

10



**Experimental and Numerical
Investigation of the Characteristic of
Vortex Shedding on Gas-liquid
Two-phase Cross Flow**

Dissertation Submitted to
North China Electric Power University
in partial fulfillment of the requirements
for the degree of
Doctor of Philosophy
in
Thermal Engineering

by

Hong Wenpeng

Supervised by

Prof. Zhou Yunlong

School of Energy, Power and Mechanical Engineering

May 2010

声 明

本人郑重声明：此处所提交的博士学位论文《气液两相绕流旋涡脱落特性的实验与数值研究》，是本人在华北电力大学攻读博士学位期间，在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

特此声明。

签 名： 波文勇 日 期： 2010.6.7

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解华北电力大学有关保留、使用学位论文的规定，即：①学校有权保留、并向有关部门送交学位论文的原件与复印件；②学校可以采用影印、缩印或其它复制手段复制并保存学位论文；③学校可允许学位论文被查阅或借阅；④学校可以学术交流为目的，复制赠送和交换学位论文；⑤同意学校可以用不同方式在不同媒体上发表、传播学位论文的全部或部分内容。

(涉密的学位论文在解密后遵守此规定)

作者签名： 波文勇

日 期： 2010.6.7

导师签名： 王 强

日 期： 2010.6.7

中文摘要

在动力工程、石油化工、核能利用等领域广泛存在着气液两相流体绕流柱体的流动现象,在一定流动条件下气液两相流在柱体后部形成交替脱落的旋涡,并诱发柱体受到交变力的作用,由此产生的损伤不仅威胁到设备运行的安全,而且会大大缩短工业设备的使用寿命。为了更深入了解气液两相流与柱体相互作用的机理,揭示气液两相旋涡的形成和演化特性,给工业设备的优化设计和安全运行提供科学可靠的依据,本文在国家自然科学基金项目(No.50676017)和教育部科学技术研究重点项目(No.206037)资助下,对垂直上升矩形管道内气液两相流绕圆柱体、旋转正方形排列管束的旋涡脱落特性进行了实验研究和数值模拟。具体内容为:

(1) 搭建了气液两相绕流试验台,两相流介质采用常温清水和压缩空气。可以在垂直上升的矩型截面实验段内研究细泡状流绕圆柱和管束流动的各种动态特性。设计了一个可连续多角度测量的圆柱表面压力测量装置,实现单个传感器在相同工况下的多点压力测量,并建立了一套用于测量圆柱表面脉动压力和旋涡脱落频率的动态数据采集与分析系统。为研究错列管束间气液两相流场的旋涡形成和演化特性,建立了一套高速动态图像采集与分析系统,实验使用分辨率为 768×512 像素,拍摄速度为 1000fps。

(2) 实验测量了气液两相流绕直径 35mm 圆柱时不同含气率和雷诺数下圆柱表面的脉动压力、时均压力分布规律。实验结果表明:含气率对圆柱表面时均压力系数和脉动压力系数均有较大影响,随着含气率增大,时均压力系数的最小值逐渐减小,而脉动压力系数的峰值逐渐减小,背压逐渐增大,旋涡脱落位置不断后移;在本文实验范围内,雷诺数对脉动压力、时均压力影响很小。同时,利用旋涡脱落必然引起圆柱体两侧的压差变化的原理,测量了动态压差波动信号,采用功率谱分析方法得到了旋涡脱落频率,并分析了含气率和雷诺数对功率谱的影响。结果表明:随含气率增加旋涡脱落频率增大,功率谱能量减弱,当含气率大于 0.1 时,旋涡交替脱落现象消失。

(3) 采用高速动态图像处理方法研究了错列管束间两相旋涡的演化特性。通过动态图像重建了管束间旋涡的生成、卷吸、聚合的演化过程,定性分析了旋涡演化机理,运用图像相关性比较和统计方法分析了旋涡脱落的周期特征。分析表明:随节距比增大,斯特罗哈数是增大的,而斯特罗哈数随含气率的增大而减小,当含气率大于 0.14 时,不存在周期性旋涡脱落现象;随雷诺数增大旋涡脱落频率增加。

(4) 采用气液两相双流体模型, 对不同节距比错列管束气液两相绕流的非稳态流动过程进行了数值模拟, 得到了瞬态流场的流谱图及涡量和含气率分布, 结果显示: 上游圆柱没有发生旋涡分离, 自由剪切层对下游圆柱形成包裹, 旋涡对气泡形成卷吸, 使含气率与涡量具有相同的分布特性。着重分析了节距比、含气率和雷诺数对旋涡脱落特性和管束脉动升力与时均阻力的影响, 分析表明: 不同节距比时下游圆柱的脉动升力系数最大, 而时均阻力系数最大值均出现在中间管排上; 存在一个临界节距比 $(S/d)_c$, 使脉动升力和时均阻力系数最小; 小截面含气率 ($\alpha=0.03$ 、 0.12) 时, 升力系数 C_L 随雷诺数增加而减小, 大截面含气率 ($\alpha=0.2$ 、 0.3) 时, 升力系数 C_L 随雷诺数增加而增大; 各排管的时均阻力系数随含气率增加而减小。

关键词: 气液两相绕流, 错列管束, 实验研究, 数值模拟, 旋涡脱落, 升力, 阻力

Abstract

The peripheral flow of gas-liquid two-phase fluid exists in a variety of industrial applications, e. g. the power engineering, petroleum chemical industry, nuclear power use. The alternating vortex will shed from the cylinder in a certain flow conditions, which will lead the cylinder vibrating caused by the alternating force induced by fluid, and then the damages not only threaten the safety of equipment operation, but also reduce the service life of industrial equipment greatly. In order to understand the interaction mechanism of the gas-liquid two-phase flow and the cylinder, reveal the formation and evolution properties of the gas-liquid two-phase vortex, and provide the scientific basis for industrial equipment's optimization design and the safe operation, both the experimental study and numerical simulation were conducted to the vortex characteristics of the gas-liquid two-phase which shed from a single-cylinder or from rotating-staggered-cylinders in a vertical rectangular pipe, which is subsidized by the National Natural Science Fund (No. 50676017) and Science and Technology Key Project of the Ministry of Education (No. 206037). The content is:

(1) A gas-liquid two-phase flow test bed were built, which the two-phase medium is the normal temperature water and the compressed air respectively. The research on the dynamic characteristics of the thin bubbly flow around a cylinder or cylinder bundles may be carried out in the vertical ascent test bed with a rectangular cross-section. A measuring device was designed which can be used to measure continuously the cylindrical surface pressure in a multi-angle, and then the multi-point pressure measurement by a single sensor in the same condition was achieved. A set of dynamic data acquisition and analysis system was established to measure the fluctuating pressure and vortex shedding frequency around the cylinder surface. In order to reveal the formation and evolution properties of the gas-liquid two-phase vortex around staggered cylinder bundles, a set of high-speed dynamic image acquisition and analysis system was established by using the resolution of 768×512 pixels, shooting speed of 1000fps.

(2) The distributions of the fluctuation pressure and time-averaged pressure were measured around a cylinder, with the diameter of 35mm, under the conditions of different air void and Reynolds number, when the gas-liquid two-phase fluid flowing cross it. The results show that: both the time-averaged pressure coefficient and

fluctuating pressure coefficient on the cylinder surface are affected greatly by the void fraction, increasing with the value of void fraction, the minimum value of time-averaged pressure coefficient reduces gradually, while the peak value of fluctuating pressure coefficient reduces gradually, the back pressure increases gradually, and the vortex shedding location constantly moves backward; In the experimental range, Reynolds number affects slightly on the fluctuation pressure and time-averaged pressure. Meanwhile, according to the principle that the vortex shedding should cause the pressure different on either side of the cylinder, the dynamic pressure differential fluctuation signals were measured. The vortex shedding frequency was obtained by using the method of power spectrum analysis, and it is analyzed how the power spectrum is affected by the air void and Reynolds number. The results show that: increasing with the air void, the vortex shedding frequency increases and the power spectral energy decreases, when the air void is higher than 0.1, the phenomenon of vortex shedding alternately disappears.

(3) The high-speed dynamic image processing method was used to study the evolution characteristics of the two-phase vortex around the staggered cylinder bundles. The evolution process of vortex generation, entrainment and polymerization among the cylinders was reconstructed by the dynamic image, the mechanism of vortex evolution was analyzed qualitatively, and the periodical characteristics of vortex shedding were compared by the image correlation and were analyzed by the statistical method. The analysis showed that: Strouhal number increases with the pitch ratio increasing, while it decreases with the air void increasing, when the value of air void is higher than 0.14, the periodical vortex shedding phenomenon vanishes; in addition, vortex shedding frequency increases with the Reynolds number increasing.

(4) Adopted the two-fluid model for gas-liquid two-phase, the unsteady flowing processes were numerically simulated for the two-phase flowing cross the staggered cylinder bundles with different pitch-diameter ratio, Obtained spectra of transient flow field and vortex flow and void fraction distribution, the results showed that: The vortex separation does not appear around the upstream cylinder, while the downstream cylinder is surrounded by the free shear layer, and the bubble was entrained by the vortex so that the void fraction and the vorticity have the same distribution characteristics. It was primarily analyzed on how the pitch ratio, void fraction and Reynolds number affect the vortex shedding characteristics, fluctuating lift and time-averaged drag around the

bundle, the results showed that: In the case of different pitch ratio, the fluctuating lift coefficient around the downstream cylinder is the largest, while the maximum value of the time-averaged drag coefficient is in the middle of bundle; In the event of critical pitch ratio, $(S/d)_{cr}$, there is the minimum coefficient value of both fluctuating lift and time-averaged drag; When the flow is of a small void fraction, $\alpha=0.03$ 、 0.12 , the lift coefficient decreases with Reynolds number increasing, While at a large void fraction, $\alpha=0.2$ 、 0.3 , the lift coefficient increases with Reynolds number increasing; The time-averaged drag coefficient around each row of cylinders decreases with void fraction increasing.

Key words: Gas-liquid Two-phase Cross Flow, Staggered Cylinder Arrays, Experimental Study, Numerical Simulation, Vortex Shedding, Lift Force, Drag Force

目 录

中文摘要	I
Abstract	III
主要符号表	IX
第一章 引言	1
1.1 研究背景及意义	1
1.2 旋涡脱落概述	2
1.2.1 旋涡脱落的形成过程	2
1.2.2 旋涡脱落的形式	3
1.2.3 旋涡脱落诱发流体作用力	4
1.3 气液两相绕流研究进展	5
1.3.1 气液两相绕流实验研究进展	5
1.3.2 气液两相流数值模拟研究进展	8
1.3.3 管束间气液两相流数值模拟研究进展	10
1.4 本课题研究内容	10
第二章 实验装置及测量方法	13
2.1 前言	13
2.2 实验条件	13
2.3 气液两相流实验装置	14
2.3.1 实验系统	14
2.3.2 单圆柱绕流试验段	16
2.3.3 错列管束绕流试验段	16
2.4 测量方法	17
2.4.1 圆柱周向压力测量	17
2.4.2 旋涡脱落频率测量	20
2.4.3 两相流动态数据采集	22
2.4.4 图像采集系统	22
2.5 本章小结	23
第三章 气液两相流参数测量及处理方法	24
3.1 前言	24

3.1 气液两相流基本参数的测量	24
3.2 气液两相流参数计算方法	25
3.3 动态数据处理方法	26
3.3.1 时均值、均方值及方差的计算	26
3.3.2 时均压力系数和脉动压力系数的计算	27
3.3.3 功率谱密度函数 PSD	28
3.4 测量系统误差分析	29
3.4.1 试验台振动的分析	29
3.4.2 仪器及测量方法误差	29
3.5 本章小结	31
第四章 单圆柱气液两相绕流实验研究	32
4.1 前言	32
4.2 圆柱表面时均压力分布特性	32
4.2.1 雷诺数对时均压力的影响	32
4.2.2 含气率对时均压力的影响	34
4.3 圆柱表面脉动压力分布特性	34
4.3.1 雷诺数对脉动压力的影响	34
4.3.2 含气率对脉动压力的影响	36
4.3.3 脉动压力的功率谱分析	37
4.4 基于压差波动的旋涡脱落功率谱特性	42
4.4.1 含气率对功率谱的影响	43
4.4.2 雷诺数对功率谱的影响	45
4.5 本章小结	47
第五章 错列管束绕流试验研究	49
5.1 前言	49
5.2 尾部流场旋涡脱落过程分析	49
5.3 含气率与节距比对旋涡脱落的影响	51
5.3.1 旋涡脱落频率分析	51
5.3.2 两相 Strouhal 数分析	53
5.4 雷诺数对旋涡脱落特性的影响	56
5.4.1 雷诺数对旋涡脱落频率的影响	56
5.4.2 雷诺数对两相 Stroual 数的影响	57

5.5 本章小结.....	58
第六章 气液两相流动模型和数值方法.....	60
6.1 前言	60
6.2 气液两相流动模型控制方程组	60
6.3 气液两相流的相间作用力	61
6.4 气液两相流湍流模型.....	63
6.5 气液两相流数值计算方法	66
6.5.1 控制方程组的通用表达式	66
6.5.2 两相流场的压力修正方法	67
6.5.3 非稳态问题的 SIMPLE 算法	68
6.5.4 壁面函数法的改进	68
6.5.5 计算区域和边界条件.....	69
6.5.6 非均分网格的迎风格式.....	70
6.5.7 网格无关性验证	71
6.6 本章小结.....	71
第七章 绕错列管束的数值计算结果及分析.....	73
7.1 前言	73
7.2 瞬时流场特征及分析.....	73
7.3 节距比对旋涡脱落特性的影响	76
7.3.1 节距比对涡量分布的影响	76
7.3.2 节距比对 Strouhal 数的影响	77
7.3.3 节距比对升力和阻力的影响	78
7.4 雷诺数和含气率对旋涡脱落的影响.....	86
7.4.1 雷诺数对涡量分布的影响	86
7.4.2 雷诺数与含气率对升力和阻力的影响	87
7.5 本章小结.....	91
第八章 总结与展望	93
8.1 本文工作总结	93
8.2 进一步研究和展望	94
参考文献	96
致 谢	103
个人简历、在学期间的研究成果及发表的学术论文.....	104

主要符号表

英文字母

A	管道流通面积, m^2
C	无量纲系数; 经验常数
F	流体作用力, N
f	涡街脱离频率, Hz;
J	折算速度, m/s
k	紊流脉动动能
l	涡街的同列涡中两相邻涡之间的距离, m
M	相间作用力, N
p	压力, Pa
Re	雷诺数
S	源项
St	斯特罗哈 (Strouhal) 数
T	采样时间, s
t	时间, s
Q	体积流量, t/h
u	流体速度, m/s
V	微元控制体体积, m^3
w	涡街发生体迎流面宽度, m

希腊字母

α	截面含气率
β	体积含气率
ε	湍动能耗散率
ϕ	任意参量

主要符号表

Γ	扩散系数
μ	动力粘度, $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$
ν	运动粘度, m^2/s
ρ	密度, kg/m^3
τ	应力张量

上、下标

cr	临界值
D	阻力
g	气相
i	气液两相界面, 坐标方向代号 ($i=1, 2$)
j	坐标方向代号 ($j=1, 2$)
k	k 相 (k 相= g 或 l)
L	升力
l	液相
m	混合物
TP	两相流
0	初始条件下
$'$	脉动值
$-$	时均值

第一章 引言

1.1 研究背景及意义

当流体横向流过非流线型物体时,在一定流动条件下会发生绕流物体后旋涡脱落的现象,交替产生的周期性旋涡会诱发物体与来流垂直方向上产生周期性变化的流体作用力,当物体后的旋涡脱落频率与其固有频率一致时,两者会发生共振现象,致使被绕流物体产生振动,严重时会使绕流物体损坏,即使不发生共振,由于流体对绕流物体长期的脉动力作用,也会引起结构物体的疲劳损伤;而在来流方向上,流动阻力的幅值也会受其影响而发生周期性的脉动,造成额外压力损失。这些都必将严重影响到受流体绕流的工业设备的可靠性和使用寿命^{[1][2]}。

流体横向流过物体的绕流现象在日常生活和工程实际中广泛存在。如风对各种建筑物的绕流,河水流过桥墩,海洋石油工程中的开采平台、钻杆、水下输油管道受到海水的绕流,风绕流高压输电线路等等。因流体绕流而导致工程设备损毁的事故很多,如美国塔可马海峡悬索桥因风力所破坏^[2];美国科罗拉多州大跨度天然气管道在一定风速下出现振幅达 1.5~1.8m 的振动;电厂锅炉管式空气预热器、省煤器管振动破坏事故等均属此例。其中,以换热器管束振动事故最多^[3-6],尤其是动力、原子能工业的飞速发展,对换热器的综合性能提出了更为苛刻的要求。这类问题的研究已经成为流体动力学基础研究和工程应用领域的一个重要研究课题。

以上论及的主要是单相流体绕流现象,气液两相流体横向绕流的流动工况也广泛存在于许多工业设备中,如各种管壳式热交换器(如冷凝器、蒸发器、反应堆蒸汽发生器等)均工作在两相流工况下^{[7][8]},据美国从事换热器传热与流动服务 HTFS (Heat Transfer and fluid Flow Service) 的公司统计,50%以上的热交换器工作在两相流条件下^[1]。随着工业技术的不断发展,各种工业设备的容量及尺寸越来越趋于大型化,设备的流速增高,结构更加复杂。特别是 20 世纪后半叶,原子能核电站及航天工业的发展,动力工业及石化工业中大容量、高参数设备的引入,促使气液两相流以及多相流领域研究的重要性更加突出。

近 10 年来,在存在相变的换热设备中频繁出现因气液两相流体横向冲刷管束而诱发管子振动的事例。据文献报道,某压水堆核电站的一台蒸汽发生器的蒸发管与管板连接处,因管外气液两相流体的绕流引起管子振动而造成连接处泄漏的事故^[9]。此外,在气液两相流测量中,当气液两相流体绕流插入式测量元件时也存在诱

发测量元件振动问题。这些工程实际问题促使人们对旋涡脱落诱发物体振动的研究逐渐从单相流体流动向气液两相流动方向发展。掌握了气液两相绕流特性及其流动规律能促使技术设备设计更合理、运行更安全，在节约能源消耗、提高设备可靠性和有效利用水平方面起到重要的作用。

综上所述，开展气液两相绕流旋涡脱落特性方面的研究，不仅可以拓宽气液两相流体动力学的研究领域，促进两相涡街演化机理的研究进展，还可以为工程设备的优化设计、制造及可靠运行提供依据。

1.2 旋涡脱落概述

1.2.1 旋涡脱落的形成过程

当流体流过一非流线形物体时，在物体表面形成边界层，形成较大的压力梯度，因剪切应力的作用使边界层脱离物体壁面并在尾部形成旋涡。

圆柱体是工业生产中接触较多的物体形式，因其对称性也会使问题简单化，早期对于流体绕流物体的研究，都是从流体绕流一个圆柱体来研究其振动、压力等特性的。当一个流体质点流近圆柱体的前缘时，流体质点的压力就从自由流动的压力升高到滞止点的压力，靠近前缘的流体在高压作用下形成的边界层在圆柱体的两侧逐渐发展。不过，在高 Re 数的情况下，由压力产生的力是不足以把边界层推到包围住非流线形圆柱体的背面的^[10]。如图 1-1 所示：

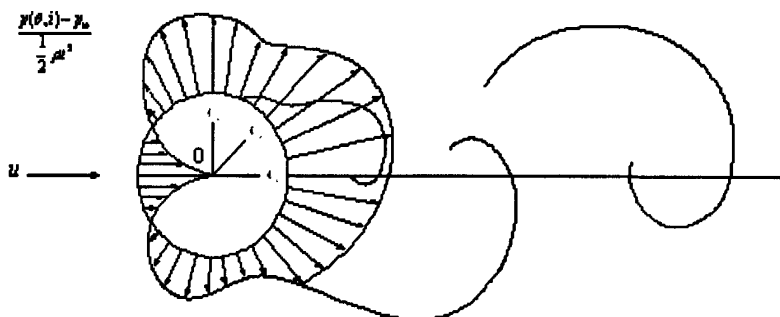
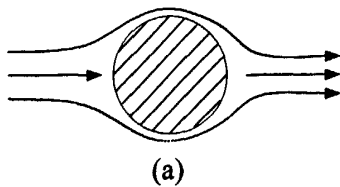


图 1-1 旋涡脱落时圆柱表面压力分布

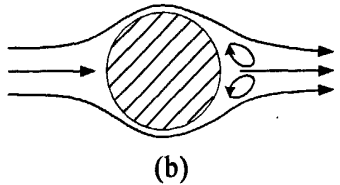
在圆柱体最宽界面的附近，附面层从圆柱体表面的两侧脱开，并形成两个在流动中间尾部拖曳的剪切层，这两个自由的剪切层形成了尾流的边界。因为自由剪切层的最内层比与自由流相接处的最外层移动慢得多，于是这些自由剪切层就倾向于对称不连续的打旋的旋涡。在尾流中就形成一个规则的旋涡流型。

1.2.2 旋涡脱落的形式

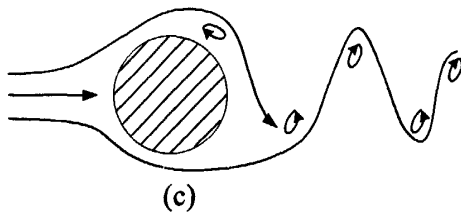
对单相流体的绕流研究表明，光滑圆柱表面边界层分离现象和尾迹流动特性与雷诺数 Re 有很大的关系。对于不可压缩流体，随着 Re 数的增加圆柱体绕流的变化如图 1-2 所示。



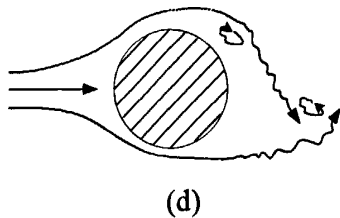
$Re < 5$ 无分离流动



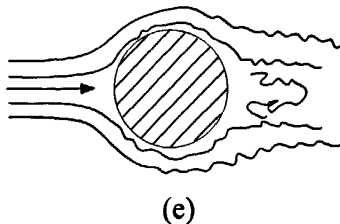
$5 \sim 15 \leq Re < 40$ 尾流中有一对稳定的旋涡



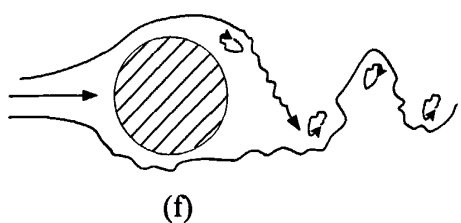
$40 < Re \leq 150$ 层流涡街



$150 \leq Re < 300$ 旋涡内部向湍流过渡



$3 \times 10^5 \leq Re < 3.5 \times 10^6$ 边界层变为湍流



$3.5 \times 10^6 \leq Re$ 湍流涡街重新建立

图 1-2 圆柱体旋涡脱落形式

当按圆柱体直径计算的雷诺数 Re 很低($Re < 5$)时, 惯性力小于粘性力的作用, 此时横掠圆柱的流动是平滑的, 流体并不脱离圆柱体, 只是在圆柱的后缘点才开始离开柱面, 整个过程没有旋涡产生, 如图 1-2 (a) 所示。

当 Re 数提高 ($5 \leq Re < 40$) 时, 圆柱后面的边界层脱离, 紧贴圆柱体背后就形成一对对称稳定的旋涡, 此时尾流仍是稳定的层流, 如图 1-2 (b) 所示。

当 Re 数继续提高时 ($Re > 40$), 对称旋涡拉长, 尾流开始变得不稳定, 一直到旋涡之一脱离圆柱表面, 造成尾流中压力不对称, 引起第二个旋涡脱离。在 Re 数提高到大约 150 以前, 涡街一直是层流状的, 如图 1-2 (c) 所示。

到 Re 数等于 300 时, 涡街就出现湍流状态, 而在下游 50 倍直径的距离以外, 它退化为完全的湍流, 如图 1-2 (d) 所示。

Re 数从 300 到大约 3×10^5 的范围, 称之为亚临界 (Sub-critical) 区, 因为它出现在当 Re 数大致为 3×10^5 时, 边界层从层流分离突然转变为湍流之前。在亚临界范围内, 旋涡以一个相当明确的频率周期性的脱落, 如图 1-2 (e) 所示。

在超临界 (Supercritical) Re 数范围 ($3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^6$) 内, 边界层分离点向后移动, 旋涡由规则脱落变为不规则了, 流动现象出现随机性, 如图 1-2 (f) 所示。进一步提高 Re 数, 达到 Re 超过 3.5×10^6 后称之为超高临界 (Trans-critical) 区, 此时湍流涡街又重新建立, 尾迹中又出现周期性特征^[2]。

1.2.3 旋涡脱落诱发流体作用力

当流体横向冲刷圆柱体时, 来流作用在柱体上的作用力可分为与来流方向垂直的升力和与来流方向一致的阻力。升力主要是由于旋涡交替自柱体表面脱落而使柱体两侧压力产生脉动而造成的。图 1-3 给出由于旋涡脱落造成脉动升力的原理示意图。

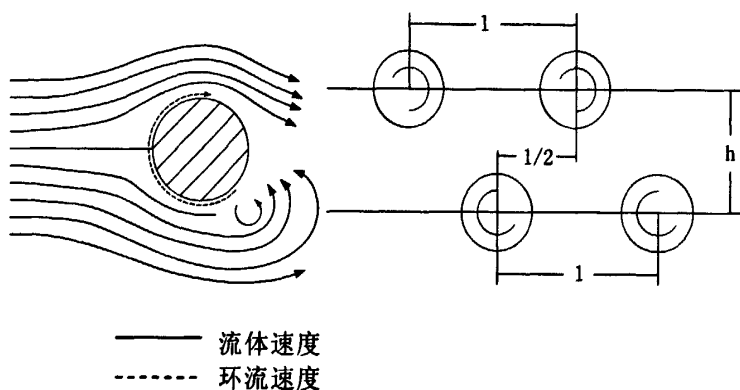


图 1-3 涡街示意图

在图 1-3 中, 当圆柱体下方产生旋涡时, 由于来流是均匀流动, 其环量为零, 由此作为旋涡旋转的反作用必然在圆柱体周围产生一个逆环流, 如图中虚线所示。这样, 圆柱体的上方速度将大于下方速度, 而形成与来流方向垂直的升力。此后当旋涡在圆柱体上方形成且顺时针方向旋转时, 则由于同样原因, 会在圆柱体上形成一个反方向的升力。这样周而复始, 就会使圆柱体产生振动^[2]。

阻力主要是流体绕流圆柱体时由于表面摩擦力和圆柱前后压差造成的。升力是随着旋涡脱落的时间进程变化的, 阻力由于旋涡脱落的影响也存在脉动现象。脉动升力和阻力的合力形成圆柱体表面上的总作用力。随着旋涡产生和脱落的进程, 作用在圆柱上的总作用力的大小和方向是随着时间在不断变化的。

1.3 气液两相绕流研究进展

对单相流体绕流物体并在其后部形成旋涡脱落现象的研究已经有 100 多年的历史。1878 年 V·Strouhal 研究弦线在风中振动时发现其振动频率和风速与弦线直径之比成正比^[10], Rayleigh 在观察风吹琴弦振动时, 注意到弦的振动不是沿着风向, 而主要发生在与风垂直的方向^[11]。1908 年 Be'nard 观察到并研究了单相流体流过钝体后在物体后部形成的周期性旋涡脱落现象^[12]。1912 年 Von Karman 系统地研究了涡街的形成和稳定性等问题, 使单相流体绕流研究上升到一个新高度^[13]。A·Roshoko 最早在实验中发现圆柱绕流存在与 Re 数相关的三个不同的尾流状态^[14], Taneda 应用流场显示技术观测到圆柱尾迹随着下游距离的增加而不断演化成比初生涡频率要低得二次涡等^{[15][16]}。

对气液两相流体中旋涡脱落特性的研究开始于 20 世纪 80 年代初期, 至今还只有二十余年的历史。当气液两相流体绕流钝体时, 在一定条件下, 在结构体后也会出现周期性的旋涡脱落现象, 并会引起结构体振动。由于气液两相流体与绕流结构体相互作用的复杂性, 如气泡对结构体的撞击作用、气泡对边界层的影响以及旋涡对气泡的卷吸作用等增加了气液两相流体绕流结构体时旋涡脱落特性的研究难度, 对于气液两相绕流产生旋涡脱落等特性的研究至今还很少, 无论在试验研究和数值计算方面, 国际上对气液两相绕流旋涡脱落特性的研究还处于开始阶段, 是多相流体力学的国际前沿研究课题。

1.3.1 气液两相绕流实验研究进展

气液两相绕流与单相流体绕流流动情况类似, 它也是由两列旋转方向相反, 交叉排列的旋涡组成。但是由于气液两相流动中气泡与液体、气泡与柱体间的相互作用的复杂性, 如气泡对柱体的撞击作用、气泡对柱面边界层的影响以及气泡被吸入

旋涡等,增加了气液两相流绕流柱体时旋涡脱落的研究难度,至今研究较少。

J. P. Hulin 等^[17]在直径为 150mm 管内研究了垂直上升的气液两相混合物(水-空气)绕两个梯形物体的两相旋涡脱落特性以及发生涡街时,气液两相斯特罗哈数与来流流量、截面含气率的关系。实验中液相速度为 0~2m/s,来流含气率范围为 0~25%,流型主要为细泡状流。其研究表明,两个物体能增加涡街的稳定性,并实验得出了当来流截面含气率小于 10%时涡街是稳定的。同时,Hulin 还利用单根光学探针测量了涡街含气率的分布,实验得到了气液两相流中旋涡的结构。但由于是利用一根探针在某一测点测量多次,然后取平均值,再在另一测点重复上述测量的方法,这样无法同时测量含气率在截面上的分布情况。

A. Inoue, M. Yokosawa 等^[18]对垂直上升的气液两相泡状流横掠单根柱体的绕流进行了一系列实验。在其实验中,气液两相流的气泡直径范围 3~5mm,来流含气率 0~24%,来流平均流速 0.25~2.1m/s,两相流动的雷诺数 Re 为 $5 \times 10^3 \sim 8 \times 10^4$ 。其研究内容包括:通过照相,观测了圆柱直径和含气率变化对圆柱后旋涡流动轨迹的影响;通过采用单根电阻探针、静压探针和皮托管分别测量了气液两相流绕流时圆柱附近流场中局部含气率、静压和流速的变化;通过圆柱表面的取压孔,测量了圆柱表面周向压力分布,并积分得到了圆柱在气液两相流中受到的时均阻力,对该阻力还采用应变片的方法进行了直接测量,两种方法所得的结果基本一致。

Yokosawa 等^[19-20]用平板来研究了两相泡状流得尾流基本特征,特别是气泡数密度的波动,并定量地展现了两相流尾流的形状,讨论了两相流绕圆柱的尾流特征。

Joo 等^[21]研究了气液两相绕流单根柱体及管束中一根柱体流动的阻力系数和含气率的变化,通过测量含气率分布来研究两相绕流的流动特性。

李永光等^[22-24]在 50mm 管内,分垂直上升和垂直下降两个方向,用空气和水混合流体实验研究了气液两相流绕 T 形柱体流动时发生气液两相涡街的一些现象,分析了两种尺寸的 T 形柱体产生涡街时气液两相斯特罗哈数的变化规律。在测得大量数据的基础上,得出了发生气液两相涡街时气液两相斯特罗哈数的通用关系式,研究表明,气液两相斯特罗哈数在两相工况下,与来流含气率、涡街发生形状特征尺寸、来流方向等因素有关。通过气液两相涡街试验研究和理论分析,首次得出了当有稳定的气液两相涡街发生时气液两相涡街结构参数的取值及变化规律。试验研究了柱体对气体两相涡街的影响,得出了在气液两相流中的最佳涡街发生体和发生两相涡街时,两相斯特罗哈数、来流截面含气率、水流量三者之间的关系。

何单^[25]试验研究了两种规格梯形柱体,在垂直下降气液两相流中,发生气液两相涡街时气液两相斯特罗哈数的变化规律。在测得大量数据的基础上,得出了发生

气液两相涡街时气液两相斯特罗哈数的通用公式。研究表明,气液两相斯特罗哈数在两相工况下为一变数,与来流截面含气率、涡街发生形状与特征尺寸和来流方向等因素有关。应用此关系式,根据测得的两相涡街频率可将涡街发生体作为测量两相流流量与组分的元件。

苏新军等^[26-29]研究了正三角形排列的3排错列圆柱受到气液两相横向冲刷时表面周向时均压力和脉冲压力的分布特性,讨论了含气率对圆柱表面时均压力系数和脉动系数的影响。气液两相流型为细泡状液,两相隙缝流雷诺数的范围为 $2.0 \times 10^4 \sim 6.0 \times 10^4$,截面含气率的范围为 $0 \sim 0.30$ 。实验表明:沿圆柱表面周向旋涡分离点随流动向深层发展,并向圆柱的背部移动;圆柱表面沿周向的时均压力系数几乎不随含气率的变化而变化;圆柱表面的脉动压力系数随含气率的增加而减少。

对相同直径的3排错列圆柱表面的涡街脱落工况进行了实验研究。通过实验分析获得了不同排列形式的错列管束中两相流斯特罗哈数;实验发现两相流斯特罗哈数随含气率的增加而减少;提出了旋转正三角形排列的错列管束的斯特罗哈数曲线;指出可以近似应用单相流时的曲线作为两相流中旋转正方形排列和正三角形排列管束旋涡脱落诱发管束振动的判别标准。

采用电阻应变仪和脉动升力测量装置,在气液两相流横向冲刷三排错列排列的管束时,对其受到的脉动升力做了试验研究。试验发现在横向节距比小于2.0时,脉动升力系数的最大值发生在首排圆柱上,而在大于2.0时,则转移到最后一排圆柱上;脉动升力系数随含气率和雷诺数的增大而减小。该作者在通过试验,对气液两相流中相同直径的3排错列圆柱表面上旋涡的脱落与节距比,含气率的关系进行了研究。研究发现:旋涡的周期性脱落仅在含气率小于0.14的范围内发生;对于横向节距比 S/d 小于等于2.0的错列圆柱,隙缝流呈现双稳态的偏斜流,而横向节距比 S/d 大于2.0时,双稳态的偏斜流消失;两相流斯特罗哈数随含气率的增加而减少。

卢家才等^[30-32]研究了垂直上升矩形截面管内的气液两相横向冲刷水平布置的柱体时,一定条件下,会在柱体后部产生旋涡交替脱落现象,使柱体在与来流垂直的方向上受到脉动升力的作用。以截面分别是方形、正三角形的柱体为例,研究了这种带锐缘的柱体在气液两相流中受到的脉动升力,得出了涡街的斯特罗哈数和柱体的脉动升力系数 C_l' 随 Re 数和来流含气率 α 的变化情况。实验结果表明:在试验范围内,方形柱和正三角形柱的斯特罗哈数不随 Re 数的变化,而在一定含气率范围内,随着含气率的增大而增大; C_l' 也随 Re 数变化,而随着来流含气率的增大而减小而后很快增大。利用微型压力传感器和旋转工作台,对垂直上升矩形截面管内由空气和水组成的气液两相流绕流水平布置圆柱流动时圆柱表面的压力分布进行

了实验研究, 得出了时均压力系数分布和脉动压力系数分布随含气率及 Re 数的变化规律。从这些特性中可以看出, 气液两相流中圆柱背侧的旋涡从层流分离开始向湍流分离转变的临界 Re 数比单相流时低得多; 当含气率超过 0.1 时, 在圆柱背部的尾流中不再产生明显的涡街; 用脉动压力分布可以比时均压力分布更清楚地表明旋涡的强度及分离位置。

1.3.2 气液两相流数值模拟研究进展

随着计算机技术的发展, 数值模拟研究工作也取得了很大的进展。单相流体的数值模拟方法主要有经验模型法和直接流场模拟法。经验模拟法主要依赖于试验结果, 因而有一定的局限性。直接流场模拟法采用有限差分方法、有限元法等直接求解 $N-S$ 方程。在低雷诺数工况下有部分文献对圆柱体和方柱体的旋涡脱落进行了数值模拟^[33-35], 在大雷诺数时, 由于存在湍流, 不能对 $N-S$ 方程直接求解。为此, 常采用雷诺时均法, 应用各种湍流模型对 $N-S$ 方程进行简化, 其中最常用的湍流模型为 $k-\varepsilon$ 模型^[36], 应用这个模型及其改进模型可以对大雷诺数下单相流体绕流柱体的旋涡脱落工况进行数值模拟计算^[35]。

气液两相绕流的数值模拟比单相流复杂得多。气液两相的密度差较大, 两相之间的相互作用力, 两相混合物绕流后产生回流等。

气液两相流动的数值计算方法和单相流体力学中的方法类似, 可以从宏观的连续介质理论或微观的分子运动论出发来研究问题。由于单相流体的分子运动论还未达到完善阶段, 所以目前气液两相流体的分子运动论也还只是局限在某些方面而未得到充分发展。在工程实际问题中, 往往不要求单个分子的运动情况, 而关心大量分子运动产生的宏观效果, 如压强、密度、温度、速度等。所以, 工程中大都采用连续介质理论来分析两相流动问题。目前采用的是根据流动的特征、精度要求等建立不同的数学模型的方法。

气液两相流体的流动模型主要有均相流模型、漂移流模型和双流体模型。均相流模型简单地将气液两相流看作均匀混合物, 忽略了相间的作用, 误差较大; 漂移流模型是在均相流模型的基础上, 考虑了两相之间相对速度和相分布不均的影响; 双流体模型将气液两相流体均看作连续介质, 同时考虑相间相互作用, 计算精度较高, 但由于控制方程多以致计算时间长且结果不宜收敛, 随着计算机技术的飞速发展, 成为气液两相流数值计算的主流计算模型。目前, 对于气液两相绕流的数值模拟研究的还很少, 难点在于如何确定气液两相流动模型方程和选择适合的湍流计算模型等方面。主要的研究成果有:

