

摘要

中浓纸浆悬浮液是独特的多相流体, 由于其独特的流变学特性及较高的气体含量, 其流动形态与其它多相体的流动有所不同, 在水平管道内主要呈现塞流流动, 在高剪切场内会达到湍流状态, 其流动特性与水的类似。本文从中浓纸浆的多相流特性入手, 采用先进的传感器技术及虚拟仪器技术, 对中浓纸浆在水平管道内的塞流流动做了系统的研究, 测定了中浓纸浆在不同外界作用条件下的流动速度, 进而确定了中浓纸浆在水平管内流动时的剪切应力与影响因素的关系, 并且从中浓纸浆的多孔介质现象入手, 论述了中浓纸浆在水平管内达到稳定塞流状态时的流动特性, 并在 FLUENT 软件平台上对其塞流流动进行了计算机模拟, 数值计算的结果证实了采用多相体流过多孔介质的 Blake-Kozeny 数学模型可以较好的描述中浓纸浆悬浮液塞流流动中内部的流速分布, 在整个中浓纸浆悬浮液内部, 液态水和气体都会以一定的速度通过纤维网络, 而且气体沿管壁内侧轴线方向上的相对流动速度要大于水的相对流速, 纸浆中的气体会沿絮聚团周围的空隙寻找阻力最小的通道流动, 这些通道一旦形成, 后续的气体会延续这一流道, 因此中浓纸浆的塞流流动极易造成流动的不稳定性。

其次本文对中浓纸浆在不同结构类型湍流发生器作用下的三维湍流流动进行了实验研究。中浓纸浆悬浮液的湍流流动, 其主体是尺度较小的絮聚团的流动, 中浓纸浆在高剪切作用力下, 气体被分离出来聚集在转子的搅拌棒周围, 当气体完全充满转子搅拌棒间的空间时, 纸浆的漩流就会停止, 此时转子在气相中旋转而不能再把动力传给纸浆悬浮液, 造成所谓的“空化”现象。“三次方(Cubic)”数学模型可以较好描述纸浆悬浮液所受剪切应力与转子转速关系, 而 BP(Back Propagation)人工神经网络模型则可以很好的拟合纸浆悬浮液所受剪切应力与转子转速及浓度间的关系。本文同时根据多相流湍流流动的 RNG $k-\varepsilon$ 模型模拟了中浓纸浆悬浮液在剪切室内的湍流流动, 计算了其流动时的流体动力学参数, 数值计算结果与实验结果较好的吻合, 尤其是对湍动能 k 及能量耗散率 ε 的预测上, 完全达到了工程设计所需要的精度要求。

与此同时, 本文根据计算机模拟结果显示出的某种结构湍流发生器对中浓纸浆悬浮液产生的流场, 对湍流发生器转子的结构进行了优化设计。同时根据中浓纸浆悬浮液在流体化过程中能量耗散而使纸浆温度快速升高的宏观变化, 根据 $k-\varepsilon$ 湍流模型计算了中浓纸浆悬浮液湍流流动的湍动能、湍动能耗散率等流动参数, 并从能量耗散角度描述了中浓纸浆在絮聚物级水平上流体化的状态点: 当中浓纸浆悬浮液达到完全湍流状态时, 其湍动能能量耗散率与外力作用时间在数学上成线性函数, 此时整个中浓纸浆流动呈现一个均匀的、统一的流场。

通过对中浓纸浆悬浮液流动的实验及 CFD 模拟的研究,表明其在塞流流动及湍流流动中分别可以用多孔介质模型和 RNG $k-\varepsilon$ 的多相流模型来描述,采用实验数据修正数学模型,模拟数值预测实验结果的互相结合的研究手段是深入探讨中浓纸浆悬浮液流动机理的较好的方法。

关键词: 中浓纸浆; 塞流; 湍流; CFD; 能量耗散

Abstract

The medium-consistency(MC) pulp suspensions is unique multiphase flow, the flow shape is different from the other multiphase flow because the unique rheologic behavior and high gas contents, the flow shape is the plug flow in the pipeline and the turbulent flow in the high shear field which is similar with water. This thesis studied the plug flow characteristic of the MC pulp in the pipeline based on the multiphase flow theory and sensor and virtual instrument technology, measured the flow velocity of MC pulp under the different external conditions. The relationships of the shearing stress and influencing factor were determined in this thesis. At the same time, this thesis discussed the flow characteristic of MC pulp in the stable plug flow from the point of view of porous medium phenomenon and simulated the flow characteristic by the FLUENT software. The results of the numerical computation proved that the Blake-Kozeny mathematic model could describe the plug flow of the MC pulp suspensions. The water and gas could flow through the pulp suspensions, furthermore, the axial velocity of the gas was bigger than water's. The gas flowed through the gap in the pulp, if the gap channel formed, the gas should flow through it, and so the plug flow of MC pulp suspensions could cause the unstable flow easily.

On the other hand, this thesis studied the turbulent flow characteristic of the MC pulp effected by different structure turbulent generator. The main body of the MC pulp turbulent flow was the flow of smaller floc, the gas in the MC pulp separated from the pulp under high shear stress, the gas accumulated around the rotor. While the shear house was full of the gas, the turbulent flow of the MC pulp should stop, it called "cavitation" phenomenon. The cubic model could describe the relationships of the shear stress and the rotational speed of rotor, and BP Artificial Neural Networks could fit the relationships of shear stress, the rotational speed of rotor and the consistency of the MC pulp. Moreover, this thesis simulated the turbulent flow of the MC pulp according to the multiphase flow RNG $k-\varepsilon$ turbulent model. The experimental results were anastomotic and simulating results, especially the simulating results could forecast the turbulent kinetic energy and the energy dissipation rate.

This thesis also optimized the structure of the turbulent generator based on the simulating results. Furthermore, the turbulent kinetic energy and the energy

dissipation rate were computed in this thesis based on the change of the temperature during the fluidization for MC pulp suspensions and $k-\varepsilon$ turbulent model, and the fluidization point of MC pulp could be described as follows: when the MC pulp was fluidized, the relationships of energy dissipation rate of the turbulent MC pulp suspensions and the time of external force were linear, here the whole MC pulp suspensions was a homogeneous, unitized flow field.

According to study of the experiment and CFD of the MC pulp suspensions, the plug flow of MC pulp could be described by porous medium model and the turbulent flow could be described by multiphase flow of RNG $k-\varepsilon$ model. The method of experimental data amendment of mathematic model and simulating results forecast the experimental results was a good method for studying the flow characteristic of the MC pulp suspensions

Keywords: medium-consistency pulp suspensions; plug flow; turbulent flow; CFD; energy dissipation

华南理工大学 学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的论文是本人在导师的指导下独立进行研究所取得的研究成果。除了文中特别加以标注引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写的成果作品。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律后果由本人承担。

作者签名： 日期：2005年6月15日

学位论文授权使用授权书

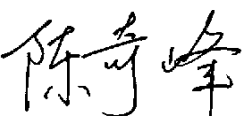
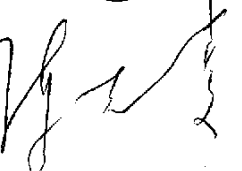
本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权华南理工大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密，在___年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密.

(请在以上相应方框内打“√”)

作者签名： 日期：2005年6月15日
导师签名： 日期：05年6月15日

第一章 绪论

1.1 前言

造纸术是中国古代四大发明之一，虽然至今已有近两千年的历史，但仍然呈现一派欣欣向荣的景象。根据中国造纸协会综合调查^[1]，2003年我国纸及纸板生产企业约有3500家，全国纸及纸板生产量4300万吨，消费量4806万吨，人均消费量为37千克。根据中国轻工业“十五”规划^[2]，2005年，我国纸及纸板的消费量将达到5000万吨，年均增长6.8%，人均消费量38千克；而到2015年纸及纸板消费量将达到8000万吨，年均增长4.8%，人均消费量达到56千克^[3]，消费需求的不断增长将是发展中国造纸行业的强大动力，因此，现代造纸工业已经成为对国民经济有重大影响的大产业之一，成为与国民经济发展息息相关的重要基础产业，同时由于现代造纸工业基本上实现了高度的机械连续化生产，使用了多种纤维及化工原料，消耗大量热能、电能及水，在整个生产监控、组织协调、质量控制、污染防治、设备维护等方面要求高新技术装备与高水平科技人才，因而它也是技术密集型的产业。

1.2 造纸工业高新技术的应用与发展

近几年，世界制浆造纸工业高新技术发展迅速，对节约能源、保护环境、提高产品质量、增加经济效益等方面发挥了巨大作用。现代造纸工业开发与应用的新技术分类简介如下^{[4][5]}：

1、实现清洁生产，减少对环境污染的科学技术；

包括中浓纸浆氧脱木素技术、中浓纸浆无元素氯漂白技术（称 ECF 漂白）、中高浓纸浆全无氯漂白技术（称 TCF 漂白）、超高得率制浆技术、生物漂白技术等；

2、实现节水、节能的科学技术；

中浓技术：包括中浓输送、中浓混合、中浓筛选、中浓打浆等；废水净化回用技术：包括洗涤—筛选用水封闭循环技术、纸浆漂白废水逆流洗涤技术、造纸机的白水净化回用技术；

3、提高纸页质量及生产效率的科学技术；

包括高速水力流浆箱（白水稀释调浓流浆箱）、多层流浆箱及高浓流浆箱的应用；双网成形技术，实现高速、高质脱水成形；超级软压光技术；在文化用纸生产中应用靴式压榨技术；纸张表面涂布与复合加工技术；

4、现代信息化技术；

包括单元化的信息技术应用—集散控制系统 (DCS)^[21], 生产过程的质量控制系统 (QCS), 设备运行控制系统 (MMC) 等; 部门电子信息技术管理系统的应用—产品辅助设计 (CAD, CAE), 办公自动化 (OA) 等; 高度集成的信息系统 (ERP) 在企业内部信息技术管理中的应用。

在以上高新技术中, 中浓技术占有很大比例, 其对造纸工业中节省能源、减少污染、实现清洁生产等方面发挥了巨大作用, 我国造纸界的老专家余贻骥教授曾指出: “目前制浆造纸工业节水、节能的主要新技术第一位就是中浓技术, 中浓技术的巨大节水、节能效益是值得造纸工业进一步发展的”^[6]。

1.3 中浓制浆 (MC) 技术

中浓制浆技术 (Medium Consistency Technology) 简称中浓技术或称 MC 技术, 是八十年代初期首先在北欧应用的制浆新技术。它是在蒸煮 (或磨浆) 之后以 7%~15% 的质量浓度进行泵送、储存、洗涤、筛选、漂白和打浆的制浆过程^[7], 而在生产实践中, 通常采用的纸浆浓度在 10% 左右。造纸工业目前已推广普及和研制的先进的节能和降低污染的高新技术中, 中浓制浆技术占有极为重要的地位。中浓技术的应用克服了低浓制浆过程中存在的缺点, 是高效、低耗、少污染的制浆技术^{[8][9]}。在制浆造纸工业中提高各工序中的纸浆浓度, 使其达到中浓, 这不但对缩小设备规模, 管道长度及废液体积、减少纤维和化学药品损失都有极为重大的作用, 而且可实现中浓度漂白, 在漂白车间采用的在中高浓度条件下以对环境友好的物质 (O_2, H_2O_2) 作为漂白剂的少污染漂白技术取代低浓纸浆氯化漂白和次氯酸盐漂白, 对减少有毒漂白剂用量, 降低废液污染程度具有重大作用。因此中浓制浆技术已成为制浆造纸工业的基本概念和基本方法^{[10][11][12][13]}。

实现中浓技术在造纸工业中的广泛应用, 首要解决的就是中浓纸浆的输送问题, 因此, 离心式中浓输浆泵就成为中浓技术中的关键设备。

1.4 中浓纸浆输送的关键设备—离心式中浓浆泵

传统的离心式浆泵很难输送质量浓度超过 7% 的纸浆, 因为纸浆浓度 (质量浓度) 超过 7% 特别是 10% 以上时, 具有明显的粘弹性质, 已基本上丧失了自身流动性, 并且气体含量很高, 一般具有 12% 体积含量, 极容易使离心泵产生“气缚”现象。因此, 中浓浆泵必须装载专用装置—湍流发生器, 通过旋转, 不仅可以使中浓纸浆流体化, 而且使纸浆内的气体与纤维悬浮液有效分离, 进而被真空除气系统从泵体内抽出。但是, 处于湍流发生器装置作用下的中浓纸浆虽然已经处于湍流状态, 但一旦离开湍流发生器, 纤维就会在极短的时间重新交织成网络塞体, 瞬间丧失其紊流状态, 因此, 解决中浓纸浆离心输送的核心问题, 是设计

一个使纸浆经过湍流发生器后仍处于湍流状态、能有效去除纸浆中所含气体、而且流道宽、不易堵塞的高效、节能的离心泵^[19]。

1.4.1 离心式中浓输浆泵

世界上第一代商用离心式中浓浆泵由芬兰在 1980 年生产出来^[14]，过去的二十多年是第二代中浓泵的发展阶段，如今第三代中浓浆泵已经被开发出来，其中芬兰产 MCE 系列中浓浆泵就是其中的代表，这种泵输送纸浆的浓度在 8% 至 18% 之间。此类泵之所以可以输送中浓、高温、高压的纸浆，关键在于它有一个独特的使纸浆流体化的搅拌叶轮，这个叶轮可称为一个高效多功能的湍流发生器，它具有很好的分离气体的能力以及泵送物料的水力学性能，每天可以输送最多达 5000 吨绝干浆，泵压头达到 220 米。MCE 中浓泵包括贮浆立管、泵送纸浆部分和除气系统^[15]。

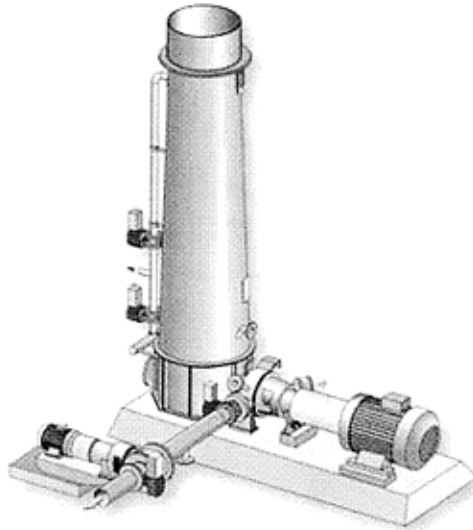


图 1-1 MCE 泵输送中浓纸浆示意图

Fig.1-1 Feeding the medium-consistency pulp by MCE pump

除了芬兰以外，瑞典的 Kamyr 公司在 1982 年生产出了自己的第一台中浓浆泵^[7]，该泵是在传统离心泵的基础上在开式叶轮前端安装了三片伸入进浆管内呈螺旋形的后倾叶片，叶轮的尾部开有若干小孔，使纸浆中的气泡从叶轮中穿过被泵后腔内连接的真空泵抽走。近几年，Ahlstrom/Kamyr 公司开发出一种新型 MC 中浓浆泵，输送的纸浆浓度可以高达 18%（质量浓度），压头 150m，而且能耗低。这种泵的特点在于真空泵的转子与中浓泵的叶轮同轴安装，在中浓泵的后腔内实现除气操作，因此，这种泵使输浆系统与除气系统成为一个整体，结构紧凑，控制容易。

美国的 Goulds Pump 公司生产的中浓泵除了一个从叶片延伸到贮浆立管内的湍流发生器以外，在泵的入浆口内还有四片呈放射状的叶片，作用是减弱从立管来的纸浆的湍流流动状态而使纸浆在进入泵体内随着叶轮的旋转做漩流流动，增加泵出口的压头。

奥地利 Andritz 公司的中浓浆泵采用分体式结构，即湍流发生器、离心泵、真空泵由各自的电机带动，湍流发生器转子垂直伸入立管内，转子的轴为中空结构，纸浆内的气体在纸浆的高速旋转下聚集在转子中央通过空心轴被真空泵抽出，其湍流发生器结构图如下^[16]：

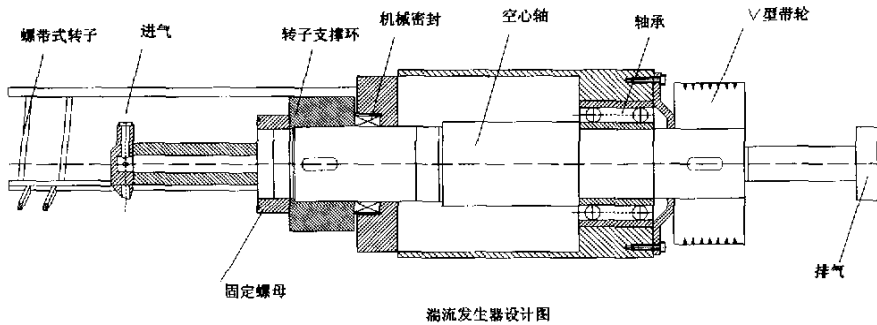


图 1-2 Andritz 公司 SF 型中浓泵湍流发生器结构

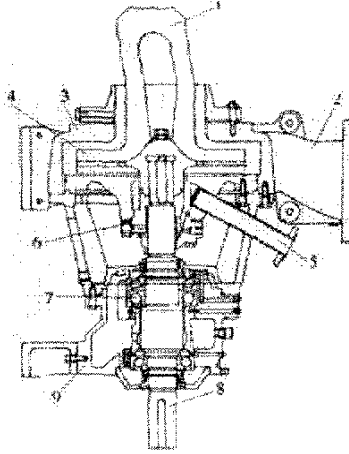
Fig.1-2 The SF MC pump turbulent generator of Andritz Corporation

我国在 80 年代末由陈克复教授领导的课题组研制出了可以输送中浓纸浆的湍流式中浓泵^[17]，该课题组近二十年来一直致力于中浓制浆技术装置的研究，在我国中浓制浆技术领域具有先进的水平。中浓制浆技术与装置的国产化，牵制了国外同类技术装置的昂贵价格，打破了这些国家研制生产中浓制浆技术装置的垄断地位，也可以进一步推广中高浓制浆漂白技术在国内的应用。

综上所述，离心式中浓浆泵的关键部件使中浓纸浆产生流体化状态的湍流发生器，其设计结构直接影响到中浓纸浆流体化过程及其能量耗散，是关系到离心式中浓浆泵输送能力和工作效率的核心所在。

1.4.2 离心式中浓输浆泵及湍流发生器的结构

离心式中浓浆泵主要部件为湍流发生器、叶轮和脱气装置^[18]



- 1—湍流发生器 2—泵壳出浆口 3—泵体 4—叶轮 5—脱气出口
6—机械密封 7—轴承 8—转动轴 9—轴承座支架

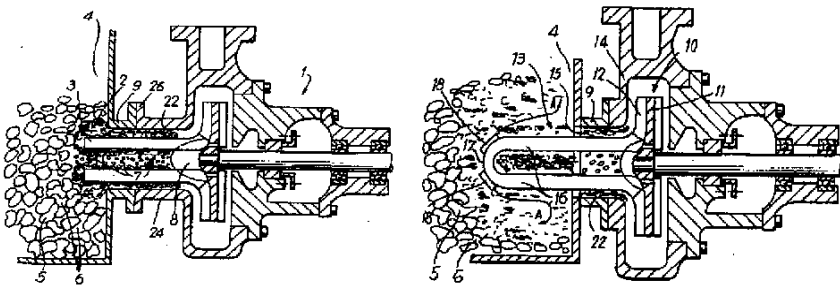
图 1-3 中浓泵结构简图

Fig.1-3 the structure of MC pump

- 1-turbulent generator 2-export of pump 3-pump 4-impeller 5-export of gas
6-mechanical seal 7-axletree 8-live shaft 9-bearer of mechanical bearing

湍流发生器是由装在主轴上的伸入进浆管内的叶片和叶片间的若干矩形或螺旋形肋板组成。这种湍流发生器在较高转速下，(例如：2000 rpm 以上)对本身丧失自由流动性能的中浓纸浆产生高强剪切作用，使它实现流体化，具有近似于水流的特性。在湍流发生器作用下，中浓纸浆处于三维湍流状态，在作高速环向流动和高频径向脉动的同时产生轴向流动，而纸浆中的气体聚集在湍流发生器中心。此时，湍流发生器的进浆口由于纸浆被吸到叶轮处而形成低压区，致使其周围的纸浆在液面压力作用下迅速地流向湍流发生器的进浆口区域。这样，中浓纸浆就不断地被吸入又不断地被输出。

如下是离心式中浓浆泵湍流发生器的几种典型结构：



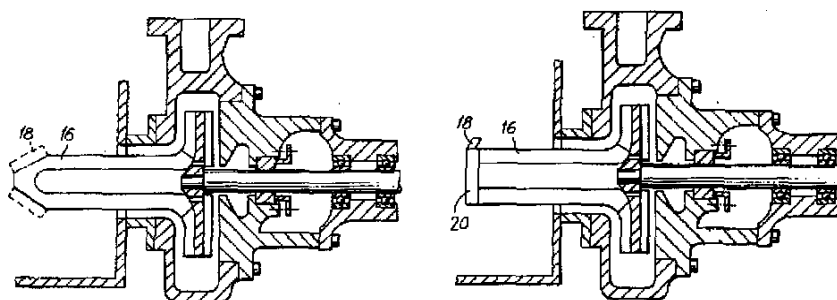


图 1-4 典型湍流发生器结构

Fig.1-4 the typical structure of turbulent generator

评价湍流发生器设计优劣最基本的方法是测量中浓纸浆三维流动空间内的流场分布以及能量耗散，进而改进湍流发生器的结构，采用相应的操作条件以最少的能量消耗来获得所需要的流场。但是由于中浓纸浆悬浮液主要是由固态纤维、液态水和气态空气所组成，是一种三相共存的复杂的分散体，中浓纸浆悬浮液不仅具有粘弹特性，纤维形成的絮聚网络强度较高，而且因为气体含量大幅提高，已经成为一种多孔介质^[20]，因此在湍流发生器的作用下处于多相湍流状态，由于本身具有不透明性，直接用仪器测量其流场非常困难。而随着计算机技术的飞速发展，近年来，国内外普遍都在采用另一项研究复杂流场的新技术，这就是用 CFD (Computational Fluid Dynamics) 计算流体力学的方法来解析和模拟流场，通过计算机模拟出某种结构湍流发生器搅拌产生的流场，再结合中浓纸浆的流变学特性和物理特性，对湍流发生器转子的结构进行优化设计与开发，通过实验中先进的传感器技术和数据采集技术测量湍流发生器对纸浆搅拌时的能量耗散和剪切应力，可以验证计算机模拟的正确性。因为采用 CFD 方法的基础和前提是对物理现象本身的深刻认识，因此，通过实验手段研究中浓纸浆的流动机理和特性，再结合计算机模拟对实验结果的显示和预测，必将很好的揭示中浓纸浆流动这种特殊的多相流的流动机理和流体动力学特性，为工程上进一步开发中浓技术装备奠定理论基础。

1.5 纸浆悬浮液物理特性的研究概述

1.5.1 按浓度区分纸浆的流动特性

纸浆中纤维的存在直接影响自身的特征，纤维浓度越高，偏离于水流的物理特性就越远，因此目前都是以浓度值来区分浆流的性质特征的^[26]，本文在研究纸浆悬浮液的流动特性时，都采用的是质量浓度 C_m 。如果从学术研究的角度来区分

的化, 纸浆悬浮液分为低浓纸浆($C_m \leq 0.6\%$)、中浓纸浆($0.6 < C_m < 7\%$)和高浓纸浆($C_m \geq 7\%$); 从纸浆输送的角度或者造纸工业的工程传统习惯来考虑的化, 则把质量浓度 $C_m < 7\%$ 时, 称为低浓纸浆悬浮液, 可以用普通离心浆泵来输送, 对浓度 $7\% \leq C_m \leq 15\%$ 的纸浆可称为中浓纸浆, 因为可用湍流离心式中浓浆泵输送, 而浓度在 15% 以上的纸浆则称为高浓纸浆, 可以用容积式高浓浆泵输送。本文主要研究了质量浓度为 10% 的中浓纸浆悬浮液的流动特性, 对于其它浓度的纸浆则做了对比性试验。

1.5.2 纸浆悬浮液纤维网络的形成及特点

在纸浆悬浮液中, 纤维与纤维之间的结合力主要有: 范德华力、水桥联结力、纤维弹性弯曲产生的内聚力、静电作用力等。Kerekes 则指出作用在纤维上的宏观作用力有三个^[22]: 机械表面连接力、纤维由于弹性弯曲产生的内聚力以及表面拉伸力。纤维网络之所以形成并具有一定强度, 纤维弹性弯曲产生的内聚力占主导地位, 这些力因为纤维本身受到外界剪切应力或流体动力的作用之后弯曲变形而产生。纤维形成稳定网络的基本条件有三个: 浓度、流速和湍动。纸浆浓度越高, 纤维越长, 纤维絮聚团或纤维网络的尺寸就越大, 结构强度也越大。由于流速的大小体现了管壁剪切应力的大小, 因此对于一定浓度的纸浆, 流速越低, 纤维所形成的网络就越稳定。其次因为只有流体动力才能使纤维交织成纤维网络, 当纸浆在塞流状态下已经形成的纤维网络成为一体而无相对运动, 因此纤维只有在湍流场中交织。当外界作用力减弱或者消失后, 由于内聚力的作用, 于是在纤维间产生了机械联结和机械交织, 从而形成了尺寸较大的纤维絮团或纤维网络, 并具有一定的结构强度。当达到中浓以后, 由纤维絮团组成的网络将具备很高的强度。

Wahren 研究了纸浆悬浮液体积浓度与纤维长径比以及纤维与纤维之间接触次数之间的关系^[23], Mason^[24]做了层流状态时纤维旋转和碰撞模型的实验研究, 表明当纸浆悬浮液在流动的时候, 不可避免的出现频繁的纤维碰撞和机械交织引起的絮聚现象, 纤维絮聚情况与其流体力学行为之间存在着相关性。Andersson^[24]研究了在纤维沉积过程中纤维之间的相互作用, 指出仅仅依靠悬浮粒子间的相互吸引力是不足以造成絮聚的。纯粹的化学吸附力对于纤维絮聚仅起到很小的作用, 而纤维表面上一些能起到类似鱼钩作用的不规则构形, 将对纤维的絮聚起到主要的作用。

后来的研究表明, 纤维网络主要是由于纤维的弹性弯曲而形成, 而纤维之间的相互吸引力可以忽略, Mackenzie^[25]也证实了这个论点, 即通过打浆可以削弱纤维网络的强度。因为纤维的弹性弯曲变形又主要来源于流体剪切应力的作用, 只有借助流体动力才有足够的力量使每根纤维进行平移或旋转, 从而有机会与周

围的相邻纤维相互碰撞缠结而形成网络^[26]。在中浓纸浆悬浮液中，絮聚团间的缠结和机械连接力已经构成纤维网络强度的宏观作用力，即使在高剪切场内产生流体化状态，其絮聚团仍是表征其流体动力学特性的主体。

1.5.3 纸浆悬浮液纤维之间的絮聚

(一) 低浓纸浆悬浮液中的纤维絮聚

在纸浆流动中，纤维网络是一种均质物体，纤维在网络中是均匀分布的。但是在纸浆输送中由于存在弯头、堵头等“死角”区域，在这些区域，由于流速的限制，纤维要更紧密交织和缠结，形成絮聚团。与网络相比，絮聚团具有更大的交织力，也只有更大的剪切应力才能把它们分散。

Kerekes 通过研究，导出群集因子的概念^[27]来表征纤维之间形成絮聚团的相互作用。群集因子 N 是指在纸浆悬浮液中一个以纤维长度为直径的球形体积内，所包容的纤维数量，它与纤维体积浓度，长径比，以及质量浓度间的关系如下：

$$N = \frac{2}{3} C_v \left(\frac{L}{d}\right)^2 = \frac{5L^2 C_m}{w} \quad (1-1)$$

式中： C_v —纤维的体积浓度；

L —纤维的长度；

d —纤维直径；

C_m —纤维的质量浓度；

w —纤维的粗糙度

群集因子概括了纸浆浓度、纤维形态等参数对絮聚趋向的影响，可较全面地描述纤维絮聚的特征。Kerekes 用尼龙纤维、冷杉和红松等木浆纤维进行了验证，得出了 N 值与浆流絮聚的变化趋势。研究表明，当 $N < 1$ 时，纤维相对运动自由，只有偶然的碰撞。随着 N 值的增加，纤维间的碰撞加剧。当 $N > 60$ ，纤维已浓缩并形成连续的网络，在 $60 < N < 130$ 范围内，纤维网络已形成足够强度。因此纤维悬浮液的絮聚程度划分为三种类型(见表 1-1)，这给絮聚研究中的定量描述带来了极大的方便。

表 1-1 纤维悬浮液絮聚特性

Tab.1-1 the flocculent characteristic of pulp suspension

类 型	纤维间的 接触形式	N 值
稀释型	偶然碰撞	$N < 1$
半浓缩型	受迫碰撞	$1 < N < 60$
浓缩型	连续接触	$N > 60$

而 S.Mason[28]则用“轴比”这个概念定义纤维的尺寸大小：轴比与纤维长度成正比，与纤维宽度与厚度乘积的平方根成反比。纸浆悬浮液浓度与轴比之间的关系，被称为界限浓度。当纸浆浓度比界限浓度高时，纤维之间将产生絮聚。表 1-2 所示为纸浆悬浮液中不同的纤维轴比所对应的界限浓度，从表中可以看出，轴比越大，界限浓度越小，纸浆越容易絮聚。

表 1-2 纤维的轴比与界限浓度的关系

Tab.1-2 the relationship of axis ratio of fiber and critical concentration

轴 比	界限浓度(g/100ml)
20	0.125
30	0.055
40	0.031
50	0.021
60	0.014

(二) 中浓纸浆悬浮液中的纤维絮聚

Kerekes 研究了中浓纸浆的絮聚机理，其中包括静电作用力，纤维间的机械连接，纤维间缠结力以及表面张力等，并且指出纤维的弹性挠度是影响纤维网络机械强度的主要因素^[33]，中浓纸浆因为含有较多气体，因此流动特性较为复杂，当纸浆被压缩时气泡便从纸浆内被挤出来而聚集在一起，当气泡聚集在管壁上的时候，起到很好的润滑作用，使纤维絮状团间的摩擦力减小。除此之外，中浓纸浆已经具有明显的粘弹性质。

1.5.4 中浓纸浆悬浮液的粘弹特性

当纸浆悬浮液的质量浓度达到 7% 以上时，其物理及流变学特性比起低浓纸浆悬浮液发生了明显的变化，单根纤维间的作用力在中浓纸浆悬浮液的宏观物理特性中已经体现的不再明显，而悬浮液的最小尺度已经变成尺寸不同的絮聚团，由于中浓纸浆悬浮液形成的网络具有较强的强度和整体性，自然状态是一种类固

态，因此中浓条件下的纸浆成为一种粘弹性物质。纸浆悬浮液的粘弹特性采用复合模量来表征：

$$G^* = G' + iG'' \quad (1-2)$$

G' —储能模量，与材料的弹性特性相关；

G'' —损耗模量，与材料的粘性特性相关。

Wahren^[23]给出纸浆的无量纲模量计算式：

$$\frac{G'}{E} = AC_v^b \quad (1-3)$$

E —纤维的弹性模量，

C_v —纸浆的体积浓度

A, b —常数； A 值与浆的种类有很大关系，但 b 值与浆的种类关系不大。Ramesh Damani^[29]等采用 Weissenberg 流变仪研究了中浓化学热磨浆（CTMP）和硫酸盐木浆（PSP）的粘弹特性：

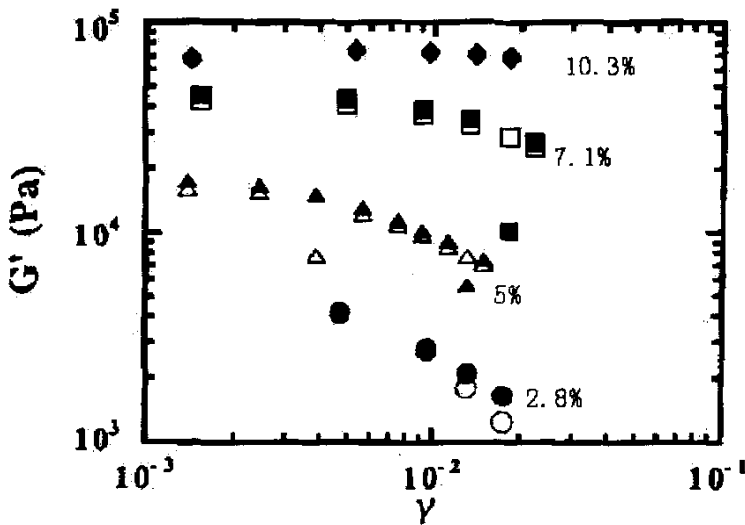


图 1-5 CTMP 储能模量与应变的关系

Fig.1-5 the relationship of CTMP storage modulus and strain

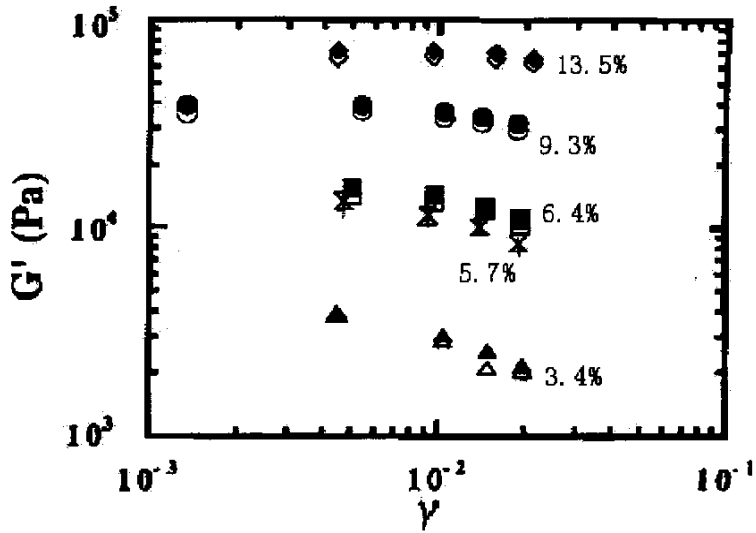


图 1-6 PSP 储能模量与应变的关系

Fig.1-6 the relationship of PSP storage modulus and strain

由图中看出，两种浆样的中浓纸浆都显示出明显的线性弹性特征，而且都随着浓度的提高而增加。下图是两种纸浆损耗模量与浓度的关系，由图看出，损耗模量对浓度的依赖性低于储能模量，因此中浓纸浆具有明显的弹性特征，Ramesh Damani 给出了两种浆不同浓度下的屈服应力，表 1-3：

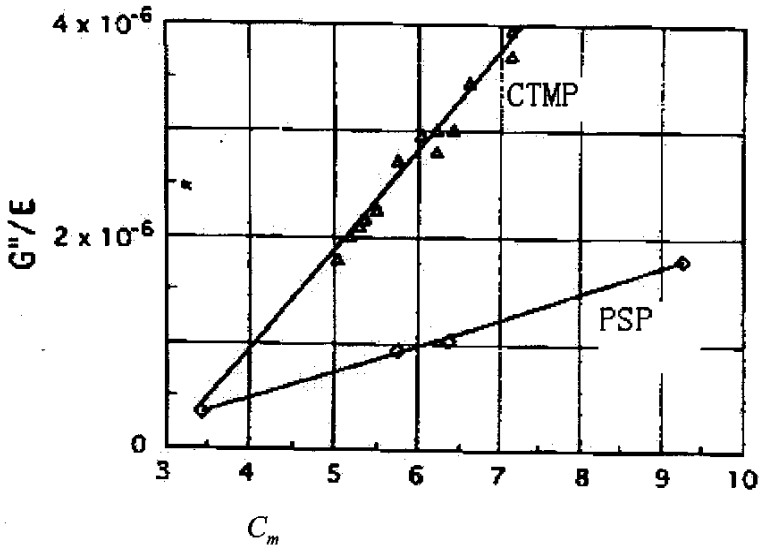


图 1-7 CTMP 与 PSP 无量纲损耗模量与浓度的关系

Fig.1-6 the relationship of CTMP 、PSP non-dimension loss modulus and consistency

表 1-3 纸浆浓度与屈服应力的关系

Tab.1-3 the relationship of pulp consistency and yield stress

浆样	浓度 (%)	屈服应力 (Pa)
CTMP	5.7	54
CTMP	7.1	180
CTMP	10.3	1000
PSP	6.4	100
PSP	9.3	320
PSP	13.3	600

1.6 纸浆悬浮液流动特性的研究概述

1.6.1 低浓纸浆悬浮液塞流流动的研究概述

低浓纸浆在管道内流动时，由于浓度较低，纸浆中的纤维互不交织或交织的网络不稳定。流速稍为增加，所产生的管壁剪切力就足以使网络分散。DUFFY^[7]研究了纸浆流动时的压头损失：纸浆悬浮液不同于其它的固液两相悬浮液（泥浆）以及其它非牛顿流体的流动，即使在低浓状态下，纸浆悬浮液内部也有纤维的缠结，对于化学浆和机械浆来说，在低速的塞流状态下所受的摩擦阻力比水的要大得多。纸浆的流动特性曲线如图 1-8 所示。在 A 点以前，纸浆的流速很小时，例如平均流速小于 0.03m/s 时，纸浆的流动与水在多孔介质中的流动状态相同，水则按照 Darcy 定律流过纤维网络^[49]。纤维网络在压力作用下从有移动的趋势到开始移动时，纤维悬浮液的流动压头损失完全取决于管道内壁与网络塞体表面之间的摩擦力大小，这时的摩擦阻力就像固体在推力作用下由静止摩擦到动摩擦的状态一样，需要消耗比平常情况下大得多的压头损失，也就是纸浆输送中的启动阻力。浆流在一定的动力作用下克服启动阻力，进入 AB 流段。

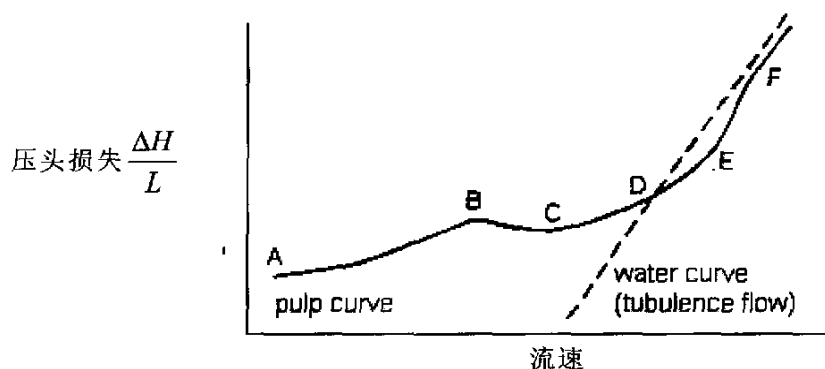


图 1-8 低浓纸浆悬浮液的流动特性曲线（对数坐标）

Fig.1-8 Comparison of Head Loss Curves for Water and the Pulp Suspension

纸浆悬浮液在 AB 段所对应的流动区域间流动时,随着流速继续增加,纤维网络在移动中被压缩,网络塞体与管壁直接摩擦。由于网络塞体移动时具有的惯性作用,虽然流速增加了,但纸浆克服管壁摩擦所引起的压头损失却差不多保持常数。纤维网络塞体中一些突出塞体表面处于悬挂状态的纤维微团在水力剪切应力的作用下会不断从纤维网络中分离出来,并沿着塞体表面在纤维网络和管壁之间的水环中不断转动,此时的水环是不连续的。综合国内外的研究资料,可以认为,纸浆在这段区间的流动中,网络塞体与管壁的直接摩擦和水环的水力剪切两者都影响着纸浆流动的压头损失。由于网络塞体与管壁间的水环只是局部形成,因此在这段区间的流动中,纤维网络塞体与管壁的直接摩擦还是决定压头损失的主要因素。

在 BC 段,网络塞体与管壁间的水环已是连贯的稳定的流体层,水环中的水力剪切力代替了网络与管壁的直接摩擦力,因此在管壁与网络表面之间出现了一层薄薄的、连续的水环,而且速度越大,水环厚度增加,压头损失越小。在此区间,水环内的流动为层流状态,网络仍为一个整体向前滑移,因此也把这种流动状态称为“层流环塞流”。水环流的出现,避免了网络表面与管壁的直接挤压和摩擦,流动的压头损失主要表现为克服水环流与管壁间的摩擦损失。由于水环流与管壁间的摩擦损失比起纤维网络与管壁的摩擦阻力要小得多,因而压头损失出现了下降的趋势。

当纸浆的流速达到 C 点以后的流速值时,由于流速的增大,管壁处速度梯度随着增大,水环由于水力剪切力的提高而出现湍动,稳定流动消失,流速增大,湍动程度加剧。因而纸浆的压头损失开始又随流速的增加而增大。

当速度增加到 D 点,浆流的压头损失与水流的压头损失在同样的流速下达到一致,这是浆流的压头损失出现“压力减小”现象的开始。也就是说,在速度增加到一定的值以后,浆流的压头损失比同样速度下水流的压头损失要小。产生这种现象的原因是多方面的,根据 Metzner 的论述,主要归因于纤维的存在,水介质中的纤维抑制了湍流场中涡旋的形成,从而使管壁剪切应力减小,且浓度越高,“阻力减小”现象越明显。

1.6.2 中浓纸浆悬浮液塞流流动的研究概述

80 年代以来,中浓技术(MC)的研究越来越受到人们的重视,尤其是针对质量浓度在 7%—15% 之间的中浓纸浆泵送、混合、筛选系统的研究和开发^{[30][31][32]}。在流动特性的基础研究领域,主要集中在中浓纸浆的屈服应力、所受剪切应力和流变学特性上^{[33][34][35]}。

