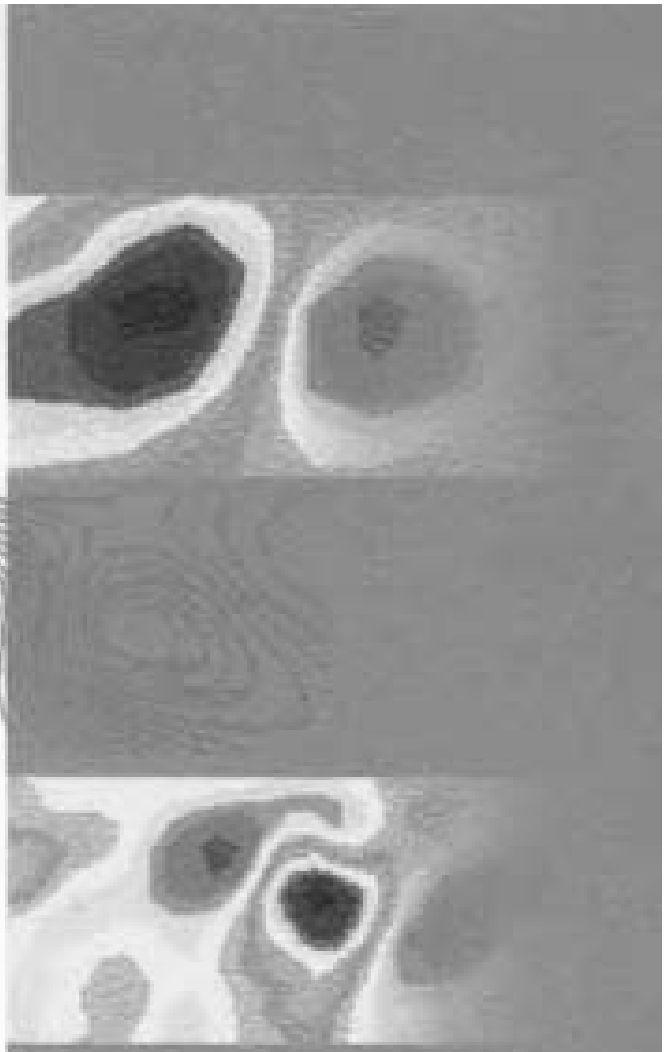
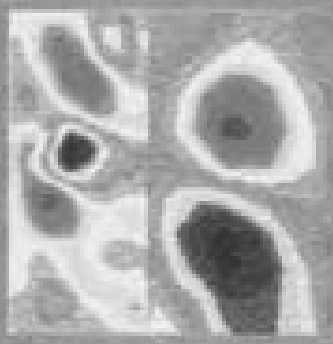
褚良银 陈文梅 著



旋转流分离理论

冶金工业出版社



ISBN 7-5024-3093-8
9 787502 430931 >

ISBN 7-5024-3093-8
TB·70 定价 25.00元

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

旋转流分离理论

褚良银　陈文梅　著

北　京
冶 金 工 业 出 版 社
2002

内 容 提 要

本书从旋转流分离过程流体流动角度入手，详细阐述了旋转流分离过程行为，反映了旋转流分离理论的最新研究成果。全书共分12章，重点论述了旋流分离器湍流场结构与数值模拟，旋流分离器分离过程数学模拟与强化，旋流分离器内能量耗损机理与节能原理，液液分离旋流器分离过程行为，旋转流浮选分离与分级过程行为与特性，以及旋转流强化管式膜分离过程行为与理论。

本书可供矿物加工、石油、化工、轻工、环保、采矿、食品、医药、纺织、冶金、机械、生物工程、水利、建材及煤炭等众多行业的科技工作者参考；也可作为高等院校有关专业研究生的教材和参考书。

图书在版编目(CIP)数据

旋转流分离理论/褚良银，陈文梅著．—北京：冶金工业出版社，2002.10

ISBN 7-5024-3093-8

Ⅰ.旋… Ⅱ.①褚…②陈… Ⅲ.①螺旋流动：分离流动②旋流分离器 Ⅳ.①0351.2②TD922

中国版本图书馆CIP数据核字(2002)第065788号

出版人 曹胜利 （北京沙滩嵩祝院北巷39号，邮编100009）

责任编辑 宋良 肖放 美术编辑 李心 责任校对 刘倩 责任印制 李玉山

北京兴华印刷厂印刷；冶金工业出版社发行；各地新华书店经销

2002年10月第1版，2002年10月第1次印刷

850mm×1168mm 1/32；8.375印张；227千字；253页；1－2000册

25.00元

冶金工业出版社发行部 电话：(010)64044283 传真：(010)64027893

冶金书店 地址：北京东四西大街46号(100711) 电话：(010)65289081

（本社图书如有印装质量问题，本社发行部负责退换）

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

前　言

离心力场的创立和运用是科学和技术的成就之一，运用离心力场进行非均相物系的分离是非常有效的。离心分离装备按有无旋转部件可以分为机身固定的旋转流分离设备和机身旋转的离心分离设备。前者如旋流分离器（亦称旋流器），流体在固定的机身内旋转而产生离心力场；后者如各种沉降离心机或过滤离心机，由旋转的机身带动内部流体作回旋运动而产生离心力场。由于前者无运动部件，具有结构简单、设备紧凑、占地面积小和设备成本低等许多优点，因此受到了日益广泛的关注。

旋转流分离是离心力场在分离科技方面的重要应用之一。旋流分离器（或称水力旋流器）是旋转流分离方面的代表性设备，是一种用途十分广泛的通用分离分级装备。它可用于完成液体澄清、料浆浓缩、固相颗粒洗涤、液相除气与除砂、固相颗粒分级与分类，以及两种非互溶液体的分离等多种过程作业，迄今已经在矿物加工、石油、化工、轻工、环保、食品、医药、纺织与染料、采矿、冶金、机械、建材及煤炭等众多工业部门获得了广泛的应用，而且由于旋流分离器结构及型式的日趋多样化，其应用领域仍在不断拓展，例如，近来已被越来越多地应用到生物工程的分离作业中，甚至还被应用到电解过程中。

从20世纪50年代起，旋流分离器的应用领域以及规模均得到了迅猛的发展，同时不断地吸引着越来越多的学者和工程师们致力于旋流分离器理论与应用研究。到了20世纪80年代以后，致力于旋流分离器研究和推广应用的科技工作者队伍在全球已经形成了相当大的规模。从1980年起，便开始定期举行由英国BHRA流体工程中心发起的旋流分离器国际学术研讨会，迄今已历7届。随着现代测试技术和计算与模拟技术的飞速发展，人们

对旋流分离器的工作机理及过程行为有了越来越深刻的认识，从而大大推动了旋流分离器结构型式的多样化及其应用领域的不断拓展。可以说，在科学与技术日新月异的今天，旋流分离器也在逐步发展成为具有高技术含量的分离装备。在我国，从20世纪90年代以来，对旋流分离器特别是油水分离旋流器的研究和开发也掀起了热潮。目前，无论是从科技界还是从工程界来看，人们对旋流分离器的兴趣仍然是有增无减。

在旋流分离器技术的研究和开发应用中，如何提高其分离性能和如何降低其运行成本，自始至终是备受关注的两大问题。旋流分离器的运行费用主要取决于旋流分离器单元操作的能量耗损。因此，改善旋流器分离过程和降低旋流器能量耗损是广大科研工作者追求的两大目标。而要改善旋流器分离过程和降低旋流器能量耗损，首先就要弄清旋流分离器内的分离过程行为和能量耗损行为，这就要基于对旋流分离器内湍流场的深入认识。笔者十余年来借助于先进的现代测试技术和计算机模拟等方法，在旋流分离器湍流场结构与数值模拟，旋流器分离过程数学模拟与强化，旋流分离器内能量耗损机理与节能原理，旋流器液液分离过程行为，旋转流浮选分离与分级过程行为与特性，以及旋转流强化管式微滤膜分离过程行为与理论等方面，进行了深入系统的研究，取得了一系列创新性研究成果。

本书试图从旋流分离过程流体流动角度出发，着重论述旋流分离器内的分离过程行为和能量耗损行为，并阐述改善旋流分离器分离过程和降低其能量耗损的原理和方法，为旋流分离器分离性能提高和能耗降减提供理论指导和应用基础，并为其结构设计提供指导。同时，本书还对旋转流强化浮选分离过程以及旋转流强化管式微滤膜分离过程的基础理论进行了较详细的论述，为旋转流分离拓宽了应用领域。编写本书的目的是为高效低耗旋转流分离设备的研究开发、设计制造以及使用维护等方面提供理论指导，以期进一步推动旋转流分离技术的进步。

本书内容主要取材于作者在下列研究工作中取得的研究成

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

果：国家自然科学基金项目“固液悬浮液旋转流场研究”和“离心力场对微滤膜过滤强化的机理研究”，国家教委高等学校博士学科点专项科研基金项目“水力旋流器两相湍流流场能耗机制与节能原理研究”、“充气旋流器的基础研究”和“旋转管式微滤膜分离器的流场特征和分离机理研究”，中国博士后科学基金项目“水力旋流器能耗机制与节能原理研究”，化工部重点项目“磷酸污水封闭循环处理技术与装置”，四川省重点科技项目“淀粉中分离蛋白质用超小型旋流器研究”和“膜分离技术在啤酒过滤中的应用研究”，国家碳一化学工程技术研究中心科技发展基金项目“碳酸二甲酯三相浆态反应器内置式固液分离器研究”，高速水力学国家重点实验室研究基金项目“旋转膜分离器流场与分离性能研究”和“新型水力旋流器内湍流结构与性能强化机理研究”，江汉石油管理局机械研究所项目“旋流油水分离器设计软件”，以及四川联合大学青年科学研究基金项目“旋流动态薄层气压过滤机制及应用研究”等。在此，我们要特别感谢上述有关基金委和部门对作者在旋转流分离方面的研究工作所提供的资助。

本书撰写分工为：1～8 章、10 章和 11 章由褚良银执笔，9 章和 12 章由陈文梅执笔。

最后，我们要感谢四川大学“振兴计划 142 人才基金”对本书的出版所提供的资助。

作　者

2002 年 5 月于成都

目　录

1　旋流分离器固液两相流速度场 …… 1
引言 …… 1
1.1　单相流速度场 …… 1
1.1.1　液流结构模型 …… 1
1.1.2　液流速度场 …… 2
1.2　颗粒运动行为 …… 5
1.2.1　颗粒运动时均速度场 …… 5
1.2.2　颗粒粒度分布 …… 12
1.2.3　颗粒浓度分布 …… 13
1.2.4　旋流器结构与操作参数对颗粒运动行为的影响 …… 14
1.2.5　颗粒物性参数对其运动行为的影响 …… 21
1.2.6　颗粒运动湍动特性 …… 22
参考文献 …… 24
2　旋流分离器湍流压力场结构 …… 26
引言 …… 26
2.1　湍流压力场时均结构 …… 26
2.1.1　径向压力分布 …… 26
2.1.2　轴向压力分布 …… 29
2.1.3　时均压力场三维结构 …… 30
2.1.4　进口沿程压力分布 …… 31
2.2　湍流压力场脉动结构 …… 33
2.2.1　湍流压力脉动强度和湍流压力相对脉动强度 … 33
2.2.2　脉动压力概率密度分布特性 …… 38
参考文献 …… 43

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

3 旋流分离器湍流场数值模拟 …… 44
引言 …… 44
3.1 旋流分离器湍流数学模型 …… 44
3.1.1 基本方程 …… 44
3.1.2 湍流代数应力模型(ASM)的封闭方程组 …… 46
3.2 数值计算方法 …… 48
3.2.1 流场网格划分和交错网格系统 …… 49
3.2.2 微分方程的离散化 …… 50
3.2.3 速度和压力校正 …… 53
3.2.4 代数方程组的求解 …… 55
3.2.5 边界处理 …… 56
3.2.6 欠松弛算法与收敛性判别 …… 58
3.2.7 计算步骤 …… 58
3.3 旋流器湍流场数值模拟算例 …… 59
3.3.1 湍流压力场模拟结果与实验验证 …… 59
3.3.2 湍动能与湍动能耗散率模拟结果 …… 59
参考文献 …… 62

4 旋流分离器分离过程数学模拟 …… 63
引言 …… 63
4.1 旋流分离器内分离过程的描述 …… 63
4.1.1 实际分离过程的描述 …… 63
4.1.2 分离过程的数学模型 …… 64
4.2 基于人工神经网络的黑箱模拟 …… 68
4.2.1 人工神经网络建模与训练 …… 68
4.2.2 神经网络黑箱模型的精度检验与应用实例 …… 70
4.3 基于随机过程理论的 Monte Carlo 模拟 …… 74
4.3.1 旋流器分离过程随机模型的建立与检验 …… 75
4.3.2 旋流器分离过程的 Monte Carlo 模拟 …… 81
参考文献 …… 83

5　旋流分离器流场边界结构与分离性能 …… *84*
引言 …… *84*
5.1　旋流分离器流场边界结构 …… *84*
5.1.1　进料管结构(结构组代码 A) …… *86*
5.1.2　溢流管结构(结构组代码 B) …… *86*
5.1.3　锥段器壁结构(结构组代码 C) …… *86*
5.1.4　底流管结构(结构组代码 D) …… *88*
5.1.5　强制涡区中心插入部件结构(结构组代码 E) … *88*
5.1.6　柱段结构(结构组代码 F) …… *90*
5.2　流场边界结构与分离修正总效率 …… *91*
5.3　流场边界结构与分级效率曲线及分离精度 …… *93*
5.4　流场边界结构与分离粒度 …… *95*
5.5　流场边界结构与分流比 …… *97*
5.6　流场边界结构与溢流浓度 …… *99*
5.7　流场边界结构与底流浓度 …… *100*
参考文献 …… *102*

6　旋流分离器能量耗损理论体系 …… *104*
引言 …… *104*
6.1　旋流器内压力损失 …… *105*
6.2　旋流器内局部损失 …… *107*
6.3　旋流器内黏滞损失 …… *109*
6.3.1　黏性摩擦损失 …… *109*
6.3.2　黏滞耗散 …… *110*
6.4　旋流器内湍动能耗 …… *111*
6.5　旋流器空气柱内和出口能量损失 …… *114*
6.6　旋流器能耗理论体系 …… *116*
参考文献 …… *117*

7　旋流分离器湍流结构控制与能耗降减 …… *118*
引言 …… *118*

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

7.1 旋流器流场边界结构与能量耗损 …… 118
7.1.1 旋流分离器单元操作能量损失系数定义 …… 118
7.1.2 旋流分离器能耗系数与特征准数的关系 …… 120
7.1.3 流场边界结构与能量耗损 …… 122
7.2 湍流时均结构控制 …… 125
7.3 湍流脉动结构控制 …… 126
7.3.1 湍流压力脉动强度和湍流压力相对脉动强度 …… 126
7.3.2 脉动压力概率密度分布特性 …… 128
7.4 湍流结构与能量耗损的关系 …… 130
参考文献 …… 132

8 旋流分离器能耗降减原理与优化节能原则 …… 133
引言 …… 133
8.1 旋流分离器能耗降减原理与方法 …… 133
8.1.1 能耗降减原理 …… 133
8.1.2 能耗降减方法 …… 134
8.2 旋流分离器节能与强化分离性能的匹配优化 …… 135
8.2.1 旋流分离器能量耗损与分离性能的关系 …… 135
8.2.2 运行费用准数 …… 136
8.3 优化节能原则 …… 138
8.3.1 旋流器结构优化组合基础数据库 …… 138
8.3.2 优化节能原则的制定 …… 139
参考文献 …… 142

9 液液分离旋流器的分离行为 …… 144
引言 …… 144
9.1 旋流器中分散相液滴受力分析 …… 144
9.1.1 Magnus(马格纳斯)力 …… 144
9.1.2 由于径向方向上速度波动的梯度而产生的力 …… 146

9.1.3 液滴在径向方向的沉降运动 …… 147
9.2 旋流器中液滴破碎机理 …… 148
9.2.1 旋流器中的剪切应力 …… 148
9.2.2 液滴破碎的原因 …… 149
9.2.3 旋流器中的湍流分析 …… 149
9.2.4 液滴破碎的判据 …… 151
9.3 液液分离旋流器的水力学特性 …… 152
9.3.1 压力降 …… 152
9.3.2 压降比 …… 154
9.4 除油旋流器内液滴粒径分布 …… 155
9.4.1 旋流器中液滴粒径测试装置 …… 155
9.4.2 不同进口流量下旋流器内液滴粒径分布 …… 157
9.4.3 不同分流比下旋流器内液滴粒径分布 …… 157
9.5 旋流器内液滴粒径分布与分离性能的关系 …… 158
9.5.1 进口液滴粒径与分离效率间的关系 …… 158
9.5.2 进口液滴粒径与旋流器各段分离效率的关系 …… 159
9.6 操作参数对除油旋流器性能的影响 …… 160
9.6.1 分离效率与进口流量之间的关系 …… 160
9.6.2 分流比与分离效率之间的关系 …… 161
9.6.3 分流比与压降比之间的关系 …… 162
参考文献 …… 164

10 充气旋流器流场与分选过程行为 …… 166
引言 …… 166
10.1 分选过程基本行为 …… 167
10.1.1 流动特性 …… 168
10.1.2 泡沫特性 …… 168
10.1.3 浮选特性 …… 172
10.2 流场与气泡矿化过程行为 …… 177
10.2.1 流场流态特征 …… 177

