通过改进的烟花算法得到目标函数的最小值，目标函数如下：

$$F_{\text{obj}}=\int_0^{t_0}\left[\sum_{a=1}^2\sum_{b=1}^2\sum_{c=1}^2\left(\frac{T_{\text{est}}(L_a,\lambda_b,\theta_c)}{T_{\text{mea}}(L_a,\lambda_b,\theta_c)}-1\right)^2\right] \tag{20}$$

式中：下角标 a 、 b 和 c 分别代表不同厚度、不同入射波长和不同透射角度的辐射信号； t_0 为测量时间； T_{est} 和 T_{mea} 分别为计算和实际测量得到的透射信号。反演流程如图 3 所示。首先使用实际的物性通过正问题模型计算出不同角度的时域透射信号，然后与假设的物性计算得出的结果进行对比，如果式(20)的值小于某一预先设定的 $\varepsilon=10^{-6}$ 的话，则假设的物性参数即为所需测量的物性，反演结束。否则，使用本文提出的改进的烟花算法重新假设新的物性参数。重复以上流程直到目标函数值 $F_{\text{obj}}<\varepsilon$ 为止。

烟花算法的参数设置如表 1 所示， n_g 为高斯烟花的个数， $V_{\max}$ 为烟花的最大搜索速度。其粒径分布及光学常数设置如表 2 所示。其中假设所需测量的颗粒系为微藻悬浮液，因此光学常数的值设置为微藻的实际测量值^[18]，且光学常数与粒径分布的搜索范围均设置为实际微藻颗粒的取值范围，并假设微藻颗粒近似为球形。粒子数密度设置为定值 10^{12} m^{-3} 。对光学常数实部 n 值、虚部 k 值、颗粒特征尺寸 $\bar{D}$ 和特征参数 σ 进行同时

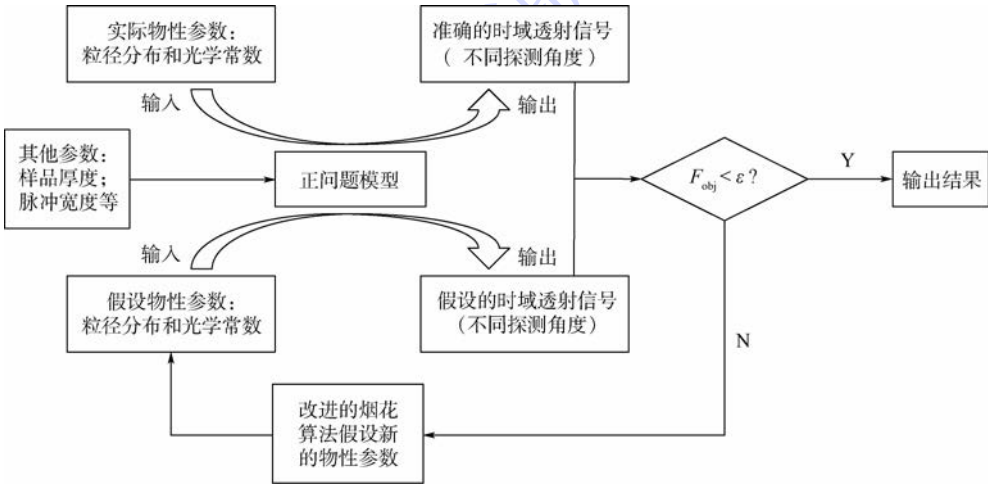


图 3 物性反演流程图
Fig. 3 Flowchart of parameter retrieval

重建, 规定其搜索范围为: $n \in (1.3, 1.5)$ 、 $k \in (10^{-3}, 10^{-2})$ 、 $\bar{D} \in (0, 10)$ 、 $\sigma \in (0, 10)$ 。测量时间 t_0 设置为 0.2 s 。

反演结果如表 3 所示,可以看出,对于参与性

介质颗粒系光学常数的反演效果较好。最大误差小于 1%。尽管对于粒径分布参数的反演偏差相对于光学常数来说较大(最大 2.22%)。然而,实际的粒径分布曲线吻合较好,如图 4 所示。

表 1 改进的烟花算法参数设置

Table 1 Parameter setting of improved firework algorithm

参数	$A_{\max}$	A_{init}	A_{final}	N_{tot}	n_{g}	$n_{\max}$	$n_{\min}$	$t_{\max}$	$V_{\max}$	w
数值	5.0	0.1	0.001	100	5	20	5	3 000	10.0	$0.9 - 0.5t/t_{\max}$

表 2 粒径分布以及复折射率真值

Table 2 True value of particle size distribution and complex refractive index

参数分布	$(\bar{D}, \sigma)$	(n, k)	
		波长为 λ_1	
		波长为 λ_2	
R-R	(3.4, 1.8)	(1.359, 4.9×10^{-3})	(1.363, 2.5×10^{-3})
S-N	(4.1, 2.3)	(1.352, 4.9×10^{-3})	(1.358, 2.5×10^{-3})
L-N	(3.6, 4.2)	(1.352, 5.0×10^{-3})	(1.353, 2.5×10^{-3})

表 3 光学常数和粒径分布反演结果

Table 3 Retrieval results of optical constant and particle size distribution

参数分布	(n, k)		$(\varepsilon_{\text{rel}}(n), \varepsilon_{\text{rel}}(k)) / \%$		$(\bar{D}, \sigma)$	$(\varepsilon_{\text{rel}}(\bar{D}), \varepsilon_{\text{rel}}(\sigma)) / \%$
	波长为 λ_1	波长为 λ_2	波长为 λ_1	波长为 λ_2		
R-R	$(1.358\ 9, 4.85 \times 10^{-3})$	$(1.364\ 5, 2.52 \times 10^{-3})$	(0.01, 1.04)	(0.11, 0.67)	(3.45, 1.84)	(1.47, 2.22)
S-N	$(1.352\ 5, 4.94 \times 10^{-3})$	$(1.356\ 0, 2.52 \times 10^{-3})$	(0.03, 0.80)	(0.11, 0.95)	(4.17, 2.33)	(1.71, 1.30)
L-N	$(1.351\ 6, 4.99 \times 10^{-3})$	$(1.352\ 7, 2.51 \times 10^{-3})$	(0.03, 0.13)	(0.02, 0.50)	(3.57, 4.14)	(0.83, 1.43)

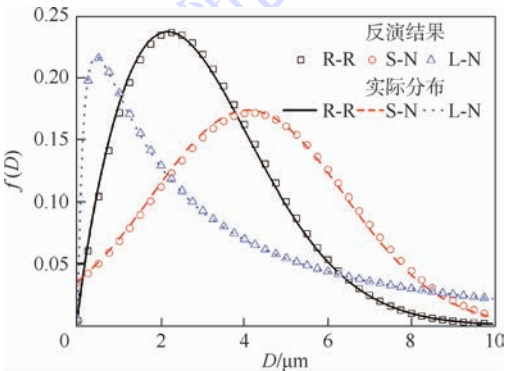


图 4 粒径分布反演结果

Fig. 4 Retrieval results of particle size distribution

4 结 论

本文采用一种改进的烟花算法同时反演了粒径分布与光学常数,得到:

1) 使用一种波长的激光入射待测颗粒系,无法准确地通过测量透射信号来同时得到其粒径分布与光学常数。

2) 通过对 3 种常见的粒径分布进行测试发现,本文提出的方法可以准确得到颗粒系粒径分布与光学常数。

参考文献 (References)

[1] 王亚辉,王强,张伯川,等.高超声速飞行器红外窗口热辐射

特性试验[J]. 红外与激光工程,2015,44(6):1716-1720.
WANG Y H,WANG Q,ZHANG B C,et al. Experiment of the thermo-radiation characteristic of infrared window of hypersonic vehicles[J]. Infrared and Laser Engineering, 2015, 44 (6) : 1716-1720 (in Chinese).
[2] FRANKEL J I. Cumulative variable formulation for transient conductive and radiative transport in participating media[J]. Journal of Thermophysics & Heat Transfer, 2015, 9 (2) : 210-218.
[3] QIAO Y, HONG Q, QIN C, et al. Multi-start iterative reconstruction of the radiative parameter distributions in participating media based on the transient radiative transfer equation [J]. Optics Communications, 2015, 351 : 75-84.
[4] COQUARD R, ROCHAIS D, BAILLIS D. Conductive and radiative heat transfer in ceramic and metal foams at fire temperatures[J]. Fire Technology, 2012, 48 (3) : 699-732.
[5] 汪雪,苏明旭,蔡小舒. 超声衰减谱法颗粒粒径测量中遗传算法参数优化[J]. 上海理工大学学报, 2016, 38 (2) : 148-153.
WANG X, SU M X, CAI X S. Parameters optimization of genetic inversion algorithm for particle sizing by ultrasonic attenuation spectroscopy[J]. Journal of University of Shanghai for Science and Technology, 2016, 38 (2) : 148-153 (in Chinese).
[6] DREYER A, KIRCHGEORG T, WEINBERG I, et al. Particle-size distribution of airborne poly-and perfluorinated alkyl substances[J]. Chemosphere, 2015, 129 : 142-149.
[7] REN Y, QI H, CHEN Q, et al. Simultaneous retrieval of the complex refractive index and particle size distribution[J]. Op-

- tics Express, 2015, 23(15):19328-19337.
- [8] LUK' YANCHUK B S, VOSHCHINNIKOV N V, PANIAGUA-DOMÍNGUEZ R, et al. Optimum forward light scattering by spherical and spheroidal dielectric nanoparticles with high refractive index[J]. ACS Photonics, 2015, 2(7):993-999.
- [9] ZHANG B, XU C L, WANG S M. An inverse method for flue gas shielded metal surface temperature measurement based on infrared radiation[J]. Measurement Science and Technology, 2016, 27(7):074002.
- [10] DEEPA O, SENTHILKUMAR A. Swarm intelligence from natural to artificial systems: Ant colony optimization[J]. Applied Optics, 2016, 8(1):9-17.
- [11] EATON J, YANG S, MAVROVOUNIOTIS M. Ant colony optimization with immigrants schemes for the dynamic railway junction rescheduling problem with multiple delays[J]. Soft Computing, 2016, 20(8):1-16.
- [12] QI H, REN Y T, CHEN Q, et al. Fast method of retrieving the asymmetry factor and scattering albedo from the maximum time-resolved reflectance of participating media[J]. Applied Optics, 2015, 54(16):5234-5242.
- [13] TAN Y, ZHU Y. Fireworks algorithm for optimization[C]//International Conference on Advances in Swarm Intelligence. Heidelberg: Springer, 2010, 6145:355-364.
- [14] IMRAN A M, KOWSALYA M. A new power system reconfiguration scheme for power loss minimization and voltage profile enhancement using fireworks algorithm[J]. International Journal of Electrical Power & Energy Systems, 2014, 62:312-322.
- [15] MODEST M F. Radiative heat transfer[M]. New York: Academic Press, 2013:265-270.
- [16] HODKINSON J, GREENLEAVES I. Computations of light-scattering and extinction by spheres according to diffraction and geometrical optics, and some comparisons with the Mie theory[J]. Journal of the Optical Society of America, 1963, 53(5):577-588.
- [17] REN Y T, QI H, HE M J, et al. Application of an improved firework algorithm for simultaneous estimation of temperature-dependent thermal and optical properties of molten salt[J]. International Communications in Heat & Mass Transfer, 2016, 77:33-42.
- [18] PILON L, BERBEROĞLU H, KANDILIAN R. Radiation transfer in photobiological carbon dioxide fixation and fuel production by microalgae[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2011, 112(17):2639-2660.

作者简介:

任亚涛 男, 博士研究生。主要研究方向: 辐射传输逆问题及智能优化算法。

齐宏 男, 博士, 教授, 博士生导师。主要研究方向: 热辐射传输与耦合换热、高温弥散颗粒辐射物性及温度测量、辐射传输逆问题及智能优化算法、微藻新能源利用。

Reconstruction of particle size distribution and optical constant based on time-resolved information

REN Yatao, QI Hong*, ZHANG Xiaoluo, RUAN Liming

(School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: The accurate measurement of particle size distribution and optical constant is of great importance for the prediction of radiative transfer in participating media. In the present work, an improved firework algorithm was applied to estimate the particle size distribution and optical constant simultaneously. At different angles, the time-resolved transmittance of a one-dimensional slab irradiated by laser of different wavelengths was measured. Afterward, the particle size distribution and optical constant were retrieved using the improved firework algorithm. According to the test cases for three different types of particle size distribution functions, it can be concluded that the particle size distribution and optical constant can be retrieved accurately by the proposed improved firework algorithm with assistant of corresponding physical property measurement technique.

Keywords: firework algorithm; particle size distribution; optical constant; inverse problem; time-resolved radiative transfer

Received: 2017-02-13; **Accepted:** 2017-06-30; **Published online:** 2017-08-04 16:24

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.002.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51576053); Harbin Special Fund for Scientific and Technological Innovation Talents (2014RFQXJ047)

* **Corresponding author.** E-mail: qihong@hit.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0055



铝基微结构光栅几何参数反演

孙双成¹, 齐宏^{1,*}, 孙建平¹, 阮世庭², 吕中原¹, 阮立明¹

(1. 哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001; 2. 上海卫星工程研究所, 上海 201100)

摘 要: 微结构光栅是一种广泛应用的电子元件。采用随机微粒群优化 (SPSO) 算法反演了一维铝基衬底矩形光栅的几何结构参数。首先介绍了严格耦合波分析 (RCWA) 法和微粒群优化算法的基本原理, 并采用 RCWA 法求解了光栅内电磁场问题; 然后根据正问题求得的光栅光谱反射率建立目标函数, 并采用 SPSO 算法优化目标函数, 反演得到单槽和双槽矩形光栅的周期、凸脊宽度和凹槽深度; 最后分析了种群大小和搜索区间对反演结果的影响。结果表明, SPSO 算法可以准确地反演光栅几何结构参数, 并推荐种群数取 30。

关键词: 光栅结构反演; 随机微粒群优化 (SPSO) 算法; 严格耦合波分析 (RCWA) 法; 光谱反射率; 辐射特性

中图分类号: TK121

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2199-08

光栅是指能够使入射电磁波的振幅或相位, 或者两者同时产生周期性空间调制的光学元器件^[1]。由于光栅几何尺寸一般在微米量级, 与电磁波波长数量级相当, 当电磁波入射到光栅表面时会产生与传统辐射理论不符的特殊物理效应, 如磁极化^[2-3]和表面等离子体极化^[4-5]。目前光栅已广泛地应用于航天器热控设备、热光电转换辐射器等多种领域。

对于微结构光栅的辐射特性求解, 传统的辐射传输理论不再适用, 这时需要求解 Maxwell 方程组获得光栅内电磁场。常用的求解方法有严格耦合波分析 (Rigorous Coupled Wave Analysis, RCWA) 法、时域有限差分、等效介质理论等^[6], 其中 RCWA 法的推导过程是严格的, 能得到方程组的准确解, 因而得到了广泛的应用, 但其仅适用于求解周期性结构的电磁场问题。

通过电磁场的求解可得到光栅的辐射特性。光栅结构与其辐射特性有着密切关系, 因而可通

过优化设计光栅几何形状获得具有某种辐射特性的特殊光栅, 也可根据光栅辐射特性反演得到光栅的几何形状。

王强等^[7]利用二次函数表示光栅的几何形状, 采用 RCWA 法求解光栅内部电磁场问题得到光栅衍射效率, 然后采用遗传算法 (Genetic Algorithm, GA) 改变二次函数中各系数项从而优化光栅面形, 设计得到了衍射效率达到 90% 以上、偏振相关损耗小于 0.1 dB 的光栅面形。董健^[8]以航天器热控制为应用背景, 采用 RCWA 法和 GA 相结合优化设计了一维矩形光栅、双槽光栅、薄膜光栅以及可移动光栅的几何形状, 得到了在 10 μm 处具有发射峰的特殊辐射特性光栅。Chen 等^[9]采用 RCWA 法求解了二元光栅和塔形光栅内电磁场, 采用差分进化 (Differential Evolution, DE) 算法和微差分进化 (Micro-DE, μDE) 算法优化设计了具有窄带峰值和宽带峰值的红外辐射器。结果表明当优化设计参数较少时 DE 算法计

收稿日期: 2017-02-13; 录用日期: 2017-06-07; 网络出版时间: 2017-08-04 16:24

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.001.html

基金项目: 国家自然科学基金 (51476043)

* 通讯作者: E-mail: qihong@hit.edu.cn

引用格式: 孙双成, 齐宏, 孙建平, 等. 铝基微结构光栅几何参数反演[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2199-2206.

SUN S C, QI H, SUN J P, et al. Inverse estimation of geometric parameters of aluminum matrix microscale structure grating[J].

Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2199-2206 (in Chinese).

算效果优于 μ DE 算法,对于多参数反演问题 μ DE 算法要优于 DE 算法。

然而,在 GA 和 DE 算法中都存在着过早收敛、计算精度较低的缺点,而且交叉、变异以及差分进化等操作较复杂,使这些算法的应用受到一定限制。微粒群优化 (Particle Swarm Optimization, PSO) 算法是美国心理学家 Kennedy 和电气工程师 Eberhart 受鸟类觅食行为启发,于 1995 年提出的一种群体智能优化算法^[10],它采用简单的速度-位移模型,需要调整的参数少,逻辑清晰且易于编程实现,因而得到广泛的应用。Zhao 等^[11]采用 RCWA 法求解正问题模型,采用 LC 等效电路模型获得光栅几何参数的初始值及搜索区间,然后采用 PSO 算法优化目标函数得到光栅几何形状。但是在基本 PSO 算法中,仍然存在过早收敛、容易陷入局部最优等缺点。

为了改进 PSO 算法的全局收敛性能,曾建潮等^[12-13]提出了随机微粒群优化 (Stochastic PSO, SPSO) 算法。该算法将微粒速度进化公式中的权重因子设置为 0,去除了当前速度项的影响,同时在搜索空间内随机产生一个微粒位置来改善算法的全局搜索能力,使微粒能更快地搜索到全局最优值,防止种群陷入局部最优。

本文以一维矩形光栅为研究对象,光栅和基底材料均设置为铝。采用 RCWA 法求解 Maxwell 方程,根据求得的光栅光谱反射率建立目标函数。采用 SPSO 算法优化目标函数,反演得到单槽及双槽矩形光栅的几何结构参数,包括光栅周期、凸脊宽度以及凹槽深度。同时分析了 SPSO 算法中种群大小和搜索区间对光栅结构反演的影响。

1 正问题模型

任意介质中电磁波的传播可由以下微分形式的 Maxwell 方程组表示^[6]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{J}_m \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

式中: $\mathbf{E}$ 为电场强度, V/m; $\mathbf{B}$ 为磁通量密度, Wb/m²; $\mathbf{H}$ 为磁场强度, A/m; $\mathbf{J}$ 为电流密度, A/m²; $\mathbf{D}$ 为电通量密度, C/m²; $\mathbf{J}_m$ 为磁流密度, V/m²; ρ_e 为电荷密度, C/m²。对于线性、各向同性介质,其本构关系式可表示为^[6]

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (7)$$

$$\mathbf{J}_m = \sigma_m \mathbf{H} \quad (8)$$

式中: ε 为介电常数, F/m; μ 为磁导系数, H/m; σ 为电导率, S/m; σ_m 为磁导率, Ω /m。

RCWA 法求解电磁场问题主要可分为 3 步^[14]: ①求解 Maxwell 方程组得到反射区和透射区的电磁场解的形式; ②对光栅区电磁场进行 Fourier 展开得到耦合波方程; ③对反射区、光栅区和透射区边界面上施加边界条件,并与耦合波方程联立求得各阶衍射波。下面以横电波 (TE 波) 为例介绍 RCWA 法的求解过程。

单位振幅的 TE 波以入射角 θ 角入射到沿 x 方向周期变化的矩形光栅上,示意图如图 1 所示, d 为光栅凹槽深度, Λ 为光栅周期。光栅顶部位于光栅 $z=0$ 处,光栅与基底交界面为 $z=d$ 。求解过程中将整个空间划分为 3 个区域:反射区 ($z < 0$)、光栅区 ($0 < z < d$) 和透射区 ($z > d$)。

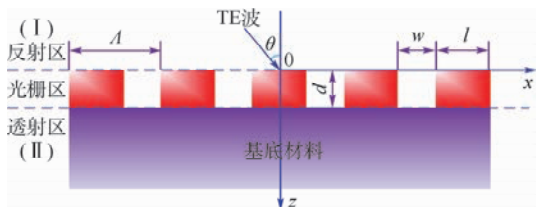


图 1 TE 波入射矩形光栅示意图

Fig. 1 Schematic of rectangular grating with a TE wave irradiation

反射区和透射区的电场可分别表示为^[14]

$$E_{1,y} = E_{inc,y} + \sum_i R_i \exp[-j(k_{xi}x - k_{1,zi}z)] \quad (9)$$

$$E_{\parallel,y} = \sum_i T_i \exp\{-j[k_{xi}x - k_{\parallel,zi}(z-d)]\} \quad (10)$$

式中: $E_{inc,y}$ 为入射 TE 波的电场强度; R_i 和 T_i 分别表示第 i 阶反射波和透射波的归一化振幅; k_{xi} 、 $k_{1,zi}$ 、 $k_{\parallel,zi}$ 等系数可根据 Floquet 条件确定。

由 Maxwell 方程可得反射区和透射区的磁场可表示为^[14]

$$\mathbf{H} = \left(\frac{j}{\omega_0 \mu}\right) \nabla \times \mathbf{E} \quad (11)$$

式中: ω_0 为角频率。

对于光栅区,电场切分量 (y 方向) 和磁场切分量 (x 方向) 可分别表示为空间谐波的 Fourier 级数形式^[14]:

$$E_{gy} = \sum_i S_{yi}(z) \exp(-jk_{xi}x) \quad (12)$$

$$H_{gx} = -j\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \sum_i U_{xi}(z) \exp(-jk_{xi}x) \quad (13)$$

式中: ε_0 为真空中的介电常数; μ_0 为真空磁导系

数; S_{yi} 和 U_{xi} 分别为第 i 阶空间谐波的磁场和电场切向分量。

同时,电场和磁场切分量满足如下 Maxwell 方程^[14]:

$$\frac{\partial E_{gy}}{\partial z} = j\omega_0\mu_0 H_{gx} \quad (14)$$

$$\frac{\partial H_{gx}}{\partial z} = j\omega_0\mu_0 E_{gy} + \frac{\partial H_{gz}}{\partial x} \quad (15)$$

式中: H_{gz} 为磁场在 z 方向的切分量。

联立式(12)~式(15)可得耦合波方程^[14]:

$$\partial^2 S_y / \partial (z')^2 = \mathbf{A} S_y \quad (16)$$

式中: S_y 为由 S_{yi} 组成的矩阵; $z' = k_0 z$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空中的电磁波波长; $\mathbf{A} = \mathbf{K}_x^2 - \mathbf{E}$, $\mathbf{K}_x$ 为对角线元素为 k_{xi}/k_0 的对角矩阵, $\mathbf{E}$ 由介电常数谐波项组成。

在 $z=0$ 和 $z=d$ 处,电磁场边界条件可分别表示为^[14]

$$\begin{bmatrix} \delta_{i0} \\ jn_1 \cos \theta \delta_{i0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ -j\mathbf{Y}_1 \end{bmatrix} \mathbf{R} = \begin{bmatrix} \mathbf{W} & \mathbf{WX} \\ \mathbf{V} & -\mathbf{VX} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{c}^+ \\ \mathbf{c}^- \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{WX} & \mathbf{W} \\ \mathbf{VX} & -\mathbf{V} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{c}^+ \\ \mathbf{c}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ j\mathbf{Y}_1 \end{bmatrix} \mathbf{T} \quad (18)$$

式中: δ_{i0} 为克罗内克算符; n_1 为反射区的折射率; $\mathbf{I}$ 为单位矩阵; $\mathbf{R}$ 和 $\mathbf{T}$ 分别为总反射率和总透射率; $\mathbf{V} = \mathbf{W}\mathbf{Q}$, $\mathbf{W}$ 为特征向量矩阵, $\mathbf{Q}$ 为对角矩阵; $\mathbf{c}^+$ 、 $\mathbf{c}^-$ 为位置系数矩阵; $\mathbf{X}$ 、 $\mathbf{Y}_1$ 和 $\mathbf{Y}_1$ 分别为由 $\exp(-k_0 q_m d)$ 、 $k_{1,zi}/k_0$ 和 $k_{1,zi}/k_0$ 组成的对角矩阵, q_m 为矩阵 $\mathbf{A}$ 中特征值的正平方根。

联立式(17)和式(18)即可求得各阶衍射波^[14]:

$$\begin{cases} \text{DE}_{ri} = R_i R_i^* \text{Re} \left(\frac{k_{1,zi}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right) \\ \text{DE}_{ti} = T_i T_i^* \text{Re} \left(\frac{k_{1,zi}}{k_0 n_1 \cos \theta} \right) \end{cases} \quad (19)$$

式中: DE_{ri} 和 DE_{ti} 分别为区域 I 中反射波和区域 II 中透射波的各阶衍射效率。

当横磁波(TM 波)入射时,Maxwell 方程组的求解过程从磁场开始,求解思路与 TE 波入射时大致相同,这里不再作介绍,详细推导可参考文献[14]。

2 反问题模型

2.1 微粒群优化算法

PSO 算法中,每只觅食的鸟用一个没有质量和体积的微粒代替,每个微粒代表空间内的一个潜在解,个体之间相互协作寻找搜索区域内的最优解。基本 PSO 算法采用简单的速度-位移模型,

在 D 维搜索空间内,每个微粒的速度和位置更新公式表示为^[10]

$$\mathbf{V}_i(t+1) = \mathbf{V}_i(t) + C_1 R_1(\mathbf{P}_i(t) - \mathbf{X}_i(t)) + C_2 R_2(\mathbf{P}_g(t) - \mathbf{X}_i(t)) \quad (20)$$

$$\mathbf{X}_i(t+1) = \mathbf{X}_i(t) + \mathbf{V}_i(t+1) \quad (21)$$

式中: $\mathbf{V}_i(t)$ 和 $\mathbf{V}_i(t+1)$ 分别为第 t 代和 $t+1$ 代微粒 i 的速度; $\mathbf{P}_i(t)$ 和 $\mathbf{P}_g(t)$ 分别为在群体第 t 代微粒群的局部最优位置和全局最优位置; C_1 和 C_2 为加速系数,为正常数; R_1 和 R_2 为在区间 $[0, 1]$ 内均匀分布的随机数。

为了进一步调节微粒的探测和开发能力,在标准 PSO 算法中引入了惯性权重调节当前速度的影响,微粒速度更新公式变为^[15]

$$\mathbf{V}_i(t+1) = \omega \mathbf{V}_i(t) + C_1 R_1(\mathbf{P}_i(t) - \mathbf{X}_i(t)) + C_2 R_2(\mathbf{P}_g(t) - \mathbf{X}_i(t)) \quad (22)$$

式中: ω 为迭代权重因子。研究表明,当按式(23)线性减小时要比其取固定值时更有利于算法快速搜索到最优解:

$$\omega = \omega_{\max} - \frac{t}{t_{\max}}(\omega_{\max} - \omega_{\min}) \quad (23)$$

式中: $\omega_{\max}$ 和 $\omega_{\min}$ 分别为惯性权重因子的最大值和最小值; t 和 $t_{\max}$ 分别为当前迭代次数和最大迭代次数。

PSO 算法计算流程图如图 2 所示。

2.2 随机微粒群优化算法

在 SPSO 算法中,微粒速度进化过程中去除了当前速度的影响,即令 $\omega = 0$,此时微粒速度进化公式变为^[12-13]

$$\mathbf{V}_i(t+1) = C_1 R_1(\mathbf{P}_i(t) - \mathbf{X}_i(t)) + C_2 R_2(\mathbf{P}_g(t) - \mathbf{X}_i(t)) \quad (24)$$

与基本 PSO 算法相比,微粒的局部搜索能力增强了,但种群的全局的搜索能力下降^[12]。为了提高算法的全局搜索能力,在空间中根据下列过程随机产生一个新的微粒 j :

$$\begin{cases} \mathbf{P}_j = \mathbf{X}_j(t+1) \\ \mathbf{P}_i = \begin{cases} \mathbf{P}_i & F(\mathbf{P}_i) < F(\mathbf{X}_i(t+1)) \\ \mathbf{X}_i(t+1) & F(\mathbf{P}_i) \geq F(\mathbf{X}_i(t+1)) \end{cases} \\ \mathbf{P}'_g = \arg \min \{F(\mathbf{P}_i) | i = 1, 2, \dots, M\} \\ \mathbf{P}_g = \arg \min \{F(\mathbf{P}'_g), F(\mathbf{P}_g)\} \end{cases} \quad (25)$$

式中: F 为目标函数。

在完成上述更新后,执行以下判断:

1) 如果 $\mathbf{P}_g = \mathbf{P}_j$,表示随机产生的微粒即为当前全局最优位置,此时保存最优位置并在搜索空间内再重新产生一个微粒,其他微粒在更新 $\mathbf{P}_g$ 和 $\mathbf{P}_j$ 后继续演化。

2) 如果 $\mathbf{P}_g \neq \mathbf{P}_j$,且当代没有新的全局最优位

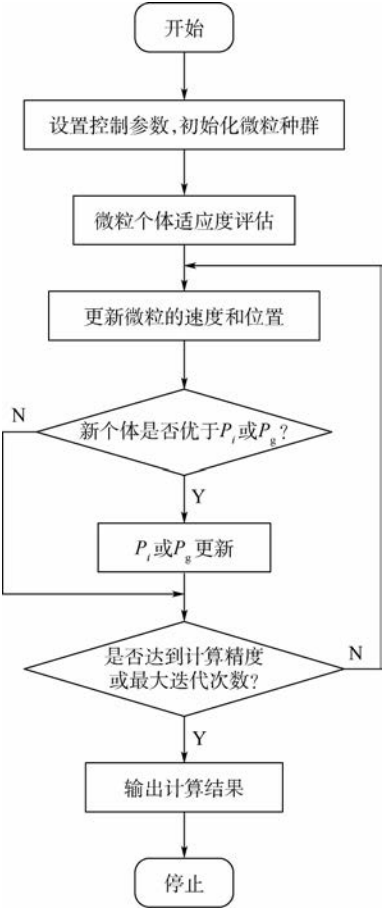


图 2 PSO 算法计算流程图

Fig. 2 Calculation flowchart of PSO algorithm

置产生,那么所有微粒均按式(24)更新位置。

3) 如果 $\mathbf{P}_g \neq \mathbf{P}_j$, 且当代有新的全局最优位置产生,即存在微粒 $k(k \neq j)$ 使得 $\mathbf{X}_k(t+1) = \mathbf{P}_g$, 此时微粒 k 在搜索空间内停止更新和再生,其他微粒在更新 $\mathbf{P}_g$ 和 $\mathbf{P}_j$ 后继续演化。

3 结果与讨论

3.1 单槽矩形光栅结构反演

一维周期性矩形光栅示意图如图 1 所示,基底和光栅材料均为铝,凸脊宽度为 l ,槽宽为 w ,且满足 $\Lambda = w + l$ 。光栅结构可表示为向量形式 $\mathbf{a} = [\Lambda, l, d]$, 铝的介电常数及其他物性参数可参见文献[16]。正问题模型采用捷克理工大学的 Kwiecien 编写的开源代码求解,衍射级数取 $m = 41$ 。为反演得到光栅结构参数,根据正问题求得的光栅光谱反射率建立如下目标函数:

$$F(\mathbf{a}) = \sum_{i=1}^n (\rho_{\text{est}}(\lambda_i) - \rho_{\text{mea}}(\lambda_i))^2 \quad (26)$$

式中: ρ_{est} 和 ρ_{mea} 分别为光栅光谱反射率反演值和测量值; n 为波长 $[\lambda_1, \lambda_2]$ 范围内目标波长的个数, λ_1 和 λ_2 为根据辐射特性选定的波长范围。

为了衡量反演计算精度,相对误差定义为

$$\varepsilon_{\text{rel}} = \frac{|\rho_{\text{est}}(\lambda_i) - \rho_{\text{mea}}(\lambda_i)|}{\rho_{\text{mea}}(\lambda_i)} \times 100\% \quad (27)$$

TM 波以 $\theta = 30^\circ$ 入射到几何结构为 $\mathbf{a}_{\text{est}} = [1.0, 0.9, 0.6] \mu\text{m}$ 的矩形光栅时,光谱反射率如图 3 中实点所示。采用 SPSO 算法对此结构光栅进行反演计算,参数设置如表 1 所示, M 、 V_{max} 、 ε_1 分别为种群数、最大速度、收敛精度。

反演过程中光栅周期、高度及槽宽变化曲线如图 4 所示,反演得到光栅结构参数为 $\mathbf{a}_{\text{est}} = [\Lambda \pm \sigma, l \pm \sigma, d \pm \sigma] = [0.9991, 0.9003, 0.5996] \mu\text{m}$, 对应光谱发射率如图 3 实线所示。结果表明,SPSO 算法可以很好地反演光栅的几何结构参数,光谱反射率平均相对误差为 0.38%。

分别采用基本 PSO 算法、标准 PSO 算法、SPSO 算法及混合算法 PSO-GA^[17] 对该光栅进行反演时,目标函数值变化曲线如图 5 所示。可以看出,SPSO 算法收敛速度要明显快于基本 PSO、标准 PSO 及混合 PSO-GA 算法。

光栅光谱反射率与入射波入射角度有关,因此研究了 TM 波以不同角度入射时的反演结果。由于智能算法存在较大随机性,因而各算例

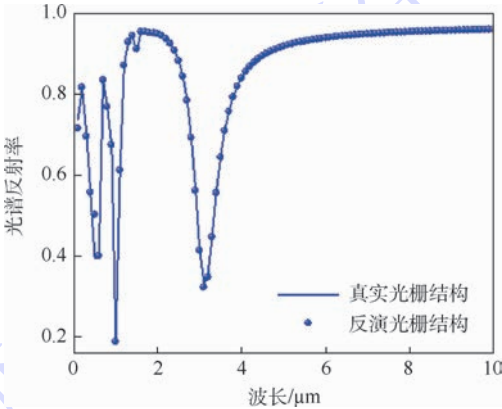


图 3 单槽光栅光谱反射率

Fig. 3 Spectral reflectance of single-slot grating

表 1 SPSO 算法参数设置

Table 1 Parameter setting of SPSO algorithm

参数	数值
M	50
V_{max}	3.0
C_1	1.2
C_2	0.8
t_{max}	100
ε_1	10^{-6}
$\lambda_1/\mu\text{m}$	0.1
$\lambda_2/\mu\text{m}$	5.0
n	100

都独立运行 20 次。光栅结构参数反演结果如表 2 所示。可以看出,不同角度入射下都得到了

良好的反演结果,最大相对误差小于 3%。

此外,采用 SPSO 算法对不同光栅结构参数进行了反演研究。当 TM 波以 30°角入射到不同光栅结构时,SPSO 算法反演结果如表 3 所示。结果表明,对于不同的光栅结构,SPSO 算法都可以准确反演得到其结构参数。

3.2 SPSO 算法参数影响分析

分别设置 3 种不同参数搜索区间,SPSO 算法反演结果见表 4,光栅结构参数 $a_{\text{exa}} = [\Lambda, l, d]$ 。从表中可以看出,随着搜索区间增大,所需迭代次数增加,计算误差也随之增大。这是由于 SPSO 算法中微粒搜索具有随机性,搜索区间增大使微粒搜索难度增加。

SPSO 算法种群大小直接影响每代计算时间和每次所能处理的候选解个数,因而对反演结果有很大影响。分别设置为种群数 $M = 10、30$ 和 50,反演过程中目标函数值变化曲线如图 6 所示。

从图 6 中可以看出,随着种群数增加,目标函数下降速度加快,所需计算代数缩短。但是种群数量增加,每次迭代所需计算时间也随之线性增加。综合考虑计算时间和收敛速度,推荐取种群数 $M = 30$ 。

3.3 双槽矩形光栅结构反演

双槽光栅是将单槽光栅每 2 个凹槽中的其中 1 个的深度改变,使更多波长的电磁波在光栅表面产生磁极化,从而改变光栅的光谱辐射特性。Cheng 等^[18]研究了矩形硅光栅在太阳能电池中的应用并提出了多槽光栅模型,结果表明双槽

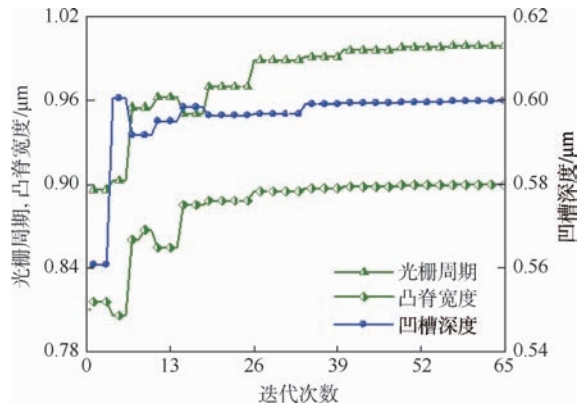


图 4 单槽光栅几何参数反演结果

Fig. 4 Inverse estimation results of single-slot grating geometry parameters

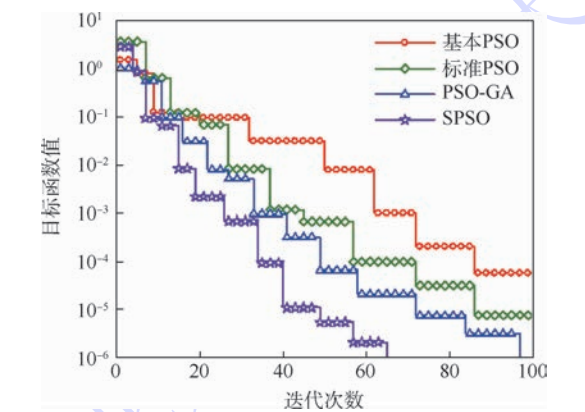


图 5 4 种 PSO 算法目标函数值变化曲线

Fig. 5 Changing curves of objective function values of four PSO algorithms

表 2 不同入射角度下反演结果

Table 2 Inverse estimation results with different incident angles

入射角度/(°)	$a_{\text{est}}/\mu\text{m}$	平均相对误差/%	最大相对误差/%
0	$[1.0006 \pm 1.26 \times 10^{-3}, 0.8992 \pm 3.61 \times 10^{-3}, 0.6004 \pm 2.51 \times 10^{-3}]$	0.3805	2.8526
30	$[0.9993 \pm 3.09 \times 10^{-3}, 0.8993 \pm 4.59 \times 10^{-3}, 0.5992 \pm 2.99 \times 10^{-3}]$	0.3689	2.8631
60	$[0.9994 \pm 2.90 \times 10^{-3}, 0.9005 \pm 3.23 \times 10^{-3}, 0.5993 \pm 3.02 \times 10^{-3}]$	0.3766	2.7999

表 3 不同结构参数下反演结果

Table 3 Inverse estimation results with different structure parameters

$a_{\text{exa}}/\mu\text{m}$	$a_{\text{est}}/\mu\text{m}$	平均相对误差/%	最大相对误差/%
[1.0, 0.9, 0.6]	$[0.9993 \pm 3.09 \times 10^{-3}, 0.8993 \pm 4.59 \times 10^{-3}, 0.5992 \pm 2.99 \times 10^{-3}]$	0.3689	2.8631
[3.0, 2.5, 1.5]	$[2.9991 \pm 3.11 \times 10^{-3}, 2.5005 \pm 1.19 \times 10^{-3}, 1.4994 \pm 2.95 \times 10^{-3}]$	0.3596	2.9040
[5.0, 4.0, 2.0]	$[5.0006 \pm 3.33 \times 10^{-3}, 3.9992 \pm 4.14 \times 10^{-3}, 2.0006 \pm 3.20 \times 10^{-3}]$	0.3315	2.8823

表 4 不同搜索区间下反演结果

Table 4 Inverse estimation results with different searching spaces

算例	$\Lambda/\mu\text{m}$	$l/\mu\text{m}$	$d/\mu\text{m}$	迭代次数	目标函数值	平均相对误差/%
算例 1	[0.9, 1.1]	[0.8, 1.0]	[0.5, 0.7]	59	3.25×10^{-7}	0.0209
算例 2	[0.8, 1.2]	[0.7, 1.1]	[0.4, 0.8]	71	9.19×10^{-7}	0.1155
算例 3	[0.5, 1.5]	[0.4, 1.4]	[0.1, 1.1]	100	8.11×10^{-6}	0.2064

光栅在可见光和近红外波段的吸收效果要优于其他类型。本文双槽矩形光栅的基底和光栅区材料均选取为铝,结构示意图如图 7 所示。与单槽光栅不同,双槽光栅具有 2 个凹槽深度参数 d_1 和 d_2 ,且光栅周期满足 $\Lambda = 2(w + l)$ 。此时光栅结构参数可用向量 $\mathbf{a} = [\Lambda, l, d_1, d_2]$ 表示。

双槽矩形光栅结构参数设置为 $\mathbf{a}_{\text{exa}} = [2.0, 0.9, 0.6, 0.3] \mu\text{m}$,TM 波以 $\theta = 0^\circ$ 。入射时的光谱反射率如图 8 中圆点所示。采用 SPSO 算法对该光栅结构进行反演,各参数变化曲线如图 9 所示。反演得到光栅结构参数为 $\mathbf{a}_{\text{est}} = [1.9986, 0.8963, 0.6033, 0.3002] \mu\text{m}$,对应光谱反射率如图 8 实线所示。结果表明,SPSO 算法可以准确

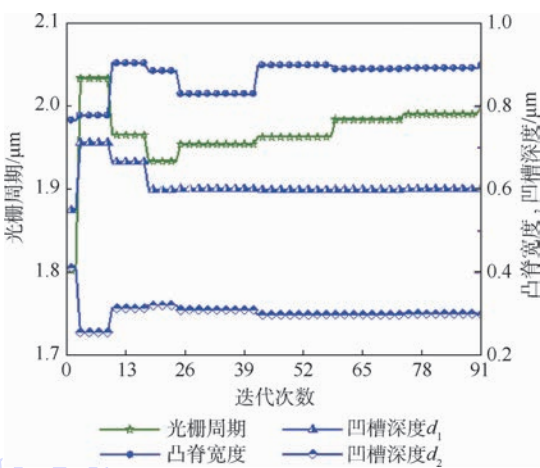


图 9 双槽光栅几何参数反演结果
Fig.9 Inverse estimation results of double-slot grating geometry parameters

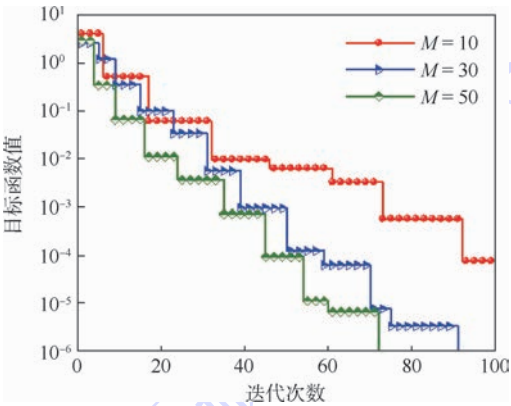


图 6 不同种群大小下目标函数值变化曲线
Fig.6 Changing curves of objective function values under different population sizes

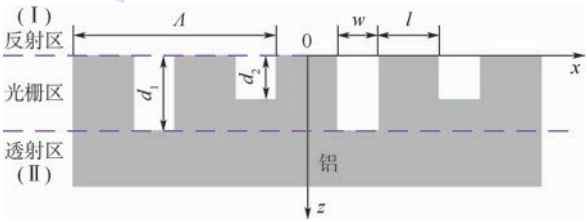


图 7 双槽矩形光栅示意图
Fig.7 Schematic of rectangular double-slot grating

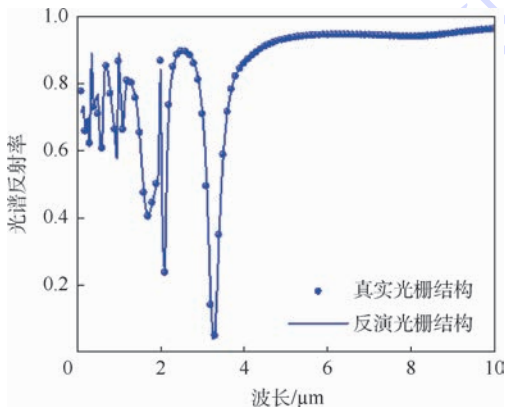


图 8 双槽光栅光谱反射率
Fig.8 Spectral reflectance of double-slot grating

地反演得到双槽光栅的几何形状参数,平均相对误差为0.42%,体现了 SPSO 算法在光栅结构反演中的可行性和较强的鲁棒性。

4 结 论

本文研究了一维矩形光栅几何结构参数反演问题,主要得出以下结论:

- 1) SPSO 算法可以准确地反演得到光栅的几何形状参数,包括单槽和双槽矩形光栅,平均相对误差分别为 0.38% 和 0.42%,计算精度较高。
- 2) SPSO 算法在计算效率方面要明显优于基本 PSO 算法、标准 PSO 算法及 PSO-GA 算法。
- 3) 分析了 SPSO 算法中搜索区间及种群大小对光栅结构参数反演的影响。结果表明,随着搜索区间增大,所需迭代次数增加,相对误差也随之增大;综合考虑计算时间和收敛速度,推荐种群数取 30。

参考文献 (References)

[1] 梁铨廷. 物理光学[M]. 北京:电子工业出版社, 2009:1-11.
LIANG Q T. Physical optics [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2009:1-11 (in Chinese).
[2] LEE B J, WANG L P, ZHANG Z M. Coherent thermal emission by excitation of magnetic polaritons between periodic strips and a metallic film [J]. Optical Express, 2008, 16 (15): 11328-11336.
[3] JIAO Y, LIU L H, LIU L J, et al. Radiative properties tailoring of grating by comb-drive microactuator[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2014, 143: 35-45.
[4] CHEN Y B, ZHANG Z M. Design of tungsten complex gratings for thermophotovoltaic radiators [J]. Optics Communications, 2007, 269 (2): 411-417.
[5] QIU J, LIU L H, HSU P F. FDTD analysis of infrared radiative

- properties of microscale structure aluminum surfaces[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2010, 111(12-13):1912-1920.
- [6] ZHANG Z M. Nano/microscale heat transfer[M]. New York: McGraw-Hill Professional, 2007:1-36.
- [7] 王强,沈国土,杨宝成,等.遗传算法在光栅面形状优化设计中的应用[J].红外与激光工程,2005,34(4):410-414.
WANG Q, SHEN G T, YANG B C, et al. Application of genetic algorithm in the design optimization of grating profile[J]. Infrared and Laser Engineering, 2005, 34(4):410-414 (in Chinese).
- [8] 董健.一维微结构光栅辐射特性的反设计方法[D].哈尔滨:哈尔滨工业大学,2013.
DONG J. Inverse design method on radiative properties of one dimensional micro/nano scale grating[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2013 (in Chinese).
- [9] CHEN J S, LIN P D, CHIU F C, et al. Grating profile optimization for narrow-band or broad-band infrared emitters with differential evolution algorithms[J]. Optical Letters, 2012, 37(16):3399-3401.
- [10] KENNEDY J, EBERHART R C. Particle swarm optimization [C]//Proceedings of IEEE International Conference on Neural Networks. Piscataway, NJ: IEEE Press, 1995:1942-1948.
- [11] ZHAO J M, QIU J, LIU L H. Accurate geometry design of magnetic polariton with specified resonance wavelength: A combined LC circuit model and inverse technique[C]//ASME 2016 5th Micro/Nanoscale Heat and Mass Transfer International Conference. New York: ASME, 2016: V001T05A008.
- [12] 曾建潮,崔志华.一种保证全局收敛的 PSO 算法[J].计算机研究与发展,2004,41(8):1333-1338.
ZENG J C, CUI Z H. A guaranteed global convergence particle swarm optimizer[J]. Journal of Computer Research and Development, 2004, 41(8):1333-1338 (in Chinese).
- [13] CUI Z H, ZENG J C, CAI X J. A new stochastic particle swarm optimizer[C]//Proceedings of IEEE International Congress on Evolutionary Computation. Piscataway, NJ: IEEE Press, 2004: 316-319.
- [14] MOHARAM M G, GRANN E B, POMMET D A. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1995, 12(5):1068-1076.
- [15] SHI Y H, EBERHART R C. A modified particle swarm optimizer[C]//Proceedings of IEEE International Conference on Evolutionary Computation. Piscataway, NJ: IEEE Press, 1998: 69-73.
- [16] WAKAKI M, KUDO K, SHIBUYA T. Physical properties and data of optical materials[M]. Boca Raton: CRC Press, 2007: 1-10.
- [17] ROBINSON J, SINTON S, RAHMAT-SAMII Y. Particle swarm, genetic algorithm, and their hybrids: Optimization of a profiled corrugated horn antenna[C]//IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. Piscataway, NJ: IEEE Press, 2002:314-317.
- [18] CHENG Q, LI P P, LU J, et al. Silicon complex grating with different groove depths as an absorber for solar cells[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2014, 132: 70-79.

作者简介:

孙双成 男,博士研究生。主要研究方向:辐射传输逆问题及智能优化算法。

齐宏 男,博士,教授,博士生导师。主要研究方向:热辐射传输与耦合换热、高温弥散颗粒辐射物性及温度测量、辐射传输逆问题及智能优化算法、微藻新能源利用。

Inverse estimation of geometric parameters of aluminum matrix microscale structure grating

SUN Shuangcheng¹, QI Hong^{1,*}, SUN Jianping¹, RUAN Shiting², LYU Zhongyuan¹, RUAN Liming¹

(1. School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China;

2. Shanghai Satellite Engineering Research Institute, Shanghai 201100, China)

Abstract: Micro structure grating is a widely used electronic component. The geometric parameters of one-dimensional rectangular aluminum matrix grating are inversely estimated using stochastic particle swarm optimization (SPSO) algorithm. The theoretical overview of rigorous coupled wave analysis (RCWA) algorithm and particle swarm optimization algorithm is introduced, and RCWA algorithm is employed to solve the electromagnetic field problem within grating. The objective function is formulated based on the spectral reflectance obtained by the direct problem, and then the SPSO algorithm is used to optimize the objective function. The geometric parameters such as the grating period, ridge width and groove depth are retrieved simultaneously. The effects of population size and searching space on the inverse estimation results are also investigated. The retrieval results show that SPSO algorithm is effective and robust for estimating geometric parameters of grating and the population size is suggested as 30.

Keywords: inverse estimation of grating structure; stochastic particle swarm optimization (SPSO) algorithm; rigorous coupled wave analysis (RCWA) algorithm; spectral reflectance; radiative property

Received: 2017-02-13; **Accepted:** 2017-06-07; **Published online:** 2017-08-04 16:24

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.001.html

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (51476043)

* **Corresponding author.** E-mail: qihong@hit.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0067

火焰辐射光场成像光线采样特性

刘煜东, 许传龙*, 孙俊, 张彪, 王式民

(东南大学 能源与环境学院 能源热转换及其过程测控教育部重点实验室, 南京 210096)



摘 要: 为了研究全光相机对火焰等半透明介质的光场采样并优化全光相机的参数,基于近轴光学,建立了全光相机的逆向光线追迹模型。在此基础上,针对弥散介质沿采集方向的半透明特性,提出了像素采样锥形角以及物方采样角度等评价光线角度采样的性能指标,据此分析了全光相机像素和微透镜的位置对光场采样特性的影响,以及全光相机光学参数变化对光线方向采样性能的影响。结果表明:采集火焰辐射光场时,较小的微透镜直径有利于提高光场采样的单方向性,并减小主镜头入瞳直径,而较小的主镜头焦距有利于增大物方采样角度。

关 键 词: 火焰辐射; 光场成像; 逆向光线追迹; 半透明介质; 角度采样

中图分类号: TK311; TB811^{+.3}

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2207-09

火焰是燃烧状态最直接的反映,与燃烧装置的工况变化密切相关,直接影响燃烧效率、污染排放以及生产安全等问题,火焰温度测量对燃烧装置设计有重要意义。接触式温度测量往往局限于单点测量,响应时间长;非接触式温度测量可以实现无扰、快速的火焰测量。相比于声学法、激光诊断法等主动测量法,非接触式辐射成像技术利用火焰辐射图像处理进行温度测量,具有精度高、非接触、实时连续测量等优点,且能够获得火焰三维温度分布信息^[1]。辐射成像技术主要包括单相机和多相机系统。多相机系统是从火焰周围不同位置和角度布置多个相机来探测燃烧火焰,获得多个视角的辐射火焰投影图像,进而重建火焰三维温度分布,具有较高的空间分辨率^[2]。但是随着相机数目的增加,系统复杂程度与成本增加,同时多相机系统空间位置严格光轴对中以及多个相机同步和标定等问题提高了该系统的使用难度。单个传统相机记录单一物面的清晰像^[3],仅可用

于反演具有轴对称分布的火焰温度^[4],极大限制了单相机系统的实际应用^[1],这主要是由于传统相机采集的能量是将同一物点不同角度的辐射光线直接叠加,无法分辨火焰辐射光线的角度信息。

全光相机(plenoptic camera)可用于记录光场信息,包括光线的强度、位置及方向,结合辐射反演算法^[5],可求解火焰辐射强度与温度的空间分布。Adelson和Wang^[3]于1992年提出了具有主镜头及微透镜阵列结构的全光相机,该装置可以将由物方同一位置射入主镜头入瞳区域内的光线按照一定的间距分开,从而通过单个主镜头采集同一物点多个视角的辐射信息。2005年,Ng等^[6]将图像传感器直接安装在微透镜阵列的焦面上,成功实现了全光相机的小型化。由光场信息可获取被摄物体的深度信息,光场成像已广泛应用于机器视觉和计算机图形学领域。但目前全光相机的研究主要集中在不透明物体的空间采样^[7]、实体表面的视角变换、重聚焦及生成全景

收稿日期: 2017-02-15; 录用日期: 2017-05-19; 网络出版时间: 2017-06-30 09:59

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.0959.006.html

基金项目: 国家自然科学基金(51676044, 51506030, 51327803); 江苏省自然科学基金杰出青年基金(BK20150023)

* 通讯作者: E-mail: chuanlongxu@seu.edu.cn

引用格式: 刘煜东, 许传龙, 孙俊, 等. 火焰辐射光场成像光线采样特性[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2207-2215.
LIU Y D, XU C L, SUN J, et al. Characterization of ray sampling for flame radiation in light field imaging[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2207-2215 (in Chinese).

深图像^[8-9]等方面。对于半透明介质而言,远处(远离相机)的物点可以穿透近处(靠近相机)的物点而被相机拍摄到^[10],半透明火焰介质的辐射、颗粒散射与吸收等特性使这一过程更加复杂^[1]。在反演时,利用全光相机每个像素上单一方向的光线表征其采集的全部光线时精确度低^[5],同一物点不同视角之间的夹角大小及视角数量也影响反演结果^[11-12]。因此对燃烧火焰光场采样时,需分析每个像素的采样角度及对物点不同视角的方向采样特性。

基于近轴光学,本文针对火焰半透明介质,系统研究了光场角度采样特性,并提出了参数优化方案。建立了全光相机的逆向光线追迹模型,结合火焰半透明介质的辐射传输特性,提出了像素采样锥形角以及物方采样角度,用以分析光线采样的单方向性和物空间的光线采样特性,进而评价全光相机的光场采样性能。分析了像素、微透镜的位置以及主镜头焦距、微透镜焦距及直径等光学参数对角度采样特性的影响。

1 全光相机的光线追迹

1.1 光场成像原理

光场是空间中所有光线光辐射函数的总体,用来描述光在三维空间中的辐射传输特性,包含光线的方向、位置和强度信息,可利用全光相机进行记录。图1为全光相机的成像示意图。全光相机的主镜头将物空间的辐射光线汇聚于微透镜面,每个微透镜再将光线按入射方向离散化,并记录为对应该微透镜的子图像(光线经微透镜在CCD面的投影区域)。故全光相机光场采样中每个微透镜记录物空间的位置信息,子图像的像素记录该空间位置特定方向的辐射信息。全光相机的光场信息采样能力受其参数的限制。一定光学参数下,全光相机的光场采样能力可以通过光线追迹分析光场采样特性进行评价。Levoy和Hanrahan^[13]提出使用2个平行平面的坐标表征光场,

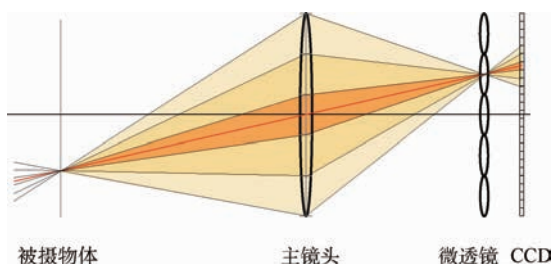


图1 全光相机成像示意图

Fig. 1 Schematic of plenoptic camera imaging

即通过光线入射微透镜阵列和CCD平面的位置坐标进行表征。

为了简化表达,本文中的分析建立在全光相机的子午面(二维平面)上,而数值计算在三维空间进行,通过光线与垂直主镜头光轴各平面的交点表征光线的位置、方向及夹角(立体角, sr),从而研究光线的角度采样特性。

1.2 逆向光线追迹方法

光线追迹的计算从CCD平面的像素开始,经微透镜、主镜头投向物空间,这与光线的传播方向相反,被称为逆向光线追迹^[14]。图2为全光相机逆向光线追迹示意图。图中: $\beta_{i,j}$ 为像素采样锥形角; ω_j 为物方采样角度; $\varphi_{i,j}$ 为角度分辨率; f_U 为全光相机的主镜头焦距; f_s 为微透镜焦距; a 为物距; b_U 为主镜头-微透镜距离; l_m 为微透镜-CCD距离; D 为主镜头入瞳直径; p_m 为微透镜直径。以主镜头光轴为中心($j=0$)的第 j 个子图像中,以子图像中心像素($i=0$)为中心的第 i 个像素 $n_{i,j}$ 向微透镜 j 的中心 s_j 追迹并延长,交主镜头光阑面于点 $U_{i,j}$ 。在全光相机中,CCD与主镜头光阑关于微透镜共轭,而微透镜与其物方共轭面关于主镜头共轭,由追迹光线的斜率及成像公式可求得该光线与物方共轭面的交点 $M_j^{[15]}$ 。完成从像素到微透镜中心光线的追迹后,再从该像素向微透镜边缘追迹。由共轭关系可知,从该像素出射的光线将汇聚于主镜头光阑面上一点,这些光线因入射主镜头的角度不同,折射后会射向物空间内的不同方向,与物方共轭面相交于 M_j^+ 和 M_j^- ,从而在物空间形成锥形角。为最大程度利用图像传感器,需尽量减小相邻子图像之间的无效区域,同时避免重叠,即保证相邻的子图像相切,称为 F 数匹配^[6]。通过上述面、点的求解,可以进一步研究全光相机图像像素与物空间的对应关系。

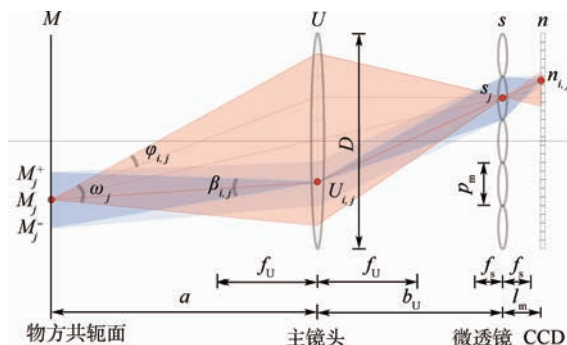


图2 全光相机光线追迹与评价指标示意图

Fig. 2 Schematic of ray tracing and evaluation indices of plenoptic camera

2 角度采样特性的评价

2.1 像素采样锥形角

全光相机的每个像素代表空间中某一位置与方向的辐射信息。将透镜简化为小孔的针孔相机模型^[16],使用单一方向(如图 2 所示的折线 $n_{i,j}s_jU_{i,j}M_j$)表征该像素对应的空间方向,但实际的全光相机采用折射透镜系统,因此图像传感器阵列的每个像素并非仅采集沿单一方向的辐射信息,而是在空间中具有一定立体角的锥形包络面内所有入射光线的集合。该锥形光束经全光相机汇聚于 CCD 面的像素上,形成了一定大小的立体角,称为像素采样锥形角。全光相机的像素采样锥形角 $\beta_{i,j}$ 可表示为

$$\beta_{i,j} = \arccos\left(\frac{\overrightarrow{U_{i,j}M_j^+} \cdot \overrightarrow{U_{i,j}M_j^-}}{|\overrightarrow{U_{i,j}M_j^+}| \cdot |\overrightarrow{U_{i,j}M_j^-}|}\right) \quad (1)$$

式中: i 和 j 分别为像素和子图像的位置; $U_{i,j}$ 为追迹光线与主镜头光阑面的交点; M_j^+ 和 M_j^- 分别为向微透镜上、下边缘追迹的光线与物方共轭面的交点; $\overrightarrow{U_{i,j}M_j^+}$ 和 $\overrightarrow{U_{i,j}M_j^-}$ 为向量。

由近轴光学可知,式(1)中的 M_j 、 M_j^+ 和 M_j^- 由微透镜的尺寸与位置决定,因此像素采样锥形角 $\beta_{i,j}$ 也可通过微透镜的位置及尺寸进行计算,计算结果与式(1)相同。

像素采样锥形角可用于表征该像素光线采样的单方向性,即这些光线的方向与该锥体中心线方向的接近程度;锥形角越小,光线采样的单方向性越好,光线方向与中心方向越接近。相比仅考虑单一方向的计算方式,像素采样锥形角 $\beta_{i,j}$ 可表征实际光学系统的参数对光线角度采样的影响。

2.2 物方采样角度与角度分辨率

火焰向其外部半球空间辐射光线,然而一个孔径大小有限的全光相机只能采集该物点在一定立体角内的辐射方向与强度分布,该立体角称为物点的物方采样角度。同一子图像内的相邻像素记录了同一空间位置相邻方向的辐射信息,物空间中相邻方向形成的夹角称为角度分辨率,如图 2 所示。由同一子图像中的不同像素出发,向微透镜中心追迹后交主镜头光阑面于不同的 $U_{i,j}$,在物方共轭面交于一点 M_j ,可得到多条 $\overrightarrow{U_{i,j}M_j}$ 向量,物方采样角度可通过两端向量的夹角表示,记为 ω_j ;角度分辨率可通过相邻向量的夹角表示,记为 $\varphi_{i,j}$ 。

$$\omega_j = \arccos\left(\frac{\overrightarrow{M_jU_{i_{\max},j}} \cdot \overrightarrow{M_jU_{-i_{\max},j}}}{|\overrightarrow{M_jU_{i_{\max},j}}| \cdot |\overrightarrow{M_jU_{-i_{\max},j}}|}\right) \quad (2)$$

$$\varphi_{i,j} = \arccos\left(\frac{\overrightarrow{M_jU_{i,j}} \cdot \overrightarrow{M_jU_{i+1,j}}}{|\overrightarrow{M_jU_{i,j}}| \cdot |\overrightarrow{M_jU_{i+1,j}}|}\right) \quad (3)$$

式中: $i_{\max}$ 和 $-i_{\max}$ 分别为该子图像上、下边界的像素; $i+1$ 为 i 像素远离子图像中心方向相邻的像素; $U_{i_{\max},j}$ 和 $U_{-i_{\max},j}$ 分别为追迹光线与主镜头光阑面的交点; $\overrightarrow{M_jU_{i_{\max},j}}$ 、 $\overrightarrow{M_jU_{-i_{\max},j}}$ 、 $\overrightarrow{M_jU_{i,j}}$ 、 $\overrightarrow{M_jU_{i+1,j}}$ 为向量。

物方采样角度可表征全光相机对一定物点的采样是否充分;物方采样角度越大,对该物点辐射角度分布的采样越充分,越有利于火焰温度场的重建。同时由式(2)可见,物方采样角度仅与微透镜位置及大小有关,与子图像中的像素位置无关。

角度分辨率表征全光相机对物空间中给定位置的光场辐射角度分辨能力,以夹角大小进行表征,单位是立体角。角度分辨率越低(夹角越小),越有利于火焰辐射方向的细致区分,越有利于温度场重建。

全光相机的采样特性可由像素采样锥形角、物方采样角度及角度分辨率进行评价。由模型分析知,对于给定的像素与子图像位置 (i, j) , $\beta_{i,j}$ 、 ω_j 和 $\varphi_{i,j}$ 与全光相机的 f_u 、 f_s 、 b_u 以及 p_m 有关,此外 $\varphi_{i,j}$ 也与像素尺寸 p_p 有关。

3 光场采样特性分析

3.1 模型验证

模型以 CCD 的中心为原点 $(0,0,0)$,以主镜头光轴(主光轴)为 x 轴建立右手坐标系。表 1 为全光相机模型的基本光学及距离参数,微透镜中心和主镜头中心的坐标分别为 $(0.000\,573, 0, 0)$ 和 $(0.052\,573, 0, 0)$ 。子图像像素数为 30×30 ,微透镜数量为 141×141 ,正交排列,CCD 像素数为 $4\,230 \times 4\,230$ 。

使用 MATLAB R2016a 编写了光场追迹程序,计算机参数如下: Intel Core i7 6700HQ @ 2.60 GHz, 16.0 GB, Windows 7 $\times$ 64。对于表 1 的全光相机参数,光线数为 9×10^7 ,计算时间为 2.1 h。为了验

表 1 全光相机参数

Table 1 Parameters of plenoptic camera

参数	数值
主镜头焦距 f_u/mm	50
微透镜焦距 $f_s/\mu\text{m}$	567
微透镜直径 $p_m/\mu\text{m}$	165
主镜头-微透镜距离 b_u/mm	52
物距 a/mm	1 300
微透镜-CCD 距离 $l_m/\mu\text{m}$	573
像素尺寸 $p_p/\mu\text{m}$	5.5

证代码的正确性,使用光学仿真软件 Zemax 和 MATLAB 按表 1 参数对图 3(a)的目标进行成像计算,成像结果与局部放大图分别为图 3(b)和图 3(c)。从图 3 可见,计算模型在 MATLAB 中的成像结果与 Zemax 仿真结果具有一致性,证明了计算模型的准确性。

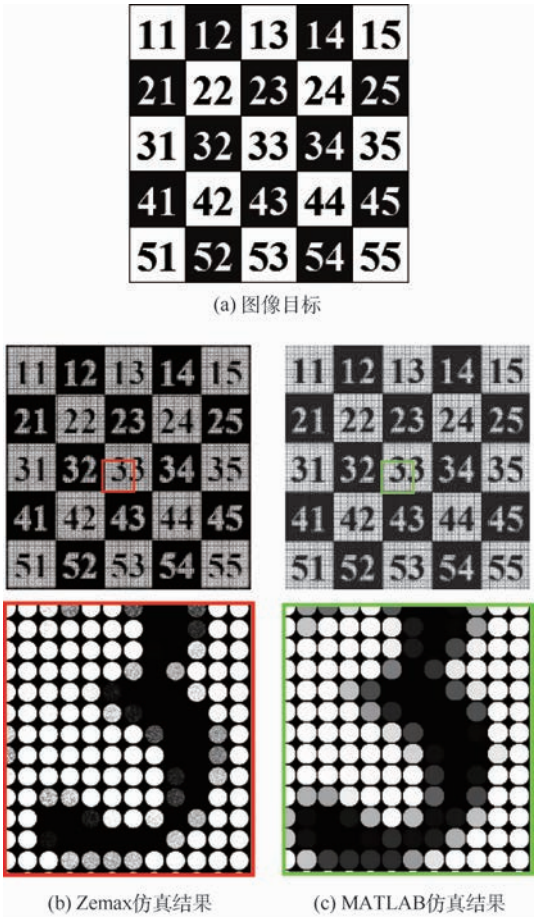


图 3 图像仿真结果对比

Fig.3 Comparison of image simulation results

3.2 像素位置对光场采样特性的影响

图 4 为像素采样锥形角 β 随像素位置的分布。图 4(a)为 CCD 所有像素的像素采样锥形角分布,其原点 ($y = 0, z = 0$) 为 CCD 中心,主光轴 (主透镜光轴) 经过该点,红框表示子午面上 ($z = 0$) 一系列像素的锥形角分布,如图 4(b) 所示;蓝框表示 CCD 中心部分边长为 150 像素 (5 个子图像) 的区域中 β 的分布,如图 4(c) 所示;绿框表示 CCD 边缘部分 β 随像素位置的分布,如图 4(d) 所示。由图 4(a)、(b) 可见,像素采样锥形角最大值出现在 CCD 中心,锥形角分布关于主光轴旋转对称,总体趋势为从中心点向 CCD 边缘递减;而从图 4(c)、(d) 可知,每个子图像中的角度分布独立于总体趋势,子图像 (中心子图像除外) 中锥形角向远离主光轴的方向增加,中心子图像的

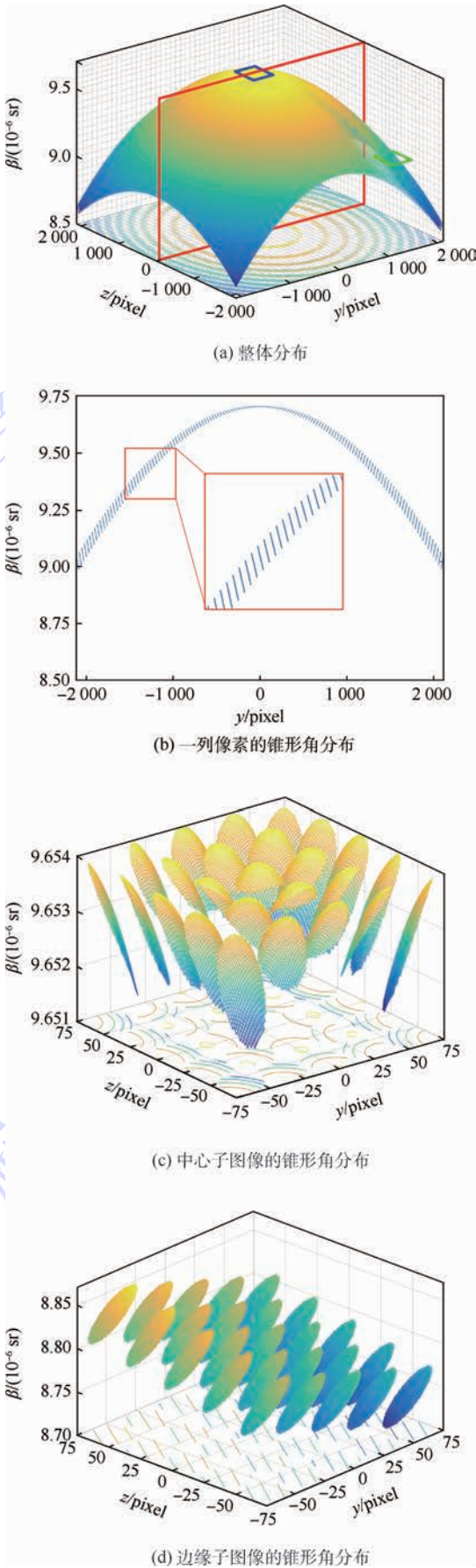
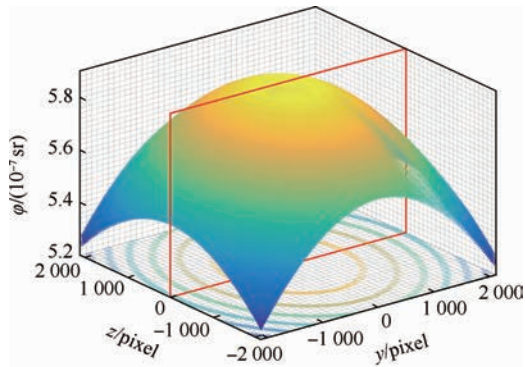


图 4 像素采样锥形角随像素位置的分布
Fig.4 Distribution of cone angle of a single pixel with positions of pixels

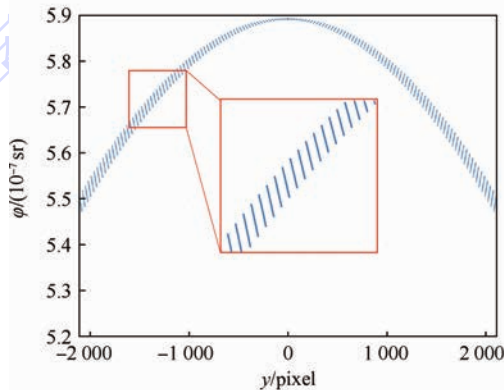
中心像素对应锥形角为最大值,向边缘递减。该变化趋势与子图像及像素的相对位置有关。在子图像中心远离主光轴时,主光阑在视线方向的投影面积减小,因此辐射光线射入该微透镜的总量减小,经微透镜折射后入射到像素的角度也随之减小,因此在总体上锥形角向边缘递减。CCD 边缘区域的锥形角(最小值)相比其中心(最大值)降低约 10%,变化幅度较小,可以认为 CCD 的所有像素都可有效地采集光线方向信息。

图 5 为物方采样角度 ω 随子图像位置的分布。图中:pitch 为子图像尺寸,等于微透镜直径。图 5(b)为图 5(a)中红框表示的经过主光轴的一列子图像上($z=0$)物方采样角度的分布。由图 5 可见, ω 的分布也是以主光轴为对称轴的旋转对称分布,随微透镜与主光轴的距离平滑递减;边缘微透镜对应的物方采样角度(最小值)相比其中心(最大值)降低约 10%。这主要是由于微透镜在主光阑中心点视线方向上的投影面积随微透镜的远离而减小。

图 6 为角度分辨率 φ 随像素位置的分布。图 6(b)为图 6(a)中红框指示子午面上($z=0$)



(a) 整体分布



(b) 一系列像素的角度分辨率分布

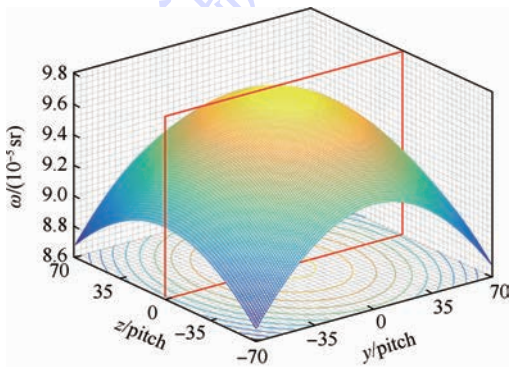
图 6 角度分辨率随像素位置的分布

Fig. 6 Distribution of angular resolution with positions of pixels

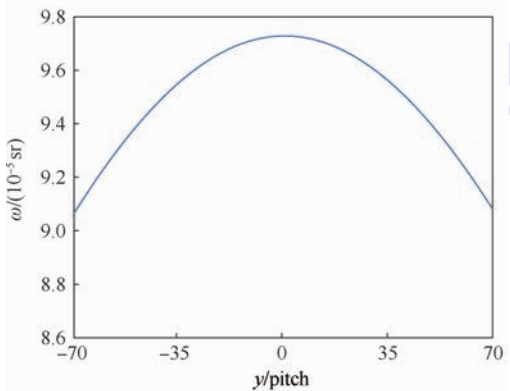
体分布与图 4(a) 像素采样锥形角的分布相似,最大值出现于主光轴处,旋转对称并向远离主光轴的方向降低。从图 6(b) 可见,在子图像中,该值向远离主光轴的方向增加。角度分辨率的大小既与微透镜的大小、位置有关,也与子图像中的像素位置、尺寸有关。此外该 CCD 边缘区域的角度分辨率(最小值)相比其中心(最大值)降低约 12%。

由上述分析可知,像素采样锥形角、物方采样角度和角度分辨率关于主光轴具有旋转对称性,最大值位于主光轴处,向四周递减。因此,中心子图像的中心像素(即 $i=0, j=0$ 时)有像素采样锥形角、物方采样角度及角度分辨率的最大值。这表明全光相机中心像素的采样单方向性较低,角度分辨率较低,可以表征 CCD 上采样特性的下限。

此外,CCD 不同位置的采样性能变化范围较小(10% ~ 12%),该全光相机的光场采样性能较稳定,对视场中不同位点的采样情况较均匀。因此,全光相机图像传感器的所有区域都可用于火焰辐射的光场采样。上述计算结果也可用于修正光场采样的结果,有利于提高光场采样的方向精度。



(a) 整体分布



(b) 一系列子图像的物方采样角度分布

图 5 物方采样角度随子图像位置的分布

Fig. 5 Distribution of sampling angle of object side with positions of sub-images

3.3 光学参数对光场采样特性的影响

选定中心像素有利于简化参数变化时全光相机的采样性能分析,下文研究相机光学参数按表 2 变化时,全光相机采样特性的变化。

由式(3)可知, φ 取决于物方采样角度 ω 和像素尺寸 p_p ,在 p_p 不变时, φ 与 ω 变化趋势相同,而 p_p 的选择需要折中考虑 CCD 信噪比、动态范围等性能,超出本文范围,因此不研究角度分辨率的变化特性。下文以 β 和 ω 代表中心像素的 $\beta(i=0,j=0)$ 和 $\omega(i=0,j=0)$ 。除表 2 以外,全光相机还有多个参数(见 1.2 节),这些参数受相机的共轭关系及 F 数匹配关系限制,若改变表 2 中任意 1 个相机参数并固定其他 3 个参数时,这些参数也会随之改变,影响其制造难度及成像质量,因此需研究其中主镜头入瞳直径 D 及物距 a 的变化。

图 7 为性能指标(β 和 ω)和光学参数(D 和 a)随主镜头焦距 f_U 的变化。随着 f_U 的增大,像素采样锥形角 β 不变,物方采样角度 ω 逐渐减小,主镜头入瞳直径 D 不变,而物距 a 在 f_U 小于 45 mm 时缓慢增加,大于 45 mm 时明显上升。其中 β 不随 f_U 的变化而变化,这是由于选定中心像素($i=0,j=0$)表征采样性能时,该值与 f_U 不相关。因此,增大 f_U 导致物方采样角度减小,工作距离显著增大,而光线采样的单方向性保持不变。

图 8 为性能指标(β 和 ω)和光学参数(D 和 a)随主镜头-微透镜距离 b_U 的变化。随着 b_U 的增加,像素采样锥形角 β 减小,物方采样角度 ω 显著上升,而主镜头入瞳直径 D 线性增加,物距 a 在 b_U 小于 65 mm 时显著降低,大于 65 mm 时下降幅度趋缓。因此,增加 b_U 有助于提高光线采样的单方向性,物方采样更加充分。但 D 的大幅增加,导致主镜头分辨率降低,图像边缘变暗,制造难度和成本提高。此外物距 a 减小,可能无法满足工作环境的要求。

图 9 为性能指标(β 和 ω)和光学参数(D 和 a)随微透镜焦距 f_s 的变化。随着 f_s 增加,像素采样锥形角 β 保持不变,物方采样角度 ω 和主镜头

表 2 全光相机参数变化范围

参数	数值
主镜头焦距 f_U/mm	20 ~ 51.5
主镜头-微透镜距离 b_U/mm	50.5 ~ 200
微透镜焦距 $f_s/\mu\text{m}$	50 ~ 1 500
微透镜直径 $p_m/\mu\text{m}$	50 ~ 500

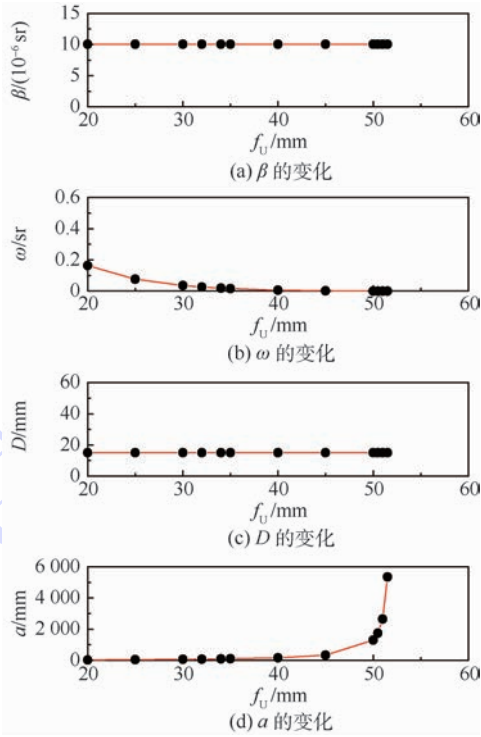


图 7 性能指标和光学参数随主镜头焦距的变化

Fig. 7 Variation of performance indices and optical parameters with focal lengths of main lens

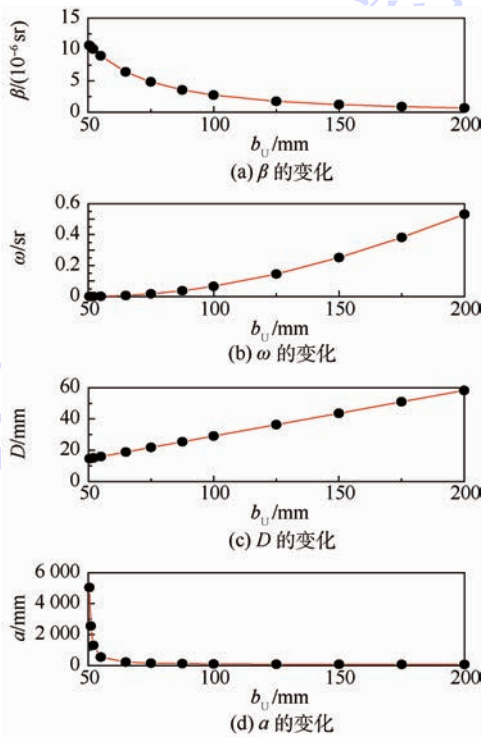


图 8 性能指标和光学参数随主镜头-微透镜距离的变化

Fig. 8 Variation of performance indices and optical parameters with main-micro lens distances

入瞳直径 D 以相同的趋势变化,在 f_s 小于 400 μm 时显著降低,大于 400 μm 时下降趋缓,而物距 a 保持恒定。因此增加 f_s ,相机的进光量和对物点

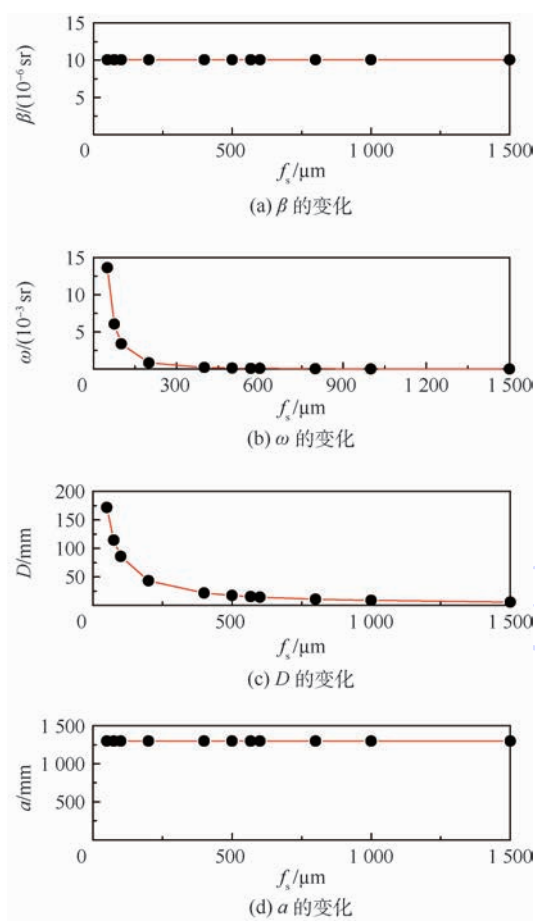


图 9 性能指标和光学参数随微透镜焦距的变化
Fig. 9 Variation of performance indices and optical parameters with focal lengths of micro lens

的方向采样性能都会显著降低,但 D 适当减小可以提高图像清晰度,同时增大成像的景深。

图 10 为性能指标(β 和 ω)和光学参数(D 和 a)随微透镜直径 p_m 的变化。随着 p_m 增加,像素采样锥形角 β 、主镜头入瞳直径 D 均大幅上升,物方采样角度 ω 则缓慢线性增加,而物距 a 保持不变。因此,增大 p_m 可以牺牲采样的单方向性换取更充分的物方采样能力,同时 D 的增加也会提高制造难度。

将以上结果汇总可得表 3,该表说明独立变化的相机参数与评价指标之间的关系,其中,“+”指 2 个变量正相关,“-”指 2 个变量成负相关,“NA”表示在自变量变化时因变量保持不变。

表 3 可指导全光相机的参数选择。重建火焰温度场要求光场采样有更高的光线采样单方向性,更加充分的物点辐射角度分布采样,较低的制造成本与技术难度。因此,性能指标的优化目标为:在保持较低的像素采样锥形角 β 、增大物方采样角度 ω 的同时,控制较低的主镜头入瞳直径 D (即 $\beta-$, $\omega+$, $D-$)。

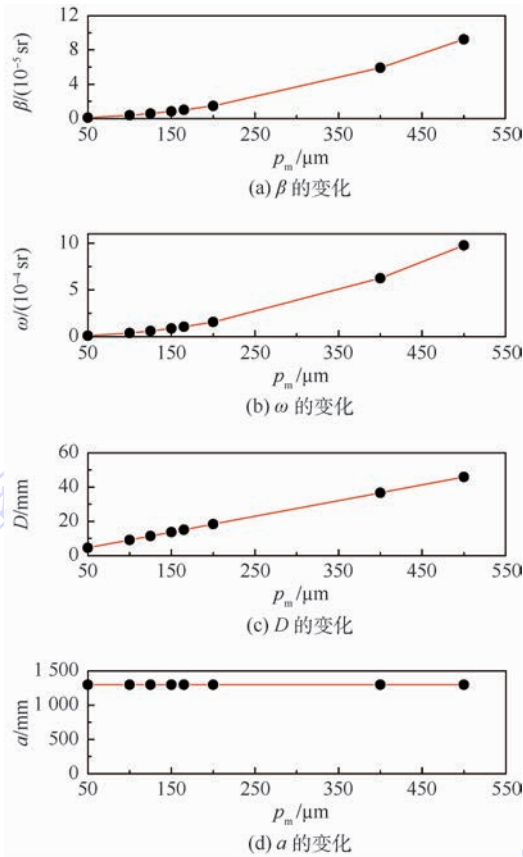


图 10 性能指标和光学参数随微透镜直径的变化
Fig. 10 Variation of performance indices and optical parameters with diameters of micro lens

表 3 性能指标和光学参数的变化
Table 3 Variation of performance indices and optical parameters

参数	f_U	b_U	f_s	p_m
β	NA	-	NA	+
ω	-	+	-	+
D	NA	+	-	+
a	+	-	NA	NA

由表 3 可知,主镜头焦距 f_U 仅与 ω 负相关;在改变主镜头-微透镜距离 b_U 时, β 的变化和其余两者方向相反;微透镜焦距 f_s 变化会同时同方向影响 ω 和 D ;而在降低微透镜直径 p_m 时,会同时减小 3 个指标。因此,减小 p_m 可以减小 β 和 D ,从而提高采样的单方向性,同时降低加工难度和系统成本。而适当降低 f_U 可以增大物方采样角度,同时不影响 β 和 D ,小幅减小的物距 a 可以通过主镜头的对焦功能实现匹配。所以,应选用较小的微透镜直径 p_m 以及较小的主镜头焦距 f_U ,从而满足对火焰辐射光场采样的要求。

4 结 论

1) 本文建立了全光相机的逆向光线追迹模

型,提出了像素采样锥形角、物方采样角度等采样特性的评价指标,用以评价全光相机对半透明火焰成像时的光场角度采样特性。

2) 系统分析了像素、微透镜位置、主镜头焦距、微透镜焦距、微透镜直径以及主镜头-微透镜距离对采样性能的影响。

3) 角度采样特性的变化关于主光轴旋转对称,在一定参数下其变化幅度较小,因此传感器中心像素的采样特性可代表该相机的采样性能,全光相机的所有像素都可用于半透明介质的光场采样。适当减小微透镜直径和主镜头焦距既可以增强光场的方向采样性能,又不会增加制造难度。

研究结果为全光相机用于火焰辐射光场采样及温度反演时,优化光学参数提供了基础。下一步将研究全光相机的参数对角度分辨率的影响,根据本文研究进一步优化半透明介质的光场采样性能。

参考文献 (References)

[1] 周怀春,娄新生,肖教芳,等. 炉膛火焰温度场图象处理试验研究[J]. 中国电机工程学报,1995,15(5):295-300.
ZHOU H C, LOU X S, XIAO J F, et al. Experimental study on image processing of flame temperature distribution in a pilot-scale furnace[J]. Proceedings of the CSEE,1995,15(5):295-300 (in Chinese).

[2] HOSSAIN M M, LU G, SUN D, et al. Three-dimensional reconstruction of flame temperature and emissivity distribution using optical tomographic and two-colour pyrometric techniques[J]. Measurement Science and Technology,2013,24(7):074010.

[3] ADELSON E H, WANG J Y A. Single lens stereo with a plenoptic camera[J]. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence,1992,14(2):99-106.

[4] BRISLEY P M, LU G, YAN Y, et al. Three dimensional temperature measurement of combustion flames using a single monochromatic CCD camera[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement,2005,54(4):1417-1421.

[5] SUN J, XU C, ZHANG B, et al. Three-dimensional temperature field measurement of flame using a single light field camera[J]. Optics Express,2016,24(2):1118-1132.

[6] NG R, LEVOY M, BREDIF M, et al. Light field photography with a hand-held plenoptic camera[J]. Computer Science Technical Report,2005,2(11):1-11.

[7] ZHANG C, CHEN T. View-dependent non-uniform sampling for image-based rendering[C] // Proceedings of the 2004 International Conference on Image Processing. Piscataway, NJ: IEEE Press,2004,4:2471-2474.

[8] GEORGIEV T, ZHENG K C, CURLESS B, et al. Spatio-angular resolution tradeoff in integral photography[C] // Proceedings of the Eurographics Symposium on Rendering Techniques,2006:263-272.

[9] SUREN J, ADITHYA P, SRIRAM S, et al. Depth fields: Extending light field techniques to time-of-flight imaging[C] // Proceedings of the International Conference on 3D Vision. Piscataway, NJ: IEEE Press,2015:1-9.

[10] JI Y, YE J, YU J. Reconstructing gas flows using light-path approximation[C] // IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. Piscataway, NJ: IEEE Press,2013:2507-2514.

[11] YANG Y, QIU T, LU G, et al. Recent advances in flame tomography[J]. Chinese Journal of Chemical Engineering,2012,20(2):389-399.

[12] 孙俊,许传龙,张彪,等. 基于单光场相机的火焰三维温度场测量[J]. 工程热物理学报,2016,37(3):527-532.
SUN J, XU C L, ZHANG B, et al. Measurement of three-dimensional temperature field of flame based on a single light field camera[J]. Journal of Engineering Thermophysics,2016,37(3):527-532 (in Chinese).

[13] LEVOY M, HANRAHAN P. Light field rendering[C] // Proceedings of the 23rd Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques. New York: ACM,1996:31-42.

[14] HAHNE C, AGGOUN A, HAXHA S, et al. Light field geometry of a standard plenoptic camera[J]. Optics Express,2014,22(22):26659-26673.

[15] HECHT E. Optics[M]. 4th ed. Boston: Addison Wesley,2001:93-95.

[16] RICOLFE-VIALA C, SANCHEZ-SALMERON A J. Using the camera pin-hole model restrictions to calibrate the lens distortion model[J]. Optics and Laser Technology,2011,43(6):996-1005.

作者简介:

刘煜东 男,博士研究生。主要研究方向:火焰三维温度场测量。

许传龙 男,博士,教授,博士生导师。主要研究方向:多相流测试、燃烧诊断技术。

Characterization of ray sampling for flame radiation in light field imaging

LIU Yudong, XU Chuanlong*, SUN Jun, ZHANG Biao, WANG Shimin

(Key Laboratory of Energy Thermal Conversion and Control of Ministry of Education, School of Energy and Environment,
Southeast University, Nanjing 210096, China)

Abstract: To investigate the radiation sampling of the translucent media and optimize the parameters of a plenoptic camera, a backward ray tracing model is established based on the paraxial approximation in this paper. Considering the integrating properties along the sampling path of the translucent media, several indices for evaluating the angular sampling are then proposed such as cone angle of a single pixel and sampling angel of object side. The effects of the positions of the pixels and micro lenses of the plenoptic camera on the radiation sampling and the effects of the optical parameters of the plenoptic camera on ray direction sampling performance are analyzed. The results indicate that, for the light field sampling on flame radiation, a smaller diameter of the micro lens is useful for improving the accuracy of radiation sampling in certain direction and decreasing the size of main lens aperture. Moreover, smaller focal length of main lens is advantageous for improving the sampling angle of object side.

Keywords: flame radiation; light field imaging; backward ray tracing; translucent media; angular sampling

Received: 2017-02-15; **Accepted:** 2017-05-19; **Published online:** 2017-06-30 09:59

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.0959.006.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51676044, 51506030, 51327803); Natural Science Foundation of Jiangsu Province for Distinguished Young Scholars (BK20150023)

* **Corresponding author.** E-mail: chuanlongxu@seu.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0066

基于 Lamb 波气体传感器的数据采集仪

黄鸯鸯, 王保良*, 冀海峰, 黄志尧, 李海青

(浙江大学 控制科学与工程学院 工业控制技术国家重点实验室, 杭州 310027)



摘 要: Lamb 波气体传感器因其具有高灵敏度、低损耗、多模式特性,在气体传感领域中展示出十分广阔的工业应用前景。然而,迄今为止,Lamb 波气体传感器尚处于实验室基础研究阶段,其测试是基于网络分析仪,需人工读取测试结果并计算,不能实现自动获取被测参数,这在很大程度上限制了传感器的实际应用。针对现有测试技术的不足,研制了一种针对 Lamb 波气体传感器的数据采集仪。利用直接数字频率合成技术和嵌入式技术获取传感器的幅频特性和相频特性,通过多峰值快速搜索算法提取各个模式的峰值信息,并对传感器进行了各个模式下的扫频测试实验和算法验证实验。实验结果表明,采集仪能准确获得传感器的频率特性数据,并能实现一定频率范围内多个峰值信息的获取。再结合气体测量的相关模型,可直接输出参数测量结果,实现气体参数的自动检测。

关 键 词: Lamb 波气体传感器;直接数字频率合成;幅相检测;数据采集;多峰值搜索

中图分类号: V221⁺.3; TB553

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2216-08

超声波作为一种信息载体,已广泛应用于化工工业、航空航天、无损检测、海洋探查及生物医学等领域^[1]。Lamb 波气体传感器是一种新型的超声波传感器,具有高灵敏度、低损耗、多模式特性,可实现流速矢量、压强、温度、水分等多参数的测量,在气体传感、空气动力学、多参数解耦等方面展示出十分广阔的工业应用前景^[2-3]。例如,在航空航天领域,高超声速风洞气动力试验是高超声速飞行器设计和性能评估的重要技术手段^[4-5],而 Lamb 波气体传感器正是研究空气动力学最有利的工具之一。

目前,Lamb 波气体传感器的研究尚处于实验室阶段,传感器的测试是通过网络分析仪进行幅值和相位的精确测量,但其结构复杂、体积笨重、价格昂贵、携带不便,并且,其测试结果需要通过人工读取,再进一步利用相关计算模型来获得待

测气体参数的最终测量结果,不能实现自动化,使 Lamb 波气体传感器无法应用到实际工业过程中。因此,需要针对 Lamb 波气体传感器,研制一种数据采集系统,可直接输出气体参数测量结果,有利于传感器投入实际应用。

Lamb 波气体传感器具有多模式的特性,有对称模式($S_0, S_1, \dots$)和非对称模式($A_0, A_1, \dots$),每个模式都有一个最大峰值和一个中心频率^[2]。因此,传感器的测试需要产生多个特定频率的激励信号,并获取该频率下传感器的幅值和相位信息。

目前产生特定频率信号的方法有直接频率合成、间接锁相环频率合成和直接数字频率合成(Direct Digital Synthesizer, DDS)。其中,直接频率合成需要利用一个或多个不同的晶体振荡器作为基准信号源,调试难度大,杂散抑制不易做好,实

收稿日期: 2017-02-15; 录用日期: 2017-07-21; 网络出版时间: 2017-08-04 16:24

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.005.html

基金项目: 国家“863”计划(2015AA042603)

* 通讯作者: E-mail: wangbl@zju.edu.cn

引用格式: 黄鸯鸯, 王保良, 冀海峰, 等. 基于 Lamb 波气体传感器的数据采集仪[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2216-2223. HUANG Y Y, WANG B L, JI H F, et al. Data acquisition instrument based on Lamb wave gas sensor[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2216-2223 (in Chinese).