Gullichsen^[37]系统的研究了质量浓度为 7% 的纸浆在水平管道内的流动特性;当纸浆在水平管道内所受应力达到屈服应力 τ_y 时,产生流动,此时整个纤维悬浮

液作塞流运动，随着速度的增加，部分松弛的纤维絮聚团从塞体中脱落，而在塞体与壁面的环形区域内流动，就像滚珠一样运动，此时纸浆与壁面之间呈现滚动摩擦力，速度进一步增加，一个连续的纯粹的水环在塞体和管壁面间形成，环内是层流流动。流速进一步提高，纤维塞体的尺寸随之减小，更多的纤维从塞体中分离，在环形区域内首先形成湍流流动，当纸浆速度继续上升，状态达到其流变特征曲线与水相交的那一点时，整个纤维体呈现湍流流动，纸浆内的浓度梯度和速度梯度消失。如图 1-9 所示：

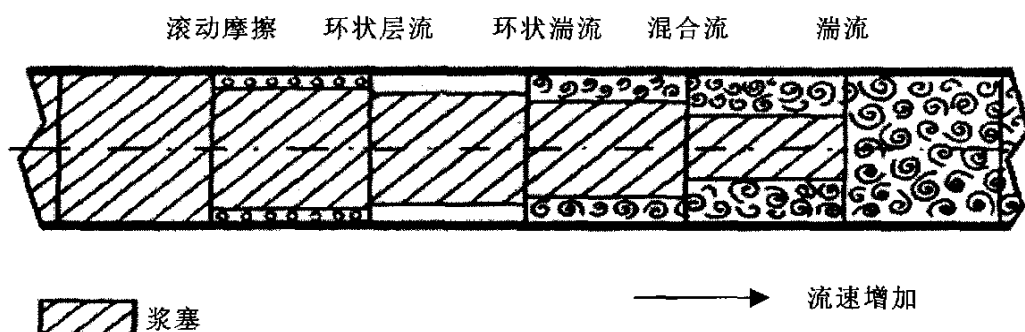


图 1-9 纸浆悬浮液在管道内的流动

Fig. 1-9 the pulp suspensions flow in the pipeline

在中浓情况下，纸浆中的网络是由致密的絮聚物组成，在絮聚团周围是非常紧密的纤维网络，它们与絮聚团之间互相连接。随着浓度进一步增高，絮聚团互相缠绕连接像铁丝网一样的把周围的纤维聚集在一起，当达到很高浓度的时候，整个纸浆都可以看作是一个联系的网络整体，中浓纸浆充满整个流动管道，呈现类似与固体的塞流状态，因此使其流动并分散纤维网络所需的剪切应力非常大。在低浓纸浆悬浮液中，疏松的网络所受到的应变很容易超过弹性极限，在中浓情况下，需要施加更大的应变才可以超过纸浆网络的弹性极限。因为中浓纸浆单位体积内的纤维含量高，自身储存的弹性能量较高，导致中浓纸浆的启动阻力非常大，因此必须施加较高的压力才可以使纸浆流动^[36]。

Bennington 等^[35]给出了机械浆和化学浆在较宽范围内屈服应力的计算公式：

$$\tau_y = 7.7 \times 10^5 C_m^{3.2} (1 - \Phi_g)^{3.4} A^{0.6} \quad r^2 = 0.962 \quad (1-4)$$

式中： τ_y —屈服应力 (Pa)；

C_m —纸浆质量浓度， $0.4\% \leq C_m \leq 50\%$ ；

Φ_g —纸浆中气体的体积分数， $0 \leq \Phi_g \leq 90\%$ ；

A —纤维的长径比；

气相体积分数 Φ_g 可按下式计算：

$$\Phi_g = 1 - \left(\frac{C_m}{\rho_f} + \frac{1-C_m}{\rho_w} \right) \rho_b \quad (1-5)$$

式中： ρ_f —纤维的密度， $\rho_f = 1500$ (kg/m^3)；
 ρ_w —水的密度， $\rho_w = 1000$ (kg/m^3)；
 ρ_b —纸浆悬浮液的密度，(kg/m^3)

而对于中浓纸浆流动时的摩擦阻力，因为在整个管路输送中占有很大的比重，因此很多研究者推导了纸浆摩擦阻力的公式，其中 Duffy 给出的公式比较准确的反映了中浓纸浆流动阻力与相关因素之间的关系^[33]：

$$\tau_w = 3.55 \times 10^{-5} P_w^{0.314} C^{3.67} (1 + \Phi_g/100)^{-4.81} \quad (1-6)$$

式中：

τ_w —管壁剪切力 (Pa)；
 P_w —纸浆绝压 (Pa)
 C —纸浆浓度 (%)
 Φ_g —纸浆中气体体积分率 (%)

在工程实际中，不同种类的纸浆有各自的压头损失计算式^[38]：

对于中浓木浆，其压头损失值可按下式计算：

卡米尔 (Kamyrr) 计算式：

$$\frac{\Delta h}{L} = 26.26 C_m^{3.05} D^{-1} \quad (1-7)$$

波德海曼 (Bodenheimer) 计算式：

$$\frac{\Delta h}{L} = 163.9 C_m^{2.5} u^{0.15} D^{-1} \quad (1-8)$$

式中： $\Delta h/L$ —每 100 米管长的摩擦损失值，m 水柱/100m 管长；

C_m —纸浆悬浮液的质量浓度，%；

D —管道内径，mm；

u —平均流速，m/s；

对于中浓草浆和废纸浆，其压头损失值可按下式计算^[8]：

$$\text{中浓草浆：} \quad \frac{\Delta h}{L} = 0.084 C_m^{2.45} u^{0.15} D^{-1.15} \quad (1-9)$$

$$\text{中浓废纸浆：} \quad \frac{\Delta h}{L} = 0.012 C_m^{3.3} u^{0.20} D^{-1.20} \quad (1-10)$$

式中： $\Delta h/L$ —每 100 米管长的摩擦损失值，m 水柱/100m 管长；

C_m —悬浮液的质量浓度，%；

u —平均流速，m/s；

D—管道内径, m;

如果纸浆悬浮液的浓度一旦达到 10% 及以上时, 在水平管道内的流动通常以塞流为主, 很难达到湍流状态, 此时在管壁内侧形成一层薄的水膜, 水及中浓纸浆中的气体在水膜及纸浆中的空隙中流动, 而纤维网络主体则象塞子一样整体向前滑移。对于中浓纸浆而言, 其湍流状态只有在特制的剪切室内在高剪切场下才能实现, 本文第五章将详细论述。

1.6.3 纸浆悬浮液湍流流动的研究概述

1.6.3.1 低浓纸浆悬浮液湍流流动的研究概述

如前所述, 低浓纸浆悬浮液的流动特性曲线如图 1-8 所示, 当流速达到 F 点所对应的流速以后, 纤维网络已完全分散消失, 纤维处于均匀分布的状态, 纸浆流动状态达到湍流, 对于低浓纸浆或者中浓纸浆悬浮液, 在管道中要达到湍流状态是不容易的, 而且浓度越高, 达到湍流的临界速度就越大。Duffy 经过实验建立了预测湍流临界速度 u_d 与其质量浓度 C_m 的公式:

$$u_d = 1.8C_m^{1.4} \quad (1-11)$$

例如对于 2.0% 的纸浆, 临界流速为 4.75m/s, 这种速度范围还是可以达到, 因此对于浓度较低的纸浆悬浮液, 在可能的条件下可采用湍流输送, 这样可以大大减少动力消耗。除此以外, 很多学者还研究了超低浓度下纤维悬浮液的湍流流动状态, 例如 Forgacs 和 Mason 等^{[63][64]}观察了非常稀 (0.01%) 的悬浮液中纤维的湍流运动情况后, 在极稀情况下, 纤维间的相互作用可以忽略, 纤维在剪切力的作用下, 以规则的方向旋转和弯曲, 如果把纤维看作刚性体, 则纤维的旋转运动类似与圆柱体, 可以达到最高旋转角速度, 但如果把纤维看作柔性体, 纤维本身具有多种运动方式。Forgacs 同时指出: 不同种类的纤维因为长度、硬度不同, 其运动轨迹也有所不同, 因此, 纤维的运动是剪切速率、纤维长度以及纤维弯曲挠度的函数^[65]。上述低浓纸浆悬浮液纤维的湍流运动虽然与中浓纸浆不同, 但它却是构成絮聚团的基础, 在中浓纸浆的流体化状态中, 虽然也有单根纤维的湍动, 但它已经不在是体现流动状态的主体, 在中浓纸浆的湍流流动中, 其最小湍流尺度则用絮聚团的尺寸来表达。

1.6.3.2 中浓纸浆悬浮液湍流流动的研究概述

中浓纸浆悬浮液的湍流流动需要在高剪切应力的作用下才能产生, 通常是在剪切室内由高速旋转的转子作用而完成。Gullichsen 和 Harkomen^[37]采用同心圆筒流变仪测量了中浓纸浆所受扭矩和搅拌叶转速之间的关系, 他们得出: 在某个临界速度时, 扭矩值突然发生变化, 此时整个纸浆都达到了剧烈的湍流流动状态, 此点即为纸浆流体化的初始点, 纸浆此时的流动状态被称作流体化状态。Gullichsen^{[44][45]}等后来在他们的专利中重新定义了流体化的概念: 在高剪切速率

下，纸浆絮状物从被破坏的纤维网络中分散出来的状态，此时纤维之间可以互相很快的分散流动，而不存在纤维的絮聚，即所谓“纤维级”的流体化状态，此状态下整个中浓纸浆悬浮液成为均匀的流体。因此，Gullichsen 对流体化的概念定义在纤维与纤维之间的水平，而不是絮状物与絮状物之间或者絮状物与纤维网络之间的水平。但 Bennington^[46]在后来的研究中发现，中浓纸浆在剪切室的旋转流动中，即使达到完全的湍流状态，纸浆悬浮液仍然存在絮状物的微团，因此 Kerekes^[7]以絮状物的流动来解释了纸浆的流体化状态，即纸浆受到持续的剪切应力的作用而使网络完全破坏时的状态，纸浆处于高强度，小尺寸湍流状态，此时纸浆内小尺寸的絮状物成为独立的流动微团，并且可以产生相互之间的移动。由此可见，对于纸浆纤维悬浮液流体化的定义，可以分为纤维级的水平和絮状物级的水平。对于纸浆悬浮液流体化的研究，要根据实际情况来决定采用哪种基准来判定。此外，纤维在湍流状态下的再絮聚也是经常发生的问题，Kalmes 和 Grundstrom 等研究发现，10%的中浓纸浆在湍流状态下流动 5mm 就会产生纤维再絮聚现象。根据 Meyer 和 Wahren 推导的方程，假设纸浆中不存在气体，则质量浓度 10%，长径比为 100 的纸浆中每立方厘米有 3000 根纤维，因此由高速剪切产生的纸浆微团的运动中，存在着纤维之间的碰撞和重新缠结。

Murray^[71]则研究了中浓纸浆在流体化以及混合过程中纤维的扭曲变形，实验表明搅拌叶片几何结构是影响中浓纸浆在流体化及混合过程中纤维卷曲程度的主要因素。中浓纸浆在高强剪切作用力下纤维的变形主要有两种形式：纤维壁的错位迁移和纤维的卷曲。纤维壁的错位变形是由于机械作用施加的弯曲应力和压应力产生的，增大搅拌叶轮的直径和叶片的厚度都增强了对纤维壁的破坏作用，但减弱了使纤维弯曲变形的趋势，但是在纸浆流体化过程中，由于湍流发生器对纸浆施加了弯曲应力和压应力，因此可以提高纸浆的抗拉强度^[72]，同时由于纸浆浓度高，在流体化过程中纤维之间的互相摩擦也使纤维起到了很好的帚化作用，因此，类似于盘磨机不同齿型磨片对纸浆纤维磨浆效果不同的机理一样，不同结构类型的湍流发生器及混合器转子对纤维的机械作用也是互不相同的^[73]。

此外之所以把纸浆的湍流流动称作流体化状态是因为 Francis 等^[47]通过研究发现，中浓纸浆悬浮液在某些条件下其流动状态具有牛顿流体的性质。对于质量浓度等于 10%的中浓纸浆来说，只有在管道内的流速达到每秒 45—60m/s 时才能类似于牛顿流体一样完全湍流，因此实际中纸浆都处在一种非完全流体化状态。

国内华南理工大学陈克复教授一直致力于中浓纸浆悬浮液流动及流变学特性和相关机械设备的研究与开发工作^{[24][49][50]}，其领导的课题组先后研究了中浓纸浆的流体化技术^[51]，中浓纸浆与漂白剂的混合机理，中浓纸浆在升流式反应塔中的流动特性^[48]等，纵观国内外对中浓纸浆流动特性的研究，因为受当时的测试条件以及流体力学研究方向的影响，很多实验都采用观察的方法，成果也局限在对实

验结果的视频显示上,但随着数据采集技术、3D 建模技术、CFD (Computational Fluid Dynamics—计算流体力学技术)的发展,对中浓纸浆这种特殊多相体流动的计算机模拟已经成为可能,尤其是近几年来,随着专业 CFD 软件的开发以及先进的数值算法的研究,对多相流动的模拟日趋成熟,而国内外众多研究团体都专门设有自己的计算机模拟和数学模型分析小组,实验证明,采用实验与计算机模拟相结合的方法,可以大量节省研究经费和周期,并可以科学预测实验室条件下无法实现的一些结果,是目前被广大科技人员采用的科学的研究方法。

1.7 纸浆悬浮液流动数值计算的研究概述

1.7.1 低浓纸浆悬浮液流动的数值计算

有关低浓纸浆悬浮液纤维流动数值计算最早的研究成果是 Jeffery 在 1922 年根据椭圆柱理论提出的数学模型^[39],他把单根纤维看作刚性体,给出了纤维旋转流动时,角速度的计算公式:

$$\dot{\theta} = \frac{1}{\alpha^2 + 1} \left[\frac{1}{2} (\alpha^2 - 1) \sin(2\theta) \left(\frac{\partial U_2}{\partial \xi_2} - \frac{\partial U_1}{\partial \xi_1} \right) + (\sin^2(\theta) + \alpha^2 \cos^2(\theta)) \frac{\partial U_2}{\partial \xi_1} - (\cos^2(\theta) + \alpha^2 \sin^2(\theta)) \frac{\partial U_1}{\partial \xi_2} \right] \quad (1-12)$$

式中:

α —纤维椭圆的长短轴之比;

θ —椭圆柱体主轴与 ξ_1 的夹角;

U—流速;

ξ_1, ξ_2, ξ_3 —坐标轴方向;

因为 Taylor 在 1921 年阐述了湍流中分散体系的均方位移,并根据拉哥朗日观点及统计学特性,研究了固体颗粒的湍流流动,因此以后许多学者在 Taylor 分析的基础上,采用欧拉—拉哥朗日方法,研究了粒子的湍流模型。虽然对于固体颗粒的湍流流动研究的较为广泛,但是对于纤维的湍流流动却研究甚少,Cho, Iribane 和 Richard 是最早研究纤维湍流流动的学者之一,他们得出气体中的灰尘和微粒对纤维运动方向影响较小的结论^[40]; COX^[41]则研究了纤维流动时,沿纤维长度方向上的受力分布;Asgharian 则研究了玻璃纤维的湍流流动;Kagermann 和 Kohler 研究了纤维湍流的定向扩散模型, Krushkal 和 Gallily 求解出短小纤维湍流流动的分布方程,在方程中引入一个旋转 Peclet 数^[40]:

$$Pe = \frac{dU/d\xi}{D_p} \quad (1-13)$$

式中: $dU/d\xi$ —速度梯度, D_p —旋转分散系数,因此, Peclet 数是表示纤

维流动中确定方向上流动特征与随机方向流动特征的比值。分散系数与湍动能耗散率 ε ，运动粘度 ν 有关，对于小尺寸的漩涡流动，通过因此分析、kolmogorov 局部各向同性的假设可以得到：

$$D_p = (\varepsilon/\nu)^{1/2} \quad (1-14)$$

考虑流速的波动效应 u_i ，可以表示为下式：

$$\varepsilon/\nu = \sum_j \overline{\left(\frac{du_i}{d\xi_j}\right)^2} \quad (1-15)$$

从上式可以看出，对于低浓纸浆悬浮液的湍流流动，其湍动动能耗散率 ε 是表征其流体动力学特征的一个重要参数，而对于中浓纸浆的湍流流动（流体化状态），湍动能耗散率 ε 同样是反映其流动形态的一个重要的指标，因此对于纸浆悬浮液这种特殊的流体，其湍动动能以及耗散率可以把不同浓度条件下的湍流场统一起来。在湍动动能及能量耗散上，低浓纸浆与中浓纸浆悬浮液在物理本质上并没有差别。

对于低浓下纤维的运动 Bernstein 和 Shapiro^[42]还测量了纤维在湍流状态下的轴向流动和侧向流动，流动特性用雷诺数 Re 和 Peclet 数来表征，实验结果表明：低雷诺数下，在管子中心处，纤维沿各个方向的分布是广泛的，没有明确的定向方位，随着雷诺数增加，纸浆流动进入层流区域，Peclet 数也在增加，纤维沿轴向流动的分布变的尤为突出，而在高雷诺数，低 Peclet 数情况下，湍流流动产生的微小漩涡使纤维的运行方向呈现完全的无规则性和随机性。在制浆造纸工业中，纤维长度直接影响到纤维的运动情况，对于木浆来说，纤维的长度从 0.05mm 到 5mm 不等，在许多情况下，纤维的长度都大于其在流体中的湍流尺度，Olson 和 Kerekes^[40]最早研究了纤维长度对纤维在湍流流动中平行运动和旋转运动的影响，研究指出，由于湍流漩涡沿纤维长度上的相互作用，纤维的平移运动和旋转运动都随着纤维长度的增加而减弱，因此求解纤维在湍流流动中的运动方程需要知道流体沿纤维长度方向上施加的作用力，但是对于细长的柔性体还没有这方面的理论，尤其是对于高雷诺数下的湍流流动，对于纤维在非常小雷诺数下的蠕变流动，Cox 给出了单位长度上纤维的受力模型^[43]，后来该模型也被用到纤维高雷诺数的流动中：

$$f(l) = D[u(l) - v(l)] \quad (1-16)$$

式中：D—阻力张量，独立于纤维长度方向上的各个位置

v—纤维运动的速度；

u—流体沿纤维长度方向的流动速度；

求解粒子湍流分布的模型关键在于计算粒子浓度分布对湍流的影响，解决这一问题通常采用欧拉方法或者拉格朗日方法：欧拉方法是把分散的粒子看成一个连续的整体，湍流分散用菲克定律的扩散方程来描述；拉格朗日方法是对单个粒

子的运动轨迹进行追踪，基于假设已知的湍流流动速度，根据大量粒子运动的轨迹采用统计学方法来计算出粒子浓度分布。求解纤维在各个方向上的分布类似于求解粒子的浓度分布。Olson^[40]把纤维看作直的刚性棒，认为纤维在任意一点的速度等于纤维平移速度 v 和旋转速度 $l\dot{p}$ ， \dot{p} 是平行于纤维长轴方向上单位矢量的时间导数， l 是距离纤维中心处的距离，如 1-10 图。

Olson 给出了计算纤维平移速度和旋转速度的公式：

$$v = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} u(l)dl \quad (1-17)$$

$$\dot{p} = \frac{12}{L^3} \int_{-L/2}^{L/2} l u(l)dl \quad (1-18)$$

当纤维长度趋向于 0 时，纤维平移的平均速度等于流体的平均速度，即：

$$\bar{v} = \bar{u} \quad (1-19)$$

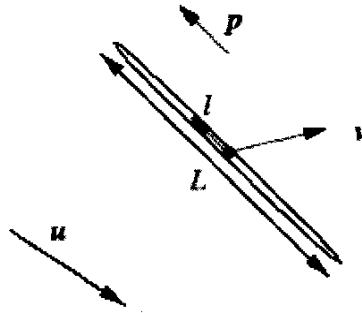


图 1-10 单根纤维湍流运动受力图

Fig. 1-10 the stress of single fibre turbulent flow

因此短的无惯性的纤维可以当作示踪粒子来表征流体的流线，同时，任意长度纤维的中心点的流动都将遵循流体的流线方程。

以上对于低浓纸浆纤维的运动大都采用 Jeffery 的椭圆体理论计算纤维的运动方程。近几年，随着非牛顿流体力学和非牛顿流动数值模拟技术的发展，纤维悬浮液流动的数值模拟日趋完善^[52]。首先，采用适当的本构方程描述纤维悬浮液的力学性质，完善了流动的数学理论。各向同性的流体模型(TIF)由 Ericksen 提出并经诸多学者修正，该模型被认为适用于纤维牛顿流体悬浮液的本构方程；其次，各种数值方法被应用于联立求解场守恒方程和纤维结构张量的方程，并取得了成功。Papanstasiou 等采用有限元方法计算了纤维悬浮液的挤出胀大流动；Rosenberg 等计算了纤维牛顿流体悬浮液绕过管内球体的流动和二维平面挤出胀大流动^[52]。Sven Andersson 则通过模拟的方法，测试了纤维之间的内摩擦力^[53]：风干浆的摩擦系数在 0.6 左右，湿浆的摩擦系数大约在 0.6~0.8。

Baloch. A.等^[54]对渐缩和扩展的流道内的纤维悬浮液进行了模拟研究,但纤维悬浮液浓度不高, Baloch. A.等人即考虑了纤维悬浮液的浓度和动量的关系,还考虑到线性和正交的纤维排列构成的模型,因此模拟与实验获得较好的一致性; Stockie和Greeny^[58]把纤维看作柔性体,采用隐没边界法(Immersed Boundary)计算模拟了单根纤维在二维剪切场内的悬浮流动,该方法最早由Peskin^[59]用来计算模拟心脏中血液流动的情况,后来被逐渐应用到颗粒悬浮液流动的模拟^{[60][61]}以及血浆流动的模拟中^[62],隐没边界法(Immersed Boundary)采用欧拉-拉格朗日结合的观点,在笛卡儿网格下计算流体的运动。Yamamoto和Matsuoka^[66]则把纤维看作可以自由延伸和弯曲的由多个球组成的长链,忽略了纤维与流体间的耦合力,因此纤维的运动由这些小球之间的拉伸,弯曲和扭曲变形决定。Wherrett修正了Yamamoto-Matsuoka^[67]的模型,即把纤维看作由多个圆柱体链接而成的长链,并用纤维的长径比修正了其硬度和弯曲挠度的计算公式,在纤维扭转运动忽略的前提下模拟了纤维的二维流动; Ingber和Mondy^[68]采用边界元素法计算模拟了圆柱形粒子的流动情况,并且包含了粒子之间的相互作用以及与壁面的作用。付平乐等^[57]分析了纸浆平面湍流射流中固液两相的运动状态,并在一定的模型假设基础上,对纸浆湍流射流中的两相流动控制方程进行了推导。其控制方程组可采用以有限体积法为基本离散格式的压力校正法,采用较为普遍的SIMPLE程序直接进行数值求解,也得到了固液两相速度场分布;孙加龙^[53]对于低浓纤维悬浮液的湍流流动引入 $K-\varepsilon-T$ 方程,采用壁面函数法模拟研究了低浓纸浆纤维悬浮液的湍流流动特性。对于稀相或者半稀纤维悬浮液流,上述理论的数值模拟结果与实验较好的吻合,纤维运动都遵循Jeffery的轨道规则,即纤维在大部分时间里面沿流体方向运动,当纤维的取向在速度梯度方向的分量不可忽略时,它们才对粘性耗散有重要的贡献,

其次,为了验证模拟的正确性,许多学者进行了纤维流动的相关实验研究: Gooding等^[69]观察了3mm长的纤维在管壁附近的流动情况,结果发现只有很少量的纤维会脱离主流方向;Olson^[70]则研究了极低浓度(0.05%)下各个长度纤维流动时的絮聚情况,流体速度为7.1m/s,雷诺数在70000左右,实验结果发现流动中每立方厘米体积中纤维的根数较少,因此在极低浓度(0.05%以下)纤维悬浮液的湍流流动中,纤维之间的相互作用可以忽略。

1.7.2 中浓纸浆悬浮液流动的数值计算

对于中浓纸浆悬浮液湍流流动的计算机模拟国内外研究的较少,因为对于中浓纸浆的湍流流动必须在特制的剪切室内在高速旋转的湍流发生器作用下才能达到,并且在流体化过程中,涉及到多相流间的质量及动量传递以及湍动动能的大量消耗,因此内部流场及其复杂,在计算流体力学(CFD)技术还不是非常发达

的过去几年时间里,模拟多相流在剪切场内的运动几乎很难达到。但也有学者在这方面作了尝试,国内范西俊等^[52]采用 Oldroyd-B 流体的本构方程来描述中浓玻璃纤维悬浮液的流变学特性,对锚式桨搅拌槽的纤维悬浮液搅拌流动作了数值模拟;王立刚等人^{[55][56]}计算了中浓纤维悬浮液定常剪切流动突然开始后的纤维取向和应力的发展过程,以及圆珠在纤维悬浮液中的流动情况,采用有限元方法计算了落球的阻力系数和应力场。当纸浆悬浮液的浓度很高时,纤维悬浮液的有效粘度的增加不仅靠纤维之间的直接应力传递,还在于纤维间不停的摩擦与碰撞,纤维间的机械连接及相互作用改变了纤维的取向分布以及纤维絮聚团之间应力的传递都大大增加了纤维悬浮液的有效粘度^[74]。

1.8 本论文的研究内容和研究目的

综上所述,中浓纸浆由于其独特的流变学特性,与其它多相体的流动有所不同,深入研究中浓纸浆塞流及湍流的流动机理将为中浓技术在造纸行业中的广泛应用奠定基础。

1.8.1 本文的研究内容

1、在自行设计的中浓纸浆塞流流动实验平台上较为系统的研究了中浓纸浆悬浮液的塞流流动特性,计算了其在塞流流动状态下的相关流体动力学参数,分析了中浓纸浆悬浮液中气体、水流过纤维网络多孔介质的流动现象。

2、根据中浓纸浆悬浮液流动的多孔介质模型,借助于 CFD 方法并以 FLUENT 软件为数值计算平台,计算模拟了中浓纸浆悬浮液在水平圆管内的塞流流动,模拟的结果与实验结果较好的吻合。

3、对中浓纸浆在不同结构类型湍流发生器作用下的三维湍流流动进行了实验研究,同时基于 CFD 技术并根据中浓纸浆的多相流模型模拟了中浓纸浆悬浮液的湍流流动,计算了其在流体化状态时的各个流体动力学参数。

4、采用 CFD 方法,数值计算了实验用湍流发生器对中浓纸浆作用下的三维湍流流场,根据模拟的结果,对湍流发生器转子的结构进行优化设计。

5、根据中浓纸浆悬浮液在流体化过程中能量耗散而产生的大量热量,采用“测温法”研究计算了中浓纸浆流体化过程中的湍动能及能量耗散率等参数,并根据 $k-\varepsilon$ 湍流模型计算了中浓纸浆的表现粘度,并从能量耗散角度描述了中浓纸浆悬浮液在絮聚物级水平上的流体化状态。

1.8.2 本文的研究目的

本文通过对中浓纸浆悬浮液塞流流动及湍流流动的实验研究,揭示了中浓纸浆悬浮液这种特殊多相体的流动机理,并采用计算流体力学的方法模拟了其流动

状态，实验和计算机模拟的结果将为中浓纸浆输送技术在工程上的应用提供有价值的数据和科学的预测。同时根据 CFD 的方法对湍流发生器的几何结构进行了优化设计，结果表明：采用实验与 CFD 技术相结合的方法研究中浓纸浆悬浮液的流动，不仅可以更深入的了解纸浆的流动特性，得到一些目前仪器无法检测到的结果，在工程上还可以大大缩短设计费用和周期，为开发相关装备起到指导作用。

其次本文从多相流及能量耗散的角度对中浓纸浆的湍流流动进行了探讨和研究，从温度场的观点描述了其流场的特征，这必将为中浓纸浆流动的基础理论做一点补充。

本章的主要符号及意义

英文字母符号

- A—纤维的长径比；
 C_m —纤维的质量浓度（%）；
 C_v —纤维的体积浓度（%）；
 d —纤维直径（m）；
 D —管道内径（mm）；
 E —纤维的弹性模量（Pa）；
 G' —储能模量，与材料的弹性特性相关；
 G'' —损耗模量，与材料的粘性特性相关；
 $\Delta h/L$ —每 100 米管长的摩擦损失值；
 L —纤维的长度（m）；
 N —群集因子；
 P_w —纸浆绝压（Pa）；
 u —平均流速（m/s）；
 w —纤维的粗糙度。

希腊字母符号

- τ_w —管壁剪切力（Pa）；
 τ_y —屈服应力（Pa）
 Φ_g —纸浆中气体的体积分率
 ρ_f —纤维的密度， $\rho_f = 1500$ （kg/m³）；
 ρ_w —水的密度， $\rho_w = 1000$ （kg/m³）；
 ρ_b —纸浆悬浮液的密度（kg/m³）；
 ξ_1, ξ_2, ξ_3 —坐标轴方向；
 ε —湍动动能耗散率（m²/s³），
 ν —运动粘度（m²/s）

第二章 中浓纸浆塞流流动实验平台的设计

2.1 实验平台设计的目的

因为中浓纸浆悬浮液主要是由固态的纤维、液态的水(包括溶于水中的化学添加物)和气态的空气所组成的,是一种三相共存的复杂的分散体系,其流动特性将随着纸浆本身的浓度、外界动力等因素的不同在不断变化。在实际的工艺流程中气体漂剂或者加热蒸汽进入中浓纸浆悬浮液后,纸浆在怎样的压差下呈现怎样的流动,液态水及气体以怎样的形式通过纤维网络的多孔介质,这些中浓纸浆在水平圆管内的流动特性目前仍然没有完全研究清楚,因此设计一个可以改变外界压力条件、并可以准确记录实验值而且可以很好的观察到纸浆流动过程的实验平台便成了很重要的一项工作。该平台的设计同时也应该能够为中浓纸浆在制浆生产工艺中管线的布置和降低能耗等应用方面做一些试探性的实验。

2.2 实验平台的设计过程

2.2.1 实验平台的硬件设计

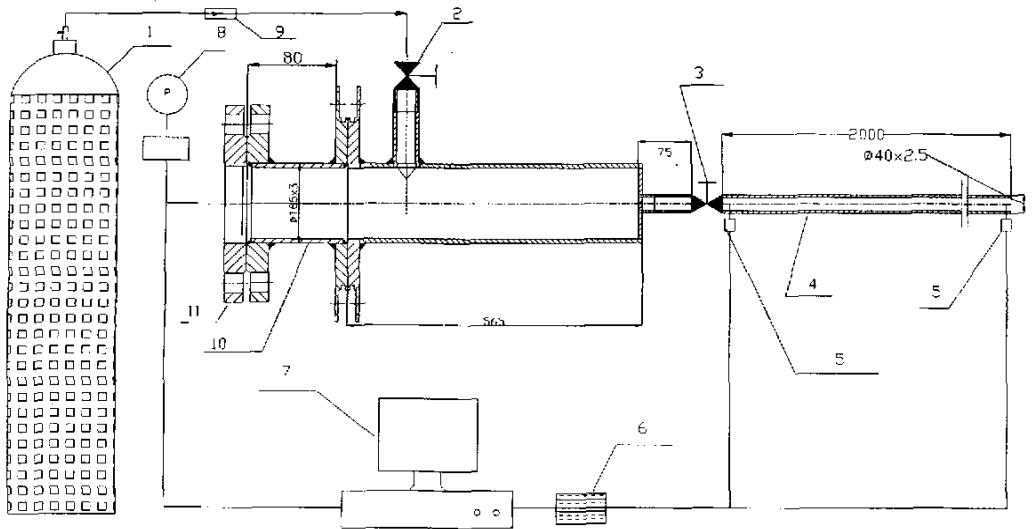


图 2-1 中浓纸浆塞流流动实验平台

- 1 高压气瓶 2、3 控制阀 4 实验管道 5 光电传感器 6 数据采集卡 (DAQ)
7 计算机 8 电容式压力变送器 9 气体流量计 10 气体缓冲罐 11 法兰

Fig. 2-1 the experimental platform of MC pulp plug flow

- 1 gas cylinder 2、3 control valve 4 experimental pipe 5 photoelectric sensor
6 DAQ 7 computer 8 pressure sensor 9 gas flux dispensing mechanism 10 gas
accumulator tank 11 flange

图 2-1 是中浓纸浆在水平圆管内塞流流动的实验平台流程图,该实验装置主要由动力部分的气体缓冲罐、纸浆流动部分的水平圆管及数据采集部分的传感器和计算机组成。综合国内外研究成果,对于中浓纸浆悬浮液较小流速下水和气体通过纸浆纤维网络多孔介质的流动研究甚少,为了能更好反映中浓纸浆悬浮液在较低流速下的启动阻力及数据采集的准确性,因此纸浆塞流实验是在内径为 35mm 的水平有机玻璃管道内进行的,这样也可以很好观察纸浆的流动情况,因为考虑到中浓纸浆流动的独特性,以及在实验中可以很好控制纸浆流动的压差,因此我们采用高压气体作为动力源,即中浓纸浆“气送”流动的实验,因为实验中控制气体的压强非常重要,所以设计了气体缓冲罐来获得稳定的气流,高压气体通过气体流量计 9 后进入气体缓冲罐 10,缓冲罐壁厚根据压力容器壁厚计算公式设计,缓冲罐内气体压力由控制阀 2、3 来调解,控制阀的开启由一块比较器芯片来控制,测量纸浆在水平管道内流动时的压差采用膜片式的电容压力传感器,纸浆在管道内的流动时间采用光电传感器测量,全部测量信号由 DAQ(数据采集)系统采集读入计算机。

2.2.2 实验平台的软件设计

实验中使用的各类传感器的模拟输出量都为 4—20mA 电流,因此采用了虚拟仪器技术来采集和处理现场信号。虚拟仪器(Virtual Instrument,简称 VI)是现代计算机技术和仪器技术深层次结合的产物,是当今计算机辅助测试(CAT)领域的一项重要技术,是计算机硬件资源、仪器与测控系统硬件资源和虚拟仪器软件资源三者的有效结合。虚拟仪器的实质是利用计算机显示器模拟传统的运算、分析和处理,利用 I/O 接口完成信号的采集、测量与调理^{[75][76]}。

PC-DAQ 测量系统是构成 VI 最基本的方式,也是实验室用的最多的方式,它是以数据采集卡、信号调理电路及计算机为仪器硬件平台组成的插卡式虚拟仪器系统^[77]。实验采用的 PCL-818HG 的数据采集卡,12 位模拟输入,单通道采样频率 100kHz,转换时间 10 μ sec。要实现传感器瞬态检测信号的数字化处理,首先需要对连续的时间历程的瞬态检测信号 $f(t)$ 进行采样离散化,这就涉及到数采卡采样速率的设定:采样速率是指在单位时间内数据采集卡对模拟信号的采集次数,是数据采集卡的重要技术指标^[78]。为了使采样后输出的离散时间序列信号能无失真的复原输入信号,采样频率必须满足采样定理^[79]:采用频率 f_s 至少为输入信号最高有效频率 f_{\max} 的两倍,否则会出现频率混淆误差。实际系统中,为了保证数据采样精度,一般有下列关系:

$$f_s = (7-10) f_{\max} \times N \quad (2-1)$$

式中: N 为多通道数采系统的通道数; f_s 是采样频率; f_{\max} 是信号最高有效频率。因此,初步对需测动态参数的频谱分析,并考虑到尽量消除共模噪声的影

响，实验测量中数采卡采用了差分（DIFF）接线方式，软件触发 A/D 转换，采样频率 100Hz。

对于数据采集系统软件程序的设计我们采用 LabWindows/CVI 编程语言作为开发工具，LabWindows/CVI 是美国 NI(National Instrument)公司开发的 32 位面向计算机测控领域的软件开发平台，可以在多种操作系统下运行，它以 ANSI C 为核心，将 C/C++语言与数据采集、分析和表达等测控专业工具有机的结合起来，在软件程序的编写中调用了数采卡的 *.dll 动态链接库文件和接口函数^[80]，其设计的基于 PC-DAQ 虚拟仪器测试系统结构图如图 2-2。传感器接收被测信号转换为电量信号，信号电路将传感器输出的电量信号进行整形、转换和滤波处理，变成标准信号，数据采集卡采集电压信号转换成数字信号进入计算机，实验中的数据采集使用我们自行开发的数据采集软件，该软件具有数据动态采集、信道选择、数据存储等功能，同时操作简单，实用性强。图 2-3 及 2-4 是数据采集系统软件的界面图及程序框图。

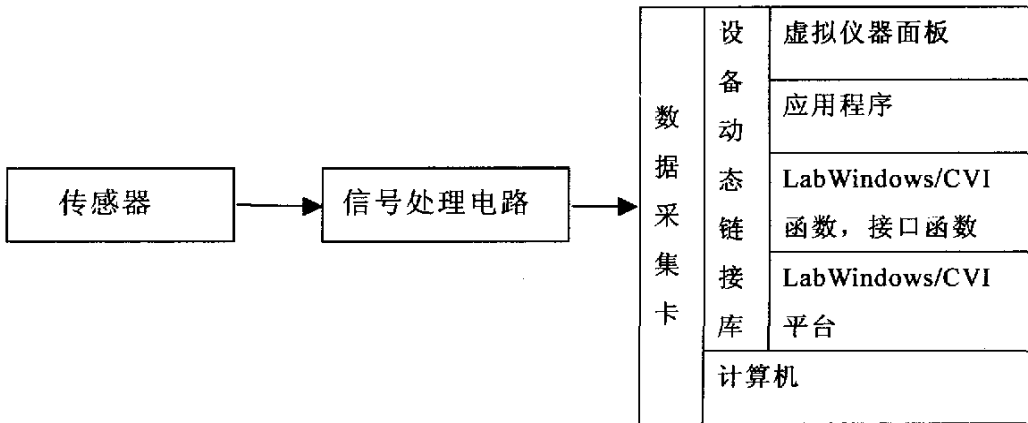


图 2-2 虚拟仪器测试系统结构图

Fig. 2-2 the testing system of virtual instrument

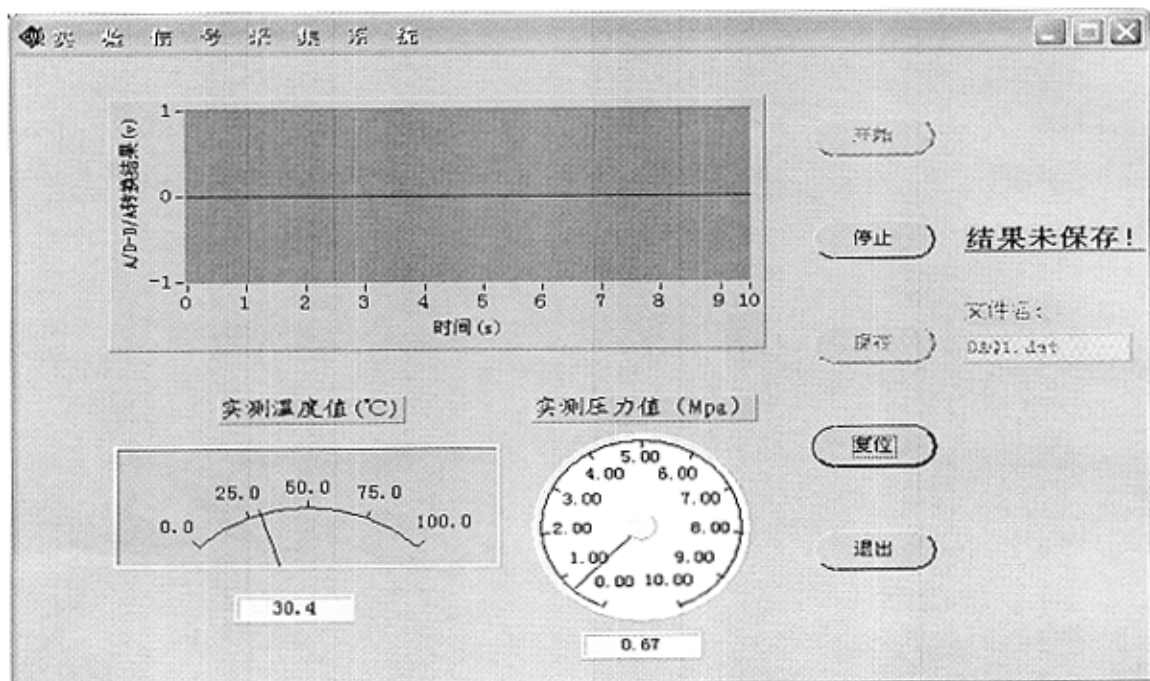


图 2-3 数据采集软件界面

Fig. 2-3 the software interface of data acquisition

在通常情况下，数据采集系统采集到的数据中往往叠加有噪声数据，噪声分为两大类：一类为周期性干扰信号，典型的有 50 Hz 的工频干扰，另一类为随机不规则干扰信号。由于随机干扰信号的存在，采用中含有很多高频成分，给数据的进一步处理带来不利因素，因此为了保证实验数据的真实可靠，需要进行数字滤波处理。数字滤波法通常分为滑动平均法和低通滤波法^[81]，滑动平均滤波算法只采样一次，将这一次采样值和过去的若干次采样值一起求平均，得到的有效采样值即可投入使用。滑动平均滤波法的主要特点在于其简捷性，但它存在一定的主观性或任意性，滑动平均法主要适用于平稳数据的处理。低通滤波是将普通硬件低通滤波器的微分方程用差分方程来表示，然后通过相关的软件算法来模拟硬件滤波的功能。实验研究中，我们采用了快速傅立叶变换(FFT)技术进行低通滤波处理的方法，对原始采集信号中的噪声进行了平滑处理。离散傅立叶变换(DFT)在信号的频谱分析、系统的分析、设计和实现中得到了广泛的应用，原因之一就是计算 DFT 有很多快速算法，快速傅立叶变换(FFT)算法就是其中之一。在使用数字信号处理技术的各种各样的应用领域里，FFT 算法都起着极为重要的作用^[82]。