Zuber 和 Findlay^[37]考虑了相间相对速度的影响及流动分布和相分布不均匀的影

响, 提出漂移流模型。它在混合物的三个守恒方程中将相间相对速度用漂移模型来考虑, 再附加一个气相连续方程, 用这四个方程来描写气液两相流动, 其中漂移速度主要由经验关系式得到, 这一模型已被广泛应用于一维气液两相流动的数值模拟。

文献^[38]中采用一种轨道模型用于气液两相泡状流, 这种模型被广泛应用于气-液滴两相流中。一些研究者将其扩展到水与气泡组成的两相流中^[39]。在此方法中, 用欧拉坐标系描写液相的流场, 通过求解一系列的基于质量与动量守恒和界面传递定律的偏微分方程组, 来得到结果; 用拉格朗日法的观点来考虑气相(分散气泡), 对在计算空间移动的每个气泡进行跟踪, 可以确定其运动轨迹和速度。这种模型可以避免数值计算中的假扩散现象, 但由于需要对每个气泡进行跟踪, 确定其运动轨迹, 就需要消耗较大的计算时间和计算机内存。

Ishii^[40]等将两相流体单独处理, 均看作为连续介质, 而把两相界面看作一个移动的边界, 提出了双流体模型, 这种模型要求求解各相的质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程, 同时考虑两相之间的相互作用。这种模型是目前气液两相流动数值模拟所采用的主要模型。

在气液两相流动数值模拟中还应考虑湍流的作用。较早在气液两相流动模拟中考虑湍流的是 Drew^[41]等人, 他们采用混合长度理论计算管内泡状流的含气率分布; Lee 等人^[42]较早的将 $k-\varepsilon$ 模型应用于泡状流; Lopez^[43-44]等又考虑了气泡引起的湍流, 拓展了 $k-\varepsilon$ 模型, 使其能应用于高速的两相流动。

Thomas. L. Cook^[45]等采用双流体模型对垂直上升流中的气液两相绕流矩形平板形成的涡街进行了数值模拟, 通过改变流道的长度和矩形平板的宽度, 分为四种流动形式, 比较了这四种流动形式中气泡密度和气泡直径以及两个连续旋涡的动量交换, 对涡街特性进行了初步研究。

李永光等^[46]近似采用单相流湍流模型建立了模拟气液两相涡街的方法并进行了数值分析, 模拟了细泡状气液两相流垂直向上绕流方柱(迎流面宽度 $w=13.85\text{mm}$, 厚度 $l=18.1\text{mm}$) 形成的涡街, 得到了流线和涡街中含气率分布图。

卢家才等^[47]采用双流体模型对气液两相泡状流垂直向上绕流方柱引起交替脱落的旋涡进行了数值模拟, 得到了来流含气率为 $\alpha=0.03$, $Re=4.08\times 10^4$ 时涡街脱落周期中流场和局部含气率变化图。

马昕霞^[48]采用 CFD 软件 PHOENICS 对气液两相涡街进行了数值模拟, 并与实验结果进行了对比。

Amit Agrawal, Lyazid Djenidi 等^[49]采用 Lattice Boltzmann 方法数值模拟了并列双方柱绕流流场的演化特性。

1.3.3 管束间气液两相流数值模拟研究进展

由于求解管束间两相流动的复杂性,使得这方面的研究难度很大,已发表的研究论文较少。Wuff^[50]指出,至今还没有一种模型能够成功地模拟具有管束结构的复杂流道中的三维两相湍流流动。管束间气液两相流的湍流模型的研究还处于初期阶段,所建立的模型和相应的处理方法都很简单。

Fowler^[51]研究了低雷诺数流动条件下横流叉排管束时流体流动和传热特性,将管束处理成多孔介质,建立了相应的层流模型。实验表明,当雷诺数增大,流动进入过渡状态,用层流模型会带来较大误差。

Yang 等^[52]采用 $k-\varepsilon$ 模型研究了三角形排列和四方形排列的管束中稳定充分发展湍流的速度分布和温度分布,雷诺数范围 $2.4 \times 10^4 \sim 10^6$ 。

Yueh^[53]用标准的 $k-\varepsilon$ 模型来模拟 CANDU 型 19 根棒束之间的流动和换热特性,雷诺数范围 $4.35 \times 10^4 \sim 2 \times 10^5$ 。

Zhang^[54]对孔板和挡板交错布置的换热器模型的湍流流动进行数值模拟,采用低雷诺数 $k-\varepsilon$ 模型,获得了详细的流场信息分布;Zhang 等^[55-56]在研究表面蒸汽冷凝器时采用多孔介质方法,建立了二维湍流模型,模型中出现的有效粘性系数为层流粘性系数和湍流粘性系数之和,将湍流粘性系数假定为常数,并在层流粘性系数的 10~100 倍之间。这种方法比较简单,但湍流粘性系数的选取则完全依靠经验。

郑荣钊^[57]使用二维、三维气液两相低雷诺数条件下湍流漂移数学模型,采用源项赋值方法处理管束,并用 SIMPLER 方法进行计算,数值模拟了水平加热管束间的两相内循环特性。他经过计算所得到的气液速度分布和空泡份额与实验测量结果符合较好,90%的计算结果与测量点的空泡份额测量值的偏差在 20%之内,证明漂移模型用于三维气液两相低雷诺数流动是有效的。但是这种方法的最大缺陷是开发的数值模拟程序所需的计算量和计算机内存容量较大。

1.4 本课题研究内容

综上所述,无论在试验研究和数值模拟方面,国内外对气液两相流体绕流柱体的旋涡脱落特性研究仍处于探索阶段,所取得的部分研究成果有一定局限性和不确定性。因此,在新型试验台的建立,测试技术和实验方法的创新,数值计算模型的改进等方面还有很大的研究空间。试验柱体形状、柱体排列方式、气相体积含

率、雷诺数等因素的影响以及柱体在发生旋涡脱落时所受的时均阻力、脉动阻力、脉动升力和流体诱发振动等研究内容均应进行系统深入的理论分析和实验研究。此外,还需要确定各种柱体或柱体群发生气液两相旋涡脱落的条件、频率和两相斯特罗哈数,两相涡街稳定条件以及流道壁面尺寸和柱体尺寸比值对两相斯特罗哈数的影响等。以上研究内容不仅对工程实际具有重要的现实意义,而且可促进气液两相流体力学中气液两相涡街理论的发展,具有重要的学术价值。

本课题在国家自然科学基金(No.50676017)和教育部科学技术研究重点项目(No.206037)资助下,进行气液两相流绕柱体流动特性的基础研究。在前人研究工作基础上,本文对气液两相流绕流单圆柱体和错列管束进行了实验研究和数值模拟,主要研究内容为:

1. 建立了气液两相绕流多功能实验台。试验工质采用常温清水和压缩空气,实验台能满足的含气率范围 $0\sim 70\%$, 雷诺数范围 $0\sim 4\times 10^5$ 。实验段安装位置采用垂直布置,气液两相流垂直向上流过水平布置的测试柱体,流型采用细泡状流,由均匀的微孔进气装置产生。

2. 建立了一套计算机数据采集系统,采集气、液两相回路的压力、温度、流量和实验段内混合流体的压力、温度等基本参数;同时建立一套用于测量圆柱表面脉动压力和旋涡脱落频率等参数的动态信号采集和分析系统。

3. 设计单圆柱绕流试验段,研究单圆柱绕流时圆柱表面的脉动压力、时均压力分布特性,分析来流含气率、雷诺数等因素的影响。为此设计一可连续调节测量角度的微型动态压力测量装置,实现单个传感器在相同工况下的多点压力测量。

4. 采用“压差波动法”研究圆柱体两侧旋涡脱落特性。气液两相流绕圆柱流过时在一定条件下必然发生有规律的旋涡形成和脱落,导致圆柱体两侧出现压力的波动,此压力波动与旋涡脱落频率有内在的联系。通过试验分析,合理选择压差取压位置,采用动态响应频率高的差压传感器实现旋涡脱落频率的无干扰测量。分析含气率、雷诺数等旋涡脱落特性的影响。

5. 对以旋转正方形排列的 3 种不同节距比的错列管束的流场演化过程进行试验研究。搭建了管束绕流的可视化模拟试验装置,通过高速图像采集系统获得的图像资料对管束间旋涡的生成、卷吸、聚合等现象进行了研究。运用图像相关比较和统计方法分析了旋涡脱落的周期。

6. 对旋转正方形排列的不同节距比错列管束的气液两相绕流流动非稳态过程进行了数值模拟研究。建立了基于气液两相双流体模型的湍流流动控制方程组,采用经验方法给出了气液两相的相间作用力,将 RNG $k-\varepsilon$ 模型扩展到气液两相流,

采用相耦合的 PC-SIMPLE 算法, 借助隐式时间积分方案进行非稳态的流动计算。分析了不同的计算工况时节距比、含气率和雷诺数对旋涡脱落特性的影响, 并着重讨论了节距比、含气率和雷诺数对管束的升力、阻力特性的影响。

第二章 实验装置及测量方法

2.1 前言

气液两相流绕流圆管、管束等流动工况大量存在于工业设备中，其旋涡脱落特性对流动和传热特性产生直接影响。由于两相流中气泡的存在，使得流动状况变得更加复杂，因此对于具有相变的气液两相流，研究旋涡脱落引起的柱体表面压力、柱体受力、流场结构等变化特性极其困难。为了研究气液两相流绕流柱体时旋涡形成、脱落的演化过程及诱发柱体受力的机理，本文实验采用由压缩空气和水混合形成的两相细泡状流作为气液两相流体，在常温、常压下，不考虑相变和两相之间的作用力，在垂直上升管道中绕流水平布置的单圆柱和多圆柱时形成的旋涡脱落流场作为研究对象。

本章主要分三部分对所采用的实验系统、实验装置、测量方法进行了介绍。第一部分内容介绍了气液两相流实验系统的构成及工作流程，并介绍了单圆柱绕流和多圆柱绕流时试验段的结构。第二部分介绍了单圆柱绕流实验中圆柱周向压力的测量方法和旋涡脱落频率的测量方法。第三部分介绍了采用高速数字摄像技术测量绕管束流动时复杂旋涡脱落流场的测量方法。

2.2 实验条件

本文的实验是在下面条件下进行的。

实验工质：水、空气

实验温度：常温（实验室温度）

实验压强：0~0.25MPa（采用相对压强）

水流量：0~18m³/h

空气流量：0~3.0m³/h（开启旁路时）

容积含气率：0~15%

圆柱直径：Φ35mm 表面光滑有机玻璃棒（单圆柱）；

Φ20mm 有机玻璃棒（管束）

实验流型：细泡状流

实验段形状：矩形（180mm×64mm 透明有机玻璃）

数据记录：IMP35951H 计算机数据采集系统（基本参数测量）；

INV306U 大容量数据采集系统（动态参数采集）

2.3 气液两相流实验装置

2.3.1 实验系统

本文实验是在自行设计和搭建的“气—水—油三相流实验系统”上进行的。此实验系统可以用于研究垂直上升的气液两相横向冲刷水平布置的圆柱体或管束的多种不同流动工况，通过采取更换不同试验段的方法可以对单圆柱体绕流特性、管束绕流特性进行研究。该实验系统也可进行管内两相流、三相流动特性的实验研究。

气—水—油三相流实验系统如图 2-1 所示。本文试验采用闭式循环供水回路和供气回路进行，实验时供油回路关闭。

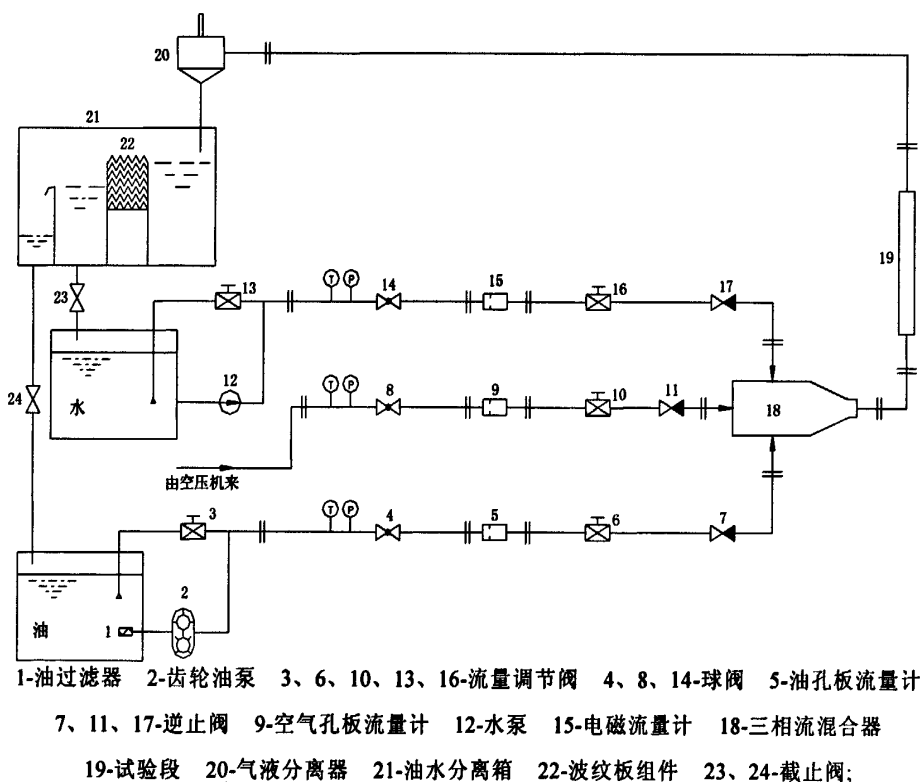


图 2-1 气—水—油多相流实验系统

闭式循环供水回路主要是由水箱、水泵、旁路系统、调节阀门及内径为 40mm

的连接管道组成的。供水系统中使用的水泵是型号为 2BA-9 的离心式水泵，额定扬程为 28.5m，额定流量为 $15\text{m}^3/\text{h}$ 。水经水泵从水箱中抽出，一部分经旁路及阀门(13)流回水箱实现水回路流量粗调节，另一部分经电磁流量计(15)和调节阀门(16)进入两相流混合器(18)。调节阀门(16)的主要作用是用来精细调节进入两相流回路中的水流量。

供气回路主要由空气压缩机、空气孔板流量计、玻璃转子流量计、调节阀、逆止阀及内径为 40mm 的连接管道组成。实验系统中的空气压缩机采用型号为 SA-22A 螺杆式空气压缩机，额定排气压力为 1.05MPa，排气量 $3.1\text{m}^3/\text{min}$ 。由空气压缩机产生的压缩空气一部分由旁路排进大气，另一部分利用调节阀门(10)调节流量，并用空气孔板流量计(9)测量流量，对于空气流量较小的实验工况，空气流量采用玻璃转子流量计测量。在进入两相流回路之前，加上一逆止阀(11)以防止水倒流进入空气回路。

两相流回路则是由三相流混合器、实验段和气水分离器、油水分离箱组成。水从水箱由水泵排出后进入管路，经电磁流量计计量流量，空气由空气压缩机经空气管路，再经空气孔板流量计或转子流量计计量流量后共同进入三相专用混合器(18)。图 2-2 为三相专用混合器结构示意图。水经水管入口进入混合器联箱中，压缩空气通过插入混合联箱中的不锈钢网管上的细孔(细孔直径 1.5mm 左右)进入水中，形成直径很小的气泡羽流，气泡羽流随水流流过混合联箱出口处的一层不锈钢蜂窝状网板，形成了均匀的细泡状流。从混合联箱流出的气-液两相细泡状流经出口管道进入实验段(19)。从实验段流出的气-液两相流经过管路进入气液分离器(20)，分离出的气体排入大气，分离出来的水引入水箱循环使用。

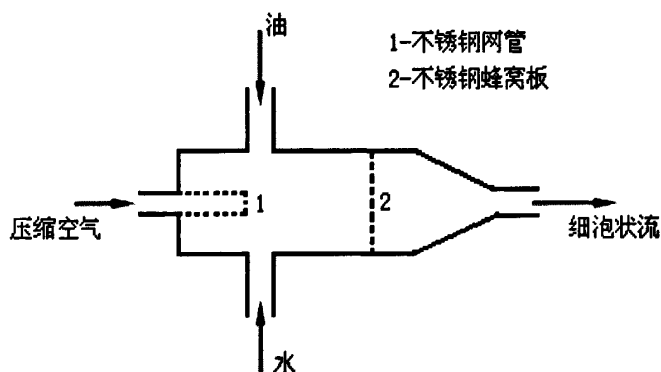


图 2-2 气-水-油三相流混合器

2.3.2 单圆柱绕流试验段

气液两相流绕流单圆柱的试验段结构如图 2-3 所示。主要由扩展段、整流栅、稳定段、收敛段和测试圆柱等部分组成。

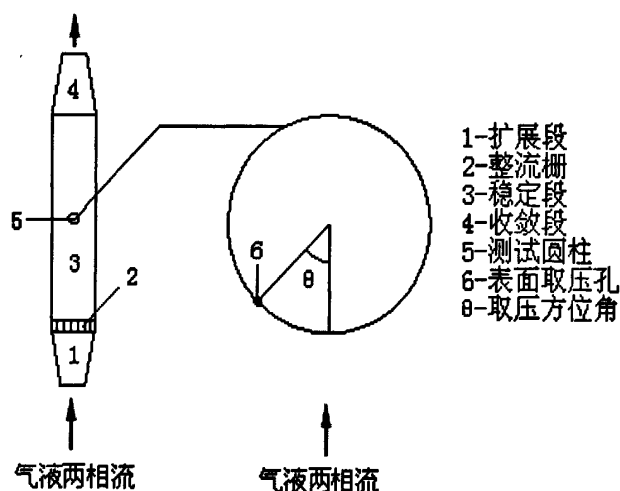


图 2-3 单圆柱绕流试验段结构简图

从混合器流出的气液两相细泡状流经过扩展段（1）和整流栅（2）进入稳定段（3），测试圆柱体（5）布置在稳定段的中部。扩展段为长 0.5m 的矩形截面锥形管，其扩展角为 9.6° ，可避免流动中发生壁面分离流动导致流体旋涡出现；稳定段为试验段的测量部分，稳定段采用长度 1.2m、截面为 $180\text{mm} \times 64\text{mm}$ 的矩形管，由厚度为 10mm 的透明有机玻璃板构成，以便于实验中观察气液两相绕流尾流区的流场演变情况；收敛段为倾角 13.3° ，长 0.35m 的锥形管，可以使经过测试圆柱的气液两相流体从稳定段平稳的流出，不会由于压强梯度变化影响圆柱后尾流区的充分发展。测试圆柱采用直径 35mm 的表面光洁的有机玻璃圆柱制成，水平放置于稳定段的正中，可以绕自身轴线旋转。

2.3.3 错列管束绕流试验段

气液两相流绕流错列管束的试验段结构与绕单圆柱时的试验段结构相同，将其中的测试圆柱换成不同节距比的错列管束。管束由 4 根直径 20mm 的表面光滑的有机玻璃柱构成，如图 2-4 所示。四根圆柱采用旋转正方形排列方式，节距比 S/d 分别为 1.0、1.5 和 2.0。

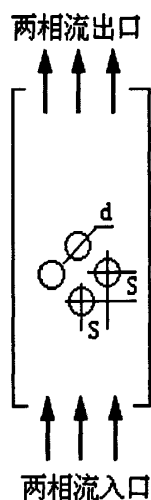


图 2-4 错列管束绕流试验段简图

2.4 测量方法

2.4.1 圆柱周向压力测量

在本文的单圆柱气液两相绕流试验中，需要测量直径 35mm 的圆柱表面脉动压力，因此要求采用的压力传感器要有较好的动态响应特性，以满足动态压力测量的要求。

在本文试验中采用扩散型压阻式压力传感器（或称固态压力传感器）。其测量原理是半导体单晶硅材料的压阻效应。半导体单晶硅材料在受到外力作用，产生微小的应变时，其原子结构内部的电子能级状态发生变化，从而导致其电阻率剧烈的变化，由这种材料制成的电阻也就出现较大变化，这种物理效应叫做压阻效应^[52]。

当外力作用于具有压阻效应的半导体材料时，其阻值发生改变，如果忽略材料几何尺寸变化对阻值的影响，则电阻变化大小与作用力大小成正比。扩散型硅压阻式压力传感器与其它类型的压力传感器相比，具有以下优点：

（1）灵敏度高。比金属丝式应变片的灵敏度高 50~100 倍，故相对应的传感器灵敏度很高，由于它是一种非机械结构型传感器，因而扩散硅压阻式压力传感器的分辨率高。

（2）精度高。由于这种传感器的感受、敏感和检测三部分是由同一个元件实现的，没有中间转换环节，所以不重复性和迟滞等误差极小，同时由于单晶硅本身刚度较大，形变很小，保证了良好的线性。

（3）频率响应好。由于芯体采用集成工艺，又无传动部件，因此体积小，小

尺寸芯片加上极高的弹性模数，敏感元件的固有频率很高，可测量 300~500kHz 以下的脉动压力。

(4) 可靠性高。耐冲击，抗干扰性强，并可微型化，适合本文实验需要。

扩散型硅压阻式压力传感器结构如图 2-5 所示^[53]。它主要由外壳、硅膜片（硅杯）和引线等组成，其核心部分是一块圆形的硅膜片。在硅膜片上，用半导体制造工艺中的扩散渗杂法做成四个阻值相等的应变电阻，经蒸镀铝电极及连线，连接成惠斯通平衡电桥，再用压焊法与外引线连接。膜片的一侧是和被测系统相连接的高压腔，另一侧是低压腔，如果测压力，低压腔通常和大气相通；如果测压差，则与被测系统地低压端相连。当膜片两边存在压力差时，膜片发生形变，膜片各点产生应力应变，从而使扩散电阻的阻值发生变化，电桥失去平衡，输出相应电压。若对惠斯通电桥施加一恒定电压，便可输出对应于膜片所受的压力差值的电压信号。

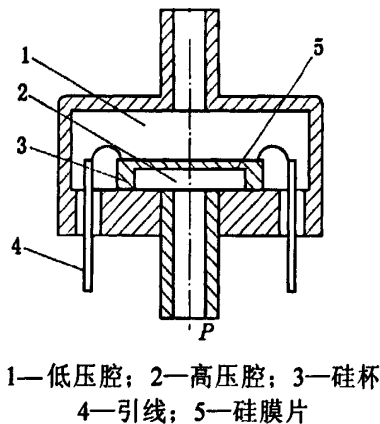


图 2-5 扩散硅压阻式压力传感器结构

本文实验所采用的扩散硅压阻式压力传感器为按实验要求定制的 NS-2 微型压力传感器，量程为 0~50kPa，输入电压为 DC 5V。实验前对其重复性、线性、迟滞等指标进行了静态特性标定，测试数据和结果如表 2-1 所示。

压力测量系统的动态特性对测量结果的可信度有很大影响。压力传感器原件前的空腔和导压管的存在必然引起压力信号的衰减和相位滞后，这种效应称作动态压力测量的空腔效应^[54]。压力传感器是按动态参数测量的要求设计的，它的固有频率很高，响应速度很快，但由于空腔效应而使整个测量系统的响应速度大大低于传感器的响应速度，使得动态特性降低很多。实际上，测量系统的动态特性往往由传感器以外的部分决定。

根据对压力测量系统动态特性的研究发现^{[54][55]}，细长的传压管道以及传感器膜

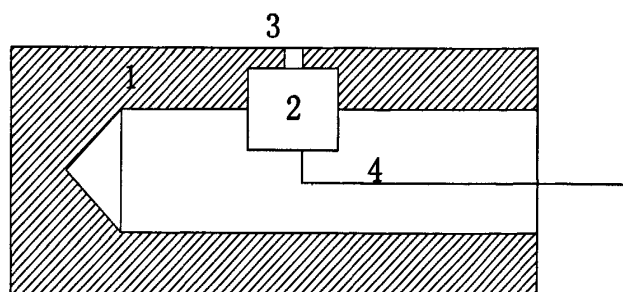
片前腔室的容积对于动态响应特性有极大的影响。为了尽可能地提高动态响应特性，通常可以采用节流加阻尼的方法，或者采用缩短传压管系的方法，在本文的实验中采用了后者，即尽可能地缩短取压孔与传感器膜片之间的距离。如图 2-6 所示，在测试圆柱正中，沿径向开一个深为 2mm、直径为 1mm 的取压孔，在孔下面通过 $\phi 5 \times 1$ 的螺纹与微型扩散硅压阻式压力传感器相连接，使压力传感器直接感受流体作用在圆柱壁面的压力。

2-1 扩散硅压阻式压力传感器标定测试数据

压力 (kpa)		0.00	10.00	20.00	30.00	40.00	50.00
数据 (mV)	正行程 1	0.49	5.40	10.29	15.17	20.05	24.95
	反行程 1	0.51	5.49	10.34	15.23	20.08	24.95
	正行程 2	0.51	5.48	10.31	15.24	20.10	24.99
	反行程 2	0.53	5.51	10.34	15.27	20.11	24.99
正行程平均值		0.50	5.44	10.30	15.21	20.08	24.97
反行程平均值		0.52	5.50	10.34	15.25	20.10	24.97
总平均值		0.51	5.47	10.32	15.23	20.09	24.97
重复性误差值		0.0100	0.0250	0.0050	0.0275	0.0200	0.0200
线性误差		0.0357	0.0371	0.0001	0.0201	0.0096	0.0118
迟滞误差		0.0200	0.0600	0.0400	0.0450	0.0200	0.0000
重复性		0.22%					
线性		0.15%					
迟滞		0.25%					
精度		0.48%					

测量系统的动态特性可以通过系统对正弦输入信号的稳态响应来确定。经过对整个测压系统进行动态特性标定，其动态响应频率超过 300Hz，大大超过了在本文研究的实验条件下圆柱体表面脉动压力的频率。图 2-7 显示了压力传感器在测试圆柱内安装的实际位置情况。

实验中为了防止在压力测试过程中气泡进入圆柱表面的取压孔，从而影响动态压力的测试结果，在每次进行两相流动实验之前，先让单相水流过试验段，使取压孔中完全充满水后，再将空气引入水中，形成气液两相泡状流。



1—测试圆柱；2—压力传感器；3—取压孔；
4—引线

图 2-6 压力传感器的安装示意图

实验需要在不同的两相流工况下测量圆柱表面周向不同位置的脉动压力，为此设计了一个可 360 度旋转的压力测量装置，如图 2-8。并设计了一个填料、压盖密封装置，解决了高压液体通过旋转柱体间隙泄露的问题。将整个测试圆柱安装在试验段上，并使之可以绕自身轴线在 $0\sim 360^\circ$ 的范围内自由旋转，这样只使用一个压力传感器就可以测出圆柱体周向各点的压力，使测量更加方便，提高了实验效率。

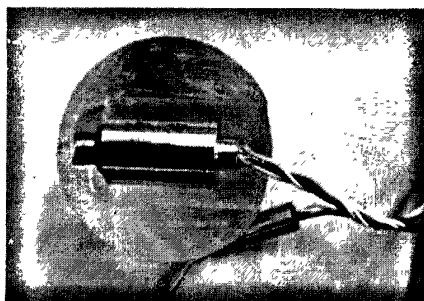


图 2-7 压力传感器安装



图 2-8 表面压力旋转测量装置

2.4.2 旋涡脱落频率测量

旋涡脱落频率测量方法有电容检测法、热敏检测法、超声波检测法、电磁检测法、应力检测法等。以上检测方法常被应用于涡街流量计中旋涡发生体产生有规则的旋涡检测，其旋涡发生体一般采用三角柱体、梯形柱体和矩形柱体，以上三种形状旋涡发生体的旋涡强烈且稳定。

本文试验柱体为圆柱体，发生旋涡脱落的强度较弱，不易形成稳定的旋涡。当流体横向冲刷柱体后发生旋涡脱落时，由于旋涡在柱体两侧交替脱落。根据流体力学的基本原理，有旋涡产生的地方必有压力的变化，交替产生的旋涡必然会导致流场中某确定的两点间的压差出现规则的变化，其变化的频率与旋涡的频率一一对应。

文献^[56]中验证了管壁压差法的可行性,取压方式的选取采用管壁两侧取压方式,文献中指出管壁差压孔选取在距旋涡发生体迎流面较近位置较好,但对于圆柱涡街发生体而言,迎流面相当于直径方向的竖直截面,所以取压点选取在圆柱体的中间,如图 2-9 所示。

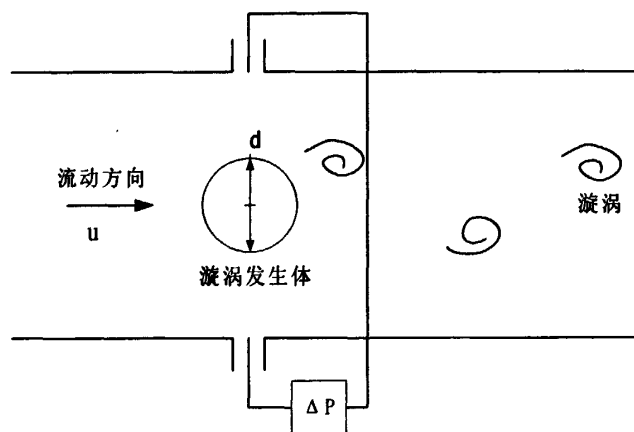


图 2-9 两侧取压方式示意图

与目前常用旋涡检测方法相比,管壁压差法具有以下明显优势:

(1) 由于采用了压差检测技术,因此操作简便,易于实现,工作可靠,有丰富的数据可供参考;

(2) 由于差压在管壁处取出,因此压差系统对管壁内待测介质流动几乎没有影响,加之传感器系统独立于旋涡发生体并且位于管道外面,维修不需要切断管流拆卸旋涡发生体,因此可以简化压差传感器系统,实现在线维修和更换,不需要中断实验;

(3) 与其他方法相比,具有较强的抗干扰性。因为其他检测方法把传感器放置在管道中,与管道相联系的各种振动源所产生的干扰都会叠加在传感器的输出信号上,因此易受干扰。而管壁压差法的传感器系统独立于旋涡发生体并且位于管道外面,取压点选择在流体振动最强的位置,并求采用管壁两侧取压方式组成差动结构,当管道振动时,由振动产生的惯性力同时作用在压差传感器的两个输入端而互相抵消,因此管道的机械振动和流场波动等干扰对检测信号无影响,所以管壁差压法具有较强的抗干扰性。

由于流体经过旋涡放生体后产生的两列旋涡在管道轴线与发生体轴线构成平面的对称点上振动的强度和频率相同,而相位相差 180° ,因此采用两侧取压方式组成差动结构。这样差压幅值是单侧取压的 2 倍,便于检测。

2.4.3 两相流动态数据采集

圆柱表面脉动压力和旋涡脱落引起的压差波动信号均为两相绕流的动态特性，为此本章建立了一套两相动态流动参数的采集与分析系统，如图 2-10 所示。动态信号采用 INV306U 大容量信号采集与分析仪进行测量。实验所用采样频率为 256Hz，每个工况采样时间为 30s。对所采集到的不同流动条件下压力、差压等动态信号，采用时域分析和频域分析方法处理。

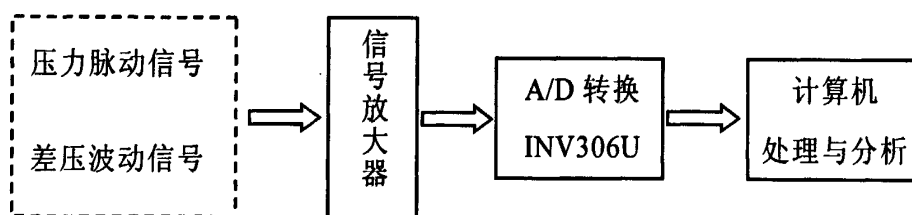
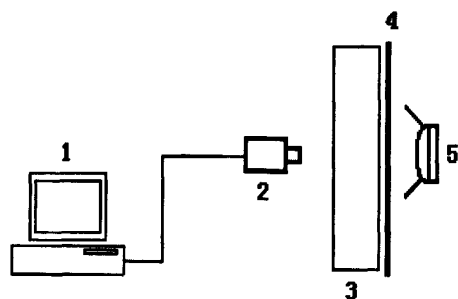


图 2-10 动态数据采集系统示意图

2.4.4 图像采集系统

图像采集实验系统和实验装置如图 2-10 所示。图像采集系统由高速动态分析仪、光源、计算机组成。高速动态分析仪运用了瑞士 WEINBERGER 公司的 SpeedCam Visario 高速摄影系统，间歇式电子快门速度可达 $15\mu\text{s}$ ，其最大分辨率为 1536×1024 像素，对应得拍摄速度为 1000fps，分辨率为 512×192 像素时的拍摄速度可达到 10000fps。拍摄镜头采用 AI NIKKOR50/F1.2S。通过高速动态分析仪可以记录捕捉到清晰的尾流中瞬态流动状况。光源为采用 6400K 色温的三基色光管，其光线明亮无闪烁，用于提供拍摄时所需要的光照亮度。计算机用于储存拍摄下来的图像资料。



1.计算机 2.高速 CCD 摄像仪 3.透明实验段 4.双层硫酸纸 5.光源

图 2-11 图像采集实验装置示意图

实验中，在图像采集的过程中由于液体和气体均是透明的，采用逆光照明，拍

摄气泡的阴影。为了使光线分布均匀,在实验段的后侧蒙上两层绘图用的硫酸纸,即可获得满意的拍摄图像。在本文实验中,由于试验管段内的流动不稳定,因此需要较高的拍摄速度,本文中所使用的拍摄速度为 1000fps。为了在获得图像处理所需要的高质量图片同时又考虑到高速动态分析仪的实际存储空间,本文采用的分辨率为 768×512 像素。

2.5 本章小结

(1) 建立了“气—水—油”三相流实验系统,本文实验采用其中的气、水两个回路。在此实验台上可以在矩形截面的实验段内进行垂直上升的气液两相细泡状流绕流单圆柱、多圆柱(管束)时的各种动态特性实验。

(2) 设计了圆柱体表面周向脉动压力的测量装置,采用旋转测量方法可利用一个微型压力传感器实现同一个工况下 360 度范围内的多点测量,节约实验资源,提高了实验效率。

(3) 设计了一种基于压差波动原理的旋涡脱落频率测量方法,具有易于操作,抗干扰性强,便于维护等优点。

(4) 建立了一套动态数据采集系统,可以精确地采集圆柱表面的脉动压力信号和旋涡脱落产生的压差波动信号,并利用计算机对动态数据进行谱分析。

(5) 利用高速摄像技术建立了一套数字图像采集装置,对气液两相流绕流管束形成的复杂尾流流场的瞬态演化过程进行可视化测量与分析。

第三章 气液两相流参数测量及处理方法

3.1 前言

在气液两相流中, 气、液两相流体的流速是不同的。在流动时气液两相的流动结构又是多种多样的, 而且是有随机性的, 因而要全面准确地描述气液两相流体的流动状况是相当困难的。在单相流动时, 描述一种流动的最基本参数为速度、体积流量等。在气液两相流体的流动中, 除这些参数外, 各相的质量含量、体积含量和速度也是重要的参数, 本章介绍了气液两相流参数的测量与处理方法。

由于气液两相流中气泡的存在, 使气液两相绕流流动变得更加复杂, 本章中采用对离散信号的统计分析和功率谱分析方法对旋涡脱落引起的柱体表面压力脉动特性及旋涡脱落特性的分析, 介绍了数字图像信号处理与分析的方法, 并对实验数据的不确定度进行了分析。

3.1 气液两相流基本参数的测量

(1) 液相、气相体积流量的测量

每秒流过流道的气相体积及液相体积分别称为气相体积流量和液相体积流量, 分别用 Q_g 和 Q_l 表示。

混合前水的体积流量 Q_l 测量采用电磁流量计 (NT546E) 输出的 4~20mA 的电流信号, 再经 250Ω 的标准电阻转变为 1~5V 的电压信号, 经 A/D 转换后由计算机直接采集。对于液相而言, 在较小的压力、温度变化时, 体积变化可以忽略。

压缩空气的体积流量分大流量、小流量两部分, 分别用一体化孔板流量计和玻璃转子流量计测量, 并同时测量此处的空气压力和空气温度。由于转子流量计上的刻度是在常态下给出的值, 因此必须对流量计的读数进行修正, 才能得出空气真实的体积流量, 修正公式为:

$$Q_g = Q_{g0} \cdot \sqrt{\frac{p_0}{p} \cdot \frac{T}{T_0}} \quad (3-1)$$

其中, Q_{g0} 为转子流量计的读数, T_0 、 p_0 分别为常态下的温度和压力。

(2) 压力、温度的测量

水回路、空气回路和两相混合流体的压力测量均采用 ROSEMOUNT 3051S 压力

变送器测量；温度采用 ROSEMOUNT 3144P 温度变送器测量。以上测量输出的 4~20mA 的电流信号，再经 250Ω 的标准电阻转变为 1~5V 的电压信号，经 A/D 转换后由计算机直接采集。

3.2 气液两相流参数计算方法

(1) 两相流体积流量 Q

每秒流过流道流通截面积的两相流体体积称为两相流体积流量，用 Q 表示。并有：

$$Q = Q_g + Q_l \quad (3-2)$$

(2) 气液两相流的平均流速 u_m

气液两相流体均匀混合流动时的平均流速可表示为：

$$u_m = \frac{Q_l + Q_g}{A} \quad (3-3)$$

(3) 来流的截面含气率 α

根据阿尔曼特(АпМАНД)的研究^[57]，在本文的实验工况下可以采用下式进行计算：

$$\alpha = C\beta = C \cdot \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (3-4)$$