现体积也比较大;间接锁相环频率合成的频率步进和跳频时间相互制约,频率切换速度较慢,难以快速地生成频率可变的激励信号^[6];DDS 采用了全数字的大规模集成技术,具有频率分辨率高、快速换频、易于控制等突出优点^[7],现已广泛应用在雷达、通信、导航、仪器仪表等方面。

频率特性测试仪是一种用来测量声波器件的幅频特性和相频特性的仪器。然而,作为一种通用设备,大部分的测试仪只能获取最大峰的峰值信息^[8-9],无法满足 Lamb 波气体传感器多模式测试的需要。此外,Lamb 波气体传感器测量的对象是流动的气体,待测参数变化很快,这就要求相应的测试系统具有较高的实时性。但是,由于待测对象的特性未知,测试仪的峰值搜索算法大多采用的是较通用的遍历方式,这需要消耗大量的时间,难以适应传感器对流动气体的实时检测要求。

针对传感器现有测试技术的不足,本文研制了一种基于 Lamb 波气体传感器的数据采集仪:利用 DDS 技术和嵌入式技术,通过幅相检测电路获得传感器的幅频特性和相频特性数据,利用多峰值快速搜索算法寻找最大峰值点并获取各个模式的中心频率,再结合气体测量的相关模型,得到待测参数的最终测量结果,从而实现气体参数的自动检测。

1 传感器基本原理和整体设计

Lamb 波气体传感器^[2]是一种谐振式传感器,器件包括一对叉指换能器(Inter-Digital Transducer, IDT)、压电层、地层和硅基底,结构如图 1 所示。传感器的上表面为待测气体,叉指换能器 IDT₁ 用来激发 Lamb 波,而 IDT₂ 用于接收激发叉指换能器传来的声波。当 IDT₁ 连接交变电场时,由于压电层的逆压电效应, IDT₁ 将输入的电信号转变成声信号, Lamb 波将被激发,在薄膜和薄

膜表面进行传播;当 Lamb 波传播到 IDT₂ 时,由于压电层的正压电效应, IDT₂ 接收声信号并转变成电信号输出。

Lamb 波气体传感器对气体环境的变化非常敏感,并且待测气体的多个参数会耦合作用于传感器的频率响应中,使得器件的中心频率会产生不同程度的偏移。当 Lamb 波的波长比薄膜的厚度大很多时,仅有 2 个基本振动模式,即对称模式 S₀ 和非对称模式 A₀。因此, Lamb 波气体传感器主要是根据 Lamb 波的 2 个最基本模式(S₀ 和 A₀)的中心频率随待测参数变化来实现对气体多个参数的检测功能^[10-11]。

基于 Lamb 波气体传感器的数据采集仪的基本组成如图 2 所示,通过硬件系统和软件系统的结合,实现气体待测参数的自动检测。

采集仪硬件主要由 4 部分构成,如图 3 所示,包括扫频信号源模块、幅相检测模块、控制模块和显示模块。

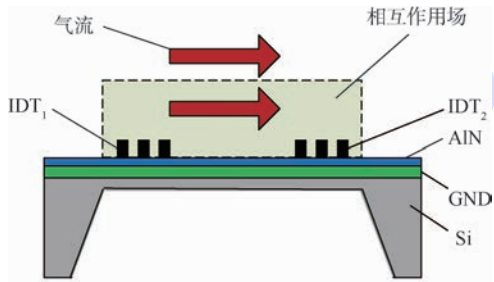


图 1 Lamb 波气体传感器示意图

Fig. 1 Schematic diagram of Lamb wave gas sensor

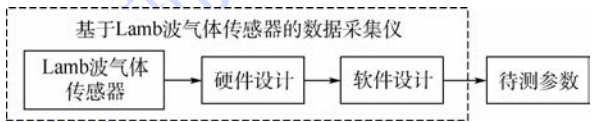


图 2 数据采集仪组成示意图

Fig. 2 Composition schematic diagram of data acquisition instrument

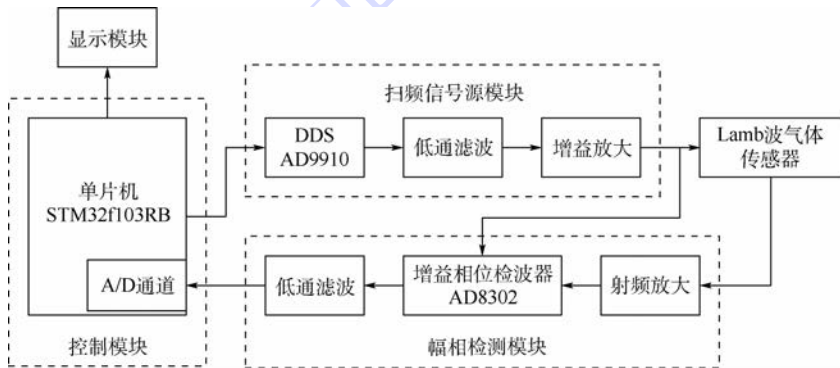


图 3 数据采集仪硬件结构图

Fig. 3 Hardware structure diagram of data acquisition instrument

频率间隔扫频输出正弦信号,经过低通滤波和增益放大后分成 2 路,一路作为激励信号用来激励 Lamb 波气体传感器产生 Lamb 波信号,另一路作为传感器的输入激励信号送入幅相检测模块。当待测气体参数发生变化时,传感器各个模式的中心频率会产生相应的偏移量。幅相检测模块提取传感器输入和输出信号之间的幅值比和相位差并转换为 2 路模拟电压信号,再通过 A/D 通道送入控制模块。控制模块对扫频结果进行处理,能准确地得到传感器各个模式中心频率的偏移量,再结合气体测量的相关模型,最后通过显示模块显示待测气体的参数测量最终结果。

2 采集仪软硬件设计

2.1 硬件设计

采集仪整体的硬件结构如图 3 所示,其中,扫频信号源模块和幅相检测模块是采集仪硬件设计和实现的重要组成部分。

作为一种新型的频率合成方法,DDS 技术的研究和应用近几年已日益成熟,它是从相位的概念出发进行频率合成,采用了数字采样存储技术,是一种全数字化的频率合成技术,现已广泛应用在雷达、导航、仪器仪表等设备中作为标准信号源^[12-13]。

AD9910^[14]是一款内置 14 bit DAC 的直接数字频率合成器,支持高达 1 GSPS 的采样速率,采用高级 DDS 专利技术,在不牺牲性能的前提下可极大降低功耗。DDS/DAC 组合构成数字可编程的高频模拟输出频率合成器,能够在高达400 MHz 的频率下生成频率捷变正弦波形。AD9910 利用 32 bit 累加器提供快速跳频和频率调谐分辨率。在 1 GSPS 采样速率下,调谐分辨率约为 0.23 Hz。用户可以访问 3 个用于控制 DDS 的信号控制参数,包括频率、相位与幅度,可通过串行 I/O 端口对 AD9910 的内部控制寄存器进行编程,以实现对其控制。

这些性能指标完全满足采集仪的设计要求,因此,采用美国 AD 公司的 DDS 专用芯片 AD9910 作为扫频信号源模块的核心部件。

采集仪通过测量 Lamb 波气体传感器的幅频特性和相频特性来确定各模式的中心频率,需要测量传感器输入激励信号和输出响应信号之间的幅值比和相位差。AD8302^[15]是美国 AD 公司推出的用于 RF/IF 幅度和相位测量的首款单片集成电路,它能同时测量从低频到 2.7 GHz 频率范

围内 2 个独立输入信号之间的幅值比和相位差,并转换成 2 路模拟电压输出。

AD8302 内置 2 个精密匹配的宽带对数放大器、1 个宽带线性乘法器/鉴相器、1.8 V 精密基准电压源和模拟输出调节电路。由于该器件内部集成 2 个精密匹配的对数放大器,因此可将温度漂移降至最低限度。AD8302 输出在 ± 30 dB 的范围内提供精确的幅度测量,2 个输入信号的动态范围为 $-30 \sim 30$ dBm,输出电平灵敏度为 30 mV/dB;测量相位差的范围是 $0 \sim 180^\circ$,对应的输出模拟电压的变化范围是 $0 \sim 1.8$ V,输出电平的灵敏度为 10 mV/($^\circ$)。因此,采用美国 AD 公司的增益相位检波器 AD8302 作为幅相检测模块的核心器件。

幅相检测模块提取传感器输入和输出信号之间的幅值比和相位差并转换为 2 路模拟电压信号,再通过 A/D 通道送入控制模块中进行数据的处理。

2.2 软件设计

采集仪的软件部分实现对扫频信号源的控制、数据的采集和处理以及结果的显示,如图 4 所示。

系统上电后,进行系统初始化,开启定时中断后,进入待机状态,等待中断;定时时间到,便转入中断服务程序,在中断服务程序中进行频率扫描、峰值搜索和测量结果的更新。

Lamb 波气体传感器具有多模式特性,每种模式都对应着一个中心频率和一个最大峰值。因此,在一定的频率范围内,传感器的幅频特性和相频

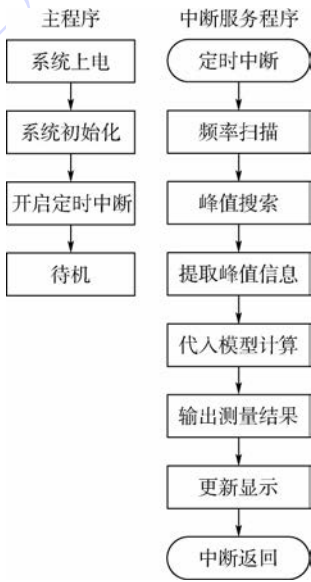


图 4 数据采集仪程序流程图

Fig. 4 Program flowchart of data acquisition instrument

特性会存在多个有用的峰值,这就要求相应的测试系统可以获取多个峰值的信息。并且,传感器测量的对象是流动的气体,待测参数变化非常快,测试系统也需要具有较高的实时性。

而频率特性测试仪作为一种通用设备,大部分只能获取最大峰的峰值信息。由于被测对象的特性是未知的,测试仪的峰值搜索算法采用的也是较通用的遍历方式,需要进行逐点计算和比较,测量速度较慢,难以满足 Lamb 波气体传感器的实时检测要求。

针对现有测试方法的缺点和不足,采集仪对峰值搜索进行了算法设计,极大地缩短了峰值搜索的时间,并能够提取出多个峰值的峰值信息,算法流程如图 5 所示。

黄金分割法是一种通过不断缩小单峰函数最值的已知范围,从而找到最值的方法,以算法简单、收敛速度均匀、效果较好而著称,是许多优化算法的基础。其基本原理是:按照“去劣存优”原则、对称原则以及等比(黄金分割比)收缩原则逐步缩小搜索区间来求得近似最优值。但实际的黄金分割比是一个无理数,在应用中是无法使用它来寻求单峰问题的最优值的。而 0.618 是黄金分割比一个很好的有理近似值,因此在实际应用中,人们常常采用 0.618 替代黄金分割比来寻求单峰问题的近似最优值,因而黄金分割法又称 0.618 法。

黄金分割法的前提条件是在搜索区间内必须是单峰函数,即只存在一个最优值。对于 Lamb 波气体传感器的幅频特性和相频特性,则必须将其分解为多个单峰进行处理。

黄金分割法的具体步骤如下^[16]:

假设 $\varphi(x)$ 是 $[0, 1]$ 上的单峰函数。



图 5 多峰值快速搜索算法流程图

Fig. 5 Flowchart of multi-peak fast search algorithm

1) 在第 1 级单峰区间 $[0, 1]$ 中,取第 1 个试验点 $x_1 = 0.618$ 并与它对称的第 2 个试验点 $x_2 = 1 - 0.618$ 。比较 $\varphi(x_1)$ 和 $\varphi(x_2)$ 的值之后,淘汰掉废区间,并留下第 2 级单峰区间以及第 2 次试验点 $x_2 = 0.618$ 或 $1 - 0.618$ 。

2) 逐步按对称试验方法进行。

3) 直至得到足够小的单峰区间,取其中点(或其中任意一点)作为问题的近似最优值。

在预先计算传感器 A_0 和 S_0 模式理论谐振峰频率的情况下,可尽量缩小各模式的扫频宽度,使其限定在形成单峰的区间内,满足黄金分割法的前提条件,并尽可能快地找到最大峰值点,节省测量时间,提高采集仪的响应速度,具体操作详见 3.2 节算法验证实验。

3 实验结果

3.1 扫频测试实验

根据图 3 所示的采集仪硬件结构图,对 Lamb 波气体传感器进行各个模式下的扫频测试实验。连接控制模块、扫频信号源模块和幅相检测模块,并将幅相检测模块的输出和单片机内部的 A/D 通道相连。A/D 转换器将幅相检测模块输出的 2 路模拟电压信号(幅值比和相位差)转换成数字信号,通过串口通信将扫频结果传送到上位机上作图,得到传感器的幅频特性曲线。

为了验证采集仪可准确地获取传感器的频率特性数据,本文选用了 NWT500 频率特性测试仪对传感器进行同频率范围内的测试。采用的 NWT500 是一种数字化的频率特性测试仪,可测量被测零件 0.05 ~ 550 MHz 频率范围内的幅频特性,步进间隔可达 1 Hz,并可连接计算机进行数据的处理,具有频率精度高、测量速度快、测量准确和稳定等特点。

将频率特性测试仪的测量结果在计算机上作图,并与采集仪的测量结果进行对比,如图 6 和图 7 所示。对比 2 种方式得到的传感器幅频特性曲线,采集仪获得的幅值比大于 -60 dB 时的特性数据和频率特性测试仪的测量结果基本吻合,验证了采集仪在实现传感器频率特性测试上的可行性。而采集仪未能获取到较低幅值比时的特性数据是因为所采用的 AD8302 芯片^[15]幅值比的测量范围所限。但这并不会影响采集仪获取频率特性的最大峰值信息。

3.2 算法验证实验

3.1 节已验证了采集仪可准确地获取传感器的频率特性数据,而要满足 Lamb 波气体传感器

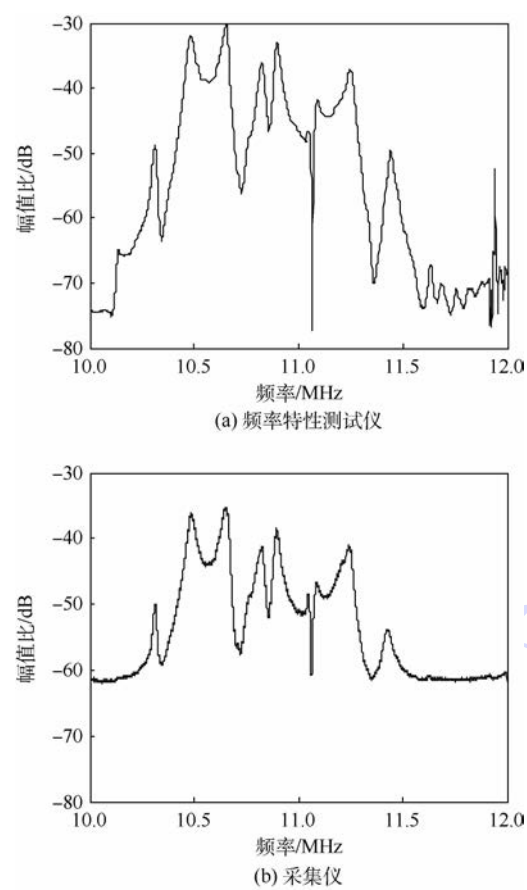


图6 A_0 模式频率特性测试仪和采集仪测量结果对比
Fig. 6 Comparison of measurement results of frequency response analyzer and data acquisition instrument for frequency characteristic of A_0 mode

多模式测试的要求,相应的频率特性测试设备需要具备获取多个峰值的能力,而这正是通用的频率特性测试仪无法满足 Lamb 波气体传感器要求之处。本节将对本文所设计的多峰值快速搜索算法进行模拟验证实验,验证算法有效性及评估所需的计算量。

设置传感器 A_0 和 S_0 模式的搜索中心点分别为 10.74 和 109.26 MHz,搜索频带宽度分别为 0.1 和 1 MHz,频率步进分别为 0.1 和 1 kHz,即每个模式都在 1 000 个点的数据范围内进行搜索,其峰值搜索结果如图 8 所示。圆圈所在的位置即利用搜索算法最终搜索到的 A_0 和 S_0 模式的最大峰值点。

Lamb 波气体传感器是利用传感器中心频率偏移与被测气体之间的对应关系实现气体待测参数的检测。因此,传感器的灵敏度为

$$S = \Delta f / \Delta p \tag{1}$$

式中: Δf 为频率偏移量; Δp 为待测参数的变化量。

对于气体温度, Lamb 波气体传感器在 A_0 和 S_0 模式下的灵敏度^[2] 分别约为 100 和 200 Hz/°C。

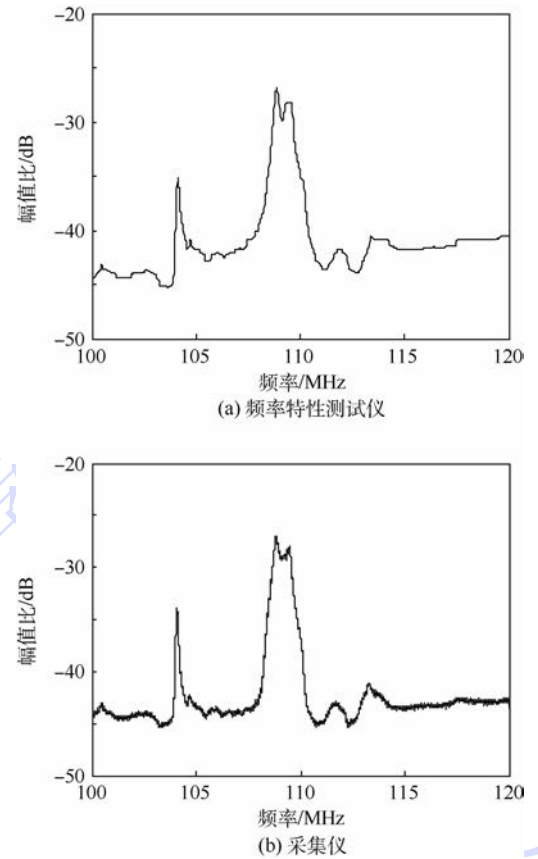


图7 S_0 模式频率特性测试仪和采集仪测量结果对比
Fig. 7 Comparison of measurement results of frequency response analyzer and data acquisition instrument for frequency characteristic of S_0 mode

为了模拟传感器在实际测量过程中频率漂移现象并探究搜索算法的性能是否具有普遍性,假设被测气体温度的最大变化范围是 100°C, A_0 和 S_0 模式相应的中心频率偏移量分别为 10 和 20 kHz,对应的最大偏移点数分别是 100 个数据点和 20 个数据点(频率步进分别为 0.1 和 1 kHz)。

由图 6 和图 7 可知,偏移后的数据点在原始的搜索区间内仍旧是单峰函数,满足黄金分割法的前提条件。因此,将原始数据点进行平移,并利用搜索算法进行峰值搜索,搜索结果如表 1 和表 2 所示。表中:第 1 列为相对平移量,“-”代表左移,“+”代表右移,数字代表平移点数;第 2 列为迭代次数,代表算法的计算量;第 3 列和第 4 列为获得的峰值信息——中心频率值和幅值比;最后 1 列是搜索所用的时间。

由表 1 和表 2 可知,多峰值快速搜索算法计算和比较的试验点数不超过 10 个点,相较于遍历方式(1 000 个点),大大减少了试验点的个数(降低到原来的 1/100),缩短了峰值搜索的时间。

对表 1 中的数据进行处理,得到模拟传感器中心频率偏移在 A_0 模式下的算法验证结果如

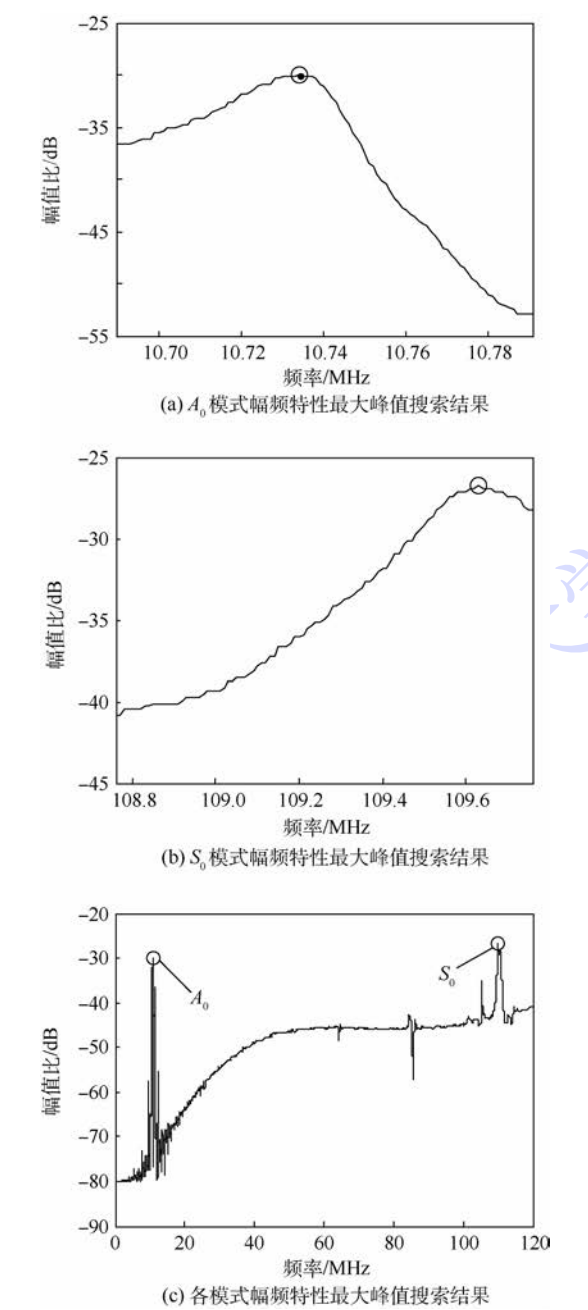


图 8 多峰值快速搜索算法验证结果

Fig. 8 Validation results of multi-peak fast search algorithm

表 1 峰值搜索结果 (A_0 模式)

Table 1 Results of peak search (A_0 mode)

相对平移量	迭代次数	频率/MHz	幅值比/dB	时间/ms
-100	6	10.724 4	-30.165 9	0.058
-75	8	10.727 8	-29.974 7	0.059
-50	6	10.729 9	-29.974 7	0.059
-25	6	10.729 9	-30.165 9	0.057
0	6	10.735 5	-29.974 7	0.058
+25	8	10.737 6	-29.974 7	0.058
+50	6	10.741 1	-30.165 9	0.096
+75	8	10.742 4	-29.974 7	0.059
+100	6	10.744 5	-30.165 9	0.058

图 9 所示。从图 9 可以看出,中心频率和相对平移量基本保持线性关系,说明频率偏移之后,搜索算法仍能比较准确地找到最大峰值点,验证了算法有效性。

得到传感器 A_0 和 S_0 模式的中心频率值之后,便可计算出各模式中心频率的偏移量,再结合气体测量相关的模型,最后就可以得出待测参数的变化量,完成气体的检测。

表 2 峰值搜索结果 (S_0 模式)

Table 2 Results of peak search (S_0 mode)

相对平移量	迭代次数	频率/MHz	幅值比/dB	时间/ms
-20	4	109.569 0	-27.489 3	0.061
-15	4	109.569 0	-27.489 3	0.060
-10	4	109.569 0	-27.489 3	0.060
-5	6	109.597 0	-27.489 3	0.062
0	6	109.597 0	-27.489 3	0.061
+5	6	109.597 0	-27.489 3	0.061
+10	6	109.597 0	-27.489 3	0.060
+15	6	109.597 0	-27.489 3	0.060
+20	6	109.597 0	-27.489 3	0.062

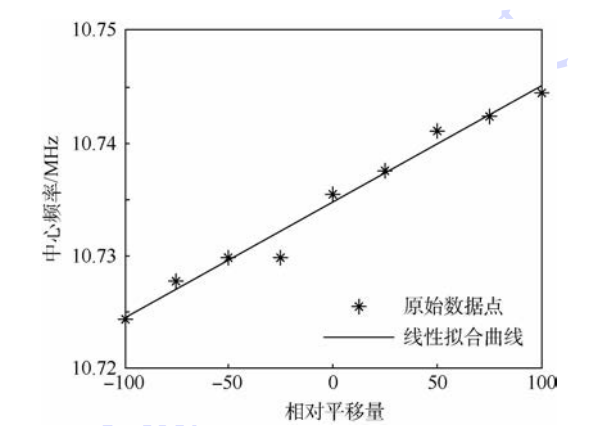


图 9 频率偏移模拟算法验证结果 (A_0 模式)

Fig. 9 Validation results of simulation algorithm for frequency shift (A_0 mode)

4 结 论

1) 利用所研制的采集仪对 Lamb 波气体传感器进行了各个模式下的扫频测试实验,得到了传感器在 A_0 和 S_0 模式下的幅频特性曲线,和频率特性测试仪的测量结果基本吻合,表明了采集仪在原理上的可行性。

2) 对所设计的搜索算法进行了模拟验证实验,频率偏移之后,算法仍能比较准确地寻找到传感器 A_0 和 S_0 模式的最高峰值点,验证了算法的有效性。相较于遍历方式,算法计算和比较的试验点数不超过10个点,降低到了原来的1/100,

极大地缩短了峰值搜索的时间。

3) 采集仪可使 Lamb 波气体传感器突破实验室使用局限,实现工业在线应用。

4) 为使传感器能快速地检测到流动气体待测参数的变化,仍需要提高采集仪的响应速度和实时性,需要对峰值搜索算法进行进一步的设计和优化。

5) 为使传感器对于参数测量具有更高的分辨率,需要对采集仪的硬件部分进行优化设计。

参考文献 (References)

[1] 冯若. 超声手册 [M]. 3 版. 南京: 南京大学出版社, 1999: 1-3.
FENG R. Ultrasonic handbook [M]. 3rd ed. Nanjing: Nanjing University Press, 1999: 1-3 (in Chinese).

[2] 周连群. 利用微型 Lamb 波传感器研究薄膜-流体的相互作用 [D]. 北京: 中国科学院研究生院, 2010: 89.
ZHOU L Q. Study of the membrane-fluid interaction in micro Lamb wave sensor [D]. Beijing: Graduate University of Chinese Academy of Sciences, 2010: 89 (in Chinese).

[3] 林啸鸣. 结合光传感技术的兰姆波检测系统在薄板损伤检测中的应用研究 [D]. 南京: 南京航空航天大学, 2012: 3.
LIN X M. Research on damage detection of sheet using Lamb wave combined with optical sensing technology [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2012: 3 (in Chinese).

[4] 唐志共, 许晓斌, 杨彦广, 等. 高超声速风洞气动试验技术进展 [J]. 航空学报, 2015, 36 (1): 86-97.
TANG Z G, XU X B, YANG Y G, et al. Research process on hypersonic wind tunnel aerodynamic testing techniques [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36 (1): 86-97 (in Chinese).

[5] 彭治雨, 石义雷, 龚红明, 等. 高超声速气动热预测技术及发展趋势 [J]. 航空学报, 2015, 36 (1): 325-345.
PENG Z Y, SHI Y L, GONG H M, et al. Hypersonic aeroheating prediction technique and its trend of development [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36 (1): 325-345 (in Chinese).

[6] 刘虹. 网络分析仪频率合成技术的研究 [D]. 成都: 电子科技大学, 2006: 1-2.
LIU H. Research on frequency synthesis technique of network analyzer [D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2006: 1-2 (in Chinese).

[7] 高泽溪, 高成. 直接数字频率合成器 (DDS) 及其性能分析 [J]. 北京航空航天大学学报, 1998, 24 (5): 615-618.

GAO Z X, GAO C. Direct digital synthesizer (DDS) and performance analysis [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 1998, 24 (5): 615-618 (in Chinese).

[8] 江进, 李锋, 黎海文, 等. 基于 DDS 声波生物传感器信号探测系统的研究 [J]. 传感器技术与传感器, 2009 (5): 13-15.
JIANG J, LI F, LI H W, et al. Study of acoustic biosensor signal detection system based on DDS [J]. Instrument Technique and Sensor, 2009 (5): 13-15 (in Chinese).

[9] 夏前亮, 陈智军, 陈涛. 基于扫频技术的乐甫波器件测试系统 [J]. 测试技术学报, 2012, 26 (3): 185-190.
XIA Q L, CHEN Z J, CHEN T, et al. Measurement system of love wave device based on frequency scanning technology [J]. Journal of Test and Measurement Technology, 2012, 26 (3): 185-190 (in Chinese).

[10] ZHOU L Q, MANCEAU J F, BASTIEN F. Influence of gases on Lamb waves propagations in resonator [J]. Applied Physics Letters, 2009, 95 (22): 223505.

[11] ZHOU L Q, MANCEAU J F, BASTIEN F. Interaction between gas flow and a Lamb waves based microsensor [J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2012, 181: 1-5.

[12] 李高斌. 基于 ARM 的频率特性分析仪的设计 [D]. 武汉: 武汉科技大学, 2011: 1-2.
LI G B. The design of frequency response analyzer based on ARM [D]. Wuhan: Wuhan University of Technology, 2011: 1-2 (in Chinese).

[13] 马文瑞. 基于 DSP 的射频扫频仪设计 [D]. 西安: 西安电子科技大学, 2011: 1-2.
MA W R. Design of radio frequency sweep instrument based on DSP [D]. Xi'an: Xidian University, 2011: 1-2 (in Chinese).

[14] ANALOG D I. AD9910 datasheet [EB/OL]. [2016-12-01]. <http://www.analog.com/static/imported-files/datasheets/AD9910.pdf>.

[15] ANALOG D I. AD8302: LF-2.7 GHz RF/IF gain and phase detector datasheet [EB/OL]. [2016-12-01]. <http://www.analog.com/static/imported-files/datasheets/AD8302.pdf>.

[16] 胡毓达. 优选法的对称试验最优性 [J]. 自然杂志, 2014, 36 (4): 285-291.
HU Y D. The optimality of symmetry trial on optimum seeking methods [J]. Chinese Journal of Nature, 2014, 36 (4): 285-291 (in Chinese).

作者简介:
黄鸯鸯 女, 硕士研究生. 主要研究方向: 检测技术与自动化装置。

王保良 男, 博士, 教授, 博士生导师. 主要研究方向: 过程参数检测、运动控制。

Data acquisition instrument based on Lamb wave gas sensor

HUANG Yangyang, WANG Baoliang*, JI Haifeng, HUANG Zhiyao, LI Haiqing

(State Key Laboratory of Industrial Control Technology, College of Control Science and Engineering,
Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: Lamb wave gas sensor has broad industrial application prospects in gas sensing due to its advantages of high sensitivity, low loss and multi-mode characteristic. However, Lamb wave gas sensor is now still in fundamental academic research period. Experiments concerning the sensor are implemented by network analyzers, which means that gas properties cannot be determined automatically but by manual operation. This limits the applications of Lamb wave gas sensor. In this paper, a specified data acquisition instrument designed for Lamb wave gas sensor was developed. The direct digital synthesizer technology and an embedded system were introduced to obtain the information of the amplitude-frequency and phase-frequency of Lamb wave gas sensor. Maximum peaks of all Lamb wave modes were determined by a multi-peak fast search algorithm. To verify the effectiveness of the data acquisition instrument, frequency sweep experiment and algorithm verification experiment were carried out under different modes. The experimental results show that the data acquisition instrument can accurately acquire the frequency characteristics of Lamb wave gas sensor and the information of multiple peaks in a certain frequency range. Then, combining with the models of Lamb wave gas sensing, it can directly output parameter measurement results, and achieve automatic detection of gas parameters.

Keywords: Lamb wave gas sensor; direct digital synthesizer; amplitude-phase measuring; data acquisition; multi-peak search

Received: 2017-02-15; **Accepted:** 2017-07-21; **Published online:** 2017-08-04 16:24
URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.005.html
Foundation item: National High-tech Research and Development Program of China (2015AA042603)
*** Corresponding author.** E-mail: wangbl@zju.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0145

热线探针对数校准方法研究及改进

杜钰锋, 林俊*, 马护生, 熊能

(中国空气动力研究与发展中心, 绵阳 621000)

摘

要: 开展了可压缩流体中热线探针校准方法的研究, 以满足其在各种速度测量

场合的使用需求。研究了对数校准数学模型, 发现校准系数求解过程中存在矩阵奇异性过强的问题, 导致在速度小扰动条件下方程求解稳定性差。对对数校准数学模型进行了参数无量纲化及添加正向偏置的改进, 建立了无量纲化对数校准数学模型。在马赫数为 0.3 ~ 0.5, 喷射压力为 150 ~ 300 kPa 范围内进行了校准实验, 利用对数校准数学模型对实验数据进行拟合, 拟合优度为 0.997 61, 拟合速度平均偏差为 1.378 m/s, 校准系数求解过程中系数矩阵条件数为 1.595×10^8 , 矩阵奇异性过强, 加入速度小扰动 (1 m/s) 后, 拟合优度为 0.379 74, 拟合速度平均偏差为 43.81 m/s, 方程求解稳定性差。利用无量纲化对数校准数学模型对实验数据进行拟合, 拟合优度为 0.998 95, 拟合速度平均偏差为 1.203 m/s, 校准系数求解过程中系数矩阵条件数为 3.655×10^2 , 且无量纲化方法不受速度小扰动影响。对流体速度进行不确定度分析, 速度平均不确定度为 3.168 m/s, 无量纲化拟合速度平均偏差明显小于速度平均不确定度。实验结果证明了无量纲化对数校准数学模型应用于可压缩流体热线探针校准的可行性。

关键词: 热线探针; 可压缩流体; 对数; 校准; 数学模型; 无量纲化; 不确定度

中图分类号: V221.71

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2224-08

热线风速仪是基于电桥平衡的电工原理和对流热交换的传热原理设计的一种传统的测量气流速度的仪器^[1]。应用热线风速仪不仅可以测量稳定流场, 还可以研究随时间变化的脉动流场。其原理可简要描述如下: 在气流中的物体若加热到高于气流的温度, 则物体与气流之间会发生热交换, 物体的热量损失速率取决于物体的几何形状、物理性质以及气流的特性; 热线风速仪中的热线探针 (发热电阻丝) 作为气流中的发热物体, 其参数变化与热量输入速率及热量损失速率有关, 即电桥平衡过程中热线探针的响应反映的只是热线与流场之间的热交换关系, 根据此关系可对流场的参数进行测量和求解^[2]。由于热线探针具

有体积小、热惯性小、频响高等优点, 广泛应用于稳定流场及脉动流场测量中。

由于每支热线探针的加工工艺不尽相同, 导致其性能会有所差异, 因此热线探针校准是热线风速仪使用前的关键环节。对于不可压缩流体, 热线探针的响应关系式较为明确, 其输出电压 E 仅与流体速度 u 有关, 两者符合 King 公式^[3]。而对于可压缩流体, 热线探针并没有明确的响应关系式, 且热线输出电压 E 为流体速度 u 、密度 ρ 、总温 T_0 、热线温度 T_w 的复杂函数^[4], 为了将热线探针应用于可压缩流体中脉动量的测量, 国内外学者做了大量的工作。1950 年, Kovasznay^[5]首次将热线探针应用于可压缩流体领域中, 经研究发现,

收稿日期: 2017-03-13; 录用日期: 2017-06-09; 网络出版时间: 2017-08-01 11:45

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170801.1145.001.html

* 通讯作者: E-mail: lj@cardc-2.com

引用格式: 杜钰锋, 林俊, 马护生, 等. 热线探针对数校准方法研究及改进[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2224-2231.

DU Y F, LIN J, MA H S, et al. Research and improvement on logarithmic calibration method of hot-wire probe[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2224-2231 (in Chinese).

虽然在可压缩流体中热线校准关系式极为复杂,但在超声速流体中,恒温热线风速仪的响应仅与流体的质量流率 ρu 和总温 T_0 有关,因此提出了简化的以敏感度系数为基础的校准方法,并通过实验进行了验证。1983 年,兰利研究中心的 Stainback 等^[6]提出了对速度、密度、总温敏感度系数进行精细化校准的方法,以极小步长更改状态参数,并对每个状态下的敏感度系数进行求解,但实际风洞试验中几乎不可能实现。1989 年,兰利研究中心的 Jones 等^[7]提出了脉动量的量化求解方法,以热线响应关系式为基础,通过改变热线的过热比,构建齐次线性方程组,对脉动量进行求解,但求解过程中会遇到系数矩阵基本不可逆的问题。国内有关热线风速仪的研究多数集中在不可压缩流体领域。1997 年,李超和黄淑娟^[8]对单丝热线进行了速度和方向响应特性的校准方法研究,通过分析热线探针的不同安装方式对其在不可压缩流体条件下输出响应的影响,得出了单丝热线探针的校准方法应根据其测量时的安装方式而定。2013 年,姚惠元等^[9]提出了将 B 样条与递推最小二乘法相结合对不可压缩流体中恒温热线风速仪进行校准,经风洞试验数据验证,该方法具有所需样本点少、校正精度高、简单实用等优点。庄永基、盛森芝^[10-12]对传统热线风速仪的物理模型进行了改进,针对电路中存在分布电容和分布电感的问题,研究并提出了预移相型热线热膜流速计的构思,对其构建了完备的数学方程及物理模型,最终研制出了性能优良的新型热线风速仪。国内还有很多热线风速仪的应用研究,多数集中在不可压缩流体领域^[13-15],并逐渐覆盖到内燃机内流、低温流动、高温高压流动等复杂流动状态中^[16-18],但基本没有可压缩流体领域理论研究。

本文针对恒温热线风速仪,研究了对数校准数学模型,通过参数无量纲化和添加正向偏置对其进行改进,解决了校准系数求解过程中存在的矩阵奇异性问题及方程求解稳定性问题,在马赫数为 0.3~0.5,引射压力为 150~300 kPa 范围内进行了单丝热线探针校准实验,并进行了速度平均不确定度分析,验证了该数学模型应用于可压缩流体热线探针校准的可行性。

1 对数校准数学模型

对于应用在可压缩流体中的恒温热线风速仪,其输出电压 E 为流体速度 u 、密度 ρ 、总温 T_0 的复杂函数:

$$E = f(u, \rho, T_0) \quad (1)$$

考虑到热线校准与使用过程中, ρ 无法直接测量,而 ρ 与 u 、 p_0 、 T_0 有关,总压 p_0 可直接用传感器测量,因此可用 p_0 代替 ρ ,而不影响数学模型中变量的封闭性,函数关系式如下:

$$E = f(u, p_0, T_0) \quad (2)$$

由于多项式拟合的通用性,传统方法普遍采用多项式对热线探针校准实验数据进行拟合,三次多项式校准模型如下:

$$u = a_0 + \sum_{i=1}^3 a_1^i q_i + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=i}^3 a_2^{ij} q_i q_j + \sum_{i=1}^3 a_3^i q_i^3 \quad (3)$$

式中: a_0 、 a_1^i 、 a_2^{ij} 、 a_3^i 分别为热线校准零次、一次、二次、三次校准系数; q_1 、 q_2 、 q_3 分别代表热线输出电压 E 、流体总压 p_0 、总温 T_0 。

但多项式拟合存在的问题,即无法确定多项式的最佳次数。当多项式次数选取过低时,会导致实验数据欠拟合,而多项式次数过高时,会导致实验数据过拟合,2 种情况下拟合出的校准数学表达式均无法准确描绘热线的响应。

由于对数函数的性质 $\lg x^n = n \lg x$, 即对数函数对变量的指数变化不敏感,因此利用对数函数建立的数学模型可以很好地克服多项式拟合方法的不足。考虑如下对数校准数学模型^[19]:

$$\lg E = c_1 + c_2 \lg u + c_3 \lg p_0 + c_4 \lg T_0 + c_5 \lg u \lg p_0 + c_6 \lg u \lg T_0 + c_7 \lg p_0 \lg T_0 + c_8 \lg u \lg p_0 \lg T_0 \quad (4)$$

式中: $c_1 \sim c_8$ 为热线校准系数。

笔者在文献[19]中对式(4)中的数学模型的构建过程进行了详细分析,该数学模型将参数的次数转换成系数,可通过校准获得最优的参数次数,且数学模型中除了对数线性项外,还加入了对数二阶非线性交叉项以及对数三阶非线性交叉项,校准模型较为完备。

2 热线探针校准实验

2.1 热线探针校准风洞

热线探针校准实验在中国空气动力研究与发展中心的热线探针校准风洞中开展。该风洞采用直吹射流式布局,主要技术指标为:试验段喷管出口截面尺寸为 $\phi 50$ mm,马赫数调节范围为 0.05~1.0,总压调节范围为 0.05~0.25 MPa,总温调节范围为 278~330 K,引射压力调节范围为 100~350 kPa。热线探针校准风洞结构示意图如图 1 所示。

2.2 热线探针校准实验方案

热线探针校准实验使用美国 TSI 公司的 1201-20 型一维热线探针,热丝材料为金属铂,抗氧化特性较好。

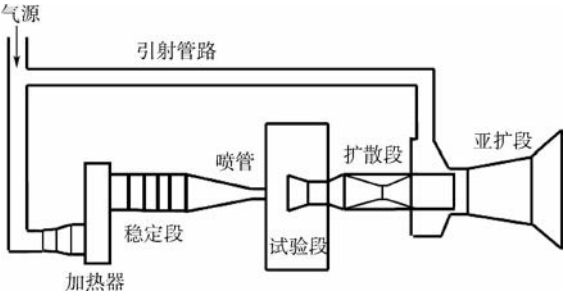


图1 热线探针校准风洞示意图

Fig.1 Schematic of hot-wire probe calibration wind tunnel

为验证对数校准数学模型的有效性,在上述热线探针校准风洞中进行校准实验,通过改变等步长控制马赫数 Ma 来改变流体速度 u ,改变等步长引射压力 p_e 来改变密度 ρ ,为保护热线探针不被高温气流及高速气流中的小颗粒损坏,目前仅在常温及较低马赫数可压缩流体中进行实验,校准实验数据见表1。表中: p 、 T 分别为试验段静压、静温。

2.3 对数校准数学模型拟合结果及存在的问题

实验数据利用式(4)进行拟合计算过程中采用多元线性回归技术,并以矩阵形式进行计算以提高计算效率,公式如下:

$$U = C \cdot W \tag{5}$$

式中: U 为对数化的速度矩阵; C 为待求的校准系

数矩阵; W 为对数化的输出电压、流体总压、总温数据组成的矩阵。

根据矩阵的初等变换可求得校准系数矩阵:

$$C = U \cdot W^T \cdot (W \cdot W^T)^{-1} \tag{6}$$

为评估计算出的校准系数构成的数学模型对数据点的拟合程度,可计算拟合优度:

$$R^2 = \frac{[\sum (u - \bar{u})(\hat{u} - \bar{\hat{u}})]^2}{\sum (u - \bar{u})^2 \sum (\hat{u} - \bar{\hat{u}})^2} \tag{7}$$

式中: u 为实验实测速度; $\bar{u}$ 为实验实测速度的平均值; $\hat{u}$ 为根据校准数学模型计算出的速度估计值。拟合优度 R^2 越接近1,说明数学模型对数据的拟合程度越好。

利用式(5)~式(7)对表1中的实验数据进行拟合计算,得到校准系数如表2所示。

可计算得到拟合优度 $R^2 = 0.997\ 61$,拟合速度平均偏差 $\Delta \bar{u} = 1.378\ \text{m/s}$,真实速度 u 与拟合速度偏差 Δu 对比数据如表3所示。

由拟合优度和拟合速度平均偏差可知,对数校准数学模型对实验数据拟合程度较好。但是表3中的拟合速度偏差数据显示,存在拟合速度偏差较大的点,即求解式(5)过程中存在误差较大的点;且表2中的数学模型校准系数数据显示,校准系数矩阵 C 普遍在 $10^2 \sim 10^3$ 量级,而 U 和

表1 热线探针校准实验数据

Table 1 Data of hot-wire probe calibration experiment

p_e/kPa	E/V	$u/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	p_0/kPa	T_0/K	Ma	p/kPa	T/K
151.7278	1.9896	103.5630	89.97159	296.0642	0.30214	84.43188	290.7558
149.5732	2.0903	119.6082	92.01807	295.7970	0.35092	84.53709	288.6870
149.7671	2.1726	136.8528	94.23687	295.5267	0.40218	84.33002	286.2662
150.0041	2.2325	152.4536	96.47722	295.2204	0.44839	84.03505	283.8084
150.0688	2.2916	169.1456	99.14841	295.0283	0.49972	83.61031	280.9941
199.3663	1.9400	102.9812	82.30270	294.6315	0.30166	77.26783	289.3652
200.1850	2.0304	119.6966	84.04759	294.5881	0.34986	77.19720	287.5489
200.9823	2.1060	136.4103	86.20177	294.5995	0.40129	77.16882	285.4076
200.4221	2.1639	153.3180	88.85141	294.5995	0.44960	77.22588	283.1524
199.9050	2.2324	169.8119	91.65186	294.6269	0.50226	77.23802	280.4761
249.8273	1.8640	102.4352	73.79369	294.6897	0.30005	69.30657	289.4774
250.8831	1.9569	119.1594	75.45241	294.6462	0.35000	69.33975	287.5998
250.3660	2.0416	136.3172	77.64967	294.5537	0.40137	69.52238	285.3595
250.7969	2.1113	153.3348	79.91157	294.4669	0.45231	69.46587	282.8920
248.7761	2.1741	168.7752	82.66891	294.3859	0.50119	69.74060	280.3038
300.0945	1.7869	104.5098	65.30621	294.4921	0.30663	61.18371	289.0564
299.2757	1.8689	119.1939	67.18035	294.4011	0.35080	61.73054	287.3294
299.1249	1.9569	137.0858	69.42070	294.3504	0.40332	62.08120	285.0761
300.1375	2.0264	153.5973	71.51025	294.3011	0.45281	62.13774	282.7080
299.4696	2.0809	169.6432	73.98756	294.2577	0.50127	62.29886	280.1777

表 2 数学模型校准系数

Table 2 Calibration coefficients of mathematical model

校准系数	数值
c_1	4 071.75
c_2	-1 938.92
c_3	-1 650.43
c_4	-2 108.53
c_5	785.941
c_6	1 008.88
c_7	854.547
c_8	-408.857

表 3 真实速度与拟合速度偏差对比

Table 3 Comparison of real velocity and fitting velocity deviation

$u/(m \cdot s^{-1})$	$\Delta u/(m \cdot s^{-1})$	$u/(m \cdot s^{-1})$	$\Delta u/(m \cdot s^{-1})$
103.563 0	0.492 1	102.435 2	0.461 4
119.608 2	-0.443 8	119.159 4	0.280 0
136.852 8	-1.867 8	136.317 2	0.713 4
152.453 6	-2.591 2	153.334 8	0.901 3
169.145 6	-2.016 8	168.775 2	2.710 0
102.981 2	-0.574 5	104.509 8	0.220 0
119.696 6	0.632 2	119.193 9	0.162 0
136.410 3	-0.135 6	137.085 8	0.489 4
153.318 0	-5.104 6	153.597 3	0.785 0
169.811 9	-4.954 2	169.643 2	-2.030 6

W 中的数据普遍在 10^0 量级,量级明显不匹配。对矩阵 W 的奇异性进行分析:若方程系数矩阵 W 奇异性过强,导致方程的解 C 对速度矩阵 U 中微小扰动过于敏感, U 的微小改变会造成 C 的很大改变,而存在量级差异的 C 与 W 相乘则会导致 U 中的速度偏差。

在 2 范数扰动的意义下,矩阵求逆和求解线性方程组时矩阵的奇异性可认为与病态性等价,可通过矩阵的条件数来判断矩阵是否病态以及衡量矩阵的病态程度。通常来说,矩阵的条件数越大,其病态程度越严重,但实际上并没有严格的条件来判断究竟条件数大于多少矩阵是病态的,要根据具体的应用情况来判断^[20]。利用式(8)计算矩阵 W 的条件数来验证以上分析:

$$\text{cond}(W) = \|W\|_2 \cdot \|W^{-1}\|_2 \tag{8}$$

式中: $\text{cond}(W)$ 为 W 的条件数; $\|W\|_2$ 为 W 的 2 范数,即 W 的最大奇异值; $\|W^{-1}\|_2$ 为 W^{-1} (当 W 为非方阵时用其广义逆代替, $W^{-1} = W^T \cdot (W \cdot W^T)^{-1}$) 的 2 范数,即 W 的最小奇异值的倒数。

根据式(8)计算可得 $\text{cond}(W) = 1.595 \times 10^8$, W 的条件数过大,因此 C 的稳定性会受到 U 的微小改变的影响。向速度 U 加入 $\varepsilon = 1 \text{ m/s}$ 的小扰动来加以验证,则原方程式(5)变为

$(U + \varepsilon) = C \cdot W \tag{9}$

求解式(9),得到加入速度小扰动后的数学模型校准系数,如表 4 所示。

对比表 2 和表 4 中的数据可知,在方程加入速度小扰动 ε 后,求解方程得到的校准系数矩阵 C 发生了较大的改变。可计算得到此时的拟合优度 $R^2 = 0.379\,74$,拟合速度平均偏差 $\overline{\Delta u} = 43.81 \text{ m/s}$ 。加入速度小扰动后的真实速度 $u + \varepsilon$ 与拟合速度偏差 Δu 对比数据如表 5 所示。

根据校准系数矩阵 C (各系数相对变化量均大于 15%)、拟合优度(远小于 1)、拟合速度平均偏差可知,加入速度小扰动后,数学模型不仅校准系数求解不准确,对数据点的拟合程度也大大下降。因此,应用式(4)的对数校准数学模型对实验数据进行处理的方法存在问题。分析表 1 中数据可知,流体总压、总温、速度与热线输出电压的真实数据量级存在差异,导致矩阵 W 性质差,奇异性过强,进而导致对实验数据拟合效果差。

表 4 数学模型校准系数和相对变化量(加入速度小扰动)

Table 4 Calibration coefficients of mathematical model and relative change amount (small velocity perturbation added)

校准系数	数值	相对变化量/%
c_1	4 773.38	17.23
c_2	-2 297.34	18.49
c_3	-1 934.59	17.22
c_4	-2 427.80	15.14
c_5	931.113	18.47
c_6	1 172.13	16.18
c_7	983.852	15.13
c_8	-474.975	16.17

表 5 真实速度与拟合速度偏差对比(加入速度小扰动)

Table 5 Comparison of real velocity and fitting velocity deviation (small velocity perturbation added)

$u + \varepsilon/(m \cdot s^{-1})$	$\Delta u/(m \cdot s^{-1})$	$u + \varepsilon/(m \cdot s^{-1})$	$\Delta u/(m \cdot s^{-1})$
104.563 0	-25.46	103.435 2	-27.77
120.608 2	-33.28	120.159 4	-33.78
137.852 8	-43.04	137.317 2	-41.07
153.453 6	-53.48	154.334 8	-49.21
170.145 6	-63.85	169.775 2	-56.78
103.981 2	-33.50	105.509 8	-27.63
120.696 6	-39.39	120.193 9	-33.90
137.410 3	-46.44	138.085 8	-40.76
154.318 0	-57.26	154.597 3	-47.71
170.811 9	-64.61	170.643 2	-57.32

3 对数校准数学模型的改进

3.1 参数无量纲化

根据以上分析,为了消除流体总压、总温、速

度与热线输出电压之间的量级差异,改善系数矩阵 W 的性质,采用无量纲化的方法对各参数进行预处理,具体方法如下:

$$p'_{0i} = \frac{p_{0i} - \min(p_0)}{\max(p_0) - \min(p_0)} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (10)$$

$$T'_{0i} = \frac{T_{0i} - \min(T_0)}{\max(T_0) - \min(T_0)} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (11)$$

$$u'_i = \frac{u_i - \min(u)}{\max(u) - \min(u)} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (12)$$

$$E'_i = \frac{E_i - \min(E)}{\max(E) - \min(E)} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (13)$$

式中: p'_{0i} 、 T'_{0i} 、 u'_i 、 E'_i 分别为流体总压、总温、速度、热线输出电压在各自区间范围内无量纲化后对应的变量,取值范围均为 $[0,1]$; n 为热探针线校准实验数据点组数。

上述无量纲化方法虽然成功解决了各变量间量级存在差异的问题,但是由无量纲化公式可知,无量纲化变量代入式(4)中会遇到对数函数自变量为0的情况。为了避免以上情况发生,考虑在无量纲化变量基础上增加可变正向偏置 s ,每次校准过程中 s 均在 $(0,1]$ 之间选取,以保证拟合后的拟合优度 R^2 最大的偏置为最佳正向偏置。

3.2 拟合结果分析

利用以上数据处理方法对表1中的实验数据进行拟合计算,得到校准系数如表6所示。

可计算得到拟合优度 $R^2 = 0.998\,95$,拟合速度平均偏差 $\Delta u = 1.203\text{ m/s}$,真实速度 u 与拟合速度偏差 Δu 对比数据如表7所示。

由拟合优度和拟合速度平均偏差可知,对数校准数学模型对实验数据拟合程度较好。表7、表3中的拟合速度偏差数据绝对值对比如图2(a)所示。可知,速度偏差较大的点有所减少且速度偏差幅度有所降低,即无量纲化对数校准数学模型对实验数据的拟合精度略有提升。可求解此时矩阵 W 的条件数 $\text{cond}(W) = 3.655 \times 10^2$,远

表6 数学模型校准系数(参数无量纲化)
Table 6 Calibration coefficients of mathematical model (parameters nondimensionalized)

校准系数	数值
c_1	0.04305
c_2	0.3079
c_3	0.06127
c_4	0.4048
c_5	-0.2002
c_6	-0.7390
c_7	0.2058
c_8	-0.2215

表7 真实速度与拟合速度偏差对比(参数无量纲化)
Table 7 Comparison of real velocity and fitting velocity deviation (parameters nondimensionalized)

$u/(m \cdot s^{-1})$	$\Delta u/(m \cdot s^{-1})$	$u/(m \cdot s^{-1})$	$\Delta u/(m \cdot s^{-1})$
103.5630	0.2861	102.4352	0.3529
119.6082	-0.2606	119.1594	-0.0325
136.8528	-0.9045	136.3172	0.5056
152.4536	-0.9983	153.3348	1.2928
169.1456	1.5897	168.7752	4.8263
102.9812	0.1427	104.5098	-0.4423
119.6966	-0.5276	119.1939	0.1805
136.4103	-1.1067	137.0858	1.0381
153.3180	-5.0744	153.5973	1.7464
169.8119	-1.9727	169.6432	-0.7839

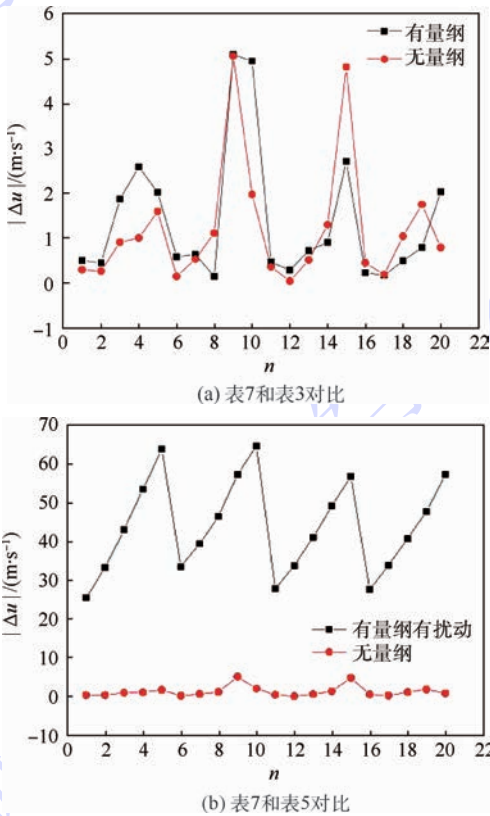


图2 拟合速度偏差对比
Fig. 2 Comparison of fitting velocity deviation

小于无量纲化处理前矩阵 W 的条件数,因此方程求解稳定性明显提升,且由于无量纲化方法选择适当,此时速度 U 将不受速度小扰动 ε 的影响,即方程的求解过程不受速度小扰动影响。表7、表5中的拟合速度偏差数据绝对值对比如图2(b)所示。可知,无量纲化对数校准数学模型对实验数据的拟合稳定性有极大的提升。

3.3 不确定度分析

在风洞试验中,流体速度 u 并不是直接测量量,而是由传感器测量出的总压 p_0 、静压 p 、总温 T_0 数据根据式(14)~式(16)计算得到的:

$$Ma = \sqrt{5 \left[\left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - 1 \right]}$$
 (14)

$$T = \frac{T_0}{1 + 0.2 \cdot Ma^2}$$
 (15)

$$u = Ma \cdot \sqrt{kRT}$$
 (16)

式中: k 为气体比热比; R 为气体常数。

可根据式 (14) ~ 式 (16) 分析由总压、静压、总温的测量不确定度导致的速度不确定度,与无量纲化拟合速度偏差数据进行对比,来验证无量纲化拟合方法的可靠性。由式 (14) ~ 式 (16) 顺序推导出的马赫数 Ma 不确定度、静温 T 不确定度、速度 u 不确定度分别由式 (17) ~ 式 (19) 计算得到:

$$U_{Ma}^2 = \left(\frac{\partial Ma}{\partial p_0} \right)^2 U_{p_0}^2 + \left(\frac{\partial Ma}{\partial p} \right)^2 U_p^2$$
 (17)

$$U_T^2 = \left(\frac{\partial T}{\partial T_0} \right)^2 U_{T_0}^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial Ma} \right)^2 U_{Ma}^2$$
 (18)

$$\left(\frac{U_u}{u} \right)^2 = \left(\frac{U_{Ma}}{Ma} \right)^2 + \left(\frac{U_T}{T} \right)^2$$
 (19)

式中:

$$\frac{\partial Ma}{\partial p_0} = \frac{5}{7} \cdot \frac{1}{Ma \cdot p_0} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}}$$
 (20)

$$\frac{\partial Ma}{\partial p} = -\frac{5}{7} \cdot \frac{1}{Ma \cdot p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{2}{\gamma}}$$
 (21)

$$\frac{\partial T}{\partial T_0} = \frac{1}{1 + 0.2 \cdot Ma^2}$$
 (22)

$$\frac{\partial T}{\partial Ma} = -0.4Ma \cdot T_0 \frac{1}{(1 + 0.2 \cdot Ma^2)^2}$$
 (23)

综合分析式 (17) ~ 式 (23) 可知,随着流体总压增大、马赫数提高,马赫数不确定度 U_{Ma} 、静温不确定度 U_T 、速度不确定度 U_u 应有所减小。可根据表 1 数据计算得到速度不确定度,如表 8 所示。

表 8 真实速度与速度不确定度对比 (参数无量纲化)

Table 8 Comparison of real velocity and velocity uncertainty (parameters nondimensionalized)

$u/(m \cdot s^{-1})$	$U_u/(m \cdot s^{-1})$	$u/(m \cdot s^{-1})$	$U_u/(m \cdot s^{-1})$
103.5630	3.6520	102.4352	4.4596
119.6082	3.1372	119.1594	3.8276
136.8528	2.7566	136.3172	3.3398
152.4536	2.4962	153.3348	2.9814
169.1456	2.2614	168.7752	2.6830
102.9812	3.9796	104.5098	4.9366
119.6966	3.4578	119.1939	4.2800
136.4103	3.0140	137.0858	3.7242
153.3180	2.7162	153.5973	3.3290
169.8119	2.4308	169.6432	3.0156

对比分析表 7、表 8 中的数据,无量纲化拟合速度偏差绝对值与速度不确定度对比如图 3 所示。

由图 3 可知,在不同引射压力 (流体密度) 条件下,除去极少数偶然粗大误差点外,无量纲化拟合速度偏差均明显小于对应的速度不确定度,即应用无量纲化拟合方法计算得到的拟合速度可真实反映流体速度。可计算得到速度平均不确定度 $\overline{U_u} = 3.168 \text{ m/s}$,而无量纲化拟合速度平均偏差 $\overline{\Delta u} = 1.203 \text{ m/s}$,无量纲化拟合速度平均偏差明显小于速度平均不确定度,说明无量纲化对数校准数学模型对实验数据的拟合效果基本满足要求。

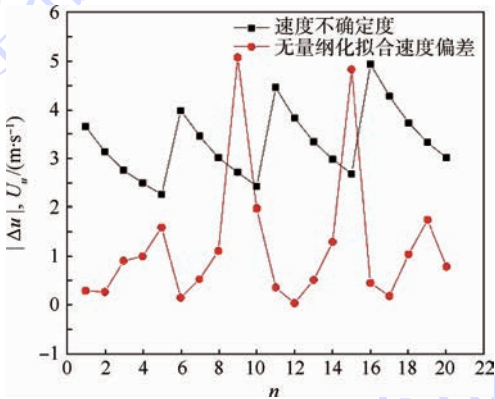


图 3 无量纲化拟合速度偏差与速度不确定度对比
Fig. 3 Comparison of nondimensionalized fitting velocity deviation and velocity uncertainty

4 结 论

热线探针校准是热线测速前必不可少的环节,本文通过研究对数校准数学模型并对其做出无量纲化改进,主要得到以下结论:

- 1) 对数校准数学模型能较好地热线探针校准实验数据进行拟合,但求解校准系数稳定性差,容易受到速度小扰动的影响。
- 2) 无量纲化对数校准数学模型也能较好地热线探针校准实验数据进行拟合,求解校准系数稳定性好,且不受速度小扰动的影响,拟合速度平均偏差明显小于流体速度平均不确定度,验证了无量纲化对数校准数学模型能够较为准确地对热线探针校准实验数据进行拟合。

参考文献 (References)

[1] FREYMUTH P. On feedback control theory for constant temperature hot wire anemometers [J]. Review of Scientific Instruments, 1969, 40 (2) : 258-262.
[2] BRUUN H H. Hot-wire anemometry: Principles and signal analysis [M]. Oxford: Oxford University Press, 1995: 19-26.

- [3] KING L V. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid; Determination of the convection constants of small platinum wires with application to hot-wire anemometry [J]. Philosophical Transactions of the Royal Society A-Mathematical Physical and Engineering Science, 1914, 214: 373-432.
- [4] KOVASZNY L S G. Turbulence in supersonic flow [J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1953, 20(10): 657-682.
- [5] KOVASZNY L S G. The hot-wire anemometer in supersonic flow [J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1950, 17(9): 565-572.
- [6] STAINBACK P C, JOHNSON C B, BASNETT C B. Preliminary measurements of velocity, density and total temperature fluctuations in compressible subsonic flow; AIAA-1983-0384 [R]. Reston: AIAA, 1983.
- [7] JONES G S, STAINBACK P C, HARRIES C D, et al. Flow quality measurements for the langley 8-foot transonic pressure tunnel LFC experiment; AIAA-1989-0150 [R]. Reston: AIAA, 1989.
- [8] 李超, 黄淑娟. 单丝热线速度和方向特性的校准方法 [J]. 甘肃工业大学学报, 1997, 23(2): 42-45.
- LI C, HUANG S J. The methods of the calibration of single hot-wire in the velocity and directional sensitivity [J]. Journal of Gansu University of Technology, 1997, 23(2): 42-45 (in Chinese).
- [9] 姚惠元, 刘国政, 孙楠, 等. 恒温热线风速仪的一种新型校准方法 [J]. 现代电子技术, 2013, 36(23): 110-112.
- YAO H Y, LIU G Z, SUN N, et al. A new calibration method of constant temperature hot wire anemometer [J]. Modern Electronics Technique, 2013, 36(23): 110-112 (in Chinese).
- [10] 盛森芝. 热线热膜流速计 [M]. 北京: 中国科学技术出版社, 2003: 9-22.
- SHENG S Z. Hot wire/film anemometer [M]. Beijing: Science and Technology of China Press, 2003: 9-22 (in Chinese).
- [11] 庄永基, 盛森芝. 预移相型恒温热线(膜)流速计的动态响应方程 [J]. 气动实验与测量控制, 1992, 6(1): 49-56.
- ZHUANG Y J, SHENG S Z. The dynamic equation of constant temperature hot wire (film) anemometer with main bridge prephase shift circuit [J]. Aerodynamic Experiment and Measurement & Control, 1992, 6(1): 49-56 (in Chinese).
- [12] 庄永基, 盛森芝. 主电桥预移相模型恒温热线(膜)流速计动态响应方程的解析解 [J]. 气动实验与测量控制, 1992, 6(3): 45-52.
- ZHUANG Y J, SHENG S Z. The analytic solution of dynamics equation of constant-temperature hot-wire (film) anemometer with main bridge prephasing circuit [J]. Aerodynamic Experiment and Measurement & Control, 1992, 6(3): 45-52 (in Chinese).
- [13] 汪健生, 郑杰, 舒玮. 用热线风速仪同时测量流场速度与温度 [J]. 实验力学, 1998, 13(3): 393-398.
- WANG J S, ZHENG J, SHU W. Measuring the velocity and the temperature in a flow field at the same time with hot-wire anemometer [J]. Journal of Experimental Mechanics, 1998, 13(3): 393-398 (in Chinese).
- [14] 陈忠基. 热线风速仪在紊流场测量中的应用 [J]. 宇航计测技术, 1990, 2: 65-70.
- CHEN Z J. Application of the hot wire anemometer in measurement for turbulent flow field [J]. Journal of Astronautic Metrology and Measurement, 1990, 2: 65-70 (in Chinese).
- [15] 皇甫凯林, 徐璋, 张雪梅, 等. 热线风速仪在测量电站风量中的实验研究 [J]. 电站系统工程, 2009, 25(3): 17-19.
- HUANGFU K L, XU Z, ZHANG X M, et al. Experimental study on hot wire anemometer for measurement of power plant airflow [J]. Power System Engineering, 2009, 25(3): 17-19 (in Chinese).
- [16] 吴志军, 尹程秋. 运用热线风速仪研究内燃机的流动特性 [J]. 吉林工业大学自然科学学报, 1999, 29(2): 91-95.
- WU Z J, YIN C Q. Research of flow characteristics in internal combustion engine with hot wire anemometer [J]. Journal of Jilin University of Technology (Natural Sciences), 1999, 29(2): 91-95 (in Chinese).
- [17] 王仑, 周远, 候宇葵. 热线风速仪低温测速的初步研究 [J]. 真空与低温, 2001, 7(2): 89-91.
- WANG L, ZHOU Y, HOU Y K. Exploration of measuring velocity with constant temperature anemometer system under low temperature condition [J]. Vacuum & Cryogenics, 2001, 7(2): 89-91 (in Chinese).
- [18] 论立勇, 陈厚磊, 蔡京辉. 高压交变流动下热线风速仪标定方法研究 [J]. 实验流体力学, 2010, 24(3): 87-91.
- LUN L Y, CHEN H L, CAI J H. Investigation on calibration method of hot-wire anemometer in high pressure reciprocating flow [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2010, 24(3): 87-91 (in Chinese).
- [19] 杜钰锋, 林俊, 马护生, 等. 可压缩流体恒温热线风速仪校准方法研究 [J]. 航空学报, 2017, 38(6): 120600.
- DU Y F, LIN J, MA H S, et al. Research on calibration method of constant temperature hot-wire anemometer in compressible fluid [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2017, 38(6): 120600 (in Chinese).
- [20] LEON S J. Linear algebra with applications [M]. New York: Pearson Education Inc., 2014: 308-319.

作者简介:

杜钰锋 男, 硕士研究生. 主要研究方向: 流动测试技术.

林俊 男, 高级工程师, 硕士生导师. 主要研究方向: 空气动力学基础与应用基础研究.

马护生 男, 硕士, 高级工程师. 主要研究方向: 流动显示与测量技术.

熊能 男, 硕士, 副研究员. 主要研究方向: 实验空气动力学.

Research and improvement on logarithmic calibration method of hot-wire probe

DU Yufeng, LIN Jun^{*}, MA Husheng, XIONG Neng

(China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China)

Abstract: Research on calibration method of hot-wire probe in compressible fluid is carried out to meet usage requirements of various velocity measurements. The logarithmic calibration mathematical model is studied and it is discovered that there is a problem of matrix singularity in the process of solving calibration coefficients, which results in poor stability in solving linear equations with a small velocity perturbation. The mathematical model is improved by nondimensionalizing the parameters and adding a positive offset to build a dimensionless logarithmic calibration mathematical model. Calibration experiments are conducted with Mach number varying from 0.3 to 0.5 and ejection pressure varying from 150 kPa to 300 kPa. When using the original logarithmic calibration mathematical model, the results of data fitting show that correlation coefficient is 0.997 61 and deviation of fitting velocity in average is 1.378 m/s. Condition number of coefficient matrix in the process of solving calibration coefficients is 1.595×10^8 , which means that the matrix has a strong singularity. After introducing a small velocity perturbation (1 m/s), correlation coefficient becomes 0.379 74 and deviation of fitting velocity in average becomes 43.81 m/s, which shows instability in solving linear equations. When using the dimensionless logarithmic calibration mathematical model, the results of data fitting show that correlation coefficient is 0.998 95 and deviation of fitting velocity in average is 1.203 m/s. Condition number of coefficient matrix in the process of solving calibration coefficients is 3.655×10^2 , which indicates a weak singularity, and the improved mathematical model is not affected by a small velocity perturbation due to selection of dimensionless method. Uncertainty of fluid velocity is analyzed and velocity uncertainty in average is 3.168 m/s, which is obviously greater than the deviation of fitting velocity in average. The experimental results verify the feasibility of application of the dimensionless logarithmic calibration mathematical model to hot-wire probe calibration in compressible fluid.

Keywords: hot-wire probe; compressible fluid; logarithm; calibration; mathematical model; nondimensionalization; uncertainty

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0074

基于凝结实验平台的音速喷嘴凝结现象研究

王超^{1,2}, 林大烜^{1,2}, 丁红兵^{1,2,*}, 王刚^{1,2}, 安海骄³

(1. 天津大学 电气自动化与信息工程学院, 天津 300072; 2. 天津市过程检测与控制重点实验室, 天津 300072;

3. 天津市计量监督检测科学研究院, 天津 300192)

摘 要: 音速喷嘴中流动的蒸汽或含湿气体由于自身的温降而发生凝结现象, 对音速喷嘴的计量会产生一定的影响。针对音速喷嘴凝结现象和自激振荡的复杂变化情况, 利用一套凝结实验平台研究了音速喷嘴内湿空气凝结现象, 得到了不同条件的喷嘴沿程压力, 并建立了凝结流动 Eulerian 两相模型, 对凝结现象的影响因素进行了数值分析, 使实验结果得到了验证和补充。结果表明, 载气的压力、温度、湿度会对凝结产生比较大的影响。凝结发生位置伴随载气温度、湿度的提高而前移, 强度有所增大。随着载气压力的增大, 凝结发生位置前移, 但是强度相对减弱。自激振荡的频率与载气湿度、温度呈正相关, 与载气压力呈负相关, 振幅与载气的压力、温度、湿度均呈正相关。

关 键 词: 音速喷嘴; 超音速流动; 凝结现象; 数值模型; 自激振荡

中图分类号: TH814

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2232-08



音速喷嘴因具有构造简单、性能稳定、精确度高等优点, 被普遍应用于能源、化工、制药、航天等诸多领域^[1]。由于喷嘴的测量对象多数含有水蒸气, 而喷嘴内超音速流动会产生凝结、热阻塞以及激波现象^[2], 其变化规律以及对喷嘴流量计量精度的影响一直未得到很好的解释。

针对音速喷嘴凝结现象的问题, 已有一些专家学者进行了探究。Aschenbrenner^[3]针对该问题首先提出了不考虑凝结的混合气体湿度修正公式。在此研究基础上, 多个国家研究人员各自提出了湿度修正公式, 但无法形成统一标准^[4-6]。Lim^[7]、Chahine^[8]等实验发现, 湿度对流量的影响不容忽视, 有可能是凝结现象造成的。Mickan 和李春辉^[9]曾研究音速喷嘴后方凝结对流量计量的影响, 但并未涉及喷嘴内部的凝结流动。因此, 凝结现象对喷嘴计量带来的影响值得加以重视并

进行深入细致研究。Young^[10]、Kane 等^[11]提出了水蒸气凝结液滴成核率模型。Wegener 和 Pouring^[12]、蔡颐年和王乃宁^[13]提出了液滴生长率模型。由于计算流体力学(CFD)的快速发展, 数值仿真实验成为该领域复杂现象研究的技术手段。马庆芬^[14]、Avetissian^[15]、Dykas^[16]、Wang^[17]等分别建立了各自二维或三维 CFD 数值模型。凝结现象复杂多变, Wegener 和 Cagliostro^[18]、Skilling^[19]从实验中观察到存在非稳态的自激振荡现象。Adam^[20]、吴晓明^[21]等从实验角度研究自激振荡现象, 并将其分为不同振荡模式进行分析。

以上成果为音速喷嘴凝结现象的研究提供了一定的参考和指导, 但并未有较为成熟的实验和仿真数据。本文针对音速喷嘴的凝结特性展开研究, 搭建一个凝结实验平台, 并利用凝结流动 Eulerian 两相模型, 通过大量实验研究, 辅以数值模

收稿日期: 2017-02-16; 录用日期: 2017-05-19; 网络出版时间: 2017-07-11 11:46

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170711.1146.005.html

基金项目: 国家自然科学基金(61627803, 51506148, 61673291); 天津市自然科学基金(16JCQNJC03700); 天津市重点实验室基金(TKLPMC-201611)

* 通讯作者: E-mail: hbding@tju.edu.cn

引用格式: 王超, 林大烜, 丁红兵, 等. 基于凝结实验平台的音速喷嘴凝结现象研究[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2232-2239. WANG C, LIN D X, DING H B, et al. Study on condensation in sonic nozzle based on experimental condensation apparatus[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2232-2239 (in Chinese).

型的仿真实验,获得一定的凝结现象规律。

1 音速喷嘴凝结现象基本原理

1.1 音速喷嘴测量原理

音速喷嘴的常用结构如图 1 所示。喷嘴的背压比表示为出口压力 p_1 与入口滞止压力 p_0 的比值^[22]。随着背压比的减小,喉部气体流速不断增大,流速最大时对应的背压比称为临界背压比 b_{cr} ,此时喉部的气体速度为当地音速。

$$b_{cr} = \frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1)$$

式中: γ 为比热容比。

此时通过喷嘴的质量流量为

$$q_m = C_d \frac{A_* C_* p_0}{\sqrt{(R_g/M) T_0}} \quad (2)$$

式中: C_d 为喷嘴流出系数; A_* 为喷嘴喉部截面积, m^2 ; C_* 为临界流函数; R_g 为通用气体常数,约为 $8.31441 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$; M 为摩尔质量, kg/mol ; T_0 为滞止温度, K 。

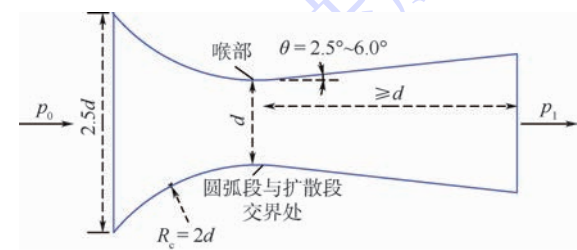


图 1 音速喷嘴结构

Fig. 1 Sonic nozzle structure

1.2 高速气体自发凝结理论

蒸汽或含湿气体在音速喷嘴内部是一个加速、降温膨胀流动的过程,当达到饱和状态后继续加速流动,气体会发生凝结现象。但当流过的是纯净的气体,且不与冷壁接触,则气体即使达到饱和状态也不会立即凝结,而是越过一个临界极限后才开始产生凝结。该临界极限称之为 Wilson 点,所有工况下的 Wilson 点连在一起称为 Wilson 线,如图 2 所示。气体在喷嘴中降温膨胀的流动过程如图 3 所示,随着喷嘴内部流动进行,温度和压力逐渐下降,在喉部之后达到饱和。此时气体并没有立即发生凝结现象,而是继续膨胀为过饱和气体,达到 Wilson 点时才开始突然产生凝结核,之后继续生长为液滴。

凝结过程中,由于释放了大量的潜热,对于凝结稳态流动的气体,突然间的膨胀过程导致一个压力突跃,即产生了凝结激波。气体在突跃之后继续膨胀,只要有够低的背压比,气体压力还会不

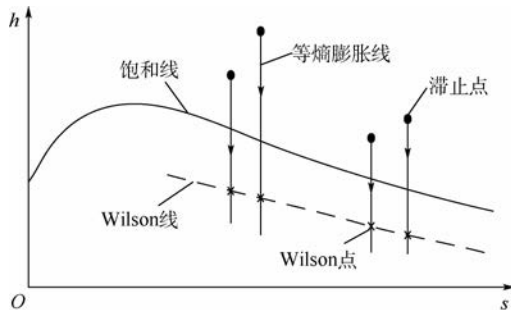


图 2 Wilson 线在焓熵($h-s$)图中的走势

Fig. 2 Tendency of Wilson line in an enthalpy-entropy ($h-s$) map

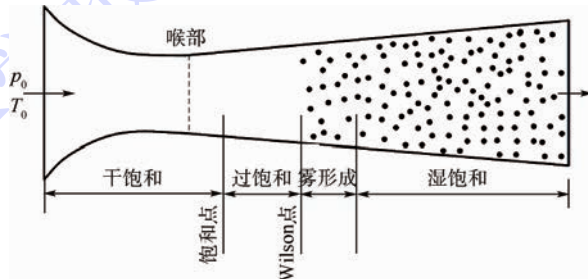


图 3 音速喷嘴中膨胀凝结过程

Fig. 3 Expansion and condensation process in sonic nozzle

断降低^[23-24]。2014 年,丁红兵^[25]在其博士学位论文中提出了音速喷嘴在低压和高压条件下自发凝结流动的 Wilson 点解析表达式,只需知道喷嘴的几何尺寸、入口的温度、压力以及相对湿度,即可快速精确地计算出 Wilson 点位置及相应的状态。

1.3 非稳态自激振荡流动

由于凝结会释放大量的潜热,加上气动激波的影响,可能会产生非稳态的自激振荡现象。凝结释放的潜热越来越大,气动激波的位置随之向前移动,甚至可能越过喉部,到达上游,从而导致凝结强度相应减弱。进而潜热释放量相应减小,激波减弱甚至消失,这样凝结发生区域的前方温度又变回低温状态,凝结再次增强,继而产生了新的激波。自激振荡按此周期循环往复进行。根据 Wegener 和 Pouring^[12] 相关研究,湿空气在喷嘴中凝结自激振荡频率 f 与载气入口压力、温度、轴向梯度特征长度等参数有关。

2 实验平台与 CFD 模型

2.1 温湿度调节装置

凝结实验平台如图 4 所示,其核心在于温度、湿度的调节,主要组成是管道加热器、微雾发生装置和蒸发器。管道加热器设计功率为 25 kW ,运行压力为 1.6 MPa ,内嵌 12 根均匀分布的电加热丝,由可控硅的通断进行加热控制。

为了达到更均匀的雾化效果,采用高压雾化

的加湿方式。如图 5 所示,本模块主要由变频器、液压隔膜计量泵、高压电磁阀组、单向止回阀组以及高压超微雾化喷嘴组成。利用稳定性高达 0.32% 的液压隔膜计量泵将水压提高到 3 ~ 8 MPa,然后将加压后的水经高压管路输送至高压超微雾化喷嘴^[26]将其雾化,以 1 ~ 15 μm 的超微雾粒喷射到蒸发器中,雾粒在空气中吸收热量,汽化、蒸发,从而改变环境的湿度。系统采用旋流式喷嘴和撞针式喷嘴组合使用的形式。旋流式喷嘴采用德国 Lechler 喷嘴,其喷嘴孔径为 0.1 mm,喷雾角度为 45°,流量为 1.02 ~ 2.46 L/h (40 ~ 100 bar)。撞针式喷嘴采用意大利 PNR 喷嘴,其喷嘴孔径为 0.18 mm,喷雾角度为 50°,流量为 3.3 ~ 8.7 L/h (10 ~ 70 bar)。蒸发器由整流器和气体分布器组成,可以有效增加水雾跟随气流上升的时间,促进气体与水雾的接触,提高蒸发的效率。

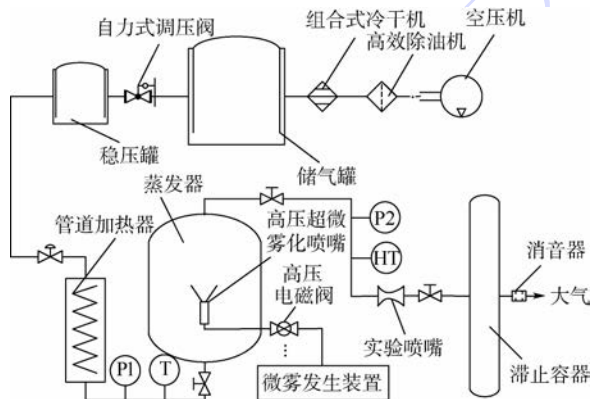


图 4 凝结实验平台结构

Fig. 4 Structure of experimental condensation apparatus

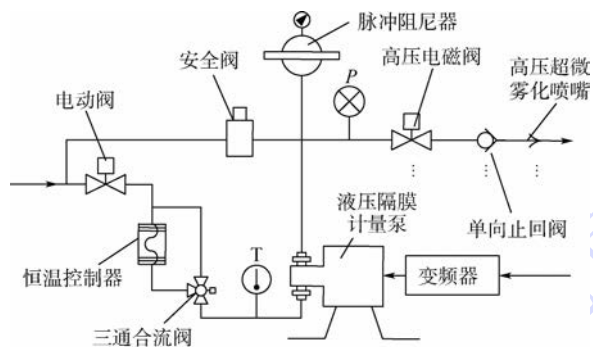


图 5 高压雾化装置

Fig. 5 High-pressure atomization generator

2.2 喷嘴沿程压力传感器

为了测试实验平台的效果以及进一步展开分析音速喷嘴的凝结现象,采用轴对称喷嘴,如图 6 所示,其喉部直径为 10 mm。设计了一套沿程压力采集系统,如图 7 所示。沿着喷嘴壁面分布设置 13 个直径 1 mm 的微型引压孔^[27],用于测量时均压力和动态压力信号。时均压力传感器精度为 0.2%,量程范围为 0 ~ 800 kPa,测量频率范围

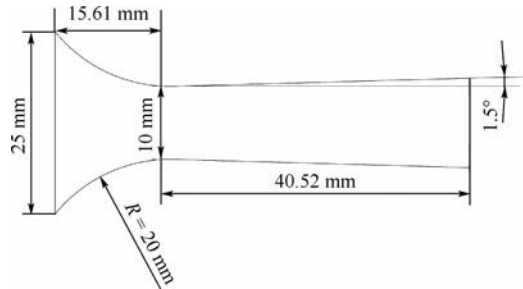


图 6 实验喷嘴结构和尺寸

Fig. 6 Structure and size of experimental nozzle

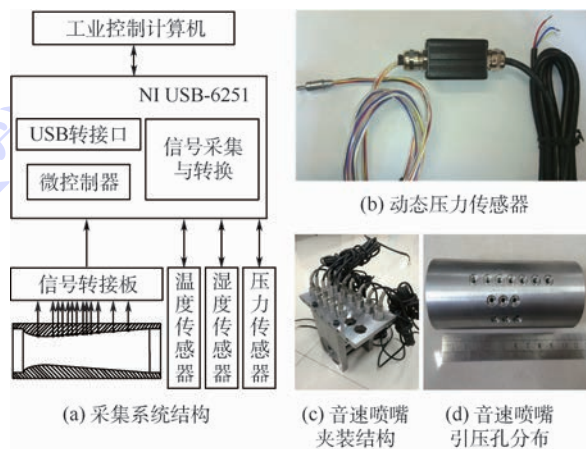


图 7 沿程压力采集系统

Fig. 7 Acquisition system of pressure distribution at nozzle wall

为 0 ~ 20 kHz。动态压力传感器采用 Kulite MEMS 压力传感器,可实现快速响应,其精度为 0.2% FS,固有频率为 100 kHz,用于测量凝结自激振荡的动态压力。

2.3 凝结流动 Eulerian 两相模型

建立适用于无外凝结核的自发凝结流动 Eulerian 两相模型^[28],其质量、动量、能量守恒方程为

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g u_j) &= S_m \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g u_j u_i) &= - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \\ &\quad \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \right] + \Delta \rho_g g_i + S_{ui} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g E) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_g u_j E) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S_E \end{aligned} \right. \quad (3)$$

式中: ρ_g 为气体密度; u 为速度; p 为总压; $\Delta \rho_g$ 为气体密度变化值; g_i 为 i 方向上的重力加速度; E 为总能量; T 为温度; μ_{eff} 为等效动力黏度; Λ_{eff} 为导热系数; $S_E = -\rho_w m_v (E + p_g/\rho_g - h_{fg})$, $S_m = -\rho_w m_v$, $S_{ui} = -\rho_w m_v u_i$ 为方程的源项, ρ_w 为水的密度, m_v 为凝结速率, p_g 为气体压力; h_{fg} 为水蒸气潜热。

混合气体中,组分 s 的组分质量守恒方程如下:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g c_s) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_g u_j c_s) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_s \rho_g \frac{\partial c_s}{\partial x_j} \right) + S_{c_s} \quad (4)$$
式中: c_s 为组分 s 的体积浓度; D_s 为组分扩散系数; 当组分为水蒸气时, 源项 $S_{c_s} = -\rho_w m_v$ 。

忽略气液两相间的速度滑移, 液相只需给出水滴数密度、统计水滴半径以及蒸汽湿度的控制方程。式(5)~式(7)为自发凝结状态下的液相控制方程:

$$\frac{\partial \rho_w N_{\text{hom}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_w N_{\text{hom}} u_j) = \rho_v I \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w N_{\text{hom}} r) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_w N_{\text{hom}} r u_j) = \rho_w N_{\text{hom}} \frac{dr}{dt} + \rho_v I r_c \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_w \gamma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_w \gamma u_j) = \rho_w m_v \quad (7)$$

式中: ρ_v 为水蒸气密度; I 为成核率; N_{hom} 为均质的液滴密度; r 为水滴半径; r_c 为临界成核半径。

3 实验结果与 CFD 分析

3.1 凝结稳态特性

为了研究不同入口载气条件对凝结位置和强度的影响, 进行了稳态压力实验。由时均压力传感器测量出音速喷嘴的沿程时均压力, 记录气体压力 p_0 、温度 T_0 、相对湿度 Φ_0 发生变化时的音速喷嘴沿程压力情况, 以此分析凝结位置和强度的变化。

建立凝结稳态数值模型, 采用标准 $k-\varepsilon$ 模型和壁面函数法相结合的形式对二维旋转轴对称喷嘴进行模拟。数值方案方面, 气液两相控制方程使用有限体积法三阶 MUSCL 格式进行离散化。时间离散化方法采用基于密度基的隐式格式。边界条件方面, 使用压力入口和压力出口, 且将喷嘴背压比控制在 0.1 以防止出现气动激波。网格方面, 采用结构化四面体网格。经过网格独立性测试, 结果如表 1 所示, N_1 为轴向方向网格数, N_2 为径向方向网格数, 独立性测试结果为 900×120 。

基于正压法音速喷嘴标准装置, 由于实验条件限制, 实验过程中喷嘴背压比均小于 0.337。对实验平台的可靠性进行了测试, 结果如图 8 所示, 其中实线表示 CFD 仿真的曲线, 虚线表示气体在喷嘴内部等熵流动, 散点表示不同条件下实验所得喷嘴壁面处沿程压力变化。结果表明, CFD 仿真结果与实验数据较接近, 实验平台是可靠的。

分别改变气体湿度、温度以及入口压力, 进行 3 组对照实验, 实验记录如图 9~图 11 所示。可知, 凝结发生的位置会随着载气压力、湿度、温

度的增大而向喉部方向移动, 凝结的强度随着载气湿度和温度的增大而增强, 但却随载气压力

表 1 网格独立性测试结果
Table 1 Grid independence test results

参数	网格 ($N_1 \times N_2$)	质量流量/ ($\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$)	相对变化量/ %
N_1 变化 $N_2 = 120$	850×120	0.053 020 379	
	900×120	0.053 027 642	0.013 7
	950×120	0.053 028 746	0.002 1
$N_1 = 900$ N_2 变化	900×100	0.053 035 973	
	900×120	0.053 027 642	0.015 7
	900×140	0.053 026 096	0.002 9

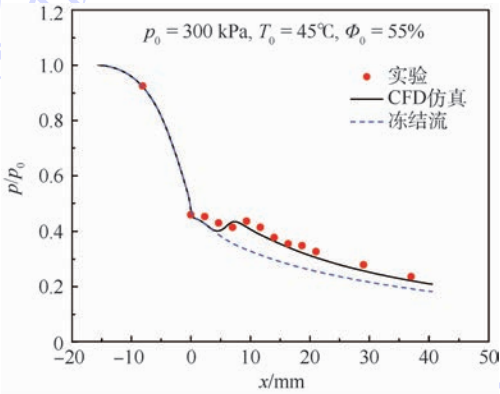


图 8 CFD 仿真与实验数据对比
Fig. 8 Comparison between CFD simulation and experimental data

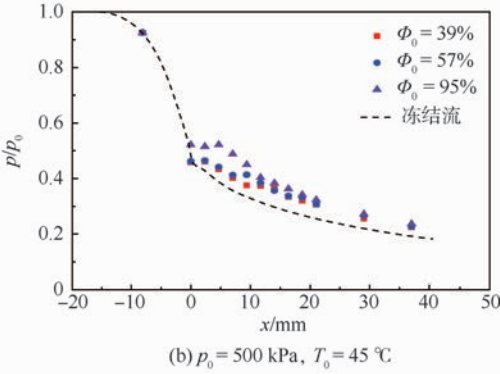
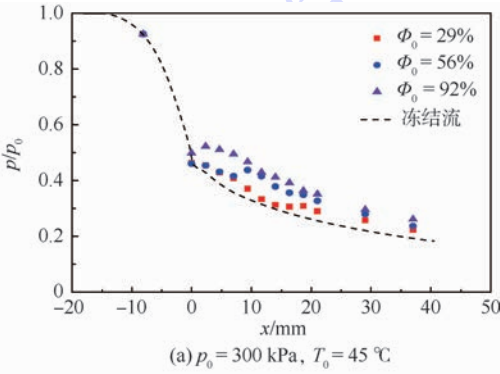


图 9 不同入口湿度下喷嘴壁面压力分布
Fig. 9 Pressure distribution at nozzle wall with different inlet humidity

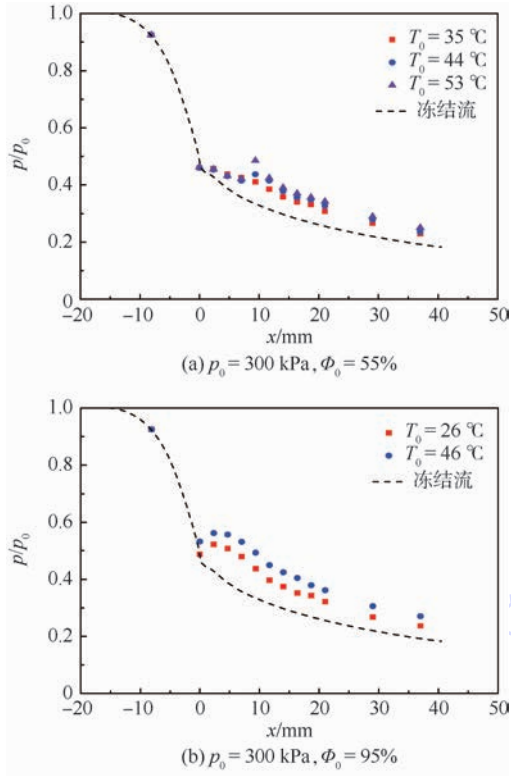


图 10 不同入口温度下喷嘴壁面压力分布
Fig. 10 Pressure distribution at nozzle wall with different inlet temperatures

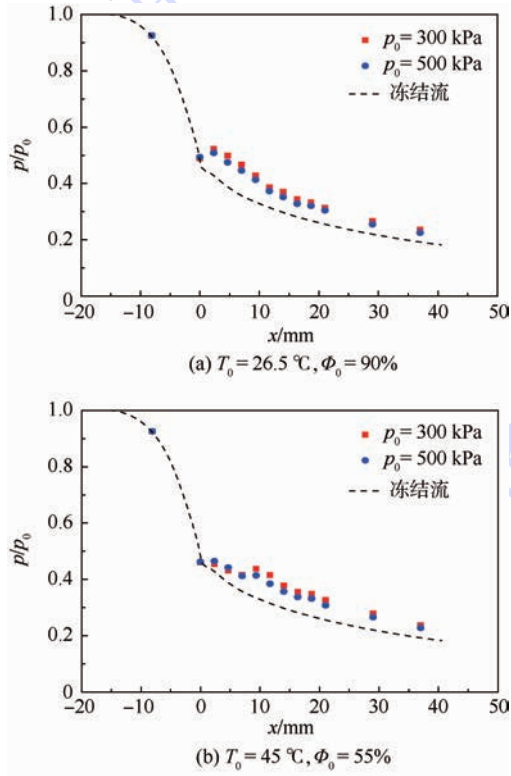


图 11 不同入口压力下喷嘴壁面压力分布
Fig. 11 Pressure distribution at nozzle wall with different inlet pressure

的增大而减弱。

利用本文所述数学模型,对图 6 所示喷嘴的凝结现象进行了 CFD 仿真研究。载气温度维持在 45°C ,相对湿度为 55% ,改变载气压力,喷嘴壁面处沿程压力分布如图 12 所示。结果表明,随着载气压力的增大,凝结的位置向上游喉部靠近,而凝结强度先增大后有所降低。载气压力 300 kPa 、相对湿度 55% 维持不变,改变载气温度,则喷嘴壁面处沿程压力分布如图 13 所示。结果表明,随着载气温度的增大,凝结的位置向上游喉部靠近,而凝结强度也有所增强,与实验结果一致。

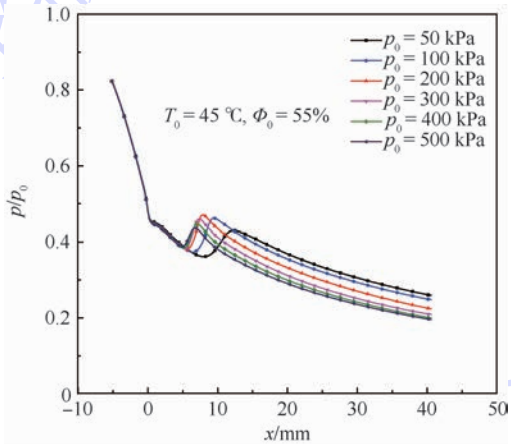


图 12 不同入口压力下喷嘴壁面压力分布 (CFD)
Fig. 12 Pressure distribution at nozzle wall with different inlet pressure (CFD)

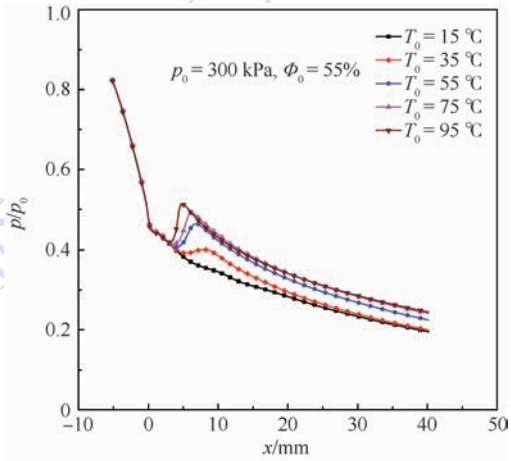


图 13 不同入口温度下喷嘴壁面压力分布 (CFD)
Fig. 13 Pressure distribution at nozzle wall with different inlet temperatures (CFD)

3.2 非稳态自激振荡规律

针对音速喷嘴凝结自激振荡现象,进行了动态压力的测量。分别改变入口载气湿度、温度、压力,记录自激振荡的频率 f 与幅度 A 的变化,将所测时域信号通过 FFT 变换转到频域分析,其结果如图 14 所示。

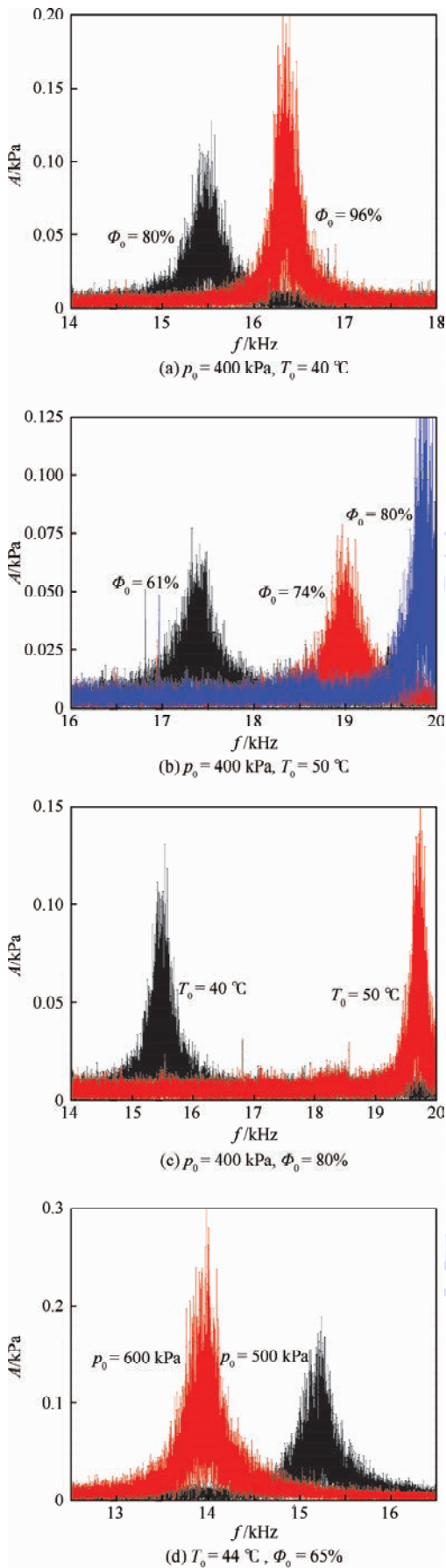


图 14 动态压力测试

Fig. 14 Dynamic pressure test

由图 14(a) ~ (c) 可知,当只改变湿度 Φ_0 或者温度 T_0 时,振荡频率 f 和振幅 A 与其呈正相关。图 14(d) 表示,随着载气压力 p_0 的增大,振幅 A 增大,振荡频率 f 却相应的降低了,这是由于音速喷嘴内部凝结的复杂性无法用单一的模型概括。此外,针对凝结自激振荡现象,在之前的研究中^[29],获得了水蒸气下自激振荡频率、幅值与入口过冷度 ΔT_0 的关系,如图 15 所示。可知,在模式 I 中,波动幅值 A 随 ΔT_0 (Φ_0) 增大而先升高后降低,波动频率 f 则一直增大,实验数据与之吻合。后续将进一步深入研究音速喷嘴含湿气体凝结产生的自激振荡现象。

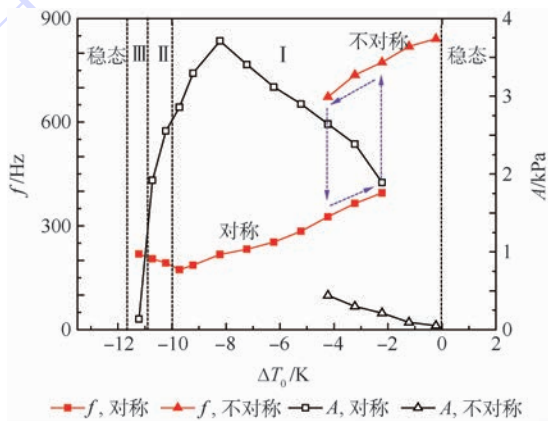


图 15 不同自激振荡模式下频率和幅值与过冷度关系

Fig. 15 Relationship between frequency and amplitude and degree of supercooling under different self-oscillation modes

4 结 论

本文针对音速喷嘴内部凝结现象的影响规律进行了探究,建立了凝结流动的 Eulerian 两相模型,对音速喷嘴凝结现象进行了数值研究。并建立了参数可调节的凝结实验平台,准确捕获了凝结压力突跃现象。

1) 载气压力、温度以及相对湿度对凝结会产生较大影响。

2) 对于凝结稳态特性,在一定范围内,随着载气压力的增大,凝结位置向喉部方向移动,但凝结强度相对减弱;随着载气温度和相对湿度的增大,凝结位置均向前移并且强度也有所提高。

3) 对于凝结自激振荡压力波动特性,其波动频率与入口湿度、入口温度呈正相关,与入口压力呈负相关;凝结自激振荡的振幅与入口湿度、入口温度和入口压力呈正相关。

此外,本文仅对音速喷嘴内部凝结现象规律做了初步探究,凝结流动中还存在复杂的变化,包括流动分歧等现象,值得继续深入探究。

参考文献 (References)

- [1] 汪欢欢. 基于音速喷嘴的气体流量标准装置的研制[D]. 广州: 华南理工大学, 2013.
WANG H H. The development of gas flow standard device based on sonic nozzle[D]. Guangzhou: South China University of Technology, 2013 (in Chinese).
- [2] 代钦, 魏润杰, 黄湛, 等. 超音速喷流 DPIV 瞬时速度场实验测量[J]. 北京航空航天大学学报, 2001, 27(6): 666-669.
DAI Q, WEI R J, HUANG Z, et al. Experimental study of supersonic jet flow using DPIV[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2001, 27(6): 666-669 (in Chinese).
- [3] ASCHENBRENNER A. The influence of humidity on the flow-rate of air through critical flow nozzles[C] // Proceedings of the International Conference on Flow Measurement, 1983: 71-74.
- [4] 李春辉, 王池. 通过音速喷嘴气体流量的湿度修正方法研究[J]. 计量学报, 2007, 28(3A): 160-164.
LI C H, WANG C. The humidity correction on the flow through sonic nozzle[J]. Acta Metrologica Sinica, 2007, 28(3A): 160-164 (in Chinese).
- [5] BRITTON C L, CAZON R W, KEGEL K. The critical flow function, C, for humid air[C] // ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting. New York: ASME, 1998: No. 5309.
- [6] STEWART D G, WATSON J T R, VAIDYA A M. The effect of using atmospheric air in critical flow nozzles[C] // 4th International Symposium on Fluid Flow Measurement, 1999: 27-30.
- [7] LIM J M, YOON B H, OH Y K, et al. The humidity effect on air flow rates in a critical flow venturi nozzle[J]. Flow Measurement and Instrumentation, 2011, 22(5): 402-405.
- [8] CHAHINE K, BALLICO M. Evaluation of the effect of relative humidity of air on the coefficients of critical flow venturi nozzles[C] // 16th International Flow Measurement Conference, 2013: 24-26.
- [9] LI C H, MICKAN B. The humidity effect on the calibration of discharge coefficient of sonic nozzle by means of pVTt facility[C] // Proceedings of 8th International Symposium on Fluid Flow Measurement, 2012: No. 302.
- [10] YOUNG J B. The spontaneous condensation of steam in supersonic nozzles[J]. Physico Chemical Hydrodynamics, 1982, 3(1): 57-82.
- [11] KANE D, FISENKO S P, RUSYNIAC M. The effect of carrier gas pressure on vapor phase nucleation experiments using a thermal diffusion cloud chamber[J]. Journal of Chemical Physics, 1999, 111(18): 8496-8502.
- [12] WEGENER P P, POURING A A. Experiments on condensation of water vapor by homogeneous nucleation in nozzles[J]. The Physics of Fluids, 1964, 7(3): 352-361.
- [13] 蔡颐年, 王乃宁. 湿蒸汽两相流[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1985.
CAI Y N, WANG N N. Wet steam two-phase flow[M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 1985 (in Chinese).
- [14] 马庆芬. 旋转超音速凝结流动及应用技术研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2009.
MA Q F. Study on the rotating supersonic condensing flow and application technology[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2009 (in Chinese).
- [15] AVETISSIAN A R, PHILIPPOV G A, ZAICHIK L I. Effects of turbulence and inlet moisture on two-phase spontaneously condensing flows in transonic nozzles[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2008, 51(17): 4195-4203.
- [16] DYKAS S, WROBLEWSKI W. Numerical modelling of steam condensing flow in low and high-pressure nozzles[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(21): 6191-6199.
- [17] WANG C, WANG L, ZHAO H X, et al. Effects of superheated steam on non-equilibrium condensation in ejector primary nozzle[J]. International Journal of Refrigeration, 2016, 67: 214-226.
- [18] WEGENER P P, CAGLIOSTRO D J. Periodic nozzle flow with heat addition[J]. Combustion Science and Technology, 1973, 6(5): 269-277.
- [19] SKILLING S A. An analysis of the condensation phenomena occurring in wet steam turbine[D]. Birmingham: University of Birmingham, 1987.
- [20] ADAM S, SCHNERR G. Instabilities and bifurcation of non-equilibrium two-phase flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 348(1): 1-28.
- [21] 吴晓明, 李国君, 李亮, 等. 湿蒸汽凝结流中自激振荡模式的数值模拟[J]. 动力工程, 2009, 29(8): 747-751.
WU X M, LI G J, LI L, et al. Numerical simulation of self-excited oscillation patterns in wet steam flow with condensation[J]. Journal of Power Engineering, 2009, 29(8): 747-751 (in Chinese).
- [22] International Standard Organization. Measurement of gas flow by means of critical flow venturi nozzles: ISO9300—2005[S]. Geneva: International Standard Organization, 2005.
- [23] WANG C, DING H B, ZHAO Y K, et al. Sensor system for unsteady flow characteristics in a sonic nozzle with vapor condensation[C] // 2014 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference. Piscataway, NJ: IEEE Press, 2014, 5: 772-775.
- [24] DING H B, WANG C, CHEN C. Experimental and numerical studies on self-excited periodic oscillation of vapor condensation in a sonic nozzle[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2015, 68: 288-299.
- [25] 丁红兵. 音速喷嘴边界层发展及凝结现象研究[D]. 天津: 天津大学, 2014.
DING H B. Boundary layer development and vapor condensation in sonic nozzle[D]. Tianjin: Tianjin University, 2014 (in Chinese).
- [26] 金如山. 喷嘴雾化研究[J]. 北京航空航天大学学报, 1989(3): 69-78.
JIN R S. Atomization study[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 1989(3): 69-78 (in Chinese).
- [27] WANG C, DING H B, LIU Q, et al. The dynamic compensation of temperature sensors in sonic nozzle airflow standard facilities

- based on method of positive pressure[C]//2012 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference. Piscataway, NJ:IEEE Press,2012:2005-2009.
- [28] 孙铁志,魏英杰,王聪,等. 通气位置对潜射航行流体动力特性影响分析[J]. 北京航空航天大学学报,2013,39(10):1303-1308.
- SUN T Z, WEI Y J, WANG C, et al. Analysis of the effect of ventilation positions on hydrodynamic characteristics of submarine-launched vehicle[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2013, 39(10):1303-1308 (in Chinese).
- [29] 王超,王刚,丁红兵. 音速喷嘴内水蒸汽自发凝结流动自激振荡和分枝现象研究[J]. 天津大学学报(自然科学与工程

技术版),2016,49(11):1113-1120.

