

摘 要

旋风分离器分离技术是以气固两相流为基础，在离心力的作用下颗粒被甩向分离器的边壁从而颗粒被分离的一种技术。旋风分离器是循环流化床烟气脱硫装置（CFDFGD）内的一个重要的分离设备，在循环流化床内具有重要的地位，它的分离效率直接影响到循环流化床的脱硫效率，因此提高旋风分离器的分离效率，研究合理的结构参数和操作参数是优化循环流化床的重要内容。

本文在进行旋风分离器分离机理研究的基础上，总结了前人研究的成果，建立了一套完整的旋风分离模型。研究方法利用计算流体力学（CFD）软件，进行几何模型的构造和网格的划分，对旋风分离器进行结构和操作过程的数值模拟计算。通过模拟计算得到最适合的参数进行优化选择，从而为指导下一步工业性试验奠定了基础。

模拟中采用欧拉多组分颗粒反应模型，首先对其结构参数进行了模拟比较——入口形式、气体出口形式、颗粒出口等，并得出结论进行几何模型的优化设计；其次利用优化后的结构参数对旋风分离器进行了数值模拟，得出速度场分布规律和内部组分分布规律等；再则又利用优化后的数学模型对其操作参数进行了模拟比较，得出影响旋风分离器分离效率的操作参数——入口速度、入口颗粒直径、入口颗粒浓度等，并得出这些影响因素对旋风分离器的影响规律。

**关键词：烟气脱硫，数值模拟，脱硫效率，
旋风分离器，分离效率**

Abstract

The cyclone separator's isolation technique was based on gas-solid two-phase flow, and the granule was separated and swung to the separator sidewall under the centrifugal force. The cyclone separator was an important separate equipment in flue gas desulphurization of circulating fluidized bed (CFDFGD), which shown great performance in circulating fluidized bed. And the separation efficiency of cyclone separator directly affected the efficiency of circulating fluidized bed desulphurization. It was a very important content in optimizing circulating fluidized bed, and improving the efficiency of cyclone separator's separation, and researching on logical structural parameter and operation parameter.

On the based of further researches on the paper of the cyclone separator's separation mechanism, the achievement which the predecessor had studied to establish a set of complete cyclone separations model was summarized. The construction of geometry model and the grid division were carried on by the computational fluid dynamics (CFD) software, and then the numerical simulation was calculated cyclone separator's structural parameter and operation parameter. It was gained that the optimum parameters progressed optimized choice through the simulation computation. Consequently that was established base on the instructed next step of industry experiment.

It was used the Euler's component granule response model in the numerical simulation. Firstly, it had carried on the simulation comparison for it was structural parameter-entrance form, the vent form of gas and the granule exportation and so on, and drew the conclusion to the optimization designed for the geometry model. Secondly, the numerical simulation of the cyclone separator was researched by the optimized parameters. And the velocity field distribution rule and internal component distributed rule etc. were obtained. Thirdly, the operation parameter was compared by the numerical simulation using optimized mathematical model and obtained the separation efficiency of the influence cyclone separator with the operation parameter—entrance speed, the entrance granule diameter, the entrance granule density and so on. The cyclone separator's influence rules were obtained by these influence factors.

**Key word: flue gas desulphurization, numerical simulation,
desulphurization efficiency,
cyclone separator, separation efficiency**

符 号 说 明

符号	物理意义
g	重力加速度, m^2/s
C_D	曳力系数
C_{Ds}	单颗粒曳力系数
μ_g	颗粒粘度, $\text{Pa}\cdot\text{s}$
μ_T	湍流粘性系数, $\text{Pa}\cdot\text{s}$
d_p	颗粒直径, m
ρ_p	颗粒密度, kg/m^3
u_t	颗粒终端沉降速度, m/s
r	颗粒的回转半径, m
N_c	气体的旋转圈数
L_w	气流总宽度 (等于进口宽度), m
v	径向速度, m/s
u	切向速度, m/s
$f(d_p)$	为入口颗粒分布率
ΔR_i	为每档颗粒的份额
m_p	粉尘的质量流量, kg/s
m_g	运载介质的质量流量, kg/s
ε_δ	管道边壁阻力系数
u_t	斯托克斯沉降速度, m/s
α'	为进口截面动量矩修正系数
d_e	旋风分离器排气管直径, m
δ	为边界层厚度, m
u_b	边界层边缘处的切向速度, m/s
v_b	边界层边缘处的径向速度, m/s
w_b	边界层边缘处的轴向速度, m/s
S_{ij}	平均应变常量
F_A	附加质量力, $\text{m}\cdot\text{s}$

F_C	颗粒之间、颗粒与壁面之间碰撞产生的力, $\text{m}\cdot\text{s}$
F_G	体积力, $\text{m}\cdot\text{s}$
F_D	流体对颗粒的曳力, $\text{m}\cdot\text{s}$
Re_p	颗粒雷诺数
常数项	
C_μ	$k-\varepsilon$ 湍流模型常数 0.085
C_2	雷诺应力模型常数 1.68
σ_k	k 方程湍流模型常数 0.7179
σ_ε	$k-\varepsilon$ 湍流模型常数 0.7179

独 创 性 声 明

本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得辽宁科技大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料，与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

签 名: 赵宇峰 日 期: 07.3.6

关于论文使用授权的说明

本人完全了解辽宁科技大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

签 名: 赵宇峰 导师签名: 谢勇刚 日 期: 07.3.6

第1章 绪 论

1.1 课题背景

能源是国民经济发展的原动力，能源工业是国民经济的基础。目前，世界各国使用的能源主要还是以化石能源为主，其消耗比例占到了90%以上。而石油和天然气因为储量比煤炭少得多，并且近年来石油开采过度，储量逐年减少，其价值也明显上升，主要发达国家对石油的争夺越来越激烈。煤炭资源储量相对较多，因此争夺不如石油激烈。但其作为能源的主要资源品种，价值也在增长。但与其他能源相比，煤炭具有明显的成本优势。煤炭是最便宜的一种能源，同等的发热量，用煤成本只相当于用油的30%，天然气的40%。据有关专家预测，到2010年，煤炭在世界化石能源结构中的比重将超过三分之一，而消费量则将由2000年的43亿吨增长到2020年的58亿吨^[1]。但随着人类生产活动和社会活动的增加，全球经济的迅速发展，工业中的三废的排放量不断的在增加。由于大量化石燃料的燃烧、工业废气和汽车尾气的排放，使大气环境质量日趋恶化，大气污染日趋严重。这将严重地破坏生态环境，阻碍了经济发展和社会进步。

我国是一个多煤少油的国家，已探明的煤炭储量占世界煤炭储量的33.8%，我国煤产量位居世界第一位，出口量仅次于澳大利亚而居于第二位。煤炭在我国化石能源结构中位于绝对主要位置，国家科委中国科技促进发展研究中心1990年对我国的能源结构作了预测（具体数据见表1-1）^[2]。在《中国可持续能源发展战略》研究报告^[2]中提到，到2010年煤炭在化石能源生产和消费中将占70%左右；到2050年，煤炭所占比例不会低于60%。可以预见，在未来几十年内，煤炭仍将是我国的主要能源和重要的战略物资，具有不可替代性，煤炭工业在国民经济中的基础地位，将是长期的和稳固的。

根据对主要大气污染物的分类统计分析中，其来源可概括为三大方面：（1）燃料燃烧；（2）工业生产过程；（3）交通运输。在我国，这三方面的来源产生的大气污染物所占的比例分别约为70%、20%、10%^[3]。可

见, 煤的直接燃烧是我国大气污染物的主要来源。

表 1-1 我国一次能源构成比例 (%)

Tab. 1-1 the comparison of the once energy constitutes in our country (%)

年份	煤炭	石油	天然气	水能	核能	新能源
2000	~70	19.5	4	6.0	2	—
2050	~60—70	5	5	6	~10—20	5

表 1-2 我国电力和能源生产总量预测

Tab. 1-2 the gross estimate of the our country's electric power and energies produce

项目名称	年 份			
	1999	2000	2020	2030
总装机容量/煤电装机容量, MW	125000/90000	290000/226000	700000/490000	1040000
年发电量, 10^8kWh	6300	15100	36400	54100
每 kWh 发电煤耗 (标煤), g	400	350	300	280
一次能源年总需求量 (标煤), 10^8t	10.0	14.6	24.9	30.7
电能占一次能源比重, %	26	36	44	46
电力生产年均增长率, %	9.1	4.5	4.0	4.0
能源生产年均增长率, %	4.3	2.7	2.3	2.0
煤电所占比重, %	~70	~78	~70	~60

在我国, 电力用煤占有很大的比重, 表 1-2 列出了我国电力和能源生产总量及今后若干年的预测结果。1995 年, 电力工业的火力发电厂的 SO_2 排放量为 830 万吨, 占全国 SO_2 排放总量的 35%。随着火电装机容量的增长, 燃煤电厂 2000 年 SO_2 排放量将达到全国总排放量的 50%, 预计到 2010 年燃煤电厂排放的 SO_2 将增加到占全国总排放量的 65%。燃煤排放的二氧化硫不断增加, 连续多年超过 2000 万吨, 已居世界首位。显然, 电力工业将成为消减 SO_2 排放量的重点工业^{[4][5]}。

1.2 二氧化硫(SO₂)污染的危害及其限制措施

二氧化硫大量的排放引起了严重的环境问题。人为排放到大气中的二氧化硫等污染物经输送、转化和沉降而被清除。大气中二氧化硫等沉降有干式和湿式两类。湿式沉降就是通常所说的酸雨(acid rain)^[6]。目前我国酸雨已从20世纪80年代西南少数地区发展到长江以南、青藏高原以东和四川盆地的大部分地区,污染面积已占国土面积的30%。华中地区的酸雨污染程度已经超过八十年代污染最重的西南地区,酸性降水频率超过90%。我国很多城市空气二氧化硫污染十分严重,目前已有62%的城市环境空气二氧化硫平均浓度超过国家《环境空气质量标准》二级标准、日平均浓度超过国际《环境空气质量标准》三级标准。

纯二氧化硫是一种无色带有强烈刺激性气味的气体。它易溶解于人体的血液和其它粘性液体中,当大气中二氧化硫浓度为0.1ppm时,即可损害农作物;浓度高于0.5ppm时,即对人类健康有潜在影响,长期吸入含二氧化硫气体的空气也将引起或加重人的呼吸系统疾病。酸雨被称为“空中死神”,对水生态系统、农业生态系统、森林生态系统、建筑物和材料以及人体健康方面均有很大的危害。酸雨对水生态系统的危害主要是可以抑制水生物的繁殖和生长,甚至使其灭绝;酸雨对森林生态系统的危害是引起森林树木叶片黄化、落叶、甚至死亡,欧美有10多个国家的森林发生大面积生长缓慢和死亡现象,有的国家因之损失木材高达40%。在我国南方重酸雨区,发现马尾松因酸雨危害而成片死亡现象。金顶地区的冷杉成片死亡,死亡率达87.3%;酸雨对农业生态系统的危害主要表现为引起农作物的减产、土壤酸化。PH值为3.5的酸雨造成农作物大量减产。用PH值为4.0、3.5、3.0和2.5的模拟酸雨处理的大豆植株收获量分别降低了2.6%、6.5%、11.4%和9.5%;PH值为3.5的酸雨引起小麦减产13.7%,PH值为3和2.5的酸雨造成小麦减产21.6%和34%;酸雨对建筑物的破坏表现为酸雨可以加速建筑物和材料的腐蚀,从而破坏各种材料、建筑物和人工制品,文物建筑也受到相当的破坏。酸雨对人体健康的影响是间接的和潜在的。由于酸雨造成土壤的酸化和对土壤的淋洗作用,使土壤中的Al、Ca等金属离子活化,产生很强的毒性,能对作物产生毒害。这些被活化的金属元素以离子形式或其它易溶物形式进入水体,又能对鱼类产生毒害。同时,酸化的水还能溶解自来水管中的Cu、Zn、Al等

金属。当人们食用这些被毒害的作物、鱼类、或饮用溶解有 Cu、Zn、Al 等金属的水时，健康就会受到危害^[6]。

世界环境保护组织对二氧化硫排放造成的污染问题十分重视。自 20 世纪 70 年代初日本和美国率先实施控制二氧化硫排放战略以来，许多国家相继制定了严格的二氧化硫排放标准和中长期控制战略，加速了控制二氧化硫的步伐，大大促进了有关控制技术的发展，使二氧化硫排放在短短的十多年间，得到了大幅度的消减^[6]。我国政府对二氧化硫排放控制问题十分重视。1989 年颁布了“环境保护法”，公布了大气污染物的排放控制标准；2000 年 4 月 29 日第九届全国人大常委会通过了修订的《大气污染防治法》，更加严格控制二氧化硫的排放。

目前国家对二氧化硫最高允许排放浓度限制已有了新的标准。各时段火力发电锅炉二氧化硫最高允许排放浓度执行表 1-3 规定的限制标准。第三时段位于西部非两控区的燃用特低硫煤（入炉燃煤收到基硫分小于 0.5 %）的坑口电厂锅炉须预留脱硫装置空间^[7]。

表 1-3 火力发电锅炉二氧化硫最高允许排放浓度（单位 mg/m³）

Tab. 1-3 the allowed exhausting destiny of sulphur dioxide of the thermal power boiler (unit mg/m³)

时 段	第 1 时段		第 2 时段		第 3 时段
实施时间	2005 年 1 月 1 日	2010 年 1 月 1 日	2005 年 1 月 1 日	2010 年 1 月 1 日	2004 年 1 月 1 日
燃煤锅炉					400
及燃油锅	2100 ⁽¹⁾	1200 ⁽¹⁾	2100	400	800 ⁽³⁾
炉			1200 ⁽²⁾	1200 ⁽²⁾	1200 ⁽⁴⁾

注：（1）该限值为全厂第 1 时段火力发电锅炉平均值。

（2）在本标准实施前，环境影响报告书已批复的脱硫机组，以及位于西部非两控区的燃用特低硫煤（入炉燃煤收到基硫分小于 0.5%）的坑口电厂锅炉执行该限值。

（3）以煤矸石等为主要燃料（入炉燃料收到基低位发热量小于等于 12550Kj/kg）的资源综合利用火力发电锅炉执行该限值。

（4）位于西部非两控区内的燃用特低硫煤（入炉燃煤收到基硫分小于 0.5%）的坑口电厂锅炉执行该限值。

国家环保总局、国家经济贸易委员会、科学技术部于 2002 年联合发布了“燃煤二氧化硫排放污染防治技术政策”，是为了实现 2005 年全国二氧

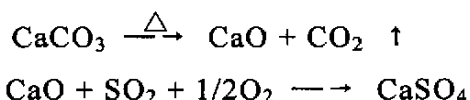
化硫排放量在 2002 年基础上消减 10%， “两控区” 二氧化硫排放减少 20%， 并为改善城市环境空气质量的控制目标提供技术支持和导向^[8]。

1.3 燃煤电厂脱硫技术综述

燃煤二氧化硫控制的方法有许多， 概括起来通常可以分为四类， 即燃烧前脱硫、 燃烧中脱硫、 燃烧后烟气脱硫以及煤转化过程中脱硫^[6]。

燃烧前脱硫即“煤脱硫”， 是通过各种方法对煤进行净化， 去除原煤中所含的硫份、 灰份等杂质。 选煤技术方法有物理脱硫、 化学脱硫和生物脱硫方法。 物理选煤主要是利用清洁煤、 灰分、 黄铁矿的比重不同， 以去除部分灰份和无机硫， 但缺点是不能除去有机硫， 不能从根本上解决问题。 物理选煤方法应用最广泛的是跳汰选煤， 其次是重介质选煤和浮选。 化学方法由于工艺要求苛刻、 流程复杂、 投资和操作费用昂贵， 而且发生化学反应后对煤质会有一定的影响， 在一定程度上限制了它广泛的应用。 生物脱硫技术由于占地太大、 无法实现大批量机械化连续性生产， 还需进一步开发^{[6][9-14]}。

燃烧中脱硫主要是通过燃烧过程中加入石灰石或白云石粉做脱硫剂， 使 CaCO_3 、 MgCO_3 受热分解成 CaO 、 MgO 与烟气中 SO_2 反应生成硫酸盐， 随灰份排出。 石灰石粉在氧化气氛中的脱硫反应为：



其中包括炉内喷钙脱硫、 流化床燃烧脱硫。 在我国采用煤燃烧过程脱硫的技术主要有两种： 一是型煤固硫； 二是循环流化床燃烧技术。

煤转化是指用化学方法将煤炭转化为气体或液体燃料、 化工原料或产品。 主要包括煤炭气化和煤炭液化。 作为实现煤炭高效洁净利用的一种途径， 煤炭转化不仅广泛用于获取工业燃料、 民用燃料和化工原料， 也是煤气化联合循环发电、 第二代增压流化床联合循环发电以及燃料电池与磁流体发电等先进电力生产系统的基础。 但与烟气脱硫技术相比其主要脱硫对象是流量小、 含硫化合物浓度高的煤气^[6]。

燃烧后烟气脱硫（Flue Gas Desulphurization 简称 FGD）是目前世界上唯一大规模商业化应用的脱硫技术； 同时被认为是控制二氧化硫污染最行之有效的途径。 自二十世纪六十年代后期以来， 烟气脱硫技术迅猛发展。 根据美国电力研究院的统计， 大约有 300 种不同流程的 FGD 工艺进行了

小试或工业性实验,但是最终被证实在技术上可行、经济上合理并且是可承担的,目前在燃煤电厂得到应用的成熟技术仅有十多种^[15]。

燃烧后烟气脱硫技术按照脱硫过程是否加水以及脱硫产物的干湿状态,可分为湿法、干法、半干法三种。这三种技术在发达国家已发展多年,代表这三种工艺的主要有石灰石/石灰—石膏湿法工艺,喷雾干燥脱硫工艺。炉内喷钙尾部增湿活化脱硫工艺和循环流化床烟气脱硫工艺(Circulating Fluidized Bed Flue Gas Desulphurization,简称CFBFGD)。其中湿法烟气脱硫技术是一种最成熟的脱硫工艺,其脱硫效率高,但占地面积大,而且其初投资高约占电厂建设费用的10—20%、耗水量大;干法烟气脱硫工艺虽然投资和运行费用低,但其脱硫效率低,已经不能满足我国对二氧化硫控制的环境指标要求;显然,以我国经济实力以及各方面因素考虑,循环流化床烟气脱硫技术是适合我国国情的脱硫技术^[16-17]。

1.4 循环流化床烟气脱硫技术的概况

循环流化床烟气脱硫技术最先是由德国鲁奇(Lurgi)公司开发的一种以循环流化床原理为基础^[6],以高速气体与所携带的稠密悬浮颗粒充分接触,通过脱硫剂的多次循环使用,延长脱硫剂与烟气的接触时间,大大提高了脱硫剂的利用率。在较低的钙硫比下取得较高的脱硫效率。而且它兼有干法和湿法的优点,如干法工艺流程简单、占地少、投资小以及副产品可以综合利用不易造成二次污染等优点;如在很低的钙硫比($\text{Ca/S}=1.2-1.5$)时达到湿法工艺的脱硫效率(93%—97%以上)^[18-21]。

随着脱硫市场不断扩大,这种工艺也已经引起人们越来越多的关注,德国的Wulff公司、丹麦的FLS公司、瑞典的ABB公司以及日本的日立公司都进行了循环流化床烟气脱硫的应用开发研究。目前已达到工业化应用的有Lurgi-Bischoff公司的烟气脱硫技术;Wulff公司的RCFB烟气脱硫技术;FLS公司的烟气脱硫GSA技术。循环流化床烟气脱硫工艺流程图见图1-1^[17]。

循环流化床烟气脱离装置中有一个重要的部件就是旋风分离器,分离器运行参数和分离效率直接影响到流化床烟气脱离装置的脱硫效率。在装置中分离器起到了至关重要的作用,在整个装置中也具有举足轻重的地位。