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

10.2.2 流体与气泡运动速度 …… 181
10.2.3 气泡矿化过程行为 …… 186
10.3 压力场与矿化气泡运动行为 …… 188
10.3.1 压力场结构 …… 189
10.3.2 矿化气泡运动过程的推动力 …… 191
10.3.3 矿粒大小对矿化气泡运动行为的影响 …… 194
10.3.4 离心力强度对矿粒与气泡黏着牢固度的影响 …… 196
10.3.5 离心力强度对矿化气泡运动行为的影响 …… 198
10.4 矿粒的受力与运动 …… 199
10.4.1 矿粒的受力与运动行为 …… 199
10.4.2 分离粒度 …… 202
参考文献 …… 205

11 充气旋流器的分选特性 …… 206
引言 …… 206
11.1 充气旋流器分级与富集特性 …… 206
11.1.1 结构参数对分级与富集特性的影响 …… 206
11.1.2 操作参数对分级与富集特性的影响 …… 213
11.2 充气旋流器用于有用矿物过磨的控制 …… 219
参考文献 …… 222

12 旋转流管式膜分离过程理论 …… 224
引言 …… 224
12.1 旋转流管式膜微滤的动力学 …… 225
12.1.1 管式膜器内旋转流体的基本运动分析 …… 225
12.1.2 旋转流中颗粒受力分析 …… 228
12.2 旋转流管式膜分离器流场特性 …… 230
12.2.1 环隙子午面流场特性 …… 231
12.2.2 环隙切剖面流场特性 …… 233
12.3 旋转流管式膜微滤渗透通量模型 …… 236

12.3.1 旋转流管式膜微滤的过滤渗透速度 …… 236
12.3.2 旋转流管式膜微滤通量 J 的理论表达式 …… 237
12.3.3 旋转流管式膜微滤通量 J 的统计数学模型 … 238
12.4 旋转管式膜分离器流场特性 …… 239
12.4.1 旋转管式膜分离器环隙中的定常流动 …… 239
12.4.2 旋转管式膜分离器环隙中的对称摄动 …… 241
12.4.3 旋转管式膜分离器环隙间径向速度和流线 … 244
12.4.4 旋转管式膜分离器环隙子午面流线与涡结构 …… 245
12.4.5 环隙子午面的流体速度分布 …… 247
12.5 旋转管式膜微滤机理 …… 249
12.5.1 旋转管式膜微滤颗粒受力分析 …… 249
12.5.2 颗粒运动分析 …… 250
12.5.3 旋转管式膜微滤的数学模型 …… 251
参考文献 …… 252

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

1 旋流分离器固液两相流速度场

引言

旋流分离器(或称水力旋流器)之所以会被广泛地应用到工业生产中,很大程度上是因为其结构简单。在一些场合,过去依赖离心分离机完成的许多分离工作,正逐步由旋流分离器所承担。旋流分离器作为分离设备的基本工作原理是依靠离心沉降进行分离,将需分离的两相混合液以一定的压力从旋流分离器圆筒段上部的切向进料口进入,从而在旋流器内形成强烈的旋转运动,由于轻相和重相存在密度差,所受的离心力和流体曳力的大小不同,大部分的轻相通过旋流分离器的溢口排出,而重相以及残留轻相由锥体锥顶处的底流口排出。虽然旋流分离器结构简单,但是其内部流动却相当复杂。充分地认识旋流分离器内的流场,对于认识旋流分离器的分离机理、提高旋流分离器的分离效率、寻找更为合理的旋流器结构以及建立能准确地有效预测旋流分离器性能的理论计算式等,都具有十分重要的意义。本章首先介绍旋流分离器内的单相流速度场方面的知识,然后对其内固相颗粒的运动行为进行较为详细的描述。

1.1 单相流速度场[1, 2]

1.1.1 液流结构模型

对于旋流分离器内单相液体的流场,经过长期而大量的研究,目前已经取得了比较明确的结论。一般认为,旋流分离器内液体流动存在四种形式,即内螺旋流、外螺旋流、短路流(盖下流)以及循环流(闭环涡流)。此外,零轴速包络面(LZVV)和空气柱也是旋流分离器内流体流动的两个重要的标志。图 1-1 所示为旋流分

离器内液流的主要流动结构图，其中，图 1-1(a)为旋流分离器内液流双螺旋模型图，图 1-1(b)为旋流分离器内液体流动的二维迹线图。

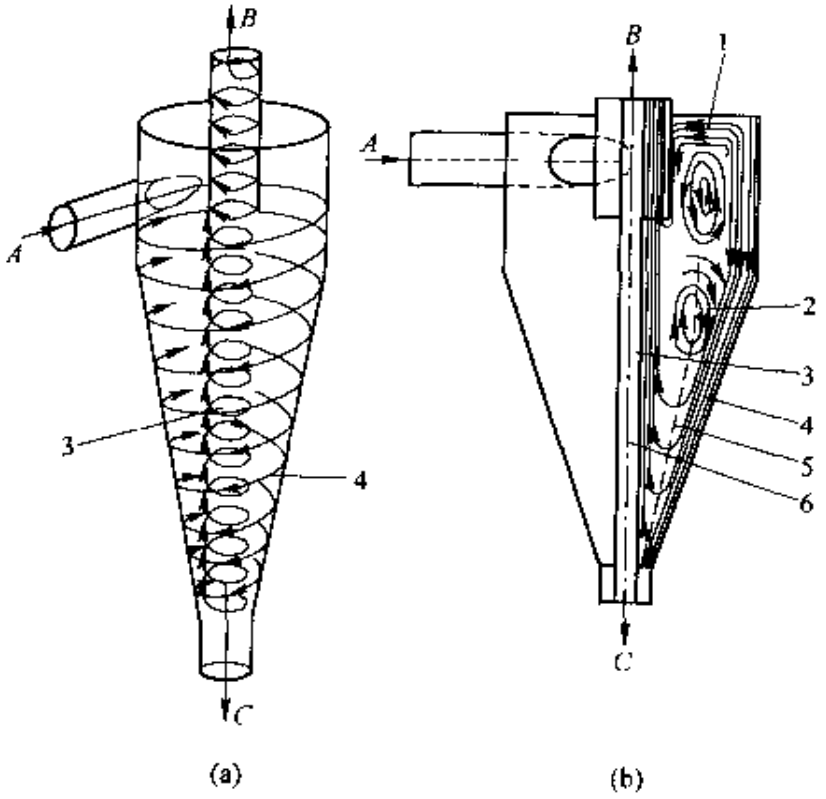


图 1-1　旋流分离器内主要液流结构图

(a)液流双螺旋模型图；(b)液流迹线图

A—进料；B—溢流；C—底流

1—盖下流；2—循环流；3—内旋流；4—外旋流；5—零轴速包络面；6—空气柱

1.1.2　液流速度场

旋流分离器内液体的流动为三维螺旋流动，其速度场一般采用柱坐标系以切向速度、径向速度和轴向速度三个分量来进行描述。由于认识旋流分离器内液体流动是了解旋流分离器分离机理的最基本知识点之一，所以人们在这方面进行了大量的理论分析和实测研究。迄今对旋流分离器内液相流动的三维速度分布已经取得了具有共识性的一致结论，这些结论目前已被广泛接受。

切向速度被认为是旋流分离器内三维速度中最重要的一维，

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

因为它是衡量旋流分离器内分离因数大小的指标，所以人们比较重视旋流分离器内流体切向速度的研究。图 1-2 所示为旋流分离器内液流切向速度分布示意图。切向速度从旋流器周边向中心不断增大，到空气柱边缘又重新降低，在回转半径约等于溢流管内径处，切向速度达到最大值。切向速度在溢流管末端以下各个水平面上保持恒定，呈准自由涡运动。旋流器内液流切向速度沿径向的分布满足下述公式：

$$u_\theta r^n = C \tag{1-1}$$

式中，u_θ 为切向速度，r 为回转半径，n 和 C 为与旋流器的工况及内部轴向位置有关的常数。

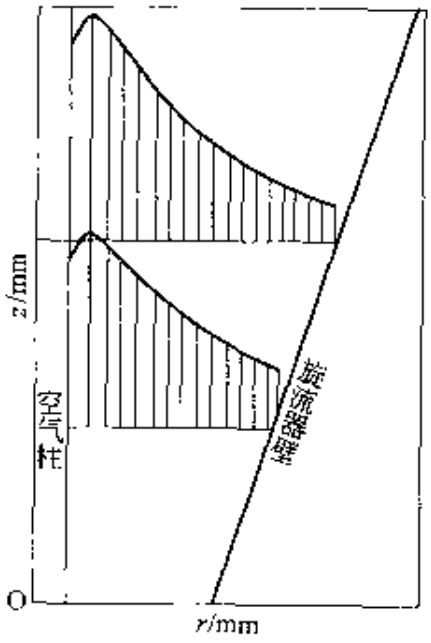


图 1-2 旋流分离器内液流切向速度分布

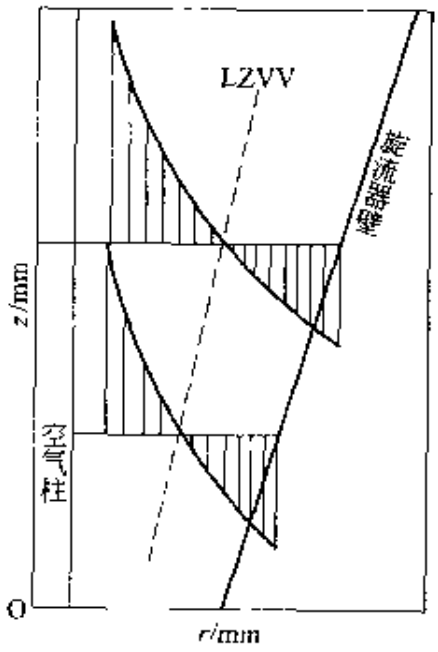


图 1-3 旋流分离器内液流轴向速度分布(LZVV 为零轴速包络面)

图 1-3 所示为旋流分离器内液流轴向速度分布示意图。液体的轴向速度在溢流管末端以下所有水平面上，由器壁向空气柱方向距离愈近而速度愈高；速度值由负变正，在旋流器半径的中部通过零点。通过液体轴向速度为零的各点，可以描绘出一个圆锥形

表面，称为零轴速包络面(LZVV)。该面内部的液体向上流动，形成内旋流；而在其外部的液体则向下往底流口方向流动，形成外旋流。就轴向速度绝对值而言，内旋流远远大于外旋流。旋流器锥段内的液流轴向速度沿径向的分布可用下述表达式进行描述：

$$u_z = \ln \frac{r}{a + br} \tag{1-2}$$

式中，u_z 为轴向速度，r 为回转位置半径；a 和 b 为与旋流器的工况及内部轴向位置有关的常数。

由于径向速度在旋流器内的三维速度中是最难进行实测的，又由于各研究者所用的前提假设和实验条件不一样，曾经使径向速度的研究结果一度出现分歧。但目前对液流径向速度的分布规律已经有了明确统一的结论。图 1-4 所示为旋流分离器内液流径

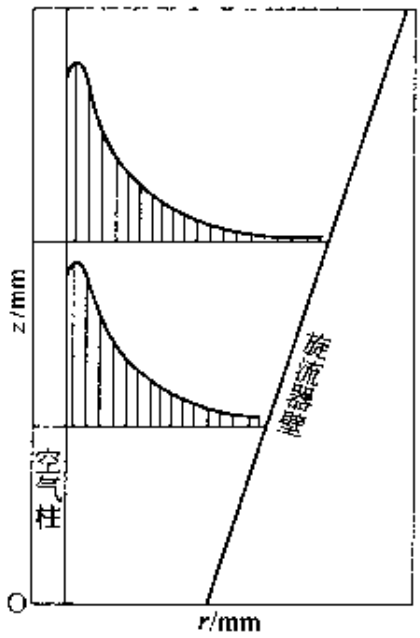


图 1-4　旋流分离器内液流径向速度分布

向速度分布示意图。随着液流径向位置从器壁趋向轴心，其径向速度逐渐增大，在空气柱边缘附近又急剧降低；锥段内液流径向速度方向始终是由器壁指向中心；内旋流区的液流径向速度变化幅度比外旋流区的变化幅度大。液流径向速度沿径向的分布可用如下公式表述。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$u_r r^m = K \tag{1 3}$$

式中，u_r 为径向速度，r 为回转半径，m 和 K 为与旋流器的工况及内部轴向位置有关的常数。

1.2 颗粒运动行为[3~21]

对于旋流分离器内固相颗粒的运动行为，由于测试手段跟不上，所以实测研究进展一直较慢。然而只有在实测查清旋流分离器内固相颗粒的运动规律后，才能真正认识旋流分离器的分离机理，并为改善旋流分离器的分离性能提供理论基础。近来，作者利用一种可以同时测出流场中固相颗粒的速度、粒度及浓度分布的新型激光测试仪——粒子动态分析仪(Particle Dynamics Analyzer，简称 PDA)，实际测出了旋流分离器内固体颗粒的速度、粒度和浓度分布，以及颗粒运动脉动特性，并探讨了结构参数、操作参数和固相物性对固体颗粒在旋流分离器内的运动规律的影响。

PDA 测量速度的原理仍采用激光测速的一般方法——用多普勒猝发频率来测速。PDA 测量颗粒粒度的基本原理是：激光照在颗粒表面上将发生散射，将多个光电倍增管检测器置于不同散射角的位置，并对各个检测器产生的信号进行比较；各个检测器的信号间将呈现出相位差，而在极宽的尺寸范围内，其相位差与粒子直径呈线性关系，于是就可以靠测量各检测器之间的相位差而得出粒子的粒度。这种粒度测量法具有很宽的动态范围，并且精度很高。PDA 测量粒子在液流中的绝对浓度的原理是：先计算出仪器测量截面面积(它是各种参数的函数，这些参数包括：光学装置的参数，激光功率，电子仪器的增益，粒子的尺寸和折射率，用于鉴别多普勒包络的信号处理器的特性等)，然后对测得的尺寸分布进行修正便得出绝对浓度，即单位体积内的粒子数；经过一定的换算，还可将浓度以体积百分数来表示。

1.2.1 颗粒运动时均速度场[3~15]

1.2.1.1 径向速度分布

固相颗粒的径向分速度对于旋流分离器的分离过程至关重

要，它被认为是旋流分离器固液两相流场中最重要的一维速度。图 1-5 为实测的旋流分离器内固相颗粒的径向速度分布。可以看出，在锥段各个截面上，固相颗粒径向分速度具有相似的分布规律，即：由旋流器壁向中心，固相颗粒径向分速度由小变大，最大值出现在靠近空气柱处，在外旋流区域内变化幅度较小，在内旋流区域内变化幅度较大。各个截面上固相颗粒径向速度沿径向的分布规律均可用下式进行描述：

$$v_r \cdot r^{m_p} = K_p \tag{1-4}$$

式中，v_r 为径向速度，r 为回转半径，m_p 和 K_p 为与旋流器的工况及内部轴向位置有关的常数。

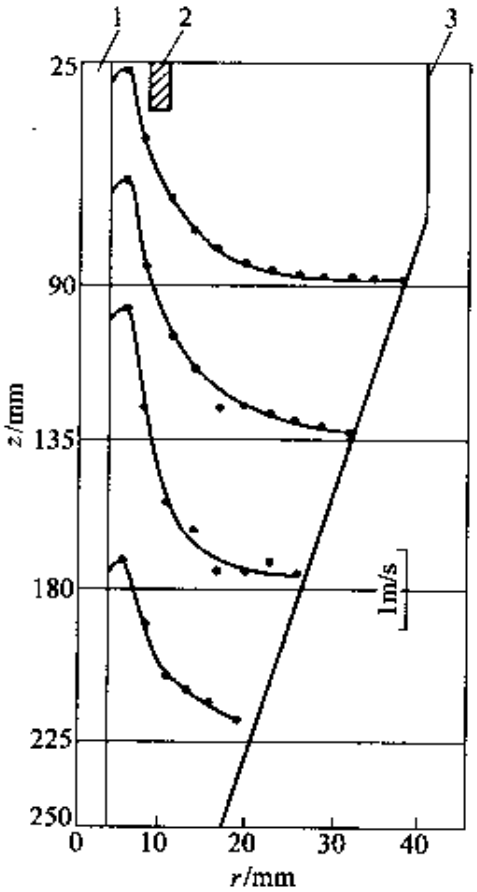


图 1-5　旋流分离器内固相颗粒径向速度

1—空气柱；2—溢流管壁；3—旋流器壁

固体颗粒在径向方向上主要受指向旋流器壁的离心力 F_C、指

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

向中心的向心浮力 F_B 和流体介质向心的曳(阻)力 F_D 的作用。离心力 F_C 与向心浮力 F_B 的合力为：

$$F_C - F_B = \frac{\pi d^3(\rho_s - \rho)}{6}\omega^2 r \tag{1-5}$$

式中，d 为固相颗粒直径，ρ_s 和 ρ 分别为固相颗粒和液相密度，ω 为固相颗粒运动角速度，r 为回转位置半径。

与固液两相物性以及固相颗粒和液体介质相对运动状态有关的流体阻力 F_D 可表示为

$$F_D = \xi \frac{F\rho w^2}{2} \tag{1-6}$$

式中，ξ 为阻力系数；F 为颗粒在其运动方向上的投影面积，也称为颗粒的帆面面积，对于直径为 d 的球形颗粒，$F = \pi d^2/4$；ρ 为液相流体介质密度；w 为固相颗粒与液相流体介质之间的相对速度。