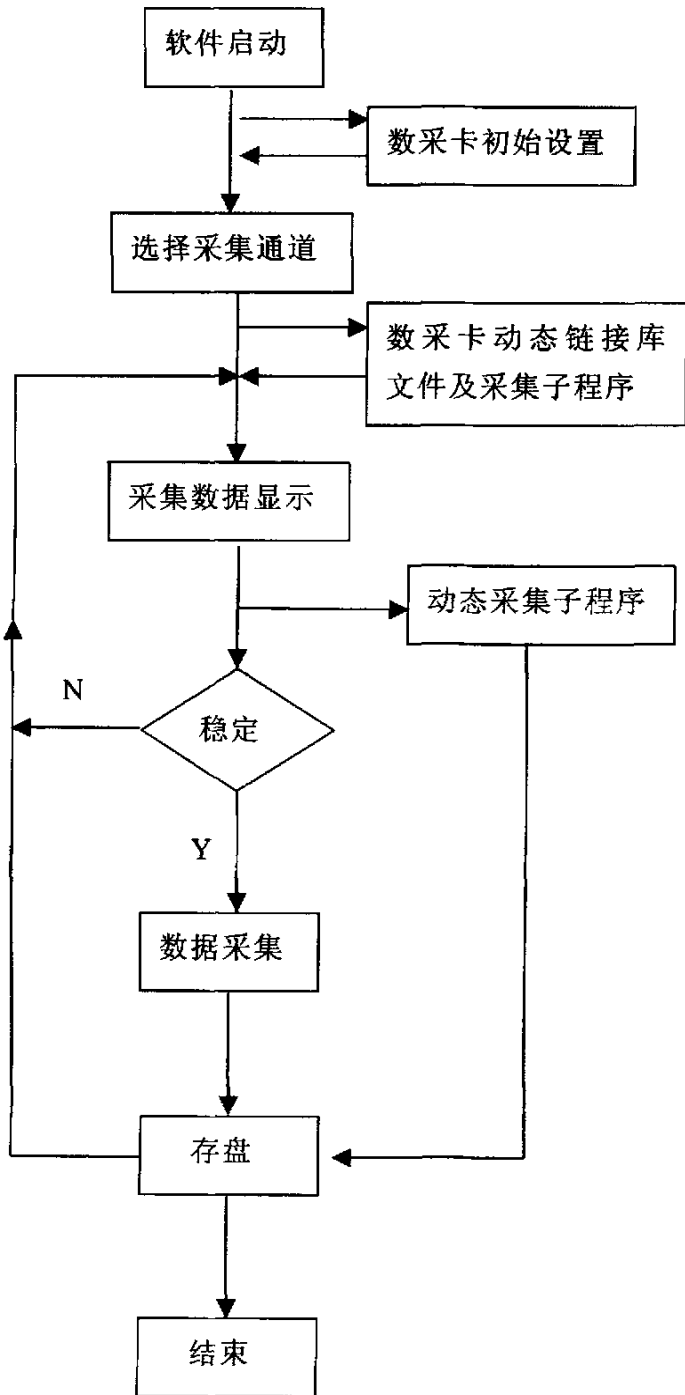


图 2-4 数据采集程序框图

Fig. 2-4 the programme block graph of data acquisition

傅立叶变换(DFT)的基本表达式为^[83]:

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) W_N^{nk} \quad (k=0,1,2,\dots,N-1) \quad (2-2)$$

$$W_N^{nk} = e^{-j\frac{2\pi kn}{N}} \quad (2-3)$$

反傅立叶表达式 (IDFT) 表达式为:

$$x(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(k) W_N^{-nk} \quad (2-4)$$

式(2-2)中的 $x(n)$ ($n=0,1,\dots,N-1$) 是列长为 N 的输入序列,即实验采集到的时域上的数据, $X(k)$ ($k=0,1,\dots,N-1$) 是列长为 N 的输出序列,即经过傅立叶变换后的频域上的数据。一般而言, $X(k)$ 、 $x(n)$ 和 W_N^{nk} 都是复数,输出序列 $X(k)$ 的实部、虚部所组成的振幅谱和相位谱既含有采集到的传感器输出峰信号的信息,也含有噪声的信息,而二者所在的区域是不同的,因此可将噪声平滑处理掉。在频域上将噪声平滑处理后,再进一步利用 IDFT 反变换到时域上(详细介绍参考有关文献)。实验中,我们采用了快速傅立叶变换(FFT)对原始采集信号中的噪声进行了低通滤波平滑处理。

2.3 实验平台的使用过程

首先把一定质量、一定浓度的中浓纸浆悬浮液装入到实验管道内,使纸浆分布均匀,启动数据采集软件,设置好要采集数据类型的信号通道,慢慢开启高压气体控制阀,同时启动各个传感器使其进入工作状态,对气体缓冲罐内压力变化等物理量进行数据采集。管内的中浓纸浆在高压气体的推动下开始流动,此时从玻璃管内观察纸浆的流动情况,纸浆在水平管道内流动的时间由位于纸浆进口和出口的两个光电传感器测量,气体通过纸浆悬浮液的流速由气体流量计测得。整个实验中,用自行开发的虚拟仪器采集程序进行数据采集,并以文本格式存入硬盘,以供后续进行数据处理。综上所述,该实验平台不仅可以较好的研究中浓纸浆在水平圆管内的流动特性,观测气液通过纤维网络多孔介质的现象,还可以有效记录实验中各个物理量的变化,为进一步深入研究中浓纸浆塞流流动的机理提供可靠的实验数据。

2.4 本章小结

本章根据中浓纸浆的流动特性设计了其在水平管内塞流流的实验平台,其中包括硬件及软件的设计,该平台以高压气体作为动力源,以先进的传感器及虚拟仪器作为检测和采集工具,可以对中浓纸浆悬浮液在不同塞流段长度和压差下

的塞流流动进行研究，并可以很好观察中浓纸浆在管内的流动形态及气液流过纸浆纤维网络的多孔介质现象，同时采用先进的传感器技术、虚拟仪器技术和自行开发的应用程序实现了信号的采集、滤波与保存，采集信号通过快速傅立叶(FFT)滤波后存入计算机，为以后进一步分析处理提供了可靠的数据。

本章的主要符号及意义

英文字母符号

N —多通道数采系统的通道数；

f_s —采样频率 (Hz)；

f_{\max} —信号最高有效频率 (Hz)。

第三章 中浓纸浆悬浮液在圆管内流动的基础理论及 实验研究

3.1 中浓纸浆悬浮液塞流流动的基础理论

任何实验研究都是在一定的理论指导下完成的，对于中浓纸浆悬浮液的流动实验当然也不例外，本章的前部分论述了中浓纸浆悬浮液塞流流动的基础理论、影响因素及相关的数学模型，为后续的实验研究及计算机模拟提供理论基础。

3.1.1 中浓纸浆塞流流动的形成机理

固体纤维分散于以水为主要成分的液相介质中，形成均匀混合的悬浮液体系，由于纤维与液相介质的作用以及纤维间的相互作用，使得纸浆悬浮液的流动成为一个非常复杂的动力学系统，这种复杂性随着纸浆悬浮液浓度的增大而加剧。低浓纸浆，由于固相纤维有着足够的运动空间，因此絮聚形成的网络结构不稳定，纸浆悬浮液体系的稳定性指的是纤维在液相介质中保持均匀分散的能力，取决于体系内各种作用的综合结果，在所有影响纸浆稳定性的因素中，悬浮液浓度是最为重要的。当纸浆悬浮液质量浓度大于 7% 时，纤维网络形成很高的稳定性，需要施加足够的外力作用才能使网络结构发生变形和破坏。尤其是纸浆浓度达到 10% 以上时，悬浮液流动时产生的剪切力很难克服纤维缠结的内摩擦力，因而纸浆以一柱塞状整体流动，同时管道内出现气体、液体通过纤维网络多孔介质的流动现象。中浓纸浆悬浮液中纤维网络的形成主要是由于纤维的弹性弯曲引起的，而纤维的弹性弯曲变形主要来源于外界的流体动力，整个中浓纸浆悬浮液可以看作是大规模的一个纤维絮聚体，由于浓度较高，纤维间以及絮聚团间的摩擦和接触相应增大，因此在纤维网络内产生了较大的内聚力，使的纤维网络产生了很大的强度，而呈现出弹性特征，因此必须施加足够的屈服应力才能使其流动。

3.1.2 纸浆悬浮液纤维间的摩擦力

不论是低浓纸浆还是中浓纸浆，纤维本身的物理特性是影响其网络强度的主要因素之一，例如纤维的长径比、弹性模量等。纤维间存在水桥联结力^[85]、静电力等微观作用力，以及纤维间的摩擦力、表面连接力等宏观作用力，而宏观作用力则是形成网络结构及影响强度的主要原因，单根纤维间的作用力可以采用简支梁弯曲理论来计算^[34]：

$$F_n = \frac{6EI}{(l/n_c)r_c} \quad (3-1)$$

式中： F_n —单根纤维受到的法向力(N)；

F_f —单根纤维受到的摩擦力(N)；

E —纤维弹性模量 (Pa)；

I —纤维惯性矩 (m^4)；

l —纤维长度 (m)；

n_c —纤维间的接触次数；

r_c —纤维段的曲率半径 (m)；

此外，纤维的接触次数与纸浆悬浮液体积浓度间存在如下关系^[23]：

$$n_c = \sqrt{\frac{A^2 C_v}{8\pi}} \quad (3-2)$$

式中： A —纤维的长径比；

C_v —纸浆悬浮液的体积浓度；

而纤维所受的摩擦力 F_f 与法向力 F_n 成正比，即：

$$F_f = \mu_f F_n \quad (3-3)$$

式中： μ_f —静摩擦系数；

如果假设纸浆悬浮液中纤维段的曲率半径 r_c 等于常数倍的纤维长度，即

$r_c = kl$ ，因此联立 (3-1)、(3-2) 带入 (3-4) 式：

$$F_f = \mu_f \cdot \frac{6EI}{(l/n_c)r_c} = \mu_f \cdot \frac{6EI}{\left(l/\sqrt{\frac{A^2 C_v}{8\pi}}\right) \cdot kl} = k' \mu_f \cdot \frac{EI}{l^2} \sqrt{\frac{A^2 C_v}{8\pi}} \quad (3-4)$$

式中： k' —常数。

从 3-4 式看出，纤维间的摩擦力随着纸浆悬浮液浓度的增加而增大，纤维接触后的这种机械作用被称作非水动力学相互作用 (Non-hydrodynamics)^[86]。此外从微观角度来讲，纤维间也存在粘性吸引力，该粘性力与纤维长度无关而随直径的增大而增大^[87]，因此在经典摩擦公式 3-3 中便可以加入与法向力无关的附加粘性力来修正该公式^[88]。对于中浓纸浆悬浮液，由于絮状物是构成悬浮液体系的微小单元，絮状物间的碰撞摩擦及相互缠结力非常大，也比单根纤维间的作用复杂的多，但纸浆浓度仍是影响其纤维网络强度的最重要因素。中浓纸浆在水平管内的塞流流动中，外界施加的作用力只能克服纤维网络主体与壁面间的摩擦力，还远远不足以破坏纸浆内部的网络结构，而这种流动情况在中浓纸浆的输送及漂白操作单元中经常遇到。

3.1.3 中浓纸浆悬浮液稳定塞流时的流动特性

中浓纸浆悬浮液在静止状态时，必须借助一定的外力作用，克服较大的启动阻力，管道中的网络塞体才能出现滑移。当中浓纸浆在直管中作稳定流动时，纤维交织的网络完全充满管道内腔，像一条连贯的塞体，横过塞体的径向速度梯度 du/dr 为零，所有摩擦剪切力的产生都局限在紧靠管壁的环流区域内。由于纸浆浓度高，环流的厚度很薄，纤维塞体和管壁直接作用力很大，因此中浓纸浆在输送时压头损失相当大。

根据中浓纸浆悬浮液的流变学特性，我们可以应用宾汉（Bingham）塑性流体方程来描述中浓纸浆悬浮液在管道中的稳定塞流流动：

$$\tau = \tau_y + \tau_w \quad \tau > \tau_y \quad (3-5)$$

$$\tau = \tau_y \quad \tau \leq \tau_y \quad (3-6)$$

式中： τ —使网络塞体流动的剪切应力 (Pa)；

τ_y —使纸浆悬浮液流动的最小屈服应力值 (Pa)；

τ_w —水环中液体的流动剪切应力 (Pa)；

中浓纸浆在管道中流动时，可把流动区域分成两个部分，实际中它们是交织在一起，如图 3-1 所示，各个区域的剪切应力计算如下：

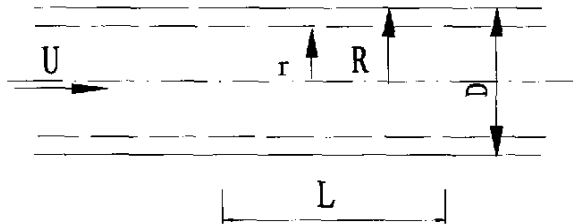


图 3-1 中浓纸浆悬浮液稳定塞流状态下的分层区域

Fig. 3-1 the stratified region of MC pulp stable plug flow

水环流中液体（如图 3-1 中 $r \leq r' \leq R$ 的部分， r 、 R 分别为纤维网络塞体半径和管道半径）的流动剪切应力 τ_w 可按下列式计算：

$$\tau_w = (\mu + \varepsilon) \left(-\frac{du}{dr} \right) \quad (3-7)$$

式中： μ —水的动力学粘度 (Pa·s)；

ε —湍流产生的涡流粘度 (Pa·s)；

$\frac{du}{dr}$ —流体的径向速度梯度；

当外力达到最小屈服应力 τ_y 时即网络塞体开始滑移，此时水环流尚未形成

时, 流体流动的剪切应力 $\tau = \tau_y$, 随着纸浆悬浮液的浓度越高, τ_y 值越大。当管道中水环流出现并形成稳定流动时, 流动的剪切应力为:

$$\tau = \tau_y + \tau_w \quad (3-8)$$

如果水环中流体的流动呈现层流状态, 即涡流粘度 $\varepsilon = 0$, 剪切应力为:

$$\tau = \tau_y + \mu \left(-\frac{du}{dr} \right) \quad (3-9)$$

当管道中的水环流随着流速的增大呈现湍流状态时, 在粘性力的作用下水环流中产生了旋涡, 引起了涡流粘度 ε , 从而消耗掉一定的外力作用。流动剪切应力 τ 可表示为:

$$\tau = \tau_y + (\mu + \varepsilon) \left(-\frac{du}{dr} \right) \quad (3-10)$$

对于一定浓度的纸浆悬浮液, $(\mu + \varepsilon)$ 实际上可以用稳定性系数 η 来表示。它取决于纸浆悬浮液质量浓度 C_m 。

3.1.4 中浓纸浆悬浮液流动的多孔介质现象

此外由于中浓纸浆悬浮液中气体含量大幅提高, 同时纸浆絮状物间含有许多大小不一, 分布不均的空隙, 在塞流流动中, 呈现气泡、液体通过纤维网络间的孔隙而分层流动的渗透现象, 因此中浓纸浆的流动属于多相流体的流动。中浓纸浆悬浮液在水平管道内或者是在漂白塔中整体流动时, 浆中的气体及部分水分相对于纸浆纤维也有运动, 这种现象在实验及工厂实际中经常可以看到: 例如国外某些纸厂曾经做过试验: 中浓纸浆以塞流形式在漂白塔内流动时, 气相会沿着某些未知的不规则的通道沟流通过塔体, 其所用的时间仅是纸浆悬浮液通过时间的 20%—40%^[92]。我们在实验中也观察到了类似的现象, 因此如果从多相流的角度来分析, 流速较低的中浓纸浆的塞流可以看作是气体及部分液体通过多孔介质的流动, 而作为多孔介质的固体—纤维网络, 自身以塞状缓慢流动。因此要想深入研究中浓纸浆塞流流动机理, 必须对其多孔介质特性有一个更加深入的了解。

从严格意义来讲, 通常把含有以规则的或者任意形态的分散在其内部的连通的或者不连通的孔洞或洞穴的固体称为多孔材料或多孔介质^[93]。多孔介质材料必须至少具备如下两个物性条件之一^[94]: 一是该材料或者结构中必须含有称之为孔隙或空洞的空间, 这些空间中通常含有气体或者水等; 二是这种材料或者结构对流体是可以渗透的。中浓纸浆自然状态下存在许多大小不一、分布不均的孔隙, 这些孔隙中含有气体(包括空气以及气态漂白剂)、化学试剂及水份, 而实验证明中浓纸浆悬浮液对流体是可以渗透的。由于多孔介质的结构非常复杂, 如纸浆悬浮液中孔隙的界面和大小都各不相同, 迄今还没有有效的方法将其精确的表示, 因此几十年来人们主要采用实验直接测量和数值模拟的方法来近似确定多孔介质的

输用性质参数^[95]。

多孔介质的宏观性质很大程度上受到孔隙结构的影响，孔隙结构中最重要宏观参数是孔隙度和渗透率。

3.1.4.1 中浓纸浆的孔隙度和渗透性

孔隙度 Φ （也称空隙度）是指中浓纸浆悬浮液中孔隙或空洞占它总体积的比率，如式 3-17 所示：

$$\Phi = \frac{V_{\text{孔}}}{V_{\text{总}}} \quad (3-11)$$

孔隙度通常定义为空间或者时间的连续函数，对于某一介质，如孔隙度与空间位置无关，则称该介质对孔隙度来说是均匀的。在多孔介质结构的研究中，有关孔隙度测定的方法很多^[96]，但都集中在水文地质，油田开发等领域，涉及纸浆孔隙度测定的文献很少，文献^[97]中仅是粗略的给出浓度大于 10% 的纸浆的孔隙度约等于纸浆的含水率。陈海峰^[98]等通过研究发现目前能够适合于纸浆孔隙度测定的方法几乎没有，特别是关于低浓纸浆悬浮液。因为一般测定孔隙度的方法是先制得多孔介质的样品，然后再测定其孔隙度，这种方法对于中浓纸浆悬浮液来讲非常困难，因为纸浆在常规脱水干燥过程中，由于水分表面张力的作用，将纤维网络结构压缩，因此不能代表湿的纸浆多孔介质的结构样品和孔隙度，同时由于纸浆种类不同、操作工艺等因素的影响，干燥时纸浆悬浮液内部孔隙的收缩呈现很大的随机性，因此我们在把中浓纸浆悬浮液作为多孔介质研究时，通常认为纸浆的孔隙度约等于纸浆的含水率。陈海峰等利用冷冻干燥技术测定了中浓纸浆的孔隙度，结论与文献^[97]基本一致。

渗透率是表征流体流过多孔介质难易程度的一个物理量，反映了多孔介质材料的流体传导性。渗透率的计算通常用 Darcy 定律来表示^[99]：

$$v = -\frac{K}{\mu} \frac{dP}{dz} \quad (3-12)$$

式中： K —多孔介质渗透率；

v —流体通过多孔介质的平均流速（m/s）

μ —流体的粘度（Pa.s）

$\frac{dP}{dz}$ —沿流动方向的压强梯度（Pa/m）

为了研究两种不混溶流体在多孔介质中的同时流动，如中浓纸浆中气体和水渗透过纤维网络的流动，人们已经将 Darcy 定律从描述单相流体渗流推广到两相渗流，实验研究结构表明：当两种不混溶流体同时通过多孔介质流动时，各种流体会建立各自曲折而又稳定的流通通道^[100]，且两相间存在一些附加的相互作用，因此提出了相对渗透率的概念，即各相流体有效渗透率与绝对渗透率的比值。

3.1.4.2 流体流过多孔介质的运动方程（数学模型）

多孔介质模型可以应用于很多问题，如通过充满介质的流动、水分在土壤中的渗流、以及流体流过流量分配器等。在多孔介质的数值计算或模拟中，在当定义了一个具有多孔介质的单元区域时，则流体在多孔介质内流动的压力损失由多孔介质的动量方程中所输入的内容来决定，而且通过介质的热传导问题也可以得到描述，它服从介质和流体流动之间的热平衡假设。

在通常的工程应用中，我们只对流体整体的流动特性如压力在多孔介质中的分布、速度分布等宏观的物理量感兴趣，因此虽然多孔介质中基于孔尺度的流体流动是非常不规则的，但包含足够多孔的空间的平均物理量却以一定的规律随空间和时间变化^{[101][102]}，图 3-2 是多孔介质流动的示意图，多孔介质宏观流动的连续方程一般采用下式：

$$\frac{\partial \rho_f \Phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \bar{V}) = 0 \tag{3-13}$$

- 式中： ρ_f —流体密度 (kg/m^3)；
- Φ —孔隙率；
- \bar{V} —流体的 Darcy 流速 (m/s)

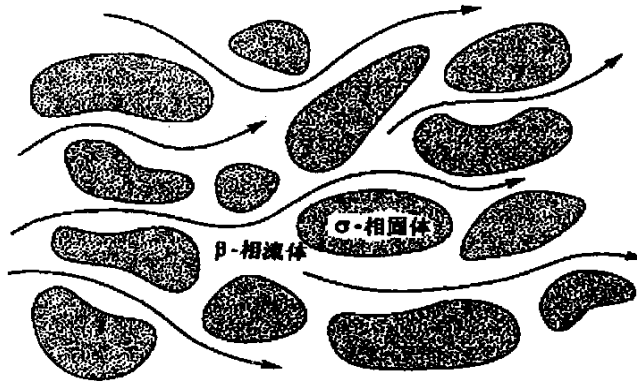


图 3-2 多孔介质流动示意图
Fig.3-2 the porous media flow

多孔介质的动量方程通常是根椐实验数据所得到的经验方程，如 Darcy 定律，对于不可压缩流体在圆管内流过多孔介质的流动，且管内充满多孔介质，工程上常采用 Ergun 的半经验^[103]方程：

$$\frac{|\Delta p|}{L} = \frac{150\mu}{D_p^2} \frac{(1-\Phi)^2}{\Phi^3} V + \frac{1.75\rho(1-\Phi)}{D_p \cdot \Phi^3} V^2 \tag{3-14}$$

- 式中： Δp —流体压降 (Pa)；

- L —流体流过的距离 (m);
 μ —流体的粘度 (Pa.s);
 D_p —平均粒子直径 (m);
 Φ —孔隙率;
 V —流体流速 (m/s)

当流体以较低的流速流过多孔介质时, 3-14 式的第二项将可能变的很小, 从而得到 Blake-Kozeny^[103]方程:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{150\mu(1-\Phi)^2}{D_p^2 \Phi^3} V \quad (3-15)$$

其中在每一方向上的渗透性和内部损失系数定义为:

$$\alpha = \frac{D_p^2 \Phi^3}{150(1-\Phi)^2}$$

$$C_2 = \frac{3.5(1-\Phi)}{D_p \Phi^3}$$

因此我们可以根据纤维或者絮聚团的直径和孔隙率很容易的计算出纸浆网络塞体的渗透性和内部阻力损失系数。如果把 Darcy 定律做进一步改进, 即把流体通过多孔介质时单位长度上的渗透阻力损失 \bar{f}_p 表示为流动速度的二次式:

$$\bar{f}_p = (C_f + C_j V) \bar{V} \quad (3-16)$$

式中: C_f, C_j 为常数, 与流体的动力粘性系数 μ 、流体密度 ρ 、空隙率 ε 等数有关,

比较 3-14 与 3-16 式可以得出:

$$\left. \begin{aligned} C_f &= \frac{150\mu(1-\Phi)^2}{D_p^2 \Phi^3} \\ C_j &= \frac{1.75\rho(1-\Phi)}{D_p \Phi^3} \end{aligned} \right\} \quad (3-17)$$

此外, 对于不可压缩流体在圆管内多孔介质区域中的充分发展了的定常流动情况, 其在柱坐标下的运动方程可以表示为:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\mu_e}{\rho} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right] - (C_f + C_j u) u = 0 \quad (3-18)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (3-19)$$

式中： ρ —流体密度 (kg/m^3)；

μ_e —流体的有效粘性系数 ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)；

u —流动速度在 z 方向的分量 (m/s)；

因为在一般情况下方程 3-18 中其有效粘性力项比渗透阻力项小得多，因此 3-18 式可以简化为：

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} + (C_f + C_j u) u = 0 \quad (3-20)$$

所以：

$$u = \frac{-C_f + \sqrt{C_f^2 - 4 \frac{C_j}{\rho} \frac{dP}{dz}}}{2C_j} \quad (3-21)$$

因为在圆管内的多孔介质区域的流动中， u 仅为 r 的函数，因此 $\frac{dP}{dz}$ 为常数，由此可见，流体在圆管内多孔介质充分发展区域中定常流动的速度在横截面上是均匀分布的，也就是呈活塞状流动，因此对于圆管内整个中浓纸浆悬浮液的塞状流动，可以用水（气体）通过以较慢速度滑动的多孔介质的数学模型来描述。

3.2 中浓纸浆在圆管内塞流流动的实验研究

上述是中浓纸浆在直管内塞流流动的基础理论，有了基础理论的指导，才能在实验中得到最有价值的数据和结果。

3.2.1 实验条件

3.2.1.1 中浓纸浆的物理特性

实验在第二章所述的中浓纸浆塞流流动平台上进行，实验采用的纸浆是未漂白硫酸盐马尾松木浆，质量浓度 $C_m = 10\%$ ，因为纤维长度是关系到纸浆内部网络形成以及絮聚的重要的形态参数，与纸浆的流动特性息息相关。因此要测出所实验用纸浆的纤维特性。但是任何纤维原料中每根纤维长度并不完全相同，因此，需要采用平均纤维长度作为参数从宏观上衡量纤维的长度特性。由于纤维原料中细小组分的数量多，而它的长度和质量分率却相对较小，因此细小纤维的个数对算术平均值会产生很大的影响。算术平均长度并不能真实地代表纤维的制浆造纸特性，因此造纸工业通常采用加权平均长度 L_w 来表征纤维的平均长度^[84]。我们采用芬兰 KAJAANI-FS-200 纤维分析仪测量了未漂白硫酸盐马尾松木浆的纤维平均加权长度为 2.05mm，直径为 $40 \mu\text{m}$ ，其次纸浆滤水性能与中浓纸浆塞流时形成水环的情况以及分层流动有一定关系，因此采用标准打浆度测量仪测得纸浆的打浆度为 12.1 ($^{\circ}\text{SR}$)。

3.2.1.2 实验操作的初始条件

整个实验在常压、常温下进行，纸浆在缓冲罐内高压气体的作用下在水平圆

管内流动，缓冲罐内的压力由压力控制阀调节，在实验过程中缓冲罐内的压力值（纸浆流动的压差） P 在 0.03Mpa 至 0.14Mpa 之间，纸浆出口处的压力为零（表压）。

3.2.2 实验过程

实验前把一定质量的中浓纸浆例如 1kg 装入到实验管道内，计算出纸浆在管内所占的体积，并计算出该实验条件下的纸浆密度，同时启动数据采集软件以及各个传感器使其进入工作状态，慢慢开启高压气体控制阀，当压力达到纸浆悬浮液的屈服应力时，管内的中浓纸浆在高压气体的推动下开始慢慢流动，此时可以从玻璃管内观察纸浆的塞流流动情况，以及液态的水和纸浆中的气体流过纤维网络多孔介质的现象。中浓纸浆在管道内流动的时间由位于纸浆进口和出口的两个光电传感器测量，管道长 2m，所以可以算出纸浆流动的平均速度。整个实验中，用自行开发的虚拟仪器采集程序进行数据的在线采集，同时存入计算机，供后续分析使用。因为实验用中浓木浆中含有较多的气体，可压缩性较强，因此在做平行实验的时候，即使纸浆的浓度和质量都相同，但在实验过程当中因为操作条件的不同，纸浆在管道内的密度也会有较大的变化，因此在实验中，我们把中浓纸浆在管道内的密度作为一个直接的物理变量来研究（它从一个侧面反映了中浓纸浆的质量浓度），即纸浆质量与管内所占体积的比值，本实验研究了中浓纸浆在不同密度下的流动特性。

3.2.3 中浓纸浆塞流流动的实验结果及分析

3.2.3.1 剪切应力的计算结果及分析

图 3-3 是实验所测得的中浓纸浆塞流流动时两段的压差变化，从图中看出，纸浆悬浮液网络塞体在移动前其压差经历一个不断增大的过程，即所需的屈服应力，从施加压力开始到 A 点这一段时间内，网络塞体仍然静止，外界还不能提供足够的动力使其流动，但此时中浓纸浆悬浮液中的水以及纸浆中的气体开始通过纤维网络间的孔隙流动，沿管壁内侧的水环也逐渐慢慢形成；当压差值达到 A 点时，外界的作用力达到使中浓纸浆开始塞流流动的最小屈服应力，整个纤维网络段开始移动，此时纤维网络内部没有相对运动，液体和气体通过纤维网络多孔介质的流速快于纤维网络主体速度，从 A 点到 B 点这一段时间内，纸浆悬浮液段塞流达到稳定，两段压差有缓慢的变化过程。当流动状况达到 B 点时，整个塞流段脱离管道以很快的速度瞬间喷射出去，纸浆悬浮液的段塞流结束，这点从图中 B 点以后压差曲线突然出现陡降可以看出来。

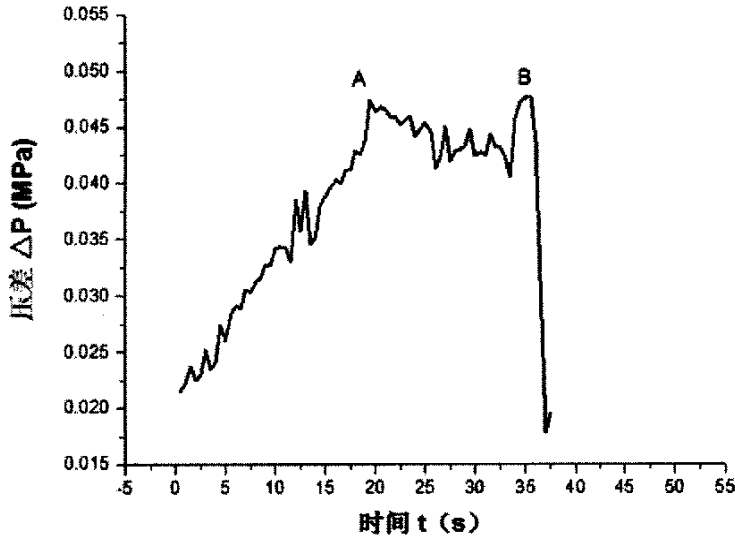


图 3-3 中浓纸浆悬浮液段流动过程中压差随时间变化
Fig. 3-3 the time change follows suspensions press difference

纸浆流动时剪切应力的求解可以根据图 3-1 所示来计算，如果管道中纤维网络塞体的长度为 L ，两端压力差为 ΔP ，管道内径为 D ，中浓纸浆悬浮液塞流流动的剪切应力为 τ ，当纸浆悬浮液达到稳定流动时，外界作用力等于管壁施加于悬浮液的剪切应力，即：

$$\Delta P \cdot \frac{\pi}{4} D^2 = \pi D L \cdot \tau \quad (3-22)$$

式中： ρ —纸浆悬浮液的密度 (kg/m^3)；

因此：
$$\tau = \frac{\Delta P \cdot D}{4L} \quad (3-23)$$

例如当实验中当 $\Delta P = 0.04405 \text{MPa}$ ，实验管径 $D = 0.035 \text{m}$ ，网络塞体长度 $L = 0.42 \text{m}$ 时，带入 3-23 式求得中浓纸浆悬浮液在此实验条件下的剪切应力值为：

$$\tau = \frac{\Delta P \cdot D}{4L} = \frac{0.04405 \times 0.035}{4 \times 0.42} = 0.918 \text{ (kPa)} \quad (3-24)$$

下图即为实验所得不同密度的中浓纸浆在管内流动时所对应的剪切应力值，从图中看出，随着中浓纸浆悬浮液密度的降低，管壁的剪切应力及摩擦阻力明显降低，在中浓纸浆的塞流流动中，气体穿过纤维网络的多孔介质排出，在管壁处形成气泡及气膜，起到一定“润滑减阻”的作用，使的纤维与管壁直接接触的面积减少，大大降低了纸浆输送中管道的摩擦阻力，因此国外曾有报道一些工厂在用中浓离心泵抽掉纸浆中的气体而泵送到管道内后，再次往管道中输送氧气，在

有效降低摩擦损失的同时，也为后续中浓氧脱木素的工艺操作创造一个很好的环境。 [89] [90] [91] [113]

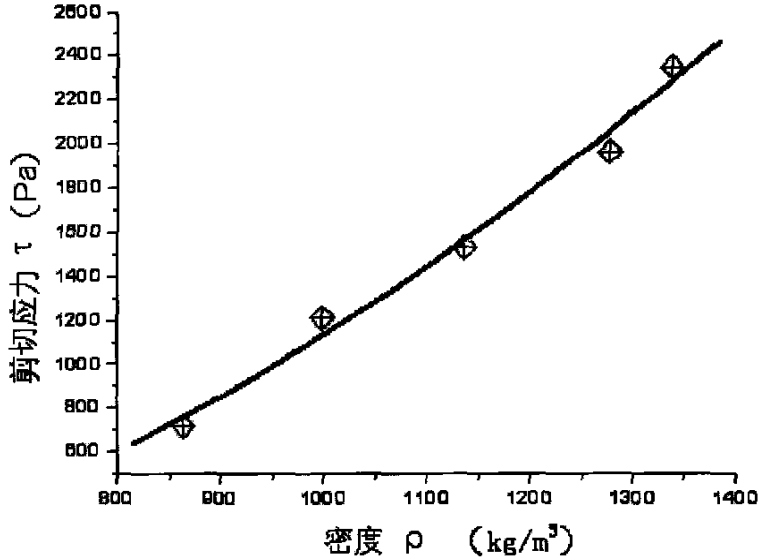


图 3-4 剪切应力随纸浆密度的变化

Fig. 3-4 the change of pipe wall shear stress follows pulp density

中浓纸浆悬浮液所受剪切应力与纸浆的物理特性密切相关，纸浆的密度直接关系到纸浆悬浮液流动时的摩擦阻力，实验研究发现中浓纸浆中的含气量也是影响纸浆屈服应力、摩擦阻力甚至流体化的重要因素。

3.2.3.2 中浓纸浆塞流流动的实验现象及稳定性的动力学分析

中浓纸浆悬浮液在形成稳定的塞流流动中，纤维网络中的液体及所包含的气体将与纤维网络等速运动，整个塞体内部各相间无相对运动及粘性损耗，然而由于中浓纸浆悬浮液的物性特征，特别是气体的体积浓度较高，在“塞流”流动中会出现各相的分层运动，即不稳定的塞流流动，因此中浓纸浆悬浮液从不稳定的分层流动到稳定的塞流流动间必然存在一个临界流速。从实验现象的结果来看，中浓纸浆中气泡在纤维网络中的运动情况更加说明了这一点。

悬浮液在较低的流速下，纸浆中的小的气泡只是分散在悬浮液中，随着流速的增大，由于纸浆中的纤维的絮聚作用，悬浮液中的气泡及水出现了分层流动，较大的气泡流过纤维网络的多孔介质沿着管壁向前运动，小的气泡在纸浆内部堆积起来；当悬浮液流速继续增加时，气泡不再分散流动，而是形成无规则的较大的气团向前流动，此时气泡运动的路线反映了气体通过纤维网络多孔介质的运动情况；当整个纸浆悬浮液的流速达到稳定塞流流速时，较大的气泡与纤维网络塞体之间不在有相互运动，与液态水及与纤维网络形成一整体呈现塞流流动，气泡形成的大小与纸浆的浓度有关。

从上述的实验结果及分析可以看出,中浓纸浆悬浮液纤维网络的高强度以及较高的气体体积含量,决定了其塞流流动的动力学特征及稳定性,我们通过纸浆在管道内不同流速的实验中发现,中浓纸浆悬浮液达到稳定塞流流动临界值的大小取决于纸浆中含气量的大小、管道的直径、各相间界面应力的存在以及管壁内侧水膜形成的厚度,但从对实验结果影响程度来讲,最重要的参数还是中浓纸浆的密度。在稳定的塞流流速下,网络塞体各段的局部密度应该是恒定值,气体、水膜及纤维网络将以恒定的速度流动。

从严格意义上来讲,中浓纸浆悬浮液完全稳定的塞流流动并不存在,因为中浓纸浆属于多相体中的多孔介质,悬浮液中的气体和水分总会通过纤维网络中不规则的孔隙通过,进而产生两相间的相对移动,因此我们基于实验现象分析所描述的塞流流动的稳定性只是一个相对的概念,即液相、气相相对于纤维塞体流动的较低的一个相对速度值,这个值比起整个悬浮液整体的塞流流速可以相对忽略,研究中浓纸浆塞流流动的稳定性,在工程上可以为中浓纸浆与漂剂混合后塞流段各相间的物理作用提供一定的流体动力学依据,进而使各类漂剂最大程度的在纸浆中进行扩散和分布。

3.2.3.3 中浓纸浆流动速度与影响因素的实验结果及分析

我们从实验现象及所采集到的数据中发现,对于密度较低的中浓纸浆所达到的稳定塞流流速值较大。对于密度低的中浓纸浆,其达到稳定塞流时的流速较高,通过分析发现在起初压差较低、纸浆悬浮液主体塞流速度较小时,对纸浆有一个压缩的过程,在这个过程中,中浓纸浆中的纤维、气体、水分出现分层运动,而密度较低的中浓纸浆,其纤维网络内部的可压缩空间较大,各相间的相互作用力较低,因此在低的剪切应力下及流速下,整个网络塞体很难形成稳定的塞流段,只有当密度、外界压差及摩擦阻力达到一个平衡点时,此时的流速达到稳定的塞流段流速。其次对于密度较低的中浓纸浆悬浮液,在流动中出现了网络纤维塞体的断层运动,即管道内的纤维塞体分成几段,因此中浓纸浆悬浮液在水平管道内没有形成一个稳定的塞流段时,其整体是一个非稳定的动力学系统。

中浓纸浆悬浮液在水平管内流动时,其压差、密度及流速等因素间存在着一个相互影响,相互制约的耦合关系,表 3-1 是实验所得的不同密度中浓纸浆悬浮液在一定压差下达到相对稳定塞流时的实验数据,图 3-5 是根据实验数据得出的中浓纸浆塞流流动时各个物理量间的 3D 关系图,从图中可以看出,中浓纸浆的密度是影响其流体动力学特征的主要因素。

表 3-1 实验结果

Tab.3-1 Experimental results

密度 (kg/m^3)	压差(Mpa)	流速 (m/s)
998	0.139	3.92
1137	0.0946	2.91
1228	0.0382	1.151
1289	0.141	0.321
1343	0.0460	0.0665

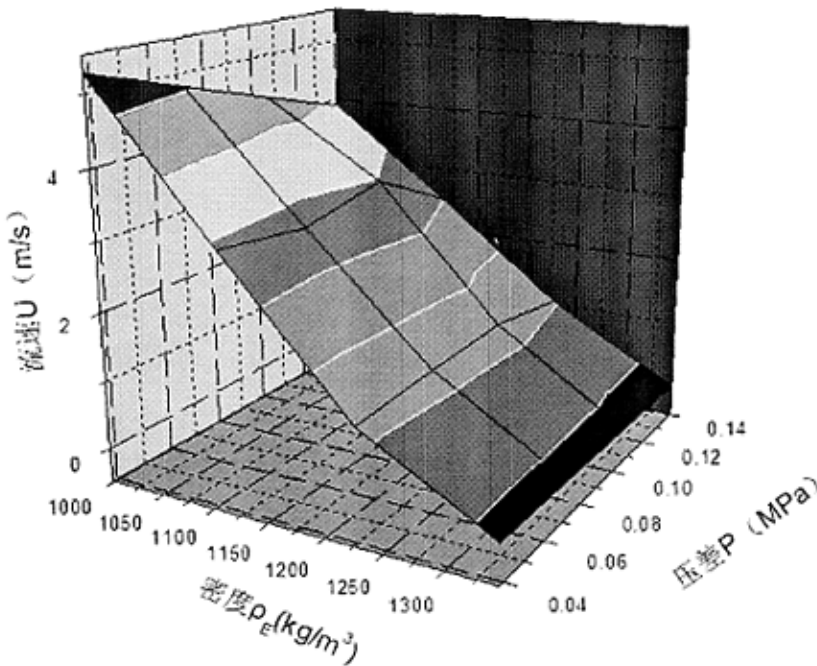


图 3-5 密度、压差与稳定流速的关系

Fig.3-5 The relationship of the density 、 differential pressure and velocity of flow

3.3 本章小结

本章以中浓纸浆悬浮液塞流流动的基础理论为指导，采用高压气送及数据采集等方法为实验手段较为系统的研究了中浓纸浆悬浮液在圆管内塞流流动的流体动力学特征，计算了中浓纸浆流动的相关流体动力学参数，分析了纸浆的流动特性与纸浆密度及外界作用力的内在关系，以及中浓纸浆悬浮液达到稳定塞流时的流动形态，并与其影响因素作了比较。其次描述了中浓纸浆悬浮液的塞流流动的多孔介质现象，因为中浓纸浆属于多相体中的多孔介质，悬浮液中的气体和水分