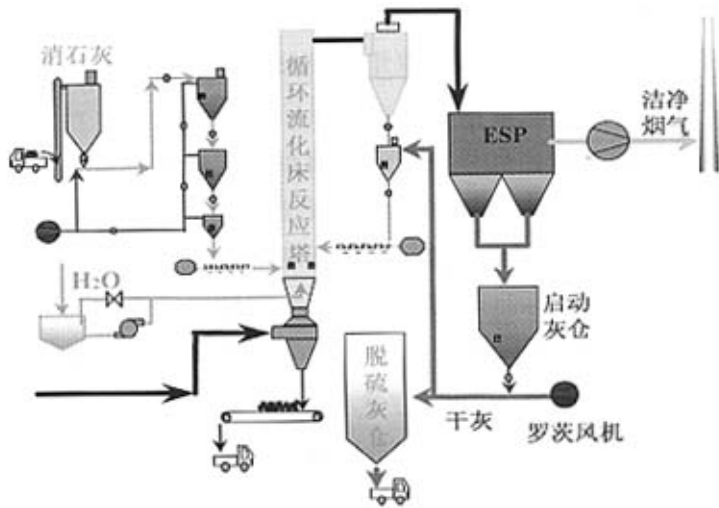


图 1-1 循环流化床烟气脱硫工艺流程图

Fig. 1-1 the process chart of flue gas desulphurization of circulating fluidized bed

1.5 脱硫装置中的分离器概述【22-26】

在循环流化床烟气脱硫装置中，气固分离器的作用是将大量的固体颗粒从烟气中分离出来，送回提升管内，以维持流化床的快速流态化状态，保证脱硫剂在提升管内多次循环，有效的增加反应时间，从而达到理想的脱硫效率。同时可以保持提升管内的颗粒浓度，以确保加入的脱硫剂可以与烟气中的灰分、二氧化硫等强烈混合，从而迅速反应，提高脱硫效率。分离器在循环流化床烟气脱硫装置中是一个重要的部件。

气固分离器的种类很多，但从分离原理上来看总的来说可以分为惯性分离器和旋风分离器两大类。

惯性分离器是利用气流急速转向或冲击在挡板上后再急速转向，使颗粒由于惯性作用而脱离气流的气固分离装置，相对于旋风分离器来说它的结构更为简单，布置方便，启动快，维修方便，运行费用低，因此广泛地应用于循环流化床锅炉中，主要包括 U 型管分离器、槽形分离器、百叶窗分离器等。但是相对于旋风分离器来说分离效率低，特别对粒径低于 100 μm 的小颗粒难以从气流中分离出来。

虽然在早期的沸腾床中有单独使用惯性分离器作为气固分离机构的例子但由于其分离效率较低，难以满足气固分离的要求，目前一般很少单独在循环流化床中使用，而是作为两级分离的第一级布置在出口，主要对烟

气中的粗颗粒进行分离，而旋风分离器则作为主要的细颗粒分离机构，大量地应用在循环流化床脱硫装置中，因此下面主要针对旋风分离器进行讨论。

旋风分离器是利用气流绕中心筒流动所产生的离心力，将颗粒从气流中分离出来的气固分离装置。由于它没有转动部件，结构简单，效率高，运行性能稳定，维护方便，被广泛应用于各种气固分离场合。

旋风分离器自 1886 年摩尔斯（Morse）申请专利投入使用到今天，在工业上的应用已有百余年的历史^[27-30]。旋风分离器的分类方法很多，根据外形的不同可以分为圆形分离器和方形(或异形)分离器；根据工作温度的不同可分为高温分离器、中温分离器和低温分离器；根据气流进口形式的不同可分为切向入口分离器和轴向入口分离器；根据外壳是否冷却可分为绝热型分离器和水(汽)冷式分离器；根据排气方式的不同可分为上排气分离器、下排气分离器和侧排气分离器(卧式分离器)。常规旋风分离器的结构如图 1-2 所示，一般都是由进气管、排气筒、排灰筒、圆筒体、和圆锥体等几个部分组成。各部分的结构又有所不同，但分离原理是一样的，只是在性能上有些差异，以适应各种不同的用途。

1.6 旋风分离器的研究进展以及发展趋势

旋风分离器在投入使用的前半个世纪，人们只是处于经验的使用阶段，从未对其机理和性能等进行分析研究。自 1928 年波罗克（Prockact）第一次对旋风分离器进行了测定以后人们才开始对旋风分离器进行系统的试验和理论分析。

许宏庆^[31]在 1984 年报告中利用激光多普勒测速仪进行的流场测定，结果表明旋风分离器的几何中心于旋转气流的物理中心是不一致的。

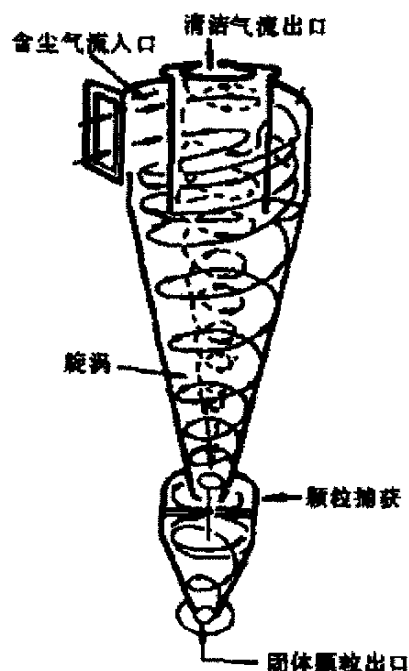


图1-2 旋风分离器简图

Fig. 1-2 the diagram of cyclone segregator

周力行等人^{【32】}于1990年报告了利用激光多普勒测速仪和三孔探针进行的旋风分离器内速度场和压力场的测量结果：在上行流区的最大轴向速度远远大于在下行流区的最大轴向速度值；靠近轴线的区域压力很低；在强旋情况下轴向速度在近轴区可能出现倒流，因而在 $z-r$ 平面内形成双循环流动区域也就是轴向速度呈S形分布切向速度分两部分近轴核心区的强制涡及外部的自由涡除靠近锥体底部外切向速度最大值的半径位置与高度无关这是流体角动量守恒的结果。

Tsuji根据碰撞原理给出了颗粒与壁面碰撞过程的计算公式，他在模拟过程中引入了一个虚拟碰撞壁面，与真实壁面之间有一夹角 α ，颗粒与真实壁面碰撞角度为 η ，根据 α 与 η 的关系计算颗粒碰撞后的速度，这一方法至今还在广泛应用^{【31】【33-35】}。

Sommerfeld^{【36】}在Tsuji模型的基础上，引入了一个随机分布函数—高斯分布函数做为壁面粗糙度对颗粒运动的影响，计算结果与实验吻合较好。

Nguyen, Fletcher^{【37】}基于边界层理论，分析了直径较小的颗粒在弧形壁面的运动，他根据颗粒斯托克斯数(Stokes number)的大小，确定了固体颗粒在边界的碰撞反射规律，并与FLUENT软件的计算结果进行比较。

分离器的研究已日渐成熟，国内外的研究学者已经逐步从分离器的原理研究深入到分离器内部的流场分析，而分离器内部流场的分布又直接影响到分离器性能的好坏。根据国内外分离器的研究发展状况，本人分析认为旋风分离器的结构参数和操作参数将直接影响到分离器内部气固两相流的流场。这两方面研究对于分离器的性能具有很高的研究价值。

1.7 本文研究目的与主要工作内容

我国已经加大对环境的治理力度以保证国民经济的可持续发展，保护人们的生存环境免遭破坏。而旋风分离器作为循环流化床中的一个重要部件具有很高的研究价值。旋风分离器的分离效率及其他工作状态都将直接影响到循环流化床的脱硫效率和能源的利用率等，所以旋风分离器的作用是不容忽视的。随着科学技术的发展和进步，研究仪器的更新换代，逐步向分离器的内部进行研究，目前国内外主要是针对分离器内部流场进行研究。针对这一方向还有很多研究工作要做。分离器内部流场的变化怎样影响分离器的性能以及分离效率。本文首先对旋风分离器的工作机理做了进

一步的研究,包括旋风分离器的性能指标、旋风分离器的数值计算方法的研究、旋风分离器内两相流理论等。总结前人研究的成果建立一套旋风分离器模型接着利用计算流体力学软件进行几何模型的构造和网格的划分,再利用软件对所构建的模型在不同工况下进行数值模拟。希望通过模拟分析为以后的试验和工业生产提供一些有用的数据和结构,减少以后试验工作量及指导旋风分离器装置的设计。

本文主要工作包括:

(1) 对旋风分离器内部两相流进行模拟分析,验证流化床内气体流动规律、压力分布规律、组分分布规律。

(2) 模拟不同入口结构对分离器内部流动的影响,根据模拟计算进行结构优化选择,得出合理的旋风分离器的入口方式。

(3) 模拟多组排气筒插入深度和不同筒径对分离器性能的影响,根据模拟计算进行结构优化选择,得出优化的旋风分离器的排气筒插入深度和排气筒筒径。

(4) 模拟多组排灰筒筒径对分离器分离性能的影响,根据模拟计算进行结构优化选择,得出优化的旋风分离器排灰筒筒径。

(5) 根据数值模拟对旋风分离器内不同速度、不同颗粒粒径、不同入口颗粒浓度等操作参数进行计算,得出速度、颗粒粒径、入口颗粒浓度对分离器的分离效率的影响规律。

第2章 旋风分离器的机理研究及模型选择

2.1 旋风分离器的工作原理【27】【38】【39】

2.1.1 旋风分离过程

当含尘气流以一定的速度由进气管进入旋风分离器时, 气流将由直线运动变为圆周运动。旋风气流的绝大部分沿器壁自圆筒体呈螺旋形向下, 朝锥体流动, 通常称此为外旋气流。含尘气体在旋转过程中产生离心力, 将重度大于气体的尘粒甩向器壁, 部分尘粉由器壁反弹回主气流形成夹带, 大部分尘粒靠向下的重力沿壁面下落, 进入排灰筒。旋转下降的外旋气流在到达锥体时, 因圆锥形的收缩而向分离器中心靠拢。根据“旋转矩”不变原理, 其离心力不断提高。当气流到达锥体下端就某一位置时, 即以同样的旋转方向从旋风分离器中部, 由下反转而上, 继续作螺旋形流动, 即内旋流动。最后净化气经排气筒排放到分离器外, 一部分未被捕集的尘粒也由此逃逸。

自进气管流入的另一小部分气体, 则向旋风分离器顶盖流动, 然后沿排气筒外侧向下流动。当到达排气筒下端时, 即反转向上随上升的中心气流一同从排气筒排出。分散在这一部分上旋气流中的尘粒也随同被带走。旋风分离器的分离过程参见图 1-2。

2.1.2 分离器工作原理

旋风分离器内固体颗粒的运动受离心力的作用而被抛到分离器壁面上从而达到分离, 此时颗粒的分离速度可从粒子所受到的离心力与回旋气流介质对其产生的阻力相平衡而求得, 此时, 粒子所受到的离心力 F_0 为:

$$F_0 = m_p \frac{u^2}{r} \quad (2-1)$$

式中: m_p —粒子质量, 单位是 kg;

U —回旋半径为 r 处的切线速度, 单位为 m/s;

R —粒子的回转半径，单位为 m 。

粒子所受的斯托克斯阻力为：

$$F_s = 3\pi\mu_g u_t d_p \quad (2-2)$$

由此可以求出粉尘粒子在离心力作用下的终端沉降速度，即：

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{u^2}{r} = 3\pi\mu_g d_p u_t \quad (2-3)$$

故

$$u_t = \frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu_g} \frac{u^2}{r} = \tau_p \frac{u^2}{r} \quad (2-4)$$

由式(2-4)可知，在离心式除尘设备中悬浮粒子的终端沉降速度与粒子直径的平方成正比。

2.2 旋风分离器气固分离机理及分离效率计算^[39]

基于旋风分离器内的气流及颗粒运动十分复杂，因此一些研究者对颗粒的分离捕集机理作出一些假设，从而形成各种不同的分离机理模型。典型的有转圈理论模型、平衡轨道理论模型、边界层分离理论模型等。

2.2.1 转圈理论模型

转圈理论是由类比平流重力沉降室的沉降原理发展起来的。颗粒受离心力作用，沉降到旋风分离器壁面所需要的时间和颗粒在分离区间气体停留时间相平衡。从而计算尘粒完全被分离的最小极限粒径 d_{c100} ，即凡粒径等于或大于 d_{c100} 的颗粒均能 100% 地被分离下来。

Rosin、Rammler 和 Interman 曾将进入旋风分离器内气流假定为等速流(速度分布指数 $n=0$)，即气体严格地按照螺旋途径，始终保持与进入时相同的速度流动。而颗粒随气体以恒定的切向速度(与位置变化无关)，由内向外克服气流对它的阻力，穿过整个气流宽度 L_w ，最后达到分离器壁面而被分离。这里既不考虑颗粒间的相互影响，又忽略边界层的效应。

气体从进口到锥体流经的距离 $2\pi\bar{R}N_c$ ，则其停留时间为：

$$\tau = 2\pi\bar{R}N_c / u \quad (2-5)$$

其中， \bar{R} —气体的平均旋转半径 (m)，其计算式为：

$$\bar{R} = \frac{R - r_e}{2} + r_e = \frac{R + r_e}{2} \quad (2-6)$$

式中： R —旋风分离器筒体半径（m）；

r_e —旋风分离器排气筒半径（m）；

N_c —气体的旋转圈数；

u —切向速度（这里假设与气体进口速度 u_i 相等）（m/s）。

根据颗粒的离心力场中自由沉降时间和气体停留时间导出：

$$\frac{L_w}{u_i} = \frac{2\pi \bar{R} N_c}{u_i} \quad (2-7)$$

式中： u_i 是颗粒在 Stokes 定律范围内的离心速度，即离心力场的沉降速度，

$$u_i = \frac{u_i^2}{r} \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho_g)}{18\mu} \quad (2-8)$$

将此式代入式（2-7），即可求得完全被分离的颗粒最小极限粒径

$$d_{c100} = \sqrt{\frac{9\mu L_w}{\pi N_c u_i (\rho_p - \rho_g)}} = 3 \sqrt{\frac{\mu \bar{R}}{\pi (\rho_p - \rho_g) u_i N_c} \times (1 - \frac{\bar{R}}{D})} \quad (2-9)$$

式中， L_w —气流总宽度（等于进口宽度）（m）

Laaple 和 Shepherd 假设速度分布指数 $n=0.5$ ，于是

$$d_{c100} = \sqrt{\frac{9\mu d_e}{2\pi N_c u_i (\rho_p - \rho_g)}} \quad (2-10)$$

式中： d_e —旋风分离器排风管直径（m）。

First 假设理想流体 $n=-0.5$ ，则

$$d_{c100} = 3 \sqrt{\frac{\mu (R - r_e)}{\pi N_c u_i (\rho_p - \rho_g)}} \quad (2-11)$$

对于理想流体 $n=1.0$ ，则

$$d_{c100} = \sqrt{\frac{9\mu d_e}{\pi N_c u_i (\rho_p - \rho_g)} \left(\frac{R^4 - r_e^4}{4R^3} \right)} \quad (2-12)$$

根据上述分离机理可以推导出粉尘的分级效率为：

$$\eta(d_p) = 1 - \sqrt{\frac{2Q(\rho_p - \rho_g)\pi(R^2 - r_e^2)hd_p^2}{qR^2\mu a^2 / h^2(R/r_e)}} \quad (2-13)$$

转圈理论往往和实际情况有一定差异，这是由于

（1）该理论只考虑离心力对颗粒的作用，而忽略了向心流对颗粒的阻力。

(2) 颗粒分离只认为是在圆柱段进行, 而实际气体旋转将延伸到近锥顶。圆锥长度对粉尘分离也有一定的作用。

(3) Rosin 假设在半自由旋流区为等速流, 即 $n=0$ 。但实际 $n \neq 0$, 且气体在旋风分离器内的旋转圈数 N_c 也是较难测定的。

2.2.2 平衡轨道理论(称筛分理论)

一定直径 d_p 的颗粒, 因旋转气流而产生的离心力 f_1 将会在平衡轨道上与向心气流对它作用的 Stokes 阻力 f_2 而达到平衡, 而平衡轨道往往看作是排气管下端由最大切向速度的各点连接起来的一个假想圆筒(参见图 2-1)。这种处于平衡状态的颗粒, 由于种种原因, 平衡将随时都会遭到破坏。有时离心力大于阻力, 有时则阻力大于离心力。两者出现的几率是相等的。因此, 在假想圆筒上的颗粒具有 50% 的分离效率, 工程应用中, 常把此颗粒直径, 称为切割粒径 d_{c50} , 作用于直径 d_p 颗粒上的离心力

$$f_1 = \frac{\pi}{6} d_p^3 (\rho_p - \rho_g) \frac{u_{r_2}^2}{r_2}, \text{ 阻力 } f_2 \text{ 根据层流}$$

状态下 Stokes 定律计算。

$$f_2 = 3\pi\mu v_{r_2} d_p,$$

当 $f_1 = f_2$ 时, 平衡颗粒有 50% 的分理效率, 则

$$d_{c50}^2 = \frac{18\mu v_{r_2} r_2}{(\rho_p - \rho_g) u_{r_2}^2} \quad (2-14)$$

式中: r_2 —假想圆筒半径(m);

v_{r_2} —半径 r_2 处径向速度(m/s);

u_{r_2} —半径 r_2 处切向速度(m/s)。

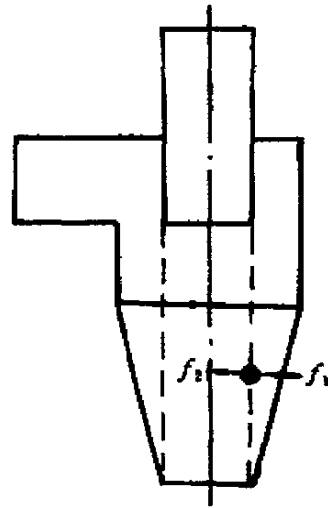


图 2-1 平衡轨道理论

Fig. 2-1 theory of equilibrium orbit

2.2.3 边界层分离理论

平衡轨道理论没有考虑湍流扩散等影响, 而这种影响对于细颗粒是不容忽视的。1972 年 D.Leith 及 W.Licht 推出了横向渗混模型, 认为在分离器的任一横截面上, 颗粒浓度的分布是均匀的, 但在近壁处的边界层内,

是层流流动，只要颗粒在离心效应下浮游进入此边界层内。就可以被捕集分离下来，这就是边界层分离理论。根据这一理论，可得边界层分离理论的粒径效率公式为

$$\eta_1 = 1 - \exp[-0.693(\frac{d_p}{d_{c50}})^{\frac{1}{1+n}}] = 1 - \exp[-A(Stk)^{\frac{m}{2}}] \quad (2-15)$$

式中： n —外旋流速指数；

$$d_{c50} = 3(0.3465)^{n+1} [\frac{\mu D}{5(n+1)\rho_p u_i K_v K_A}]^{\frac{1}{2}}$$

K_v 、 K_A 分别为与结构尺寸有关的常数；

$$A = 2[10(1+n)K_v K_A]^{\frac{1}{2(n+1)}}; m = \frac{1}{n+1}$$

可见，主要包含操作参数的 Stokes 准则数十分重要，此值越大，分离效率越高，另外，分离器几何尺寸的影响都集中反映在 K_v 、 K_A 两个参数中，前者表示分离器的高径比、排气管尺寸等，后者反映入口尺寸的影响，合理地确定分离器主要尺寸就可求得所需的效率。由于 K_v 、 K_A 都是无因次尺寸的函数，所以对于几何相似的分离器，只要其 Stokes 值一样，就应有相近的分离效率，这种概念对于分析分离器性能是十分有用的。

2.2.4 旋风分离器总分离效率

总分离效率可对分级效率积分得到

$$\eta = \int \eta(d_p) f(d_p) dd_p = \sum_{i=1}^n \eta(d_{pi}) \Delta R_i \quad (2-16)$$

式中， $f(d_p)$ 为入口颗粒分布率， ΔR_i 为每档颗粒的份额。

对于高浓度旋风分离器，其捕集分离可分为两个过程：（1）捕集阶段；（2）分离阶段。前一阶段是粉尘在离心力场内通过离心力的作用捕集，逐步向筒体或锥体边壁浓缩阶段，愈靠近边壁粉尘的浓度就愈来愈大。当运载介质的粉尘负荷能力达到极限负荷时，运载介质就不能再继续负荷这样大浓度的粉尘，而不能不把一部分粉尘卸下。这就进入分离阶段。