当固相颗粒在径向方向上的速度达到沉降速度 w_0 时，离心力、向心浮力与流体曳(阻)力达到平衡，于是有

$$\frac{\pi d^3(\rho_s - \rho)\omega^2 r}{6} = \xi \frac{F\rho w_0^2}{2}$$

即

$$w_0 = \sqrt{\frac{4d(\rho_s - \rho)\omega^2 r}{3\rho\xi}} \tag{1-7}$$

上式中的阻力系数 ξ 是固相颗粒在液相流体介质中相对运动的雷诺数的函数(其相对运动雷诺数 $Re = \frac{dw\rho}{\mu}$，其中 d 为固相颗粒直径，w 为固相颗粒与液相流体介质间的相对运动速度，ρ 为液体密度，μ 为液体黏度)。若固相颗粒与液相流体之间的相对运动为层流状态($Re<1$，近似地 $Re < 5.8$)，则 $\xi = 24/Re$；若为过渡流状态($30 < Re < 500$，近似地 $5.8 < Re < 500$)，则 $\xi = \frac{10}{Re^{0.5}}$；若两者相对运动为湍流状态($1000 < Re < 5000$，近似地 $1000 < Re < 200000$)，阻力系数取为一常数 $\xi = 0.44$。一般认为，旋流分离器内固相颗粒与液相流体间的相对运动为层流或过

渡流状态。

显然，固相颗粒的绝对径向速度 v_r 应等于液流指向轴心的径向速度 u_r 与固相颗粒在径向方向上指向旋流器壁的沉降速度 w_0 的矢量和，即

$$v_r = u_r - w_0 \tag{1-8}$$

上式即表明旋流分离器内固相颗粒径向速度是固相颗粒所受的离心力、向心浮力与流体阻(曳)力以及液相流体径向速度等因素综合作用的结果。若以旋流器壁面为参照系，当 $u_r > w_0$ 时，$v_r > 0$，即固相颗粒向中心运动；反之，颗粒则向器壁运动。

1.2.1.2　轴向速度分布

旋流分离器内固相颗粒的轴向分速度也决定着分离粒度的大小，一般认为与液相流体的轴向分速度一致。图 1-6 为实测得出的固相颗粒轴向速度分布图，其沿径向方向的分布规律与液相流体轴向速度分布规律基本一致，但在旋流器锥段上部区域却显出差异，即固相颗粒在该区域出现一个由两个零轴速包络面(LZVV)所夹的低速区。这种现象是由于闭环涡流的存在面造成的。固相颗粒轴向分速度出现的这种低速区(有的地方轴向速度接近零)，使得固相颗粒只能沿径向向中心运动进入内旋流，而不能运动到旋流器锥下部去被分离，说明这个区是个“低效区”，进入其中的固相颗粒难以被分离，除非在上升到旋流器柱段时它又能靠离心力进入待分离悬浮流进行再次分离。这些有待于做进一步的研究，才能得知这个“低效区”能否被取消或者被尽量减小。旋流器锥段下部的各个水平截面上的固相颗粒轴向速度具有相似性，且可由下式来描述它沿径向的分布规律：

$$v_z = \ln \frac{r}{a_p + b_p r} \tag{1-9}$$

式中，v_z 为固相颗粒轴向速度，r 为回转位置半径，a_p 和 b_p 均为与旋流器的工况及内部轴向位置有关的常数。

从旋流分离器内固相颗粒轴向速度分布的大小来看，其在内旋流区域内的变化幅度比在外旋流区域内的要大些。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

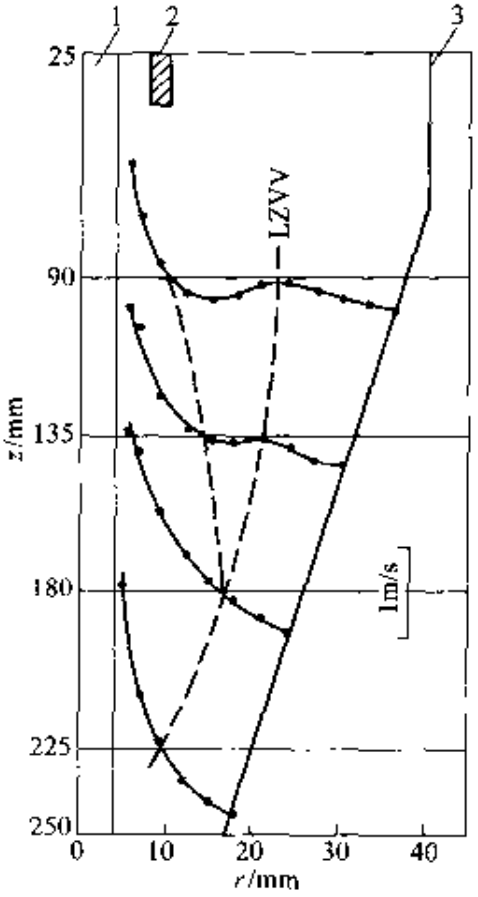


图 1-6 旋流分离器内固相颗粒轴向速度

1—空气柱;2—溢流管壁;3—旋流器壁;LZVV—零轴速包络面

1.2.1.3 二维速度场

图 1-7 为实测的旋流分离器内固相颗粒的二维速度场,图 1-8 是根据图 1-7 得出的旋流分离器内固相颗粒二维运动迹线示意图。从图中可以看出,在旋流器柱段区域内,固相颗粒的径向速度的方向是由旋流器中心指向器壁,只是在柱锥交接处附近,由于旋涡流的存在,其方向出现个别轻微的紊乱。在溢流管外壁附近,固相颗粒向下运动,这些颗粒会不经过分离就跟随短路流进入溢流而排出,从而造成溢流中出现大颗粒的溢流跑粗现象。如果能想办法制止颗粒沿溢流管外壁向下运动,就可以改善旋流分离器的分离性能。

图 1-7 中 $z=60\text{mm}$ 截面上的速度分布还表明,进入内旋流的

固相颗粒并不一定是百分之百从溢流管排出。在溢流管下端附近的柱段区域，许多固相颗粒会重新进入待分离悬浮液，从而接受再次分离。而在旋流器锥部区域，LZVV 外侧的固相颗粒则有一部分会从外旋流进入内旋流（见图 1-8）。这个实测结果说明，零轴速包络面（LZVV）并不是固相颗粒分离的绝对分界面。而以往常用的旋流器“经典”分离理论中的“平衡轨道理论”（Equilibrium Orbit Theory）则认为 LZVV 外侧的固相颗粒将从底流口被分离出，而 LZVV 内侧的固相颗粒则从溢流口排出，即认为 LZVV 是固相颗粒被分离的临界面。该实验结果说明，“平衡轨道理论”中关于固相颗粒在 LZVV 两侧的运动特性的假设是不够准确的。

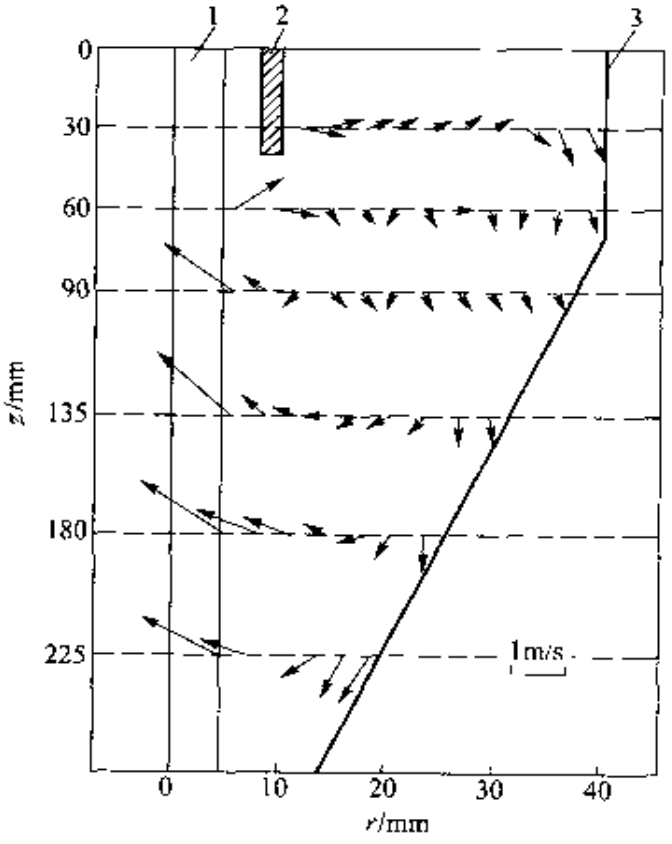


图 1-7　旋流分离器内固相颗粒的二维速度场

1—空气柱；2—溢流管壁；3—旋流器壁

在旋流分离器内，固相颗粒沿径向可能向中心也可能向器壁运动，这是由液流的径向速度（u_r）和固相颗粒的径向沉降速度

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

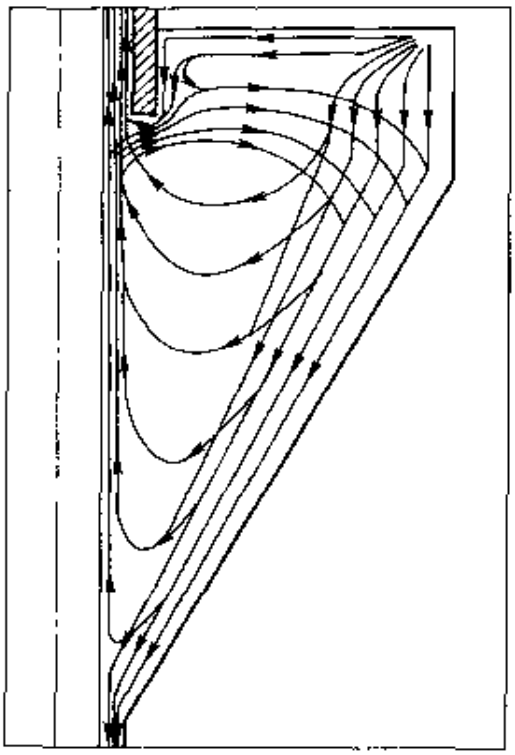


图 1-8 旋流分离器内固相颗粒二维运动迹线示意图

(w_0)的大小共同决定的。如前所述,当 $u_r > w_0$ 时,固相颗粒向中心运动;而当 $u_r < w_0$ 时,固相颗粒向旋流器壁运动。不管固相颗粒沿径向是向中心还是向器壁运动,只要在底流口处它还保持在外旋流中(固相颗粒向下的轴向速度与向内的径向速度的合成速度的向下的倾角(合速度与竖直面的夹角)不大于 LZVV 向下的倾角(LZVV 与竖直面的夹角)即可实现),就会随底流被分离出来。旋流器锥段内进入内旋流的固相颗粒沿径向向中心运动(因为液流径向速度很大),并随内旋流一起向上运动进入柱段。在溢流管下端附近,又会有一部分颗粒沿径向向旋流器壁运动,重新进入待分离悬浮液,接受再次分离。

固相颗粒流动角的实测结果还表明,旋流器的柱段是一个有利于分离过程的沉降区域,其内的离心沉降作用能使固相颗粒基本按粒级大小(内小外大)的有序状态进入锥段,从而使锥段内的分级分离过程能更快地进行。

1.2.2　颗粒粒度分布[3-7, 9, 14, 15]

图 1-9 所示为 PDA 实测的旋流分离器内固相颗粒粒度分布规律。越靠近空气柱，固相颗粒的平均粒度越小；越靠近旋流器壁，固相颗粒的平均粒度越大。该结论与以往的研究结果一致，而且可以从理论上加以论证。

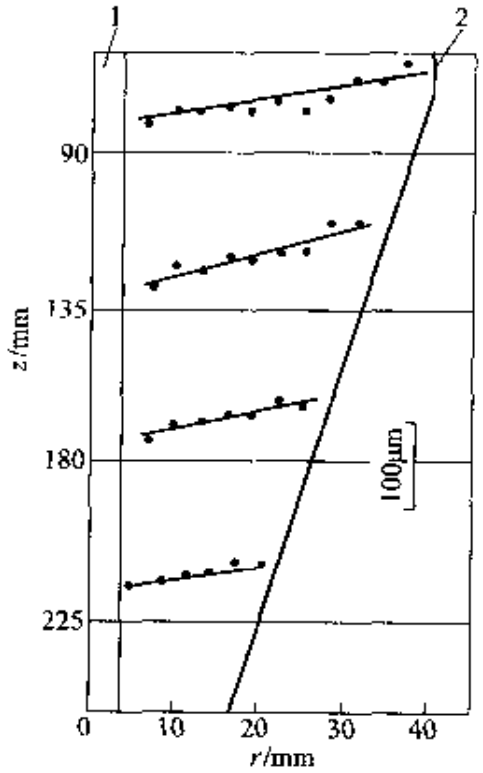


图 1-9　旋流分离器内固相颗粒的粒度分布

1—空气柱；2—旋流器壁

当固相颗粒的径向沉降速度与液相流体径向速度相等时，即 $u_r = w_0$ 时，固相颗粒将绕半径 r 回旋，于是可以由下述方法来求在回转半径 r 处的固相颗粒的粒径。

当固相颗粒与液相流体的相对运动为层流流动时，

$$w_0 = \frac{d^2(\rho_s - \rho)v_t^2}{18\mu r} \tag{1-10}$$

式中，v_t 为固相颗粒切向速度，假定与液相切向速度相同，即具有如下规律：

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$u_t \cdot r^n = C \quad (n, C \text{ 为常数})$$

而液相流体的径向速度为

$$u_r \cdot r^m = K \quad (m, K \text{ 为常数})$$

由上面三个式子可以得到，当 $u_r = w_0$ 时，绕半径 r 回旋的固相颗粒的直径为

$$d = \left[\frac{18\mu K}{(\rho_s - \rho)C^2}\right]^{\frac{1}{2}} \cdot r^{\left(\frac{2n+1-m}{2}\right)} \tag{1-11}$$

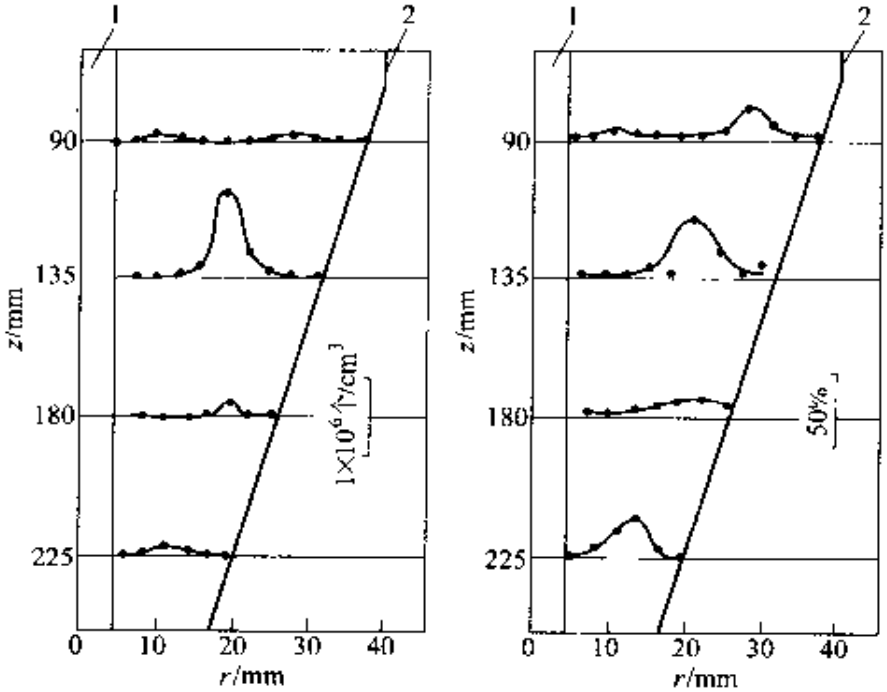
由以往的研究结果可知，一般有 $2n + 1 > m$。于是，当 ρ_s、ρ 和 μ 一定时，随着位置半径 r 的增大，回旋固相颗粒的粒径也将增大。

当固相颗粒与液相流体的相对运动为过渡流状态时，只需改变固相颗粒的径向沉降速度公式，同样也可得出当位置半径 r 增大时回旋固相颗粒的粒径相应增大的结论。

1.2.3 颗粒浓度分布[3~7, 9, 14~16]

由于测试手段限制等原因，以往的研究者们只对旋流分离器中固相密度和粒度进行过研究，而对旋流分离器内悬浮液浓度的分布的实测研究，尚未见其他文献报道。本书作者采用先进的两相流激光量测仪器 PDA 对旋流分离器内悬浮液的固相颗粒浓度分布规律进行了实测研究，研究结果如图 1-10 所示。图 1-10(a)中的浓度单位为[颗粒数/mL]，图 1-10(b)中的浓度单位为体积百分率[%]。可见浓度单位变换后，其浓度分布规律特性仍相同。图 1-10 中的结果表明，旋流分离器内悬浮液的最大浓度并不是出现在以往通常认为的靠近旋流器壁处附近，而是出现在固相颗粒轴向速度为零处。这是由于在固相颗粒轴向速度为零处，固相颗粒的合成速度最小，造成颗粒在该处有聚集的趋势，从而使得悬浮液固相颗粒的绝对浓度在此处最高。这一现象提醒我们，应该重新认识旋流分离器内的分离过程以及旋流器内表面的磨损机理。说明旋流分离器内表面的磨损并不是因为固相颗粒在器壁内表面附近颗粒多而造成的，而主要是由于旋流器壁附近的固相颗粒粒

度大、对器壁的冲击动量较高而造成的。



(a)浓度单位：个颗粒/cm³　　(b) 浓度单位：%

图 1-10　旋流分离器内固相颗粒的浓度分布

1—空气柱；2—旋流器壁

1.2.4　旋流器结构与操作参数对颗粒运动行为的影响[17, 18]