WANG C, WANG G, DING H B. Research of spontaneous condensation steam flow with self-excited oscillation and bifurcation phenomenon in sonic nozzles[J]. Journal of Tianjin University (Science and Technology), 2016, 49(11):1113-1120 (in Chinese).

作者简介:

王超 男,博士,教授。主要研究方向:电学层析成像、多相流测量和生物阻抗检测。

丁红兵 男,博士,讲师。主要研究方向:多相流测量、气体流量传感器。

Study on condensation in sonic nozzle based on experimental condensation apparatus

WANG Chao^{1,2}, LIN Daxuan^{1,2}, DING Hongbing^{1,2,*}, WANG Gang^{1,2}, AN Haijiao³

(1. School of Electrical and Information Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

2. Tianjin Key Laboratory of Process Measurement and Control, Tianjin 300072, China;

3. Tianjin Institute of Metrological Supervision and Testing, Tianjin 300192, China)

Abstract: The temperature of water vapor and moist gas will drop greatly in the sonic nozzle, which leads to the condensation and will have a great effect on the measurements. Aimed at the phenomenon of condensation and self-oscillation of sonic nozzle, an experimental condensation apparatus was set up to observe the condensation of moist air in sonic nozzle, and the pressure distribution under different conditions was obtained. To validate and supplement the experimental data, a gas-liquid two-phase flow Eulerian model was established through numerical analysis of influence factors on condensation. The results show that the inlet pressure, humidity and temperature have a great influence on condensation phenomenon. With the increase of humidity and temperature, the location of condensation moves forward and the intensity also increases. With the increase of the inlet pressure, the location of condensation moves forward, while the intensity weakens. The frequency of self-oscillation is positively related to the humidity and temperature, and negatively related to the inlet pressure. The amplitude is positively related to the inlet pressure, humidity and temperature.

Keywords: sonic nozzle; supersonic flow; condensation; numerical model; self-oscillation

Received: 2017-02-16; Accepted: 2017-05-19; Published online: 2017-07-11 11:46

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170711.1146.005.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (61627803, 51506148, 61673291); Natural Science Foundation of Tianjin (16JCQNJC03700); Research Fund of Tianjin Key Laboratory (TKLPMC-201611)

* Corresponding author. E-mail: hbding@tju.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2016.0934

槽道内涡波流场展向涡的分布特征



陈彬*, 刘阁, 金兴, 邓阳琴

(重庆工商大学 废油资源化技术与装备工程研究中心, 重庆 400067)

摘 要: 通过 2DPIV 测量了槽道内涡波流场的瞬态速度矢量场, 利用雷诺分解和旋转强度的 λ_{ci} 准则进行了展向涡的识别; 并从识别的逆时针和顺时针展向涡的尺度属性、力学属性和运动属性方面分析了展向涡的分布特征。结果表明, 流场中的顺时针展向涡的数量大于逆时针展向涡的数量; 在法向位置 0.05 ~ 0.45 范围内, 逆时针展向涡的旋转强度呈抛物线形状变化, 顺时针展向涡整体呈下降趋势; 逆时针展向涡的平均直径和椭圆平均长轴长度随着法向位置的增加而缓慢增加, 而顺时针展向涡趋于下降; 逆时针展向涡的椭圆长轴倾角最大值为 67.28°, 顺时针展向涡的等效椭圆的离心率呈下降趋势, 似圆性较好; 逆时针展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量在法向位置 0.15 处出现最大值 61%; 展向涡对流场雷诺应力的影响较小; 逆时针展向涡的数量密度在 0 ~ 0.08 法向位置范围内呈急剧上升趋势, 并达到最大值 0.36, 顺时针展向涡数量密度整体呈倒 U 形分布; 不同旋向的展向涡占总展向涡数量密度的比值都大于 0.3; 展向涡的流向对流速度整体上小于流场的平均速度, 且在槽道中心区域差值较大; 展向涡的法向对流速度随着法向距离增加, 从负值上升到正值, 在中心主流两侧分别发生喷射和扫掠 2 种现象。

关 键 词: 槽道; 涡波流场; 展向涡; 涡旋识别; 分布特征

中图分类号: O357.4⁺³

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2240-09

槽道内涡波流场由于涡旋和波状主流的耦合作用具有较好的传质、传热效应, 在工业上得到了广泛的应用。掌握槽道内旋涡的特性对工业中掺混和分离, 或者利用涡波形成的低压区域产生需要的吸力, 从而强化流体的传质、传热具有重要意义。国内外研究者针对槽道内涡波流场中涡旋的产生、发展和消失的历程从理论仿真和实验研究 2 个方面获得了大量极具价值的成果^[1-4]。

从 Sobey^[5]在槽道内定常流和振荡流的实验中提出涡波流场以来, Hall 和 Smith^[6]对一个黏性弯槽道内的涡波流场进行了分析, 认为在小扰动幅值的情况下, 两列波和一个涡相互作用较为剧

烈, 而高扰动幅值下波和涡旋的相交角度小于 41.6°时涡旋趋于分裂直至消失。Nishimura 和 Matsune^[7]从仿真角度研究了二维波状壁面槽道内流体的速度特性, 发现波状壁面导致流体在涡旋和主流之间脉动, 流体中涡旋的强度随着时间发生变化, 在速度为零时涡量最大, 时间平均涡流强度和壁剪切应力随着流体的振荡频率增加而增加等流动特性。

目前, 对于槽道内涡波流场的深入研究主要基于槽道内流场的涡识别^[8-11]及其结构^[12-15]的研究成果, 特别是针对涡波流场的涡旋的产生机制依赖于目前描述槽道内流场边界层的 2 种模型,

收稿日期: 2016-12-12; 录用日期: 2017-01-20; 网络出版时间: 2017-04-27 14:37

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170427.1437.001.html

基金项目: 国家自然科学基金 (51375516); 重庆市基础与前沿研究计划 (cstc2016jcyjA0185)

* 通讯作者: E-mail: hustchb@163.com

引用格式: 陈彬, 刘阁, 金兴, 等. 槽道内涡波流场展向涡的分布特征[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2240-2248.

CHEN B, LIU G, JIN X, et al. Distribution characteristics of spanwise vortex of vortex wave field in channel flow[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2240-2248 (in Chinese).

即流向涡包结构模型^[16]和拟序结构模型^[17]。其中流向涡包结构模型认为流动结构的产生是通过自身的诱导、自组织以及和其他涡包的相互合并而来的;拟序结构模型认为涡旋的产生与湍流边界层中存在 2 种相反的重要流动结构(喷射和扫掠)在法向方向传输动量,产生雷诺应力导致的剪切运动有关。而湍流边界层外区中的基本结构——发卡涡模型已被广泛接受,Adrian 等^[16]通过 PIV 实验认为发卡涡以涡包形式存在,阐明了这些涡包与喷射和扫掠现象的关系以及边界层中低速条带的成因。蒋平等^[18]对矩形射流流动过程进行了三维大涡模拟,表明在矩形射流的发展区中流向涡才开始逐渐增强,在射流中远场流向涡和展向涡在涡强度、前后涡间距等方面大致相当,流体在横截面上不同流向涡之间的游走极大地强化了射流的混合过程。陈云祥等^[19]数值分析了层流圆管潜射流在密度均匀黏性流体中的演化机理及其表现特征。郭广明等^[20]基于大涡模拟和光线追踪方法,对光线穿越流场后的光程分布与混合层流场中涡结构之间的关系进行了分析,提出了一种基于涡核位置提取的涡结构瞬态对流速度定量计算方法,阐述了混合层流场中涡结构对流速度的特性及其机理。

可见槽道内涡波流场的研究主要集中于流场中涡旋的形成^[10,15,21-24]及其与波状主流的相互作用效应^[17,25-27]上,对边界层外区涡旋的结构以及变化规律鲜有报道。因而本文利用 2DPIV 技术对槽道内的低雷诺数流场进行瞬态速度矢量测量,分析边界层外区存在的发卡涡以涡包形式的展向涡分布特征,从展向涡的尺度属性、力学属性和运动属性方面探讨展向涡在流场中的变化趋势。

1 实验装置和方法

实验流体为 25#变压器油,采用叶片泵(型号为 VP-08F-A3,最大转速为 1 800 r/min)输出动力;采用横截面为 44 mm×44 mm、长为 500 mm 的矩形槽道,槽道的顶面和前面用有机玻璃制作以进行 2DPIV 测量槽道内涡波流场的瞬态速度矢量场,测量的位置距入口 300 mm;槽道中心主流的速度为 $V_0 = 0.0362$ m/s,相应的雷诺数为 $Re = V_0 D / \nu = 138.3$, D 为矩形槽道的等效直径, ν 为 25#变压器油的运动黏度,则槽道内流体为层流形态。实验系统如图 1 所示,以 2DPIV 测量区域的左下角为原点建立笛卡尔坐标系, x 轴方向为槽道内流体的流向方向, y 轴方向为流场的法向方

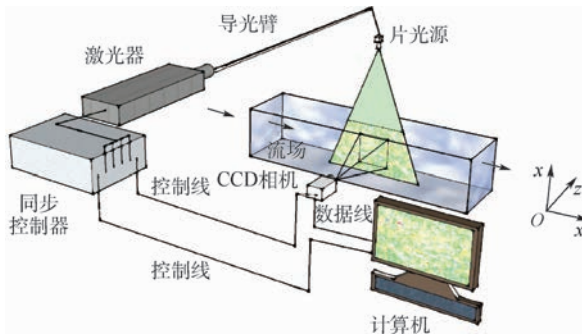


图 1 实验系统

Fig. 1 Experimental system

向,指向槽道的顶面, z 轴方向为流场的展向,垂直于 x - y 平面,指向槽道的背面。

2DPIV(TSI 公司的粒子图像测速系统)用来测量槽道内展向的瞬态速度矢量场,由于变压器油中含有平均粒径为 25 μm 的悬浮颗粒,具有良好的跟随性以及均匀分布的光散射性,因而 2DPIV 测量中不需另加示踪粒子。双钕:钇铝石榴石激光器(200 mJ,脉冲频率 15 Hz,532 nm 激光波长)发出的激光经过导光臂、片光源镜头(焦距 30~3 000 mm,2 套圆柱透镜 - 15 mm F. L. 和 -25 mm F. L.,发散角分别为 25°和 14°)形成 1 mm 厚的片光,从流场的法向方向照射,通过设置在槽道展向方向的 Nikon CCD 相机(15 帧/s,50 mm/F1.8 镜头,2K pixel×2K pixel 分辨率,1 K=1 024)获取流场的图像信息;激光器、片光源镜头及 CCD 相机通过三维坐标架实现拍摄区域位置的精确控制,且由同步控制器(时间分辨率 0.25 ns)实现激光器、相机拍摄的同步触发;对槽道内的涡波流场获取了 200 对图像。

粒子图像分析采用先进的多重网格迭代互相关图以及多重自适应变形窗口算法,在图像查询区采用流场流向方向和法向方向上初始查询窗口 72 pixel×64 pixel、最终查询窗口 64 pixel×48 pixel 并 50% 交叠来获取原始速度矢量以消除查询窗口边界的影响;对错误矢量用一个局部平均验证方法使其临近的 5 pixel×5 pixel 范围内的均值来替代;并对处理后的矢量场进行进一步互相关峰值的高斯拟合,使获取的速度场能够真实反映槽道内涡波流场流动瞬态信息。

2 展向涡的识别

目前,有关流场边界层涡旋的识别方法主要是基于局部速度梯度张量实现的^[10,28-30],包括 Q 准则、 Δ 准则、 λ_{ci} 准则、 λ_2 准则,这些准则由严

格的数学推导而来,具有一定的物理意义,将流场中的涡旋和剪切层分离。而根据 Robinson 旋涡的定义:区域存在涡旋是以一定的速度跟随涡旋中心观察,流线在与涡旋方向垂直的平面上的投影呈现出螺旋图案的情况。说明涡旋通常会以一定的速度对流,需要考虑伽利略不变性。Adrian 等^[16]认为当涡旋以长时平均速度运动时,通过雷诺分解可将涡旋清晰展示出来。因而在槽道内边界层外区的涡旋识别中采用雷诺分解,以获取局部脉动速度场,再利用局部速度梯度的共轭复特征值的虚部来表示旋转强度的 λ_{ci} 准则进行识别。

首先,利用旋转强度 $\Lambda_{ci} = \lambda_{ci} \omega_z / |\omega_z|$ 的正负符号表征不同旋向的涡, Λ_{ci} 为涡的旋转强度, ω_z 为展向涡的涡量。然后,将 λ_{ci} 准则的阈值设定^[31]为 $|\Lambda_{ci}(x,y)| \geq 1.5 \Lambda_{ci}^{rms}(y)$, $\Lambda_{ci}^{rms}(y)$ 为涡的旋转强度沿法向位置的均方根值。

图 2 为利用旋转强度的 λ_{ci} 准则对槽道内涡波流场中展向涡的识别结果。图中:横纵坐标为 2DPIV 测量范围的尺度与槽道法向距离的比值,

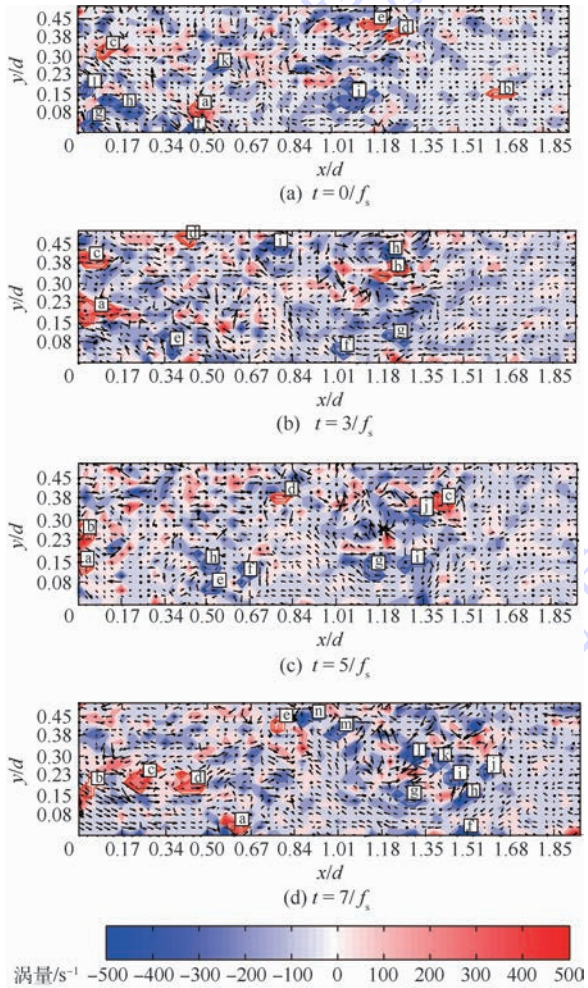


图 2 涡波流场的展向涡 λ_{ci} 准则识别结果

Fig. 2 Identification results of spanwise vortex λ_{ci} criteria in vortex wave field

$f_s = 7.5 \text{ Hz}$ 为 2DPIV 测量脉冲频率;色度条表示流场的涡量大小,箭头表示流场的速度矢量,封闭的实线表示 λ_{ci} 准则识别的展向涡区域,实线的颜色与流场的局部涡量颜色一致,分别表征顺时针展向涡和逆时针展向涡。图 2 中: $t = 0/f_s, 3/f_s, 5/f_s, 7/f_s$ 分别表示 PIV 采集的槽道内涡波流场的时间,即流场的序数与脉冲频率的比值。

从图 2 中可以看到,展向涡位于流场中涡量集中的区域,其中展向涡区域的速度矢量呈现出螺旋旋转特征;流场中展向涡的数量较多,且顺时针展向涡的数量大于逆时针展向涡的数量;随着槽道内流体流动时间的延长,流场左端尺度较小的展向涡在波状主流的作用下逐渐集中,且旋向相反的展向涡互相交融;由于不同旋向的展向涡数量不同,从而宏观上使流场部分区域呈现了旋向一致的展向涡,如图 2(d) 中标识为 f-1 的顺时针展向涡集中在一起形成一个宏观尺度较大的顺时针展向涡。

3 展向涡的平均属性

3.1 展向涡的尺度属性分布

为了描述槽道内涡波流场展向涡的尺度属性,根据 2DPIV 测量实验的设置方案,取与 λ_{ci} 准则识别的展向涡区域具有相同面积圆的直径,作为展向涡的等效直径,经过流向和时间平均得到法向平均直径:

$$\begin{cases} \langle D_r \rangle = \frac{1}{C} \sum_{c=1}^C \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_r(x_c, y_l, t_i) & l = 1, 2, \dots, L \\ \langle D_p \rangle = \frac{1}{C} \sum_{c=1}^C \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_p(x_c, y_l, t_i) & l = 1, 2, \dots, L \end{cases} \quad (1)$$

式中: $d_r(x, y, t)$ 和 $d_p(x, y, t)$ 分别为某一时刻流场经过 λ_{ci} 准则识别的逆时针展向涡和顺时针展向涡的等效直径; C 和 L 分别为 2DPIV 测量的流向和法向速度点的个数; N 为 2DPIV 测量的流场数; $\langle D_r \rangle$ 和 $\langle D_p \rangle$ 分别为逆时针展向涡和顺时针展向涡的平均直径。

图 3(a) 为逆时针展向涡和顺时针展向涡的平均直径随流场法向的变化规律,可见在流场边界层外区展向涡的平均直径在法向 0.05 和 0.45 处产生急剧变化,这是由于计算流场展向涡的平均直径受到 2DPIV 测量区域边界的限制造成统计数量不足的结果;从法向位置 0.05 ~ 0.45 范围内看,逆时针展向涡随着法向位置的增加,其平均直径缓慢增加,相反,顺时针展向涡的平均直径则随着法向位置的增加而趋于下降,且在法向位

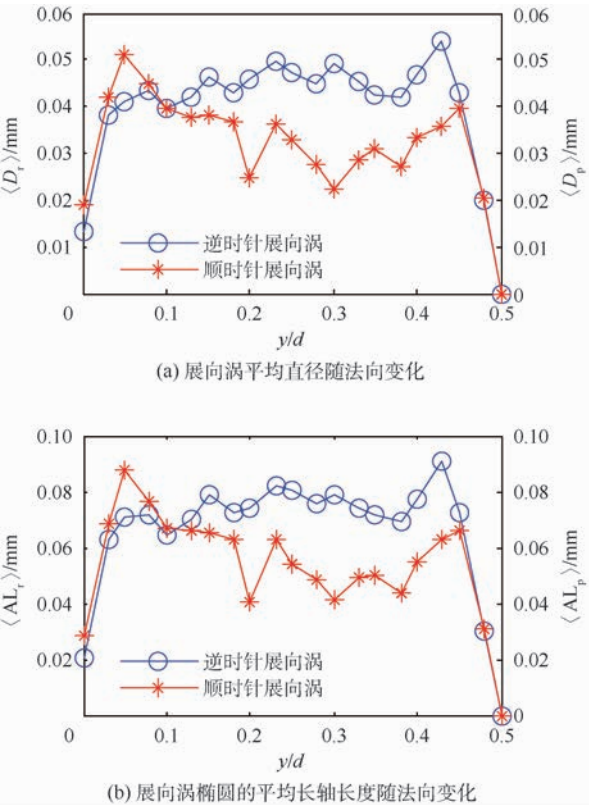


图 3 展向涡的平均直径和平均长轴长度
Fig. 3 Mean diameter and mean length of long axis of spanwise vortex

置 0.10 处,低于此值的区域顺时针展向涡的平均直径大于逆时针展向涡的平均直径,反之,则顺时针展向涡的平均直径小于逆时针展向涡的平均直径。由于 2DPDV 测量的流场区域位于波状主流的中心,与边界层的展向涡平均直径变化不同,在此区域涡旋的尺度在波状主流的作用下会增大^[32],而顺时针展向涡与波状主流的方向一致,致使在 0.10 ~ 0.45 法向范围内顺时针展向涡的平均直径小于逆时针展向涡的平均直径,且有下降的趋势。

同理,将 λ_{ci} 准则识别的展向涡区域等效为具有相同标准二阶中心矩的椭圆的长轴长度,经过流向和时间平均得到椭圆的平均长轴长度即为展向涡的平均长轴长度 $\langle AL_v \rangle$,则平均长轴长度随法向位置变化的情况如图 3(b) 所示。

可见,展向涡的等效椭圆的平均长轴长度与图 3(a) 的平均直径的变化基本一致,这是由于经过 λ_{ci} 准则识别的展向涡区域是一定的,只是将其转换为不同的表达方式。

利用展向涡的等效椭圆的表征方法,可获取相应区域的等效椭圆长轴与流向的交角(倾角)以及等效椭圆的离心率,分别称为展向涡的长轴倾角和离心率,则展向涡的长轴倾角 $\langle IA_v \rangle$ 、

$\langle IA_p \rangle$ 和离心率 $\langle e_v \rangle$ 、 $\langle e_p \rangle$ 随法向位置的变化分别如图 4(a)、(b) 所示。

由图 4(a) 可以看出,在 0.10 ~ 0.40 法向范围内,逆时针展向涡的椭圆长轴与流向的交角在中间位置 0.20 ~ 0.30 较大,最大值为 67.28° ,其他法向位置的交角在 50° 上下变化;顺时针展向涡的椭圆长轴倾角在 0.10 ~ 0.40 法向范围内变化幅度较大,基本呈下降趋势。从图 2 可以看出,逆时针展向涡相对于顺时针展向涡分散性较大,且数量较少,因而逆时针展向涡受波状主流的影响相对较小,其长轴倾角在法向中间位置之外的变化较为稳定。

受波状主流的影响,顺时针展向涡的等效椭圆的离心率变化幅度较大,在法向位置 0.05 ~ 0.45 范围内呈下降趋势,如图 4(b) 所示,即顺时针展向涡的似圆性较好;反之逆时针展向涡的等效椭圆的离心率在法向位置 0.05 ~ 0.45 范围内在 0.5 上下波动。

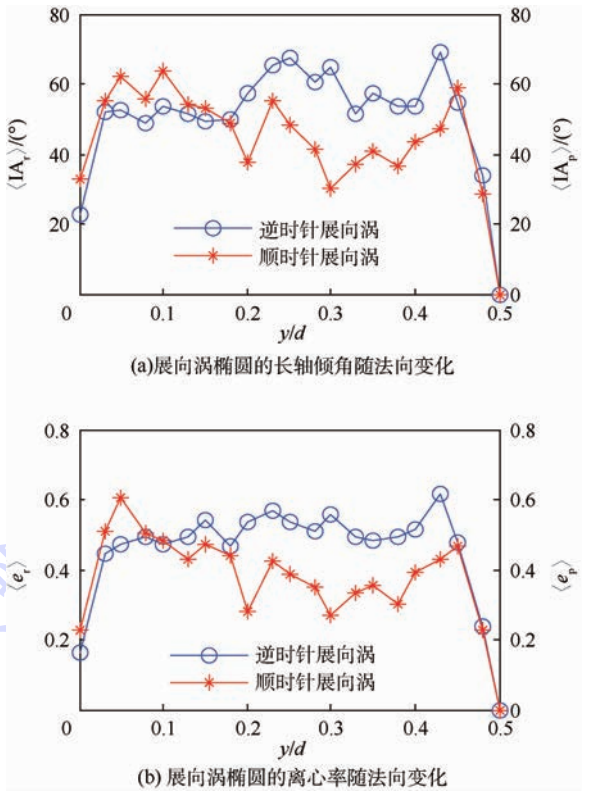


图 4 展向涡的长轴倾角和离心率
Fig. 4 Long axis inclination angle and eccentricity of spanwise vortex

3.2 展向涡的力学属性分布

由于在流场强剪切区域的流体微团并没有发生旋转,但仍有较大的涡量,图 2 中标识符号的区域是 λ_{ci} 准则识别的展向涡区域,也是流场涡量较为集中的区域,但是流场涡量较大的区域并没有

全部被识别为展向涡区域。

将 λ_{ci} 准则识别的展向涡的旋转强度 Λ_{ci} 经过流向和时间平均得到逆时针展向涡和顺时针展向涡的旋转强度随法向位置变化的情况,见图 5(a)。

可以看出,在 0.05 ~ 0.45 法向位置范围内,逆时针展向涡的旋转强度呈抛物线形状变化,在法向位置 0.20 处达到最大值 5.9,而顺时针展向涡在 0.05 ~ 0.45 法向位置范围内整体呈下降趋势,且顺时针展向涡在 0.10 ~ 0.45 法向位置范围内的旋转强度低于逆时针展向涡。从图 5(b)也可看出,逆时针展向涡涡量的幅值在 0.10 ~ 0.45 法向位置范围内同样大于顺时针展向涡的涡量;且同样法向位置处展向涡的涡量约是涡旋转强度的 3 倍。

则展向涡和涡量之间的这种关系可用不同旋转方向的展向涡对 $\langle v\omega_z \rangle$ 的全局平均分量表示^[33]:

$$F_{p(r)}(y) = \frac{\langle v(x,y,t) |_{p(r)} \omega_z(x,y,t) |_{p(r)} \rangle}{\langle v(x,y,t) \cdot \omega_z(x,y,t) \rangle} \quad (2)$$

式中: $v(x,y,t) |_{p(r)}$ 和 $\omega_z(x,y,t) |_{p(r)}$ 分别为 λ_{ci} 准则识别的逆时针(顺时针)展向涡区域内的法向速度和涡量。

图 6(a)为逆时针展向涡和顺时针展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量 F_r 、 F_p 随法向位置的变化情况。可见,逆时针展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量在法向位置 0.10 ~ 0.30 范围内先下降再增

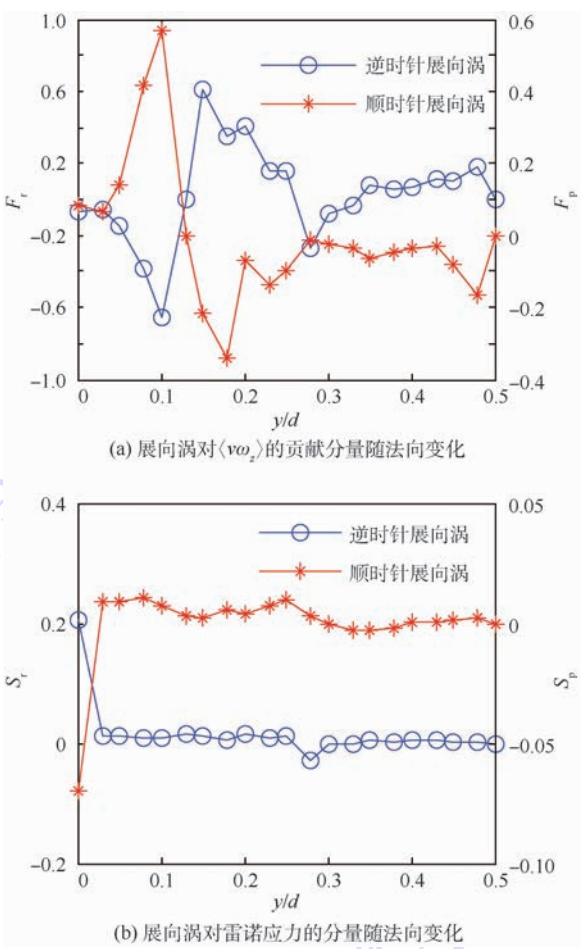


图 6 展向涡对的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量和雷诺应力分量
Fig.6 $\langle v\omega_z \rangle$ component and Reynolds stress component of spanwise vortex pair

加后下降,在 0.33 ~ 0.48 法向位置范围内随之缓慢增加,在 0.15 处出现最大值 61%;与之相反,顺时针展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量在 0.10 处先达到最大值 57% 后再急剧下降直至法向位置 0.18 处,随后呈缓慢增加趋势;与流场边界层的展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量变化趋势不同^[33],图 6(b)所示的展向涡是在流场的边界层外区,且流场的雷诺数较低,因而其对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量在法向位置 0 ~ 0.18 范围内的变化幅度较大。

同理,为了表征展向涡对整体雷诺应力的影响,建立展向涡与雷诺应力的表达式为

$$S_{p(r)}(y) = \frac{-\langle v(x,y,t) |_{p(r)} u(x,y,t) |_{p(r)} \rangle}{-\langle v(x,y,t) \cdot u(x,y,t) \rangle} \quad (3)$$

式中: $u(x,y,t) |_{p(r)}$ 为 λ_{ci} 准则识别的逆时针(顺时针)展向涡区域内流场的流向速度。

图 6(b)为逆时针展向涡和顺时针展向涡对整体雷诺应力 S_r 、 S_p 的影响随法向位置的变化情况。可见,去除展向涡的测量边界影响点(法向

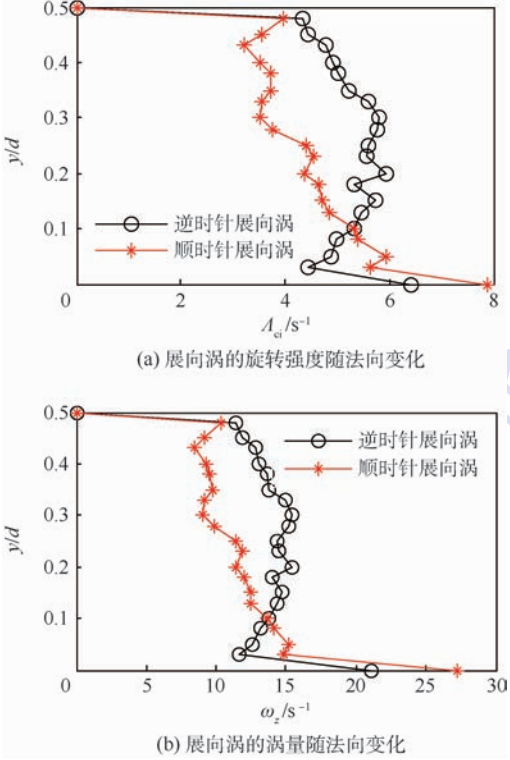


图 5 展向涡的旋转强度和涡量

Fig.5 Rotational strength and vorticity of spanwise vortex

位置 0 处)后,逆时针展向涡对流场雷诺应力的影响较小,整体呈缓慢下降趋势,最大值在法向位置 0.03 处为 1.1%;顺时针展向涡对流场雷诺应力的影响同样在法向位置 0.03 处有最大值 0.9%,整体也呈下降趋势。这是由于不同旋向的展向涡自身是一个严实的小体积,仅对局部雷诺应力有影响,对整体雷诺应力的影响由于不同旋向而抵消,还有学者认为流场的雷诺应力是展向涡的诱导行为,因而对其影响较小^[16]。

3.3 展向涡的运动属性分布

根据 Wu 和 Christensen^[31]定义的展向涡数量密度,来描述流场展向涡的数量增长趋势。展向涡的数量密度 $\Pi_{p(r)}(y)$ 是用展向涡涡心法向位置的 3 倍法向间距 $\Delta y/d$ 与流向距离 x/d 窗口面积内的展向涡的整体平均数 $N_{p(r)}(y)$ 来表示:

$$\Pi_{p(r)}(y) = \frac{N_{p(r)}(y)}{3(\Delta y/d)(x/d)} \tag{4}$$

式中: d 为槽道的法向距离。

图 7(a)为展向涡的数量密度随流场法向位置的变化情况。可以看到,逆时针展向涡的数量密度在 0 ~ 0.08 法向位置范围内呈急剧上升趋势,并达到最大值 0.36,随后 0.08 ~ 0.43 法向位

置范围内缓慢下降,最后又急剧下降;顺时针展向涡与之不同的是,其数量密度整体呈倒 U 形分布,与图 2 一致表明顺时针展向涡的数量大于逆时针展向涡的数量,在法向位置的中心区域,受波状主流的影响,顺时针展向涡得到激发而增加,但是其尺度相对于逆时针展向涡较小。

利用展向涡占总展向涡数量的比值,即数量比值来分析不同旋向的展向涡的数量密度的变化趋势,则展向涡的数量比值为

$$\begin{cases} \Psi_p(y) = \frac{\Pi_p(y)}{\Pi_p(y) + \Pi_r(y)} \\ \Psi_r(y) = \frac{\Pi_r(y)}{\Pi_p(y) + \Pi_r(y)} \end{cases} \tag{5}$$

式中: $\Psi_r(y)$ 和 $\Psi_p(y)$ 分别为逆时针展向涡和顺时针展向涡占总展向涡数量的比值。

不同旋向展向涡的数量比值随法向位置的变化如图 7(b) 所示,可见,不同旋向展向涡占总展向涡数量密度的比值都大于 0.3。其中,逆时针展向涡的数量比值在法向位置 0 ~ 0.30 范围内呈下降趋势,随后又逐渐上升;顺时针展向涡的数量比值与之相反。表明槽道中心区域的波状主流对展向涡的数量影响较大。

根据 λ_{ci} 准则识别的展向涡涡心坐标以及雷诺分解的原理,可以得到各个涡心的速度,则由 Robinson 旋涡的定义可知,所获取涡心的速度可表征展向涡的对流速度。

图 8 为展向涡对流速度随法向位置变化的情况。图 8(a)为展向涡的流向对流速度 $\langle U_c \rangle$ 与流场的平均流向速度随法向位置的变化,图 8(b)为展向涡的法向对流速度 $\langle V_c \rangle$ 随法向的变化。由图 8(a)可见,展向涡的流向对流速度整体上小于流场的平均速度,且在槽道中心区域差值较大;由图 6 可知,在这个法向范围内展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量幅值变化较大,再结合图 8(b)展向涡法向对流速度基本为负值,此范围内的展向涡发生类似湍流边界层中的“扫掠”现象,而法向位置 0.30 ~ 0.50 范围内展向涡的流向对流速度低于平均速度,且法向对流速度为正值,此范围内的展向涡发生类似湍流边界层中的“喷射”现象。

图 8(b)中,展向涡的法向对流速度随着法向距离增加,从负值上升到正值,表明了槽道内涡波流场的波状主流的变化特征,展向涡在波状主流的卷绕下运动,在槽道中心区域,主流流向速度较大,因而展向涡的流向对流速度相对较大,在中心主流两侧分别发生喷射和扫掠 2 种现象。

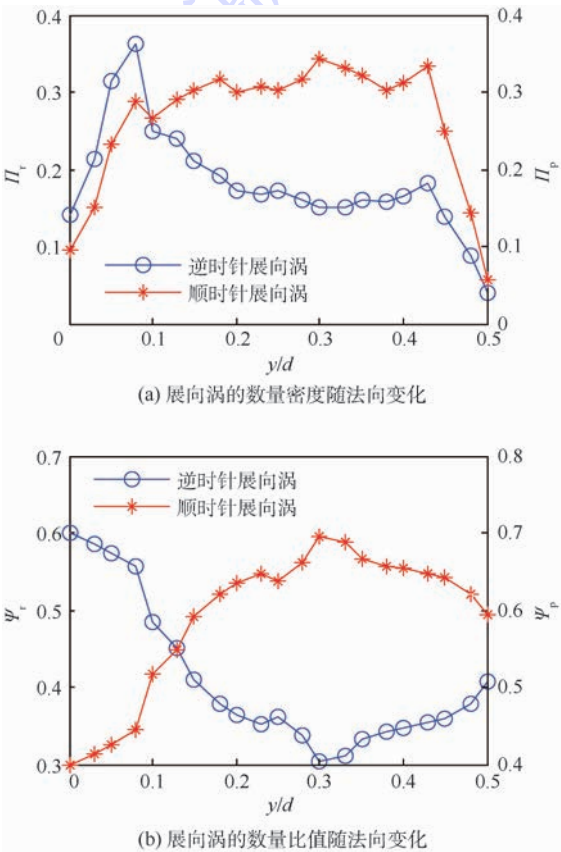
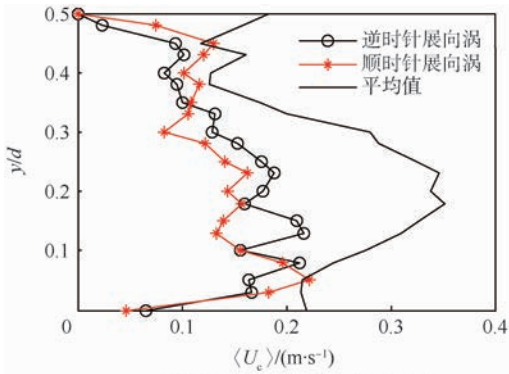
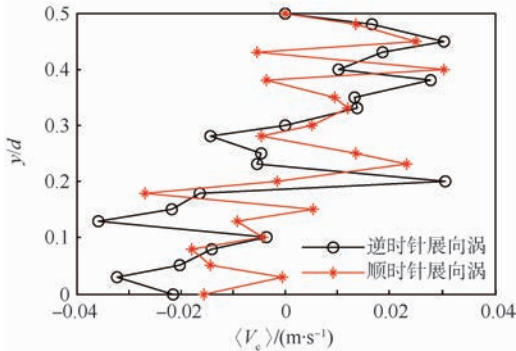


图 7 展向涡的数量密度和数量比值
Fig. 7 Population density and quantity ratio of spanwise vortex



(a) 展向涡流向对流速度随法向变化



(b) 展向涡法向对流速度随法向变化

图 8 展向涡的对流速度

Fig. 8 Convective velocity of spanwise vortex

4 结 论

1) 对槽道内边界层外区的流场采用雷诺分解和旋转强度的 λ_{ci} 准则进行了展向涡的识别,流场中的顺时针展向涡的数量大于逆时针展向涡的数量,且随着时间的延长,尺度较小的涡旋在波状主流的作用下发展为较大尺度的展向涡。

2) 在 0.05 ~ 0.45 法向位置范围内,逆时针展向涡的平均直径和椭圆长轴长度随着法向位置的增加而缓慢增加,顺时针展向涡则趋于下降;在 0.10 ~ 0.45 法向范围内,顺时针展向涡的平均直径和椭圆长轴长度小于逆时针展向涡;逆时针展向涡的椭圆长轴倾角在法向位置 0.20 ~ 0.30 较大,最大值为 67.28°,顺时针展向涡基本呈下降趋势;顺时针展向涡等效椭圆的离心率呈下降趋势,似圆性较好;逆时针展向涡等效椭圆的离心率在法向位置 0.05 ~ 0.45 范围内在 0.5 上下波动。

3) 在 0.05 ~ 0.45 法向位置范围内,逆时针展向涡旋转强度呈抛物线形状变化,而顺时针展向涡整体呈下降趋势;逆时针展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量在法向位置 0.10 ~ 0.30 范围内先下降再增加后下降,在 0.15 处出现最大值 61%;顺时针展向涡对全局平均的 $\langle v\omega_z \rangle$ 分量在 0.10 处先

达到最大值 57% 后再急剧下降;逆时针展向涡对流场雷诺应力的影响较小,整体呈缓慢下降趋势,最大值为 1.1%;顺时针展向涡在法向位置 0.03 处有最大值 0.9%,整体也呈下降趋势。

4) 逆时针展向涡的数量密度在 0 ~ 0.08 法向位置范围内呈急剧上升趋势,并达到最大值 0.36,顺时针展向涡数量密度整体呈倒 U 形分布;不同旋向的展向涡占总展向涡数量密度的比值都大于 0.3;展向涡的流向对流速度整体上小于流场的平均速度,且在槽道中心区域差值较大;展向涡的法向对流速度随着法向距离增加,从负值上升到正值,在中心主流两侧分别发生喷射和扫掠 2 种现象。

参考文献 (References)

[1] WANG G, EVANS G M, JAMESON G J. Bubble-particle detachment in a turbulent vortex I: Experimental [J]. Minerals Engineering, 2016, 92 (6): 196-207.

[2] YUAN H, TAN S, WEN J, et al. Heat transfer of pulsating laminar flow in pipes with wall thermal inertia [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2016, 99 (1): 152-160.

[3] ESCHMANN G, KUNTZE A, UFFRECHT W, et al. Experimental and numerical investigation of heat transfer coefficients in gaseous impinging jets-First test of a recent sensor concept for steady and unsteady flow [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2015, 96 (3): 290-304.

[4] ABIEV R S, GALUSHKO A S. Hydrodynamics of pulsating flow type apparatus: Simulation and experiments [J]. Chemical Engineering Journal, 2013, 229 (8): 285-295.

[5] SOBEY I J. Observation of waves during oscillation channel flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1985, 151 : 395-426.

[6] HALL P, SMITH F T. The nonlinear interaction of Tollmien-Schlichting waves and Taylor-Gortler vortices in curved channel flows [J]. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, 1988, 417 (1853): 255-282.

[7] NISHIMURA T, MATSUNE S. Vortices and wall shear stresses in asymmetric and symmetric channels with sinusoidal wavy walls for pulsatile flow at low Reynolds numbers [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1998, 19 (6): 583-593.

[8] BERSON A, MICHARD M, BLANC-BENON P. Vortex identification and tracking in unsteady flows [J]. Comptes Rendus Mecanique, 2009, 337 (2): 61-67.

[9] CHAKRABORTY P, BALACHANDAR S, ADRIAN R J. On the relationships between local vortex identification schemes [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2005, 535 : 189-214.

[10] GRAFTIEAUX L, MICHARD M, GROSJEAN N. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows [J]. Measurement Science and Technology, 2001, 12 (9): 1422-1429.

[11] LIU C, WANG Y, TANG J. New vortex identification method and vortex ring development analysis in boundary layer transition [C] // 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reston;

- AIAA,2016;1-28.
- [12] LEE J, LEE J H, CHOI J, et al. Spatial organization of large- and very-large-scale motions in a turbulent channel flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2014, 749:818-840.
- [13] NATRAJAN V K, WU Y, CHRISTENSEN K T. Spatial signatures of retrograde spanwise vortices in wall turbulence[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 574:155-167.
- [14] PIROZZOLI S, BERNARDINI M, GRASSO F. Characterization of coherent vortical structures in a supersonic turbulent boundary layer[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 613(6):205-231.
- [15] YANG W, MENG H, SHENG J. Dynamics of hairpin vortices generated by a mixing tab in a channel flow[J]. *Experiments in Fluids*, 2001, 30(6):705-722.
- [16] ADRIAN R J, MEINHART C D, TOMKINS C D. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 422(13):1-54.
- [17] LOZANO-DURÁN A, JIMÉNEZ J. Time-resolved evolution of coherent structures in turbulent channels: Characterization of eddies and cascades[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2014, 759:432-471.
- [18] 蒋平, 郭印诚, 张会强, 等. 矩形射流中的流向涡分布特性及作用[J]. *清华大学学报(自然科学版)*, 2005, 45(8):1110-1113.
- JIANG P, GUO Y C, ZHANG H Q, et al. Distribution and function of streamwise vortexes in rectangular jet flows[J]. *Journal of Tsinghua University (Science and Technology)*, 2005, 45(8):1110-1113(in Chinese).
- [19] 陈云祥, 陈科, 尤云祥, 等. 层流圆管潜射流生成蘑菇形涡结构特性数值研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(11):114701-114710.
- CHEN Y X, CHEN K, YOU Y X, et al. Numerical investigation on the characteristics of the mushroom-like vortex structure generated by a submerged laminar round jet[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(11):114701-114710(in Chinese).
- [20] 郭广明, 刘洪, 张斌, 等. 混合层流场中涡结构对流速度的特性[J]. *物理学报*, 2016, 65(7):74701-74702.
- GUO G M, LIU H, ZHANG B, et al. Characteristics of convective speeds of vortex structures in mixing layer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(7):74701-74702(in Chinese).
- [21] GHOMESHI M, KAMANBEDAST A A. Experimental investigation of height preventing structures for vertical wave against flow in open channel[J]. *World Applied Sciences Journal*, 2010, 9(9):1067-1074.
- [22] KIM K, SUNG H J, ADRIAN R J. Effects of background noise on generating coherent packets of hairpin vortices[J]. *Physics of Fluids*, 2008, 20(10):105107-1-105107-10.
- [23] ADRIAN R J, CHRISTENSEN K T, LIU Z C. Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields[J]. *Experiments in Fluids*, 2000, 29(3):275-290.
- [24] DEFINA A, PRADELLA I. Vortex-induced cross-flow seiching in cylinder arrays[J]. *Advances in Water Resources*, 2014, 71:140-148.
- [25] MONTY J P, STEWART J A, WILLIAMS R C, et al. Large-scale features in turbulent pipe and channel flows[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 589:147-156.
- [26] PIROZZOLI S, BERNARDINI M, GRASSO F. On the dynamical relevance of coherent vortical structures in turbulent boundary layers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 648(10):325-349.
- [27] WOODCOCK J D, MARUSIC I. The statistical behaviour of attached eddies[J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(1):97-120.
- [28] CHEN Q, ZHONG Q, QI M, et al. Comparison of vortex identification criteria for planar velocity fields in wall turbulence[J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(8):85101.
- [29] CHEN Q, ZHONG Q, WANG X, et al. An improved swirling-strength criterion for identifying spanwise vortices in wall turbulence[J]. *Journal of Turbulence*, 2014, 15(2):71-87.
- [30] HO S. An effective vortex detection approach for velocity vector field[C]//2012 21st International Conference on Pattern Recognition. Piscataway, NJ:IEEE Press, 2012:2643-2646.
- [31] WU Y, CHRISTENSEN K T. Population trends of spanwise vortices in wall turbulence[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 568(10):55-76.
- [32] GAO Q, ORTIZ-DUEÑAS C, LONGMIRE E K. Analysis of vortex populations in turbulent wall-bounded flows[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 678(4):87-123.
- [33] CHEN Q, ADRIAN R J, ZHONG Q, et al. Experimental study on the role of spanwise vorticity and vortex filaments in the outer region of open-channel flow[J]. *Journal of Hydraulic Research*, 2014, 52(4):476-489.

作者简介:

陈彬 男,博士,教授。主要研究方向:流体动力学。

Distribution characteristics of spanwise vortex of vortex
wave field in channel flow

CHEN Bin* , LIU Ge, JIN Xing, DENG Yangqin

(Engineering Research Centre for Waste Oil Recovery Technology and Equipment, Chongqing Technology and
Business University, Chongqing 400067, China)

Abstract: The instantaneous velocity vector fields of the vortex wave field in the channel flow were measured by 2DPIV. The identification of the spanwise vortices is carried out by using the criteria of Reynolds decomposition and swirling strength λ_{ci} criteria. The distribution characteristics of spanwise vortices are analyzed from scale properties, mechanical properties and motion properties of the counter-clockwise and clockwise vortices identified by swirling strength λ_{ci} criteria. The results show that the number of clockwise vortices is larger than that of the counter-clockwise vortices in the flow field. The swirling strength of the counter-clockwise vortices is in the form of parabolic shape in the range of normal direction 0.05 – 0.45, while the clockwise vortices show the overall downward trend. And the average diameter and the long axis of the ellipse of the counter-clockwise vortices increase slowly with the increase of the normal position, while the clockwise vortex tends to decrease. The largest value of the inclination angle of the long axis of the ellipse of the counter-clockwise spanwise vortices is 67.28°. The eccentricity of the equivalent ellipse of the clockwise vortices shows a decreasing trend, and the circularity is better. The contribution of the counter-clockwise spanwise vortices to the total mean $\langle v\omega_z \rangle$ has a maximum value of 61% at normal direction 0.15, and the contribution of the spanwise vortices to the total Reynolds stress is smaller; the population densities of counter-clockwise spanwise vortices in the 0 – 0.08 normal displacement range have a sharp upward trend, and achieve the maximum 0.36; The distribution of the clockwise spanwise vortices shows the inverted “U”-shape; The population density ratio of spanwise vortices with different directions of swirling to total spanwise vortices is greater than 0.3; the streamwise convective velocity of the spanwise vortices is less than that of the mean velocity of flow field in general, and the difference between them is larger in the central region of the channel. The normal convective velocity of the spanwise vortex increases from negative value to positive value with the increase of normal distance, and two phenomena of ejecting and sweeping occur on the two sides of the central mainstream.

Keywords: channel; vortex wave field; spanwise vortex; identification of vortex; distribution characteristics

Received: 2016-12-12; Accepted: 2017-01-20; Published online: 2017-04-27 14:37
URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170427.1437.001.html
Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51375516); Chongqing Basic and Frontier Research Project (cstc2016jcyjA0185)
* Corresponding author. E-mail: hustchb@163.com

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0058

基于双耦合 Duffing 振子的气液两相流动特性分析



李洪伟*, 苏全, 孙斌, 周云龙

(东北电力大学 能源与动力工程学院, 吉林 132012)

摘 要: 提出了双耦合 Duffing 振子仿真系统检测小通道气液两相流型信号的方法。搭建了双耦合 Duffing 振子仿真系统, 针对流型信号的特征确定了 3 个关键参数: 阻尼比、耦合系数和频率, 并应用典型混沌信号 Lorenz 和 Rössler 对该仿真系统进行了性能检测。在两相流型信号检测时, 提取了振子振动的瞬时速度和位移 2 个特征值, 并基于特征值对流型动力学特性及流型辨识进行了深入研究。结果表明: 通过对典型混沌系统的检测验证, 发现本文检测方法具有较好的抗噪能力, 能够较好地表征典型信号的混沌特性。提取的 2 个特征值能够揭示出小通道气液两相流型转变过程中气液两相间的作用机理。系统的振子振动瞬时速度结合位移实现了小通道气液两相流典型流型的准确识别, 有助于其他不同介质的多相流动特性分析与流型辨识。

关 键 词: 气液两相流; 动力学特性; 双耦合达芬振子; 仿真系统; 流型辨识

中图分类号: O359.1

文献标识码: A **文章编号:** 1001-5965(2017)11-2249-10

随着现代科技的迅猛发展, 客观上为提高制造工艺水平以及实际工程需要提供了有利条件, 同时也开辟了多相流学科在微小尺度研究的新领域。比如, 熟知的紧凑换热器设计中, 非圆截面小通道换热器管束相对传统的圆管管束在体积方面的优势显而易见, 并越来越广泛地应用到航空航天以及微电子计算机等其他相关领域。微小通道比起常规通道尺寸起码减小 100 ~ 1 000 倍以上, 因此, 两相流动呈现出的流动特性与在常规通道下的有极大区别。实验表明, 微小通道内两相间的表面张力和润湿性等因素是导致上述现象的主要原因。再考虑到两相间内在的复杂程度, 对微小通道内气液两相流动特性研究更是处于初级阶段^[1-2]。通常, 通过构建一个复杂的非线性动力学系统来研究两相流相关问题, 20 世纪 90 年代至今, 流型识别越来越多地从混沌、分形以及时频

域分析等角度着手研究。施丽莲等^[3]利用高速智能耦合电子元件获取气液两相流型图, 结合模糊数学中的相关推理方法对图形进行识别。Sun 等^[4]应用自适应最优核时频分析方法对水平文丘里管内气液两相流型与流动特性进行了识别与分析。黄竹清^[5]利用小波分析方法得到的特征量来进行流型识别与特性分析。Du 等^[6]同样应用上述表征方法对气液两相流电导信号进行了分析, 通过比较分析总能量、时频熵 2 个特征值准确地区分出了不同的流型。金宁德和陈万鹏^[7]采用混沌逐渐递归量化方法对油水两相流流型进行识别, 同时对该方法的有效性和灵敏度进行了验证。笔者团队^[8-11]对常规通道气液两相流压差、电导及图像灰度波动信号进行了混沌、分形、递归研究, 将双 HURST 指数方法应用到气液两相流动力学特性分析中。高忠科和金宁德^[12]将复杂网

收稿日期: 2017-02-13; 录用日期: 2017-04-24; 网络出版时间: 2017-05-18 17:33

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170518.1733.005.html

基金项目: 国家自然科学基金(51406031); 吉林省教育厅基金(2015-243); 吉林省科技厅基金(20160520032JH, 20170101123JC)

* 通讯作者: E-mail: lihongweihw@163.com

引用格式: 李洪伟, 苏全, 孙斌, 等. 基于双耦合 Duffing 振子的气液两相流动特性分析[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2249-2258. LI H W, SU Q, SUN B, et al. Analysis of gas-liquid two-phase flow characteristics based on double coupled Duffing oscillator[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2249-2258 (in Chinese).

络进一步深化,并成功应用于两相流的动力学特性研究中。

双耦合 Duffing 振子仿真系统是一种比较新颖的检测方法,针对微弱信号的检测具有抗干扰能力较强、灵敏度高的特点。李月等^[13]分析耦合参数的作用、大尺度周期相态时系统的复杂性以及系统各状态的比较,构造出一类含特定恢复力项双中强度耦合 Duffing 振子系统,并成功检测噪声背景中的谐波、方波信号。吴勇峰等^[14]研究环形耦合 Duffing 振子系统,成功演化出了耦合振子间的同步作用机理。杨东升等^[15]提出一种针对未知频率微弱信号的分段测频检测方法,解决微弱信号检测的难点问题。利用双耦合 Duffing 振子系统有效解决了单 Duffing 振子微弱信号检测方法容易受到噪声影响干扰而产生误判这一问题。赵雪平等^[16]通过对哈密顿系统和耗散系统进行仿真实验分析以及理论推导,证明在用于检测同相轴的 Duffing 型系统中,非线性恢复力项的选取至关重要。刘海波等^[17]提出了一种新的微弱周期信号检测方法,即以 Duffing 振子系统相态由大周期态向混沌态的相变作为判据来检测信号,结果证明该方法在相变时受过渡带影响较小,具有较好的检测性能。

目前,两相流动特性的研究大都集中在常规管道和微米级通道,而介于 2 种尺度之间的毫米级小通道(尤其是 1~5 mm)的研究成果相对匮乏,相关文献报道很少。基于上述原因,本文运

用双耦合 Duffing 振子仿真系统,针对内径为 2 mm×0.81 mm 的矩形垂直玻璃通道内的气液两相流进行了流型动力学特性分析和研究。

1 理论基础

双耦合 Duffing 振子仿真系统方程如下:

$$\begin{cases} x'' + kx' - x + x^3 + ck(u - x) = \gamma \cos(\omega t) \\ u'' + ku' - u + u^3 + ck(x - u) = \gamma \cos(\omega t) \end{cases} \quad (1)$$

式中: c 为耦合系数; k 为阻尼比; $(u - x)$ 为耦合项; $\gamma \cos(\omega t)$ 为系统周期策动力, γ 为振幅, ω 为角速度。当 $c = 0$ 时,系统的耦合现象消失,此时系统与单 Duffing 振子仿真系统的行为一样。当 $c \neq 0$ 时,振子系统的 2 个变量 x 和 u 通过耦合作用逐渐趋于一致。另外,系统外加驱动力也令其具有相同的上述形式。MATLAB 中的双耦合 Duffing 振子仿真系统如图 1 所示。

研究表明,相对于同一类振子仿真系统,双耦合振子仿真系统具有更复杂、精确的动力学特征。例如,利用耦合振子间存在的联系以及制约特点,获取到的相态更稳定,抗噪能力更强,这是单振子所不具有的。为了得到符合实验条件的双耦合 Duffing 振子仿真系统,将上述各参数输入系统运行,直到选取出仿真系统中较优的上述参数值。显然,这样有助于提高双耦合 Duffing 振子仿真系统的检测能力。

对于双耦合 Duffing 混沌振子仿真系统,本文采用了以下特定式:

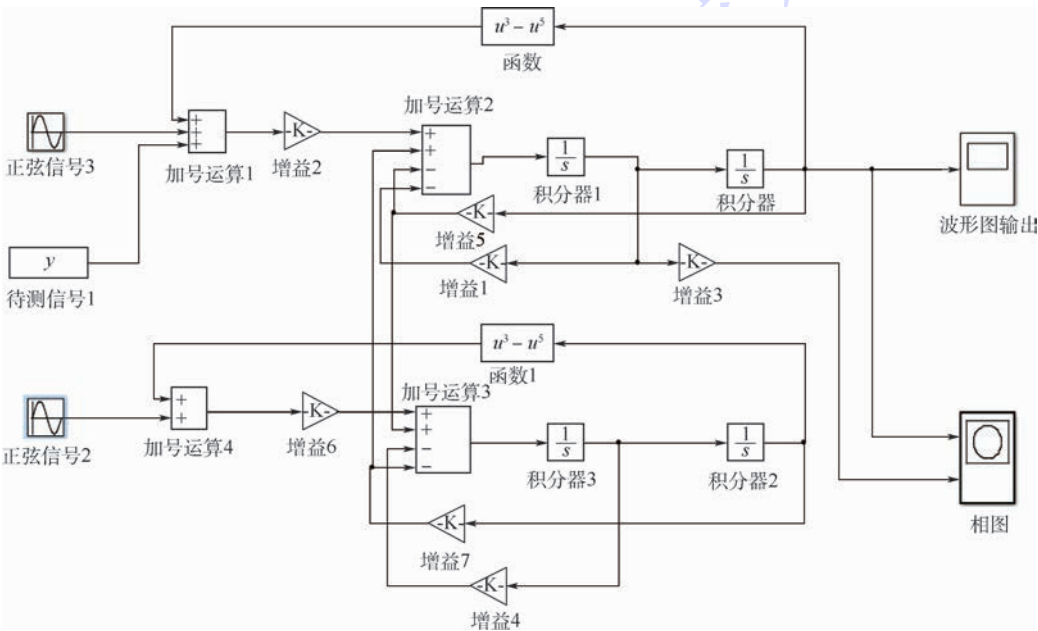


图 1 双耦合 Duffing 振子仿真系统

Fig. 1 Double coupled Duffing oscillator simulation system

$$\begin{cases} x'' + 0.5x' - (u - x) - x^3 + x^5 = \gamma \cos(\omega t) + s(t) \\ u'' + 0.5u' - (x - u) - u^3 + u^5 = \gamma \cos(\omega t) \end{cases} \quad (2)$$

式中:耦合系数 $c=2$;阻尼比 $k=0.5$;内部策动力幅值 $\gamma=0.7525$; $s(t)$ 为待检测信号。为了能够较好地检测小通道气液两相流压降信号,本文选取 $\omega=1$ rad/s,相态边缘相对稳定,轨迹运动较活跃,易表征气液两相流流型作用机理。

对于双耦合 Duffing 振子仿真系统,当耦合作用出现并加强时,系统会产生一个频率相同的信号,该信号与系统信号振幅包络的同步调试有关,此类同步行为是振幅包络同步;强耦合 Duffing 振子之间的相差使耦合振子从混沌运动转变为周期运动;系统的耦合项还对相差具有抑制作用。根据双耦合 Duffing 振子方程式(2),利用 MATLAB/Simulink 软件建立仿真系统式(1)。

2 方法评价

为评价双耦合 Duffing 振子仿真系统处理被噪声污染的时间序列的有效性,本文从具有代表性的 Lorenz 和 Rössler 混沌时间序列角度考察该方法在处理受到噪声污染的时间序列所表现出的抗噪性与表征能力。选择混沌时间序列作为评价本文方法的仿真信号,主要原因是考虑到现场所采集的信号具有典型的混沌特征,且混沌系统具有典型的动力学行为表征,具有一定的代表性。

2.1 混沌时间序列构建

对 Lorenz 以及 Rössler 系统分别掺入不同程度噪声,组成几组时间序列,产生条件如下:

1) Lorenz 混沌信号。Lorenz 方程如下:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -10(x - y) \\ \frac{dy}{dt} = -y + 28x - xz \\ \frac{dz}{dt} = xy - 8z/3 \end{cases} \quad (3)$$

初始条件为: $x=2, y=2, z=20$, 运用四阶龙格-库塔迭代法,以变量 x 为仿真序列。

2) Lorenz + 噪声。1) 中所得变量 x 掺入 5 dB 高斯白噪声 $xx = \text{awgn}(x, 5)$ 。awgn 为 MATLAB 软件中的命令, $\text{awgn}(x, 5)$ 表示在 x 信号中加入信噪比为 5 dB 的高斯白噪声指令。

3) Lorenz + 噪声。2) 中所得变量 xx 与 15 dB 高斯白噪声直接掺混, $yy = \text{awgn}(xx, 15) + \text{wgn}(m, n, 15)$ 。wgn 同样为 MATLAB 软件中的命令,

$\text{wgn}(m, n, 15)$ 表示生成一个 m 行 n 列的噪声强度为 15 dBW 的高斯白噪声序列。

4) Rössler 系统。

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -y - z \\ \frac{dy}{dt} = x + 0.2y \\ \frac{dz}{dt} = 0.2 + z(x - 5.7) \end{cases} \quad (4)$$

5) Rössler + 噪声。4) 中所得变量 x 掺入 5 dB 高斯白噪声 $xx = \text{awgn}(x, 5)$ 。

6) Rössler + 噪声。5) 中所得变量 xx 与 15 dB 高斯白噪声直接掺混, $yy = \text{awgn}(xx, 15) + \text{wgn}(\text{length}(xx), 15)$ 。

2.2 典型信号仿真验证

根据方程式(2),将待检测典型混沌信号 Lorenz + 5 dB 高斯白噪声、Lorenz + 5 dB + 15 dB 高斯白噪声、Rössler + 5 dB 高斯白噪声、Rössler + 5 dB + 15 dB 高斯白噪声依次加入到双耦合 Duffing 振子仿真系统策动力中,其中阻尼比为 0.5,耦合系数为 2,若仿真系统由混沌态跃变到大尺度周期态,则表示有信号摄入,没有进入检测盲区^[18-19],系统验证所得相图如图 2 所示。图中:横轴代表振子位移,对应式(1)中的 x ;纵轴代表振子振动的瞬时速度,对应式(1)中的 dx/dt 。

混沌系统是敏感地依赖于初始条件的内在变化系统。典型混沌信号 Lorenz、Rössler 在双耦合 Duffing 振子仿真系统中完成仿真,初始条件已经设定。从图 2 中可知,随着噪声的增加,该环的边界变得粗糙,这些粗糙的摆动围绕着理想环往复振荡,且向外振荡幅度基本处于等幅振荡,向内振荡幅度按着某种规律不等幅振荡,混沌程度明显增大,相图变化完全反应了典型混沌信号 Lorenz、Rössler 的混沌特征,相图轨迹随着噪声的增加,轨迹按一定规律变化,说明双耦合 Duffing 振子仿真系统能在一定的噪声环境下检测到更多的有效信息,有较好的抑制噪声作用。

通过以上 2 种典型混沌信号的验证,双耦合 Duffing 振子仿真系统可以检测混沌信号,充分显示其混沌特征,小通道气液两相流压降信号也具有周期、混沌、噪声的非线性波动信号特点,伴随着流型转变过程,其非线性特征极为突出,符合双耦合 Duffing 振子仿真系统检测信号的特点,说明应用该系统检测小通道气液两相流压差信号是可行的。同时,通过对混沌信号的验证,也证明了搭建的双耦合 Duffing 振子仿真系统的正确性。

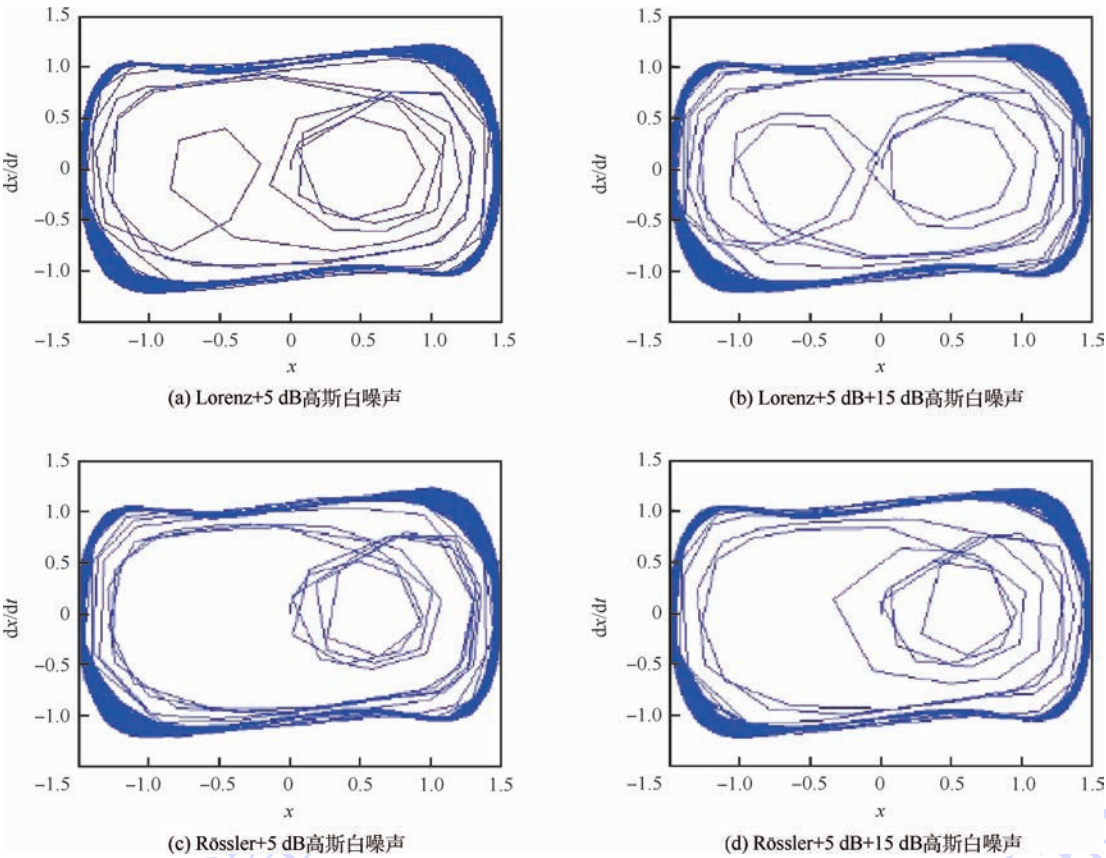


图2 2种混沌信号不同噪声下的相轨迹图

Fig.2 Phase trajectory chart of two chaotic signals with different noise

3 流型辨识及其动力学机理分析

如图3所示,实验系统由气液两相流动与控制装置、数据采集装置等部分组成。实验段所采用的材料为透光性、可视性强的有机玻璃。在通道相距150 mm处分别选取2个直径为0.3 mm的测压圆孔,上游微孔距离通道入口80 mm,下游小孔距离通道出口60 mm,矩形微通道横截面宽为2.0 mm,缝隙为0.81 mm,水力直径为0.85 mm。

实验环境压力取值为 (0.1 ± 0.0005) MPa,实验环境所处温度为 (25 ± 0.5) $^{\circ}\text{C}$,气相表观

速度 j_g 为0.1~30 m/s,液相表观速度 j_L 为0.01~5 m/s。

实验段上采集到4种典型流型的图像和差压信号,并利用双耦合Duffing振子仿真系统进行检测,结果如图4~图8所示。

图6为液相表观速度为0.2778 m/s时4种典型流型的系统相图。图6(a)为小通道弹状流

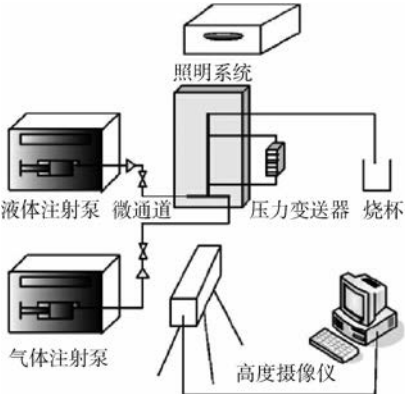


图3 气液两相流实验系统

Fig.3 Gas-liquid two-phase flow experimental system

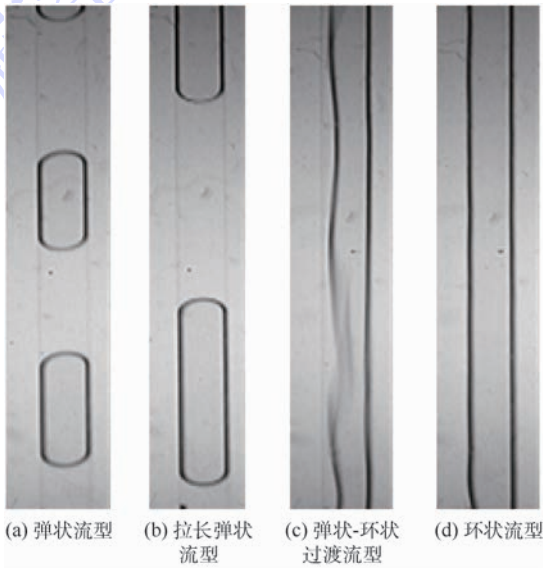


图4 4种典型流型的图像

Fig.4 Images of four typical flow patterns

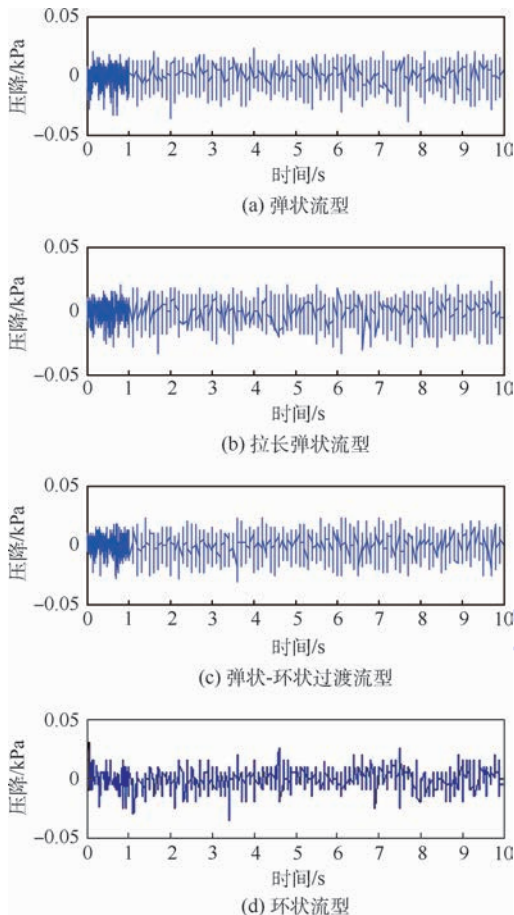
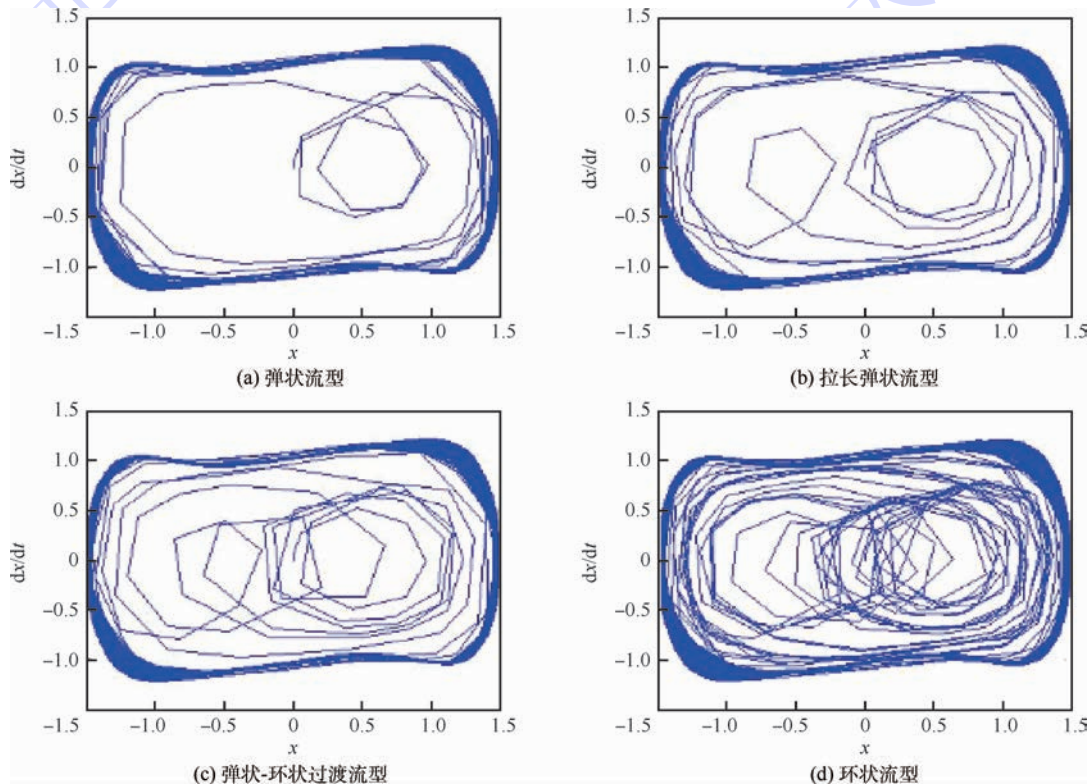


图 5 4 种典型流型的差压信号

Fig. 5 Pressure difference signals of four typical flow patterns

图 6 $j_L = 0.2778 \text{ m/s}$ 时 4 种典型流型对应的系统相图Fig. 6 System phase diagrams of four typical flow patterns when $j_L = 0.2778 \text{ m/s}$

型,圆环内混沌程度不大,边缘较圆滑,说明该流型的周期性更好,流动结构相对简单;气相表观速度开始增大,气弹在拉长时呈现圆柱状,且气液间隔出现向下流动,如图 6(b)所示;气相表观速度继续增大,压力变大,混沌程度逐渐变得剧烈,气弹破碎,气液两相碰撞激烈,其状态如图 6(c)所示;当气相表观速度超过一定值时,液相连续地分布附着在管道周围,此时气相核心处于通道中心,呈线性流动,气液两相界面扰动加强,界面波动剧烈,混沌程度此时达到最大,出现典型的环状流型,如图 6(d)所示。图 7 和图 8 分别给出了液相表观速度为 0.6945 、 1.3890 m/s 时 4 种典型流型的系统相图。与图 6 相比,随着液相表观速度的增大,小通道内气液两相流动速度明显加快,管内运动剧烈,相图中圆环内混沌程度增强,边缘环稳定性降低,但仍能表征 4 种典型流型特征的变化。可知,利用双耦合 Duffing 振子仿真系统检测,所受噪声污染小,检测到的有效信息相对多,有助于对小通道气液两相流动进行分析与推导。

为了定量地对气液两相流动力学特性进行分析,结合 Duffing 振子仿真系统,本文提取了振子振动的瞬时速度和位移 2 个特征值。其中,振子位移代表在系统策动力下振子发生相应的周期性位置变化,对应于式 (2) 中的 x 或 u ,振子振动瞬时速度是振子振动位移对时间项的求导,对应

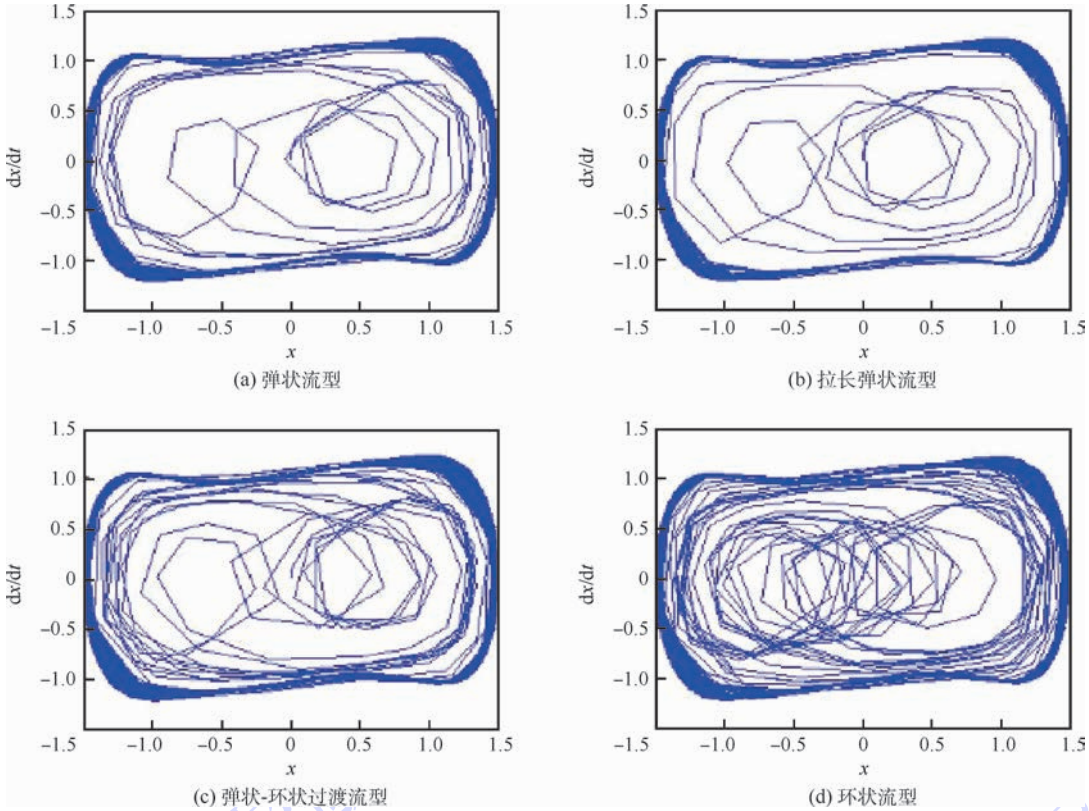


图 7 $j_L = 0.6945 \text{ m/s}$ 时 4 种典型流型对应的系统相图

Fig. 7 System phase diagrams of four typical flow patterns when $j_L = 0.6945 \text{ m/s}$

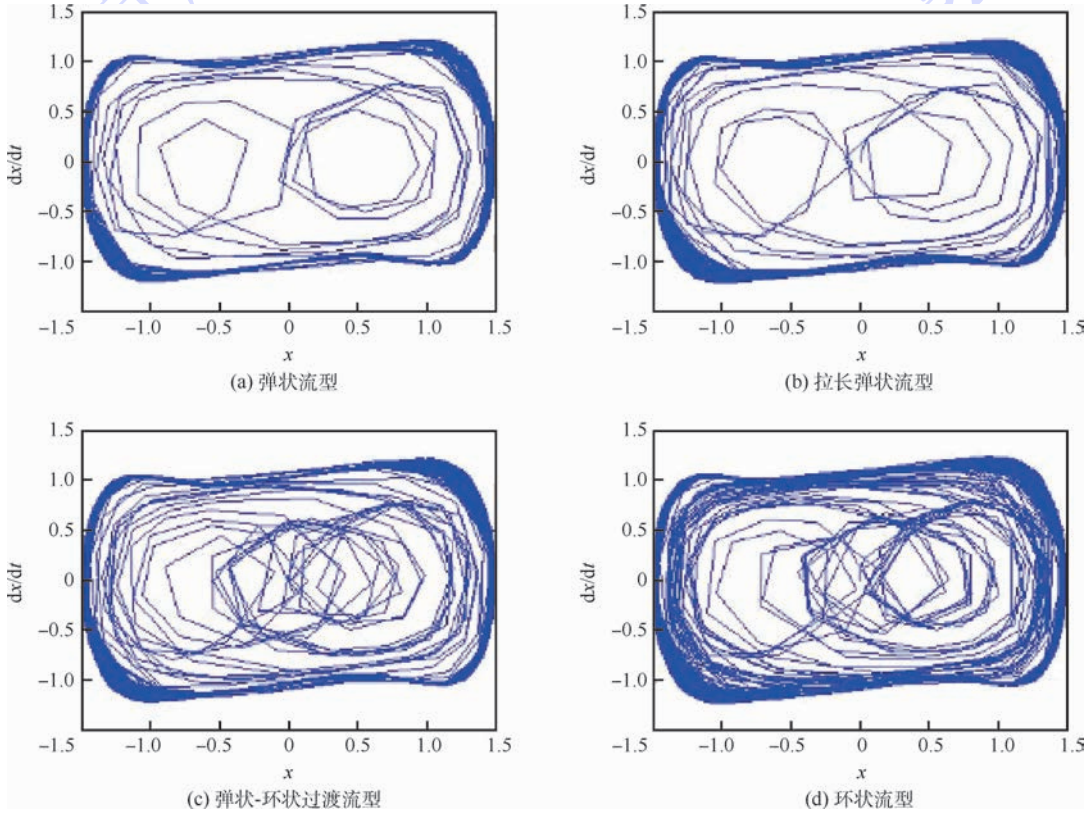


图 8 $j_L = 1.3890 \text{ m/s}$ 时 4 种典型流型对应的系统相图

Fig. 8 System phase diagrams of four typical flow patterns when $j_L = 1.3890 \text{ m/s}$

于式(2)中的 dx/dt 或 du/dt 。

从上述分析中可以看出,弹状流型和拉长弹状流型的系统相图形态相近,其流动机理都是气弹和液弹之间相互交替流动,气弹在流动中受到液弹的作用,处于弹状流型的工质随着气相速度增加,气弹变长,形成拉长弹状流型,流动形式未发生变化,故在提取特征值的讨论分析中,把弹状流型与拉长弹状流型统称为弹状流型加以分析。

图 9 为液相表观速度为 0.694 5 m/s 时振子振动瞬时速度随气相表观速度的变化情况。在应用 Duffing 振子演化小通道气液两相流动过程中,振子振动瞬时速度表征压力衍生速度,在 $t = 1$ s 时刻,处于流型转变的初始阶段,随着气相表观速度的增大,小通道内流动速度增大,气液两相不断发生碰撞,活动剧烈,压力衍生速度逐渐变大,振子振动瞬时速度也在不断增大;在 $t = 5$ s 时刻,随着气相表观速度的继续增大,促使流型发生转变,其过程最为剧烈,压力衍生速度持续增大,振子振动瞬时速度依然增大;到达 $t = 10$ s 时刻,振子振动瞬时速度随着气相表观速度的增大,较大幅度变大之后逐渐趋于平缓,相对于 1s、5 s 时刻振子振动瞬时速度增幅较大。这是因为管道内两相流动达到一个相对稳定的状态,流型变换波动相对减弱,压力衍生速度变化不大,在液相表观速度一定的情况下,由于形成环状流型的气相表观速度较大,则导致压力衍生速度较 1 s、5 s 时刻增幅较大,振子振动瞬时速度明显增大。此演化过程实际上反映出了小通道气液两相混合初始阶段、混合阶段、稳定阶段压力衍生速度的变化规律。

为了方便后面的流型分类讨论,先对不同时刻的振子振动瞬时速度对不同流型的表征程度进行了判断。选用 2 个指标来衡量分类效果^[20]。

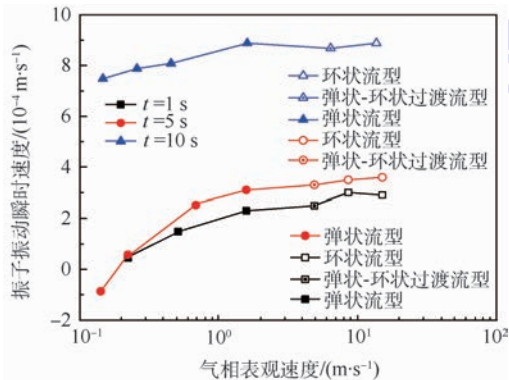


图 9 振子振动瞬时速度随气相表观速度的变化
Fig. 9 Variation of oscillation instantaneous velocity of oscillator with gaseous phase superficial velocity

首先考虑 2 组数据间的比率因子:

$$\eta = \frac{(\mu_1 - \mu_2)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (5)$$

式中: μ_1 和 μ_2 为统计 2 种不同流型序列参数的均值; σ_1 和 σ_2 为相应的标准差。为获取一个好的分类,组间数据均值的平方差应远远大于其标准差,即 $\eta \gg 1$ 。其次,还要满足的是计算需达到 2 组数据最小不正确分类状态下边界均值的统计距离 d^2 。

$$d^2 = \left[\left(\mu_1 - \frac{\sigma_1 \mu_2 + \sigma_2 \mu_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \right) / \sigma_1 \right]^2 \quad (6)$$

表 1 列出了不同时刻振子振动瞬时速度的 3 种流型间的 η 和 d^2 值。这 2 个值越大,表明本文方法的分类效果越明显。从表 1 中可以明显看出,1 s 时刻的振子振动瞬时速度对于 3 种流型的区分度更好,所以接下来本文针对 1 s 时刻对应的振子位移进行了进一步分析,并基于这 2 个参数进行了流型识别分析。

图 10 为振子振动位移随气相表观速度变化的曲线。3 条曲线的轨迹大致相似,随着气相、液相表观速度的增大,振子振动位移不断增大。根据双耦合 Duffing 振子方程式(2)及仿真系统特

表 1 不同时刻振子振动瞬时速度在 3 种流型间的 η 和 d^2 值

Table 1 Values of η and d^2 of oscillation instantaneous velocity of oscillator among three flow patterns at different moments						
时刻/s	$\eta_{s,sa}$	$\eta_{s,a}$	$\eta_{sa,a}$	$d^2_{s,sa}$	$d^2_{s,a}$	$d^2_{sa,a}$
1	2.524	3.047	2.986	1.124	1.397	0.985
5	1.875	2.892	1.203	1.254	1.048	0.532
10	2.305	1.907	2.387	0.856	1.113	1.065

注:s—段塞流;a—环状流;sa—段塞-环状过渡流。

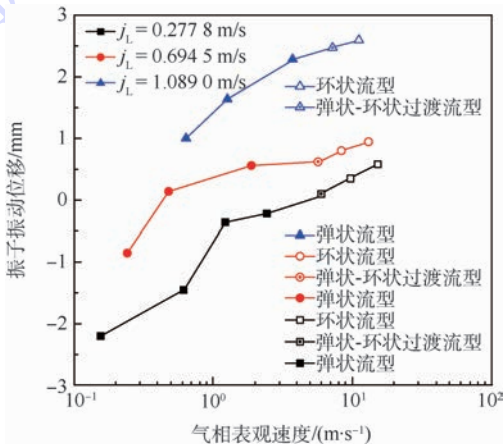


图 10 1 s 时刻振子振动位移随气相表观速度的变化
Fig. 10 Variation of oscillation displacement of oscillator with gaseous phase superficial velocity at moment of 1 s

点, 振子振动位移反映的是小通道气液两相流两点压差的大小, 随着气相表观速度的增大, 流型由弹状流型到弹状-环状过渡流型, 弹状-环状过渡流型到环状流型变化, 流量变大, 单位时间内流过管道的工质增加, 进而流体的动能增大, 使其摩擦压降不断变大。

通过双耦合 Duffing 振子仿真系统, 利用 1 s 时刻振子振动瞬时速度结合振子振动位移的变化对流型进行辨识。为使识别结果更加具有代表性, 本文对振子振动瞬时速度和位移做了无量纲处理, 即分别将振子振动瞬时速度和位移除以平均振子振动瞬时速度和位移, 也就是通过信号压力衍生速度这个无量纲物理表征量与信号的压降变化大小建立起联系, 识别结果如图 11 所示。

图 11 为利用无量纲位移和速度对本实验中记录的 3 种流型所绘制的流型。可以看出, 弹状流型、弹状-环状过渡流型、环状流型有明显的分隔线, 其中环状流型处在图正中间位置, 无量纲位移和速度都分布在数值 1 附近, 这表明环状流型流动状态稳定, 在流动过程中液相工质在管壁附近形成液膜, 气相工质在液膜中间流过, 随着工质表观速度的改变, 其流动过程中产生的压降较小, 流动压力和由此产生的压力衍生速度变化不大, 趋于稳定。弹状流型无量纲位移处在 $-0.3 \sim 0.5$ 与 $1.3 \sim 2.3$ 之间, 无量纲速度处在 $0 \sim 1.5$ 之间。可见, 系统在对弹状流型仿真分析时, 振子振动瞬时速度和位移波动较大, 这是由于弹状流型气相和液相交替流过管内, 且随着工质速度的增加, 气弹的长度在增加, 对管中压力产生较大影响, 使得压力波动较为明显, 由此产生的压力衍生速度波动也随之增加。弹状-环状过渡流型是一种不稳定的流型, 随着工质速度的增加, 管内气弹长度变长且相邻 2 个气弹之间的距离越来越小, 当二

者相互接触时, 气弹首尾端液膜破碎相互融合形成较大的气弹, 此时在气弹接口处会产生小漩涡使液膜变薄, 同时使得管内压力变化剧烈, 系统中振子振动振幅较大且不稳定, 压力衍生速度变化明显。

为了验证本文方法对小通道气液两相流动特性分析的普遍性, 选取本课题组内水力直径为 1.15 mm 小通道^[20] 的压力信号进行特征参数提取, 所得流型如图 12 所示。结果表明, 对于 3 种典型流型以无量纲振子速度与位移进行流型区域划分有明显的分隔线, 对流型识别结果较好。

在应用本文方法对小通道气液两相流动特性分析时, 进行特征参数分析未涉及有关尺寸的问题及参数, 也即说明所得到的结论与通道尺寸无关, 进而理论上说明本文方法可用于常规管道及微小通道两相流的研究工作中。

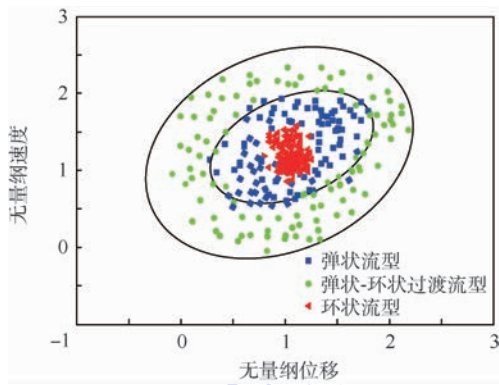


图 12 水力直径为 1.15 mm 时无量纲速度与位移的流型
Fig. 12 Flow pattern of dimensionless flow velocity and displacement when hydraulic diameter is 1.15 mm

4 结 论

1) 本文提出了一种基于双耦合 Duffing 振子仿真系统检测小通道两相流信号的方法, 同时应用 2 种典型混沌信号来验证该方法的正确性, 主要是通过对抗噪能力与其对非线性的表征能力进行检测验证。实验结果表明, 该方法在检测 2 种混沌信号时表现出较强的抗噪能力, 能够很好地表征混沌信号的混沌特性。

2) 小通道气液两相流差压信号检测中, 本文方法分析得到的流型区分度比较明显, 而且振荡程度揭示出不同流型的流动机理, 弹状流型由于明显的周期性使得振子在边环作等幅振荡, 内部简单明了; 在弹状流型转变为环状流型过程中, 振子振荡随着气相表观速度的增大而剧烈, 内部混沌明显加剧; 环状流型较弹状流型与弹状-环状过渡流型更为复杂, 其气相与液膜相互作用显示出强烈混沌特征。

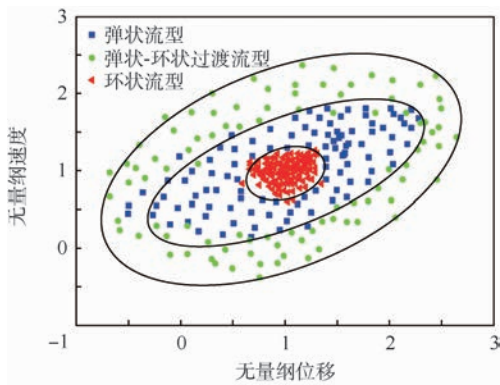


图 11 水力直径为 0.85 mm 时无量纲速度与位移的流型
Fig. 11 Flow pattern of dimensionless flow velocity and displacement when hydraulic diameter is 0.85 mm

3) 通过流型差压信号所得相图提取了振子振动瞬时速度、位移 2 个特征值,实现了对流型转变过程的非线性分析及 3 种流型的准确识别,发现无量纲振子振动瞬时速度与位移的组合能够很好地对流型进行分类。更进一步,将研究领域拓展到其他多相流的流型识别中,亦是有益的探究与尝试。

参考文献 (References)

- [1] 杨亮,丁国良,黄冬平,等. 超临界二氧化碳流动和换热研究进展[J]. 制冷学报,2003(2):51-56.
YANG L, DING G L, HUANG D P, et al. Review of flow and heat transfer of supercritical carbon dioxide[J]. Journal of Refrigeration, 2003(2):51-56 (in Chinese).
- [2] 陈光文,袁权. 微化工技术[J]. 化工学报,2003,54(4):427-439.
CHEN G W, YUAN Q. Micro-chemical technology[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2003, 54(4):427-439 (in Chinese).
- [3] 施丽莲,蔡晋辉,周泽魁. 基于图像处理的气液两相流型识别[J]. 浙江大学学报,2005,54(4):1128-1129.
SHI L L, CAI J H, ZHOU Z K. Flow pattern identification of gas-liquid two-phase flow based on image processing[J]. Journal of Zhejiang University, 2005, 54(4):1128-1129 (in Chinese).
- [4] SUN B, WANG E P, DING Y, et al. Time-frequency signal processing for gas-liquid two-phase flow through a horizontal venturi based on adaptive optimal-kernel theory[J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2011, 19(2):243-252.
- [5] 黄竹清. 基于小波分析的垂直上升管气液两相流型识别[J]. 中国电机工程学报,2006,26(1):26-29.
HUANG Z Q. Flow pattern identification of gas-liquid two-phase flow in vertical upward pipe based on based wavelet analysis[J]. Proceedings of the CSEE, 2006, 26(1):26-29 (in Chinese).
- [6] DU M, JIN N D, GAO Z K. Analysis of total energy and time-frequency entropy of gas-liquid two-phase flow pattern[J]. Chemical Engineering Science, 2012, 82:144-158.
- [7] 金宁德,陈万鹏. 混沌递归分析在油水两相流型识别中的应用[J]. 化工学报,2006,57(2):274-280.
JIN N D, CHEN W P. Application of chaotic recursive analysis in flow pattern identification oil-water two-phase flow[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2006, 57(2):274-280 (in Chinese).
- [8] 李洪伟,周云龙,王世勇,等. 小通道氮气水两相流三谱切片波动特性及其流型表征[J]. 物理学报,2013,62(14):14050501-14050510.
LI H W, ZHOU Y L, WANG S Y, et al. The sliced trispectrum fluctuation characteristics and flow pattern representation of the nitrogen-water two-phase flow of small channel[J]. Chinese Journal of Physics, 2013, 62(14):14050501-14050510 (in Chinese).
- [9] 李洪伟,周云龙,任素龙. 符号动力学信息熵在气液两相流型电导信号分析中的应用[J]. 化工学报,2012,63(11):3486-3492.
LI H W, ZHOU Y L, REN S L. Application of conductance signals analysis of gas-liquid two-phase flow patterns based on symbolic dynamics entropy[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2012, 63(11):3486-3492 (in Chinese).
- [10] 李洪伟,周云龙,刘旭,等. 基于随机子空间结合稳定图的气液两相流型分析[J]. 物理学报,2012,61(3):03050801-03050808.
LI H W, ZHOU Y L, LIU X, et al. Stochastic subspace parameter identification and stability diagram of gas-liquid two-phase flow patterns[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(3):03050801-03050808 (in Chinese).
- [11] LI H W, ZHOU Y L, HOU Y D, et al. Flow pattern map and time-frequency spectrum characteristics of nitrogen-water two-phase flow in small vertical upward noncircular channels[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2014, 54:47-60.
- [12] GAO Z K, JIN N D. Flow pattern identification and nonlinear dynamics of gas-liquid two-phase flow in complex networks[J]. Physical Review E, 2009, 79(6):066303.
- [13] 李月,杨宝俊,赵雪平,等. 检测地震勘探微弱同相轴的混沌振子算法[J]. 地球物理学报,2005,48(6):1428-1433.
LI Y, YANG B J, ZHAO X P, et al. An algorithm of chaotic vibrator to detect weak events in seismic prospecting records[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2005, 48(6):1428-1433 (in Chinese).
- [14] 吴勇峰,张世平,孙金玮,等. 环形耦合 Duffing 振子间的同步突变[J]. 物理学报,2011,60(2):135-140.
WU Y F, ZHANG S P, SUN J W, et al. Abrupt change of synchronization of ring coupled Duffing oscillator[J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(2):135-140 (in Chinese).
- [15] 杨东升,李乐,杨珺,等. 基于双耦合混沌振子的未知频率弱信号检测[J]. 东北大学学报(自然科学版),2012,33(9):1226-1230.
YANG D S, LI L, YANG J, et al. Detection of the weak signal with unknown frequency based on the coupled chaos oscillator[J]. Journal of Northeastern University (Natural Science), 2012, 33(9):1226-1230 (in Chinese).
- [16] 赵雪平,李月,杨宝俊. 用于检测同相轴的 Duffing 型系统恢复力项的讨论[J]. 地球物理学进展,2006,21(1):61-69.
ZHAO X P, LI Y, YANG B J. The discussion to the resilience items in the Duffing type system used for detecting events[J]. Progress in Geophysics, 2006, 21(1):61-69 (in Chinese).
- [17] 刘海波,吴德伟,金伟,等. Duffing 振子微弱信号检测方法研究[J]. 物理学报,2013,62(5):050501.
LIU H B, WU D W, JIN W, et al. Study on weak signal detection method with Duffing oscillators[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(5):050501 (in Chinese).
- [18] 牛德智,陈长兴,班斐,等. Duffing 振子微弱信号检测盲区消除及检测统计量构造[J]. 物理学报,2015,64(6):060503.
NIU D Z, CHEN C X, BAN F, et al. Blind angle elimination method in weak signal detection with Duffing oscillator and construction of detection statistics[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(6):060503 (in Chinese).
- [19] AMARAL L A N, GOLDBERGER A L, IVANOV P C, et al.