粉尘的负荷 m_e ，可用气固比表示之，即

$$m_e = m_p / m_g \quad (2-17)$$

式中： m_p —粉尘的质量流量(kg/s)；

m_g —运载介质的质量流量(kg/s)；

m_e —无量纲数。

令 m_c 为极限粉尘负荷，下面分析极限粉尘负荷 m_c ：

在气力输送水平管道中，对于一定粉尘浓度，当管道内的平均轴向流速 V 很大时，则管道内的紊流旋涡强烈，紊流脉动与紊流扩散作用就是以抵消粉尘向管子的下面边壁作重力沉降的作用，因而粉尘颗粒可以均匀分布于整个管道断面之中。如果 V 不够大，或 m 很大或两者同时存在，则紊流旋涡减弱，紊流脉动与紊流扩散作用就不足以抵消向下的沉降作用，或把粉尘扬起而逐渐沉降于管子的下部，在管子下部出现滚动与跳动，对于水平管道，极限粉尘负荷可按下式计算：

$$m_c = \frac{K\varepsilon_\delta V^3}{2g2ru_t} \quad (2-18)$$

式中： K —常数，约等于 10^{-3} ；

ε_δ —管道边壁阻力系数；

R —管道半径；

u_t —斯托克斯沉降速度。

从式(2-18)中说明 m_c 与管道平均速度 V^3 成正比。

同样，当粉尘进入旋风分离器时，如粉尘浓度在极限荷载以上，则粉尘将在内外筒之间的环形体中，该处尚未发生径向流动，而向筒体边壁沉降分离。

把管道的极限负荷公式转换于旋风器内，用当量直径 $d_e = \sqrt{ab}$ 代替 $2r$ ，用 u^2/R 代替重力加速度 g ，可化简得

$$m_c = \frac{K_c f u_i}{\sqrt{\pi}(\alpha')^{3/2} u_t} H_0 \sqrt{R_0} U \quad (2-19)$$

式中： $K_c = 2 \sim 6 \times 10^{-3}$ ；

$$f = 0.05(1 + 3.5\sqrt{m_e})$$

α' 为进口截面动量矩修正系数， $\alpha' = \frac{u_i}{u_0} = \alpha \frac{R}{r_i}$ ， α 由 Barth 给出的经验公式 $\alpha = 1 - 0.36A^{0.5}(b/R)^{0.45}$ ，而 A 为无因次截面比，即 $A = ab/\pi r_e^2$ 。则

(1) 当 $m \leq m_c$ 时

$$\eta = \int \eta(d_p) f(d_p) dd_p \text{ 或 } \eta = \sum \eta(d_p) \Delta R \quad (2-20a)$$

(2) 当 $m > m_c$ 时

$$\eta = (1 - \frac{m_c}{m}) + \frac{m_c}{m} \int_0^\infty \eta(d_p) f(d_p) dd_p \quad (2-20b)$$

2.3 旋风分离器内气相流动特性^{【39】【40】}

进入旋风分离器的含尘气流沿筒体内壁边旋转边下降，同时有少量气体沿径向运动到中心区域中，当旋转气流的大部分到达锥体顶部附近时，则开始转为向上流动。通常将旋转向下的外圈气流称为外涡旋，旋转向上的中心气流称为内涡旋，使大部分外涡旋转变成为内涡旋的锥体顶部附近的区域称为回流区。

由于实际气体具有粘性、旋转气流与尘粒之间存在着摩擦损失，所以外涡旋不是纯自由涡旋而是所谓准自由涡流，内涡旋类同于刚体的转动，称为强制涡旋。

一种比较有代表性的理论描述旋风分离器内气体运动时的三维速度，即切向、径向和轴向速度：

2.3.1 切向速度 u

切向速度对于粉尘颗粒的捕集与分离起着主导作用，含尘气体在切向速度的作用下，使尘粒由里向外离心沉降。

排气管以下任一截面切向速度 u 沿半径的变化规律可分为三个区域(见图 2-2)。靠近旋风分离器壁面 I 区内，切向速度 $u = \text{常数}$ 。Alexnnder 通过实验提出如下的计算式：

$$\frac{u}{u_i} = 2.15 \left(\frac{F_i}{d_e D} \right)^{0.5} \quad (2-21)$$

式中： u_i —含尘气进入旋风分离器的入口速度；

F_i —旋风分离器进口截面积(m^2)；

D —旋风分离器筒体直径(m)；

d_e —旋风分离器排气管直径(m)。

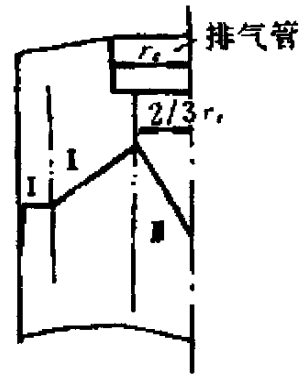


图 2-2 切向速度分布

Fig. 2-2 the distributing of tangential velocity

由旋风分离器中心到“最大切向速度面”即排气筒下部的中心气流，通常称为强制旋流区 III。它类似于刚体旋转运动。切向速度 u 与旋转半径 r 之比为一常数即：

$$\frac{u}{r} = \text{常数} \quad (2-22)$$

此常数即为角速度 ω 。

I 区和 II 区之间气体的旋转则表示为另一种性质，它即 II 区，一般称为半自由旋流区。在 II 区其切向速度分布规律为：

$$ur^n = \text{常数} \quad (2-23)$$

n 称速度分布指数，一般在 0.5~0.9 范围内。

Alexander 给出计算 n 值的关系式：

$$n = 1 - (1 - 0.668D^{0.14})\left(\frac{T}{283}\right)^{0.3} \quad (2-24)$$

式中： T —绝对温度(K)， n —速度分布指数。

影响 n 值的因素是很复杂的，它与 Re 数有关， Re 越大则 n 渐趋近于 1。 n 值也随排气筒直径减小而减小，随排灰筒直径减小而增大，当排灰筒趋近于圆筒直径时(无锥时)，则 n 值接近于 1。Alexander 提出 n 值是随旋风分离器的直径加大而增大，这是由于较小直径的旋风分离器，气流受摩擦及粘度影响较大，动量传递不完全之故。

对于最大切向速度面的位置，即“强制旋流”的半径 r_m 经验证明，以 $r_m = \frac{2}{3}r_e$ 与实际测定结果接近。

2.3.2 径向速度 v

径向速度远远小于切向与轴向速度，大部分是向心的，只在中心涡核才有小部分向外的径向流。

在理想情况下，平面旋转流可以近似地看成是平面势流(自由涡)与平面点汇所组成，且假设径向速度沿轴向分布均匀，于是有：

$$v = \frac{Q}{2\pi r H} \quad (\text{m/s}) \quad (2-25)$$

式中： Q —进入旋风分离器的气体流量(m^3/s)；

R —任意处半径(m)；

H—半径为 r 处的假想圆柱高(从排气管下端一直向下延伸到锥体壁)(m)。

实际流动中径向速度的分布极其复杂,但径向速度在大部分区域内是向心的,数值在 $0 \sim 3\text{m/s}$ 间,在近轴心处有最大径向速度出现数值约 $3 \sim 5\text{m/s}$,在轴心处径向速度为 0。为此,径向速度计算式可表示为:

$$v = \begin{cases} -2 & r \geq R_c \\ -\frac{12r}{R_c} + 10 & R_c > r \geq \frac{5R_c}{12} \\ \frac{12r}{R_c} & \frac{5R_c}{12} > r \geq 0 \end{cases} \quad (2-26)$$

2.3.3 轴向速度

轴向速度的分布也很复杂,不仅沿径向上的分布较复杂,而且沿轴向上的变化也很大。在分离空间内,一般可将气流分为外侧下行流与内侧上行流两区域。上、下行流的分界点与旋风分离器的形状有关,在圆筒体部分,此分界面大致也近似呈圆柱状,其半径一般要稍大于排气管的半径,在圆锥顶角约为器壁锥顶角的 0.5 倍左右。外侧下行流的流量沿轴向向下逐渐变小。大部分气体是通过向心径向气流而逐渐转变成向上的内旋流的。而进入灰斗的气体在分离掉被捕集的颗粒后,还会从排尘口中心部位向上返回旋风分离器内。这就要夹带一些颗粒上来,再加上中心部分的向上轴向速度一般较大,对分离显然不利。外侧下行流内的向下轴向速度一般总是远大于颗粒的终端沉降速度,所以旋风分离器不是垂直放置也可顺利排尘。

对轴向速度的分析解为:

$$\omega = \bar{\omega} Z^\infty f(r^\infty) \quad (2-27)$$

其中: $\bar{\omega} = Q/(\pi R_0^2)$;

$$Z^\infty = \begin{cases} Z/h_2 & Z \leq h_2 \\ 1 & Z > h_2 \end{cases}, h_2 \text{ 为斜锥度(m);}$$

$f(r^\infty)$ 是以下多项式:

$$f(r^\infty) = a_0 + a_1 r^{\infty 2} + a_2 r^{\infty 4} + a_3 r^{\infty 6} \quad (2-28)$$

其中 $r^\infty = r/R(z)$, 且

$$\begin{aligned} a_0 &= a_1 \left(\frac{1 - r_1^{\infty 2}}{2} \right), a_2 = 1.5 a_1 r_1^{\infty 2} \\ a_1 &= a_1 (-3 + 2 r_1^{\infty 2}), a_3 = 2 a_1 \end{aligned} \quad (2-29)$$

式中:

$$a_1 = [r_1^{\infty 2} (1 - r_1^{\infty 2})^2]^{-1}; \quad r_1^\infty = r/R_0。$$

2.3.4 边界层内的速度分布

旋风分离器工作时, 高速旋转气流在壁面会形成边界层, 假设边界层内速度呈抛物线分布, 即:

$$\begin{cases} u = u_b \frac{[R(z) - r]^2}{\delta^2} \\ v = v_b \frac{[R(z) - r]^2}{\delta^2} \\ w = w_b \frac{[R(z) - r]^2}{\delta^2} \end{cases} \quad (2-30)$$

式中, u_b 、 v_b 、 w_b 分别为边界层边缘处的切向、径向、轴向速度;
 δ 为边界层厚度。

2.3.5 气流脉动

上述给出的气流速度为时均速度, 实际旋风分离器内气流是脉动的, 瞬时气流速度为时均速度和脉动速度之和, 气流的脉动速度可采用下述的傅立叶级数来模拟:

$$\begin{aligned} u' &= \sum_{i=1}^n R_1 u_{im} \cos(i\omega_i t - R_2 a_i^u) \\ v' &= \sum_{i=1}^n R_3 v_{im} \cos(i\omega_i t - R_2 a_i^v) \\ w' &= \sum_{i=1}^n R_5 w_{im} \cos(i\omega_i t - R_2 a_i^w) \end{aligned} \quad (2-31)$$

式中, u' 、 v' 、 w' 分别为切向、径向、轴向脉动速度;

$R_1 \sim R_6$ 是 6 个正态分布的随机数;

w_i 为不同脉动角频率；

a_i'' , a_i' , a_i''' 是脉动的相对角；

u_{im} , v_{im} , w_{im} 是根据湍流脉动具体情况所确定的一定频率的气体微团脉动振幅。根据柳绮年, 周力行和张健的实验和计算结果可以确定气体微团脉动的振幅。

2.3.6 局部二次流

若将旋风分离器内的强旋流近似看成是不可压定常的轴对称流动, 则在圆柱坐标中, 可定义流函数为

$$\frac{\delta\psi}{\delta r} = rw, \frac{\delta\psi}{\delta z} = rv', d\psi = rwd r - rvdz \quad (2-32)$$

根据实测的 v 、 w 分布, 便可求出空间各点处的流函数 ψ , 将等流函数的点连成曲线便是实测的流线图, 从流线图中发现了除上述主流外, 还有一些对效率有影响的局部二次流, 主要的有:

(1) 环形空间的纵向环流。在旋风分离器的顶板下面有一个流动缓慢的边界层, 它的静压随半径 r 的变化比强旋流中的变化为平缓, 于是促使外侧静压较高的流体向上流入此边界层, 并沿边界层向内侧流动, 遇到排气筒外壁而转折向下, 沿排气筒外壁下行, 从其下口处进入排气筒, 形成了所谓的纵向环流, 这和弯曲管道内产生的纵向环流是相似的。这种纵向环流把一部分已浓集在分离器壁处的细颗粒向上带到顶板处而形成一层“顶灰环”, 并不时被带入排气筒内, 影响效率。

(2) 排气筒下口附近的短路流。在排气筒下口附近, 往往有较大的向心径向速度, 这种较大的向心径向速度就会将大量颗粒带入排气筒内, 形成短路流, 这将大大影响分离效率。

此外, 器壁表面的凹凸不平处及筒体的不圆度等, 也会产生一些局部小旋涡, 将已浓集在器壁处的颗粒重新扬起, 这是不利于分离的。这些问题都应在分离器的设计与制造中加以注意。

2.4 旋风分离器流场计算中的湍流模型及选择 ^{【23】【24】【38】【41-45】}

旋风分离器中的气体流动是三维强旋转湍流流动, 对其行为的模拟必然要涉及到对湍流进行描述的问题。旋风分离器内的湍流流场是复杂流

场, 对其进行模拟仍是基于求解 Reynolds 时均方程及关联量输运方程的湍流模拟方法, 即引入湍流模型, 利用某些假设, 将 Reynolds 时均方程或者湍流特征量的输运方程中高阶的未知关联项用低阶关联项或者时均量来表达, 从而使 Reynolds 时均方程封闭可求解。

湍流基本方程包括连续性方程、Navier-Stokes 方程、雷诺应力方程、湍流能量方程和湍流能耗散方程。对于恒温、不可压缩流动:
连续性方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-33)$$

Navier-Stokes 方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (2-34)$$

式中: $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ 为未知雷诺应力分量; $i, j=1, 2, 3$ 。

由于方程式 (2-34) 中出现了新的脉动速度的二阶关系项, 即雷诺应力项, 致使它与连续性方程不能封闭。事实上 $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ 项的不同模拟方法, 可得到不同的封闭方法, 进而就构成了不同的湍流模型。

从查阅到的文献上看, 对旋风分离器气相流场的模拟, 使用较多的是标准 k- ϵ 模型, RNG k- ϵ 模型和 RSM 模型, 在此对它们作简要介绍。

2.4.1 标准 k- ϵ 模型

标准 k- ϵ 模型是基于各向同性涡粘性的 Boussinesq 假设, 采用如下的雷诺应力关联式:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2-35)$$

其中: 有效粘性系数 $\mu_e = \mu + \mu_T$ 湍流粘性系数 $\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}$

k 和 ϵ 由以下输运方程确定:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_k k)}{\partial x_{ik}} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) + G_k - \rho \epsilon \quad (2-36)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \rho \varepsilon) \quad (2-37)$$

$$\text{式中：湍流能生成项： } G_k = \mu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (2-38)$$

$$\text{其余系数： } C_\mu = 0.09 \quad C_1 = 1.45 \quad C_2 = 1.92$$

$$\sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

2.4.2 RNG k-ε模型

RNG k-ε模型是由 Yokhot 和 Orszag 等人应用重整化群

(Renormalization Group, RNG) 理论, 在 k-ε模型的基础上发展起来的一种 k-ε模型改进形式。其基础思想是把湍流视为受随机力驱动的输运方程, 再通过频谱分析消去其中的小尺度涡, 并将其影响归并到涡粘性中, 以得到所需尺度上的输运方程。在高雷诺数中, RNG k-ε模型与标准 k-ε模型具有相同的形式, 只不过在方程中出现了一个附加生成项, 当流动快速畸变时, 这一项显著增加, RNG k-ε模型中的 k 和 ε 的输运方程分别为:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k - \varepsilon \quad (2-39)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \varepsilon) \quad (2-40)$$

其中, 湍流能生成项为:

$$G_k = 2\nu_T \overline{S_{ij} S} \quad (2-41)$$

$$\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-42)$$

$\overline{S_{ij}}$ 为平均应变常量, 方程中的模型系数分别如下:

$$C_\mu = 0.085 \quad C_1 = 1.42 - \frac{\eta(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3} \quad C_2 = 1.68$$

$$\sigma_k = 0.7179 \quad \sigma_\varepsilon = 0.7179$$

$$\text{其中： } \eta = \frac{SK}{\varepsilon} \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad \beta = 0.015 \quad \eta_0 = 4.38$$

RNG k-ε模型与标准 k-ε模型很相似, 但 RNG k-ε模型与标准 k-ε模型相比有以下改进:

(1) RNG 模型在 ε 方程中加了一个条件, 有效的改善了精度。

(2) 考虑到了湍流漩涡, 提高了在这方面的精度。

(3) RNG 理论为湍流 Prandtl 数提供了一个解析公式, 而标准 k- ϵ 模型使用的是用户提供的常数。

(4) 标准 k- ϵ 模型是一种高雷诺数的模型, RNG 理论提供了一个考虑低雷诺数流动粘性的解析公式。这些公式是否有效主要依靠近壁区域的处理是否正确。

这些特点使得 RNG k- ϵ 模型比标准 k- ϵ 模型在更广泛的流动中有更高的可信度和精度。

RNG k- ϵ 模型的优势是对于平板和圆柱射流的发射比率有更精确的预测。而且它对于旋流流动、强逆压梯度的边界层流动、流动分离和二次流有很好的表现。其缺点是在主要计算旋流和静态流动区域时不能提供自然的湍流粘度。RNG k- ϵ 模型与标准 k- ϵ 模型的主要区别在于:

(1) RNG k- ϵ 模型中的常数是由理论推出而不是依靠经验来确定的, 其适应性更强。

(2) 可以用于低雷诺数流动的情况, 甚至像层流那样的流动也能给出很好的模拟结果。

(3) 在耗散率方程中增加了新的应变项, 体现了平均应变率对耗散项的影响。

2.4.3 RSM 模型

为了选择适当的湍流模型以使方程组封闭, 我们著名科学家周培源先生, 在湍流各向异性的前提下, 第一个导出并发表雷诺应力 $\overline{u'_i u'_j}$ 的准确的输运方程, 并得到国际流体力学界的公认。后来, 经过国际上一些学者的研究, 对雷诺应力的输运方程又做了改进。在该模型中, 确定雷诺应力各分量的输运方程如下:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u'_k \overline{u'_i u'_j}) = D_{i,j} + p_{i,j} + G_{i,j} + \Phi_{i,j} - \epsilon_{i,j} + F_{i,j} + S_{user} \quad (2-43)$$

$$\text{式中: 扩散项 } D_{i,j} = -\frac{\partial}{\partial x_k}[\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + p(\delta_{ij} u'_k + \delta_{ik} u'_j)] - \mu \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{u'_i u'_j})]$$

$$\text{应力产生项 } p_{i,j} = -\rho(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k})$$

$$\text{浮力产生项 } G_{i,j} = -\rho\beta(g_i \overline{u'_j \theta} + g_j \overline{u'_i \theta})$$

$$\text{压力应变再分配项 } \Phi_{i,j} = \overline{p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}$$

$$\text{离散项 } \varepsilon_{i,j} = 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}$$

$$\text{旋转系统产生项 } F_{i,j} = -2\rho\Omega_k (\overline{u'_j u'_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u'_i u'_m} \varepsilon_{jkm})$$

而 S_{user} 是用户自定义的源项

经过模型化以后，湍动能方程和湍动能耗散率方程就变成如下形式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2}(p_{ii} + G_{ii}) - \rho \varepsilon (1 + 2M_1^2) + S_k \quad (2-44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} [p_{ii} + C_{\varepsilon 3} G_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{K} + S_\varepsilon \quad (2-45)$$

式中： $C_\mu = 0.09$ $\sigma_k = 0.82$ $\sigma_\varepsilon = 1.0$ $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ $C_{\varepsilon 2} = 1.92$

$C_{\varepsilon 3}$ 是某点相对于重力的流动性质的函数，

$$\text{湍流马赫 } M_t = \sqrt{\frac{k}{\gamma RT}},$$

S_k , S_ε 是用户自定义的源项。

由此便构成了雷诺应力模型（RSM）的基本封闭方程组。

雷诺应力模型（RSM）与 RNG k- ε 模型和标准 k- ε 模型的最大区别主要在于它完全摒弃了基于各向同性涡粘性的 Boussinesq 假设，包括了更多物理过程的影响，考虑了湍流各向异性的效应，特别是旋转效应、浮力效应、曲率效应等，在很多情况下能够给出优于各种 k- ε 模型的结果。但是这一模型对于三维问题所用计算机的存储量及 CPU 时间太多；其次，对每种应力和通量分量的边界条件不易规定，经验系数多，较难确定。

2.4.4 代数应力模型（ASM）

鉴于 RSM 模型的计算量过大，Launder 和 Rodi 提出了一个代数应力和热流模型（Algebraic Stress Model，即 ASM）作为 k- ε 模型和 RSM 模型之间的折衷方案。其主要思路是把应力的输运方程简化为代数的表达式，