总会通过纤维网络中不规则的孔隙通过，进而产生两相间的相对移动，而所谓的稳定的塞流流动只是一个相对的概念，即液相、气相相对于纤维塞体流动较低的一个相对速度值，研究中浓纸浆流动的稳定性及多孔介质现象，在工程上可以为中浓纸浆与漂剂混合后塞流段各相间的物理作用提供一定的流体动力学依据，进而使各类漂剂最大程度的在纸浆中进行扩散和分布。

本章的主要符号及意义

英文字母符号

D_p —平均粒子直径 (m);

E —纤维弹性模量 (Pa);

F_n —单根纤维受到的法向力(N);

F_f —单根纤维受到的摩擦力(N);

I —纤维惯性矩 (m^4);

L —流体流过的距离 (m);

l —纤维长度 (m);

n_c —纤维间的接触次数;

r_c —纤维段的曲率半径 (m);

Δp —流体压降 (Pa);

v —流体通过多孔介质的平均流速 (m/s)

希腊字母符号

τ —使网络塞体流动的剪切应力(Pa);

τ_y —使纸浆悬浮液流动的最小屈服应力值(Pa);

τ_w —水环中液体的流动剪切应力(Pa);

μ —流体的粘度 (Pa·s);

μ_e —流体的有效粘性系数 (Pa·s);

ε —湍流产生的涡流粘度 (Pa);

Φ —多孔介质的孔隙度;

K —多孔介质渗透率。

第四章 中浓纸浆塞流时悬浮液内部水及气体流动的 计算机模拟

4.1 计算流体力学 CFD 的概述

计算流体力学 CFD (Computational Fluid Dynamics) 是流体力学的一个分支,它是对流场的控制方程用计算数学的算法将其离散到一系列网络节点上,然后根据相关算法求其离散数值解的一种方法^[104]。随着计算机技术的飞速发展,计算流体力学越来越广泛的应用于各个领域。通过 CFD 对于复杂流动问题进行研究,能够较精确的反映流场的流动情况,对于难以在实验条件下所获得的工况也能够通过数值计算给出科学的预测,此外对于一些难以用常规测量仪器所测量出的实验现象及结果,通过 CFD 研究,也能给出可视化的图形及模拟出的数值,因此相对于条件较难实现或花费过高的实验及测量,采用计算流体力学的方法可以节约大量的人力和物力。如今,CFD 已经在空气动力学,化工领域,制造领域等得到广泛的应用,并且获得了巨大的成功^{[105][106][107]}。而对于各种流体塞流流动的计算机模拟,近几年也逐步发展起来:A. Levy 采用双流体模型模拟研究了非悬浮液流体在水平管内的塞流流动^[108],流体流动的动力源也来自高压气送,计算结果较好的预测了密相流体流动的状态;R.R.Huilgol 和 M.P.Panizza 则采用差分法计算模拟了 Bingham 流体的塞流流动^[109];DONGMING CHEN 对粉状悬浮液的塞流流动进行了实验研究和 CFD 模拟^[110],结果表明 two-layer 模型可以较好的预测塞流中流体的流速和摩擦阻力损失。与此同时,可视化技术也逐步引入塞流流动的研究中^{[111][112]},它与 CFD 互相结合,使类似于塞流问题的流体力学研究方法更加完善。但根据国内外最新的研究状况,对于中浓纸浆悬浮液多孔介质流动的 CFD 研究鲜有报道,本论文采用 CFD 的方法,以上述数学模型为基础,模拟研究了中浓纸浆悬浮液在水平管内的流动状况及在三维湍流场内的流动(详细论述见后几章),数值计算结果与实验结果较好的吻合,并且根据 CFD 的模拟计算结果,设计了最优化结构的湍流发生器。

CFD 是通过求解流场中的基本方程,如动量、能量、质量守恒方程来了解流场的运动规律,这些方程的解就是 CFD 模拟的结果。CFD 计算这些方程的方法主要有差分法、有限元法、有限体积法,数值模拟采用如下步骤:

- 1、建立所研究问题的物理模型,将其用相关的数学模型来表达,如 N-S 方程,然后确定所研究问题的几何空间区域。

2、建立研究问题所占几何空间区域的 CAD 模型，并将其简化，根据几何结构的特点确定需要的网格类型和网格化方法，然后对几何体的整个计算区域进行网格划分，因为网格的密度及网格单元的类型对最后的计算结果产生很大的影响，而且同时也影响到计算程序的收敛速度和精度，因此要根据实际情况选择最优化的处理。

3、选择适当的算法：随着现代计算机技术以及计算流体力学理论的发展，对于各种流体的定常、非定常流动，层流、塞流及湍流流动形成了几种较为常用的求解方法，主要有显式方法、隐式方法及半隐式方法。在这些方法中，既可采用全耦合法 (Couple)，也可采用弱耦合法 (Segregate)。其中，全耦合法就是在计算过程中将所考虑的各种因素（如化学反应、两相流及热交换等）同气相控制方程结合在一起求解，而弱耦合法则是将多种因素解耦，分别进行计算后再迭代，最后通过一定的关系式将它们耦合在一起求解。全耦合收敛快，但由于要求解大型矩阵，特别是在考虑因素较多的情况下，将要占用大量的内存及机时，对计算机的硬件性能要求也比较高，而弱耦合则在计算上较为灵活，但计算的稳定性较差，不适用于非定常计算；

4、输入 CFD 求解需要的初始条件，如入口的速度、压力等，选用合适的数学模型如层流或者湍流，此外还要确定近壁区的边界条件及流体物性等相关参数；

5、对所研究的问题进行求解，最后将计算所得的大量数据结果通过后处理器 (Post Processor) 用图像显示出来，与试验结果对比和分析。必要的话，重新细化网格，改变相应的物理模型和求解算法。

4.2 中浓纸浆悬浮液流动模拟所采用的软件平台

4.2.1 FLUENT 软件的介绍

1983 年，美国的流体技术服务公司 CFD 软件部推出了其第一个商用 CFD 软件包 FLUENT。FLUENT 软件的设计是基于 CFD 计算机软件群的思想，从用户需求角度出发，针对各种复杂流动的物理现象，采用不同的离散格式和数值方法，以便在特定的领域内使计算速度、稳定性和精度等方面达到最佳组合，从而高效率地解决各个领域的复杂流动计算问题。FLUENT 软件包含了多种优化的物理模型，其中包括：定常和非定常流动、层流（包括各种非牛顿流体模型）、湍流、可压缩和不可压缩流动、传热、化学反应、气固混合、多相流等等，每种模型针对相应流动的物理问题的特点，采用适合于它的数值解法，用户可对显式或隐式差分格式进行选择。FLUENT 软件并提供了支持 C 语言的数据交换接口，可以根据用户要求来改变和设定不同的初始条件和数学模型，因此大大方便了用户，使软件的使用范围大大增强。自面世以来，FLUENT 经过大量算例考核显示出了其稳

定性好、精度高、适用范围广等特点，目前已广泛应用于航天设计、汽车设计、生物医学工业、化学工业、石油天然气工业、涡轮机设计、流体力学研究等领域。本论文对中浓纸浆流动的 CFD 模拟即在 FLUENT6.0 平台上进行。在 FLUENT6.0 软件平台中，只要给出所模拟流体的物理特性、数学模型和所采用的算法，以及相应的初始条件，FLUENT6.0 计算程序就会自动模拟出流体的流动状态，而且数值计算结果会以可视化的图形表现出来。

4.2.2 GAMBIT 建模工具的使用过程

由于 FLUENT 在分析和计算流体的流动状态时，需要读入流体流动的几何模型及相应的边界条件，因此我们采用了专用 CFD 前置处理器 GAMBIT 2.04 软件对中浓纸浆的流动进行建模。

GAMBIT 是一个计算流体力学领域优秀的前处理软件,它所产生的模型具有可移植性，能够应用于多个领域的数值模拟，它集模型建立、网格划分于一体。同时它还具有强大的用户接口，能输入 CAD/CAE 软件包所建立的多种几何模型，修改并划分网格。GAMBIT 的突出特点是在划分网格过程中，具有很大的柔韧性和可选择性，能够把几何模型分为几个不同的部分，从而划分为结构化网格，或者自动划分为非结构化的六面体网格。在 GAMBIT 中，要完成建立一个几何模型并划分网格的任务，其一般步骤为：

(1) 选取正确的解算器

正确地选取解算器是非常必要的，不同的解算器将影响划分网格时的输入参数，在本文中选取的解算器是 FLUENT6。

(2) 建立几何模型

建立几何模型可以直接在 GAMBIT 软件中进行，也可以通过其它 CAD/CAE 软件生成所需的几何模型，然后再读入 GAMBIT 中进行网格划分。

(3) 网格的划分

在划分网格的过程中，有许多的选择。可以对一个几何模型的面先划分网格，后对它与其它面构成的体划分网格；也可以同时对整个几何模型进行网格划分，而且网格的密度可以调节，从而适应不同的数值计算要求。

(4) 网格的检查

检查网络的目的是为了检查所划分的网格是否有非法的网格。若有，则可以重新划分网格或者是在某个部分调节网格，直到达到要求。

(5) 设置网格的区域方式及边界条件

这一步主要包括设置几何模型的边界方式。例如包括流动区域的壁面、压力进口、流动进口、流动出口等方面，这些方式的设置决定了模型边界特征。其次是设置模型在指定区域的物理特征，同时也决定了在计算中所用到的公式与方程。

比如, 如果设定为 FLUID (流体) 方式, 则动量方程、连续方程、能量方程等将会应用于网格的各个节点、面和体, 但如果设定为 SOLID (固体) 方式, 则仅有传热方程用于网格的各个节点、面和体。

(6) 保存模型和网格的输出

4.3 中浓纸浆塞流流动的数学模型

为了揭示液态水及气体在中浓纸浆塞流流动时各自通过纤维网络的流动情况, 本文采用了多相体 (水和气体) 通过多孔介质 (中浓纸浆纤维网络) 的物理模型, 其中流体通过多孔介质的数学模型采用基于 Darcy 定律改进的 Blake-Kozeny 方程 (式 3-15):

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{150\mu(1-\Phi)^2}{D_p^2 \Phi^3} V$$

式中: Δp —流体的压降 (Pa);

L —流体流过的距离 (m);

μ —流体的粘度 (Pa.s);

D_p —多孔介质平均粒子直径 (m);

Φ —多孔介质的孔隙率;

V —流体流速 (m/s)。

因为考虑到气泡与水在两相流中作用力以及模拟各相在中浓纸浆悬浮液中的流速, 本论文在多相流的模型上采用了 Eulerian 模型, Eulerian 模型可以较好的模拟各相间的相互作用。各相可以是液体、气体、固体的任意组合。单相模拟中, 因为只求解一套动量和连续性的守恒方程, 为了实现从单相模型到多相模型的改变, Eulerian 模型必须引入附加的守恒方程以及各相之间动量交换的机理 (多相模型的详细叙述见第六章)。

4.4 计算所用的算法

在 CFD 中, 统一的控制方程如下^[114]:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{v}\phi) = \text{div}(\Gamma\text{grad}\phi) + S \quad (4-1)$$

式中, ϕ 为通用控制方程的一般变量, Γ 为广义扩散项系数, S 为广义源项。

$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}$ 代表单位容积内 ϕ 的变化率, $\text{div}(\rho\vec{v}\phi)$ 代表单位容积流出的净流量, 在计算过程中, 计算程序会将扩散项、对流项以外的方程各项一起归入源项中进行处理。解算器 FLUENT 的代码使用基于有限体积的方法将控制方程转换为可以用

数值方法解出的代数方程。该方法中，在每一个控制体内积分控制方程，从而产生基于控制体的每一个变量都守恒的离散方程，对于单位控制体积 V 内的积分方程如下：

$$\oint \rho \bar{v} \cdot d\bar{A} = \oint \Gamma_{\phi} \nabla \phi \cdot d\bar{A} + \int S_{\phi} dV \quad (4-2)$$

式中： \bar{A} —表面积矢量；

$\nabla \phi$ — ϕ 的梯度；

S_{ϕ} —单位体积 ϕ 的源项。

上述方程被应用于区域内每一个控制容积内。在给定单位容积内离散上面的方程有：

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho_f \bar{v}_f \phi_f \cdot \bar{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_{\phi} (\nabla \phi)_n \cdot \bar{A}_f + S_{\phi} V \quad (4-3)$$

式中： N_{faces} —封闭单元表面的数目；

ϕ_f —通过 f 表面的对流量；

$\rho_f \bar{v}_f \bar{A}_f$ —通过表面的质量流量；

对于上述方程的差分格式有很多种，包括一阶迎风、二阶迎风、中心差分、QUICK 等，本文的计算选取的是二阶迎风格式，也就是一阶导数具有二阶截差的偏差分格式，在这种方法中，用下面的方程来计算表面值 ϕ_f ：

$$\phi_f = \phi + \nabla \phi \cdot \Delta \bar{S} \quad (4-4)$$

其中 ϕ 和 $\nabla \phi$ 分别是单元中心值和迎风单元的梯度值， $\Delta \bar{S}$ 是从迎风单元中心到表面中心的位移矢量，二阶迎风格式克服了迎风差分截差比较低的缺点而由能保持其长处。

与此同时，本文在对流场的计算中采用两相间耦合的 Phase Coupled SIMPLE 算法来处理压力与速度的耦合关系，SIMPLE 算法全称为 Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations, 即对压力连接方程的半隐式方法^{[114][115][116]}，首先由 Patankar 和 Spalding 在 1972 年提出，以后在计算流体力学和计算传热学中得到了广泛应用，计算流体力学也由定性分析发展到定量计算，该算法的计算步骤如下：

- 1、假定一个试探压力场 P^* ，求解动量方程，得到假设的速度场 u^* 、 v^* 、 w^* ；
- 2、求解压力校对方程 P' ；
- 3、把 P' 加在 P^* 上，计算正确的压力场 P ；
- 4、由速度校对方程计算正确的速度场 u 、 v 、 w ；

5、如果其它 ϕ (如温度、浓度等) 通过流体性质、源项等影响流场的话, 就求解它们的离散化方程。

6、把校正过的压力 P 作为新的试探压力场 P^* , 回到第一步进行计算, 重复整个过程直到收敛为止。

本文在计算过程中, 采用的收敛准则是以残差为准的, 因为离散之后的方程, 变量 ϕ 在单元 P 中的守恒方程可以写成:

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (4-5)$$

式中: a_p 是中心系数, a_{nb} 是邻近单元的影响系数, b 是源项对变量的贡献,

中心系数 $a_p = \sum_{nb} a_{nb} - S_p$, 收敛准则中用到的残差定义为:

$$R = \frac{\sum_{cells} p \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p \right|}{\sum_{cells} p |a_p \phi_p|} \quad (4-6)$$

本文的计算中, 当连续性方程和动量方程的相对残差小于 10^{-3} 、能量方程的相对残差小于 10^{-6} 即认为计算收敛。下图是程序过程中的残差动态图, 它是计算机程序在迭代计算过程中自动给出, 它反映了程序在运行过程中的各个量的收敛情况:

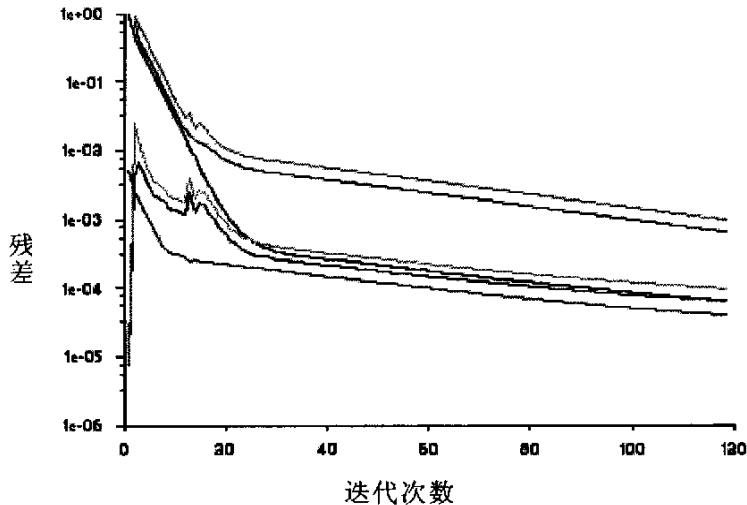


图 4-1 残差动态图

Fig.4-1 dynamic graph of the residual error

4.5 数值计算中影响因子的确定

在多相体流过多孔介质的数值计算中，需要确定的影响因素有如下几个：中浓纸浆中的气体体积分率，纤维网络多孔介质的渗透性 α 和内部损失系数 C_2 。中浓纸浆中的气体体积含量 Φ_g 通常采用 1-5 式计算：

$$\Phi_g = 1 - \left(\frac{C_m}{\rho_f} + \frac{1 - C_m}{\rho_w} \right) \rho_b$$

式中： ρ_f — 纤维的密度， $\rho_f = 1500$ (kg/m^3)；

ρ_w — 水的密度， $\rho_w = 1000$ (kg/m^3)；

ρ_b — 纸浆悬浮液的密度，(kg/m^3)。

而气体和水在每一方向上的渗透性 α 和内部损失系数定义 C_2 为：

$$\alpha = \frac{D_p^2}{150} \frac{\Phi^3}{(1 - \Phi)^2}$$

$$C_2 = \frac{3.5(1 - \Phi)}{D_p \Phi^3}$$

式中： D_p — 多孔介质平均粒子直径 (m)，本文采用中浓纸浆纤维团的平均直径来计算， Φ — 多孔介质的孔隙度，根据文献[98]实验得出的结论来确定，即浓度大于 10% 的纸浆的孔隙度约等于纸浆的含水率。

4.6 数值计算初始条件的确定

4.6.1 实体的几何建模及网络划分

因为所模拟的区域是圆管，为了提高计算精度，我们采用 2D 结构化的矩形映射网络来初步模拟计算流动区域，在结构化网格中，每一个节点及其控制容积的几何信息必须加以存储，但节点之间的邻接关系则可以依据网格编号的规律而自动得出，因而不必存储此类信息，减少了信息存储和处理的时间，这是结构化网格的一大优点；尤其对于计算区域比较复杂的情形，可以大大节省存储空间，提高计算效率。因为靠近壁面的区域其流动状态复杂，因此我们在壁面附近增加了网格密度，密度越大，就意味着计算结果越能准确的反映计算区域的流动情况，但是计算时花费的时间也就越长。由于计算机配置的限制，网格是不能无限加密的，网格化时结合具体的计算要求以及实际条件来确定需要的网格密度即可，同时根据求解过程中的自适应原则，我们最终选择了优化后的自适应网络作为最后的计算网络，优化后的自适应的网络共 7000 个单元，7236 个网络节点，如下图所示：

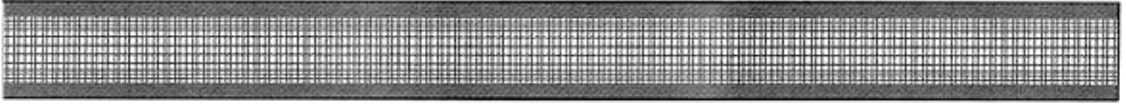


图 4-2 2D 网格划分图

Fig.4-2 2D mesh division

4.6.2 流动初始条件的确定

在数值计算的过程中，需要确定的初始条件有纸浆流动的压差、水及气体的物性以及中浓纸浆悬浮塞流的流动速度等，各初始条件的具体数值如下：中浓纸浆在进口出的压力为 $P_0=38175(\text{Pa})$ ，出口处的压力 $P_1=0$ （即出口为常压），纸浆的质量浓度为 10%，水的密度为 $\rho_w=998.2 \text{ kg/m}^3$ ，粘度为 $\mu_w=0.001003 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ；气体的密度为 $\rho_g=1.225 \text{ kg/m}^3$ ，粘度为 $\mu_g=1.7894\times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ，中浓纸浆悬浮液塞流的流速通过传感器测得为 0.11m/s ，FLUENT 读入这些初始条件后，将会自动计算出纸浆悬浮液内部的流动状态。

4.7 数值计算的结果及分析

4.7.1 计算机模拟出的压力分布

下图是数值计算后得到的圆管内沿轴线方向的压力分布图，由图看出，管内中浓纸浆悬浮液沿管轴线方向上的压力呈线性分布，从进口处 $P_0=1.39\times 10^5(\text{Pa})$ 到出口处的大气压，在管内呈现线形递减，因此对于中浓纸浆充分发展了的塞流流动，其悬浮液内部的多孔性是均匀分布的，这与文献[99]的结论完全相同。但如果从中浓纸浆悬浮液达到完全稳定塞流的流动形态来看，理论上其悬浮液内各相间将不存在速度差，也不存在通过多孔介质的流动，因此我们在这里讲的充分发展的塞流流动只是相对而言，数值模拟的也是非完全稳定的塞流流动，这样从实验角度及工程应用上更具有实际意义。

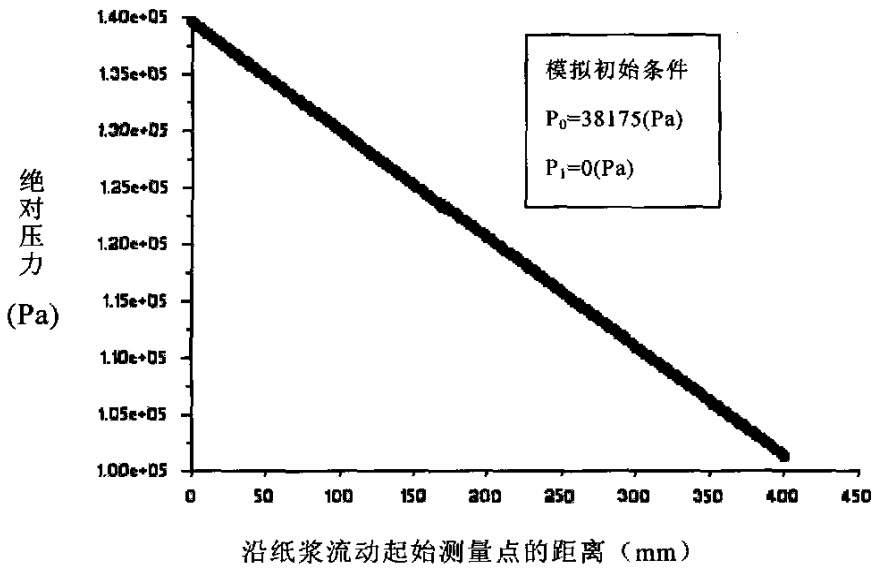


图 4-3 水平管内压力分布图 (绝压)

Fig.4-3 pressure distributing in the pipe line (absolute pressure)

4.7.2 各相在管内的速度分布

下图是经过 CFD 数值计算给出的液态水在中浓纸浆悬浮液中流过纸浆纤维网络的流速分布图, 流动条件为: 温度在常温下 20℃, 中浓纸浆悬浮液塞流流动的压差为 $P_1=38175 \text{ Pa}$, 纸浆网络塞体的滑移速度为 0.11m/s, 以下各图给出的速度都为相对于纤维网络塞流流速的相对值。从水在圆管内的速度分布等值线来看, 水沿管轴线方向上穿过中浓纸浆纤维网络的流速在 0.122m/s 左右, 因此液态水在中浓纸浆悬浮液塞流流动时其流动速度要大于网络塞体的滑移速度, 这与我们实验观察到的现象很好的吻合, 因为现有的实验仪器很难在实验中测出液态水通过纸浆纤维网络多孔介质的流速, 因此采用 CFD 的方法可以给我们提供一个与实际流动较为接近的流速预测值, 这在工程实际中是非常重要的。中浓纸浆悬浮液在该流速下, 在管壁内侧已经形成了一层很薄的水膜, 气泡及水在这层水膜内沿圆管轴向流动, 而水沿圆管径向方向的流动速度很小, 这与管道直径及压差都有关系, 因此中浓纸浆悬浮液在圆管内塞流流动时, 液态水主要穿过纤维网络沿轴线方向流动。

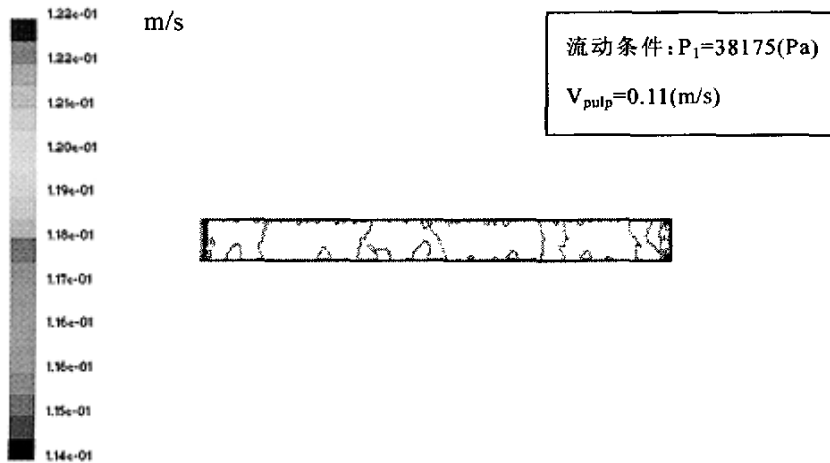


图 4-4 水沿圆管轴线方向流速的等值线

Fig.4-4 the isoline of the velocity of flow for the water along the pipeline

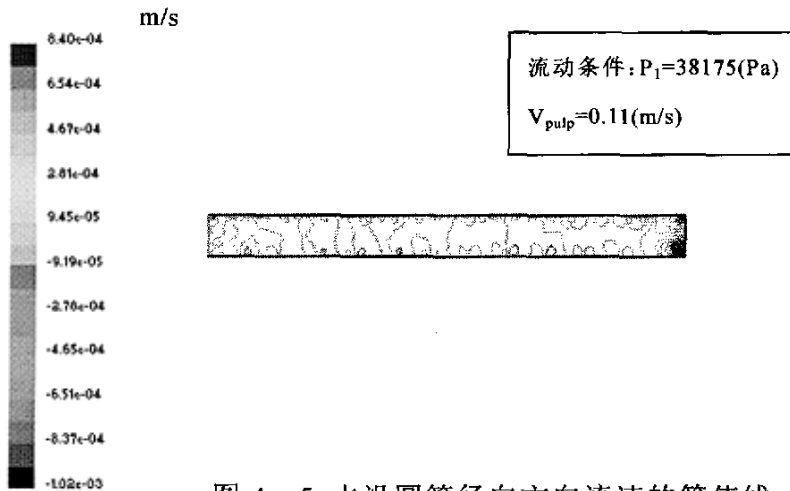


图 4-5 水沿圆管径向方向流速的等值线

Fig.4-5 the isoline of the velocity of flow for the water along the radial

下图是经过 CFD 数值计算给出的气体在中浓纸浆悬浮液中流过纸浆纤维网络的流速分布图，其流动的初始条件如上所述，气体通过中浓纸浆纤维网络的相对流速在 0.22m/s 左右，因此气体通过纸浆纤维网络多孔介质的相对流速大约是液态水的两倍，这与实验中通过气体流量计测得的气体流速值很好的吻合。从下图看出，气体沿管壁内侧轴线方向上的流动速度要远远大于中浓纸浆纤维网络的塞流流速，纸浆中的气体沿絮聚团周围的空隙寻找阻力最小的通道流动，这些通道一旦形成，后续的气体会延续这一流道，模拟结果与文献[48][99]实验中所观察到的现象完全相同。气体与液态水不同的是，气体沿管道径向方向也有一定的流速，这也再次证实了中浓纸浆悬浮液在塞流流动时，气泡及液态水都将沿着管壁内侧形成的一层薄薄的水膜运动。因此采用多相体流过多孔介质的 Blake-Kozeny

数学模型可以较好的描述中浓纸浆悬浮液塞流流动中内部的流速分布。

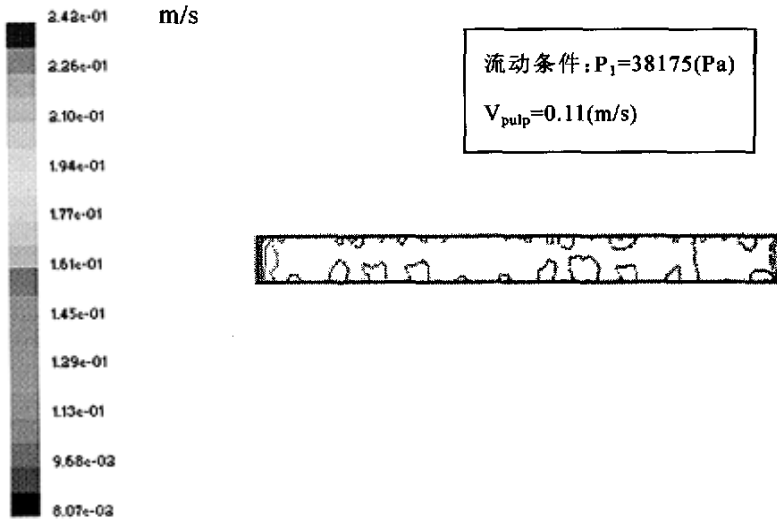


图 4-6 气体沿圆管轴线方向流速的等值线

Fig.4-4 the isoline of the velocity of flow for the gas along the pipeline

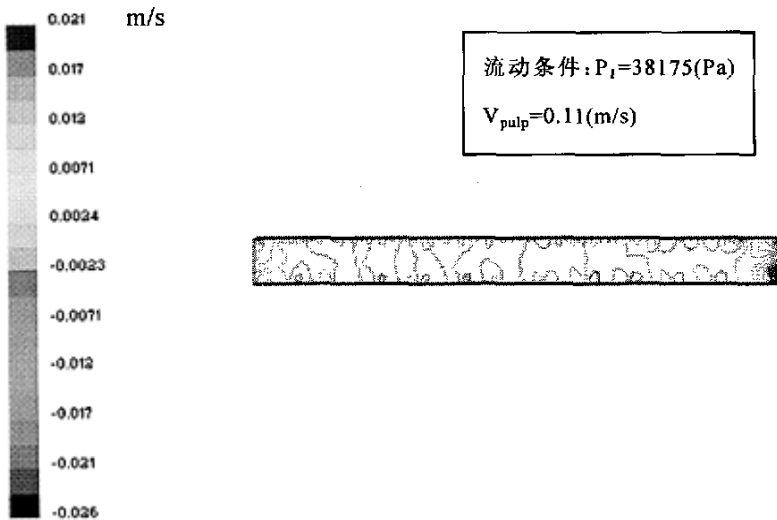


图 4-7 气体沿圆管径向方向流速的等值线

Fig.4-7 the isoline of the velocity of flow for the gas along the radial

4.7.3 各相在纸浆流动“起始”测量点的速度分布

下图是数值计算结果给出的在纸浆流动“起始”测量点液态水及气体的速度分布，水在一定的外压下穿越纸浆纤维多孔介质流动时，在“起始”测量点轴线方向上的流速沿圆管径向呈曲线分布，管壁内侧水的流速较高，并且从管壁向管中心逐渐减小，因为中浓纸浆形成的纤维网络在管中心处相对密度最大，渗透性

也较差，而在与管壁接触的区域，由于纸浆流动时剪切应力的存在，使一部分纤维从网络中脱离形成游历的单体，降低了纤维网络的密度，使渗透性增强，因此水和气体通过的速度就比较大。气体在圆管进口处的速度场与水相类似，只是在数值上比水的要大许多。

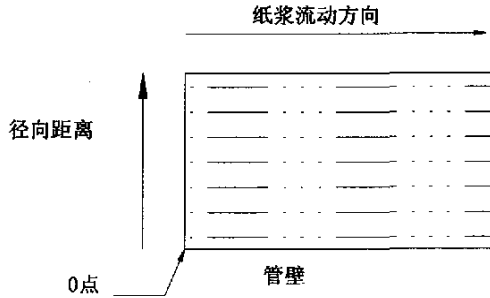


图 4-8 测量点沿径向距离的示意图
Fig.4-8 the graph of the radial distance

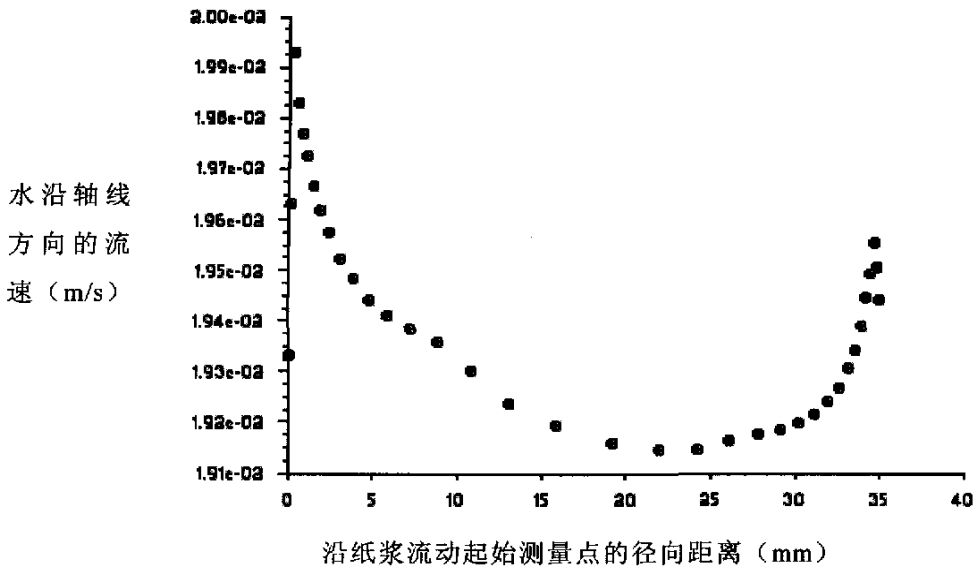


图 4-9 水的轴向速度分布曲线
Fig.4-9 the axial direction velocity of the water in the inlet of the pipe

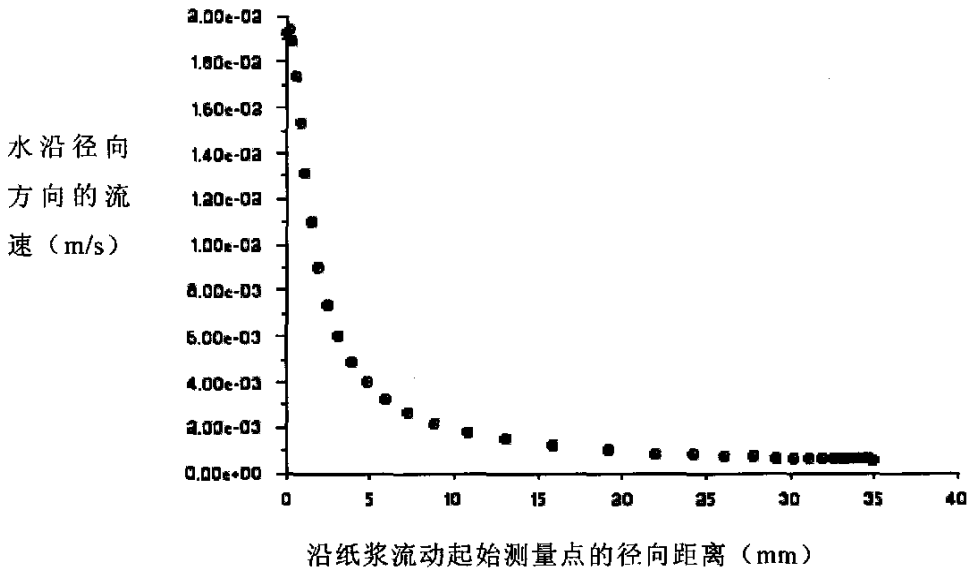


图 4—10 水的径向速度分布曲线

Fig.4-10 the radial direction velocity of the water in the measuring point

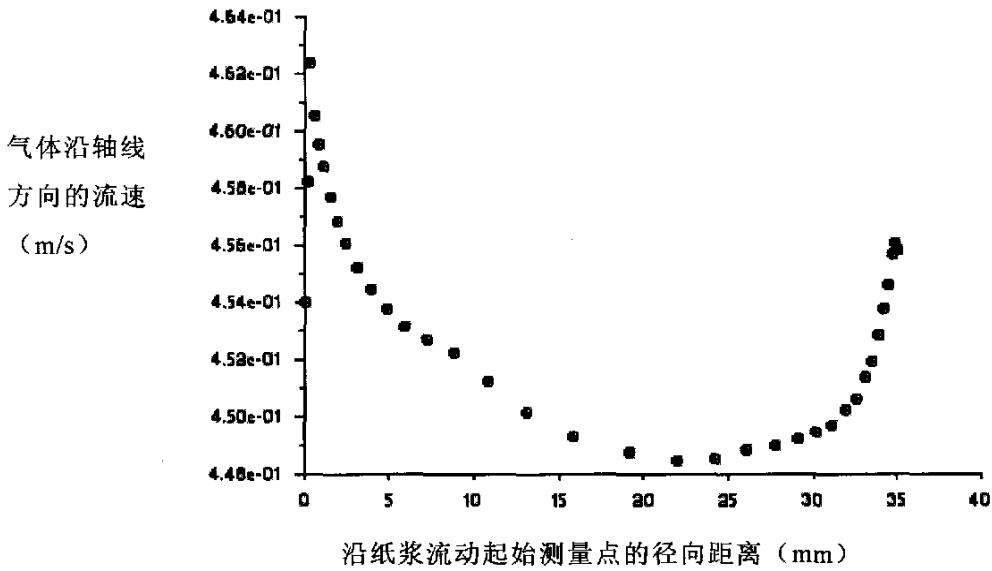
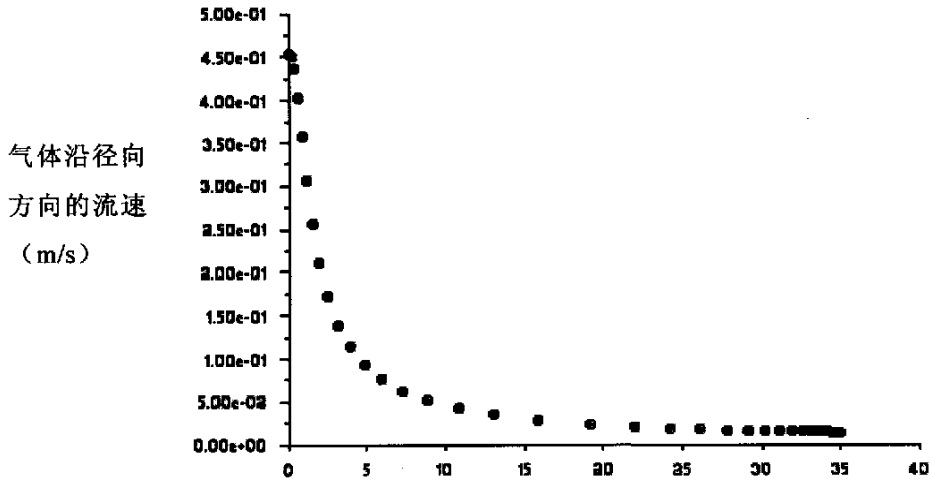


图 4—11 气体的轴向速度分布曲线

Fig.4-11 the axial direction velocity of the gas in the measuring point



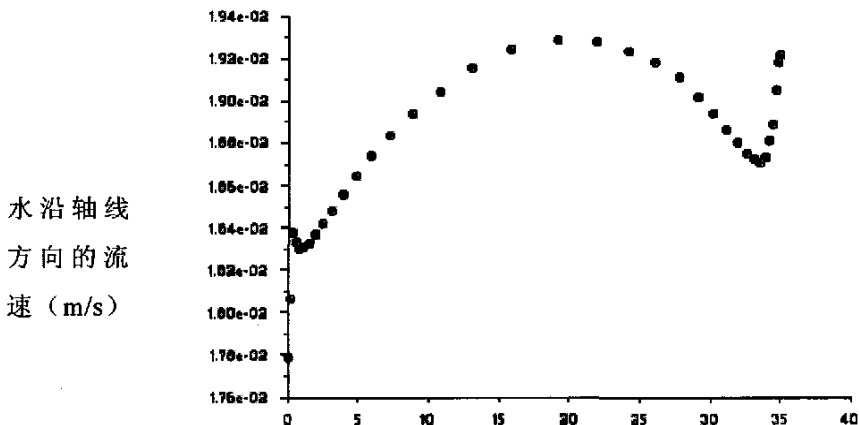
沿纸浆流动起始测量点的径向距离 (mm)

图 4-12 气体的径向速度分布曲线

Fig.4-12 the radial direction velocity of the gas in the measuring point

4.7.4 各相在纸浆流动“终止”测量点的速度分布

在纸浆流动的“终止”测量点处，各相沿轴向方向的速度分布与进口处正好相反，在经过相对充分发展的多孔介质流动以后，水及气体在纸浆纤维网络内逐步分布均匀，形成在管内部流速高，向两侧逐渐减小的速度场，如下图所示。如果中浓纸浆中的气体含量较高，而在管内的流速达到一定值时，很容易使管内的纸浆形成“空洞”而造成沟流现象，同时由于管中心处的水及气体流速较高，结果使管内整个中浓纸浆纤维塞体形成了一个断层，在两段间充满气体及少量水分，这与第三章实验所得的结果较好的吻合。



沿纸浆流动终止测量点的径向距离 (mm)