Scale-independent measures and pathologic cardiac dynamics
[J]. Physical Review Letters, 1998, 81 (11) : 2388-2391.

[20] 周云龙, 王洪波. 矩形小通道内气液两相流垂直向上流动特性[J]. 化工学报, 2011, 62 (5) : 1226-1232.

ZHOU Y L, WANG H B. Flow characteristics of gas-liquid two-phase flow in small vertical rectangular channel[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2003, 62 (5) : 1226-1232 (in Chinese).

作者简介:

李洪伟 男, 博士, 副教授。主要研究方向: 多相流参数检测、

微小通道两相流传热与流动特性研究。

苏全 男, 硕士研究生。主要研究方向: 微小通道两相流传热与流动特性研究。

孙斌 男, 博士, 教授。主要研究方向: 多相流参数检测、纳米流体强化传热。

周云龙 男, 博士, 教授。主要研究方向: 流体机械故障诊断、多相流参数检测。

Analysis of gas-liquid two-phase flow characteristics based on double coupled Duffing oscillator

LI Hongwei*, SU Quan, SUN Bin, ZHOU Yunlong

(College of Energy and Power Engineering, Northeast Dianli University, Jilin 132012, China)

Abstract: The double coupled Duffing oscillator simulation system is put forward as a method for detecting the signal of gas-liquid two-phase flow patterns in small channel. The double coupled Duffing oscillator simulation and detection system is constructed, which is used to analyze the signal characteristics of flow patterns by the three key parameters: damping rate, coupling coefficient and frequency. The performance of the simulation system is tested by the typical chaotic signal of Lorenz and Rössler. When two-phase flow signal is detected, the eigenvalues are extracted including the instantaneous oscillator velocity and oscillator displacement, and based on the eigenvalues, the further study on flow pattern dynamic characteristics and flow pattern identification was done. The results show that this analysis method has better noise immunity and represents typical chaotic characteristics well through the verification of typical chaotic signals. The two extracted eigenvalues can reveal the mechanism of gas-liquid two-phase flow pattern transition process in small channel. Combining the instantaneous oscillation velocity of oscillator with the oscillator displacement can identify the nitrogen-water two-phase flow pattern in small channel accurately, which will contribute to the characteristic analysis and flow pattern identification of other multi-phase flow of different media.

Keywords: gas-liquid two-phase flow; dynamic characteristics; double coupled Duffing oscillator; simulation system; flow pattern identification

Received: 2017-02-13; Accepted: 2017-04-24; Published online: 2017-05-18 17:33

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170518.1733.005.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51406031); Science Foundation of Jilin Province Education Department (2015-243); Natural Science Foundation of Jilin Province (20160520032JH, 20170101123JC)

* Corresponding author. E-mail: lihongweiw@163.com

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0059

基于飞机客舱空气品质的桥载空调送风优化



林家泉^{1,*}, 李弯弯¹, 王瑞婷¹, 马敏¹, 杨建忠²

(1. 中国民航大学 电子信息与自动化学院, 天津 300300;

2. 中国民航大学 天津市民用航空器适航与维修重点实验室, 天津 300300)

摘 要: 针对目前桥载空调恒定送风所造成的客舱内舒适性差及节能效果不理想问题,以波音 737 客舱为研究对象,采用 CFD 方法建立客舱仿真模型,并通过实验验证了所建立的 CFD 客舱仿真模型的合理性。在此模型基础上,研究桥载空调不同送风速度对客舱内温度场、风速场及 NO_x 浓度场的影响,并分别拟合出客舱空气分布特性指标 (ADPI)、排污效率与桥载空调送风速度的函数关系,再根据 ADPI、排污效率构建评价函数,得到桥载空调的优化送风速度,该送风速度能够为桥载空调机组的节能控制提供依据。

关 键 词: 桥载空调; 热舒适性; 排污效率; 评价函数; 送风优化

中图分类号: V245.3

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2259-07

夏季民航客机在机场过站、短停时,仍需给客舱制冷,为机组人员、中转旅客登机后提供凉爽、舒适的客舱环境。飞机落地后,关闭飞机机载空调,启动悬挂于廊桥下方的桥载空调为客舱制冷,因为飞机机载空调消耗航空煤油,运行成本高且污染环境,而使用桥载空调既经济又不会污染机场空气^[1],然而目前的桥载空调控制模式单一,仅以恒定风速送风,且没有估计客舱所需的空调制冷,所以造成一定程度的能源浪费。因此从节能的角度研究桥载空调的优化送风速度有重要的意义。

同时,机场由于飞机起降以及车辆的污染物排放,造成机场污染物浓度较大,污染物一般有 NO_x 、 SO_x 、可吸入颗粒物等,而桥载空调为飞机客舱送风时会将污染物带入,因此从客舱的空气品质角度研究桥载空调的送风速度也有重要意义。

目前关于飞机客舱环境的数值模拟和实验研究已经有了很多进展,其中包括不同的空调送风

方式对飞机客舱内环境的影响^[2-5],飞机座舱内不同的气流组织对污染物分布的影响^[6-9],以及在真实的飞机上测量了速度场、温度场、污染物、浓度场等,得到了较真实的实验数据^[10-11],但在真实飞机上测量时间长、测量重复性差,且对边界条件的准确性要求较高。目前计算流体力学 (CFD) 技术得到了快速的发展,而且与实验相比,使用 CFD 技术花费少且能够提供更多详尽的信息,因此 CFD 在座舱气流组织的研究中已被广泛的应用^[12]。

本文以空气分布特性指标 (Air Diffusion Performance Index, ADPI)、排污效率作为波音 737 客舱空气品质的指标,采用 CFD 方法对桥载空调不同送风速度下的客舱内空气品质进行了研究,通过对仿真结果的分析及处理,构造空气品质评价函数,得到空调的优化送风速度,为桥载空调的节能控制提供依据。

收稿日期: 2017-02-13; 录用日期: 2017-03-06; 网络出版时间: 2017-04-26 11:09

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170426.1109.001.html

基金项目: 国家自然科学基金委员会中国民航局联合基金 (U1433107); 天津市自然科学基金 (13CYBJC42300)

* 通讯作者: E-mail: jqilin@cauc.edu.cn

引用格式: 林家泉, 李弯弯, 王瑞婷, 等. 基于飞机客舱空气品质的桥载空调送风优化[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43 (11): 2259-2265. LIN J Q, LI W W, WANG R T, et al. Optimization of air supply for bridge load air conditioning based on aircraft cabin air quality [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43 (11): 2259-2265 (in Chinese).

1 研究方法

桥载空调系统如图 1 所示。飞机落地后,关闭机载空调系统,同时飞机客舱内的温控传感器也停止工作,出于安全性要求,机载空调系统不允许与桥载空调系统通信。使用桥载空调制冷,只能通过图 1 所示的空调冷气送风管道与飞机客舱空调管道连接,由于没有客舱内温控传感器的信息,目前桥载空调送风只能采用开环控制、恒风速送风,这样就会造成能源的浪费且制冷效果不佳。为了改善这一现象,本文采用 CFD 技术建立客舱模型,依据流体力学控制方程对客舱内气流组织进行仿真,并结合飞机客舱空气品质指标,对桥载空调送风速度进行优化。

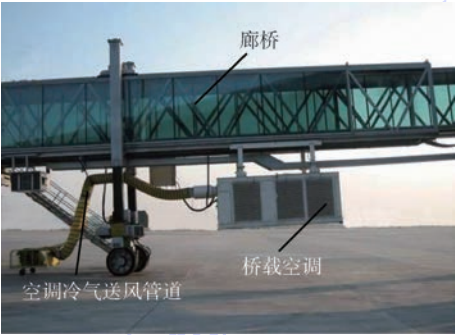


图 1 廊桥和桥载空调系统
Fig. 1 Gallery bridge and bridge load air conditioning system

1.1 流体力学控制方程

将客舱内空气看作不可压黏性流体。客舱内空气流动遵循以下控制方程^[13]:

1) 连续方程

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

2) 动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_j} = & -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho \beta g_i (T_{\text{ref}} - T) \end{aligned} \tag{2}$$

3) 能量方程

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho h U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) + S_h \tag{3}$$

式中: U_i 为 x_i 方向的速度, m/s, x_i 为 3 个垂直坐标轴的坐标, $i=1,2,3$; U_j 为 x_j 方向的速度, m/s; x_j 为坐标系中 j 的分量; ρ 为空气密度, kg/m³; p 为空气压力, Pa; β 为空气膨胀系数, K⁻¹; μ 为空气层流动力黏度; T_{ref} 为参考温度, K; T 为空气温度, K; g_i 为 i 方向的重力加速度, m/s²; h 为空气

定压比焓, J/kg; S_h 为热源, W; λ 为空气热导率, W/(m · K); c_p 为空气比定压热容, J/(kg · K)。

1.2 湍流模型

对于湍流流动有各种湍流模型,对于飞机客舱内的湍流流动,RNG $k-\varepsilon$ 模型能够得到很好的结果^[5],相应的 RNG $k-\varepsilon$ 控制方程如下:

$$\rho \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{\phi, \text{eff}} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) = S_{\phi} \tag{4}$$

式中: ϕ 为通用变量; u_j 为 j 方向速度分量; $\Gamma_{\phi, \text{eff}}$ 为广义扩散系数; S_{ϕ} 为源项。当 ϕ 的值不同时,式(4)可表示连续性方程、动量方程、能量方程、湍动能方程等。

1.3 客舱 CFD 模型

实验室按照波音 737 客机的真实尺寸建立了一个五排座的飞机模拟舱作为实验平台,如图 2 所示。模拟舱尺寸为:4.8 m × 3.8 m × 2.15 m (长 × 宽 × 高),其中包括 30 个座椅、顶棚送风口、侧壁送风口、个性送风口、10 个出风口。

根据图 2 中实际的飞机模拟舱尺寸,运用 CFD 技术建立了飞机客舱的仿真模型,如图 3 所示。在舱内第 1、3、5 排座位进行了温度和风速的测量,测量位置如 P1 ~ P6 所示。

对飞机客舱模型进行网格的划分时,采用四面体网格划分法,单元最大尺寸设置为 32 mm,算法采用协调分片算法,划分出的网格数量为 890 万。如图 4 所示,这样划分出来的网格质量较好,能够满足仿真的要求。

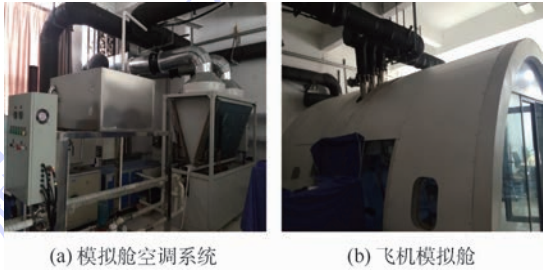


图 2 波音 737 客舱实验平台
Fig. 2 Boeing 737 cabin experimental platform

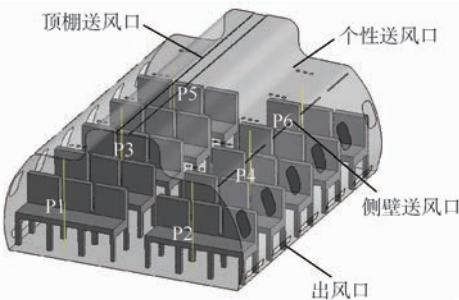


图 3 飞机客舱模型
Fig. 3 Aircraft cabin model



图 4 飞机客舱网格图
Fig. 4 Aircraft cabin grid diagram

模拟工况为夏季,飞机停靠在地面,不考虑太阳辐射,在 Fluent 中计算时,采用 SIMPLE 算法来求解压力和动量方程,压力采用 Standard 离散格式,其他参数采用二阶迎风格式。

1.4 CFD 模型验证

由于流体力学方程及 RNG $k-\varepsilon$ 模型做了很多假设以及简化,因此为确保所建立的飞机客舱模型可用,需要对其进行实验验证。

在图 2 所示的实验平台中进行了实验。实验中设定:送风量为 $1\,200\text{ m}^3/\text{h}$,送风温度为 296.15 K ($23\text{ }^\circ\text{C}$),客舱壁面、地板等温度均为 298.15 K ($25\text{ }^\circ\text{C}$)。顶棚送风口的送风速度为 2 m/s ,侧壁送风口的送风速度为 1.5 m/s (不考虑个性送风口)。

图 5 为舱内实验时所使用的测量数据的设备,图中右图的垂直杆上均匀放置了 5 个传感器,可分别测量 P1 ~ P6 位置不同高度处的温度值和送风速度值。

在实验过程中,由于本文测量的是稳态时的温度值,因此在记录数据的过程中,当观测到采样点的温度值几乎不变化或者变化程度非常小时,可以判定已经达到稳态。将达到稳态之后的测量值与 CFD 仿真模拟值进行对比,得到实验测量值与 CFD 模拟值的差异情况。图 6 为吻合最差和最好的 2 个位置 P1 和 P3 处所得实验测量值与 CFD 模拟值的对比。图中曲线为 CFD 模拟值,离散点为实验测量值。

由图 6 可以看出,P1 处温度和送风速度的实



图 5 模拟舱内部实验装置
Fig. 5 Internal experimental device of simulation cabin

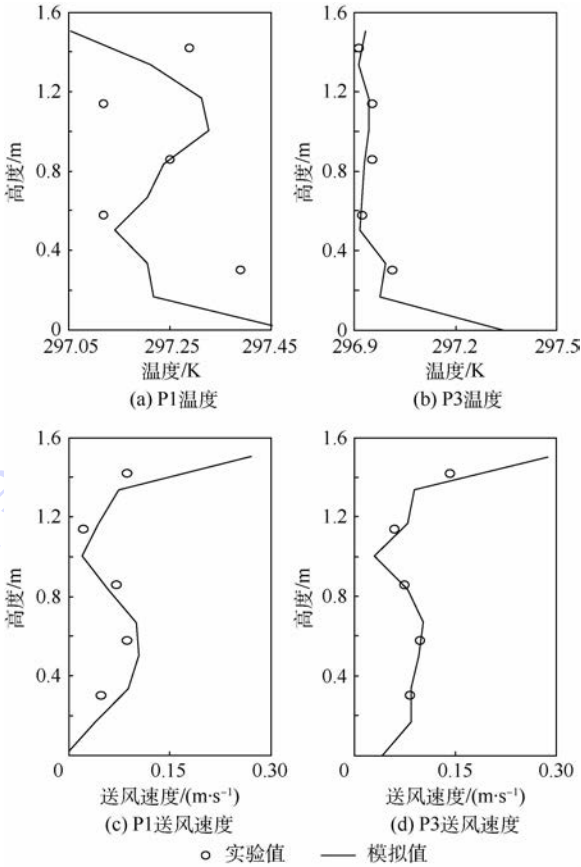


图 6 不同位置处模拟值与实验值的对比
Fig. 6 Comparison of simulated and experimental values at different positions

验测量值与 CFD 模拟值的差异较大,这是由于第 1 排座位在模拟舱的入口处,而入口处为玻璃材质,因此受外界温度的影响较大,因此 P1 处实验测量值与 CFD 模拟值的差异较大,P3 处的实验测量值与 CFD 模拟值的差异较小,且垂直方向上温度变化趋势类似,吻合度最高。

对于实验数据与仿真结果的差异,主要有以下几方面原因:仿真所选用的数学模型已进行了简化,实验测量仪器的误差,模拟舱外环境的影响等。

在结果对比中,剔除 P1、P2 处温度的实验测量值,得到 CFD 模拟值与实验测量值的平均误差值分别为:温度 9.21% ,送风速度 15.38% 。对比文献[9]可知,本文的平均误差处于合理区间,可以验证所建立的飞机客舱 CFD 模型是有效可靠的。因此可以在所建立的飞机客舱模型基础上进行客舱内空气品质的研究。

2 客舱空气品质仿真

为分析飞机空调不同的送风速度对客舱内热舒适性及 NO_x 的影响,根据实验平台测量可知,

顶棚送风口与侧壁送风口的送风速度之比为 2 : 1.5,因此对顶棚送风口的送风速度分别设置为 1.0,1.2,⋯,2.4 m/s,根据比例相应设置了侧壁送风口的送风速度。为了更直观地显示送风速度对客舱内气流组织的影响,在整个客舱上截取 5 个截面作为采样截面,如图 7 所示。

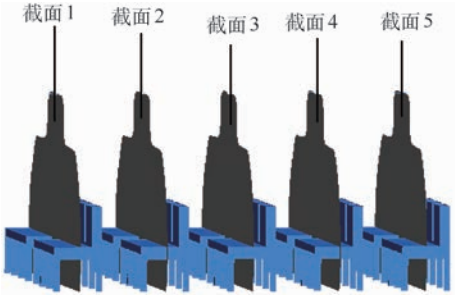


图 7 客舱内采样截面
Fig. 7 Cabin sampling cross-sections

2.1 温度场仿真

ASHRAE 中规定,夏季座舱温度范围在 291.45 ~ 297.05 K 之间^[14]。图 8 分别为顶棚送风口的送风速度 v 为 1.0、1.8 m/s 时截面 3 上的温度场。

在图 8 所示的各个温度场中,靠近送风口处的位置温度值较低,客舱底部位置的温度均高于客舱其他位置,这是由于座椅的阻挡等原因造成冷空气难以流动到客舱底部。

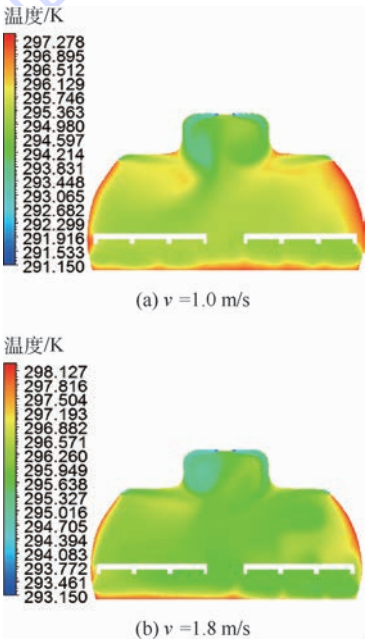


图 8 不同送风速度下的温度场
Fig. 8 Temperature field at different air supply velocities

2.2 风速场仿真

ASHRAE 中规定,人员附近局部送风速度应

小于 0.3 m/s^[14]。图 9 为顶棚送风口的送风速度为 1.0、1.8 m/s 时截面 3 上的风速场。

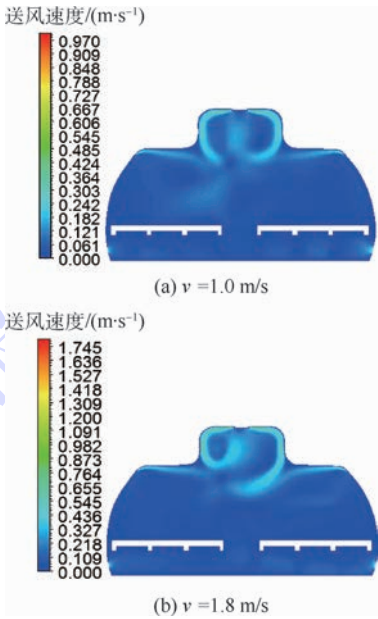


图 9 不同送风速度下的风速场
Fig. 9 Wind velocity field at different air supply velocities

由图 9 中的风速场可以看出,由于送风口均匀分布在客舱两侧,因此客舱内气流流动是基本对称的。由顶棚送风口及侧壁送风口进入的气流由于附壁效应会沿着客舱壁流动,当流动到行李架下方时汇合,并一起向下流动,在这个区域内气流速度较大,大约为 0.7 m/s。气流继续向下流动,由于座椅的阻拦,因此一部分气流遇到阻碍后反向向上流动,与向下流动的气流一起形成环流,而另一部分气流则沿着座椅向下流动,并逐渐从送风口流出。座椅附近的风速基本小于 0.3 m/s,满足 ASHARE 的要求。

2.3 NO_x 浓度场仿真

由于机场附近的飞机车辆多的原因,在高峰期,机场附近大气中的 NO_x 的含量最高可达到 $4.52 \times 10^{-7} \text{ kg/m}^3$ ^[15],因此在送风口中设置 NO_x 的浓度为 $4.0 \times 10^{-7} \text{ kg/m}^3$ 。

为分析不同送风速度下飞机客舱内的污染物浓度分布,数值模拟了不同送风速度下 NO_x 的浓度场,图 10 为顶棚送风口送风速度为 1.0、1.8 m/s 时截面 3 上的 NO_x 浓度场。

由图 10 可以看出,因为从顶棚送风口与侧壁送风口送风,所以客舱顶棚处的 NO_x 的浓度相比较其他位置较低,NO_x 污染物主要集中在人体和座位附近,这是因为座椅和人体对空气的流通造成了一定的阻挡,造成了 NO_x 污染物在人体和座位附近的积累,使得污染物浓度增大。

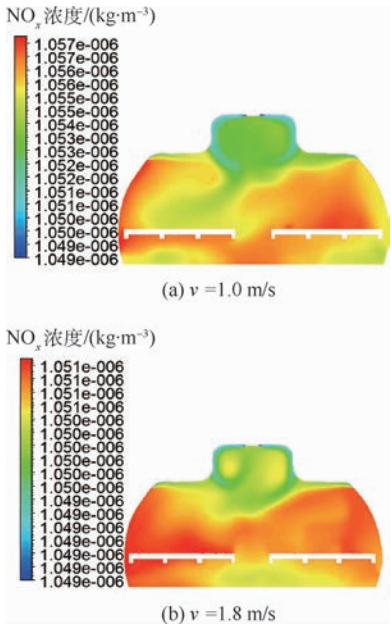


图 10 不同送风速度下的 NO_x 浓度场
Fig. 10 NO_x concentration field at different air supply velocities

3 空气品质与送风速度的函数关系

3.1 ADPI 及排污效率的函数拟合

气流的分布将影响整个客舱内的空气品质,进而影响着客舱内乘客的健康和舒适。建立 ADPI、排污效率与空调送风速度之间的函数关系,进而优化桥载空调的送风速度。

为了保证模拟精度,在飞机客舱内每个座椅的不同高度处共设置了 70 个采样点,采样点分布如图 11 所示。这样设置的采样点均匀分布在客舱内。

根据对不同送风速度的数值模拟结果,得到了不同送风速度下各个采样点处相应的温度值、送风速度值、NO_x 浓度值。根据 ADPI 的计算公式^[15]及排污效率的计算公式^[9],分别求出桥载空调不同送风速度下的 ADPI 的值 A_{ADPI} 及排污效率 ε ,如图 12、图 13 中离散点所示。为了更直观地得到送风速度对 A_{ADPI} 及 ε 的影响,选用高斯拟合

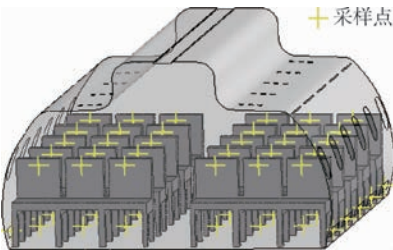


图 11 采样点分布图
Fig. 11 Sample point distribution

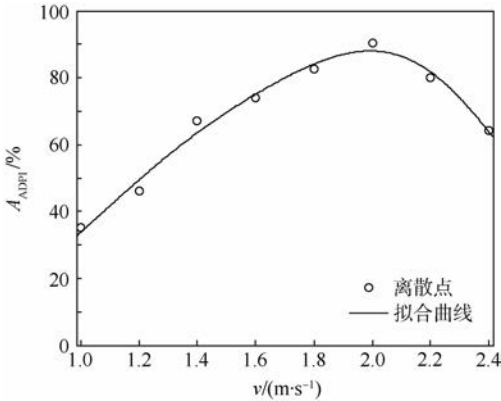


图 12 A_{ADPI} - v 非线性逼近结果图
Fig. 12 A_{ADPI} - v non-linear approximation result graph

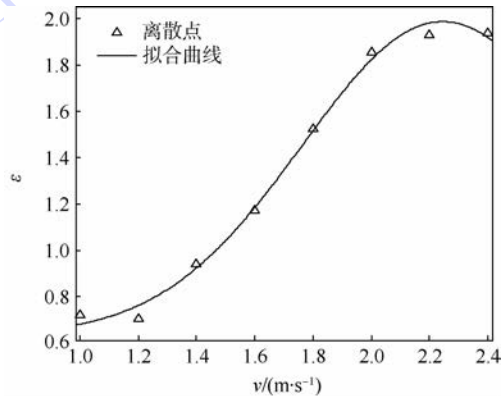


图 13 ε - v 非线性逼近结果图
Fig. 13 ε - v non-linear approximation result graph

对离散点进行非线性拟合,得到拟合后的曲线如图 12、图 13 中曲线所示。选用的高斯拟合方程分别为

$$A_{ADPI}(v) = 68.23e^{-(\frac{v-2.168}{0.5665})^2} + 52.91e^{-(\frac{v-1.447}{0.6465})^2} \quad (5)$$

$$\varepsilon(v) = 1.352e^{-(\frac{v-2.245}{0.6801})^2} + 1.007e^{-(\frac{v-5.507}{8.105})^2} \quad (6)$$

从图 12 中可知,随着送风速度的增大, A_{ADPI} 值逐渐增加,送风速度约为 2.0 m/s 时, A_{ADPI} 的值达到最大,当送风速度大于 2.0 m/s 的时候, A_{ADPI} 的值开始减小。且送风速度大约在 1.75 ~ 2.0 m/s 范围内, $A_{ADPI} \geq 80\%$,可知,在此范围内,乘客能够获得较好的热舒适性。

由图 13 可知,随着送风速度的增加,排污效率整体上是逐渐增大的,说明送风速度越大排污效果越好,在送风速度 1.2 m/s 左右,排污效率稍微降低,是因为风速的增大带入更多的 NO_x 污染物,且空气流动缓慢,造成 NO_x 污染物出现一定的积累,当送风速度超过 2.2 m/s 时,排污效率基本不变,造成这一现象的原因是出风口的比例是一定的。

3.2 优化送风速度的确定

综合考虑不同送风速度对客舱内空气品质的影响,进而确定桥载空调的优化送风速度。本文中采用目标规划法构造评价函数,从而将多目标优化问题转化为单目标优化问题,通过单目标的求解方法求出最优解(最优送风速度)。

先分别求出 $A_{ADPI}(v)$ 和 $\varepsilon(v)$ 函数的最优值 $A_{ADPI}(v^*)$ 、 $\varepsilon(v^*)$,再引入加权因子 λ_m ,构成目标函数:

$$C(v) = \lambda_m \left(\frac{A_{ADPI}(v) - A_{ADPI}(v^*)}{A_{ADPI}(v^*)} \right)^2 + (1 - \lambda_m) \left(\frac{\varepsilon(v) - \varepsilon(v^*)}{\varepsilon(v^*)} \right)^2 \tag{7}$$

由于在本文中更注重客舱空气品质中的 ADPI,所以通过统计分析取 $\lambda_m = 0.721$ 较为合适,其中 $A_{ADPI}(v^*) = 88.0055\%$, $\varepsilon(v^*) = 1.98717$,结合式(5)~式(7)得到目标函数为

$$C(v) = 0.721 \left[0.753 e^{-\left(\frac{v-2.168}{0.5665}\right)^2} + 0.6 e^{-\left(\frac{v-1.447}{0.6465}\right)^2-1} \right]^2 + 0.279 \left[0.68 e^{-\left(\frac{v-2.245}{0.6801}\right)^2} + 0.5 e^{-\left(\frac{v-5.507}{8.105}\right)^2-1} \right]^2 \tag{8}$$

对式(8)在区间 $v \in [1.0, 2.4]$ m/s 上求目标函数最大值所对应的送风速度 $v = 2.0507$ m/s,这个送风速度是在此评价函数中满足客舱空气品质的最优送风速度。该结论可为桥载空调的实际应用提供依据,使其有较好的节能减排效果。

4 结 论

1) 实验证明本文用 CFD 方法所建立的波音 737 仿真模型有效可靠。

2) 基于客舱 ADPI 和排污效率,构建评价函数,得到桥载空调的优化送风速度,为桥载空调的节能控制提供依据。

参考文献 (References)

[1] 陈军. 桥载设备替代飞机 APU 的节能减排成效[J]. 节能与环保,2012,30(10):54-56.
CHEN J. Efficiency of energy saving and emission reduction of bridge load equipment instead of aircraft APU[J]. Energy Conservation and Environmental Protection, 2012, 30(10):54-56 (in Chinese).
[2] AHMED M F, ESSANM E K. Numerical analysis and optimization of different ventilation systems for commercial aircraft cabins[C] // Proceedings of 2015 IEEE Aerospace Conference. Piscataway, NJ: IEEE Press, 2015:69-82.

[3] ZHANG T F, LI P H, WANG S H. A personal air distribution system with air terminals embedded in chair armrests on commercial airplanes [J]. Building and Environment, 2012, 47: 89-99.
[4] JAN F, MIROSLAV J. Impact of air distribution system on quality of ventilation in small aircraft cabin[J]. Building and Environment, 2013, 67:171-182.
[5] ZHANG Z, ZHANG W, ZHAI Z Q, et al. Evaluation of various turbulence models in predicting airflow and turbulence in enclosed environments by CFD, Part 2: Comparison with experimental data from literature[J]. HVAC & R Research, 2007, 13(6):871-886.
[6] YAN W, ZHANG Y, SUN Y, et al. Experimental and CFD study of unsteady airborne pollutant transport within an aircraft cabin mock-up[J]. Building and Environment, 2008, 44:34-43.
[7] AAKASH C R, CHEN Q Y. Simulations of ozone distributions in an aircraft cabin using computational fluid dynamics[J]. Atmospheric Environment, 2012, 51(7):348-357.
[8] ZHANG Z, CHEN X, SAGNIK M, et al. Experimental and numerical investigation of airflow and contaminant transport in an airliner cabin mockup[J]. Building and Environment, 2009, 44(1):85-94.
[9] 黄衍, 段然, 李炳烨, 等. 飞机座舱个性送风下的气态污染物传播规律实例研究[J]. 应用力学学报, 2015, 32(4):586-592.
HUANG Y, DUAN R, LI B Y, et al. Simulation of contaminant transportation in aircraft cabin with partly gaspers on[J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2015, 32(4):586-592 (in Chinese).
[10] LIU W, WEN J Z, CHAO J Y, et al. Accurate and high-resolution boundary conditions and flow fields in the first-class cabin of an MD-82 commercial airline[J]. Atmospheric Environment, 2012, 56(9):33-44.
[11] LI F, LIU J J, PEI J J, et al. Experimental study of gaseous and particulate contaminants distribution in an aircraft cabin[J]. Atmospheric Environment, 2014, 85(3):223-233.
[12] ZHANG Y H, SUN Y G, WANG A J, et al. Experimental characterization of airflows in aircraft cabins, Part 2: Results and research recommendations[J]. ASHRAE Transactions, 2005, 111(2):53-59.
[13] 沈海峰, 袁修干. 歼击机座舱空气流动和传热的数值模拟与实验[J]. 航空学报, 2009, 30(1):30-39.
SHEN H F, YUAN X G. Numerical simulation and experiment on air flow and heat transfer in fighter plane cockpit[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2009, 30(1):30-39 (in Chinese).
[14] American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers. Thermal environment condition for human occupancy: ANSI/ASHRAE Standard 55—2004[S]. Atlanta: American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, 2004.
[15] 林家泉, 梁小贝, 陈维兴, 等. A320 飞机客舱热舒适性的数值模拟研究[J]. 流体机械, 2015, 44(5):75-78.
LIN J Q, LIANG X B, CHEN W X, et al. Numerical simulation study of the A320 aircraft cabin thermal comfort[J]. Fluid Ma-

作者简介:

林家泉 男,博士,副教授,研究生导师。主要研究方向:飞机

李弯弯 女,硕士研究生。主要研究方向:飞机客舱系统建模与仿真。

Optimization of air supply for bridge load air conditioning based on aircraft cabin air quality

LIN Jiaquan^{1,*}, LI Wanwan¹, WANG Ruiting¹, MA Min¹, YANG Jianzhong²

(1. Institute of Electronic Information and Automation, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, China;

2. Tianjin Key Laboratory of Civil Aircraft Airworthiness and Maintenance, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, China)

Abstract: Aimed at the problem of poor effects of cabin comfort and energy saving caused by constant air supply velocity of bridge air conditioning, in the paper, we built the cabin simulation model adopting the CFD method based on the research object, Boeing 737 passenger cabin. And the validity of the CFD cabin simulation model is verified by experiments. Based on this model, the effects of different air supply velocities on the temperature field, wind velocity field and NO_x concentration field in cabin are studied. Then the functional relationship between the air diffusion performance index (ADPI), the drainage efficiency and the bridge load air conditioning air supply velocity is fitted separately. Meanwhile, the optimal air supply velocity of bridge load air conditioning is obtained through the merit function in response to ADPI and drainage efficiency, which could provide the basis for energy-saving control of bridge load air conditioning unit.

Keywords: bridge load air conditioning; thermal comfort; drainage efficiency; evaluation function; air supply optimization

Received: 2017-02-13; Accepted: 2017-03-06; Published online: 2017-04-26 11:09

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170426.1109.001.html

Foundation items: Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the Civil Aviation Administration of China (U1433107); Natural Science Foundation of Tianjin (13CYBJC42300)

* Corresponding author. E-mail: jqlin@cauc.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0050



颗粒射流冲击材料行为研究

姚军^{1,2,*}, 曾子华², 周芳², 董士刚², 赵彦琳¹, 李宁²

(1. 中国石油大学(北京) 机械与储运工程学院, 北京 102249; 2. 厦门大学 能源研究院, 厦门 361005)

摘

要: 颗粒冲击材料现象广泛存在于自然界以及工业领域中。应用实验测量与数值计算相结合的方法研究了颗粒射流冲击材料(304 不锈钢)的磨损行为。考虑了颗粒粒径、运动轨迹、颗粒-壁面撞击点分布以及所导致材料物相结构变化。实验测试包括材料质量损耗、材料元素 X 射线衍射(XRD)分析、表面微观结构扫描电镜(SEM)观察。对相应的颗粒射流冲击材料行为进行了数值计算,获得流场,颗粒场以及相应材料磨损。结果表明:颗粒射流冲击下颗粒运动轨迹与撞击点的分布不同,造成了材料样品表面磨损区域明显不同。颗粒-壁面碰撞不仅会导致材料损失而且会造成材料物相结构的变化。

关键词: 颗粒; 射流; 磨损; 数值计算; 实验研究

中图分类号: TK121; V250.3

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2266-07

目前由于雾霾天气较多,飞机在下降过程中下,大气中粉尘颗粒将在高速气流中冲击机身表面,导致表面材料磨损,给飞机的安全使用带来很大隐患。沙尘环境中广泛分布的沙尘中颗粒对军用设备及直升机的部件、系统和机载设备性能造成严重影响,是引起军用武器装备,包括武装直升飞机失效的一个重要环境因素^[1]。此外,航天器在外空中会遇到快速飞行颗粒束撞击,导致飞行器表面受损^[2],与空间环境中的空间碎片^[3]、微流星等相互碰撞作用后形成污染物层^[4],带来航天器一些重要技术系统的表面材料性能衰减,效率下降,甚至导致航天器在轨故障^[5-7],降低航天器在轨使用寿命。因此,研究颗粒冲击材料表面与磨损后材料表面微观特征之间关系对提高飞行器或航天器表面性能具有显著的科学价值与实际意义。本文应用实验与数值计算相结合的方法,研究颗粒射流冲击材料(304 不锈钢)过程中对材料表面的损坏。在颗粒射流中,影

响材料质量的损耗以及材料表面的堆积与剥落行为主要因素是颗粒与材料的冲击作用^[8]。而颗粒与材料的冲击作用又最终取决于颗粒行为与材料表面特性。本文研究主要目的是探究颗粒射流条件下,固体颗粒行为(颗粒粒径变化、颗粒运动轨迹及颗粒撞击点分布)对材料冲蚀磨损行为的影响,从微观磨损机制方面进一步揭示材料磨损机理。

1 研究方法

1.1 实验

本文装置为颗粒高速射流冲蚀实验循环装置。循环系统的动力源是功率 1.5 kW 水泵,蓄水箱中的液固两相流经由水泵打入管道中,经直径 12 mm 的喷嘴射流冲击实验样品。实验过程中管道流为满管流,以保证水流速度不发生变化,喷嘴由机械装置固定,以保证冲蚀角度不会因为水流冲击造成震动而发生变化。实验样品由固定装置

收稿日期: 2017-02-06; 录用日期: 2017-07-14; 网络出版时间: 2017-08-31 09:19

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170831.0919.001.html

基金项目: 国家自然科学基金(51376153,51406235)

* 通讯作者: E-mail: yaojun@cup.edu.cn

引用格式: 姚军, 曾子华, 周芳, 等. 颗粒射流冲击材料行为研究[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2266-2272.

YAO J, ZENG Z H, ZHOU F, et al. Investigation of behaviour of particle impact on material by impinging jet[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2266-2272 (in Chinese).

固定,样品固定装置可变换角度,以改变液固两相流射流冲击角度。本次实验射流冲击样品角度选用 30°。观察装置为高速摄像仪,可观察记录液固两相流中流态,以及颗粒速度。喷嘴冲击水流速度约为 10.5 m/s。本文所用实验材料为奥氏体 304 不锈钢。表 1 为 304 不锈钢化学成分。实验

样品厚 2 mm、直径为 16 mm。实验样品在实验前依次经过 180、400、600、800、1200、2000 目碳化硅砂纸打磨,最后在仪器上抛光,以保证样品初始表面没有自然划痕。液固两相流中所使用的石英砂,选用粒径为 50~60 目石英砂颗粒,本次实验颗粒含量(质量分数)为 0.5%。

表 1 304 不锈钢化学成分
Table 1 Chemical composition of 304 stainless steel

成份	C	Si	Mn	P	S	N	Cr	Ni	Fe
质量分数/%	约 0.024	约 0.550	约 1.800	约 0.030	约 0.001	约 0.049	约 18.200	约 8.200	剩余

1.2 数值计算

本文所应用的数值计算方法是建立在连续相的基础上进行计算,通过跟踪颗粒运动轨迹,利用磨损模型完成冲蚀量的预测和计算。连续相具有三维、不可压缩和湍流的特征,控制方程包括连续方程、动量方程,所使用的是 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型^[9-10]。

1.2.1 离散相控制方程

颗粒轨迹采用拉格朗日方程求解。流场中颗粒质量分数为 0.5%,浓度非常小,连续相流体和离散相颗粒的密度相差大,因此,可忽略固体颗粒受到的绕流阻力、附加质量力、流场压力梯度引发的附加力、颗粒旋转升力等作用力一并不予考虑。固体颗粒运动方程为^[9-11]

$$\frac{dx_{pi}}{dt} = u_{pi} \tag{1}$$

$$\frac{du_{pi}}{dt} = F(u_{fi} - u_{pi}) \mid u_{fi} - u_{pi} \mid \tag{2}$$

$$F = \frac{3C_D\rho_f}{4\rho_pD_p} \tag{3}$$

式中:下标 f、p 和 i 分别为连续相、离散相和空间方位; x 为空间坐标位置; t 为时间; u 为运动速度; F 为固体颗粒所受的拖曳力; D 为固体颗粒的直径; ρ 为密度; C_D 为固体颗粒雷诺数 Re_p 定义的拖曳系数,其表达式为

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p}(1 + 0.15Re_p^{0.6}) & Re_p < 1000 \\ 0.4 & Re_p \geq 1000 \end{cases} \tag{4}$$

$$Re_p = D_p \mid u_{fi} - u_{pi} \mid / \nu \tag{5}$$

其中: ν 为连续相的运动黏度。

1.2.2 磨损模型

应用 Yao^[12] 和 Finnie^[13] 等腐蚀与冲蚀研究中心的计算模型,完成冲蚀磨损的计算。方程式(6)和方程式(7)综合考虑了固体颗粒冲击速度、冲击角度、壁面材料硬度、固体颗粒形状等因

素对冲蚀磨损的影响。

$$E_R = C(B_H)^{-0.59} F_s V_p^n F(\theta) \tag{6}$$

$$F(\theta) = \sum_{i=1}^5 A_i \theta^i \tag{7}$$

式中: E_R 为材料的冲蚀磨损率; B_H 为材料的布氏硬度; F_s 为颗粒的体型系数(尖锐颗粒取 1.0,半圆形颗粒取 0.53,圆形颗粒取 0.2); V_p 为颗粒的冲击速度; θ 为冲击角度; C 、 n 和 A_i 为经验常数。 θ 为根据壁面材料确定的经验常数。本实验使用样品 304 不锈钢硬度为 187,假定颗粒为圆形颗粒, F_s 取 0.2。

1.2.3 壁面反弹模型

固体颗粒撞击壁面时存在能量的转移和损失,表现形式为热传导、样品表面磨损等。本次模拟中确定的避免恢复方程如下:

$$e_n = 1.0 - 0.78\theta + 0.84\theta^2 - 0.021\theta^3 + 0.028\theta^4 - 0.022\theta^5 \tag{8}$$

$$e_t = 0.988 - 0.78\theta + 0.19\theta^2 - 0.024\theta^3 + 0.027\theta^4 \tag{9}$$

式中: e_n 和 e_t 分别为法向和切向磨损系数。

1.2.4 几何模型

利用 ANSYS GAMBIT 软件创建几何模型,如图 1 所示,包含喷嘴、样品区域、水箱底部和计算域。定义喷嘴壁面、箱体底部、样品冲击面为无滑

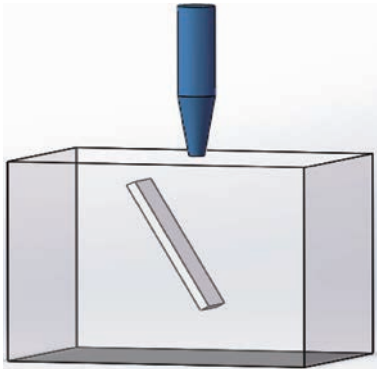


图 1 数值计算几何模型

Fig. 1 Geometric model of numerical calculation

移固体壁面,其他边界为压力出口边界条件,离散相边界类型为 reflect,速度入口在喷嘴进口处。网格数目为 185 万,在冲击壁面附近加密处理。

2 结果讨论

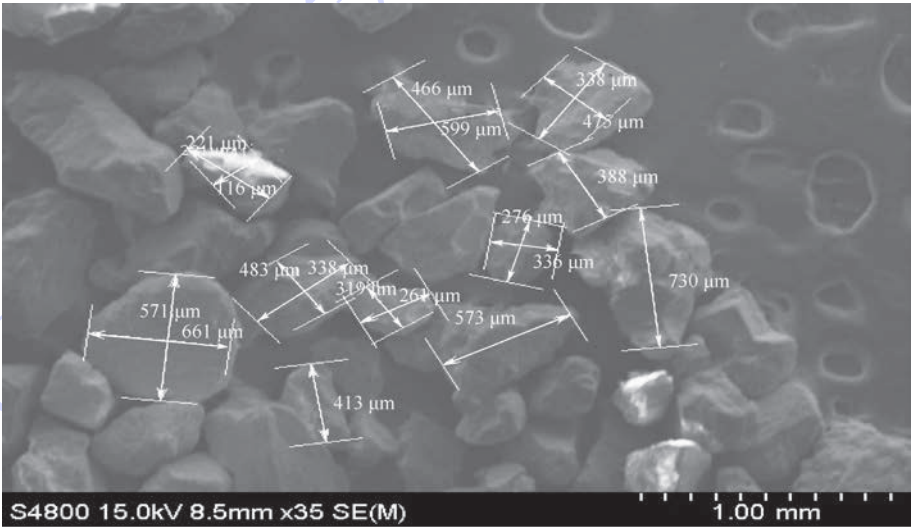
2.1 颗粒粒径对磨损行为的影响

实验所用颗粒为 50 ~ 60 目粒径的石英砂。图 2 为石英砂颗粒的 SEM 形貌,图 2 (a) 和图 2(b)分别为石英砂初始粒径图与冲蚀 48 h 后的石英砂粒径图。由图 2 可见,颗粒冲击样品表面后粒径变小。图 2 中颗粒的平均直径可由表 2 所示。

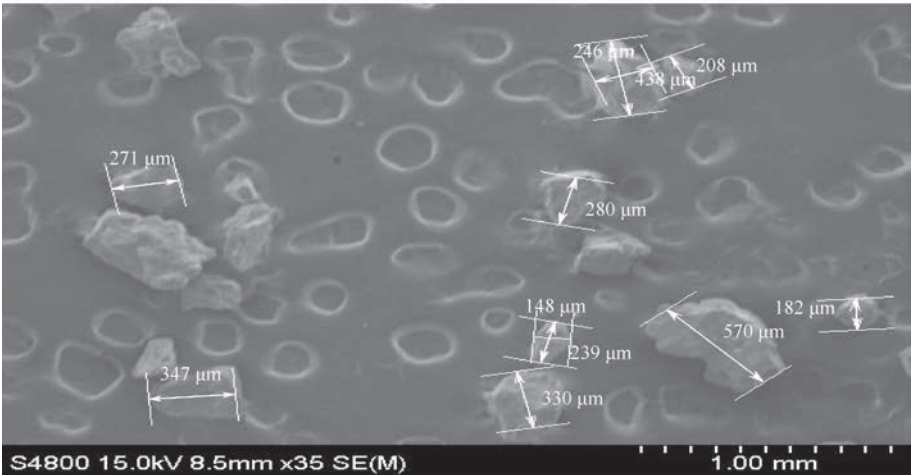
表 2 为石英砂颗粒粒径的质量分数分布。未冲蚀之前,颗粒粒径 50 ~ 60 目占 100%。在冲蚀 12 h 后,50 ~ 60 目粒径的石英砂质量分数减少至

36.3%,60 ~ 70 目粒径的石英砂质量分数增加至 45.8%,70 ~ 80 目粒径的石英砂质量分数增加至 10.9%,大于 80 目粒径的石英砂质量百分数增加至 7%。在冲蚀 48 h 后,50 ~ 60 目粒径的石英砂质量分数减少至 25.6%,60 ~ 70 目粒径的石英砂质量百分数减少至 29.8%,70 ~ 80 目粒径的石英砂质量百分数增加至 32.5%,大于 80 目粒径的石英砂质量百分数增加至 12.1%。通过计算可知,在 12 ~ 48 h 冲蚀这段时间过程中,50 ~ 60 目粒径的石英砂颗粒质量百分数减小量与 60 ~ 70 目粒径的石英砂颗粒质量百分数减小量之和约等于 70 ~ 80 目粒径的石英砂颗粒质量百分数增加量,并且随着冲蚀时间的增加,颗粒粒径有向 70 ~ 80 目集中的趋势。

图 3 为 304 不锈钢长时间冲蚀 48 h 过程中的



(a) 初始颗粒



(b) 冲蚀48 h后颗粒

图 2 颗粒 SEM 形貌

Fig. 2 Particle morphology of SEM

表 2 石英砂不同时间段的粒径分布
Table 2 Particle size distribution with
different time period

冲蚀 时间/h	颗粒粒径质量分数/%			
	粒径 50~60 目	粒径 60~70 目	粒径 70~80 目	粒径 >80 目
0	100	0	0	0
12	36.3	45.8	10.9	7
48	25.6	29.8	32.5	12.1

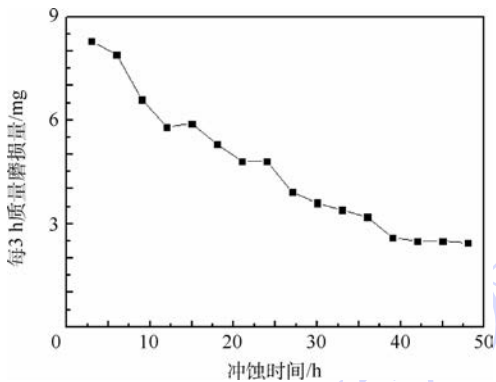


图 3 304 不锈钢质量磨损随冲蚀时间变化
Fig. 3 Variation of 304 stainless steel mass
loss with erosion time

质量磨损随时间变化。图 3 表明 304 不锈钢样品质量磨损随着冲蚀时间的增加而逐渐降低,最后趋于平缓。图 3 中质量磨损在冲蚀时间 39 h 后,进入平缓区。该结果与 Bitter^[14] 提出微切削理论(方程式(10)和式(11))的计算结果相吻合。

$$V = k \frac{mv^2}{p} f(\alpha) \tag{10}$$

$$f(\alpha) = \begin{cases} \sin(2\alpha) - 3\sin\alpha & \alpha < 18.5^\circ \\ \frac{\cos^2\alpha}{3} & \alpha \geq 18.5^\circ \end{cases} \tag{11}$$

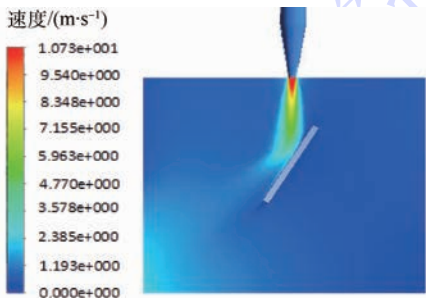
式中: V 为样品质量冲蚀磨损量; m 为单个颗粒质量; v 为颗粒碰撞壁面速度; $f(\alpha)$ 为颗粒碰撞角度函数, α 为碰撞角度; p 为靶材流动应力; k 为常数。当冲蚀时间累计 39 h 后,颗粒粒径主要分布在 60~80 目之间,其中 70~80 目粒径的颗粒质量分数占大部分。实验中发现,样品质量磨损率随时间增加而逐渐降低,冲蚀 39 h 后趋于平缓。进行分析,可以发现。首先,在实验中, v 不变, p 不变,当颗粒粒径减小时,相当于减小了颗粒的体积,颗粒的密度不变,故而 m 减小,样品质量磨损量随时间增加而减小同时质量磨损率随时间增加而减小。其次,当颗粒粒径降低到 70~80 目后,相对于 50~60 目的单个颗粒质量减小,由牛顿第二定律公式可知,在加速度保持不变的前提下,颗粒质量减小颗粒与材料表面的撞击力减小。由于

颗粒硬度基本不变,撞击力减小后,不足以使颗粒破裂,导致粒径不再减小即粒径分布趋于稳定。在本次实验冲蚀 39 h 后,由于颗粒含量较低且颗粒粒径高度集中在 70~80 目,在颗粒与样品表面撞击的频率较低情况下导致颗粒与样品表面的撞击力度与撞击频率趋于稳定,从而样品质量磨损率在 39 h 后趋于稳定。

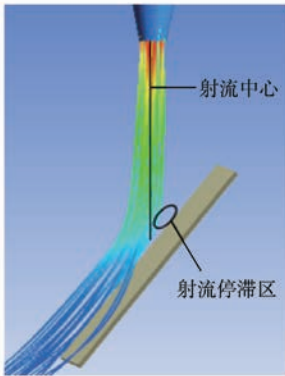
2.2 颗粒运动轨迹对磨损行为的影响

2.2.1 流场特征

颗粒在液流带动下运动并与 304 不锈钢板相碰,液流流场决定了颗粒碰撞壁面。图 4 为连续相在计算域内的速度云图和颗粒迹线。由图 4(a)可知,射流最大的速度发生在射流中心线与喷嘴出口的交界处,数值大约为 10.7 m/s,与实验喷嘴出口速度 10.5 m/s 相吻合。沿着射流中心线,连续相的速度有所降低,这是因为接近样品处的静压较高。从图 4(b)可知,由于高静压的存在,射流中心线与样品的交界处,连续相的速度较低且由于射流冲蚀角度较小,流场迹线显示样品表面与连续相的冲击点为非均匀分布,且在射流中心线处存在射流停滞点。



(a) 速度云图



(b) 颗粒轨迹

图 4 流场数值计算

Fig. 4 Numerical calculation of flow field

2.2.2 颗粒分布特征

图 5 为数值计算的颗粒轨迹分布。大部分颗粒的轨迹沿着水流路径方向。在射流中心线与样品交界高静压区,即射流停滞区域,颗粒的运动轨

迹趋于液流方向,远离射流中心区域;由于射流中心对应于样品中心,因而颗粒撞击样品表面中心区域,以及与液流方向相反区域的数目减少,沿着液流方向且远离中心射流区域的样品表面撞击数目增加。一个颗粒是否能撞击到样品,取决于液流。根据颗粒碰撞实验样品的分布情况,将样品工作表面划分3个区域(如图6所示),区域①

为停滞区域,区域②为切削过渡区域,冲击角度为 $15^{\circ} \sim 30^{\circ}$;区域③为贴壁射流区域,冲击角度小于 15° 。可以发现,区域①射流停滞且与液流方向相反,几乎没有颗粒撞击;区域②大部分颗粒运动轨迹沿液流冲击方向,与样品表面撞击角度在 $15^{\circ} \sim 30^{\circ}$ 区间内;区域③小部分颗粒运动轨迹沿水流方向贴壁射流,撞击角度小于 15° 。区域②颗粒的法向分力较大,刺入表面的深度较大,之后的切削作用可以顺利进行,致使样品表面发生较多材料脱落,磨损量较大;区域③颗粒的法向分力较小,不足以刺入表面或进入的深度较小,导致后续的切削作用不易进行,因而其磨损量较小。

2.2.3 样品表面撞击点分布

射流流场的分布决定颗粒的运动轨迹,颗粒的运动轨迹决定了颗粒与实验样品表面的冲击角度以及撞击点在样品表面的分布,从而导致样品表面形貌存在磨损分区。样品表面形貌的磨损分区采用肉眼观察和 SEM 2 种观察方法。图 6 (b) 表明了肉眼观察情况下,样品表面形貌经过试验冲蚀后分为 3 个不同区域,这 3 个不同区域与数值计算获得的图 6(a) 相似。图 6(a) 是由样品表面与颗粒跟踪轨迹相交点组成。由图 6(a) 可知,颗粒与样品的撞击点分布区域可以分为 3 个区域。由样品直径 15 mm,可分为区域①($-7.5 \sim -4.5$ mm)、区域②($-4.5 \sim 3.5$ mm)、区域③($3.5 \sim 7.5$ mm)。区域①几乎没有撞击点,大部分的撞击点主要分布在区域②,区域③含有部分撞击点。这表明颗粒主要作用于样品表面的区域②。颗粒与样品的撞击点分布越密集的区域,表明该区域样品表面与颗粒撞击的次数多、撞击频率高,因而磨损大。图 6(b) 中区域①明显比区域②、③要颜色暗淡,说明在该区域的颗粒-壁面碰撞次数比其他两区域的碰撞次数要少,更大程度保持材料原始的本色。

图7显示的是样品表面撞击点分布。由图7

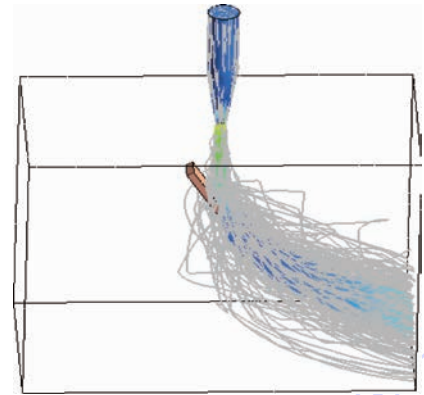
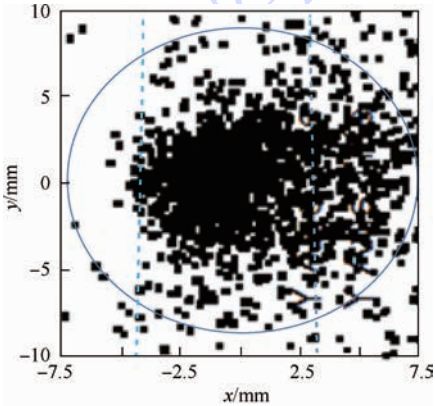
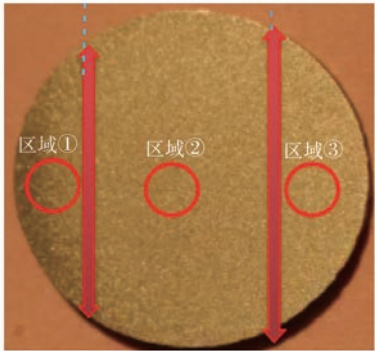


图 5 数值计算的颗粒轨迹分布
Fig.5 Numerical calculation of particle tracking trajectories distribution



(a) 颗粒-壁面碰撞点(数值计算)分布



(b) 对应冲蚀后样品磨损分区

图 6 颗粒-壁面碰撞点(数值计算)分布及
对应冲蚀后样品磨损分区

Fig.6 Distribution diagram of particle-wall collision point (numerical calculation) and partition of tested sample wear after washout

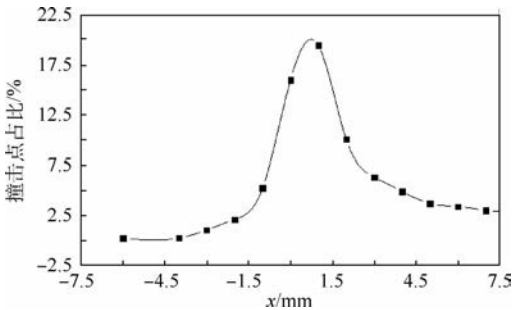


图 7 数值计算颗粒-壁面撞击点分布
Fig.7 Numerical calculation of particle-wall collision point distribution

可知,在样品表面区域①($-7.5 \sim -4.5$ mm)内,撞击点占比(在此区域的碰撞次数占总碰撞次数的比例)为 0.48%;区域②($-4.5 \sim 3.5$ mm)内,撞击点占比为 63.6%;区域③($3.5 \sim 7.5$ mm)内,撞击点占比为 13.9%。因此,颗粒与样品表面撞击主要集中在区域②,且在样品中心沿着水流方向约 2.5 mm 左右达到峰值。颗粒在样品表面区域①的撞击点非常少,这可能是由于颗粒轨迹沿液流方向。且在射流停滞区域上方,存在高静压区,使颗粒运动轨迹远离区域①,从而导致颗粒与样品撞击点分布稀少。由于样品直径较小,且只捕捉一次撞击点,所以在区域③发现的颗粒与样品撞击点占比小。

2.3 材料物相

图 8 中,A 为奥氏体,M 为马氏体,F 为铁素体。初始抛光状态 304 不锈钢材料的 X 射线衍射(XRD)测试表明:样品未冲蚀之前存在少量的铁素体,可能是因为样品的奥氏体相质量分数并非 100%。图 8 中,抛光后 304 不锈钢在冲蚀 21 h 后的 XRD 曲线可发现,冲蚀 21 h 后,不锈钢样品由于冲蚀的作用,材料物相发生了相变,部分奥氏体由于颗粒撞击力的作用转变为马氏体,此结果与 Aribo 等^[15]实验结果相吻合。颗粒撞击材料产生了足够的应力导致材料部分奥氏体转变为马氏体;在颗粒撞击材料行为发生后,材料的奥氏体大部分转变为马氏体与铁素体;马氏体相抗腐蚀性较奥氏体相弱,因此,冲蚀后的材料其腐蚀率将提高,继而磨损率加大。这可能是导致材料在冲蚀 21 h 之后,颗粒粒径减小的情况下,样品依然存在较高质量冲蚀损耗率的原因。

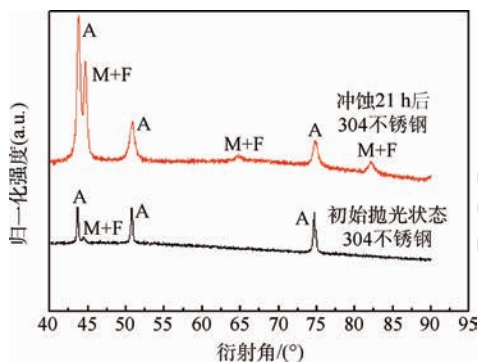


图 8 初始抛光状态以及冲蚀 21 h 后 304 不锈钢 XRD 测试的比较

Fig. 8 Comparison of 304 stainless steel XRD measurement between original polish and washout after 21 h

3 结 论

1) 颗粒粒径随着冲蚀时间的增加而逐渐减

小,变化趋势逐渐平缓。随着颗粒粒径的减小,颗粒对材料产生的冲击作用减小,导致材料由于微切削产生的质量磨损变化区域平缓。

2) 材料表面磨损区域可分为 3 个区域:停滞区、切削过渡区域和贴壁射流区域。停滞区颗粒撞击少,撞击点占比 0.48%;切削过渡区域为主磨损区,撞击点占比达到 63.6%,且撞击角度在 $15^\circ \sim 30^\circ$;贴壁射流区域撞击点占比 13.9%,撞击角度小于 15° 。

3) 304 不锈钢材料物相结构由于颗粒撞击部分奥氏体会转变为马氏体和铁素体,马氏体相对于奥氏体抗腐蚀性较差,因此将促进腐蚀磨损行为。

参考文献 (References)

- [1] 马志宏,李运泽,张华,等. 砂尘环境试验设备中颗粒浓度场的实验研究[J]. 北京航空航天大学学报,2005,31(8): 884-887.
MA Z H, LI Y Z, ZHANG H, et al. Experimental study on particle concentration in sand and dust equipment[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2005, 31(8): 884-887 (in Chinese).
- [2] TRIBBLE A C, BOYADJIAN B, DAVIS J, et al. Contamination control engineering and design guidelines for the aerospace community-results; AIAA-1996-4375[R]. Reston: AIAA, 1996.
- [3] ARNOLD G S. Spacecraft contamination model development [J]. Proceedings of SPIE, 1998, 3427: 272-289.
- [4] BARENGOLTZ J. Molecular and particulate containments: A contamination data base within environment; AIAA-1988-0014 [R]. Reston: AIAA, 1988.
- [5] TRIBBLE A C. The space environment; Implications for spacecraft design [M]. Princeton: Princeton University Press, 1995: 183.
- [6] THOMAS B S, GRAHAM S A, DAVID F H, et al. Photochemical spacecraft self-contamination: Laboratory results and system impacts[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1989, 26(5): 358-367.
- [7] 唐萍,朱光武,秦国泰,等. 航天器表面污染物沉积变化和控制因子评估[J]. 北京航空航天大学学报,2015,41(5): 891-896.
TANG P, ZHU G W, QIN G T, et al. Changes of contamination deposition on spacecraft surface and evaluation of control factors [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2015, 41(5): 891-896 (in Chinese).
- [8] ZHAO Y L, ZHOU F, YAO J, et al. Erosion-corrosion behaviour and corrosion resistance of AISI 316 stainless steel in flow jet impingement[J]. Wear, 2015, 328-329: 464-474.
- [9] FAN J R, YAO J, CEN K F. Antierosion in a 90° bend by particle impaction[J]. AIChE Journal, 2002, 48(7): 1401-1412.
- [10] FAN J, YAO J, ZHANG X Y. Experimental and numerical investigation of a new method for protecting bends from erosion in gas-particle flows[J]. Wear, 2001, 251: 853-860.

- [11] JIN T, LUO K, WU F, et al. Numerical investigation of erosion on staggered tube bank by particle laden flows with immersed boundary method[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2014, 62(2): 444-454.
- [12] YAO J, ZHOU F, ZHAO Y L. Investigation of erosion of stainless steel by two-phase jet impingement[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2015, 88: 353-362.
- [13] FINNIE I, STEVICK G R, RIDGELY J R. The influence of impingement angle on the erosion of ductile metals by angular abrasive particles[J]. *Wear*, 1992, 152(1): 91-98.
- [14] BITTER J G. A study of erosion phenomena[J]. *Wear*, 1963, 6(1): 5-21.
- [15] ARIBO S, BARKER R, HU X, et al. Erosion-corrosion behaviour of lean duplex stainless steel in 3.5wt% NaCl solution[J]. *Wear*, 2013, 302(1-2): 1602-1608.
- 作者简介:
姚军 男, 博士, 教授, 博士生导师。主要研究方向: 多相流。

Investigation of behaviour of particle impact on material by impinging jet

YAO Jun^{1,2,*}, ZENG Zihua², ZHOU Fang², DONG Shigang², ZHAO Yanlin¹, LI Ning²

(1. College of Mechanical and Transportation Engineering, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 102249, China;

2. School of Energy Research, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

Abstract: Particle-material impact is popular in the nature and industries. In this work, experimental measurement and numerical calculation were carried out to investigate the particle impinging jet effect on the behaviour of material (304 stainless steel). Herein, particle diameter, particle tracking trajectories, particle-wall collision point distribution were considered to study material loss and the phase change of material structure. In the experimental work, the measurements were carried out for material mass loss, material element X-ray diffractometry (XRD) analysis, surface micro-structure scanning electron microscopy (SEM) observation and so on. In addition, the behaviour of particle impinging jet impact on wall material was studied by numerical simulations. Particularly, flow fields, particle trajectories and wall material loss were obtained. The results show that particle collision point distribution is quite different from their tracking trajectories under particle impinging jet impact, which causes the wear zones on sample surface different from each other obviously. It is concluded that particle-wall impact will not only lead to material loss but also cause the phase change of material structure.

Keywords: particle; impinging jet; wear; numerical simulation; experiment research

Received: 2017-02-06; Accepted: 2017-07-14; Published online: 2017-08-31 09:19

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170831.0919.001.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51376153, 51406235)

* Corresponding author. E-mail: yaojun@cup.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0063

基于新型 C^4D 的小管道气液两相流流型辨识方法



盛碧霞, 冀海峰*, 王保良, 黄志尧, 李海青

(浙江大学 控制科学与工程学院 工业控制技术国家重点实验室, 杭州 310027)

摘 要: 基于径向结构的电容耦合式非接触电阻抗检测传感器, 结合小波包分析技术和 K-均值聚类算法, 提出一种小管道气液两相流流型辨识方法。首先, 利用径向结构的电容耦合式非接触电阻抗检测传感器, 获取反映被测流体信息的电阻抗测量信号实部信息和虚部信息。然后, 采用小波包分解的信号处理技术将实部信息和虚部信息分别分为 4 个频率段, 提取不同频率范围的能量分布情况, 并与各自的均值、方差构成特征向量。最后, 利用 K-均值聚类算法进行模式分类, 建立流型辨识模型。在内径为 3.5 mm 和 5.5 mm 的玻璃管道内进行验证实验, 实验结果表明, 所获得的传感器测量信号能反映流体流动信息, 提出的流型辨识技术路线是有效的, 流型辨识精度可达 88% 以上。

关 键 词: 电容耦合式非接触传感器; 流型辨识; 两相流; 小波包分析; K-均值聚类算法
中图分类号: TP212

文献标识码: A **文章编号:** 1001-5965(2017)11-2273-07

随着工业设备小型化, 小型化学反应器、传热或传质设备等在航空航天、制药、微化工等领域日益受到重视, 具有广阔的应用前景^[1]。例如, 在航空航天领域内, 几乎所有的民航机和大部分军事作战飞机都采用的是空气循环制冷系统。冷凝器作为制冷系统中的重要一环, 其凝结换热过程是气液两相流流动的过程。而在实际两相流系统的换热和流动计算中, 由于不同流型下, 系统流动和传热特性不同, 因此需依据流型建立不同的流动模型和传热计算公式^[2]。可见, 小管道气液两相流参数的测量对工业设备的安全高效运行具有重要的实际意义。

与常规管道相比, 重力作用对小管道流体流动产生的影响远小于流体受到的表面张力作用, 同时微小尺度下, 流体传质、传热面积大大增加, 传递效率和传递过程均与常规管道有所不同, 也给小管道

两相流的参数测量方法提出了新的挑战^[3]。

流型作为两相流的重要参数, 不仅对流体的力学和传热、传质特性有重要影响, 对流速、相含率等其他两相流参数的测量也具有关键性的作用。不同流型下, 流速计算公式的参数不同, 而且不同流型下, 相含率所对应的计算模型也不同^[4-6]。

目前, 常规管道两相流流型测量方法主要有高速摄像法、光学法、电学法等。

电导测量方法作为两相流参数测量方法中的经典方法之一, 具有结构简单、成本低廉等优点, 在工业领域应用前景广阔。然而, 现有的接触式电导测量方法易产生电极极化效应、电化学腐蚀等问题, 对测量结果影响较大, 实际应用受到了一定限制。而电容耦合式非接触电导检测 (Capacitively Coupled Contactless Conductivity Detection, C^4D) 技术可有效解决上述问题。遗憾的是, 现有

收稿日期: 2017-02-15; 录用日期: 2017-06-30; 网络出版时间: 2017-08-04 16:24

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.003.html

基金项目: 国家自然科学基金 (51476139, 61573312)

* 通讯作者: E-mail: hfji@iipc.zju.edu.cn

引用格式: 盛碧霞, 冀海峰, 王保良, 等. 基于新型 C^4D 的小管道气液两相流流型辨识方法[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2273-2279. SHENG B X, JI H F, WANG B L, et al. Flow pattern identification method of gas-liquid two-phase flow in ductule based on new C^4D [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2273-2279 (in Chinese).

电导检测技术出发点大多是以获取气液两相流的等效电阻为目的,在其等效电路中将两相流流体的变化等效成阻值的变化^[7],这种模型虽然简单易懂,但忽略了许多能反映流体流动情况的信息。

本文对现有 C⁴D 传感器进行优化设计,不同于简单的将两相流流体的变化等效成阻值的变化,而是将两相流流体的变化等效成电阻抗的变化,设计了相应的新型 C⁴D 传感器。该传感器引入电感模块,利用阻抗相消的原理减小耦合电容对测量的影响;并引入相敏解调模块,以同时得到电阻抗测量信号的实部信息和虚部信息,从而获得更多反映流体流动情况的信息。

本文基于上述新型 C⁴D 传感器,提出了一种新的小管道气液两相流流型辨识方法。首先,利用上述新型 C⁴D 传感器获取反映流体流动信息的测量信号;然后,利用小波包分析技术提取出能反映流型信息的特征向量;最后,采用 K-均值聚类算法进行流型辨识,实现气液两相流流型参数的测量。

1 流型辨识技术路线

图 1 为流型辨识技术路线框图。利用训练集数据建立流型辨识模型。模型建立包括 2 步:第 1 步提取特征向量,利用小波包分析获取测量信号各频率段的能量分布比率,与实部信息和虚部信息的均值、方差构成特征向量;第 2 步 K-均值聚类,利用第 1 步提取的特征向量进行聚类,得到聚类中心。实际流型辨识过程中,利用基于阻抗相消的新型 C⁴D 传感器得到实部信息和虚部信息后,提取特征向量,输入到流型辨识模型中,最终得到流型辨识结果。

小波包分析技术不仅能同时分解低频分量和高频分量,而且解决了小波分析频段长短不一

的问题^[8-14]。其分解系数求解公式如下:

$$\begin{cases} d_i^{j,2n} = \sum_{k \in \mathbb{Z}} h_{k-2l} d_k^{j+1,n} \\ d_i^{j,2n+1} = \sum_{k \in \mathbb{Z}} g_{k-2l} d_k^{j+1,n} \end{cases} \quad (1)$$

式中: $d_i^{j,2n}$ 和 $d_i^{j,2n+1}$ 为小波包分解系数; h_{k-2l} 和 g_{k-2l} 分别为小波包分解的低通和高通滤波器组; d_i^j 即为 $n=1$ 时的小波包分解系数; k 表示将频带按二进制划分方式分割为 2^k 个子频带。

本文利用小波包分解将信号分解成 4 个频率段,其分解流程如图 2 所示。

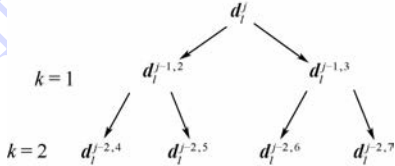


图 2 小波包分解示意图

Fig. 2 Schematic of wavelet packet decomposition

在得到各频率段信号后,考虑提取各频率段能量分布情况作为特征向量之一,其值以小波包分解系数的平方和来表示:

$$E_i = \sum_{n=1}^N |d_i^{j-2,m}(n)|^2 \quad i = 1, 2, 3, 4; m = 4, 5, 6, 7 \quad (2)$$

$$H_i = \frac{E_i}{E_{\text{total}}} \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (3)$$

$$E_{\text{total}} = \sum_{i=1}^4 E_i \quad (4)$$

式中: E_i 为第 i 个信号分量的能量; $d_i^{j-2,m}$ 为 4 个子频带小波包分解系数; N 为每个信号分量的长度; E_{total} 为总能量; H_i 为各频段下信号的能量 E_i 与总能量 E_{total} 的比率。

除此之外,提取测量信号的均值、方差作为其余 2 个特征向量。

在确定特征向量后,利用 K-均值聚类算法建立流型辨识模型。K-均值聚类算法具有容易理解,收敛速度快的优点,在很多领域得到广泛应用^[15-17],使用的聚类准则是误差平方和准则。其公式如下:

$$J_c = \sum_{j=1}^c \sum_{k=1}^{n_j} \|x_k - m_j\|^2 \quad (5)$$

$$m_j = \frac{1}{n_j} \sum_{k=1}^{n_j} x_k \quad j = 1, 2, \dots, c \quad (6)$$

式中:选取典型的泡状流、段塞流和层状流作为样本; x_k 为样本所提取的包含均值、方差、各频率段能量比例的特征向量; m_j 为计算所得的聚合中心; c 为聚合中心个数; n_j 为聚类后的各个子集包含的样本数。

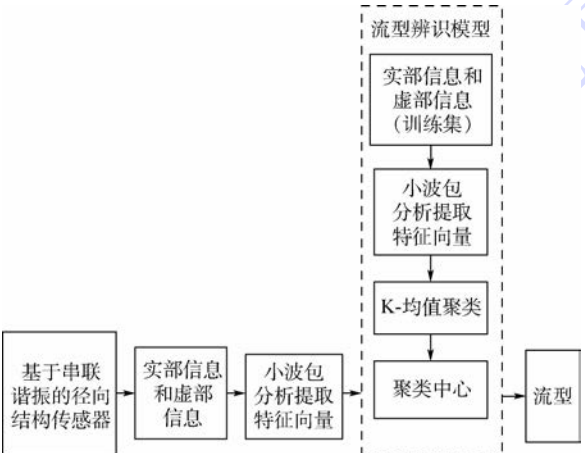


图 1 技术路线框图

Fig. 1 Block diagram of technical route

本文结合选取的特征向量利用 K-均值聚类算法获得 3 个聚类子集及其各自的聚合中心,进而利用获得的 3 个聚合中心实现流型辨识。聚类步骤如下:

- 步骤 1 随机选取 3 个起始聚合中心。
- 步骤 2 选用欧氏距离为距离相似性度量,计算各个样本到聚合中心的距离,将各样本归属到与聚合中心欧氏距离最小的类中。
- 步骤 3 计算新的聚合中心。
- 步骤 4 判断与之前的聚合中心是否一致,如果不一致,返回步骤 2,直到聚合中心不再变化,聚类结果也不再变化。

2 实验装置

电阻抗测量技术的测量原理在于利用气液两相介质电阻抗不同,随着相分布的变化,两相混合流体电阻抗测量信号的实部信息和虚部信息发生变化。典型径向结构 C⁴D 传感器由交流激励源、绝缘管道、激励电极、检测电极和数据采集模块构成。激励电极和检测电极均为径向金属电极片,相对分布于绝缘管道外壁两侧。本文所采用的传感器在此基础上引入了电感模块,利用阻抗相消的原理消除耦合电容对测量的影响,借此提高传感器灵敏度。同时,引入相敏解调模块,获得测量信号的实部信息和虚部信息。结构示意图及电路等效图如图 3 和图 4 所示。图 3(b)中, d 为绝缘管道内径, D 为绝缘管道外径, l 为电极长度。图 3(c)中, θ 为电极张角。

本文在 2 种不同管径的玻璃管道内进行实验,其参数如表 1 所示。

图 4 中, C_1 、 C_2 为两电极通过绝缘管壁与导电液体形成的耦合电容, Z_0 为流体等效电阻抗。其测量原理为:当在激励电极处施加交流电压 U_i 时,在检测电极处可以测得反映流体信息的交流电流 i_x ,经相敏解调模块,得到电阻抗测量信号的实部信息和虚部信息,即得到反映两相混合流体流动情况的信息。实验过程中,以液相满管为基准,调节交流激励源的激励频率,减小耦合电容对测量的影响,提高检测的灵敏度。其中,激励频率的计算公式如下:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_1 + C_2}{LC_1C_2}} \tag{7}$$

以此硬件电路为基础,在温度为 25 ℃ 左右的环境中进行流型实验,对 3 种流型(泡状流、段塞流、层状流)进行研究。实验采集的样本数据是

针对典型流型,样本尽可能覆盖流型的各个状态。实验中,两相介质体积流量范围分别如下:液相范围为 10 ~ 1 400 mL/min;气相范围为 10 ~ 6 700 mL/min。图 5 为拍摄的不同流型下气液两相流流体流动图。

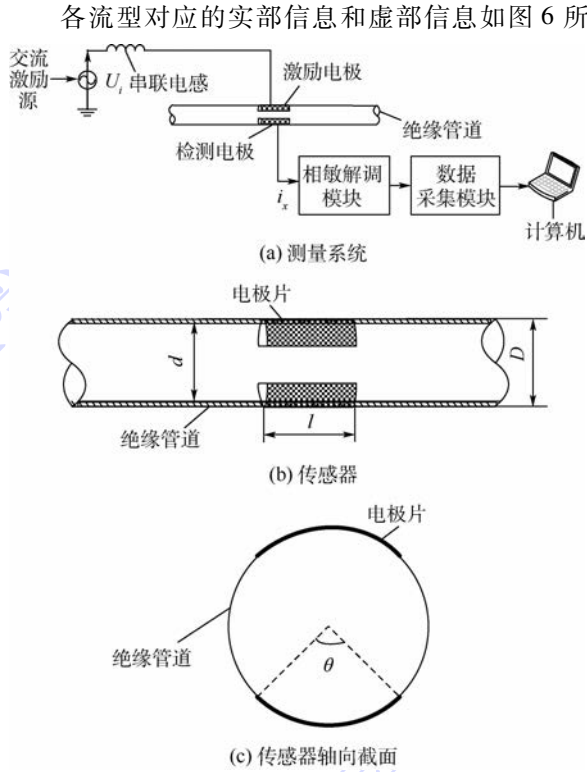


图 3 基于串联电感的新 C⁴D 传感器结构示意图
Fig. 3 Schematic of structure of new C⁴D sensor based on series resonance

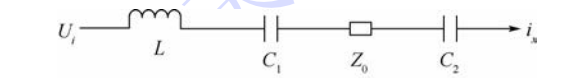


图 4 基于串联电感的新 C⁴D 传感器等效电路图
Fig. 4 Equivalent circuit of new C⁴D sensor based on series resonance

表 1 传感器结构参数

Table 1 Parameters of sensor structure				
管道	d/mm	D/mm	l/mm	$\theta/(\text{^\circ})$
管道 1	3.5	5.71	8.5	120
管道 2	5.5	7.51	11.0	120

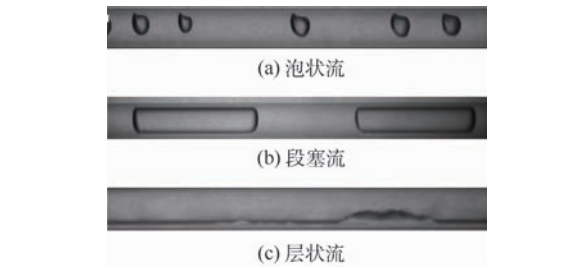


图 5 气液两相流流体流动图
Fig. 5 Fluid flow images of gas-liquid two-phase flow

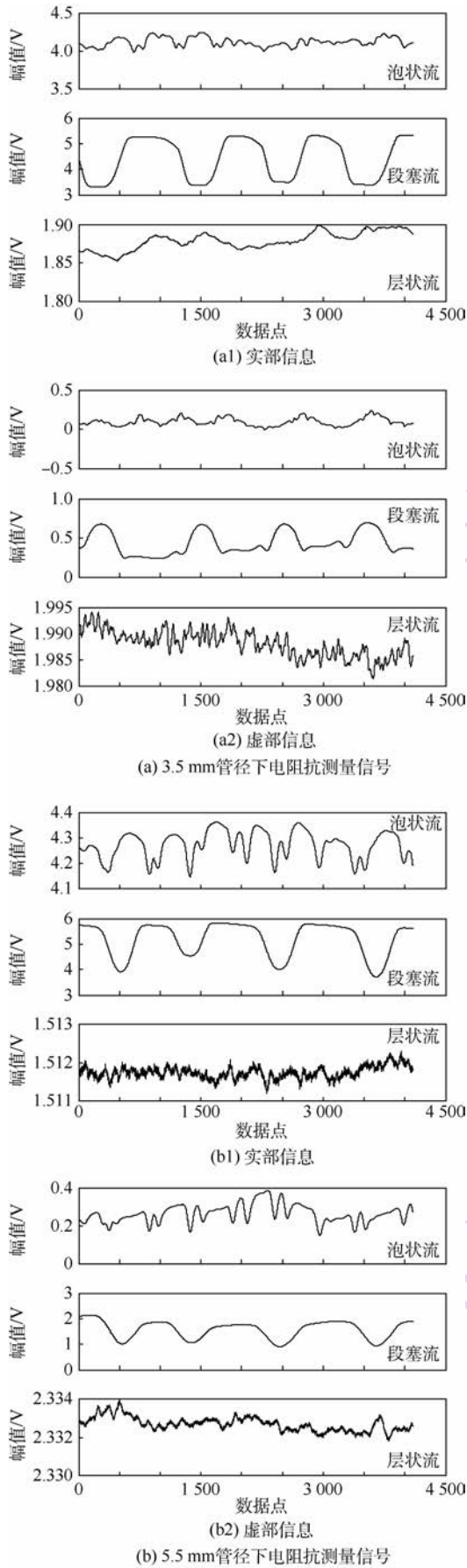


图6 各流型下对应的电阻抗测量信号
Fig.6 Electrical impedance measurement signal corresponding to different flow patterns

示,其中原始信号取4 096个数据点,采样频率为1 kHz。

不同流型,气液混合比例不同,流体电阻抗也不同。从图6中可以看出,不同流型实部信息幅值和虚部信息幅值有很大不同。

3 实验结果及其分析

3.1 小波包分析结果

本文利用小波包分解将测量信号分成4个频率段,再利用小波包分解系数求解各频率段的能量分布。

以3.5 mm管道条件下测得的实部信息为例,对小波包分解所得不同频率范围的信号进行小波包重构,直观感受到不同流型下,各频率段对应的幅值不仅大小有明显不同,而且波动规律也有很大差别。

图7~图9分别为泡状流、段塞流、层状流流

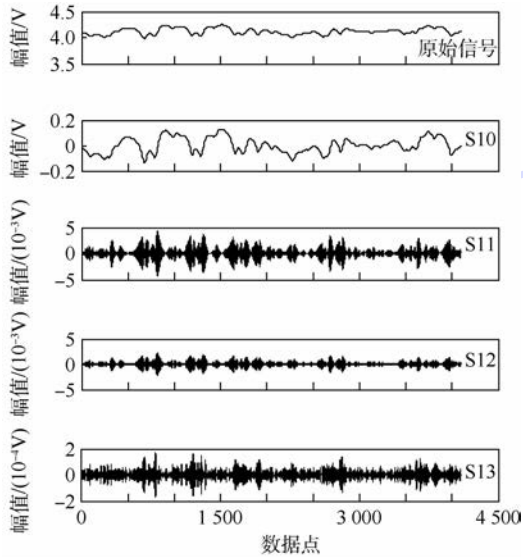


图7 泡状流对应的原始信号及各频率段幅值
Fig.7 Original signal and frequency band amplitude corresponding to bubble flow

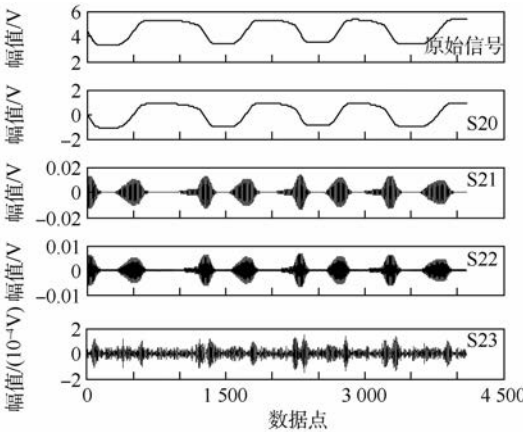


图8 段塞流对应的原始信号及各频率段幅值
Fig.8 Original signal and frequency band amplitude corresponding to slug flow

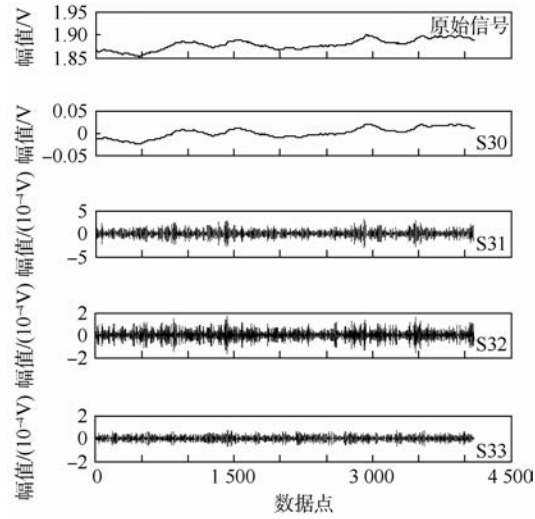


图 9 层状流对应的原始信号及各频率段幅值

Fig. 9 Original signal and frequency band amplitude corresponding to laminar flow

型下电阻抗信号中实部信息及其不同频率范围 S10 ~ S13、S20 ~ S23、S30 ~ S33 所对应的信号。

从图 7 ~ 图 9 可以发现,不同流型下各频率段幅值随时间的波动大小均有明显不同,可依此提取不同频率范围的能量作为特征向量。同理,以内径 5.5 mm 的管道为对象测得的电阻抗测量信号的实部信息和虚部信息也可依此提取出特征向量。

3.2 K-均值聚类算法辨别流型

本文提取实部信号、虚部信号的均值、方差以及小波包分析提取出的实部信号、虚部信号 4 个频率段的能量比例作为特征向量,采用 K-均值聚类算法进行流型辨识,具体辨识结果如表 2 ~ 表 5 所示。表 2 和表 4 为内径 3.5 mm 管道中流体流型辨识结果,表 3 和表 5 为内径 5.5 mm 管道中流体流型辨识结果。其中,表 2 和表 3 的辨识结果是基于电阻抗幅值测量信号得到的,表 4 和表 5 的辨识结果则是基于电阻抗测量信号的实部信息和虚部信息得到的。

结果显示,基于电阻抗测量信号实部信息和虚部信息的流型辨识精度几乎可达 90%,证明

表 2 基于电阻抗幅值测量信号的内径为 3.5 mm 管道中两相流型辨识结果

Table 2 Flow pattern identification results of two-phase flow in pipe with inner diameter of 3.5 mm based on electrical impedance amplitude measurement signal

流型	样本总数	正确辨识个数	准确率/%
泡状流	33	30	91
层状流	33	28	85
段塞流	33	30	91

表 3 基于电阻抗幅值测量信号的内径为 5.5 mm 管道中两相流型辨识结果

Table 3 Flow pattern identification results of two-phase flow in pipe with inner diameter of 5.5 mm based on electrical impedance amplitude measurement signal

流型	样本总数	正确辨识个数	准确率/%
泡状流	56	51	91
层状流	56	45	80
段塞流	56	52	93

表 4 基于实部信息和虚部信息的内径为 3.5 mm 管道中两相流型辨识结果

Table 4 Flow pattern identification results of two-phase flow in pipe with inner diameter of 3.5 mm based on real part and imaginary part

流型	样本总数	正确辨识个数	准确率/%
泡状流	33	30	91
层状流	33	29	88
段塞流	33	30	91

表 5 基于实部信息和虚部信息的内径为 5.5 mm 管道中两相流型辨识结果

Table 5 Flow pattern identification results of two-phase flow in pipe with inner diameter of 5.5 mm based on real part and imaginary part

流型	样本总数	正确辨识个数	准确率/%
泡状流	56	51	91
层状流	56	51	91
段塞流	56	52	93

了该技术路线的可行性。同时根据实验结果发现,对于层状流,基于实部信息和虚部信息的流型辨识准确率明显高于只基于电阻抗幅值信息的辨识准确率。而对于泡状流和段塞流,流型辨识准确率没有明显提高,也说明了如何合理利用实部信息和虚部信息是本文所提方法的另一个重要和关键问题,这将在今后的研究中进行深入挖掘。接下来的工作将围绕如何进一步挖掘测量信号中能反映流型信息的特征向量以提高流型辨识精度展开。

4 结 论

1) 本文以径向结构的新型 C⁴D 传感器为检测装置,提出一种小管道气液两相流型辨识的新方法。

2) 首先,通过基于阻抗相消的新型传感器获取反映小管道气液两相流流动信息的电阻抗测量信号(实部信息和虚部信息)。然后,采用小波包分析方法分别对实部信息和虚部信息进行分解,得到不同频率范围的信号信息,提取不同频率范

围内的能量分布比率,结合实部信息和虚部信息的均值、方差作为特征向量来辨识流型。最后,就所提取的特征向量,以 K-均值聚类算法进行流型辨识。

3) 在内径为 3.5 mm 和 5.5 mm 的玻璃管道内进行实验,实验结果表明本文所设计的新 C⁴D 传感器是可行的,充分利用虚部信息有利于辨识准确率的提高,同时表明本文提出的流型辨识新方法是可行的,辨识准确率可达 88% 以上,为小管道中气液两相流的流型辨识问题提供一定借鉴。

参考文献 (References)

[1] 陈光文,袁权. 微化工技术[J]. 化工学报,2003,54(4): 427-439.