旋流分离器内位置坐标的设置如图 1-11 所示，径向坐标 r 设定在顶盖内表面，轴向坐标 z 设置在旋流器中心轴线上。固相颗粒径向速度和轴向速度的方向也定义在图 1-11 中。对于径向速度，“正”值代表速度方向由旋流器壁指向中心，反之则反；对于轴向速度，“正”值代表速度方向由旋流器锥部指向顶部，反之则反。在图 1-11 中，$\theta/2$ 角是旋流器的半锥角。假如在旋流器的外旋流中固相颗粒的运动角 $\alpha \leqslant \theta/2$，则该颗粒将会被分离进入底流；否则，将会被液流带进内旋流。

为了研究旋流器结构与操作参数以及进料物性参数对旋流器内固相颗粒运动行为的影响，设计了一个直径为 80mm 的旋流分离器，切向进口直径 16mm，溢流口直径 16mm，柱段长 70mm，溢流管插入深度 40mm，旋流器锥角 15°，底流口直径可调。实验参

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

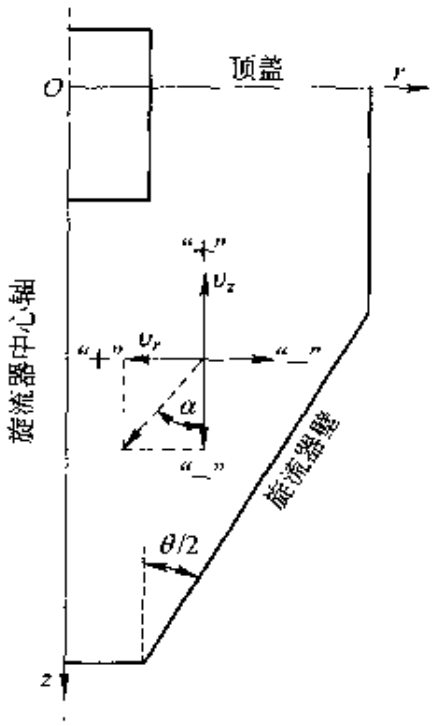


图 1-11 旋流分离器内位置坐标的设置及径向速度与轴向速度方向定义

数设计及相应代码如表 1-1 所示。

表 1-1 实验参数系列代号

代号	底流口直径 /mm	进口压力 /kPa	处理能力 /$cm^3 \cdot s^{-1}$	底流流量 /$cm^3 \cdot s^{-1}$	颗粒密度 /$g \cdot cm^{-3}$	进料颗粒粒径 /μm	进料颗粒质量浓度 /%
A	14	30	439	225	1.05	154～200	0.05
B	12	30	432	167	1.05	154～200	0.05
C	10	30	384	74	1.05	154～200	0.05
D	10	60	556	106	1.05	154～200	0.05
E	12	60	565	180	1.05	154～200	0.05
F	14	60	585	225	1.05	154～200	0.05
G	14	90	693	360	1.05	154～200	0.05
H	12	90	659	209	1.05	154～200	0.05
I	10	90	594	120	1.05	154～200	0.05

续表 1-1

代号	底流口直径/mm	进口压力/kPa	处理能力/$cm^3 \cdot s^{-1}$	底流流量/$cm^3 \cdot s^{-1}$	颗粒密度/$g \cdot cm^{-3}$	进料颗粒粒径/μm	进料颗粒质量浓度/%
J	12	60	565	180	1.40	154～200	0.10
K	12	60	565	180	1.40	154～200	0.20
L	12	60	565	180	1.40	71～154	0.10
M	12	60	565	180	1.40	200～300	0.10
N	12	60	565	180	1.40	200～300	0.20
O	12	60	565	180	1.05	200～300	0.05
P	12	60	565	180	1.05	154～200	0.10
Q	12	60	565	180	2.27	154～200	0.10
R	12	60	565	180	2.27	154～200	0.20
S	12	60	565	180	2.27	154～200	0.05

图 1-12 所示为不同工况下旋流器内固相颗粒径向速度沿径向位置的分布情况。随着位置半径的增大，固相颗粒的绝对径向速度减小。其原因是由于旋流器内液流的径向速度随位置半径的增大而减小(见图 1-4)，而固相颗粒与液流之间的径向相对速度却随着位置半径的增大而增大(见式 1-7)。随着固相颗粒密度和/或粒径的增大，所测得的任意位置处的固相颗粒的绝对径向速度均会下降，这是由于固相颗粒与液流之间的径向相对速度增大所致。

不同工况下旋流器内固相颗粒径向速度沿轴向位置的分布情况如图 1-13 所示。固相颗粒径向分速度沿轴向的分布曲线均呈抛物线型。根据式(1-8)所描述的关系，固相颗粒的径向绝对速度与液体流动的径向绝对速度成正比。在旋流器上部，由于存在闭环涡流，使得固相颗粒向中心的径向绝对速度不大；到了中间部位，外旋流大部分向内旋流转换，液体向中心运动的径向速度较大，从而带动固相颗粒向中心运动的径向速度变大；到了旋流器下部，外旋流向内旋流的转化已逐渐变少，固相颗粒向中心运动的径

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

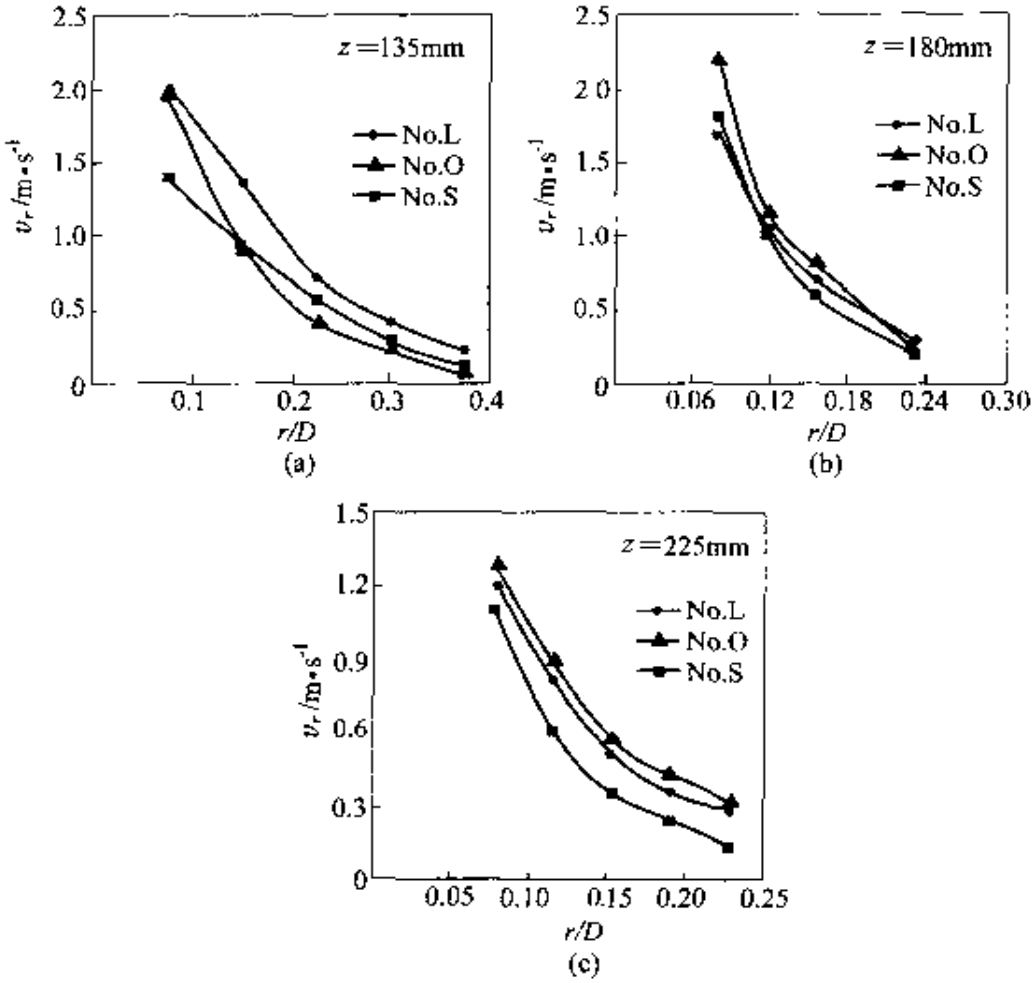


图 1-12 不同操作工况下旋流器内固相颗粒径向速度沿径向的分布

向速度又重新变小。从图 1-13 中的结果可以看出，在任意轴向位置上，工况“D”条件下的固相颗粒的径向速度都是最大，而工况“N”条件下的固相颗粒径向速度都是最小。在工况“D”条件下，旋流器底流口直径小于其他两个工况（“K”和“N”）条件下的底流口直径，所以在工况“D”条件下会有更多的流体从外旋流被转换到内旋流，于是导致液流径向向内的速度较大。另外，工况“D”条件下的固相颗粒密度和进料浓度均高于工况“K”条件下的值，而工况“K”条件下的固相颗粒粒径又小于工况“N”条件下的值。因此，对于式(1-7)中所描述的离心沉降，工况“N”条件下固相颗粒与液流之间的径向相对速度最大，而工况“D”条件下的最小。旋流器

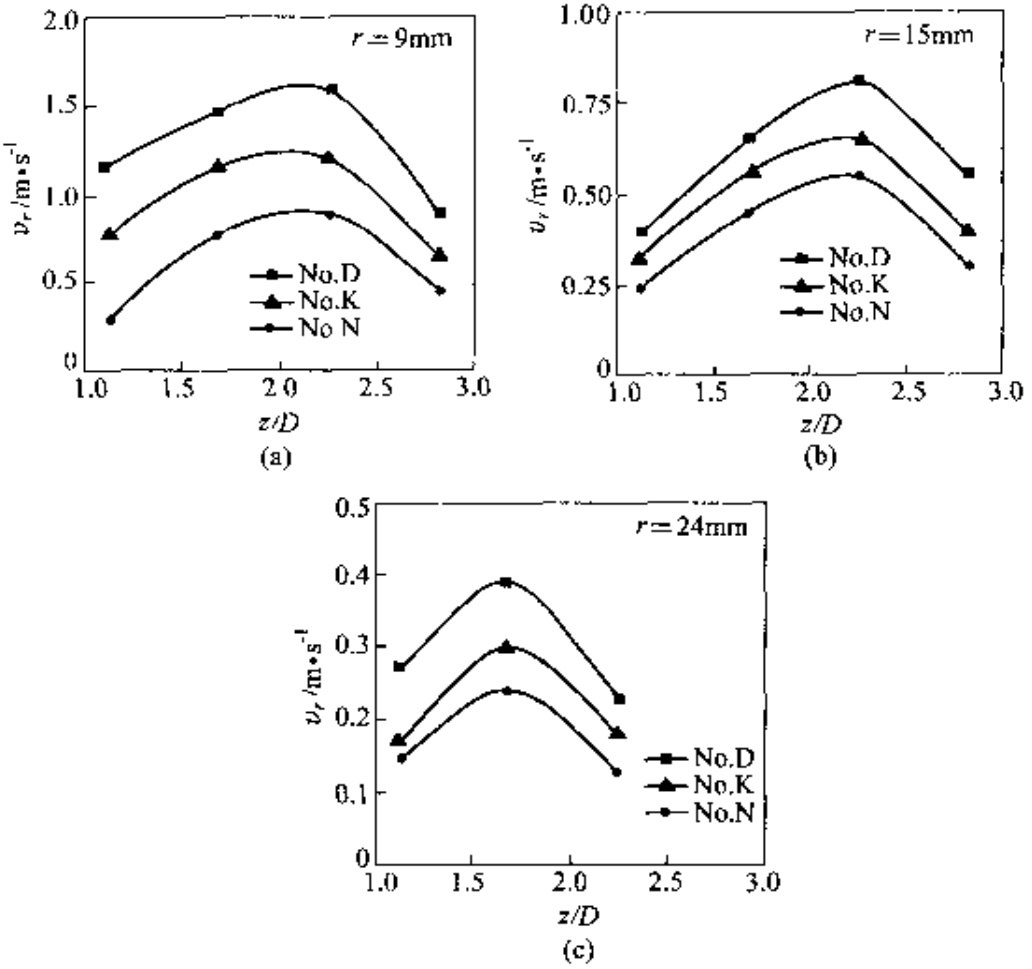


图 1-13　不同操作工况下旋流器内固相颗粒径向速度沿轴向的分布

中固相颗粒向中心的绝对径向速度越小，就会有越多的颗粒被分进底流。

图 1-14 所示为不同操作工况下旋流器内固相颗粒的轴向速度沿径向的分布。在外旋流中，固相颗粒的轴向速度方向指向底流口方向；而在内旋流中，其方向则指向溢流口方向。在旋流器中部(如 $z=180$ mm 处)，内旋流中的颗粒轴向速度值大于外旋流中的值；然而在旋流器下部(如 $z=225$ mm 处)，情形则刚好相反。不同工况下旋流器内固相颗粒的轴向速度沿轴向的分布规律如图 1-15 所示。颗粒轴向速度的轴向分布曲线也呈抛物线形。在轴向方向上，固相颗粒速度主要取决于液流速度。图 1-15 中的结果表明，随着溢流流量的增大，旋流器中内旋流中的颗粒轴向速度会

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

变大;在旋流器下部的外旋流中,固相颗粒的轴向速度会随底流流量的增大而增大。

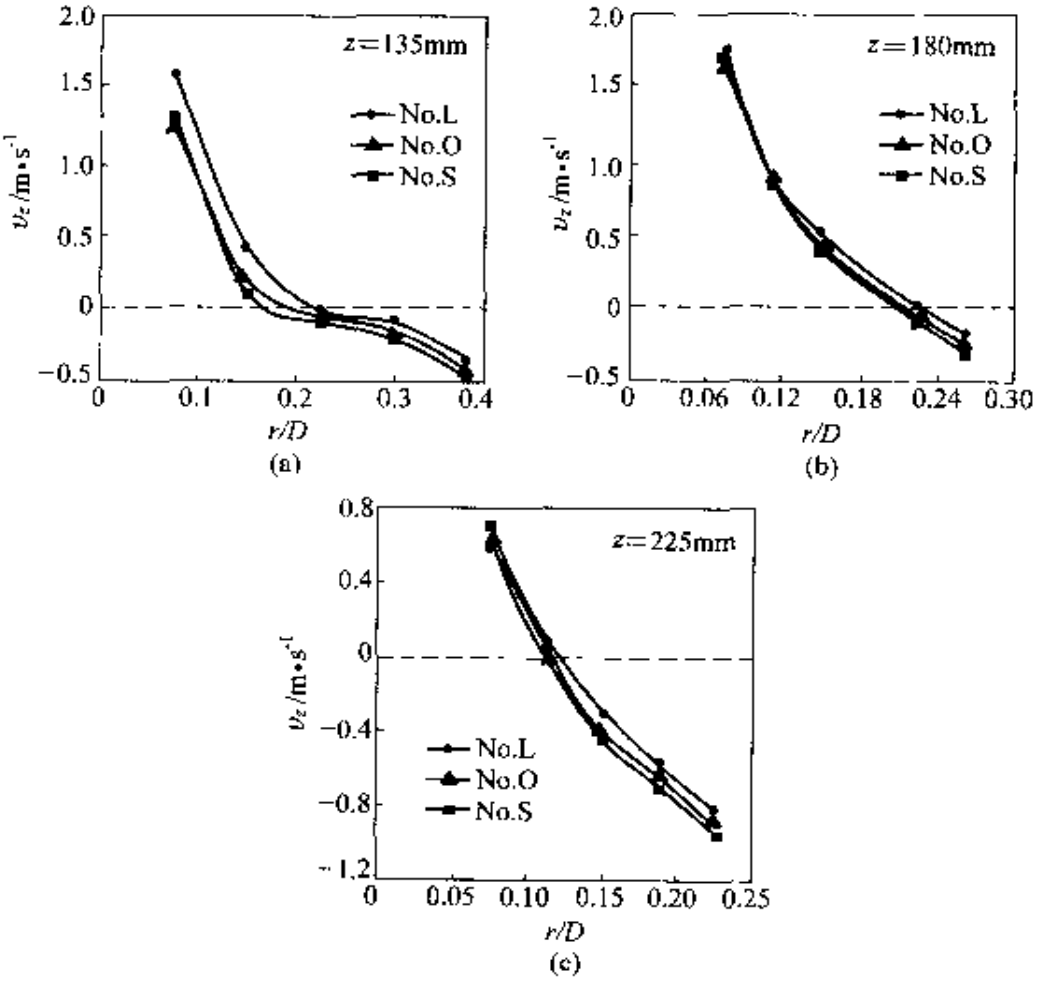


图 1-14 不同操作工况下旋流器内固相颗粒轴向速度沿径向的分布

图 1-16 所示为旋流器结构和操作参数对固相颗粒径向速度的影响,其中固相颗粒径向速度值为轴向位置 $z=180$ mm 水平面上颗粒径向速度的平均值。颗粒径向速度随着进口压力的增大而增大。由于旋流器的处理能力与操作压力呈正比,而液流的径向速度会随处理能力的增大而提高,所以颗粒的径向速度也会增大。图 1-16 中的结果还表明,旋流器内固相颗粒的径向速度还会随着底流口直径的增大而增大,其原因同样是由于旋流器处理能力随底流口直径增大而增大造成的。