图 4-13 水的轴向速度分布曲线

Fig.4-13 the axial direction velocity of the water in the outlet of the pipe

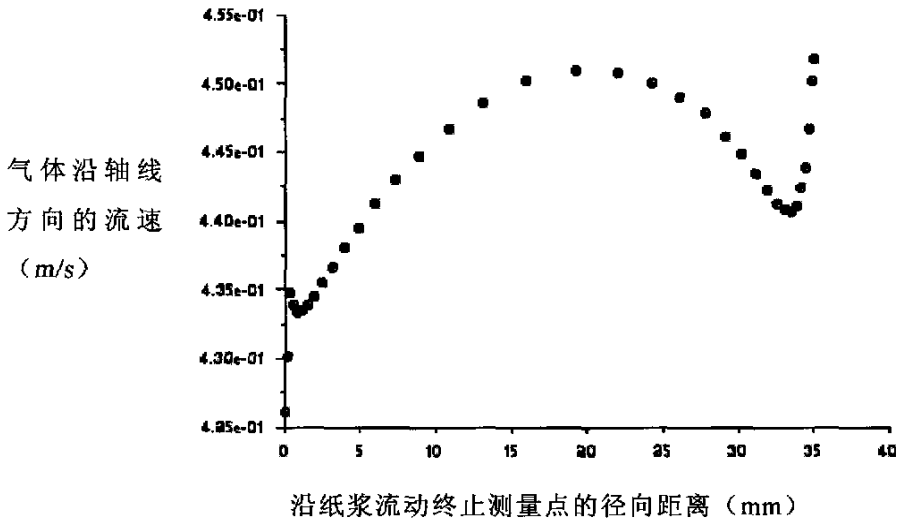


图 4-14 气体的轴向速度分布曲线

Fig.4-14 the axial direction velocity of the gas in the outlet of the pipe

4.8 结论

通过上述对中浓纸浆悬浮液塞流流动的计算机模拟可以发现，液态水及气体在纸浆悬浮液的塞流过程中，其流动速度都要大于纤维网络塞体的滑移速度，而气体沿管线方向流过纸浆的速度大约是水的两倍，因此中浓纸浆悬浮液在塞流流动中体现了多孔介质的物理特性，数值计算的结果与实验现象较好的吻合。因此在对中浓纸浆悬浮液塞流流动的计算机模拟上，采用多相体（水和气体）通过多孔介质（纤维网络）物理模型及基于 Darcy 定律的 Blake-Kozeny 数学模型可以较好的描述和计算其复杂的流动状态。

4.9 本章小结

本章以 FLUENT 为数值计算的软件平台，采用 CFD 方法对中浓纸浆悬浮液的塞流流动进行了计算机模拟，在物理及数学模型的选取上，分别采用了多相体（水和气体）通过圆管内多孔介质（纤维网络）的物理模型和基于 Darcy 定律的 Blake-Kozeny 数学模型。计算机程序采用有限容积法对控制方程进行离散，并用二阶迎风格式对离散方程进行差分和 SIMPLE 算法来处理各相间压力与速度的耦合关系。本章计算模拟了中浓纸浆悬浮液在水平圆管内塞流流动，模拟结果显示液态水和气体在管道内流过纤维网络的相对流速比较大，气体的相对速度是水的两倍，这些模拟结果与实验结果和前人的研究成果较好的吻合，因此采用实验和 CFD 相结合的方法来研究中浓纸浆悬浮液的流动状态，并通过实验所得数据修正 CFD 中的相关参数，必将更好的揭示中浓纸浆流动特性，为工程设计提供一些

科学可靠的实验数据。

本章的主要符号及意义

英文字母符号

\vec{A} —表面积矢量；

a_p —差分方程的中心系数；

a_{nb} —邻近单元的影响系数；

b —源项对变量的贡献；

S 为广义源项；

S_ϕ —单位体积 ϕ 的源项；

$\Delta\vec{S}$ —从迎风单元中心到表面中心的位移矢量；

希腊字母符号

ϕ —通用控制方程的一般变量；

Γ —广义扩散项系数；

$\nabla\phi$ — ϕ 的梯度。

第五章 中浓纸浆悬浮液三维湍流流动的实验研究

5.1 中浓纸浆湍流流动实验平台设计

对于纸浆悬浮液流体化的研究，国内外学者已经做了大量研究，正如绪论中提到的，对于中浓纸浆纤维悬浮液流体化的定义，可以分为纤维级的水平和絮状物级的水平，要根据实际工况和研究的目的来决定采用哪种基准来判定。本文在絮状物级的基础上采用能量耗散观点对中浓纸浆流体化做了新的定义，这种观点的提出基于采用先进的传感器技术及数据采集技术对中浓纸浆三维湍流流动的系统研究。

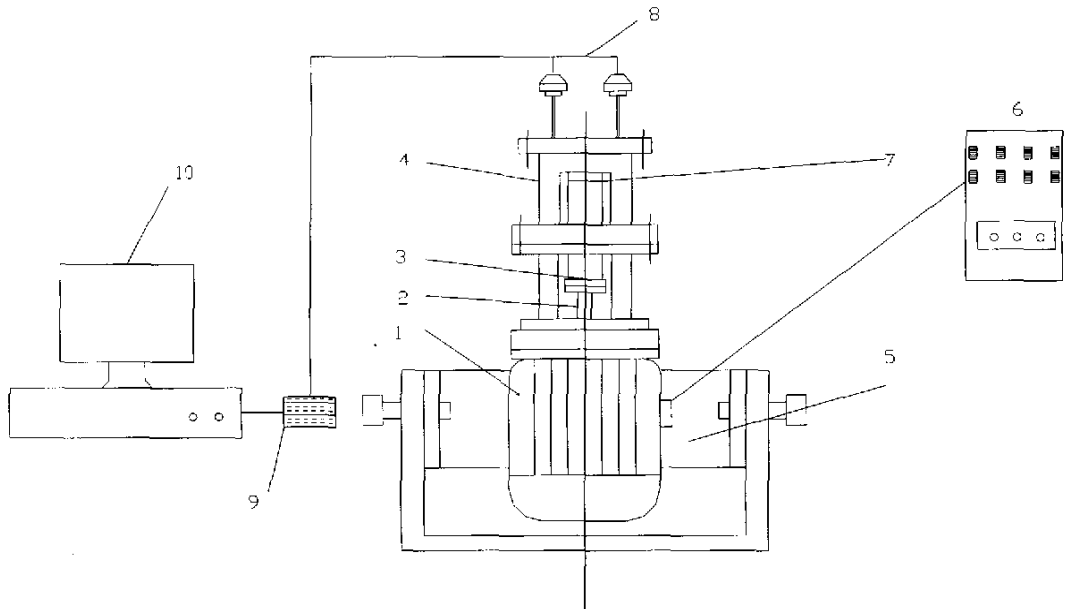


图 5-1 中浓纸浆流体化实验装置

Fig.5-1 the fluidization experimental equipment of MC pulp

中浓纸浆悬浮液流体化实验装置结构示意图如图 5-1 所示，该实验装置主要由高速三维湍流剪切室、转速和扭矩变频调节器、压力温度传感器及数据采集系统（虚拟仪器）四部分组成。其中 1—电动机，2—传动轴，3—机械密封，4—流体化剪切室，5—支座，6—电机变频器，7—湍流发生器（转子），8—温度（压力）传感器，9—数据采集卡，10—计算机

湍流发生器由电机直接带动，电机的转速可由变频器调节，同时可以直接读出相应转速下的电机功率及计算出相应的扭矩值。湍流发生器在高速旋转中产生高剪切力，使剪切室里的中浓纸浆实现流体化。流体化剪切室及湍流发生器 3D 结构图如下：

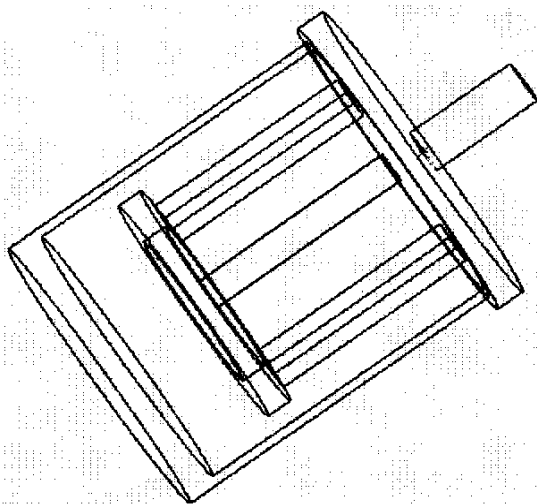


图 5-2 中浓纸浆流体化剪切室

Fig.5-2 the fluidization Rotary Devices

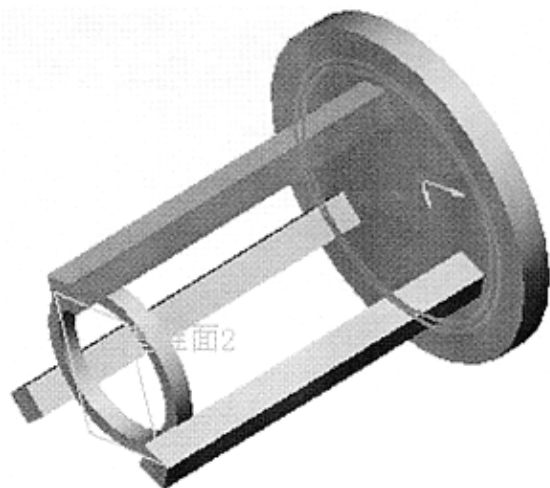


图 5-3 湍流发生器结构

Fig.5-3 the structure of turbulent generator

5.2 实验过程及初始条件

实验在常温、常压下进行，首先把质量浓度为 10%、绝干浆重 300g 的中浓纸浆悬浮液装入剪切室，为了在实验中能更好观察纸浆在剪切室内的流动形态，剪切室的圆形封盖用有机玻璃制成，剪切室内径 160mm，高 120mm。湍流发生器是实验装置中最重要的元件，其转子用不锈钢制成，外径 70mm，主体是均匀分布的三根搅拌棒，宽 10mm，长 100mm，搅拌棒下端焊接有固定圈，如图 5-3 所示。实验前设置好传感器的工作参数，启动数据采集软件，使其进入待测状态。因为湍流发生器转子与电机直接连接，电机由变频器控制，启动电机，使其转速从低到高逐渐增加，观察纸浆在湍流发生器作用下的流动状态，记录此时电机的转速和功率，实验过程中，剪切室内压力及温度的变化由数据采集系统自动记录。

5.3 实验结果及分析

5.3.1 中浓纸浆悬浮液在高剪切作用力下的流动状态

从实验结果中发现当转子转速增加到一定值后，中浓纸浆悬浮液扭矩与转速曲线与水的平行，此时纸浆在剪切室内的流动完全达到湍流状态，此点称之为纸浆流体化的临界点，从临界点以后，只有不断的提供足够的能量才能使纸浆达到湍流状态，进而产生大量的小尺寸漩涡流，分散和破坏中浓纸浆的纤维网络结构。本文第七章从能量耗散的角度研究了纸浆进入流体化状态的临界点，结果再次证

明：在该点处中浓纸浆悬浮液的确体现出类似牛顿流体均匀湍流的特性。同时从实验中发现中浓纸浆在高剪切作用力下，气体被分离出来聚集在转子的搅拌棒周围，当气体完全充满转子搅拌棒间的空间时，纸浆的漩流就会停止，此时转子在气相中旋转而不能再把动力传给纸浆悬浮液，造成所谓的“空化”与“气体滑移”现象^[46]，因此在湍流离心式中浓泵的设计中，必须考虑除气装置，否则不仅产生气缚现象，更严重的是湍流发生器在一定转速下可能完全失效，以下是中浓纸浆在剪切室内的流动过程：

随着湍流发生器转速从零逐渐加大，所施加的剪切力达到屈服应力以后，中浓纸浆絮状物在湍流发生器转子附近开始同轴旋转和产生自身的反转运动，随着转子转速的增加，这种类似于流体流动的区域逐渐从中心向外围扩展，当中浓纸浆的运动区域接近剪切室壁面时，纸浆的运动方向主要为沿转子旋转的剪切方向和半径方向，此时转子扭矩与纸浆运动区域、转子转速等因素间存在如下关系^[117]：

$$\begin{cases} M = \frac{1}{2} \pi L D_m^2 \tau & (5-1) \\ M = \frac{1000 N_d}{\omega} \end{cases}$$

联立(5-1)式可得：

$$\frac{1}{2} \pi L D_m^2 \tau = \frac{1000 N_d}{\omega} \quad (5-2)$$

根据方程式(5-2)解得：

$$\tau = \frac{2000 N_d}{\omega \pi L D_m^2} \quad (5-3)$$

式中：M—转子扭矩 (N·m)；

τ —剪切应力 (Pa)；

L—转子浸没于纸浆中的深度 (m)；

D_m —纸浆剪切区域的几何平均直径 (m)；

N_d —轴功率 (kw)；

ω —转子角速度 (弧度/秒)

当转速进一步增大到 2700r/min 时，此时的中浓纸浆流动达到完全湍流状态，高速的离心作用力及湍流发生器转子中心的低压区使纸浆中的气体分离出来聚集在转子的搅拌棒之间，当气体完全包围了转子时，转子在气相中空转，轴的扭矩急剧下降，实验结果发现，即使当中浓纸浆达到完全的湍流状态（不存在“空化”现象），其转子扭矩仍然比同等条件下用水做实验时的参考值高，这与文献[46]研究结果完全一致。随着转子转速的增加，纸浆悬浮液的功率准数 N_p 也在下降，

功率准数 $N_p = \frac{N_d}{\rho N^3 d^5}$, N_d —轴功率 (kw), ρ —纸浆悬浮液的密度 (kg/m^3), N —

转子转速(1/S), d —转子直径 (m), 而且随着纸浆浓度的提高, 其屈服应力也相应增大, 高的屈服应力阻碍了纸浆向转子方向的回流, 结果使纸浆抛向容器壁, 纸浆中气体空洞的形成随着转子转速的提高而加剧, 因此达到某个转速时, 转子便在气相中旋转, 因此导致功率急剧下降。对于纸浆在剪切室内的流动, 其明显的三个流动区域可以从实验中观察到: 气体聚集在湍流发生器转子中心、纸浆中已经除去气体的液体在剪切室壁上的切向流以及分散在它们之间的纸浆的切向流, 这种各相间的分离流动主要归因于转子旋转时产生的离心力, 同时剪切室内缺乏折流板也是形成此类现象的因素之一。对于低浓纸浆悬浮液来说, 很难看到气相的分散流动, 随着浓度和气体空隙度的增大, 形成的气泡空洞的尺寸也越来越大, 这就减弱了液相在悬浮液中的湍流流动以及气液之间的质量传递^{[133][134]}。当湍流发生器转子转速进一步增加时, 在转子周围形成了气体的空洞, 这些空洞的尺寸取决于转子的转速、悬浮液的质量浓度以及空隙度。当空洞大到一定值时, 转子形成空转, 而纸浆全部被抛到壁面周围, 此时湍流发生器失去作用。如下图所示:

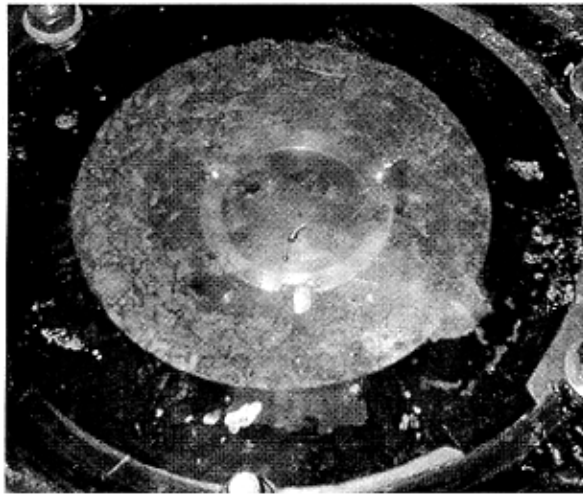


图 5-4 中浓纸浆流体化中的“空化”现象

Fig.5-4 the cavitation of the MC pulp fluidization

5.3.2 中浓纸浆所受剪切应力与转子转速间数学模型的分析

中浓纸浆在剪切室内流体化的过程中, 当湍流发生器转速改变时, 纸浆在剪切室的流体动力学条件和流变学特性必将改变, 图 5-5 是质量浓度为 10% 中浓纸浆在剪切室里流动时, 所受剪切应力与湍流发生器转子转速间的关系曲线, 由图看出, 中浓纸浆悬浮液在剪切室内的流动形态明显分为三个部分: 启动段, 稳

定段和湍流段。当转速达到临界转速后，纸浆所受的应力达到了临界剪切应力值 τ_d ，此时纤维网络全部分散互解，处于均匀分布的动态状况，纸浆进入湍流状态，即实现了中浓纸浆的流体化。此时，纸浆的流体力学性质已经与牛顿流体相同， $\tau-N$ 曲线与水的平行^[118]。

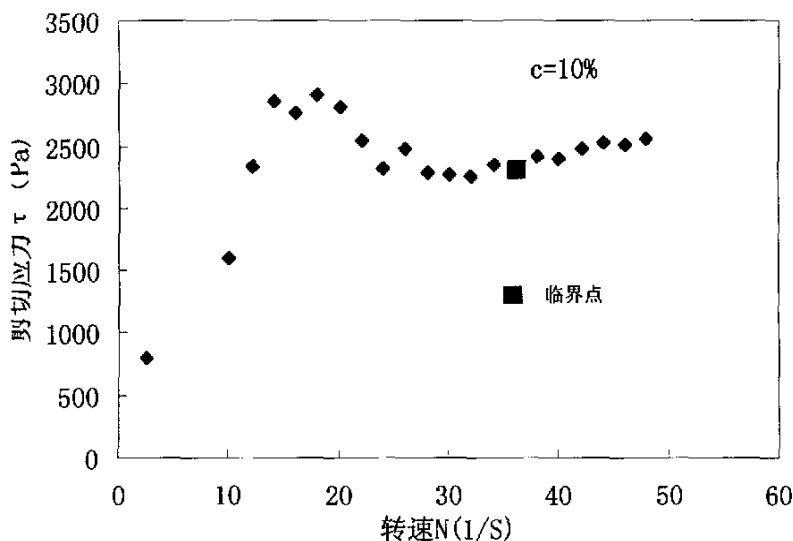


图 5-5 中浓纸浆 $\tau-N$ 关系曲线

Fig.5-5 the relationship τ vs N of MC pulp

但是，图表的结果只给出一个大体范围，目前也尚未见剪切应力与转子转速相关数学模型的描述，本文对实验数据进行了回归分析，结果表示：“三次方（Cubic）”数学模型较好地拟合了实验数据，对进一步量化分析中浓纸浆的流体化机理有一定的作用，回归方程如下：

$$\tau = 0.15N^3 - 12.81N^2 + 330.34N + 31.25 \quad (5-4)$$

式中： τ —剪切应力 (Pa)；

N —转子转速(1/S)

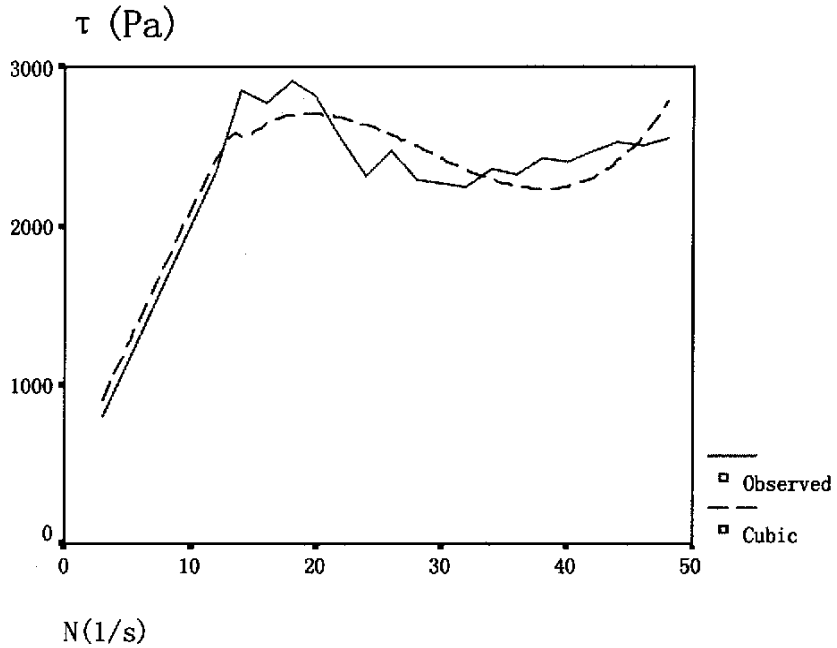


图 5-6 回归方程与实验数据拟合曲线

Fig.5-6 regression equation and experimental data

图 5-6 为回归方程与实验数据拟合曲线, 根据 5-4 式和图 5-5 分析可知: 当 $N=40(1/s)$ 时, 曲线出现拐点, 带入方程, 解的此时的临界剪切应力 $\tau_d=2365(\text{Pa})$, 此值即为中浓纸浆在剪切室内流动时达到湍流时的临界剪切应力值。

本文还回归了其它种类中浓纸浆悬浮液流体化时的剪切应力和转子转速的数学模型, 如下:

质量浓度为 11.1% 的未漂白磨石磨木浆:

$$\tau = 0.01N^3 + 0.78N^2 - 41.8N + 1908.8 \quad (5-5)$$

浓度为 11.3% 的已漂白马尾松硫酸盐木浆:

$$\tau = 0.036 N^3 - 2.42N^2 + 88.21N + 891.38 \quad (5-6)$$

浓度为 10.4% 已漂白亚硫酸盐芦苇浆:

$$\tau = 0.026 N^3 - 0.43N^2 - 6.14N + 1076.5 \quad (5-7)$$

浓度为 11% 未漂白废纸浆:

$$\tau = 0.036 N^3 - 2.33N^2 + 63.75N + 653.93 \quad (5-8)$$

浓度为 10.3% 的未漂白稻草浆:

$$\tau = 0.038 N^3 - 1.65N^2 + 21.61N + 919.79 \quad (5-9)$$

表 5-1 中浓纸浆所受剪切应力与转子转速关系

Tab.5-1 the relationship of the shear stress and rotor rotate speed of MC pulp

转速 (rpm) 剪切 应力 (Pa)	300	900	1200	1500	1800	2100	2400	2700	3000
11.2%	1225	5027	5057	4218	4066	4238	4307	4538	4581
13.2%	3452	5558	5618	5708	5828	6215	5498	5546	5601
14.8%	4720	6702	6789	6873	7012	7422	7558	8112	7651

5.3.3 中浓纸浆流体化时临界剪切应力与纸浆浓度间的关系

表 5-1 是中浓未漂白马尾松硫酸盐木浆在其它不同浓度、不同转子转速下所受的剪切应力值，当其它条件不变时，纸浆悬浮液的临界剪切应力 τ_d 与其质量浓度的关系可表示为^[8]：

$$\tau_d = Kc^a \tag{5-10}$$

式中： τ_d —临界剪切应力(Pa)

K, a —系数和指数，根据纸浆种类来确定；

c —纸浆的质量浓度(%)。

根据中浓纸浆悬浮液在剪切室的流动状态，当纸浆内的剪切应力达到所对应的临界剪切应力时，纸浆悬浮液中网络结构全部分散瓦解，整个流场处于湍流状态，絮聚团之间、纤维与纤维之间产生了相对运动。此时，中浓纸浆悬浮液的流体力学性质与牛顿流体的流体力学性质相似，中浓纸浆悬浮液的这种状态即为流体化状态。Gullichsen 及华南理工大学陈克复教授对木浆、草浆做了大量研究，根据不同的浆种给出了式 (5-10) 中参数 K 和 a 的值^[8]，如表 5-2:

表 5-2 不同纸浆 K 和 a 的值
Tab.5-2 different K and a values of pulp

纸 浆 种 类	K	a
未漂磨石磨木浆	0.40	3.49
未漂马尾松硫酸盐木浆	5.38	2.52
漂白马尾松硫酸盐木浆	5.74	2.52
未漂亚硫酸盐芦苇浆	1.61	2.84
漂白亚硫酸盐芦苇浆	1.70	2.76
未漂稻草浆	1.35	2.90
未漂废纸浆	0.15	3.80

5.3.4 中浓纸浆在偏心转子剪切室内的流体化研究

为了比较中浓纸浆在不同流体动力学条件下的流体化进程,本文在其它条件不变的情况下,进行了中浓纸浆悬浮液在偏心结构的湍流发生器剪切下的流体化实验,偏心结构的湍流发生器结构与图 5-3 所示结构完全相同,只是搅拌棒中心与底座圆心的偏心距离为 25mm,实验结果如图 5-7,由图看出:中浓纸浆在偏心转子剪切室内所受的剪切应力 τ 随转速 N 的上升一直在增加,没有出现有规律的渐变过程,因此确定其临界点比较困难。

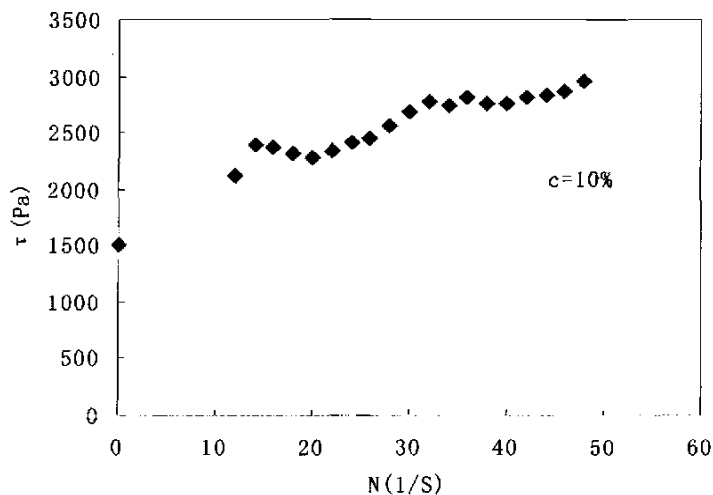


图 5-7 中浓纸浆 τ — N 关系曲线 (偏心转子)

Fig.5-7 the relationship τ vs N of MC pulp(eccentric rotor)

同时, 偏心转子的“启动阻力”较大, 增加了电机的启动负荷, 此外在实验当中当转速 N 达到 2200 (1/min) 时, 整个剪切室出现了明显的振动现象, 这在工程上是应该尽量避免的。国外在设计中浓浆输送系统时, 降低机械元件的振动是研究的重点^[119], 振动不仅消耗了大量能量, 降低输送效率, 还极易造成泵壳的破裂。因此我们在后续的优化湍流发生器结构的研究中, 不再考虑偏心结构。

5.4 中浓纸浆悬浮液所受剪切应力与转子转速、纸浆浓度间的数学关系

根据上述研究分析, 中浓纸浆悬浮液在剪切室内流动时, 其所受剪切应力与湍流发生器的几何形状、转速及纸浆浓度都有关系, 上文给出了在给定浓度下中浓纸浆悬浮液流体化过程中所受剪切应力与湍流发生器转子转速间的关系, 但在工程实际中, 很多工况下要确定或预测剪切应力与转子转速和纸浆浓度间的关系, 从实验所得的数据分析来看, 建立三者间传统显性数学模型较为复杂, 因此本文采用人工神经网络方法对数据进行仿真模拟, 很好的拟合中浓纸浆悬浮液在剪切室内流动时在不同浓度和转子转速下所受的剪切应力值。

本文采用人工神经网络中的 BP(Back Propagation)网络模型对中浓纸浆在剪切室内流动时所受剪切应力和相关影响因素进行了模拟仿真研究。人工神经网络 ANN(Artificial Neural Networks)是由大量简单单元以及这些单元的分层组织大规模并行联结而成的一种网络, 它力图像生物神经系统一样处理事物, 虽然单个神经元的结构极其简单, 功能有限, 但大量神经元构成的网络系统功能非常强大。BP 网络, 即多层前馈神经网络, 是一种模仿人类大脑的信息加工技术, 它能够用自学习的方法以逼近的方式从数据组中识别模式, 是过程建模中一种强有力的工具。BP 算法结构简单、易于实现。在人工神经网络的实际应用中, 80%~90%的神经网络模型是采用 BP 网络或它的变化形式, 目前主要用于模式识别与分类、函数逼近、数据压缩及预测等领域, 理论证明: BP 网络可以逼近任何非线性函数^[120]。

随着国内对造纸过程建模与控制方面研究的深入, 人工神经网络也逐步在造纸行业中应用: 朱勇强等^[121]以造纸湿部的中性施胶系统作为研究对象, 采用人工神经网络进行智能建模的研究; 张建明等^[122]提出了适应于多纸种造纸机定量控制系统的神经元控制模型; 与此同时人工神经网络也在蒸煮, 漂白以及纸张定量控制等工艺过程中得到了应用^[123]。本文作者曾经采用 BP 网络研究了麦草浆黑液在三维湍流场内传热性能^[124], 动态仿真的结果较好的拟合了实验结果, 虽然 BP 网络存在收敛速度慢, 局部产生极值等缺点, 但其作为典型的黑箱建模方法, 可以较好的适用于中浓纸浆流体化过程的控制与仿真^[125]。

5.4.1 BP 人工神经网络的建立

神经网络是一个非线性动力学系统，其特征在于信息的分布式存储和并行协同处理。设被控制对象的输入 u 和系统输出 y 之间满足如下非线性函数关系：

$$y=g(u) \quad (5-11)$$

由于要采用神经网络控制的对象一般是复杂的，因此非线性函数 $g(\cdot)$ 难以建立，可以利用神经网络具有逼近非线性函数的能力来模拟 $g^{-1}(\cdot)$ ，尽管 $g(\cdot)$ 的形式未知，但通过系统的实际输出 y 与期望输出 y_d 之间的误差来调整神经网络中的连接权重，即让神经网络学习，直至误差趋近与 0，这个过程实际上是对被控对象的一种求逆过程，由神经网络的学习算法实现这一求逆过程，就是神经网络实现直接控制的基本思想。BP 网络是一种分层型网络，由输入层、隐层和输出层组成。层与层之间采用全互连方式，同一层的单元之间则不存在相互连接，隐层可以有一个或多个。隐层中的神经元均采用 S 型变换函数；为了使网络输出可在一个较大的范围内变化，输出层的神经元可采用线性变换函数。本实验采用的仿真程序基于 MATLAB 6.5 软件编制，隐层中采用的是 tansig 非线性 S 形传递函数，输出层采用 purelin 线性变换函数^[126]，同时为了网络更快的收敛，对网络的输入值（即纸浆浓度及转子转速）做一定数学处理，使之绝对值在 0—1 之间，为了克服 BP 网络存在收敛速度慢、易陷入局部极小点的缺陷，程序采用了经过改进的 BP 算法，即采用 trainlm 训练函数，该函数是用 Levenberg- Marquardt 数值优化法^[127]来实现反传算法的，对中等规模的网络来说，是速度最快的一种训练算法。图 5-7 即为 BP 网络的反传学习过程原理图。

5.4.2 BP 人工神经网络仿真结果及分析

表 5-3 是 BP 人工神经网络的输入数据，此数据用来训练已建成的 BP 网络。

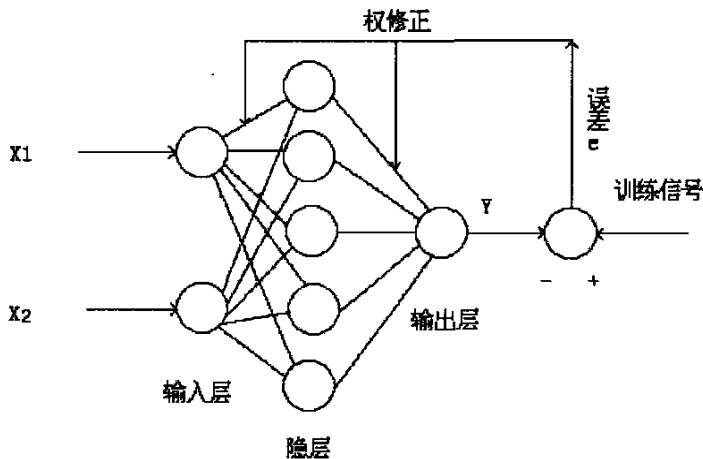


图 5-7 BP 网络反传学习过程原理图

Fig.5-7 the back propagation theory of BP network

表 5-3 网络的部分输入数据

Tab.5-3 the input data for network

纸浆浓度 c (%)	湍流发生器转速 N (r/min)	剪切应力 τ (Pa)
8.4	1400	1050
8.4	1800	1120
8.4	2200	1700
9.5	1400	1450
9.5	2000	1480
9.5	2600	1900
10.1	1200	1750
10.1	2000	2100
10.1	2200	2400
11.2	1200	5057
11.2	2000	4165
11.2	2400	4307
13.2	1400	5768
13.2	2400	5498
13.2	2600	5512

BP 神经网络提供的模型数学上可叙述为^[128]:

$$A=C \times W1 \times \text{tansig}(W2 \times [P1, P2]T+b) \quad (5-12)$$

式中: A —网络输出值

$P1, P2$ —网络输入值 (包括各种影响因素的实验数据)

$[P1, P2]T$ —网络输入向量

$W1, W2$ —网络权值

b —网络阈值

C —网络模型参数

$W1, W2, b$ 和 C 这些参数由人工神经网络训练规则自行确定, tansig 为非线性 S 形传递函数。BP 网络两个输入值 $P1$ 为纸浆浓度 c , $P2$ 为湍流发生器转速 N , 输出值为纸浆所受剪切应力 τ , 根据大量实验分析, 隐层采用 5 个神经元不仅网络收敛速度较快, 而且也很好的拟合了实验数据。BP 网络的学习规则就是通过反向传播来调整网络的权值和阈值使网络误差的平方和最小。仿真程序中误差指标为 0.001, 实验仿真结果如下:

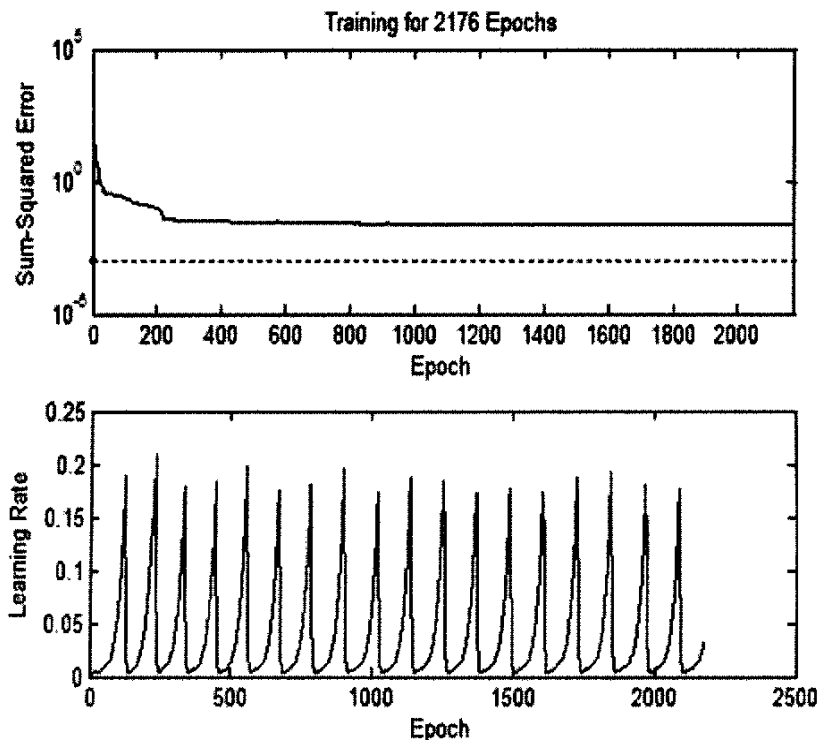


图 5-8 动态仿真图

Fig.5-8 the dynamic emulational graph

图 5-8 是基于 Matlab 程序的前向网络动态仿真图,其中训练次数为 2176 次,下图为网络的学习率变化图,学习率 LR 是表征神经网络学习与稳定的参数。由图中看出,随着网络训练的不断进行,网络输出值逐渐向实验值逼近,图 5-9 为网络训练稳定后最终的仿真值与目标值关系图,图中各个数据点为剪切应力实测值,曲线为仿真拟合值;表 5-4 是仿真值和实验值的对照表,可以看出,网络输出值很好的拟合了实验数据,通过网络确定的数学模型,我们还可以预测中浓纸浆在更高浓度和湍流发生器转速下所受的剪切应力值。因此,人工神经网络的仿真研究对于分析中浓纸浆流体化这样复杂的实验无疑是一种较好的方法。

表 5-4 仿真值与实验值对照表

Tab.5-4 the emulational values and experimental values

c (%)	N (r/min)	τ (Pa) 实测值	τ (Pa) 仿真值	误差值
6.5	2200	1050	1046	0.0038
8.5	1500	1085	1088	0.0028
11.5	500	2200	2195	0.0023
12.5	500	2950	2956	0.0020

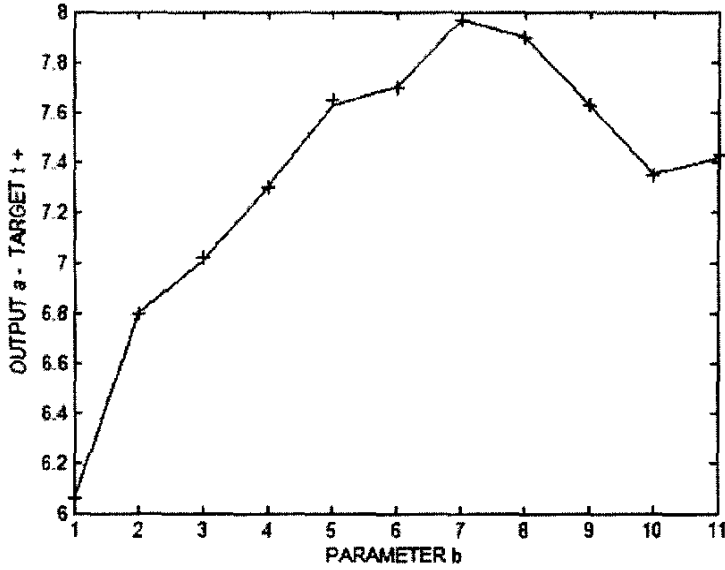


图 5-9 目标值与 BP 网络输出值拟合图

Fig.5-9 the fitting graph of target values and BP networks output values

5.5 中浓纸浆在流体化过程中纤维絮聚与分散的研究分析

实验研究表明,对于中浓纸浆悬浮液,即使在高剪切场内达到完全湍流状态,其纤维间的絮聚团还是存在,只是絮聚团的尺寸在流体化状态下会变得小一些。在湍流状态下,絮聚纤维是处于纤维的物理交织、化学键力以及破坏性的湍动与剪切力之间的动平衡状态^[129]。由于湍流状态下湍流发生器对纸浆悬浮液具有较高的剪切作用,因此湍动有助于分散纤维,减少絮聚,改善均匀度,如果湍动强度低,纸浆内絮聚物的纤维缠结强度就能阻碍湍动的作用,而使絮聚物不分散。但是另一方面,当湍动尺度很大时,絮聚物又能够完整无损地包容在大涡流之中,也没法分散絮聚物^{[130][131]}。因此中浓纸浆悬浮液在流体化过程中湍动与絮聚有一定的平衡关系,由于造成纤维絮聚的一个主要原因是机械交织,而剪切场内又会导导致单根纤维呈现平移和旋转运动。因此,湍动不仅能够分散纤维絮聚物,而且还能够产生纤维絮聚物,一旦湍动衰减下来,纤维又将交缠成网络及絮聚团。

5.5.1 纤维分散速率与絮聚速率

纸浆纤维在湍流状态下其分散速率与絮聚速率间的关系用絮聚强度 $\frac{\overline{c'^2}}{c}$ 来表

示:

$$\frac{\overline{c'^2}}{c} = \rho(A - R) \quad (5-13)$$

式中： c' —浓度的脉动；
 \bar{c} —浓度均值；
 ρ —悬浮液密度；
 A —纤维的絮聚速率；
 R —纤维的分散速率。

因为纤维的分散速率与纸浆纤维的湍动能 k 和湍动能耗散率 ε 有关，因此：

$$R = C_{f2} \frac{\varepsilon}{k} \cdot \frac{\overline{c'^2}}{\bar{c}} \approx \frac{u'}{l'} \cdot \frac{\overline{c'^2}}{\bar{c}} \quad (5-14)$$

式中： C_{f2} —参数；
 u' —脉动速度；
 l' —湍流尺度；

而纤维的再絮聚是从纸浆悬浮液中已有的絮聚团表面和单根纤维运动的区域开始的，因此纤维的絮聚还与单根纤维运动区域所占比率及已有絮聚团的尺寸等有关，Morten Steen^[132]同时又考虑了纤维与絮聚团接触时间及纤维响应时间等因素，给出了纤维絮聚速率的表达式：

$$A = C_{f1} \frac{(\bar{c} + c')(1 - \gamma^\lambda) c^\lambda \gamma^\lambda}{\bar{c}^2} \cdot \frac{u^*}{l^*} f\left(\frac{w}{w_0}\right) \frac{k}{\varepsilon} \frac{1}{t_{fiber}} \quad (5-15)$$

式中： $\gamma^\lambda = \frac{u^*}{u'}$

$u^* = 1.74(v\varepsilon)^{0.25}$ ，单根纤维运动区域的湍动速度；

v —悬浮液径向速度；

u' —悬浮液沿轴向的脉动速度；

c^λ —单根纤维运动区域的浓度；

$l^* = 1.43(v^3/\varepsilon)^{0.25}$ ，单根纤维运动区域的湍动尺度；

$$f\left(\frac{w}{w_0}\right) = \frac{\left(\frac{w}{w_0}\right)^2}{\left\{ \left[1 - \left(\frac{w}{w_0}\right)^2 \right]^2 + \beta^2 \left(\frac{w}{w_0}\right)^2 \right\}}$$

$$w = \frac{u^*}{l^*}$$

$$w_0 = \left(\frac{4EI}{\rho d^2 l^4} \right)^{0.5}$$

E —纤维弹性模量；

I —纤维惯性矩；

l —纤维长度

d —纤维直径；

t_{fiber} —纤维响应时间

C_{f1} —参数；

β —阻尼系数

5.5.2 纤维分散力

5-15 式综合了纤维絮聚与各个因素间的关系，此外对于纤维分散的特性可以通过流体力学中的作用力—纤维分散力来表征。在纸浆悬浮液的流动中，通常用广义雷诺数来判定其流动形态， Re^* 是一个无量纲量^[135]：

$$Re^* = 692 \left(\frac{8\bar{u}}{D} \right)^{0.38c} \cdot \frac{D\bar{u}\rho}{e^{3.51c}} \quad (5-16)$$