CHEN G W, YUAN Q. Micro-chemical technology[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering,2003,54(4): 427-439 (in Chinese).

[2] 袁振伟. 不同重力条件下冷凝器换热特性研究[D]. 南京: 南京航空航天大学,2010:1-3.

YUAN Z W. Research on heat transfer characteristics of condensers under various gravity condition[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics,2010:1-3 (in Chinese).

[3] GAVRIILIDIS A, ANGELI P, CAO E, et al. Technology and applications of microengineered reactors[J]. Chemical Engineering Research and Design,2002,80(A1): 3-30.

[4] KUBAN P, HAUSER P C. Capacitively coupled contactless conductivity detection for microseparation techniques-recent developments[J]. Electrophoresis,2011,32(1): 30-42.

[5] OPEKAR F, TUMA P, STULIK K. Contactless impedance sensors and their application to flow measurements[J]. Sensors, 2013,13(3): 2786-2801.

[6] ZUBER N, FINDLAY J A. Average volumetric concentration in two-phase flow systems[J]. American Society of Mechanical Engineers,1965,87(4): 453-468.

[7] WANG L, HUANG Z Y, WANG B L, et al. Flow-pattern identification of gas-liquid two-phase flow based on capacitively coupled contactless conductivity detection[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement,2012,61(5): 1466-1475.

[8] TEWFIK A H, SINHA D, JORGENSEN P. On the optimal choice of a wavelet for signal representation[J]. IEEE Transac-

tions on Information Theory,1992,38(2): 747-765.

[9] 唐向宏. 时频分析与小波变换[M]. 北京: 科学出版社, 2008:221-235.

TANG X H. The time-frequency analysis and wavelet transform [M]. Beijing: Science Press,2008:221-235 (in Chinese).

[10] 张静远. 基于小波变换的特征提取方法分析[J]. 信号处理,2000,16(2): 156-162.

ZHANG J Y. Analyses of feature extraction methods based on wavelet transform[J]. Signal Processing,2000,16(2): 156-162 (in Chinese).

[11] TAITEL Y, DUKLER A E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow [J]. Chemical Engineering Journal,1976,22(1): 882-890.

[12] 冀海峰. 小波分析技术在两相流检测中的应用研究[D]. 杭州: 浙江大学,2002:29-31.

JI H F. Applications of wavelet analysis to the measurement of two-phase flow[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2002: 29-31 (in Chinese).

[13] MALLAT S G. A theory for multiresolution signal decomposition: The wavelet representation[J]. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 1989, 11(7): 674-693.

[14] DAUBECHINES I, LAGARIAS J C. Two-scale difference equations I: Existence and global regularity of solutions[J]. SIAM Journal on Mathematical Analysis,1991,22(5): 1388-1410.

[15] 黄韬,刘胜辉,谭艳娜. 基于 K-means 聚类算法的研究[J]. 计算机技术与发展,2011,21(7): 54-62.

HUANG T, LIU S H, TAN Y N. Reaearch of clustering algorithm based on K-means[J]. Computer Technology and Development,2011,21(7): 54-62 (in Chinese).

[16] 李金宗. 模式识别导论[M]. 北京: 高等教育出版社,1994: 316-321.

LI J Z. An introduction to pattern recognition [M]. Beijing: Higher Education Press,1994:316-321 (in Chinese).

[17] LEELA V, PRIYA K S, MANIKANDAN R A. Comparative analysis between K-means and Y-means algorithms in Fisher's Iris data sets[J]. International Journal of Engineering Science and Technology,2013,5(2): 245-249.

作者简介:

盛碧霞 女, 硕士研究生。主要研究方向: 检测技术与自动化装置。

冀海峰 男, 博士, 副教授, 硕士生导师。主要研究方向: 检测技术与自动化装置。

Flow pattern identification method of gas-liquid two-phase flow in ductule based on new C⁴D

SHENG Bixia, JI Haifeng*, WANG Baoliang, HUANG Zhiyao, LI Haiqing

(State Key Laboratory of Industrial Control Technology, College of Control Science and Engineering,
Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: Based on the capacitively coupled contactless impedance detection sensor with radial structure, a new method for the flow pattern identification of ductule gas-liquid two-phase flow is proposed by using wavelet packet analysis and K-means algorithm. Firstly, the real part and the imaginary part of the electrical impedance signal, which can reflect the information of the measured fluid, were obtained by using the developed capacitively coupled contactless impedance detection sensor. Then, the real part of signals and the imaginary part of signals were decomposed into 4 sub-bands by wavelet packet decomposition technique, and energy distributions of different frequency ranges were calculated. By combining the mean and variance of the real part and the imaginary part of the signal, the feature vectors was constructed. Finally, using K-means algorithms to do pattern classification, the flow pattern identification model was built. Experiments were carried out in small glass pipe with different inner diameter of 3.5 mm and 5.5 mm. The results show that the developed capacitively coupled contactless impedance detection sensor, which can obtain the information of the fluid flow, is successful, the proposed flow pattern identification method is effective, and the accuracy of flow pattern identification can be above 88%.

Keywords: capacitively coupled contactless sensor; flow pattern identification; two-phase flow; wavelet packet analysis; K-means algorithms

Received: 2017-02-15; **Accepted:** 2017-06-30; **Published online:** 2017-08-04 16:24

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.003.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51476139, 61573312)

* **Corresponding author.** E-mail: hfji@iipc.zju.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0070

K-均值聚类在 CCERT 系统流型辨识中的应用

李凯锋, 王保良*, 黄志尧, 冀海峰, 李海青

(浙江大学 控制科学与工程学院 工业控制技术国家重点实验室, 杭州 310027)



摘 要: 流型是气水两相流的重要参数之一, 对气水两相流的流动影响很大。基于电容耦合电阻层析成像 (CCERT) 系统, 以水平管道气水两相流流型为研究对象, 利用主成分分析 (PCA) 方法提取不同流型下采集到的电导率信息的主成分, 消除不同电极对之间信号的冗余, 进而结合 K-均值聚类算法实现流型辨识。实验结果表明, 该方法具有较高准确度, 对于水平管道泡状流、层状流和环状流 3 种典型的气水两相流流型的静态辨识准确率可以分别达到 97%、96% 和 99%, 动态辨识准确率可以分别达到 92%、90% 和 87%。

关 键 词: 气水两相流; CCERT 系统; 流型辨识; K-均值聚类; 主成分分析 (PCA)

中图分类号: TP212

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965 (2017) 11-2280-06

两相流广泛存在于航空航天、化工和石油等领域中, 例如航空发动机轴承腔中的油液则是以油气两相流的形式存在, 其流动状态对航空发动机的工作影响很大^[1]。流型是影响两相流的流动特性和传热、传质性能的重要因素^[2]。因此, 对于两相流流型的准确辨识具有重要意义。

现有的两相流流型辨识方法大多基于图像重建法和目测法, 图像重建耗时较长^[3]而且精度较低, 目测法容易受到观察者主观认识的影响。基于分类算法的两相流流型辨识方法可以回避图像重建和直接目测等方法的缺点, 例如基于支持向量机^[4]和人工神经网络^[5]的气水两相流流型辨识方法, 但是分类算法属于“有指导学习”的范畴, 分类效果容易受到人为主观因素的影响。K-均值聚类算法是一种“无监督学习”算法, 可以避免常规分类方法中人为选取分类代表点存在的主观性, 同时避免图像重建带来的误差。电容耦合电阻层析成像技术是一种非接触式的多相流检测方法, 可以有效避免传统电阻层析成像 (Electrical

Resistance Tomography, ERT) 传感器电极与被测液体直接接触造成的电极极化和电化学腐蚀等现象。因此, 本文基于电容耦合电阻层析成像 (Capacitively Coupled Electrical Resistance Tomography, CCERT) 系统, 结合 K-均值聚类算法实现气水两相流流型辨识。

实验基于 12 电极 CCERT 系统开展, 以管道内的气液两相流为研究对象, 利用主成分分析 (Principal Component Analysis, PCA) 方法对实验采集到的电导率信息进行 PCA, 提取主成分; 然后利用 K-均值聚类算法实现流型辨识。实验结果表明, 该方法对水平管道泡状流、层状流和环状流的流型均具有较高的辨识准确度。

1 CCERT 系统

1.1 CCERT 系统结构

如图 1 所示, CCERT 系统主要由 CCERT 传感器 (包括绝缘管道和金属电极)、激励与检测模块、数据采集模块和上位机组成。其中激励与检

收稿日期: 2017-02-15; 录用日期: 2017-04-24; 网络出版时间: 2017-06-07 10:09

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170607.1009.001.html

基金项目: 国家自然科学基金 (61371161)

* 通讯作者: E-mail: wangbl@zju.edu.cn

引用格式: 李凯锋, 王保良, 黄志尧, 等. K-均值聚类在 CCERT 系统流型辨识中的应用[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43 (11): 2280-2285. LI K F, WANG B L, HUANG Z Y, et al. Application of K-means clustering in flow pattern identification of CCERT system[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43 (11): 2280-2285 (in Chinese).

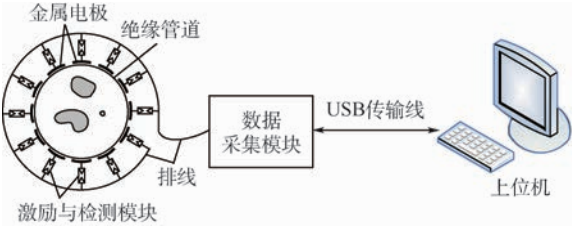


图 1 CCERT 系统结构图

Fig. 1 Structure diagram of CCERT system

测模块由正弦激励模块和相敏解调 (Phase Sensitive Demodulation, PSD) 模块^[6]组成。当系统进行数据采集时,上位机首先发出采集命令,数据采集系统在接收到命令后控制正弦激励模块在激励电极上施加正弦激励信号,同时数据采集模块采集检测电极端相敏解调模块上的输出信号,经过信号放大、AD 转换等处理之后以数据帧的形式发送到上位机并进行数据的后续处理工作^[7]。

1.2 CCERT 传感器

CCERT 技术是将电容耦合非接触电导检测 (Capacitively Coupled Contactless Conductivity Detection, C⁴D) 技术^[8-9]与传统 ERT 技术相结合提出的新型非接触式多相流检测方法,CCERT 传感器的结构如图 2 所示,主要包括绝缘管道和等间距地紧贴在绝缘管道外壁的金属电极(电极编号 1~12);图 3 为其等效电路图,其中的电阻为传感器任意 2 个电极之间的被测液体的等效电阻,电容为各电极通过绝缘管壁与管道内被测液体耦合形成的耦合电容,通过在任意一个电极上施加正弦激励信号,同时在另外一个电极上检

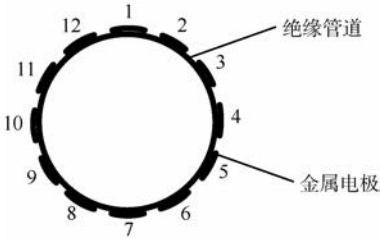


图 2 CCERT 传感器结构示意图

Fig. 2 Structure diagram of CCERT sensor

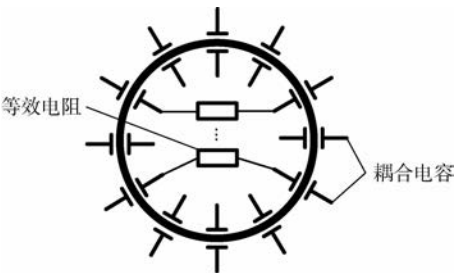


图 3 CCERT 传感器等效电路图

Fig. 3 Equivalent circuit diagram of CCERT sensor

测流出的电信号,可以获得反映被测管道截面介质分布的一组电导率信息,采用相对激励模式一共可以获得 66 个反映管道截面介质分布的电导率信息,进而可以通过这 66 个电导率信息获取管道内的介质分布情况^[10-11]。

2 主成分分析

PCA 是数理统计分析、特征提取和数据降维的经典工具,其主要思想是通过分析各个变量之间的相关关系,用较少的新变量代替原来较多的变量,同时使较少的新变量尽可能多地包含原有变量的信息,从而达到数据简化和降维的目的^[12-14]。

由于 CCERT 系统的 12 个电极之间存在相关性,导致采集到的 66 个电阻值之间存在冗余,这不会增加计算的复杂度,而且还会对实验结果产生影响;因此,在进行聚类分析之前,先利用 PCA 方法对实验数据进行降维,消除信号间的冗余。

PCA 的输入变量为系统采集到的 66 个电阻值构成的矩阵,通过线性变换矩阵 l_{ij} ($i = 1, 2, \dots, 66; j = 1, 2, \dots, 66$),将输入变量矩阵 $X = (x_1, x_2, \dots, x_{66})$ 转换为新变量矩阵 $Z = (z_1, z_2, \dots, z_{66})$,其中:

$$\begin{cases} z_1 = l_{11}x_1 + l_{12}x_2 + \dots + l_{166}x_{66} \\ z_2 = l_{21}x_1 + l_{22}x_2 + \dots + l_{266}x_{66} \\ \vdots \\ z_{66} = l_{661}x_1 + l_{662}x_2 + \dots + l_{6666}x_{66} \end{cases} \quad (1)$$

l_i ($i = 1, 2, \dots, 66$) 为 X 的相关矩阵 R 的特征向量,可以通过求解如下方程得到:

$$(R - \lambda_i I) l_i = 0 \quad (2)$$

式中: I 为单位矩阵; λ_i 为对应于特征向量 l_i 的特征值。按照特征值由大到小进行排列 $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_{66}$,则特征值 λ_1 对应于第一主成分 z_1 ,满足 $z_1 = l_1^T X$,以此类推。在实际操作时可以根据各个主成分的累积贡献率和实际需求进行选取,累积贡献率的计算公式为

$$\rho = \frac{\sum_{j=1}^m \lambda_j}{\sum_{j=1}^{66} \lambda_j} \quad m \leq 66 \quad (3)$$

计算时设定当 ρ 大于等于 99% 时,认为选取的主成分包含原有电阻值的绝大部分信息,则选取前 m 个新变量作为特征提取后的新数据^[15],从而对电阻值进行降维,消除不同电极对之间信号的冗余,有效对数据进行简化。

3 K-均值聚类算法

聚类就是将物理或抽象对象的集合分成相似的对象类的过程,同一类的对象之间具有较高的相似性,而不同类的对象之间具有较高的相异性。在聚类中,因为预先不知道目标数据有关类的信息,所用的数据是没有类别的,所以聚类分析通常被称为“无监督学习”^[16]。

K-均值聚类算法是一种典型的聚类分析算法,它首先假定所有的数据对象可被分为 k 个类,根据最小距离原则将数据分配到 k 个类中,然后不断迭代计算各个类的新的聚类中心并依据新的聚类中心调整聚类情况,其收敛准则为误差平方和准则,其含义如下:

$$J = \sum_{x=1}^k \sum_{o \in C_x} \|o - m_x\|^2 \quad (4)$$

其中:

$$m_x = \frac{1}{N_x} \sum_{o \in C_x} o \quad (5)$$

式中: N_x 为第 x 个类 C_x 中的对象数目; m_x 为其均值; o 为某个类中的所有对象。误差平方和 J 就是所有类中的各个对象与各自类均值间的误差平方和之和。

经过 PCA 处理之后得到的数据矩阵为 $Y = (y_1, y_2, \dots, y_n)^T (n \times m)$ (n 为数据组数, m 为每组数据的个数,即提取的主成分数), Y 中包含有 k 个待进行聚类分析的数据类,即 k 个 C_x , 将该矩阵作为 K-均值聚类算法的训练集输入,先从中随机选取 k 组数据作为初始聚类中心点,经过迭代计算之后求取误差平方和 J ,当前后 2 次计算得到的 J 值之间的差值小于等于设定的误差容限 ε 时,算法收敛并停止迭代过程,否则进行下一次迭代^[17-19]。其中 ε 的值根据实际需求选定,本实验中取 $\varepsilon = 0.01$ 。当算法收敛时,得到的 k 个最终聚类中心点即为各流型的代表点,然后将待测试数据通过与训练集相同的变换矩阵 L_g 进行线性变换之后,分别求取其与各个代表点之间的欧氏距离,并根据最小距离原则进行分类,从而实现流型辨识。

4 气水两相流流型辨识实验

4.1 静态实验

管截面流型辨识是气水两相流流型辨识的关键环节,其辨识效果直接影响流型辨识的准确度。由于管道内的两相流流型较易通过静态实验进行

模拟,因此本文先进行两相流型辨识静态实验,以验证所提出的流型辨识方法的可行性,再将该流型辨识方法应用于水平管道两相流流型辨识动态实验中。

气水两相流流型辨识静态实验在外径为 50 mm、内径为 47 mm 的 CCERT 系统样机中进行,实验介质为自来水和空心有机玻璃管(模拟气相)。实验中将多根小管径的有机玻璃管置于传感器中,采用自来水填充有机玻璃管外壁与传感器内壁之间的空隙来模拟泡状流。通过水平放置传感器,调节传感器内部自来水的水面高度来模拟层状流。将一根大管径的有机玻璃管以轴线为中心放置在传感器内部,用自来水填充有机玻璃管外壁与传感器内壁之间的空隙来模拟环状流。

静态实验中分别采集了泡状流、层状流和环状流 3 种典型流型下的实验数据,图 4 为根据不同流型下采集到的不同电极对之间的电阻值绘制的柱状图。由柱状图可知,不同流型下采集到的电阻值在数值大小和变化规律上存在明显的差异,表明不同流型下采集到的电阻值数据属于不同的“类”,可以采用聚类算法进行分析。

静态实验分别选取 5 种不同管径的细有机玻璃管模拟泡状流,5 种不同管径的粗有机玻璃管模拟环状流,调节 5 种不同的水面高度模拟层状流,共得到不同流型下的静态实验数据 15 批,分别从得到的 15 批静态实验数据中各选取 5 组

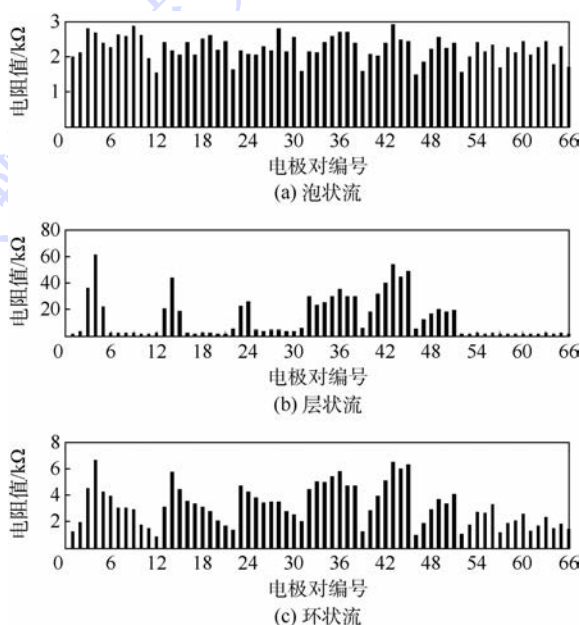


图4 静态实验中不同流型下的电阻测量值

Fig. 4 Resistance measurement results under different flow patterns in static experiments

数据,组成训练集数据共 75 组,对其进行 PCA 降维之后,将得到的数据利用 K-均值聚类算法进行聚类分析,得到各流型的代表点。由于待辨识的流型分为 3 类,所以在选取初始聚类中心点时取 $k=3$ 。基于所得到的代表点,从训练集之外的数据中分别取 3 种流型下的待测实验数据各 100 组,经过线性变换之后,根据最小距离原则对其进行分类,得到的静态流型辨识结果如表 1 所示。

由表 1 中两相流流型辨识的静态实验结果可知,该流型辨识方法对于管道内泡状流、层状流和环状流的静态流型辨识准确率可分别达到 97%、96% 和 99%,具有较高的准确度,表明将该方法应用于气水两相流流型辨识中是可行的。

表 1 K-均值聚类静态流型辨识结果

Table 1 Static flow pattern identification results of K-means clustering			
流型	测试组数	正确组数	准确率/%
泡状流	100	97	97
层状流	100	96	96
环状流	100	99	99

4.2 动态实验

利用浙江大学水平管道油气水多相流动实验平台进行气水两相流流型辨识动态实验,空气经过空压机送入管道,水通过水泵进入管道,二者在混相器中混合后送入测量管段,如图 5 所示。测量管段前端安装有透明管段,可以通过高速摄影装置实时拍摄管道内流型。测量管段为外径 50 mm 的 PVC 管,管道外壁均匀安装有传感器阵列。在实验中通过调节气、水的分相流量,从而在管道中产生不同的流型,利用 CCERT 系统采集动态实验数据,同时使用高速摄影装置获得参考图像。

动态实验中分别采集了泡状流、段塞流、层状流和环状流 4 种典型流型下的实验数据并利用高速摄影装置拍摄参考图像。图6(a)、6(b)分别

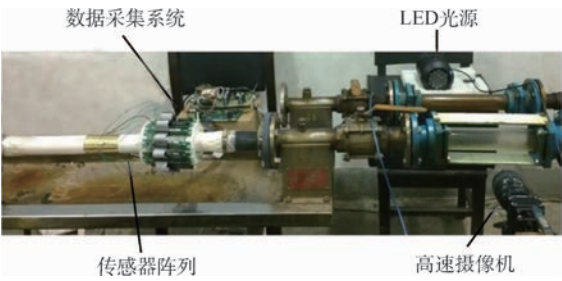


图 5 气水两相流动态实验装置实物图

Fig. 5 Picture of gas-water two-phase flow's dynamic experimental device

为不同流型的照片和管截面流型的示意图。图 7 为根据不同流型下采集到的不同电极对之间的电阻值绘制的柱状图。由图 7 可知,动态实验中不同流型下采集到的电阻值在数值和变化规律上同样存在明显差异。

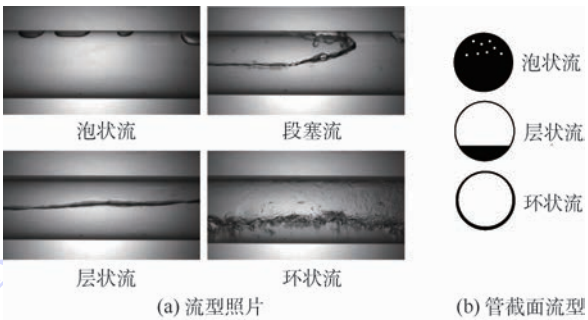


图 6 流型照片和管截面流型示意图

Fig. 6 Photographs of different flow patterns and sketch map of different flow patterns at pipe section

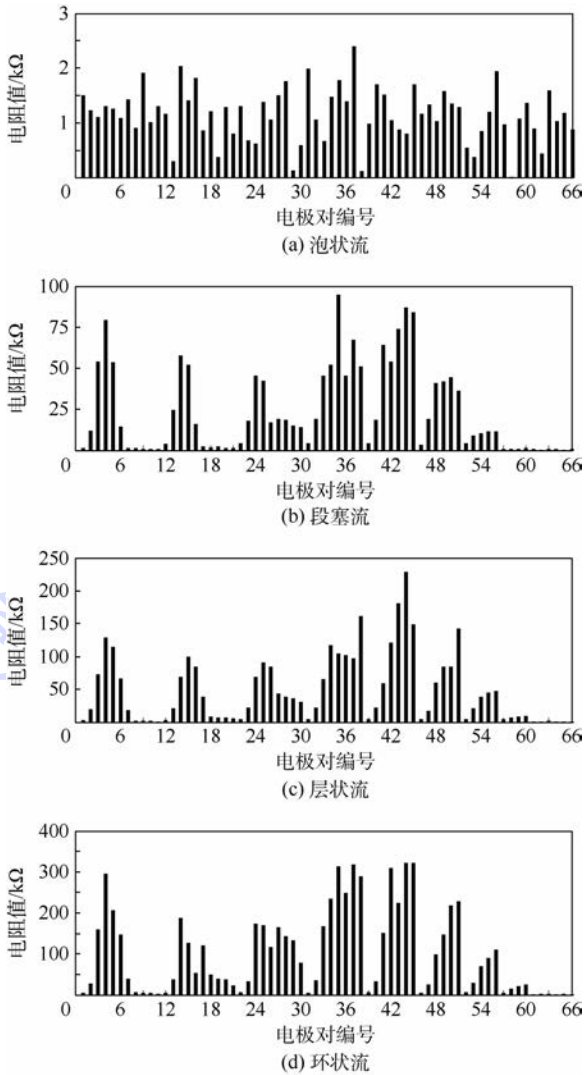


图 7 动态实验中不同流型下的电阻测量值

Fig. 7 Resistance measurement results under different flow patterns in dynamic experiments

由于段塞流可以看做是泡状流和层状流交替出现的流型,所以在管道截面只存在泡状流、层状流和环状流 3 种典型流型^[20]。实验中通过调节不同的气水流量,共得到动态实验数据 25 批,从采集到的每批动态实验数据中选取 3 组数据,组成训练集数据共 75 组,对其进行 PCA 降维之后,将得到的数据利用 K-均值聚类算法进行聚类分析,得到各流型的代表点。由于待辨识的管截面流型分为 3 类,所以在选取初始聚类中心点时取 $k=3$ 。基于所得到的代表点,分别取训练集之外的 3 种流型下的待测试实验数据各 100 组,经过线性变换之后,根据最小距离原则对其进行分类,得到的动态流型辨识结果如表 2 所示。

由表 2 中的流型辨识结果可知,该流型辨识方法对水平管道泡状流、层状流和环状流的动态流型辨识准确率分别可达到 92%、90% 和 87%。其中环状流在静态流型辨识中的准确率高达 99%,而在动态流型辨识中的准确率只有 87%,其原因是在环状流动态实验中,气相流量很大,液相流量很小,导致实验管路内两相流的流动界面剧烈波动,流型不稳定,进而对采集到的实验数据产生影响,使采集到的实验数据中噪声点较多;而静态实验中对于环状流的模拟是将一根大管径的有机玻璃管以轴线为中心放置在传感器内部的,因此较为稳定,采集到的数据质量较好。实验中采用随机选取的方式选取初始聚类中心点,由于 K-均值聚类算法的聚类效果受初始聚类中心点的选取影响较大,如果实验数据中噪声点较多,则会对聚类效果产生影响,从而导致环状流的静、动态流型辨识准确率差别较大。

需要说明的是,上述的流型辨识实验只针对于泡状流、层状流和环状流等典型流型进行,没有考虑非典型的流型,例如在管道截面上泡状流向层状流、层状流向环状流的过渡流型等。对于过渡流型的流型辨识仍有待于进一步研究。

表 2 K-均值聚类动态流型辨识结果

Table 2 Dynamic flow pattern identification results of K-means clustering			
流型	测试组数	正确组数	准确率/%
泡状流	100	92	92
层状流	100	90	90
环状流	100	87	87

5 结 论

1) 基于 CCERT 系统,利用 K-均值聚类算法可以实现对管道截面泡状流、层状流和环状流的

静、动态流型辨识,具有较高准确度。
2) K-均值聚类算法还具有原理简单、实现容易、聚类效果好等优点,具有良好的应用前景。

参考文献 (References)

[1] FARRALL M, HIBBERD S, SIMMONS K, et al. Prediction of air/oil exit flows in a commercial aero-engine bearing chamber [J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part G: Journal of Aerospace Engineering, 2006, 220 (3): 197-202.

[2] 李海青. 两相流参数检测及应用[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 1991: 9-12.

LI H Q. Two-phase flow parameter measurement and applications [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 1991: 9-12 (in Chinese).

[3] 张彦俊. 电阻层析成像图像重建及流型辨识[D]. 哈尔滨: 哈尔滨理工大学, 2011.

ZHANG Y J. Image reconstruction and flow regime identification of electrical resistance tomography [D]. Harbin: Harbin University of Science and Technology, 2011 (in Chinese).

[4] 孙斌, 周云龙. 基于支持向量机的气液两相流流型识别新方法[J]. 应用基础与工程科学学报, 2007, 15 (2): 209-216.

SUN B, ZHOU Y L. A novel identification method of gas-liquid two-phase flow regimes based on support vector machine [J]. Journal of Basic Science and Engineering, 2007, 15 (2): 209-216 (in Chinese).

[5] ROMAN A J, KREITZER P J, ERVIN J S, et al. Flow pattern identification of horizontal two-phase refrigerant flow using neural networks [J]. International Communications in Heat & Mass Transfer, 2016, 71: 254-264.

[6] CHEN D X, YANG W Q, PAN M C. Design of impedance measuring circuits based on phase-sensitive demodulation technique [J]. IEEE Transactions on Instrumentation & Measurement, 2011, 60 (4): 1276-1282.

[7] WANG B L, HU Y Y, JI H F, et al. A novel electrical resistance tomography system based on C⁴D technique [J]. IEEE Transactions on Instrumentation & Measurement, 2013, 62 (5): 1017-1024.

[8] ZEMANN A J, SCHNELL E, VOLGGER D, et al. Contactless conductivity detection for capillary electrophoresis [J]. Analytical Chemistry, 1998, 70 (3): 563-567.

[9] JI H F, LI Z Z, WANG B L, et al. Design and implementation of an industrial C⁴D sensor for conductivity detection [J]. Sensors & Actuators A Physical, 2014, 213: 1-8.

[10] 王保良, 张伟波, 黄志尧, 等. 电容耦合电阻层析成像传感器结构优化设计研究 [J]. 传感技术学报, 2012, 25 (2): 206-211.

WANG B L, ZHANG W B, HUANG Z Y, et al. Optimum design for capacitively coupled electrical resistance tomography sensor configuration [J]. Chinese Journal of Sensors and Actuators, 2012, 25 (2): 206-211 (in Chinese).

[11] 王保良, 徐升继, 冀海峰, 等. 电容耦合电阻层析成像并行电阻测量原理研究 [J]. 传感技术学报, 2013, 26 (5): 660-665.

- WANG B L, XU S J, JI H F, et al. Research on parallel resistance measurement principle for capacitively coupled electrical resistance tomography[J]. Chinese Journal of Sensors and Actuators, 2013, 26(5): 660-665 (in Chinese).
- [12] HOTELLING H. Analysis of a complex of statistical variables into principal components[J]. Journal of Educational Psychology, 2010, 24(6): 417-441.
- [13] 赵广社, 张希仁. 基于主成分分析的支持向量机分类方法研究[J]. 计算机工程与应用, 2004, 40(3): 37-38.
- ZHAO G S, ZHANG X R. Research of support vector machine classified method based on principal component analysis[J]. Computer Engineering and Applications, 2004, 40(3): 37-38 (in Chinese).
- [14] 汪阳, 黄天成, 杜广宇. 一种基于聚类和主成分分析的异常检测方法[J]. 计算机工程与应用, 2006, 42(21): 21-24.
- WANG Y, HUANG T S, DU G Y. An anomaly detection method based on clustering and principal component analysis[J]. Computer Engineering and Applications, 2006, 42(21): 21-24 (in Chinese).
- [15] QIN S J, DUNIA R. Determining the number of principal components for best reconstruction[J]. Journal of Process Control, 2000, 10(10): 245-250.
- [16] 王丽珍. 数据仓库与数据挖掘原理及应用[M]. 北京: 科学出版社, 2005: 106-108.
- WANG L Z. Theory and application of data warehouse and data mining[M]. Beijing: Science Press, 2005: 106-108 (in Chinese).
- [17] 周爱武, 于亚飞. K-means 聚类算法的研究[J]. 计算机技术与发展, 2011, 21(2): 62-65.
- ZHOU A W, YU Y F. The research about clustering algorithm of K-means[J]. Computer Technology and Development, 2011, 21(2): 62-65 (in Chinese).
- [18] 王涛, 陈国定, 张永红. 基于聚类分析的航空发动机轴承腔油气两相流型辨识[J]. 机械科学与技术, 2013, 32(3): 328-332.
- WANG T, CHEN G D, ZHANG Y H. The oil/air two phase flow pattern recognition in bearing chamber of aircraft engine based on clustering analysis[J]. Mechanical Science and Technology for Aerospace Engineering, 2013, 32(3): 328-332 (in Chinese).
- [19] 黄韬, 刘胜辉, 谭艳娜. 基于 K-means 聚类算法的研究[J]. 计算机技术与发展, 2011, 21(7): 54-57.
- HUANG T, LIU S H, TAN Y N. Research of clustering algorithm based on K-means[J]. Computer Technology and Development, 2011, 21(7): 54-57 (in Chinese).
- [20] 李霞. 基于数据挖掘的两相流参数测量新方法研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2009.
- LI X. Study on new measurement methods of two-phase flow parameters based on data mining[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2009 (in Chinese).

作者简介:

李凯锋 男, 硕士研究生. 主要研究方向: 检测技术与自动化装置。

王保良 男, 博士, 教授, 博士生导师. 主要研究方向: 过程参数检测、嵌入式系统。

Application of K-means clustering in flow pattern identification of CCERT system

LI Kaifeng, WANG Baoliang*, HUANG Zhiyao, JI Haifeng, LI Haiqing

(State Key Laboratory of Industrial Control Technology, College of Control Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: Flow pattern is one of the most important parameters of gas-liquid two-phase flow and has great influence on the flow of gas-liquid two-phase flow. In this paper, gas-liquid two-phase flow patterns in a horizontal pipe are analyzed with capacitively coupled electrical resistance tomography (CCERT) system. Principal component analysis (PCA) method is used to extract the principal components of the electrical conductivity information under different flow patterns, and thus the redundancy of signal between different electrode pairs can be eliminated. The three flow patterns are recognized by using K-means clustering algorithm. The experimental results show that this method has high accuracy. The static identification accuracy for bubble flow, stratified flow and annular flow is 97%, 96% and 99%, respectively, and the dynamic identification accuracy is 92%, 90% and 87%, respectively.

Keywords: gas-liquid two-phase flow; CCERT system; flow pattern identification; K-means clustering; principal component analysis (PCA)

Received: 2017-02-15; **Accepted:** 2017-04-24; **Published online:** 2017-06-07 10:09

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170607.1009.001.html

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (61371161)

* **Corresponding author.** E-mail: wangbl@zju.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0080



搅拌流内大振幅界面波特特性研究

王科^{1,2}, 叶晶^{3,4}, 白博峰^{4,*}

(1. 中国石油大学(北京) 机械与储运工程学院, 北京 100249; 2. 过程流体过滤与分离技术北京市重点实验室, 北京 100249;

3. 上海船用柴油机研究所, 上海 201108; 4. 西安交通大学 动力工程多相流国家重点实验室, 西安 710049)

摘 要: 针对竖直管内不同工况下气液两相搅拌流内的大振幅界面波特征参数(波形、波幅、波长和频率等)及运动特性进行了实验研究,系统分析了流动参数对大振幅界面波特征参数及运动特性的影响规律。结果表明:由于重力和气流剪切力在大振幅界面波不同运动阶段的影响程度不同,大振幅界面波在运动过程中存在与气流先逆向后同向的运动特点,证明了液泛现象普遍存在于搅拌流内,揭示了造成搅拌流液膜振荡剧烈的原因;搅拌流内,大振幅界面波波形符合正弦分布函数特征,且波幅较环状流内扰动波波幅大,但是波幅和波长变化趋势与环状流内扰动波变化趋势相似,即波幅和波长随着气速的增大而减小,随液量的增大而增大,且当气速较小时,临界波幅随着液量的增加逐渐趋于定值;而大振幅界面波平均产生频率随气速和液速的增大而增大。

关 键 词: 气液两相流; 搅拌流; 界面波; 波动特性; 液膜; 液泛

中图分类号: O359⁺.1

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2286-07

在航空航天飞行器动力、冷却等系统工作过程中,流体的输送是必不可少的环节,尤其在冷却系统中,气液在管道中混输的情况比较常见,并且由于两相的冷却具有很高的换热系数,在热控技术中也是研究的重点。相变换热与两相流的流型密切相关,流型的改变会导致流阻与传热系数的变化,严重时会发生传热恶化、系统流动不稳定等现象,对单元过程及系统的安全和运行可靠性有重要影响。

搅拌流是竖直管或近似竖直的倾斜管内的典型流型,主要发生在弹状流向环状流的转变区域内^[1-3]。搅拌流内液膜振荡剧烈,存在气液逆向流动和液泛等特殊的动力学现象;气液界面分布着大振幅界面波(下文简称大波),大波在运动过程中受气流作用产生夹带液滴,以及液滴重新沉

积到液膜表面等传质过程^[4,5]。在管内沸腾流动与传热过程中,搅拌流动时发生剧烈液膜失稳和液滴夹带现象,以及流型向环状流或弹状流的快速转变,对临界热负荷和静力学不稳定性可以带来不利影响。国内外学者对泡状流、弹状流和环状流开展了广泛的研究,对其流型转变机理及流动特性都有了丰富的认识。对于气液搅拌流动,液膜振荡剧烈、大波及其失稳产生夹带液滴等是其关键物理过程,由于相关动力学机理与规律缺乏丰富的实验观测与理论分析模型,其流型转变机理仍存在较大争议,是目前认知最少的流型之一,是多相流热物理学基础理论研究中的一个难点科学问题^[6],也是研究临界热负荷模型的重要内容^[7]。Govan等^[8]在下降液膜产生液泛时观察到大波的产生,并在气流的携带下向上运动;

收稿日期: 2017-02-21; 录用日期: 2017-07-21; 网络出版时间: 2017-08-04 16:24

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.006.html

基金项目: 国家自然科学基金(51276140, 51474229, 51706245); 中国石油大学(北京)科研基金(2462016YJRC029)

* 通讯作者: E-mail: bfbai@mail.xjtu.edu.cn

引用格式: 王科, 叶晶, 白博峰. 搅拌流内大振幅界面波特特性研究[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2286-2292.

WANG K, YE J, BAI B F. Study on properties of huge waves in churn flow[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2286-2292 (in Chinese).

Hewitt等^[9]对空气-三氯乙烯气液两相搅拌流内大波特性进行了研究,获得了大波波速、频率等实验结果;Barbosa等^[10-11]也对空气-水气液两相搅拌流进行了实验研究,获得了大波运动相关实验数据;Parsi等^[12]利用网状探针对搅拌流内界面特性进行了研究,获得了相界面分布特征。然而,由于搅拌流流动非常复杂,对搅拌流内大波的运动特性、夹带液滴的产生方式,截面液相分布规律及夹带液滴的粒径大小等关键问题还缺乏系统的认识。

本文针对搅拌流内大波特性进行实验研究,获得了大波波形的数学描述,掌握了不同工况下大波运动的规律。对比分析了气液流量等宏观流动参数对大波的运动特性及其波幅、波长和频率等特征参数的影响规律,提出了用于计算搅拌流内大波平均产生频率的经验关联式。为进一步研究搅拌流内压降特性及液滴夹带奠定了基础。

1 实 验

1.1 实验装置

实验系统如图 1 所示,主要包括水箱、离心泵、孔板流量计、涡街流量计、数据采集系统、高速摄像系统以及相关的连接管路、阀门和实验段组成。实验段为透明有机玻璃管,内径 d_T 为 19 mm,长度为 2 m,入水段与抽水段间隔 30 mm。为保证进、排水均匀稳定,入水段与抽水段均采用独特蜂窝状结构,即管壁面均匀致密地分布直径约为 1 mm 的小孔。在实验段顶端设计安装扁嘴型喷嘴,引入旁路气流通过喷嘴产生高速气流将离开实验段的液体吹入出水收集器。采用高速摄像技术捕捉实验段内大波的产生和运动过程。高速摄像系统主要包括日本 NAC 公司 Memrecam fx K3 高速摄像机、Nikon 公司 AF60 mm/2.8 D 微距镜

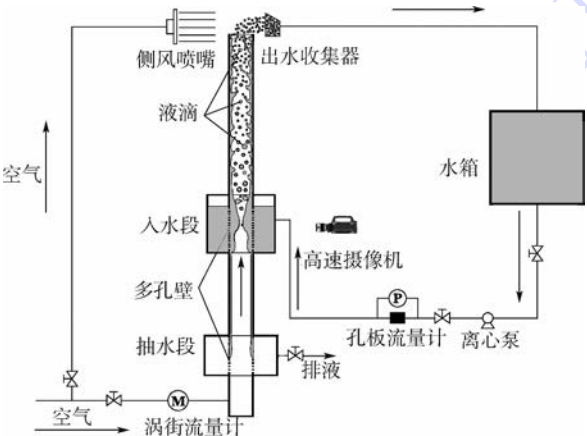


图 1 实验系统

Fig. 1 Experimental system

头、控制计算机和 NAC 高亮度光纤光源等。

1.2 实验方法

弹状流向搅拌流的转变与弹状流内 Taylor 气泡周围的下降液膜出现液泛现象有着密切的联系^[8,13]。此外,Chaudhry等^[14]在液泛实验中发现,当液泛产生时,入水口的上方气液两相流动状态与搅拌流相似。因此本文借鉴液泛的实验方法,获得竖管内气液两相搅拌流,并将气液界面上出现紊乱的大尺度界面波作为液泛产生的判据^[11]。实验过程中,首先稳定较小的气量,缓慢调节出水阀门使液量达到实验值,观察到水从入水孔进入实验段后在重力作用下形成下降液膜。调节连接出水腔阀门,使得下降液膜在流经出水段时被气流抽吸出实验段。下降液膜与气流逆向流动,在气液界面形成界面波并随下降液膜向下运动。逐渐增大气量,当观察到下降液膜在排水孔附近停滞形成大波并在气流的作用下随气流向上运动,认定此时液泛在实验段内产生,随后逐渐增大气量至实验值。本实验在常温、常压下进行,实验工质为空气-水,气相流量 Q_g 为 $5.0 \sim 50.0 \text{ m}^3/\text{h}$,液相流量 M_l 为 $16.29 \times 10^{-3} \sim 40.89 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ 。图 2 为实验工况点在 Hewitt-Roberts 流型图^[15]上的分布。图中: ρ_g 为气体密度; ρ_l 为液体密度; u_{sg} 为气速; u_{sl} 为液速。可以看出,本文所研究的工况点均分布于搅拌流-环状流区域以及靠近弹状流的区域内,这有利于分析搅拌流流动特性与环状流和弹状流的区别。

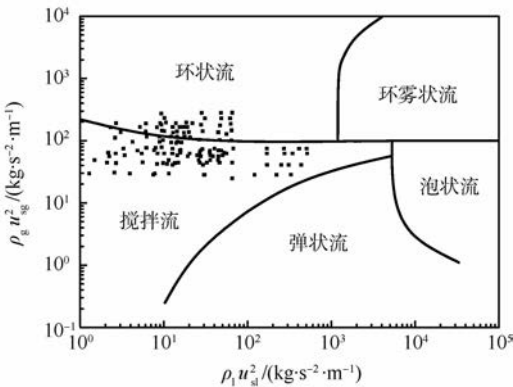


图 2 实验工况点在 Hewitt-Roberts 流型图^[15]上的分布

Fig. 2 Distribution of experimental operating points on Hewitt-Roberts flow pattern map^[15]

1.3 数据处理及误差分析

高速摄像机采集频率为 1 000 帧/s,采用计数法获得在入水段底端连续产生 50 个大波所需的时间以计算大波平均产生频率。大波波幅在运动过程中的变化存在 2 个特殊值:①由于大波在运

动过程中存在运动反向,定义大波向下运动停滞时的波幅为临界波幅;②由于在入水段内,进入大波控制体内的液相不断增加,使得大波沿轴向和径向不断发展,当流入大波控制体的液量与流出控制体的液量及夹带剪切产生的液量平衡时,大波波幅达到最大值,定义此时大波波幅为最大波幅。当管径所占像素值已知时,通过比例换算可以获得上述 2 种情况下大波波幅大小。由于大波在运动过程中受气流剪切力作用产生形变,波峰沿流动方向拉伸,此外,界面波被气流撕裂产生夹带液滴,并使得波峰模糊不清,因此,假设将像素法获得的界面波最大波幅放大 1.1 倍为最大波幅的真实值。

在实验及数据处理过程中,不可避免地会引入误差,对实验结果产生影响,下面对可能造成的误差进行分析:

1) 水通过孔板流量计进行计量,孔板流量计的不确定度为 0.5%,压差采用 Rosemount 3051 传感器进行测量,不确定度为 $\pm 0.5\%$,气相采用涡街流量计进行计量,涡街流量计计量精度等级为 1.0。

2) 在实验过程中,当液相流量较大时,大波波幅较大且会对大波上方空气进行压缩,导致局部气相场压力增大,造成小部分气体以气泡形式从入水孔逃逸,由于逃逸产生的气量较小且并不是连续产生,认为可以忽略对实验结果的影响。此外,在排水段也会有部分气体随下降液膜抽吸出实验段,可通过连接出水腔的阀门进行控制,也忽略其对总气量的影响。

3) 在大波波幅数据处理中,由于拍摄速率较高,因此对于反转点判断造成的偏差可以忽略。但由于实验条件的限制,本文通过波幅与管径所占像素比来进行求解,利用较高像素的图片来消除像素法求解波幅的系统误差。本文中所处理的图片像素为 300 ppi (pixels per inch,表示每英寸所拥有的像素数量),图片尺寸为 950 像素(宽) $\times$ 1400 像素(长)。实验发现,大波在向下运动过程中几乎没有夹带现象产生,而在反转向上运动过程中,由于产生带式破碎或袋式破碎机理,大波被气流撕裂产生夹带液滴,并使得波峰模糊不清。由于大波在临界条件下运动停滞,波形较为固定且无明显形变,因此分析此时的大波波形可以避免较大的误差。

2 实验结果与分析

实验观察到,大波在入水段底端周期性产生

并沿管壁运动,在运动过程中破裂形成小液滴。在入水段上方,液膜反复被气流抬升到一定高度后下落并聚集,然后又被气流抬升,使得入水段的上方液膜振荡严重。因此,实验段内存在 2 个具有明显流动差别的区域,即入水段下方形成较为稳定的下降液膜,与气相场逆向流动;入水段上方液膜振荡严重,气液两相处于搅拌流状态,如图 3 所示。

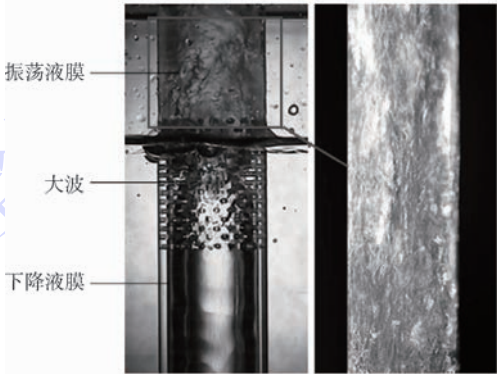


图 3 典型搅拌流型特征

Fig. 3 Typical churn flow pattern properties

2.1 大波运动特性

大波运动的具体过程如图 4 所示。大波在入水段的底端周期性产生,并沿轴向和径向不断发展变化($t = 0$ ms)。在大波运动初期,由于重力作用大于气相场向上的拖曳力,大波沿着管内壁面向下运动并不断发展,且观察不到夹带现象产生。当大波波幅增长到临界波幅时(液量较大时甚至会出现液桥),大波停止下行并反转向上运动($t = 30$ ms)。在向上运动过程中,大波持续发展且波峰在气流作用下出现变形,波峰处气液相界面模糊,产生液滴夹带现象($t = 50$ ms)。当大波运动至入水段上端时,大波几乎完全被气流剪切形成液滴进入气相场,与此同时,新的大波又在入水段底端形成($t = 80$ ms)。其中,入水段局部大波的运动及变化过程如图 5 所示。

搅拌流内,大波在运动过程中主要受到气相场向上的拖曳力和重力影响,在不同气液流速下,表现出不同的运动特点。图 6 揭示了气速对大波

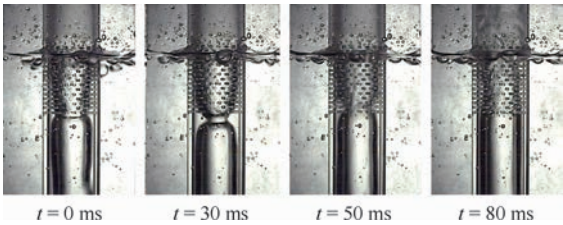


图 4 搅拌流内大波运动发展典型过程

Fig. 4 Typical huge wave behavior in churn flow

($d_t = 19$ mm, $u_{sg} = 6.17$ m/s, $u_{sl} = 7.49 \times 10^{-2}$ m/s)

运动特性的影响,图中黑线标示大波出现运动反转的位置。结果表明,在一定液相流量条件下,气速越低,作用于大波上的气相场作用力越小,重力对大波的运动影响越大,使得大波沿壁面向下运动的距离越大。当气速增大到接近环状流状态时,气相场作用力完全克服重力的影响,使得大波在入水段底端形成后,立即随气流向上运动。

当气速较高、液速较低时,大波在入水段底端周期性的产生,且由于气相场作用力大于重力的作用,大波在气流作用下保持一定波形向上运动,如图 4 所示。当气速较低、液速较高时,大波在入水段内产生的随机性增强,大波及液膜出现明显的扰动,如图 7 所示。大波在形成后均在重力作用下沿管壁向下运动,且在运动过程中波形保持稳定。当大波反转向向上运动时,波形发生严重扭曲,下降液膜出现剧烈振荡,但随着大波的运动,下降液膜振荡逐渐减弱。当新的大波在入水段内形成时,液膜进入下一个振荡周期。

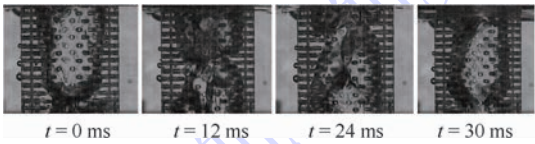


图 5 入水段局部大波运动发展过程
Fig. 5 Detailed movement process of huge wave at water inlet

($d_T = 19\text{ mm}$, $u_{sg} = 6.17\text{ m/s}$, $u_{sl} = 7.49 \times 10^{-2}\text{ m/s}$)

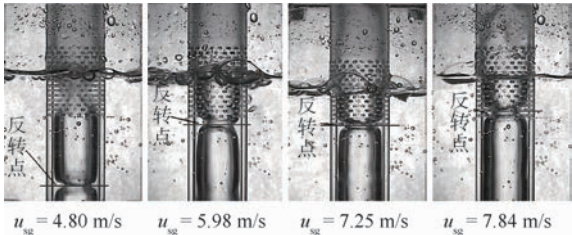


图 6 大波下降位置与气速的关系

Fig. 6 Relationship between huge wave reversal position and gas velocity

($d_T = 19\text{ mm}$, $M_l = 16.25 \times 10^{-3}\text{ kg/s}$)

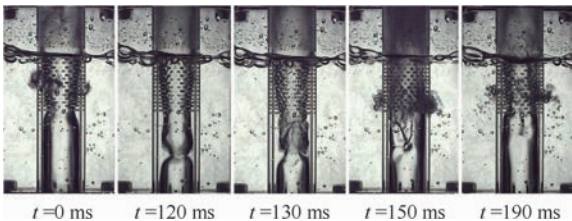


图 7 低气速、高液速条件下大波和液膜扰动性
Fig. 7 Huge wave and liquid film perturbation at low gas velocity and high liquid velocity

($d_T = 19\text{ mm}$, $u_{sg} = 4.99\text{ m/s}$, $u_{sl} = 8.84 \times 10^{-2}\text{ m/s}$)

2.2 大波波形

图 8 为对处于临界位置处的大波波形进行提取,通过数学函数拟合,发现大波波形 $\delta(z)$ 符合正态分布函数特性,即

$$\delta(z) = \delta_b + A_w e^{\frac{-18(z-\lambda/2)^2}{\lambda^2}} \quad (1)$$

式中: A_w 为大波波幅; λ 为大波波长; δ_b 为基底液膜厚度。

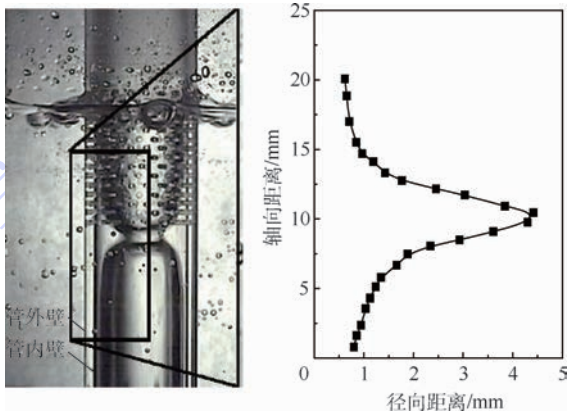


图 8 大波波形提取

Fig. 8 Extraction of huge wave's wave shape

2.3 大波平均产生频率

图 9 为大波平均产生频率 f 在不同工况下的变化趋势。结果表明,大波平均产生频率随着气速的增加而增加,与环状流内频率变化特性相似。当气速较小时,大波平均产生频率随着液速 u_{sl} 的增加而增加,当气速 $u_{sg} = 10.78\text{ m/s}$ 时,大波平均产生频率几乎不受液速的影响而趋于定值。

在气液两相流内,大波平均产生频率 f 可以用斯特劳哈尔数 Sr 来进行描述。基于本文实验结果,采用回归分析可以拟合出计算斯特劳哈尔数的经验关联式:

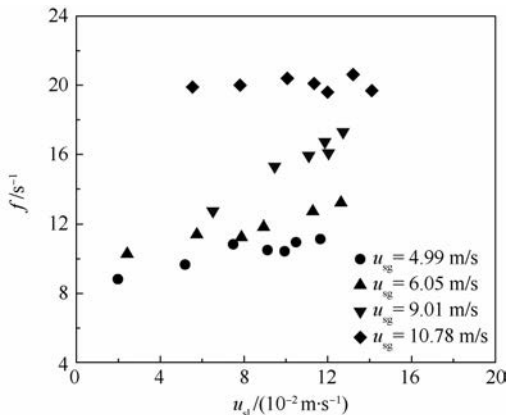


图 9 大波平均产生频率在不同工况下的变化规律
Fig. 9 Variation rule of average huge wave generation frequency under different working conditions

$$Sr = 0.00133Re_1^{0.183} \left\{ \frac{d_T}{\sqrt{\sigma/[g(\rho_1 - \rho_g)]}} \right\}^{0.921} \quad (2)$$

式中： Re_1 为液相雷诺数； σ 为表面张力系数； g 为重力加速度。

本文采用 Hewitt^[9] 及 Barbosa^[10] 等的实验结果对式(2)计算精度进行验证,如图 10 所示。结果表明,式(2)对 Hewitt^[9] 和 Barbosa^[10] 等实验结果预测精度一般 (err = ± 50%),且相对于 Barbosa 等^[10] 实验结果,计算结果明显偏小。除了物性差异外,造成预测精度较低的原因还包括实验段设计及数据处理误差。对于蜂窝型结构,液泛的产生受入水段和出水段之间的距离影响较大,本文实验与 Hewitt^[9] 及 Barbosa^[10] 等入水段和出水段之间的距离分别为 0.6、1.2 和 0.4 m。此外,当风速较低时,实验发现大波在入水段底端并不是均匀产生,因此需要统计大量界面波产生所需要的时间以计算平均值,而三者统计大波数量均有限,因此数据处理也会造成一定的误差。

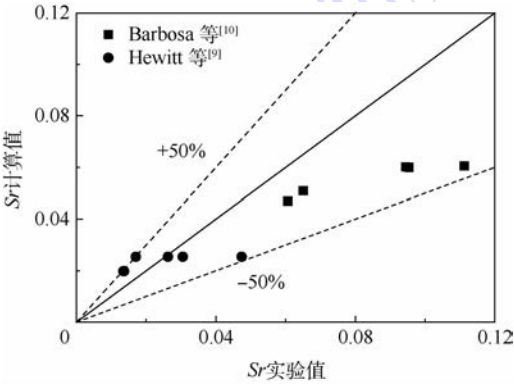


图 10 实验数据验证式(2)计算精度

Fig. 10 Computational accuracy of experimental data verification Eq. (2)

2.4 大波临界波幅

图 11 为大波临界波幅 A_c 在不同风速 u_{sg} 和

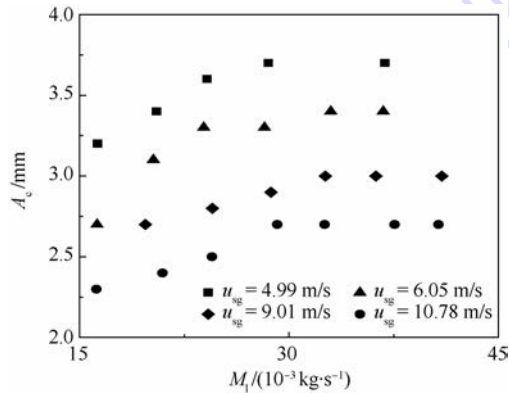


图 11 大波临界波幅变化规律

Fig. 11 Variation rule of huge wave's critical amplitude

液相流量 M_l 下的变化趋势。结果表明,搅拌流内大波波幅比环状流内扰动波波幅大很多(通常环状流内扰动波波幅小于 1 mm^[16]),但是搅拌流内大波临界波幅变化趋势与环状流内相似,即临界波幅随着风速的增大而减小,随液量的增大而增大并逐渐趋于定值。一方面,这是由于气流剪切力随着风速的增加而不断增大,使得越来越多的液体以夹带液滴的形式离开液膜进入气相场,液膜厚度逐渐减小,使得大波波幅也逐渐减小;另一方面,当液相流量增大时,液膜厚度不断增加,进入大波控制体内的液量也增多,使得大波波幅增加。

图 12 为大波最大波幅 A_{max} 在不同风速和液相流量下的变化趋势。与临界波幅相似,最大波幅随着风速的增大而减小,随液量的增大而增大。

值得注意的是,由于大波在向上运动过程中,夹带现象的产生对大波波幅的增长产生一定的影响,且风速越大,气流剪切力越大,夹带现象越明显,当进、出控制体的液量平衡时,大波波幅逐渐趋于定值。

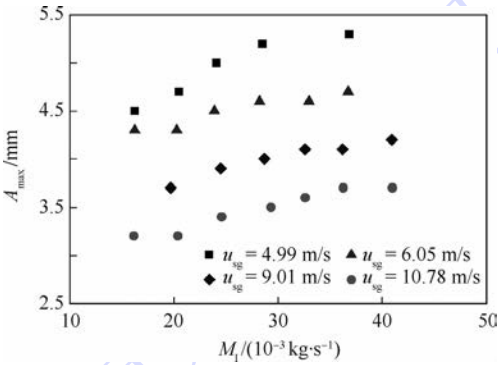


图 12 大波最大波幅变化规律

Fig. 12 Variation rule of huge wave's maximum amplitude

2.5 大波波长

图 13 为大波临界位置处的波长在不同工况

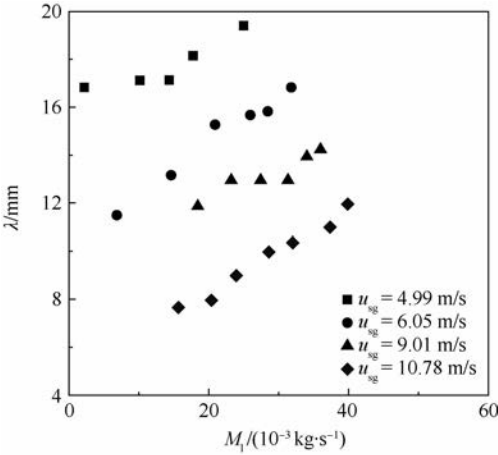


图 13 大波波长变化规律

Fig. 13 Variation rule of huge wave's wavelength

下的变化趋势。与波幅变化趋势相同,大波波长随着气速的增大而减小,随着液量的增大而增大。

3 结 论

1) 实验研究发现,搅拌流内液膜流动分为 2 个不同的区域,即入水段下方形成均匀的下降液膜,入水段上方液相存在显著振荡区域,类似于沸水。大波在相界面处不断形成和发展,并在运动过程中产生夹带液滴。当气速较小时,大波存在运动反向的特征,即大波首先会在重力作用下沿壁面向下运动然后反向上运动,说明液泛现象是搅拌流内的一个重要特征。

2) 获得了大波波形的正态分布数学描述,分析了流动参数对搅拌流流动特点、大波运动特性、液膜稳定性的影响。结果表明,气液流量对大波波形和液膜稳定性有很大影响,当气相场作用力不足时,大波在运动过程中发生明显的扭曲变形。此外,搅拌流内大波波幅相较于环状流扰动波波幅大。增大气速,大波平均产生频率增加,但波幅和波长减小;增大液速,大波平均产生频率、波幅和波长均增加。

参考文献 (References)

- [1] JAYANTI S, HEWITT G F. Prediction of the slug-to-churn flow transition in vertical two-phase flow[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1992, 18(6): 847-860.
- [2] HEWITT G F. Churn and wispy annular flow regimes in vertical gas-liquid flows[J]. *Energy & Fuels*, 2012, 26(7): 4067-4077.
- [3] JAYANTI S, HEWITT G F, JAYANTI S, et al. Prediction of the slug-to-churn flow transition in vertical two-phase flow[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1992, 18(6): 847-860.
- [4] WANG K, BAI B F, MA W M. An improved liquid film model to predict the CHF based on the influence of churn flow[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2014, 64(1-2): 422-429.
- [5] NIMWEGEN A T V, PORTELA L M, HENKES R A W M. The effect of surfactants on air-water annular and churn flow in vertical pipes. Part 2: Liquid holdup and pressure gradient dynamics[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2015, 71: 146-158.
- [6] TEKAVČIČ M, KONČAR B, KLJENAK I. Simulation of flood-

ing waves in vertical churn flow[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2015, 299: 214-224.

- [7] 王科, 马江, 白博峰. 气液团状流界面内波运动模型研究[J]. *工程热物理学报*, 2012, 33(12): 2116-2119.
WANG K, MA J, BAI B F. Kinematics model and simulation of waves in gas-liquid churn flow[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2012, 33(12): 2116-2119 (in Chinese).
- [8] GOVAN A H, HEWITT G F, RICHTER H J, et al. Flooding and churn flow in vertical pipes[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1991, 17(1): 27-44.
- [9] HEWITT G F, MARTIN C, WILKES N. Experimental and modelling studies of annular flow in the region between flow reversal and the pressure drop minimum[J]. *Physicochemical Hydrodynamics*, 1985, 6(1): 69-86.
- [10] BARBOSA J R, GOVAN A H, HEWITT G F. Visualisation and modelling studies of churn flow in a vertical pipe[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2001, 27(12): 2105-2127.
- [11] BARBOSA J R, HEWITT G F, KÖNIG G, et al. Liquid entrainment, droplet concentration and pressure gradient at the onset of annular flow in a vertical pipe[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2002, 28(6): 943-961.
- [12] PARSİ M, VIEIRA R E, TORRES C F, et al. Experimental investigation of interfacial structures within churn flow using a dual wire-mesh sensor[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2015, 73: 155-170.
- [13] HEWITT G F, JAYANTI S. To churn or not to churn[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1993, 19(3): 527-529.
- [14] CHAUDHRY A, EMERTON A, JACKSON R. Flow regimes in the co-current upwards flow of water and air[C] // *Symposium on Two-phase Flow*, 1965: B2.
- [15] HEWITT G F, ROBERTS D. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography: AERE-M2159[R]. Harwell: UKAEA Report, 1969.
- [16] SAWANT P, ISHII M, HAZUKU T, et al. Properties of disturbance waves in vertical annular two-phase flow[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2008, 238(12): 3528-3541.

作者简介:

王科 男, 博士, 讲师。主要研究方向: 动力工程多相流、反应堆热工水力、石油工程多相流等。

叶晶 男, 博士, 工程师。主要研究方向: 气液两相流动与传热。

白博峰 男, 博士, 教授, 博士生导师。主要研究方向: 石油工程多相流、复杂液滴动力学、热交换器及热力系统能效提升等。

Study on properties of huge waves in churn flow

WANG Ke^{1,2}, YE Jing^{3,4}, BAI Bofeng^{4,*}

(1. College of Mechanical and Transportation Engineering, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 100249, China;

2. Beijing Key Laboratory of Process Fluid Filtration and Separation, Beijing 100249, China;

3. Shanghai Marine Diesel Engine Research Institute, Shanghai 201108, China;

4. State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: The present paper focused on huge wave's feature parameters (e. g. wave shape, wave amplitude, wave length, wave frequency, etc.) and kinetic properties in gas-liquid two-phase churn flow in vertical pipe under different working conditions and conducted experimental study. The effects of flow parameters on feature parameters and kinetic properties of huge wave were investigated. The results indicate that the competition between gravity and shear force under different flow conditions affects the wave behavior significantly. The huge wave firstly moves downward due to the gravity till it reaches a critical amplitude for the flow reversal, which demonstrates that the flooding of the film is a characteristic of the churn flow throughout the regime and the reason makes churn flow highly disturbed. The shape of huge wave can be described by a normal-distribution function, and the wave amplitude of huge wave is larger than disturbance wave in annular flow. The amplitude and wavelength of huge wave decrease with the increase in gas flow rate but increase with the increasing liquid mass flow rate, which is similar to annular flow. At lower gas superficial velocities, the critical amplitude asymptotically approaches a constant value at greater liquid mass flow rates. The wave frequency is found to be proportional to the gas and liquid velocity.

Keywords: gas-liquid two-phase flow; churn flow; interfacial wave; wave property; liquid film; flooding

Received: 2017-02-21; **Accepted:** 2017-07-21; **Published online:** 2017-08-04 16:24

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.006.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51276140, 51474229, 51706245); Science Foundation of China University of Petroleum-Beijing (2462016YJRC029)

* **Corresponding author.** E-mail: bfbai@mail.xjtu.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2016.0855

高超声速风洞 WDPR 支撑尖锥模型 应用可行性分析



胡正红, 彭苗娇, 冀洋锋, 柳汀, 林麒, 王晓光*

(厦门大学 航空航天学院, 厦门 361005)

摘 要: 绳牵引并联机构(WDPR)能够有效调整飞行器模型的位姿,为扩展风洞试验能力提供了一种新型支撑手段,具有很大的应用潜力。本文将对其在高超声速风洞中所涉及的稳定性与气动干扰问题进行研究。以 10° 尖锥标椎模型为例,设计了8绳牵引的并联支撑系统,可以通过调整绳长控制模型的位置和姿态。模拟了气动载荷作用下支撑系统的稳定性,优化牵引绳直径。基于构建的三维模型,借助CFD软件进行气动计算,包括马赫数为7.8时,不同迎角下绳牵引并联支撑锥体模型的气动力系数,通过与无绳支撑结果以及文献试验数据进行比较,表明在小迎角情况下,绳系支撑引起的气动干扰相对误差较小,但会随迎角的增大而增加。此外,分别对弯刀支撑和绳牵引并联支撑进行了模态分析,对比了2种支撑的固有频率。结果显示绳系支撑固有频率较高,系统刚度较大。本文的理论研究成果可为绳牵引并联支撑技术在高超声速风洞中的应用提供一定的技术支持。

关 键 词: 绳牵引并联支撑; 10° 尖锥标模; 高超声速; 稳定性; 气动干扰

中图分类号: V221⁺.3; TB553

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2293-09

风洞试验是进行空气动力学研究与飞行器研制最基本的手段,每一种新型飞行器的研制都必须在风洞试验中进行大量的吹风试验,研究其气动布局和绕流流动机理,预测飞行器气动特性等。传统的风洞试验支撑方式一般有尾部、背部和腹部等硬式支撑,它们通常会在一定程度上改变模型的局部外形,对模型附近流场产生一定的干扰,进而影响试验结果^[1-3]。基于并联机器人技术的绳系支撑作为一种软式支撑方式,在风洞试验中应用有诸多优点,如绳系对模型周围流场干扰小,容易实现高速及复杂运动规律的运动等^[4],使其研究及应用成为热点。

目前绳牵引并联机构(WDPR)支撑方式主要

应用于低速风洞试验,如文献[5]已经将绳牵引支撑方式应用于FL-8闭口式风洞;法国国家航空研究局支持的“SACSO项目”已经成功将绳牵引支撑方式应用于立式风洞测力试验^[6-7]。文献[8-9]构建了一套8根绳牵引的六自由度支撑机构,通过内置六分量天平,在低速风洞试验中得到成功应用,获得了飞行器模型的气动参数。而目前绳牵引并联支撑在高速、高超声速中应用的研究还比较少,文献[10]主要研究了高速风洞弹体张线支撑的干扰,并进行试验验证,但其原理上不同于绳牵引并联支撑。国外也有相关研究将张线支撑应用于高超声速风洞试验。文献[11]构建了一套柔性悬挂系统加尾撑的装置,采用4根细杆前

收稿日期: 2016-11-04; 录用日期: 2017-02-08; 网络出版时间: 2017-03-23 16:37

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170323.1637.001.html

基金项目: 国家自然科学基金(11472234, 11702232)

* 通讯作者: E-mail: xgwang@xmu.edu.cn

引用格式: 胡正红, 彭苗娇, 冀洋锋, 等. 高超声速风洞WDPR支撑尖锥模型应用可行性分析[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2293-2301. HU Z H, PENG M J, JI Y F, et al. Feasibility analysis of WDPR support cone model application in hypersonic wind tunnel[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2293-2301 (in Chinese).

后分布于机身,将其悬挂吊起,应用于 X-51 模型的高超声速风洞试验,并测得了模型升阻力。文献[12]以 X-51A 模型为例,分析了绳牵引并联支撑系统的稳定性,绳系张力的变化以及气动力解算方法,但对支撑干扰只进行了初步的研究。

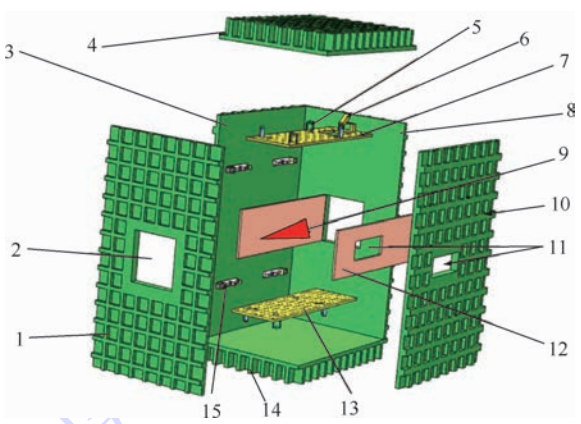
综上所述,为进一步研究绳牵引并联支撑在高超声速风洞试验中应用的可行性,有必要继续分析绳牵引并联支撑系统的稳定性与气动干扰等问题。

本文以 10° 尖锥标准模型^[13-14]为例,首先设计了应用于高超声速风洞的绳牵引并联支撑机构,包括在试验段中的布局,牵引绳的布置等,建立三维模型。针对绳牵引并联支撑系统进行了稳定性分析,以及参数优化。然后,采用 CFD 数值计算软件,分别对有/无绳牵引并联支撑的情况进行气动仿真与分析。最后,研究绳牵引并联支撑的刚度,分析低阶固有频率以及振型,并与弯刀支撑情况做比较。本文的研究结果可以为绳牵引并联支撑在高超声速风洞试验中的应用提供参考,从而在某些使用传统硬式支撑测试困难的情况下,能够采用绳牵引并联支撑这种新的方式进行有效的补充和验证。

1 绳牵引并联支撑系统设计

由于绳索单向受力的特点,绳牵引并联机构通常采取冗余驱动,即 n 自由度绳牵引并联机构至少需由 $n+1$ 根绳牵引;如果少于等于 n 根绳,就需要外力(或重力)来保持稳定性^[15]。为实现模型六自由度运动,本文设计了 8 根牵引绳,以尖锥标模为研究对象,其半锥角为 10° ,长度为 2 m。绳牵引并联支撑系统在风洞试验段的设计和锥体模型在试验段的安装情况如图 1 所示。将锥体模型置于试验段中部观察窗的可视范围之内。从模型上的牵引点处引出牵引绳,牵引绳分别经过内室上、下壁的滑轮与驻室壁上的驱动装置连接,通过控制驱动装置,以控制绳长的变化从而实现控制模型姿态的变化。位于内室上壁处安装有相机,模型上布置有若干感光标志点,当模型运动时,相机通过识别模型上标志点的位置,采集模型的位姿。

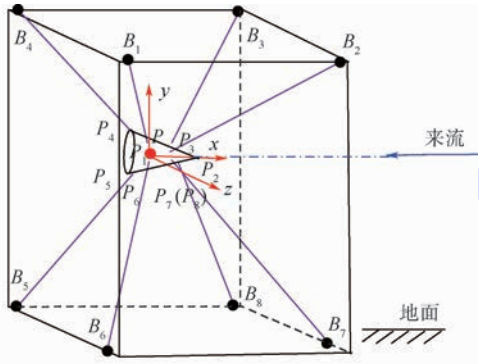
绳牵引并联支撑系统原理样机如图 2 所示。考虑到系统的刚度与稳定性,锥体模型由 8 根钢丝绳支撑起来,悬挂在空中。通过工控机控制 8 个伺服电机带动滑块运动,实现牵引绳长度的调节,以满足风洞试验对模型不同位姿的调整,实现锥体模型的六自由度运动。



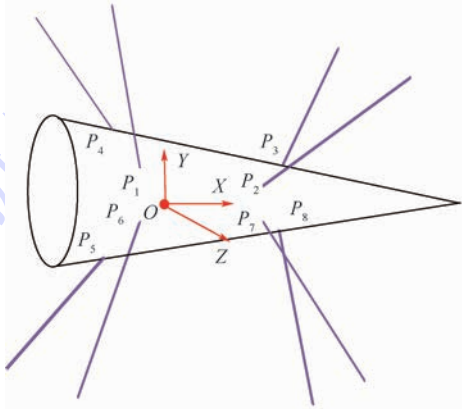
1—驻室前壁; 2—试验段入口; 3—驻室左壁; 4—驻室上壁; 5—滑轮; 6—相机; 7—内室上壁; 8—驻室后壁; 9—锥体模型; 10—驻室右壁; 11—观察窗; 12—内室右壁; 13—内室下壁; 14—驻室下壁; 15—滚轴丝杠和电机。

图 1 模型在风洞中安装示意图

Fig. 1 Schematic of model installation in wind tunnel



(a) 整体图



(b) 局部放大图

P —模型质心; P_i —绳与模型的连接点, $i=1\sim 8$; B_i —绳与固定滑轮的连接点; P_{xyz} —本体坐标系; $OXYZ$ —惯性参考坐标系。

图 2 原理样机

Fig. 2 Principle prototype

锥体模型上分别有 8 个牵引点 $P_1\sim P_8$, 牵引绳系分别与之连接, 然后通过各自对应的万向滑轮($B_1\sim B_8$)变向, 之后分别与各自对应的滚轴丝杠上的滑块相连。设定惯性参考坐标系 $OXYZ$ 与

模型初始零位姿状态保持一致。结合系统的刚度^[16], P_i 和 B_i 点的布局如表 1 所示。

表 1 绳连接点 P_i 和 B_i 的坐标

Table 1 Coordinates of wire attachment points P_i and B_i

P_i 点坐标/mm	B_i 点坐标/mm
$P_1 = (-438.2, 241.7, 241.7)$	$B_1 = (-1509, 1145, 1145)$
$P_2 = (400.7, 194.8, 112.2)$	$B_2 = (1940, 955, 955)$
$P_3 = (400.7, 194.8, -112.2)$	$B_3 = (1940, 955, -955)$
$P_4 = (-438.2, 241.7, -241.7)$	$B_4 = (-1509, 1145, -1145)$
$P_5 = (-438.2, -241.7, -241.7)$	$B_5 = (-1509, -1145, -1145)$
$P_6 = (-438.2, -241.7, 241.7)$	$B_6 = (-1509, -1145, 1145)$
$P_7 = (400.7, -194.8, 112.2)$	$B_7 = (1940, -955, 955)$
$P_8 = (400.7, -194.8, -112.2)$	$B_8 = (1940, -955, -955)$

2 绳牵引并联支撑系统稳定性

为研究绳牵引并联支撑系统应用于高超声速风洞试验的可行性,本节重点分析气动载荷作用下系统的稳定性,并优化绳直径参数。采用 ADAMS 动力学仿真软件对系统进行建模,图 3 为绳牵引支撑系统,其中锥体模型质量为 80 kg。

为考察不同绳直径对系统稳定性的影响,分别选择直径为 4、5、6 mm 进行仿真分析。初始状态下 8 根牵引绳所受预紧力设置为 $F = (1\,257, 1\,772, 2\,251, 1\,266, 2\,032, 2\,003, 2\,428, 1\,905)\,\text{N}$,其次在模型质心处施加相应的力用以模拟模型在流场中受到的气动载荷。如 0° 迎角时,锥体模型所受阻力为 $F_D = \frac{1}{2}\rho v^2 AC_D$, ρ 为来流密度, v 为来流速度, A 为锥体模型参考面积, C_D 为阻力系数。文献[17]可查得锥体模型零姿态时阻力系数值,马赫数取为 7.8,得到此时模型所受阻力约为 3.5 kN。因此对绳直径优化的仿真中施加于模型质心的冲击载荷选取为 3.5 kN,力的方向沿 $-X$ 方向,冲击力作用时长为 1 s,由于未对模型施加其他方向的外载荷,质心的变化主要沿着 X 方向,得到模型质心变化如图 4 所示。

由图可知,在冲击力作用下模型质心位置发

生变化,经过 0.4 s 后处于稳定状态。绳直径为 4 mm 时,模型质心位移 1.15 mm;绳直径为 5 mm 时,模型质心位移 0.71 mm;绳直径为 6 mm 时,模型质心位移 0.51 mm。这 3 种状态下模型质心位移基本处于毫米级,质心位置变化较小。

模型受冲击力作用后各根绳所受拉力发生变化,为优化绳直径参数,这里主要关注拉力最大的绳。表 2 为不同直径的绳拉力最大值,以及绳能承受的拉力极限值。

由表 2 可知,3 种不同直径钢丝绳受冲击载荷作用时绳所受的最大拉力差别较小,基本都在 2.80 kN 左右。因此,从钢丝绳所能承受的拉力考虑,以上 3 种情况均能满足使用性能。综合考虑质心位移,以及满足使用性能情况下,本文选取绳直径为 5 mm 的钢丝绳。

第 3 节将重点分析牵引绳引起的气动干扰。

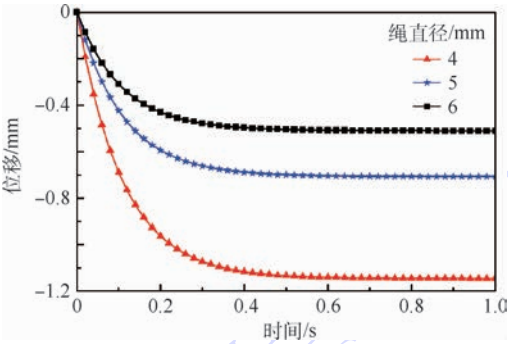


图 4 模型质心位移的变化

Fig. 4 Change of displacement of model's center of mass

表 2 不同直径钢丝绳受力

Table 2 Force on steel wire ropes with different diameters

绳直径/ mm	绳拉力 最大值/kN	绳能承受的 拉力极限值/kN
4	2.79	8
5	2.80	12
6	2.80	18

3 气动力计算

3.1 控制方程

高超声速流动情况比较复杂,涉及边界层,激波,各种化学反应等复杂物理化学现象,数值模拟所有情况比较复杂且难以做到精确计算。本文忽略高温气体效应及化学反应等情况。采用无量纲化三维可压 Navier-Stokes 方程做为流动控制方程:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial F_k}{\partial k} = \sum_k \frac{\partial F_{v,k}}{\partial k} \quad k = x, y, z \quad (1)$$

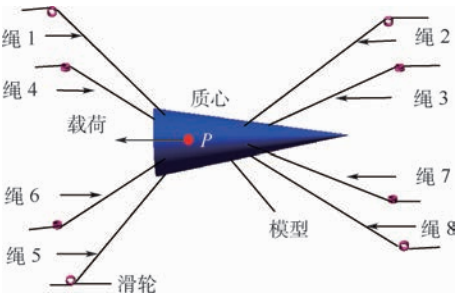


图 3 绳牵引并联支撑锥体模型

Fig. 3 Wire-driven parallel support cone model

式中: Q 为守恒变量; F_k 为对流通量; $F_{v,k}$ 为黏性通量。Navier-Stokes 方程采用空间离散方式,对流项采用 FDS-Roe 格式离散,黏性项采用二阶中心差分格式。

3.2 网格生成

本文使用商用软件 ANSYS ICEM 进行网格划分,采用代数生成法生成结构网格。为节省计算资源,采用 SYM 对称面,计算半模。锥体长为 2 m,半锥角为 10° ,底部直径为 0.704 m,绳直径为 5 mm,有绳状态下模型的绳长为 1 m。计算域采用矩形计算域,长 $\times$ 宽 $\times$ 高分别为 $9\text{ m} \times 3\text{ m} \times 2\text{ m}$ 。锥体表面生成外 O-block,对锥体表面进行加密。设置边界层数为 25 层,第 1 层网格高度为 $2 \times 10^{-6}\text{ m}$ 。绳表面同样生成外 O-block,对绳周围网格进行加密,设置边界层数为 25 层,第 1 层网格高度设置为 $0.5 \times 10^{-6}\text{ m}$ 。无绳系支撑锥体模型网格总量为 400 万左右,有绳系支撑锥体模型网格总量为 600 万左右。如图 5 为绳牵引并支撑系统流场网格分布情况。

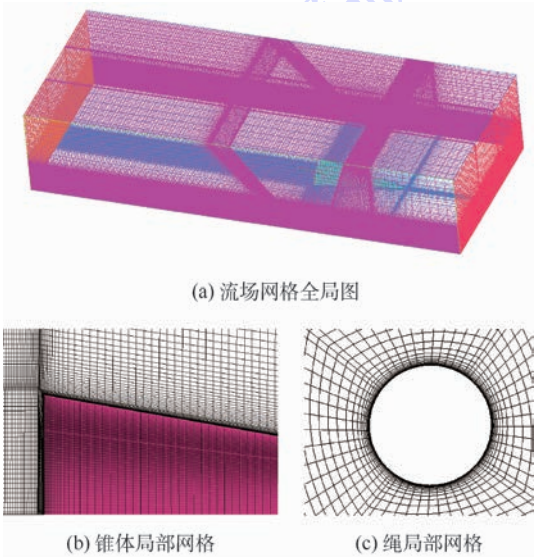


图 5 绳牵引并支撑系统流场网格分布
Fig. 5 Grid distribution of flow field with wire-driven parallel support system

4 数值模拟结果与分析

为研究绳系支撑方式在高超声速风洞试验中应用时支撑的气动力干扰问题,本文数值计算主要借助 FLUENT 软件求解 Navier-Stokes 方程。采用定常计算,湍流模型选用两方程 $k-\omega$ SST 模型。来流马赫数为 7.8,来流静压为 2 071.3 Pa,来流温度为 236.5 K。以底部直径为参考长度的雷诺数为 1.12×10^8 。边界条件设置,由于来流可压

且速度较高,故进出口均选择压力远场边界条件。锥体物面为无滑移壁面条件,求解器的设置采用基于密度基的隐式耦合求解。

4.1 气动力系数

分别计算了迎角 $0^\circ \sim 8^\circ$ 下有绳牵引支撑和无绳支撑法向力系数 (C_N) 以及轴向力系数 (C_A),并将本文模拟结果的法向力系数与 CAS 试验结果^[16]进行了比较分析,其中 CAS 试验采用的是传统硬式支撑方式。

有绳支撑和无绳支撑状态下法向力系数与试验数据^[16]对比如表 3 和图 6 所示, α 为迎角。计算结果表明,随着迎角增大,流场对模型产生向上的升力,法向力系数几乎呈线性增长,整体而言数值计算的法向力系数变化规律和文献[16]的试验数据基本一致,绳系支撑状态下数值计算结果和试验数据相比各个角度下法向力系数均比试验数值大,整体平均状态下相对试验误差为 4%,绳系支撑状态下数值计算结果和试验数据相比,一定程度上证明了数值计算的可靠性。数值计算的有绳和无绳状态下法向力系数的对比,无绳状态下法向力系数比有绳状态下偏高,最大相对误差为 3.4%,由此可见绳系支撑对法向力系数影响较小。

由于弯刀支撑方式对轴向力试验数据影响较大,故图 7 仅显示有绳支撑和无绳支撑状态

表 3 法向力系数计算结果与试验结果对比

Table 3 Comparison of normal force coefficient between calculation results and test results

迎角/ $(^\circ)$	法向力系数		
	无绳支撑	有绳支撑	试验 ^[16]
0	0	0	0
2	0.075 7	0.073 6	0.067 5
4	0.151 6	0.146 3	0.140 6
6	0.227 5	0.220 3	0.212 9
8	0.305 4	0.295 4	0.283 8

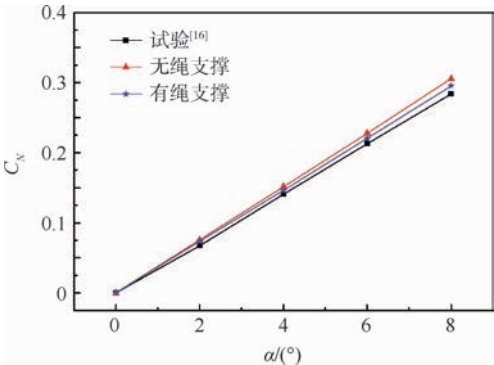


图 6 法向力系数
Fig. 6 Normal force coefficient

下轴向力系数仿真结果。在迎角 $0^{\circ} \sim 4^{\circ}$ 状态下时,轴向力系数大小受迎角变化影响小。迎角大于 4° 时,轴向力系数受迎角变化影响明显,角度增大,轴向力系数变大。整体而言,各个迎角下有绳系支撑比无绳系状态下轴向力系数大,最大相对误差为 6.3%。

图 8 为有绳支撑和无绳支撑状态下锥体表面摩擦阻系数 (C_f) 随迎角变化情况。迎角的变化对锥体模型表面摩擦阻系数影响相对较小,主要因为摩擦力是切向速度在法向的梯度,对迎风面和背风面这种区域性的影响较小。有绳系支撑比无绳系支撑状态下摩擦阻系数相对高一些,随迎角增加的变化趋势基本一致。

图 9 为摩擦比值 (摩擦阻力 (F_f) 与总阻力 (F_D) 的比值) 随迎角变化情况。随着迎角变大,摩擦比逐渐下降。这一现象主要是因为随着锥体模型迎角变大,其迎风面积增大,导致阻力变化较大;由于迎角对摩擦阻影响较小,所以随着迎角增大,摩擦比呈现变小的趋势。因此在大迎角下阻力主要来自于波阻。

4.2 压力分布

如图 10 所示为 0° 迎角时,有绳支撑和无绳支撑状态下锥体表面压力分布。在锥体头部位置有斜激波产生,绳系对锥体周围流场的影响范围较小,只对其下游流场产生局部影响。

如图 11 所示,绳牵引状态下迎角为 2° 和 8° 时锥体周围压力分布图。由于迎角的变大,锥体模型上表面压力分布变化越来越不明显,即上表面斜激波随着迎角的增大而减弱。下表面为迎风面比上表面背风面压力变化明显,说明迎风面激波更强。模型下表面激波与模型壁面夹角随着迎角的增大而减小。迎风面绳周围风压比背风面绳周围风压变化更明显。

单绳周围压力分布如图 12 所示,绳的前缘迎风面压力急剧上升形成一道弓形激波,随后激波逐渐减弱变成马赫波。在绳的背风面形成一个小范围的低压区,随后压力有所增大。整体而言,绳对其下游流场的影响范围约是其直径的 10 倍。

迎角为 0° 绳系周围流场压力分布情况如图 13 所示,其为距离对称面高度 0.33 m 处的一个流场截面图。绳的迎风面有弓形激波产生,随后膨胀消失。绳系对其周围流场压力分布有一定影

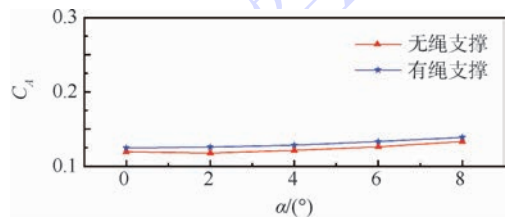


图 7 轴向力系数
Fig. 7 Axial force coefficients

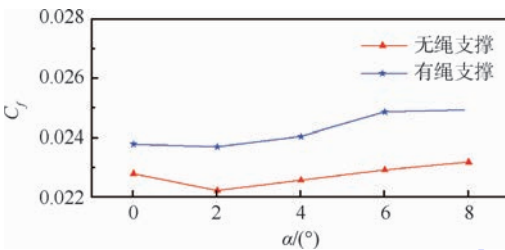


图 8 摩擦系数
Fig. 8 Coefficients of friction resistance

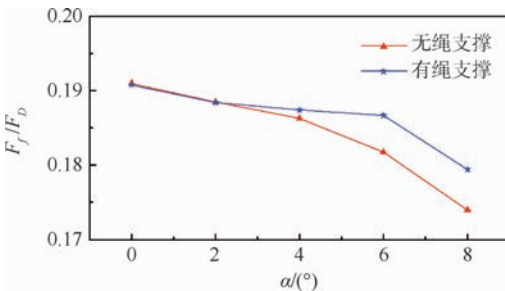
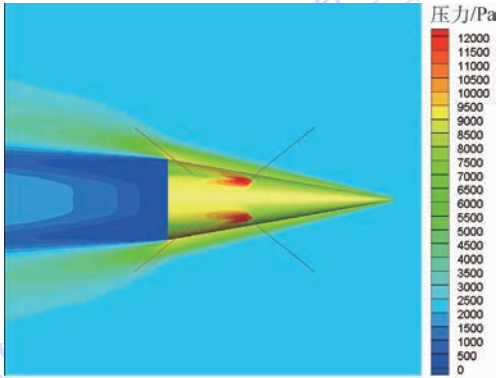
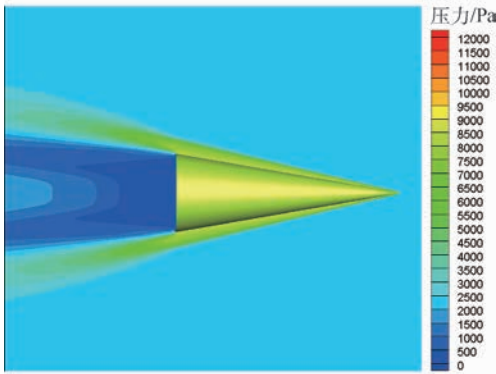


图 9 摩擦比值
Fig. 9 Ratio of friction to drag



(a) 有绳支撑



(b) 无绳支撑

图 10 迎角为 0° 时压力分布
Fig. 10 Pressure distribution at 0° angle of attack

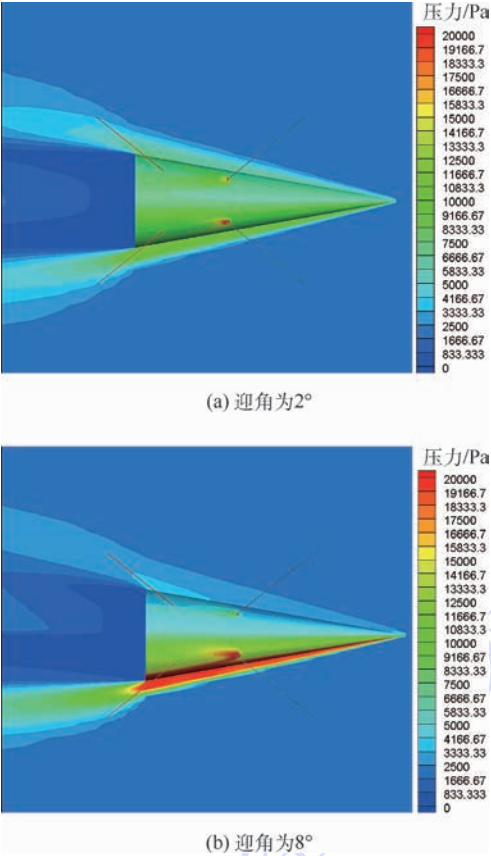


图 11 有绳支撑下迎角为 2°和 8°时压力分布
Fig. 11 Pressure distribution with support at 2° and 8° angles of attack



图 12 单绳周围压力分布
Fig. 12 Pressure distribution around single rope

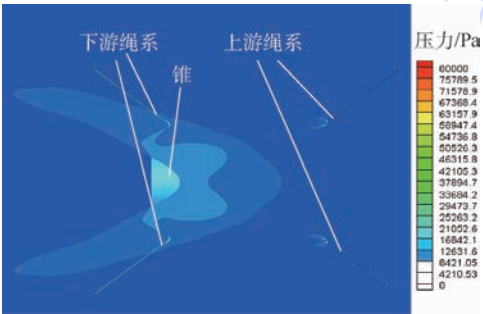


图 13 迎角为 0°绳系周围压力分布
Fig. 13 Pressure distribution around ropes at 0° angle of attack

响,但影响范围较小,主要影响其下游流场分布。上游绳系之间由于相隔距离较大,绳对流场的影响范围较小,因此,流场不会相互干扰。

5 系统模态分析

为进一步探索研究绳牵引并联支撑系统应用于高超声速风洞试验的可行性,本文对其支撑模态进行了仿真分析,并对比了传统硬式支撑的情况。

5.1 绳牵引并联支撑系统模态分析

研究绳牵引并联支撑系统模态本文主要借助 ADAMS 软件中的 Vibration 模块,进行固有频率分析。模态分析时,分别对 8 根绳施加预紧力,采用频域算法,最后得到系统锥体零姿态状态下的前六阶固有频率情况,如表 4 所示。

由表 4 可知,支撑系统前六阶未出现模态密集现象,并且各阶模态之间有一定程度上的分离,有助于系统固有频率的调整^[18]。

表 4 绳牵引并联支撑系统模态分析
Table 4 Wire-driven parallel support system modal analysis

阶数	频率/Hz	振型
一阶	7.26	偏航
二阶	15.43	俯仰
三阶	22.14	滚转
四阶	34.93	X 轴向
五阶	39.90	Z 轴向
六阶	40.07	Y 轴向

系统模态分析中各阶模态振型未出现明显的耦合现象。一阶固有频率为 7.26 Hz,振型主要表现为偏航方向。仿真结果中偏航方向刚度相对较小,而风洞试验中飞行器模型主要受轴向力作用,因此对偏航这个方向上的振动影响会比较小。

5.2 硬式支撑模态分析

采用硬式支撑状态下的锥体模型如图 14 所示。

本文中对比的锥体的硬式支撑方式是尾撑,此硬式支撑主要由 4 部分组成,分别是底座、弯杆、尾杆、加强杆。尾杆的设计在与模型连接处较细,以尽量减小对模型外形的破坏。由于弯刀支撑是悬臂梁的设计,为加强其结构稳定性,设计有加强杆。整个尾撑机构基本尺寸长×宽×高为 1 850 mm×400 mm×2 350 mm,采用钢材料。

对硬式支撑状态下整体模态分析主要借助商用软件 workbench 中的 modal 模块,得出该支撑状态下整体前六阶固有频率如表 5 所示。

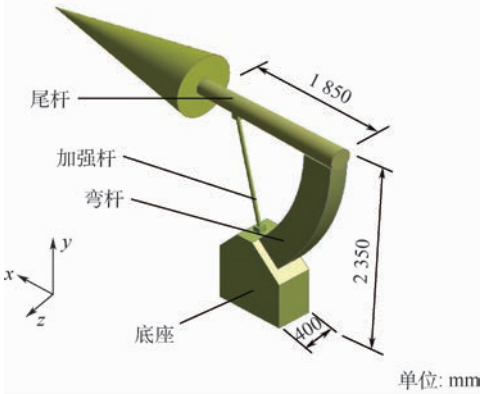


图 14 硬式支撑模型
Fig. 14 Hard support model

表 5 硬式支撑模态分析

Table 5 Hard support modal analysis

阶数	频率/Hz	振型
一阶	1.25	俯仰
二阶	1.49	偏航
三阶	1.78	偏航
四阶	5.59	俯仰/轴向(x)
五阶	26.34	滚转
六阶	92.92	竖向(y)

硬式支撑前三阶固有频率都比较低,分别为 1.25、1.49、1.78 Hz 并且模态比较密集,容易出现振动相互耦合影响。一阶固有频率为 1.25 Hz,振型表现为俯仰方向,主要因为硬式支撑为了减少支撑对气流的干扰将与模型接触的终端设计成细长悬臂梁的结构,导致俯仰方向强度比较弱。二、三阶同样固有频率较低,振型都表现为偏航方向。二阶振型主要为锥体头部偏航,三阶主要是锥体底部以及与其相连的连接杆的偏航。四阶模型振动有耦合现象。

对比 2 种支撑方式的模态分析结果,相比硬式支撑方式,绳牵引并联支撑系统前几阶频率比较高,因此刚度更好,而且未出现模态密集的现象,模态之间有一定程度的分离,相互之间耦合较小。

6 结 论

本文针对绳并联支撑系统在高超声速风洞试验中的应用可行性进行了分析,主要结论如下:

- 1) 高超声速气流冲击作用下,支撑系统是稳定的,模型质心的变化为毫米量级,绳拉力变化也满足强度要求。
- 2) 有绳支撑和无绳支撑状态下模型,其气动系数(法向力系数和轴向力系数)变化规律基本一致。法向力系数最大相对误差为 3.4%,轴向

力系数最大相对误差为 6.3%。将数值计算的有绳牵引并联支撑锥体模型法向力系数与文献试验数据对比,结果法向力系数随迎角变化规律基本一致。法向力系数平均相对误差为 4%,证明了计算结果的可靠性。

3) 与弯刀支撑机构相比,绳牵引并联支撑锥体模型的固有频率较高,系统的刚度更大,有利于提高试验系统的稳定性。

综上所述,在高超声速风洞中采用绳牵引并联支撑机构,不仅能够实现模型的动态调整,而且产生的气动干扰相对较小,支撑刚度较大,可以为高超声速飞行器的风洞试验支撑技术提供理论依据和指导。

参考文献 (References)

[1] CYRAN B. Sting interference effects on the static, dynamic and base pressure measurements of the standard dynamics model aircraft at Mach number 0.3 through 1.3; AEDC-TR-81-3 [R]. Tennessee: AEDC, 1981.