其中， $\beta = Q_g/Q$ 为体积含气率， C 值由下式计算：

$$C = 0.833 + 0.05 \ln(9.8 p_m) \quad (3-5)$$

(4) 两相平均密度 ρ_m

气液两相分开流动时的平均密度 ρ_m 可用下式表示：

$$\rho_m = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \quad (3-6)$$

在常温常压下， ρ_g 及 ρ_l 一般保持为常值。

气液两相流体均匀混合流动时的平均密度 ρ_m 可用下式表示：

$$\rho_m = \rho_g \beta + \rho_l (1 - \beta) \quad (3-7)$$

(5) 气液两相雷诺数 Re

气液两相流中发生柱体绕流时 Re 数可按下式计算：

$$Re = \frac{u_m \cdot w}{\nu_l} \quad (3-8)$$

在上式中之所以采用液相运动黏度 ν_l ，是由于经常覆盖在圆柱表面的液体层比边界层厚好几倍^[12]。

(6) 两相流中柱体绕流的 St_{TP} 数

单相流中柱体后的涡街频率一般用斯特罗哈 Strouhal 数表示，在两相流中采用类似定义，设两相流中柱体绕流涡街脱落频率为 f ，则得出数 St_{TP} 数为：

$$St_{TP} = \frac{f \cdot w}{u_m} \quad (3-9)$$

3.3 动态数据处理方法

无论是圆柱表面压力还是旋涡脱落产生的压差波动信号，由于两相流动的复杂性和测量过程中外界对测量系统产生的干扰，测量的动态数据中包含了一些随机信号成分，要求在对这些动态数据进行分析时，能有效地分离并剔除这些干扰信号成分。

动态的压力脉动、压差波动信号都属于动态随机信号。动态随机信号处理是一门涉及学科广泛、理论性强、难度较大的学科。近年来，波形分析和频谱分析方法在动态信号处理方面获得了较广泛的应用。

波形分析一般是指在时域和幅值域内对动态信号数据进行分析。通过时域和幅值分析可以得到波形的最大值、最小值、时均值、均方值、概率密度函数 PDF (Probability Density Function)、自相关函数 $R11$ (Auto-correlation function) 和互相关函数 $R12$ (Cross-correlation function) 等等。然后再通过对时域信号特征值的提取，对不同的工况下的动态信号进行分析，从而获得其特征值随工况变化的规律，获得不同因素的影响规律。

频谱分析是对动态数据在频域内进行分析。是通过将时域信号进行快速傅里叶变换 (FFT) 获得该信号的功率谱密度 PSD (Power Spectral Density) 特征，对功率谱密度进行分析，获得不同工况下的圆柱表面压力脉动特征以及旋涡脱落的压差波动性。

3.3.1 时均值、均方值及方差的计算

设经动态数据采集系统采样得到的离散数字信号为 x_i ，($i=1, 2, 3, \dots, N$)，则：

$$\text{时均值: } \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (3-10)$$

$$\text{均方值: } \varphi_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2 \quad (3-11)$$

$$\text{方差: } \sigma_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (3-12)$$

3.3.2 时均压力系数和脉动压力系数的计算

作用在圆柱体表面某角度的瞬时压力 $p(\theta, t)$ 可以用时间平均压力 $\bar{p}(\theta)$ 和脉动压力 $p'(\theta, t)$ 之和来表示:

$$p(\theta, t) = \bar{p}(\theta) + p'(\theta, t) \quad (3-13)$$

$$\text{其中: } \bar{p}(\theta) = \frac{1}{T} \int_0^T p(\theta, t) dt$$

T 为采集时间, θ 为圆柱表面自来流方向算起顺时针方向旋转的角度 (参见图 2-3), t 为连续时间变量。但本文试验所得到的压力数据是离散数据, 因此, $\bar{p}(\theta)$ 应该按照下式计算:

设: 对圆柱表面沿某角度进行 N 次采集所得到的压力依次为, $i=1, 2, 3, \dots, N$, 则该处的时间平均压力为:

$$\bar{p}(\theta) = \frac{1}{N} \sum p(\theta, i) \quad (3-14)$$

该处的无量纲时均压力系数 $C_p(\theta)$:

$$C_p(\theta) = \frac{\bar{p}(\theta) - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_l u_l^2} \quad (3-15)$$

脉动压力系数 $C_p'(\theta)$ 等于:

$$C_p'(\theta) = \frac{\sqrt{\sum [p(\theta, i) - \bar{p}(\theta)]^2 / N}}{\frac{1}{2} \rho_l u_l^2} \quad (3-16)$$

在流动工况保持不变的条件下, 将每根圆柱转动 10° 采集一组压力数据, 利用 (3-13)、(3-14)、(3-15) 式, 得出相应角度的时均压力系数和脉动压力系数, 便可以计算得出沿圆柱体周向的时均压力系数、脉动压力系数的分布规律。

圆柱表面的旋涡形成和脱落会直接导致圆柱表面某位置的压力脉动, 因此对某

些角度所采集到压力脉动的时域信号进行频谱分析, 得到其功率谱密度函数 PSD, 可以得出涡街脱落频率。

3.3.3 功率谱密度函数 PSD

为研究信号的能量或功率的频谱分布, 并突出信号频谱图中的主频率, 需要作功率谱分析, 同时也可对随机信号的周期性成分进行检验。

对随机波动信号进行周期性检验的目的是为了判别随机波动数据中是否有周期成分, 以便准确地对数据进行分析。检验信号是否存在周期性成分可以采用自相关和互相关函数, 通过在时域内对信号进行自相关和互相关分析, 可以得到信号的自相关和互相关函数, 用来研究信号的周期性, 以及信号在介质中传递一段距离后的相似程度。

检验信号周期性最简单有效的方法是从功率谱密度图中检验是否存在主频峰值。功率谱密度图的横坐标是频率, 而纵坐标为自功率谱密度(PSD)函数, 其物理含义就是单位频带所具有的平均能量。如果功率谱图中出现了峰值, 就有可能含有周期成分, 此时可以将滤波器带宽变窄, 如果该峰值随滤波器带宽 Δf 减小而增大或基本不变, 则此峰值就是周期性分量。本文中采用此方法检验信号的周期性成分。

功率谱密度函数(简称功率谱)可以通过对动态数据直接进行快速傅里叶变换(FFT)得到^[50]:

$$G_k = \frac{2\Delta t}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{j\frac{2\pi kn}{N}} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-j\frac{2\pi kn}{N}} = \frac{2\Delta t}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-j\frac{2\pi kn}{N}} \right|^2 \quad (3-17)$$

在式中, k 为功率谱对应的频率序号, $k=0, 1, 2, \dots, N-1$, k 点的频率为 $f_k = \frac{k}{N\Delta t}$; N 为采样点数, 即数据的长度; Δt 为采样间隔, 即采样频率的倒数, 本文 $\Delta t = 1/256 = 0.0039s$ 。

由于原始信号是一个无限长的时间序列, 而分析用的信号是一个有限长的时间序列, 相当于用一个时间窗函数在无限的实际信号上截取了一段信号来分析。在傅里叶变换过程中, 为了减小泄露效应, 必须选取适当的窗函数对随即信号进行处理。常用的窗函数有汉宁窗(Hanning)、哈明窗(Haming)、布莱克曼窗(Blackman)、凯塞窗等, 本文选用汉宁(Hanning)窗函数。

3.4 测量系统误差分析

3.4.1 试验台振动的分析

在本文实验系统中,水由一台离心式水泵提供,压缩空气由一台螺杆式空气压缩机提供,水、空气管路均采用直径 $\Phi 40$ 无缝钢管与试验段连接,因此实验中水泵和空气压缩机两大振动源势必会对动态参数的测量带来影响。为确定试验台振动对动态参数测量结果的影响,本文在实验前针对试验台振动引起的信号波动进行了分析。

图 3-1 为试验台振动测式的功率谱图。图中 49.9Hz 处出现了明显的峰值。通过对水泵和空压机的振动信号进行检测,证实了此频率处的峰值是由水泵振动引起的。因空压机安装在不同的房间,距离试验台较远,所以没有对试验台造成干扰。而经过试验数据分析本文试验范围内的旋涡脱落的频率在 10Hz 以下,与试验台振动的频率相差较大,两者之间不会引起共振叠加效应。在实验数据处理中可以通过低通数字滤波方法很容易的滤掉。

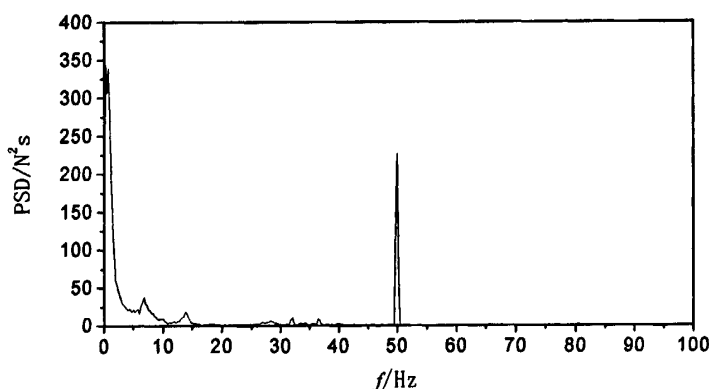


图 3-1 实验台振动测试功率谱

3.4.2 仪器及测量方法误差

在实验过程中,有许多因素都会给实验结果带来误差,为了保证实验数据的可信度,对测量结果进行误差分析是必要的。在测量过程中,误差产生的原因主要有以下几个方面:仪器误差、人员误差、环境误差和方法误差。在分析误差的基础上设法减小和消除这些误差,可以获得更为准确和合理的实验结果。

人员误差指实验人员在读取实验数据时产生的误差。本次实验的所有参数均采用数据采集系统由计算机采集,因此人员误差影响很小。

环境误差是指由于实验过程中环境温度、压力及湿度变化所带来的误差。本文

中主要体现在实验过程中，压缩空气、循环水温升以及随环境温度变化而产生的误差，为消除此误差，本次实验实时测量了水回路、压缩空气回路和混合流体的温度，并用来修正测量参数。

方法误差是指由于测量原理、实验数据处理方法和近似而引起的误差。本次实验中圆柱表面压力测量、旋涡脱落引起的差压波动的测量方法误差主要是由于气液两相流中气泡的存在导致的测量误差。试验中气泡可能会进入测量系统的取压腔或压力引出管，本文在两相流试验开始先进行采用单相水流过试验段运行一段时间，排出取压腔或压力引出管的空气，并使其充满单相水，实验证明此方法可以有效较小误差。

在实验过程中，以上误差或多或少都会出现，都会对实验结果产生影响，但是跟据其对实验结果的影响而言，人员误差、环境误差和方法误差对结果的影响较小，因此主要的误差产生在仪器误差上。仪器误差主要表现在实验测试仪器设备的机构误差、调整误差和量程误差。表 3-1 列出本实验中所采用的主要仪器设备的精度。

表 3-1 主要实验仪器设备的精度

仪器名称	型号	量程	精度
微型压力传感器	NS-2	0~50kpa	0.48%
差压变送器	KELLER	0~200mbar	0.05%
数据采集板 A/D	IMP35951H	1~5V	0.02%
应变放大器	DH3841	1000 倍	0.2%

对于直接测量参数（温度、压力和差压信号等）的误差可由各自对应的仪器误差直接得出：

(1) 流体压力

实验系统中所有的压力均采用 ROSEMOUNT 3051S 压力变送器测量，压力变送器的精度等级为 0.04 级，量程为 0.2Mpa，实验时最小压力为 0.04Mpa，则压力测量相对误差为：

$$\delta_p = \frac{0.2}{0.04} \times 0.04\% + \frac{5}{1} \times 0.02\% = 0.72\% \quad (3-18)$$

(2) 流体温度

实验系统中所有介质的温度采用 ROSEMOUNT 3144P 温度变送器测量，精度等级为 0.04%，量程为 300℃，实验中最低温度为 10℃，则流体温度测量的最大相对

误差为：

$$\delta_i = \frac{300}{10} \times 0.04\% = 1.2\% \quad (3-19)$$

(3) 空气流量

空气流量分两部分测量，大流量采用 ROSEMOUNT 一体孔板流量计测量，小流量采用玻璃转子流量计测量，转子流量计在标准状态下了量程为 $2.5\text{m}^3/\text{h}$ ，精度等级为 0.5 级，测量时空气流量的最小读数为 $0.5\text{m}^3/\text{h}$ ，则最大相对误差为：

$$\delta_{g0} = \frac{2.5 - 0.1}{0.5} \times 0.5\% = 2.4\% \quad (3-20)$$

转子流量计上的刻度值是在标准状态下标定的，因此对于实际状态下的空气流量应采用式 (3-1) 进行修正。由误差传递函数可得到空气流量的最大相对误差为：

$$\delta_g = \delta_{g0} + \frac{1}{2}\delta_p + \delta_i = 2.4\% + \frac{1}{2} \times 0.72\% + \frac{1}{2} \times 1.2\% = 3.36\% \quad (3-21)$$

(4) 圆柱表面压力

柱体表面压力采用扩散硅压阻式压力传感器测量，该传感器标定量程为 $0 \sim 50\text{kPa}$ ，静态标定时的最大相对误差为 4.8%。

3.5 本章小结

(1) 详细介绍了测试系统中两相流流量、压力、温度等基本参数的测量和处理方法，给出了本文中气液两相流参数的定义和计算方法。

(2) 对实验中的圆柱表面压力脉动、压差波动等动态数据的时域信号统计方法进行详细介绍，给出了时均压力系数和脉动压力系数的计算方法。

(3) 介绍了功率谱密度函数，采用功率谱分析方法检测动态随机信号中的周期性成分，并以此来分析压力脉动、压差波动信号的频域特征。

(4) 对实验中可能出现的影响测量结果的因素进行了分析。通过实验台的振动的功率谱分析，确认了实验台振动频率与旋涡脱落频率相差较大，不会产生共振现象，确保了试验结果真实性。并对测量仪器和测量方法引起的误差进行了分析。

第四章 单圆柱气液两相绕流实验研究

4.1 前言

气液两相流绕流单圆柱体是绕流旋涡脱落特性研究中最基本、最典型的情况。由流体力学理论可知,当流体绕圆柱流动过程中,来流为均匀无旋流动时,其速度环量为零。当圆柱体后一侧出现旋涡时,根据拉格朗日涡保持性原理,在圆柱体周围必然产生与旋涡旋转方向相反的旋转运动,即逆环流,以保持总环量为零。逆环流与物体绕流流速相叠加,使得圆柱体一侧流速增加,静压降低,另一侧流速减小,静压增高;当圆柱体另一侧产生相反方向旋涡时,则逆环流反向相反,圆柱两侧的静压变化也相反。随着形成稳定的旋涡脱落,作用在圆柱表面的静压也就发生了周期性的脉动现象。

一般认为,均匀的气液两相细泡状流可看作是无旋流动。由其横向冲刷圆柱形成的气液两相涡街的结构与单相流中的涡街结构相同,也是由两列旋转方向相反、交叉排列的旋涡组成,因而与单相流中一样,气液两相流中圆柱表面的静压也应该是脉动的。但由于气液两相流体中气泡的存在,使气液两相绕圆柱的流动较单相流工况更加复杂,气液两相旋涡脱落引起的柱体表面周向压力分布与单相流中的情况相比,又表现出不同的特性。同时由于气泡的引入,使圆柱后部旋涡的产生、演化过程和脱落频率发生了显著变化。

采用第二章中设计的表面压力测量装置(如图 2-6~图 2-8)和基于差压波动原理的旋涡脱落频率测量装置(如图 2-9),得到了圆柱表面周向的时均压力系数 C_p 和脉动压力系数 C'_p 随雷诺数 Re 和截面含气率 α 的变化特性;对旋涡脱落引起的差压波动信号采用功率谱分析方法得到了旋涡脱落频率随雷诺数和含气率的变化特性。

4.2 圆柱表面时均压力分布特性

4.2.1 雷诺数对时均压力的影响

文献中对单相流体绕圆柱流动的实验研究表明^[70]:当流动雷诺数 Re 处于亚临界区域时,圆柱表面的边界层为层流,旋涡的呈现层流脱离状态,旋涡在圆柱表面的脱离位置为 76° ;流动处于超临界区时,圆柱表面的边界层由层流转变为湍流,旋涡脱离位置后移至 130° ,此时圆柱后的尾迹变得模糊不清晰,周期性的旋涡消失,涡街由层流分离向湍流分离转变的雷诺数大约在 2.0×10^5 左右;达到高超临界区后,旋涡脱离位置又向前移至 103° ,尾流中又出现周期性的旋涡脱落。

本文试验雷诺数由于受到试验设备等原因的限制, 范围为 $4.4 \times 10^3 \sim 1.04 \times 10^4$, 雷诺数远远低于 2.0×10^5 , 属于亚临界雷诺数区域。图 4-1 (a)、(b)、(c)、(d) 中显示了 4 种不同含气率时, 雷诺数 Re 与圆柱表面时均压力系数分布的关系。通常以圆柱表面时均压力系数恢复为平坦的时均压力作为背压, 以恢复背压时的位置作为旋涡脱离点^[71]。由图可以看出, 在 4 种不同含气率时, 雷诺数对时均压力系数分布都没有出现明显的影响, 这一结果与其他研究者的实验结果相一致^{[25][66]}。

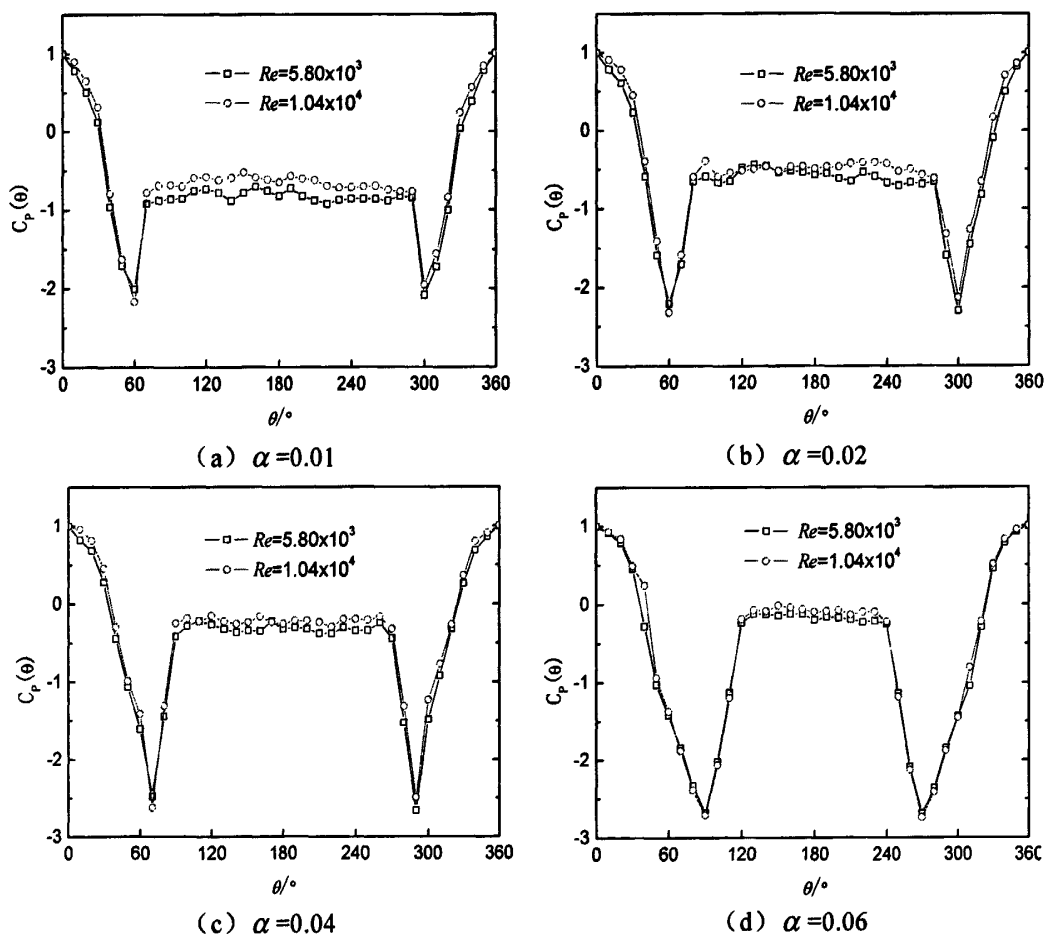


图 4-1 雷诺数对时均压力系数分布的影响

由图 4-1 (a) 中可以看出, 当含气率较小 ($\alpha = 0.01$) 时, 不同雷诺数下的时均压力系数分布曲线的分布规律是相同的, 只有在数值大小上略有差别。与单相流的单相流相比较可以看出, 时均压力系数的最小值较单相流的小, 而背压增大了。由文献^[71]中分析旋涡脱离位置的方法可以得出此时的旋涡脱落位置在 70° (290°) 左右。

随着含气率的增大, 时均压力系数分布开始出现了不同的特性。由图 4-1 (b) 与图 4-1 (c) 可见: 随含气率逐渐增大, 时均压力系数的最小值逐渐变小, 而背压

却明显地增大；同时，随含气率的改变，时均压力系数分布曲线的最低点的位置也发生了明显的改变，由原来的 60° (300°) 逐渐后移，当截面含气率达到 0.06 时，最低点移至 90° (270°) 位置，旋涡的分离点也由 70° (290°) 后移至 120° (240°) 位置附近。

产生以上变化的原因是：气液两相流中的强烈湍流改变了圆柱表面的压力梯度，同时气泡的扰动使气液两相流与单相流相比有更大的湍流强度，促使涡街从层流分离向湍流分离转变的临界 Re 显著降低。本文实验结果显示，截面含气率 $\alpha = 0.06$ 时，本文实验的雷诺数已大于临界雷诺数，旋涡分离由层流转变为湍流分离，致使旋涡分离点后移。

4.2.2 含气率对时均压力的影响

在图 4-2 给出了两种不同雷诺数时的时均压力系数分布与截面含气率的关系曲线。由图可以看出，当 $\alpha = 0.06$ 时，时均压力系数分布曲线表示的旋涡脱落分离点后移至 120° (240°) 左右，这个雷诺数值比单相流中层流涡街向湍流涡街发生转变的临界雷诺数值要低得多，而在含气率较小时 ($\alpha = 0.01$ 、 0.02) 没有发生这个转变。引起变化的主要原因是：气液两相流中，由于密度较水小很多的气泡的引入，破坏了单相水流动的有序结构，气泡对液相的扰动使增加了流动的湍流强度，对液相流动产生了很大的扰动，并出现气泡附着于圆柱表面的情况，实验过程中也观察到了这一现象。

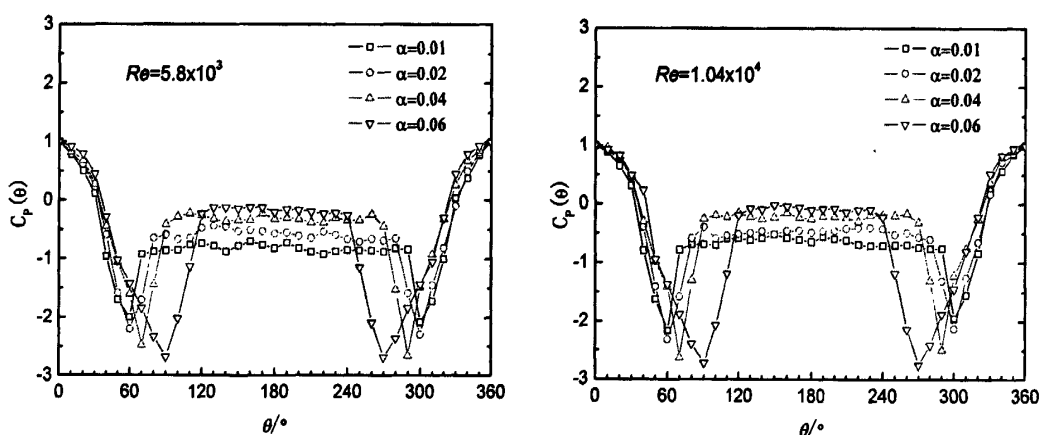


图 4-2 含气率对时均压力系数分布的影响

4.3 圆柱表面脉动压力分布特性

4.3.1 雷诺数对脉动压力的影响

图 4-3 (a)、(b)、(c)、(d) 分别为不同含气率下气液两相流绕流圆柱体时测

得的圆柱表面上的脉动压力系数分布曲线，与图 4-1 各对应的流动工况相同。通过与图 4-1 对比可以看出，脉动压力曲线的尖峰位置与时均压力系数分布图中的旋涡脱离点位置一致，表明靠近旋涡脱离点位置的脉动压力明显高于其他位置。由此也可以说明圆柱表面压力的脉动主要是由于旋涡交替脱落引起的，旋涡脱离点处压力脉动的强弱也可以表示旋涡能量的大小，因此采用脉动压力分布曲线可以更清楚地表明旋涡的脱离位置和能量强弱。也可以通过某点脉动压力的波动信号通过功率谱分析来确定旋涡的脱落频率，此部分工作在后面进行。

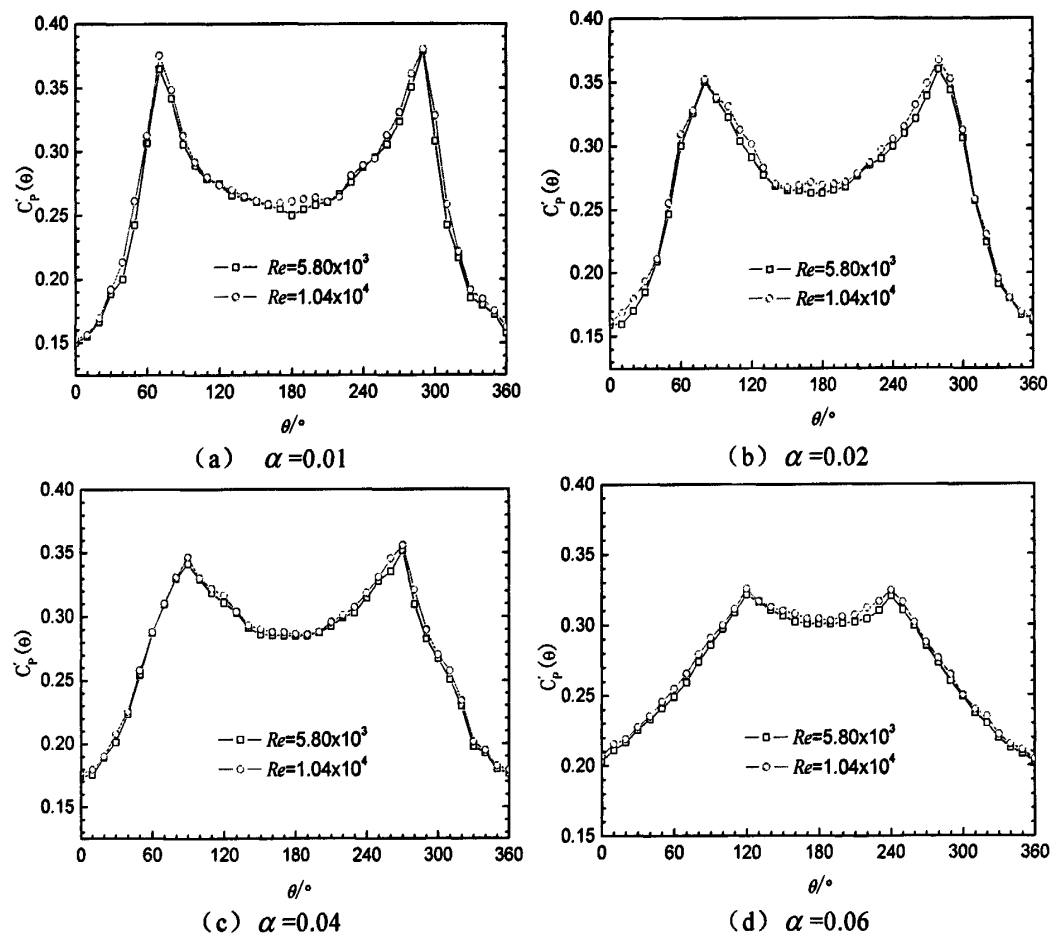


图 4-3 雷诺数对脉动压力系数分布的影响

图 4-3 (a) 为含气率为 0.01 时，不同雷诺数下的脉动压力系数分布曲线。从图上可以看出，正对来流处（即 0° 或 360° ）的脉动压力系数最小，随着流体向圆柱体两边扩展，脉动压力系数逐渐增加，在 70° (290°) 处升高到一个最大的值后，又渐渐变小。在圆柱背部，脉动压力系数除了有一定波动外，整体上相对稳定，这与单相流时脉动压力分布的情况几乎一致。

图 4-3 (b) 和图 4-3 (c) 是含气率分别为 0.02 和 0.04 时的脉动压力系数分布

曲线。脉动压力系数的峰值出现位置由 70° (290°) 分别后移到 80° (280°) 和 90° (270°)，大雷诺数的压力分布曲线的峰值比小雷诺数的峰值略高一些。也就是说，不同雷诺数下的旋涡脱落位置一样，大雷诺数下旋涡的能量要高一些。

图 4-3 (d) 为含气率为 0.06 时不同雷诺数下的脉动压力系数分布曲线。由图可见，不同雷诺数时脉动压力系数的峰值出现位置一致，都是在 120° (240°) 处。峰值的大小情况与图 4-3 (b) 中的分析方法相同。

产生上述变化的原因是：随着雷诺数的增大，导致旋涡中心的能量渐渐地增大，因此得出的脉动压力系数分布曲线的峰值也逐渐增大。在本实验范围内，涡街的分离还属于层流分离，因此雷诺数对旋涡脱落位置的影响就很小了。至于旋涡的脱落位置不断后移，是由于气体的加入，很大程度地扰乱了原来单相水有序的流动结构，即便是在雷诺数比较小的情况下也发生了湍流分离。

4.3.2 含气率对脉动压力的影响

脉动压力系数分布曲线随着含气率的变化也表现出不同的特征。前已述及：用脉动压力系数分布曲线的最高点位置能够更清楚地表示出旋涡脱落点的位置。由图 4-4 可见，随着含气率的增加，除了使旋涡从层流分离转变为湍流分离以外，涡街脱离点的脉动压力值本身也在逐渐变小，整个脉动压力系数曲线也趋向于平直方向发展

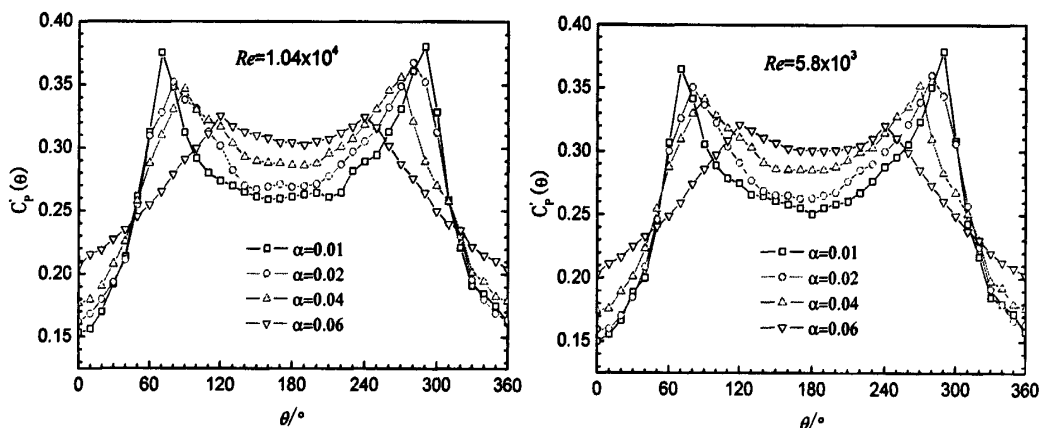


图 4-4 含气率对脉动压力系数分布的影响

以上的变化可以解释如下：当在液体中加入气体时，由于气泡的引入，对本来相对稳定的流动引起了很大的干扰，致使在旋涡脱离点前的圆柱表面压力的脉动大大加强；而脉动压力分布曲线上的尖峰值稍有降低，表明气液两相绕流中的涡街能量比单相流中的弱，这也可以从理论分析中得到解释，即在旋涡的中心速度很大而

压力较低，两相流中大量质量很小的气泡就被吸入了旋涡中心，这样在旋涡中心形成了质量很小的气团，涡街的能量也因而减弱，对圆柱的作用力就减小了。这一现象在脉动系数压力分布曲线中得到了充分的体现，这更加证实了采用脉动压力系数分布可以比时均压力系数分布更加清楚地表明涡街的形成与脱落位置。

4.3.3 脉动压力的功率谱分析

由于气液两相流动复杂性，并且在实验过程中外界对测试系统的很多干扰是不可避免的，因此采集到的压力数据包含了很多随机振动的成分，以至于动态压力中的周期性脉动信号淹没在随机信号中。图 4-5 为实验中得到的圆柱表面脉动压力的部分波动信号，实测长度为 30s，本图截取了其中 5 秒的长度。

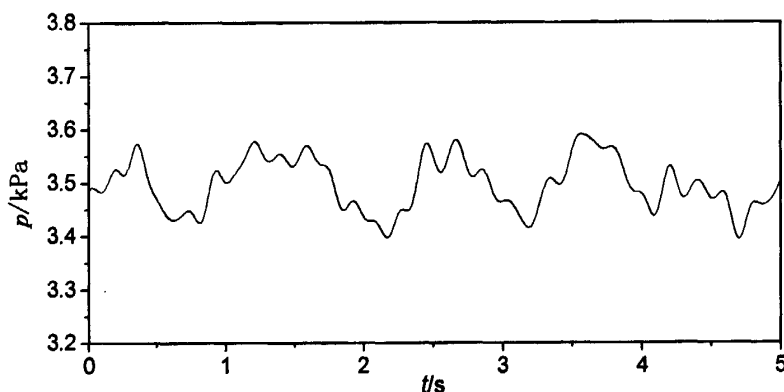


图 4-5 典型的圆柱表面脉动压力信号

在实验中实际采集到的脉动压力数据包含了各种频率和幅值的信号，通过 FFT 变换可以得到脉动压力的功率谱密度 PSD，其中占主要地位的是主频，其余为一些干扰信号。通过对在圆柱表面旋涡脱离点附近的压力数据进行功率谱分析，可以得出该位置脉动压力的功率谱图，很方便地将主频和其它信号分离开。

根据对单相流绕流圆柱的研究^{[67][68]}，流体诱发圆柱振动的主要原因有两个：一个是流体中存在一定的湍流强度，但其幅值较小；另一个是圆柱后部两侧的旋涡周期性地交替脱落在尾部形成涡街所引起的，其幅值较大，集中了振动的大部分能量，它是诱发柱体振动的最主要和最基本的原因。对脉动压力信号进行功率谱分析得到的功率谱峰值对应的信号分量集中了大部分能量，对应于旋涡脱离的频率，将实验所得的压力数据分别进行功率谱分析，就可以得到气液两相绕流产生旋涡脱落的一些特性和各种影响因素。

(1) 沿周向不同角度位置的脉动压力功率谱比较

在相同雷诺数和相同含气率的情况下，沿圆柱周向不同旋转角度位置的脉动压

力功率谱呈现出不同特征。图 4-6 为雷诺数 $Re=1.04\times 10^4$ ，含气率 $\alpha=0.04$ 的工况下，由正对来流的滞止点 ($\theta=0^\circ$) 沿顺时针方向旋转 $\theta=70^\circ$ 、 80° 、 90° 、 100° 的 4 个不同角度位置的脉动压力功率谱。

由图 4-6 可以看出，随着角度的增大，功率谱图峰值先增大， 90° 位置的脉动压力功率谱的峰值最大，到 90° 后又开始降低。这表明，在 90° 位置处测得的旋涡能量最强。由图 4-7 比较可知，不同角度的功率谱峰值对应的频率是相同的。

产生这种现象的原因是：旋涡脱落是导致柱体表面脉动压力产生的主要因素，由旋涡形成和脱落机理可知，在旋涡脱落的位置处柱体受到的压力是最大的。在 70° 和 80° 的位置上，旋涡正处于逐渐形成的过程中，在 90° 位置处旋涡开始脱离圆柱表面，此现象在前面脉动压力系数分布的分析中也得以证实。在此位置脉动压力受旋涡脱落的影响最大，所以测得的脉动压力功率谱能量最大。

随着角度增大流体对圆柱体的影响逐渐减小，在 100° 位置处，脉动压力功率谱能量减弱。原因是：脱落的旋涡中吸入了低质量的气泡，降低了旋涡的能量；此外，在实验中观察到有气泡吸附圆柱后部，这种现象也减弱了此处的压力脉动。