式中： \bar{u} —平均流速(m/s)；

D —管内径或流道当量直径(m)；

ρ —纸浆密度(kg/m³)；

C —纸浆浓度(%)

$Re \leq 3.3 \times 10^3$ 时纸浆流动为塞流状态； $Re > 3.3 \times 10^3$ 时为湍流状态； $Re \geq 10^5$ 时为完全湍流状态，当中浓纸浆处于完全湍流状态时，其纤维分散力 τ_f 由纤维网络分散力和纤维絮聚团分散力组成，纤维网络分散力 τ_n 在数值上等于网络被分散、纸浆流进入湍流的临界粘性剪切应力^[136]，K.Moller 和 G.Duffy 给出了化学木浆 τ_n 的计算式^[137]，式中 C 为纸浆浓度：

$$\tau_n = 3.40C^{2.64} \quad (5-17)$$

对于纤维絮聚团分散力可用下式表示^[136]：

$$\tau_c = \frac{0.3}{\lambda \cdot t} \ln \sqrt[3]{j} \quad (5-18)$$

式中： λ 为纤维特性系数，对化学木浆，纤维细长柔软， λ 值较小，反之对硬木浆， λ 值较大。对化学木浆， $\lambda=0.095$ ，对硬木浆 $\lambda=0.29$ ； j 为絮聚团的纤维根数。

综上所述，中浓纸浆悬浮液在湍流状态下存在一个纤维分散与絮聚的动态平衡与耦合关系，从本文的实验来看，当中浓纸浆悬浮液质量浓度达到 10% 以上时，在完全湍流过程中其单根纤维的运动也较少，而是以尺度不同的絮聚团运动，因此在后续的研究中，本文都是从絮聚团级的水平来研究中浓纸浆的湍流流动。

5.6 本章小结

本章研究了中浓纸浆悬浮液在三维湍流场内的流体动力学特征，对中浓纸浆

流体化过程中的流动形态进行了分析，并研究了不同几何结构湍流发生器对其流动形态的影响，同时采用数学模型和人工神经网络的方法回归和仿真了纸浆悬浮液所受剪切应力和转子转速及纸浆浓度间的关系，模型可以较好的预测在现有实验条件下一些无法实现的工况值；本章还分析了纸浆湍流运动中纤维分散与絮聚的动态耦合与平衡关系，用絮聚强度定义了两者的数学模型，并从湍动能和纤维分散力的角度研究了纤维絮聚与分散与各个物理量间的关系，结果表明对于中浓纸浆悬浮液的湍流流动，其主体是尺度较小的絮聚团的流动，因此从工程湍流的角度来研究中浓纸浆的流体化状态，应该定义在絮聚团级的水平上。

本章的主要符号及意义

英文字母符号

A —纤维的絮聚速率；

D —管内径或流道当量直径(m)；

D_m —纸浆剪切区域的几何平均直径 (m)；

L —转子浸没于纸浆中的深度 (m)；

M —转子扭矩 ($N \cdot m$)；

N —转子转速(1/S)；

N_d —轴功率 (kw)；

N_p —功率准数；

c —质量浓度 (%)；

c' —浓度的脉动；

\bar{c} —浓度均值；

d —纤维直径；

I —纤维惯性矩；

l —纤维长度

l' —湍流尺度；

R —纤维的分散速率；

t_{fiber} —纤维响应时间；

\bar{u} —平均流速(m/s)；

u' —脉动速度；

ω —转子角速度 (弧度/秒)

希腊字母符号

τ —剪切应力 (Pa)；

τ_d —临界剪切应力 (Pa)；

λ —纤维特性系数

ρ —悬浮液密度 (kg/m^3)；

第六章 中浓纸浆悬浮液湍流流动的 CFD 模拟

如第五章所述,当中浓纸浆悬浮液在剪切室内达到湍流状态时,纸浆悬浮液中的纤维网络结构被分散瓦解,中浓纸浆呈现出以小尺寸絮聚团湍流运动为主的流体化状态,此时,中浓纸浆悬浮液的流体力学性质与水的流体力学性质相似,因此,流体化状态下的中浓纸浆悬浮液完全可以从牛顿流体湍流流动的角度来研究,这就是我们对中浓纸浆悬浮液湍流流动进行 CFD 模拟的理论基础。CFD 模拟的目的是帮助我们理解流体在湍流场内的复杂流动,建立理论和模拟的数学模型,在工程设计过程中做出科学的决断。近几年,对于纸浆纤维悬浮液这种特殊流体的 CFD 模拟也慢慢引起了学者的注意,它为造纸工业中纸浆的输送与流体化研究以及高速水力流浆箱的设计提供了理论支持和科学预测,因此逐步受到工程技术人员和科研部门的重视。目前由于开发更先进、高速纸机及网前成形设备的需要,国外对于纸浆悬浮液在明渠流中湍流流动的模拟研究较多,而对于纸浆悬浮液在搅拌场内的流动模拟较少,国内更是鲜有报道。其次大多数对纤维悬浮液的模拟研究都是从单根纤维的微观流动为出发点,而从工程湍流角度对中浓纸浆悬浮液流体化的模拟研究几乎没有,本文以工程湍流的流体动力学条件为理论基础,以第五章所述对中浓纸浆悬浮液湍流流动的实验研究为依据,计算模拟了中浓纸浆悬浮液在剪切室内湍流流动的状态,与对纸浆悬浮液塞流流动的 CFD 模拟一样,为中浓纸浆悬浮液流体动力学的研究补充了一个新的方法,并为工程应用打下一个初步的基础。

6.1 工程湍流流动的特性

在工程湍流的研究中,湍流场中的平均量是主要研究对象。工程中所要求的湍流物理量,一般是湍流物理量的统计平均值,如 \overline{u} , \overline{p} 等,通常不追求湍流内部机理及其演变过程,所研究物理量的精度达到工程要求即可,并且从宏观角度来处理工程问题,如涡流尺度的选择,要根据工程实际来选择数量级;从工程湍流的角度来看,中浓纸浆悬浮液的湍流流动存在如下几个特征:

第一是物质扩散,在中浓纸浆悬浮液多相流体中,水相之所以可以携带纤维及气体以及和各种漂剂很好的混合,主要是水流中的涡体混杂,将纤维或、气泡或者漂剂从含量多的地方输送到少的地方,湍流的扩散作用也抑制了纤维在旋转场内的下沉。

第二是中浓纸浆悬浮液在湍流中的能量损耗(详细分析见第七章),能量耗散主要是由于湍动频率高、尺度小的漩涡体相互混杂,而通过流体的粘性作用造成。

纸浆悬浮液湍流能量耗散与湍流内部的湍动强度有关。如果不连续供给湍流能量，湍动将迅速衰减。我们在实验中观察到中浓纸浆在湍动中的能量耗散非常大，在很短的时间内以热量的形式散发出去。其次纸浆悬浮液的流体动力学特性，如流速、压力等，可以用平均量与脉动量的加和来表示，这是工程上目前广泛采用的方法。同时湍流在高雷诺数情况下发生，在此情况下，粘性和扩散作用仍影响较小尺度的漩涡体运动，这一点从能量耗散可以很好地解释。

第三是纸浆悬浮液湍流的不规则性，湍流流动的主要特征就是由小的涡流体所组成的无规则的随机运动，它的速度场及压力场都是随机的，这种不规则性在流体流动的空间和时间上都反应出来，近代相干结构发现以后，湍流被看成是一种拟序结构^[138]，它由小漩涡体的随机运动场和相干结构的相干运动叠加而成。根据雷诺的建议，湍流场看成平均运动场和脉动运动场的叠加，因此速度和压强表示成：

$$\begin{cases} U_i = \bar{u}_i + u'_i \\ p = \bar{p} + p' \end{cases} \quad (6-1)$$

式中： U_i, p —湍流瞬时速度和压强；

\bar{u}_i, \bar{p} —湍流平均速度和平均压强；

u'_i, p' —脉动速度和脉动压强；

其中定义脉动流速 u'_i 的均方根 \bar{u}_i 为湍流强度： $\bar{u}_i = \sqrt{u_i'^2}$ ； \bar{u}_i 与流动特征速度 U_0

的比值为湍流相对强度 $\alpha_x = \frac{\bar{u}_x}{U_0}$ ，按雷诺时均法，任一变量 ϕ 的时间平均值定义为

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) dt \quad (6-2)$$

其中时间间隔相对于湍流的随机脉动周期而言足够大，但相对于流场中的各种时均量的缓慢变化而言足够小。对于均匀湍流来讲，从统计分布上湍流的任何性质与空间位置无关，其脉动量呈现均匀性，而各向同性湍流指任何统计平均湍动量与方向无关，各向同性湍流定是均匀湍流，虽然在实际中精确的各向同性湍流不存在，但局部各向同性湍流和近似各向同性湍流却存在，其次因为大多数非同性湍流中其最小涡流体也近似为各向同性，因此本文在研究中浓纸浆在湍流发生器高剪切作用下的湍流运动时即把它看作为各向同性湍流，同性湍流理论可以用来研究大多数流体的湍流运动，并且大大简化了数学模型。

6.2 湍流流动的数值模拟方法

湍流流动是一种高度复杂的非稳态三维流动，在湍流中流体的各物理参数如

速度、压力、温度都既是空间函数又是时间函数，因而对其建立合适的数学模型是十分困难也极具挑战性的工作。目前采用湍流计算的方法可以分为三大类^[139]。

6.2.1 完全模拟 (DNS)

完全模拟 (DNS)，又叫直接模拟，即采用非稳态的 N-S 方程对湍流进行直接计算的方法，此方法是最准确的方法，如果此方法能成功地加以运用，则所得结果的误差就仅是一般数值计算所引起的误差，并且可以根据需要加以控制。但是要相对比较复杂的湍流流动进行直接的数值计算，必须采用很小的时间与空间步长，如果要对湍流中的一个小漩涡作直接模拟，在 1cm^3 的流场中可能要布置 10^5 个节点，所需要的内存容量和运算速度远远超过现阶段计算机的水平，仅有超级计算机才能进行这样的运算，因此目前没有能力采用这种方法；

6.2.2 大涡模拟 (LES)

大涡模拟 (LES)，按照湍流的涡旋学说，湍流的脉动与混合主要是由大尺度的漩涡造成的。大尺度的涡从主流中获得能量，它们是高度各向异性的，而且随流动的情形而异。大尺度的涡通过相互作用把能量传递给小尺度的涡。小尺度的涡主要作用是耗散能量，它们几乎是各向同性的，这种方法旨在用非稳态的 N-S 方程直接模拟大尺度涡，而不直接计算小尺度涡，小涡对大涡的影响通过近似的模型考虑。这种数值方法已有一些成果报道，例如 S.Dong^[140]等人采用雷诺时均法 (RANS) 的 $k-\varepsilon$ 模型及大涡模拟 (LES) 研究了纸浆纤维在高速流浆箱中喷放的流动形态，对于纤维长度在 2—3mm 的纸浆悬浮液，计算结果与实验结果很好吻合，由于这种方法要求的计算机的容量和计算速度仍然都很大，只有在大型计算机上才能实现，因此目前很难得到广泛应用。

6.2.3 雷诺时均法 (RANS)

雷诺时均法 (RANS)，这是目前工程计算中普遍应用的方法，如前所述，该方法以 Navier-Stokes 方程为基础，引入雷诺时均法，把湍流中的物理量表示成为平均量加脉动量的形式： $U_i = \bar{U}_i + u'_i, p = \bar{p} + p'$ ，

则雷诺平均运动方程为：

$$\left. \begin{cases} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) + \nu \nabla^2 \bar{U}_i \\ \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \right\} \quad (6-3)$$

脉动运动方程：

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u'_i}{\partial t} + u'_j \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_j} + \overline{U}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) + \nu \nabla^2 u'_i \\ \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6-4)$$

式中 ρ 为流体密度, ν 为流体运动粘性系数, F_i 为外界作用力, 在这类方法中, 将控制方程对时间作平均, 在所得出的时均物理量的控制方程中包含了脉动量乘积的时均值等未知量, 即雷诺应力 $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$, 从物理上讲它是指通过单位面积的单位流体动量交换引起的切力, 它是由湍动涡流体动量交换引起的, 因此比粘性切力大, 而且尺度也比由分子运动而引起的粘性切力大的多。在雷诺时均方程法中, 由于对控制方程作了时均处理, 出现了脉动量乘积的时均值—雷诺应力, 使得控制方程中的未知数个数大于方程个数, 且不可能依靠进一步的时均处理使控制方程组封闭, 这就需要做一些假设, 找出这些附加项的关系式, 根据 Boussinesq 涡量粘性模型, 湍流脉动所产生的雷诺应力也与层流运动应力那样可以同时均的应变率关联起来, 所以湍流脉动所造成的应力可以表示为:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = -p_i \delta_{ij} + \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \text{div} \vec{V} \quad (6-5)$$

$$\text{式中 } \delta_{i,j} = \begin{cases} 1, & (i=j) \\ 0, & (i \neq j) \end{cases}$$

μ_t 是湍流粘性系数 (涡粘系数), 与能够表征湍流运动的速度和长度尺度的乘积成正比, 它是空间的函数, 其数值取决于流动的状态, 而中浓纸浆悬浮液湍流时的有效粘度等于湍流动力粘性系数与分子扩散引起的动力粘性系数的和, 即 $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$; p_i 是脉动速度所造成的压力, 将其定义为:

$$p_i = \frac{1}{3} \rho (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) = \frac{2}{3} k \quad (6-6)$$

上式中 k 定义为单位质量流体湍流脉动动能, u, v, w —流体在各个方向上的流速, 综上所述, 引入 Boussinesq 假设之后, 计算湍流流动的关键就在于如何确定 μ_t , 所谓湍流模型, 就是指 μ_t 同湍流时均参数联系起来的关系式, 这些关系式一般是半经验的和带有启发性的。根据确定 μ_t 的微分方程的数目的多少, 主要有零方程模型、一方程模型、两方程模型、雷诺应力模型等。

(1) 零方程模型

零方程模型是根据 Prandtl 提出的混合长理论为基础, 它通过一个未知参数即混合长度 l_m 把涡体粘性系数 μ_t 与局部平均速度梯度联系在一起, 而没有增加微分方程, 因此成为零方程模式, 公式如下:

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (6-7)$$

该模型关键在于确定混合长度 l_m ，在许多情况下，混合长度可以由经验关联式来确定，但该模型认为湍流是局部平衡的，没有考虑湍流传输的时序和历程的影响。

(2) 一方程模型

一方程模型是用湍动能 k 方程模型来关联湍流粘性系数，因为湍流粘性系数 μ_t 与湍流运动特征速度和长度尺度成比例，所以 Kolmogorov-Prandtl 给出 μ_t 计算式：

$$\mu_t = c_\mu \sqrt{k} \cdot L \quad (6-8)$$

式中： k 单位质量湍动能；

L 为湍流尺度（特征长度）；

c_μ 为经验常数。

而湍动能 k 的运输方程由 Kolmogorov-Prandtl 从 Navier-Stokes 方程导出，使用该模型要确定湍流尺度 L ， k 方程考虑了湍动能的生成、输运和耗散，对高雷诺数的湍流流动有较好的适用性，但不适用于粘性近壁流动。

(3) 两方程模型

在两方程模型中，通过补充微分方程来获取湍流尺度 L ，典型的是 $k-\varepsilon$ 方程，即用湍动能耗散率 ε 来表征湍流尺度 L ，目前在湍流的工程计算中， $k-\varepsilon$ 的两方程湍流模型应用最广也最为成功，本文即采用 $k-\varepsilon$ 两方程模型。

此外还有从各向异性出发，通过对粘性耗散项、压力变形项、湍流扩散项的模拟，直接封闭和求解雷诺应力的雷诺应力模型（Reynolds Stress Model-RSM），RSM 为了使得 N-S 方程封闭，在二维流动中加入了四个方程，而在三维流动中加入了七个方程，使得算法的稳定性变差。由于 RSM 比单方程和双方程模型更加严格的考虑了流线型弯曲、漩涡、旋转和张力的快速变化，实际表明，该模型可以较好模拟湍流中的各向异性效应，不用半经验的方法修正，但由于该模型比较复杂，因此占用计算机资源巨大，计算时间非常长。雷诺应力模型通用性好，但对流项和扩散项中含有 $\overline{u_i' u_j'}$ 的偏导数，因此计算工作量很大，又因为其它项都为代数项，因此如果在某些条件下将对流项和扩散项消去，模型变为代数方程，将大幅度减少计算量，Rodi 从局部平衡观点出发，部分略去方程中的对流项和扩散项，并假设 $\overline{u_i' u_j'}$ 与 k 成正比，提出了代数应力模型（Algebraic Stress Model-ASM），代数应力模型可以较好的反映各向异性的湍流流场，是一种很有发展方向的模型，但该

模型也相当复杂, 计算量也很大, 目前没有被广泛应用, 对湍流流场的模拟也需要实验去进一步考证, 在目前的工程计算中, $k-\varepsilon$ 两方程模型仍是被研究人员广泛应用的模型, Andre Bakker^[143]采用 $k-\varepsilon$ 模型模拟计算了纸浆悬浮液在搅拌场内的流动, 给出了纤维悬浮液三维流动的流场分布, 综上所述, 采用 $k-\varepsilon$ 模型是从模拟的精确性, 计算机资源的消耗性以及算法的稳定性和收敛性等综合因素比较后的最优化的模型。

6.3 $k-\varepsilon$ 两方程湍流模型

6.3.1 RNG $k-\varepsilon$ 模型

在 $k-\varepsilon$ 两方程模型中, 又分为几种: 标准的 $k-\varepsilon$ 模型 (The Standard $k-\varepsilon$ Model)、重整化的 $k-\varepsilon$ 模型 (The RNG $k-\varepsilon$ Model) 和带旋流修正的 $k-\varepsilon$ 模型 (The Realizable $k-\varepsilon$ Model), 本文采用第二种 The RNG $k-\varepsilon$ Model。标准的 $k-\varepsilon$ 模型对湍流发生器附近的流场模拟并不合适, 而 RNG (renormalization group) 的 $k-\varepsilon$ 模型则是来自于一个瞬时的 N-S 方程, 运用重整化的数学方法, 它和标准 $k-\varepsilon$ 相比有如下改进: 第一 RNG $k-\varepsilon$ 模型在耗散率方程中通过系数 C_1 引入描述流场畸变效应的附加源项后, 在一定程度上会改善对旋转流、浮力流等较复杂湍流的预报能力, 有效的改善了精度; 第二 RNG $k-\varepsilon$ 模型考虑到了湍流漩涡, 提高了在这方面的精度; 第三 RNG 理论为湍流普朗特 (Prandtl) 数提供了一个解析公式, 而标准 $k-\varepsilon$ 模型使用的是用户提供的常数。第四 RNG 理论提供了一个考虑低雷诺数流动粘性的解析公式。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。

RNG $k-\varepsilon$ 两方程模型在笛卡尔坐标系下的表达式为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (6-9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R + S_\varepsilon \quad (6-10)$$

式中: $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$

ε 是湍流动能耗散率, 等于流体运动粘性系数与脉动涡强乘积的平均值, 表示湍流体中单位质量在单位时间的湍动粘性损耗, 因为与变形率的平方平均值 (涡强平方平均值) 成比例, 因此具有强涡强的小尺度涡流体的运动是湍能耗散的主要因素。湍流粘性系数 μ_t , 湍动能 k 及湍流动能耗散率 ε 的定义式为:

$$\left\{ \begin{array}{l} k = \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2}, \\ \varepsilon = \nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \\ \mu_t = c_\mu \rho k^2 / \varepsilon \end{array} \right. \quad \nu \text{ 为流体运动粘性系数;} \quad (6-11)$$

G_k 是由于速度梯度而产生的湍流动能，其表达式为：

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (6-12)$$

G_k 如果习惯上表达成同 Boussinesq 假设形式相一致的类型，则 6-12 式可以写为

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (6-13)$$

式中 S 定义为：

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (6-14)$$

S_{ij} 为平均应变率，定义为：

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6-15)$$

G_b 是重力和温度出现在模拟中时由于浮力引起的湍流动能项，其表达式为：

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

这里 Pr_t 是湍流能量普朗特数， g_i 是重力在 i 方向上的分量， β 是热膨胀系数。 Y_M 描述的是在可压缩湍流中，扩张脉动对耗散率的影响，在本文中为零。

α_k 、 α_ε 是分别对于 k 、 ε 的负面效应普朗特数， $C_{1\varepsilon}$ 、 $C_{2\varepsilon}$ 、 $C_{3\varepsilon}$ 是常数，对于 ε 方程中的 R 项，其定义式为

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (6-16)$$

式中： $\eta \equiv Sk / \varepsilon$ ， $\eta_0 = 4.38$ ， $\beta = 0.012$

6.3.2 近壁处的处理

以上所述 $k-\varepsilon$ 模型称为高 Re 数模型，它适用于离开壁面一定距离的湍流区域。在离壁面很近的地方，粘性力将抑制流体切线方向速度的变化，而且流体运动受壁面阻碍从而抑制了正常的波动。因此对近壁流场的准确描述对湍流流场计算有着重要的意义。对于壁面附近的区域，本文采用壁面函数法来处理。

大量的实验表明，在近壁区可以分为三层。最内层为粘性底层，粘性底层的厚度一般认为处于 $0 < y^+ < 5$ 之间， $y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}$ ， $u_\tau = \sqrt{\tau_0 / \rho}$ ， τ_0 为壁面壁切应力， y 为

垂直于壁面方向上的距离， ν 为流体运动粘性系数。若 δ_i 代表粘性底层的厚度，经验计算式为：

$$\delta_i = 11.6 \frac{\nu}{u_\tau} \quad (6-17)$$

在近壁处的平均流速区域内速度分布可用下式来表示

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*) \quad (6-18)$$

式中：

$$U^* \equiv \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (6-19)$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (6-20)$$

其中 k 为冯·卡门常数，其值为0.42； E 为经验常数，等于9.81； U_p 为流场中 P 点的平均速度， k_p 为 P 点的湍流动能， y_p 为 P 点距壁面的距离， μ 为流体的动力粘性系数。上述法则适用于 $y^* > 11.225$ 范围，对于其它区域，其速度分布为：

$$U^* = y^* \quad (6-21)$$

综上所述，RNG $k-\varepsilon$ 方程再加上连续性方程、动量方程、能量方程，描述纸浆悬浮液湍流流动的控制方程组已经可以封闭：

连续性方程：

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (6-22)$$

动量方程：

x方向的动量方程：

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho u)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (6-23)$$

y方向的动量方程：

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho v)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (6-24)$$

z方向的动量方程：

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho w)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho w)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \rho g \quad (6-25)$$

能量方程：

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} + u \frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial x} + v \frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial y} + w \frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial z} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (6-26)$$

以上控制方程组，含有 u 、 v 、 w 、 P 、 k 、 ε 、 T 七个未知数，方程组中一个连续方程，三个动量方程，一个能量方程，一个 k 方程及一个 ε 方程，也是七个，方程组已经封闭。

6.4 中浓纸浆悬浮液多相湍流的数学模型

多相流最显著的特征就是在时空尺度上的不均匀性，具体表现在各相的速度以及相浓度上，从理论上研究两相流通常分为宏观和微观两种方法，微观分析从分子运动论出发，利用 Boltzman(波尔兹曼)方程和统计平均概念建立两相流中各相的守恒方程^[142]。宏观分析法是将两相流中的各相都看作连续介质，建立每一相的质量、动量、能量宏观守恒方程，因为在实际应用中，我们更关心的是多相流中的一些宏观量，如温度、速度、压强等，因此宏观分析法是目前研究两相流及多相流的主要方法。

两相流动力学模型目前最为完善可靠的是双流体模型，它可以采用欧拉和拉格朗日方法来描述。两流体模型将每一相都看作是充满整个流场的连续介质，对各相分别写出质量、动量、能量守恒方程，然后通过相界面间的相互作用（质量、动量、能量的交换）将多组方程耦合在一起。欧拉—欧拉法（双流体方法）把连续相即气体或者液体当作连续介质，把分散相即颗粒当作拟流体或拟连续介质，两相在空间共存和相互渗透，两相都在欧拉坐标系内加以描述，这种方法把两相都认为是统计连续的；欧拉—拉格朗日法对连续相的流场在欧拉坐标系内加以描述，而对离散相的拉格朗日运动方程进行积分从而得到它们的运动轨迹；拉格朗日—拉格朗日法是把流场和分散相都用瞬态模型来描述，但应用条件比较苛刻。在上节描述的湍流控制方程组是对于单相流体而言的，在两相及多相流动中，因为离散相在时间、空间上分布的不均匀性以及相界面间的相互作用，因此不能直接使用单相流体的封闭模型，必须加以修正，但方程组在形式及推导原理上与单相流的模型完全相同。

中浓纸浆悬浮液在湍流状态下其流体动力学特征与水的相似，只是因为悬浮液中含有大量气体而分布在悬浮液中，影响到纸浆的流动特性，而对于中浓纸浆悬浮液湍流的模拟旨在为工程上开发高效的湍流离心式输浆泵及中浓混合器奠定基础，在这些装备中，纸浆中气体的运动、聚集、排除以及和悬浮液流体的作用是研究的重点，因此考虑各个因素，本文采用了液—气的两相流欧拉（Eulerian Model）模型来模拟中浓纸浆悬浮液在三维湍流场内的湍流流动。

6.4.1 多相流中各相的体积分数

首先，在多相流中引入相位体积分数的概念（Volume Fractions），这里表示为 α_q 。体积分数代表了每相所占据的空间，并且每相独自地满足质量和动量守恒

定律。其中 q 相的体积 V_q 定义为

$$V_q = \int \alpha_q dV \quad (6-27)$$

$$\text{这里 } \sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (6-28)$$

q 相的有效密度为

$$\hat{\rho}_q = \alpha_q \rho_q \quad (6-29)$$

这里 ρ_q 是 q 相的物理密度。

6.4.2 守恒方程

流体相 q 的连续性方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \bar{v}_q) = \sum_{p=1}^n \dot{m}_{pq} \quad (6-30)$$

式中： \bar{v}_q 是 q 相的速度， \dot{m}_{pq} 表示了从第 p 相到 q 相的质量传递。

流体相 q 的动量守恒方程为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q \bar{v}_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \bar{v}_q \bar{v}_q) = & -\alpha_q \nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau}_q + \alpha_q \rho_q \bar{g} + \alpha_q \rho_q (\bar{F}_q + \bar{F}_{\text{lift},q} + \bar{F}_{\text{vm},q}) \\ & + \sum_{p=1}^n (K_{pq}(\bar{v}_p - \bar{v}_q) + \dot{m}_{pq} \bar{v}_{pq}) \end{aligned} \quad (6-31)$$

式中： $\bar{\tau}_q$ 是第 q 相的压力应变张量； \bar{F}_q 是外部体积力； $\bar{F}_{\text{lift},q}$ 是升力，对于中浓纸浆的流动，气泡升力将影响主相流场的速度梯度； $\bar{F}_{\text{vm},q}$ 是虚拟质量力，即主相悬浮液被加速的气泡施加的一个虚拟质量力； \bar{R}_{pq} 是相间作用力； p 是所有相共享的压力； \bar{v}_{pq} 是相间的速度； \bar{g} 重力加速度； K_{pq} 是相间交换系数，对于气-液混合类型的两相流交换系数可以写成以下通用形式：

$$K_{pq} = \frac{\alpha_p \rho_p f}{\tau_p} \quad (6-32)$$

式中 f 为曳力系数， τ_p 为颗粒松弛时间，定义为：

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_q} \quad (6-33)$$

其中 d_p 是 p 相液滴或气泡的直径。对于曳力系数 f ，本文选择了 Schiller - Naumann 模型，即：

$$f = \frac{C_D \text{Re}}{24} \quad (6-34)$$

其中:

$$C_D = \begin{cases} 24(1+0.15\text{Re}^{0.687})/\text{Re} & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.44 & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (6-35)$$

其中 Re 是相对雷诺数。

6.4.3 两相湍流模型

与单相流动相比,多相流模拟中的湍流模型非常复杂,根据实验情况,本文采用了混合湍流模型,混合湍流模型的 RNG $k-\varepsilon$ 如下:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_m k \bar{v}_{m,i}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_k \mu_{eff,m} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho_m \varepsilon - Y_M + S_K \quad (6-36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_m \varepsilon \bar{v}_{m,i}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff,m} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho_m \frac{\varepsilon^2}{k} - R + S_\varepsilon \quad (6-37)$$

这里混合密度 ρ_m 和混合速度 \bar{v}_m 从下式计算:

$$\rho_m = \sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i \quad (6-38)$$

$$\bar{v}_m = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i \bar{v}_i}{\sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i} \quad (6-39)$$

湍流粘度系数 $\mu_{eff,m}$ 从下式计算:

$$\mu_{eff,m} = \rho_m C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6-40)$$

综上所述,将广泛应用的单相流动湍流经过修正扩展到两相湍流的模型中,可以很好的描述两相流动,本文对中浓纸浆悬浮液在剪切室内的湍流流动进行了 CFD 模拟,数值计算的结果与实验结果较好的吻合,尤其是对湍流动能耗散率 ε 的预测上完全达到了所需要的精度要求(第七章详细描述)。

6.5 数值计算中湍流模型影响因子的确定

由以上分析可知,在多相流动的 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型中,确定 6-40 式:

$\mu_{eff,m} = \rho_m C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ 中影响因子 c_μ 的值成为关键,因为 FLUENT 软件平台提供了湍流模型影响因子及初始条件的基于 C 语言的数据接口,因此可以根据实验结果修正

其中的数学模型，这为模拟中浓纸浆悬浮液的湍流流动带来极大的方便。本文对于纸浆悬浮液湍流流动的 CFD 模拟中，根据实验数据的修正及前人研究的成果，RNG $k-\varepsilon$ 方程中的 c_μ 取值如下^[141]：

$$c_\mu = \frac{0.11}{1+(c/0.11)^4}$$

例如对于质量浓度为 10% 的纸浆悬浮液，各参数值如下：

$$c_\mu = 0.065, C_{1\varepsilon} = 1.42, C_{2\varepsilon} = 1.68;$$

6.6 数值计算初始条件的确定

由于中浓纸浆悬浮液本身的物理特性及在旋转场内湍流流动的复杂性，目前现有的技术下很难测量其湍流场的分布，因此如何验证数值计算的准确性就成为一个难点，本文通过深入研究发现，从湍动能耗散的角度入手，就可以很好的比较实验与模拟的结果，因为对于中浓纸浆湍流状态下能量耗散率的测量完全可以在目前的实验条件下实现（第七章详细论述），这也是本论文研究中一个重要的创新点。其次，因为对于中浓纸浆悬浮液湍流流动的 CFD 模拟鲜有报道，尤其是对纸浆湍动动能和能量耗散率的研究更是少之又少，所以在起初的模拟中，为了使模拟结果对中浓纸浆悬浮液自身湍流流动机理有更好的预测，尤其是在转子周围纸浆的流动状态及能量耗散和相间分布上得到更直观的模拟结果，我们采用了最简单的湍流发生器（桨叶）结构，旨在从中得到启发，得到中浓纸浆湍流流动的一些规律，为后续采用复杂湍流发生器结构的 CFD 模拟奠定基础；在后续的研究中，我们将采用 3D 网络模拟研究中浓纸浆悬浮液的三维湍流流动。

6.6.1 剪切室的几何建模和网格划分

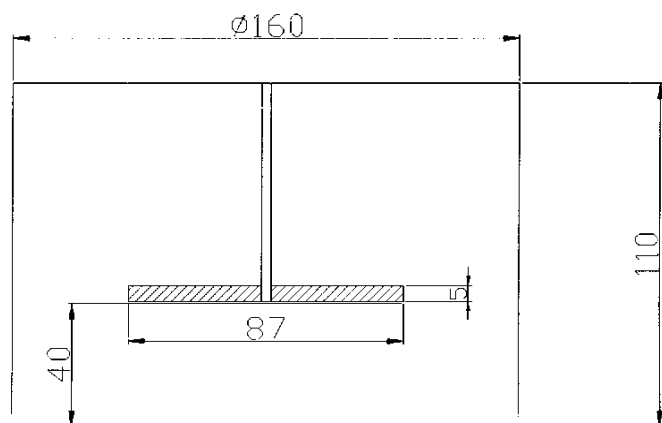


图 6-1 剪切室几何图

Fig.6-1 the geometrical graph of rotary devices

上图是剪切室及转子的几何结构图，对于剪切室和转子的网格划分我们采用结构化的四边形网格，结构化网格划分图如下，共 8040 个单元，8226 个节点。本文对中浓纸浆悬浮液湍流流动的计算机模拟仍然在 FLUENT 软件平台上进行，对于模型的修正及影响因子的确定通过 FLUENT 提供的接口采用 C 语言编写，除数学模型采用湍流模型以为，其它的算法和求解步骤与对纸浆塞流流动的模拟完全相同，这里不再阐述。在模拟旋转场时采用了多重参考坐标系法^{[144][145]}MRF (Multiple Reference Frames) 来模拟转子作用于剪切室内悬浮液的流动，选用分离求解 (Segregate) 的隐式 (Implicit) 稳态解法，在对流场的计算中仍然采用两相间耦合的 Phase Coupled SIMPLE 算法来处理压力与速度的耦合关系。

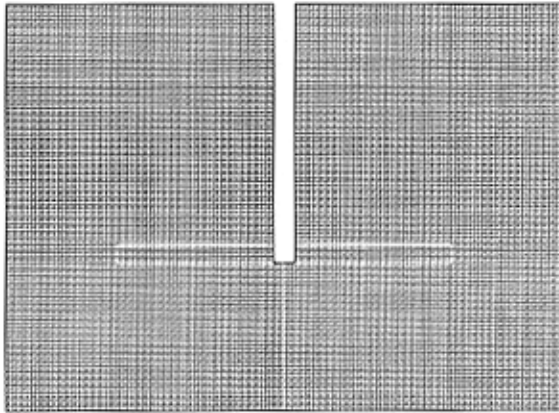


图 6-2 剪切室网格划分图

Fig.6-2 mesh division of the rotary devices

6.6.2 流动初始条件的确定

我们模拟了质量浓度 $c_m = 10\%$ 的中浓纸浆悬浮液在剪切室内的湍流流动，转子转速为 2700rpm, 纸浆悬浮液的平均密度 $p_m = 978(\text{kg}/\text{m}^3)$, 纸浆在流体化状态时的表观粘度为 $\mu = 7.5 \text{ Pa}\cdot\text{s}$; 纸浆中气体的密度为 $\rho_g = 1.225 \text{ kg}/\text{m}^3$, 粘度为 $\mu_g = 1.7894 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 。

6.7 数值计算的结果及分析

6.7.1 计算机模拟出的压力分布

图 6-3 是剪切室内的压力分布图，在高速旋转的转子中，除了在转子顶端产生相对较高的压力区外，剪切室内其它大部分区域都在常压范围内，这与实验中采用压力传感器测得的数据很好吻合，其次在转子底部靠近转轴的区域是负压区，因此中浓纸浆中的气体主要集中在在这个区域，由此可知，湍流发生器转子对于湍流流动的中浓纸浆并不能产生高的压头，因此在离心式中浓输浆泵输送中浓纸浆

的过程中，纸浆在泵出口的高压头主要来自于泵壳内部叶片对它所作的功，湍流发生器只是起到湍动和分离气体的作用。

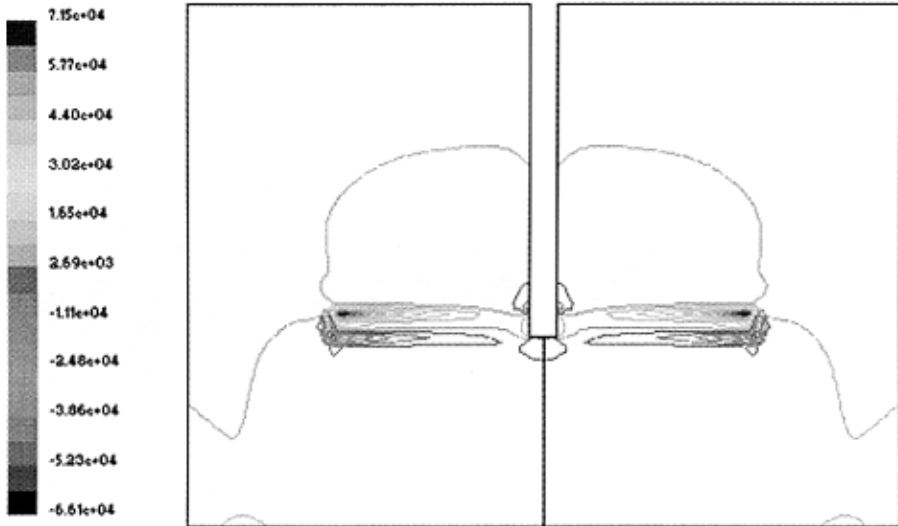


图 6-3 剪切室内压力等值线图 (Pa)

Fig.6-3 the isoline of the pressure in rotary devices (Pa)

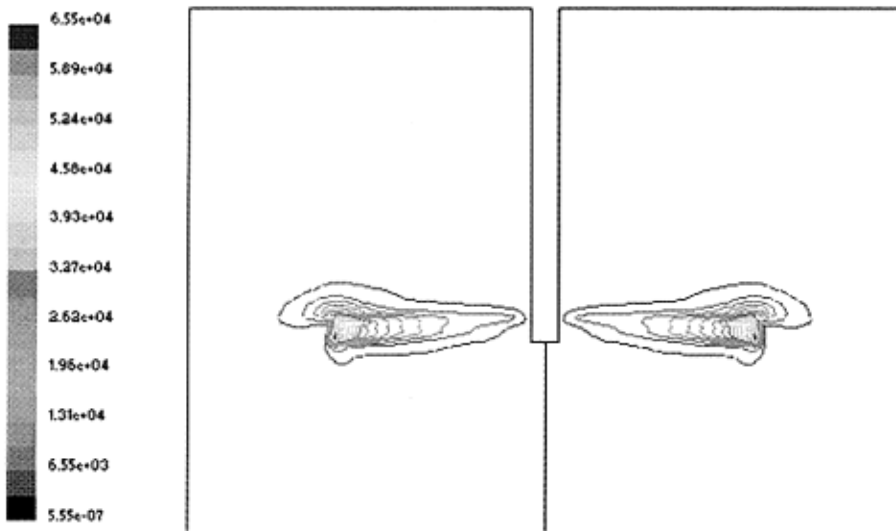


图 6-4 剪切室内动压等值线图 (Pa)

Fig.6-4 the isoline of the dynamic pressure in rotary devices (Pa)

图 6-4 为剪切室内动压分布图，由图中看出，对于中浓纸浆悬浮液，纸浆在剪切室的运动情况与转子的浸没高度关系很大，如果转子的作用区域太小，即使在很高转速的情况下，也不可能使整个剪切室内的悬浮液完全湍流，只是局部湍流，因此设计湍流发生器的时候必须考虑它在中浓纸浆中的作用半径。

6.7.2 计算机模拟出的速度分布

从图 6-5 可以看出, 由于中浓纸浆内部纤维网络具有很高的强度及屈服应力, 因此实验所用的转子没有能够完全分散剪切室内的纤维网络, 而是造成转子周围的局部湍流流动, 在剪切室顶部及底部的一些区域纸浆并没有运动, 这与实验结果及 Andre Bakker^[143]的结论完全相同, 此外转子顶端的瞬时速度达到 17.67m/s。图 6-6 是纸浆悬浮液径向速度分布图, 模拟结果显示局部湍流处悬浮液径向速度在 3m/s 左右。

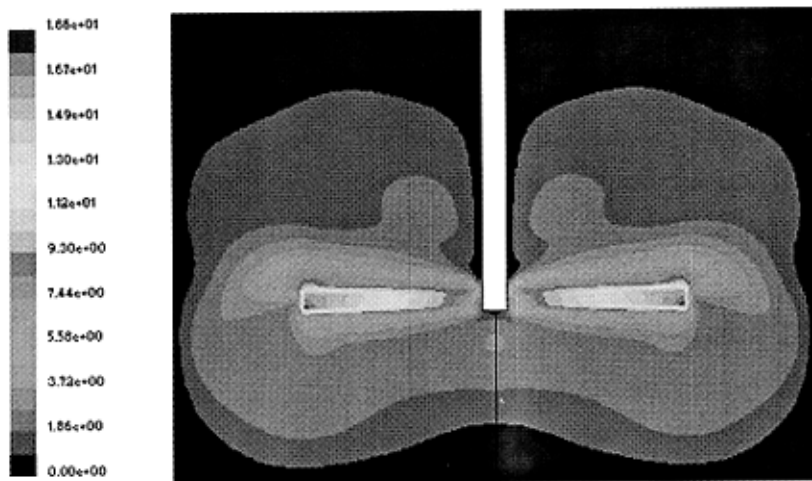


图 6-5 纸浆悬浮液速度等值面图 (m/s)

Fig.6-5 the contour of the velocity (m/s)