[2] 章荣平,王勋年,李真旭,等. 低速风洞尾撑支杆干扰研究 [J]. 实验流体力学, 2006, 20 (3): 33-38.

ZHANG R P, WANG X N, LI Z X, et al. Investigation of sting support interference in low speed wind tunnel [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2006, 20 (3): 33-38 (in Chinese).

[3] SHAN G H. Wind tunnel investigation of aerodynamic and tail buffet characteristics of leading-edge extension modifications to the F/A-18; AIAA-1991-2889 [R]. Reston: AIAA, 1991.

[4] 刘雄伟,郑亚青,林麒. 应用于飞行器风洞试验的绳牵引并联机构技术综述 [J]. 航空学报, 2004, 25 (4): 393-400.

LIU X W, ZHENG Y Q, LIN Q. Overview of wire-driven parallel kinematic manipulators for aircraft wind tunnels [J]. Acta Aeronautica et Sinica, 2004, 25 (4): 393-400 (in Chinese).

[5] 卞於中,李祥瑞,李立,等. 低速闭口风洞模型张线支撑及内天平测量系统的研制 [J]. 流体力学实验与测量, 1999, 13 (3): 85-90.

BIAN Y Z, LI X R, LI L, et al. Development of model cable mount and strain gauge balance measuring system in low speed closed wind tunnel [J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 1999, 13 (3): 85-90 (in Chinese).

[6] LAFOURCADE P, LLIBRE M, REBOULET C. Design of a parallel wire-driven manipulator for wind tunnels [C] // Proceedings of the Workshop on Fundamental Issues and Future Directions for Parallel Mechanisms and Manipulators. Berlin: Springer, 2002: 187-194.

[7] LAFOURCADE P. Study of parallel cable manipulators and design of an active suspension for wind tunnel [D]. Malakoff Cedex: ENSAE, 2004.

[8] XIAO Y W, LIN Q, ZHENG Y Q, et al. Model aerodynamic tests with a wire-driven parallel suspension system in low-speed wind tunnel [J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2010, 23 (4): 393-400.

[9] 郑亚青,林麒,刘雄伟,等.用于低速风洞飞行器气动导数试验的绳牵引并联支撑系统[J]. 航空学报,2009,30(8): 1549-1554.

ZHENG Y Q,LIN Q,LIU X W,et al. On wire-driven parallel suspension systems for static and dynamic derivatives of aircraft in low-speed wind tunnels[J]. Acta Aeronautica et Sinica, 2009,30(8): 1549-1554(in Chinese).

[10] 于卫青,刘高计,李通,等. 弹箭模型高速风洞张线支撑干扰试验方案研究[J]. 弹箭与制导学报,2014,34(5):144-147.

YU W Q,LIU G J,LI T,et al. Research on the missiles hanging brace interference test in high-speed wind tunnel[J]. Journal of Projectiles,Rockets, Missiles and Guidance,2014,34(5):144-147(in Chinese).

[11] MICHAEL H,TIMOTHY W,MATTHEW M,et al. A review of basic research and development programs conducted in the LENS facilities in hypervelocity flows[C] // 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Reston: AIAA,2012:1-17.

[12] WANG X,PENG M,HU Z,et al. Feasibility investigation of large-scale model suspended by cable-driven parallel robot in hypersonic wind tunnel test[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering,2017,231(13):2375-2383.

[13] ERICSSON L E,REDING J R. Review of support interference in dynamic tests[J]. AIAA Journal,1983,21(12): 1652-1666.

[14] 马家骥,潘文欣,翟曼玲,等. 10° 尖锥标模高超声速动导数的实验测量[J]. 空气动力学学报,1997,15(4):452-457.

MA J H,PAN W X,ZHAI M L,et al. 10° cone model free flight experiment in hypersonic impulse type wind tunnel for dynamic stability measurement[J]. Acta Aerodynamica Sinica,1997,15(4):452-457(in Chinese).

[15] MING A,HIGUCHI T. Study on multiple degree of freedom positioning mechanisms using wires (Part 1): Concept, design and control[J]. International Journal of the Japan Society for Precision Engineering,1994,28(2):131-138.

[16] WANG X G,MA S Y,LIN Q. Hybrid pose/tension control based on stiffness optimization of cable-driven parallel mechanism in wind tunnel test[C] // IEEE International Conference on Control, Automation and Robotics. Piscataway, NJ: IEEE Press,2016:75-79.

[17] 杨耀栋,王复,郭大华. 10° 尖锥模型的气动力测量[J]. 实验流体力学,1988(1):60-64.

YANG Y D,WANG F,GUO D H. Aerodynamic force measurement of 10° cone model[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics,1988(1):60-64(in Chinese).

[18] 陈万华,王超琪,谢国栋,等. FL-26 风洞模型支撑系统动态仿真分析[J]. 中国机械工程,2012,23(2):161-166.

CHEN W H,WANG C Q,XIE G D,et al. Dynamic simulation analysis of model support system in FL-26 wind tunnel[J]. China Mechanical Engineering,2012,23(2):161-166(in Chinese).

作者简介:

胡正红 女,硕士研究生. 主要研究方向:风洞试验技术、绳牵引并联机器人技术。

王晓光 男,博士,助理教授,硕士生导师. 主要研究方向:风洞试验技术、绳牵引并联机器人技术。

Feasibility analysis of WDPR support cone model application in hypersonic wind tunnel

HU Zhenghong, PENG Miaojiao, JI Yangfeng, LIU Ting, LIN Qi, WANG Xiaoguang*

(School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

Abstract: Wire-driven parallel robot (WDPR) provides a new support method for wind tunnel tests due to its effective simulation of the aircraft model's pose, and has a great application potential. This paper gives details of an investigation of stability and aerodynamic interference referring to the application of WDPR in hypersonic wind tunnel. The parallel support system with 8 wires was constructed, and the 10° cone model was selected as the test model whose position and pose can be adjusted through the wire length. The support system's stability under the action of aerodynamic force is simulated, and the wire diameter is optimized. Based on the constructed three-dimensional model, under the condition of Mach number is 7.8, the aerodynamic coefficient of the model suspended with WDPR at different angles of attack is calculated in CFD. The comparison of the simulation result with the result of the same model without wires and the experimental data in reference indicates that, at small angle of attack, the relative error of the aerodynamic interference caused by the wires is small, and the interference increases with the increase of angle of attack. In addition, modal characteristics of the WDPR and the crescent shape support system are analyzed and the natural frequencies of the two support systems are compared. The comparison result shows that the natural frequency and the stiffness of the WDPR are higher than those of the crescent shape support system. The academic research work of this paper provides reference to the application of wire-driven parallel support technology in hypersonic wind tunnel.

Keywords: wire-driven parallel support; 10° cone model; hypersonic; stability; aerodynamic interference

Received: 2016-11-04; **Accepted:** 2017-02-08; **Published online:** 2017-03-23 16:37

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170323.1637.001.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11472234, 11702232)

* **Corresponding author.** E-mail: xgwang@xmu.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0191

射流对高超声速进气道起动性能的影响

靳一超, 阎超*, 林博希

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100083)



摘 要: 为探索利用射流技术降低进气道起动马赫数的可行性,对二元高超声速进气道二维流场进行了数值模拟,通过对比不同工况的流场结构、流量系数及总压恢复系数,分析了射流对高超声速进气道的作用效果,并研究了射流速度、压强及倾角对进气道起动性能的影响。分析结果表明:施加射流,激波与进气道边界层原有干扰形式发生改变,是降低进气道起动马赫数的主要原因。研究还表明,增大射流速度利于提高控制效果,但持续增大射流速度,会造成隔离段反压升高,并且这一现象与射流压强相关,降低射流压强能使进气道起动的射流速度区间扩大,同时在不同射流倾角下,上述规律表现一致。该研究揭示了进气道起动能力随射流参数变化的系统性规律,可用于指导工程设计及优化。

关 键 词: 高超声速进气道; 激波/边界层干扰; 流动控制; 射流; 起动

中图分类号: V221+.3; TB553

文献标识码: A **文章编号:** 1001-5965(2017)11-2302-08

进气道起动/不起动问题是吸气式发动机的一项重要研究内容,进气道能否正常起动对于飞行器的整体性能具有关键作用,开展进气道不起动问题的相关研究对提高飞行器的飞行性能具有很强的实际意义。对于高超声速进气道而言,激波/边界层干扰是其主要流动现象之一,对进气道起动性能具有很大影响,因此对激波/边界层干扰现象进行控制是提高进气道性能的一项重要手段。近年来,流动控制越来越多地被用于改善进气道性能,如边界层抽吸^[1-2]、边界层吹除^[3]、涡流发生器^[4]、磁流体控制^[5-6]等。

目前,边界层抽吸在进气道内的实际应用较为广泛,而射流技术的运用研究也已有初步成果,如 Gorton^[7]、Allan^[8]等利用主动射流对进气道边界层进行控制,但主要针对低马赫数来流;van Wie等^[9]进行了通过主动射流实现进气道再起动的实验,但对起动机理并未深入,其后续工作也未

见报道;冯喜平等^[10]利用射流技术改善了高超声速进气道的前体波系结构,提高了进气道在起动状态的气动性能;方传波等^[11]依靠主动射流技术提高了超声速进气道唇口前马赫数,实现了进气道在迟滞区的再起动,并研究了射流流量、速度、总温对起动性能的影响。

基于上述研究成果,本文总结经验,对所选的二元高超声速进气道在自不起动状态进行数值模拟,研究了进气道在引入射流前后的流场结构,分析了射流技术降低起动马赫数的机理,并对射流速度、压强及倾角对起动能力的影响规律进行讨论,得到了上述参数对进气道起动影响的系统性结论,为进气道设计及优化提供可供参考的经验。

1 数值模拟方法

采用三维雷诺时均 Navier-Stokes 方程作为流动控制方程。在一般曲线坐标系下,守恒形式的

收稿日期: 2017-03-31; 录用日期: 2017-06-30; 网络出版时间: 2017-08-11 19:37

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170811.1937.001.html

* 通讯作者: E-mail: yanchao@buaa.edu.cn

引用格式: 靳一超, 阎超, 林博希. 射流对高超声速进气道起动性能的影响[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2302-2309.

JIN Y C, YAN C, LIN B X. Effect of injection on starting characteristics of hypersonic inlet[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2302-2309 (in Chinese).

方程组可以表示为

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\hat{H} - \hat{H}_v)}{\partial \zeta} = 0$$

式中: $\hat{Q}$ 为守恒量; $\hat{F}$ 、 $\hat{G}$ 、 $\hat{H}$ 为对流项, $\hat{F}_v$ 、 $\hat{G}_v$ 、 $\hat{H}_v$ 为黏性项; t 为时间量; ξ 、 η 、 ζ 分别为 3 向曲线坐标。

流动控制方程采用有限体积法进行计算,无黏通量的空间离散采用 Roe 格式,使用 minmod 限制器;黏性项采用二阶中心格式进行离散;时间推进采用 LU-SGS 隐式方法,湍流模型采用 Menter SST 两方程模型。

2 计算模型与网格

物理模型为文献[12]中的进气道试验模型,图 1 为本文采用的简化模型,展向长为 30 mm,射流出口距前端 155 mm,射流截面宽度为 0.809 mm,与壁面夹角为 θ_j ,如图 1 中圆圈所示。计算网格采用结构网格,保证网格之间的过渡,除对法向网格进行加密外,并对重点关注区域进行适当加密,总网格量约为 280 万,对称面网格如图 2 所示。

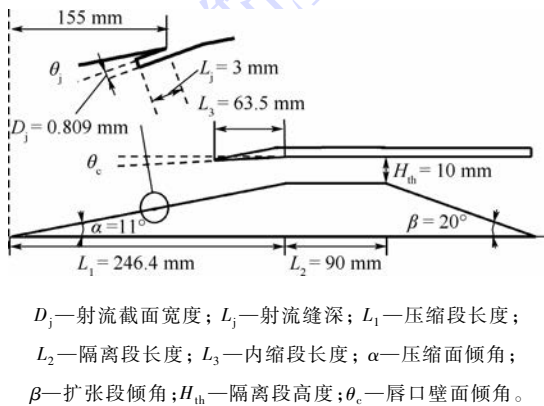


图 1 模型示意图

Fig. 1 Sketch map of model

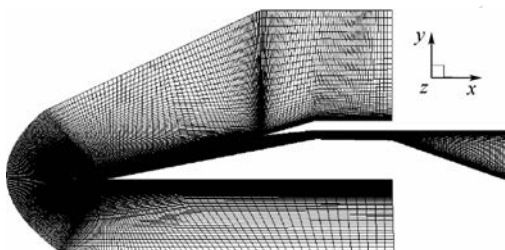


图 2 进气道计算网格

Fig. 2 Grids for calculation of inlet

3 计算方法准确性验证

本文采用与文献[13]相同的 MI-CFD 计算平

台,图 3 为其对球头逆向喷流的计算结果(射流总压比 $K=0.8$),流场结构与实验结果基本一致,验证了程序的可靠性。为评估程序对进气道计算结果的精确性,对 $\theta_c=3^\circ$ 、 6° 2 个外型进行计算并同实验对比。计算条件选用文献[12]的试验条件:来流马赫数 $Ma_\infty=4.03$,静温 $T_\infty=216.6$ K,静压 $P_\infty=8\,728.8$ Pa。计算与实验的壁面压强分布如图 4 所示, P 为壁面压力, x 为沿程长度。同实验值相比,计算结果的压强峰值偏小,但对激波与膨胀波之间相交和反射现象的捕捉较为准确,能够较好反映出进气道内流场的主要特征。

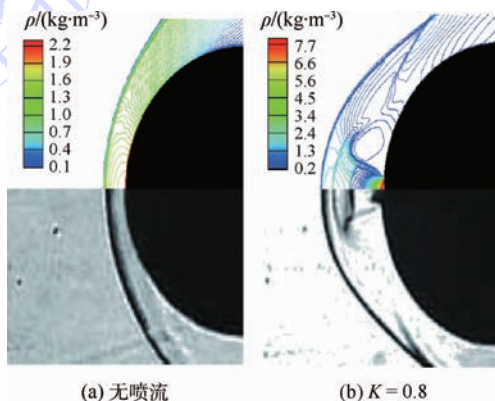


图 3 实验纹影图与 CFD 等密度线图对比^[13]

Fig. 3 Experimental schlieren photographs versus CFD density contours^[13]

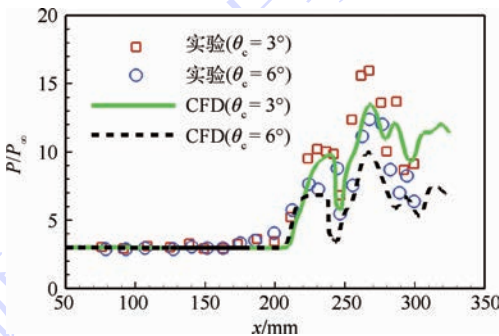


图 4 壁面压强分布

Fig. 4 Wall pressure distribution

4 计算结果及分析

保持来流压强及温度不变,降低来流马赫数模拟进气道($\theta_c=3^\circ$)“起动—不起动”过程,通过数值计算,本文确定的不起动区间为 $Ma_\infty=3.30\sim 3.28$,如图 5 所示。表 1 给出了进气道喉道位置的总压恢复系数和流量系数,在进气道起动前后,两者之间存在巨大差异。

研究者们对进气道不起动机理进行了长期探索,结果表明进气道不起动的原因可能有以下 3 个方面^[14-15]:来流马赫数过低、隔离段反压过

大、喉道壅塞。图 6(a) 给出了 $Ma_\infty = 3.30$ 状态的等马赫线图, 可以看到进气道内存在由激波/边界层干扰形成的低速区; 随着马赫数下降, 激波

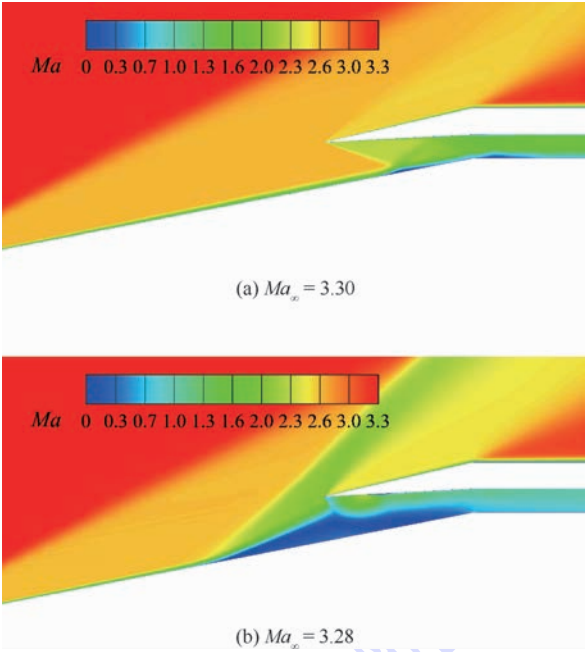


图 5 马赫数分布
Fig. 5 Mach number distribution

表 1 不同马赫数下的总压恢复系数及流量系数
Table 1 Total pressure recovery coefficient and mass-captured coefficient under different Mach numbers

工况	总压恢复系数/%	流量系数/%
$Ma_\infty = 3.30$	69.00	53.69
$Ma_\infty = 3.28$	27.62	26.65
$Ma_\infty = 3.20$	28.28	24.80

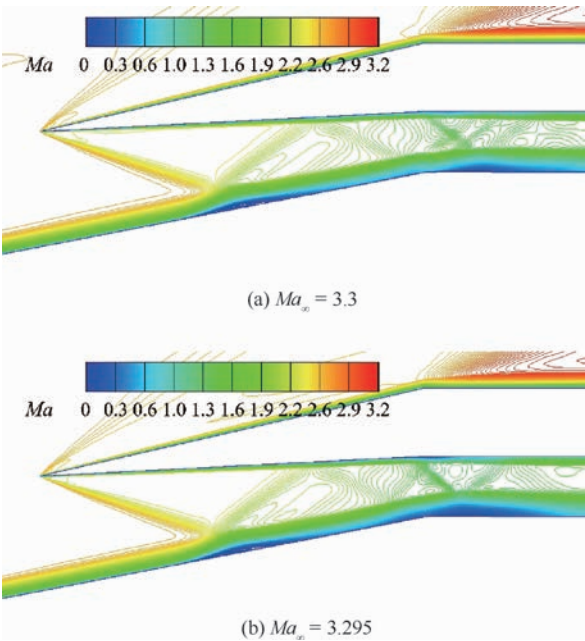


图 6 不同马赫数下的流场结构
Fig. 6 Flow field structure with different Mach numbers

与边界层的干扰作用增强, 过肩点膨胀后, 喉道后侧的分离包增大, 分离包与壁面形成的虚拟喉道使进气道的内缩比降低, 气流在喉道处产生堵塞, 致使当地压强升高, 声速线向外扩张, 分离区扩大, 并向前移动, 流场结构可对比图 6(b) ($Ma_\infty = 3.295$) 的等马赫线图。

基于对上述流场结构的分析, 本文认为喉道附近的分离包是影响进气道起动能力的重要因素, 分离包的持续发展将导致不起动现象, 抑制或改变干扰区的存在形式为提高进气道起动能力提供了途径。本文以主动射流作为流动控制手段, 选取 $Ma_\infty = 3.20$ 的不起动状态为研究对象, 对施射流前后的进气道流场进行数值模拟, 以验证所提方案的有效性, $Ma_\infty = 3.20$ 的总压恢复系数及流量系数可参见表 1。

4.1 射流速度对于起动性能的影响

射流条件通过给定的出口速度、压强以及温度并结合气体方程确定, 射流条件如下: $\theta_j = 9^\circ$, $P_j = 40 \text{ kPa}$, $T_j = 580 \text{ K}$ (与无射流工况相同位置的气体参数近似相同), 射流速度分别取为 $V_{\text{jet}} = 3.5a_{\text{in}}, 4.0a_{\text{in}}, 4.5a_{\text{in}}, 5.5a_{\text{in}}, 6.5a_{\text{in}}, 7.0a_{\text{in}}$ (a_{in} 为来流声速), 以验证方案的可行性并对比不同速度对进气道起动性能的影响。图 7 给出了各工况的起动情况, 随着射流速度增大, 进气道由不起动转为起动状态, 下壁面局部低速区逐渐变小, 并且总压恢复系数明显上升, 总压恢复系数参见图 8; 当 $V_{\text{jet}} < 4.0a_{\text{in}}$ 时, 进气道仍为不起动状态, 但由于射流影响, 前体分离泡明显变小, 相比于无射流状态, 总压恢复系数上升约 50%, 流量系数增大约 25%。

施射流后, 进气道内流动可分为 3 个部分: 主流、射流及两者间的剪切层, 由于马赫数不同, 唇口入射激波在主流、射流层以及剪切层的倾角并不一致。少量的高速射流在小倾角下进入主流, 流动方向很快改变, 附着于进气道壁面, 唇口入射激波与高马赫数的射流边界层干扰, 作用点后移, 同时抑制了局部低速区的形成, 这是进气道起动的主要原因。增大射流速度, 实际上增加了输入边界层的动量, 利于进气道起动; 但随着射流流量增大, 进气道壁面内的边界层变厚, 入口用以捕获来流的有效面积减少, 进气道内实际捕获流量略有下降。流量系数随射流速度的变化规律可参见图 8, P_{tr} 为总压恢复系数, M_{ca} 为全部流量系数, M_{ci} 为实际流量系数 (不含射流)。

4.2 射流压强对于起动性能的影响

为研究射流压强对进气道起动性能的影响,

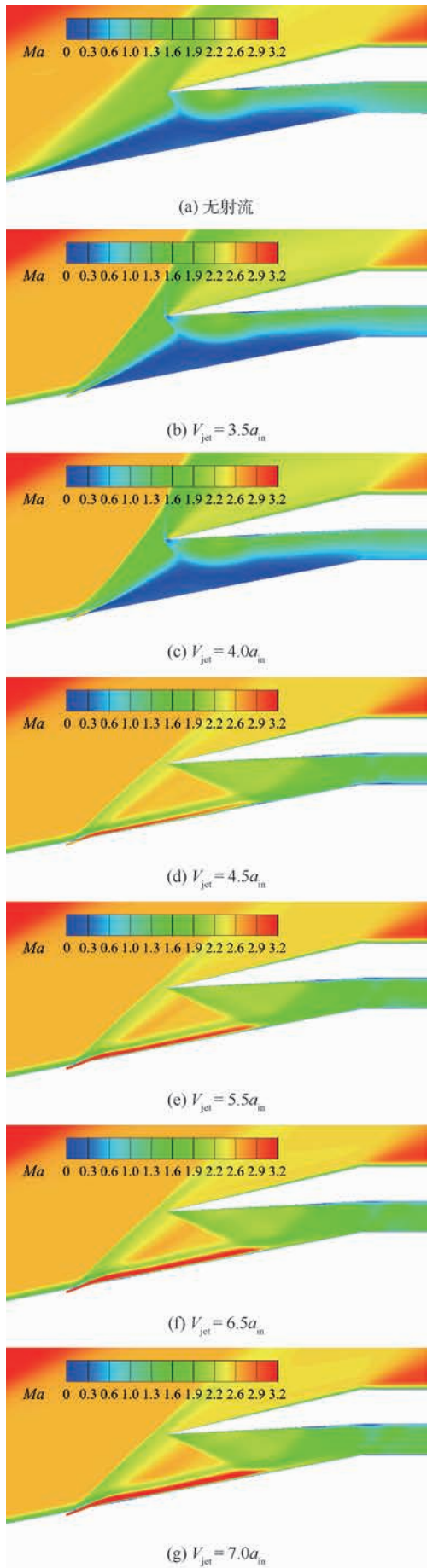


图 7 不同射流速度下的马赫数分布

Fig. 7 Mach number distribution at different jet velocities

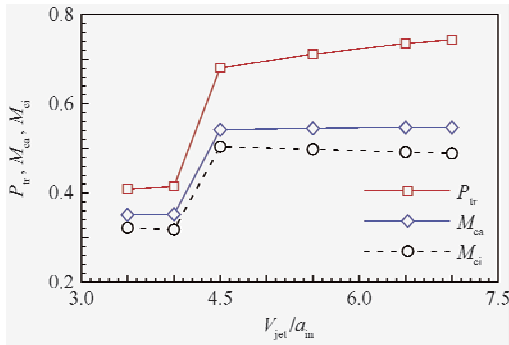


图 8 总压恢复系数及流量系数随射流速度变化

Fig. 8 Variation of total pressure recovery coefficient and mass-captured coefficient with jet velocity

共选择 $P_{j1} = 0.92P_{\infty}$ 、 $P_{j2} = 1.83P_{\infty}$ 、 $P_{j3} = 2.29P_{\infty}$ 、 $P_{j4} = 3.44P_{\infty}$ 、 $P_{j5} = 4.58P_{\infty}$ 、 $P_{j6} = 5.73P_{\infty}$ 、 $P_{j7} = 6.87P_{\infty}$ 、 $P_{j8} = 9.17P_{\infty}$ 、 $P_{j9} = 11.46P_{\infty}$ 9 个压强, 对各压强选取不同射流速度进行计算 ($\theta_j = 9^\circ$), 得到进气道起动状况如表 2 所示, st 为起动, un 为不起动。

从表 2 中可以看出:①不同压强下,进气道起动情况随射流速度变化趋势具有一致性;②随射流压强下降,能使进气道起动的最小射流速度随之降低,控制效果提高,射流速度的有效区间增大;③压强一定时,随射流速度增大,进气道易于起动,与 4.1 节的结论一致,但持续增大射流速度,进气道会再次出现不起动现象。

图 9 对比了壁面压强 P 在不同射流速度下的分布,其中射流压强为 P_{j7} ,内缩段的壁面压强在不同射流速度下分布一致,但随着射流速度增加,隔离段压强增大,激波前移,因此继续增加射流速度将使激波串被压出隔离段,形成不起动现象。不同射流压强下的壁面压强分布在图 10 中给出,其中 $V_{jet} = 4.5a_{in}$,可以看出增大射流压强同样会使隔离段的出口压强增加,为避免因隔离段反压过大而出现不起动现象,可用于调节边界层的最大射流速度降低,缩小了射流速度的有效区间。

图 11 及图 12 分别给出了流量系数及总压恢复系数在不同射流压强下的变化规律,总压恢复系数及流量系数均随射流压强升高而下降;相对于射流速度,流量系数随射流压强变化更为明显;在压强 P_{j8} 及 P_{j9} 下,不起动状态的流量系数下降显著,与无射流状态相当。

图 13 给出了 2 种不起动状态的等马赫线图,施加射流后,进气道内的实际分离区由膨胀区与其前后的分离区共同组成,射流压强或射流速度增大,将使射流膨胀区及上游分离区面积增加,致使进气道虚拟喉道变窄(如图 13 圆圈位置所

表 2 不同射流压强及速度的起动特性

Table 2 Starting characteristics under different jet pressure and velocities

射流压强	$V_{\text{jet}}/a_{\text{in}}$										
	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0	8.0
P_{j1}	un	st									
P_{j2}		un	st	st	st						
P_{j3}			un	st	st						
P_{j4}			un	st	st		st				
P_{j5}			un	un	st		st		st	st	
P_{j6}				un	un	st	st		st	st	
P_{j7}					un	st	st	st	st	st	un
P_{j8}						un		st	un	un	
P_{j9}							un	un	un	un	

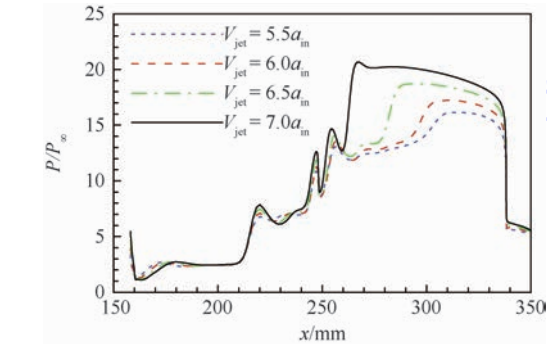


图 9 不同射流速度下的壁面压强分布

Fig. 9 Distribution of wall pressure at different jet velocities

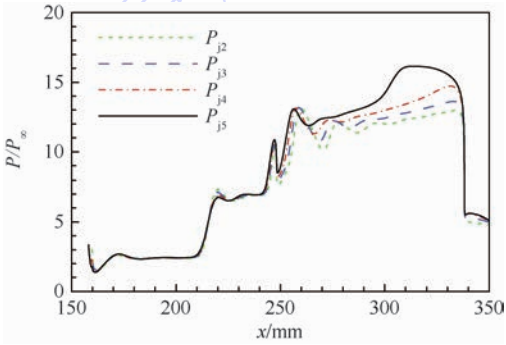


图 10 不同射流压强下的壁面压强分布

Fig. 10 Distribution of wall pressure under different jet pressure

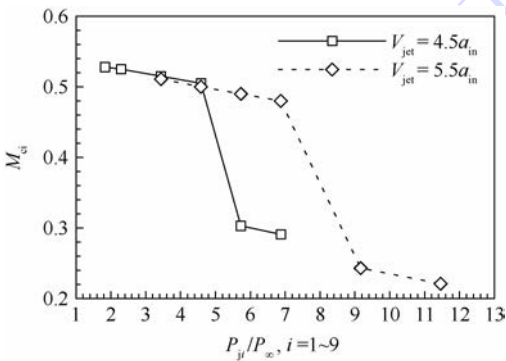


图 11 不同射流压强下的流量系数

Fig. 11 Mass-captured coefficient under different jet pressure

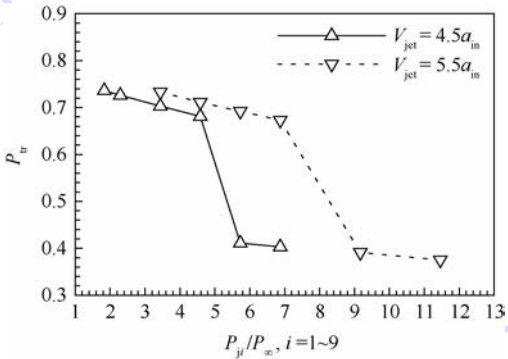


图 12 不同射流压强下的总压恢复系数

Fig. 12 Total pressure recovery coefficient under different jet pressure

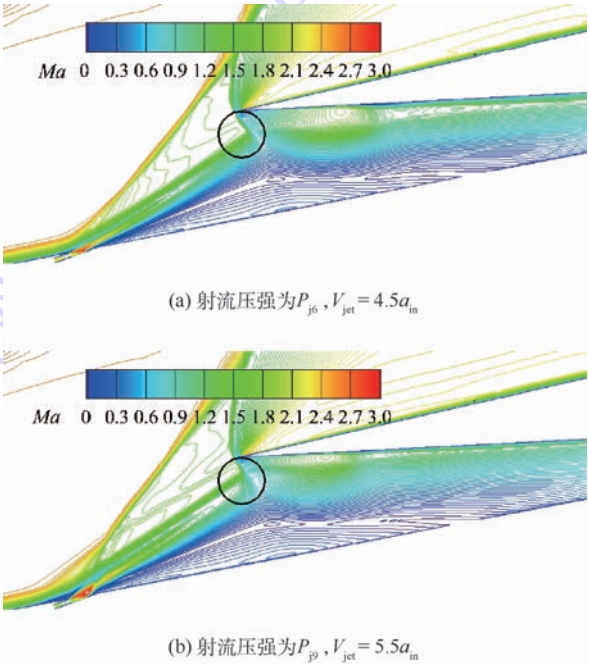


图 13 不同射流压强下的流动结构 (不起动)

Fig. 13 Flow structure under different jet pressure (unstart)

示), 导致捕获流量下降。

图 14 对比了不同射流压强下的起动状态流场。压强增大, 射流的膨胀作用增强, 进气道主流

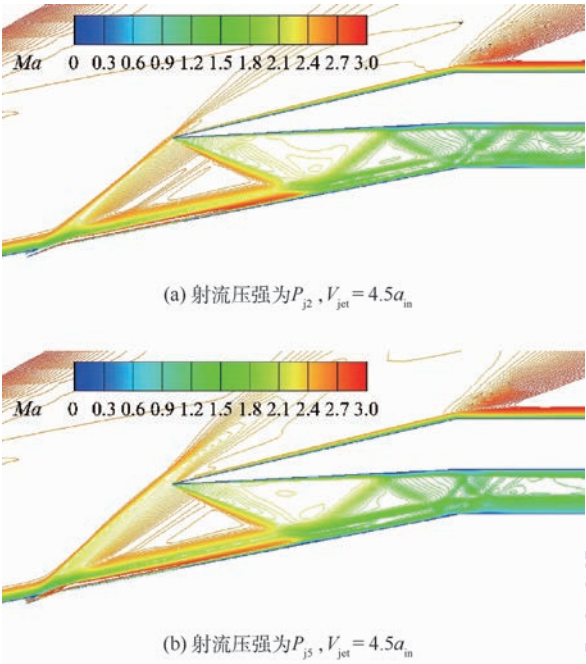


图 14 不同射流压强下的流动结构(起动)
Fig. 14 Flow structure under different jet pressure(start)

的气动通道变窄,同时上游诱导激波变强,并脱离唇口,形成超声速溢流,使总压恢复系数及流量系数下降;另一方面,主流与射流之间的剪切层变厚,剪切层变厚使激波同边界层的作用点发生改变,在图 14(b)中第 2 道反射激波与边界层干扰的位置明显前移,这解释了能使进气道起动的最小射流速度随射流压强增大而上升的原因。

4.3 射流倾角对于起动性能的影响

为考察射流倾角对进气道起动性能的影响,共选取了 7 个射流倾角,分别在射流静压 $P_{jA} = 2.29P_{\infty}$ 及 $P_{jB} = 6.87P_{\infty}$ 下开展相关计算,得到进气道起动情况如表 3 及表 4 所示,并在图 15 及图 16 给出了部分状态流量系数和总压恢复系数的变化规律。可以看出,不同射流倾角下,射流压强及速度对起动性能的影响具有一致性;射流倾角的有效性与射流速度和压强相关,增大射

表 3 不同射流倾角及速度下的起动特性(P_{jA})

$\theta_j/(^{\circ})$	V_{jet}/a_{in}			
	3.65	4.0	4.5	5.0
9	un	st	st	st
19	st	st	st	st
29	un	st	st	st
39	un	st	st	st
49	un	un	st	st
59	un	un	un	st
79		un	un	un

表 4 不同射流倾角及速度下的起动特性(P_{jB})

$\theta_j/(^{\circ})$	V_{jet}/a_{in}			
	4.5	5.0	6.0	7.0
9	un	st	st	st
19	un	st	st	st
29		un	st	st
39		un	st	st
49		un	un	un
59		un	un	un
79		un	un	un

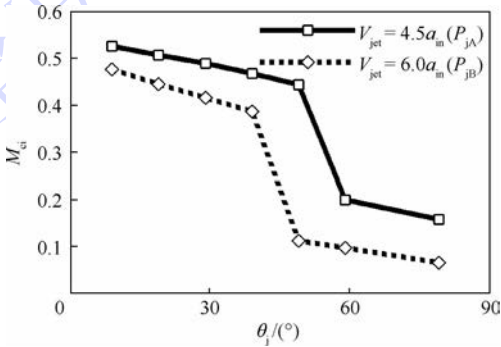


图 15 不同射流倾角下的流量系数
Fig. 15 Mass-captured coefficient under different jet angles

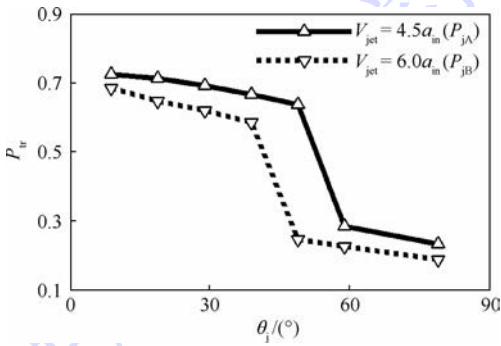


图 16 不同射流倾角下的总压恢复系数
Fig. 16 Total pressure recovery coefficient under different jet angles

流速度或减小压强可以扩大射流倾角的有效区间;在测试的 2 个压强下,射流在 $\theta_j = 19^{\circ}$ 时,控制效果最好,而 $\theta_j = 79^{\circ}$ 时,施加射流后,进气道均出现不起动现象,且流量系数及总压恢复系数低于无射流状态。

图 17 给出了进气道在不同射流倾角的等压强线图 ($V_{jet} = 4.0a_{in}$)。射流倾角从 9° 增加到 49° ,射流进入主流后膨胀效果变强,提高了进气道唇前马赫数,使唇口入射激波后移,同时上游分离激波增强并脱离唇口,形成超声速溢流,减小了进气道的实际流量,对进气道起动起积极作用;但随着射流倾角增大,射流在喷口附近膨胀到低压状态,并同周围高压气体作用,使再附激波增

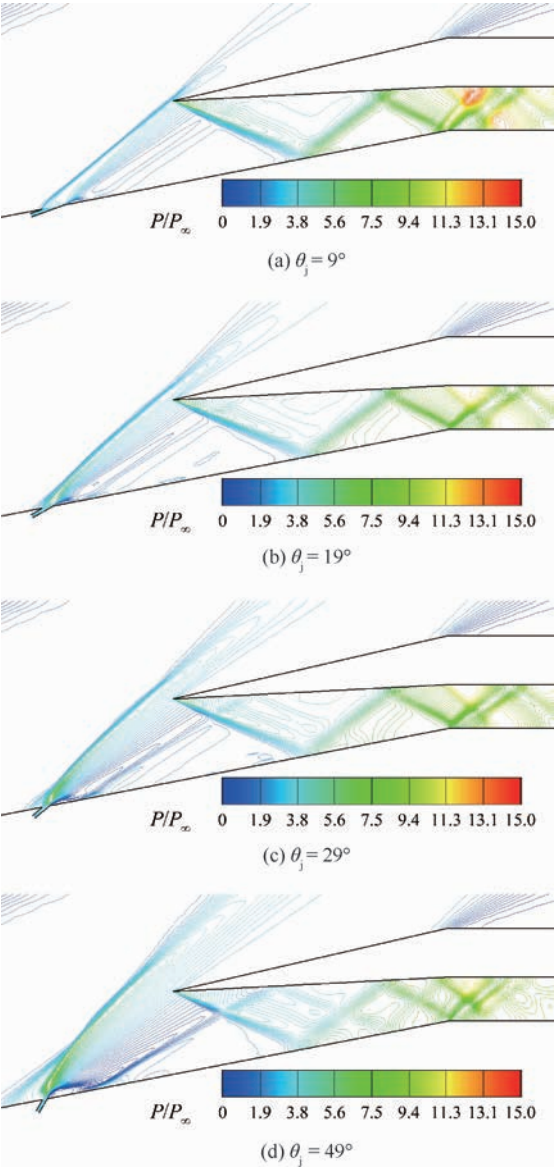


图 17 不同射流倾角下的流动结构 (P_{jA})
Fig. 17 Flow structure under different jet angles (P_{jA})

强,并影响超声速边界层,如图 18 所示,过激波后,边界层内的马赫数降低,抵抗分离能力下降,对进气道起动起不利影响。总的来看,蕴含高动量的边界层和唇前高马赫数是维持进气道起动状态的主要原因,但再附激波会降低射流的控制效果,最佳射流倾角是三方面共同作用的结果。

图 19 给出了某不起动状态的等马赫线图,射流倾角为 79° ,可以看出喷口上下游形成了大面积的分离区,将进气道入口基本堵塞,严重影响了进气道的气动性能;也有研究表明,在大倾角射流下,可建立充分的超声速主流流场,从而实现进气道起动,这种情况可能与入射位置和时间有关,关于这一方面的研究将在后续展开。

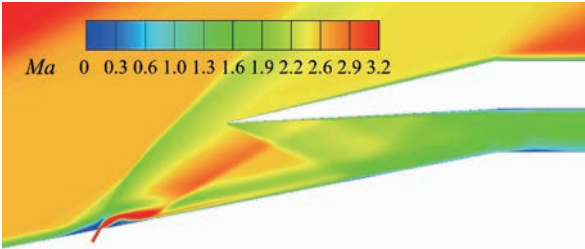


图 18 $\theta_j = 49^\circ$ 下的马赫数分布 (P_{jA})
Fig. 18 Mach number distribution with $\theta_j = 49^\circ$ (P_{jA})

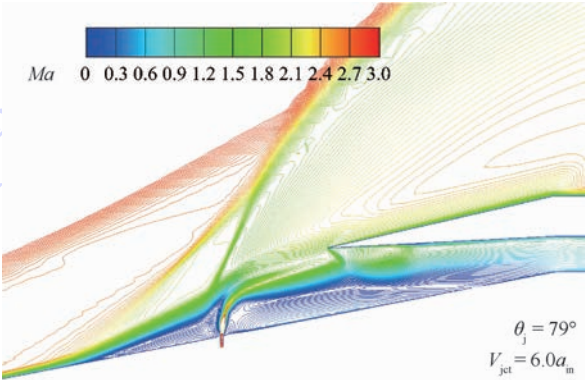


图 19 不起动状态的流动结构 (P_{jB})
Fig. 19 Flow structure under unstart state (P_{jB})

5 结 论

本文模拟了高超声速进气道在不起动状态有无射流的流场结构,分析了边界层控制的作用机理,研究了射流速度、压强及倾角对起动能力的影响规律,得到:

- 1) 在小射流倾角下,内缩段激波/边界层干扰形式改变,是降低起动马赫数的主要原因。
- 2) 增大射流速度,提高了输入边界层的动量,有助于实现进气道起动,但持续增大射流速度,会使隔离段反压升高,激波串被压出隔离段,再次出现不起动现象。
- 3) 射流压强较小时,可使进气道起动的最小射流速度变小,射流量降低,提高了控制效率;射流压强较大时,隔离段出口压强增大,限制了用以进气道起动的最大射流速度,缩小了射流速度的有效区间。
- 4) 在不同射流倾角下,上述 2 条规律表现一致,但随着射流倾角增大,唇前马赫数增大,同时再附激波增强,两者对进气道起动性能起相反作用,控制效果随射流倾角增大先提高后下降。

参考文献 (References)

[1] HABERLE J, GULHAN A. Investigation of the performance of a scramjet inlet at Mach 6 with boundary layer bleed: AIAA-2006-8139[R]. Reston: AIAA, 2006.

- [2] SMART M K, TREXLER C A. Mach 4 performance of hypersonic inlet with rectangular-to-elliptical shape transition [J]. *Journal of Propulsion and Powder*, 2004, 20(2): 288-293.
- [3] WHITE M E, LEE R E, THOMPSON M W, et al. Tangential mass addition for shock/boundary-layer interaction control in scramjet inlets [J]. *Journal of Propulsion*, 1991, 7(6): 1023-1029.
- [4] ROZARIO D, ZOUAOUI Z. Computational fluid dynamic analysis of scramjet inlet; AIAA-2007-0030 [R]. Reston: AIAA, 2007.
- [5] BITYURIN V A, BOCHAROV A N, LINEBERRY J T, et al. Experimental and theoretical study of MHD interaction in hypersonic ionized air flow over a wedge; AIAA-2004-1194 [R]. Reston: AIAA, 2004.
- [6] SHEIKIN E G, KURANOW A L. MHD control in hypersonic aircraft; AIAA-2005-1335 [R]. Reston: AIAA, 2005.
- [7] GORTON S, OWENS L, JENKINS L, et al. Active flow control on a boundary-layer-ingesting inlet; AIAA-2004-1203 [R]. Reston: AIAA, 2004.
- [8] ALLAN B, OWEN L, BERRIER B. Numerical modeling of active flow control in a boundary layer ingesting offset inlet; AIAA-2004-2318 [R]. Reston: AIAA, 2004.
- [9] VAN WIE D M, KWOK F T, WALSH R T. Starting characteristics of supersonic inlets; AIAA-1996-2914 [R]. Reston: AIAA, 1996.
- [10] FENG X P, LIN Z Y, ZHENG Y, et al. Adjusting principle of gas jet controlling inlet and numerical verification [J]. *Science China Technological Sciences*, 2011, 54(11): 2981-2986.
- [11] 方传波, 夏智勋, 胡建新, 等. 基于主动射流控制的二元混压式进气道起动特性研究 [J]. *固体火箭技术*, 2010, 33(3): 280-284.
- FANG C B, XIA Z X, HU J X, et al. Study on starting characteristics of a two-dimensional supersonic inlet based on active injection control [J]. *Journal of Solid Rocket Technology*, 2010, 33(3): 280-284 (in Chinese).
- [12] EMAMI S, TREXLER C A, AUSLENDER A H, et al. Experimental investigation of inlet-combustor isolators for a dual-mode scramjet at a Mach number of 4; NASA Technical Paper 3502 [R]. Washington, D. C.: NASA, 1995.
- [13] 林博希, 阎超, 李亚超. 喷流干扰气动热数值模拟的若干影响因素 [J]. *北京航空航天大学学报*, 2016, 42(6): 1210-1218.
- LIN B X, YAN C, LI Y C. Some influence factors in aerodynamic heat transfer numerical simulation of jet-interaction flow [J]. *Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics*, 2016, 42(6): 1210-1218 (in Chinese).
- [14] PATRICK E R, EMAMI S, CARL A T. Unsteady pressure behavior in a ramjet/scramjet inlet [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1996, 12(3): 486-493.
- [15] COX C, LEWIS C, PAP R. Prediction of unstart phenomena in hypersonic aircraft; AIAA-1995-6018 [R]. Reston: AIAA, 1995.

作者简介:

靳一超 男, 硕士研究生。主要研究方向: 计算流体力学。

阎超 男, 博士, 教授, 博士生导师。主要研究方向: 计算流体力学、空气动力学。

Effect of injection on starting characteristics of hypersonic inlet

JIN Yichao, YAN Chao*, LIN Boxi

(School of Aeronautic Science and Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: In order to explore the feasibility of using injection technology to reduce the start Mach number of hypersonic inlet, the flow field of the two-dimensional hypersonic inlet was calculated by numerical simulation. The effect of injection on the hypersonic inlet was analyzed by comparing the flow field structure, mass-captured coefficient and total pressure recovery coefficient under different working conditions, and the influence of jet velocity, pressure and angle of inclination on starting performance of the inlet was also studied. The analysis results show that the change of original interference form of the shock wave and inlet boundary-layer is the main reason for the reduction of the start Mach number of inlet. The study also shows that increasing jet velocity is conducive to improving the control effect, but increasing jet velocity continuously would result in an increase in the back pressure of the isolation section. This phenomenon is related to the jet pressure, and reducing the jet pressure could expand the effective jet velocity range to start the inlet. At different jet angles of inclination, the above rules are consistent. The simulation results reveal the systematic rule of changes of the inlet starting ability with injection parameters, which can be used to guide engineering design and optimization.

Keywords: hypersonic inlet; shock wave/boundary-layer interaction; flow control; injection; start

Received: 2017-03-31; Accepted: 2017-06-30; Published online: 2017-08-11 19:37

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170811.1937.001.html

* Corresponding author. E-mail: yanchao@buaa.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0210



侧风对拍动翅气动力的影响

牟晓蕾¹, 许娜^{2,*}

(1. 烟台大学 土木工程学院, 烟台 264005; 2. 烟台大学 机电汽车工程学院, 烟台 264005)

摘 要: 昆虫在自然界中飞行时多会受到侧风的干扰, 因此了解侧风作用下昆虫拍动翅上气动力的变化对昆虫飞行机理的研究工作具有重要意义。应用计算流体力学(CFD)方法模拟了存在侧风时拍动翅上绕流, 并与正常悬停情况进行对比, 从侧风的方向和强度2个方面考察了其对拍动翅气动特性的影响。结果表明: 侧风对拍动翅气动特性的改变包含2个流动机制的贡献, 即相对速度效应和前缘涡轴向速度效应, 且从翅尖吹向翅根的侧风与从翅根吹向翅尖的侧风对气动力的影响有着显著的不同; 而不同强度的同向侧风下, 气动力的改变类似, 仅存在数值上的差异。

关键词: 侧风; 昆虫; 气动力; 悬停; 数值模拟

中图分类号: V221⁺.3; TB553

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2310-06

昆虫是自然界中体积最小、机动能力最好的飞行者, 它们可以悬停、跃升、前飞、上下飞、倒飞和侧飞等, 对其飞行机理的清楚认识不仅有利于生物学家分析昆虫的形态结构、生理特点以及其飞行方式对进化的影响, 还可以为工程专家提供研制飞行器的生物模型基础。近年来, 人们通过实验和数值计算手段对昆虫飞行过程中高升力的产生机理进行了研究, 但研究中主要是针对其悬停、前飞和上下飞^[1-8]等飞行状态, 而侧飞作为昆虫飞行状态的一种, 其气动特性相对悬停的变化仍不清楚; 另外, 昆虫在自然界中飞行时多会受到侧风的干扰, 这种侧向来流对其拍动翅的气动特性是否会产生影响, 影响又会有多大? 对于这些问题的清楚认识也将为扑翼微型飞行器的研制提供一定的空气动力学基础。

本文以蜂蝇翅膀为模型, 运用数值模拟的方法计算了存在侧风时拍动翅上的气动力, 并与无侧风的正常悬停情况进行对比, 从侧风的方向和

强度2个方面考察其对拍动翅气动特性的影响。

1 方 法

1.1 翅膀模型及运动

本文拍动翅模型基于蜂蝇翅膀, 其平面形状取自文献[9], 如图1(a)所示。模型翅剖面形状如图1(b)所示。平板厚度为3% $\bar{c}$ ($\bar{c}$ 为翅膀平均弦长), 前后缘为半径是0.5% $\bar{c}$ 的圆弧。模型翅面积二阶矩折合半径 r_2 为0.55 R (R 为翅膀长度)。

为方便描述拍动翅的运动, 首先引入右手坐标系 $O_1x_1y_1z_1$: 坐标原点 O_1 位于翅根, 平面 x_1y_1 与翅膀拍动平面重合, 如图2所示。根据实验观测^[10], 模型翅的拍动运动由2个部分组成: ①绕 z_1 轴的转动, 转角记为 ϕ , 称为拍动角; ②绕翅膀展向轴的转动, 转角记为 α , 称为攻角。

翅膀的拍动角 ϕ 随时间变化的规律近似为简单的三角函数:

$$\phi = 0.5\Phi\cos(2\pi nt) + \bar{\phi} \quad (1)$$

收稿日期: 2017-04-06; 录用日期: 2017-06-30; 网络出版时间: 2017-08-11 19:48

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170811.1948.002.html

基金项目: 国家自然科学基金(11502228); 山东省自然科学基金(ZR2016AL08, BS2014SW016)

* 通讯作者: E-mail: naxu@ytu.edu.cn

引用格式: 牟晓蕾, 许娜. 侧风对拍动翅气动力的影响[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2310-2315.

MOU X L, XU N. Effects of lateral wind on aerodynamic force of a flapping wing[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2310-2315 (in Chinese).

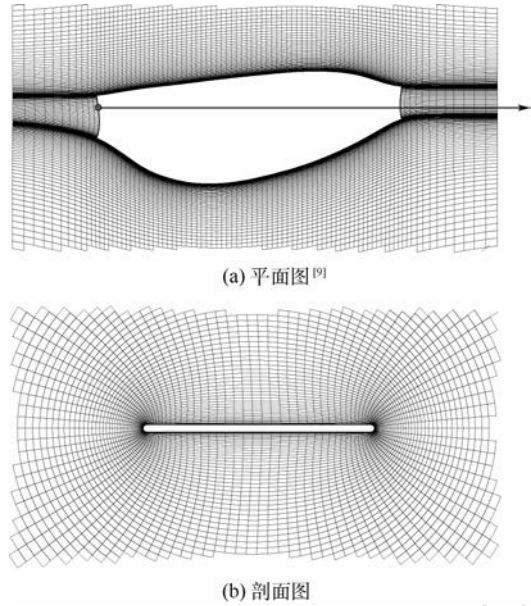


图 1 蜂蝇模型翅平面图^[9]及剖面图

Fig. 1 Planform^[9] and sectional view of model dronefly wing

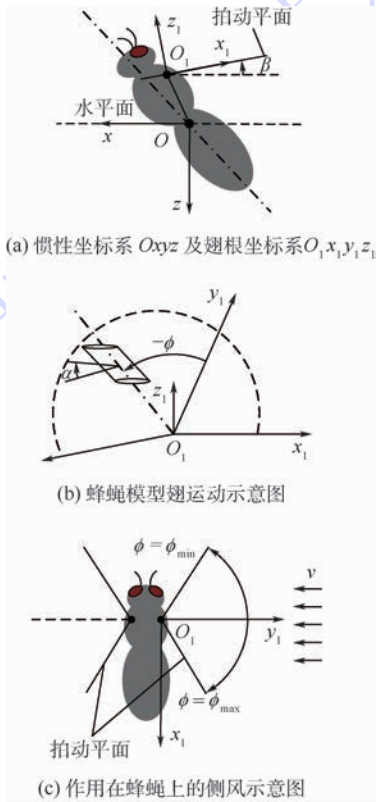


图 2 模型翅运动及坐标系示意图

Fig. 2 Schematic of reference frames of wing motion

式中: Φ 为翅膀拍动幅角; n 为拍动频率; $\bar{\phi}$ 为拍动平均角。令 $\phi_{\min}$ 和 $\phi_{\max}$ 分别代表翅膀的最小和最大拍动角(见图 2(c), v 为侧风的速度),则 $\Phi = \phi_{\max} - \phi_{\min}$, $\bar{\phi} = (\phi_{\min} + \phi_{\max})/2$ 。

翅膀的拍动攻角 α 在下拍和上拍中部近似为常数(下拍中部常数记作 α_d ,上拍中部常数记

作 α_u);翻转过程中,攻角随时间的变化规律可看作简单的谐波函数。以翅膀在第 k 个周期的上仰运动为例,攻角随时间的变化表示如下:

$$\alpha = \alpha_d + a \{ (t - t_1) - (\Delta t_r/2\pi) \sin[2\pi(t - t_1)/\Delta t_r] \} \quad (2)$$
$$t_1 \leq t \leq t_1 + \Delta t_r$$

式中: a 为常数; t_1 为翅膀开始反转的时刻; Δt_r 为翅膀的翻转时间。

$$a = (180^\circ - \alpha_d - \alpha_u)/\Delta t_r \quad (3)$$

$$t_1 = kT - 0.5T - \Delta t_r/2 \quad (4)$$

其中: T 为翅膀拍动周期。

翅膀的下翻运动也可采用同样的方式描述。如图 1 所示,带有圆点的直线表示模型昆虫翅膀翻转转轴的位置。从式(1)~式(4)可以看出,为描述翅膀的拍动运动,需要给出以下运动参数: Φ 、 n 、 Δt_r 、 α_d 、 α_u 和 $\bar{\phi}$ 。为描述拍动平面,还需确定拍动平面倾角 β 。将式(1)和式(2)利用参考速度 U 、参考长度 $\bar{c}$ 和参考时间 $\bar{c}/U$ 无量纲化后(U 为 r_2 处的平均线速度,定义为 $U = 2\Phi nr_2$),可知,只需给出 Φ 、 α_d 、 α_u 、 $\bar{\phi}$ 和 Δt_r^* (Δt_r^* 为无量纲化后的翻转时间, $\Delta t_r^* = \Delta t_r U/\bar{c}$),即可确定模型翅的运动模式。

1.2 Navier-Stokes 方程及计算方法

在惯性坐标系 $Oxyz$ 下,非定常不可压缩 Navier-Stokes 方程无量纲形式可表示为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (6)$$

式中: $\mathbf{u}$ 为无量纲速度; p 为无量纲压力; τ 为无量纲时间; ∇ 为梯度算子; ∇^2 为拉普拉斯算子; Re 为雷诺数(定义为 $Re = U\bar{c}/\nu$, ν 为运动黏性系数)。

Navier-Stokes 方程的数值解法与文献[3]相同,采用 Rogers 等^[11]发展的拟压缩方法概述如下:在连续性方程中加入压力对拟时间的偏导数,物理上将不可压缩流看作可压缩流;动量方程中,速度的时间导数采用二阶三点后差方式进行离散,黏性项采用二阶中心差分近似,对流项的空间离散采用迎风通量差分裂格式,内点使用三阶迎风差分离散,边界点采用二阶迎风差分格式。边界条件给定如下:对于远场边界,将入流边界点的速度项指定为自由流条件(由已知的翅膀运动确定),而压力项由内点外插;出流边界点压力项等于自由流静压,而速度项由内点外插得到。翅膀表面采用无渗透和无滑移条件,压力由动量方程的法向分量获得。关于计算方法的详细描述参见文献[11]。

本文所用计算程序已多次在以前的研究中使用过,例如文献[3,12-13],其正确性已得到充分的验证;通过与拍动模型果蝇翅^[14]、周向转动模型翅^[15]和采用“合拢”运动的模型翅^[16]上的非定常气动力测量结果的比较,研究所使用的计算流体力学(CFD)计算程序获得的非定常气动力与实验测量结果的一致性较好。本文中所用模型翅计算网格为 O-H 型网格,大小为 $107 \times 107 \times 126$ (法向 $\times$ 周向 $\times$ 展向),其平面形状如图 1(a)所示。壁面网格法向间距为 $0.0015\bar{c}$;远场边界约为 $20\bar{c}$ 。无量纲时间步长取 0.02(以 $\bar{c}/U$ 进行无量纲化)。基于文献[15]中对网格密度、时间步长以及算法和程序的验证,其工作表明,本文使用的数值计算方法是可靠的,各计算参数的选取也是合适的。

求解 Navier-Stokes 方程后,各离散网格点上每一时刻的速度分量和压力都可以得到。翅膀上的气动力(包括举力 V 、水平力 H 、升力 L 和阻力 D)可以通过翅面上的压力和黏性力求得。举力系数 C_V 、水平力系数 C_H 、升力系数 C_L 和阻力系数 C_D 分别定义为 $C_V = V/(0.5\rho U^2 S)$, $C_H = H/(0.5\rho U^2 S)$, $C_L = L/(0.5\rho U^2 S)$, $C_D = D/(0.5\rho U^2 S)$, ρ 为流体的密度, S 为翅膀的面积。

1.3 蜂蝇形态学及运动学参数

本文所用蜂蝇飞行数据取自文献[9],相关形态学参数有:总质量 $m = 88.88\text{ mg}$,翅长 $R = 11.2\text{ mm}$,平均弦长 $\bar{c} = 2.98\text{ mm}$,翅面积二阶矩折合半径 $r_2 = 0.55R$,单个翅膀面积 $S = 33.34\text{ mm}^2$ 。蜂蝇悬停时翅膀运动学参数有:拍动幅角 $\Phi = 107.1^\circ$,拍动频率 $n = 164\text{ Hz}$,拍动平面与水平面的夹角 $\beta \approx 0^\circ$,翻转时间 Δt_r^* 为拍动周期的 25%。

基于以上飞行参数,可以确定参考速度 $U = 3.78\text{ m/s}$,雷诺数 $Re = 781.6$,拍动周期 $T = U/(\bar{n}\bar{c}) = 7.72$ 。由于 α_d 和 α_u 在实验测量中误差相对较大,气动力矩对于 $\bar{\phi}$ 的变化也较为敏感,因此,昆虫悬停飞行时的 α_d 、 α_u 和 $\bar{\phi}$ 需要通过力和力矩的平衡(翅膀产生的平均举力平衡体重,平均水平力为零)微调确定,具体实现过程参考文献[17],最终确定出 $\bar{\phi}$ 、 α_d 和 α_u 分别为 2.8° 、 31.8° 和 31.8° ^[17]。

2 结果与讨论

文献[13,18]中为探讨横向气动导数的产生机理,给出了在侧向风速 $v = 0.15U$ 情形下昆虫左右翅上的气动力曲线及翅膀展向截面上的涡量分

布,可以看出,侧风使左右翅上的气动特性产生了一定的差异。为进一步探讨侧风对拍动翅气动特性的影响,本文分别计算了模型翅在正常悬停无侧风和有侧风时的绕流情况,并求解得到了翅上的气动力。下面从侧风的方向和强度 2 个方面分析侧风作用下拍动翅气动特性的变化及其原因。

2.1 不同方向的侧风对拍动翅气动特性的影响

为研究不同方向的侧风对拍动翅气动特性的影响,本文选定来流速度 $v = \pm 0.10U$ (“+”表示侧风由翅尖吹向翅根,“-”表示侧风由翅根吹向翅尖)。图 3 给出了存在侧风时拍动翅上升力系数 C_L 和阻力系数 C_D 在一个拍动周期内随时间历程的变化曲线。为了便于比较,平衡飞行(蜂蝇正常悬停飞行,即无侧风)时的力曲线也包含在图 3 中。

从图 3 中可以看出,不同方向的侧风对拍动翅气动力特性的影响有着明显的不同。在下拍和上拍的后半阶段($\hat{t} \approx 0.25 \sim 0.50$ 和 $\hat{t} \approx 0.75 \sim 1.00$),当侧风从翅尖吹向翅根时,拍动翅上的升力系数 C_L 与阻力系数 C_D 较之正常悬停时有所减小;当侧风从翅根吹向翅尖时,升力系数和阻力系数较之正常悬停时有所增加。在下拍和上拍的前半阶段,即 $\hat{t} \approx 0 \sim 0.25$ 和 $\hat{t} \approx 0.50 \sim 0.75$,侧风从翅尖吹向翅根与侧风从翅根吹向翅尖 2 种情况下,拍动翅上升力系数和阻力系数与正常悬停时的差别均相对较小。

为便于考察侧风对拍动翅上气动力产生影响的原因,此处将不同方向侧风作用时拍动翅上的 C_L 和 C_D 与正常悬停(无侧风)情况下相应各

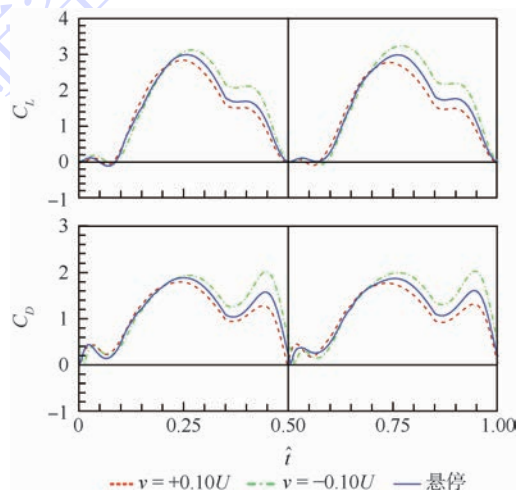


图3 拍动翅上升力系数和阻力系数在一个拍动周期内随时间的变化曲线

Fig. 3 Time courses of lift coefficient and drag coefficient of flapping wing in one flapping cycle

量的差值分别用 ΔC_L 和 ΔC_D 表示。图 4 给出了 $v = +0.10U$ 和 $v = -0.10U$ 的侧向风速下拍动翅上 ΔC_L 和 ΔC_D 在一个拍动周期内随时间的变化。当侧风从翅尖吹向翅根时,下拍过程的前半阶段($\hat{t} \approx 0 \sim 0.22$),拍动翅上升力和阻力均增大(ΔC_L 和 ΔC_D 为正),在后半阶段($\hat{t} \approx 0.23 \sim 0.50$),升力和阻力均减小(ΔC_L 和 ΔC_D 为负),而且后半阶段的 ΔC_L 和 ΔC_D 在数值上明显大于下拍前半阶段的 ΔC_L 和 ΔC_D ;对于侧风从翅根吹向翅尖的情况而言,结果与侧风从翅尖吹向翅根的情况相反,下拍的前半阶段($\hat{t} \approx 0 \sim 0.22$), ΔC_L 和 ΔC_D 为负,后半阶段($\hat{t} \approx 0.23 \sim 0.50$), ΔC_L 和 ΔC_D 为正。2 种侧风情况下,上拍过程中 ΔC_L 和 ΔC_D 随时间的变化规律与下拍时类似。

存在侧风时,上述 ΔC_L 和 ΔC_D 的变化可能存在 2 个方面的原因。根据图 5 所示,在模型翅的拍动过程中,侧风速度 v 可分解为垂直翅展向的分量(记作 $v_r = v \sin \phi$)和平行翅展向的分量(记作 $v_a = v \cos \phi$)。其中,垂直翅展向的速度分量

v_r 可改变拍动翅的相对速度;通常情况下,昆虫翅膀拍动时翅上会存在前缘涡(LEV)^[1,19],而平行翅展向的速度分量 v_a 可改变拍动翅上前缘涡的轴向速度。现针对图 4 中所示 ΔC_L 和 ΔC_D 的变化做具体分析。

1) 原因 1。由于速度分量 v_r 的影响,在下拍的前半阶段($\hat{t} \approx 0 \sim 0.25$),侧风从翅尖吹向翅根时,拍动翅上将看到比正常悬停状态下大的相对速度,而侧风从翅根吹向翅尖时,拍动翅上将看到比正常悬停状态下小的相对速度;下拍的后半阶段效果相反。这在一定程度上解释了为什么下拍前半阶段侧风从翅尖吹向翅根时拍动翅 C_L 和 C_D 增大,侧风从翅根吹向翅尖时拍动翅 C_L 和 C_D 减小,而在下拍后半阶段,侧风从翅尖吹向翅根时 C_L 和 C_D 减小,侧风从翅根吹向翅尖时 C_L 和 C_D 增大。可将上述效果称为相对速度效应。

2) 原因 2。对于不同方向的侧风情况来说,速度分量 v_a 会对翅膀上前缘涡产生不同的影响。图 6 给出了在下拍某一时刻拍动翅展向截面的涡量图,其中实线和虚线分别代表正涡量和负涡量,最外层无量纲等涡量线大小为 2,间隔为 3。可以看出, $v = -0.10U$ 时拍动翅上的前缘涡(见图 6(a))明显比 $v = +0.10U$ 时拍动翅上的前缘涡(见图 6(b))要集中。这是因为 $v = +0.10U$ 时拍动翅看到一近似由翅尖到翅根的展向相对流动,而 $v = -0.10U$ 时拍动翅则是看到一近似由翅根到翅尖的展向相对流动。从翅尖到翅根的展向

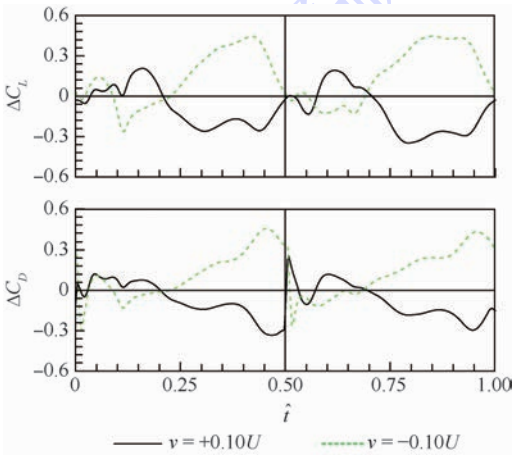


图 4 存在侧风时($v = \pm 0.10U$)拍动翅上 ΔC_L 和 ΔC_D 随时间的变化

Fig.4 Time courses of ΔC_L and ΔC_D of flapping wing with lateral wind ($v = \pm 0.10U$)

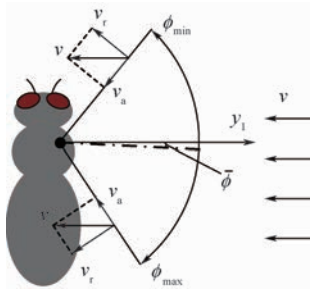


图 5 $v = \pm 0.10U$ 时侧风垂直翅展向分量和平行翅展向分量示意图

Fig.5 Schematic of chordwise component and spanwise component of lateral wind of wing at $v = \pm 0.10U$

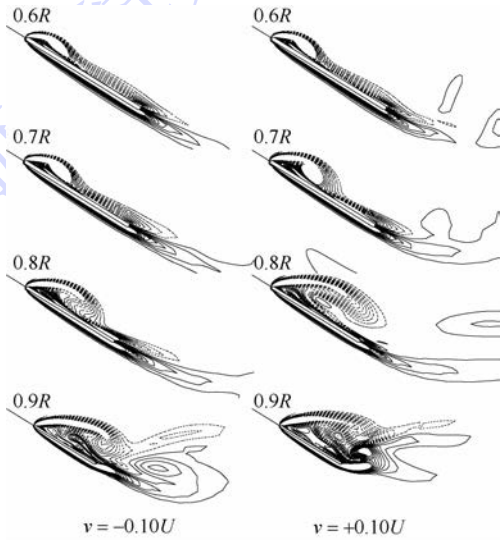


图 6 $v = \pm 0.10U$ 时下拍阶段 $\hat{t} = 0.25$ 翅膀上距翅根 $0.6R \sim 0.9R$ 处截面等涡量线

Fig.6 Vorticity contours at wing sections $0.6R - 0.9R$ from wing root during downstroke at $\hat{t} = 0.25$ and lateral wind velocity $v = \pm 0.10U$

流动将减小前缘涡的轴向流速,使得前缘涡比悬停状态下更为松散,从而使气动力减小;而从翅根到翅尖的展向流动将增大前缘涡的轴向流速,使得前缘涡比悬停状态下更为集中,从而产生更大的气动力。将这种效果称为前缘涡轴向速度效应。

以上 2 种效应的共同作用使得翅膀上的气动力产生如图 4 所示的变化。

2.2 不同强度的侧风对拍动翅气动特性的影响

为考察侧向风速的强度对拍动模型翅气动特性的影响,本文中选取了 4 个同向的侧向风速 ($v = +0.05U, +0.10U, +0.15U$ 和 $+0.20U$) 进行模拟计算。图 7 给出了模型翅在这 4 个同向侧风下升力系数 C_L 和阻力系数 C_D 在一个拍动周期内随时间的变化曲线。为便于比较,正常悬停飞行(无侧风)时的力曲线也包含在图 7 中。

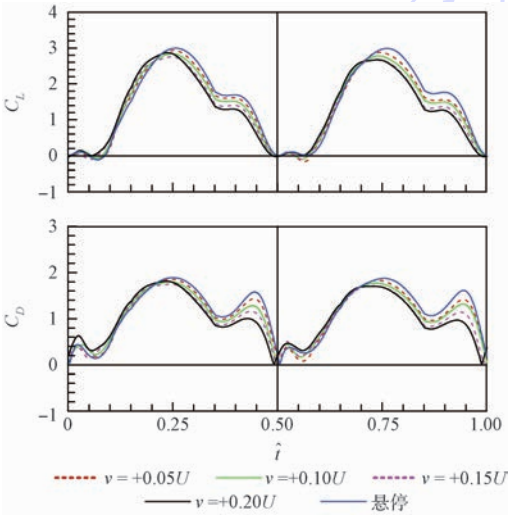


图 7 不同侧向风速下和正常悬停飞行(无侧风)时拍动翅上升力系数和阻力系数在一个拍动周期内随时间的变化曲线

Fig. 7 Time courses of lift coefficient and drag coefficient of flapping wing in one flapping cycle under different lateral winds and normal hovering flight (with no lateral wind)

从图 7 中可以看出,当来流从翅尖吹向翅根时,在下拍和上拍的后半阶段($\hat{t} \approx 0.25 \sim 0.50$ 和 $\hat{t} \approx 0.75 \sim 1.00$),拍动翅上升力系数 C_L 与阻力系数 C_D 较之正常悬停飞行(无侧风)时有所减小,而且随着侧向风速的增大,这种气动力上的差别愈加明显;在下拍和上拍的前半阶段,即 $\hat{t} \approx 0 \sim 0.25$ 和 $\hat{t} \approx 0.50 \sim 0.75$,拍动翅上升力系数 C_L 与阻力系数 C_D 与悬停无侧风时差别相对较小。不同强度的同向侧风作用下,拍动翅上的气动力相对悬停无侧风时的变化情况类似,仅存在数值上的差别,气动特性产生变化的原因亦相同,是相对

速度效应和前缘涡轴向速度效应共同作用的结果。由于存在不同强度的侧向风速时,拍动翅上气动特性仅差异程度不同,此处不再逐一进行分析。

3 结 论

1) 不同方向的侧风对拍动翅气动力特性的影响有着显著的不同。在下拍和上拍的前半阶段,侧风从翅尖吹向翅根与侧风从翅根吹向翅尖 2 种情况下,拍动翅上升力和阻力与无侧风时的差别均相对较小。在下拍和上拍的后半阶段,侧风从翅尖吹向翅根时拍动翅上的升力与阻力较之无侧风时有所减小;侧风从翅根吹向翅尖时,升力和阻力较之无侧风有所增加。

2) 侧风对拍动翅气动特性的改变包含 2 个流动机制的贡献:①相对速度效应,指侧风的弦向分量会改变拍动翅的相对速度从而改变气动力;②前缘涡轴向速度效应,指侧风的展向分量会改变拍动翅上前缘涡轴向速度,从翅根吹向翅尖的侧风使前缘涡较集中,而从翅尖吹向翅根的侧风使前缘涡较分散,造成拍动翅上气动力改变。

3) 不同强度的同向侧风下,拍动翅上的气动力相对悬停无侧风时的变化情况类似,仅存在数值上的差别。

参考文献 (References)

[1] ELLINGTON C P, VAN DEN BERG C, WILLMOTT A P, et al. Leading-edge vortices in insect flight [J]. Nature, 1996, 384: 626-630.

[2] BIRCH J M, DICKINSON M H. Spanwise flow and the attachment of the leading-edge vortex on insect wings [J]. Nature, 2001, 412(6848): 729-733.

[3] SUN M, TANG J. Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion [J]. Journal of Experimental Biology, 2002, 205(1): 55-70.

[4] MOU X L, LIU Y P, SUN M. Wing motion measurement and aerodynamics of hovering true hoverflies [J]. Journal of Experimental Biology, 2011, 214(17): 2832-2844.

[5] DUDLEY R, ELLINGTON C. Mechanics of forward flight in bumblebees; II. Quasi-steady lift and power requirements [J]. Journal of Experimental Biology, 1990, 148(1): 53-88.

[6] MENG X G, SUN M. Wing kinematics, aerodynamic forces and vortex-wake structures in fruit-flies in forward flight [J]. Journal of Bionic Engineering, 2016, 13(3): 478-490.

[7] SHEN C, SUN M. Dynamic flight stability of a model dronefly in vertical flight [J]. Acta Mechanica Sinica, 2014, 30(6): 828-838.

[8] SHEN C, SUN M. Power requirements of vertical flight in the dronefly [J]. Journal of Bionic Engineering, 2015, 12(2): 227-

- 237.
- [9] LIU Y, SUN M. Wing kinematics measurement and aerodynamics of hovering droneflies [J]. *Journal of Experimental Biology*, 2008, 211 (13): 2014-2025.
- [10] ELLINGTON C. The aerodynamics of hovering insect flight. III. Kinematics [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences*, 1984, 305 (1122): 41-78.
- [11] ROGERS S E, KWAK D, KIRIS C. Numerical solution of the incompressible Navier-Stokes equations for steady-state and time-dependent problems [J]. *AIAA Journal*, 1991, 29 (4): 603-610.
- [12] SUN M, XIONG Y. Dynamic flight stability of a hovering bumblebee [J]. *Journal of Experimental Biology*, 2005, 208 (Pt 3): 447-459.
- [13] ZHANG Y, SUN M. Dynamic flight stability of a hovering model insect: Lateral motion [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2010, 26 (2): 175-190.
- [14] SUN M, WU J H. Aerodynamic force generation and power requirements in forward flight in a fruit fly with modeled wing motion [J]. *Journal of Experimental Biology*, 2003, 206 (17): 3065-3083.
- [15] WU J H, SUN M. Unsteady aerodynamic forces of a flapping wing [J]. *Journal of Experimental Biology*, 2004, 207 (7): 1137-1150.
- [16] SUN M, YU X. Aerodynamic force generation in hovering flight in a tiny insect [J]. *AIAA Journal*, 2006, 44 (7): 1532-1540.
- [17] WU J, SUN M. Control for going from hovering to small speed flight of a model insect [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2009, 25 (3): 295-302.
- [18] XU N, SUN M. Lateral dynamic flight stability of a model bumblebee in hovering and forward flight [J]. *Journal of Theoretical Biology*, 2013, 319: 102-115.
- [19] DICKINSON M H, LEHMANN F O, SANE S P. Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight [J]. *Science*, 1999, 284 (5422): 1954-1960.

作者简介:

牟晓蕾 男,博士,讲师。主要研究方向:仿生流体力学。

许娜 女,博士,讲师。主要研究方向:仿生流体力学。

Effects of lateral wind on aerodynamic force of a flapping wing

MOU Xiaolei¹, XU Na^{2,*}

(1. School of Civil Engineering, Yantai University, Yantai 264005, China;

2. School of Mechatronics and Automobile Engineering, Yantai University, Yantai 264005, China)

Abstract: Insects are often disturbed by lateral wind when flying in nature. Thus understanding the variation of aerodynamic force of the flapping wing under the lateral wind is significant to the research on flying mechanism of insects. The fluid fields around the flapping wing under the lateral winds were simulated using the method of computational fluid dynamic (CFD), which were then compared with the hovering situation (with no lateral wind), and the effects of the dynamic characteristics of flapping wing was investigated from two aspects of the strength and direction of the lateral wind. The results indicate that the lateral wind has two contributions to the aerodynamics of the flapping wing: one is “changing-relative-velocity” effect, and the other is “changing-LEV-axial-velocity” effect. Lateral winds in different directions (from wing-tip to wing-root or from wing-root to wing-tip) have obviously different effect on the aerodynamics; however, under lateral winds with different intensities but the same direction, the variations of aerodynamic force are similar, and there are only numerical differences.

Keywords: lateral wind; insect; aerodynamic force; hovering; numerical simulation

Received: 2017-04-06; **Accepted:** 2017-06-30; **Published online:** 2017-08-11 19:48

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170811.1948.002.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11502228); Shandong Provincial Natural Science Foundation, China (ZR2016AL08, BS2014SW016)

* **Corresponding author.** E-mail: naxu@ytu.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0052



压缩感知在电容层析成像中的应用

张立峰*

(华北电力大学 自动化系, 保定 071003)

摘 要: 压缩感知(CS)理论是在充分利用信号稀疏性或可压缩性的情况下,对信号进行少量采样即可实现信号的精确重建。本文尝试将CS理论应用于电容层析成像(ECT)图像重建中,首先,使用快速傅里叶变换(FFT)基将原始图像灰度信号进行稀疏化处理;其次,将ECT灵敏度矩阵的各行按随机顺序进行排列,得到ECT系统随机观测矩阵;最后,选取当前普遍使用的基于内点法、梯度投影(GPSR)算法以及贪婪算法的CS图像重建算法进行ECT图像重建,并与线性反投影及Landweber迭代算法进行了对比。仿真实验结果表明:基于CS图像理论的ECT图像重建算法,其重建精度有所提高。本文同时分析了3种CS图像重建算法的优缺点及适用范围。

关 键 词: 电容层析成像(ECT); 图像重建; 压缩感知(CS); 内点法; GPSR算法; 贪婪算法

中图分类号: TP391.4

文献标识码: A **文章编号:** 1001-5965(2017)11-2316-06

目前,广泛应用于航空航天技术的复合材料,其比强度高、比刚度大、耐高温、耐腐蚀、抗疲劳性能好。但若其出现脱胶、腐蚀、撞击等损伤,则将严重危及飞机飞行安全。此外,在航空发动机发生事故之前,其内部零部件其实早已存在诸如磨损、侵蚀、碰擦等故障,这将直接导致发动机气路部件工作异常,对上述问题的无损检测技术一直是研究的热点问题。

电容层析成像(Electrical Capacitance Tomography, ECT)技术^[1]基于电容敏感机理在线监测被测物场中介电常数分布,具有响应速度快、非侵入、结构简单、成本低等优点^[2]。在飞机复合材料缺陷可视化检测及航空发动机气路监测方面具有较好的应用潜力,目前已有学者开展了相关的工作^[3-4]。

按是否需要迭代,ECT的图像重建算法可以分为非迭代及迭代算法^[5]。对于前者而言,如线

性反投影算法,其优点为成像速度快,缺点为重建图像的质量差;而后者,典型的如Landweber迭代算法,虽然其重建图像的精度有所提高,但所需的迭代次数较多、速度慢。

Donoho于2006年基于稀疏分解及逼近论提出了压缩感知(Compressed Sensing, CS)的理论框架^[6],该理论核心思想是:若原始信号本身具有稀疏性或可压缩性^[7],那么可以采用随机观测的方式对原始信号进行低维投影,从而获得更少的采样信号。这种低维随机投影可保留原始信号绝大多数特征信息,使得原始信号可从少量投影信号中精确重建。CS理论突破了传统采样定理对采样带宽的限制,极大地减轻了信号采集系统和数据处理系统的负担,提高信号处理效率,为信号采集技术开启了新的篇章。目前,CS理论的研究已涉及军事、医疗、工业、社会生活等诸多领域^[8]。

收稿日期: 2017-02-06; 录用日期: 2017-04-24; 网络出版时间: 2017-06-30 08:59

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.0859.001.html

基金项目: 国家自然科学基金(51306058); 中央高校基本科研业务费专项资金(2017MS131)

* 通讯作者: E-mail: hdlfzhang@126.com

引用格式: 张立峰. 压缩感知在电容层析成像中的应用[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2316-2321.

ZHANG L F. Compressed sensing application to electrical capacitance tomography[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2316-2321 (in Chinese).