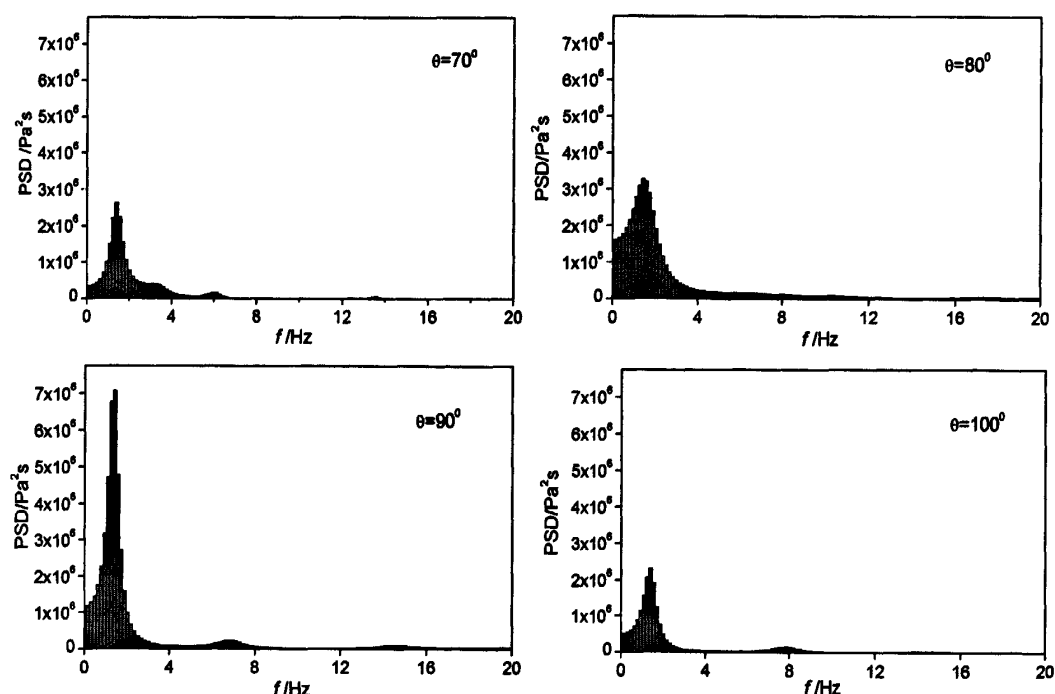


图 4-6 圆柱不同角度位置的脉动压力功率谱密度

根据以上分析，可以用 90° 处测得的压力脉动信号功率谱来分析旋涡脱落的频率特征。对截面含气率不同的工况，旋涡脱离位置不同，此内容在前面已经分析，不再复述。

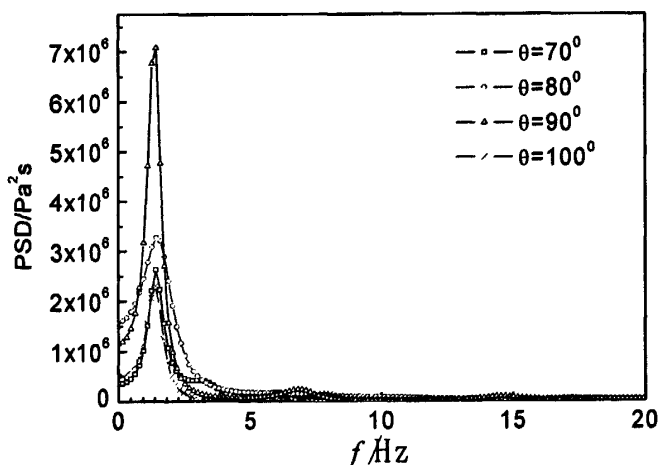
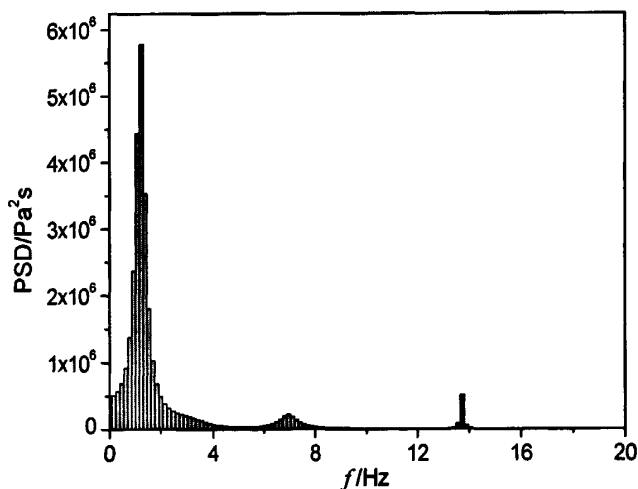


图 4-7 不同角度的脉动压力功率谱比较

(2) 雷诺数对脉动压力功率谱的影响

图 4-8a~图 4-8c 为含气率 $\alpha = 0.04$ 时不同雷诺数工况下的脉动压力功率谱密度。由图可见，功率谱图都存在明显的峰值。图 4-9 表明，不同雷诺数的功率谱密度的峰值对应的旋涡脱落频率相同，这说明雷诺数范围在 $5.8 \times 10^3 \sim 1.04 \times 10^4$ 内，雷诺数对旋涡脱落的频率和旋涡的能量影响没有影响。对单相圆柱绕流的研究表明，当流体流动工况处于旋涡脱落的亚临界区时 ($300 \leq Re \leq 3 \times 10^5$)，雷诺数对旋涡的脱落特性没有影响。文献^[25]表明，含气率为 0.04 时的临界雷诺数为 3.6×10^4 ，本文实验的雷诺数处于亚临界区，因此雷诺数对脉动压力功率谱影响较小。

图 4-8a 和图 4-8b 中的功率谱的能量较集中，且峰值频率对应的功率谱密度大，而图 4-8c 中功率谱密度的峰值略有下降，并且能量集中度减弱，在 4Hz 以下低频范围内出现宽带波动。


 图 4-8a 雷诺数 $Re = 5.8 \times 10^3$ 时脉动压力功率谱密度

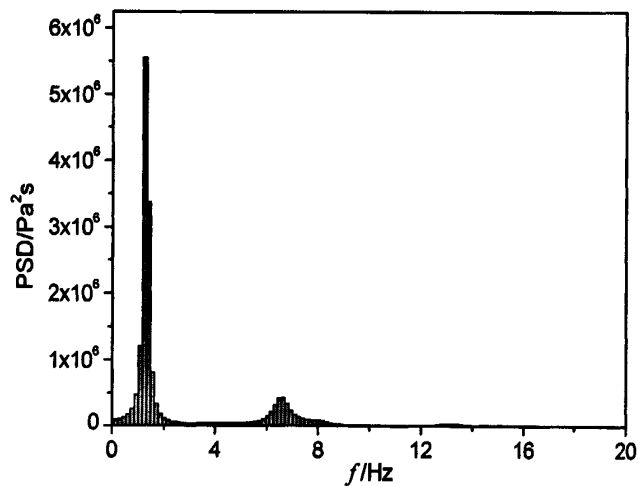


图 4-8b 雷诺数 $Re = 8.8 \times 10^3$ 时脉动压力功率谱密度

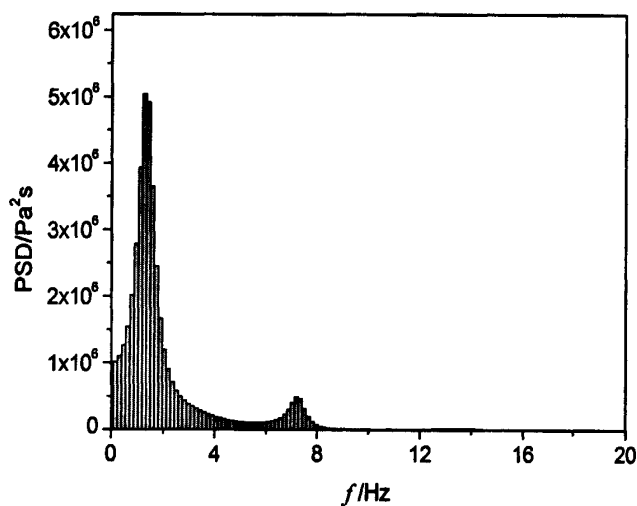


图 4-8c 雷诺数 $Re = 1.04 \times 10^4$ 时脉动压力功率谱密度

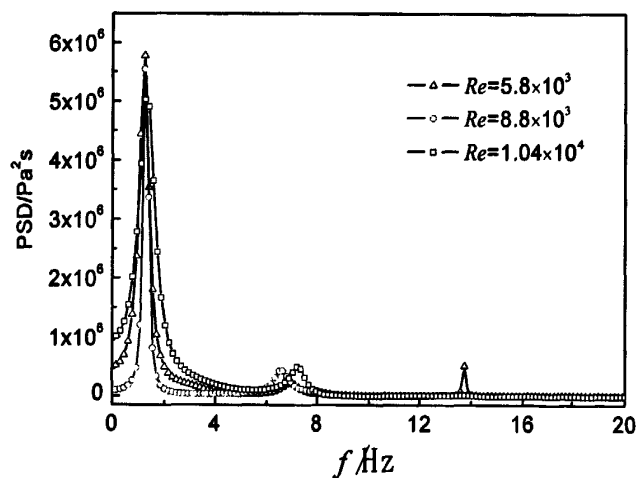
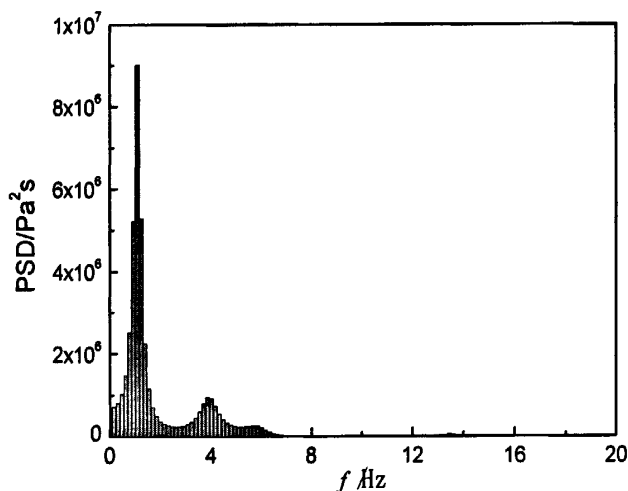
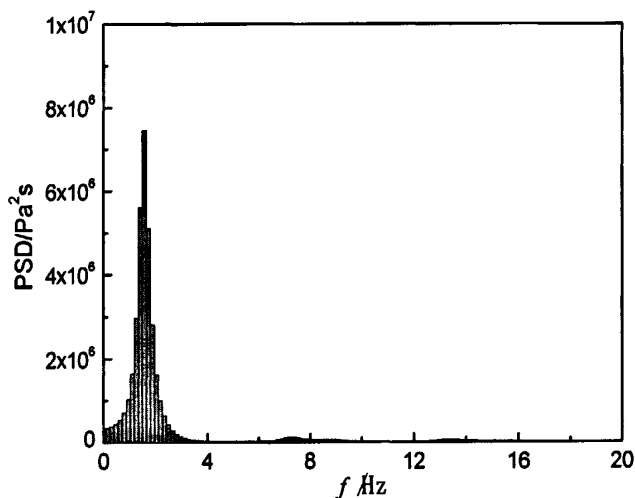


图 4-9 不同雷诺数工况的脉动压力功率谱比较

(3) 含气率对脉动压力功率谱的影响

图 4-10a~图 4-10c 分别是雷诺数 $Re=1.04\times 10^4$ 时单相流体和两种不同含气率的气液两相流工况下的脉动压力功率谱密度分布图。由图可见, 功率谱图上都存在一个明显的峰值, 表示在这三种工况下, 旋涡可以在圆柱表面顺利地形成和脱落产生涡街, 圆柱表面的脉动压力具有很强的周期性特征。由图 4-11 可见, 随着含气率的逐渐增大, 功率谱的峰值明显降低, 而圆柱表面的旋涡脱落频率却逐渐变大。这是因为: 在旋涡的中心速度较大而压力较低, 使得气液两相流中小质量的气泡被吸入旋涡中心, 这样旋涡中心形成了小质量的气团, 旋涡能量降低, 对圆柱的作用力也就减弱了。同时, 旋涡内密度远远小于水的气泡和旋涡外的气泡在浮力的作用下, 也加速了旋涡从圆柱表面脱落的频率。所以, 表现在功率谱图上就是随着含气率增大, 功率谱峰值降低, 旋涡脱落频率增加。

图 4-10a 含气率 $\alpha=0$ 脉动压力功率谱密度图 4-10b 含气率 $\alpha=0.02$ 脉动压力功率谱密度

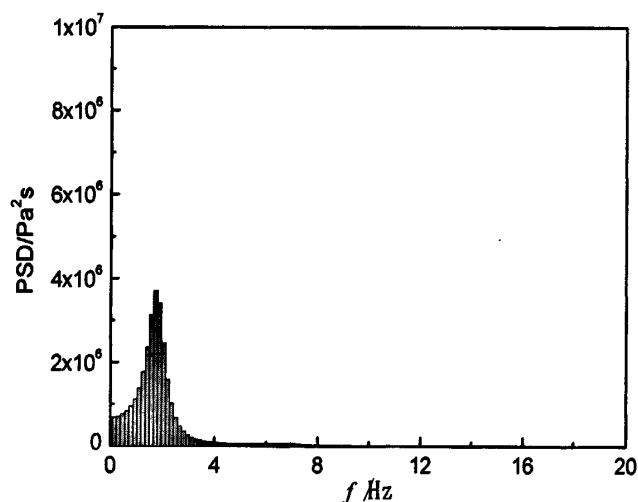
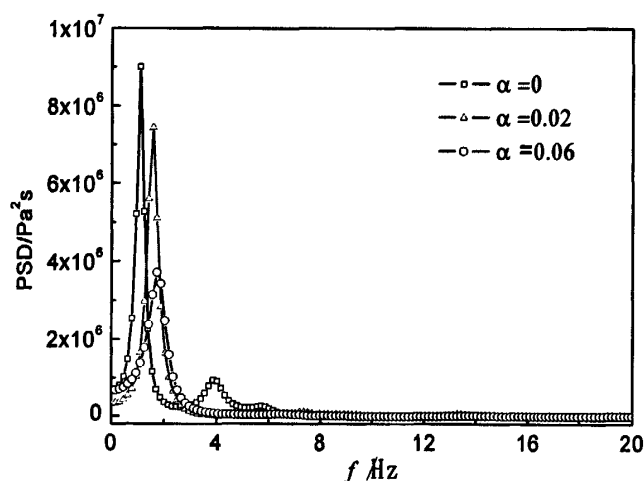
图 4-10c 含气率 $\alpha = 0.06$ 脉动压力功率谱密度

图 4-11 不同含气率的脉动压力功率谱比较

4.4 基于压差波动的旋涡脱落功率谱特性

气液两相流体绕流圆柱时，圆柱两侧交替产生的旋涡必然会导致流场中两点间的压差出现周期性的变化，其变化的频率与旋涡的频率对应，通过测量圆柱两侧的动态压差波动信号可以获取旋涡脱落频率。

图 4-12 为实验测得的圆柱两侧压差波动的动态信号波形。此压差波动信号中包含了多种信号成分，其中除了有旋涡脱落引起的压差波动信息，还有流体本身的湍流脉动引起的差压波动和两相流体中气泡的随机运动引起的压差波动成分等，另外试验台自身的振动也可以引起压差的波动，通过对试验台的动态标定，得到其振动引起的压差波动均为 49Hz 以上的高频信号，与涡街产生的低频压差信号距离较远，可以通过低通数字滤波方法很容易的滤掉，滤波后的低频信号成分也存在有各种不

同的频率和幅度。其中，涡街引起的压差波动占主要地位，其余可视为干扰信号，通过功率谱分析的方法，可以很方便地将主频和其它干扰信号分开。

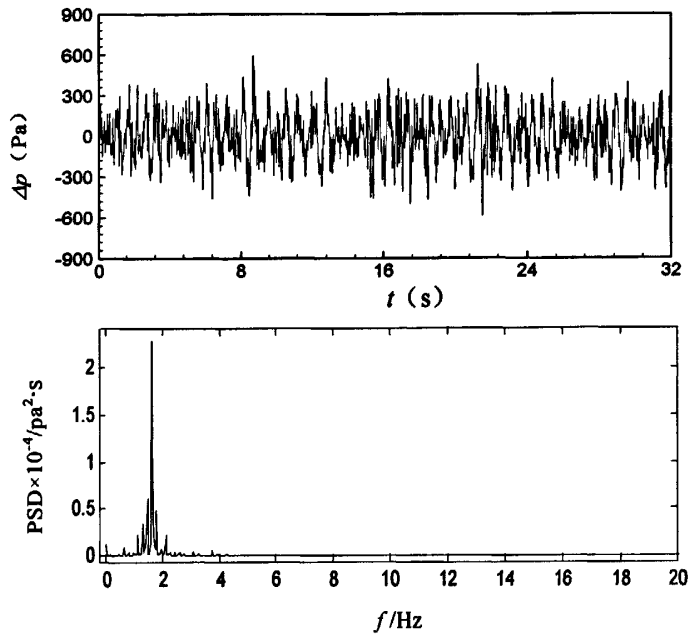


图 4-12 圆柱体两侧典型压差波动信号和功率谱

4.4.1 含气率对功率谱的影响

在气液两相流绕流圆柱体时旋涡的生成和脱离过程中，截面含气率对其有很大影响。在本文的实验过程中，通过透明试验段可以观察到这一宏观流动现象，对试验结果分析也显示了含气率对旋涡生成和脱离过程的影响。图 4-13a~图 4-13c 为雷诺数 $Re=1.3\times10^4$ 时截面含气率 $\alpha=0$ 、0.05、0.1 工况下的压差波动信号功率谱图。

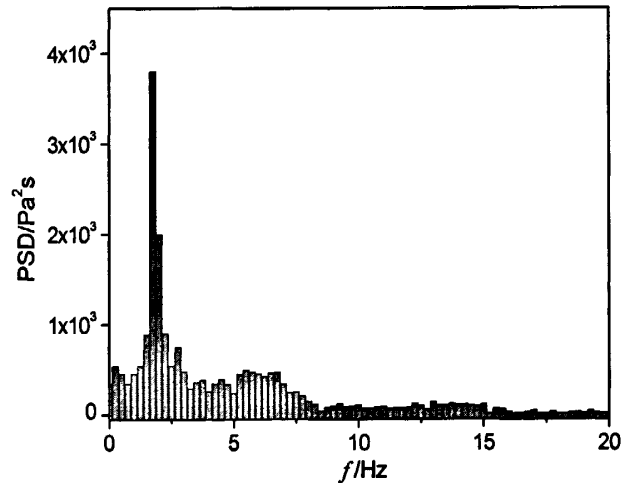
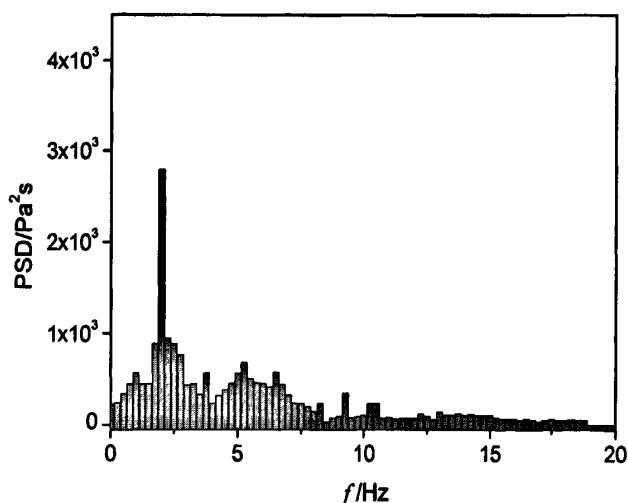
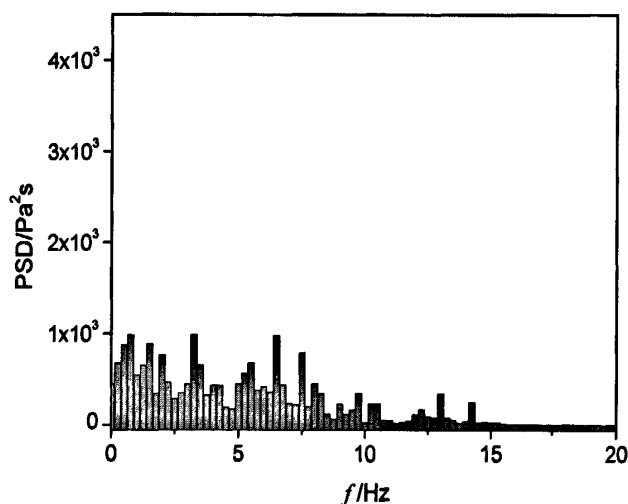


图 4-13a 含气率为 $\alpha=0$ 时的压差信号功率谱密度

图 4-13b 含气率 $\alpha = 0.05$ 时的压差信号功率谱密度图 4-13c 含气率 $\alpha = 0.1$ 时的压差信号功率谱密度

由图 4-13a 可见, 对于单相流 ($\alpha=0$), 功率谱图上存在一个明显的峰值, 并且峰值点很尖, 表明了此频率处压差信号的功率谱能量很集中。此时旋涡脱落具有明显的周期性特征且旋涡能量较大, 有稳定的涡街存在。

如图 4-13b 所示, 当截面含气率增加到 $\alpha=0.05$ 时, 功率谱图上仍然存在明显峰值, 但峰值的绝对值有所降低, 表明由于气体的加入使旋涡脱落的强度有所减弱, 此时涡街仍然存在, 但已表现出不稳定的特征。

由图 4-13c 可以看出, 随着截面含气率继续增大, 当达到 $\alpha=0.1$ 时, 功率谱图上已经不存在明显的峰值, 而是一些能量很低的杂峰组成, 表现为典型的随机脉动特征。表明此时压差波动信号中不存在周期性成分, 此时圆柱两侧旋涡交替的生成

和脱离现象消失，即不存在涡街，如图 4-14 所示。

由以上分析可以表明：在本文试验的条件下，气液两相流截面含气率比较小（ $\alpha < 0.1$ ）时，在圆柱体两侧存在稳定的旋涡脱落，截面含气率超过 0.1 时，不存在旋涡脱落现象。其主要原因是：旋涡的生成是逆压梯度作用造成的，旋涡中心是个低压区，在较小截面含气率时，质量较小的气泡被吸入旋涡，使旋涡的强度减弱，变得不稳定，能量降低；含气率增大时，处于不稳定状态的旋涡和旋涡外气泡产生强烈的干扰，抑制了旋涡的形成。

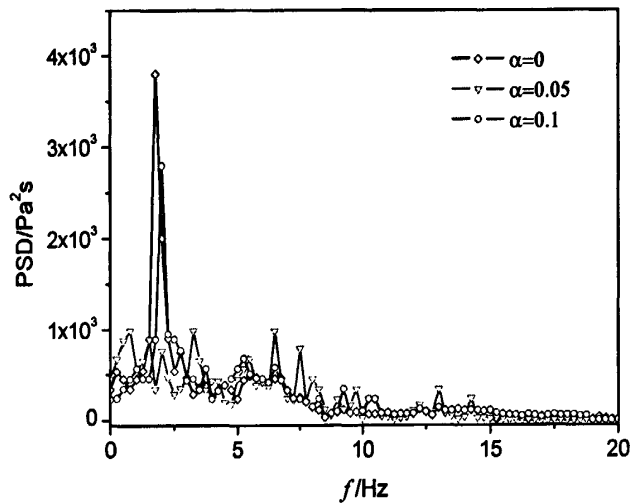


图 4-14 不同含气率时压差信号功率谱比较

4.4.2 雷诺数对功率谱的影响

在 4.3.3 节中分析了截面含气率 $\alpha = 0.04$ 时圆柱表面脉动压力功率谱密度与雷诺数的变化关系，雷诺数范围在 $5.8 \times 10^3 \sim 1.04 \times 10^4$ 之间，此时雷诺数对脉动压力功率谱没有显著影响。

本节实验的雷诺数范围为 $1.1 \times 10^4 \sim 2.8 \times 10^4$ ，截面含气率 $\alpha = 0.05$ 。不同雷诺数工况的功率谱密度分布绘于图 4-15a~4-15c 和图 4-16 中。由图可以看出，实验雷诺数范围内，功率谱密度分布图中均有明显的峰值，表明在这个工况范围存在稳定的旋涡脱落。

比较图 4-15a 和 4-15c 可以看出，两个工况的功率谱密度峰值相差较大。高雷诺数时功率谱能量的减弱，峰值频率增大，而其低能量的频带加宽，并出现了能量集中现象。其原因是：低雷诺数时，液体中的气泡稳定，对旋涡干扰小，旋涡分离相当于单相流中的层流分离；随着雷诺数增大，气液两相流的湍流强度增加，促使旋涡由层流分离过渡到湍流分离，气泡干扰加速了分离，同时气泡的“卷入”也降

低了旋涡的能量, 增加了两相流体的随机脉动, 导致功率谱出现低能量频带集中。

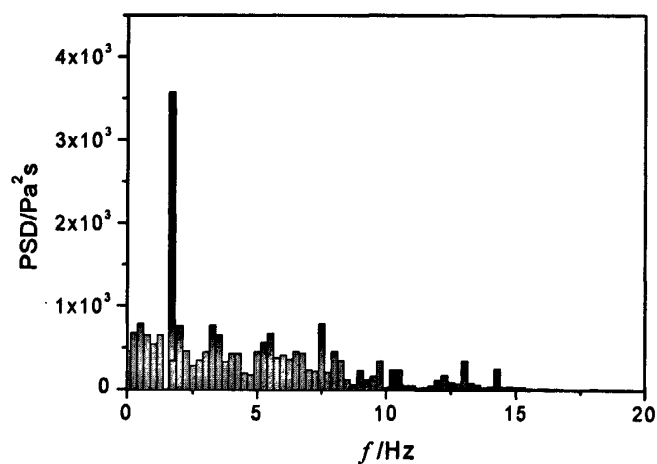


图 4-15a 雷诺数 $Re = 1.1 \times 10^4$ 时压差信号功率谱密度

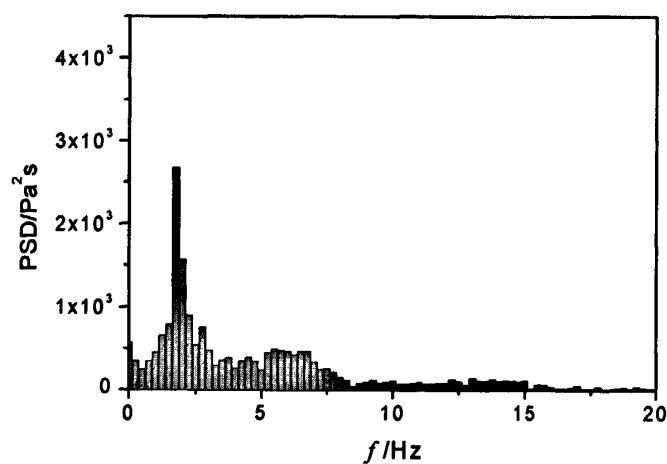


图 4-15b 雷诺数 $Re = 2.0 \times 10^4$ 时压差信号功率谱密度

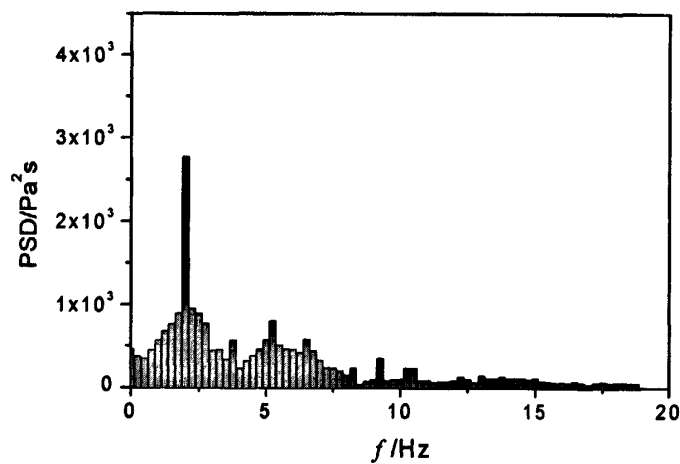


图 4-15c 雷诺数 $Re = 2.8 \times 10^4$ 时压差信号功率谱密度

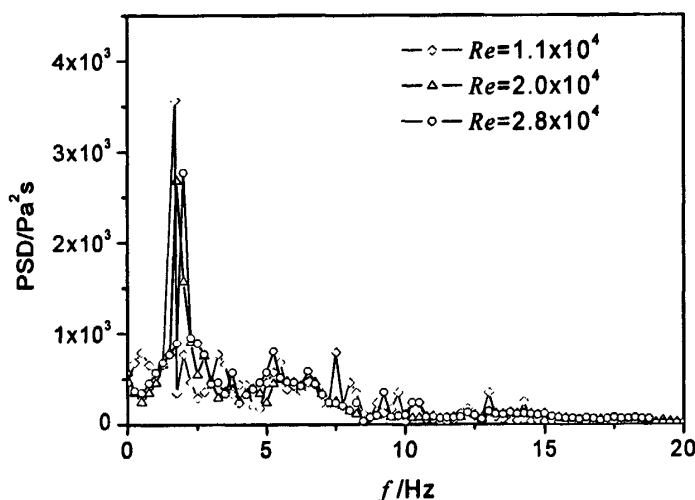


图 4-16 不同雷诺数时压差信号功率谱比较

4.5 本章小结

采用安装在测试圆柱内部的一个微型压力传感器，在雷诺数 Re 为 $4.4 \times 10^3 \sim 1.04 \times 10^4$ 范围内，分别测量了截面含气率 α 为 0.01、0.02、0.04 和 0.06 时沿圆柱表面周向的压力，得到不同雷诺数和截面含气率工况下沿圆柱表面 360° 范围的时均压力系数 C_p 和脉动压力系数 C'_p 的分布规律；通过 FFT 进行频域分析，得到了圆柱表面脉动压力的功率谱密度 (PSD) 分布，对比分析了不同角度处表面脉动压力的 PSD 特征，并讨论了雷诺数 Re 和截面含气率 α 对脉动压力功率谱的影响。

采用本文提出的压差波动法动态测量了圆柱两侧旋涡脱落引起的压差波动信号，对经过滤波后的压差波动时域信号进行频域分析，得到了圆柱表面气液两相旋涡脱落的功率谱特征，讨论了不同角度的脉动压力功率谱变化及雷诺数 Re 和截面含气率 α 对功率谱的影响。

对气液两相流横向绕流圆柱的流动情况，通过以上实验测量和结果分析，在本文的实验条件下得到了以下结论：

(1) 低截面含气率时 ($\alpha < 0.02$)，雷诺数 Re 对圆柱表面时均压力系数 C_p 和脉动压力系数 C'_p 影响小，旋涡脱离点在 70° (290°)，流动处于亚临界区；随 α 增加，两相临界雷诺数减小，层流分离更早过渡到湍流分离，当 α 达到 0.06 时，完全过渡为湍流分离，旋涡脱离点后移到 120° (240°)。

(2) 截面含气率 α 对时均压力系数 C_p 和脉动压力系数 C'_p 变化影响较大。随着 α 增大， C_p 的最小值逐渐减小， C'_p 的最大值逐渐减小，背压值逐渐增大，旋涡脱落位置不断后移。

(3) 沿圆柱周向不同角度位置的脉动压力功率谱有较大差别。随着角度的增大, 功率谱密度的峰值先增大, 在 90° 位置的脉动压力功率谱峰值最大, 大于 90° 后峰值逐渐降低, 表明在 90° 位置处测得的旋涡能量最强。而在各角度位置功率谱峰值点频率相同, 对应旋涡脱落频率。

(4) 对脉动压力的功率谱分析表明: 本文实验雷诺数范围处于亚临界区, 雷诺数 Re 对脉动压力功率谱影响微弱, 而截面含气率 α 对圆柱表面脉动压力功率谱影响较大。随着 α 的逐渐增大, 主频的功率谱密度峰值降低, 表明气泡引入使旋涡能量减弱; 而峰值点频率却逐渐变大, 表明气泡在一定程度上促进了旋涡形成和脱落。

(5) 基于压差波动原理测量和分析了旋涡脱落的功率谱特征, 分析表明: 在低截面含气率 ($\alpha < 0.1$) 时, 功率谱密度有明显峰值, 圆柱体两侧存在稳定的旋涡脱落, 当截面含气率超过 0.1 时, 不存在旋涡脱落现象; 雷诺数增加功率谱密度峰值降低, 旋涡能量减弱, 但旋涡脱落频率无明显变化。

第五章 错列管束气液两相绕流实验研究

5.1 前言

目前已经有不少学者对气液两相流体横向绕流圆柱和梯形柱体等工况下的旋涡脱落特性进行了实验研究。然而,就目前的研究而言,由于测试技术的局限其中大部分的实验研究主要集中在对升力系数和阻力系数等量的测量,而对气液两相流体冲刷管束旋涡脱落尾流特性的研究相对较少。并且一些对瞬态流场显示的新技术,在对气液两相流的应用上还不太成熟,其尾流特征的表现大多还依赖于数值模拟的结果。基于这一点,本文采用高速数字摄像机拍摄了流型为细泡状流的气液两相流体垂直向上冲刷节距比为 1.0、1.5 和 2.0 三种旋转正方形排列的错列管束的旋涡脱落的尾流流场,再现了尾流流场中旋涡形成和演化的过程。实验内容主要包括以下三个部分:

(1) 液相折算速度 J_L 为 0.27m/s 时,对 1.0、1.5 和 2.0 三种节距比的错列管束,含气率从 0.01~0.15 之间的 10 个工况进行了尾流流场的拍摄。

(2) 液相折算速度 J_L 为 0.19m/s 时,对 1.0、1.5 和 2.0 三种节距比的错列管束,含气率从 0.01~0.15 之间的 10 个工况进行了尾流流场的拍摄。

(3) 截面含气率 α 为 0.074 时,对 1.0、1.5 和 2.0 三种节距比的错列管束,液相折算速度从 0.12m/s~0.31m/s 之间的 10 个工况进行了尾流流场的拍摄。

通过以上方法取得 90 个工况的流场图像信息,通过对图像信息的统计分析,系统的研究了旋涡脱落尾流流场特性及截面含气率、雷诺数对旋涡脱落频率和斯特罗哈数的影响。

5.2 尾部流场旋涡脱落过程分析

根据对单相流体的研究,当流体绕流过非线性物体时会在物体的后面形成旋涡,其主要的能量损失是由于旋涡引起的,在靠近旋涡的地方贮存着许多能量^[42]。旋涡的中心是一个低压区,旋涡的内外形成较大的压力梯度。在两相流中,由于加入了气泡,质量较轻的气泡在旋涡的形成与运动过程中就会不断的被吸入到旋涡的中心,并在旋涡的中心进行聚集和融合,旋涡中心的含气量就比旋涡外大得多。

通过高速数字摄像机,清晰的记录下了节距比 1.0 的错列管束在雷诺数为 2.82×10^4 ,含气率为 0.074 时的旋涡形成和脱落的演化过程。在旋涡形成和演化过程

中，气泡不断被卷吸并且相互聚合的全过程，如图 5-1 所示。

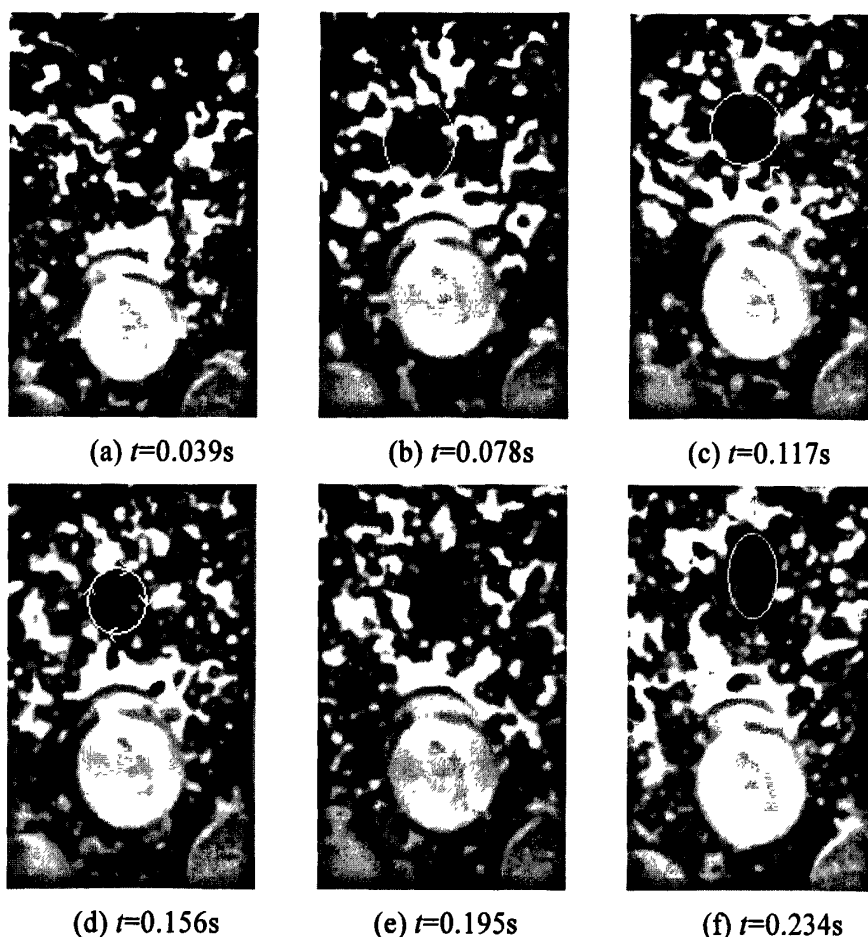


图 5-1 尾流区旋涡形成和气泡卷吸的演化过程

在图 5-1 中，图 (a) 反映的是在前一个旋涡卷吸气泡完毕并开始向后运动，下一个旋涡产生刚刚开始时的状况，此时在管束后排圆柱的后面形成了小的气核；图 (b) 显示后排圆柱后面的气核在逐渐的增大，但此时旋涡还在生长过程中，由视频画面显示旋转特性还不明显；图 (c)、(d) 显示了在旋涡不断生长过程中，旋涡周围的气泡呈“辐条状”被卷吸入漩涡中心并在中心不断的聚合，这使得漩涡中心的气核也在不断的变大；图 (e) 显示的是随着卷吸气泡的增多，旋涡内外压力梯度变小，“辐条状”卷吸的现象逐渐的不明显；由图 (f) 我们可以看到气核周围的“辐条状”的卷吸现象已经完全消失，气核开始向后运动，说明一个旋涡的生长、发展与脱落过程已经完成。整个过程经历了 234 帧图像，用时 0.234s。