同时仍然保留有湍流各向异性的基本特征, 因此既包含有应力和通量的代数表达式, 也带有各向异性的 k 方程和 ε 方程。

与 RSM 模型相比, 该模型大大削减了方程数目, 对初始条件和边界条件的要求也不像 RSM 模型那么严格。但是在模拟旋流数很高的强旋流动中, 由于该模型忽略了应力对流的作用, 因而会引起显著的误差。

湍流的模拟方法另外还有直接模拟 (DNS) 和双流体模型等等, 由于应用范围不广, 在这里就不一一介绍了。

由于湍流模型直接关系到控制方程的表达形式, 涉及到对流动的描述这类根本问题, 因此湍流模型的选取是否恰当是数值模拟的关键所在。根据上面湍流模型的介绍可知, 雷诺应力模型完全抛弃了同性涡粘假设, 直接对雷诺应力建立输运方程, 可以计算各个独立的雷诺应力分量, 考虑了湍流各向异性的效应, 特别是旋转效应、浮力效应、曲率效应等, 在很多情况下能够给出优于各种 $k-\varepsilon$ 模型的结果。虽然采用雷诺应力模型时的计算量较大, 但在现有的计算机条件下是完全可行的。

2.5 气固两相流模型及选择^{[22][23][40]}

由于气固两相之间的相互作用和每一相的运动、传热、传质和反应等的影响, 两相流动问题远比单相流动问题要复杂。关于两相流动的模型主要可分为两大类, 一类是基于欧拉坐标系的连续介质类模型, 把固体颗粒群作为拟连续介质或拟流体来考虑; 另一类是运用拉格朗日方法描述的颗粒群轨迹模型, 把颗粒群看作离散体系, 用跟踪颗粒运动轨迹的方法来描述颗粒运动。

2.5.1 欧拉方法

欧拉方法把颗粒作为拟流体, 认为颗粒与流体是共同存在并且相互渗透的, 在欧拉坐标系应用宏观连续介质原理中的质量、动量、能量守恒方程进行描述, 即连续流体模型。这类模型经历了无滑移模型、小滑移模型、滑移-扩散模型的上流体模型各阶段及近年来发展起来的以颗粒碰撞理论为基础的颗粒动力模型。对于密相问题, 这类模型能通过固体粘度和固体压力来表示颗粒间的相互作用。

2.5.1.1 无滑移连续介质模型 (No "Slip" Model)

无滑移连续介质模型是最简单的多相流模型,它是由英国帝国工学院 Spalding 教授在七十年代初提出的,其基本的假设条件是:

(1) 颗粒群只有尺寸的差别,按固定尺寸分组,不同尺寸组就是不同的相,对于不同的相,其温度和物质密度均相等;

(2) 所有颗粒的时均速度等于当地的流体相速度,即颗粒相和流体相之间没有相对速度,相之间没有滑移;

(3) 各颗粒相类似于流体混合物中某种流体组分,把它们作为有湍流扩散的连续介质,且各相的湍流扩散系数均相等;

(4) 相和相之间的相互作用,即质量、动量和能量的交换类似于流体混合物中各组分之间的作用,颗粒相和流体相之间的阻力忽略不计。

无滑移连续介质模型的主要优点是,处理方法简单,计算方便,它不需要重新编制计算颗粒相的程序,而只要对原来的流体相计算程序进行一些修改,加进计算颗粒相的部分就可。其缺点是,不考虑颗粒相和流体相之间的速度滑移及阻力作用,和认为颗粒相同流体相一样有相同的温度和扩散系数,这实际的多相流动情况差异很大,目前这类模型应用较少。

2.5.1.2 小滑移连续介质模型 (Soo-Drew Slip Model)

从六十年代开始, S.L.Soo (苏绍礼) 多年来发展了模拟多相流动的小滑移连续介质模型,后来 Drew 对这种多相流动模型给出了更为细致的描述。其基本的假设条件是:

(1) 颗粒群看作是连续介质,并按当地尺寸分组,不同的组为不同的相;

(2) 同一相有相同的速度、温度、物质密度和颗粒直径;

(3) 各组尺寸颗粒群速度不等于当地的流体相速度,各颗粒相之间的速度也不相等;

(4) 颗粒的运动是由流体的运动而引起的,颗粒相的滑移是由于颗粒相对于多相流整体的湍流扩散所致,故这种小滑移也称为湍流漂移;

(5) 多相混合物整体与各相之间的关系,仍类似于多组分流体混合物和各流体组分间的关系。

和无滑移连续介质模型相比较,小滑移连续介质模型要合理些,它考虑了颗粒相和流体相之间的速度和温度滑移,因而更接近于实际情况,但这种模型在考虑滑移时仍把颗粒的滑移看作是湍流扩散效应,这和大多数实际的多相流动问题有着很大的出入。

2.5.1.3 滑移-扩散的颗粒群模型 (Slip-Diffusion Model)

无滑移模型和小滑移模型是假设相和相之间无相对速度或相对速度只是由于颗粒相扩散引起的前提下得出的。但实验证明,流体相和颗粒相及其不同尺寸组的颗粒群之间的滑移不仅是湍流扩散的效果,而往往是由于它们彼此的时均速度有较大的差异。通常多相流动中,颗粒群既有沿轨道的时均速度的滑移运动,又有沿轨道两侧的扩散运动,并且前者明显比后者更主要。滑移-扩散的颗粒群模型就是指对于这种多相流动的实际情况而提出,该模型的假设条件为:

- (1) 各相时均速度差异造成滑移的主要部分,它是由于各相初始动量不同而引起的;
- (2) 扩散漂移造成了滑移的小部分;
- (3) 空间各点各尺寸组的速度、尺寸、温度等物理参数均不相同;
- (4) 颗粒动力理论模型。

近年来国外作者采用颗粒动力理论来定量的预测流体与颗粒和颗粒之间的相互作用以及与颗粒脉动应力有关的流动现象,即颗粒动力理论模型。其基本思想是将固体颗粒比拟为气体分子,理论基础是借鉴非均匀的稠密气体分子运动论,假定固定颗粒的速度分布函数,并以此为基础得到宏观的颗粒相输运方程、颗粒相压力、粘度系数、扩散系数、导热系数、颗粒温度等流体力学特性。所以,该模型适合于颗粒相为密相的两相流动问题。

颗粒动力学模型在处理颗粒间相互作用时,认为固体的体积粘度(bulk viscosity, 流体或拟流体抗压缩的一种度量)和压力一样由颗粒碰撞的法向力决定;固体的剪切粘度(与流体相的剪切粘度的定义类似)由颗粒碰撞的切向力决定。

2.5.2 拉格朗日方法

欧拉方法的优点是颗粒相的计算方法和流体相一样,可用统一的形式和求解方法,使计算程序既适用于流体相,也适用于颗粒相,但它们对于颗粒初始尺寸不均匀或颗粒尺寸不断变化的两相流动情况处理起来很困难,还有当颗粒群比较稀的时候为了解决按体积平均而必须选择的控制体体积与流场尺寸相比就比较大,这种情况下连续性假设就失效了,用欧拉方法来处理气固两相流动都不太合适,基于这几点考虑,一些研究者提出了用拉格朗日方法来处理气固两相流动问题,主要包括颗粒群轨道模型和脉动频谱随机轨道模型。

2.5.2.1 颗粒群轨道模型

该模型用拉格朗日方法(即跟踪颗粒运动轨迹的方法)来描述颗粒的运动。基于假设如下:

- (1) 气体相可看作连续介质,可颗粒相被看作与流体相有滑移的、沿自身轨道运动的分散群;
- (2) 颗粒相自身没有湍流扩散、湍流粘性以及湍流导热;
- (3) 颗粒群按照初始尺寸分组;
- (4) 各组颗粒群沿着各自的轨道运动,互不干扰、互不碰撞;
- (5) 颗粒群对流体的质量、动量和能量相互影响当作是某种等价的连续分布于两相流空间中的物质源、动量源和能量源。

颗粒群轨道模型的主要优点是计算简单,当颗粒有较复杂的变化路径的时候,能够较好的追踪颗粒的运动,数值计算时也不会产生伪扩散。其缺点是对颗粒湍流扩散还缺乏较好的处理方法,虽然有很多研究人员提出了各种修正的方法,如漂移力和漂移速度、半随机模型和蒙特卡罗完全随机处理方法等,但是总的来说结果不能令人满意。另外,此模型为了可以获得可以和实验相比较的颗粒详细信息,需要非常大的计算机存储容量和很高的计算速度。脉动频谱随机颗粒轨道模型采用“平均体积法”处理颗粒的浓度场和速度场后,成功的解决了这个问题。

2.5.2.2 脉动频谱随机颗粒轨道模型

为了解决颗粒群轨道模型不能很好地处理湍流扩散的问题,浙江大学岑可法院士和樊建人教授提出了脉动频谱随机颗粒轨道模型

(Fluctuation-Spectrum-Random-Trajectory Model, FSRT),不但能较全面地反应随机湍流涡团对颗粒湍流扩散的影响,还能描述不同尺寸颗粒在湍流脉动影响下产生的不同扩散情况。同时,模型计算方便,对计算机的存储容量和 CPU 要求都不大。

该模型的基本假设如下:

(1) 湍流气流是脉动的,其频谱分布有一定的规律,故气流速度可用傅立叶级数来描述;

(2) 湍流气流的脉动是随机的,因此,脉动速度的振幅和起始相位也是随机的,对三维流动来说, u' 、 v' 和 w' 可用随机的傅立叶级数形式 n 个谐波叠加起来模拟实际过程;

(3) 颗粒是分散相,有大有小,不但不同尺寸颗粒的运动轨迹不同,并且有本身的受力规律,即使相同粒径的颗粒,也因为出发瞬间和气流作用力的随机性,使运动轨迹不尽相同。所以用颗粒分档随机平均统计的方法来求解颗粒的运动较接近实际的多相湍流运动。

由于该模型考虑了湍流气流的脉动频谱和强度对颗粒群运动的影响,也考虑了不同颗粒组成对湍流扩散的影响,因此跟其他模型相比这个模型更接近于工程实际。

由上面的气固两相流模型分析,基于本人课题的需要将采用欧拉模型。欧拉模型是较复杂的多相流模型。它用动量方程和连续方程来求解每一相,压力项和各界面交换系数是耦合在一起的。欧拉模型应用适合于旋风分离器中的气固两相间的作用。

2.6 颗粒相的数值模拟^{[40][46]}

2.6.1 单颗粒运动方程

颗粒轨迹模型在 Euler 坐标系中处理连续的流体相，然后在 Lagrange 坐标系下处理单个颗粒相，对大量颗粒轨迹进行统计分析就可以得到整个颗粒群的运动概貌。单个颗粒的运动方程可以直接从牛顿第二定律得出：

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = F_D + F_A + F_B + F_S + F_M + F_C + F_G \quad (2-46)$$

式中：

F_A 为附加质量力，当颗粒/颗粒团在流体中作加速运动时，不但颗粒/颗粒团的速度越来越大，而且在颗粒/颗粒团周围的流体的速度亦会增加。推动颗粒运动的力不但增加颗粒本身的动能，而且也增加了流体的动能，故这个力将大于加速颗粒/颗粒团本身所需要的力，这就好像颗粒/颗粒团的质量增加了一样。所以这部分增加的质量力叫作附加质量力，有些文献也称之为虚假质量力或表观质量力。对于气固两相流动，气体密度远远小于颗粒/颗粒团密度，因此附加质量力和颗粒/颗粒团的惯性力相比是很小的，特别是当相对运动加速度不大时，附加质量力可以不考虑。

F_B 为 Basset 力，是当颗粒/颗粒团在静止流体中作任意速度的直线运动时，颗粒/颗粒团还受一个瞬时流动阻力，当它在颗粒/颗粒团的加速过程中，Basset 力对颗粒/颗粒团的运动有较大影响。Basset 力只发生在粘性流体中，并与流动的不稳定性有关，在稳定流中，Basset 力与其它相比也可以忽略不计。

F_M 为 Magnus 力，颗粒/颗粒团在旋风分离器内运动时，都会边运动边高速旋转，从而产生 Magnus 升力，使颗粒偏离主流方向。关于颗粒/颗粒团在运动产生旋转的原因，有如下可能：气流速度梯度的存在造成颗粒/颗粒团上下部受到的剪切作用不同、颗粒/颗粒团形状不规则导致各处受到的形状阻力和摩擦阻力不一样而产生旋转、颗粒/颗粒团之间的碰撞、摩擦以及与分离器内壁的碰撞、摩擦而产生旋转、颗粒/颗粒团由于燃烧或受热蒸发而产生的旋转效应。Magnus 力的计算公式如下：

$$\vec{F}_M = \pi d_p^3 \rho (\vec{V}_f - \vec{V}_p) \times \vec{\Omega} / 8 \quad (2-47)$$

F_s 为 Saffman 升力, 颗粒/颗粒团在有速度梯度的流场中运动时, 由于颗粒/颗粒团上部的流体速度与其下部流体速度不同, 根据流体运动方程可知, 颗粒/颗粒团上下部的压力也必然不同, 从而产生 Saffman 升力。Saffman 升力与 Magnus 力不同, 它不是由颗粒/颗粒团的旋转运动所产生的。只在速度梯度很大的边界区域, Saffman 升力才变得明显。一般情况下都可以忽略不计。

Saffman 升力的计算公式如下:

$$\vec{F}_s = kd_p^2 \mu_f \left| k/v_f \right|^{1/2} (\vec{V}_f - \vec{V}_p) / 4 \quad (2-48)$$

F_C 为颗粒之间、颗粒与壁面之间碰撞产生的力;

F_G 为体积力, 由重力产生;

F_D 为流体对颗粒的曳力, 考虑实际流体中颗粒/颗粒团所受到的流体曳力受众多因素的影响, F_D 表达式可以写成如下形式:

$$F_D = m \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D \text{Re}_p}{24} (U - V_p) \quad (2-49)$$

其中 μ 为流体相动力学粘度, U 和 V_p 分别为颗粒相和流体相的速度,

Re_p 为颗粒雷诺数, $\text{Re}_p = \frac{\rho d_p}{\mu} (u - u_p)$, C_D 为曳力系数, 通过下式确定:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_p} & \text{Re}_p < 1 \\ \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1.0 + \frac{1}{6} \text{Re}_p\right)^2 & 1 \leq \text{Re}_p \leq 1000 \\ 0.424 & \text{Re}_p > 1 \end{cases} \quad (2-50)$$

2.6.2 颗粒随机轨迹模型

由公式 (2-46) 得到的颗粒轨迹是确定的, 称为确定轨迹方程。但事实上, 由于湍流的影响, 流体在不同时刻, 各个方向上都存在着脉动速度, 因此, 颗粒在流场中的速度、位置都会受到这种脉动速度的影响。考虑湍流脉动影响的颗粒轨道模型称为随机轨道模型。

流体的瞬时速度可以表示为:

$$u = U + u' \quad (2-51)$$

其中, U 为流体的平均速度, u' 流体的湍流脉动速度。

将式 (2-51) 代入式 (2-49) 中得到颗粒随机轨迹模型

$$\begin{aligned}\frac{dV_{px}}{dt} &= \frac{1}{\tau_p}(U + u' - V_{px}) \\ \frac{dV_{py}}{dt} &= \frac{1}{\tau_p}(V + v' - V_{py}) \\ \frac{dV_{pz}}{dt} &= \frac{1}{\tau_p}(W + w' - V_{pz}) + g\end{aligned}\quad (2-52)$$

式中: $\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}$, 为颗粒的迟豫时间, 代表颗粒在湍流中的扩散特性。

当湍流方程为双方程模型时, u' 可以通过湍流动能得到, 计算公式为:

$$u' = \zeta \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad v' = \zeta \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad w' = \zeta \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (2-53)$$

其中 ζ 为随机数, $-1 \leq \zeta \leq 1$, 由上式得出的脉动速度满足高斯分布。

当湍流模型为雷诺应力模型时, 湍流的脉动速度直接从雷诺应力的三个正应力分量得到:

$$u' = \zeta \sqrt{u'u'}, \quad v' = \zeta \sqrt{v'v'}, \quad w' = \zeta \sqrt{w'w'} \quad (2-54)$$

2.6.3 气体相和颗粒相的相互作用

两相流研究与单相研究的主要差别就在于前者必须考虑两相间的相互作用, 即耦合作用。当颗粒相所占的体积分数很小时, 颗粒运动对流体相的影响可以忽略, 这样作为连续相的气体和作为离散相的颗粒可以独立求解, 即首先求解不考虑颗粒相时的流场, 然后计算颗粒在已求解流场中的运动, 这种方法通常又称为单向耦合。当离散相对流场的作用不能忽略时, 必须采用双向耦合的方法, 即当计算颗粒的轨道时, 跟踪计算颗粒沿轨道的热量、质量、动量的获得与损失, 这些物理量可用于随后的连续相的计算中去。于是, 在连续相影响离散相的同时, 也考虑了离散相对连续相的作用。交替求解离散相与连续相的控制方程, 直到二者均收敛为止, 这样, 就实现了双向耦合计算。

对于旋风分离器内的气体-颗粒两相流动, 考虑相间耦合作用时只需考虑两相间的动量交换, 而质量交换和热量交换可以忽略。当颗粒穿过每个

连续相的控制体时,可以通过计算颗粒的动量变化来求解连续相传递给离散相的动量值。颗粒动量交换值可以根据如下表达式进行计算:

$$F = \sum \left[\frac{18\beta\mu C_D \text{Re}}{24\rho_p d_p} (u_p - u) \right] \dot{m}_p \Delta t \quad (2-55)$$

其中: μ 为流体粘度, ρ_p 为颗粒密度, d_p 为颗粒直径, Re 为相对雷诺数, u_p 为颗粒速度, u 为流体速度, C_D 为曳力系数, \dot{m}_p 为颗粒质量流量, Δt 为时间步长。这个动量交换作为动量源作用到随后的连续相的流场计算中,从而实现了颗粒相对气体相的影响。

2.7 本章小结

本章主要针对旋风分离器的分离机理进行了论述分析,主要包括:

(1) 通过对旋风分离器工作原理、分离机理的分析,详细介绍了分离器分离机理以及分离效率的计算;

(2) 分析了旋风分离器内的气相流动特性,主要分析了气相的切向速度、轴向速度、径向速度和边界层内的速度分布、气相脉动、局部二次流等问题;

(3) 介绍了分离器流场计算的几种湍流模型以及气固两项流模型和颗粒相的数学模型等,为下一章模型选择做准备。

第3章 旋风分离器模型建立及模型结构优化

3.1 数值模拟技术

数值模拟技术是伴随着计算机技术、数值计算技术的发展而发展的，它是以数值离散方法为数学基础借助于计算机求解描述流体运动的基本方程，研究流体运动规律的学科。它是计算机科学、流体力学、计算几何、偏微分方程数学理论、数值分析等多学科的交叉融合。它可以把实际模型抽象出来用计算机来实现数值实验的一种方法，用以模拟仿真介质流动、传热、传质等的实际状况。而其基本原理则是数值求解流体流动、传热、传质的控制方程，得出流体的流场、温度场、浓度场在连续区域上的离散分布。它专门用来进行各种场的分析、场的计算和场的预测。通过专业的数值模拟软件，可以分析并且显示发生在流场、浓度场以及温度场中的现象，在比较短的时间内，能预测性能，并通过改变各种参数，达到最佳设计效果。数值模拟，能使我们更加深刻地理解问题产生的机理，为实验提供指导，节省实验所需的人力、物力和时间，并对实验结果的整理和规律的得出起到很好的指导作用^[47]。

数值计算求解问题的基本思想是，把原来在空间与时间坐标中连续的物理量的场（如速度场、浓度场、温度场等）用一系列有限个离散点上的值的集合来代替，通过一定的原则建立起这些离散点上变量值之间关系的代数方程（称离散方程），求解所建立起来的代数方程以获得求解变量的近似值。

CFD（Computational Fluid Dynamics）技术，即计算流体技术，随着计算机技术的推广普及和计算方法的发展，几十年来取得了蓬勃的发展。由于数值模拟相对于实验研究有很独特的优点，比如成本低、周期短、能获得完整的数据，对于设计、改造等商业或实验室应用起到了重要的指导作用，故而 CFD 技术得到了越来越多的应用。