有许多学者研究了采用稀疏性作为正则化约束的图像重建方法。张玲玲等研究了基于 1 范数的电阻层析成像图像重建算法^[9],常甜甜等研究了基于 CS 的电阻抗图像重建算法^[10],王丕涛等引入 l_1 范数同时作为数据项和正则化项,将问题转化为凸优化问题,采用原始-对偶内插点法进行数值计算^[11],Ye 等提出基于稀疏表达的 ECT 图像重建算法^[12]。

本文研究将 CS 理论应用于 ECT 图像重建中,利用 CS 可在低维采样同时实现高精度信号重建的优势,解决 ECT 系统成像欠定性问题。首先,使用快速傅里叶变换(Fast Fourier Transformation, FFT)基将原始图像灰度信号进行稀疏化处理;接着,将 ECT 灵敏度矩阵的各行按随机顺序进行排列,得到 ECT 系统随机观测矩阵;最后,使用多种当前流行的 CS 图像重建算法进行 ECT 图像重建,给出仿真结果。通过分析各种典型流型仿真结果,对各种 CS 图像重建算法优缺点及适用范围进行探讨。

1 压缩感知的基本理论

1.1 稀疏表示概述

若 x 为一离散信号,为 $N \times 1$ 维列向量。则在 R^N 空间中任选一组 $N \times 1$ 维基向量 $\{\psi_i\}_{i=1}^N$, 均可将信号 x 作线性表示

$$x = \sum_{i=1}^N \psi_i s_i = \Psi s \quad (1)$$

式中: Ψ 为 $N \times N$ 维正交基, $\Psi_{N \times N} = [\psi_1 \ \psi_2 \ \cdots \ \psi_N]$; s 为 $N \times 1$ 维的稀疏系数向量。 s 具有 K ($K \ll N$) 个非零系数,称为其稀疏度, Ψ 则称为 x 的稀疏基,可依据信号自身的特点灵活选择^[13]。

1.2 信号非相关测量

信号的线性测量为 CS 理论的核心技术,即用一个与稀疏基 Ψ 不相关的 $M \times N$ ($M < N$) 的测量矩阵 Φ ,对信号 x 进行线性投影,得到低维投影信号 y ,即

$$y = \Phi x = \Phi \Psi s = A^{\text{CS}} s \quad (2)$$

式中: $A^{\text{CS}} = \Phi \Psi$ 为传感矩阵。

由式(2)可知,给定 y ,并从式(2)中求解 x 为线性规划问题,由于 $M < N$,其为一欠定方程,因此无确定解。

若 Ψ 与 Φ 不相关,则在很大程度上可以保证有限等距限制性质(Restricted Isometry Property, RIP)^[14],可以通过 CS 理论,从其 M 个测量值中对 s 的 K 个非零系数求解,实现信号 x 的精确重建。文献[15]指出,如果观测矩阵 Φ 和稀疏基

Ψ 不相关, A^{CS} 可在较高概率下满足 RIP 条件,从而可求解欠定方程式(2)。文献[16]证明,高斯随机矩阵与大多数固定的正交基矩阵不相关,可将其选作系统观测矩阵。

1.3 图像重建算法

最直接的方法是通过求解 L_0 范数下的最优化问题来进行 CS 信号重构,即

$$\begin{cases} s_{\text{opt}} = \arg \min_s \|s\|_0 & \text{s. t. } y = \Phi \Psi s \\ x_{\text{opt}} = \Psi s_{\text{opt}} \end{cases} \quad (3)$$

由于式(3)的求解是个 NP 难问题^[17]。为求解该 CS 问题,研究者们先后提出了替代模型及其相应的 CS 重建算法。

1.3.1 内点法

Chen 等指出^[18],当 Φ 和 Ψ 不相关时,最小 L_1 范数和最小 L_0 范数具有相同的解。采用 L_1 范数度量向量 s 的稀疏度,可使非凸问题式(3)转变为凸问题式(4),从而求解 CS 问题。

$$\begin{cases} s_{\text{opt}} = \arg \min_s \|s\|_1 & \text{s. t. } y = \Phi \Psi s \\ x_{\text{opt}} = \Psi s_{\text{opt}} \end{cases} \quad (4)$$

迄今为止,内点法是求解式(4)的精度最高的重建算法,其由加州理工的 CS 研究组^[19]提出。由于 L_1 最小范数与 L_0 最小范数在一定条件下具有等价性,式(4)转化为式(5)所示的 L_1 最小范数最优化问题, α 为正则化参数。

$$\begin{cases} s_{\text{opt}} = \arg \min_s \{ \|\Phi \Psi s - y\|_2^2 + \alpha \|s\|_1 \} \\ x_{\text{opt}} = \Psi s_{\text{opt}} \end{cases} \quad (5)$$

1.3.2 GPSR 算法

梯度投影(Gradient Projection for Sparse Reconstruction, GPSR)算法^[20]按正负将 s 分为两部分($u = (s)_+ = \max(0, s) \geq 0$, $v = (-s)_+ \geq 0$, 且有 $s = u - v$),将式(6)的 L_1 范数正则化模型转化为式(7)的二次规划问题,从而进行求解。

$$\begin{cases} s_{\text{opt}} = \arg \min_s \left\{ \frac{1}{2} \|\Phi \Psi s - y\|_2^2 + \tau \|s\|_1 \right\} \\ x_{\text{opt}} = \Psi s_{\text{opt}} \end{cases} \quad (6)$$

$$\min_{u,v} \frac{1}{2} \|y - \Phi(u - v)\|_2^2 + \tau \mathbf{1}_N^T u + \tau \mathbf{1}_N^T v \quad (7)$$

式中: τ 为拉格朗日因子; $\mathbf{1}_N$ 为包含 N 个 1 的列向量。

1.3.3 贪婪算法

贪婪算法^[21]的基本思想是采用迭代的方式在测量向量集合 Φ 中依次找出构成 y 的 K 个非零系数向量,基于某种贪婪准则,每次迭代找出一个或多个支撑向量,尽最大可能减少 y 与 $\Phi \Psi s$ 之间的能量残差。典型算法如正交匹配追踪(Or-

thogonal Matching Pursuit, OMP) 算法^[22], 并采用如下模型求解:

$$\begin{cases} \mathbf{s}_{\text{opt}} = \arg \min_{\mathbf{s}} \|\Phi \Psi \mathbf{s} - \mathbf{y}\|_2 & \text{s. t. } \|\mathbf{s}\|_0 \leq K \\ \mathbf{x}_{\text{opt}} = \Psi \mathbf{s}_{\text{opt}} \end{cases} \quad (8)$$

贪婪算法迭代次数严格依赖先验稀疏度 K , 具有迭代次数少, 计算复杂度低, 信号重建速度快等优点, 其缺点是重建精度难以保证。

2 基于 CS 理论的 ECT 图像重建

对于管道内的两相流体, 其截面图像为二值图像。欲将 CS 理论运用于 ECT 图像重建, 必须将二值图像灰度信号稀疏化处理, 使其满足 CS 前提条件。对常见两相流型, 经对比分析可得: FFT 基可将多种典型流型的二值图像信号较好地进行稀疏化处理^[23], 稀疏向量 $\mathbf{s}$ 的稀疏度可达 25~35。故可将其用作 ECT 系统稀疏基, 对二值图像灰度信号稀疏化处理

$$\mathbf{g} = \Psi_{\text{FFT}} \mathbf{Z} \quad (9)$$

式中: $\mathbf{g}$ 为 $N \times 1$ 维重建图像灰度向量; Ψ_{FFT} 为 $N \times N$ 维 FFT 基; $\mathbf{Z}$ 为 $N \times 1$ 维稀疏系数向量。

ECT 系统的线性模型如下^[1]:

$$\boldsymbol{\lambda} = \mathbf{J} \mathbf{g} \quad (10)$$

将式(9)代入式(10)中, 得到

$$\boldsymbol{\lambda} = \mathbf{J} \mathbf{g} = \mathbf{J} \Psi_{\text{FFT}} \mathbf{Z} = \mathbf{A}^{\text{ECT}} \mathbf{Z} \quad (11)$$

式中: $\mathbf{J}$ 为 $M \times N$ 维灵敏度系数矩阵; $\mathbf{A}^{\text{ECT}}$ 为 ECT 系统的传感矩阵; $\boldsymbol{\lambda}$ 为 $M \times 1$ 维的归一化观测投影向量。

典型 16 电极 ECT 系统独立测量数 $M = C_{16}^2 = 16 \times 15 / 2 = 120$ ^[1], 管道内部成像区域采用正方形网格剖分, 像素数 $N = 812$, 即 $M \ll N$, 式(9)为欠定性方程, 通常无确定解。结合 CS 理论, 引入图像灰度信号可被稀疏处理的先验条件, 则式(9)可以得到求解。

由 CS 理论可知: 当观测矩阵为高斯随机矩阵^[12]时, CS 矩阵 $\mathbf{A}^{\text{ECT}}$ 满足 RIP 条件, 稀疏向量 $\mathbf{Z}$ 的 K 个非零系数可由 $\boldsymbol{\lambda}$ 的 M 个独立测量值精确重建。由于 ECT 数据采集系统采用固定的激励测量方式, 本文通过对 $\mathbf{J}$ 进行高斯随机重新排列, 使 $\mathbf{A}^{\text{ECT}}$ 在一定概率下满足 RIP 条件。

具体做法如下: $\mathbf{J}$ 的每一行代表一个角度的观测投影数据, 按高斯随机将各行顺序打乱, 产生了随机观测矩阵 $\mathbf{J}_{\text{new}}$, 与此相应的测量电容向量 $\boldsymbol{\lambda}$ 各行亦需以相同的顺序重新排列, 获得相应的随机投影向量 $\boldsymbol{\lambda}_{\text{new}}$ 。由此所得随机观测矩阵 $\mathbf{J}_{\text{new}}$ 与稀疏基 Ψ_{FFT} 在一定程度上是不相关的, $\mathbf{A}^{\text{ECT}}$ 在

一定概率下可满足 RIP 条件, 由此得到基于 CS 理论的 ECT 数学模型为

$$\begin{cases} \mathbf{Z}_{\text{opt}} = \arg \min_{\mathbf{Z}} \|\mathbf{Z}\|_0 & \text{s. t. } \boldsymbol{\lambda}_{\text{new}} = \mathbf{J}_{\text{new}} \Psi_{\text{FFT}} \mathbf{Z} \\ \mathbf{g}_{\text{opt}} = \Psi_{\text{FFT}} \mathbf{Z}_{\text{opt}} \end{cases} \quad (12)$$

ECT 图像重建过程即为模型式(12)的求解过程, 其为典型的最小 L0 范数模型, 可由 1.3 节所述的 3 类典型的 CS 图像重建算法求解。

重建图像灰度值 $\mathbf{g} \in [0, 1]$, 非二值图像, 若寻找合适的阈值, 进行图像的二值化处理, 可使重建图像与原始图像更加接近。

本文使用最优阈值方法, 考虑所有可能的阈值, 然后由经过阈值处理后的重建图像计算出测量电容值, 并计算其与实际测量电容值的误差, 最终选取电容误差最小时所对应的灰度阈值为最优阈值, 如式(13)所示:

$$\min \|\mathbf{J} \mathbf{g}^{\text{th}} - \boldsymbol{\lambda}\|_2^2 \quad (13)$$

式中: $\mathbf{g}^{\text{th}}$ 为阈值处理后的图像灰度值。

3 仿真实验与结果分析

为研究 CS 理论在 ECT 系统图像重建中的应用效果, 本文采用第 1 节所述的基于 CS 理论的内点法、GPSR 算法和 OMP 算法, 选择了 5 组模型, 分别进行图像重建, 并与采用 LBP 算法及 Landweber 迭代算法所得的重建图像进行比较, 以分析基于 CS 理论的 ECT 图像重建算法的重建效果。

本文以油气两相流为仿真对象, 进行无量纲仿真, 管道半径为 1, 管壁厚度 0.1, 16 电极 ECT 传感器, 电极张角为 18° , 设定 5 种典型流型进行仿真, 其中流型 1 和流型 2 考察重建算法对于简单流型的重建效果, 流型 3 和流型 4 考察对于复杂流型的重建效果, 流型 5 则重点考察对于管道中心灵敏度较低区域物体的成像效果。仿真中油、气的相对介电常数分别设定为 2.6 和 1, 管内成像区域采用正方形网格剖分, 管内有 812 个像素。基于 COMSOL 有限元计算软件, 获得各流型下仿真的测量电容值, 联合 MATLAB 软件编程实现图像重建算法以进行 ECT 图像重建。

Landweber 算法重建图像时, 迭代次数设置为 100 次; 内点法重建图像时, 正则化参数 α 取 0.005; GPSR 算法重建图像时, 拉格朗日因子 τ 取 0.005; OMP 算法稀疏度 k 取 30; Landweber 算法重建图像时, 其重构精度受初始点影响较大, 故使用 LBP 算法重建图像作为其迭代初值。各种算法重建图像如图 1 所示。对重建图像进行最优阈

值二值化处理后的图像如图 2 所示。图 1、图 2 各分图从上到下依次为流型 1 ~ 流型 5。

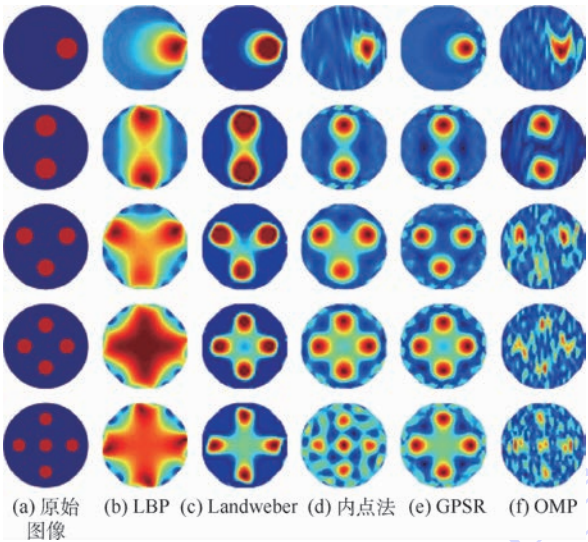


图 1 初始重建图像
Fig. 1 Initial reconstructed images

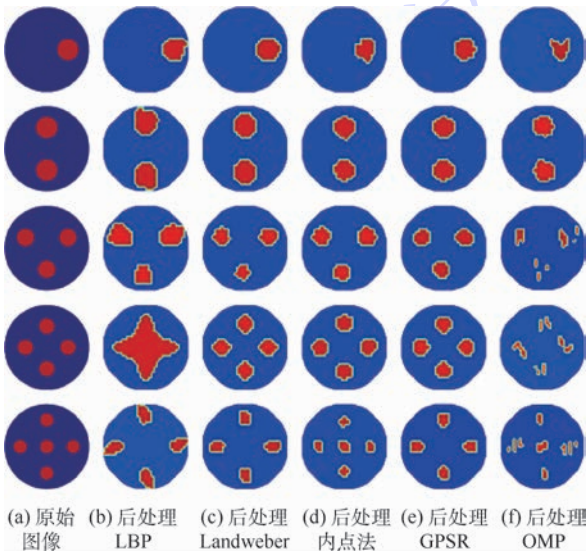


图 2 基于最优阈值处理的重建图像
Fig. 2 Reconstructed images based on optimal threshold processing

同时,选取重建图像的图像相对误差 (E_r) 及其相关系数 (C_c) 作为定量评价重建图像质量的指标,其定义为

$$E_r = \frac{\|g^* - \bar{g}\|_2}{\|g\|_2} \tag{14}$$

$$C_c = \frac{\sum_{i=1}^N (g_i^* - \bar{g}^*)(g_i - \bar{g})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (g_i^* - \bar{g}^*)^2 \sum_{i=1}^N (g_i - \bar{g})^2}} \tag{15}$$

式中: g^* 为真实分布的归一化值; $\bar{g}$ 及 $\bar{g}^*$ 分别为 g 及 g^* 的均值。

计算得到各算法重建图像的评价指标,如

表 1 ~ 表 5 所示。

分析各种算法重建图像及其评价指标可知,内点法作为目前精度最高的 CS 理论图像重建算法,对于各种流型均可实现高精度的 ECT 图像重建,其重建图像质量优于 LBP 算法和 Landweber 算法;GPSR 算法同样可以实现各种流型的高精度重建,重建图像质量优于 LBP 算法和 Landweber 算法,但由流型 5 可知,对于管道中心灵敏

表 1 初始重建图像相对误差

流型	E_r				
	LBP	Landweber	内点法	GPSR	OMP
流型 1	1.405 3	0.793 3	0.807 8	0.590 7	0.798 8
流型 2	1.238 3	0.807 0	0.689 1	0.675 2	0.689 3
流型 3	1.570 9	0.882 6	0.718 9	0.774 0	0.863 9
流型 4	2.002 7	1.020 4	0.892 5	0.883 7	0.938 1
流型 5	2.052 8	1.114 7	0.904 1	1.091 0	0.971 5

表 2 初始重建图像相关系数

流型	C_c				
	LBP	Landweber	内点法	GPSR	OMP
流型 1	0.616 9	0.769 6	0.813 8	0.874 2	0.737 5
流型 2	0.569 3	0.742 3	0.843 1	0.839 0	0.855 8
流型 3	0.445 8	0.685 0	0.730 3	0.812 9	0.575 2
流型 4	0.357 8	0.603 0	0.662 7	0.728 8	0.551 6
流型 5	0.322 8	0.536 6	0.675 2	0.632 2	0.525 6

表 3 后处理重建图像相对误差

流型	E_r				
	后处理 LBP	后处理 Landweber	后处理 内点法	后处理 GPSR	后处理 OMP
流型 1	0.854 9	0.339 7	0.392 2	0.277 4	0.425 1
流型 2	0.784 5	0.392 2	0.240 2	0.219 3	0.325 2
流型 3	0.872 0	0.692 2	0.489 5	0.102 1	0.747 8
流型 4	1.258 3	0.640 3	0.517 4	0.408 2	0.822 9
流型 5	1.030 8	0.698 2	0.497 6	0.559 0	0.702 0

表 4 后处理重建图像相关系数

流型	C_c				
	后处理 LBP	后处理 Landweber	后处理 内点法	后处理 GPSR	后处理 OMP
流型 1	0.630 6	0.943 1	0.813 8	0.958 4	0.738 8
流型 2	0.696 6	0.920 4	0.966 6	0.972 2	0.938 3
流型 3	0.681 9	0.700 6	0.870 6	0.994 1	0.507 8
流型 4	0.552 2	0.846 1	0.797 4	0.915 4	0.542 7
流型 5	0.500 2	0.716 9	0.819 3	0.799 4	0.663 0

表 5 重建图像所用时间

Table 5 Consumed time of image reconstruction

流型	重建图像所用时间/s				
	LBP	Landweber	内点法	GPSR	OMP
流型 1	0.013 43	4.799 04	8.609 49	2.779 11	0.060 46
流型 2	0.014 73	4.585 68	8.791 92	2.623 62	0.043 96
流型 3	0.011 82	5.560 35	9.095 21	3.539 22	0.054 18
流型 4	0.013 81	5.262 73	9.862 51	4.610 25	0.087 01
流型 5	0.015 43	5.040 01	9.932 23	4.735 56	0.119 94

度较低区域的物体,GPSR 算法无法将其重建出来;OMP 算法可较高精度地重建简单流型的 ECT 图像,但对于复杂流型,其成像精度低。

分析各种算法重建图像所用时间可知,内点法重建图像所需迭代次数最多,通过较多的重建时间换取较高精度的重建图像;GPSR 算法迭代次数较少,其重建时间少于 Landweber 算法;OMP 算法迭代次数仅取决于稀疏向量稀疏度,重建图像所需时间极短。

故通过定性定量分析各种 CS 算法重建图像质量及其重建所需时间可知,采用 GPSR 算法可较高精度的重建多种流型,同时具有较好的实时性;对于简单流型同时重建精度要求较低时,可尝试采用 OMP 算法进行图像重建,其实时性较高;对于复杂流型同时实时性要求较低时,可采用内点法进行图像重建,管道中心灵敏度较低区域的物体亦可高精度重建出来。

4 结 论

1) 基于 CS 理论建立了 ECT 系统模型。首先,选择了 FFT 基进行图像灰度的稀疏化;然后,基于高斯随机方法设计了 ECT 系统的观测矩阵并计算相应的雅可比矩阵;最后,研究了基于内点法、GPSR 算法以及 OMP 算法的 CS 重建算法。

2) 进行了相应的仿真实验,结果表明:内点法重建图像精度最高,但耗时也最长;OMP 算法速度快,但其重建精度低;而 GPSR 重建算法重建精度较高,耗时介于内点法与 OMP 算法之间,因此,需要根据实际应用需求选择对应的图像重建算法。

参考文献 (References)

[1] 王化祥. 电学层析成像[M]. 北京: 科学出版社, 2013:4-20.
WANG H X. Electrical tomography [M]. Beijing: Science Press, 2013:4-20 (in Chinese).
[2] 赵玉磊, 郭宝龙, 闫允一. 电容层析成像技术的研究进展与分析[J]. 仪器仪表学报, 2012, 33(8): 1909-1920.
ZHAO Y L, GUO B L, YAN Y Y. Latest development and anal-

ysis of electrical capacitance tomography technology [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2012, 33 (8): 1909-1920 (in Chinese).
[3] 郝魁红, 范文茹, 马敏, 等. 平面式电容传感器阵列测量复合材料技术研究[J]. 传感器与微系统, 2014, 33(2): 35-38.
HAO K H, FAN W R, MA M, et al. Research on technology of composite materials measurement by planar capacitance sensor array [J]. Transducer and Microsystem Technologies, 2014, 33 (2): 35-38 (in Chinese).
[4] 马敏, 周苗苗, 李新建, 等. 基于 ECT 技术的航空发动机尾气监测系统设[J]. 传感器与微系统, 2015, 34(5): 88-91.
MA M, ZHOU M M, LI X J, et al. Design of aero-engine off gas monitoring system based on ECT technology [J]. Transducer and Microsystem Technologies, 2015, 34 (5): 88-91 (in Chinese).
[5] 吴新杰, 黄国兴, 王静文. 粒子滤波算法在 ECT 图像重建中的应用[J]. 光学精密工程, 2012, 20(8): 1826-1830.
WU X J, HUANG G X, WANG J W. Application of particle filtering algorithm to image reconstruction of ECT [J]. Optics and Precision Engineering, 2012, 20(8): 1826-1830 (in Chinese).
[6] DONOHO D L. Compressed sensing [J]. IEEE Transactions on Information Theory, 2006, 52(4): 1289-1306.
[7] YU Y, HONG M, LIU F, et al. Compressed sensing MRI using singular value decomposition based sparsity basis [C] // Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. Piscataway, NJ: IEEE Press, 2011: 5734-5737.
[8] 吴新杰, 黄国兴, 王静文. 压缩感知在电容层析成像流型辨识中的应用[J]. 光学精密工程, 2013, 21(4): 1062-1068.
WU X J, HUANG G X, WANG J W. Application of compressed sensing to flow pattern identification of ECT [J]. Optics and Precision Engineering, 2013, 21(4): 1062-1068 (in Chinese).
[9] 张玲玲, 王化祥, 范文茹, 等. 基于 1 范数的电阻层析成像图像重建算法[J]. 天津大学学报, 2011, 44(9): 786-790.
ZHANG L L, WANG H X, FAN W R, et al. Image reconstruction algorithm based on 1-norm for electrical resistance tomography [J]. Journal of Tianjin University, 2011, 44 (9): 786-790 (in Chinese).
[10] 常甜甜, 魏雯婷, 丛伟杰. 电阻抗成像的稀疏重建算法[J]. 西安邮电学院学报, 2013, 18(2): 92-96.
CHANG T T, WEI W T, CONG W J. Electrical impedance tomography based on sparse reconstruction [J]. Journal of Xi'an University of Post and Telecom, 2013, 18(2): 92-96 (in Chinese).
[11] 王丕涛, 王化祥, 孙彝渊. 基于 l_1 范数的电容层析成像图像重建算法 [J]. 中国电机工程学报, 2015, 35 (18): 4709-4714.
WANG P T, WANG H X, SUN B Y. l_1 -norm-based image reconstruction algorithm for electrical capacitance tomography [J]. Proceedings of the CSEE, 2015, 35 (18): 4709-4714 (in Chinese).
[12] YE J M, WANG H G, YANG W Q. Image reconstruction for electrical capacitance tomography based on sparse representation [J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2015, 64(1): 89-102.

- [13] 马坚伟,徐杰,鲍跃全,等. 压缩感知及其应用:从稀疏约束到低秩约束优化[J]. 信号处理,2012,28(5):609-623.
MA J W, XU J, BAO Y Q, et al. Compressive sensing and its application: From sparse to low-rank regularized optimization [J]. Signal Processing, 2012, 28(5): 609-623 (in Chinese).
- [14] CANDES E J, ROMBERG J, TAO T. Robust uncertainty principles: Exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information[J]. IEEE Transactions on Information Theory, 2006, 52(2): 489-509.
- [15] BARANIUK R G. Compressive sensing [lecture notes] [J]. IEEE Trans on Signal Processing Magazine, 2007, 24(4): 118-121.
- [16] 陈宇,高宝庆,张立新,等. 基于加权奇异值分解截断共轭梯度的电容层析图像重建[J]. 光学精密工程,2010,18(3): 701-707.
CHEN Y, GAO B Q, ZHANG L X, et al. Image reconstruction based on weighted SVD truncation conjugate gradient algorithm for electrical capacitance tomography[J]. Optics and Precision Engineering, 2010, 18(3): 701-707 (in Chinese).
- [17] NATARAJAN B K. Sparse approximate solutions to linear systems[J]. SIAM Journal on Computing, 1995, 24(2): 227-234.
- [18] CHEN S S, DONOHO D L, SAUNDERS M A. Atomic decomposition by basis pursuit [J]. SIAM Review, 2001, 43(1): 129-159.
- [19] SEUNG J K, KOH K, LUSTIG M, et al. An interior-point method for large-scale l_1 -regularized least squares[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing, 2007, 1(4): 606-617.
- [20] FIGUEIREDO M A T, NOWAK R D, WRIGHT S J. Gradient projection for sparse reconstruction: Application to compressed sensing and other inverse problem[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing, 2007, 1(4): 586-597.
- [21] TROPP J A, GILBERT A C. Signal recovery from random measurements via orthogonal matching pursuit [J]. IEEE Transactions on Information Theory, 2007, 53(12): 4655-4666.
- [22] BLUMENSATH T, DAVIES E. Iterative hard thresholding for compressed sensing[J]. Applied and Computational Harmonic Analysis, 2009, 27(3): 265-274.
- [23] GILBERT A C, INDYK P, IWEN M, et al. Recent developments in the sparse fourier transform: A compressed Fourier transform for big data [J]. IEEE Signal Processing Magazine, 2014, 31(5): 91-100.

作者简介:

张立峰 男,博士,副教授,硕士生导师。主要研究方向:电容层析成像技术。

Compressed sensing application to electrical capacitance tomography

ZHANG Lifeng*

(Department of Automation, North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

Abstract: Based on the sparsity or compressibility of the signal, compressed sensing (CS) theory can achieve high-accuracy reconstruction of the signal by sampling a small amount of data. In this paper, CS theory was used for the image reconstruction of electrical capacitance tomography (ECT). First, using the fast Fourier transformation (FFT) basis, the gray signals of original images can be transformed into the sparse signals. Then, the random observation matrix of ECT system was designed by rearranging the rows of the sensitivity matrix of ECT in a random order. Finally, interior point method, gradient projection for sparse reconstruction (GPSR) algorithm and greedy algorithm which are the three commonly used reconstruction algorithms of CS were used for ECT image reconstruction and the comparison was made with linear back projection algorithm and Landweber iterative algorithm. Simulation results indicate that reconstructed images with higher accuracy can be obtained using the ECT image reconstruction algorithm based on CS theory. Meanwhile, the advantages and disadvantages of the three CS image reconstruction algorithms were analyzed. The advice of selecting which type of image reconstruction algorithm was given.

Keywords: electrical capacitance tomography (ECT); image reconstruction; compressed sensing (CS); interior point method; GPSR algorithm; greedy algorithm

Received: 2017-02-06; Accepted: 2017-04-24; Published online: 2017-06-30 08:59

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.0859.001.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (51306058); the Fundamental Research Funds for the Central Universities (2017MS131)

* Corresponding author. E-mail: hdlfzhang@126.com

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0068



聚焦光场成像三维粒子场重建方法

曹丽霞, 张彪, 宋祥磊, 许传龙*, 王式民

(东南大学 能源与环境学院 能源热转换及其过程测控教育部重点实验室, 南京 210096)

摘 要: 层析重建是层析粒子图像测速(Tomo-PIV)技术实现三维粒子位置和强度信息(三维粒子场)重构的核心步骤。相比于多相机的 Tomo-PIV 技术,单聚焦光场相机通过一次成像能够同时采集示踪粒子的散射光的方向和位置信息。因此,提出一种单聚焦光场相机的层析重建技术用于重构流场中的三维粒子场信息。为了验证本文方法的可行性及准确性,利用几何光学建立了示踪粒子的光场成像模型,利用光线追迹技术计算了粒子在聚焦光场相机中的成像,对比了被测流场中位于不同深度位置的粒子在聚焦光场相机中的成像差异;建立了基于单聚焦光场相机的层析重建数学模型,利用乘法代数重构技术(MART)对模拟所得的光场图像进行反演计算,实现了三维粒子场的重构,并利用归一化互相关系数来表征粒子的重建质量。结果表明,单个粒子在 Z 轴方向上的位置精度为 $\pm 0.35\text{ mm}$,初步证明了基于聚焦光场成像理论的三维粒子场重建方法的可行性。

关 键 词: 层析重建; 粒子图像测速; 光场成像; 光场相机; 光线追迹

中图分类号: O359

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2322-09

流速是描述流体流动现象的重要参数之一,流动现象广泛存在于工业、农业、医学、航空、国防等领域,如锅炉燃烧控制、血液流动监测及微流控芯片设计等与流场流速存在密切联系^[1-4]。发展一种精确高效的流场流速测量技术尤为迫切。三维流速信息可视化是揭示各种复杂流动现象的重要手段之一。在各种可视化测量技术中,层析粒子图像测速(Tomo-PIV)技术由于具有较高的空间分辨率、非接触、瞬态、可获得三维空间三速度分量(3D-3C)的速度场等优点^[5],已引起国内外学者的广泛关注。

Elsinga 等^[6]于 2006 年利用多相机在不同视角同时拍摄流场,首次将层析重建技术应用于流场流速的测量。Atkinson 等^[7-8]针对层析重建计算效率低的问题,对层析重建算法进行了改进及

优化,提高了重建效率及精度。由于传统相机获取的图像丢失了光场的方向信息,使得 Tomo-PIV 技术需要同步控制器控制多台相机在多个方向上同时拍摄流场,同时每台相机的光轴需要严格相交于被测流场的某一位置,大大增加了 Tomo-PIV 技术的成本、复杂程度及计算量。Gao 等^[9]提出了一种单相机的 Tomo-PIV 技术,该技术将一块三棱面特效透镜置于相机镜头前,使单相机能同时获取 3 个不同视角的流场信息,但该方法是通过牺牲大量的 CCD 的面积来换取 3 个不同视角信息,限制了大尺寸流场的测量。不同于传统相机,光场成像能同时实现光场方向和位置信息的采集^[10]。目前,国内外学者已逐步开展了光场 PIV 技术的研究。Auburn 大学的 Fahringer 和 Thurrow^[11]提出了基于传统光场相机的 Tomo-PIV 技

收稿日期: 2017-02-15; 录用日期: 2017-06-16; 网络出版时间: 2017-08-04 16:24

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170804.1624.004.html

基金项目: 国家自然科学基金(51676044, 51506030, 51327803); 江苏省自然科学基金杰出青年基金(BK20150023)

* 通讯作者: E-mail: chuanlongxu@seu.edu.cn

引用格式: 曹丽霞, 张彪, 宋祥磊, 等. 聚焦光场成像三维粒子场重建方法[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2322-2330.
CAO L X, ZHANG B, SONG X L, et al. Reconstruction method of three-dimensional particle field based on focused light field imaging[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2322-2330 (in Chinese).

术。上海交通大学的施圣贤课题组^[12]也开展了基于传统光场相机的 Tomo-PIV 技术的研究,讨论了微透镜几何参数、像素尺寸等对层析重建质量的影响。目前,基于单光场相机的 Tomo-PIV 技术的应用并不成熟,主要表现在层析重建中像素对体素或体素对像素的贡献矩阵的计算上。如基于传统光场相机的 Tomo-PIV 技术不能利用传统 Tomo-PIV 技术的方法来计算贡献矩阵,目前所采用的方法是计算体素发出的每一根光线对像素的贡献,这种方法计算量巨大,往往需要 12 h 以上,降低了重建效率^[13]。

针对基于传统光场相机的层析重建技术的问题,本文提出一种基于单聚焦光场相机的层析重建技术用于三维粒子场的重构。为了验证该方法的可行性,首先,利用几何光学建立三维粒子光场成像的数学模型,追迹示踪粒子产生的散射光线在聚焦光场相机中的成像过程,并获得光场图像;其次,建立基于单聚焦光场相机的层析重建模型,根据计算所得的光场图像,利用乘法代数重构技术(MART)重构流场中的三维粒子场信息;最后,分析了松弛因子、迭代次数对重建质量的影响。

1 聚焦光场相机的光线追迹

1.1 聚焦光场相机的结构及原理

光场的概念是 Gershun^[14]在 1939 年首先提出的,用于表征光辐射在三维空间中的空间分布和方向分布。1992 年,Adelson 和 Wang^[15]设计了全光相机,采用一个中继镜头将微透镜阵列焦面上的像转接到探测器中,然而中继镜头的引入造成了严重的渐晕效应。2005 年,Ng 等^[10]简化了全光相机的设计,在传统相机的 CCD 面前安装了一微透镜阵列,提出了光场相机 1.0,但其空间分辨率低。针对此问题,Lumsdaine 和 Georgiev^[16]在 2008 年提出了光场相机 2.0(聚焦光场相机)。不同于光场相机 1.0,聚焦光场相机的探测器像面关于微透镜的共轭面为主透镜后某个距离处的虚拟像面,提高了空间分辨率。

图 1 为聚焦光场相机结构示意图。其结构从左向右依次为虚拟物面、主透镜、微透镜阵列、CCD 及虚拟像面。虚拟像面位于 CCD 之后,虚拟像面关于主透镜的共轭面为虚拟物面,虚拟像面、CCD 面关于微透镜共轭。由物面发出的光线经过主透镜成像在虚拟像面上,微透镜阵列将虚拟像面二次成像在 CCD 上。本文采用的聚焦光场相机由 3 种不同焦距的微透镜阵列组成,因此对

应 3 个虚拟像面 I_1 、 I_2 、 I_3 和 3 个虚拟物面 B_1 、 B_2 、 B_3 。图 2 为聚焦光场相机的坐标及参数定义,规定以下涉及的坐标都符合左手坐标系。令聚焦光场相机的 CCD 面的中心为世界坐标系 XOY 的原点 O , OZ 为光轴; $uo'v$ 为像素坐标, (u,v) 表示第 v 行第 u 列的像素点。聚焦光场相机的主要参数见表 1。

本文所用的聚焦光场相机存在以下共轭关系:

1) 3 个虚拟物面、虚拟像面满足:

$$\begin{cases} \frac{1}{l_4} + \frac{1}{l_1 + d_4} = \frac{1}{f} \\ \frac{1}{l_3} + \frac{1}{l_1 + d_3} = \frac{1}{f} \\ \frac{1}{l_2} + \frac{1}{l_1 + d_2} = \frac{1}{f} \end{cases} \quad (1)$$

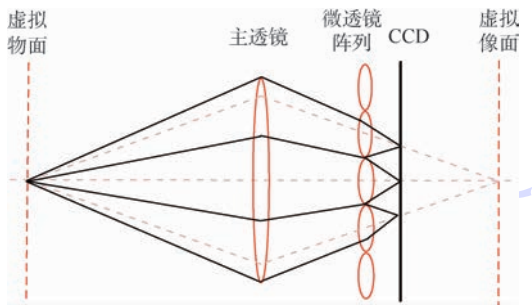


图 1 聚焦光场相机结构示意图

Fig. 1 Schematic of structure of focused light field camera

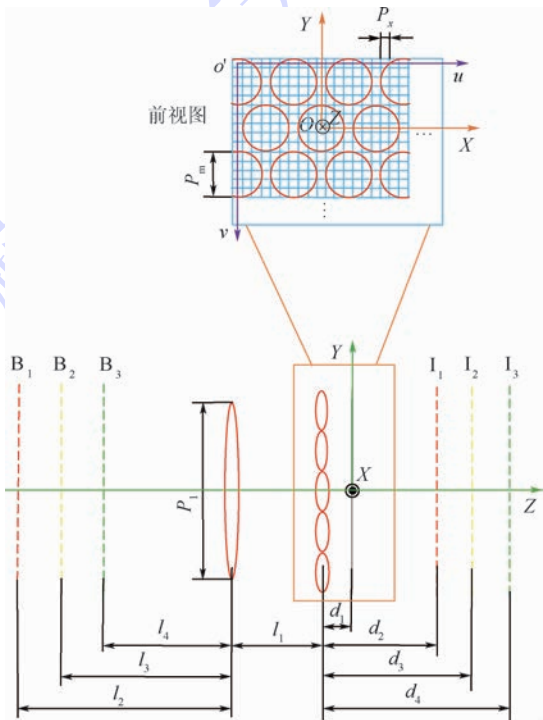


图 2 聚焦光场相机的坐标及参数定义

Fig. 2 Coordinate and parameter definition of focused light field camera

表 1 聚焦光场相机参数

Table 1 Parameters of focused light field camera

参数	数值/mm
主透镜焦距 f	100
主透镜与微透镜的距离 l_1	147.425
虚拟物面 B_1 与主透镜的距离 l_2	300
虚拟物面 B_2 与主透镜的距离 l_3	296.916
虚拟物面 B_3 与主透镜的距离 l_4	290.164
微透镜与 CCD 的距离 d_1	0.592
微透镜与虚拟像面 I_1 的距离 d_2	2.575
微透镜与虚拟像面 I_2 的距离 d_3	3.358 1
微透镜与虚拟像面 I_3 的距离 d_4	5.161 3
主透镜的入瞳直径 P_1	32.7
微透镜直径 P_m	0.170 5
微透镜焦距 f_1, f_2, f_3	0.768 7, 0.718 7, 0.668 7
像元尺寸 P_p	5.5×10^{-3}

2) 3 个虚拟像面、CCD 面满足:

$$\begin{cases} \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_4} = \frac{1}{f_3} \\ \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_3} = \frac{1}{f_2} \\ \frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f_1} \end{cases} \quad (2)$$

1.2 光线追迹原理

不同深度位置的粒子光场成像的差异是评价基于单聚焦光场相机的三维粒子场重建的可行性的方法。因此,本文利用数值模拟计算了不同深度位置的粒子的光场成像。当利用一个双脉冲激光器照射待测流场中的示踪粒子时,示踪粒子会产生散射光并进入聚焦光场相机成像到 CCD 上。利用几何光学可以追迹某一场景中的光线通过均匀介质和各种光学元件路径到任意位置并成像^[17]。根据几何光学,示踪粒子的尺寸远小于聚焦光场相机系统,因此在数值模拟计算过程中,单个示踪粒子可以被近似为点光源,将点光源发出的球面光代替实际粒子产生的散射光。利用几何光学可视化追迹这些光线在聚焦光场相机中传递及成像,从而获得三维粒子场的光场图像。

本文利用 Georgeiv 和 Intwala^[17] 提出的改进的两平面参数化光线方法来表征三维空间光线,如图 3 所示。在一均匀介质中,利用 2 个平面 $X_1-O_1-Y_1$ 、 $X_2-O_2-Y_2$ 与空间光线 ab 的交点 $a(x_1, y_1, \theta_1, \varphi_1)$ 、 $b(x'_1, y'_1, \theta'_1, \varphi'_1)$ 来表征空间光线。其中: x_1, y_1 表示光线起点 a 与平面 $X_1-O_1-Y_1$ 的交点在坐标系 $X_1O_1Y_1$ 上的坐标; θ_1, φ_1 表示方向坐标,定义为点 a 在坐标轴 O_1X_1 和 O_1Y_1 上的投影点 c, d 分别沿着 Z 轴正方向以 θ, φ 角度传播;点 b 表示光线的起点 a 沿 Z 轴传播距离 t 后到达的点,点 b 的坐标定义与点 a 相同。

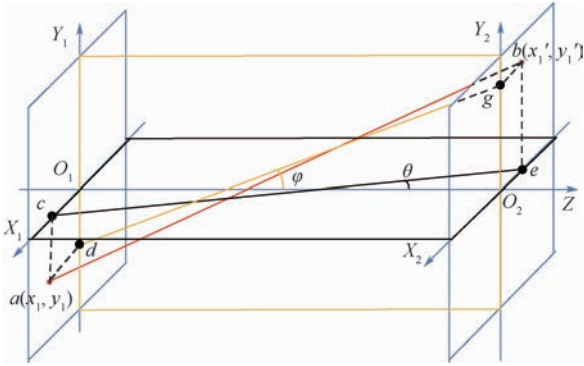


图 3 空间光线的表征

Fig. 3 Characterization of ray of light in space

假设激光体光源沿 X 轴正方向入射到待测流场使其中的示踪粒子产生散射光,由聚焦光场相机采集散射光。根据光线通过聚焦光场相机里光学器件的顺序,散射光线追迹过程为:①光线经过自由空间传递到主透镜平面;②光线经主透镜后再经过一定的自由空间传递到微透镜平面;③光线经微透镜后传递一定自由空间,最后成像在 CCD 面上。相应的光线追迹模型如下^[17]。

自由空间的追迹模型(包括物面光线→主透镜平面、主透镜平面→微透镜平面、微透镜平面→CCD 面):

$$\begin{bmatrix} x'_1 \\ y'_1 \\ \tan \theta'_1 \\ \tan \varphi'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & t \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ \tan \theta_1 \\ \tan \varphi_1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中: t 和坐标 $(x_1, y_1, \theta_1, \varphi_1)$ 、 $(x'_1, y'_1, \theta'_1, \varphi'_1)$ 定义与图 3 相同;当光线为近轴光线时,有 $\theta_1(\theta'_1) \approx \tan \theta_1(\tan \theta'_1)$ 。

经过主透镜的光线追迹模型:

$$\begin{bmatrix} x'_2 \\ y'_2 \\ \tan \theta'_2 \\ \tan \varphi'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{f} & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ \tan \theta_2 \\ \tan \varphi_2 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中: $(x_2, y_2, \theta_2, \varphi_2)$ 为光线经过主透镜前的坐标; $(x'_2, y'_2, \theta'_2, \varphi'_2)$ 为光线经过主透镜后的坐标;当光线为近轴光线时,有 $\theta_2(\theta'_2) \approx \tan \theta_2(\tan \theta'_2)$ 。

经过微透镜的光线追迹模型:

$$\begin{bmatrix} x'_3 \\ y'_3 \\ \tan \theta'_3 \\ \tan \varphi'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_m} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{f_m} & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_3 \\ y_3 \\ \tan \theta_3 \\ \tan \varphi_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ s_x/f_m \\ s_y/f_m \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中: $(x_3, y_3, \theta_3, \varphi_3)$ 为光线经过微透镜前的坐标; $(x'_3, y'_3, \theta'_3, \varphi'_3)$ 为光线经过微透镜后的坐标; f_m 为微透镜的焦距; s_x, s_y 为每个微透镜的中心相对于光轴 Z 的偏移; 当光线为近轴光线时, 有 $\theta_3(\theta'_3) \approx \tan \theta_3(\tan \theta'_3)$ 。

世界坐标 XOY 到像素坐标 $uo'v$ 的转换模型:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{d_x} & 0 & u_o \\ 0 & \frac{1}{d_y} & v_o \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中: d_x, d_y 分别为每个像素点在 X 轴、 Y 轴方向上的物理尺寸; (u_o, v_o) 为世界坐标系的原点 O 在像素坐标 $uo'v$ 中的坐标。

1.3 单粒子及多粒子光场成像的模拟结果

不考虑衍射的情况, 利用式(3)~式(6)对物空间中不同位置的粒子进行追迹及成像。

图 4 为单粒子在 $Y=0$ 的子午面的可视化光线追迹示意图。粒子位于第 3 个虚拟物面 B_3 的中心, 所在世界坐标为 $(0, 0, -438.181)$ mm, 根据表 1 数据计算该粒子所在位置对应的虚拟像面、CCD 面是关于焦距为 $f_3 = 0.6687$ mm 的微透镜共轭, $f_3 = 0.6687$ mm 的微透镜将处于 $Z = -438.181$ mm 处的粒子产生的散射光线聚焦于

CCD 平面上, 而另 2 种微透镜对光线的成像处于离焦状态, 像的离焦程度与微透镜阵列列焦距及像素尺寸有关。从图 4 可以看出, 微透镜与 CCD 面之间的距离非常小, 导致肉眼无法识别该距离。因此, 将微透镜与 CCD 这一区域放大可以发现, 由于主透镜入瞳直径大小的限制, 导致某些微透镜接收的光线少, 使该微透镜下的像素接收的光线较少。

图 5 为单粒子在 CCD 面上成像的示意图。图 5(a)~(d) 分别为位于坐标为 $(0, 0, -438.181)$ mm、 $(0, 0, -444.933)$ mm、 $(0, 0, -448.017)$ mm、 $(0, 0, -452.017)$ mm 的粒子在 CCD 面上的成像, 每个粒子发出的光线数均设为 10 000。为方便识别, 用绿、蓝、红圈划出光线分别在焦距为 $f_1 = 0.7687$ mm、 $f_2 = 0.7187$ mm、 $f_3 = 0.6687$ mm 的微透镜下的成像(子图像)。从图 5(a)中可以看出, 不同焦距的微透镜阵列对散射光的聚集程度不同。当粒子位于虚拟物面 B_3 的中心时, 即坐标为 $(0, 0, -438.181)$ mm, 产生的散射光经过焦距 $f_3 = 0.6687$ mm 的微透镜(红圈)时会被聚焦在一个像素点上, 子图像为聚焦状态; 散射光线经过焦距为 $f_1 = 0.7687$ mm、 $f_2 = 0.7187$ mm 的微透镜时会被多个像素点接收, 子图像为离焦状态。相对于图 5(a), 当粒子向主透镜方向远离时(在一定距离内), 子图像的数量呈现减少的趋势, 如图 5(b)~(d) 所示, 且 $f_3 = 0.6687$ mm 的微透镜下的子图像从清晰成像到逐渐模糊。当粒子位于虚拟物面 B_2 的中心时, 即坐标为 $(0, 0, -444.933)$ mm, 产生的散射光经过焦距为 $f_2 = 0.7187$ mm 的微透镜(蓝圈)时会被聚焦在一个像素点上, 因此该微透镜下的子图像是清晰成像, 另 2 种微透镜下的子图像都是模糊的, 如图 5(b) 所示; 当粒子逐渐远离主透镜时, 该微透镜下的子图像逐渐模糊, 如图 5(c)、(d) 所示。当粒子位于虚拟物面 B_1 的中心时, 即坐标为 $(0, 0, -448.017)$ mm, 产生的散射光经过焦距为 $f_1 = 0.7687$ mm 的微透镜(绿圈)时会被聚焦在一个像素点上, 该微透镜下的子图像是清晰成像, 而另 2 种微透镜下的子图像都是模糊的, 如图 5(c) 所示; 当粒子逐渐远离主透镜时, 该微透镜下的子图像变模糊, 如图 5(d) 所示。从图 5 中可以看出, 相同焦距微透镜下的子图像强度不一致, 这是由于主透镜入瞳直径大小的限制, 使得一些微透镜接收的光线少于其他微透镜, 导致这些微透镜下的像素灰度值小于其他微透镜下的像素灰度值。

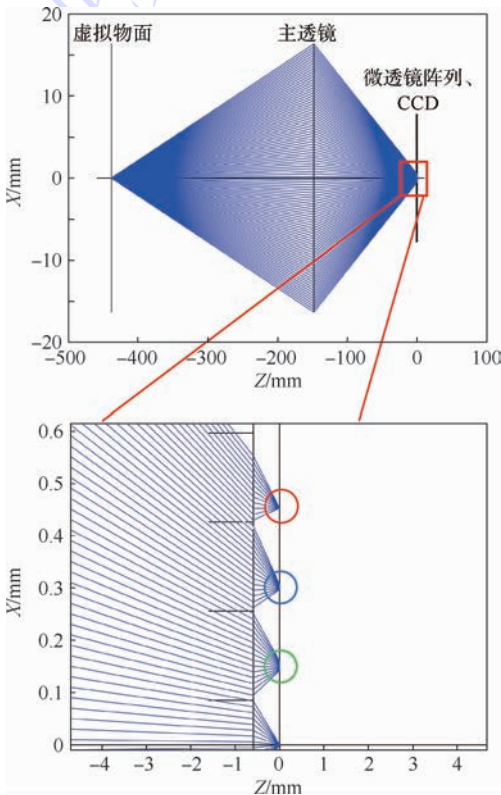


图 4 单粒子的光线追迹示意图

Fig. 4 Schematic of ray tracing of a single particle

考虑到粒子的尺寸及在物空间中强度分布的情况,假设物空间中粒子的光强 E 服从三维高斯 Blob 模型,此模型使颗粒的光强投影到所有方向均为衍射光斑,其表达式^[18]为

$$E(X, Y, Z) = A \exp \left\{ - \left[\frac{(X - X_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(Y - Y_0)^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(Z - Z_0)^2}{2\sigma_z^2} \right] \right\} \quad (7)$$

式中: A 为振幅; (X_0, Y_0, Z_0) 为粒子的中心坐标; σ_x 、 σ_y 和 σ_z 为标准差,用于表征粒子在 X 、 Y 和 Z 轴方向的宽度。

利用式(7)将粒子的光强映射到 $5 \times 5 \times 5$ 的体素中,将每个体素看成一个点光源,利用几何光学追迹每一个体素发出的光线在聚焦光场相机中成像。图6为物空间中20个随机位置的粒子在

聚焦光场相机中的成像结果。可以看出,当粒子之间的距离较近时,粒子所成的像会出现叠加,空间中不同位置的粒子在聚焦光场相机中的成像不同,为单聚焦光场相机重建三维粒子场提供基础。

2 层析重建原理及仿真结果

2.1 层析重建原理

光学层析是一种降维的处理方式,是指将三维空间离散化成许多二维平面的过程,而层析重建便是光学层析的逆过程,已知多个视角的二维图像利用数学方法重建出三维体^[19]。基于聚焦光场相机的层析重建原理如图7所示,体光源沿 X 轴平行入射到流场中,根据 Mie 散射理论,粒子将产生散射光,位于 Z 轴上的聚焦光场相机采集到散射角约为 90° 的散射光。

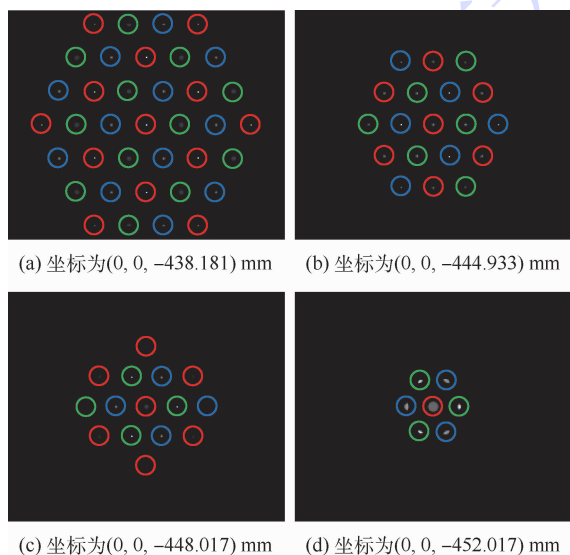


图5 单粒子成像示意图

Fig. 5 Schematic of imaging of a single particle



图6 多粒子成像示意图

Fig. 6 Schematic of imaging of multiple particles

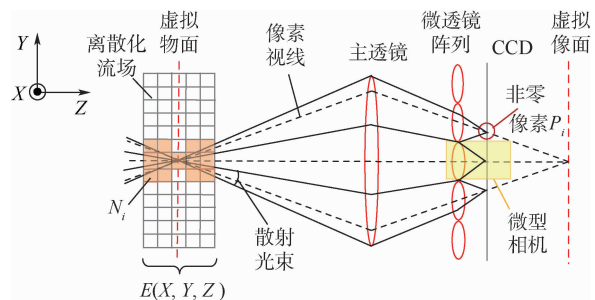


图7 基于聚焦光场相机的层析重建原理

Fig. 7 Theory of tomographic reconstruction based on focused light field camera

聚焦光场相机每个微透镜记录了光场的方向信息,每个微透镜下的像素点记录了光场的位置信息^[16]。对于聚焦光场相机的层析重建,聚焦光场相机可等效为多个以微透镜阵列为镜头的微型相机,每一个像素的强度是物空间中的体素发出某一角度的一束光线沿着该像素方向 s_i 的积分^[8],即

$$P_i = \int_{s_i} E(X, Y, Z) ds_i \quad (8)$$

式中: $E(X, Y, Z)$ 为三维空间中坐标为 (X, Y, Z) 的体素的强度; P_i 为散射光沿着方向 s_i 投影到第 i 个像素的强度。

离散化式(8)得

$$P_i = \sum_j W_{ij} E_j \quad (9)$$

式中: W_{ij} 为第 j 个体素沿着相应方向投影到第 i 个像素的贡献矩阵(权重矩阵),该值与相机的视角和体素的尺寸、形状有关,是一个非常稀疏的矩阵; E_j 为第 j 个体素的强度。

粒子的三维强度分布的反演归结于线性方程

式(9)的反演,本文利用 MART 算法对三维粒子场的光场图像进行反演计算,其表达式为

$$\mathbf{E}^{k+1}(X_j, Y_j, Z_j) = \mathbf{E}^k(X_j, Y_j, Z_j) \left(\mathbf{P}(u_i, v_i) / \sum_{j \in N_i} \mathbf{W}_{ij} \mathbf{E}^k(X_j, Y_j, Z_j) \right)^{\mu \mathbf{W}_{ij}} \quad (10)$$

式中: k 为迭代次数; (X_j, Y_j, Z_j) 为第 j 个体素所在的三维坐标; μ 为松弛因子,取值范围为 $(0, 1]$; N_i 为与像素视线相交的体素。

层析重建中,权重矩阵 $\mathbf{W}_{ij}$ 的计算是获得三维粒子场的关键。传统光场 Tomo-PIV 计算权重矩阵是在正向光线追迹的过程中得到的,即设定每个体素发出许多光线,计算每根光线对微透镜阵列和像素的贡献,该方法计算时间在 12 h 以上且需要占用大量的计算机内存^[20]。而对于聚焦光场相机的权重矩阵计算,本文利用后向投影技术来计算像素对体素的贡献。将聚焦光场相机的微透镜阵列等效成一系列针孔模型。从子图像里的非零像素中心发出一根光线(称为像素视线 s_i),利用几何光学追迹这些光线到对应的微透镜中心,然后追迹光线经过镜头投影到重建体素上。将每个像素的视线近似为圆柱,每个体素近似为球体,则每个体素对应的像素的贡献被近似计算为体素与圆柱相交的体积与整个体素体积之比,或计算体素中心位置与光线的距离 d ,然后权重矩阵可以由一个高斯函数来表征:

$$\mathbf{W}_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{d_{ij}^2}{2\sigma^2}} \quad (11)$$

式中: σ 为标准差; d_{ij} 为体素中心坐标与像素视线的距离。

2.2 单粒子及多粒子的层析重建结果

为了验证聚焦光场相机重建三维粒子场的准确性,对单粒子的位置重建精度及多粒子重建质量进行了分析。设粒子直径为 $10 \mu\text{m}$,由式(7)计算出单粒子场的理论分布,如图 8 所示。从图 8(b)中可以看出,粒子由一层低能量的体素包围,导致无法观测粒子内部能量分布情况。因此,用一个 $Y=0$ 的平面将粒子剖开便可观测到粒子内部能量分布情况,如图 8(a)所示,粒子能量分布非常均匀,能量最大值所在三维位置为粒子所在位置。

对该粒子分别进行正向光线追迹、层析重建,图 9 为单粒子的层析重建结果及相应的剖面图。从图 9(a)中可以看出,粒子能量最大值位于粒子中心区域,能量大小沿粒子的径向方向逐渐减小;相比于理论分布,重建所得的能量分布出现沿 Z 轴方向的拉伸现象,但能量分布比较均匀,且能量

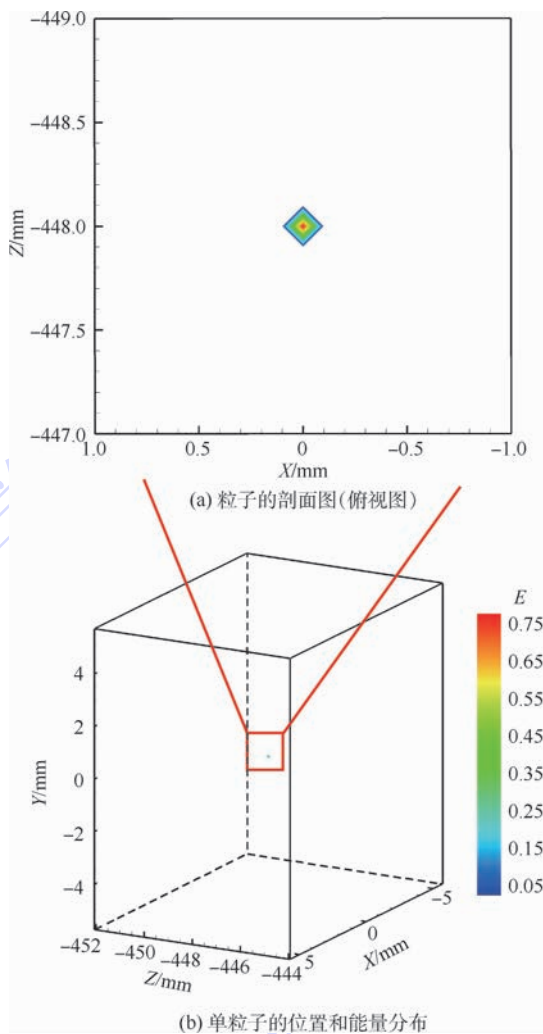


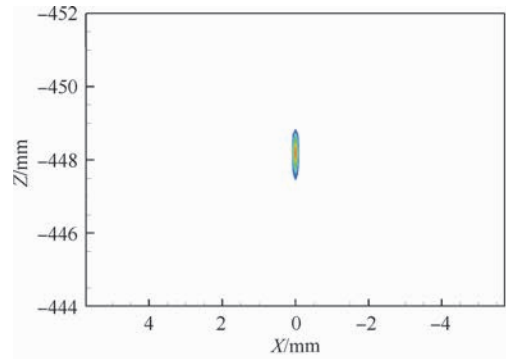
图 8 单粒子场理论分布

Fig. 8 Theoretical distribution of a single particle field

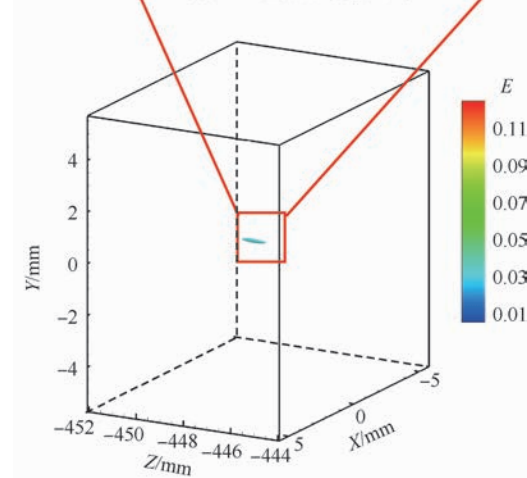
最大值所在的三维位置为粒子所在位置。

对流场中不同深度位置的单粒子重建情况进行分析和评价,在流场所在位置处随机产生 8 个粒子(8 幅图片),依次进行光线追迹、层析重建。图 10 为单粒子三维位置坐标的重建结果,通过计算重建所得粒子的三维位置坐标与理论三维位置坐标的绝对误差表明, X 轴、 Y 轴的绝对误差在 $\pm 0.05 \text{ mm}$ 以内, Z 轴的绝对误差在 $\pm 0.35 \text{ mm}$ 以内,在可以接受的范围内。对多粒子进行正向模拟和层析重建,为了节约计算量,对体积为 $10.5 \text{ mm}(X \text{ 轴}) \times 10.5 \text{ mm}(Y \text{ 轴}) \times 7.5 \text{ mm}(Z \text{ 轴})$ 的流场进行计算,将流场划分为 $105 \times 105 \times 75$ 个体素。在此体积范围内随机产生 10 个粒子,进行光线追迹和层析重建。

为了评价重建结果的质量,本文采用 Elsinga 等^[6]的方法来评价多粒子的重建质量,即求解重建的三维粒子强度分布和实际的三维粒子强度分布的归一化互相关系数 Q ,其表达式为



(a) 粒子的剖面图(俯视图)



(b) 单粒子场重建结果

图 9 单粒子重建结果

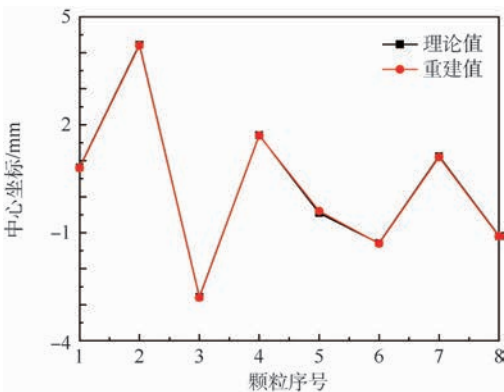
Fig. 9 Reconstruction results of a single particle

$$Q = \frac{\sum_j (E_1(X_j, Y_j, Z_j) \cdot E_0(X_j, Y_j, Z_j))}{\sqrt{\sum_j E_1^2(X_j, Y_j, Z_j) \cdot \sum_j E_0^2(X_j, Y_j, Z_j)}} \quad (12)$$

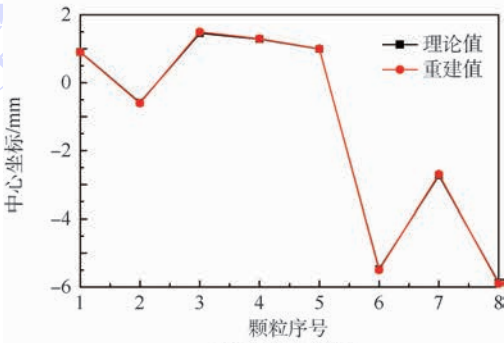
式中: E_1 为实际的三维粒子强度分布; E_0 为重建所得的三维粒子强度分布。 $Q \leq 1$ 且值越大, 重建质量越好。式(12)可以很方便地对重建所得的多粒子的位置和能量分布进行整体评价。

图 11 为层析重建质量在不同松弛因子、迭代次数下的变化情况。可以看出, 随着松弛因子的增大, MART 算法重建结果的质量会逐渐增高, 因此, 松弛因子等于 1.0 时有利于 MART 算法的计算; 随着 MART 算法迭代次数的增加, 重建结果的质量先逐渐增高后会趋于稳定。

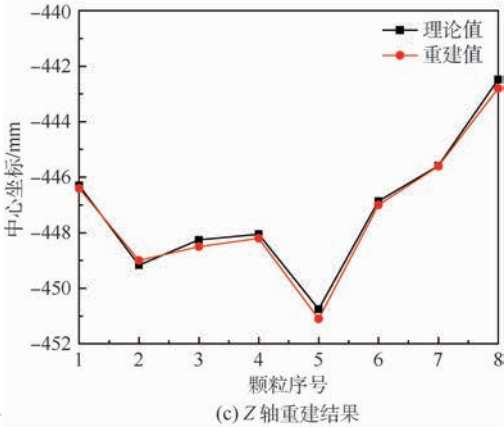
图 12(a) 为三维粒子场的理论分布, 图 12(b) 为三维粒子场重建结果, 松弛因子等于 1.0, 迭代次数为 100 次。可以看出, 尽管粒子能量分布出现拉伸的情况, 但每个粒子的能量分布一致, 且对重建所得的粒子能量最大值所在位置的影响并不大, 在可以接受的范围内, 证明了聚焦光场相机能成功用于三维粒子场的重建。



(a) X 轴重建结果



(b) Y 轴重建结果



(c) Z 轴重建结果

图 10 单粒子位置坐标重建结果

Fig. 10 Reconstruction results of position coordinate of a single particle

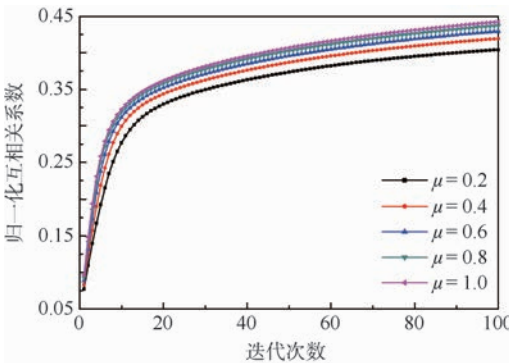


图 11 归一化互相关系数

Fig. 11 Normalized correlation coefficient

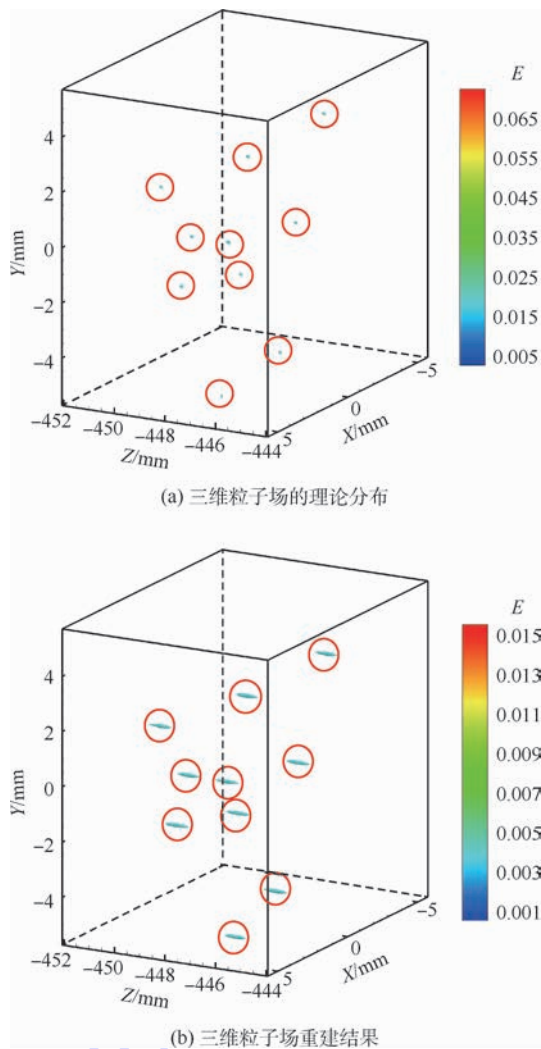


图 12 多粒子重建结果

Fig. 12 Reconstruction results of multiple particles

3 结 论

本文提出了一种基于单聚焦光场相机的层析重建技术。通过对粒子在聚焦光场相机中的成像计算、单粒子和多粒子的层析重建结果分析得到以下结论:

1) 通过对单粒子的光线追迹可知,不同焦距的微透镜阵列对散射光的聚焦程度不同;由于主透镜入瞳直径大小的限定,某些微透镜阵列接收的散射光线数量较少,导致这些微透镜阵列下的像素的灰度值比同类型微透镜阵列下的像素灰度值小。

2) 通过对单粒子的成像计算发现,不同深度位置的粒子在聚焦光场相机中的成像不同,当粒子向主透镜方向远离时(在一定距离内),子图像数量呈现减小的趋势;当粒子向主透镜方向靠近时,子图像数量呈现增加的趋势。

3) 对于单粒子的层析重建,重建所得粒子的

X 轴、Y 轴位置的绝对误差在 ± 0.05 mm 以内,Z 轴位置的绝对误差在 ± 0.35 mm 以内;对于多粒子的层析重建,当松弛因子等于 1.0 时,MART 算法只需迭代若干次便能获得令人满意的重建结果。为后续的三维互相关计算及 3D-3C 速度矢量分布表征提供了基础,本文计算权重矩阵的速度远快于传统光场相机 Tomo-PIV 技术的计算速度。

参考文献 (References)

- [1] COGOTTI A. Evolution of performance of an automotive wind tunnel[J]. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2008, 96(6): 667-700.
- [2] TOKAREV M P, SHARABORIN D K, LOBASOV A S, et al. 3D velocity measurements in a premixed flame by tomographic PIV [J]. Measurement Science & Technology, 2015, 26(6): 1-13.
- [3] PARK H, YEOM E, LEE S J. X-ray PIV measurement of blood flow in deep vessels of a rat: An in vivo feasibility study[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 1-8.
- [4] FILATOV N A, BELOUSOV K I, BUKATIN A S, et al. The study of mixing of reagents within a droplet in various designs of microfluidic chip [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2016, 741(1): 1-6.
- [5] GAO Q, WANG H P, SHEN G X. Review on development of volumetric particle image velocimetry [J]. Science Bulletin, 2013, 58(36): 4541-4556.
- [6] ELSINGA G E, SCARANO F, WIENEKE B, et al. Tomographic particle image velocimetry[J]. Experiments in Fluids, 2006, 41(6): 933-947.
- [7] ATKINSON C H, SORIA J. Algebraic reconstruction techniques for tomographic particle image velocimetry[C] // 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, 2007: 191-198.
- [8] ATKINSON C H, BUCHMANN N, STANISLAS M, et al. Adaptive MLOS-SMART improved accuracy tomographic PIV[C] // 15th Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2010: 1-12.
- [9] GAO Q, WANG H P, WANG J J. A single camera volumetric particle image velocimetry and its application[J]. Science China Technological Sciences, 2012, 55(9): 2501-2510.
- [10] NG R, LEVOY M, BREDIF M, et al. Light field photography with a hand-held plenoptic camera [J]. Computer Science Technical Report, 2005, 2(11): 1-11.
- [11] FAHRINGER T, THUROW B S. Tomographic reconstruction of a 3-D flow field using a plenoptic camera[C] // 42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit. Reston: AIAA, 2012: 1-13.
- [12] SHI S X, WANG J H, DING J F, et al. Parametric study on light field volumetric particle image velocimetry[J]. Flow Measurement and Instrumentation, 2016, 49: 70-88.
- [13] THUROW B S, FAHRINGER T. Recent development of volumetric PIV with a plenoptic camera[C] // 10th International Symposium on Particle Image Velocimetry, 2013: 1-7.
- [14] GERSHUN A. The light field[J]. Studies in Applied Mathematics

ics,1939,18(1-4):51-151.

[15] ADELSON E H, WANG J Y A. Single lens stereo with a plenoptic camera[J]. IEEE Transactions on Pattern Analysis & Machine Intelligence,1992,14(2):99-106.

[16] LUMSDAINE A, GEORGIEV T. Full resolution lightfield rendering[R]. San Jose: Adobe Systems, Inc., Technical Report, 2008:1-12.

[17] GEORGIEV T, INTWALA C. Light field camera design for integral view photography [R]. San Jose: Adobe System, Inc., Technical Report,2006:1-13.

[18] FAHRINGER T W, THUROW B S. 3D particle position reconstruction accuracy in plenoptic PIV[C]//52nd Aerospace Sciences Meeting. Reston: AIAA,2014:1-10.

[19] BAO Q, JIANG N. A simplified 3D reconstruction technique for

tomographic particle image velocimetry[J]. Advanced Materials Research,2013,718:2184-2190.

[20] LYNCH K, FAHRINGER T, THUROW B. Three-dimensional particle image velocimetry using a plenoptic camera[C]//50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Reston: AIAA,2012:1-14.

作者简介:

曹丽霞 女,博士研究生。主要研究方向:层析成像及流体可视化。

许传龙 男,博士,教授,博士生导师。主要研究方向:多相流测试、燃烧诊断技术。

Reconstruction method of three-dimensional particle field based on focused light field imaging

CAO Lixia, ZHANG Biao, SONG Xianglei, XU Chuanlong*, WANG Shimin

(Key Laboratory of Energy Thermal Conversion and Control of Ministry of Education, School of Energy and Environment, Southeast University, Nanjing 210096, China)

Abstract: Tomographic reconstruction is the core step of tomographic particle image velocimetry (Tomo-PIV) technology to realize the reconstruction of three-dimensional position and intensity information of particles (3D particle field). Compared to the Tomo-PIV based on the multiple conventional cameras, a single focused light field camera can simultaneously record the direction and position information of the scattered light produced by tracer particles. In this paper, a tomographic reconstruction technique based on a single focused light field camera is proposed to reconstruct the three-dimensional position and intensity information of the particles. To verify the feasibility and accuracy of the proposed method, the light field imaging model of the tracer particles is established by the geometrical optics. The imaging of the particle in the focused light field camera is simulated by ray tracing technique. The light field imaging differences of the tracer particles in different depth positions are compared. The tomographic reconstruction based on single focused light field camera is mathematically modeled. A multiplicative algebraic reconstruction technique (MART) is used to reconstruct the 3D particle field by retrieving the simulated light field image. Reconstruction quality of multiple particles is characterized by the normalized correlation coefficient. The reconstruction results show that the position accuracy of a single particle in the Z axis direction is $\pm 0.35\text{ mm}$, which validates the feasibility of the 3D particle field reconstruction method based on focused light field imaging theory.

Keywords: tomographic reconstruction; particle image velocimetry; light field imaging; light field camera; ray tracing

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0048

多激励频率模式的磁感应层析成像系统

王野, 谭超*, 董峰

(天津大学 电气自动化与信息工程学院 天津市过程检测与控制重点实验室, 天津 300072)



摘 要: 磁感应层析成像(MIT)技术在生物医学检查与诊断中有很好的应用前景。为了实现 MIT 对生物组织特性信息的获取,设计了具有多激励频率模式的磁感应层析成像系统。系统采用电压激励与测量的工作模式,可选择 100 kHz ~ 4 MHz 范围内的单频、扫频和混频 3 种激励频率模式。系统包括激励源模块、传感器线圈阵列、数据采集和调理模块、数字解调模块,采用现场可编程门阵列(FPGA)控制多路复用器、程控放大器、模拟数字转换器等。经模拟实验测试,多激励频率模式系统所获得的测试数据具有较好的一致性,信噪比在 46 dB 以上,不同激励频率下采集的电压差数据可用于实现被测介质电导率分布的图像重建。

关 键 词: 磁感应层析成像; 生物组织; 系统设计; 激励模式; 激励频率

中图分类号: TP212.3

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2331-07

医学影像成像方法是借助某种介质与人体组织之间的相互作用,通过成像的方法将人体组织、器官的密度、结构和状况以图像方式表现出来的技术。医生可通过经验结合影像成像结果对病人状况进行分析诊断,因此 X 射线断层成像(X-Ray Computed Tomography, X-CT)、磁共振成像(Magnetic Resonance Imaging, MRI)、正电子发射断层成像(Positron Emission Tomography, PET)、B 型超声扫描(B-scan ultrasonography)、彩色多普勒血流显像(Color Doppler Flow Imaging, CDFI)等影像方法的出现使对疾病的诊断水平得到了很大提升。

磁感应层析成像(Magnetic Induction Tomography, MIT)是一种典型的非接触式检测技术,在工业检测和生物医学检测领域有广泛的潜在应用价值^[1]。MIT 应用在生物医学领域的研究始于 20 世纪 60 年代, Tarjan 和 McFee 建立了非电极磁耦合阻抗测试系统,用于检测人体躯干和头部的

电导率^[2]。MIT 基本原理是电磁感应原理,由分布在截面边界处的激励线圈在被测对象区域产生主磁场,由于被测对象的导电性和导磁性,被测对象内部产生涡流,涡流产生次级磁场,由分布在截面边界处的检测线圈获取磁场的变化,进而分离出被测区域的电导率 σ 和磁导率 μ ^[3]。

2000 年, Korjnevsky 等设计了一个 16 通道 MIT 系统,测量对象具有与生物组织相同的电学特性,证明了 MIT 在生物医学应用中的适用性^[4]。MIT 临床应用优势包括:采用无接触的电磁场,而不是用射线和核素,对生物组织几乎没有电离和辐射效果;穿透性较强,比较适合用于颅脑成像^[5-6];系统结构简单,测量便捷,可以实现对患者长期的医学图像监护。从 MIT 开始出现以来,出现了各种模式的 MIT 系统:8 线圈系统^[7]、多激励模式系统^[8]、平面系统^[9]、无磁屏蔽系统^[10]、圆环形系统^[11]等。典型的 MIT 系统结构可以分为 4 部分:①传感器线圈阵列(包括激

收稿日期: 2017-02-03; 录用日期: 2017-03-06; 网络出版时间: 2017-04-20 17:25

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170420.1725.002.html

基金项目: 国家自然科学基金(61571321, 6151101270); 天津市科技创新平台建设计划(16PTSJJC00060)

* 通讯作者: E-mail: tanchao@tju.edu.cn

引用格式: 王野, 谭超, 董峰. 多激励频率模式的磁感应层析成像系统[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2331-2337.
WANG Y, TAN C, DONG F. Magnetic induction tomography system with multi-excitation frequency mode[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2331-2337 (in Chinese).

励线圈和检测线圈),在被测区域构建磁场,并提取有效测试信息;②激励信号产生模块,产生激励信号驱动传感器线圈产生磁场;③检测和调理模块,对检测到的信号进行放大、滤波、解调等处理;④图像重建与信息提取模块,通过检测到的边界感应电压值,利用图像重建算法对被测物场进行成像,进而获得被测物场的特征信息。

针对具有低电导率的生物组织介质的测试要求,Watson 等设计出 16 通道 MIT 系统,实现电导率在 $10\text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 以下的介质分布成像^[12];Wei 和 Soleimani 采用模块化测试仪器搭建了一套能够实现电磁信号驱动、数据采集任务的 MIT 系统^[13]。针对 MIT 系统采集的数据,Vauhkonen 等采用基于时间谐波麦克斯韦方程式的图像重建算法,有较好的图像重建效果^[14]。Smith 等通过实验发现当生物组织发生病变时其电导率也会发生变化^[15]。已有研究工作表明,采用 MIT 系统通过对生物组织电导率分布的图像重建,可以实现生物组织是否病变的判断。但已有的 MIT 系统多采用单一激励频率,需要生物组织未病变时的电导率分布信息。而在实际情况下,生物组织未病变的电导率分布信息很难得到,因此受到应用前提的限制。

由于生物组织电导率具有随频率变化的特点,MIT 系统可采用不同的激励频率获取多种生物组织分布信息,进而实现图像重建,可有效突破传统的需获取病前先验信息的限制^[16]。

为实现生物组织的多频磁感应层析成像,本文设计了一种基于 CPCI(Compact Peripheral Component Interconnect)工业总线标准的多激励频率模式 MIT 测试系统,可以实现频率在 $100\text{ kHz} \sim 4\text{ MHz}$ 范围内可选的单频、扫频和混频 3 种激励频率的工作模式。通过对系统的性能进行测试,采用不同的激励频率可以准确提取被测物场介质电导率分布的信息。

1 系统设计

1.1 系统结构

多激励频率模式 MIT 系统硬件部分由 3 部分构成:信号激励模块、检测模块、数据采集和预处理模块。系统可以在不同激励信号频率下工作,工作频率范围 $100\text{ kHz} \sim 4\text{ MHz}$,系统架构如图 1 所示。

信号激励模块产生稳定的幅值、相位和频率可调的单频、扫频或者混频信号;激励信号进入传

感器线圈,驱动激励线圈产生主磁场;检测线圈对物场边缘感应电压进行获取;通过多路复用器选择不同通道依次采集电压信号;获得的信号通过数据采集和预处理模块进行放大、滤波等预处理;处理后的信号通过 AD 芯片转换为数字信号;进入现场可编程门阵列(Field-Programmable Gate Array,FPGA)进行解调,解调后的数据通过 CPCI 总线接口传给主控计算机进行图像重建。

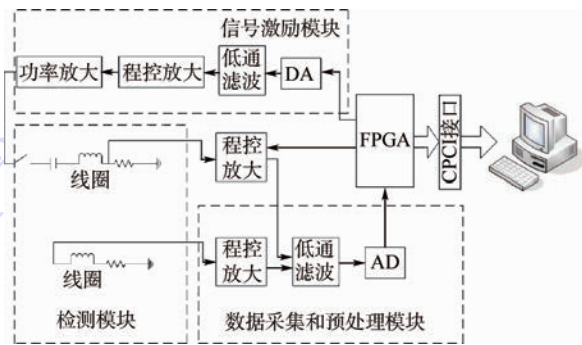


图 1 多激励频率模式 MIT 系统架构
Fig.1 Architecture of multi-excitation frequency mode MIT system

1.2 信号激励模块

在 MIT 测试系统正常工作时,需要产生 3 种激励频率模式的激励信号:单频、扫频和混频模式的电压激励信号,信号激励模块流程图见图 2。

FPGA 通过已经存储在 ROM 表中的数据产生离散的正弦信号。在 MIT 系统激励源数字转换成模拟信号电路部分,采用一个 14 位精度的高速 DAC 芯片将正弦数字信号转换成模拟信号,芯片转换速率为 125 MSPS 。当 $f_{\text{clk}} = 50\text{ MHz}$ 且 $f_{\text{out}} < 5\text{ MHz}$ 时,无杂散动态范围可以达到 83 dBc ,其中 f_{clk} 为时钟频率, f_{out} 为输出信号频率。

初始的正弦激励信号通过二阶有源低通滤波模块滤除激励信号的高频杂波,并使用程控放大器放大激励信号幅值。因为线圈需要较大的功率驱动,调整后的信号需进入功率放大模块。功率放大模块选用高速低噪声电压反馈放大器,该放大器可以提供的最大激励电压值为 $\pm 15\text{ V}$,最大持续驱动电流为 100 mA ,有较低的无杂散动态范围和总谐波失真,可有效提高驱动激励线圈功率,增强信号的带载能力。信号通过功率放大模块后进入线圈产生磁场。



图 2 信号激励模块流程图
Fig.2 Signal flow chart of excitation module

1.3 电磁线圈传感器

传感器是检测的重要部分,直接影响测量的精度。磁感应层析成像系统有不同类型的传感器:空气线圈传感器、球形传感器、环形传感器等。由于铜线圈产生的磁场较强,选用铜线圈作为传感器材质。传感器线圈为 8 线圈环形结构,均匀地对称分布在被测物场的周围,传感器线圈的几何结构如图 3 所示。

传感器阵列采用单线圈激励模式,其工作原理明确、实现方法简单、技术相对成熟,已被很多 MIT 系统设计工作接受和采用。为保证各线圈的一致性,在线圈绕制的过程中,采用阻抗分析仪对线圈的阻抗进行测试,确保线圈绕制的精度。线圈的匝数选择与一定频率下的电感和输入阻抗有关,本设计中的传感器采用 100 匝线圈,在 1 MHz 频率下的线圈阻抗为 400 Ω。

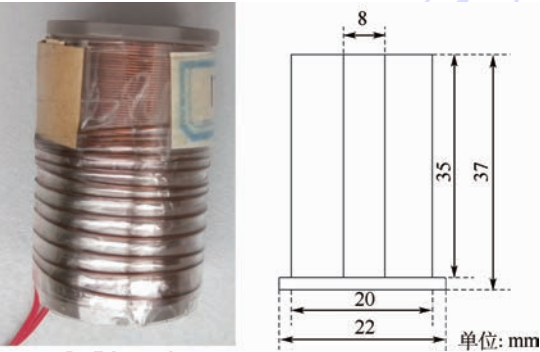


图 3 传感器线圈几何尺寸
Fig.3 Geometric dimension of sensor coils

1.4 数据采集和预处理模块

FPGA 通过控制多路复用器不同通道的通断来获取不同线圈的检测值,提取有效磁场信号。由于提取到的有效信号幅值较小,首先要通过程控放大模块进行放大,再经过二阶有源滤波模块滤除信号杂波,得到较纯净的检测信号。在模拟信号转换为数字信号电路部分,采用一个 12 位精度的 ADC 芯片将检测到的模拟信号转换为数字信号,芯片的转换速率为 40 MSPS,芯片采用多级微分线性结构并且有输出误差校正逻辑设计保证数字信号的准确性,其信号噪声失调比为 68.3 dB,无杂散动态范围是 81 dBc。转换后的数字信号进入 FPGA 中进行数字解调。数据采集和预处理模块流程图如图 4 所示。



图 4 数据采集和预处理模块流程图
Fig.4 Signal flow chart of detection and conditioning module

1.5 数字解调

系统在 FPGA 中采用正交解调方法提取被测电磁信号的幅值信息和相位信息。正交解调方法有较强的谐波抑制能力,无直流漂移,且可以提高信号的信噪比。正交解调的基本原理如下:

设 f_1 为输入信号的频率, f_s 为采样信号的频率,则两者之间的关系为: $f_s = Nf_1$, 其中 $N \geq 2$ 。对信号采样 q 个周期,则采样点的总个数为 $M = qN$ 。

输入信号 $V_1(k)$ 、正弦参考序列 $V_2(k)$ 、余弦参考序列 $V_3(k)$ 的表达式分别为

$$\begin{cases} V_1(k) = A \sin\left(\frac{2\pi k}{N} + \varphi\right) \\ V_2(k) = \sin\left(\frac{2\pi k}{N}\right) \\ V_3(k) = \cos\left(\frac{2\pi k}{N}\right) \end{cases} \quad (1)$$

式中: φ 为采样开始时刻信号的相位。

则 $V_1(k)$ 与 $V_2(k)$ 的互相关系数 R_1 、 $V_1(k)$ 与 $V_3(k)$ 的互相关系数 R_2 分别为

$$\begin{cases} R_1 = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} V_1(k) V_2(k) \\ R_2 = \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} V_1(k) V_3(k) \end{cases} \quad (2)$$

由式(2)可得被测信号幅值 A 为

$$A = 2\sqrt{R_1^2 + R_2^2} \quad (3)$$

由式(2)可知,耗时环节主要在乘法和累加过程,系统选用的 FPGA 有 156 个 18 位(18 位的乘法器,保证了正交解调的速度。

2 系统实验测试

2.1 实验模型搭建

为了验证所设计的 MIT 系统对被测物场介质分布信息获取的有效性,以及利用所获得测试数据进行图像重建的可行性。建立以空气为背景场、用铜棒模拟局部电导率分布变化的简化模拟实验模型,对 MIT 系统的性能进行测试,实验系统如图 5 所示,传感器线圈的结构和检测模型如图 6 所示。

系统选择扫频激励频率模式,信号分别采用幅值为 5 V 的 1 MHz 和 4 MHz 正弦信号,每完成一帧数据的测量,改变一次激励频率。同时实验采用循环激励、循环测量的方式,选择其中 1 个传感器线圈为激励线圈,其他 7 个线圈依次为检测线圈,单截面数据的获取需要完成 56 次测量,每次测量采集 40 个周期的信号,AD 采集速率均采用 40 MSPS,在 1 MHz 和 4 MHz 的工作频率下,每周分别采集 40 个点和 10 个点进行数字解调,得到对应的电压值,56 个电压值为一帧数据。

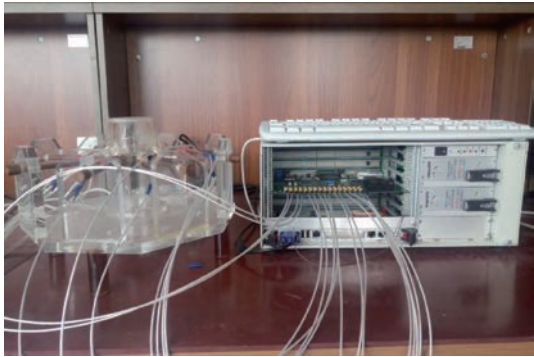


图 5 多激励频率模式 MIT 系统
Fig. 5 Multi-excitation frequency mode MIT system

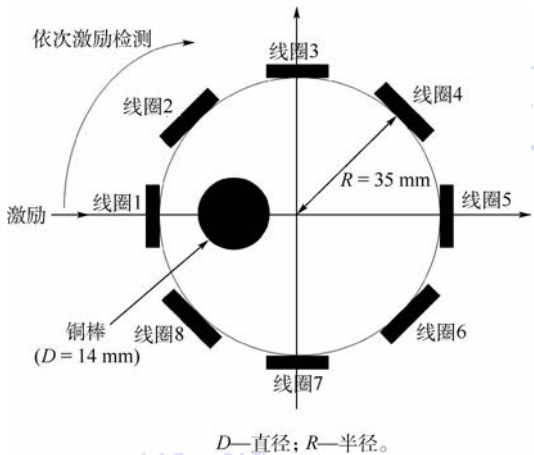


图 6 传感器线圈的结构和检测模型
Fig. 6 Sensor coils' structure and detection model

2.2 系统信噪比

采集 n 帧测量数据计算系统信噪比

$$SNR = -20\lg\left(\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \nu)^2} / \nu\right) \quad (4)$$

式中: ν 为检测数据的平均值, $\nu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$, x_i 为每一帧检测数据。

在 1 MHz 和 4 MHz 频率下, 分别采集 100 帧背景场下的数据, 即 $n = 100$, 通过式 (4) 计算 56 个检测通道的信噪比, 用所有信噪比的平均值来表示系统的信噪比, 系统在 1 MHz 和 4 MHz 频率下的信噪比分别为 48 dB 和 46 dB。

2.3 实验结果

在 1 MHz 和 4 MHz 工作频率下, 检测线圈在背景场条件下采集到的电压值分别如图 7(a)、图 7(b) 所示。在局部电导率分布改变(有介质分布)条件下, 采集到的电压值减去背景场时测得的电压值, 为介质分布的有效信号, 分别如图 8(a)、图 8(b) 所示。该信号可用于对被测介质分布进行图像重建。

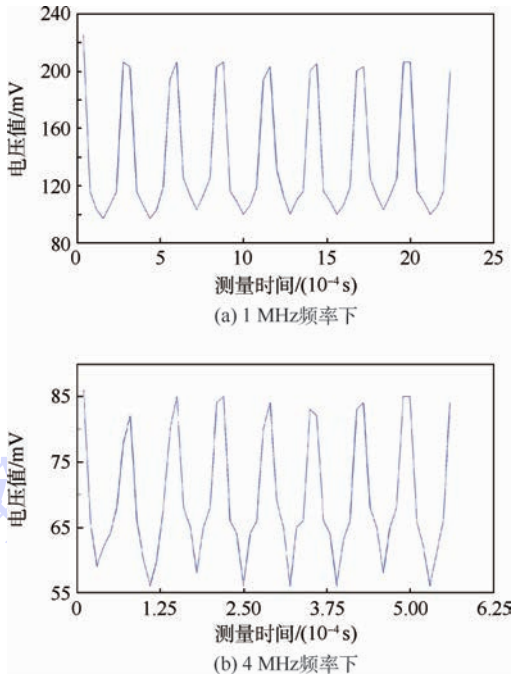


图 7 1 MHz 和 4 MHz 频率下的空场电压值
Fig. 7 Empty field voltage values at frequency of 1 MHz and 4 MHz

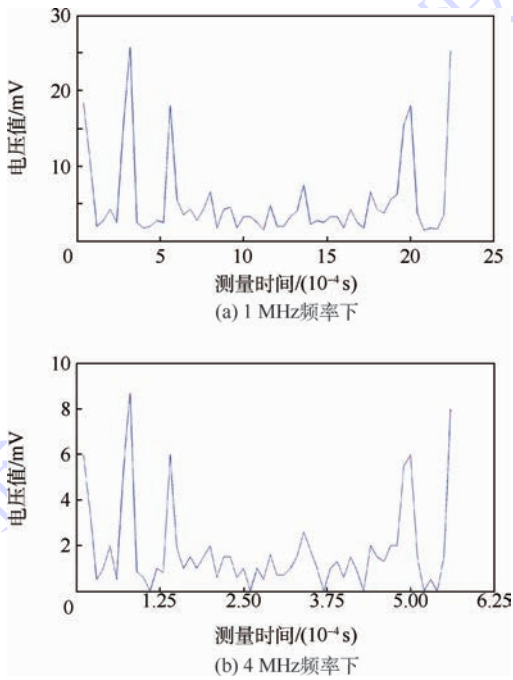


图 8 1 MHz 和 4 MHz 频率下的有效信号
Fig. 8 Effective signal at frequency of 1 MHz and 4 MHz

从图 7 可以看出, 系统在 1 MHz 和 4 MHz 激励频率下的测量电压值曲线均为 U 型曲线。在 1 MHz 频率下的 U 型曲线较为理想, 而在 4 MHz 频率下的 U 型曲线幅值降低, 曲线最低点相对降低。是由于在 4 MHz 频率下线圈感抗增大, 系统采用电压激励与测量的模式, 驱动线圈产生的磁场强度减小造成的。

图 8 中检测的峰值是由于被测对象在激励线圈附近时,靠近被测对象的检测线圈检测到的电压值形成的。从测量结果可以看出,系统可以较为准确地检测到有效信号,且靠近被测对象线圈的灵敏度较高。

图像重建选用 Tikhonov 正则化算法,通过检测到的电压值的变化 ΔV 计算出被测介质电导率分布,公式为^[15]

$$\Delta V = S \cdot \Delta \sigma \tag{5}$$

$$\Delta \sigma = S^T (SS^T + \lambda I)^{-1} \Delta V \tag{6}$$

式中: $\Delta \sigma$ 为电导率变化; S 为灵敏度矩阵; I 为单位正则化矩阵; λ 为标量正则化参数。

实验中,将 $f_1 = 1\text{ MHz}$ 和 $f_2 = 4\text{ MHz}$ 采集的数

据代入式(5),进行图像重建。图像重建结果如图 9 所示。

图 9 (a) 为被测介质实物图;图 9 (b) 和图 9 (c) 分别为激励频率在 1 MHz 条件下和 4 MHz 条件下的图像重建结果,其中第 1 列为背景场(无分布介质)条件下的图像重建结果,其余为物场(有分布介质)条件下的图像重建结果,被测介质分别放在被测区域的不同位置。

图像重建结果代表了被测物场电导率分布。图 9 中图像重建结果被测介质的位置和大小与模拟实验中的被测实物基本一致,而且图像有较为清晰的边界,说明搭建的 MIT 系统能够较为准确地提取被测物场的电导率变化信息,可以实现图像重建功能。

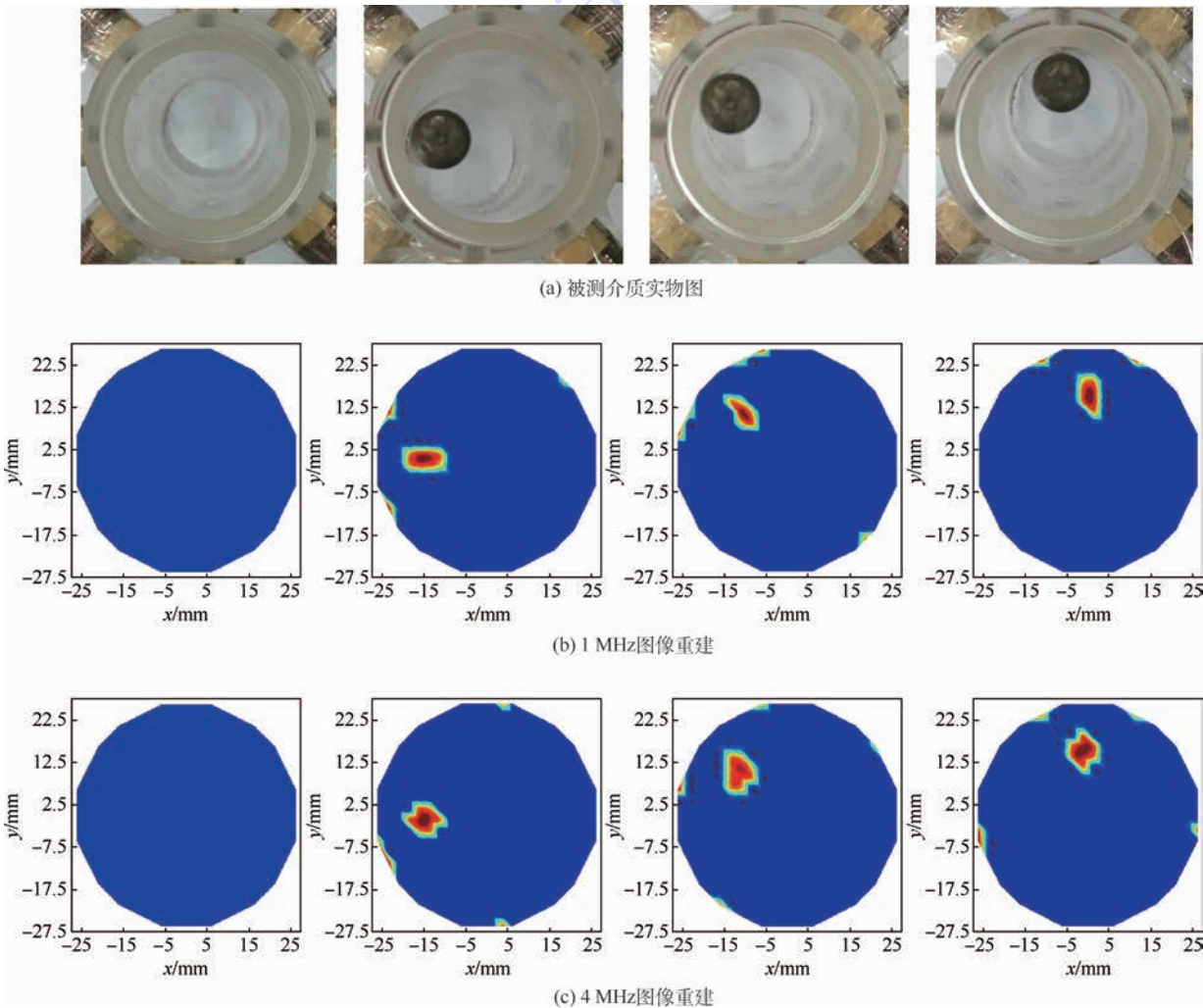


图 9 图像重建结果

Fig.9 Image reconstruction results

3 结 论

1) 设计了一种多激励频率模式 MIT 系统,采用 FPGA 实现激励信号产生,控制多路开关选通,

以及信号解调等功能。系统可以在 3 种激励频率模式下进行工作:单频、扫频和混频,在 3 种激励频率模式下系统都能够较为准确地提取被测物体的电导率信息。

2) 基于 CPCI 工业总线标准的集成化设计保证了系统的精度和稳定性,信噪比可保持在 46 dB 以上。

3) 系统的工作频率在 100 kHz ~ 4 MHz 范围内可选,满足生物组织图像重建需求,通过两相介质分布的模拟实验,对于在被测区域内不同位置的介质,系统能够准确提取被测场域内介质电导率的分布信息,进而为在多频率磁场下生物组织成像提供测试信息,实现图像重建功能。

参考文献 (References)

[1] GRIFFITHS H. Magnetic induction tomography[J]. Measurement Science & Technology, 2001, 12(8): 1126-1131.

[2] TARJAN P P, MCFEE R. Electrodeless measurements of the effective resistivity of the human torso and head by magnetic induction[J]. IEEE Transactions on Bio-medical Engineering, 1968, 15(4): 266-278.

[3] 徐征, 何为, 何传红, 等. 生物组织电导率磁感应测量原理及系统研究[J]. 仪器仪表学报, 2008, 29(9): 1878-1882.

XU Z, HE W, HE C H, et al. Study on the principles and system of measurement biological tissue conductivity with magnetic induction method[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2008, 29(9): 1878-1882(in Chinese).

[4] KORJENEVSKY A, CHEREPENIN V, SAPETSKY S. Magnetic induction tomography: Experimental realization[J]. Physiological Measurement, 2000, 21(1): 89-94.

[5] 王聪, 秦明新, 董秀珍, 等. 磁感应方式电导率测量基础研究[J]. 中国医学物理学杂志, 2004, 21(3): 182-185.

WANG C, QIN M X, DONG X Z, et al. The basic research of the measurement of conductivity in a magnetic induction way[J]. Chinese Journal of Medical Physics, 2004, 21(3): 182-185(in Chinese).

[6] NETZ J, FORNER E, HAAGEMANN S. Contactless impedance measurement by magnetic induction-A possible method for investigation of brain impedance[J]. Physiological Measurement, 1993, 14(4): 463-471.

[7] 刘浩仟. 电磁层析成像系统的软硬件设计[D]. 沈阳: 辽宁大学, 2015.

LIU H Q. Hardware and software design of electromagnetic tomography system[D]. Shenyang: Liaoning University, 2015(in Chinese).

[8] 刘泽, 何敏, 徐苓安, 等. 多激励模式的电磁层析成像系统

[J]. 仪器仪表学报, 2001, 22(6): 614-617.

LIU Z, HE M, XU L A, et al. Multi-mode excitation electromagnetic tomography system[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2001, 22(6): 614-617(in Chinese).

[9] ROSELL-FERRER J, MERWA R, BRUNNER P, et al. A multi-frequency magnetic induction tomography system using planar gradiometers: Data collection and calibration[J]. Physiological Measurement, 2006, 27(5): S271-S280.

[10] WANG C, ZHANG J Q, LI F W, et al. Design of a non-magnetic shielded and integrated electromagnetic tomography system[J]. Measurement Science and Technology, 2011, 22(10): 1-10.

[11] JIN G, SUN J, QIN M, et al. A new method for detecting cerebral hemorrhage in rabbits by magnetic inductive phase shift[J]. Biosensors and Bioelectronics, 2014, 52: 374-378.

[12] WATSON S, WILLIAMS R J, GOUGH W, et al. A magnetic induction tomography system for samples with conductivities below 10 Sm⁻¹[J]. Measurement Science & Technology, 2008, 19(4): 88-91.

[13] WEI H Y, SOLEIMANI M. Hardware and software design for a national instrument-based magnetic induction tomography system for prospective biomedical applications[J]. Physiological Measurement, 2012, 33(5): 863-879.

[14] VAUHKONEN M, HAMSCH M, IGNEY C H. A measurement system and image reconstruction in magnetic induction tomography[J]. Physiological Measurement, 2008, 29(6): S445-S454.

[15] SMITH R W M, FREESTON I L, BROWN B H. A real-time electrical impedance tomography system for clinical use-design and preliminary results[J]. IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 1995, 43(2): 133-140.

[16] ZOLGHARNI M, GRIFFITHS H, LEDGER P D. Frequency-difference MIT imaging of cerebral haemorrhage with a hemispherical coil array: Numerical modelling[J]. Physiological Measurement, 2010, 31(8): S111-S125.

作者简介:

王野 男, 硕士研究生。主要研究方向: 磁感应层析成像。

谭超 男, 博士, 副教授。主要研究方向: 多相流过程参数检测、过程层析成像。

董峰 男, 博士, 教授。主要研究方向: 多相流过程参数检测、过程层析成像。

Magnetic induction tomography system with multi-excitation frequency mode

WANG Ye, TAN Chao*, DONG Feng

(Tianjin Key Laboratory of Process Measurement and Control, School of Electrical and Information Engineering,
Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Magnetic induction tomography (MIT) has promising applications in biomedical examination and diagnosis. In order to acquire biological tissue characteristic information, a magnetic induction tomography system with multi-excitation frequency mode is designed. The system operates under voltage excitation and voltage measurement mode, and it can select three excitation frequency modes of single frequency, sweep frequency and mixed frequency from 100 kHz to 4 MHz. The system includes excitation source module, sensor coil array, data acquisition and conditioning module, and digital demodulation module, and it uses field-programmable gate array (FPGA) to control multiplexer, programmable amplifier, analog-digital converter and so on. The simulation experiments show that the test data acquired by the system with multi-excitation frequency mode has good consistency, its signal to noise ratio is above 46 dB, and voltage difference acquired at different excitation frequencies can be used to realize the image reconstruction of measured object conductivity distribution.