由拍摄的视频发现，在上述旋涡形成脱落过程中，主要是圆柱右侧的气泡被吸入漩涡中心形成气核，左侧的气泡相对较少，对于旋涡脱落一个周期来说应该是左右各脱落一个旋涡又重新回复到图 (a) 所示的状态，所以旋涡脱落的周期为 0.468s。

本文对每个工况下的旋涡脱落周期均统计了 5 次, 相对误差不超过 2%。本章通过对数字图像重复周期的统计研究了含气率和雷诺数对旋涡脱落特性的影响。

5.3 含气率与节距比对旋涡脱落的影响

在气液两相绕流的研究中, 含气率是一个重要的参数。由于两相流中气泡的存在使得流动的状态变的非常复杂。此时, 柱体两侧旋涡的形成、涡街的结构及稳定性, 两相斯特罗哈数, 及柱体表面的周向压力分布等都与单相流中的情况有很大的不同。并且不同的含气率对尾流的结构特征也有比较大的影响。图 5-2 能明显的反映出不同截面含气率条件下的尾流特征。

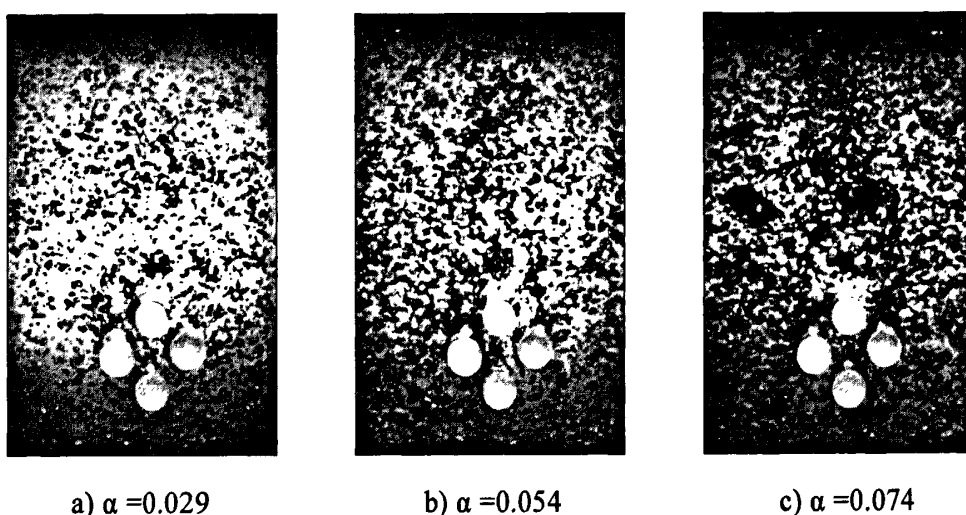


图 5-2 节距比 1.0 时不同含气率的尾流图像

图 5-2 是在液相折算速度 J_L 为 0.27m/s 和不同含气率时拍摄的尾流图像。由图 (a)、(b)、(c) 我们可以看到, 在后两排圆柱的后面都有小的气团, 这一现象在最后一根圆柱后面反映的最为明显。在后面的尾流中我们还可以清晰的看到一些含气量明显较高的区域, 并且这些含气量高的区域与管束后因旋涡脱落卷吸形成的气核的距离是越来越近。这是因为由于旋涡中心气核的形成和气液两相密度的差异, 使得旋涡的能量降低, 并且随着来流含气率的增大, 使流场的湍流强度增加, 这样旋涡更容易在柱体上脱落。同时密度远远小于水的气核和旋涡外的气泡在浮力的作用下, 使旋涡脱落频率增大。

5.3.1 旋涡脱落频率分析

通过对拍摄的视频中旋涡脱落一个周期所经过的图片的幅数和两幅图像间的时间间隔的统计, 可以得出旋涡脱落一个周期所用的时间, 对每个周期我们进行了 5 次统计, 采用取均值的方式最终确定旋涡脱落的周期^[69], 进而得出旋涡脱落的频率。

图 5-3a~5-3c 给出了三种节距比的错列管束在液相折算速度为 0.27m/s 和 0.19m/s 工况下的旋涡脱落频率随截面含气率变化的关系曲线。

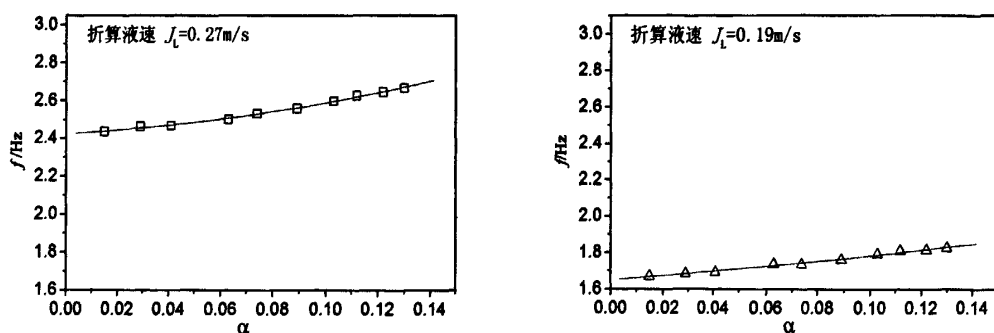


图 5-3a $S/d = 1.0$ 时旋涡频率与含气率的关系

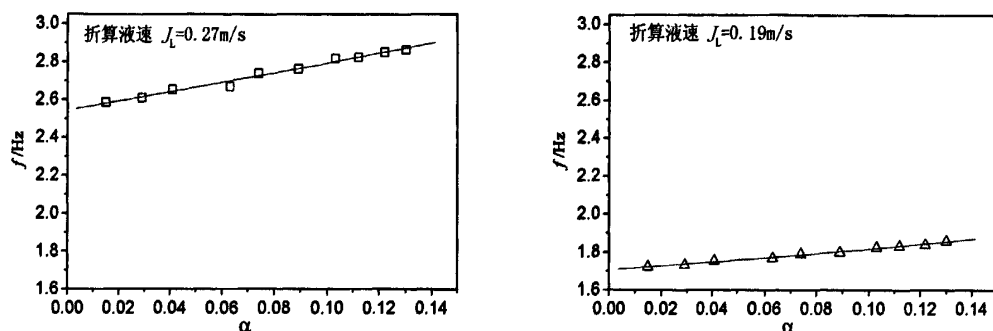


图 5-3b $S/d = 1.5$ 时旋涡频率与含气率的关系

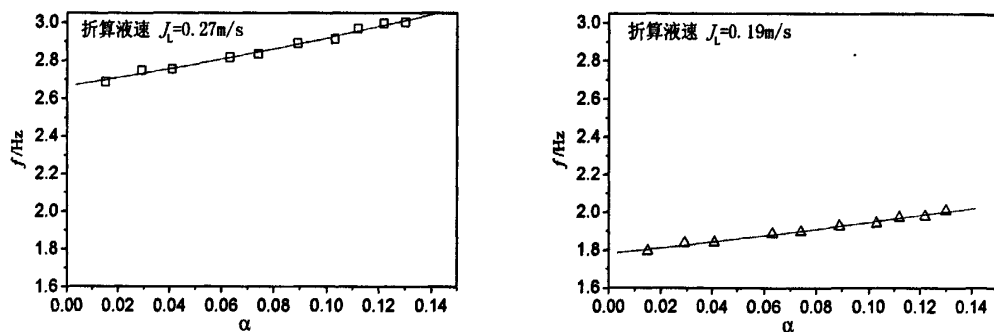


图 5-3c $S/d = 2.0$ 时旋涡频率与含气率的关系

由图 5-3a、5-3b、5-3c 可以看出, 在 $J_L = 0.27 \text{ m/s}$ 和 $J_L = 0.19 \text{ m/s}$ 两种折算液速时, 旋涡脱落频率都随截面含气率的增大而增大。这主要是由于气泡的引入对圆柱表面的边界层产生干扰, 使边界层变得更加不稳定, 从而使边界层更易于分离, 旋涡易于脱落, 加快了涡街脱落的频率。随着含气率的增大, 气泡对边界层的干扰程度增大, 并且随着来流含气率的增大, 使流场的湍流强度也增加, 这样旋涡更容易

从柱体上脱落。

图 5-4 是折算液速 $J_L = 0.27 \text{ m/s}$ 工况下, 不同节距比时旋涡频率随截面含气率变化的关系的比较。由图可以看出, 在一定的折算液速时, 节距比对旋涡脱落频率有较大影响。随着节距比的增大, 旋涡脱落频率不断增大; 而同一个节距比时旋涡脱落频率随截面含气率的增加而增大。

其主要原因是: 小节距比时, 管束间的干扰作用增强, 上游圆柱的自由剪切层延伸到了下游圆柱, 并对下游圆柱形成了包裹, 抑制了下游圆柱的旋涡的形成和脱落; 相反, 节距比增大时, 上游圆柱的自由剪切层对下游圆柱的影响作用减弱, 旋涡能正常地生成和脱落, 本文实验的节距比较小, 在此范围内影响较大。

截面含气率对旋涡脱落的影响在 5.3.1 节中已经分析, 这里不再赘述。但需要说明的是, 本文实验结果表明, 不同节距比时截面含气率对旋涡脱落频率的影响程度有所不同。对节距比较大 ($S/d=2.0$) 的管束, 旋涡频率随含气率增加要快一些, 节距比小 ($S/d=1.0$) 时, 旋涡频率增加幅度小。其主要原因是: 节距比小时, 管束间流动处于缝隙流动状态, 由于绕流产生的较大的压力梯度使大量密度小的气泡被卷入缝隙中, 在一定条件下会出现“气囊”现象, 在实验中也观察到了这种现象, 这种现象的存在会对管束的流动和传热特性产生不利影响, 是在工程设计中不能忽略的问题。

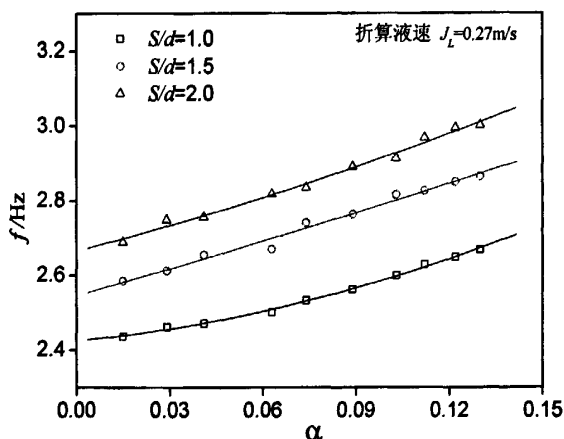


图 5-4 不同 S/d 时旋涡脱落频率随含气率变化的比较

5.3.2 两相 Strouhal 数分析

斯特罗哈 (Strouhal) 数是研究流体绕流的一个重要特征参数, 它是反映旋涡脱落特性的相似准则数。在 5.3.1 节得出的旋涡脱落频率的基础上, 由式 3-8 可进一步得到相应的两相斯特罗哈数 St_{TP} , 其随含气率变化的曲线如图 5-5a、5-5b 和 5-5c

所示。

图 5-5a、5-5b、5-5c 分别三种节距比的错列管束在液相折算速度为 0.27m/s 和 0.19m/s 工况下,两相斯特罗哈数 St_{TP} 随截面含气率 α 变化的曲线。由图中可以看出,在本文实验条件下,错列管束的 St_{TP} 随 α 的增大呈逐渐下降的趋势,同旋涡脱落的频率变化趋势相反。

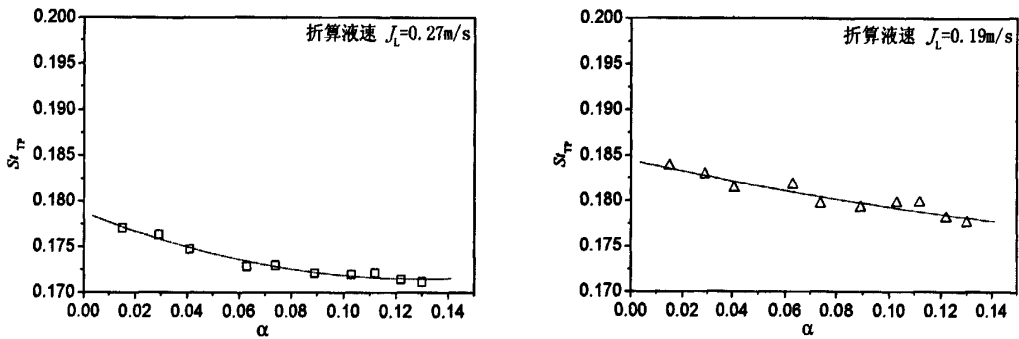


图 5-5a $S/d = 1.0$ 时的 Strouhal 数与 α 的关系

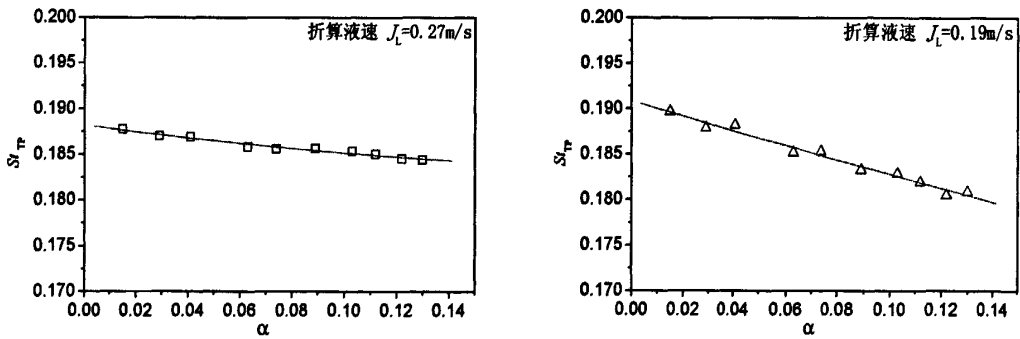


图 5-5b $S/d = 1.5$ 时的 Strouhal 数与 α 的关系

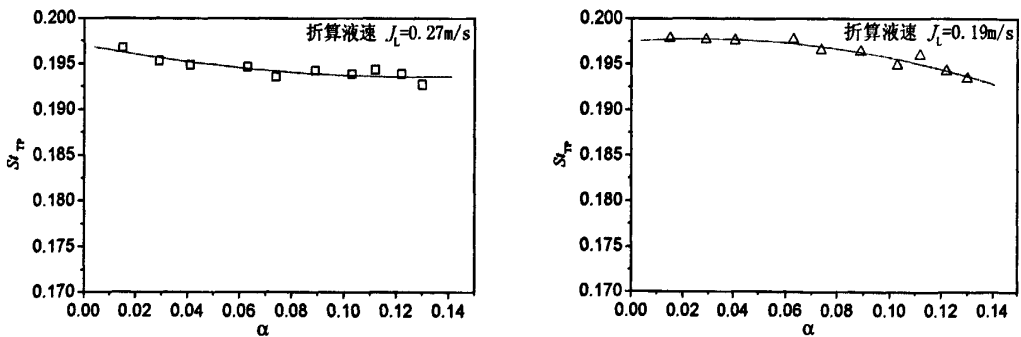


图 5-5c $S/d = 2.0$ 时的 Strouhal 数与 α 的关系

图 5-6 为折算液速 $J_L = 0.27 \text{ m/s}$ 工况下,不同节距比错列管束的斯特罗哈数 St_{TP} 随截面含气率 α 变化关系的比较。从图可以看出,在液相折算速度一定时,节距比不同其斯特罗哈数有较大差别。随着节距比的增大,斯特罗哈数是增大的;而同一

个节距比时斯特罗哈数 St_{Tp} 随截面含气率 α 的增大而减小。其主要原因是：小节距比时，管束间的干扰作用增强，上游圆柱的自由剪切层延伸到了下游圆柱，并对下游圆柱形成了包裹，抑制了下游圆柱的旋涡的形成和脱落；相反，节距比增大时，上游圆柱的自由剪切层对下游圆柱的影响作用减弱，旋涡能正常地生成和脱落，本文实验的节距比较小，在此范围内影响较大。

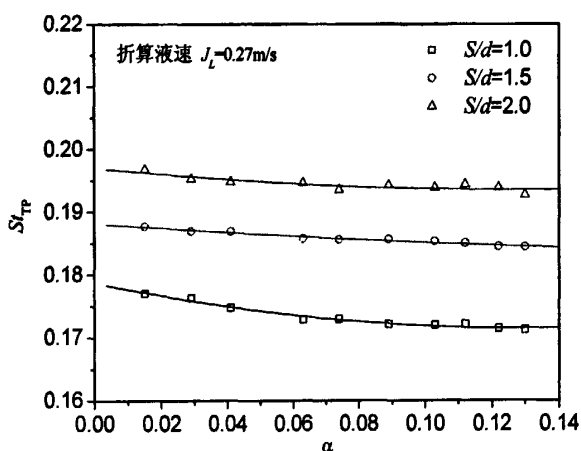


图 5-6 不同 S/d 时 Strouhal 数随 α 变化的比较

随着含气率的继续增大，主流中的湍流脉动强度继续增强，对能量水平较低、处于不稳定状态的旋涡产生强烈的扰动，影响旋涡的形成，从而破坏了涡街的稳定性。通过摄像得到的尾流图像可以看出，来流截面含气率大时在圆柱的后部形成长长的“气袋”，如图 5-7 所示。

此时由高速拍摄的动态图像可以清晰看出，管束后气团随旋涡的旋转特征及圆柱两侧交替产生的尾流摆动特征已经消失。这一现象与文献上^[21]提出的在截面含气率大于 0.14 时不再产生周期性旋涡脱落的结论是吻合的。

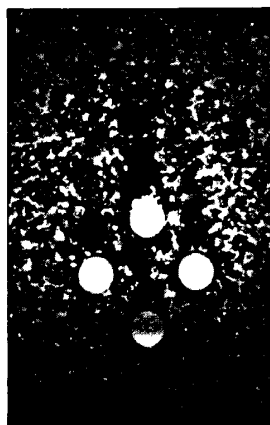


图 5-7 $S/d=1.5$ 、 $\alpha=0.147$ 时的尾流图像

5.4 雷诺数对旋涡脱落特性的影响

在单相流体绕流研究中，旋涡脱落特性与雷诺数有密切的关系。在气液两相绕流研究中，除前面分析的截面含气率外，雷诺数 Re 也是一个影响旋涡脱落特性的一个很重要的参数。本节在对流体垂直向上绕流错列管束旋涡脱落特性的研究中，通过控制液相、气相工质体流量的方法使截面含气率维持在一定值，研究了雷诺数与旋涡脱落尾流特性的关系。

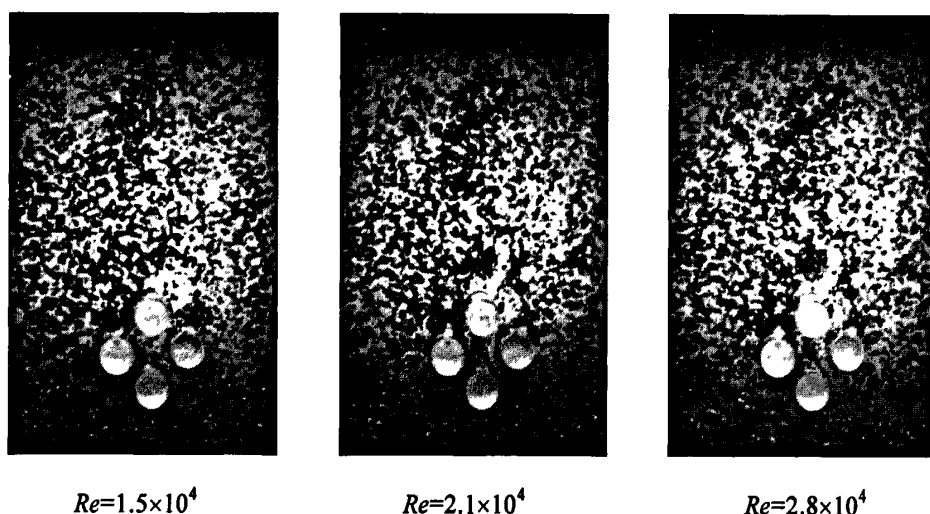


图 5-8 $S/d = 1.0$ 、 $\alpha = 0.054$ 时不同雷诺数尾流图像

图 5-8 是在节距比 $S/d = 1.0$ 、截面含气率 $\alpha = 0.054$ 条件下，在不同雷诺数下拍摄到的尾流特征图像中截取的一组图像。由图中可以看出，随着雷诺数的增大旋涡脱落尾迹的摆动幅度逐渐增大，同时尾流旋涡区域的长度变短。这是因为随着雷诺数的增大，导致尾流流场的湍流脉动程度增强所造成的；同时，雷诺数增大，也使得旋涡脱落的频率有所增大，这一结论在下文中通过对频率与雷诺数的关系的分析中阐述。

5.4.1 雷诺数对旋涡脱落频率的影响

图 5-9 是在截面含气率 $\alpha = 0.054$ ，节距比 S/d 分别为 1.0、1.5 和 2.0 时绘制的旋涡脱落频率随雷诺数变化的曲线。由图中可以看出，在本文实验范围内，不同节距比的错列管束中雷诺数对旋涡脱落频率均有较大影响，随着雷诺数的增大旋涡脱落频率逐渐增大。

通过比较图 5-9 中 $S/d = 1.0$ 、1.5 和 2.0 时涡脱落频率随雷诺数变化的曲线可以看出：在低雷诺数区域 ($Re < 1.5 \times 10^4$)，小节距比 ($S/d = 1.0$) 时旋涡脱落的频率远

远低于大节距比 ($S/d=1.5$ 、 2.0) 的频率, 相差近 50% 以上, 而 $S/d=1.5$ 和 $S/d=2.0$ 两种节距比旋涡脱落频率值接近; 雷诺数在 $1.5 \times 10^4 < Re < 2.9 \times 10^4$ 范围内, 随雷诺数增加小节距比 ($S/d=1.0$) 管束的旋涡脱落频率较大节距比 ($S/d=1.5$ 、 2.0) 时增加幅度小, 而 $S/d=1.5$ 和 $S/d=2.0$ 两种节距比的旋涡脱落频率随雷诺数增加的幅度趋于一致。

出现以上变化的原因是: 1) 节距比小 ($S/d=1.0$) 时, 各相邻圆柱旋涡的形成和脱落相互影响, 并伴随有气泡在管束缝隙间的积聚, 充分抑制了旋涡的脱落, 这种现象在低雷诺数时表现更为突出。因为雷诺数低时, 旋涡不能获得足够的能量, 无法稳定发展, 加上间隙中气泡卷入对旋涡的抑制作用, 导致旋涡脱落速度显著降低。2) 节距比大 ($S/d=1.5$ 、 2.0) 时, 相邻圆柱旋涡相互影响减弱, 管束缝隙间不会出现气泡积聚现象, 而是以小气泡形式分布于管束中。在低雷诺数时, 旋涡脱离的能量不仅来自于流动, 气泡的扰动也促进了旋涡分离, 此时脱落频率与来流的截面含气率有密切关系 (对单圆柱绕流前文已对此做了分析), 因此出现在低雷诺数时, 二者脱落频率接近的结果。3) 雷诺数在 $1.5 \times 10^4 < Re < 2.9 \times 10^4$ 范围内, 由于小节距比管束间积聚气泡的影响, 其旋涡脱落频率较大节距比时增加的慢。雷诺数越大, 旋涡强度越大, 卷入气泡越多。

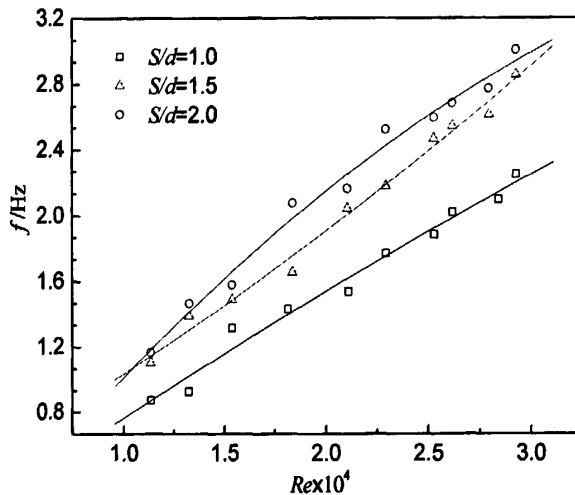


图 5-9 不同 S/d 时旋涡脱落频率与雷诺数关系的比较

5.4.2 雷诺数对两相 Stroual 数的影响

在上节对旋涡脱落频率研究的基础上, 可进一步得到雷诺数与两相斯特罗哈数的关系。图 5-10 是在截面含气率 $\alpha=0.054$, 节距比 S/d 分别为 1.0、1.5 和 2.0 条件下绘制的两相斯特罗哈数随雷诺数变化的曲线。由图中可以看出, 在本文实验范围内, 两相斯特罗哈数 St_{TP} 只与节距比 S/d 有关, 雷诺数对其影响有限。

通过对比图 5-10 中节距比 $S/d=1.0$ 、1.5 和 2.0 时两相斯特罗哈数 St_{TP} 随雷诺数变化的关系曲线可以看出：大节距比（ $S/d=1.5$ 、2.0）时，在本文实验的雷诺数范围内， St_{TP} 趋于稳定值；而在小节距比（ $S/d=1.0$ ）时， St_{TP} 随雷诺数的增加出现波动。产生这种现象的可能原因是：小节距比时，在本文实验的截面含气率条件下，由于缝隙间各圆柱形成的旋涡相互影响，出现气泡“聚合”现象（文献[71]中将类似现象称作为“气囊”现象），使两相绕流管束的流型发生了变化，引起 St_{TP} 出现波动。关于不同排列型式的管束间气液两相流型的相关研究是作者所在课题组正在进行研究的内容，不作为本文论述内容。

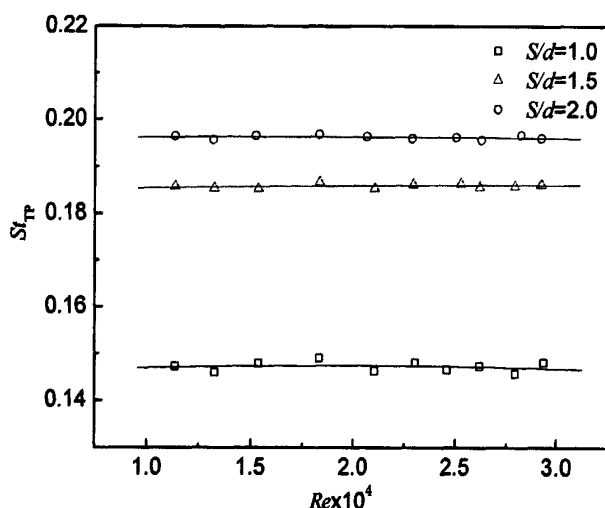


图 5-10 不同 S/d 时 Strouhal 数与雷诺数关系的比较

5.5 本章小结

采用高速数字摄像机拍摄了的气液两相流体垂直向上冲刷节距比为 1.0、1.5 和 2.0 三种管束的旋涡脱落流场，管束为旋转正方形错列布置，流型为细胞状流。得到 90 个不同工况的流场图像信息，通过对图像信息的分析，再现了管束旋涡形成、演化以及气泡被旋涡卷吸并相互聚合的全过程，研究了旋涡脱落尾流流场特性，并对节距比、截面含气率、雷诺数对旋涡脱落频率和两相斯特罗哈数的影响进行了分析，得到以下主要结论：

(1) 在本文的两种不同折算液速（ $J_L = 0.27$ 、 0.19m/s ）下，旋涡脱落频率随截面含气率 α 的增大而增大；在一定折算液速下，节距比 S/d 对旋涡脱落频率有较大影响，随 S/d 增大，旋涡脱落频率不断增大。

(2) 不同节距比 S/d 时，截面含气率 α 对旋涡脱落频率的影响不同。对大节距比（ $S/d=2.0$ ）管束，旋涡频率随 α 增加幅度大，小节距比（ $S/d=1.0$ ）时，旋涡频率增加幅度小。

(3) 在低雷诺数区域 ($Re < 1.5 \times 10^4$), 小节距比 ($S/d=1.0$) 管束的旋涡脱落频率较大节距比 ($S/d=1.5、2.0$) 时约低 50%, 而两种大节距比管束旋涡脱落频率值接近; 随雷诺数逐渐增大, 小节距比 ($S/d=1.0$) 管束的旋涡脱落频率较大节距比 ($S/d=1.5、2.0$) 时增加幅度小, 而两种大节距比管束的旋涡脱落频率随雷诺数增加的幅度趋于一致。

(4) 在本文实验的雷诺数范围内, 大节距比 ($S/d=1.5、2.0$) 时, 两相斯特罗哈数 St_{Tp} 趋于稳定值; 而在小节距比 ($S/d=1.0$) 时, St_{Tp} 随雷诺数的增加出现波动。

第六章 气液两相流动模型和数值方法

6.1 前言

采用实验方法研究气液两相绕流的流场结构、管束受力等是一种直观有效的研究方法,但由于气液两相绕流的复杂性和不确定性,在试验台建立、测量方法等方面给实验研究带来了诸多困难。随着计算机运算性能的不断提高,为采用数值计算的方法进行气液两相流动分析提供了可靠保障。与实验研究相比较,数值计算方法成本低,能模拟复杂的流动工况,并且能够满足一般工程问题的精度要求。

气液两相流的数值研究方法和普通流体力学中的方法类似,可以从宏观的连续介质理论来研究两相流动问题。在工程实际问题中,并不是要求单个分子的运动情况,而要求大量分子运动产生的效果,即宏观量,如压强、密度、温度、流速等。所以,工程中大都采用连续介质理论来分析两相流动问题,两相流动中的每一相仍然遵从质量守恒、动量守恒和能量守恒定律,同时考虑相间的作用,就可建立两相流动的基本方程组。由于两相流动的多样性和复杂性,根据流动的特征、精度要求,采用不同的物理模型和分析方法。

气液两相流体的流动模型主要有均相流模型、漂移流模型和双流体模型。均相流模型简单地将气液两相流看作均匀混合物,忽略了相间的作用,误差较大;漂移流模型是在均相流模型的基础上,考虑了两相之间相对速度和相分布不均的影响;双流体模型将气液两相流体均看作连续介质,同时考虑相间相互作用,计算精度较高,但由于控制方程多以致计算时间长且结果不宜收敛,随着计算机技术的飞速发展,目前成为气液两相流数值计算的主流计算模型。

本章介绍了双流体模型的流动方程组,并给出了气液两相流相间作用力的表达式,湍流模型采用 RNG $k-\varepsilon$ 模型,并将其应用于气液两相流绕流错流管束流场的非稳态计算。

6.2 气液两相流动模型控制方程组

(1) 质量守恒

连续方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_k \rho_k u_{ki}) = 0 \quad (6-1)$$

(2) 动量守恒

依据动量平衡可得到：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k u_{ki}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k u_{kj} u_{ki}) = -\alpha_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}[\alpha_k (\tau_{kji} + \tau'_{kji})] + \alpha_k \rho_k f_{ki} + M_{ki} \quad (6-2)$$

式中， $\tau'_{kji} = -\rho_k u'_{ki} u'_{kj} = \rho_k v_i \left(\frac{\partial u_{ki}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{kj}}{\partial x_i} \right)$ 为湍流粘性应力张量， M_{ki} 为气液两相

流体的相间作用力，将在下文中讨论。

对于气相而言，由于分子粘性应力、湍流粘性应力与压力梯度和相间作用力相比非常小，因此可以忽略这两项粘性应力。对于常态下的空气-水组成的两相流，和液相相比气相密度很小的情形这样处理是适合的^[38]；而对于液相，分子粘性应力与湍流粘性应力相比较小，可将分子粘性应力项略去，于是气、液相动量方程可写成：

气相动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g u_{gi}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_g \rho_g u_{gj} u_{gi}) = -\alpha_g \frac{\partial p}{\partial x_i} + \alpha_g \rho_g f_{gi} + M_g \quad (6-3)$$

液相动量方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l u_{li}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_l \rho_l u_{lj} u_{li}) = -\alpha_l \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_l \mu_l \left(\frac{\partial u_{li}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{lj}}{\partial x_i} \right) \right] + \alpha_l \rho_l f_{li} + M_l \quad (6-4)$$

6.3 气液两相流的相间作用力

气液两相流体的相间作用力 M_k 涉及到气液两相物质在界面处的粘性应力作用。由于气泡与液相的相对移动，使两相界面及界面处的粘性应力不断变化，因此很难对其进行理论分析，对此项的处理主要是采用经验关系式。

忽略界面上的表面张力作用时，由界面平衡得到：

$$M_{gi} = -M_{li} \quad (6-5)$$

对于气液两相流中的相间作用力，通常将其分为三个部分：阻力项 $\overline{M_k^D}$ 、升力项 $\overline{M_k^L}$ 和虚拟质量力项 $\overline{M_k^{VM}}$ ，从而有： $\overline{M_k} = \overline{M_k^D} + \overline{M_k^L} + \overline{M_k^{VM}}$ ，对这三项分别叙述如下：

(1) 阻力项 $\overline{M_k^D}$

当气泡在液体中移动时，周围包围它的液体对它产生了一个阻力作用，阻力是

两相间的主要作用力，而很多文献中计算相间作用力时只考虑了这一项。根据 Ishii 等^[34]的研究，单位体积的相间作用力为：

$$\overrightarrow{M_l^D} = -\overrightarrow{M_g^D} = 0.75C_D \frac{\rho_l}{d_b} \alpha_g |\overrightarrow{u_R}| \overrightarrow{u_R} \quad (6-6)$$

这里， $\overrightarrow{u_R} = \overrightarrow{u_g} - \overrightarrow{u_l}$ 为两相之间的滑移速度， d_b 为气液两相泡状流中的气泡直径， C_D 为阻力系数，在各种文献中对其下了较多定义，这里采用如下定义^[94]：

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_b} (1 + 0.15 \text{Re}_b^{0.687}) \quad (6-7)$$

Re_b 是相对雷诺数，液相（主相）和气相（第二相）的相对雷诺数为：

$$\text{Re}_b = \frac{d_b \rho_b |\overrightarrow{u_R}|}{\mu_l} \quad (6-8)$$

(2) 升力项 $\overrightarrow{M_k^L}$

当气泡在不均匀的液相流场中运动时，由于液相流场存在速度梯度，液相通常会作用一个力在气泡上使其旋转，这个力与来流方向垂直，因而称之为升力。这对计算各相的分离是重要的，利用它可以计算上升流动中气泡在壁面附近的聚集^[94]。前人对升力的模型进行了研究^[95-97]，按照这些研究成果，单位体积的相间升力为：

$$\overrightarrow{M_l^L} = -\overrightarrow{M_g^L} = C_L \rho_l \alpha_g \overrightarrow{u_R} \times (\nabla \times \overrightarrow{u_l}) \quad (6-9)$$

其中， C_L 为升力系数，其范围为 0.01~0.5^[95]，现采用文献^[97]中的定义：

$$C_L = C_{La} (1.0 - 2.78 \langle 0.2, \alpha_g \rangle) \quad (6-10)$$

这里， $C_{La} = 0.5$ ， $\langle a, b \rangle$ 表示取 a 和 b 的较小者。

(3) 虚拟质量力项 $\overrightarrow{M_k^{VM}}$

在气液两相流中，当气泡相对于液相有加速移动时，包围气泡的液体也被带动加速，液相质量的惯性遇到加速的气泡，对气泡施加了一个虚拟的质量力。这样气泡的有效质量就包括了自身的真实质量和由紧贴气泡的液体的惯性造成一个附加的虚拟质量，这个附加质量项就由相间的附加质量力来考虑，本文采用文献^[96]中的 Drew-Lahey 公式：

$$\overrightarrow{M_l^{VM}} = -\overrightarrow{M_g^{VM}} = C_{VM} \rho_l \alpha_g \left(\frac{\partial \overrightarrow{u_R}}{\partial t} + \overrightarrow{u_g} \cdot \nabla \overrightarrow{u_g} - \overrightarrow{u_l} \cdot \nabla \overrightarrow{u_l} \right) \quad (6-11)$$

其中， C_{VM} 为虚拟质量系数，一般它与 α_g 有关，但通常将其作为常数，对球形

气泡, C_{VM} 为 0.5。

6.4 气液两相流湍流模型

由于在对连续性方程和动量方程的时均化的过程中, 一次项在时均化前后保持不变, 二次项在时均化处理后产生了包含脉动值的附加项, 即雷诺应力项, 所以要使方程封闭, 必须找出这些附加项与已有变量之间的关系, 即确定湍流模型。在众多的湍流模型中, $k-\varepsilon$ 模型及其变型模型占有主导地位。

对湍流进行模拟也是气液两相绕流柱体数值计算中的一个难点, 一种解决方法是采用经验关联式来模拟湍流, 另一种方法就是采用办经验半理论的湍流模型来进行模拟。较早在气液两相流动数值模拟中考虑湍流的是 Drew^[35]等人, 他们用混合长度理论计算了管内泡状流的含气率分布; Lee^[36]等人较早将 $k-\varepsilon$ 模型应用于泡状流, 更有许多学者将单相流中的 $k-\varepsilon$ 模型直接应用于气液两相流动, Lopez^{[37][38]}等考虑了气泡引起的湍流, 拓展了 $k-\varepsilon$ 模型, 使其直接能应用于高速的两相流动。