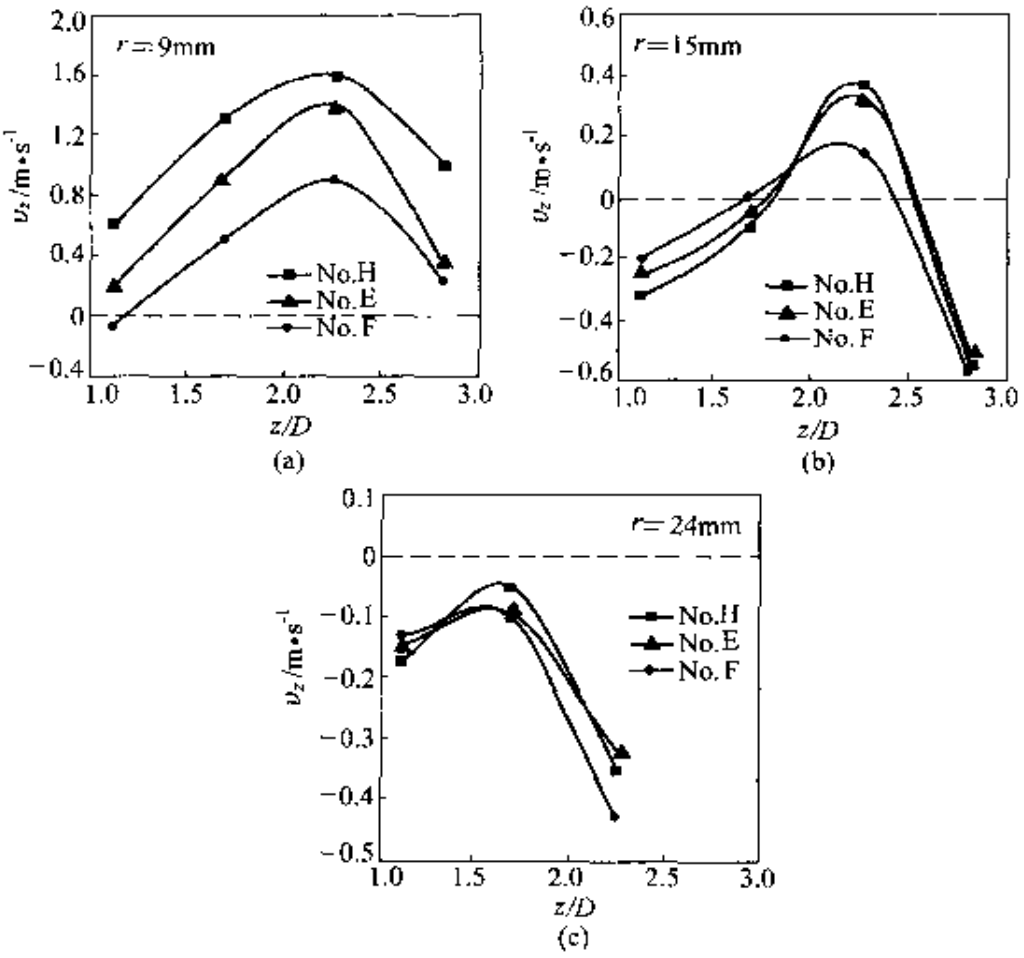


图 1-15　不同操作工况下旋流器内固相颗粒轴向速度沿轴向的分布

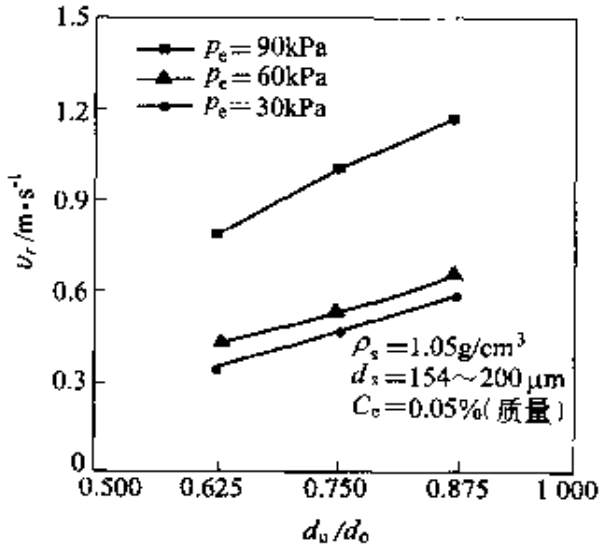


图 1-16　旋流器结构和操作参数对固相颗粒径向速度的影响

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

1.2.5 颗粒物性参数对其运动行为的影响[17, 19]

图 1-17 所示为进料中物性参数对旋流器中固相颗粒径向速度的影响，其中固相颗粒径向速度值为轴向位置 $z=135$ mm 水平面上颗粒径向速度的平均值。随着固相颗粒密度或者粒度的增大，固相颗粒指向中心的径向分速度减小。这是因为随着固相颗粒的密度或粒度增大，其所受的离心力会增大，从而其与液流之间径向沉降相对速度变大，导致其指向中心的绝对径向速度变小。固相颗粒径向分速度随进料质量百分浓度的增大而减小。由于随着进料浓度增大，使得固相粒子间相互碰撞的几率增大；而固相颗粒之间的相互碰撞有可能会阻碍固相颗粒跟随向心的液流运动，从而导致固相颗粒的绝对径向分速度有所减小。

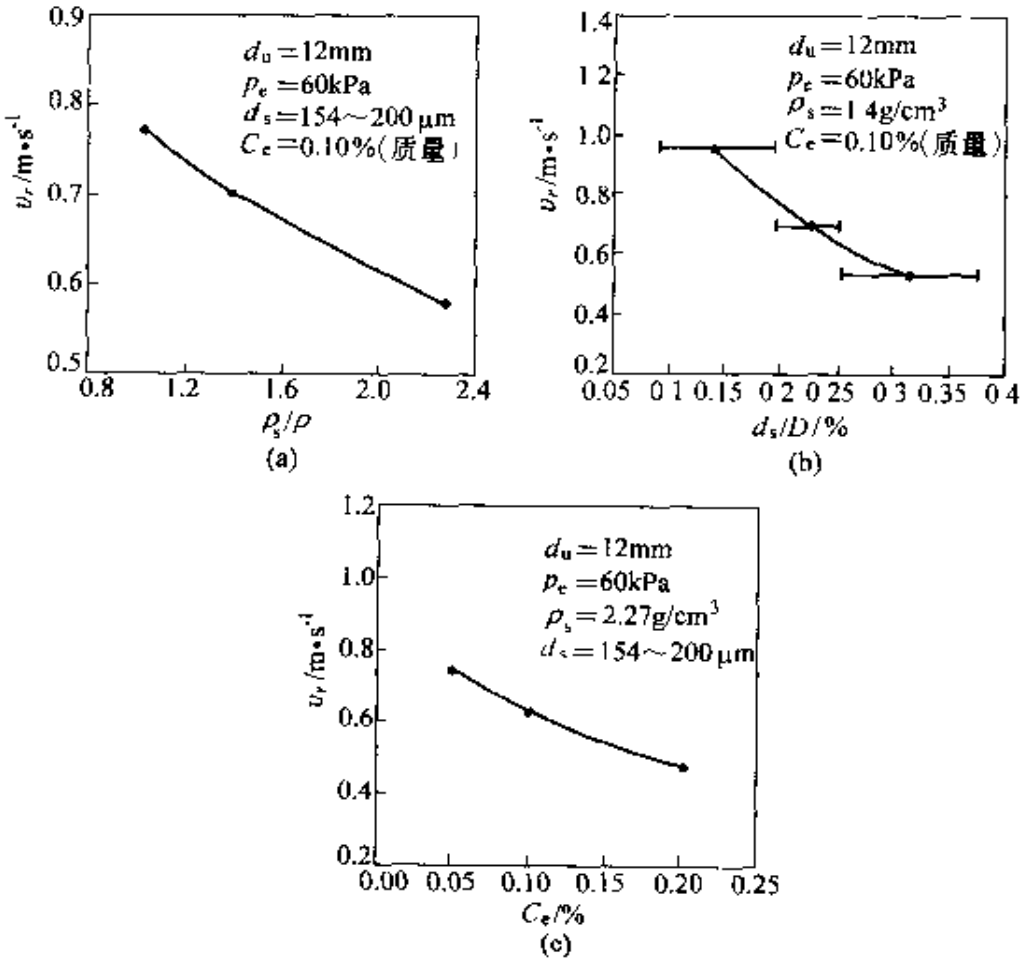


图 1-17 旋流分离器进料物性参数对固相颗粒径向速度的影响

(a)颗粒密度的影响；(b)颗粒粒径的影响；(c)固相颗粒浓度的影响

1.2.6　颗粒运动湍动特性[20, 21]

为了获得高分离因数，在大多数应用场合下，旋流分离器内的流体流动均呈高雷诺数下的湍流状态。旋流器内的湍流特性与其分离及操作性能有着密切关系。例如，旋流器中湍流的存在会引起被分离固相颗粒的湍流扩散，对颗粒的分级分离造成负面影响；又如，旋流分离器内的能量损失有很大一部分是由湍流耗散引起的。因此，认识旋流器内的湍流特性具有十分重要的意义。在此将介绍旋流器内固相颗粒运动的湍动特性。

固相颗粒径向速度的绝对湍流度分布如图 1-18 所示。结果表明，在空气柱附近，固相颗粒径向速度的绝对湍流度最大，然后沿径向至器壁方向逐渐降低，至器壁附近则又逐渐升高，即总的分布呈不对称的马鞍形。从固相颗粒径向速度的绝对湍流度不对称的马鞍形分布可以看出，由于器壁的影响，在器壁附近的绝对湍流度比较大。在器壁附近较大的湍流度会使沉降到器壁附近的已分离的粒子又向流体中扩散，对分离过程有负面影响。在空气柱附近，由于是高速旋转的强制涡与半自由涡的过渡区，而且空气柱本身不稳定，存在剧烈的晃动，因而使这一区域的湍流度增加。这一区域的湍流脉动引起的湍流扩散亦不利于较细颗粒的分离，即说明空气柱对整个旋流器流场的湍动影响很大，不利于颗粒的分离。这同近年来许多学者主张采用中心固棒或增加中心翅片来消除空气柱的观点是一致的。

固相颗粒径向速度的相对湍流度分布如图 1-19 所示。固相颗粒径向速度相对湍流度在器壁附近最大，而沿器壁向轴心方向则逐渐降至最低。从这一分布可以看出固相颗粒径向速度相对脉动幅度大小的分布。由于在空气柱附近的径向时均速度最大，虽然其绝对湍流度最大，但由于相对湍流度为绝对湍流度与其时均速度之比，所以其相对湍流度仍为最小。相反，在器壁附近，其径向时均速度最小，则相对湍流度最大。在器壁附近，径向速度的相对脉动程度最为剧烈，沉降到器壁附近的固相颗粒很容易由于湍流脉动而又进入主流体，影响其分离效率。但这种脉动可能会使

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

分离精度提高。

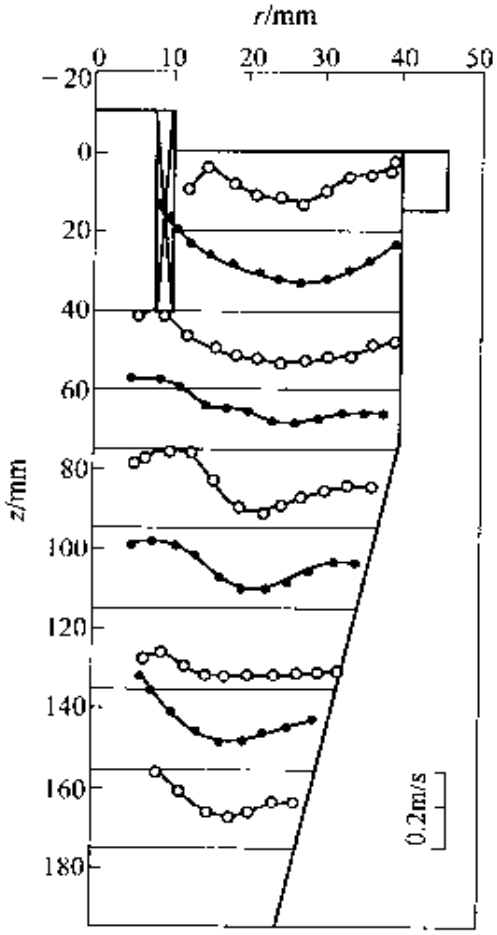


图 1-18 旋流分离器内固相颗粒径向速度绝对湍流度分布

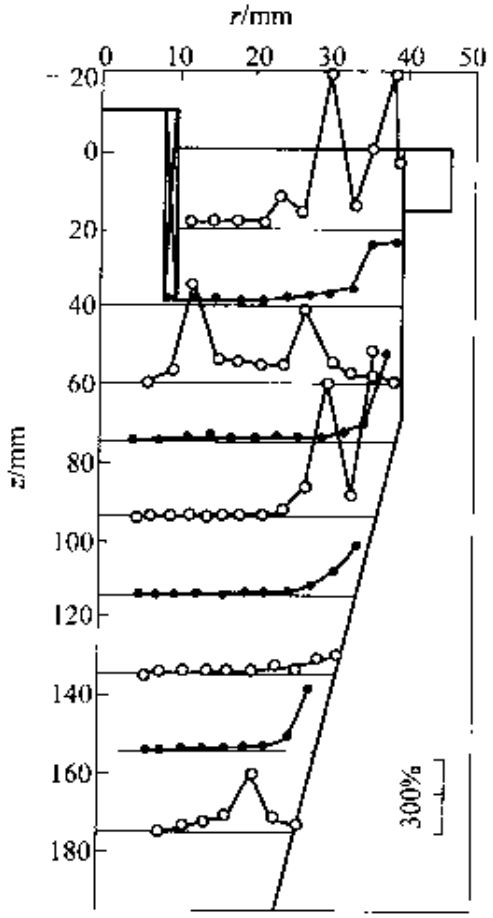


图 1-19 旋流分离器内固相颗粒径向速度相对湍流度分布

旋流器内固相颗粒轴向速度的绝对湍流度分布如图 1-20 所示。固相颗粒轴向速度的绝对湍流度在整个流场中分布呈基本对称的马鞍形分布。这同样说明了在空气柱与器壁附近的湍动程度较其他区域更强。在空气柱附近，由于强制涡与自由涡交界处，其三维时均速度均很高且速度梯度很大，同时由于空气柱的位置又极不稳定且容易晃动，所以造成该区域的剧烈湍动。靠近壁面处的湍动较强，是由于浓度较高的两相旋转液流与器壁碰撞与摩擦的结果。远离空气柱与器壁的流场区域，往往由于受闭环涡流的影响，三维时均速度变化相对平稳，颗粒速度脉动变弱，绝对湍流度也较小。固相颗粒轴向速度的相对湍流度分布如图 1-21 所示。

结果表明，固相颗粒轴向速度的相对湍流度峰值出现在零轴速区域。这说明在零轴速区域的轴向速度的相对脉动程度强烈。

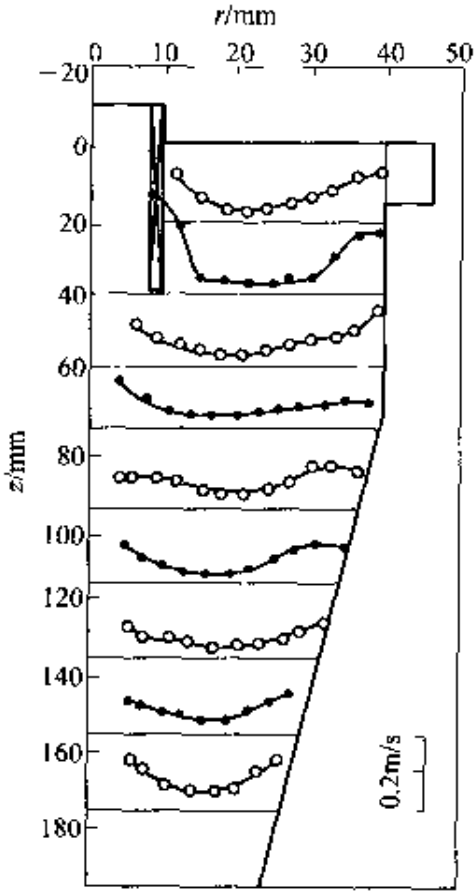


图 1-20　旋流分离器内固相颗粒轴向速度绝对湍流度分布

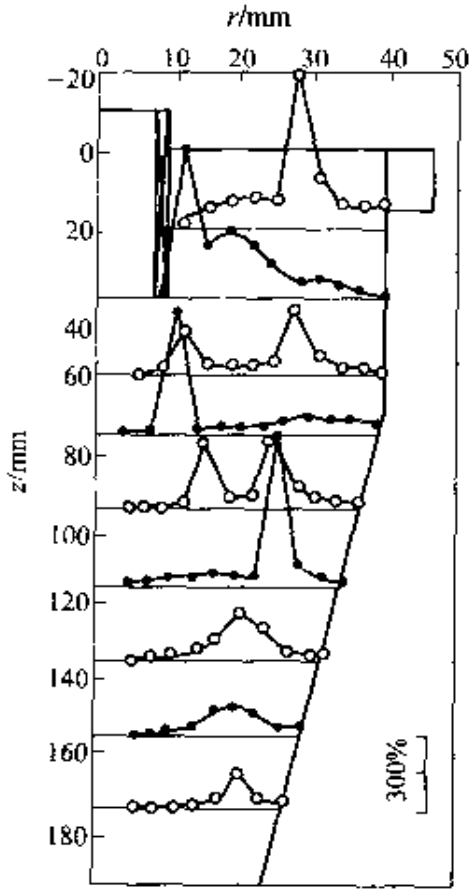


图 1-21　旋流分离器内固相颗粒轴向速度相对湍流度分布

参 考 文 献

1　褚良银，陈文梅等．水力旋流器．北京：化学工业出版社，1998.1

2　褚良银．水力旋流器能耗机制与节能原理研究：博士后研究工作报告．成都：四川联合大学，1997.3

3　Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei. Research on the motion of solid particles in a hydrocyclone. Separation Science & Technology, 1993, 28(10):1875～1886