3.2 模型的概述

工业循环流化床烟气脱硫装置一般具有较大的直径、较高的高度，这就要求相应的旋风分离器也要具有较大的直径和较高的高度。在进行旋风分离器的设计时，设计者往往从小型实验装置得到的知识，运用相似理论来指导大型工业装置的设计。但是由于旋风分离器的分离行为与其尺寸、结构、入口参数等的关系很大，内部又涉及复杂的多相流动。因此光靠实验方法很难观察到分离器内部的速度场、浓度场、压力场等。同时分离器的结构参数对分离性能的影响又是相当的大。面对多种分离器结构的选择试验要选用多种结构模型，这样不但耗费大量的试验器材，又浪费相当多的时间来进行试验的构造，浪费了人力物力以及宝贵的时间。随着计算机性能的提高，数值模拟等技术的完善，数值模拟技术在分离器中的应用已经完全成为可能，数值模拟方法的应用弥补了实验方法的缺陷和不足，也为实验及工业应用提供了很好的指导及参考作用。本文就是在建立旋风分离器数学模型的基础上，对分离器进行模拟，并对分离器的结构参数以及运行参数进行优化选择。

3.3 分离器数值模拟

3.3.1 分离器模型的构建

分离器模型采用的是三维模型，本实验模拟基于以下假设：

- (1) 由于分离器内气固两相流体的运动速度在几十米以下，远远小于音速，所以应用在本实验中的流体可以看作是不可压缩流体；
- (2) 由上两章的分析，我们知道气固分离主要发生在圆筒体及圆锥体中，两相流在进入排气筒时其中固体颗粒含量已经很少，且分离效率也几乎是微乎其微，在这里就忽略了排气筒中的两相流的分离效率及流动状态的特性研究；

基于此，本文采用分离器模型的结构设计如图 3-1^[48]。旋风分离器为 Stairmand 高效旋风分离器，图中桶体直径 D 为 140mm。锥体的长度大都为 $2D$ 左右，增加锥体长度可以提高分离器的效率，但相应的阻力有所增加，这是因为在圆锥体部分半径逐渐减小，而切向速度增加，从而提

高了离心力的分离能力。此外，长的锥体有利于已分离的粉尘沿圆锥壁落入灰斗。另外，长的圆锥体可以增加气固两相流的所经历的路径，相应的分离效率也就增大了。

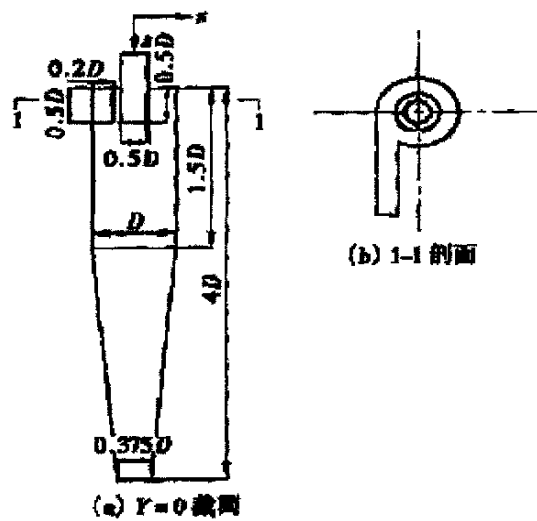


图 3-1 旋风分离器结构设计图

Fig. 3-1 structural design drawing of cyclone segregator



图 3-2 旋风分离器三维结构图

Fig. 3-2 three dimensional structure chart of cyclone segregator

3.3.2 分离器模型网格的划分

由 3.3.1 中的假设即忽略排气管中气固两相流的影响，利用 CFD 软件对 Stairmand 高效旋风分离器进行建模以及网格的划分。三维结构图见图 3-2 所示，网格采用四面体网格和六面体网格相结合的混合网格。这种网格具有的优点就是能画不规则模型结构，在边壁形成四面体网格而在区域内形成六面体网格，这样使模型的网格数比单纯的四面体网格要少的多从而数值计算速度增加；而且中间区域用六面体网格使数值计算的迭代误差要小于四面体网格，收敛快。本模型划分的网格数为 32153 个。具体网格划分如图 3-3 所示与图 3-4 所示。

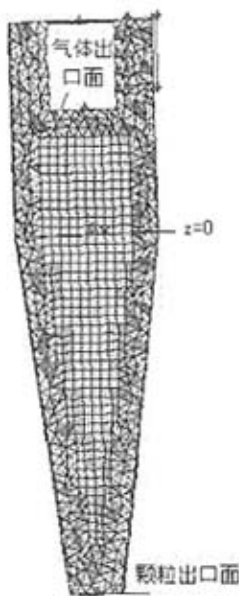


图 3-3 $x=0$ 面网格
Fig. 3-3 the grid of surface $x=0$

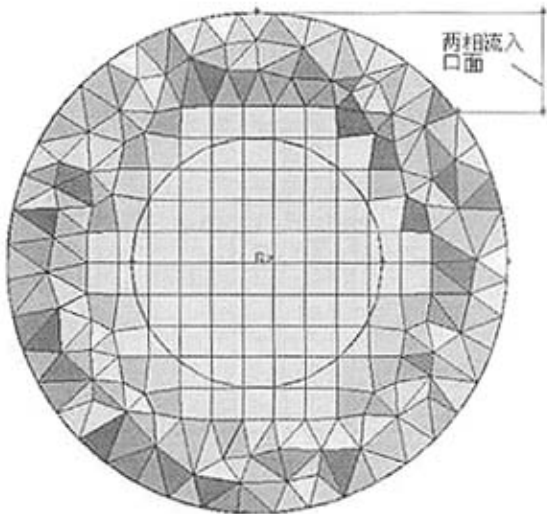


图 3-4 $z=0$ 面网格
Fig. 3-4 the grid of surface $z=0$

3.3.3 气、固两相的物性参数

模拟中气相选用的是标准空气，具体物性参数见表 3-1。

表 3-1 空气物性参数表

Tab. 3-1 physical property P-list of air

名称	密度 kg/m^3	温度 k	分子量	粘度 $\text{kg/m}\cdot\text{s}$
空气 (air)	1.225	300	29	1.7894 e-05

模拟中固相选用的是硫酸钙 (CaSO_4)，为了模拟的方便不考虑杂质的影响，并假想所有的颗粒能用统一的直径代替，具体物性参数见表 3-2。

表 3-2 氧化钙物性参数表

Tab. 3-2 physical property P-list of calcium oxide

名称	密度 kg/m^3	分子量	粘度 $\text{kg/m}\cdot\text{s}$	颗粒直径 μm
硫酸钙 (CaSO_4)	2960	136	1.72e-05	20

3.3.4 边界条件与初始条件的设定

在计算之前需先设定初始条件和边界条件,在这里使用的边界条件(如图 3-3 与图 3-4 所示)为:

(1) 气固两相流入口面设定为速度入口面,速度值设为 x 向 15m/s ,即气体与固体颗粒均以恒定的 15m/s 的速度从入口面注入;在这里假定两相流入口为充分发展段,气固两相均匀分布的从气固两相入口面进入;固体颗粒体积百分含量为 10% ;

(2) 气体出口面设定为压力出口面,出口压力值设定为大气压力;固体颗粒相条件设定为逃逸 (escape),即任何颗粒到达此面即被统计为已逃逸。

(3) 颗粒出口面设定为压力出口面,出口压力值设定为大气压力;固体颗粒相条件设定为捕捉 (trapped),即任何颗粒到达此面即被统计为被捕捉。

3.4 旋风分离器的结构优化

本文采用的 Stairmand 高效旋风分离器将其结构进行调整进行比较,目的就是想找到能够使分离效率进一步提高,压力损失进一步减小等对分离效果有利的结构,在这小节里将对 Stairmand 高效旋风分离器进行结构优化。主要包括入口形式的优化,排气筒直径和插入圆筒体深度的结构优化,以及圆锥底面排灰筒直径的结构优化。

3.4.1 入口结构形式的优化

入口形式选用了两种,一种是标准的 Stairmand 型切向入口,另一种是两相流入口面以 y 轴为旋转轴向 z 轴的负方向旋转 15° 。入口形式具体如图 3-5 与图 3-6 所示。

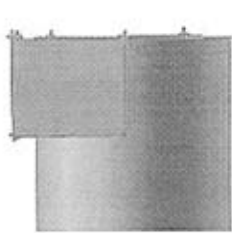


图 3-5 标准形式入口

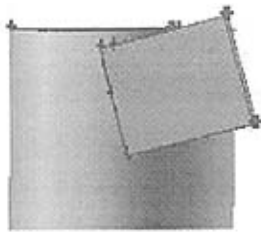


图 3-6 倾斜 15 度入口

Fig. 3-5 entrance of standard form Fig. 3-6 entrance of slope 15 degree

这两种入口形式分别进行网格划分，进行数值计算。标准形式入口的分离器划分为 32153 个网格，带有倾斜 15 度角入口的分离器网格划分为 31855 个。两个模型的网格均采用六面体与四面体相混合的混合网格。

针对各入口形式均采用速度 $u=15\text{m/s}$ 进行模拟。其它的初始条件与边界条件参照 3.3.4 节。模拟结果详见图 3-7~3-14 所示。

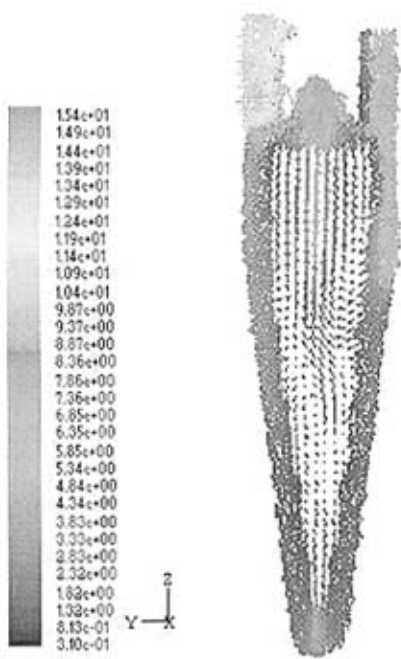


图 3-7 标准形式 $x=0$ 的速度矢量图
Fig. 3-7 velocity vector diagram of
 $x=0$ standard form

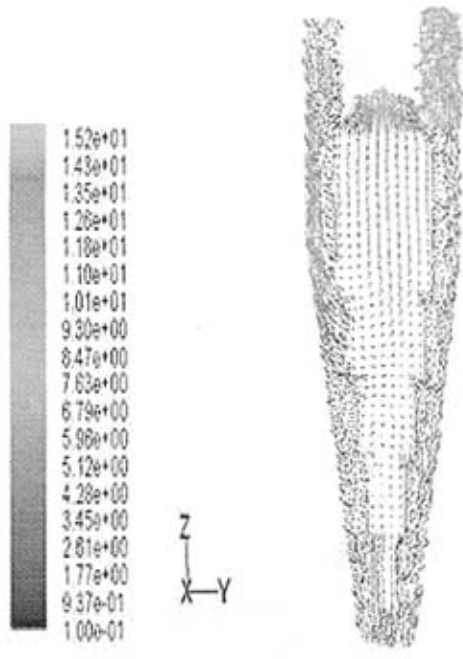


图 3-8 入口倾角 15 度 $x=0$ 的速度矢量图
Fig. 3-8 velocity vector diagram of $x=0$ at
the 15° angle's entrance

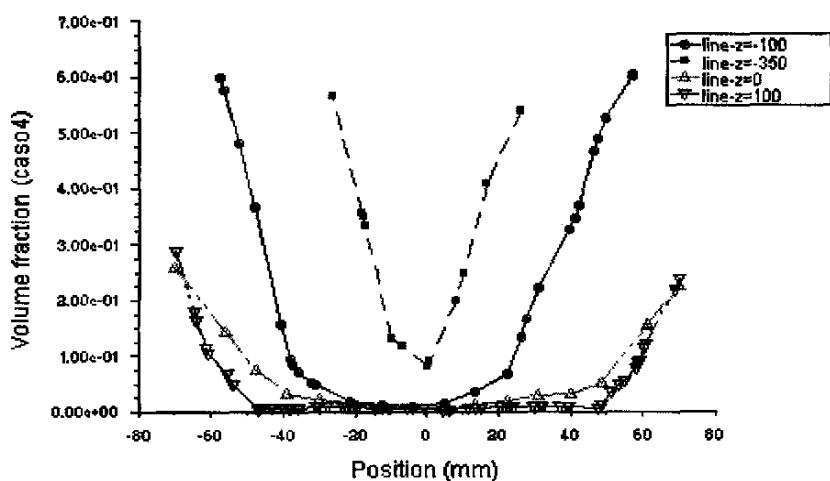


图 3-9 标准形式的 caso₄ 沿 z 轴的组分分布图

Fig. 3-9 the component distribute of standard formal caso₄ along z axis

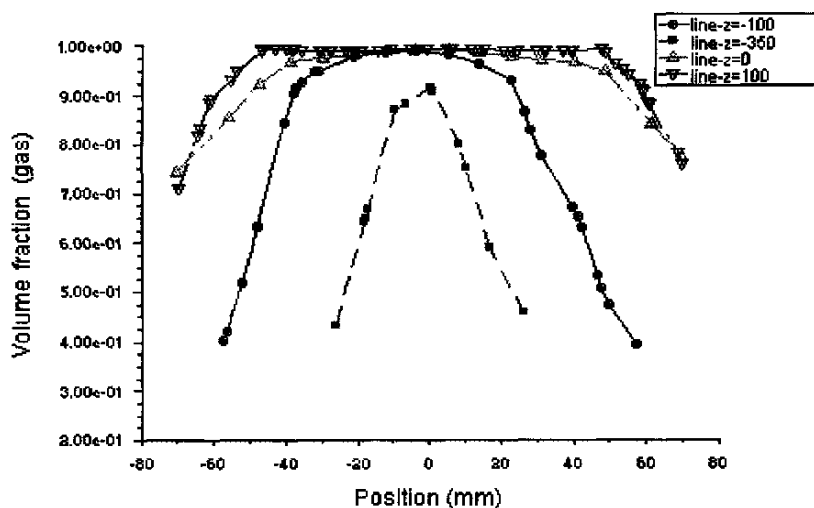


图 3-10 标准形式的气体沿 z 轴的组分分布图

Fig. 3-10 the component distribute diagram of standard formal air along z axis

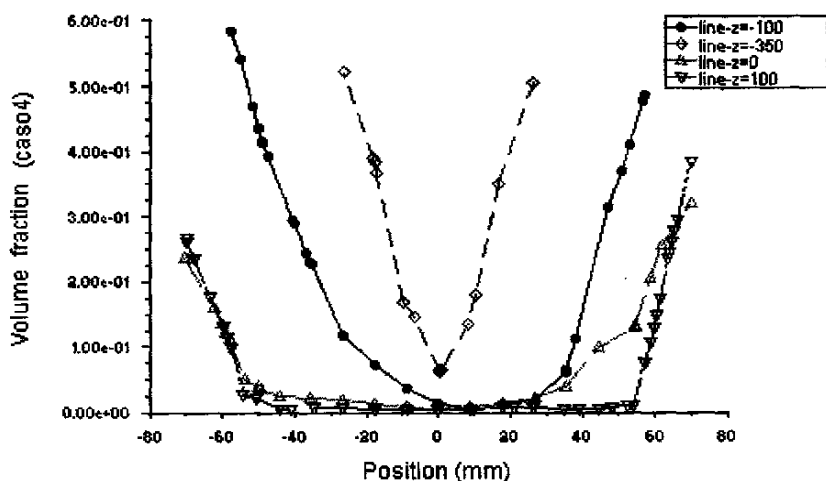


图 3-11 入口倾角 15 度的 caso₄ 组分沿 z 轴的分布图

Fig. 3-11 the component distribute diagram of the caso₄ from the 15° angle's entrance along z axis

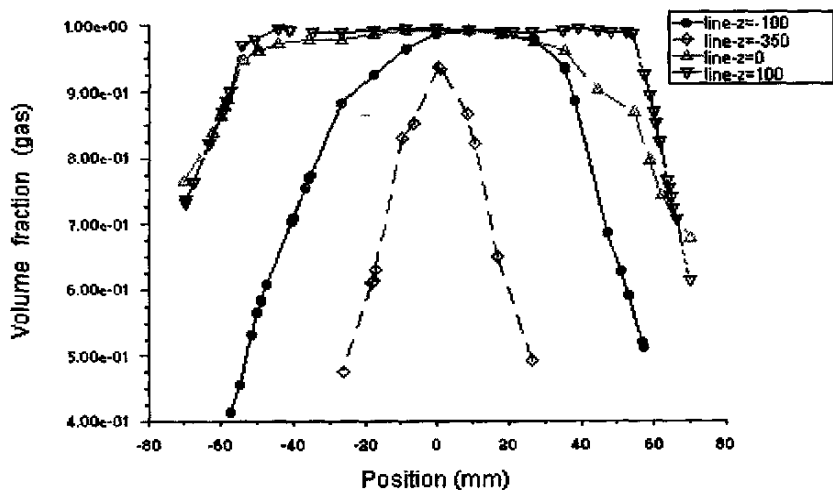


图 3-12 入口倾角 15 度的气体沿 z 轴的组分分布图

Fig. 3-12 the component distribute diagram of the air from the 15° angle's entrance along z axis

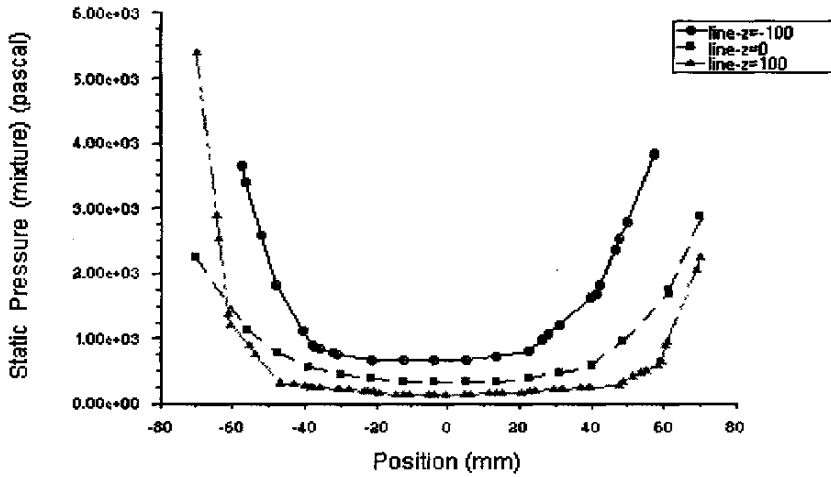


图 3-13 标准形式沿 z 轴压力分布图

Fig. 3-13 the pressure distributed diagram of standard form along z axis

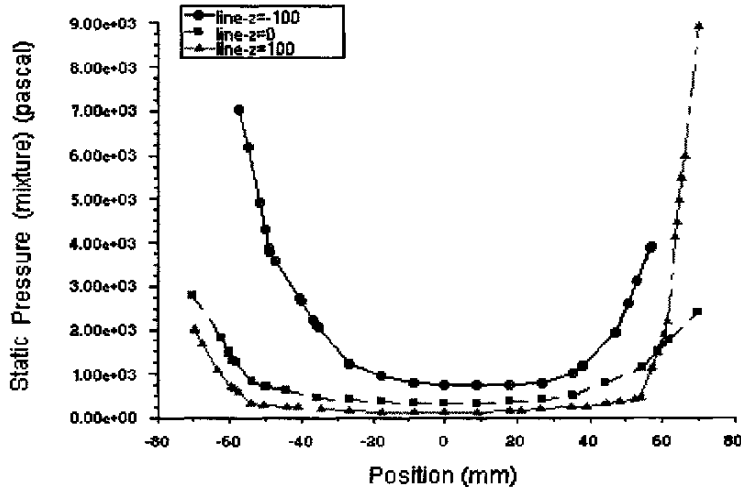


图 3-14 入口倾角 15 度沿 z 轴压力分布图

Fig. 3-14 the pressure distributed diagram of the 15° angle's entrance along z axis

从上述图线分析表明：

- (1) 这两种形式的分离器的组分分布在任一截面上的都呈同一个趋势，颗粒组分分布都是中间稀而边壁浓；
- (2) 气体组分分布则正好相反，呈中间浓而边壁稀的趋势；
- (3) 标准形式的分离器的分离效果比入口带有倾斜角度的形式分离效果要好，特别是出口处的分离效果要比带有倾角的分离效果要好；
- (4) 任一截面上压力分布都呈同一趋势，即压力中心小而边壁大；
- (5) 标准形式分离器的压力值要比入口带有倾角 15 度分离器的模型的压力要低，特别是边壁区域差别很大。