标准 $k-\varepsilon$ 模型广泛地应用于工程计算中, 并取得了令人满意的结果, 但对于时均应变率较大的流动, 如强旋流、回流及有弯曲壁面的分离流等难以准确预测。针对绕管束流动中同时存在回流和分离流的特点, 本文采用了标准 $k-\varepsilon$ 模型的改进模型 RNG $k-\varepsilon$ 模型。

RNG $k-\varepsilon$ 模型是由 Yakhot 及 Orzag^[98]根据量子物理中的能谱分析及统计学中的相关分析, 基于重整化群 (Renormalization group) 理论, 将非稳态 N-S 方程对一个平衡态作 Gauss 统计展开, 并用脉动频谱的波数段作滤波的方法导出的一种高 Re 数湍流模型。RNG $k-\varepsilon$ 模型来源于严格的统计技术, 它通过在大尺度运动和修正后的粘度项体现小尺度的影响, 而使这些小尺度运动有系统地从控制方程中去除。所得到的湍流动能 k 方程与湍流耗散率 ε 方程和标准 $k-\varepsilon$ 模型很相似, 但是有以下改进:

- (1) 通过修正湍动粘度, 考虑了平均流动的旋转及旋流流动情况;
- (2) RNG模型在 ε 方程中增加了一项, 从而反映了主流的时均应变率, 可以更好地处理高应变率及流线弯曲程度较大的流动, 有效的改善了精度。

这些特点使得 RNG $k-\varepsilon$ 模型比标准 $k-\varepsilon$ 模型在更广泛的流动中有更高的可信度和精度。在气液两相流中, 液体相 $k-\varepsilon$ 方程的推导过程与单相流中 $k-\varepsilon$ 方程的推导过程基本一致。将 k 定义为单位质量流体湍流脉动动能:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (6-12)$$

通过瞬时动量方程及其时均形式作一系列运算而得出关于 k 的偏微分方程（运算过程与单相流中 k 方程的推导过程相同）：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_l \rho_l u_{jl} k) = & -\alpha_l \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{u'p'}) - \alpha_l \rho_l \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \right) \\ & + \alpha_l \mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} - \alpha_l \mu \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \right)^2 - \alpha_l \rho_l \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (6-13)$$

然而这样得出的方程中又引入了新的未知量，为使方程组封闭，必须对这些项作近似处理，以把它们表示成其它时均变量的函数。方程中各项的意义如下：

$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l k)$ ——湍流脉动动能的瞬时变化率；

$\frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_l \rho_l u_{jl} k)$ ——湍流脉动动能的对流传递；

$-\alpha_l \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{u'p'})$ ——由于脉动压力而引起的湍流脉动动能的传递；

$-\alpha_l \rho_l \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \right)$ ——湍流脉动动能的扩散传递；

$\alpha_l \mu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2}$ ——由于分子粘性而引起的湍流脉动动能的梯度传递，此项较小，可

以忽略；

$\alpha_l \mu \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \right)^2$ ——由于分子粘性的作用使湍流脉动动能的耗散而转变为热能的部分，将 $\nu \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \right)^2$ 定义为湍流能量耗散率 ε ，即： $\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \right)^2$

该项就转变为： $\alpha_l \rho_l \varepsilon$

$-\alpha_l \rho_l \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ ——由时均流动传递给脉动流动的能量。

利用 Boussinesq 关于湍流应力的假设，有：

$$-\alpha_l \rho_l \overline{u'_i u'_j} = \alpha_l \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6-14)$$

在这里把 $-\alpha_l \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{u'p'})$ 项与 $-\alpha_l \rho_l \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \right)$ 项合并，均视为湍流脉动动能的扩

散传递，且表示成扩散传递的常规形式：

$$-\alpha_l \frac{\partial}{\partial x_i} \left[u'_i \left(p' + \frac{1}{2} \rho u'_j \right) \right]^2 = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_l \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (6-15)$$

式中， σ_k 为湍流脉动动能的Prandtl数。

于是， k 方程就改写为：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_l \rho_l u_{jl} k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_l \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \alpha_l (G_k - \rho_l \varepsilon) \quad (6-16)$$

ε 控制方程的形式：

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_l \rho_l \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_l \rho_l u_{jl} \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_l \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \alpha_l \frac{C_{\varepsilon 1}}{k} G_k - C_{\varepsilon 2} \alpha_l \rho_l \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (6-17)$$

式中， σ_ε 为湍流能量耗散率的Prandtl数，湍动能生成项 $G_k = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$ 。

其中：

$$C_{\varepsilon 1} = 1.42 - \frac{\eta(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3} \quad (6-18)$$

式中： $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$ ， $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ji}}$

平均应变张量 S_{ij} 为：

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (6-19)$$

气液两相流中湍流由两部分组成：一部分由剪切引起的湍流（the shear-induced turbulence）它就由上面列出的 $k-\varepsilon$ 模型进行计算；另一部份由气泡引起的湍流(the bubble-induced turbulence)。在气液两相泡状流中，假定这两部分湍流之间的耦合作用很弱，可以线性叠加，Sato等人^[99]建议将气泡引起的粘性系数与剪切引起湍流粘性系数线性叠加，对于 $k-\varepsilon$ 模型有：

$$\mu_t = C_\mu \rho_l k^2 / \varepsilon + \frac{1}{2} C_{\mu b} D_b \alpha_g |u_R| \quad (6-20)$$

式中， $C_{\mu b} = 1.2$ 。

η 反映流动各向异性程度， η 较大时，流动各向异性程度较大； $\eta = 0$ 时，流动各向同性。

表 6-1 RNG $k-\varepsilon$ 模型中的常数

$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_{μ}	σ_k	σ_{ε}	η_0	β
1.42	1.68	0.085	0.7179	0.7179	4.38	0.015

6.5 气液两相流数值计算方法

6.5.1 控制方程组的通用表达式

气液两相流模型的各相连续方程、动量方程和湍流模型的 RNG $k-\varepsilon$ 控制方程，它们构成的控制方程组为气液两相流动问题的数值求解提供了基础，尽管这些方程的表达形式不尽相同，但都可以表示成如下的对流扩散通用形式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \phi_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k u_{kj} \phi_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \Gamma_k^{\phi} \frac{\partial \phi_k}{\partial x_j} \right) + S_k^{\phi} \tag{6-21}$$

其中， ϕ_k 为 k 相的任一物理量， Γ_k^{ϕ} 为 k 相的扩散系数， S_k^{ϕ} 为 k 相的源相。表 6-2 给出了以上三项在各方程中的定义：

表 6-2 通用方程中各项的表达式

方程类型	物理量 ϕ_k	$\alpha_k \rho_k$	扩散系数 Γ_k^{ϕ}	源项 S_k^{ϕ}
气相连续方程	α_g	ρ_g	0	0
液相连续方程	α_l	ρ_l	0	0
气相动量方程	u'_g	$\alpha_g \rho_g$	0	$-\alpha_g \frac{\partial p}{\partial x_i} + \alpha_g \rho_g f_{gi} + M_{gi}$
液相动量方程	u'_l	$\alpha_l \rho_l$	μ_l	$-\alpha_l \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_l \mu_l \left(\frac{\partial u_{li}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{lj}}{\partial x_i} \right) \right] + \alpha_l \rho_l f_{li} + M_{li}$
k 方程	k	$\alpha_l \rho_l$	μ_l / k	$\alpha_l (G_k - \rho_l \varepsilon)$
ε 方程	ε	$\alpha_l \rho_l$	μ_l / ε	$\alpha_l \frac{C_{\varepsilon 1}}{k} G_k - C_{\varepsilon 2} \alpha_l \rho_l \frac{\varepsilon^2}{k}$

6.5.2 两相流场的压力修正方法

SIMPLE 算法是目前应用最为广泛的一种流场计算方法，它属于压力修正法的一种。算法的基本思想是：对初始给定的压力场，按次序求解各动量方程获得当前压力场下的速度场。由此得到的速度场未必能满足流动的连续性条件，因而必须对给定的压力场进行修正。为此，把由动量方程的离散形式所规定的压力与速度的关系代入连续性方程的离散形式，从而得出压力修正方程。由压力修正方程得出压力改进值，进而去改进速度场，以得出这一迭代层次上能满足连续性方程的解。然后用计算所得的新的速度值去改进动量方程的系数，以开始下一层次的计算。如此反复，直到获得收敛的解。

在气液两相流计算中，为了使速度场较好符合两相方程，加快收敛速度，可建立和求解压力修正方程。本文中是把各相方程的加权求和得到的方程作为基础，采用 PC-SIMPLE (Phase Coupled-SIMPLE) 算法^[100]。PC-SIMPLE 算法是 SIMPLE^[101] 算法在多相流计算中的扩展，速度的求解是以分离的形式被相耦合。

液相质量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_g \rho_g u_g) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_g \rho_g v_g) = 0 \quad (6-22)$$

气相质量守恒方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_l \rho_l u_l) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_l \rho_l v_l) = 0 \quad (6-23)$$

将式 (6-22) 和 (6-23) 分别以物质密度的倒数为“权重”后求和，得到总的体积连续方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x}(\alpha_g u_g + \alpha_l u_l) + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha_g v_g + \alpha_l v_l) = 0 \quad (6-24)$$

体积分数可以从各相的连续性方程获得。在离散形式下，任意点上相应 k 相的速度修正值由下式给出：

$$a_{k,e} u'_{k,e} = \sum a_{k,nb} u'_{k,nb} + \alpha_k (p'_p - p'_E) A_e \quad (6-25)$$

为满足两相体积分数的和为 1 的条件，还有：

$$\alpha_g + \alpha_l = 1 \quad (6-26)$$

将式 (6-25) 代入总容积连续离散方程就可得到压力修正方程。

6.5.3 非稳态问题的 SIMPLE 算法

气液两相绕流中柱体后的旋涡脱落过程是一个随时间变化的非稳态过程。本文对非稳态问题的流动计算中,借助隐式时间积分方案,在每个时间步内进行迭代,就如同在采用 SIMPLE 算法进行普通的稳态问题的计算一样,直到取得本时间步的收敛解,然后转入下个时间步继续重复上述过程。在非稳态问题计算时,方程(6-25)的系数项 $a_{k,e}$ 的计算公式不同于稳态计算,在非稳态计算中增加了瞬态项。

6.5.4 壁面函数法的改进

在对湍流流动进行数值模拟时,壁面附近区域的处理方式直接影响着数值计算结果的准确性和湍流模型的适用性。在绕流流动的柱体后部流动发生了分离,存在尾迹区。分离流动发生在固壁表面附近的区域,因而如何模化这个区域的流动对于流动结果至关重要。在一定的假设条件下, RNG $k-\varepsilon$ 模型可将流动控制方程一直积分到壁面,但是,由于近壁区粘性底层内的速度梯度很大,用上述方法计算时需要布置很多个节点,导致计算时间和所需计算机内存较多,这在工程计算中是很不经济的。因此,文献^[102]将 RNG $k-\varepsilon$ 模型与壁面函数法相结合。

壁面函数法的基本思想是:假设在所计算的壁面附近粘性底层以外的区域,无量纲速度与温度服从对数分布率。它避免了在壁面附近使用很密的计算网格,但是它基本上没有考虑与壁面相邻接的控制容积中湍流物理量的变化。如果在壁面附近存在流动分离的区域,由流体力学可知,该区域内的速度分布并不满足对数律。虽然在某些情况下,壁面函数法可以给出合理的分离流动解,但是文献^[103]的计算结果表明,壁面函数法基本无法给出绕流问题中分离流动的真实解。为了克服标准壁面函数法的缺点,近年来人们发展了二层模型、三层模型等壁面函数法,本文计算采用了二层模型的壁面函数法,分别计算近壁区和势流核心区。

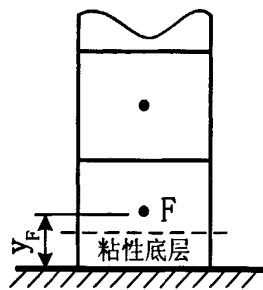


图 6-1 近壁节点示意图

所谓二层模型就是把求解区域分成二个部分,近壁区和势流核心区,如图 6-1 所示。在近壁区采用 Chen 和 Patel^[104]的方法,使用了一方程模型求解近壁区的湍流流动, RNG $k-\varepsilon$ 模型求解充分发展区内的流动。其中 F 点的湍动能 k_F 仍以 k 方程求出,其边界条件取为 $(\partial k / \partial y)_{wall} = 0$ (下标 wall 代表壁面)。湍动能耗散率 ε 用下面的代数关系式计算

$$\varepsilon_F = k_F^{1.5} / l_\varepsilon \quad (6-27)$$

$$l_e = c_l y_F [1 - \exp(-\frac{Re_t}{A_e})] \quad (6-28)$$

这里 y_F 表示离壁面的距离。湍流粘性系数用下面的公式确定

$$\nu_{tF} = c_\mu \sqrt{k_F} l_\mu \quad (6-29)$$

$$l_\mu = c_l y_F [1 - \exp(-\frac{Re_t}{A_\mu})] \quad (6-30)$$

长度尺度 l_e 和 l_μ 反映离壁面对湍流的影响，它们随距离壁面的距离趋于零而等于零，而且是湍流雷诺数 Re_t 的函数，计算中 $Re_t \leq 200$ 时，流动区域在粘性底层，此处接近壁区处理。Von Karman 常数 $K = 0.42$ ，其中

$$Re_t = \frac{y\sqrt{k}}{\nu_t}, \quad c_l = Kc_\mu^{0.25}, \quad A_e = 2c_l, \quad A_\mu = 70$$

6.5.5 计算区域和边界条件

本文模拟垂直上升气液两相流横向冲刷柱体管束物理模型，求解区域选取如图 6-2 所示。四根圆柱按旋转正方形排列，构成错列管束。圆柱体直径 D 为 20mm，上游断面距第一排圆柱圆心距离为 120mm (6D)，计算区域的总高度为 700mm (35D)，计算区域宽度 180mm (9D)，管排节距为 S 。计算中的湍流模型采用重整化群 RNG $k-\varepsilon$ 模型，对流项差分格式采用二阶迎风格式，压力场速度场耦合算法采用 PC-SIMPLE 算法，本文采用的是分离式求解方法，非稳态迭代时间步长为 $\Delta t = 0.001s$ 。边界条件依次为：

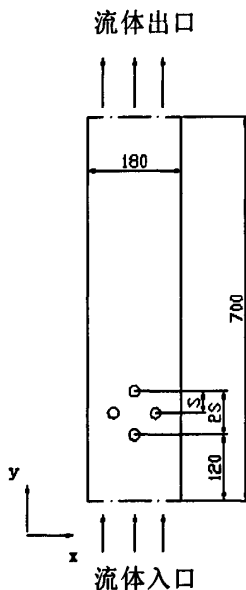


图 6-2 计算区域

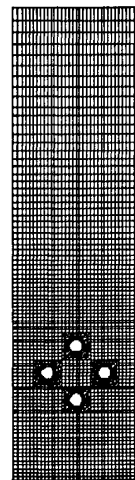


图 6-3 网格划分

(1) 入口边界条件

给定入口边界上两相的速度及截面含气率。入流为均匀流, 即: $u = 0$, $v = v_0$;

湍动能 k 值由于没有实测值, 可按入口液相平均动能的 1% 给出, 湍动能耗散率按式: $\varepsilon = c_\mu \rho_l k^2 / \mu_l$ 给出, 其中 $c_\mu = 0.09$, ρ_l 为液相密度, μ_l 按 10 倍的液相粘度来确定。

(2) 出流边界条件

由于出口截面离开发生两相涡街脱落的区域较远, 流动是充分发展的, 沿流动方向没有变化。在没有出口边界条件的其他任何信息的情况下, 假设出口截面上的扩散系数很小, 在该截面上除压力之外的所有变量梯度都为 0, 这样在出口截面上流动方向的坐标是局部单向的

$$\text{即: } \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0$$

(3) 壁面边界条件

壁面条件包括流动管壁和圆柱壁面的条件, 对这两种壁面采用相同的处理方法。本文近壁区的处理采用上述的壁面函数法两层模型。与壁面平行的切向速度满足无滑移条件。

圆柱表面采用无滑移边界条件, 即: $u = 0$, $v = 0$ 。

6.5.6 非均分网格的迎风格式

计算区域采用分块的结构化网格, 如图 6-3 所示。

通用微分方程组的差分格式主要是指对流项和扩散项的差分格式。而含有速度的对流项是非线性项, 采用中心差分格式的话, 迭代过程中可能会有残余质量流量出现而破坏正系数原则。解决上述问题的方法之一就是迎风格式代替中心差分来计算对流项^[105]。常用的迎风格式包括一阶迎风格式, 二阶迎风格式, 幂率格式和 QUICK 格式。

本章离散格式选用二阶迎风格式。二阶迎风格式是在一阶迎风格式的基础上, 考虑了物理量在节点间分布曲线的曲率影响。二阶迎风格式的单个方程不仅包含有相邻节点的物理量, 还包括相邻节点旁边的节点的物理量, 从而使二阶迎风格式的离散方程具有二阶精度的截断误差。

而 QUICK 格式对网格本身的要求较高, 常用于六面体 (或二维问题中的四边形) 网格。幂率格式一般来说相对于一阶格式精确度的提高是很有限的, 一般不予

采用。

6.5.7 网格无关性验证

湍流计算中另一个重要问题是数值解应该与计算网格无关。算法的截断误差和网格的粗细有直接关系，当计算网格太粗，由于大的截断误差可能对解产生很大的影响，这样得出的数值解是不成功的。因此，计算网格必须足够的密，以使截断误差和计算的舍入误差为同一数量级，在这样密度的网格上得到的解才是与网格无关的解。在具体的实施方面，综合考虑计算机资源和计算精度的要求，本文对同一工况，比较了几种粗细不同的网格，当数值解在这几种网格上差异很小，且与实验结果吻合较好时，我们认为其解是与网格无关的独立解。

针对本文的计算区域和研究对象的流动特点，在划分网格时将计算区域划分成 29 个计算子区域，划分的原则是从管道壁面向管束区域逐渐加密。

本文计算比较了三种网格：10564 个网格、20100 个网格和 40960 个网格。不同网格数量的计算结果与实验结果对比情况如图 6-4 所示。

图 6-4 给出了雷诺数为 1.91×10^4 ，节距比为 2.5，含气率为 0.03 工况下的升力系数功率谱随三种网格的变化情况，并与实验结果做了对比。从图中可以看出，粗网格的计算结果与两种较细的计算结果以及实验结果差别很大，可以说这种网格数量计算的结果是不可取的。而后两种较细网格的计算结果都与实验结果很好地吻合。因此，为了节省计算时间，又能保证计算精度的前提下，本文选用了 20100 个网格进行计算。

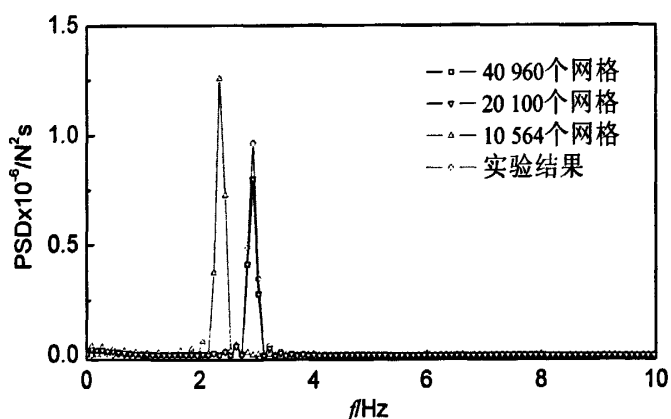


图 6-4 不同网格数的计算结果比较

6.6 本章小结

本章将气液两相双流体模型应用于气液两相流绕流错流管束流场的非稳态计

算中，主要工作内容如下：

(1) 采用体积平均法建立气液两相双流体模型的流动方程组，给出了气液两相流体相间作用力的表达式。

(2) 采用 RNG $k-\varepsilon$ 模型建立了气液两相流动的湍流模型，综合考虑了由剪切力引起的湍流和由气泡引起的湍流的关系式。

(3) 采用二层模型的壁面函数法处理近壁区流动，将这种高雷诺数下的 $k-\varepsilon$ 湍流模型推广到了具有较大速度梯度的近壁区，提高了柱体附近区域的计算准确性。

(4) 建立了气液两相流动基本控制方程组的通用对流扩散形式，以便于采用同一种方法对控制方程组进行数值求解。

(5) 采用 PC-SIMPLE 算法，利用气液两相总的容积连续性方程给出了压力修正方程。

(6) 计算区域网格划分采用分块的结构化网格，并讨论了网格无关性，经过比较分析，本文选用 20100 个网格的模型进行计算可以达到足够的精度。给出了计算的边界条件。

(7) 对比了数值模拟结果和本文第五章的实验结果，验证了模型和数值方法的实用性。

第七章 绕错列管束的数值计算结果及分析

7.1 前言

研究气液两相流绕流错列管束时的流动特性和流体作用力,除了采用实验方法进行测量之外,还可以采用数值计算的方法进行模拟分析。数值模拟的方法具有成本低、能模拟较复杂和较理想的流动工况等优点,可以拓宽实验范围。因此,把实验方法和数值模拟方法结合起来,可以起到互补的作用。

本章采用气液两相流动双流体模型和数值方法,对气液两相流垂直向上横掠错列管束的非稳态流场演化过程和管束受力特性进行了数值模拟。对节距比 $S/d=1.5$ 、2.0 和 2.5 三种不同节距的错列管束模型,含气率 $\alpha=0.03$ 、0.12、0.2 和 0.3,雷诺数 $Re=1.44\times 10^4$ 、 1.91×10^4 、 2.3×10^4 和 2.87×10^4 的多个工况进行了数值模拟。模拟结果显示,在一定条件下会出现周期性的旋涡脱落现象,旋涡脱落的特性受到节距比、雷诺数以及含气率等因素的影响。

对数值模拟得到的典型瞬时流场演化特征进行了分析,讨论了节距比、雷诺数和截面含气率等因素对旋涡脱落特性和不同管排升力、阻力特性的影响。雷诺数增大会使涡街能量降低,截面含气率增加会导致气液两相流的更大的湍流脉动,破坏涡街的有序结构,在一定工况下不能形成稳定的旋涡分离。

7.2 瞬时流场特征及分析

通过对气液两相流体绕流旋转正方形排列的错列管束的非稳态数值模拟,得到了不同节距比、雷诺数和截面含气率下的 30 个流动工况的瞬态流场。图 7-1~7-3 分别是以下游圆柱为观测点时一个周期内旋涡的形成、演化过程的流谱图、涡量图和含气率分布图。计算工况为:雷诺数 $Re=2.87\times 10^4$,节距比 $S/d=2.5$,截面含气率 $\alpha=0.03$ 。

由图 7-1 和图 7-2 可以看出,上游圆柱表面的自由剪切层延伸到下游圆柱后才开始卷起形成旋涡,上游圆柱后没有出现旋涡脱落现象。并且上游圆柱的自由剪切层遮盖了下游圆柱,与下游圆柱的自由剪切层形成叠加趋势,使下游圆柱的旋涡较中间圆柱积聚了更多的能量,增大了旋涡脱落强度,导致下游圆柱较上游和中间圆柱受到更大的升力。关于各排圆柱的升力和阻力在 7.3 节中分析。

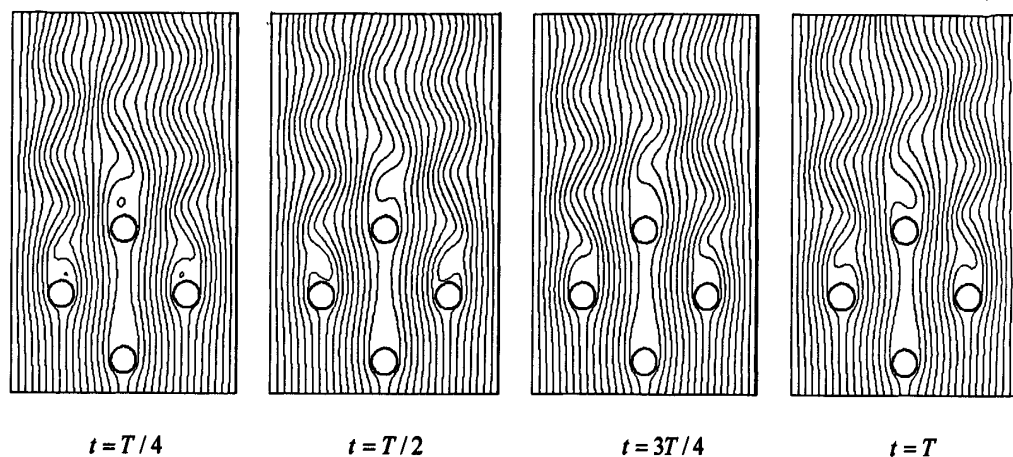


图 7-1 一个旋涡脱落周期的流谱图

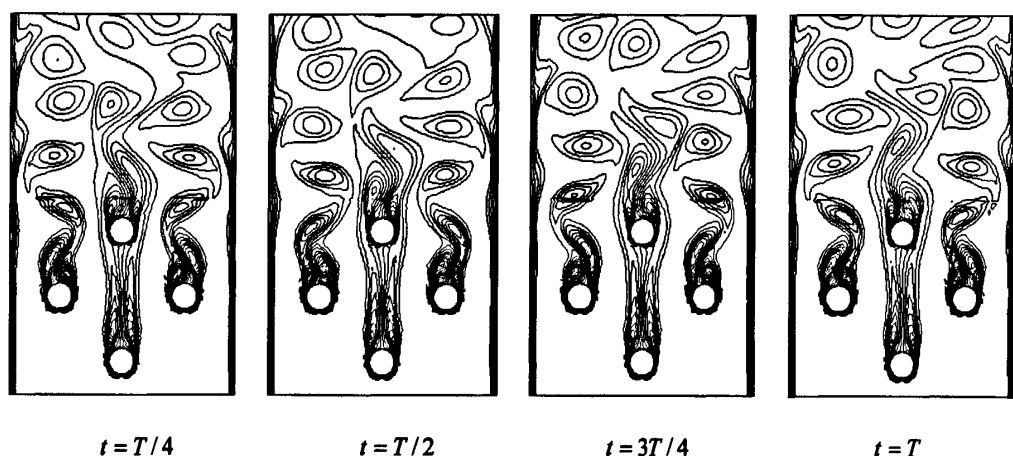


图 7-2 一个旋涡脱落周期的涡量图

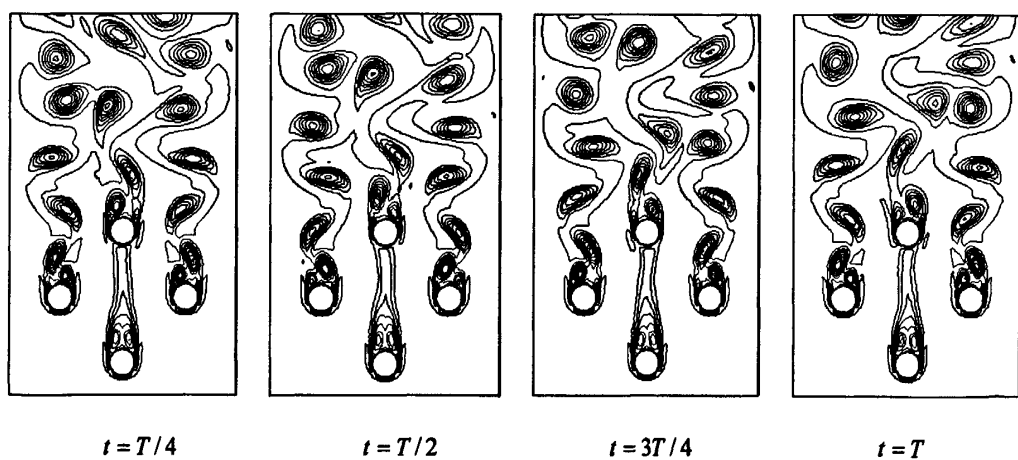


图 7-3 一个旋涡脱落周期的含气率分布

通过比较图 7-2 和图 7-3 可以看出，含气率分布与涡量分布具有相同的特征。

其主要原因是：旋涡的形成是由柱体自由剪切层内的逆压梯度作用造成的，旋涡中心是个低压区，当气液两相流体横掠柱体时，密度较小的气泡被旋涡的卷吸作用吸入低压区，使尾流中的旋涡形成“气囊”，此现象在第五章高速图像采集试验中得到了验证。以上结果导致流场中含气率分布与涡量分布具有相同的特征，即有旋涡的地方含气率大，尾流中的含气率分布不均匀，这对气液两相流横掠柱体的流动和传热工况均有很大影响，也是由管束构成的相变换热器在设计和运行中应重视的问题。

图 7-4 是雷诺数为 1.91×10^4 ，截面含气率为 0.03，节距比为 1.5 时，下游圆柱的升力系数、阻力系数随时间的变化曲线。并通过对升力系数进行功率谱分析，得到下游圆柱的脉动升力的频率特征，如图 7-5 所示。

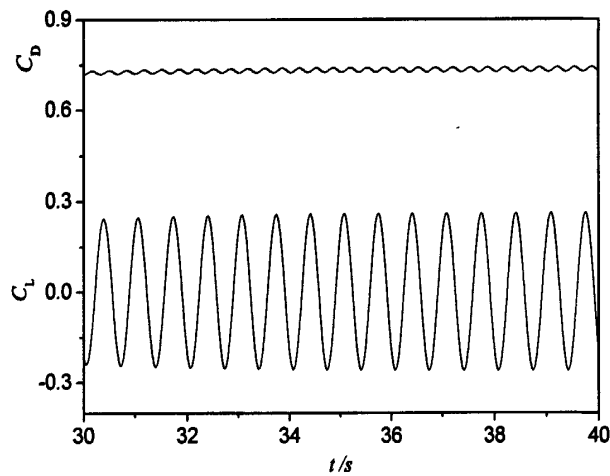


图 7-4 节距比 1.5 时下游圆柱的升力、阻力系数

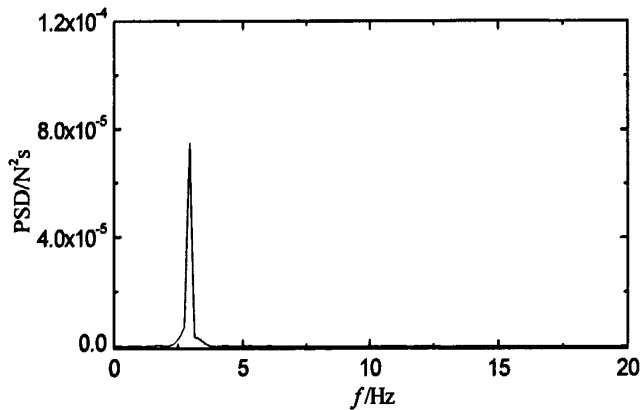


图 7-5 节距比 1.5 时下游圆柱的升力系数功率谱

根据对单相流中圆柱绕流的研究可知^[67]，当流体横向绕流圆柱时，圆柱受到流体升力作用的原因一般认为有两个：一个是流体中的紊流随机脉动，其幅值较小，

没有固定的变化周期；另一个原因是在圆柱后部两侧，旋涡周期性地交替脱落而在圆柱后的尾流中产生涡街引起的，其幅值较大，并且在一定条件下会形成稳定的变化周期，因此可认为由升力变化曲线经 FFT 变换后得到的功率谱图上的峰值就是对应于涡街脱落的频率。对于气液两相流中圆柱受到的脉动升力还有一部分是由于气泡撞击圆柱引起的脉动升力，这是由于圆柱表面的自由剪切层内，密度比水小很多的气泡在逆压梯度的作用下不断被卷吸并撞击圆柱所致，气泡撞击引起的脉动升力也是随机的，没有固定的频率。

在上述三部分中，由涡街引起的脉动升力是有周期性的，而由紊流和气泡撞击引起的脉动升力均为随即成分。因此本文参照单相流的处理方法，对于气液两相流的功率谱分析同样认为功率谱图上的峰值是对应于气液两相涡街脱落频率。

从图 7-5 中可以看出此计算工况下气液两相涡街频率为 $f=2.92\text{Hz}$ ，第五章实验中计算得到的相同工况下的气液两相涡街频率为 $f=2.95\text{Hz}$ ，相对偏差值为 1.02%，实验与数值计算结果吻合较好，由此可计算出两相斯特罗哈数为 $St_{TP}=0.195$ 。

7.3 节距比对旋涡脱落特性的影响

在本文第五章中通过高速数字图像采集与分析的方法对气液两相流绕错列管束的流场结构和旋涡特征进行的研究，结果表明，节距比对管束间的流动特性有很大的影响，并分析了不同工况时旋涡脱落的频率特性。本节通过对 $S/d=1.5$ 、2.0 和 2.5 三种不同节距比错列管束模型的气液两相绕流数值模拟，得到了旋涡的分布特征，分析了反映旋涡脱落特性的斯特罗哈 Strouhal 数与节距比的关系，讨论了节距比对各排圆柱的升、阻力特性的影响。

7.3.1 节距比对涡量分布的影响

图 7-6 给出了雷诺数为 2.87×10^4 ，截面含气率为 0.03 工况下涡量分布随节距比的变化关系。从图中可以看出节距比对旋涡脱落有很大的影响，随着节距比增大管束尾部流场的旋涡结构尺寸逐渐变大。

这主要是因为：节距比变大，圆柱之间间隙较大，圆柱之间的影响减小，各排圆柱尾部流场之间的相互干扰减弱。这样中间管排和下游圆柱后方都可以有旋涡自由的生成和脱离，形成独立的涡列，旋涡分布呈现出明显的规律性和周期性。旋涡与旋涡之间的吸引、碰撞融合的程度减弱，使得旋涡能量不容易损耗，更多质量较轻的气泡被卷吸进入旋涡内部，导致涡的结构尺寸随着节距比的增加而呈现增大的趋势。

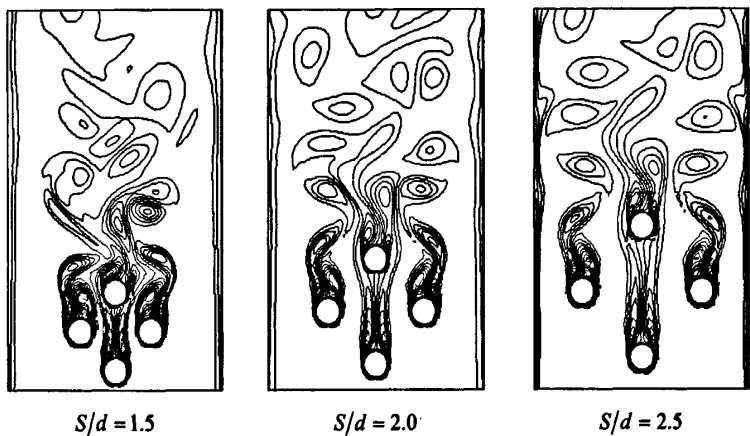


图 7-6 不同节距比的涡量图

7.3.2 节距比对 Strouhal 数的影响

由各个工况的升力系数随时间的变化曲线的 FFT 变换可以得到旋涡脱落的频率,由式 3-8 可以计算得到此时的两相斯特罗哈数 St_{TP} 。表 7-1 为雷诺数为 2.87×10^4 、截面含气率为 0.03 工况下,上、下游圆柱和中间管排圆柱在不同节距比时对应的斯特罗哈数。

表 7-1 各排圆柱的两相斯特罗哈数 St_{TP}

S/d		1.5	2.0	2.5
两相斯特罗哈数 St_{TP}	下游圆柱	0.143	0.174	0.195
	中间圆柱	0.153, 0.290	0.187	0.200
	上游圆柱	—	—	—

表 7-1 表明,节距比增大两相斯特罗哈数 St_{TP} 增加,旋涡形成和脱落逐渐稳定。而同一节距比下中间圆柱的 St_{TP} 大于下游圆柱。

由表 7-1 可以看出,中间管排圆柱的两相斯特罗哈数 St_{TP} 随节距比的增加也是增加的,但在节距比为 1.5 时,计算得到两个斯特罗哈数 St_{TP} ,出现双稳态的偏斜流模式,这种工况为不稳定工况。主要是因为节距比小时,中间管排还同时受到上游圆柱和下游圆柱的影响。相同节距比时中间管排的斯特罗哈数要比下游圆柱的大,这也说明了在相同工况下,中间管排的旋涡产生和脱离的速度比下游圆柱的要大。

根据前文中关于涡量的分析可知,上游圆柱没有形成稳定的交替脱落的旋涡,因此没有斯特罗哈数。

7.3.3 节距比对升力和阻力的影响

在第五章中对气液两相流绕错列管束的实验研究表明,节距比对管束间的流动特性有很大的影响,通过高速摄像仪和图像分析了不同工况时旋涡脱落的频率特性。由于实验条件所限,没有开展对错列管束中各排圆柱的脉动升力和时均阻力影响的研究。文献^[70]对气液两相流横向冲刷正三角形排列和旋转正方形排列的三排错列管束时受到的脉动升力进行了试验研究,采用测试管直径为 30mm。在本章中对三种不同节距比的错列管束进行了数值模拟研究,得到了各个计算工况下各排管的脉动升力系数和时均阻力系数。

(1) 升力系数与节距比的关系

图 7-7、图 7-8 和图 7-9 分别给出了下游圆柱、中间圆柱和上游圆柱的升力系数与节距比的变化关系。计算工况为:含气率 $\alpha = 0.03$, 雷诺数 $Re = 1.44 \times 10^4$ 、 $Re = 1.91 \times 10^4$ 、 $Re = 2.3 \times 10^4$ 和 $Re = 2.87 \times 10^4$ 。