4　Dai GQ, Chen WM, Li JM, Chu LY. Experimental study of solid-liquid two-phase flow in a hydrocyclone. Chemical Engineering Journal, 1999, 74(3): 211～216

5　Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei. Research on the solid-liquid two-phase flow field in hydrocyclones. In: Proc. of 18th Int. Miner. Process. Congress, Sydney, Australia, May 23～28, 1993: 1469～1472

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

6 Chen Wen-Mei, Chu Liang-Yin. Theory of fluid flow and practice of hydrocyclones. In: Proc. of 3rd China-Japan International Conference on Filtration & Separation, Wuxi, China, Oct. 21～24, 1997: 501～505

7 褚良银,陈文梅．水力旋流器流场研究成果与展望．化工机械，1992，19(5):299～302

8 褚良银,陈文梅．水力旋流器内固相颗粒径向速度的研究．化工装备技术，1992，13(4)：1～4

9 褚良银,陈文梅,杜燕等．应用粒子动态分析仪研究水力旋流器流场．应用激光，1993,13(2):59～61

10 褚良银,陈文梅．水力旋流器内固相颗粒径向运动规律的预测模型．有色金属，1993，45(2):43～47

11 褚良银,陈文梅．用PDA研究水力旋流器内固相颗粒运动规律．矿冶工程，1993，13(1)：39～43

12 褚良银,陈文梅．水力旋流器内固相颗粒速度场的实测研究．有色矿冶，1993，9(4)：15～18

13 褚良银,陈文梅．水力旋流器内固相颗粒流动角的实测研究．流体工程，1993，21(7)：7～10

14 陈文梅,褚良银．水力旋流器流体流动理论研究与实践．过滤与分离，1997，(4)：5～9，41

15 戴光清,陈文梅,褚良银等．水力旋流器固液两相流测试研究．流体工程，1992，20(10)：1～8

16 褚良银,陈文梅．水力旋流器内颗粒浓度分布实测研究．化工机械,1993,20(3)：133～136

17 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Lee Xiao-Zhong. Effect of geometric and operating parameters and feed characters on the motion of solid particles in hydrocyclones. Separation and Purification Technology, 2002, 26(2/3): 237～246

18 褚良银,陈文梅．水力旋流器结构参数及操作参数对其流场参数的影响．矿山机械,1993,(2):29～32

19 褚良银,陈文梅．水力旋流器进料物性参数对其流场规律的影响．流体工程，1992，20(8)：1～4

20 Li Xiao-Zhong, Chen Wen-Mei, Chu Liang-Yin. Research on the turbulence in hydrocyclones. In: Proc. of 2nd Joint China/USA Chem. Eng. Conference, Beijing, China, May 19～22, 1997

21 李晓钟,陈文梅,褚良银．水力旋流器固相颗粒时均流场及脉动特性研究．化工机械，1997，24(6)：311～314

2 旋流分离器湍流压力场结构

引言

由于旋流器内湍流压力场结构与其分离过程及内部能量耗损有密切联系，因此系统地认识旋流器内湍流压力场结构，对于深入认识旋流器内的分离机理、能耗机理，以及科学地提出其分离性能改善及能耗降减原理措施等，具有重要意义。在以往对旋流器湍流场的研究中，人们把更多的精力集中在液流流型和流速特性方面，而对于同等重要的压力特性的研究却为数极少。出现这种局面的原因在于湍流压力场测量的困难性，即是受到了测试手段的限制。因为对于旋流器内的流型和流速特性，完全可以采用非接触式手段进行测试，如示踪颗粒频闪照相法、染色照相法以及激光多普勒测速仪 LDA 等；用 LDA 配备有关软件还可以对旋流分离器内的雷诺切应力以及湍动能等湍流特征参数进行测量。然而，迄今对压力场实测研究还必须借助于接触式量测仪器，而通常尺寸的 Pitot 管式总压管不能用于测量压力脉动，因为它们的惯性太大。近来本书作者[1~7]采用很细的压力探测针与灵敏的压力传感器相连，应用电阻应变式压力测定仪及在线数据自动采集与实时处理系统，对旋流器内湍流压力场结构进行了系统的实测研究。本章将介绍旋流分离器内湍流压力场的时均结构和脉动结构。

2.1 湍流压力场时均结构[1~6]

2.1.1 径向压力分布

在旋流分离器内的旋转流体中，由于离心力的径向传递作用，会使流体内存在径向压力差。从其旋转流体中任取一微元体，如图2-1所示，微元体纵断面积dA，厚度为dr，密度为ρ，作用于微

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

元体上半径 r 处的表面压力为 p，作用于半径 $r+\mathrm{d}r$ 处的表面压力为 $p+\mathrm{d}p$，则由 Newton 第二定律，可得微元体的运动方程为

$$\mathrm{d}p\mathrm{d}A-\rho\mathrm{d}A\mathrm{d}r\frac{v_t^2}{r}=\rho\mathrm{d}A\mathrm{d}r\frac{\mathrm{d}v_t}{\mathrm{d}t} \tag{2-1}$$

式中，v_t 为半径 r 处的切向速度，v_r 为微元体径向速度，$\mathrm{d}v_r/\mathrm{d}t$ 为微元体在半径 r 处的径向加速度。

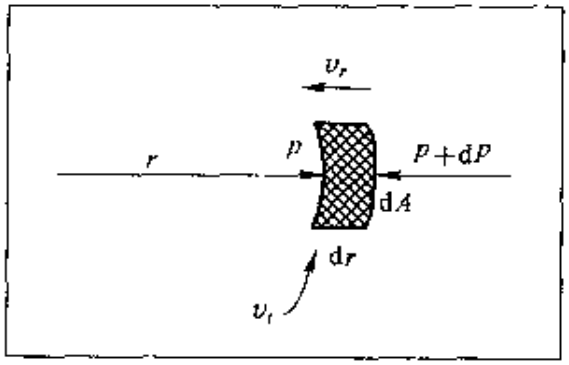


图 2-1 旋流分离器内旋转流微元体示意图

在三维柱坐标系下，径向速度 v_r 是径向位置 r、切向位置 θ、轴向位置 z 和时间 t 的函数。由于旋流器内的流动可被视为稳定的轴对称旋转运动，若忽略径向速度在轴向方向的变化，则有

$$\frac{\mathrm{d}v_r}{\mathrm{d}t}=-v_r\frac{\mathrm{d}v_r}{\mathrm{d}r} \tag{2-2}$$

将式(2-2)代入式(2-1)，则得

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}=\rho\frac{v_t^2}{r}-\rho v_r\frac{\mathrm{d}v_r}{\mathrm{d}r} \tag{2-3}$$

方程式(2-3)便可以用来描述旋流分离器内径向压力梯度。

从第 1 章中可知，在绝大多数情况下，传统结构旋流分离器内流体的切向速度和径向速度与所在位置半径之间的关系分别可描述为

$$v_t r^n=C \tag{2-4}$$

$$v_r r^m=K \tag{2-5}$$

式中，n、C、m 和 K 均为常数，与旋流器工况条件和内部轴向位置有关。

由式(2-3)、式(2-4)和式(2-5),可以将旋流分离器内任一确定轴向位置上的径向压力描述为半径的函数[2, 3]:

$$p = P_1 - \frac{\rho}{2}\left(\frac{C^2}{nr^{2n}} + \frac{K^2}{r^{2m}}\right) \tag{2-6}$$

式中,P_1 为积分常数。

根据式(2-6)可知:1)旋流分离器内流体中的压力在径向上随半径的减小而降低;2)若旋流分离器的结构和操作参数一定,即旋流器内的液流速度场保持恒定,则某一确定轴向位置上任意两点(i 点和 j 点)之间的径向压力差可由式(2-6)计算,结果为

$$\Delta p_{ij} = p_i - p_j = \frac{\rho}{2}\left[\frac{C^2}{n}\left(\frac{1}{r_j^{2n}} - \frac{1}{r_i^{2n}}\right) + K^2\left(\frac{1}{r_j^{2m}} - \frac{1}{r_i^{2m}}\right)\right] \tag{2-7}$$

式(2-7)表明,在旋流分离器内同一轴向位置上,在径向上随着半径减小,沿径向压力梯度将增大。

实测的旋流分离器内压力沿径向的分布规律如图 2-2 所示,其中旋流分离器的几何结构是按 Rietema 最佳分离结构[7]设计的。从图 2-2 可以看出,实测的旋流分离器内压力沿径向的分布规律同理论研究结果非常吻合,即:在同一轴向位置上,随着位置半径的减小,压力逐渐降低,而径向压力梯度却逐渐增大。这也证实了理论研究结果的正确性。

图 2-2 的实测研究结果引出了一个值得注意的现象,那就是:在溢流管端以上、溢流管外壁与旋流器边壁之间的区域内,压力沿径向的损失不大,在溢流管外壁附近压力还略有回升的现象;而在溢流管端以下的区域内中心部位的内旋流中,压力损失非常剧烈,在靠近中心的部分流体(空气柱)中,压力呈现负值。从某种意义上说,总压代表着流体可用机械能,总压的降低可以用来表征能量的损失。因此可以认为:在溢流管外壁与边壁之间的区域内,流体的能量损失不多;流体在旋流分离器内部所损失能量的大部分是损失在溢流管端以下的区域内,而能量损失最严重的区域则是在中心部位附近的内旋流区域内。从这个角度来看,控制中心部位

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

附近区域内的流场结构应是降减旋流器单元操作能量耗损的一个得力举措。

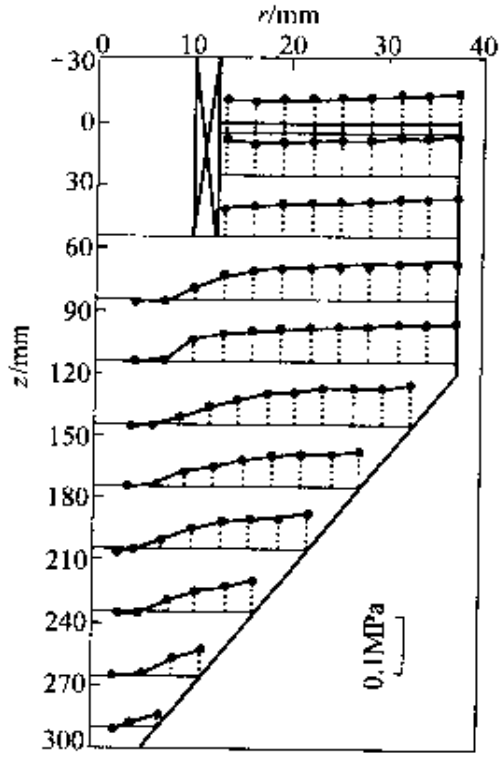


图 2-2 旋流分离器内压力沿径向的分布

2.1.2 轴向压力分布

图 2-3 所示的是旋流分离器内压力沿轴向分布的实测结果，其中 r(wall)表示在相应轴向位置上旋流器边壁点所在的半径值。在锥段时，r(wall)随轴向位置不同而不同，即 $r=r$(wall)曲线所表示的是旋流器边壁处压力随轴向位置的变化情况。

$r=r$ (wall) 曲线显示结果表明，从顶盖向下，随着轴向距离的增长，压力在柱段边壁附近降低很少，甚至可以说几乎不降低；而到了锥段，旋流器壁压力则呈单调下降，而且离顶盖轴向距离越长，压力下降幅度越大。在径向位置恒定的情况下，除 $r=16.5$mm 处压力随轴向位置增大而略微有所降低外，其他所有径向位置上，压力虽然在小范围内有所波动，但总体可以认为压力几乎不随轴向位置的改变而变化。于是，可以近似地用上面推

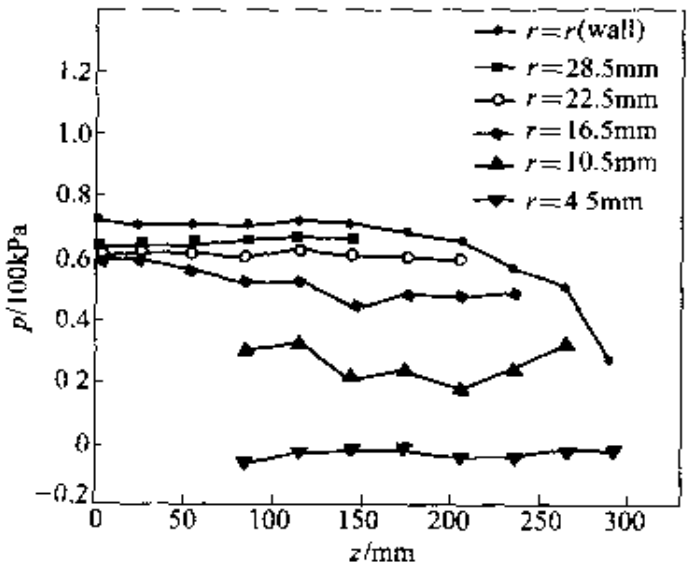


图 2-3　旋流分离器内压力沿轴向的分布

导的压力理论计算公式来计算普通旋流分离器内部任意点的压力值。

2.1.3　时均压力场三维结构

旋流分离器内时均压力场的三维曲面图和等压线图如图 2-4 所示，图 2-5 是其时均压力场的三维毯状图。图 2-4(a)中的三维曲面图很直观地显示了旋流分离器内的时均压力分布，表明压力径向陡降区域是在溢流管端以下的中心部位附近，在其他液流区和空气柱内的压力沿径向降低幅度不大。图 2-4(b)中的等值线图表明，旋流分离器内所有的等压线几乎呈平行状态，而且都与旋流器的轴心线呈近似平行状态，只是在柱锥交接区域略有弯曲。等压线越密的地方，压力梯度越大，即压力损失越大，能量损失也就越大。从等压线图可以较明显地看出，流体在旋流分离器内能量损失较严重的流动区域基本上是半径为 $r=0.14R$ 和 $r=0.45R$(R 是旋流分离器半径)的两个圆柱面所围成的环形空间。

从图 2-5 所示的三维毯状图中可以清楚地看到，除了溢流管外附近区域外，旋流分离器内其他所有空间内流体的压力沿径向的分布几乎重合在同一条曲线上。这就进一步说明，可以用同一个公式来描述旋流分离器内任意点的压力与其所在位置半径之间

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

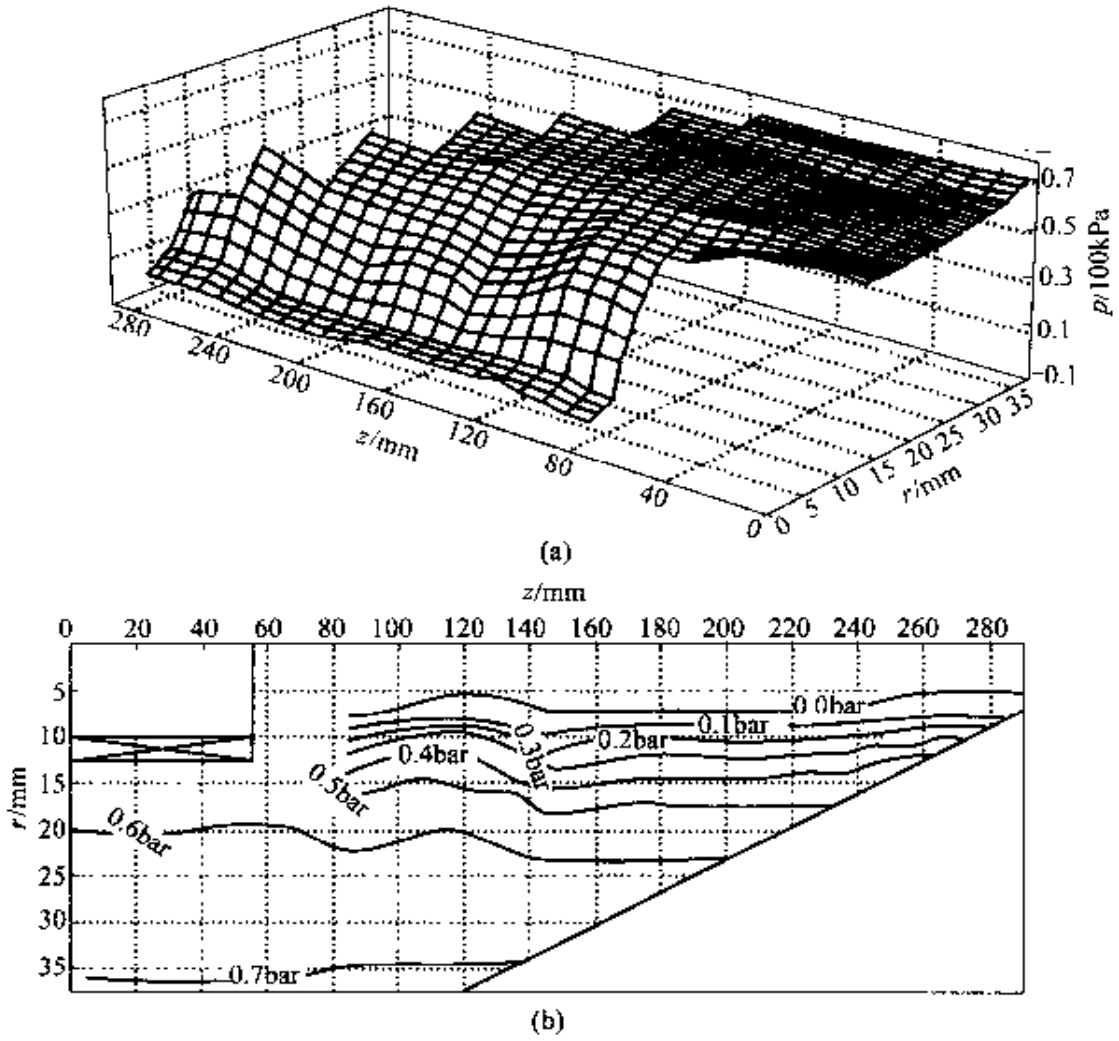


图 2-4 旋流分离器内湍流时均压力场结构

(a)三维曲面图;(b)等压线图

的关系。经数据处理,得出旋流分离器内流体的压力沿径向分布规律的数学模型:

$$p=70-72.5\exp[-0.06(r-4.5)^{1.22}],\ (r\geqslant 4.5\text{mm}) \quad (2\text{-}8)$$