Keywords: magnetic induction tomography; biological tissue; system design; excitation mode; excitation frequency

Received: 2017-02-03; **Accepted:** 2017-03-06; **Published online:** 2017-04-20 17:25

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170420.1725.002.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (61571321, 6151101270); Science and Technology Innovation Plan of Tianjin (16PTSYJC00060)

* **Corresponding author.** E-mail: tanchao@tju.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0049

工业总线标准电容层析成像系统设计



徐康, 谭超*, 吴昊, 董峰

(天津大学 电气自动化与信息工程学院 天津市过程检测与控制重点实验室, 天津 300072)

摘 要: 为保证电容层析成像(ECT)系统满足航空航天领域多相流参数测试的要求,开发了一套基于CPCI工业总线标准的ECT系统。采用高性能现场可编程门阵列(FPGA)芯片作为主控芯片,实现信号激励模块、多路复用开关模块、数据处理模块、数据解调和传输模块的集成式设计,将采集信号进行预处理,实现信号的滤波、放大和相敏解调,并通过CPCI工业总线接口把解调后的电容数据传送到系统上位机,完成图像重建。实验测试结果表明:系统采用1 MHz激励信号和8电极传感器的工作模式下,采用10周期的测试信号解调时,图像采集速度可达1 785幅/s,信号的信噪比高于60 dB,成像结果具有良好的空间分辨率。

关 键 词: 电容层析成像(ECT); 多相流参数测试; 工业总线接口; 集成式设计; 图像重建

中图分类号: TP212.6; V248.1

文献标识码: A **文章编号:** 1001-5965(2017)11-2338-07

由2种或者2种以上不同“相”的物质组成的流体称为多相流,在航空航天领域广泛存在,如航空发动机附件机匣内的多相流^[1],航空发动机的废弃物排放过程中的多相流和液体火箭发动机推进剂雾化过程中的多相流等。随着航空航天领域的快速发展,对其中的多相流过程可视化与参数准确测量提出更高的要求。然而,多相流过程中的流体分布具有高度的随机性、不均匀性和多样性,增加了对其参数测量的复杂度,且多相流的待测参数多,包括流型、分相流速、流量、含率等,用传统的测试方法难以实现其关键分布参数的可视化与测量^[2]。

目前,多相流参数测量方法主要包括:①利用传统的单相流检测仪表,围绕多相流机理构建测量模型^[3],或将多种单相流测量仪表组合进行测量;②利用现代检测技术和信号处理技术相结合的软测量方法^[4-5];③以过程层析成像为代表的

可视化测试技术^[6],是自20世纪80年代中后期逐渐发展起来的,用阵列传感器以非侵入方式获取被测物场的信息的测试方法,可利用复杂的算法重建多相流体场某一截面内的瞬态参数分布图像,在多相流参数测试领域有独特的优势。

电容层析成像(Electrical Capacitance Tomography, ECT)是电学过程层析成像的一种,可实现连续相为非导电介质的多相流可视化。电容层析成像通过空间电极阵列建立电场,通过测量各电极对之间电容值,代入图像重建算法,获取被测截面内流体的介电常数分布,进而实现多相流体相分布的可视化及其参数的测量^[7]。

近年来,ECT系统广泛应用于工业过程中,2011年,天津大学的崔自强和王化祥等设计了一套基于数字采集方法的ECT系统^[8],2013年,北京航空航天大学的徐立军和周海立等设计了一套基于数字开关解调的电容层析成像系统^[9],同

收稿日期: 2017-02-03; 录用日期: 2017-03-17; 网络出版时间: 2017-04-20 17:25

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170420.1725.003.html

基金项目: 国家自然科学基金(61227006, 61473206, 6151101270)

* 通讯作者: E-mail: tanchao@tju.edu.cn

引用格式: 徐康, 谭超, 吴昊, 等. 工业总线标准电容层析成像系统设计[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2338-2344.
XU K, TAN C, WU H, et al. Electrical capacitance tomography system design based on industrial bus standard[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2338-2344 (in Chinese).

年,巴斯大学的 Ye 与 Soleimani 等开发了一套基于平面阵列的 ECT 系统^[10]。为满足航天航空领域严格的高速、灵活性和可靠性等要求。本文提出并设计了一套基于 CPCI (Compact Peripheral Component Interconnect) 工业总线标准^[11-13]的数字化 ECT 系统,在一块 6U 板卡上实现系统的集成设计,具有高速、高精度、高稳定性的优点,可与现有工业级测试总线系统灵活兼容。

1 ECT 系统设计

常用的 ECT 系统架构如图 1 所示,主要由 3 部分组成:①传感器空间阵列,在交变激励下,在被测截面内建立电学敏感场,场内流体各组分通过对敏感场的调制作用,在传感器上产生反映场域内流体介电常数分布信息的“投影”信号;②激励与数据采集系统,生成激励信号作用于传感器阵列,并根据激励-测量策略采集各电极上的“投影”信号,通过对信号的滤波、放大、解调等处理,获得被测场内介质分信息并送往图像重建单元;③图像重建单元,利用测试数据重建出场内相介质分布,并提取流动参数。

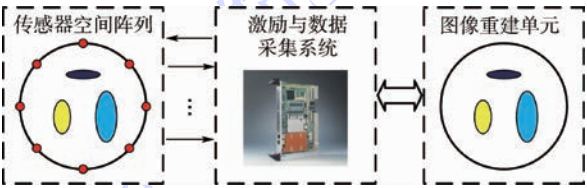


图 1 ECT 系统结构

Fig.1 Structure of electrical capacitance tomography system

1.1 电容测量电路

ECT 系统常用的微小电容检测电路主要有充放电式 (charge-discharge)^[14] 电路和交流式 (AC-based) 电路 2 种^[15]。在 ECT 技术发展的前期,充放电式电路以其成本低廉和结构简单的优点被 ECT 系统设计者认可并采用^[16]。然而,充放电式电路有零点漂移和电子开关的电荷注入效应等缺点^[17],限制了电容测量的精度。1999 年 Yang 和 York 提出交流式电容测量电路^[15],以其高精度、高信噪比的优点得到广泛应用。交流式电容检测电路克服了充放电式电路的缺点,使电容测量精度得到巨大的提高。

由于交流式电容检测电路具有抗杂散电容,高分辨率,高精度,高信噪比等优点,故本系统中 C/V 转换器采用如图 2 所示的交流式电容转换电路。由图 2 中的电路关系可得输出电压 V_o 和激励信号 V_i 之间的关系:

$$V_o = - \frac{j\omega C_x R_f}{1 + j\omega C_f R_f} V_i$$
 (1)

式中: ω 为激励信号的角频率; C_x 为待测电容; C_f 为参考电容; R_f 为参考电阻。

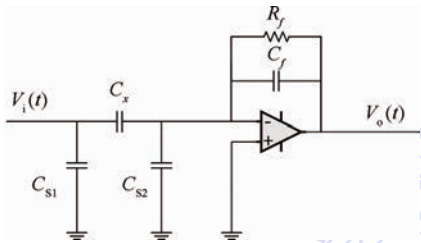
当 $|j\omega C_f R_f| \gg 1$ 时,式(1)可简化为

$$V_o = - \frac{C_x}{C_f} V_i$$
 (2)

当 $|j\omega C_f R_f| \ll 1$ 时,式(1)可简化为

$$V_o = - j\omega C_x R_f V_i$$
 (3)

本系统解调部分采用数字正交解调,由于该解调方式在被解调信号与参考信号保持同相或者反相时精度最高,因此本系统采用式(2)配置 C/V 转换电路的 $R_f C_f$ 参数。该转换电路在激励信号 V_i 的幅值为定值时,待测电容 C_x 与输出电压 V_o 的幅值成正比关系,因此通过测量交流式转换电路的输出电压的幅值,即可得到待测电容 C_x 的数值。



C_{s1} —激励端到被测电容的杂散电容;
 C_{s2} —被测电容到测量端的杂散电容。

图 2 交流式电容检测电路

Fig.2 AC-based capacitance detection circuit

1.2 CPCI 总线及其接口设计

CPCI 总线接口由国际工业计算机制造者联合会在 20 世纪 90 年代提出,以 PCI 电气标准为基础,兼容了 VME 总线与 PCI 总线的优势,具备以下优点:

- 1) 传输速率高。可分别在 32 bit/33 MHz 和 64 bit/33 MHz 的架构下实现 132 MB/s 和 264 MB/s 的传输速率,满足高速测试要求。
- 2) 支持热插拔。可在不中断系统的条件下,增加或减少功能板卡,扩展性好。
- 3) 电磁兼容性强,具有很高的抗振特性。适用于环境震动与电子噪声强的复杂应用场合。

因此,基于 CPCI 总线标准的 ECT 系统能满足航天航空工业的高速、灵活性和稳定性的要求。

本系统设计采用专用的接口芯片实现 CPCI 总线与本地总线的桥接,即如图 3 所示的 PCI9054 桥接电路实现 CPCI 与本地总线的通信。在现场可编程门阵列 (Field-Programmable Gate Array, FPGA) 的内部建立 FIFO 数据缓存区,通过编程建立 FPGA 与 PCI9054 之间的本地总线通信,上

位机通过 CPCI 总线访问 PCI9054,从而实现上位机与 FPGA 之间的间接通信。本系统采用 PCI9054 芯片的 C 模式设计,即本地总线的数据线与地址线分开的模式,本地总线采用 50 MHz 时钟。

本系统 PCI9054 采用 DMA 数据传输模式,节省上位机 CPU 资源,工作时序如图 4 所示。PCI9054 的工作时钟 LCLK 采用外部有源晶振输出的 50 MHz,PCI9054 通过将 LHOLD 引脚拉高向本地端发出申请使用总线指令,FPGA 通过将 LHOLDA 引脚拉高表示应答,从而允许 PCI9054 占用本地总线,PCI9054 通过在 ADS 引脚产生一个下降沿表示开始通信,在 BLAST 引脚产生一个下降沿表示开始通信,LBE[3:0]全部拉高将数据位数确定为 32 位传输,LWR 置为高电平表示 PCI9054 在读取本地端数据,LA 与 LD 表示本地端的数据和地址。

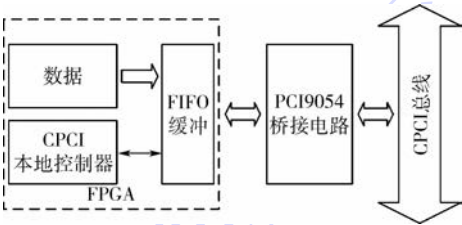


图 3 基于 PCI9054 的 CPCI 通信模块结构
Fig. 3 Structure of CPCI communication module based on PCI9054

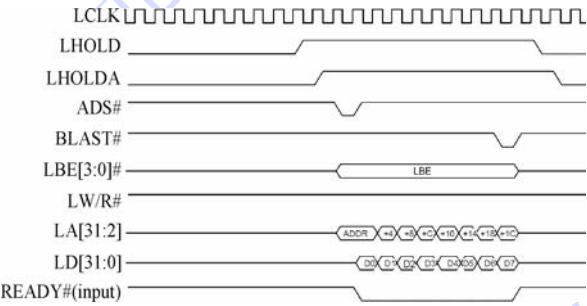


图 4 PCI9054 在 C 模式下的 DMA 传输时序
Fig. 4 DMA transmission timing sequence of PCI9054 in C mode

本地端 FPGA 的通信程序设计如图 5 所示,FPGA 的 CPCI 通信部分包括 2 个模块,即 FIFO 数据缓存模块及其控制模块,2 个模块的输入端时钟与 PCI9054 共用一个时钟引脚以确保工作时钟保持一致,通过输入端的数据和使能引脚将数据送入 FIFO 数据缓存模块,依照如图 4 所示时序对 FIFO 控制模块编程输出数据和指令,从而和 PCI9054 建立数据通信,实现数据打包传输。

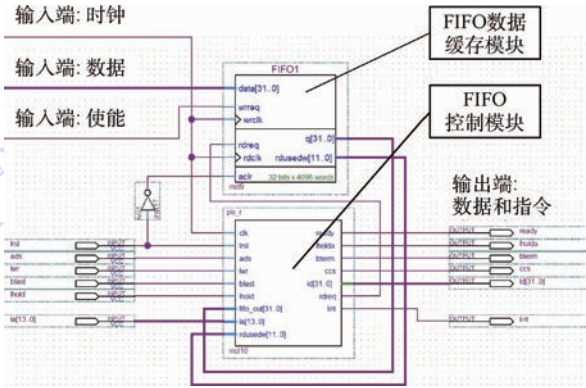


图 5 FPGA 本地端通信程序结构
Fig. 5 FPGA local communication program structure

1.3 激励与数据采集系统

基于工业总线的 ECT 系统功能框架如图 6 所示,分为信号激励模块、多路复用开关模块、信号处理模块、解调和数据传输模块。

根据 ECT 电容测量电路要求,系统的激励模块采用幅值、频率、相位可控的交流正弦波作为激励信号,可满足系统在不同环境条件下的要求。在电学层析成像中,激励信号的频率通常是在几 kHz 到 10 MHz 的范围内,为了获取更快的系统响应速度,本系统在保证激励信号带载能力的同时采用 1 MHz 的激励信号。信号激励模块采用如图 7 所示的结构,FPGA 可编程逻辑器件结合外部 DA 芯片实现 DDS 正弦波输出。该结构的 ROM 波形表由用户生成,因而能产生任意的波形信号,并具有 135 mA 的短路电流输出能力,保证系统的激励模块能提供的最大功率为 2.7 W。

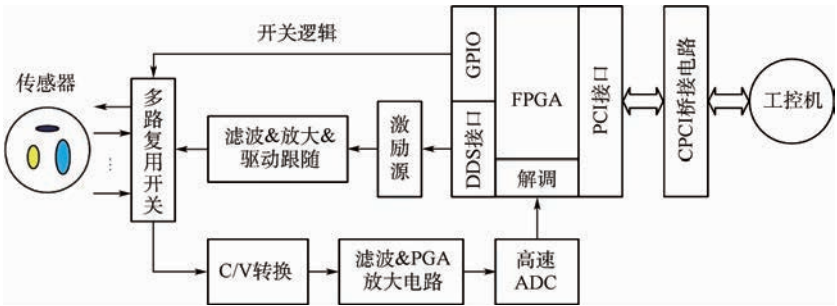


图 6 ECT 系统功能框架图
Fig. 6 Frame diagram of ECT system functions

根据 ECT 传感器电极实现状态切换的功能要求,系统的多路复用开关模块采用如图 8 所示的 T 型开关模型^[15],从而避免电子开关引入杂散电容。

激励信号经过 T 型开关模块后进入传感器,在被测截面内建立敏感场,并在测量电极上获取被测流体与敏感场调制后产生的电压信号,再送入信号处理模块。信号处理模块由 C/V 转换电路、带通滤波电路、可编程增益放大电路(PGA)、AD 采集电路组成。C/V 转换电路实现电容信息到电压信号的转换;带通滤波电路滤除信号的高斯噪声和直流偏置电压噪声;PGA 采用 1、2、5、10 倍可调增益,从而增大系统的动态测量范围;AD 芯片的分辨率为 12 位、输入范围为 $-2 \sim 2 \text{ V}$,可实现 0.98 mV 分辨率的数值输出。

系统利用 FPGA 完成数字 IQ 正交解调^[8],获得对应测试信号的幅值(即对应测试电极获得的电容信息),并通过与 CPCI 总线通信,将数据送往上位机进行图像重建与参数提取。

本设计实现的基于 CPCI 总线标准的激励与数据采集如图 9 所示,基于 6U 板卡标准的单板

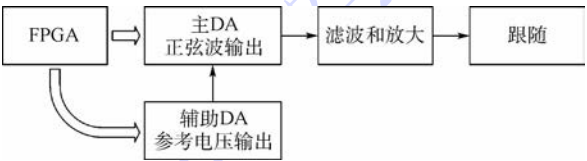


图 7 激励模块结构图

Fig. 7 Excitation module structure diagram

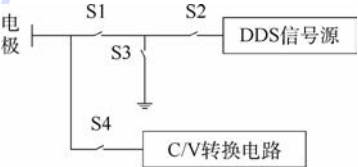


图 8 T 型开关模型

Fig. 8 T-switch model

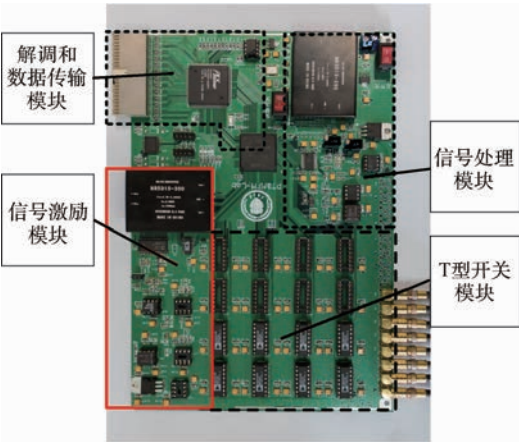


图 9 基于 6U 板卡的 ECT 激励与数据采集系统

Fig. 9 ECT excitation and data acquisition system on a 6U board card

集成式设计使系统具有很好的扩展能力,可通过多板卡组合和协同工作的方式,实现多截面、多电极的电容测量。

2 系统实验测试

2.1 ECT 传感器

常见的 ECT 电极数目为 8 电极、12 电极和 16 电极。电极数越多,传感器所获的截面数据越多,越有利于提高图像重建的精度。但是随着电极数目的增加,相同管径下的电极覆盖面积降低,电极间的电容减小,信噪比也越低。对于不同数量电极的 ECT 传感器,电极覆盖率为 $0.6 \sim 0.8$,能取得良好的图像质量^[18]。本系统设计从提高系统信噪比与机械加工精确性的角度,选择在外径为 80 mm 、内径为 50 mm 的有机玻璃管段内嵌入 8 个长度为 120 mm 、宽度为 17 mm 的电极,该传感器如图 10 所示,测量截面的电极占空比为 77.8% ,在测量电极对之间插入接地的径向屏蔽电极,消除相邻电极对之间的固有电容的影响,同时在传感器外围包裹一层接地的屏蔽电极以消除外部的电磁干扰。

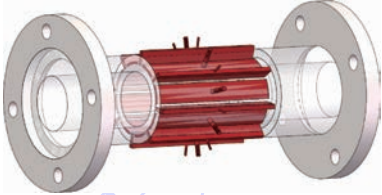


图 10 8 电极管道传感器

Fig. 10 8-electrode pipeline sensor

2.2 ECT 系统静态实验

将基于 CPCI 总线的 ECT 系统插入工控机箱中(如图 11 所示),使系统具备很强的抗震性与抗电磁干扰能力,保证了系统能够在复杂多变的环境中稳定工作。为了验证 ECT 系统的精度和成像效果,开展以下几组静态测试实验。

第 1 组实验中,被测对象为直径为 8 mm 的尼龙棒,图像重建为 Tikhonov 正则化方法,在背景介质为空气的情况下,单个尼龙棒在被测场域

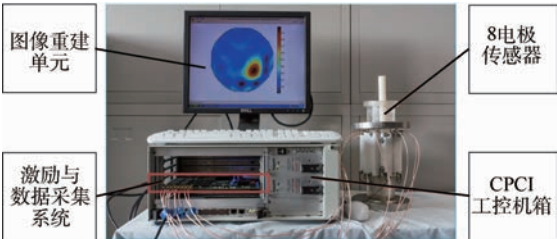


图 11 基于 CPCI 总线的 ECT 系统

Fig. 11 ECT system based on CPCI bus

器中不同位置及其所成图像如图 12 所示,图中虚线部分为尼龙棒实际分布。

第 2 组实验中,被测对象为干砂,通过在被测场域中填充一定体积的干砂,使其界面高度达到 35 mm,并将其摇晃至均匀以表征层流静态实验。图像重建采用 Tikhonov 正则化方法,在背景介质为空气的情况下,干砂在传感器中的截面分布及其所成图像如图 13 所示,图中虚线部分为干砂实际分布。

第 3 组实验中,被测对象为干砂与尼龙棒,通

过在被测场域中填满干砂,并在中心放置一根直径为 10 mm 的尼龙棒以模拟环状流分布。图像重建采用 Tikhonov 正则化方法,干砂在传感器中的截面分布及其所成图像如图 14 所示,图中虚线部分为尼龙棒实际分布。

以上实验结果表明,该 ECT 系统获得的重建图像均可较为准确地分辨电场内物体的位置,且图像颜色对比清晰,说明该系统对较低介电常数介质有良好的图像分辨率。

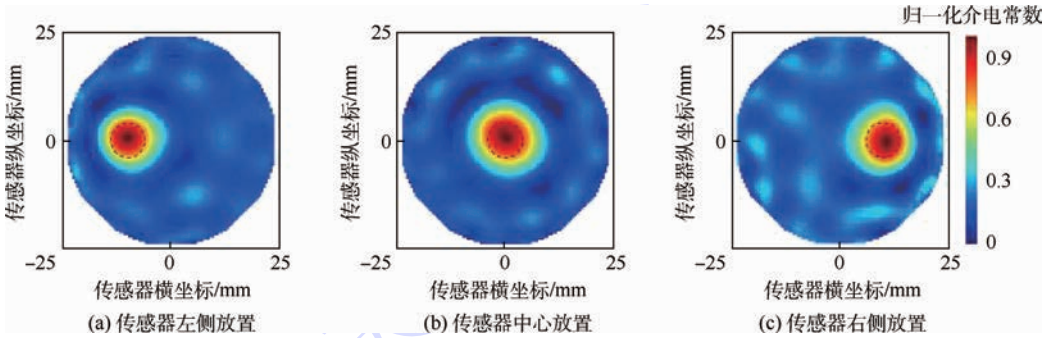


图 12 尼龙棒成像结果

Fig. 12 Imaging results of nylon bar

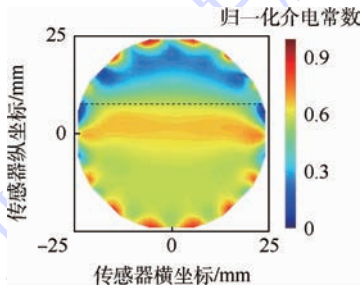


图 13 层流的成像结果

Fig. 13 Imaging results of laminar flow

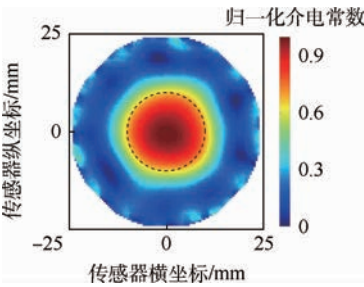


图 14 环流的成像结果

Fig. 14 Imaging results of annular flow

2.3 图像采集速度与在线成像速度

本文设计的系统为 8 电极串行数据采集系统,采用循环激励和测量模式,当一个电极作为激励电极时,其余电极依次作为测量电极,可获得 7 个测试数据,一个截面 8 个电极依次作为激励电极则需要重复 56 次测量。

表 1 为一次测量中各模块所用时间,其中 1 MHz 激励信号由 DA 芯片产生,在进入 AD 芯片

表 1 数据采集时间

Table 1 Data acquisition time

相关单元	耗费时间/ μs
信号激励模块滤波器	0.024
C/V 转换电路	0.376
采集模块滤波器	0.024
采集模块 PGA	0.648
AD 采集	8
数字解调	0
电极切换	2
CPCI 总线传输	0

之前需要经过 4 个环节,即有源低通滤波器、C/V 转换电路、二阶有源低通滤波器以及 PGA,其响应时间总和 t_1 为 $1.072\ \mu\text{s}$,同时为避免电极切换激励测量状态时发生的振铃现象影响信号测量精度,需要在此期间舍弃 2 个激励周期的信号,即耗费时间 t_2 为 $2\ \mu\text{s}$ 。由于以上 2 个过程同时发生且 $t_2 > t_1$,则激励信号由 DA 芯片到解调之前耗费时间总和为 $2\ \mu\text{s}$ 。为完成一次数据解调,AD 模块需要采集 8 个激励周期的信号,而在 FPGA 内部完成的数字解调和 CPCI 总线传输所用时间可忽略不计。综上所述,完成一次电容数据的测量需要耗费 $10\ \mu\text{s}$,而采集一个截面的电容数据需要 $560\ \mu\text{s}$,此时系统的图像采集速度为 $1\ 785\ \text{幅/s}$ 。

系统上位机平台采用 Tikhonov 正则化成像算法,完成一幅图像重建耗时为 $2.53\ \text{ms}$,因此系统的最大在线成像速度为 $395\ \text{幅/s}$ 。为提高重建

精度,系统每次连续抓取 10 个截面数据进行均值滤波后作为单截面成像的数据,可满足人眼 25 幅/s 的连续成像速度要求。

2.4 信 噪 比

由于各电极间、各开关芯片间以及各信号回路间的差异性,各电极作为激励电极时,与其他测量电极之间的电容值分布并不严格对称。如图 15 所示,被测对象为空场时,单周期电容测量值分布表明系统各测量通道之间的一致性较好。

当同一电极作为激励电极,其余电极依次作为测量电极时,计算各测量通道的信噪比并将其均值作为该激励电极通道的信噪比,用以表征通道性能。信噪比的计算公式为

$$SNR = 10 \lg \frac{\sum_{l=1}^L (v(l))^2}{\sum_{l=1}^L (v(l) - \bar{v})^2} \quad (4)$$

式中: $v(l)$ 为该测量通道的测量电压值, l 为测量编号; $\bar{v}$ 为测量平均值; L 为测量次数,本实验为 1 000 次。如图 16 所示,各通道信噪比均在 60 dB 以上,其中第 6 电极对应的信噪比最大为 65 dB。

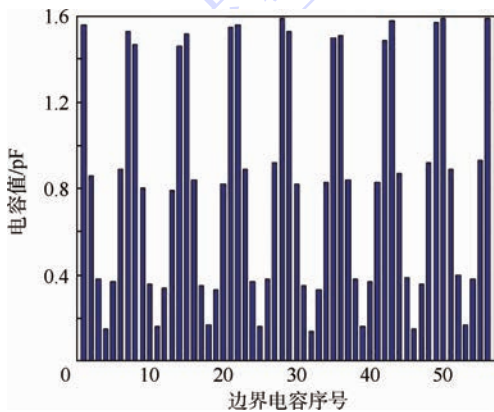


图 15 单周期电容测量值

Fig. 15 Single-cycle measured values of capacitance

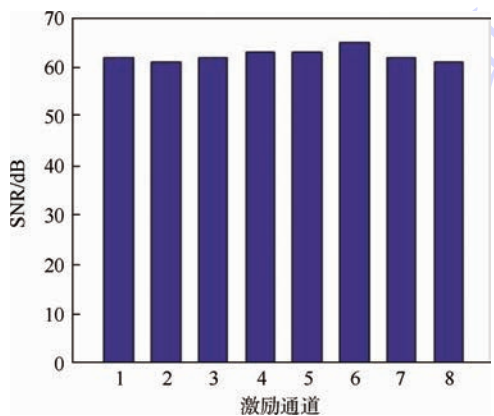


图 16 各通道信噪比

Fig. 16 SNR of each channel

3 结 论

1) 针对两相流静态试验,设计完成了一套电极长度 120 mm,宽度为 17 mm,电极截面占空比为 77.8% 的 8 电极电容传感器。该传感器能够比较好的反映被测截面介电常数的变化。

2) 设计并实现了一套基于工业总线标准 ECT 系统,该系统图像采集速度最快可达 1 785 幅/s,各通道信噪比均在 60 dB 以上,其中最大为 65 dB。

3) 静态实验表明该系统可较为准确地分辨电场内物体的位置,且图像颜色对比清晰,进而说明该系统对较低介电常数介质有良好的图像分辨率。

参考文献 (References)

- [1] 陈云霞,刘王佳.考虑喷油润滑的附件机匣温度场分析[J].北京航空航天大学学报,2015,41(7):1171-1176.
CHEN Y X,LIU W J. Temperature field analysis of attachment case considering injection lubrication [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2015,41(7):1171-1176 (in Chinese).
- [2] 谭超,董峰.多相流过程参数检测技术综述[J].自动化学报,2013,39(11):1923-1932.
TAN C,DONG F. A review of multiphase flow process parameter detection technology [J]. Acta Automatica Sinica, 2013,39(11):1923-1932 (in Chinese).
- [3] TAN C,WU H,DONG F. Mass flow rate measurement of oil-water two-phase flow by a long-waist cone meter [J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement,2013,62(10):2795-2804.
- [4] 黄志尧,王保良,史志才,等.软测量技术在多相流检测中的应用[J].仪器仪表学报,2001,22(3):421-424.
HUANG Z Y,WANG B L,SHI Z C,et al. Applications of soft-sensing technique to the measurement of multiphase flow [J]. Chinese Journal of Scientific Instrument,2001,22(3):421-424 (in Chinese).
- [5] MERIBOUT M,AL-RAWAHI N Z,AL-NAAMANY A M,et al. A multisensor intelligent device for real-time multiphase flow metering in oil fields [J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement,2010,59(6):1507-1519.
- [6] 孙红丽,谭超,董峰. ERT/UTT 双模态传感器尺寸优化仿真 [J]. 北京航空航天大学学报,2017;43(2):388-394.
SUN H L,TAN C,DONG F. Simulation based sensor size optimization for dual-modality ERT/UTT [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2017;43(2):388-394 (in Chinese).
- [7] SAIED I,MERIBOUT M. Electronic hardware design of electrical capacitance tomography systems [J]. Philosophical Transactions. Series A, Mathematical, Physical, and Engineering Sciences,2016,374(2070):20150331.

[8] CUI Z Q, WANG H X, CHEN Z, et al. A high-performance digital system for electrical capacitance tomography[J]. Measurement Science and Technology, 2011, 22(5) : 055503.

[9] XU L J, ZHOU H L, CAO Z, et al. A digital switching demodulator for electrical capacitance tomography[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2013, 62(5) : 1025-1033.

[10] YE Z, BANASIAK R, SOLEIMANI M. Planar array 3D electrical capacitance tomography[J]. Insight-Non-Destructive Testing and Condition Monitoring, 2013, 55(12) : 675-680.

[11] MAHONY M, PELISSIER G. Auto-SCSI termination enable in a CPCI hot swap system; U. S. Patent Application 10/055, 692 [P]. 2002-01-23.

[12] FRANK C H, RICHARDSON A. Face panel for a CPCI board; U. S. Patent D476, 631 [P]. 2003-07-01.

[13] HO R K, CREASON R R, JOCHIONG V E. System for distributing power in CPCI computer architecture; U. S. Patent 6, 677, 687 [P]. 2004-01-13.

[14] HUANG S M, XIE C G, THORN R, et al. Design of sensor electronics for electrical capacitance tomography[J]. IEE Proceedings, Part G: Circuits, Devices and Systems, 1992, 139(1) : 83-88.

[15] YANG W Q, YORK T A. New AC-based capacitance tomography system[J]. IEE Proceedings-Science, Measurement and Technology, 1999, 146(1) : 47-53.

[16] HUANG S M, PLASKOWSKI A B, XIE C G, et al. Capacitance-based tomographic flow imaging system[J]. Electronics Letters, 1988, 24(7) : 418-419.

[17] YANG W Q. Charge injection compensation for charge/discharge capacitance measuring circuits used in tomography systems[J]. Measurement Science and Technology, 1996, 7(7) : 1073-1078.

[18] YE J M, WANG H G, YANG W Q. Evaluation of electrical capacitance tomography sensor based on the coupling of fluid field and electrostatic field[J]. Measurement Science and Technology, 2016, 27(7) : 074003.

作者简介：
徐康 男，硕士研究生。主要研究方向：电容层析成像。

谭超 男，博士，副教授。主要研究方向：多相流过程参数检测、过程层析成像。

吴昊 男，博士研究生。主要研究方向：电学层析成像与多相流参数检测。

董峰 男，博士，教授。主要研究方向：多相流过程参数检测、过程层析成像。

Electrical capacitance tomography system design based on industrial bus standard

XU Kang, TAN Chao*, WU Hao, DONG Feng

(Tianjin Key Laboratory of Process Measurement and Control, School of Electrical and Information Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: To ensure that the electrical capacitance tomography (ECT) system meets the requirements of multiphase flow parameter measurement in aerospace field, an ECT system based on the CPCI industrial bus standard is designed. A high-performance field-programmable gate array (FPGA) chip is used as the main control chip to realize the integrated design of signal excitation module, multiplex switch module, data processing module, data demodulation and transmission module. The signal is preprocessed with signal filtering, amplification and phase-sensitive demodulation, and then the demodulated capacitance data is transferred to the host computer through the CPCI industrial bus interface. Finally, the image is reconstructed in the host computer. The experimental results of ECT system show that the image acquisition speed can reach 1 785 frames per second at 1 MHz excitation signal with 8 electrode sensor and 10-cycle test signal for demodulation. The system can operate under a SNR of above 60 dB, while the imaging results have good spatial resolution.

Keywords: electrical capacitance tomography (ECT); multiphase flow parameter measurement; industrial bus interface; integrated design; image reconstruction

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0060

航空发动机中气液两相流的可视化检测



赵愉, 岳士弘*, 张洋洋, 王化祥

(天津大学 电气与自动化工程学院, 天津 300072)

摘 要: 针对电阻抗断层成像(EIT)技术中FCM聚类算法的灵敏度系数信息缺失以及测量电压的利用率低两方面问题,提出一种新的成像算法。在该算法中引入灵敏度系数矩阵信息修正各个剖分单元的电压。同时提出了将测量电压数据按照其权系数进行处理的方法,该方法可应用于所有EIT经典反演算法之中。理论和数值仿真结果均表明,与已有的FCM聚类算法相比,优化后算法对两相流型的定位准确度更高,得到的重建图像的空间分辨率与之前相比相对误差降低了5%~15%,相关系数提高了5%~20%。

关 键 词: 电阻抗断层成像(EIT); FCM聚类算法; 测量电压; 灵敏度系数矩阵; 两相流型
中图分类号: V233.3⁺4; TE311

文献标识码: A **文章编号:** 1001-5965(2017)11-2345-07

气液两相流广泛存在于航空发动机等多种航空机械设备中,其流型状态对于设备的正常运行起着至关重要的作用^[1-2]。例如,在应用于空间冷却的各项技术中,两相循环冷却技术应用了饱和工质吸热气化温度不变的特性已经被证明是最适合航天器在太空轨道运行时的热控技术之一^[3]。以此设计的滑油系统是航空发动机的关键技术之一,用于润滑和冷却航空发动机各承力和传动部件,对发动机的工作可靠性起着决定性作用^[4]。

自20世纪80年代后期,美国普渡大学等校的许多学者开始研究气泡雾化喷嘴,这种喷嘴中不同颗粒气泡形成的雾化效果,对于飞机燃油的完全燃烧起着至关重要的作用^[5]。气泡在喷嘴中相对于液体的位置不同,会使喷嘴内会呈现出不同的两相流态,因此产生不同的雾化特性,雾化效果也不尽相同。因此,对航空飞行器各组件处的两相流态的可视化研究有着重要的意义。

电阻抗断层成像(Electrical Impedance Technology, EIT)技术^[6]具有非侵入、成像实时性好以

及成本低廉等优点,近年来已成为成像研究的热点,其原理是基于不同介质间电特性参数性质的差异,重建被测敏感场内电特性参数的分布以重建场域内的介质分布。该技术为航空气液两相流的可视化提供了新的思路^[7]。

但是,已有的EIT算法成像空间分辨率不高,限制了其可应用的范围,目前已经提出的克服该问题的算法仍有提升空间。本文针对EIT技术中的FCM(fuzzy c-means)聚类算法的灵敏度系数信息缺失以及测量电压利用率低两方面问题提出优化算法,旨在提高算法的成像空间分辨率,从而提高其在可视化检测中的应用潜力。

1 研究背景及相关工作

图像重构算法的设计与改进一直是电学成像研究中的重点。而电学成像问题的实质是被测场域的正问题和逆问题的求解过程。如图1所示。其正问题可归结为对已知的传感器结构、激励/测量模式,设定敏感场内介质分布,施加边界条件,

收稿日期: 2017-02-13; 录用日期: 2017-05-19; 网络出版时间: 2017-06-30 09:59

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.0959.005.html

基金项目: 国家自然科学基金(61174014)

* 通讯作者: E-mail: shyue1999@tju.edu.cn

引用格式: 赵愉, 岳士弘, 张洋洋, 等. 航空发动机中气液两相流的可视化检测[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2345-2351. ZHAO Y, YUE S H, ZHANG Y Y, et al. Visible measurement of gas-liquid two-phase flow in aircraft engine[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2345-2351 (in Chinese).

求解场域内电磁场的分布,最终获得场域的边界响应值与介质分布的对应关系,即灵敏度系数矩阵。逆问题为对敏感电极阵列和激励/测量策略所得的测量数据,根据正问题中求得的灵敏度系数矩阵反演场域内介质分布。图像重建即为逆问题的求解过程,是 EIT 技术的核心所在。首先由于 EIT 系统投影数据量远小于未知变量个数,造成图像重建的欠定性,其解不唯一;其次电场分布具有“软场”特性^[8],电势分布受介质分布的影响,二者为非线性关系;最后,逆问题求解具有不稳定性,即边界信号的微小扰动将导致重构值的较大变化。因此,现有的灵敏度系数矩阵和边界测量电压值^[9]的有效利用对重建图像的质量起到关键性的作用。

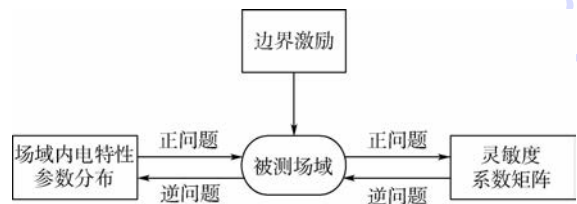


图1 正问题/逆问题求解过程

Fig. 1 Solution procedure of forward/inverse problem

1.1 灵敏度系数矩阵

不同于硬场的射线技术,电学层析成像的被测物场为“软场”,测量值与物场中电学特征参数之间具有高度的非线性特性,电场线的分布会随场域内介质的分布而发生改变。

对于存在“软场”效应的物场而言,在某一频率下测得的电学参数包括电容、电感、电阻等参数,是由灵敏度系数矩阵确定的。而灵敏度系数矩阵在一定程度上可以反映这种“软场”效应。

本文假设需要研究的物场为圆形场域,敷设16个电极。考虑到 EIT 可测量值的有限性,笔者将场域内的区域分为 812 个像素点,由这 812 个点的对应灵敏度系数构成灵敏度系数矩阵^[10]。在 EIT 技术中,电极对 j 相对于电极对 i 的灵敏度系数可表示为

$$S_{ij} = - \int \frac{\nabla \varphi_i \nabla \varphi_j}{I_i I_j} ds \tag{1}$$

式中: S_{ij} 为灵敏度系数矩阵 S 的元素; φ_i 、 φ_j 分别为第 i 个电极对和第 j 个电极对分别以电流 I_i 、 I_j 激励时被测场域内的电势分布; s 为面积。

1.2 EIT 的 FCM 聚类算法

FCM 聚类算法是一种应用广泛的聚类算法,是图像处理中典型的图像划分算法。在文献[11-12]中,把 FCM 聚类算法成功应用于 EIT

成像中。结果表明,EIT 中 FCM 聚类算法具有成像速度快,参数鲁棒性强等特点,可以用作实时监测。以下称该算法为 FCM-EIT 算法。该算法的具体说明如下:

1) 根据等势线反投影(LBP)算法^[13]求得每个剖分单元 16 次激励后的电压均值,生成矩阵 $u(812 \times 1)$ 。

2) 根据每个剖分单元的位置信息将 u 矩阵转换为灰度共生矩阵 $G(32 \times 32)$ 。

3) 求得灰度共生矩阵 G 的方差矩阵 $d(812 \times 1)$,则 $D = [u, d]$ 作为 FCM 聚类算法的特征值进行聚类成像。

4) 求得隶属度矩阵 $U(812 \times 2)$,则每个像素点的灰度值 $P(i) = \max(U(i, :))$ 。

但是,基于 FCM-EIT 算法没有充分考虑到软场效应的存在,忽略了灵敏度系数在成像过程中的影响,成像空间分辨率不高。

2 基于 FCM-EIT 的优化算法

本节从灵敏度系数的应用和测量数据按照权重系数处理 2 个角度优化 FCM-EIT 算法。

2.1 测量数据权重系数计算

以 16 电极 EIT 系统为例,在正问题的求解过程中可以得到 208 个空场边界电压数据 U_k 和 208 个满场边界电压数据 U_m 。已有 EIT 算法中直接使用 $(U_m - U_k)$ 或 $(U_m - U_k)/U_m$ 进行一次归一化后求解逆问题,数据的利用率低。使得成像结果分辨率不高,误差较大^[14]。

为克服上述问题,本文将边界测量值按照权重系数处理,计算过程是每当一对激励电极固定时,对相应测量得到的 13 个可应用测量值进行依次处理。即沿着边界以最小的测量值为起点,从低到高依次计算每个测量值在所有测量值之和中所占的权重。对于空场电压而言,其计算表达式为

$$U_{empty}^i = U_{emp}^i / \sum_{i=1}^{13} U_{emp}^i \tag{2}$$

式中: U_{empty}^i 为处理后的每个电极对的空场测量电压差; U_{emp}^i 为原始空场测量电压差。相应地,对满场电压差 U_{ful}^i 做相同的处理,得到处理后的每个电极对的满场测量电压差 U_{ful}^i 为

$$U_{ful}^i = U_{ful}^i / \sum_{i=1}^{13} U_{ful}^i \tag{3}$$

每一个原始的测量值经过式(2)和式(3)计算后作为新的测量值进行反投影,以空场测量值为例,如图 2 所示,可见处理后电压差明显大于原始测量电压差(数据单位:V)。

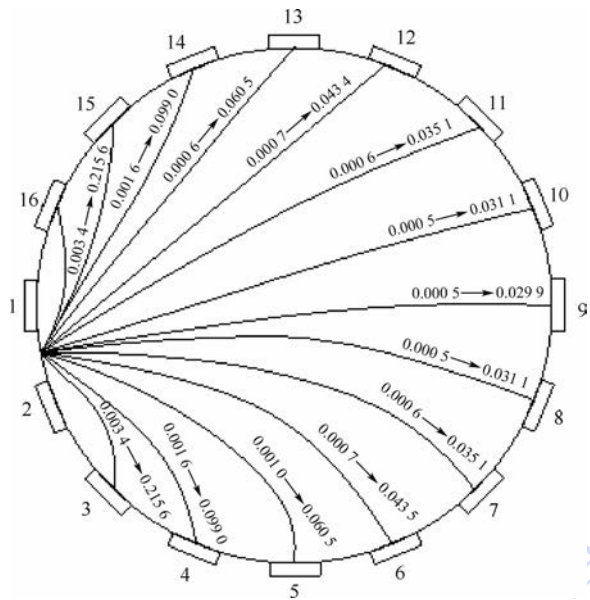


图 2 测量数据权系数化说明

Fig. 2 Weight coefficient of measurement data

将 U_{empty}^i 和 U_{full}^i ($i = 1, 2, \dots, 208$) 依次对应, 进行上述一次归一化, 得到权系数处理后电压的 2 种不同形式:

$$\begin{cases} U_{wc1}^i = U_{full}^i - U_{empty}^i \\ U_{wc2}^i = (U_{full}^i - U_{empty}^i) / U_{full}^{max} \end{cases} \quad (4)$$

式中: U_{full}^{max} 为满场电压中的最大值。

如图 3 所示, 图中表明在经权系数处理后 2 种计算方法得到的电压差整体趋势基本不变, 但数值明显增大, 即提高了数据的区分度, 测量数据的对比效果更为明显。需要注意的是图 3(a) 中原始电压差数量级在 10^{-4} 左右, 经比例放大 10 倍后对比效果更为直观。

2.2 灵敏度系数数的应用

假设 $\mathbf{b}$ 为边界测量电压矩阵, $\mathbf{g}$ 为被测物场不同像素对应的待求电学特征参数分布矩阵, 即灰度矩阵。

而原有的 FCM-EIT 算法并没有考虑灵敏度系数对于重建图像的影响。而事实上, 灵敏度系数矩阵中含有剖分单元的位置信息, 在目前大多数已有的电学层析算法中, 灵敏度系数是重要的先验信息, 对于成像的空间分辨率起重要的作用^[15]。为此, 本文提出了一种基于灵敏度系数的 FCM-EIT 的优化算法, 在每次激励中, 从 $\mathbf{S}$ 中选取剖分单元 i 的第 j 个灵敏度系数值 S_j^i 修正 FCM-EIT 算法中剖分单元 i 的测量值可表示为 $V_j^i = v_j^i S_j^i$ (5)

式中: V_j^i 构成 $\mathbf{V}$ 为计算后部分单元的电压, i 为剖分单元序号, j 为 i 所在的等位区号; v_j^i 构成 $\mathbf{v}$ 为剖分单元的电压。如此循环激励 16 次, i 从第 1 到

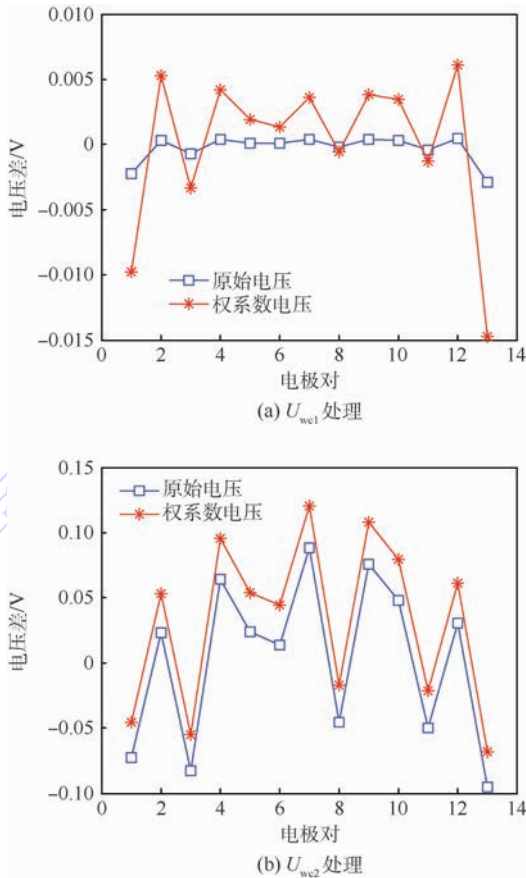


图 3 权系数化前后的测量值

Fig. 3 Measured values before and after coefficient weighting

第 812 个剖分单元。

用 $\mathbf{S}$ 修正后所得的 $\mathbf{V}$ 矩阵计算的均值和方差作为输入特征值用于 FCM-EIT 算法的计算。

3 仿真实验和结果

根据流动形态与界面尺度的关系, 可将气液两相流分为几个典型的流型, 即离散流 (泡状流、液滴流、粒子流)、分层流 (膜状流、环状流、水平分层流、喷射流)、混合流或瞬变流 (气泡环状流、液滴环状流、气泡-液滴环状流、搅拌湍流、段塞流), 图 4 所示为分层流和泡状流的真实分布。

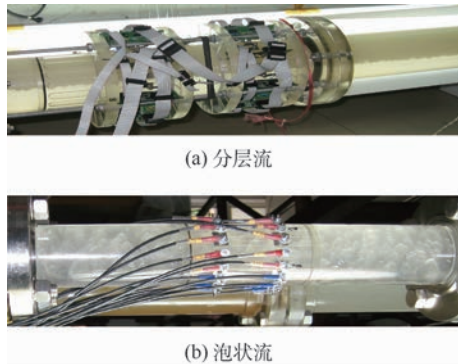


图 4 流型分布

Fig. 4 Distribution of flow patterns

3.1 仿真结果

采用 16 电极 EIT 系统模拟了 4 种不同的介质分布,在有限元软件 COMSOL3.5a 中采用自适应一阶三角网格用于正问题计算,采用相邻激励和相邻测量模式。

3.1.1 优化后 FCM-EIT 算法性能测试

在 FCM-EIT 算法中加入电压权系数预处理方法以及灵敏度系数矩阵信息,重建图像如表 1 所示。表中,第 1 列为模型序号,第 2 列为模拟的 4 种不同介质分布下的两相流模型,第 4、第 5 列分别为 FCM-EIT 在优化前和优化后的图像结果,同时第 3 列加入常用于流型识别的 LBP 算法进行比较,为了更好地评估改进后算法的优越性,在模型 1 和模型 2 中分别加入 1% 和 3% 的高斯白噪声。

优化后算法重建时间与传统算法处于同一数量级。图像结果表明,优化后的 FCM-EIT 算法对气泡位置、大小检测以及对层流和环状流界面、内部分布均匀性的识别效果均高于优化前的算法,加入噪声后算法重建效果也好于传统 FCM-EIT 算法。

表 1 不同算法的 4 个模型重建图像

Table 1 Reconstructed images for four models by different algorithms				
模型序号	两相流模型	LBP算法	FCM-EIT 算法	优化后 FCM-EIT算法
1				
2				
3				
4				

3.1.2 测量数据的权系数化对其他算法的作用

为了验证测量数据预处理方法的可行性和普适性,笔者使用如下 2 种对泡状介质分布辨识度高的 EIT 经典图像重建算法进行仿真实验,如表 2 所示。表中,对于泡状介质分布模型,分别应用普通 Landweber^[16-17] 算法和 Tikhonov^[18-19] 算法成像,以及应用笔者提出的测量数据权系数法处理后的 Landweber 和 Tikhonov 成像。其中 Tikhonov 使用 U_{we1} 方式进行预处理, Landweber 使用归一化方程 U_{we2} 方式进行预处理。

实验结果表明,边界测量值权系数化处理后 2 种算法成像效果均好于之前的结果,目标伪

表 2 Landweber 和 Tikhonov 算法及权系数法的模型重建图像
Table 2 Model reconstructed images by Landweber and Tikhonov algorithms and coefficient weighting

泡状介质分布模型	Landweber/Tikhonov 算法成像	权系数法处理后成像

影变小,用权系数化方法对电压进行预处理提高了空满场数据的变化量。以上 2 种算法虽然成像效果较好,但成像速度慢实时性较差。

3.2 评价参数

为了更好地对优化后 FCM-EIT 算法对两相流流型监测的重建图像质量进行评价,选用相关系数和相对误差定量反映优化效果。

3.2.1 相关系数

原始图像与重建图像的相关系数是评价重建图像质量和成像算法质量的一个重要因素^[20]。

首先,计算原始图像和重建图像之间的相关系数:

$$C = \frac{\sum_{i=1}^n (\sigma_i - \bar{\sigma})(\sigma_i^* - \bar{\sigma}^*)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\sigma_i - \bar{\sigma})^2 \sum_{i=1}^n (\sigma_i^* - \bar{\sigma}^*)^2}}$$

(6)

式中: σ 为计算的电特性参数值; σ^* 为模拟分布的实际电特性参数值; σ_i 和 σ_i^* 分别为 σ 和 σ^* 的第 i 行元素; $\bar{\sigma}$ 和 $\bar{\sigma}^*$ 分别为 σ 和 σ^* 的平均值; n 为像素数量。

表 3 列出了 3 种算法的相关系数。为便于比较,在图 5 中给出了相应的折线示意图。

从表 3 和图 5 可以看出,相比于原始 FCM 算法,优化后的算法得到的重建图像的相关系数更大。在部分模型中相关系数也比 LBP 算法大。

3.2.2 相对误差

评价成像算法的另一个因素是相对误差(R)。 R 反映原始图像与重建图像之间的误差。通过

式(7)计算重建图像和原始图像之间的相对误差:

$$R = \frac{\|\sigma - \sigma^*\|_2}{\|\sigma^*\|_2} \tag{7}$$

表 4 给出了 3 种算法的相对误差。为了便于进行比较,图 6 中给出了相应的折线示意图。

表 3 LBP、原始图像、优化后图像的相关系数
Table 3 Correlation coefficients of LBP, original image and optimized image

模型序号	LBP 算法	原始 FCM 算法	优化后 FCM 算法
1	0.414 1	0.364 7	0.415 4
2	0.373 8	0.295 9	0.390 2
3	0.166 9	0.877 7	0.922 2
4	0.345 5	0.405 1	0.568 4

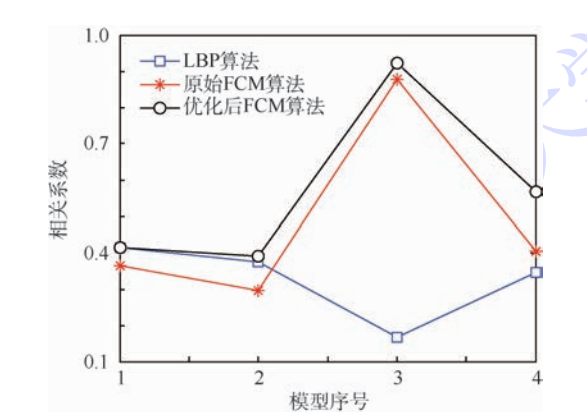


图 5 LBP、原始图像和优化后图像的相关系数对比
Fig. 5 Comparison among correlation coefficient of LBP, original image and optimized image

表 4 LBP、原始图像、优化后图像的相对误差
Table 4 Relative errors of LBP, original image and optimized image

模型序号	LBP 算法	原始 FCM 算法	优化后 FCM 算法
1	0.173 4	0.276 3	0.201 1
2	0.207 7	0.267 8	0.163 9
3	0.859 8	0.072 8	0.050 5
4	0.301 2	0.297 8	0.219 5

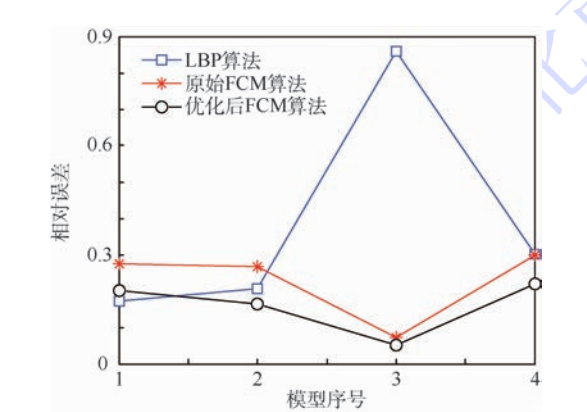


图 6 LBP、原始图像、优化后图像的相对误差对比
Fig. 6 Comparison among relative errors of LBP, original image and optimized image

从表 4 和图 6 中可见,相比于原始 FCM 算法,优化后的算法得到的重建图像比原重建图像的相对误差更小。

4 结 论

本文提出了一种用于 EIT 成像中的 FCM 聚类算法。该算法可以更为准确地监测到泡状流中气泡的大小及位置分布,对层状流和环状流的内部介质均匀性及界面的识别也更为准确。

1) 充分利用了灵敏度系数的信息以及对测量电压值进行更高效率的利用,提高了聚类算法的精度。图像相关系数提高了近 5% ~ 20%,相对误差降低了约 5% ~ 15%。数值仿真结果验证了优化后的算法在成像领域具有更好的性能。

2) 本文提出的边界电压权系数处理方法在其他成像算法中也进行了部分模型验证,均得到了较好的成像效果。

如何在现有的数据条件下发挥 FCM 聚类算法最好的性能,并将其运用到航空发动机中的两相流监测以及多样性的数据处理方法对于各种 EIT 成像算法的优化还有待于进一步的探索。

参考文献 (References)

[1] 张文伟,柯鹏. 流道弯曲度对微重力膜式水气分离性能的影响[J]. 北京航空航天大学学报,2016,42(8):1639-1648.
ZHANG W W, KE P. Impact of channel curvature on microgravity membrane gas-liquid separation performance[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2016, 42(8):1639-1648 (in Chinese).

[2] 薛好,谢永奇,戴华,等. 加速度场中环路热管温度波动现象分析[J]. 北京航空航天大学学报,2016,42(7):1502-1508.
XUE H, XIE Y Q, DAI H, et al. Investigation of temperature fluctuation in loop heat pipe under acceleration fields[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2016, 42(7):1502-1508 (in Chinese).

[3] 杨晓军,陶智,丁水汀,等. 旋转对气膜冷却覆盖区域的影响[J]. 北京航空航天大学学报,2007,33(12):1383-1386.
YANG X J, TAO Z, DING S T, et al. Rotation effects on the film covering area[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2007, 33(12):1383-1386 (in Chinese).

[4] 陈云霞,刘王佳. 考虑喷油润滑的附件机匣温度场分析[J]. 北京航空航天大学学报,2015,41(7):1171-1176.
CHEN Y X, LIU W J. Accessory gearbox temperature field analysis considering fuel injection lubrication[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2015, 41(7):1171-1176 (in Chinese).

[5] 梁雪萍,郭志辉,徐行,等. 气泡雾化喷嘴水平喷射的雾化特性研究[J]. 北京航空航天大学学报,1998,24(1):28-31.
LIANG X P, GUO Z H, XU X, et al. Influence of gas injector geometry on atomization performance of horizontally injecting ef-

- ferrescent atomizers[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 1998, 24(1): 28-31 (in Chinese).
- [6] 裴飞霸, 张和华, 颜乐先. 电阻抗断层成像技术研究[J]. 中国医疗器械杂志, 2016, 40(1): 52-54.
CHANG F B, ZHANG H H, YAN L X. Research on electrical impedance tomography[J]. Chinese Journal of Medical Instrumentation, 2016, 40(1): 52-54 (in Chinese).
- [7] 董峰, 徐立军, 刘小平, 等. 用电阻层析成像技术实现两相流流型识别[J]. 仪器仪表学报, 2010, 22(3): 416-417.
DONG F, XU L J, LIU X P, et al. Identification of two phase flow regimes using electrical resistance tomography[J]. Chinese Journal of Science Instrument, 2010, 22(3): 416-417 (in Chinese).
- [8] CAO Z, XU L J. Direct image reconstruction for ERT by using measurements on partial boundary[C] // 2013 IEEE International Conference on Imaging Systems and Techniques. Piscataway, NJ: IEEE Press, 2013: 377-380.
- [9] KIM B S, KIM S, KIM K Y. Image reconstruction with prior information in electrical resistance tomography[J]. Journal of the Korean Mathematical Society, 2014, 18(1): 8-18.
- [10] 唐磊. 电阻抗断层成像算法研究及系统软件设计[D]. 天津: 天津大学, 2006.
TANG L. Research on image reconstruction algorithms and design of software for electrical impedance tomography system[D]. Tianjin: Tianjin University, 2006 (in Chinese).
- [11] YUE S H, WANG J S, CHEN X, et al. Clustering mechanism for electric tomography imaging[J]. Science China Information Sciences, 2012, 55(12): 2849-2864.
- [12] YUE S H, WANG J S, CHEN X, et al. An unsupervised grid-based approach for clustering analysis[J]. Science China Information Sciences, 2010, 53(7): 1345-1357.
- [13] WANG Q, WANG H X, ZHANG R H, et al. Image reconstruction based on L1 regularization and projection methods for electrical impedance tomography[J]. Review of Scientific Instruments, 2012, 83(10): 104707.
- [14] 范文茹. 生物电阻抗成像技术研究[D]. 天津: 天津大学, 2010.
FAN W R. Research on biological electrical impedance tomography[D]. Tianjin: Tianjin University, 2010 (in Chinese).
- [15] 王化祥, 朱学明, 张立峰. 用于电容层析成像技术的共轭梯度算法[J]. 天津大学学报(自然科学与工程技术版), 2005, 38(1): 1-4.
WANG H X, ZHU X M, ZHANG L F. Conjugate gradient algorithm for electrical capacitance tomography[J]. Journal of Tianjin University (Science and Technology), 2005, 38(1): 1-4 (in Chinese).
- [16] 肖理庆, 王化祥, 厉丹. 改进 Landweber 预迭代 ERT 图像重建算法[J]. 中国电机工程学报, 2013, 33(23): 118-125.
XIAO L Q, WANG H X, LI D. Improved Landweber pre-iteration algorithm for ERT image reconstruction[J]. Proceedings of the CSEE, 2013, 33(23): 118-125 (in Chinese).
- [17] SONG X Z, XU Y B, DONG F. A spatially adaptive total variation regularization method for electrical resistance tomography[J]. Measurement Science & Technology, 2015, 26(12): 125-401.
- [18] WANG C L, YUE S H. New selection methods of regularization parameter for electrical resistance tomography image reconstruction[C] // Proceedings of 2016 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference. Piscataway, NJ: IEEE Press, 2016: 1-5.
- [19] CAO Z, WANG H X. Electromagnetic model and image reconstruction algorithms based on EIT system[J]. Transactions of Tianjin University, 2006, 12(6): 420-424.
- [20] WANG B L, TAN W H, HUANG Z Y, et al. Image reconstruction algorithm for capacitively coupled electrical resistance tomography[J]. Flow Measurement & Instrumentation, 2014, 40: 216-222.

作者简介:

赵愉 女, 硕士研究生。主要研究方向: EIT 应用。

岳士弘 男, 博士, 教授。主要研究方向: 智能信息处理技术和 EIT 应用。

Visible measurement of gas-liquid two-phase flow in aircraft engine

ZHAO Yu, YUE Shihong*, ZHANG Yangyang, WANG Huaxiang

(School of Electrical Engineering and Automation, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: This paper focuses on the lack of the sensitivity coefficient information and the low utilization of the measurement voltage in FCM clustering algorithm in electrical impedance tomography (EIT) technology, and proposes a new imaging algorithm. In the new algorithm, sensitivity matrix information is introduced to correct the voltage of each subdivision unit. And at the same time, we propose to handle the measurement voltage according to its weight coefficient in the total voltage value, and this method can be applied to all EIT classical inversion algorithms. Both the theoretical analysis and numerical simulation results demonstrate that the new algorithm is more accurate in locating two-phase flow patterns than the existing FCM clustering algorithm, the spatial resolution deviation of reconstructed image has been reduced by 5% to 15%, and the correlation coefficient has been increased by 5% to 20%.

Keywords: electrical impedance tomography (EIT); FCM clustering algorithm; measurement voltage; sensitivity matrix; two-phase flow patterns

Received: 2017-02-13; **Accepted:** 2017-05-19; **Published online:** 2017-06-30 09:59

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170630.0959.005.html

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (61174014)

* **Corresponding author.** E-mail: shyue1999@tju.edu.cn

http://bhxb.buaa.edu.cn jbuua@buaa.edu.cn

DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0065

基于 CCERT 与声发射技术的气液固三相流相含率测量



张凯¹, 胡东芳², 王保良^{1,*}, 冀海峰¹, 黄志尧¹, 李海青¹

(1. 浙江大学 控制科学与工程学院, 杭州 310027; 2. 浙江大学 化学工程与生物工程学院, 杭州 310027)

摘 要: 传统的相含率测量方法在测量三相流相含率时只能对某单一相进行检测, 针对此问题, 基于电容耦合电阻层析成像 (CCERT) 技术与声发射技术, 建立了相含率测量模型, 提出了一种三相流各相相含率的非侵入式测量方法。利用偏最小二乘回归法, 在静态情况下建立 CCERT 技术的相含率测量模型, 同时在鼓泡床上进行动态实验, 采用差压法进行同步测量作为参考值验证模型的有效性, 实现了对两相相含率的非接触测量。在此基础上, 通过对声发射技术采集到的声音信号进行处理, 建立声发射技术的气相相含率预测模型, 利用该模型测量出三相体系中的气相相含率, 结合 CCERT 技术测量出三相体系中的不导电相相含率, 从而利用非侵入式测量方法得到三相流中的各相相含率。

关 键 词: 电容耦合; 电阻层析成像; 气液固三相流; 声发射; 相含率

中图分类号: TP212

文献标识码: A

文章编号: 1001-5965(2017)11-2352-07

随着航空航天科技的不断发展, 国家对于航空燃料的需求也日益增长。生物燃料因其原料来源广泛、绿色环保的优点成为当前的研究热点。生物水质相催化合成技术是一项新型的燃料制取技术, 目前已经取得了阶段性的成果^[1]。鼓泡床反应器和固定床反应器是该技术的 2 种反应器^[2], 本文针对鼓泡床反应器中的三相相含率测量方法进行研究, 有助于床内三相流动的机理研究和状态监测, 对于提高燃料制取效率和安全性有着重要意义。

过程层析成像 (Process Tomography, PT) 技术是由计算机层析成像 (Computerized Tomography, CT) 技术上发展出的一类成像检测技术, 能够实时地得到检测对象的主要参数。电阻层析成像技术 (Electrical Resistance Tomography, ERT) 因为其

结构简单、成本低廉和非侵入等特点, 成为目前的研究热点, 有着重要的学术研究和广阔的工业应用前景^[3]。

电容耦合电阻层析成像 (Capacitively Coupled Electrical Resistance Tomography, CCERT) 技术是由电容耦合非接触电导检测 (Capacitively Coupled Contactless Conductivity Detection, C⁴D) 技术^[4-6]与 ERT 技术相结合而提出的, 利用数字相敏解调技术得到电导率信息, 相比于传统的 ERT 技术, 实现了非接触测量。目前, 该技术已在多相流领域取得了一定进展^[7], 但在流体参数测量方面还有待进一步研究。

鼓泡床反应器因其传热传质性能好、结构简单和不会堵塞等优点, 在化工生产过程中有着广泛的应用。在鼓泡床反应器中, 液相为连续相, 气

收稿日期: 2017-02-15; 录用日期: 2017-08-23; 网络出版时间: 2017-08-24 18:24

网络出版地址: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170824.1824.001.html

基金项目: 国家自然科学基金 (61371161)

* 通讯作者: E-mail: blwang@iipc.zju.edu.cn

引用格式: 张凯, 胡东芳, 王保良, 等. 基于 CCERT 与声发射技术的气液固三相流相含率测量[J]. 北京航空航天大学学报, 2017, 43(11): 2352-2358. ZHANG K, HU D F, WANG B L, et al. Measurement of phase holdup in gas-liquid-solid three-phase flow based on CCERT and acoustic emission[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2017, 43(11): 2352-2358 (in Chinese).

相和固相为离散相,对三相的相含率测量直接影响到了传质传热效率的提高,对于化工生产有着重要意义。然而,传统的相含率测量手段,诸如差压法^[8]、电导探针法^[9]、光纤探头法^[10]等方法,都是侵入式测量,会对流场造成一定影响,同时这些方法只能测量某单一相含率,不能得到三相流的各相相含率。

针对这些问题,本文基于 CCERT 系统,利用数据挖掘方法,通过建立相含率测量模型,获取三相流中的不导电相(气相和固相)的相含率,利用声发射技术获取三相流中的气相相含率。结合 2 种技术所获取的信息,从而实现了三相流体系中各相相含率的非接触检测。

1 系统基本原理与装置

图 1 为 C⁴D 传感器的结构示意图。2 个环状金属电极在轴向方向紧贴在管道外壁,其中,连接着交流激励源的电极激励电极,另一个电极为检测电极,2 个电极通过绝缘管壁与管道内的导电液体形成耦合电容 C₁ 和 C₂,2 个电极之间的导电液体等效为电阻 R,其等效电路如图 2 所示。对激励电极施加交流信号,信号通过等效电容与电阻后,检测系统在检测电极处接收到交流信号,此信号可以反映出管道内导电液体的电导信息。

CCERT 系统是将 C⁴D 技术应用到 ERT 中,从而实现了非接触测量,其结构示意图如图 3 所示。在同一水平面上,将 12 个矩形金属电极片等间距地贴在绝缘管壁外侧,管道中是被测流体。当绝缘管道内导电液体通过电极位置时,任意 2 个电极之间都存在一个等效电阻,该电阻随着流体的电导变化而变化。与此同时,金属电极会通过管壁与管道内的流体形成耦合电容。通过

相敏解调技术,将电容信息与电阻信息分离,在上位机中得到被测流体的电导率分布信息,从而得到被测流体的分布信息。

CCERT 系统主要由 3 部分组成,整体结构如图 4 所示,包括传感器、数据采集与处理系统和图像重建计算机。通过向某个电极施加正弦激励信号,数据采集与处理系统在其他电极上检测到电流信号,利用数字相敏解调技术,得到信号的幅值信息和相位信息,由此得到被测流体的电导率信息。根据求得的电导率信息,通过反线性投影(linear back projection)算法进行在线成像,得到被测流体的分布情况。

与传统的 ERT 技术相比,CCERT 技术实现了对被测流体的非侵入式测量,简化了安装过程的同时也不会对被测流场造成影响,在工业应用中有着广泛的前景。与传统 ERT 技术测量相含率类似,CCERT 系统采集到的每一组电阻数据对应着一个相含率值,采用一定的数据挖掘方法对电阻数据进行处理,得到相含率的预测模型,即可测量出气液两相流中的各相相含率。

而此方法在三相流相含率的测量中有一定的局限性,只能得到导电相与不导电相的相含率。在本文的实验中,气相和固相为不导电相,即该方法不能区分出固相相含率和气相相含率。为此,本文利用声发射技术测量出三相流体系中的气相相含率,使得测量相含率的 3 个方程封闭,得到三相流体系中的各相相含率。

声发射技术通过采集被测对象的声波信号并进行处理,声波信号包含了鼓泡床内的综合动

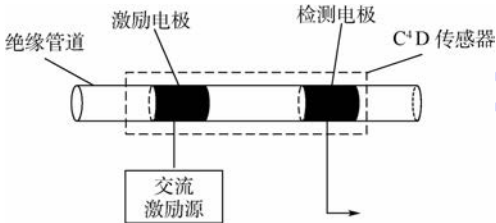


图 1 C⁴D 传感器示意图
Fig.1 Schematic of C⁴D sensor

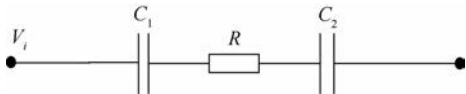


图 2 C⁴D 传感器的等效电路
Fig.2 Equivalent circuit of C⁴D sensor

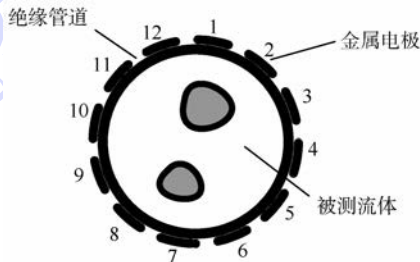


图 3 CCERT 传感器示意图
Fig.3 Schematic of CCERT sensor

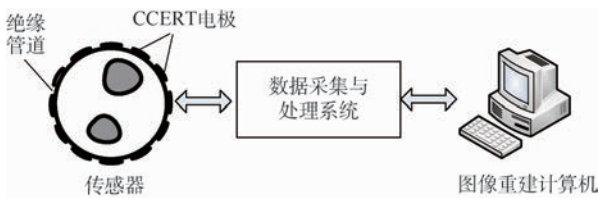


图 4 CCERT 整体结构
Fig.4 Integral structure of CCERT

态信息,是气泡特性、颗粒特性以及操作条件等因素的动态反映。通过对声波信号的处理与分析,可以得到鼓泡床中的流型和相含率等信息。

本文所使用的声波检测系统主要由声波探头(北京鹏翔科技有限公司,PXR15)、前置放大器(北京鹏翔科技有限公司,PXPA IV)、主信号放大器(北京鹏翔科技有限公司,PXMA)和数据采集卡(NI公司,PCI-6071E)组成。

2 CCERT 技术相含率测量实验

相含率作为两相流检测领域中重要的参数之一,其准确测量对于工业生产有着重要的意义^[10]。传统层析成像技术利用重建出的流体分布图像,通过图像的灰度值计算出相含率^[11-12],但是由于电学层析成像技术的“软场”特性^[13]和数据量少等原因,该方法的精度有待提高。因此,本文利用偏最小二乘回归(Partial Least Squares Regression,PLSR)法将相含率与测量得到的电阻值建立线性回归模型,由此测算被测流体的相含率值。为此,本文实验分为静态实验和动态实验2组,利用静态实验模拟气液两相流流型来建立相含率的预测模型,同时利用所建立的预测模型在动态鼓泡床中测量各相相含率,验证模型的有效性。

静态实验采用的是12电极的CCERT传感器,在内径为100 mm、壁厚为3 mm的竖直接管道中进行,利用不同直径的聚乙烯棒来模拟不同相含率下的泡状流。为了尽可能模拟多的情况,将不同直径的聚乙烯棒两两之间进行相互组合,并放置在管道的不同位置模拟多个气泡进行实验。聚乙烯棒与动态实验中离散的气泡存在一定差异,但其测量原理都是基于被测区域的电阻值来计算相含率,而电阻值又与绝缘部分的体积存在一定关系,因此可以初步将静态模型应用于动态实验中。静态实验一共采集了490组数据,每组数据包含66个电阻值和1个气相相含率值,随机选取其中的375组作为训练集,选取剩余的115组作为测试集。图5为采用PLSR法预测的气相相含率值与参考气相相含率值的对比。所建立模型的主成分数为8,决定系数 R^2 为0.9632,最大测量绝对误差为3.2%,满足实际应用要求。

为了进一步验证所建立的相含率预测模型的有效性,在内径为100 mm、壁厚为3 mm的鼓泡床中进行动态实验,实验介质为空气和水。利用静态实验中建立的模型测量相含率,采用差压法同步测量作为参考值进行对比。差压法测量相含率的方法如图6所示。

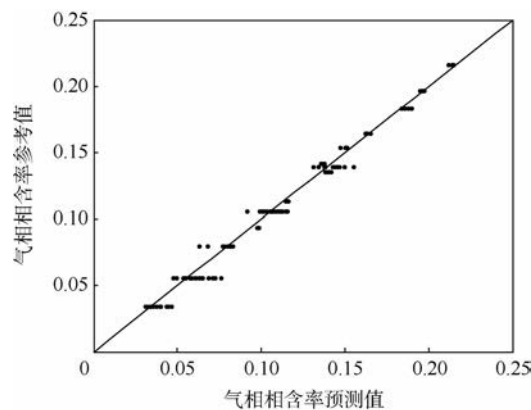


图5 PLSR的气相相含率预测模型

Fig.5 Gas phase holdup prediction model of PLSR

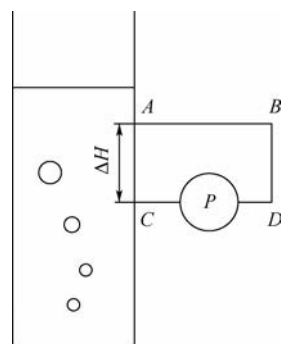


图6 差压法测量示意图

Fig.6 Schematic of differential pressure method measurement

由图6可以得到

$$P_C = P_A + \rho_l g \Delta H (1 - \varepsilon_g) + \rho_g g \Delta H \quad (1)$$

$$P_D = P_B + \rho_l g \Delta H \quad (2)$$

式中: ρ_l 为液相密度; ρ_g 为气相密度; g 为重力加速度; ε_g 为A、C两点之间的气相相含率; $P_A = P_B$ 。又因气体密度很小,所以忽略气体项,最终可以得到A、C之间的气相相含率计算公式^[14]:

$$\varepsilon_g = \frac{P_D - P_C}{\rho_l g \Delta H} = \frac{\Delta P}{\rho_l g \Delta H} \quad (3)$$

式中: ΔP 为传感器两端的差压。本实验中,差压传感器的两端安装在CCERT电极上下两侧,距离为15 cm。分别利用2种方法同时测量了7个气体流量下的平均相含率值,结果对比如图7(a)所示。同时,改变通气孔数量进行测量,结果如图7(b)、(c)所示。可以看出,随着气体流量的增加,相含率逐步增加。在气体流量相同的情况下,通气孔数量越多,相含率越大。所有的结果对比中,2种方法的测量结果最大相差3.4%。由此验证了本文所建立的CCERT相含率测量模型的可行性与有效性。

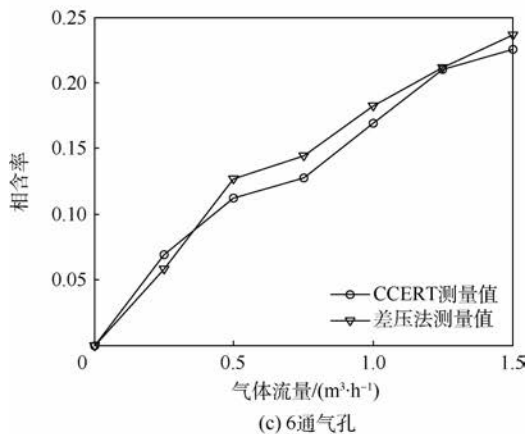
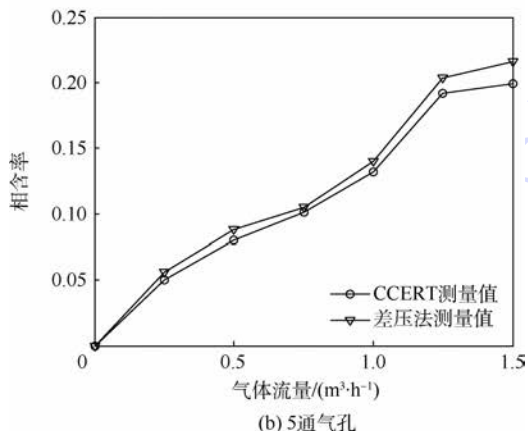
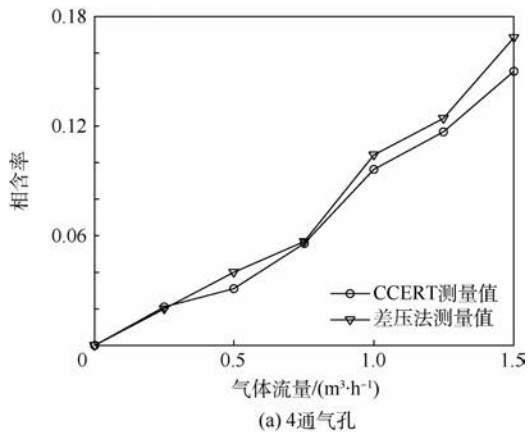


图 7 CCERT 与差压法相含率测量值对比

Fig. 7 Comparison of phase holdup measurement values between CCERT and differential pressure method

3 声发射技术相含率测量实验

在实验室鼓泡床内进行气液两相流实验,利用声波探头采集相同液位、不同气体流量下的声波信号,通过一定的信号处理方法进行处理^[15-16],同时利用差压法同步测定气相相含率,建立气相相含率的声波预测模型。声波探头在不同位置所采集到的信号并不相同,但由于本文的鼓泡床床径较小,声波信号所包含的能量信息基本一致,因

此实验中只选用一个位置进行测量。本文声发射实验中低频段气相信号主要分布在 10 kHz 以下频段,高频段固相信号主要分布在 10 ~ 20 kHz 频段,为了尽可能复现系统本征信号,本实验中声发射技术的信号采样频率为 200 kHz。

将采集到的初始声信号利用 Daubechies 二阶小波分解为 1~9 尺度的细节信号和一个概貌信号。由于 9 尺度下的最低频段为 0 ~ 195.3125 kHz,已经低于低频声信号所在频段,所以分解尺度定为 9。将 10 个信号的能量值作为自变量,同时间内差压法测得的气相相含率值作为因变量,利用 PLSR 法建立气相相含率的预测模型。通过调节气体流量以及通气孔数量,一共采集了 100 组数据,随机选取其中的 65 组作为训练集,选取剩余的 35 组作为测试集,得到的预测结果对比如图 8 所示。所建立预测模型的主成分数为 4, R^2 为 0.96,最大测量绝对误差为 4.26%,满足实际应用的检测要求。

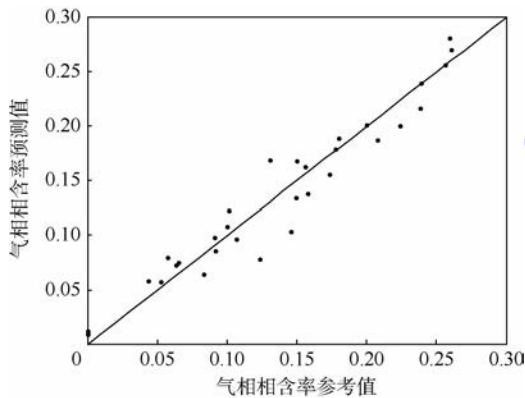


图 8 声发射技术的气相相含率预测模型

Fig. 8 Gas phase holdup prediction model of acoustic emission

4 三相流各相相含率测量实验

利用已经建立好的 CCERT 相含率预测模型以及声发射相含率预测模型,在气液固三相流体系中进行实验,测量三相的各相相含率。实验在内径为 100 mm 的实验室鼓泡床内进行,在气液两相流中添加 300 g 的不导电陶瓷颗粒作为固相,调节气体流量进行多组实验。其中,陶瓷颗粒粒径为 3 ~ 5 mm,介电常数为 0.619 pF/cm。通常来讲,三相流体系中的声波信号主要来源于气泡活动与固体颗粒碰撞,其中气泡运动产生的声信号频率较低,而固体颗粒产生的声信号频率较高。

为了获取参考值作为对比,采用 CCERT 与差压法相结合的方法来测量各相相含率。ERT 技术与差压法结合测量三相流相含率的方法已经被验证可行^[17],其公式推导如下:

$$\Delta P = \rho_l g H - (\rho_l g H \varepsilon_l + \rho_g g H \varepsilon_g + \rho_s g H \varepsilon_s) \tag{4}$$

式中: ρ_s 为固相密度; H 为 2 个取压点之间的距离; ε_l 、 ε_s 、 ε_g 分别为液、固、气相相含率。

又由于气液固三相相含率之间满足如下关系:

$$\varepsilon_l + \varepsilon_s + \varepsilon_g = 1 \tag{5}$$

忽略气体密度后,联立式(4)和式(5)得

$$\frac{\Delta P}{g H} = (\varepsilon_g + \varepsilon_s) \rho_l - \rho_s \varepsilon_s \tag{6}$$

利用已经建立好的 CCERT 相含率预测模型进行测量,得到不导电相(气相和固相)的相含率 ε_m 。所以,固相相含率为

$$\varepsilon_s = \frac{\varepsilon_m \rho_l - \frac{\Delta P}{g H}}{\rho_s} \tag{7}$$

之后,由式(6)和式(5)可以求得其他两相的相含率。

本文同时用将差压法与 CCERT 相结合的方法与将声发射技术与 CCERT 相结合的方法进行实验,2 种方法测量结果的对比如图 9 所示。可以看出,在相同气体流量下,加入固体颗粒后,气相相含率有所降低。同时,随着气体流量的增加,固相相含率的增长逐渐减缓。总体而言,2 种方法的测量结果基本一致,最大相差值为 2.8%。

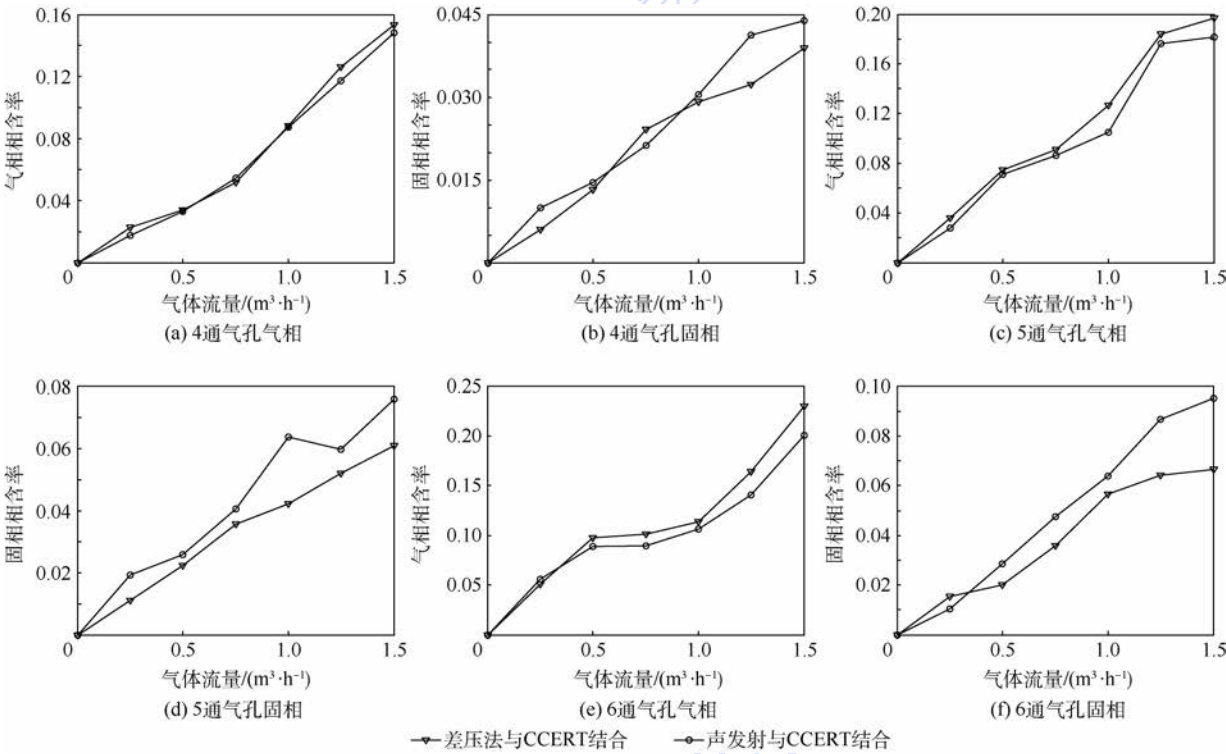


图 9 三相流各相相含率测量结果
Fig. 9 Measurement results of phase holdup in three-phase flow

5 结 论

- 1) 在静态实验中,建立 CCERT 技术的气液两相流相含率预测模型,决定系数为 0.963 2,最大测量绝对误差为 3.2%,并在动态实验中验证了模型的有效性。
- 2) 在气液两相流中建立了声发射技术的气相相含率预测模型,决定系数为 0.96,最大测量绝对误差为 4.26%,并验证了模型的有效性。
- 3) 融合 CCERT 技术与声发射技术的相含率预测信息,测量出三相流体系中的各相相含率,并与传统方法进行对比,验证可行性。
- 4) 结合了 CCERT 技术与声发射技术 2 种非

接触式测量方法,提出了一种三相流相含率的非接触式测量方法。

参考文献 (References)

[1] 赵光辉,姜伟,牛欣宇,等. 航空生物燃料制备技术及应用前景[J]. 中外能源,2014,19(8):30-34.
ZHAO G H,JIANG W,NIU X Y,et al. Jet fuel preparation technology and application prospects[J]. Sino-Global Energy, 2014,19(8):30-34 (in Chinese).
[2] 马俊国,葛庆杰,马现刚,等. 浆态床反应器中生物质合成气合成二甲醚的研究[J]. 燃料化学学报,2012,40(7):843-847.
MA J G,GE Q J,MA X G,et al. DME synthesis from biomass-derived syngas in a slurry-bed reactor [J]. Journal of Fuel Chemistry and Technology, 2012, 40 (7) : 843-847 (in Chi-

- nese).
- [3] 李海青,黄志尧.特种检测技术及应用[M].杭州:浙江大学出版社,2000.
- LI H Q,HUANG Z Y. Special testing technology and its application[M]. Hangzhou: Zhejiang University Press,2000(in Chinese).
- [4] GAS B,DEMJANENKO M,VACIK J. High-frequency contactless conductivity detection in isotachopheresis[J]. Journal of Chromatography,1980,192(2):253-257.
- [5] ZEMANN A J,SCHNELL E,VOLGGER D,et al. Contactless conductivity detection for capillary electrophoresis[J]. Analytical Chemistry,1998,70(3):563-567.
- [6] DA SILVA J A F,DO LAGO C L. An oscillometric detector for capillary electrophoresis[J]. Analytical Chemistry,1998,70:4339-4343.
- [7] WANG B L,HU Y Y,JI H F,et al. A novel electrical resistance tomography system based on C4D technique[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement,2013,62(5):1017-1024.
- [8] JOSHI J B,RANADE V V,GHARAT S D,et al. Sparged loop reactors[J]. Canadian Journal of Chemical Engineering,1990,68(5):705-741.
- [9] CHRISTOPHE B,ANNE-MARIE D,GABRIEL W. Measuring techniques in gas-liquid and gas-liquid-solid reactors[J]. Chemical Engineering Science,2002,57(16):3185-3215.
- [10] HEWITT G F. Measurement of two phase flow parameters[M]. London: Academic Press,1978.
- [11] HUANG Z Y,WANG B L,LI H Q. Application of electrical capacitance tomography to the void fraction measurement of two-phase flow[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement,2003,52(1):7-12.
- [12] ADAM M S,YANG W Q,WATSON R A. Capacitance tomographic system for the measurement of void fraction in transient cavitation[J]. Journal of Hydraulic Research,1998,36(4):707-719.
- [13] 王化祥,曹章.电阻抗层析成像系统“软场”非线性特性——基于统计的方法[J].天津大学学报,2006,39(5):543-547.
- WANG H X,CAO Z. Nonlinearity of “soft” field in electrical impedance tomography system—Based on statistical methods[J]. Journal of Tianjin University,2006,39(5):543-547(in Chinese).
- [14] 门卓武,阙国和,BECKKISH A,等.操作变量对大型浆态床反应器流体力学特性的影响[J].化工学报,2002,53(1):4-10.
- MEN Z W,QUE G H,BECKKISH A,et al. Effect of operating variables on hydrodynamics in large scale slurry bubble column reactor[J]. Journal of Chemical Industry and Engineering,2002,53(1):4-10(in Chinese).
- [15] WANG J D,WANG Y X,REN C J,et al. Determination of flooding/loading transition using acoustic emission measurement[J]. Quimica Nova,2013,34(9):1651-1655.
- [16] 王云兴.搅拌釜反应器相含率测量的研究[D].杭州:浙江大学,2010:49-52.
- WANG Y X. Research on phase holdup measurement in stirred-tank reactor[D]. Hangzhou: Zhejiang University,2010:49-52(in Chinese).
- [17] 韩玉环,靳海波.采用电阻层析成像技术测量三相外环流反应器中相含率的实验研究[J].过程工程学报,2009,9(3):431-436.
- HAN Y H,JIN H B. Experimental study on phase holdup in three-phase external loop airlift reactors using electrical resistance tomography[J]. The Chinese Journal of Process Engineering,2009,9(3):431-436(in Chinese).

作者简介:

张凯 男,硕士研究生。主要研究方向:检测技术与自动化装置。

王保良 男,博士,教授,博士生导师。主要研究方向:过程参数检测、运动控制。

Measurement of phase holdup in gas-liquid-solid three-phase flow based on CCERT and acoustic emission

ZHANG Kai¹, HU Dongfang², WANG Baoliang^{1,*}, JI Haifeng¹, HUANG Zhiyao¹, LI Haiqing¹

(1. School of Control Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China;

2. School of Chemical and Biological Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: The traditional method to measure the phase holdup of three-phase flow is only for some single phase. In order to solve this problem, models to predict the phase holdup were established and a non-invasive method was proposed for the measurement of each phase holdup in three-phase flow based on capacitively coupled electrical resistance tomography (CCERT) and acoustic emission. Firstly, the phase holdup measurement model of gas-water two-phase flow was established by using partial least squares regression method in the static case. Meanwhile, the dynamic experiments that compare the method with the differential pressure method to verify the validity of the model were carried out on bubbling bed to fulfill the non-invasive measurement of the two-phase phase holdup. On this basis, the measurement model of gas holdup was established through processing the sound signals collected by acoustic emission system. Then, the gas holdup is measured in three-phase system by using the model and is combined with the non-conductive phase holdup measured by CCERT. Thus each phase holdup in three-phase flow is obtained in a non-invasive way.

Keywords: capacitively coupled; electrical resistance tomography; gas-liquid-solid three-phase flow; acoustic emission; phase holdup

Received: 2017-02-15; **Accepted:** 2017-08-23; **Published online:** 2017-08-24 18:24

URL: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20170824.1824.001.html

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (61371161)

* **Corresponding author.** E-mail: blwang@iipc.zju.edu.cn

《北京航空航天大学学报》征稿简则

《北京航空航天大学学报》是北京航空航天大学主办的以航空航天科学技术为特色的综合性自然科学学术期刊(月刊)。本刊以反映航空航天领域研究成果与动态、促进学术交流、培养科技人才和推动科技成果向社会生产力转化为办刊宗旨。本刊为中国自然科学技术核心期刊,并被 Ei Compendex 等国内外权威文献检索系统收录。本刊向国内外公开发行人,为进一步提高办刊质量和所刊出文章的学术水平,特制定本简则。

1 论文作者及内容

1.1 本刊面向海内外所有学者。

1.2 主要刊载与航空航天科学技术有关的材料科学及工程、飞行器设计与制造、宇航科学与工程、信息与电子技术、控制技术和自动化工程、流体力学和动力工程、计算机科学及应用技术、可靠性工程与失效分析等领域的研究文章。航空航天科学技术民用方面以及具有航空航天工程背景的应用数学、应用物理、应用力学和工程管理等方面的文章也在本刊优先考虑之列。

2 来稿要求

2.1 论文应具有创新性、科学性、学术性和可读性。

2.2 论文为原创作品,尚未公开发表过,并且不涉及泄密问题。若发生侵权或泄密问题,一切责任由作者承担。

2.3 主题明确,数据可靠,图表清晰,逻辑严谨,文字精练,标点符号正确。

2.4 文稿撰写顺序:中文题名(一般不超过 20 个汉字),作者中文姓名、单位、所在城市、邮政编码,中文摘要(包括目的、方法、结果及结论),中文关键词(5~8 个),中图分类号,英文题名,作者英文姓名、单位、所在城市、邮政编码、国别,英文摘要,英文关键词,引言,正文,参考文献。首页下角注明基金项目名称及编号,作者信息。

2.5 作者请登录本刊网页进行在线投稿。

3 稿件的审核、录用与版权

3.1 来稿须经专家两审和主编、编委讨论后决定刊用与否。

3.2 若来稿经审查后认定不宜在本刊发表,将及时告知作者。如果在投稿满 3 个月后仍未收到本刊任何通知,作者有权改投它刊。在此之前,请勿一稿多投,否则一切后果自负。

3.3 来稿一经刊登,即赠送单行本。

3.4 来稿一经作者签字并在本刊刊出,即表明所有作者都已经认可其版权转至本刊编辑部。本刊在与国内外文献数据库或检索系统进行交流及合作时,不再征询作者意见。

邮寄地址:100191 北京市海淀区学院路 37 号 北京航空航天大学学报编辑部

办公地点:北京航空航天大学办公楼 405,407,409 房间

电 话:(010)82315594,82338922,82314839,82315426

E-mail: jbuua@ buaa. edu. cn

http: //bhxb. buaa. edu. cn

http: //www. buaa. edu. cn

《北京航空航天大学学报》
第五届编辑委员会

主 任（主 编）：赵沁平

（以下按姓氏笔划为序）

副主任（副主编）：丁希仑 王少萍 孙志梅 李秋实 李焕喜 杨嘉陵
苗俊刚 相 艳 徐立军 钱德沛 曹晋滨
编 委：马殿富 王 琪 王 聪 邓小燕 王青云 王荣明 刘 宇
刘 红 江 洁 刘 强 闫 鹏 朱天乐 刘铁钢 齐铂金
陈万春 邹正平 苏东林 杨世春 沈成平 邱志平 宋知人
杨树斌 张晓林 杨晓奕 杨继萍 李惠峰 吴新开 张瑞丰
杨照华 宋凝芳 周 锐 林宇震 林贵平 战 强 姚仰平
胡庆雷 赵秋红 段海滨 赵巍胜 席 平 郭 宏 徐 洁
徐世杰 郭洪波 康 锐 翟 锦 熊华钢

北京航空航天大学学报

Beijing Hangkong Hangtian Daxue Xuebao

（原《北京航空学院学报》）

（月刊 1956 年创刊）

第 43 卷第 11 期 2017 年 11 月

JOURNAL OF BEIJING UNIVERSITY OF
AERONAUTICS AND ASTRONAUTICS
(JBUA)

(Monthly, Started in 1956)

Vol.43 No.11 November 2017

主管单位 中华人民共和国工业和信息化部
主办单位 北京航空航天大学
主 编 赵沁平
编辑出版 《北京航空航天大学学报》编辑部
邮 编 100083
地 址 北京市海淀区学院路 37 号
印 刷 北京科信印刷有限公司
发 行 北航文化传媒集团
发行范围 国内外发行
联系电话 (010) 82315594 82338922
82314839
电子信箱 jbuaa@buaa.edu.cn

Administrated by Ministry of Industry and Information
Technology of the People's Republic of China
Sponsored by Beijing University of Aeronautics
and Astronautics (BUAA)
(Beijing 100083, P. R. China)
Chief Editor Zhao Qinping
Edited and Published by Editorial Board of JBUA
Printed by Beijing Kexin Printing Co., Ltd.
Distributed by BUAA Culture Media Group Limited
Telephone (010) 82315594 82338922
82314839
E-mail jbuaa@buaa.edu.cn
http://bhxb.buaa.edu.cn

刊 号 ISSN 1001-5965
CN 11-2625/V
国内定价 50.00 元 / 期

ISSN 1001-5965