图 7-7 比较了不同节距比时下游圆柱的升力系数之间的关系,由图可以看出:节距比 ($S/d=2.5$) 时的升力系数 C_L 最大,随节距比减小, C_L 减小;但值得注意的是,在节距比 ($S/d=1.5$) 时升力系数 C_L 不但没有继续减小,反而增大,在文献^[70]中的错列管束的脉动升力实验研究中也得到了同样的结果。出现这一现象的可能原因是:在小节距比 ($S/d=1.5$) 时,相邻圆柱上脱落的旋涡与自身脱落的旋涡所引起的升力发生叠加效应。文献^[70]的研究表明,存在一个节距比的临界值 $(S/d)_{cr}=2.0$,当 S/d 小于 $(S/d)_{cr}$ 时,圆柱间的缝隙流存在偏斜流,必须考虑相邻圆柱旋涡脱落的影响。

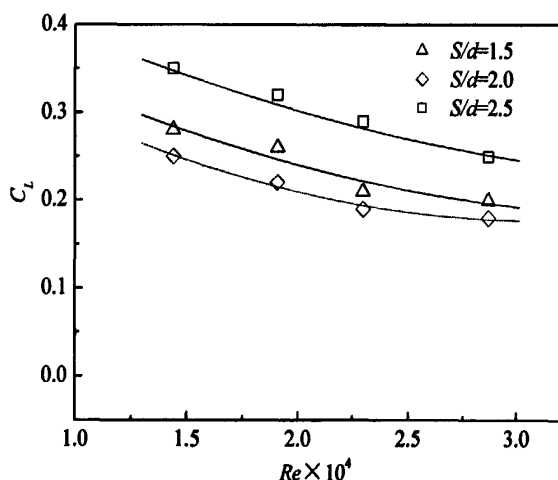


图 7-7 不同节距比时下游圆柱的升力系数

由图 7-8 可以看出,中间管排的升力系数只有在大节距比 ($S/d=2.5$) 和较低

雷诺数范围内时升力系数 C_L 较大, 表明中间管排的升力脉动受到限制。主要原因是上游圆柱后形成的对称的旋涡延伸至下游圆柱, 这部分流动区域流动趋于稳定, 限制了中间管排两侧圆柱的压力脉动。这一影响在小节距比时表现更明显, 在 $S/d=1.5$ 时, 中间管排圆柱的脉动升力系数值只有 0.01-0.04。

图 7-9 为各个工况时上游圆柱的脉动升力系数。因为在本文计算的条件下, 上游圆柱后形成对成旋涡, 没有出现交替的旋涡脱落, 因此由旋涡引起的脉动升力为零, 而产生升力的主要原因是气液两相流体的湍流随机脉动, 所以脉动升力系数趋于零。

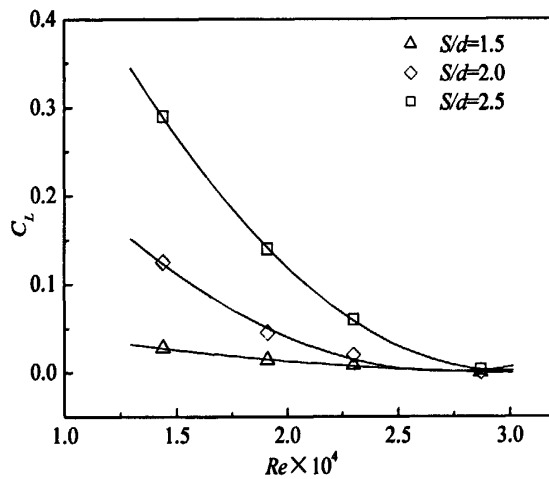


图 7-8 不同节距比时中间排圆柱的升力系数

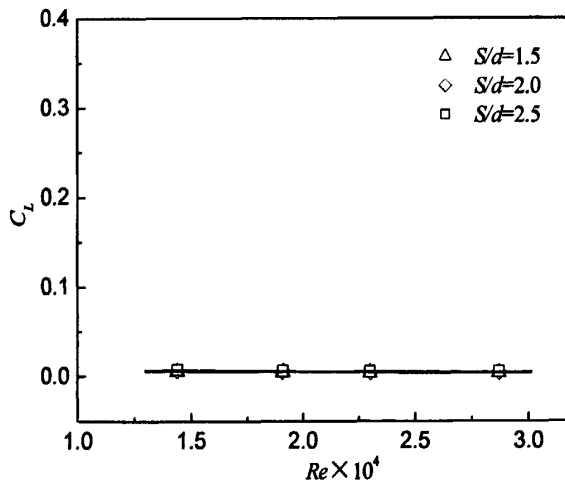


图 7-9 不同节距比时上游圆柱的升力系数

图 7-10、7-11 和 7-12 为节距比 $S/d=1.5$ 、2.0 和 2.5 时三排圆柱的脉动升力系数比较。由图可以看出, 在三种节距比时, 下游圆柱的升力系数 C_L 均大于中间管排,

尤其在小节距比 ($S/d=1.5$) 时相差更加明显; 而上游圆柱的升力系数趋于零。

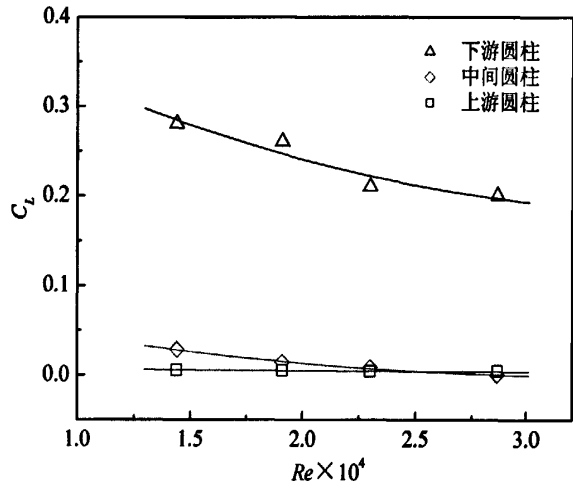


图 7-10 $S/d=1.5$ 时各排圆柱升力系数比较

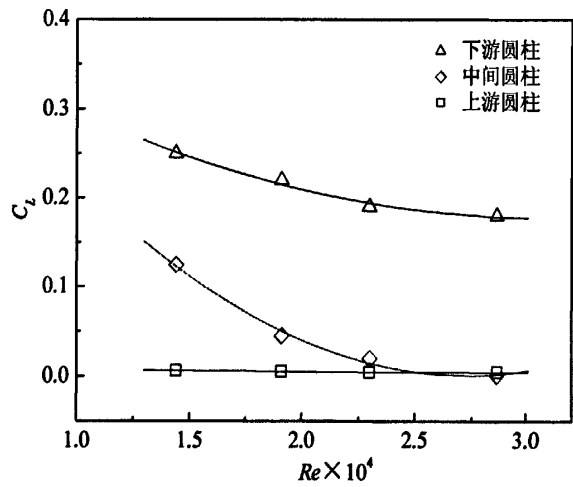


图 7-11 $S/d=2.0$ 时各排圆柱升力系数比较

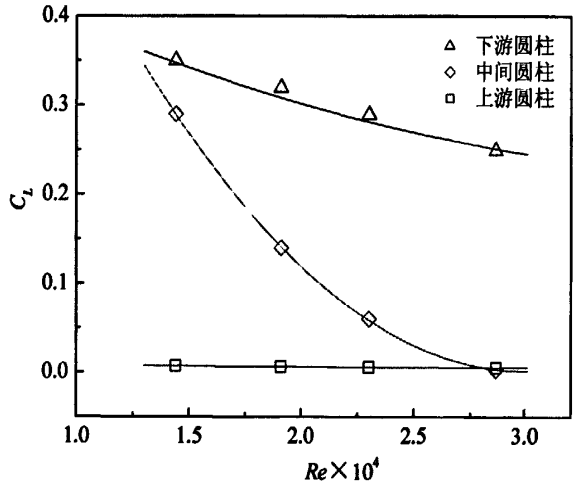


图 7-12 $S/d=2.5$ 时各排圆柱升力系数比较

出现这种现象的原因是：上游圆柱形成的对称剪切涡对延伸至下游圆柱，并对下游圆柱前端迎流部分形成包裹，增加了下游圆柱剪切层内的逆压梯度，使旋涡获得更多的能量，旋涡脱落强度增大，导致其脉动升力较中间管排圆柱大，在小节距比时，这种影响更加突出。

(2) 脉动升力系数及功率谱

图 7-13a 和图 7-13b 比较了不同节距比时下游圆柱的脉动升力系数的时间变化曲线及其功率谱。计算工况为：含气率 $\alpha=0.03$ ，雷诺数 $Re=2.3\times10^4$ 。脉动升力系数 C_L 与节距比 S/d 的关系上文中已经分析，图 7-13b 为与之对应的功率谱曲线。

由图可以看出，不同节距比时，下游圆柱的脉动升力功率谱都存在明显的峰值； $S/d=2.5$ 和 $S/d=1.5$ 时的功率谱峰值能量较大，而 $S/d=2.0$ 时的功率谱峰值能量最小。表明三种节距比时下游圆柱均存在稳定的旋涡脱落现象，旋涡脱落频率随节距比增大呈增大趋势。

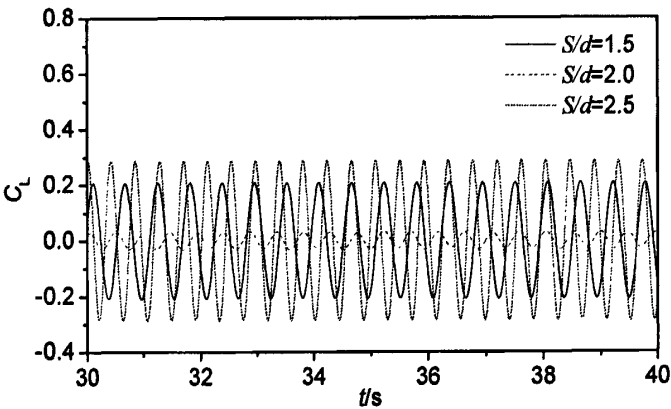


图 7-13a 下游圆柱的脉动升力系数随时间变化曲线

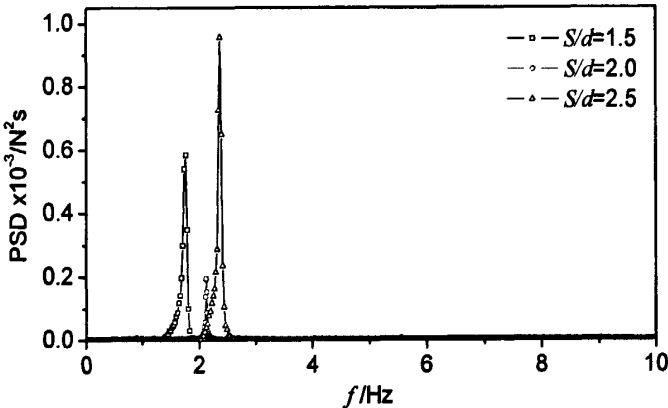


图 7-13b 下游圆柱的脉动升力系数功率谱

图 7-14a 和 7-14b 比较了不同节距比时中间圆柱的脉动升力系数随时间的变化曲线及其功率谱。由图 7-14a 可以看出, 在节距比 $S/d=1.5$ 时, 中间圆柱的脉动升力系数 C_L 在 -0.04 至 0.01 区间脉动, 出现了明显的偏流现象。 $S/d=2.5$ 时也有小幅度的偏流出现。

由图 7-14b 可以看出, 不同节距比时, 中间管排圆柱的脉动升力功率谱都存在峰值; $S/d=2.5$ 时功率谱峰值能量较大, 而 $S/d=2.0$ 时的功率谱峰值能量最小。表明三种节距比时中间圆柱均存在旋涡脱落现象, 频率随节距比增大呈增大趋势。

当节距比 $S/d=1.5$ 时, 功率谱呈现出双峰值, 即出现高、低两个频率。根据单相流的研究认为^{[104][105]}, 这是由于流动在管束节距比较小时发生了双稳态现象, 尾迹流动呈现一种跳跃模式或偏流模式, 此时的流动偏向于管束的一侧, 在圆柱体后出现了宽窄不同的两个尾迹, 这两个尾迹在圆柱体上交替产生, 斯特罗哈数也由于流动的间歇性出现了两个, 这种工况是不稳定的。

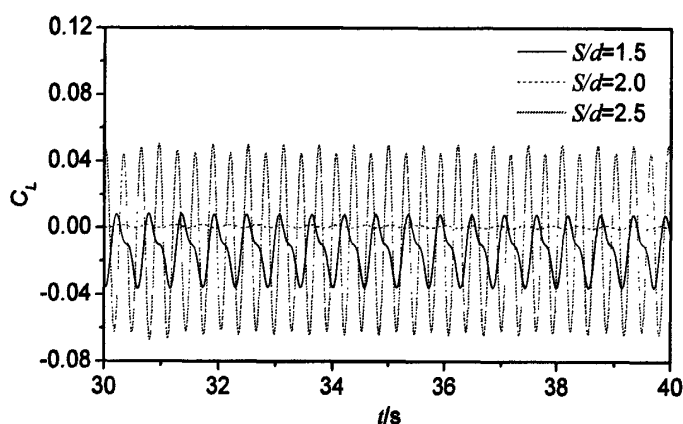


图 7-14a 中间圆柱的脉动升力系数随时间变化曲线

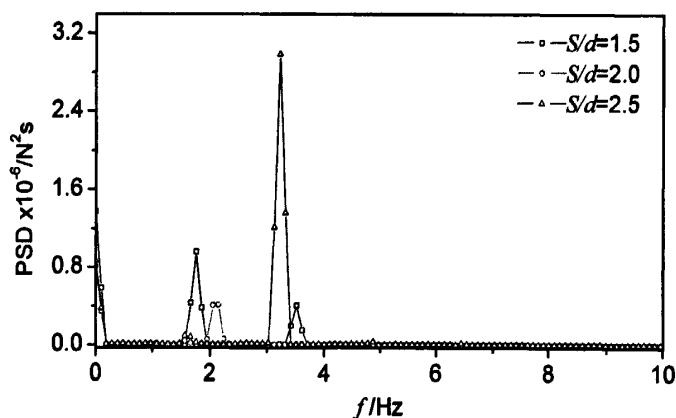


图 7-14b 中间圆柱的脉动升力系数功率谱

(3) 时均阻力系数与节距比的关系

圆柱受到的时均阻力包括由剪切应力引起的摩擦阻力和由于剪切层旋涡分离而引起的压差阻力，摩擦阻力是作用在柱体表面的切向力在来流方向的分量的总和，而压差阻力是指作用在柱体表面法向的压力在来流方向的分量的总和。气液两相流绕流柱体时，由于柱体后侧旋涡的交替脱落，边界层在柱体表面的分离造成了很大的压差阻力，而摩擦阻力只占一小部分。有旋涡形成时的压差阻力比没有旋涡时要高得多。

图 7-15、图 7-16 和图 7-17 分别给出了不同节距比时下游圆柱、中间圆柱和上游圆柱的时均阻力系数随含气率的变化，计算工况的雷诺数为 2.87×10^4 。由图可见，节距比的变化对不同管排圆柱的时均阻力系数影响不同。

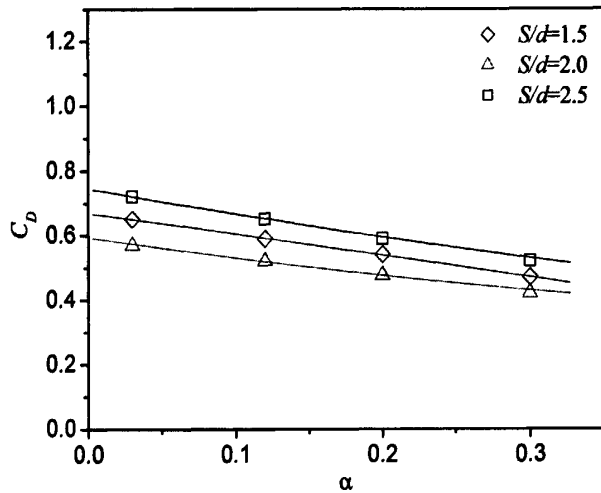


图 7-15 不同节距比时下游圆柱的时均阻力系数

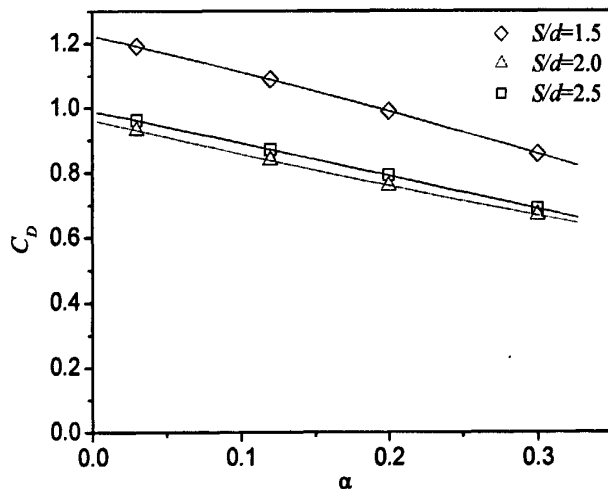


图 7-16 不同节距比时中间圆柱的时均阻力系数

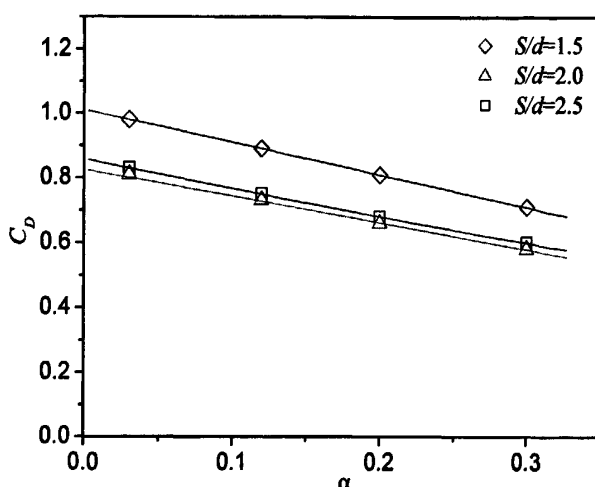


图 7-17 不同节距比时上游圆柱的时均阻力系数

由图 7-15、7-16 和 7-17 可以看出,不同节距比时各管排圆柱的时均阻力系数 C_D 具有相同的变化趋势。 $S/d=2.0$ 时的 C_D 最小, S/d 大于和小于 2.0 时, C_D 均呈现不同幅度的升高;而上文中对脉动升力系数的分析表明, $S/d=2.0$ 时各排圆柱的脉动升力均较小。

对脉动升力和时均阻力的综合分析可得到以下有意义的结论:对旋转正方形排列的错列管束,存在一个使脉动升力和时均阻力均较小的临界节距比 $(S/d)_{cr}$, 在本文的计算范围内,临界节距比 $(S/d)_{cr}=2.0$ 。

图 7-18、7-19 和 7-20 分别为节距比 $S/d=1.5$ 、2.0 和 2.5 时上游、中间和下游圆柱的时均阻力系数比较。由图看见,在三种节距比的错列管束中,中间管排圆柱的时均阻力系数 C_D 最大,下游圆柱的 C_D 最小,上游圆柱的 C_D 介于二者之间。产生这种结果的主要原因是:

1) 中间圆柱的总阻力中压差阻力和摩擦阻力均起主要作用。前面关于脉动升力系数的功率谱分析显示中间管排的旋涡脱落频率大于下游圆柱,而旋涡脱落是引起压差阻力的诱因,因此中间管排的压差阻力使总阻力大;同时,中间管排受上游圆柱对称旋涡的干扰,增加了摩擦阻力,从而导致了中间管排的时均阻力系数增大。

2) 上游圆柱的自由剪切层在尾部形成对称的旋涡,此时压差阻力对总阻力的贡献较小,而剪切层内的压力梯度使剪切应力增大,因此其总时均阻力仍较大。

3) 下游圆柱由于受到上游圆柱剪切层包裹的影响,使圆柱前后的压强差减小,同时圆柱自身的剪切层受到上游干扰,使压力梯度下降,导致摩擦阻力降低,因此下游圆柱的时均阻力系数最小。

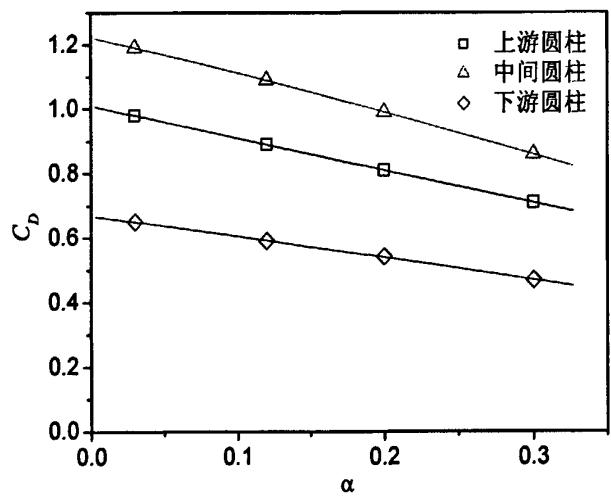


图 7-18 $S/d = 1.5$ 时各排圆柱时均阻力系数比较

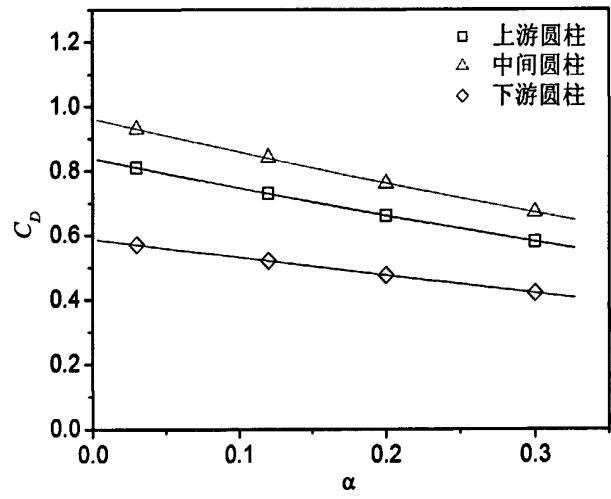


图 7-19 $S/d = 2.0$ 时各排圆柱时均阻力系数比较

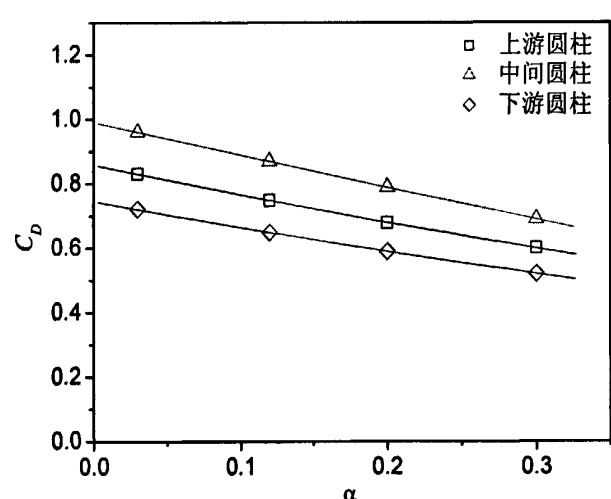


图 7-20 $S/d = 2.5$ 时各排圆柱时均阻力系数比较

7.4 雷诺数和含气率对旋涡脱落的影响

雷诺数和截面含气率也是影响旋涡脱落特性的重要因素，雷诺数增大会使流体的湍流脉动加剧，主流与旋涡的动量交换更加频繁，使旋涡获得更多的能量；而截面含气率增加也会导致气液两相流的紊流强度增加，并且会被卷吸进入旋涡，使得旋涡能量降低，同时破坏旋涡的有序结构，甚至不能形成稳定的旋涡分离。

7.4.1 雷诺数对涡量分布的影响

为了进一步分析雷诺数对旋涡形成及各排管束的升、阻力特性的影响，本文计算了 $Re = 9.55 \times 10^4$ 和 $Re = 1.91 \times 10^5$ 两个较大雷诺数的工况。图 7-21 为节距比 $S/d = 2.0$ ，截面含气率 $\alpha = 0.03$ 工况下的涡量分布图。

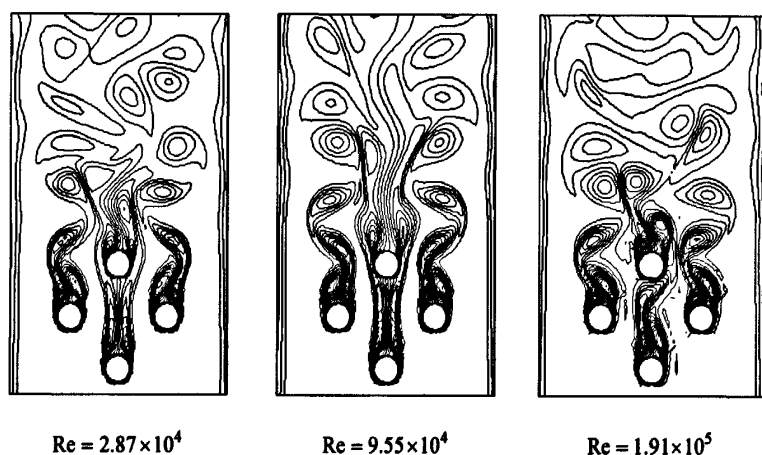


图 7-21 不同雷诺数时的涡量图

由图可以看出：1) 雷诺数较小 ($Re = 2.87 \times 10^4$ 和 $Re = 9.55 \times 10^4$) 时，上游圆柱尾部均形成一对呈对称形态的旋涡，旋涡能量较低，由于下游圆柱的影响，自由剪切层不能充分发展。中间管排两个圆柱的尾部流场以计算流域中心线为轴呈对称分布。2) 大雷诺数 ($Re = 1.91 \times 10^5$) 时，由于剪切层的压力梯度增大，上游圆柱后的剪切涡由对称分布变成不对称，出现了旋涡分离现象。这一变化引起水平方向上存在较大的压力差，对中间管排形成不对称的扰动，使得中间管排两个圆柱的尾部流场转变为彼此不对称分布。

由图中还可以看出：随着雷诺数增大，尾涡的水平扩展幅度增加。这是因为：在亚临界范围内，气液两相流涡街由于脱落的旋涡中心吸入气泡，使得涡街的能量较单相流低，引起的脉动升力较单相流小，但是临界雷诺数也较单相流小得多。当实际雷诺数超过临界雷诺数后，湍流脉动使柱体的脉动升力增大，此外气泡对圆柱的撞击，也产生了较大的脉动升力。因此表现出涡街水平方向的扩展幅度有所增加。

7.4.2 雷诺数与含气率对升力和阻力的影响

(1) 雷诺数和含气率对升力系数的影响

气液两相流中圆柱受到的脉动升力不同于单相流，它由三部分组成：一部分是涡街在柱体后部两侧交替脱落，诱发圆柱受到脉动升力；第二部分是由于气液两相流中存在较大的湍流强度，湍流也引起圆柱受到了脉动升力；第三部分是气泡撞击圆柱引起的脉动升力，这是由于气液两相泡状流绕圆柱流动时，圆柱表面的压力降至最小值之前，密度比水小很多的小气泡在压力梯度的作用下不断撞击圆柱所致[24]。

图 7-22、图 7-23 给出了节距比为 2.5 时下游圆柱和中间管排的升力系数与雷诺数和含气率的变化关系曲线。

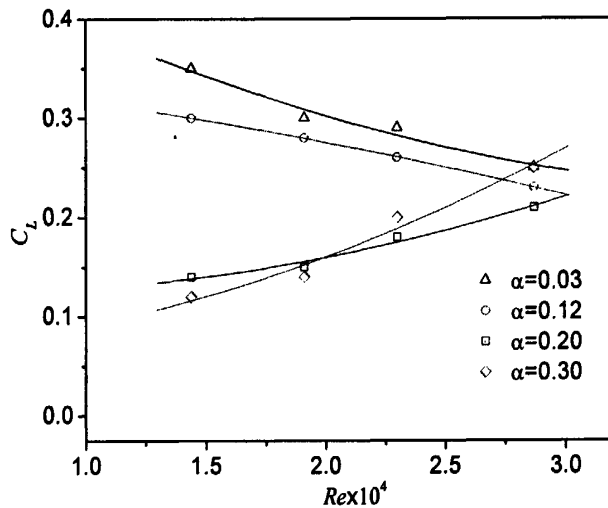


图 7-22 下游圆柱升力系数与雷诺数和含气率的关系

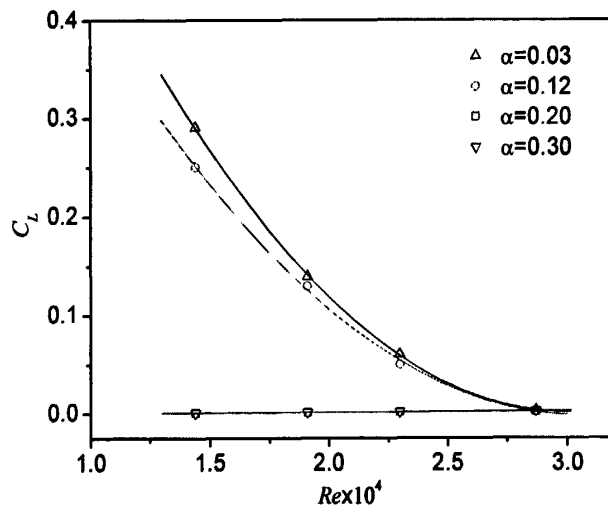


图 7-23 中间管排升力系数与雷诺数和含气率的关系

由图 7-22 可以看出：小截面含气率（ $\alpha=0.03$ 、 0.12 ）时，升力系数 C_L 随雷诺数增加而减小；大截面含气率（ $\alpha=0.2$ 、 0.3 ）时，升力系数 C_L 随雷诺数增加而增大。

主要原因是：小截面含气率（ $\alpha=0.03$ 、 0.12 ）时，脉动升力产生的主要原因是旋涡交替脱落引起压力差变化，而气泡引入并被“卷吸”进旋涡后降低了旋涡的能量，使脉动升力降低。随雷诺数增加，旋涡对气泡的“卷吸”能力增强，更多的气泡被卷入旋涡内部，使旋涡的能量进一步降低，导致小截面含气率时脉动升力系数 C_L 随雷诺数增加减小。大截面含气率（ $\alpha=0.2$ 、 0.3 ）时，由于大量的气泡引入破坏了旋涡的结构，不能形成稳定的旋涡脱落，此时脉动升力产生的主要因素是两相流体的湍流脉动和气泡对柱体的撞击作用。而随着雷诺数增加，两相流体湍流强度增加，脉动程度增强，同时大量低质量的气泡引入也增加了流体的湍流脉动，使脉动升力增加。此现象在本文的实验研究中得以验证，实验过程中在高含气率工况时，大量气泡引起的流体脉动使实验台产生了较大的振动。

比较图 7-22 和图 7-23 可以看出：含气率较小时，中间管排升力系数减小的幅度远远大于下游圆柱。这是因为：下游圆柱受到上游圆柱影响较小，而中间管排同时受到上、下游圆柱的影响，旋涡的稳定性比下游圆柱差，来流雷诺数增加引起的湍流加剧以及气泡的加入直接导致旋涡的稳定性下降，升力系数大幅度减小。

这是因为：含气率较小时，气液两相流中管束后脱落的旋涡由于其中心压力低，可吸收质量较轻的气泡，使涡街的能量降低，由旋涡脱落引起的脉动升力也跟着降低。随着含气率增加，气泡的加入导致涡街不能稳定发展，涡街能量降低，有周期性的脉动升力下降。当含气率增加到一定程度时，旋涡不再交替脱落，涡街作用引起的脉动升力不存在了。然而气泡对圆柱管束的碰撞加强，引起没有周期性的随机振动。表现为升力系数随含气率增加而增大。

（2）脉动升力系数功率谱分析

图 7-24a、7-24b 和图 7-25a、7-25b 分别给出了下游圆柱和中间圆柱的脉动升力系数功率谱与含气率的变化关系。计算工况为：节距比 $S/d=2.5$ ，雷诺数 $Re=2.30 \times 10^4$ 时。

从图可以看出：在不同含气率工况下升力系数随时间的脉动曲线相位相近，升力系数的脉动值随含气率的增大而减小，如图 7-24a、7-25a 所示。功率谱曲线上均存在明显的峰值，并且峰值功率谱能量集中，说明此时旋涡脱落具有周期性且旋涡的能量较大；随着含气率逐渐增大，功率谱峰值降低，表明由于气体的加入使得旋涡脱落的强度有所减弱，此时稳定的旋涡脱落仍然存在；不同含气率时旋涡脱落频率相等。其主要原因是：在含气率时，低质量的气泡被吸入旋涡，使旋涡的强度减

弱；含气率增大时，处于不稳定状态的旋涡和旋涡外气泡产生强烈的干扰，抑制了旋涡的形成。比较两图 7-24b 和 7-25b 可知，中间管排的功率谱峰值远小于下游圆柱功率谱峰值，旋涡的形成和脱离受上游和下游圆柱的影响，稳定性较差，能量降低。但中间管排的旋涡脱落频率比下游圆柱的涡街频率大。

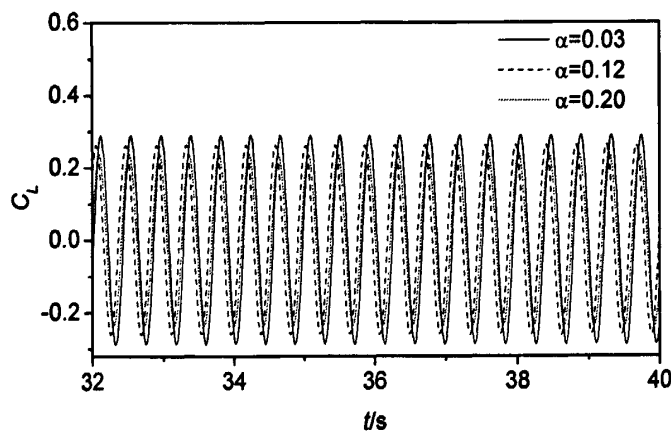


图 7-24a 不同含气率时下游圆柱脉动升力系数随时间的变化

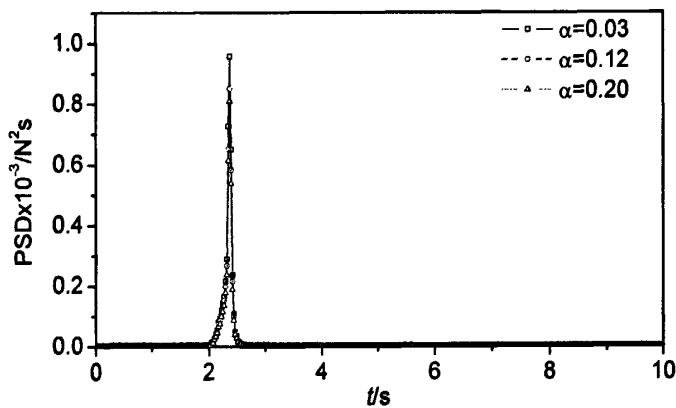


图 7-24b 不同含气率时下游圆柱脉动升力的功率谱

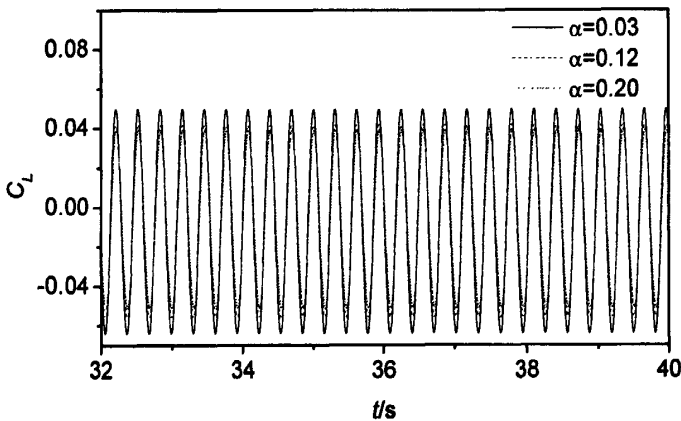


图 7-25a 不同含气率时中间圆柱脉动升力系数随时间的变化

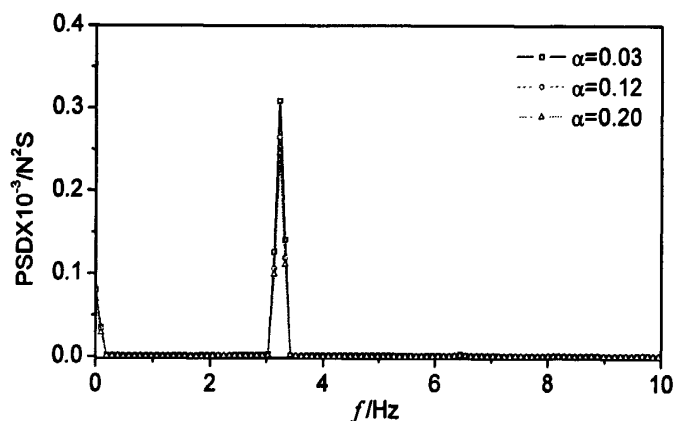


图 7-25b 不同含气率时中间管排圆柱脉动升力的功率谱

(3) 雷诺数和含气率对时均阻力系数的影响

引起时均阻力系数变化的主要因素是旋涡脱落引起的压差阻力和剪切应力引起的摩擦阻力，雷诺数和含气率的变化均会引起摩擦阻力和压差阻力的改变。图 7-26、7-27 分别给出了不同含气率和雷诺数时下游圆柱、中间圆柱的时均阻力系数 C_D 。由图可以看出，各排圆柱的时均阻力系数 C_D 均随含气率的增加而较小。这是因为含气率增加，气泡的扰动增强，旋涡分离作用引起的压差阻力大大降低，同时含气率增加又会引起摩擦阻力有所增大，使得总的时均阻力系数呈下降趋势。