式中,p 为流体所在位置半径为 r(mm)处的压力,单位为 kPa。在用线性回归方法求解模型系数时,回归方程线性相关系数 $r=0.9871$,回归效果显著。于是,可以用式(2-8)来描述旋流分离器内 $r\geqslant 4.5$mm 的任意点处的时均压力。

2.1.4 进口沿程压力分布

旋流分离器进口部位管壁和器壁沿程的压力分布如图 2-6 所

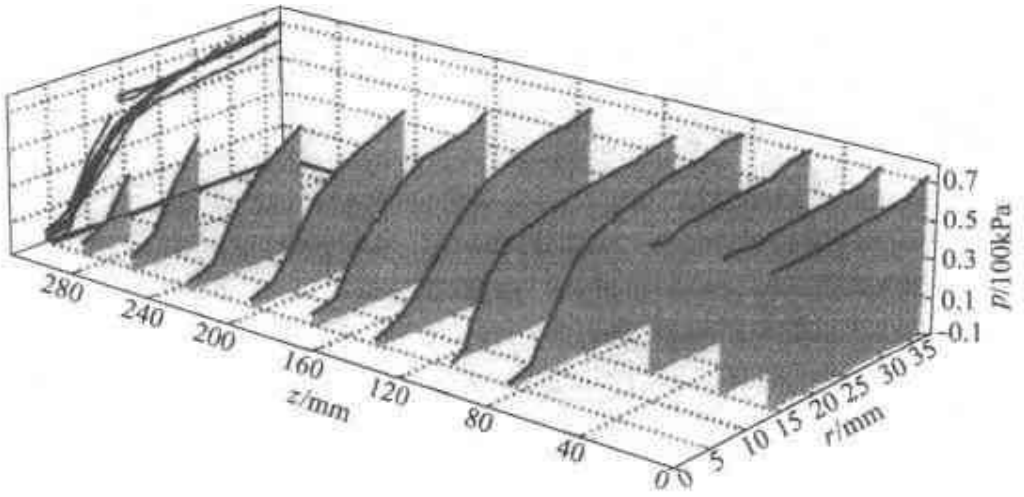


图 2-5　旋流分离器内湍流时均压力场的三维毯状图

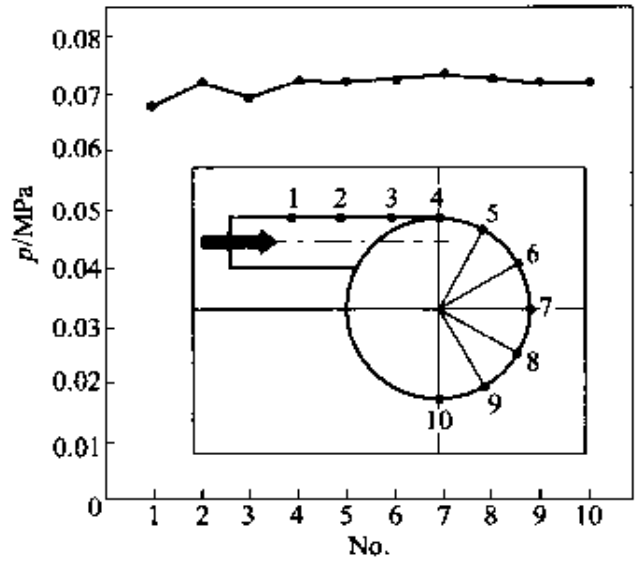


图 2-6　旋流分离器进口部位沿程压力分布

示。图 2-6 的结果表明，旋流分离器进口部位管壁与器壁沿程的压力几乎维持在同一压力水平上，虽然在个别地方略有变化，但同上述旋流分离器内部压力变化相比，进口部位同一轴向位置上器壁处压力几乎恒定。这就是说，在旋流分离器内流体从进口管内的一维管流到转变为旋流器内三维旋转运动时，就同一轴向位置器壁附近压力而言，几乎没有损失。因此，旋流分离器进口部位的能量损失并不是所想像的那样严重，与旋流器内部中心部位附近

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

区域内的能量损失幅度相比,甚至可以忽略不计。

2.2 湍流压力场脉动结构[1~3, 5, 6, 8]

2.2.1 湍流压力脉动强度和湍流压力相对脉动强度

2.2.1.1 压力脉动强度和压力相对脉动强度概念

湍流结构最主要的特点就是脉动现象。在湍动流场中,任一点的瞬时压力可以认为是时均压力与脉动压力之和。为了度量压力脉动的强弱,采用数学中最小二乘法的均方误差定理,瞬时压力的均方差越大,压力脉动现象越厉害。于是,特提出如下两个概念:

(1)压力脉动强度(PF)

定义为压力的均方差,即

$$\mathrm{PF}=\delta_p \tag{2-9}$$

(2)压力相对脉动强度(RPF)

定义为压力的均方差与时均压力之比,即

$$\mathrm{RPF}=\frac{\mathrm{PF}}{\overline{p}}=\frac{\delta_p}{\overline{p}} \tag{2-10}$$

从能量的角度来看,维持湍流所需的能量是从平均运动取出并传递至湍流运动的,压力脉动强度的大小取决于所取出能量的绝对值,而压力相对脉动强度则与所取出能量占平均运动能量的比例有关。同时,流体在压力有变化的区域内流动时,通过脉动压力对外做功还会引起湍能净损失。因此,压力脉动强度与压力相对脉动强度可以体现出湍流能量损失的情况。

2.2.1.2 进口部位沿程湍流压力脉动强度和压力相对脉动强度

旋流分离器内进口部位器壁附近沿程湍流压力脉动强度和湍流压力相对脉动强度的变化如图 2-7 所示。结果表明,流体在从测点 1 到测点 10 的区域内运动时,压力脉动强度和压力相对脉动强度具有极其相似的分布规律。这是因为该区域内流体平均压力

变化不大的缘故。在从测点 1 到测点 6 时，压力脉动强度和压力相对脉动强度二者均是先略有上升，然后又轻微下降。这说明在进料管与旋流器壁相贯的部位，因为过流面积的突然扩张以及流体流动方向的改变，会使此处器壁附近流体的脉动程度略有增强。在从测点 6 到测点 10 时，二者均有较大幅度的上升，这说明旋流分离器内强烈的旋转运动会使器壁附近压力脉动现象更严重。于是，比较后可以发现，进口部位进料管与旋流器壁交接处的压力脉动现象并不是很强烈，因此这个部位的湍能损失并不大。

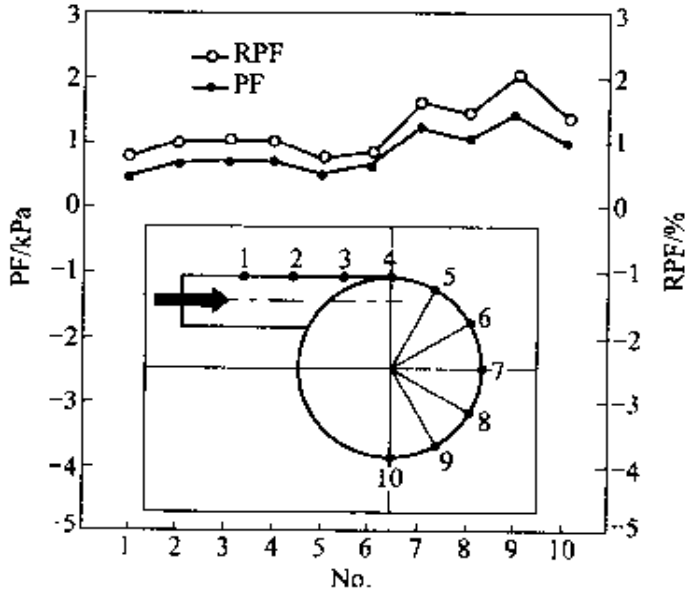


图 2-7　旋流分离器进口部位器壁附近沿程湍流压力脉动强度(PF)和压力相对脉动强度(RPF)

2.2.1.3　旋流分离器内部湍流压力脉动强度

图 2-8 和图 2-9 所示的分别是旋流分离器内部压力脉动强度的径向分布图和三维毯状图。

由图可以看出，旋流分离器内部绝大部分区域内流体的压力脉动强度，与旋流器进口部位进口管与旋流器壁交接处的压力脉动强度处于同一数量级别，平均幅度在 0.5～0.6kPa 范围内。在旋流分离器内部，压力脉动强度沿径向分布变化的总体规律是：随着半径的减小，压力脉动强度从在器壁附近的稍大值减小，然后经

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

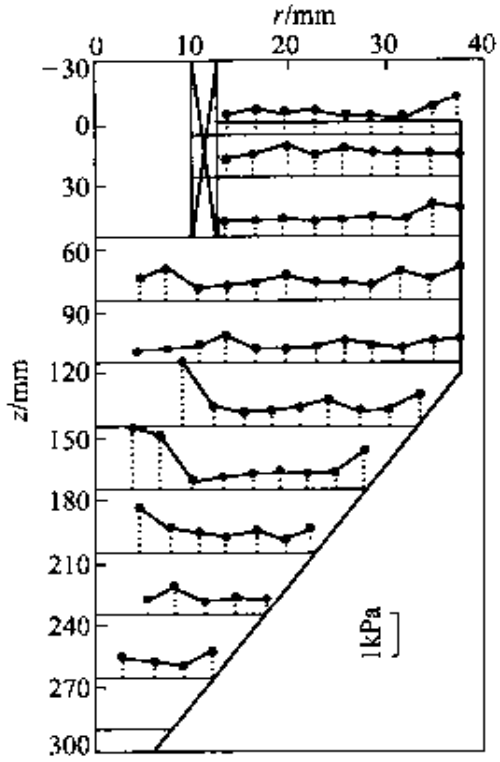


图 2-8 旋流分离器内部湍流压力脉动强度的径向分布

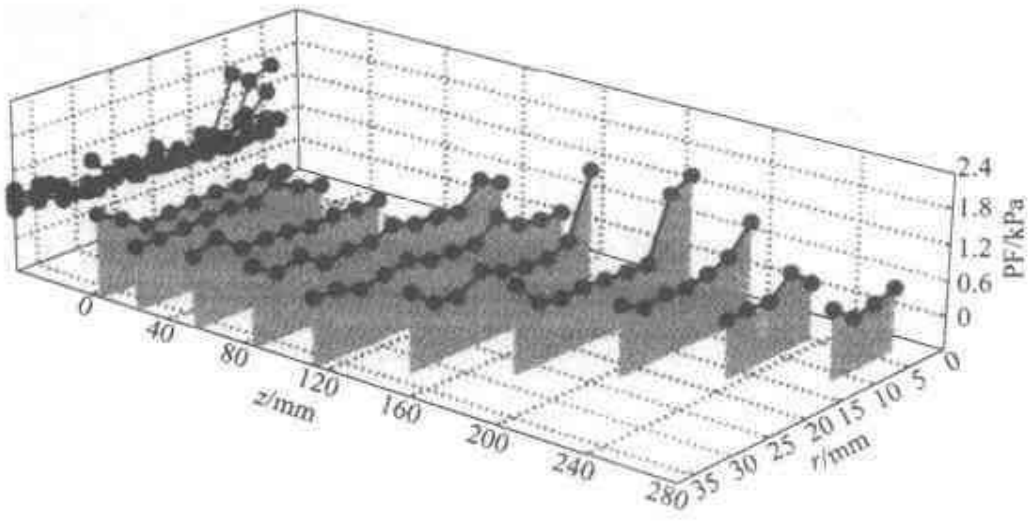


图 2-9 旋流分离器内部湍流压力脉动强度三维毯状图

历一个较平稳的区域,到了空气柱附近的区域后有快速上升的趋势,特别是在锥段上部中心附近区域更为突出。上述压力脉动沿径向变化的趋势同旋流分离器内三维速度湍流度沿径向的分布趋

势相同。激光多普勒测速的结果表明[9, 10]，旋流分离器内流体三维速度（切向速度、径向速度和轴向速度）的湍流度沿径向位置变化也均是呈不对称的鞍形分布，空气柱附近区域的速度湍流度比器壁附近的幅值更大一些，即湍流压力脉动强度分布与速度湍流度分布具有一致性。在旋流分离器内空气柱附近区域的内旋流中，压力脉动与速度脉动都很剧烈，即说明旋流分离器内的湍流场在此区域湍动最强，则在此处平均流能量损失于湍流以及湍能的损失均是旋流器内能量损失的主要组成部分。所以，改善这部分流域内的流动结构以及湍流结构，应是降减旋流分离器内能量损失的关键之处。

旋流分离器边壁附近区域压力脉动强度较大，主要是因为旋转液流与器壁碰撞及摩擦的结果。改变此处的湍流结构，可使湍能耗损有所降减。中心空气柱附近区域内旋流中的湍动剧烈，主要是因为下述两个原因：一是因为旋流分离器内空气柱的形状、大小和空间位置都极不稳定，即空气柱一直呈剧烈的晃动状态，于是使其周围附近区域内流体被动地跟着空气柱一起晃动，造成强烈的湍动；二是因为内旋流中存在着快速的降压升速过程，即在此区内压力减小的径向梯度和速度升高的径向梯度均很大，存在着压力能与动能强烈的交换，在这种压力和速度大梯度区，湍动更强一些。因此，改变空气柱区域的状态以及改变空气柱附近区域内旋流中的流动结构，应该是改善旋流器分离性能和降减旋流分离器内能量损失的有力措施。

2.2.1.4　旋流分离器内部湍流压力相对脉动强度

旋流器内部湍流压力相对脉动强度的径向分布图和三维毯状图分别如图 2-10 和图 2-11 所示。

在位置半径大于溢流管外壁所在半径的区域内（包括柱段和锥段空间），不论轴向位置如何变化，压力相对脉动强度都相当平稳，而且与进口管和旋流器壁交接处壁面附近流体压力相对脉动强度的幅值处在同一个数量级别，均在 0.6%～1% 的范围内，说明在这些流域内，湍流运动从平均运动中所取出的能量仅占平均

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

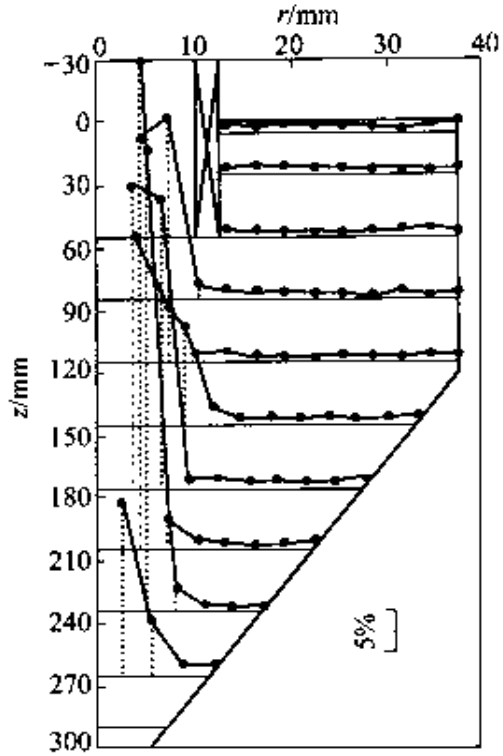


图 2-10 旋流分离器内部湍流压力相对脉动强度的径向分布

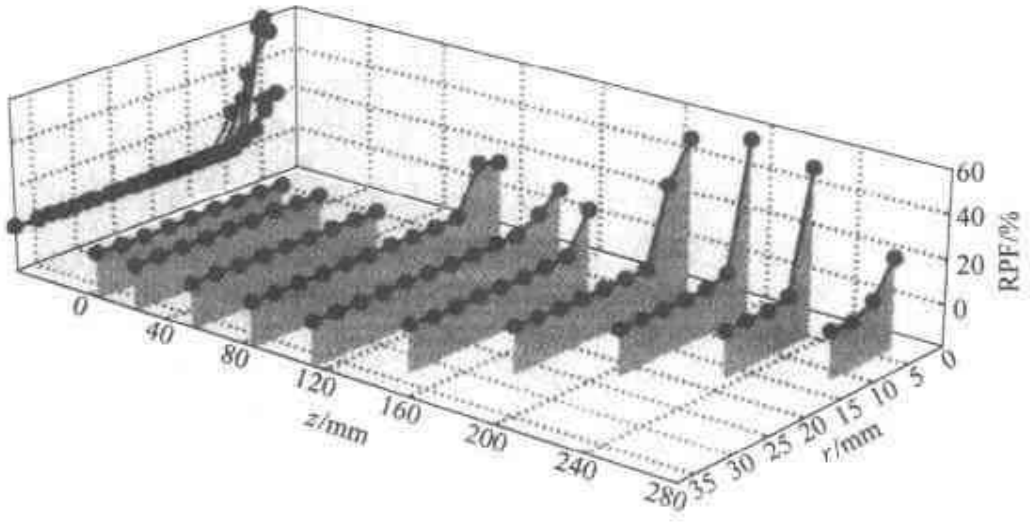


图 2-11 旋流分离器内部湍流压力相对脉动强度的三维毯状图

运动能量的 0.6%～1%，是一个比较小的量。但是，在位置半径小于溢流管外壁所在半径的区域内(包括柱段和锥段空间，实质上绝大部分为内旋流区域)，不论轴向位置如何变化，压力相对脉动