造成以上这种结果的主要原因就是由于带有倾角的入口形式，速度不是水平方向的而是与水平方向有一个 15 度向下的倾角，这样 y 方向的速度分量就会增大，这就使得两相流的流线在分离器有限的区域内所旋转的圈数减少，也就是使得两相流的路径缩短，使得两相流更快的到达分离器的出口，颗粒在出口处的分离效率也就相应的减小。况且在入口带有 15 度的倾角时，使得速度更快的到达出口，比标准形式分离器的更顺畅，速度大，压力也就比标准形式的大了，压力损失增大。

由上面的分析情况可以得出结论：

入口带有 15 度倾角形式的分离器由于入口速度方向是与水平方向有 15 度的倾角，这就使得边壁区域的压力比标准形式分离器的边壁压力要大的多；颗粒流线比标准形式的要短，颗粒的路径短造成分离效率也比标准形式的要低。根据分离器效率的计算公式：

$$\eta = 1 - \frac{\text{从该排气口排出的气体平均含尘量}}{\text{从进口进入的气体平均含尘量}} \times 100\% \quad (3-1)$$

可得，(1) 标准形式分离器的分离效率为 96.03%，(2) 入口带有 15 度倾角的分离器的分离效率为 95.83%。由这两个数字也可以表明 Stairmand 标准形式的分离器的效果更好。

综合以上分析，可见 Stairmand 标准形式的分离器的分离效果更好，本模拟实验将要采用的也是这种 Stairmand 标准形式。

3.4.2 排气筒结构的优化

进入旋风分离器的气固两相流旋转到锥底后，其中气体部分和极小部分固体颗粒被气体夹带折转向上形成内旋流，然后由排气筒排出。排气筒通常都插入到分离器内，它与圆筒内壁形成环形通道，因此通道的大小及深度都对分离器的分离效率和阻力有很大的影响。

3.4.2.1 排气筒插入深度的优化

排气筒插入深度对分离器的性能影响很大，本文选取了排气筒插入深度分别为 50mm、70mm、87.5mm、100mm。网格均采用混合网格形式。模拟结果如图 3-15~图 3-19 所示。

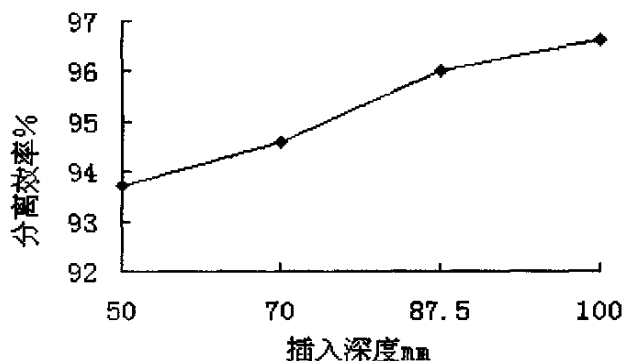


图 3-15 排气筒插入深度对分离效率的影响

Fig. 3-15 the affect of exhaust barrel inserted depth for separation efficiency

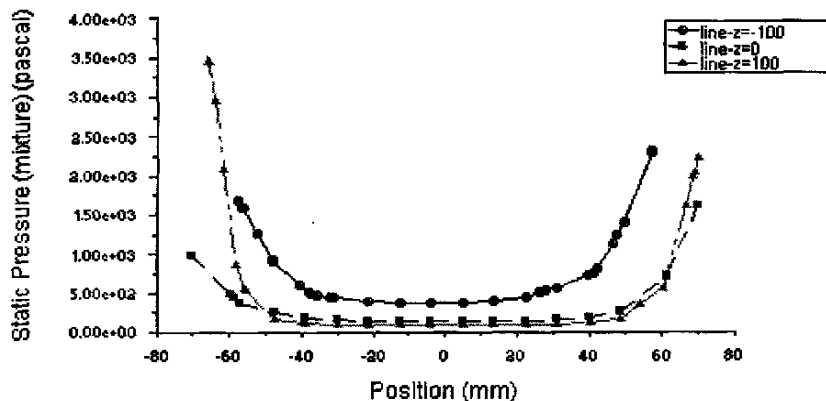


图 3-16 排气筒插入 50mm z 方向的压力分布

Fig. 3-16 pressure distribution of the inserting 50mm of exhaust barrel at Z axis direction

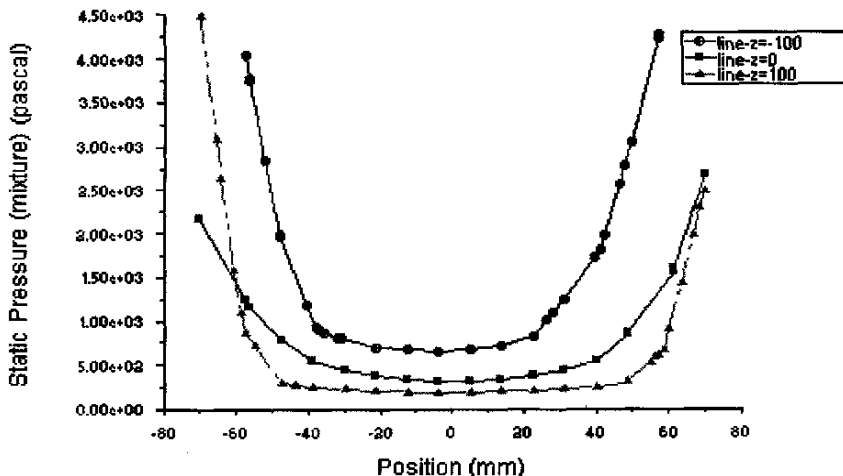


图 3-17 排气筒插入 70mm z 方向的压力分布

Fig. 3-17 pressure distribution of the inserting 70mm of exhaust barrel at Z axis direction

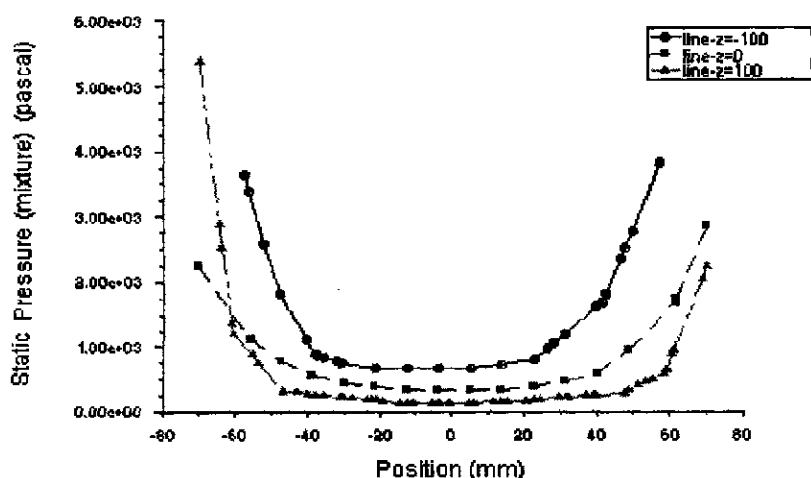


图 3-18 排气筒插入 87.5mm z 方向的压力分布

Fig. 3-18 pressure distribution of the inserting 87.5mm of exhaust barrel at Z axis direction

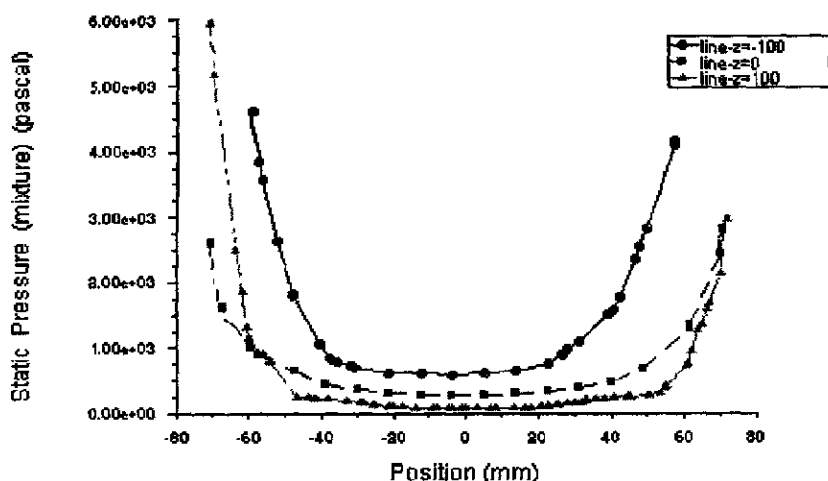


图 3-19 排气筒插入 100mm z 方向的压力分布

Fig. 3-19 pressure distribution of the inserting 100mm of exhaust barrel at Z axis direction

由上述图线分析表明：

(1) 旋风分离器的分离效率随着排气筒插入圆柱体内深度的降低而减小，分析其原因是由于随着插入深度的减小气流发生短路的几率增大，这就使得部分易被短路流夹带的颗粒在较大的短路流量下，更加趋向于未经分离而被短路流带走；

(2) 随着排气筒插入深度的增加特别是当插入深度从 87.5mm 增加到 100mm 的过程中增加的幅度不大；

(3) 随着排气筒插入深度的增加压力也随着增加。

我们在追求高的分离效率的同时还要注意到压力的影响，压力越大阻力也就相应的增大所需要的动力也就越大，这也是不容忽视的一个影响方面。排气筒若完全不插入圆柱体内，阻力最小，但此时分离效率不能保证了，上涡流所携带的粉尘很容易随气流进入排气筒，分离效率也就降低了。

由上述图形分析得出结论：随着排气筒插入深度的增加分离效率也随着增大；随着插入深度的增加阻力也会随着增加；对比而言，当插入深度增加到 87.5mm 以后效率的增加不能弥补阻力所带来的损失。所以选择排气筒插入深度为 87.5mm 为合理的。

3.4.2.2 排气筒筒径的优化

排气筒直径的变化对分离器性能也是非常的大，在本实验中取筒体直径 $D=140\text{mm}$ ，在这里应用无量纲参数 d_e/D （排气筒直径与圆柱筒体直径之比）。这里取 d_e/D 分别为 0.35、0.4、0.45、0.5、0.55、0.6、0.65 模拟结果如下图 3-20 和图 3-21 所示。

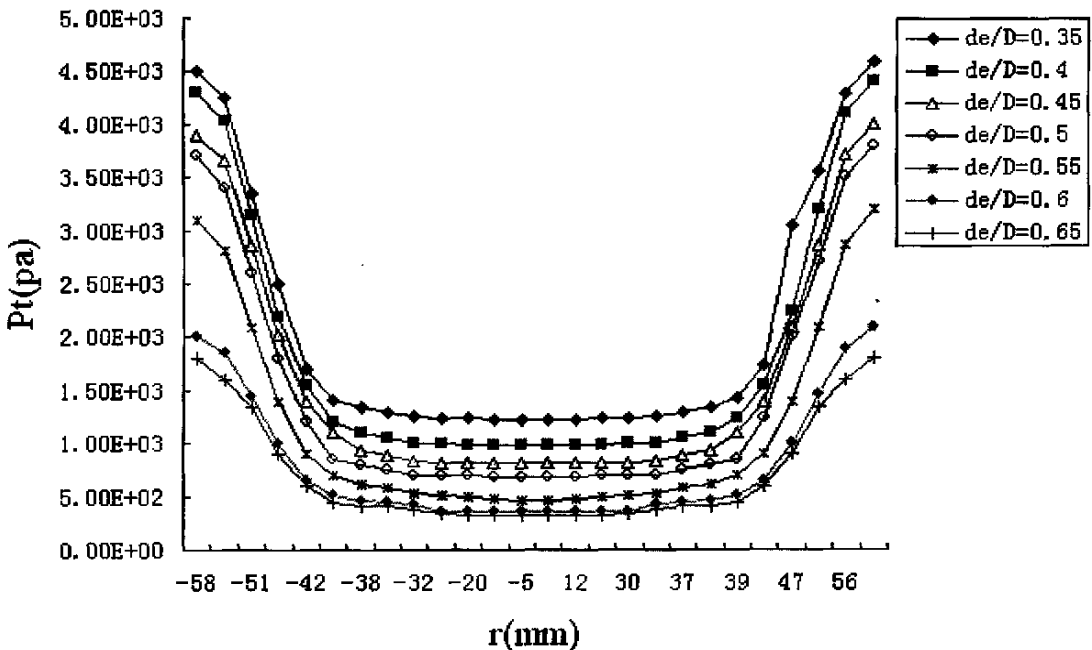


图 3-20 排气筒筒径与压力关系图

Fig. 3-20 the relation graph of the exhaust barrel's diameter and the pressure

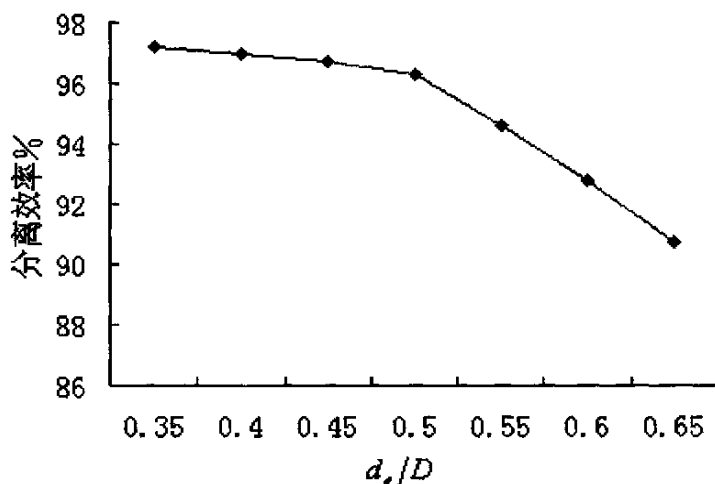


图 3-21 排气筒筒径与分离效率的关系图

Fig. 3-21 the relation graph of the exhaust barrel's diameter and separation efficiency

由图 3-20 可以看出：

(1) 每个模型的压力沿 x 轴位置的变化规律是相同的，都是中心部分压力小而边壁区域的压力大；

(2) 随着 d_e/D （相当于排气筒筒径）的增大压力值相应的减小，从而阻力也就减小。也就是说增大排气筒的筒径有利于减小压降，那么所需要带动分离器的动力也就相应的减小了。

从图 3-21 中我们可以看出：

(1) 随着 d_e/D 的增大分离效率呈递减的趋势，也就是说增大筒径分离效率就会降低；

(2) d_e/D 的变化在 0.35~0.5 之间分离效率变化不是很明显。

分析其原因是随着筒径的增大，气流发生短路的几率增大，这样就会使得易被短路流夹带的颗粒在短路流的作用下被夹带出排气筒，从而使分离效率降低。而显然随着颗粒粒径的减小，这种现象就更明显，因为颗粒粒径小它的流体跟随性要好易于被夹带，此现象将在后面给予论述。

通过以上分析，我们可以看出，Stairmand 型旋风分离器的分离效率与压力是互相矛盾的，为了减小压力一般要求较大的排气筒筒径，而要达到较高的分离效率则需要减小筒径，这也正体现了排气筒直径参数的重要性和对其研究的必要性。在实际的分离器设计中，应综合考虑压力和分离效率的影响，我们又从图 3-21 中看到 $d_e/D = 0.35 \sim 0.5$ 之间时分离效率变化不是很明显的，但压力变化确很大。所以可以得出结论，在本实验中采用的模型为 $d_e/D = 0.5$ 。

3.4.3 颗粒出口直径的优化

当含尘气流以一定速度进入分离器时，气流将由直线运动变为圆周运动。气流绝大部分沿器壁自圆筒体呈螺旋行向下朝锥体流动。含尘气体在旋转过程中产生离心力，将重度大于气体的尘粒甩向器壁，大部分尘粒靠向下的重力沿壁面下落，进入排灰筒。当含尘气流沿锥体旋转向下的过程中，因圆锥形的收缩而向分离器中心靠拢。根据“旋转矩”不变原理，其离心力不断提高。所以颗粒出口直径在分离器的结构中起到一个怎样的作用，在下面的模拟中将着重这点展开论述。在这一节中选取了颗粒出口直径分别为 $D=45\text{mm}$ 、 50mm 、 52.5mm 、 55mm 、 60mm 和 70mm 进行模拟研究。模拟结果参见下图 3-22 与图 3-23 所示。

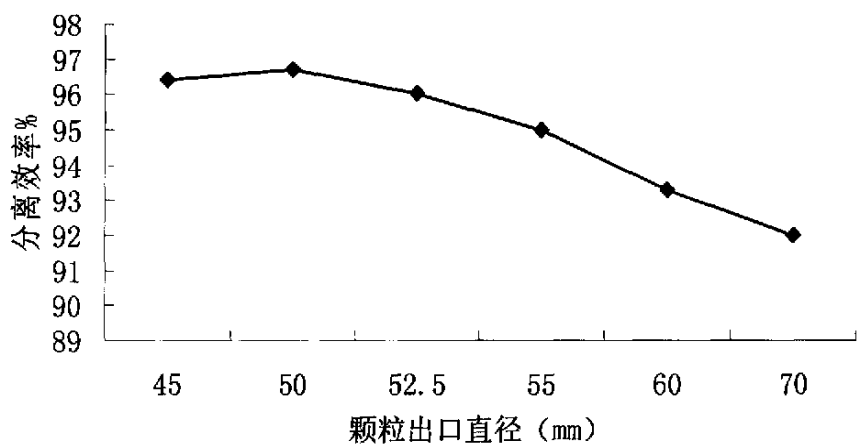


图 3-22 颗粒出口直径与分离效率之间的关系图

Fig. 3-22 the relation graph of the granule export's diameter and separate efficiency

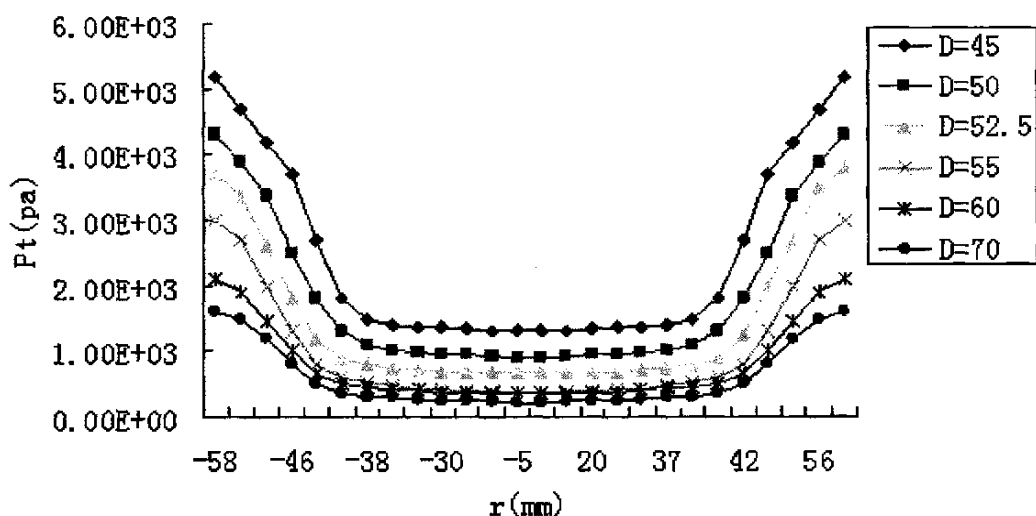

 图 3-23 颗粒出口直径沿 z 轴方向上压力分布图

 Fig. 3-23 the pressure distributing graph of the granule export's diameter along z axis direction

由图 3-22 可以看出：

(1) 随着颗粒出口直径的缩小分离效率也随之增加，但达到一定程度时分离效率也会略有降低，在本试验中即颗粒出口直径从 70mm 降低到 50mm 这个过程中，颗粒的分离效率是增加的，达到 50mm 时分离效率为最大值。这是因为旋转下降的外旋气流在到达锥体时，因圆锥形的收缩而向分离器中心靠拢。随着颗粒出口直径的减小，其离心力就会随之增加，颗粒在离心力的作用下被甩到边壁的可能性就增大了，分离效率也就随之增加。

(2) 颗粒出口直径从 50mm 降至 45mm 的过程中分离效率不但没有增加反而减小了，分析其原因主要是由于上面的分析中随着颗粒出口直径的减小，其离心力是随之增加的，但颗粒出口直径太小就会导致离心力过大，离心力大虽然有利于颗粒的分离但过大就会使颗粒在被甩向边壁的同时由于动量过大而使颗粒容易破碎，而破碎的颗粒又反弹到中心气流区，被反弹到中心气流区的破碎后的颗粒被气流夹带由下反转而上，与内旋流一起向上流动，形成内旋流。最后被气流夹带经排气管排除分离器外，使分离效率降低。