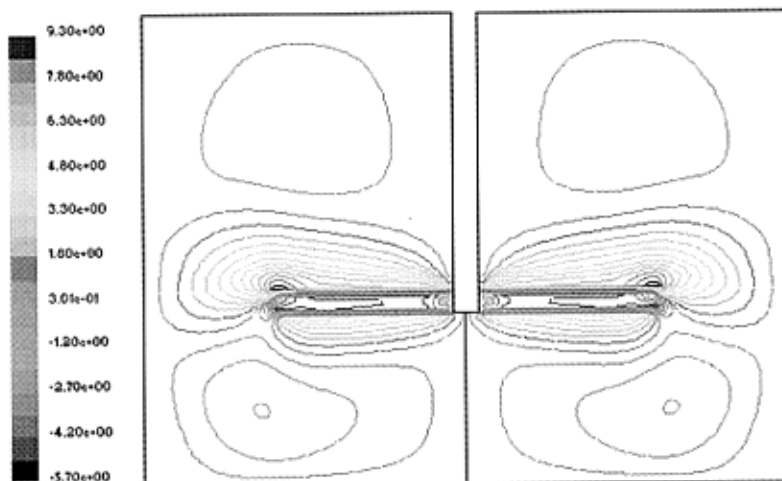


图 6-6 纸浆悬浮液径向速度等值线图 (m/s)

Fig.6-6 the isoline of the radial velocity of MC pulp (m/s)

图 6-7 显示了纸浆悬浮液在剪切室内的旋转速度 (切线流速) 场, 围绕转子形成两个大的漩涡, 紧靠转子区域的悬浮液的切向转速在 15m/s 左右, 其它旋转

运动区域的速度在 1.5m/s 至 3.1m/s 之间，从图中我们还可以看出，悬浮液中旋转运动的区域半径在 80mm 左右，而局部湍流区域以外的纸浆悬浮液则不产生旋转流动。这也再次证实了该结构转子即使在很高的转速下也不可能使整个剪切室内的中浓纸浆达到湍流，这也从侧面说明中浓纸浆内部纤维网络的强度非常高。纸浆悬浮液中气泡的运动轨迹和悬浮液类似，只是数值上比悬浮液要大一些，但是在轴向流动上气泡却有着比较广泛的分布，图 6-10 是气泡在剪切室内随纸浆悬浮液湍流时轴向流速的等值线图，可以看出气泡聚集在转轴及转子壁面周围。

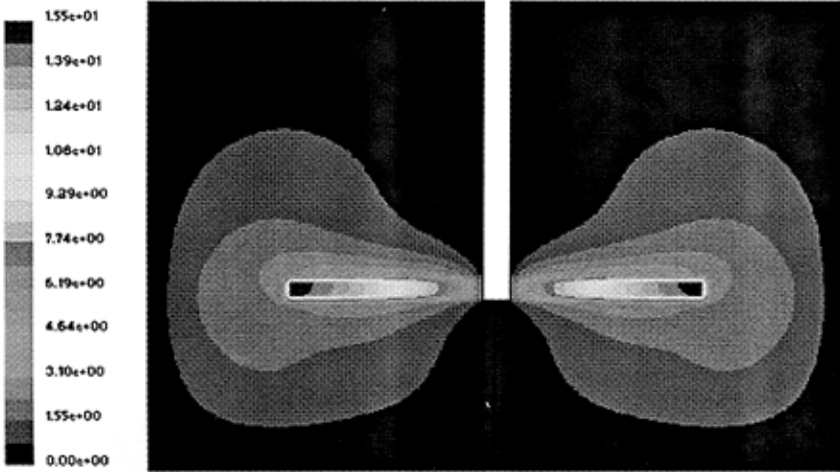


图 6-7 纸浆悬浮液旋转速度等值面图 (m/s)

Fig.6-7 the contour of the rotary velocity of MC pulp (m/s)

对于气泡的流动，数值计算的结果还给出了气体在剪切室内的相分布，如图 6-8 所示，在湍流发生器转子底部以及与轴接触的旋转中心，气体的体积分数相对较高，这也再次验证了中浓纸浆悬浮液在湍流场内，由于转子巨大的离心力作用以及相间的作用力和紧贴转子区域形成的负压区，使得纸浆中的气泡分离出来而聚集在转子及轴的中心，这为工程上采用真空系统除去气体提供了条件，Andritz 公司最新设计的离心式中浓浆泵的湍流发生器即采用空心轴，真空泵直接从空心轴中把聚集在转子及轴中心的空气抽走，避免造成离心泵的“气缚”现象。

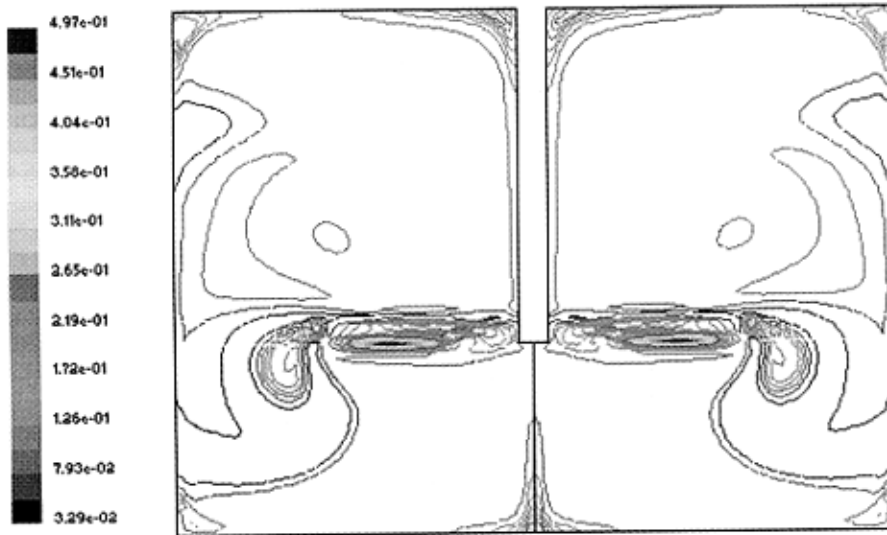
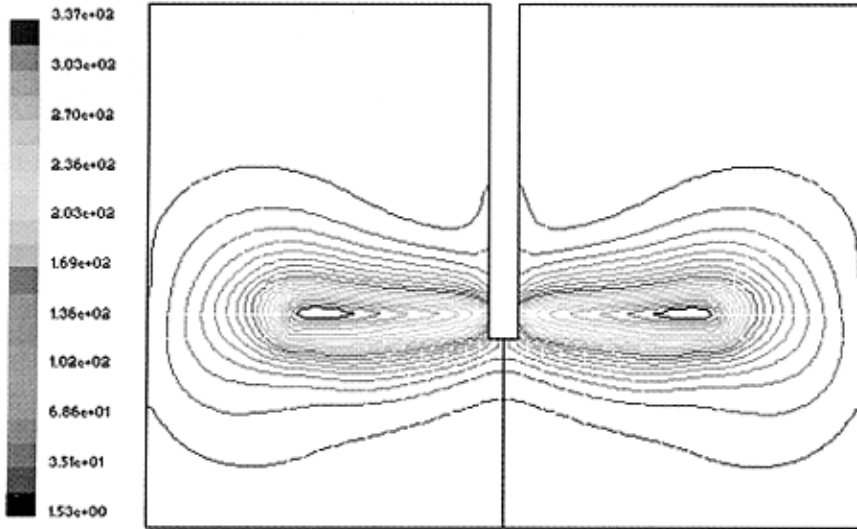


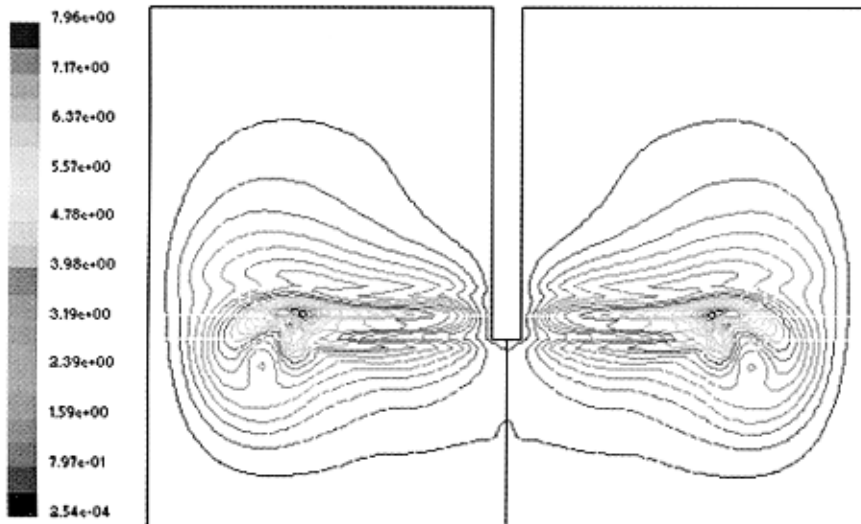
图 6-8 气泡在剪切室内的体积分数等值线图 (%)
 Fig.6-8 the isoline of the volume fraction of gas (%)

6.7.3 湍动能 k ，能量耗散率 ε 的数值计算结果

中浓纸浆悬浮液湍流流动时其湍动能及能量耗散很大(下章将详细论述)，湍动能的产生到最后以热量耗散的过程很短，这与纤维网络及湍流尺度有关，因此对于中浓纸浆悬浮液湍动能及耗散率的预测在工程上具有重要的意义，从图 6-9 得出，湍动能在转子周围(局部湍流区域)的等值线很密，因此这个区域是纸浆悬浮液高强脉动及能量耗散的主要区域，转子对悬浮液产生的能量很快在这个区域消耗掉，数值计算的结果显示在此区域 k 值在 $100-330 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 之间， k 的质量加权平均值 $k_{average} = 278 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ ，湍动能耗散率 ε 的质量加权平均值 $\varepsilon_{average} = 216101 \text{ (m}^2/\text{s}^3)$

图 6-9 纸浆悬浮液湍动动能的分布 (m^2/s^2)Fig.6-9 the turbulent energy of the MC pulp (m^2/s^2)

这与实验结果吻合的非常好（实验计算值第七章详细论述），因此本文采用的物理数学模型对于描述中浓纸浆的三维湍流流动是可行的。图中还可以看出，在剪切室的其它区域纸浆悬浮液的湍动动能很小， k 值在 $1.5 (\text{m}^2/\text{s}^2)$ 左右，纸浆悬浮液在湍流中的有效粘度 μ_{eff} 很大。图 6-10 显示有效粘度 μ_{eff} 在局部湍流场内的分布，可以看出在紧靠转子区域的值较大，其质量加权平均值 $\mu_{\text{eff}} = 7.01 (\text{Pa}\cdot\text{s})$ 。

图 6-10 局部湍流纸浆悬浮液有效粘度 μ_{eff} 等值线图 ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)Fig.6-10 the isoline of the effective viscosity μ_{eff} ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)

综上所述，采用多相流动 Eulerian Model 的物理模型及 RNG $k-\varepsilon$ 的湍流数

学模型可以很好描述中浓纸浆的湍流流动，但我们要根据实验结果修正数学模型中的参数，这种实验数据修正模拟参数、模拟数值科学预测实验结果的互相结合的方法，对于研究类似中浓纸浆悬浮液的多相湍流具有重要的意义。

6.8 中浓纸浆悬浮液在复杂湍流发生器作用下湍流流动的计算机模拟

根据以上对中浓纸浆悬浮液湍流流动的计算机模拟，我们了解了转子在中浓纸浆悬浮液三维湍流流场中的作用机理，因此我们可以把上述模拟的结果作为理论依据及设计参考，进一步模拟中浓纸浆悬浮液在更复杂的几何结构湍流发生器作用下的三维湍流流场，并从中优化转子的结构，为设计新型高效的湍流发生器奠定基础。

6.8.1 流动初始条件的确定

以下对中浓纸浆三维湍流流场的计算机模拟，完全以第五章及第七章的实验结果为数值计算的依据和流动的初始条件，其中中浓纸浆悬浮液的质量浓度为 10.2%，表观粘度为 10.8 Pa.s，在剪切室内的密度为 1232 kg/m^3 ，湍流发生器结构如第五章所述，其转速为 2750rpm，实验在常温、常压下进行。

6.8.2 湍流发生器的 3D 网格划分

以下对中浓纸浆悬浮液湍流流场的 3D 模拟与上述模拟采用的模型及相关算法完全相同，只是对于 3D 结构的湍流发生器转子的网格划分有所不同，在这里，我们采用了非均匀的三角形（四面体）网格，根据对中浓纸浆悬浮液湍流流动的 2D 模拟可知，转子在纸浆中的浸没高度以及作用半径对纸浆的流体化影响很大，因此我们这里设计的转子与剪切室几乎等高，转子搅拌棒与剪切室壁面的距离也很小，湍流发生器在高速旋转下整个剪切室的中浓纸浆悬浮液都处于完全湍流状态，下图是所模拟区域的 3D 网格划分图，共 73839 个体单元。

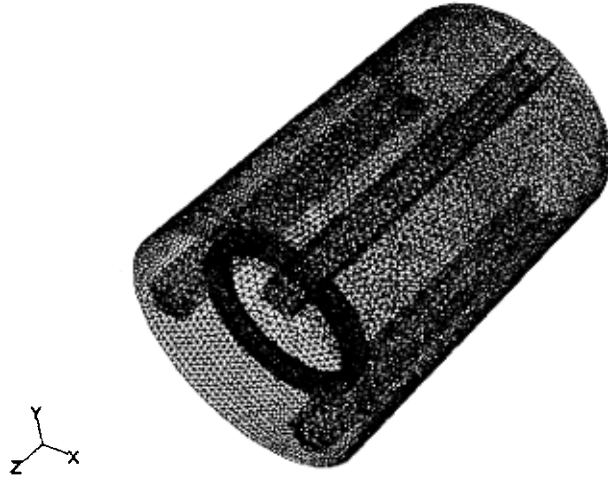


图 6-11 剪切室及湍流发生器 3D 网格划分图

Fig.6-11 the 3D mesh of the turbulent generator in rotary devices

6.8.3 数值计算的结果—压力分布图

下图是剪切室内的压力分布图，由图看出，3D 模拟的结果与 2D 所预测的完全相同，在转子轴心中形成低压区，纸浆中的气体都聚集在这个区域，因此我们所设计的湍流发生器不仅可以使中浓纸浆完全湍流，还可以较好的使纸浆中的气体从悬浮液中分离，对流场及其它流体动力学参数模拟的结果从预测的趋向上与上述研究完全相同，尤其对湍动能及湍动能耗散率的预测上与实验结果吻合的较好，因此我们可以完全从数值计算的结果上来优化湍流发生器结构，这样可以大大缩短设计周期。

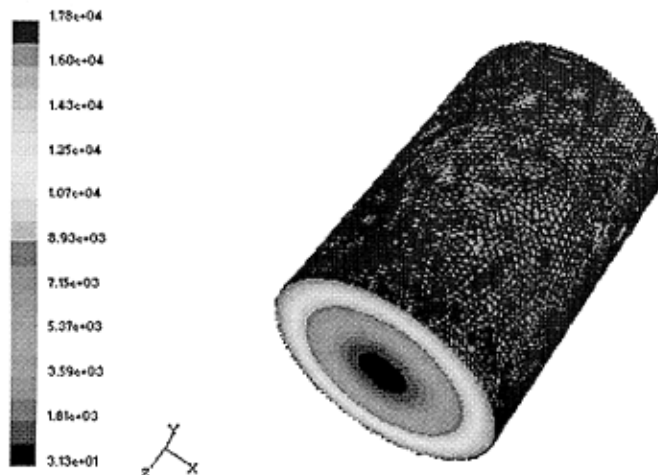


图 6-12 剪切室内静压力分布等值面图 (Pa)

Fig.6-12 the contour of the static pressure (Pa)

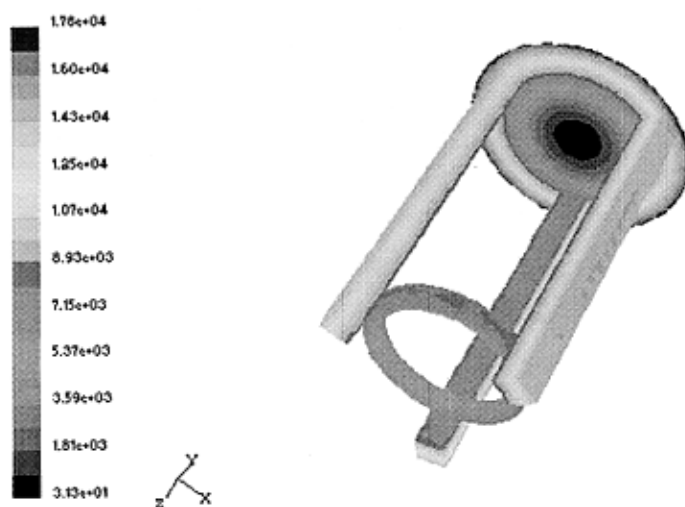


图 6-13 湍流发生器上压力分布等值面图 (Pa)

Fig.6-13 the contour of the pressure on the turbulent generator (Pa)

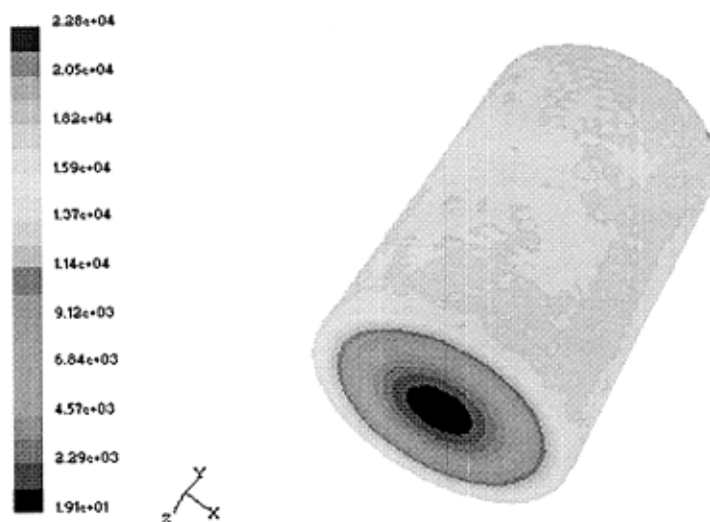


图 6-14 剪切室内动压力分布等值面图 (Pa)

Fig.6-14 the contour of the dynamic pressure (Pa)

6.8.4 速度分布图

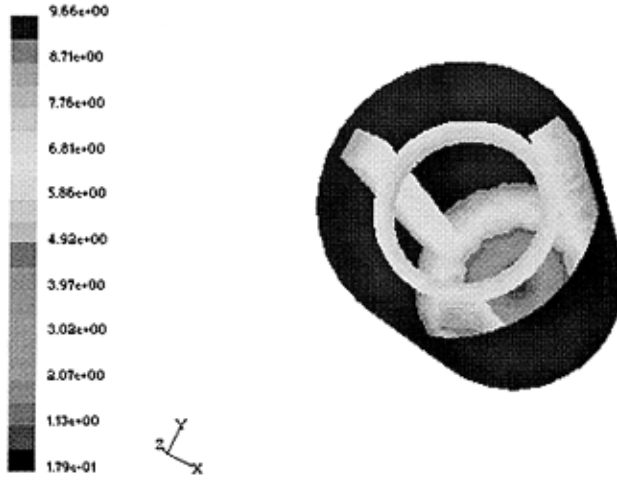


图 6-15 剪切室内速度场分布等值面图 (m/s)

Fig.6-15 the contour of the flow in rotary devices (m/s)

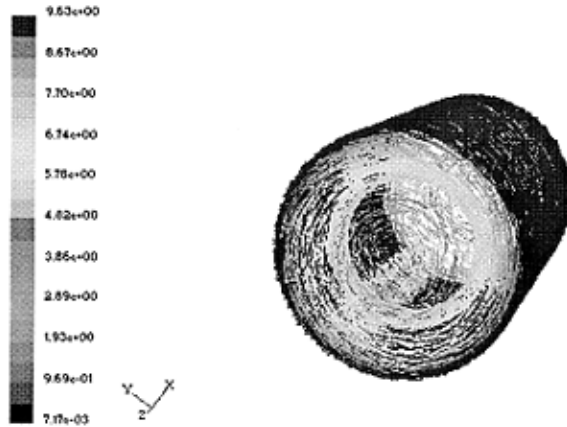


图 6-16 纸浆悬浮液 3 维湍流流场分布图 (m/s)

Fig.6-16 the 3D contour of the turbulent flow of MC pulp (m/s)

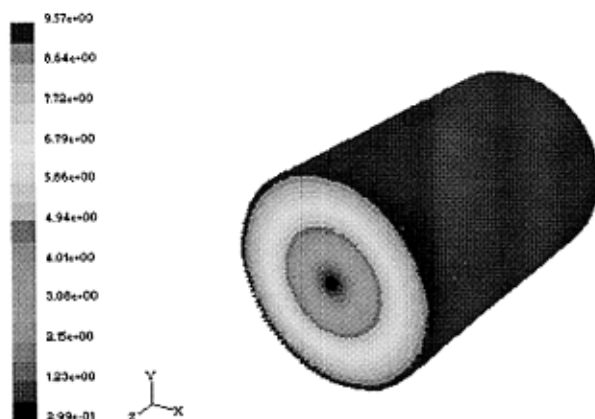


图 6-17 气泡在剪切室内的速度分布等值面图 (m/s)

Fig.6-17 the contour of the flow speed of the gas (m/s)

6.8.5 湍动动能的分布

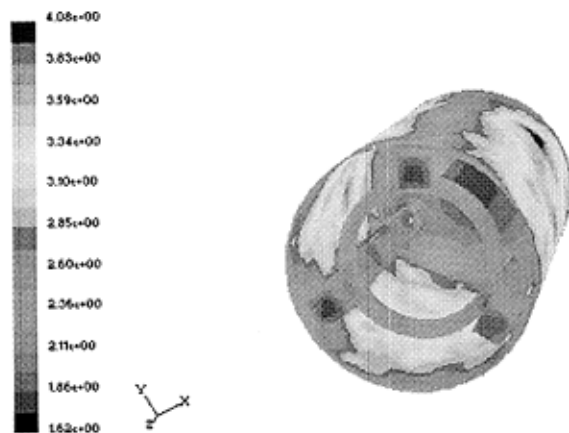


图 6-18 纸浆悬浮液湍动动能的分布 (m^2/s^2)

Fig.6-18 the turbulent energy distribution of the MC pulp (m^2/s^2)

所有流体动力学参数的加权平均值如下表：

表 6-1 剪切室内各个流体动力学参数的数值计算结果

Tab.6-1 the numerical calculation results of the hydrokinetics parameter

参数名称	整个剪切室
静压 (Pa)	8664
动压 (Pa)	8638
悬浮液轴向流速 (m/s)	8.36×10^{-5}
悬浮液径向流速 (m/s)	0.0116

悬浮液切线流速 (m/s)	6.34
湍动能 k (m^2/s^2)	3.95
湍动能耗散率 ε (m^2/s^3)	418
湍流粘性系数 μ_t ($\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$)	5.43
有效粘度 μ_{eff} ($\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$)	8.99

从数值计算结果可以看到, 该结构的湍流发生器可以有效的使整个剪切室内的中浓纸浆悬浮液完全湍流, 而且纸浆悬浮液的湍动能和能量耗散率都较小, 但从纸浆在剪切室内流速分布的模拟结果来看, 纸浆悬浮液在该结构转子的作用下, 轴向速度和径向速度都很小, 这对于纸浆的均匀流动不利, 因此应该考虑在湍流发生器的三个搅拌棒间增加湍动元件, 使湍流发生器对中浓纸浆轴向流及径向流上有很好的贡献, 因此根据模拟结果, 我们设计了最优化结构的湍流发生器转子, 如图 6-20 所示, 本文采用优化后的湍流发生器对中浓纸浆悬浮液进行了实验研究, 如图 6-19 所示, 实验结果表明该转子对纸浆悬浮液的湍流流动、气体分离及降低能耗都有较好的贡献, 从图中可以看出, 该结构湍流发生器在 1850rpm 的转速下即使可以使剪切室内的中浓纸浆悬浮液达到湍流状态, 由此可见, 对于中浓纸浆悬浮液流动的 CFD 研究, 不仅可以了解中浓纸浆湍流流动的内部机理, 还可以对湍流发生器的作用作出科学的预测, 因此, 在工程实际中, CFD 技术对于缩短设计周期, 降低资金消耗具有重要的作用。

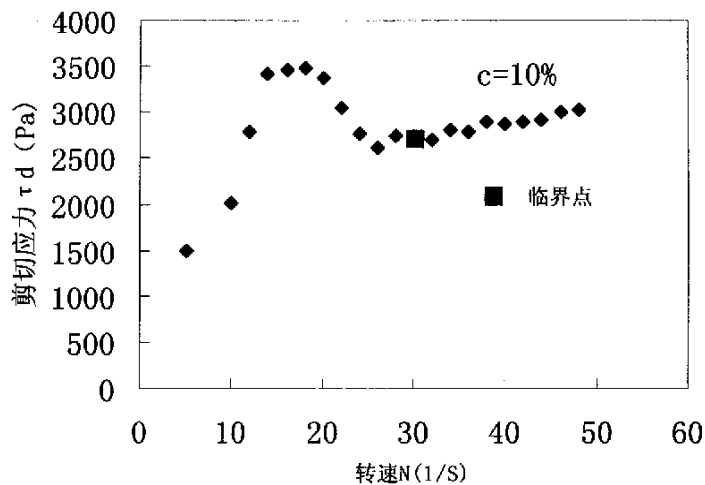


图 6-19 优化转子作用下中浓纸浆 τ — N 关系曲线

Fig.6-19 the relationship τ vs N of MC pulp under optimize rotor

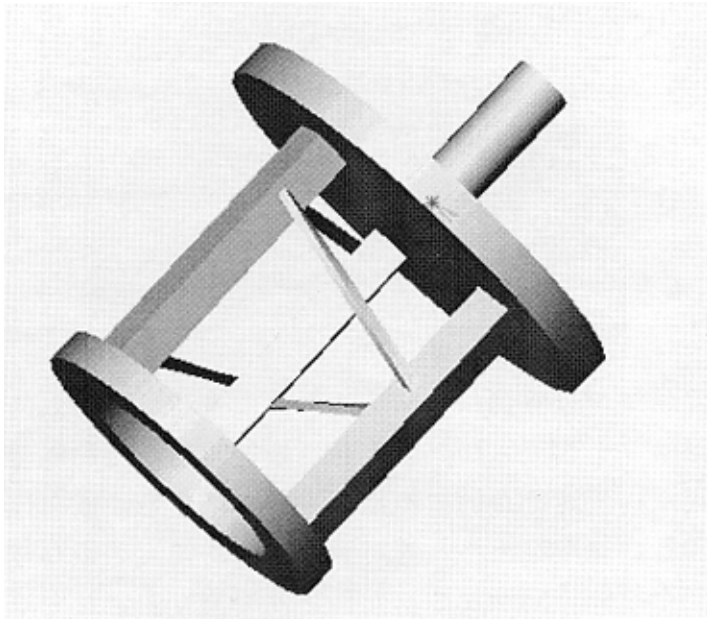


图 6-20 优化结构的湍流发生器转子

Fig.6-20 the optimizational structure of turbulent generator

6.9 本章小结

本章对于中浓纸浆悬浮液在三维湍流场内的湍流流动进行了数值计算，模拟结果揭示了中浓纸浆悬浮液湍流流动的机理及不同结构湍流发生器对流场及能耗的影响，数值计算结果与实验结果很好吻合，因此采用多相流动 Eulerian Model 的物理模型及 RNG $k-\varepsilon$ 的湍流数学模型可以很好描述中浓纸浆的湍流流动，但要根据实验结果来修正和模化数学模型中的几个相关参数，其次根据 CFD 的结果，我们还优化了湍流发生器转子的结构，使其对纸浆悬浮液湍流流场具有较好的贡献，因此这种实验数据修正模拟参数、模拟数值科学预测实验结果的互相结合的方法，对于研究类似中浓纸浆悬浮液的多相湍流具有重要的意义。

本章的主要符号及意义

英文字母符号

c_μ —经验常数；

L —湍流尺度（特征长度）；

k —单位质量湍动能（ m^2/s^2 ）；

U_i, p —湍流瞬时速度和压强；

\bar{u}_i, \bar{p} —湍流平均速度和平均压强；

u'_i, p' —脉动速度和脉动压强；

\tilde{u}_i —湍流强度;

希腊字母符号

μ_t —湍流粘性系数;

μ_{eff} —有效粘度 ($kg/m \cdot s$);

ν —流体运动粘性系数;

τ_{ij} —雷诺应力;

ε ——湍动动能耗散率 (m^2/s^3)。

第七章 中浓纸浆悬浮液湍流流动时能量耗散的研究

在中浓纸浆悬浮液的湍流运动中，纸浆悬浮液的湍动能以及湍动能耗散率是很重要的流体动力学参数，因为它不仅关系到纸浆悬浮液湍流的流场分布，还关系到外界能量的输入及使用效率问题，在工程上对节约能耗具有直接的指导意义，其次能量耗散率还对悬浮液本身的物理特性产生影响，因此，对于中浓纸浆悬浮液的湍流流动，因为检测纸浆在剪切室内的速度相当困难，所以纸浆悬浮液的能量耗散率是一个很好的反应纸浆流动的物性参数。

7.1 中浓纸浆悬浮液能量耗散的过程

当中浓纸浆悬浮液达到流体化状态时，必然导致能量耗散，因此可以从能量耗散来定义中浓纸浆的流体化状态。纸浆悬浮液湍动的能量是大尺度的漩涡体直接从外部机械条件中获得，即湍流发生器对它施加的剪切应力，大尺度的湍流涡体间存在着能量交换，并且进一步向小尺度的涡流体传递，而小尺度涡流体则由于粘性作用引起了能量耗散过程，这种过程最终以热的形式散发出去，而在高雷诺数湍流中，对湍动能耗散起主要作用的是小尺度的涡流体，而小尺度的涡体运动可以看成是局部各向同性的。此时小尺度的涡体等同于纸浆悬浮液湍流流动中絮聚物的平均尺寸，由外力做功提供的机械能一部分直接消耗于平均运动的粘性能量损耗，另一部分先转化为脉动能量，然后才转化为热能发散，同时，转化成脉动动能的那一部分还可转化成旋涡运动，脉动运动通过雷诺应力对平均流速场的影响来实现从平均运动中获取能量，平均运动向脉动运动输送的能量先形成涡旋，然后通过涡旋运动消耗能量。下图是中浓纸浆悬浮液湍流流动时能量传递图：

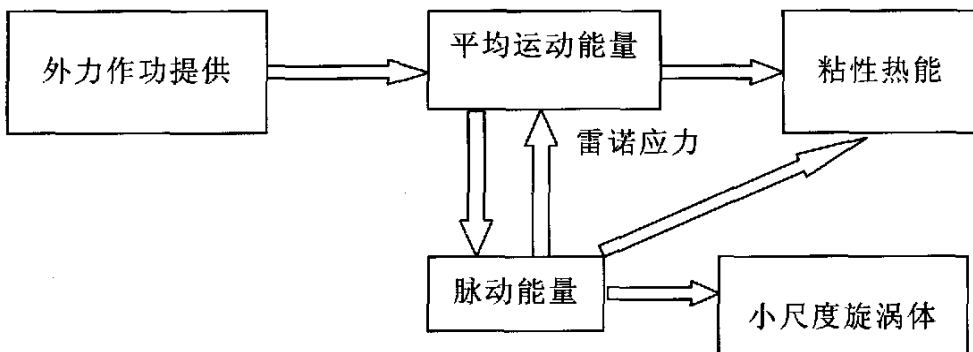


图 7-1 湍流流动能量传递图

Fig.7-1 the energy transmission of the turbulent flow

从图中可以看出，中浓纸浆在剪切室内湍流流动时，大尺寸絮聚团的能量直接从湍流发生器对纸浆悬浮液做的功获得，在较大尺寸的絮聚团间存在着能量交换，并且进一步向小尺寸的絮聚团传递，而小尺寸的絮聚团则由于湍流粘性作用引起了能量耗散，这种过程最终以热的形式散发出去。在中浓纸浆悬浮液的湍流流动中，对湍动能耗散起主要作用的是小尺度的涡流体即小尺寸的絮聚团，由湍流发生器提供的机械能一部分直接消耗于纸浆平均运动的粘性能量损耗，另一部分先转化为脉动能量，然后才转化为热能散发。因此能量耗散是反映中浓纸浆悬浮液流体化状态的一个很重要的参数。

7.2 纸浆悬浮液湍流涡体的尺度

在中浓纸浆的湍流流动中，根据 Kolmogorov 的各向同性理论以及量纲分析可以得出湍流涡体的各个尺度：

速度尺度：

$$u = (\mu_t \varepsilon)^{1/4} \quad (7-2)$$

长度尺度：

$$l = \left(\frac{\mu_t^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (7-3)$$

时间尺度：

$$t = \left(\frac{\mu_t}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (7-4)$$

对于长度尺度即等于纸浆悬浮液湍流流动中絮聚物的平均尺寸，因此根据上章所论述的 $k-\varepsilon$ 湍流模型，悬浮液的湍流粘性系数 μ_t 和湍动能 k 之间存在下列关系：

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6-11)$$

把 6-11 式带入 7-3 式中可以得出：

$$l = c_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (7-5)$$

也可以把长度尺度表示成湍动能的函数：

$$l = c_\mu^{3/4} \frac{\mu_t}{\rho \sqrt{k}} \quad (7-6)$$

式 7-6 即为计算中浓纸浆悬浮液湍流流动时最小絮聚团平均尺寸的数学模型。

其次由 Kolmogorov 的小尺度涡体局部能量平衡假定得知，大尺度涡流体向

小尺度涡流体提供的能量与小涡流体自身消耗的能量平衡，所以小涡流体能量耗散率 ε 与特征速度 U_0 和大涡体尺度 l^* (最大可相当于流场宽度) 的关系如下：

$$\varepsilon \sim \frac{U_0^3}{l^*} \quad (7-7)$$

因此湍流运动中小尺度旋涡体的能量耗散可以用大尺度的涡流体的特征量来计算，这给计算中浓纸浆悬浮液这种复杂的多相体湍流中的能量耗散提供了理论依据，本文正是从中浓纸浆悬浮液湍流流动时悬浮液宏观温度的变化来计算能量耗散率。

7.3 中浓纸浆悬浮液湍流流动能量耗散的研究

7.3.1 实验方法

实验方法与上述纸浆流体化的实验完全相同，由于中浓纸浆悬浮液在湍流过程中的能量耗散最终以热的形式发散出去，而且由于絮聚团之间以及纤维之间的摩擦力很大，导致纸浆在湍动中耗散的能量非常大，而且耗散率很快，整个剪切室内的悬浮液在很短的时间内就达到了很高的温度，这就为实验手段采集悬浮液能量耗散率提供了条件。实验中悬浮液温度的变化使用热电阻式温度传感器探头来采集，DAQ 数据采集系统的设计如第二章所述。实验中沿剪切室半径方向安装三个传感器探头，且插入的深度由低到高，在计算中所用的数值为几个传感器采集值的平均。此外对于第六章所模拟的桨叶式转子所作用的流场，温度传感器布置在距离转子较近的地方，因为该转子作用下的中浓纸浆只能达到局部湍流。

中浓纸浆悬浮液在三维湍流中由于能量耗散而产生的温度场分布从侧面反映了其流场及湍动动能的分布，因为化工行业中任何一种搅拌及混合过程，在质量与动量传递的同时，都伴有能量和热量的传递^[146]，因此当纸浆悬浮液中大小不同的絮聚团达到均匀湍动时，其热量传递也必然达到平衡状态，即整个流场的温度达到均匀或者变化的速率相同，这便是“温测法”的检测原理。

7.3.2 中浓纸浆悬浮液湍流时能量耗散率的计算

中浓纸浆悬浮液湍动时的能量耗散值可以通过其温度的升高来得出，公式如下：

$$K = C\rho V\Delta T \quad (7-8)$$

式中： K —耗散能量 (J)；

C —纸浆悬浮液比热(J/(kg·°C)), 计算式为

$C = 2310 \times C_m + (1 - C_m) \times 4182$ (J/(kg·°C))；

C_m —纸浆悬浮液质量浓度；

ρ —纸浆悬浮液密度 (kg/m^3);

ΔT —温度变化 ($^{\circ}\text{C}$);

V —剪切室内纸浆悬浮液的体积 (m^3)。

因此能量耗散密度 ε_d 的计算式为:

$$\varepsilon_d = C\rho(\Delta T / \Delta t) \quad (7-9)$$

式中: ε_d —能量耗散密度 (J/m^3)

为了与 $k-\varepsilon$ 湍流模型中的能量耗散率一致, 通过量纲分析得出:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_d}{\rho} = C(\Delta T / \Delta t) \quad (7-10)$$

7-10 式即为中浓纸浆悬浮液湍流流动时湍动能耗散率的计算式。

7.3.3 中浓纸浆悬浮液湍流时有效粘度的计算

中浓纸浆悬浮液湍流时的有效粘度值可以通过悬浮液的能量耗散密度来计算 [141]:

$$\varepsilon_d = \frac{\tau^2}{\mu_{\text{eff}}} \quad (7-11)$$

式中: τ —纸浆悬浮液受到的平均剪切应力 (Pa),

因此只要知道 τ 和 ε_d 值, 即可计算出纸浆悬浮液湍流时的有效粘度值, 也就是表观粘度值。

7.3.4 中浓纸浆悬浮液湍流时压力脉动的计算

中浓纸浆悬浮液在湍流流动中, 其压力的脉动 p' 由纸浆湍流速度的脉动 u' 引起的, 假设纸浆的湍流成各向同性, 所以压力脉动可以用下式表示:

$$p' = \rho \overline{u'^2} \approx \frac{1}{3} \rho \sum_i \overline{u_i'^2} = \frac{2}{3} \rho \left[\frac{1}{2} \sum_i \overline{u_i'^2} \right] \quad (7-12)$$

u' —速度脉动 (m/s)

根据 $k-\varepsilon$ 湍流模型, 其中 $\frac{1}{2} \sum_i \overline{u_i'^2}$ 等于湍动能 k , 所以:

$$p' = \frac{2\rho}{3k} \quad (7-13)$$

7.4 实验结果及分析

根据上述理论分析, 我们可以通过实验中由传感器测得的中浓纸浆悬浮液流体化过程中本身温度的升高来计算其湍流流动时的能量耗散率及有效粘度。图 7-1 是中浓纸浆悬浮液温度变化的现场采集信号图, 图 7-2 是经过 FFT 低通滤波

以后的值，图 7-3 是纸浆悬浮液温度随时间的变化曲线，根据 7-9 式，计算能量耗散密度及能量耗散率的关键是知道 $(\Delta T / \Delta t)$ 的值，即曲线的斜率，因此我们对图 7-3 做了线性回归，回归方程如下：

$$T = 41.376 + 0.108 \cdot t \quad r^2 = 0.989 \quad (7-14)$$

式中： T —温度 ($^{\circ}\text{C}$)；
 t —时间 (s)

因此对于质量浓度为 10.2% 的中浓纸浆悬浮液，把物理参数带入 7-9 式得：
 $\varepsilon_d = C\rho(\Delta T / \Delta t) = (2310 \times 0.102 + 4182 \times 0.898) \times 1232 \times 0.108 = 531 \text{ (kw/m}^3\text{)}$

湍动能耗散率：

$$\varepsilon = (2310 \times 0.102 + 4182 \times 0.898) \times 0.108 = 431 \text{ (m}^2\text{/s}^3\text{)}$$

可以看出，与 CFD 模拟的结果 $\varepsilon = 418 \text{ (m}^2\text{/s}^3\text{)}$ 较好的吻合，在工程应用上完全达到了精度要求。

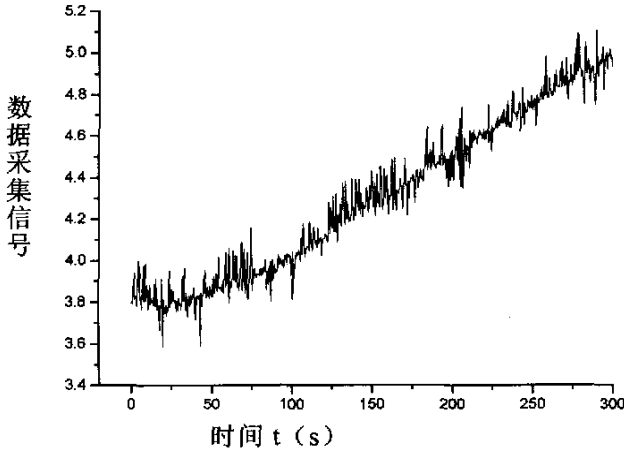


图 7-1 纸浆悬浮液温度变化采集信号

Fig.7-1 the acquisition signal of temperature

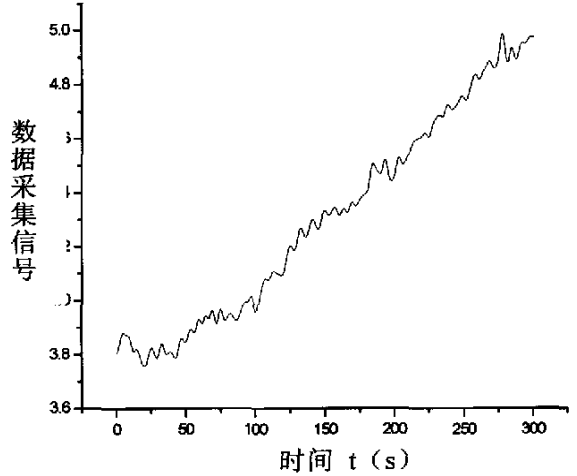


图 7-2 采集信号 FFT 滤波图

Fig.7-2 the signal filter by FFT

因为此时湍流发生器的转速为 2750rpm，根据第五章论述的结果，此时中浓纸浆悬浮液受到的平均剪切应力 $\tau = 2400 \text{ (Pa)}$ ，带入 7-11 式得出湍流时中浓纸浆悬浮液的有效粘度为：

$$\mu_{eff} = \frac{\tau^2}{\varepsilon_d} = \frac{2400^2}{531 \times 1000} = 10.8 \text{ (Pa}\cdot\text{s)}$$