从图 7-26 可以看出，不同含气率时下游圆柱的时均阻力系数随雷诺数增加变化幅度较小。主要原因是：下游圆柱时均阻力主要受上游圆柱的尾流区的延伸影响，在本文分析的雷诺数范围内，上游圆柱没有出现旋涡脱落现象，而是一对相对稳定的对称旋涡，因此总的阻力系数随雷诺数的改变而趋于稳定。

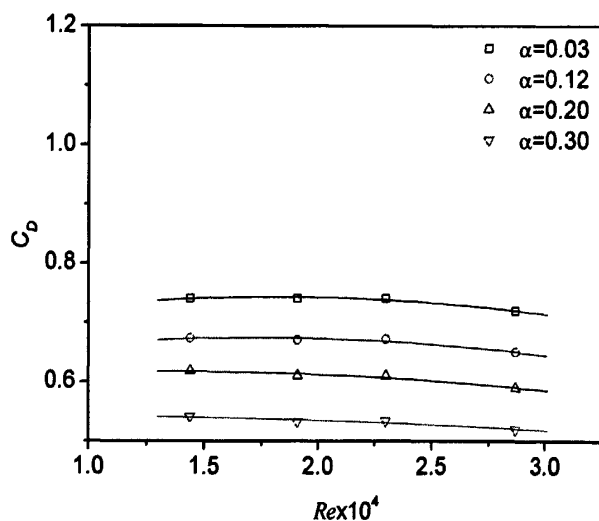


图 7-26 不同含气率和雷诺数时下游圆柱的时均阻力系数

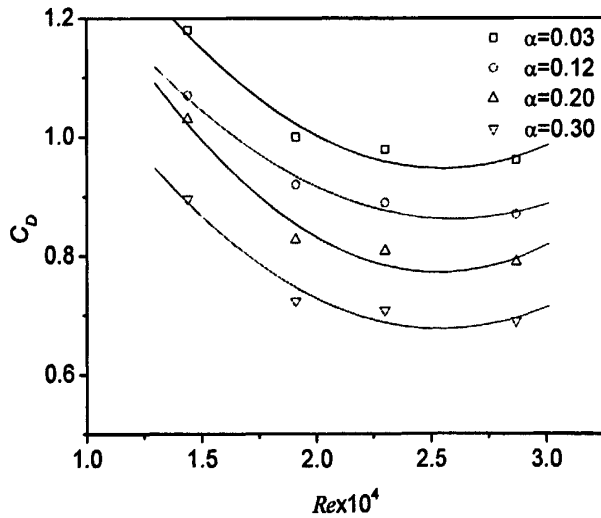


图 7-27 不同含气率和雷诺数时中间圆柱的时均阻力系数

对于中间管排，在较低雷诺数范围 $Re < 2.3 \times 10^4$ 时，时均阻力系数 C_D 随 Re 增加逐渐减小。在此雷诺数范围内，旋涡脱落引起的压差阻力趋于稳定，而气泡的干扰作用随雷诺数增加而加剧，降低了圆柱壁面剪切层内的压力梯度，使剪切应力减小，导致摩擦阻力下降。

7.5 本章小结

采用气液两相双流体模型，对气液两相流垂直向上横掠错列管束的非稳态流场和管束受力特性进行了数值模拟。计算工况为：节距比 $S/d=1.5$ 、 2.0 和 2.5 ，含气率 $\alpha=0.03$ 、 0.12 、 0.2 和 0.3 ，雷诺数 $Re=1.44 \times 10^4$ 、 1.91×10^4 、 2.3×10^4 和 2.87×10^4 。对得到的典型瞬时流场特征进行了分析，并着重分析了节距比、雷诺数和含气率对旋涡脱落特性和管束脉动升力、时均阻力的影响。在本文计算条件下得到如下主要结论：

(1) 对瞬时流场的流谱、涡量和含气率分布特征的分析可知，上游圆柱自由剪切层受下游圆柱限制，没有出现旋涡分离现象，形成对称的涡对吸附于圆柱尾部；上游圆柱的自由剪切层对下游圆柱形成包裹，增大了旋涡强度；旋涡对气泡形成卷吸，使含气率与涡量具有相同的分布特性。

(2) 对斯特罗哈 Strouhal 数的分析表明：节距比增大两相斯特罗哈数 St_{TP} 增加，旋涡脱落逐渐稳定，而相同节距比时中间管排的 St_{TP} 大于下游圆柱； $S/d=1.5$ 时，中间管排的 St_{TP} 存在双值，出现双稳态的偏斜流模式。

(3) 不同管排升力系数与节距比的关系表明：下游圆柱升力系数 C_L 在 $S/d=2.5$ 时的最大， $S/d=2.0$ 时 C_L 最小， $S/d=1.5$ 时 C_L 恢复增大趋势；中间管排的升力脉

动受到限制, C_L 只有在大节距比 ($S/d=2.5$) 和低雷诺数范围内时较大; 而上游圆柱没有旋涡脱落, C_L 趋于零。

(4) 通过脉动升力系数功率谱分析表明: 不同节距比时, 中间管排和下游圆柱的脉动升力功率谱都存在明显的峰值, $S/d=2.5$ 和 $S/d=1.5$ 时的功率谱峰值能量较大, 而 $S/d=2.0$ 时的功率谱峰值能量最小, 旋涡脱落频率随节距比增大呈增大趋势; 中间管排在 $S/d=1.5$ 时, 功率谱呈现出双峰值。

(5) 对不同节距比时各管排圆柱的时均阻力系数 C_D 分析可知: $S/d=2.0$ 时, C_D 最小, S/d 增大或减小, C_D 均增大; 中间管排圆柱的时均阻力系数 C_D 最大, 下游圆柱的 C_D 最小, 上游圆柱的 C_D 介于二者之间。

(6) 由 C_L 和 C_D 的分析表明: 对旋转正方形排列的错列管束, 存在一个使脉动升力和时均阻力均较小的临界节距比 $(S/d)_{cr}$, 在本文的计算范围内, 临界节距比 $(S/d)_{cr}=2.0$ 。

(7) 由雷诺数与含气率对升力、阻力系数影响分析可知: 小截面含气率 ($\alpha=0.03$ 、 0.12) 时, 升力系数 C_L 随雷诺数增加而减小; 大截面含气率 ($\alpha=0.2$ 、 0.3) 时, 升力系数 C_L 随雷诺数增加而增大。各排圆柱的时均阻力系数 C_D 均随含气率的增加而较小; 不同含气率时下游圆柱的时均阻力系数随雷诺数增加变化平缓; 中间管排在较低雷诺数范围 $Re < 2.3 \times 10^4$ 时, 时均阻力系数 C_D 随 Re 增加逐渐减小, 高雷诺数时 C_D 趋于稳定。

第八章 总结与展望

8.1 本文工作总结

为了深入了解气液两相流与柱体相互作用的机理,揭示气液两相绕流工况下旋涡的形成、分离和气液两相流场演化规律,本文在垂直上升矩形管道内,对气液两相泡状流绕圆柱体和旋转正方形排列的错列管束内的旋涡脱落特性进行了实验研究,并采用气液两相双流体模型模拟了错列管束间气液两相旋涡演化过程,分析了管束中各排圆柱的升力和阻力特性。研究内容和主要结论如下:

一、实验台建设和实验方法创新

(1) 搭建了气液两相绕流试验台,可以在垂直上升的矩型截面实验段内研究细泡状流绕圆柱流动的各种动态特性。

(2) 设计了一个可连续多角度测量的圆柱表面压力测量装置,实现单个传感器在相同工况下的多点压力测量。微型硅扩散压力传感器安装于测试柱体内,取消了压力传输环节,有效提高了动态测量精度。

(3) 提出一种基于压差波动方法的旋涡脱落频率测量方法,并建立了一套用于测量圆柱表面脉动压力和旋涡脱落频率的动态数据采集系统。

(4) 建立了一套高速动态图像采集与分析系统,首次采用动态数字图像研究错列管束间气液两相流场的旋涡形成和演化特性,实验使用分辨率为 768×512 像素,拍摄速度为 1000fps。

二、气液两相绕流工况下圆柱表面压力分布和旋涡脱落特性研究

(1) 实验测量了气液两相流绕直径 35mm 圆柱时不同含气率和雷诺数下圆柱表面的脉动压力、时均压力分布规律。实验结果表明:含气率对圆柱表面时均压力系数和脉动压力系数均有较大影响,随着含气率增大,时均压力系数的最小值逐渐减小,而脉动压力系数的峰值逐渐减小,背压逐渐增大,旋涡脱落位置不断后移;在本文实验范围内,雷诺数对脉动压力、时均压力影响很小。

(2) 利用旋涡脱落引起圆柱体两侧的压差变化的原理,测量了动态压差波动信号,采用功率谱分析方法得到了旋涡脱落频率,并分析了含气率和雷诺数对功率谱的影响。结果表明:随含气率增加旋涡脱落频率增大,功率谱能量减弱,当含气率大于 0.1 时,不存在稳定旋涡脱落现象。

三、错列管束间气液两相流场的可视化研究

采用高速动态图像处理方法研究了错列管束间两相旋涡的演化特性。通过动态图像重建了管束间旋涡的生成、卷吸、聚合的演化过程,定性分析了旋涡演化机理,运用图像相关性比较和统计方法分析了旋涡脱落的周期特征。研究表明:随节距比增大,斯特罗哈数是增大的,而斯特罗哈数随含气率的增大而减小,当含气率大于0.14时,不存在周期性旋涡脱落现象;随雷诺数增大旋涡脱落频率增加。

四、错列管束气液两相绕流的非稳态数值模拟研究

(1) 采用气液两相双流体模型,对不同节距比错列管束气液两相绕流的非稳态流动过程进行了数值模拟,得到了瞬态流场的流谱图及涡量和含气率分布,结果显示:上游圆柱没有发生旋涡分离,自由剪切层对下游圆柱形成包裹,旋涡对气泡形成卷吸,使含气率与涡量具有相同的分布特性。

(2) 分析了节距比、含气率和雷诺数对旋涡脱落特性和管束脉动升力与时均阻力的影响,分析表明:不同节距比时下游圆柱的脉动升力系数最大,而时均阻力系数最大值均出现在中间管排上;存在一个临界节距比 $(S/d)_{cr}$,使脉动升力和时均阻力系数最小;小截面含气率($\alpha=0.03、0.12$)时,升力系数 C_L 随雷诺数增加而减小,大截面含气率($\alpha=0.2、0.3$)时,升力系数 C_L 随雷诺数增加而增大;各排管的时均阻力系数随含气率增加而减小。

8.2 进一步研究和展望

本文通过对垂直上升矩形管道内气液两相流绕圆柱体和旋转正方形排列的错列管束流动的旋涡脱落特性进行了实验研究和数值模拟,在圆柱表面压力分布和旋涡脱落频率的实验测量方法、管束间绕流流场的可视化研究、气液两相绕管束的数值模拟等方面取得了一些有意义的成果,但由于气液两相流动本身的复杂性和实验条件的局限性,在气液两相流绕管束流动特性方面还有一些问题可以进一步研究。

(1) 由于受水泵、水箱等实验设备的限制,本文实验中的雷诺数范围在 $Re=3\times 10^4$ 以内,远远小于单相流涡街研究的雷诺数范围,为使研究成果更具有普遍意义有必要在更宽的 Re 范围内开展气液两相绕流的研究。

(2) 本文实验和数值模拟均是以来流为低截面含气率的均匀泡状流进行的研究,在管束的缝隙流动中可能出现流型的转变而引起流动特性发生变化,而对气液两相管束间横向缝隙流的流型研究成果还很少,也是可以进一步研究的课题,作者所在课题组已经开始这方面的研究工作。

(3) 在工程设备中所涉及的管束间气液两相流动大多是存在相变的流动, 流动过程中含气率或含液率会发生变化, 可能会引起气液两相流动特性呈现更复杂的变化规律, 这个问题也是可以进一步开展研究的课题。

(4) 本文针对 4 根圆柱构成错列管束的两相旋涡特性进行了研究, 实际工程设备中还存在大量不同型式的管束排列方式, 进一步开展不同排列型式管束的气液两相流动特性研究也是一个具有工程实际意义的研究课题。

参考文献

- [1] 钱颂文, 岑汉钊, 曾文明. 换热器流体诱导振动——机理、疲劳、磨损设计. 北京: 烃加工出版社, 1989. 2~3
- [2] 林宗虎, 李永光, 卢家才, 等著. 气液两相流旋涡脱落特性及工程应用. 北京: 化学工业出版社, 2001. 43~47
- [3] Weaver D. S. Flow-Induced Vibrations in Power and Process Plant Components-Progress and Prospects. ASME, Journal of Pressure Vessel Technology, 2000, 122: 339~348
- [4] Pettigrew M. J., Yaylor C. E.. Two-phase Flow-Induced Vibration: An Overview, Journal of Pressure Vessel Technology, 1994, 116: 233~253
- [5] Pettigrew M. J. Flow-Induced Vibration: Recent Findings and Open Questions. Nuclear Engineering and Design, 1998, 185: 249~276
- [6] Hara F.. Two-Phase Cross-Flow-Induced Forces Acting on a Circular Cylinder, Symposium on Flow-Induced Vibration of Circular Cylindrical Structures, ASME, 1982, 63: 9~17
- [7] Weaver D. S., Fitzpatrick J. A. A review of cross-flow induced vibration in heat exchanger tube arrays. Journal of Fluids and Structures, 1988, 10 (2): 73~93
- [8] Weaver D S, Fitzpatrick J A, Elkaishi H. Strouhal numbers for heat exchanger tube arrays in cross flow. Flow Induced Vibration, 1986, 104: 193~200
- [9] Y. S. Shin, M W Wambsganss. Flow-induced vibration in LMFBR steam generators. A. state-of-the art review, Nucl. Eng. Des., 1977, 40: 235~284
- [10] V. Strouhal. Über Eine Besondere Art der Tonengregung. Ann Phys. Chemie, Neue Folge, 1878, 5: 216~251
- [11] L. Rayleigh, On the instability of a cylinder of viscous liquid under capillary force. Phil. Mag., 1879, 34: 54~145
- [12] H. Be'nard. Formation de centres de gyration a l'arriere dun obstacle en mouvement. Comp. Rend, 1908, 146
- [13] V. Koarman, H. Rubach. Über den Mechanismus des Flüssigkeits-und Luftwiderstandes. Phys. Zs, 1912, 13: 49~59
- [14] Roshko, A. On the development of turbulent wakes from vortex streets. NACA Rep, 1954: 1191
- [15] Taneda. S. Downstream develop of the wake behind cylinder. Phys. Soc. Japan, 1959, 14: 843~848
- [16] Taneda, S. Experimental investigation of the wakes behind cylinders and Plates at low Reynolds numbers. Journal of Physical Society of Japan, 1956, 11(3): 302~307

- [17] J. P. Hulin, C. Fierfort, R. Condol. Experimental study of vertex emission behind bluff obstacles in a gas liquid vertical two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1982, 8 (8): 475~490
- [18] A. Inoue, Y. Kozawa, M. Yokosawa. Studies on Two-Phase Cross Flow, Part I: Characteristics of Unsteady Flow Behavior. *Int. J. Multiphase Flow*, 1986, 12 (2): 185~202
- [19] M. Yokosawa, Y. Kozawa, A. Inoue. Studies on Two-Phase Cross Flow, Part II: Transition Reynolds number and drag coefficient. *Int. J. Multiphase Flow*, 1986, 12 (2): 169~184
- [20] M. Yokosawa, Y. Kozawa, A. Inoue. Studies on Two-Phase Cross Flow, Part III: Characteristics of Unsteady Flow Behavior. *Int. J. Multiphase Flow*, 1986, 12 (2): 185~202
- [21] Y. Joo, V. K. Dhir. An experimental study of drag on a single tube and on a tube in an array under two-phase cross flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1994, 20 (6): 1009~1019
- [22] 李永光, 林宗虎. 垂直上升气液两相流中三角形柱体两相斯托拉赫数的研究. *水动力学研究和进展*, 1999, 14 (4): 438~443
- [23] 李永光, 林宗虎. 气液两相涡街稳定性的研究. *力学学报*, 1998, 30 (2): 138~144
- [24] 李永光, 林宗虎. 气液两相绕流柱体时的涡街特性的研究. *应用力学学报*, 1994, 11 (1): 37~40
- [25] 何单, 林宗虎. 两相流垂直下降横掠“T”形柱体的斯特罗哈数. *热能动力工程*, 2002, 17 (2): 151~153
- [26] 苏新军, 张修刚, 林宗虎. 错列圆柱表面周向压力分布的试验研究. *西安交通大学学报*, 2001, 35 (1): 1~4
- [27] 苏新军, 张修刚, 王栋, 等. 气液两相流横掠错列圆柱形成漩涡脱落诱发管束振动的试验研究. *热能动力工程*, 2004, 19 (1): 14~16
- [28] 苏新军, 牛冬梅, 林宗虎. 气液两相流中错列管束上脉动升力的试验研究. *西安交通大学学报*, 2000, 34 (11): 9~12
- [29] 苏新军, 王祺, 林宗虎. 气液两相流中错列圆柱上漩涡脱落规律的试验研究. *西安交通大学学报*, 2001, 35 (3): 244~247
- [30] 卢家才, 谢正武, 林宗虎. 气液两相流中漩涡诱发圆柱振动的脉动升力研究. *应用力学学报*, 2000, 17 (1): 76~80
- [31] 卢家才, 谢正武, 王妍. 受气液两相流横向冲刷的圆柱表面压力分布研究. *西安交通大学学报*, 1999, 33 (1): 55~58
- [32] 卢家才, 谢正武, 林宗虎. 气液两相流中漩涡诱发方柱和正三角柱振动时的脉动升力研究. *工程热物理学报*, 1999, 20 (3): 360~364
- [33] R. Frank. Numerical calculation of laminar vortex shedding flow past

- cylinders. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 1990, 35: 237~257
- [34] R. R. Hwang. Numerical simulation of shear effect on vortex shedding behind a square cylinder. *Int. J. of Numerical Methods in Fluids*, 1997, 25: 1409~1420
- [35] A. Okajima, et al, Numerical simulation of laminar and turbulent flows around rectangular cylinder. *Int. J. of Numerical Methods in Fluids*, 1992, 35: 999~1012
- [36] 陶文铨编著. 数值传热学. 西安: 西安交通大学出版社, 1988
- [37] N. Findley, J. A. Zuber. Average volumetric concentration in two-phase flow system. *J. Heat Transfer*, 1965, 87: 453~498
- [38] C. T. Crowe. Review-numerical methods for dilute gas particle flows. *Trans. of the ASME J. of Fluid Eng.*, 1982, 104: 297~303
- [39] T. C. Kuo, C. Pan, C. Cheng, et al, Eulerian-Lagrangian computations on phase distribution of two-phase bubbly flows. *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, 1997, 24: 593~597
- [40] M. Ishii, K. Mishima. Two-fluid modeling and hydrodynamic constitutive relation. *Nucl. Eng. Des.*, 1984, 82: 107~116
- [41] D. Drew, R. T. Lahery. Phase distribution mechanism in turbulent two-phase flow in a Circular Pipe. *J. Fluid Mech.*, 1982, 117: 91~106
- [42] S. T. Lee, R. T. Lahery, O. C. Jr Jones. The Prediction of two-phase turbulence and phase distribution phenomena using a $k-\varepsilon$ model. *Jap. J. Multiphase Flow*, 1989, 3: 335~368
- [43] B. M. Lopez, R. T. Lahery, O. C. Jones. Development of a $k-\varepsilon$ model for bubbly two-phase flow. *Trans. of the ASME Engineering*, 1994, 116: 128~134
- [44] B. M. Lopez, R. T. Lahery, O. C. Jones. Phase distribution in bubbly two-phase flow in vertical ducts. *Int. J. Multiphase Flow*, 1994, 20 (5): 805~818
- [45] L. Thomas. Cook, H. Francies Harlow. Vortices in bubbly two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1986, 12 (1): 35~61
- [46] 李永光, 林宗虎. 气液两相涡街的数值计算. *力学与实践*, 1997, 19 (3): 14~18
- [47] 卢家才, 李永光, 林宗虎等. 气液两相流体绕方柱流动的数值模拟. *工程热物理学报*, 2001, 22 (6): 751~754
- [48] 马昕霞. 气液两相绕流的数值模拟及实验研究: [硕士学位论文]. 北京: 华北电力大学, 2001
- [49] Amit Agrawal, lyazid Djenidi, et al. Investgation of flow around a pair of side-by-side square cylinders using the lattice Boltzmann method. *Computers&Fluid*, 2006, 35: 1093~1107
- [50] Wuff W. Computer simulation of two-phase flow in nuclear reactors. *Nuclear Engineering and Design*, 1993, 141: 303~313
- [51] Fow ler A J, Bejan A. Forced convection in banks of inclined cylinders at low

- reynolds number. *Int J Heat and Fluid Flow*, 1994, 15 (2): 90~99
- [52] Yang A S, Chieng C C. Turbulent heat and momentum transports in an infinite rod array. *ASME J Heat Transfer*, 1987, 109: 599~605
- [53] Yueh Y S, Chieng C C. On the calculation of flow and heat transfer characteristics for CANDU type 19 rod fuel bundles. *ASME J Heat Transfer*, 1987, 109: 590~598
- [54] Zhang C, Sousa A C M. Numerical simulation of turbulent shear flow in an isothermal heat exchanger model. *ASME J Fluids Engineering*, 1990, 112: 48~55
- [55] Zhang C A C M, Venart J E S. Numerical simulation of different types of stream surface condensers. *ASME J Energy Resources Technology*, 1991, 113: 63~70
- [56] Zhang C. Numerical modeling using a quasi-three-dimensional procedure for large power plant condensers. *ASME J Heat Transfer*, 1994, 116: 180~188
- [57] 郑荣钊. 水平加热管束间气液两相内循环特性研究: [博士学位论文]. 北京: 清华大学热能工程系, 1996
- [58] 王江. 现代计量测试技术. 北京: 中国计量出版社, 1990. 32~33
- [59] 王俊杰. 检测技术与仪表. 武汉: 武汉理工大学出版社, 2002. 112~113
- [60] 徐有恒, 黄东群. 改进压力测试动态性能的一种方法. *应用力学学报*, 1985, 2 (1): 91~99
- [61] H. P. A. H. Irwin, K. P. Cooper, R. Girard. Correction of distortion effect caused by tubing systems in measurements of fluctuating pressures. *J. Int Aero*, 1979, 5: 93~107
- [62] 孙志强. 基于差压原理的涡街流量计旋涡频率检测方法的数值仿真及实验研究: [硕士学位论文]. 长沙: 中南大学, 2004
- [63] 林宗虎. 气液两相流和沸腾传热. 西安: 西安交通大学出版社, 1987. 65~66
- [64] Batham J P. Pressure distributions on circular cylinders at critical Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 1973, 57 (2): 209~228
- [65] West G S, Apelt C J. Measurements of fluctuating pressures and forces on a circular cylinder in the Reynolds number range 10^4 to 2.5×10^4 . *Journal of Fluids and Structures*, 1993, 7 (3): 227~244
- [66] S. Yokuda, B. R. Ramaprian. The dynamics of flow around a cylinder at subcritical Reynolds numbers. *phys. Fluids A*, 1990, 2 (5): 784~791
- [67] A. Richer, E. Naudascher. Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow. *J. Fluid Mech.*, 1976, 78(3): 561~576
- [68] Gunter S. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *J Fluid Mech*, 1983, 133 (8): 265~285
- [69] 吴剑, 齐鄂荣. 应用PIV系统研究横流中近壁水平圆柱绕流漩涡特性. *水科学进展*, 2005, 16 (5): 628~633

- [70] 苏新军. 气液两相旋涡脱落时错列管束受力的实验研究: [博士学位论文]. 西安: 西安交通大学能源与动力工程学院, 1999
- [71] 卢家才. 气液两相涡街诱发柱体受力研究: [博士学位论文]. 西安: 西安交通大学能源与动力工程学院, 1999
- [72] V. Yakhot, S. A. Orzag. Renormalization group analysis of turbulence: basic theory. *J Scient Comput*, 1986, 1: 3~11
- [73] Y. Sato, M. Sadatomi, K. Sekoguchi. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1981, 7: 167~177
- [74] P. Brandshaw. Understanding and prediction of turbulent flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 1997, 18: 45~54
- [75] S. C. Luo, R. Fedeli, A. Ferrafesi. Influence of after body rounding on the pressure drag of an axis symmetrical bluff body. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1997, 71: 179~188
- [76] D. V. Davis, G. D. Mallinson. An evaluation of upwind and central difference approximation by a study of recirculation flow. *Computers & Fluid*, 1976, 4 (1): 29~43
- [77] Bearman P W. Vortex shedding from oscillation bluffbodies. *Ann. rev. Fluid Mech.*, 1984, 16: 195~222
- [78] Y. Zhou, Z. J. Wang, R. M. C. So et al. Free vibrations of two side-by-side cylinders in a cross-flow. *J. Fluid Mech.*, 2001, 443: 197
- [79] Y. Zhou, H. J. Zhang, M. W. Yiu. The turbulent wake of two side-by-side circular cylinders. *J. Fluid Mech.*, 2002, 458: 303.
- [80] K. M. Lam, G. Q. Dai. Formation of vortex street and vortex pair from a circular cylinder oscillating in water. *Exp. Thermal Fluid Sci. J. Fluid Mech.*, 2002, 26: 901
- [81] B. Ahlborn, M. L. Seto, B. R. Noack. Strouhal number and vortex street structure, *Fluid Dyn. Res. J. Fluid Mech.*, 2002, 30: 379
- [82] I. Kano, M. Yagita. Flow around a rotating circular cylinder near a moving plane wall. *JSME Intern. J., Series B*, 2002, 45 (2), 259
- [83] E. Kit, N. V. Nikitin, V. M. Shmidt and A. Yakhot. Application of virtual boundary method to numerical investigation of oscillations behind a cylinder near a plane boundary. *Fluid Dynamics*, 2004, 39 (1): 61
- [84] L. Zovatto and G. Pedrizzetti. Flow about a circular cylinder between parallel walls, *J. Fluid Mech.*, 2001, 27, 1
- [85] S. C. C. Bailey, R. J. Martinuzzi, G. A. Kopp. The effect of wall proximity on vortex shedding from a square cylinder: three-dimensional effects. *Phys. Fluids*, 2002, 14 (12), 4160

- [86] R. J. Martinuzzi, S. C. C. Bailey, G. A. Kopp. Influence of wall proximity on vortex shedding from a square cylinder. *Exper. Fluids*, 2003, 34: 585
- [87] Sumner D., Price S. J., Paidoussis M. P.. Flow-Pattern Identification for Two Staggered Circular Cylinders in Cross-Flow. *J. Fluid Mech.*, 2000, 411: 263~303
- [88] Xu, G., Zhou Y.. Strouhal Numbers in the Wake of Two Inline Cylinders, *Exp. in Fluids*, 2004, 37: 248~256
- [89] Alam M. M., Sakamoto H., Moriya M.. Reduction of Fluid Forces acting on a Single Circular Cylinder and Two Circular Cylinders by Using Tripping Rods, *J. Fluids Struct.*, 2003, 18: 347~366
- [90] Alam M. M. Sakamoto H. Investigation of Strouhal Frequencies of Two Staggered Bluff Bodies and Detection of Multistable Flow by Wavelets, *J. Fluids Struct.*, 2005, 20: 425~449
- [91] Alam M. M., Sakamoto H., Zhou Y. Effect of a TShaped Plate on Reduction in Fluid Forces acting on Two Tandem Circular Cylinders in a Cross-Flow, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 2006, 94: 525~551
- [92] Nobari M. R. H., Naderan H.. A Numerical Study of Flow past a Cylinder with Cross Flow and Inline Oscillation, *Computer & Fluids*, 2006, 35: 393~415
- [93] Ming-Huei Yu, Tsun-Kuo Lin. A Numerical Study on Fluid Elastic Vibrations of multiple Cylinders in Cross flow. *Journal of the Chinese Institute of Engineers*, 2005, 28 (1): 101~110
- [94] L. Schiller and Z. Naumann. *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, 1935, 77: 318
- [95] R. T. Hahey. The analysis of phase separation and phase distribution phenomena using two-fluid models. *Nucl. Eng. Des.*, 1990, 122: 17~25
- [96] D. A. Drew, T. J. Lahey, The virtual mass lift force on sphere in a rotating and straining in viscid flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1987, 13: 113~121
- [97] Beyerleih S W, crossmann R K, Richter H J. prediction of bubble concentration profiles in vertical turbulent two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 1985, 11: 629~637
- [98] V. Yakhot, S. A. Orzag. Renormalization group analysis of turbulence: basic theory. *J Scient Comput*, 1986, 1: 3~11
- [99] Y. Sato, M. Sadatomi, K. Sekoguchi. Momentum and heat transfer in two- phase bubble flow. *Int. J, Multiphase Flow*, 1981, 7: 167~177
- [100] S. A. Vasquez and V. A. Ivanov. A Phase Coupled Method for Solving Multiphase Problems on Unstructured Meshes. In *Proceedings of ASME FEDSM'00: ASME 2000 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, Boston, June 2000
- [101] S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, Washington, D. C., 1980

- [102] Speziale C G, Thangam S. Analysis of an RNG based turbulence model for separated flows, *Int. J. Engng. Sci.*, 1992, 10: 1379~1388
- [103] 王泽, 刘卫明. 壁面湍流模型对湍流分离流动数值模拟的影响. *空气动力学报*, 2002, 20 (2): 198~205
- [104] Chen H C, Patel V C. Near-wall turbulence models for complex flows including separation, *AIAA J.*, 1988, 26: 641~648
- [105] D. V. Davis, G. D. Mallinson. An evaluation of upwind and central difference approximation by a study of recirculation flow. *Computers & Fluid*, 1976, 4(1): 29~43
- [106] bearman P. W., Wadcock A. J. The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 1973, 61: 499~511
- [107] Kim H. J., Durbin P. A. Investigation of flow between a apir of circular cylinder in the flopping regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 196: 431~448
- [108] 李永光, 蔡祖恢, 李美玲, 等. 利用涡街特性测量气液两相流流量与组分的研究. *仪器仪表学报*, 1998, 19(2): 185~188
- [109] 李永光, 林宗虎, 阎福华. 垂直向上气液两相流中两相斯托拉赫数的研究. *力学学报*, 2001, 33(1): 96~99
- [110] 李永光, 林宗虎, 王树众. 气液两相流体涡街中旋涡结构的特性研究. *西安交通大学学报*, 1996, 30(2): 35~41
- [111] 李永光, 卢家才, 王树众. 柱体形状对气液两相涡街的影响. *应用力学学报*, 1996, 13(2): 1~7
- [112] 郭喜庚, 刘光临, 李永光. 高质量含气率垂直下降两相绕流的研究. *武汉水利电力大学学报*, 2000, 33(5): 56~59
- [113] 刘凤霞, 刘志军, 王琳. 用PIV测试涡旋波流场的速度和剪应力分布. *实验力学*, 2006, 21 (3): 278~284
- [114] 阮晓东, 刘志皓, 瞿建武. 粒子图像测速技术在两相流测量中的应用研究. *浙江大学学报*, 2005, 39 (6): 785~788
- [115] 嵇峰, 樊建人, 任安禄等. 气固两相圆柱绕流转捩两种模式的三维直接数值模拟[J]. *中国电机工程学报*, 2006, 26(23): 55~60
- [116] 袁竹林, 蔡桂英. 圆柱绕流现象的格子波尔兹曼数值模拟[J]. *中国电机工程学报*, 2004, 24 (8): 162~165
- [117] 吴剑. 浅水横流中近平板水平圆柱绕流旋涡的试验研究: [硕士学位论文]. 武汉: 武汉大学, 2003. 63~70
- [118] 莫乃榕. 方柱的涡脱落频率及端部影响的风洞实验. *实验力学*, 1994, 9(3), 247~252

致 谢

本文工作是在导师周云龙教授的悉心指导下完成的。导师渊博的学识、严谨的治学态度、开拓性的创新思维、孜孜不倦的钻研精神及对科学研究的深邃洞察力都深深地影响着我，将使我受益终生。感谢导师在博士课题研究以及工作方面给予的极大关心与帮助，在此论文完成之际，谨向尊敬的导师表示衷心的感谢。

在论文工作期间，动力工程系实验室陈福老师、金建国老师和关跃波老师及工程训练中心杨日辉老师在实验台设计安装、试验段加工、实验仪器的准备和调试方面给予了热情的支持，在此一并表示衷心感谢。

感谢课题组刘威、杨志行、武茂松、王光培等硕士研究生在实验过程中给予的配合和帮助。

感谢东北电力大学工程流体力学教研室的郭婷婷副教授、孙斌副教授和张玲副教授在课题研究和论文写作上给予的关心和帮助。

特别感谢华北电力大学王松岭教授、华北电力大学研究生院及东北电力大学研究生部相关老师在联合培养方面给予的帮助。

本文得到国家自然科学基金资助，在此表示感谢。

个人简历、在学期间的研究成果及发表的学术论文

个人简历:

洪文鹏 1970 年 4 月 1 日出生, 1992 年 6 月毕业于东北电力学院获工学学士学位, 2001 年 3 月毕业于东北电力学院获工学硕士学位。现为东北电力大学能源与动力工程学院教师。

发表的学术论文:

- [1] 洪文鹏, 周云龙, 武茂松. 基于压差波动法的气液两相涡街功率谱特性分析. 仪器仪表学报, 2007, 28(9): 1609~1613 (EI: 074410900994)
- [2] 洪文鹏, 周云龙, 刘洋. 空气-水两相流横掠圆柱表面压力特性的实验研究. 仪器仪表学报, 2008, 29(4): 327~330 (EI: 083911603765)
- [3] Hong Wenpeng, Zhou Yunlong, Deng Dong. PSD Characteristics of Air-Water Two-Phase Cross Flow Based on Pressure-Difference Fluctuation Signal. ICOPE 2007, Hangzhou, China, 2007 (ISTP: BHP42)
- [4] Hong Wenpeng, Zhou Yunlong, Xu Chi. The Frequency Detecting of Gas-Liquid Two-Phase Vortex Street Based on Pressure Difference Fluctuation Signal. ISTM 2007, Beijing, China, 2007 (ISTP: BGY55)
- [5] Zhou Yunlong, Hong Wenpeng, Wang Guangpei. Numerical simulation of vortex shedding frequency and the oscillation lift based on gas-liquid two-phase flow around circular cylinders in the vertical pipeline. ICOPE 2007, Hangzhou, China, 2007 (ISTP: BHP42)
- [6] 周云龙, 洪文鹏, 王光培, 孙斌, 刘巍. 垂直上升通道内气液两相绕圆柱流动旋涡脱落频率和脉动升力的数值模拟. 水动力学研究与进展 (A 辑). 2007, 22 (2): 194~201
- [7] 洪文鹏, 周云龙, 齐娟. 气液两相流中圆柱表面脉动压力 PSD 特征分析. 仪器仪表学报 (增刊), 2007, 28(4): 31~34
- [8] 周云龙, 邓东, 曹茹, 洪文鹏. Numerical simulation of the vortex shedding from two side-by-side square cylinders in gas-liquid two-phase flow. 中国电机工程学报, 2009, 29 (17): 88~96 (EI: 20092712172212)
- [9] 周云龙, 刁成东, 武茂松, 洪文鹏. 气液两相流垂直冲刷错列管束旋涡脱落特性的实验研究. 热能动力工程, 2008, 23 (6): 630~634 (EI: 090111826752)

- [10] 洪文鹏, 周云龙, 邓东. 空气-水两相流横掠圆柱表面压力特性的试验研究. 中国工程热物理学会多相流学术年会论文集, 2007, 9
- [11] 洪文鹏, 周云龙, 刘巍. 圆柱绕流旋涡脱落的数值模拟. 第七届全国水动力学学术会议论文集, 2005, 8
- [12] 周云龙, 王光培, 洪文鹏. 气液两相流绕流错列圆柱管束的数值模拟. 中国工程热物理学会多相流学术年会论文集, 2007, 9
- [13] 周云龙, 洪文鹏, 孙斌. 多相流体力学理论及其应用. 北京: 科学出版社, 2008

科研及获奖情况:

- [R-1] 电站锅炉调峰低负荷运行水循环可靠性研究与应用, 吉林省科技进步一等奖, 第二获奖人;
- [R-2] 离心泵运行状态在线监测与故障诊断系统及应用, 吉林省科学技术进步三等奖, 第三获奖人;
- [R-3] 气-液两相流型智能识别方法及系统, 吉林省电机工程学会电力科学技术二等奖, 第四获奖人
- [R-4] 参加国家自然科学基金项目“气液两相横向冲刷管束的绕流特性研究”(No. 50676017)的研究工作
- [R-5] 参加教育部科学技术重点资助项目“气液两相绕流钝体旋涡脱落特性数值及实验研究”(No. 206037)的研究工作
- [R-6] 主持吉林省教育厅科技发展基金项目“管束间气液两相缝隙流动特性研究”(No. 200625)
- [R-7] 主持吉林市杰出青年基金项目“管壳式换热器内气液两相流体诱导管束振动的研究”

专利情况:

- [R-1] 锅炉水循环安全在线监测仪, 专利号: ZL2005 1 0106654.3, 第四完成人
- [R-2] 基于信息融合的气液两相流流型信号采集装置, 专利号: ZL2006 2 0029172.2, 第五完成人
- [R-3] 基于主成分分析和支持向量机的油气水三相流流型信号采集装置, 专利号: ZL2006 2 0029174.1, 第六完成人
- [R-4] 离心泵振动信号采集装置, 专利号: 2006 2 0029173.7, 第六完成人