而从图 3-23 可以看出，随着颗粒出口直径的减小压力是增加的。这是由于颗粒出口直径缩小后，气流在锥体内旋转向下的过程中离心力不断增大，导致颗粒的压力也不断增大。再者从这个角度分析也可以得出同样

的结论：就是颗粒出口直径减小颗粒出口面积也就减小，颗粒出口的阻力也就随之增大，颗粒的压力也就增大了。

从以上分析得出结论：随着颗粒出口直径的减小分离效率会随着增加，但达到 50mm 之后分离效率随着颗粒出口直径的减小反而会减小；压力随着颗粒出口直径的减小而增大。综合考虑颗粒出口直径为 52.5mm 时为最佳值。

3.5 本章小结：

本章首先简单的介绍了数值模拟技术，接着利用 CFD 软件对 Stairmand 高效旋风分离器进行模型的构建与数值模拟计算，针对 Stairmand 高效旋风分离器的结构参数进行优化研究，并得出结论：

（1）通过数值模拟结果的分析可以看出分离器进口形式采用切向进口是比较好的形式；

（2）通过数值模拟结果分析得出气体出口形式为：气体出口为轴向上出口，筒径为 70mm；插入深度为 87.5mm 为较好的形式；

（3）通过数值模拟结果分析得出颗粒出口形式为：颗粒出口为轴向下出口，颗粒出口直径为 52.5mm。

第 4 章 气固两相流的模拟及操作参数的优化

通过上一章对 Stairmand 高效旋风分离器结构参数的数值模拟进行的优化，得出理想的 Stairmand 高效旋风分离器的结构参数。下面这一章主要就优化后旋风分离器进行模型研究，找出各个参数的规律为以后的实验做些准备工作和指导性意见。

4.1 流场的速度分布

旋风分离器内是三维强旋转湍流，流场特别复杂，由于实验仪器本身的特性，采用实验仪器测量的方法还是要受到限制。本文通过数值模拟，直观的模拟出了各个物理量在各个位置的分布。本文考察了几个典型的横截面及过中心轴的纵截面上的速度矢量图。

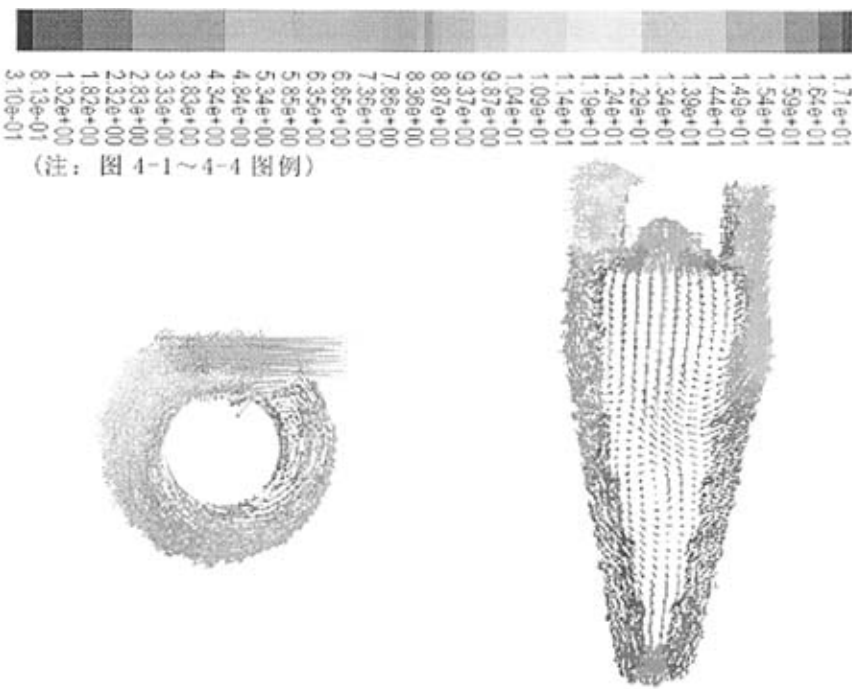


图 4-1 $z=200\text{mm}$ 横截面速度矢量

Chart 4-1 the vector diagram of the cross section's velocity as $z=200\text{ mm's}$

图 4-2 $x=0\text{mm}$ 纵截面速度矢量图

Chart 4-2 the vector diagram of the vertical section's velocity as $x=0\text{mm's}$



图 4-3 $z=0\text{mm}$ 横截面速度矢量图

Chart 4-3 the vector diagram of the cross

section's velocity as $z=0\text{ mm's}$



图 4-4 $z=-350\text{mm}$ 横截面速度矢量图

Chart 4-4 the vector diagram of the cross

section's velocity as $z=-350\text{ mm's}$

由上述流场的矢量图可以看出：

(1) 气体进入旋风分离器后，转而向下流动，形成外层的涡旋流动，到达锥体下部后，再转而向上流动，形成内部向上的涡流运动；

(2) 在排气筒下部气流的速度比较大，湍流程度较强；

(3) 分离器中心区域形成一向上的气芯柱；

(4) 从整体来看，分离器的内部的气流旋转并不是对称的；由矢量方向和速度分布的颜色显示可以看出，上游区域的速度大小分布的对称性要比下部更差一些，这主要是由于径向进气的原因，一侧的速度较大；而到了下部由于分离器内气流的强烈旋转特性消弱了有单侧进气口引起的不对称性而使气流越到下部速度矢量越趋于对称。

旋风分离器内主流是双层旋流，外部向下旋转，中心向上旋转，且旋转方向相同，如各个横截面矢量图所示。在主流上还伴有许多局部的二次涡：

(1) 部分气体从进气口进入后沿器壁向上运动，在顶板处又反转沿着排气筒外壁面向下流动，形成环形空间内的纵向涡流，这是主要的二次涡流。这种环流会使部分聚集在器壁处的颗粒向上带到顶板处形成“上灰环”而无法分离；

(2) 排气筒下端附近有较大的速度，湍流现象严重。由于径向速度较大，于是有小部分流体从进口进入后直接进入排气筒，形成短路流，颗粒由于被气流夹带而随之直接进入排气筒而降低了分离效率；

(3) 在锥形筒下段也有一些不规则的很小的局部二次涡流。由于外旋流在收缩段根据“旋转矩”不变原理，其离心力不断提高。当气流到达锥体下段的某一位置时，即以同样的旋转方向从旋风分离器中部，由下反转而向上，继续作螺旋形流动，即内旋流动，这一速度矢量方向的突变容易

形成二次涡流，使得内旋流更加紊乱，这就容易把聚集在器壁处的颗粒重新卷入内旋流中被气流从气体出口带出，这种反混也会降低分离器的分离效率。

4.1.1 切向速度分布

在旋风分离器内，切向速度占主导地位，由它带动颗粒做高速旋转运动，在离心效应下被甩向器壁而被分离出来，它直接影响到分离效率的高低，切向速度越大，离心力越强，分离效率越高。切向速度分布如图 4-5 与图 4-6 所示。

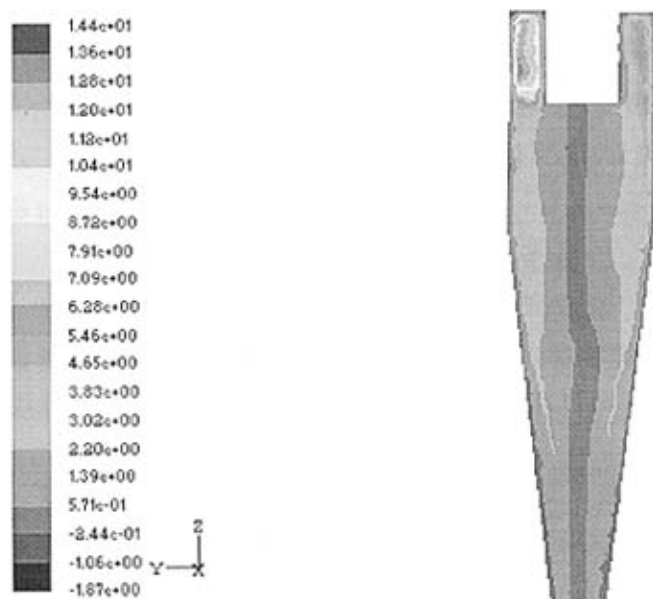


图 4-5 切向速度云图

Fig. 4-5 the nephogram of tangential velocity

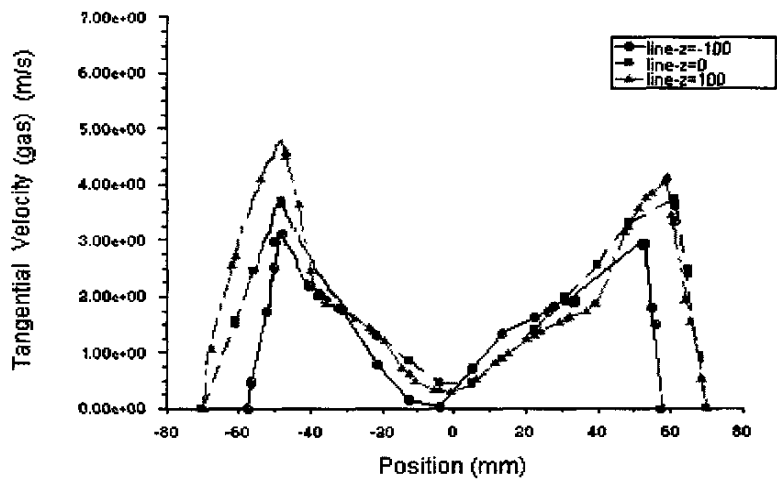


图 4-6 切向速度分布图

Fig. 4-6 the diagram of tangential velocity's distribute

由图 4-5 与图 4-6 可以看出：

- （1）在排气筒以下的分离空间内，切向速度分布的轴对称性比较好，这表现了分离器内强旋流的特点；
- （2）其分布曲线呈明显的“驼峰”形分布，即每侧存在一个最大切向速度点。

旋风分离器内的流场具有组合涡的特点，所有最大切向速度组成一个分界面，分界面把分离器内的流场分为中心的准强制涡和外部的准自由涡，这种流动结构对分离是十分有利的——中心区的准强制涡运动的离心作用有利于将颗粒甩向外部；而外部的准自由涡区由于旋流强度低，对颗粒的携带作用减弱（特别是对跟随性差的较大颗粒），这样便于颗粒在壁面附近被捕集。

4.1.2 轴向速度分布

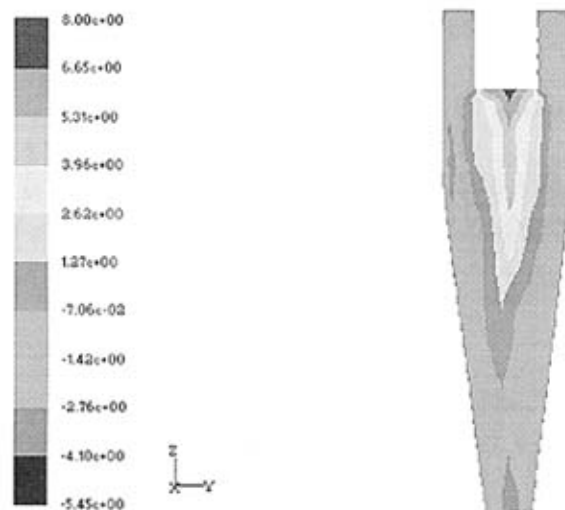


图 4-7 轴向速度云图

Fig. 4-7 the nephogram of axial velocity

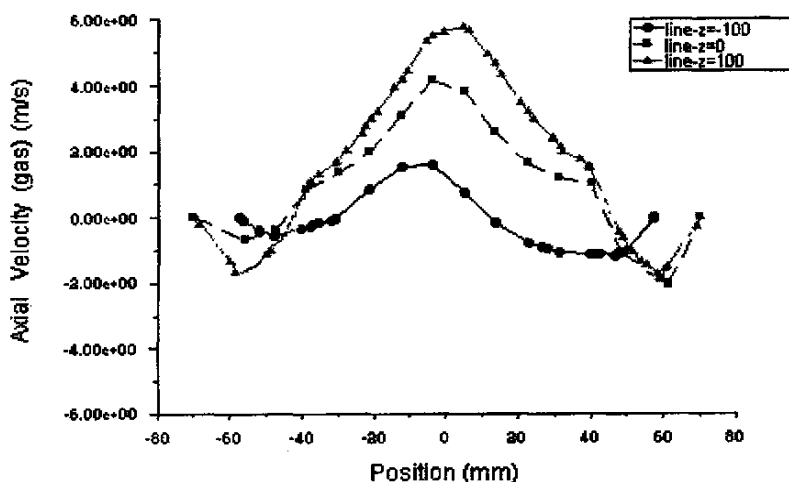


图 4-8 轴向速度分布图

Fig. 4-8 the diagram of axial velocity's distribute

如图 4-7 与 4-8 可以看出：

- (1) 旋风分离器内的轴向速度的分布沿径向轴对称性较好；
- (2) 将其可分为下行流和上行流，下行流区内，沿径向向外轴向速度先增大后由于壁面效应而减小到零；内侧上行流区内，沿径向向内轴向速度逐渐增大，到达中心轴线附近达到峰值。

下行流区内流体向下旋转绕流有助于边壁区域颗粒的排出；而上行流有利于其体向排气口排出。

4.2 旋风分离器内组分的分布

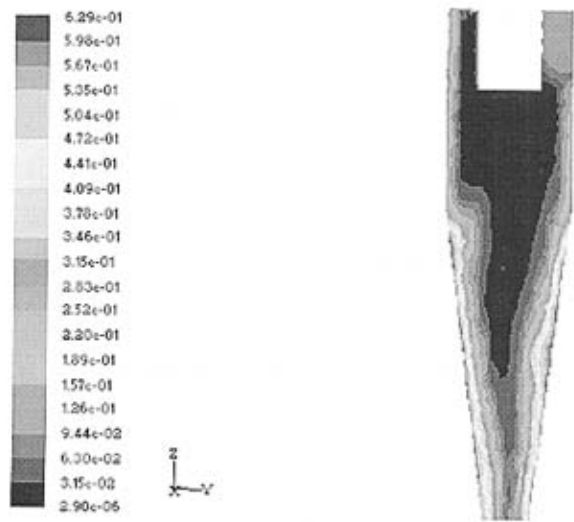


图 4-9 颗粒组分分布图

Fig. 4-9 the nephogram of granule component's distribute

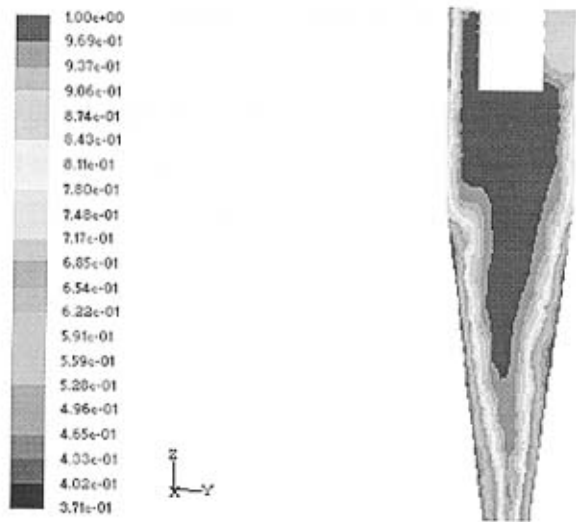


图 4-10 气体组分分布图

Fig. 4-10 the nephogram of gas component's distribute

根据对分离器内气固两相流的数值模拟出来的图形可以看出气固两相的组分分布情况：

- (1) 在圆柱体内颗粒的分离效果并不是很明显，作用也不是很大；
- (2) 当两相流进入到圆锥段时颗粒的分离现象就明显多了；
- (3) 分离器顶盖部位存在“顶灰环”。

分析其原因这是由于到达圆锥体后，颗粒在向下作旋转运动的同时随着锥体半径减小而颗粒的离心力增加，而颗粒在离心力的作用下被甩到锥体的边壁，在边壁区域由于边壁效应的存在，颗粒的速度又迅速的降低，使得颗粒沿着锥体器壁向下运动以达到分离效果。而另一小部分流体自进气管流入，向旋风分离器顶盖流动，而部分颗粒会随着气流携带沿排气筒外侧向下流动。当到达排气筒下端时，即反转向上随上升的中心气流一同从排气筒排出。这一小部分颗粒在旋风分离器的顶部形成顶灰环，使这部分的颗粒不易被分离下来，从而降低了分离效率。

4.3 操作参数对 Stairmand 型旋风分离器分离效果的影响

上两节分析了分离器内速度的分布规律及气固两相流的组分分布情况。但具体操作参数的变化对 Stairmand 型旋风分离器的各参数和分离效率的影响会是怎样的？这些问题将在这一节中得到解决。

4.3.1 入口速度对旋风分离器分离效率的影响

入口速度的大小选择直接影响着分离器的分离效果和其他参数。本小节通过取不同的入口速度 ($u=3\text{m/s}$ 、 $u=5\text{m/s}$ 、 $u=8\text{m/s}$ 、 $u=10\text{m/s}$ 、 $u=12\text{m/s}$ 、 $u=15\text{m/s}$ 、 $u=18\text{m/s}$ 、 $u=20\text{m/s}$ 、 $u=25\text{m/s}$ 、 $u=30\text{m/s}$) 进行数值模拟得出下面的结果，模拟结果如图 4-11 所示。

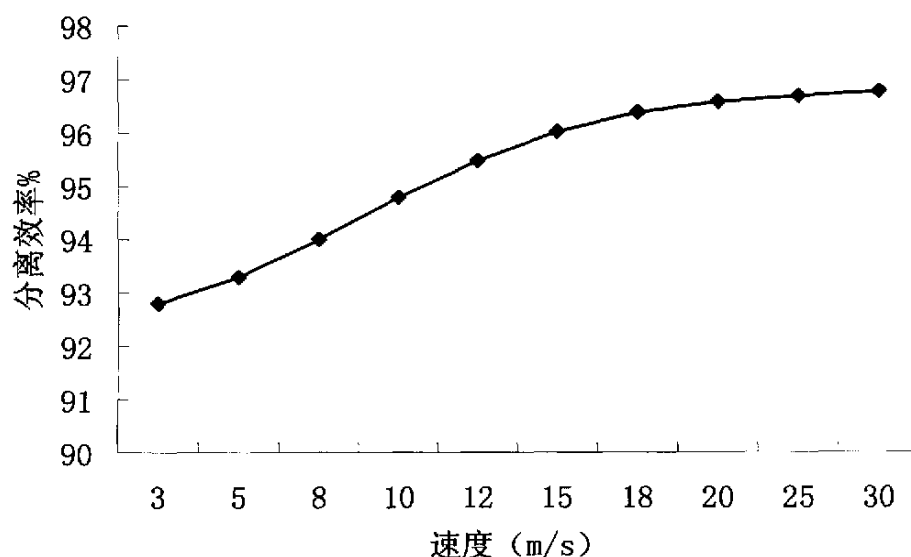


图 4-11 速度对分离效率的影响

Fig. 4-11 the velocity's affect to separation efficiency

从上图中对不同速度的数值模拟结果可以看出：

- (1) 旋风分离器的分离效率随着入口速度的增大而增加；
- (2) 当速度增加到一定程度时随着速度的增加分离效率增加的幅度就不是很大甚至有下降的趋势。

分析其原因可知，当速度增加时它的切向速度也会相应的增加，而切向速度是颗粒分离的主导因素，所以分离效率会随着入口速度的增加而增大；但当达到一定数量级后速度的增大会由于湍流及颗粒碰撞弹跳等因素促使沉积在器壁处的颗粒重新被卷扬起来；又由于入口速度的增大使向心径向速度也加大；由于入口速度的增大，颗粒停留时间变短；另外过高的速度还会加剧颗粒的粉碎及对分离器壁面的磨损，粗颗粒的粉碎后，细颗粒的份额增加，不利于分离这也是分离效率有所下降的一个因素。同时，随着入口速度的增加旋风分离器的压降也一直是逐渐增大的，且增加的幅度越来越大，这也不利于分离器的运行。

4.3.2 颗粒粒径对分离效率的影响

旋风分离器是作用于颗粒而言的，而颗粒的粒径大小又直接影响着分离器的分离效率。分离器的总效率是针对某一特定颗粒群而言的，而分级效率是对某一特定直径颗粒而言的，与总分离效率相比，某一粒径的颗粒