纸浆悬浮液的湍动动能为：

$$k = \sqrt{\frac{\mu_t \varepsilon}{c_{\mu} \rho}} = \sqrt{\frac{5.43 \times 431}{0.065 \times 1232}} = 5.41 \text{ (m}^2\text{/s}^2\text{)}$$

纸浆悬浮液流体化时絮聚物的最小平均尺寸为：

$$l = c_{\mu}^{-1/4} \frac{\mu_t}{\rho \sqrt{k}} = 0.065^{-1/4} \frac{5.43}{1232 \times \sqrt{5.41}} = 0.0038(m)$$

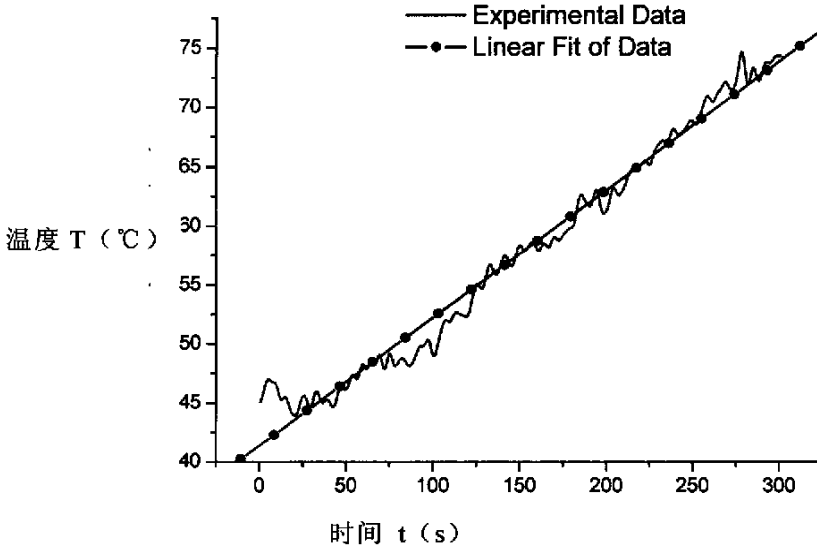


图 7-3 纸浆悬浮液温度随时间的变化曲线

Fig.7-3 the change curve of the temperature vs time for MC pulp

纸浆悬浮液的压力脉动：

$$p' = \frac{2\rho}{3k} = \frac{2 \times 1232}{3 \times 5.41} = 152(\text{Pa})$$

这与 CFD 模拟的结果及 Bennington^[133]研究成果很好的吻合，由此可见，通过纸浆悬浮液在流体化过程中温度的升高来计算其湍流流动的湍动能耗散率及有效粘度是一种较好的用宏观量来研究和表达微观量的方法。此外，由于湍流发生器输入的能量密度为： $\varepsilon_m = 853 \text{ (kw/m}^3\text{)}$ ，因此中浓纸浆悬浮液的耗散比 η 等于：

$$\eta = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m} = \frac{531}{853} = 62.25\%$$

由此可见中浓纸浆悬浮液湍流流动时的能量耗散值很大,占输入能量的一半以上。

综上所述，如果从能量耗散的观点在絮聚物级的水平上定义中浓纸浆的湍流（流体化）状态，可以叙述为：中浓纸浆达到完全湍流时，其湍动能能量耗散率与外力作用时间在数学上成线性函数,此时整个中浓纸浆流动呈现一个均匀的、统一的流场。本文还计算了其它质量浓度的中浓纸浆悬浮液的有效粘度及湍动能耗散密度值，见下图：

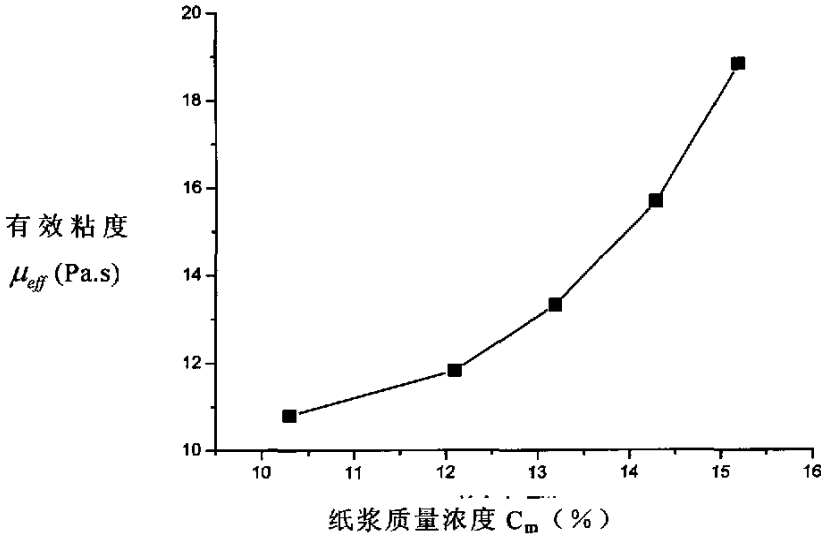


图 7-4 不同浓度纸浆悬浮液有效粘度

Fig.7-4 the effective viscosity of different consistency pulp

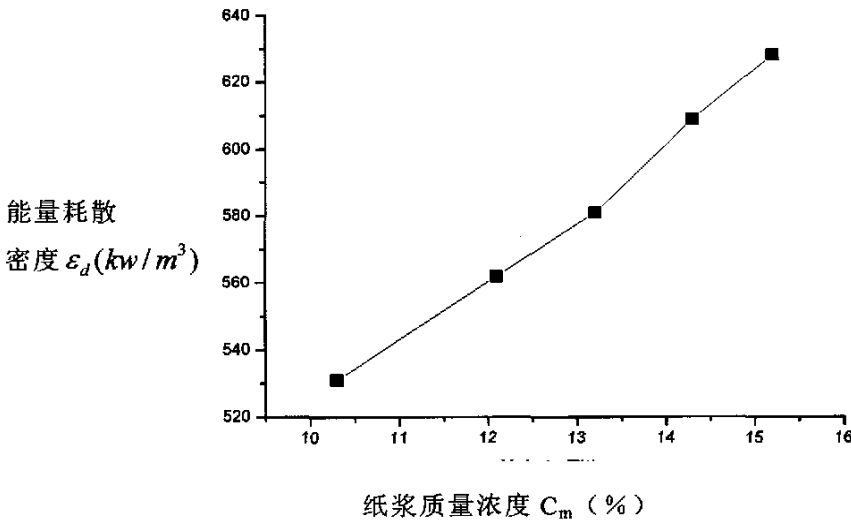


图 7-5 不同浓度纸浆悬浮液能量耗散密度

Fig.7-5 the density of energy dissipation of different consistency pulp

7.5 本章小结

本章采用“温测法”研究了中浓纸浆悬浮液湍流流动时的湍动动能、湍动动能耗散率及湍流尺度（絮聚物最小的平均尺寸）等流体动力学参数，与 CFD 模拟的结果及前人研究的结果很好的吻合，并从能量耗散的观点在絮聚物级的水平上描述了中浓纸浆悬浮液流体化时的状态，由于所得的数据直接来自实验，因此计算出的值更加接近与工程实际及纸浆悬浮液本身的物理机制，由于现有实验条件测量中浓纸浆悬浮液湍流流场特别困难，所以从能量耗散的角度来研究纸浆悬浮

液的流体化过程是一种科学、有效的方法。

本章的主要符号及意义

英文字母符号

C —纸浆悬浮液比热($\text{J}/(\text{kg}\cdot^{\circ}\text{C})$);

C_m —纸浆悬浮液质量浓度 (%) ;

K —耗散能量 (J);

T —温度 ($^{\circ}\text{C}$);

ΔT —温度变化 ($^{\circ}\text{C}$);

V —剪切室内纸浆悬浮液的体积 (m^3) ;

k —单位质量湍动能 (m^2/s^2);

t —时间 (s) ;

u —速度尺度;

l —长度尺度;

t —时间尺度;

u' —速度脉动 (m/s);

p' —压力脉动;

希腊字母符号

ε_d —能量耗散密度 (J/m^3)

ε —湍动动能耗散率 (m^2/s^3)。

η —耗散比;

ρ —纸浆悬浮液密度 (kg/m^3);

结 论

本论文的主要结论：

1、中浓纸浆悬浮液在水平管道内的塞流流动是一种复杂的多相流动状态，由于中浓纸浆中气体的体积含量较高，在“塞流”流动中会出现各相的分层运动，即液态水与气体以较快速度流过纸浆纤维网络，从而形成不稳定的塞流流动，因此中浓纸浆悬浮液在圆管内的塞流流动中从不稳定的分层流动到相对稳定的塞流流动间存在一个临界流速，中浓纸浆悬浮液在该稳定流速下，气体、水膜及纤维网络塞体以恒定的速度流动。

2、本论文在自行设计的中浓纸浆塞流流动实验平台上，依据先进的传感器技术、虚拟仪器技术研究和分析了中浓纸浆悬浮液在水平圆管内塞流流动时的相关流体动力学参数，实验结果显示中浓纸浆在较低的流动速度下，悬浮液中的气体和水分总会从纤维网络中不规则的孔隙通过，进而产生两相间的相对移动。

3、对于中浓纸浆悬浮液在水平圆管内的塞流流动，可以采用气液两相通过多孔介质（纤维网络）的物理模型来描述，在数学模型上，根据 Darcy 定律发展的 Blake-Kozeny 模型可以很好的反映各个流体动力学参数间的关系：

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{150\mu(1-\Phi)^2}{D_p^2 \Phi^3} V$$

式中： Δp —流体压降（Pa）；

L —流体流过的距离（m）；

μ —流体的粘度（Pa.s）；

D_p —平均粒子直径（m）；

Φ —孔隙率；

V —流体流速（m/s）

从上式看出，液态水或者气体通过纸浆纤维网络的流动不仅与外界作用条件及本身物性有关，还与纸浆的孔隙率和纤维及絮聚团的尺寸有关，因此对于不同类型的中浓纸浆悬浮液，其多孔介质特性必然不同。

4、本文对中浓纸浆悬浮液在水平圆管内塞流流动进行了 CFD 模拟研究，数值计算的结果证实了采用多相体流过多孔介质的 Blake-Kozeny 数学模型可以较好的描述中浓纸浆悬浮液塞流流动中内部的流速分布，在整个中浓纸浆悬浮液内部，液态水和气体都会以一定的速度通过纤维网络，而且气体沿管壁内侧轴线方向上的相对流动速度要大于水的相对流速，纸浆中的气体会沿絮聚团周围的空隙寻找阻力最小的通道流动，这些通道一旦形成，后续的气体会延续这一流道，因

此中浓纸浆的塞流流动极易造成流动的不稳定性和走短路的沟流现象。

5、中浓纸浆悬浮液的湍流流动，其主体是尺度较小的絮聚团的流动，纸浆湍流运动中纤维分散与絮聚存在动态耦合与平衡关系，絮聚强度可以表征了两者间的数学模型。中浓纸浆在高剪切作用力下，气体被分离出来聚集在转子的搅拌棒周围，当气体完全充满转子搅拌棒间的空间时，纸浆的漩流就会停止，此时转子在气相中旋转而不能再把动力传给纸浆悬浮液，造成所谓的“空化”现象。“三次方(Cubic)”数学模型可以较好描述纸浆悬浮液所受剪切应力与转子转速关系，而 BP(Back Propagation)人工神经网络模型则可以很好的拟合纸浆悬浮液所受剪切应力与转子转速及浓度间的关系。

6、多相流动 Eulerian Model 的物理模型及 RNG $k-\varepsilon$ 的湍流数学模型可以较好描述中浓纸浆的湍流流动，多相流动的 RNG $k-\varepsilon$ 数学模型如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_m k \bar{v}_{m,i}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_k \mu_{eff,m} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho_m \varepsilon - Y_M + S_K$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_m \varepsilon \bar{v}_{m,i}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff,m} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho_m \frac{\varepsilon^2}{k} - R + S_E$$

数值计算的结果与实验结果较好的吻合，尤其是对湍动能 k 及能量耗散率 ε 的预测上，完全达到了工程设计所需要的精度要求。根据 CFD 计算的结果，可以优化湍流发生器的结构，这在工程应用上可以大大节省设计费用和周期。

7、通过纸浆悬浮液在流体化过程中温度的升高来计算其湍流流动的湍动能耗散率及有效粘度是一种较好的用宏观量来研究和表达微观量的方法，以 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型为理论基础，根据实验数据计算出的纸浆悬浮液湍流流动时的湍动能、湍动能耗散率及湍流尺度（絮聚物最小的平均尺寸）等流体动力学参数，与 CFD 模拟的结果及前人研究的结果很好的吻合。

8、基于中浓纸浆悬浮液湍流时能量耗散的理论，在絮聚物级的水平上描述中浓纸浆的湍流（流体化）状态时，可以叙述为：中浓纸浆达到完全湍流时，其湍动能能量耗散率与外力作用时间在数学上成线性函数，此时整个中浓纸浆流动呈现一个均匀的、统一的流场。

本课题研究的创新点

1、从多相体（气液）以相对速度流过移动的多孔介质（纤维网络）的物理模型出发，研究了中浓纸浆悬浮液在圆管内的塞流流动，并采用 Blake-Kozeny 的多孔介质数学模型来描述和研究其流动过程，获得了较好的结果。

2、在湍流场中小尺度涡流体（絮聚团的最小平均尺寸）的尺度上研究中浓纸浆悬浮液的湍流流动，用宏观量的变化反映微观量的脉动，从纸浆悬浮液湍流过程中自身温度的升高来研究中浓纸浆流体化过程中的能量耗散和有效粘度，并从温度场的均匀分布及线性变化上来研究和表征湍流流场的均一性。

3、用多相流动的 Eulerian Model 模型及 RNG $k-\varepsilon$ 的湍流数学模型来描述和模拟中浓纸浆的湍流流动，结果表明采用实验数据修正模拟参数、模拟数值科学预测实验结果的互相结合的方法，对于研究类似中浓纸浆悬浮液的多相湍流具有重要的意义。

本研究课题今后工作的设想

本文通过对中浓纸浆流动机理的深入研究以及 CFD 技术的应用，揭示了中浓纸浆这种特殊多相体流动的内部机理，以此为出发点，在今后的研究方向和工作中提出如下几点：

- 1、根据 CFD 模拟情况及实验结果，设计高效、节能的湍流发生器，进而设计新型离心式中浓输浆泵；
- 2、进一步深入研究多相流体及非牛顿流体湍流流动机理及其能量耗散过程。
- 3、进一步深入开展中浓纸浆悬浮液在流体化过程中纤维形态学的研究，从微观角度研究纤维间的摩擦作用和与外界质量、动量、能量的传质机理。

参考文献

- [1] 中国造纸协会, 中国造纸工业 2003 年度报告, 中华纸业, 2004, 25 (5): 6-17
- [2] 刘跃祥, WTO 与中国的造纸工业, 林业经济, 2003 (1): 17-18
- [3] 杨志海, 中国纸业将向位居世界造纸生产大国和强国方向发展, 西南造纸, 2002 (6): 1
- [4] 《中华纸业》专访我国造纸行业第一位中国工程院院士陈克复教授时的访谈录, 2004
- [5] 余贻骥, 现代造纸工业中高新技术的应用与发展, 造纸信息, 2003(2):13-19
- [6] 余贻骥, 现代制浆造纸技术的发展 (二), 纸和造纸, 2003 (2): 6-10
- [7] GEOFFREY G. DUFFY, Flow of medium consistency wood pulp fibre suspensions, *Appita* Vol.48.No.1, 1995: 51-55
- [8] 陈克复, 中高浓制浆技术与装置, 华南理工大学出版社, 1994
- [9] 陈克复, 我国造纸工业对环境的污染及解决方法, 化学进展, 1998, 10(2): 179~184
- [10] J.F. IJIMA and H. TANEDA, The Effect of Carry over on Medium-Consistency Oxygen Delignification of Hardwood Kraft Pulp, *Journal of Pulp and Paper Science* Vol.23, No.12, 1997:561-564
- [11] Lars Nasman, Goran Annergren, Medium-Consistency oxygen bleaching an alternative to the high-consistency process, *Tappi*, Vol.63, No.4. 1980:105-109
- [12] Kristina Idner, Oxygen bleaching of kraft pulp: high consistency vs. medium consistency, *Tappi*, 1988(2):47-50
- [13] P.J. Kleppe, P.C. Knutsen and F. Jacobsen. Oxygen/alkali delignification at medium consistency Mill-Scale trials to commercial installation, *Tappi*, Vol.64, No.6, 1981:87-90
- [14] Medium consistency pumping systems for pulp and paper applications, *World pumps*, 2003(6):30-32
- [15] Sulzer Pumps and Mixers for the Pulp and Paper Industry, 2004, Sulzer 公司宣传资料;
- [16] Andritz 公司 SF 系列离心中浓泵宣传资料, 2003
- [17] 中浓浆泵课题组, ZBJ31 湍流离心式中浓浆泵的研制, 中国造纸, 1989, 8(3):3-8;

- [18] 陈克复主编, 制浆造纸机械与设备 (上册), 中国轻工业出版社, 2003
- [19] Barry, Erickson, Reducing Energy Consumption in Pulp and Paper Processing by Pumping Higher Densities, *Pulp&Paper Canada*, 2002, 103(9):22-23
- [20] P.E.W.Lee, G.G.Duffy, An Analysis of the Transition Regime of Fibre Suspension Flow in Pipes, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 1977, 55(6):361-363
- [21] MONICA, Corporate Partnership Drives Startup of Solvay Paperboard's New Medium Machine, *Pulp&Paper*, 2002(11):29-31
- [22] R.J.Kerekes, R.M.Soszynski, P.A.Tamdo, The Flocculation of Pulp Fibre, *Transaction of the Eighth Fundamental Research Symposium*, V.Punton,Ed.,Mech.Eng.Pub.Ltd.,Oxford,1985:265-310
- [23] Wahren,D., Fibre Network Structures in Papermaking Operations, in *Proceeding of the Conference Paper Science and Technology, The Cutting Edge*, Institute of Paper Chemistry, Appleton, Wisconsin, 1980:112-132
- [24] 侯庆喜, 中浓纸浆与漂白剂的混合机理及中浓混合器, 华南理工大学博士学位论文, 2000
- [25] Mackenzie,K.J., Shear Values of Paper Pulp Slurries, *Tappi*,1963,46(3):156-157
- [26] 陈克复, 造纸机湿部浆料流体力学, 轻工业出版社, 1984
- [27] Kerekes, R. J., J. Schell . Characterization of fiber flocculation regimes by a crowding factor. *Journal of pulp and paper science*, 1992; 18(1): 32-38
- [28] [日]石黑久三郎著, 张尔聪译, 最新造纸技术的理论与实践, 轻工业出版社, 1989
- [29] RAMESH DAMANI,ROBERT.POWELL, Viscoelastic Characterization of Medium Consistency Pulp Suspensions, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*,Vol.71,1993:676-684
- [30] Johan Gullichsen, Esko Harkonen,Tolvo Niskanen, Medium-consistency technology II .Storage dischargers and centrifugal pumps, *Tappi*, Vol.64,No.9,1981:113-116.
- [31] BENNINGTON.C.P.J,Mixing Gases into Medium-Consistency Pulp Suspensions Using Rotatory Devices, *Tappi*, 76(7), 1993:77-86
- [32] Johan Gullichsen, Brian Greenwood, *Medium-consistency technology:the MC screen*, *Tappi*, 68(11),1985:54-58
- [33] LONGDILI,G.R.and DUFFY,G.G.,The Shear Behaviour of Medium Concentration Wood Pulp Suspensions,*Appita*,41(6),1988:456-461
- [34] BENNINGTON,C.P.J.,KEREKES,R.J. and GRACE,J.R.,The Yield Stress of

- Fibre Suspensions, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1990 (68) :748-757
- [35] BENNINGTON, C.P.J.,AZEVEDO,G., The Yield Stress of Medium-and High-Consistency Mechanical Pulp Fibre Suspensions at High Gas Contents, JPPS, 1995,21(4):111-118
- [36] Wahren, D—IPC Conference on Paper Science and Technology, Appleton USA, 1980:112-129
- [37] Johan Gullichsen and Esko Haronen, Medium Consistency Technology, I. Fundamental Data, Tappi 64(6), 1981:69-72
- [38] 陈克复, 中浓纤维悬浮液的流动特性研究, 自然科学进展, 1998, 8 (2): 237-242
- [39] G. B. Jeffery, The motion of ellipsoidal particles immersed in a viscous fluid, Proc. R. Soc. A 102, 1922:161.
- [40] JAMES A.OLSON,RICHARD J. KERKES, The motion of fibres in turbulent flow, J. Fluid Mech, Vol.377, 1998:47-64
- [41] Cox,R, The motion of long slender bodies in a viscous fluid. Part 1.general theory, J. Fluid Mech, 1970(44):791-810
- [42] Bernstein, O, Shapiro, M, Direct determination of the orientation distribution function of cylindrical particles immersed in laminar and turbulent flow. J.Aerosol Sci, 1994(25):113-136
- [43] James A.Olson, The motion of fibres in turbulent flow, stochastic simulation of isotropic homogeneous turbulence, International Journal of Multiphase Flow, 2001(27):2083-2103
- [44] Gullichsen,J-US Patent 4,854,819,August 1989
- [45] Gullichsen,J-US Patent 4,780,053,October 1988
- [46] C.P.J.BENNINGTON,R.J.KERKES and J.R.GRACE,Motion of Pulp Fibre Suspensions in Rotary Devices, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Volume 69, February ,1991:251-258
- [47] Francis,D.W. and Kerekes, R.J, Flow and mixing behavior of low and medium-consistency fiber suspensions downstream of a valve, Tappi, 75(9), 1992:113-119
- [48] 宣征南, 中浓纸浆纤维悬浮液在升流式反应器中的流动特性研究, 华南理工大学博士学位论文, 2004
- [49] 胡楠、陈克复, 浆料输送与输送机械, 第一版, 中国轻工业出版社, 1991
- [50] Chen kefu, chen shumei, Fluidization properties of high-consistency fiber

- suspensions, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1997(14):149-159
- [51] Chen kefu, The determination of the critical shear stress for fluidization of medium consistency suspensions of straw pulps, *Nordic Pulp and Paper Research J.*, 1991, 6(1):20
- [52] 范西俊等, 纤维悬浮液搅拌流动的数值模拟, *力学学报*, 1995 (27): 20—29
- [53] 孙加龙, 纸浆纤维悬浮液两相流的计算与模拟, 华南理工大学博士学位论文, 2003
- [54] Baloch, A, Webster, M.F, Computer simulation of complex flows of fibre suspensions, *Computers & Fluids* 24(2), 1995 :135-151
- [55] 周伟、王立刚等, 纤维粘弹性流体悬浮液流变性质研究, *化工学报*, 1995, 46 (4): 493—500
- [56] 王立刚、周伟、范西俊, 非牛顿流体流动的数值模拟及落球的实验研究, 第四届华东地区流体力学学术会议, 1996: 324-328
- [57] 付平乐, 纤维悬浮液分层流动的数值模拟及其应用, 华南理工大学博士学位论文, 1999
- [58] John M. Stockie and Sheldon I. Greeny, Simulating the Motion of Flexible Pulp Fibres Using the Immersed Boundary Method, *Journal of Computational Physics* 1998 (147):147-165
- [59] C. S. Peskin, Numerical analysis of blood flow in the heart, *J. Comput. Phys.* 1977(25):220
- [60] A. L. Fogelson and C. S. Peskin, A fast numerical method for solving the three-dimensional Stokes' equations in the presence of suspended particles, *J. Comput. Phys.* 1988(79):50
- [61] D. Sulsky and J. U. Brackbill, A numerical method for suspension flow, *J. Comput. Phys.* 1991(96):339
- [62] G. Lapenta, F. Inoya, and J. U. Brackbill, Particle-in-cell simulation of glow discharges in complex geometries, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 23(4), 769 (1995).
- [63] O. L. Forgacs, A. A. Robertson, and S. G. Mason, The hydrodynamic behaviour of paper-making fibres, *Pulp Paper Mag. Canada* 59(5), 117 (1958).
- [64] S. G. Mason, Fiber motions and flocculation, *Tappi*, 37(11), 1954: 494
- [65] O. L. Forgacs and S. G. Mason, Particle motions in sheared suspensions. X. Orbits of flexible threadlike particles, *J. Colloid Interface Sci.* 14, 473 (1959).
- [66] S. Yamamoto and T. Matsuoka, A method for dynamic simulation of rigid and flexible fibers in a flow field, *J. Chem. Phys.* 98(1), 644 (1993).

- [67] G. Wherrett, I. Gartshore, M. Salcudean, and J. Olson, A numerical model of fibre motion in shear, in Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Vancouver, Canada, June, 1997: 22-26.
- [68] M. S. Ingber and L. A. Mondy, A numerical study of three-dimensional Jeffery orbits in shear flow, *J. Rheol.*38(6), 1829 (1994).
- [69] Gooding, R., Kerekes, R.J., The motion of fibres near a screen slot, *JPPS*, 1989 (15):59-62
- [70] Olson, J.S., The effect of fiber length on passage through narrow apertures. Ph.D. thesis, University of British Columbia, 1996
- [71] Murray J. ELLIS, GEOFFREY G. DUFFY, F. OBERT W. ALLISON, Fibre deformation during medium consistency mixing: role of residence time and impeller geometry, *Appita Journal*, Vol. 51 No. 1, 1998: 29-34
- [72] Rajinder S. Seth, Chad P. J. Bennington, Fiber morphology and the response of pulps to medium-consistency fluidization, *Tappi*, Vol. 78, No. 12, 1995: 152-154
- [73] 陈奇峰、陈克复等, 三盘单动盘磨机磨片结构对纸浆纤维特性的影响, *中国造纸*, 2004, 23 (6): 12-14
- [74] Sundarajakumar R.R, Koch D L. Structure and Properties of Sheared Fiber Suspensions with Mechanical Contacts. *J. Non Newton Fluid Mech.*, 1997(73):205
- [75] 刘君华主编, 基于 LABWINDOWS/CVI 的虚拟仪器设计, 电子工业出版社, 2003
- [76] 宋宇峰, LABWINDOWS/CVI 逐步深入与开发实例, 机械工业出版社, 2003
- [77] 刘君华、贾惠芹等, 虚拟仪器图形化编程语言 Labview 教程, 西安电子科技大学出版社, 2001
- [78] 张易知等, 虚拟仪器的设计与实现, 西安电子科技大学出版社, 2002
- [79] 张贤达. 现代信号处理. 北京: 清华大学出版社, 1999
- [80] 白凤山, 潘长勇, 杨知行, 用动态链接库 (DLL) 实现 LabWindows/CVI 与高速数据采集卡的通讯, *电测与仪表*, 2000, 37 (416): 54-56
- [81] 赵毅, 数字滤波的滑动平均法和低通滤波法, *仪表技术*, 2001 (5): 40
- [82] 杨黎等, 快速傅立叶变换用于色谱噪声平滑及微弱信号的检测, *色谱*, 1998, 16 (5): 386-389
- [83] 程佩青, 数字滤波与快速傅立叶变换, 清华大学出版社, 1990
- [84] 王丹枫. 纤维形态参数及测量, *中国造纸*, 2000 (1): 36-39
- [85] 隆言泉, 造纸原理与工程, 第一版, 中国轻工业出版社, 1994
- [86] 周国忠, 搅拌槽内流动与混合过程的实验研究及数值模拟, 北京化工大学博

士学位论文, 2002

- [87] Michael B. Mackaplow. Rheology of Non-Brownian Rigid Fibre Suspensions with Adhesive Contacts. *J.Rheol.*2001,45(2):369
- [88] Andersson R S, Rasmuson A. Dry and Wet Friction of Single Pulp and Synthetic Fibers. *JPPS*,1997,23(15):30
- [89] S.B AGARWAL,J.M.GENCO, Kinetics of Oxygen Delignification, *Pulp and Paper science*:Vol.25 No.10,1999:361-366
- [90] E.T. Hurlburt, T.J. Hanratty, Prediction of the transition from stratified to slug and plug flow for long pipes, *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002):707 - 729
- [91] Dukler, A.E., Hubbard, M.G., A model for gas - liquid slug flow in horizontal tubes, *Ind. Eng. Chem. Fund.* 14,1985: 337 - 347
- [92] C.P.J.Bennington, I.Pineault. Mass Transfer in Oxygen Delignification Systems: Mill Survey Results Analysis and Interpretation. *Pulp&Paper Canada*,1999, 100(12):123-131
- [93] R.E.科林斯, 流体通过多孔材料的流动, 石油工业出版社, 第一版, 1984
- [94] F.A.L.Dullien, 多孔介质流体渗移与孔隙结构, 杨富民, 黎用启译, 石油工业出版社, 第一版, 1990
- [95] 郁伯铭, 多孔介质输用性质的分形分析研究进展, *力学进展*, 2003, Vol.33, No.3:333-346
- [96] J.贝尔, 多孔介质流体动力学, 李竞生, 陈崇希译, 中国建筑工业出版社, 第一版, 1983
- [97] [苏]库古雪夫, 纸的抄造和脱水过程的理论, 马伯龙, 王世华译, 轻工业出版社, 第一版, 1982
- [98] 陈海峰, 纸浆脱水浓缩机理及应用研究, 华南理工大学博士学位论文, 2002
- [99] L.NILSSON,S.STENSTROM,A Study of the Permeability of Pulp and Paper, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.23, No.1, 1997:131-153
- [100] 孔祥言, 高等渗流力学, 中国科技大学出版社, 1999
- [101] 李亨,张锡文,何枫,论多孔介质中流体流动问题的数值模拟方法,石油大学学报, vol.24, No.5, 2000: 111-117
- [102] 章根德,刘曰武,多孔介质中流体流动的细观-宏观模拟,岩石力学与工程学报,第19卷,增刊,2000:1006-1013
- [103] S.Ergun, Fluid Flow through Packed Columns. *Chem. Eng. Prog.*, 1952,48(2):89-94,
- [104] 陈奇峰,陈克复等,基于 CFD 的中浓纸浆悬浮液在变径管内流动的数值模

- 拟, 中国造纸学报, 2004 年第 2 期: 96-98
- [105] 尹晔东, 王运东, 费维扬, 计算流体力学(CFD)在化学工程中的应用, 石化技术, 2000, 7(3):166-169
- [106] 刘晓波, 华祖林, 何国建, 计算流体力学的科学计算可视化研究进展, 水动力学研究与进展, Vol.19, No.1, 2004:120-125
- [107] 沈俊, 傅立敏, CFD 在汽车空气动力学设计中的应用, 汽车技术, 2000 年, 第 10 期: 1-4
- [108] A. Levy, Two-fluid approach for plug flow simulations in horizontal pneumatic conveying, Powder Technology 112 (2000):263-272
- [109] R.R.Huilgol, M.P.Panizza, On the determination of the plug flow region in Bingham fluids through the application of variational inequalities, J.Non-Newtonian Fluid Mech., 1995(58):207-217
- [110] DONGMING CHEN, Experimental Investigation and Constitutive Modeling of Cohesive Powder Flow, A Dissertation Presented to the Graduate School of the University of Florida in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy, University of Florida, 2001
- [111] Yannick Melinge, Roger Bouard, Visualization of gas-solid plug flow in horizontal-vertical pipes, Fluid Mechanics, 1998(2):705-710
- [112] J.Reese, P.Jiang, L.S.Fan, Bubble Characteristics in Three-Phase Systems Used for Pulp and Paper Processing, Chemical Engineering Science Vol.51, No.10, 1996:2501-2510
- [113] T.Xie, S.M.Ghiaasiaan, Flow regimes and gas holdup in paper pulp-water-gas three-phase slurry flow, Chemical Engineering Science 58 (2003): 1417-1430
- [114] [美]S.V.帕坦卡著, 郭宽良译, 葛新石校, 传热和流体流动的数值方法, 安徽科学技术出版社, 1984
- [115] Farouk, B.Guceri, S.I., Laminar and Turbulent Natural Convection in the Annulus Between Horizontal Concentric Cylinders, ASME. J. Heat Transfer, 1982(104):631-666
- [116] Van Doormaal J.P. and Raithby, G.D., Enhancement of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows, Numerical Heat Transfer 1984(7): 147-163
- [117] Solomon, j, T.P.Elson, A.W.Nienow and G.W.Pace, Cavern Sizes in Agitated Fluids with a Yield Stress, Chem.Eng.Comm. 1981(11):143-164
- [118] 陈奇峰, 陈克复等, 中浓纸浆流体化过程的数学模拟及临界雷诺数, 中国造纸学报, 2003 年第 2 期: 148-150

- [119] Lewis, Andrew L. Seppa, Ilkka M. Right way to design medium consistency pulp pump systems, Proceeding of the TAPPI International Engineering Conference v 3 Sep 13-17, 1998 TAPPI Press:1093-1106
- [120] 兰雪梅,朱健,黄承明,董德存, BP 网络的 MATLAB 实现, 微型电脑应用, Vol 19,2003 (1): 6-8
- [121] 朱勇强, 谢来苏, 梁文芷, 造纸湿部中性施胶系统人工神经网络建模的研究,中国造纸学报, Vol 13,1998:63-65
- [122] 张建明, 王宁, 王树青, 增益模糊自整定的神经元控制及在多纸种造纸机定量控制中的应用,中国造纸学报, Vol 14, 1999: 93-97
- [123] 李群等, 人工神经网络在造纸工业中研究现状与展望, 天津造纸, 2002 (4): 14-20
- [124] 陈奇峰,陈克复,卢晓江, 麦草浆黑液传热性能的研究,中国造纸学报, 2003 年第 1 期: 63-65
- [125] 陈奇峰, 陈克复, 杨仁党, 李军, 人工神经网络在中浓纸浆流体化仿真研究中的应用,中国造纸学报, 2004 年第 1 期, 总第 19 卷,136-139
- [126] 楼顺天, 施阳, 基于 MATLAB 的系统分析与设计—神经网络, 西安电子科技大学出版社, 1999
- [127] 闵惜琳,刘国华,用 MATLAB 神经网络工具箱开发 BP 网络应用, 计算机应用,Vol.21,No.8,2001:163-164
- [128] 闻新, 周露等, MATLAB 神经网络应用设计, 科学出版社, 2000
- [129] Joe Parker and Dick Hergert, Simultaneous convergence—a new concept of head box design, Tappi Journal, 1968,51(10): 425~432
- [130] Dieter Egelhof. Determination of head box flow stability and effect of basis-weight variations on paper. Tappi Journal, 1977; 60(3): 63~65
- [131] James L. Ewald . Forming Layered products allows best use of different furnishes . Pulp & paper, 1981(4): 137~140
- [132] Morten Steen, Modeling Fiber Flocculation in Turbulent flow: a Numerical Study, Tappi Journal, 1991 (9): 175~182
- [133] Benningto,C.P.J and R.J.Kerekes, Power Requirements for Pulp Suspension Fluidization, Tappi,1996(79):253-258
- [134] V.B Rewatkar, C.P.J.Bennington, Gas-Liquid Mass Transfer in Low-and Medium-Consistency Pulp Suspensions, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Volume 78, June 2000:504-512
- [135] 陈克复等,用广义雷诺数判别纤维悬浮液的流动类型和湍流强度,中国造纸学报, Vol.7, 1992

- [136] 刘建安, 满流气垫结合式流浆箱的机理研究与设计, 华南理工大学博士学位论文, 2002 年
- [137] Klaus Moller, Geoffrey G. Duffy, An Equation for Predicting Transition-Regime Pipe Friction Loss. *Tappi Journal*, 1978,61(1): 63~66
- [138] 梁在潮, 工程湍流, 华中理工大学出版社, 1999
- [139] 陶文铨.数值传热学,西安交通大学出版社, 1998
- [140] S.Dong,X.Feng,M.Salcudean,I.Garshore, Concentration of pulp fibers in 3D turbulent channel flow, *International Journal of Multiphase Flow* 29 (2003):1-21
- [141]J.HIETANIEMI, J.GULLICHSEN, Flow Properties of Medium-Consistency Fibre Suspensions, *JPPS*,Vol.22,1996:469-474
- [142] 郭烈锦, 两相与多相流动力学, 西安交通大学出版社, 2002 年 12 月
- [143] Andre Bakker, The Flow Pattern in an Industrial Paper Pulp Chest with a side Entering Impeller, *The Online CFM Book*,2000
- [144] 周国忠,施力田,王英琛,搅拌反应器内计算流体力学模拟技术进展,化学工程, Vol.32, No.3, Jun.2004: 28-32
- [145] 孙海燕, 王卫京, 毛在砂, 各向异性 $k-\varepsilon$ 湍流模型在 Rushton 桨搅拌槽三维流场整体数值模拟中的应用, 化工学报, Vol.53, No.11, Nov.2002: 1153-1159
- [146] 陈奇峰,陈克复, 混合器混合质量检测初探, 中国造纸, 2003 年 10 期: 68-69

在学期间发表与学位论文内容相关的学术论文

序号	作者（全体作者，按顺序排列）	题目	发表或投稿刊物名称、级别	发表的卷期、年月、页码	相当于学位论文的哪一部分（章、节）	被索引收录情况
1	陈奇峰 陈克复 杨仁党 李军	三盘单动盘磨机磨片结构对纸浆纤维特性的影响	中国造纸 核心期刊 EI 源刊	2004,6 Vol.23 No.24 12-14	第一章 第五节	EI 光盘版
2	陈奇峰 陈克复 杨仁党 李军	基于 CFD 的中浓纸浆悬浮液在变径管内流动的数值模拟	中国造纸学报 统计源期刊 EI 源刊	2004,2 Vol.19 No.2 96-98	第四章 第五节	EI 网络版
3	陈奇峰 陈克复 杨仁党 李军	中浓纸浆流体化过程的数学模拟及临界雷诺数	中国造纸学报 统计源期刊 EI 源刊	2003,2 Vol.18 148-150	第五章 第二节	
4	陈奇峰 陈克复 卢晓江	麦草浆黑液传热性能的研究	中国造纸学报 统计源期刊 EI 源刊	2003,1 Vol.18 63-65	第五章 第三节	EI 光盘版
5	Chen Qifeng Chen Kefu Lu Xiaojiang	Study on the Heat Transfer Properties of Black Liquor from Wheat Pulping	Proceeding of the International Papermaking Environment Conference	2004,5 123-126	第五章 第三节	
6	陈奇峰 陈克复 杨仁党 李军	人工神经网络在中浓纸浆流体化仿真研究中的应用	中国造纸学报 统计源期刊 EI 源刊	2004,1 Vol.19 No.2 136-139	第五章 第三节	

7	陈奇峰 陈克复	混合器混合质量检测 初探	中国造纸 核心期刊 EI 源刊	2003,10 68-69	第七章 第三节
8	Chen Qifeng Chen kefu Yang Rendang	Flow Properties and Power Dissipation of Medium-Consistency Pulp Suspensions in Rotary Devices	华南理工大学学 报(自然科学版) 核心期刊 EI 源刊	已经 录用	第七章 第四节
9	Chen Qifeng Chen Kefu Yang Rendang Li Jun	Apparent viscosity and Power Dissipation of Medium-Consistency Pulp Suspensions in fluidization	4th Pacific Rim Conference on Rheology	August 7-11, 2005, Fudan University Shanghai, China	第七章 第四节
10	陈奇峰 陈克复 卢晓江	麦草浆黑液传热性能 试验	纸和造纸 核心期刊	2003, 4 52-53	第五章 第三节

致 谢

本论文是在导师陈克复教授的精心指导下完成的，三年来陈老师在科研上对我严格要求，在生活上对我无微不至的关怀，都使我深深感动。陈老师渊博的知识、高尚的师德也使我深感敬佩，尤其是陈老师和蔼可亲、宽以待人的大师风范更是我学习的榜样，这些都将使我终身受益。在博士论文研究、撰写的过程中，陈老师给予我极大的支持和帮助，同时也给我提供了广阔的学习和工作空间，使我顺利完成了博士论文，在此，谨向陈老师致以深深的谢意！

其次在学习和生活中，我还得到了课题组杨仁党、李军、莫立焕、田英姿、刘建安、李多民、李荣刚等老师的极大帮助，在实验的进展当中，还得到了王进、吴丹、徐俊、于冬梅、李擘、吴敏、洪义梅、杨飞、谢春生、褚媛媛等同学的帮助，同时资源科学与造纸工程学院、制浆造纸工程国家重点实验室的诸位领导与老师也给予我极大的关心和帮助，在此向他们表示衷心的感谢。

在课题研究的进展当中还得到天津科技大学卢晓江教授、华南理工大学工控系、电信学院以及西安交通大学多相流重点实验室相关老师和同学的指导，没有他们的支持和帮助，我不可能顺利完成博士论文。

同时我还要深深感谢我的父母和亲人，他们对我细心的照顾和无微不至的关怀使我深感亲情的伟大，在离开家乡十年的求学路上，我的父母始终在生活上、学习上给予我很大的支持，正是他们的付出和汗水才使我能够安心、认真的投入科研当中，没有无私亲情的陪伴，我的求学之路不会如此平坦。其次还要感谢我的未婚妻栗娜女士，在求学路上也有她的一份支持和帮助。

陈奇峰
2005年6月