分级效率更能说明分离器的分离性能。在这一小节中我针对不同粒径 ($d=5\mu\text{m}$ 、 $d=10\mu\text{m}$ 、 $d=15\mu\text{m}$ 、 $d=20\mu\text{m}$ 、 $d=25\mu\text{m}$ 、 $d=30\mu\text{m}$ 、 $d=35\mu\text{m}$ 、 $d=40\mu\text{m}$ 、 $d=45\mu\text{m}$ 、 $d=50\mu\text{m}$) 的颗粒进行了模拟, 具体模拟结果如图 4-12 所示。

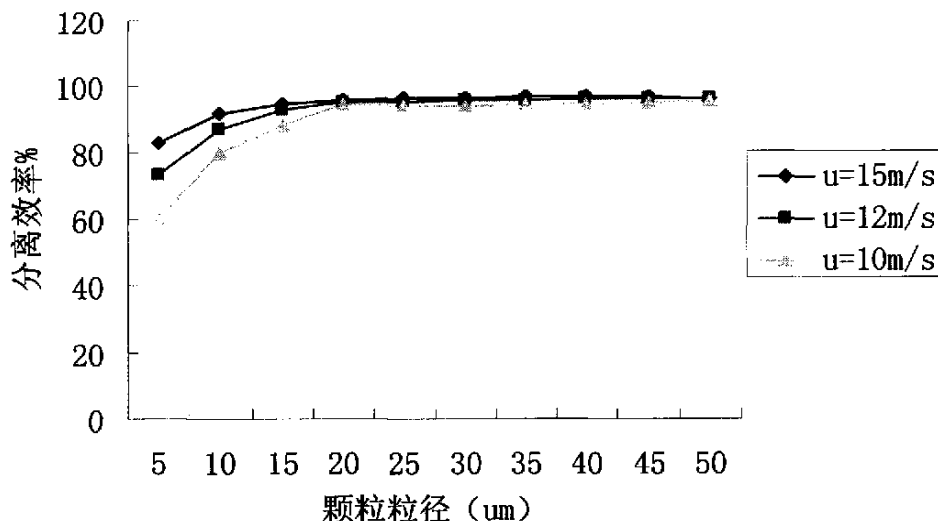


图 4-12 颗粒粒径对分离效率的影响

Fig. 4-12 the granule diameter's affect to separation efficiency

从图 4-12 可以看出:

- (1) 旋风分离器分离效率随着颗粒粒径的增大而增加;
- (2) 开始时随着颗粒粒径的增加分离效率增加的比较迅速, 后来随着粒径的增大分离效率增加的幅度越来越小并越来越趋于稳定;
- (3) 同等直径的颗粒, 随着速度的增大, 分离效率也在增大;
- (4) 但小颗粒受气流速度的影响较大, 大颗粒几乎不受气流速度的影响。

4.3.3 颗粒浓度对分离效率的影响

入口气流中所含的颗粒浓度对旋风分离器的分离效率也有影响。对此, 本文采用在入口气流速度在 15m/s 的情况下, 考察了不同含尘量的体积百分比 (2%、4%、6%、8%、10%、12%、14%、16%、18%、20%、22%、24%、26%、28%、30%、32%) 对分离效率的影响, 数值模拟结果如图 4-13 所示。

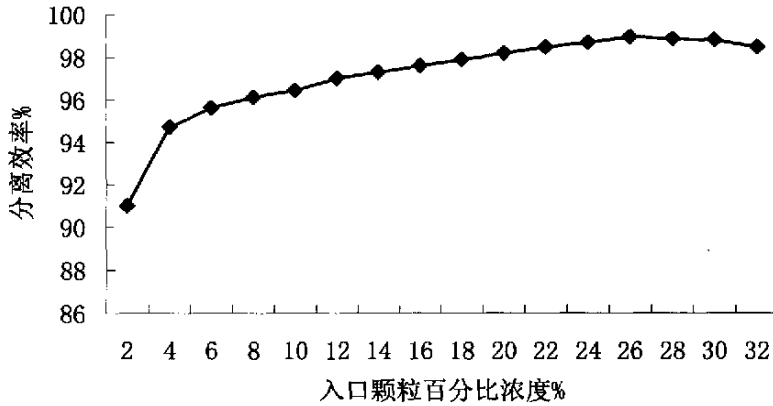


图 4-13 入口颗粒浓度对分离效率的影响

Fig. 4-13 the entrance granule thickness' affect to separation efficiency

由图 4-13 可以看出浓度对分离效率的影响比较复杂。刚开始随着入口颗粒浓度的增加分离效率是增加的，而后增加的幅度越来越缓慢，到达一定的数值后分离效率随着颗粒浓度的增加反而减小。

分析其原因主要是因为颗粒浓度对分离效率的影响主要体现在团聚效应与扩散效应两个方面：

(1) 随着颗粒浓度的增大，一方面粗、细颗粒碰撞而产生团聚，从而携带细颗粒甩向器壁，有利于分离；

(2) 另一方面，壁面附近颗粒浓度升高，使颗粒群向排气筒扩散，由于颗粒之间的相互作用，一部分颗粒弹跳回气流而从排气筒逃逸，一部分由于颗粒之间、颗粒与气体之间、颗粒与壁面之间的摩擦使颗粒粉碎变细也同样不利于分离。因此一般来说，在低浓度情况下，随着固体浓度的增加，分离效率上升；当浓度超过一个临界颗粒浓度以后，分离效率呈逐渐下降的趋势。而这个临界颗粒浓度根据分离器类型等的不同而不同，在本试验中，这个临界颗粒浓度为 26% 左右。

这说明并不是一味的增加入口颗粒浓度分离效率就会不断的增加，而且当浓度过高时不但分离效率不会有显著提高反而会降低，况且当入口颗粒浓度较高时，颗粒对壁面的摩擦也会加剧的，使得分离器的寿命变短。

4.4 小结

本章采用优化后的数学模型对旋风分离器进行模拟，研究其分离器内的两相流运动情况及操作参数对分离效率的影响，得出下列结论：

(1) 旋风分离器内速度分布是其主流是双层旋流，外部向下旋转，中心向上旋转，且旋转方向相同，在主流上还伴有许多局部的二次涡；在旋风分离器内，切向速度占主导地位，颗粒在离心效应下被甩向器壁而被分离出来，它直接影响到分离效率的高低，切向速度越大，离心力越强，分离效率越高。切向速度分布的轴对称性比较好，这表现了分离器内强旋流的特点；旋风分离器内的轴向速度的分布沿径向轴对称性较好；

(2) 分离器内组分分布情况可以看出在圆柱体内颗粒的分离效果并不是很明显，但在圆锥体内分离效率就比在圆柱体内提高了很多。这是由于到达圆锥体内根据“旋转矩”不变的原理，颗粒在向下作旋转运动的同时随着锥体半径减小而颗粒的离心力增加，而颗粒在离心力的作用下被甩到锥体的边壁，在边壁区域由于边壁效应的存在，颗粒的速度又迅速的降低，使得颗粒沿着锥体器壁向下运动以达到分离效果。而有另一小部分流体自进气管流入，向旋风分离器顶盖流动，而部分颗粒会随着气流携带沿排气筒外侧向下流动。当到达排气筒下端时，即反转向上随上升的中心气流一同从排气筒排出，其余小部分颗粒在旋风分离器的顶部形成顶灰环，使这部分的颗粒不易被分离下来，使得分离效率降低；

(3) 旋风分离器的分离效率受到各种因素的影响，当入口速度越大分离效率也就越大，但当达到一定速度之后分离效率不但不会随着入口速度的增加而增大反而会减小；

(4) 旋风分离器分离效率随着颗粒粒径的增大而增加，开始时增加比较迅速，后来随着粒径的增大分离效率增加的幅度越来越小并越来越趋于稳定；同等直径的颗粒，随着速度的增大，分离效率也在增大；但小颗粒受气流速度的影响较大，大颗粒几乎不受气流速度的影响；

(5) 浓度对旋风分离器分离效率的影响比较复杂。刚开始随着入口颗粒浓度的增加分离效率是增加的，而后增加的幅度越来越缓慢，到达一定的数值后分离效率随着颗粒浓度的增加反而减小。

第5章 结 论

5.1 结论

本文所研究的 Stairmand 型旋风分离器主要是依附于循环流化床烟气脱硫装置中的一个重要气固分离装置,它分离性能的好坏直接影响到循环流化床烟气脱硫装置的脱硫效率,所以说旋风分离器在循环流化床烟气脱硫装置中地位很重要。

本文对旋风分离器分离工艺进行了数值模拟和理论研究,运用的方法是以气固两相流理论为基础的,深化了对这种工艺机理的认识,为实验及分离器的设计与开发打下了良好的基础。主要工作和结论包括:

(1) 通过大量文献阅读,综合前人的成果,建立了 Stairmand 型旋风分离器的数学模型,为今后具体工况的建立和参数的选择提供了理论基础。

(2) 本实验通过对一种是标准的 Stairmand 型切向入口,另一种是两相流入口面以 y 轴为旋转轴向 z 轴的负方向旋转 15 度这两种入口形式进行了数值模拟计算并得出结论,标准的 Stairmand 型切向入口形式的旋风分离器比带有倾角 15 度的入口形式分离效果要好而且压降也要低于带有倾角的入口形式。

(3) 本文对排气筒插入深度与排气筒筒径进行了数值模拟并进行了比较,结果为随着排气筒插入深度的增加旋风分离器的分离效率会增加但同时随着插入深度的增加分离器内压降也会随之增加;分离效率随着排气筒筒径的增加而减小但压降也同时减小,分离效率与压降是相互矛盾的,要想得到较高的分离效率自然要减小筒径但这样又会增加了压降,这也是工程中不希望看到的结果,所以通过数值模拟的方法可以找到一个较优的方案来即可以得到较高的分离效率,压降也可以控制在我们允许的范围内。

(4) 本文亦对颗粒出口直径做了数值模拟比较,随着颗粒出口直径的减小分离效率会随着增加,但达到 50mm 之后分离效率随着颗粒出口直径的减小反而会减小;压力随着颗粒出口直径的减小而增大。综合考虑颗粒出口直径为 52.5mm 时为最佳值。

(5) 通过上面对 Stairmand 型旋风分离器的结果的模拟比较得出结构优化方案, 针对优化后的方案对其进行了数值模拟并得出结论: 旋风分离器内速度分布是其主流是双层旋流, 外部向下旋转, 中心向上旋转, 且旋转方向相同, 在主流上还伴有许多局部的二次涡; 分离器内组分分布情况可以看出在圆柱体内颗粒的分离效果并不是很明显, 但在圆锥体内分离效果就比在圆柱体内提高了很多, 而小部分流体自进气管流入, 向旋风分离器顶盖流动, 这一小部分颗粒在旋风分离器的顶部形成顶灰环, 使这部分的颗粒不易被分离下来, 从而降低了分离效率。

(6) 针对结构优化后的 Stairmand 型旋风分离器进行了操作参数的数值模拟比较, 找到影响旋风分离器分离效率的操作参数规律: 当入口速度越大分离效率也就越大, 但当达到一定速度之后分离效率随着入口速度的增加反而会减小; 旋风分离器分离效率随着颗粒粒径的增大而增加, 开始时增加比较迅速, 后来随着粒径的增大分离效率增加的幅度越来越小并越来越趋于稳定; 同等直径的颗粒, 随着速度的增大, 分离效率也在增大; 但小颗粒受气流速度的影响较大, 大颗粒几乎不受气流速度的影响; 浓度对旋风分离器分离效率的影响是刚开始随着入口颗粒浓度的增加分离效率是增加的, 而后增加的幅度越来越缓慢, 到达一定的数值后分离效率随着颗粒浓度的增加反而减小。

5.2 展望

上面的工作只是下面整个工作的一个重要阶段, 本人在下一步的工作中将继续对旋风分离器进行数值模拟研究并将循环流化床脱硫装置一并进行综合的研究, 建立一个整体的模型并进行模拟计算, 以得出理想的脱硫效率, 这才是最终要得出的结论并将其与物理实验进行比较, 给具体物理实验一指导性建议和意见, 使循环流化床烟气脱硫实验能更好的为工程服务。

参 考 文 献

- (1) 金晶, 世界及中国能源结构, 能源研究与信息, 2003, 19 (1): 20~26
- (2) 陈静宜, 中国可持续能源发展战略研究报告, 中国科学院工程热物理所内部资料
- (3) 赛俊聪, 吴少华, 秦裕昆等, “中国烟气脱硫性能实验及其机理分析”, 电站系统工程, 2003
- (4) 马果骏等, 望亭发电厂现有两台 $2 \times 300\text{MW}$ 燃煤发电机组烟气脱硫方案可行性研究, 1999
- (5) 章名耀等, 增压流化床联合循环发电技术, 东南大学出版社, 1998
- (6) 钟秦, 燃煤烟气脱硫脱硝技术及工程实例, 化学工业出版社, 2002.5
- (7) 火电厂大气污染物排放标准, 中华人民共和国国家标准, GB13223-2003
- (8) 刘炳江, 贺克斌, 酸雨控制区和二氧化硫污染控制区划分及政策实施影响分析研究, 中国环境科学, 1998, 18
- (9) 姜旭峰, 徐永生, 发展选煤技术减少 SO_2 污染, 江苏煤炭, 1997 (4): 63~64
- (10) 谢广元, 欧泽深, 煤炭洗选脱硫研究, 煤炭学报, 1997, 22
- (11) 李登新等, 一种高有机硫煤的化学药剂脱硫新工艺, 煤炭学报, 1999, 22, 49~52
- (12) 陈雪莉, 马喜军, 煤的微生物浮选脱硫技术研究及发展, 煤质技术, 1999 (5)
- (13) 赵彬侠等, 煤的微生物脱硫, 西安矿业学院学报, 1997, 17 (4): 349~353
- (14) 马翠卿等, 微生物脱除有机硫的研究进展, 生物工程进展, 2000, 20 (3): 55~59

- (15) 董勇, 秦裕琨, 马春元, 李玉中, 田凤国, 中小电站锅炉半干法烟气脱硫技术, 电站系统工程, 2003.3
- (16) 刘峰, 循环流化床烟气脱硫模拟优化设计, 辽宁科技大学硕士学位论文, 2006.03
- (17) 张邵波, 流化床提升管内气固相流场及脱硫率模拟分析, 鞍山科技大学硕士论文, 2005.3
- (18) 米浩林等, 回流式烟气循环流化床脱硫技术, 热力发电, (2), 57—59, 1998
- (19) 中国国家电力公司等, 燃煤电厂烟气脱硫装置的性能和经验, 1998
- (20) L.Bier, Siersdorf 发电厂循环流化床烟气脱硫装置 (ZWS-REA) 说明书, 1995
- (21) R.E.Graf et al., Commercial Operation Experience with Advanced-Design Circulating Fluid Bed Scrubbing, proceedings of 1993 SO₂ Control Symposium, 1993
- (22) 周强, 方形卧式分离器的研究及其在循环流化床锅炉中的应用, 浙江大学博士学位论文, 2004.11
- (23) 周强, 程乐鸣, 骆仲泱, 岑可法, 方型卧式分离器的实验研究, 浙江大学学报 (工学版), 2003 (3): 362—366
- (24) 程乐鸣, 周强, 骆仲泱, 岑可法, 一种应用于锅炉改造的新型分离器—方型卧式分离器, 电站系统工程, 2003 (3): 1—6
- (25) 胡志光, 胡满银, 常爱玲, 火电厂除尘技术, 中国水利水电出版社, 2004
- (26) 路春美, 程世庆, 王永征, 循环流化床锅炉设备与运行, 中国电力出版社, 2003
- (27) 时铭显, 吴小林, 旋风分离技术的研究与进展【C】, 北京: 石油高等教育四十年, 1995
- (28) 马广大, 大气污染控制工程【M】, 北京: 中国环境科学出版社, 1985
- (29) 刘金红, 旋风分离器的发展与理论研究现状【J】, 化工装备技术, 1998, 19

- (5): 49—50
- (30) 赵萍, 旋风除尘器结构尺寸优化设计的研究【D】, 阜新: 辽宁工程技术大学, 2002
- (31) Tsuji, Y. Seki, W. and Morikawa, Y. Computer simulation of pneumatic conveying: the case of the presence of pipe branches. J. Soc. Powder Tech. Japan, 1983, Vol.20:270-279(in Japanese)
- (32) L. X. Zhou, S. L. Soo, Gas-solid flow and collection of solids in a cyclone separator, Powder Technology, 1990, 63: 45-53
- (33) Tsuji, Y., Oshima, T. and Morikawa, Y. Numerical simulation of pneumatic conveying in a horizontal pipe. 1985, KONA3, 38-5
- (34) Tsuji, Y. Morikawa, Y. Tanaka, T. Nakatsukasa, N. and Nakatani M. Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a two-dimensional horizontal channel. Int. J. Multiphase Flow, 1987, Vol. 13, No. 5: 671-68
- (35) 王海刚, 旋风分离器中气-固两相流数值计算与实验研究, 中国科学院研究生院, 2003. 6
- (36) M. Sommerfeld. Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flow. Int. J. Multiphase flow Vol. 18 1992, No. 6: 905-926
- (37) Jie Ouyang, Jinghai Li. Particle-motion-resolved discrete model for simulation gas-solid fluidization. Chemical Engineering Science, 1999, Vol. 54: 2077-208
- (38) 张海红, 旋风分离器流场与分离性能的数值模拟研究, 郑州大学硕士学位论文, 2004. 5
- (39) 岑可法, 倪明江, 严建华, 骆仲泱等, 气固分离理论及技术, 浙江大学出版社, 1999
- (40) 金涌, 祝京旭, 汪展文等, 流态化工程原理, 清华大学出版社, 2001. 8
- (41) 陶文铨, 计算传热学的近代进展, 科学出版社, 2000. 7

- (42) 陶文铨, 数值传热学(第二版), 西安交通大学出版社, 2001
- (43) 周力行, 湍流两相流动与燃烧的数值模拟(M), 北京:清华大学出版社, 1991
- (44) A J Hoekstra, J J Derksen and H E A Van Den Akker. An experimental and numerical study of turbulent swirling flow in gas cyclones. *Chemical Engineering Science*, 1999, 54.
- (45) F Boysan, J Swithenbank and W H ayers. Mathematical modeling of gas-particle flows in cyclone separator
- (46) 易林, 螺旋型旋风分离器的数值模拟与优化设计, 浙江大学硕士学位论文, 2005. 01
- (47) 王道连, 旋风分离器流动特性及分离性能的数值研究, 上海交通大学硕士学位论文, 2004. 01
- (48) 钱付平, 章名耀, 旋风分离器分离性能的经验模型与数值预测, 东南大学学报, 2005. 01
- (49) S.V.帕坦卡, 传热与流体流动的数值计算, 科学出版社, 1984
- (50) J.S. Ontko, Cyclone separators scaling revisited, *Powder technology*, 1996, Vol. 87, pp:93-104
- (51) T.Hyppanen, J.Palonen, A.Rainio, Pyroflow Compact-Ahlstrom Pyropower's Second Generation CFB, *Circulating Fluidized Bed Technology IV*, A.A.Avidan Ed, 1993:98-102
- (52) Greenfield Research Inc. 2000, Canada A novel gas-solid separator, patent applied for.
- (53) Rudinger, G. Fundamentals of gas-particle flow. Elsevier Scientific Pub. Co., 1980
- (54) The Hokkaido Electric Power Co., Inc. Dry Type Flue gas Desulfurization System
- (55) Gaylor, R., et. al. *Trans. Inst. Chem. Engrs.* 1953, 31: 57~68

致 谢

短短的三年硕士研究生的学习和生活就要随着这篇论文的答辩而结束了。有许许多多的不舍，也有许许多多的感谢要说。

首先向我的导师谢安国教授和李先春老师致以诚挚的感谢，感谢他们三年来对我的辛勤培育，不仅教我认识和探索科学的方法，而且还指导我在正确的人生之路上踏步前进；还要感谢他们在我完成论文期间对我生活上的体贴关怀，使我克服了在论文过程中遇到的一个又一个难关。两年多的学习生活，导师们渊博的学识、实事求是的工作作风、对实质问题敏锐的洞察力和解决实际问题的能力，以及对学科发展前沿的不懈追求，将成为我将来学习、工作的楷模！

在这里还要感谢师兄刘峰、潘逸新，感谢他们在做论文过程中给予我的支持和帮助，给了我很多建设性意见；同时也要感谢师妹王丹、李丽丽、叶芳等人，感谢他们在论文工作期间和答辩期间对我的帮助与理解，同时也祝他们在今后的日子里取得累累硕果。

感谢热工教研室的全体老师，感谢你们对我学习上的帮助。

再次对所有关心、帮助我的人说一声“谢谢”。