强度都随着半径的减小而迅速增大，特别是在锥段中上部，其增大的幅度尤为突出。这就再次说明，溢流管端以下内旋流区域内流体的剧烈湍流运动消耗了平均运动能量中的相当大一部分，在个别部位，湍流运动从平均运动所取出的能量占平均运动能量的比例甚至高达60%。因此，控制该流域内的湍动结构，对于降减旋流分离器内的能量耗损以及改善其分离性能，确实很重要。

2.2.2　脉动压力概率密度分布特性

2.2.2.1　峰度系数和偏度系数概念

除了湍流压力脉动强度和湍流压力相对脉动强度外，湍流脉动压力概率密度分布特性是描述湍流压力场脉动结构的另一个重要特征量。

虽然根据中心极限定理，一个真正完全随机的均匀各向同性湍流场的湍流脉动量概率分布应该是Gauss正态分布，但实际上一般湍流场是一个各态历经的非Gauss型随机场。各态历经假设，在统计物理学中表述为——当力学体系从任一初态开始运动后，只要时间足够长，所有在能量曲面上的一切微观运动状态都要经过。在这个假设下，可以用实验上的时间平均来代替理论上的系综平均。这种非Gauss型分布，是湍流内间歇性的表现。所谓湍流内间歇性，是指充分发展的湍流场中某些物理量（特别是高阶统计量）并不是在空间（或时间）的每一点上都存在的，即有奇异性。这是近代湍流研究的重大发现之一，它是由Batchelor & Townsend在风洞实验中首先发现的，后来被其他多种实验反复证实，也有人称之为湍流的微结构间歇性。尽管科学工作者进行了大量的探索，但对湍流内间歇性的机理目前仍不很清楚。

为了定量地描述一个随机总体与Gauss分布的偏离程度，通常分别用总体的三阶中心矩和四阶中心矩来描述偏斜程度(Skewness)和陡峭程度(Kurtosis)，特定义如下两个特征系数：

(1)偏度系数

$$B_s=\frac{\mu_3}{\sigma^3} \tag{2-11}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

式中，B_s 为偏度系数，用以描述分布的对称性（偏度）；μ_3 为总体的三阶中心矩；σ 表示总体的标准差。

(2)峰度系数

$$B_k = \frac{\mu_4}{\sigma^4} \tag{2-12}$$

式中，B_k 为峰度系数，用以描述分布的陡峭或平坦（峰度）；μ_4 为总体的四阶中心矩。

对于 Gauss 正态分布，$B_s=0$，$B_k=3$。于是可以据此用 B_s 和 B_k 联合起来描述随机总体与 Gauss 分布的总体偏离程度，以及检验该总体是否服从 Gauss 正态分布。当用偏度系数和峰度系数检验分布正态性时，由于总体的各阶矩一般是未知数，在样本较大时可用相应阶的样本矩代替。

2.2.2.2 湍流脉动压力的正态性

旋流分离器内进口部位器壁附近沿程的以及旋流分离器内部的脉动压力偏度系数和峰度系数以及正态性检验结果，分别如表 2-1 和表 2-2 所示。表 2-1 和表 2-2 中的符号“√”表示接受正态分布假设，即脉动压力服从正态分布。正态性分布的检验，是根据偏度系数 B_s 和峰度系数 B_k 联合进行的。取($|B_s|$，B_k)作为平面上的点坐标，此点应该与(0，3)接近。如果($|B_s|$，B_k)偏离(0，3)较远，则此分布就被认为不是正态分布。

图 2-12 所示为在检验显著性水平分别为 $\alpha=0.05$ 和 $\alpha=0.01$ 时的$|B_s|$和 B_k 联合检验图[20]，当($|B_s|$，B_k)点落入临界曲线范围之内(即点(0，3)所在一侧的区域)，则按受正态性分布假设，即认为脉动压力服从正态分布；若落入临界曲线范围之外，则拒绝正态性假设，即不服从 Gauss 分布。从图 2-12 所示的结果可以看出，旋流分离器进口部位沿程以及内部的脉动压力绝大多数在检验的显著性水平 $\alpha=0.01$ 下均服从 Gauss 正态分布，而且在检验的显著性水平 $\alpha=0.05$ 时，拒绝正态分布的脉动压力也只是少数。

表 2-1 和表 2-2 中的正态性检验结果是按在显著性水平

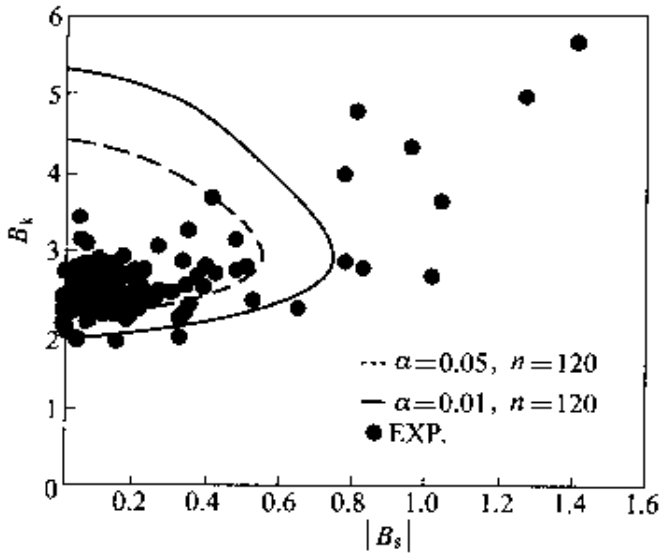


图 2-12　旋流分离器进口部位沿程以及
内部湍流脉动压力的正态性检验

$\alpha=0.01$下的检验结果给出的。表 2-1 的结果表明，在旋流分离器进口部位沿程的湍流脉动压力均服从正态分布。表 2-2 的结果则表明，在旋流分离器内部，绝大部分流域内的湍流脉动压力均服从正态分布；但是，在柱段区域内的个别地方以及锥段中上部的内旋流区域中的许多地方，脉动压力则并不服从 Gauss 正态分布。这些非 Gauss 型脉动压力的存在，正是湍流内间歇性的表现，即说明在旋流分离器内部的这些部位，湍流具有明显的间歇性特征。

表 2-1　旋流分离器进口部位沿程脉动压力的偏度系数(B_s)、峰度系数(B_k)以及正态性检验结果(G.D.)

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
B_s	0.348	0.211	0.080	0.148	0.091	0.005	0.072	0.114	0.186	0.010
B_k	3.252	2.276	2.368	2.544	2.735	2.091	2.113	2.212	2.225	2.748
G.D.	√	√	√	√	√	√	√	√	√	√

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

表 2-2 旋流分离器内部脉动压力的偏度系数(B_s)、峰度系数(B_k)以及正态性检验结果(G.D.)

z/mm		r/mm											
		4.5	7.5	10.5	13.5	16.5	19.5	22.5	25.5	28.5	31.5	34.5	37.5
5	B_s				0.267	0.344	0.077	0.144	−0.041	0.165	0.113	0.350	0.951
	B_k				2.509	2.526	2.500	2.810	2.798	2.942	2.679	2.298	4.334
	G.D.				√	√	√	√	√	√	√	√	×
25	B_s				0.409	0.380	1.036	−0.199	0.268	0.013	0.148	0.199	0.100
	B_k				2.670	2.496	3.643	2.498	3.078	2.516	2.408	2.757	2.909
	G.D.				√	√	×	√	√	√	√	√	√
55	B_s				0.090	0.066	0.329	−0.799	0.053	−0.038	−0.356	−0.300	−0.006
	B_k				2.467	2.575	2.877	4.789	2.543	2.413	2.679	2.496	2.258
	G.D.				√	√	√	×	√	√	√	√	√
85	B_s	0.769	−0.238	0.019	−0.074	−0.112	−0.500	−0.113	0.143	0.032	0.048	−0.183	1.401
	B_k	4.001	2.426	2.217	2.735	2.731	2.813	2.515	2.205	2.254	3.432	2.473	5.698
	G.D.	×	√	√	√	√	√	√	√	√	√	√	×
115	B_s	0.198	0.149	0.392	−0.329	−0.181	0.225	0.117	0.179	0.033	0.133	−0.129	0.091
	B_k	2.758	2.582	2.796	2.151	2.712	2.774	2.600	2.139	2.643	2.540	2.284	2.368
	G.D.	√	√	√	√	√	√	√	√	√	√	√	√

续表 2-2

z/mm		r/mm											
		4.5	7.5	10.5	13.5	16.5	19.5	22.5	25.5	28.5	31.5	34.5	37.5
145	B_s	0.211	0.061	1.007	−0.777	−0.223	−0.064	−0.185	0.128	−0.101	0.152	0.524	
	B_k	2.661	2.467	2.673	2.865	2.483	3.118	2.384	2.315	2.609	2.532	2.392	
	G.D.	√	√	×	×	√	√	√	√	√	√	√	
175	B_s	0.089	0.152	−0.648	0.194	0.089	0.129	−0.003	−0.256	1.266			
	B_k	2.731	1.847	2.271	2.278	2.231	2.849	2.430	2.428	4.966			
	G.D.	√	×	×	√	√	√	√	√	×			
205	B_s	0.064	0.327	−0.822	0.051	−0.229	0.254	0.111	0.347				
	B_k	2.857	1.902	2.800	3.136	2.381	2.412	2.332	2.233				
	G.D.	√	×	×	√	√	√	√	√				
235	B_s	0.045	−0.475	−0.052	0.075	0.215	0.019						
	B_k	1.899	2.755	2.622	2.546	2.576	2.464						
	G.D.	×	√	√	√	√	√						
265	B_s	−0.419	0.241	−0.473	−0.018	−0.151							
	B_k	2.711	2.458	3.122	2.460	2.381							
	G.D.	√	√	√	√	√							

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

参考文献

1 Chu Liang-Yin, Qin Jian-Jun, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Energy consumption and its reduction in the hydrocyclone separation process. Part II. Time-averaged and fluctuating characteristics of the turbulent pressure in a hydrocyclone. Separation Science & Technology, 2000, 35(15): 2543－2560

2 Chu Liang-Yin, Li Xiao-Zhong, Chen Wen-Mei. Energy consumption in hydrocyclone separations and its reduction. Part I: Theoretical investigations of the pressure distribution and the energy consumption mechanism in hydrocyclones. In: Proc. of 7th World Filtration Congress, Budapest, Hungary. May. 20－23, 1996, Vol. I: 152－156

3 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅰ．能量耗损理论分析．化工机械，1998，25(2)：63－69

4 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅱ．湍流压力场时均结构．化工机械，1998，25(3)：129－132

5 褚良银，陈文梅，李晓钟，任熙，吴持恭．水力旋流器内湍流压力场时均结构与脉动结构研究．见：第六届全国高校化机专业校际学术会议论文集，广州，1997

6 李晓钟，陈文梅，褚良银．水力旋流器压力场测试及能耗机理．流体机械，2000，28(9)：11－13，43

7 褚良银，陈文梅等．水力旋流器．北京：化学工业出版社，1998

8 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅲ．湍流压力场脉动结构．化工机械，1998，25(4)：8－12

9 Li Xiao-Zhong, Chen Wen-Mei, Chu Liang-Yin. Research on the turbulence in hydrocyclones. In: Proc. of 2nd Joint China/USA Chem. Eng. Conference, Beijing, China, May. 19－22, 1997

10 李晓钟,陈文梅,褚良银．水力旋流器固相颗粒时均流场及脉动特性研究．化工机械．1997，24(6)：311－314

3 旋流分离器湍流场数值模拟

引言

随着计算机技术的日新月异和湍流模式理论实际应用的发展，数值模拟已成为近期人们研究湍流运动的主要方法之一。因为与实验研究相比，数值模拟方法不仅具有成本低、速度快等较显著的优点，而且还能获得一些目前尚不能用实验方法获得的湍流特征参数，如湍动能及湍能耗散率等。综观前人关于旋流分离器内湍流场数值模拟的研究成果，发现尚存在两个主要问题[1,2]：(1) 以往人们把主要的精力都集中在液相流体速度场的计算预测和验证上，其次是颗粒的运动与分离，而对于旋流器内压力分布、湍动能及湍能耗散率分布方面的计算结果较少，而且缺乏实验数据验证；(2) 前人的大多数研究均采用 $k-\epsilon$ 模型，虽然有的在进行了各向异性修正后取得了较好的流场预测效果，然而要在更大程度上改善对强旋流的预报，就必须放弃 $k-\epsilon$ 模型，转而采用考查各向异性湍流的应力模型。本章将介绍本书作者采用代数应力模型(ASM)对旋流分离器内湍流场进行的数值模拟[3~5]，并用文献[6~8]中有关旋流分离器内压力分布的实测结果进行验证，从而进一步揭示旋流分离器内的湍流场结构、能量耗损机制，尤其是湍动能的分布及耗散规律。

3.1 旋流分离器湍流数学模型

3.1.1 基本方程

旋流分离器内瞬时流场的基本方程为：

连续性方程(质量守恒)

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{3-1}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

Navier-Stokes 方程(动量守恒)

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\upsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right] + g_i \quad (3\text{-}2)$$

按 Reynolds 提出的统计方法,将湍流物理量的瞬时值分为时均值和脉动量两部分,即有 $u_i = U_i + u_i'$, $p = P + p'$ 等。将其代入上述二式并进行时间平均,可得出湍流的时均流方程:

时均连续性方程

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3\text{-}3)$$

时均动量方程(Reynolds 方程)

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\upsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'}\right] + g_i \quad (3\text{-}4)$$

由式(3-2)减去式(3-4)可得出脉动值的动量方程,然后将 u_j' 乘以 u_i' 分量的脉动动量方程加上 u_i' 乘以 u_j' 分量的脉动动量方程,再求平均,于是得雷诺应力 $\overline{u_i' u_j'}$ 的动力学微分方程:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i' u_j'}) + U_l \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_l} \\
&= \frac{\partial}{\partial x_l}\left[-\overline{u_i' u_j' u_l'} - \overline{\frac{p'}{\rho}(\delta_{jl} u_i' + \delta_{il} u_j')} + \upsilon \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_l}\right] \\
&- \left(\overline{u_i' u_l'}\frac{\partial U_j}{\partial x_l} + \overline{u_j' u_l'}\frac{\partial U_i}{\partial x_l}\right) - 2\upsilon \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_l}\frac{\partial u_j'}{\partial x_l}} + \overline{\frac{p'}{\rho}\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}\right)}
\end{aligned} \quad (3\text{-}5)$$

式中,等号左边第一项为变化率项,记为 T_{ij};第二项为对流输运项,记为 C_{ij};等号右边第一项为湍流扩散与分子扩散项,记为 D_{ij};第二项为应力产生项,记为 P_{ij};第三项为黏性耗散项,记为 ε_{ij};第四项为应力应变项,记为 Φ_{ij}。

若在式(3-5)中收缩指标 i 与 j 并除以 2,便得湍动能 $k = \frac{1}{2}\overline{u_i' u_i'}$ 所满足的微分方程:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_l \frac{\partial k}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l}\left[-\overline{u_l'\left(k' + \frac{p'}{\rho}\right)} + \upsilon \frac{\partial k}{\partial x_l}\right] - \overline{u_i' u_l'}\frac{\partial U_i}{\partial x_l} - \varepsilon \quad (3\text{-}6)$$

式中，$k'=\frac{1}{2}u_i'u_i'$，$\varepsilon=\upsilon\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_l}\frac{\partial u_i'}{\partial x_l}}$为湍动能耗散率。

若将 i 方向脉动值动量方程对 x_l 微分，然后等号两边乘以 $2\upsilon\frac{\partial u_i'}{\partial x_l}$，再进行时间平均，则得湍动能耗散率所满足的微分方程：

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}+U_l\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_l}=\frac{\partial}{\partial x_l}\left[-\overline{\varepsilon' u_l'}-\frac{2\upsilon}{\rho}\overline{\frac{\partial p'}{\partial x_j}\frac{\partial u_l'}{\partial x_j}}+\upsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_l}\right]-$$
$$2\upsilon\frac{\partial U_i}{\partial x_j}\left(\overline{\frac{\partial u_l'}{\partial x_i}\frac{\partial u_l'}{\partial x_j}}+\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_l}\frac{\partial u_j'}{\partial x_l}}\right)-2\upsilon\overline{u_l'\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i\partial x_j}-$$
$$2\upsilon\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\frac{\partial u_i'}{\partial x_l}\frac{\partial u_j'}{\partial x_l}}-2\left(\upsilon\overline{\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l\partial x_j}}\right)^2 \tag{3-7}$$

式中，等号右边第一项为湍流扩散与分子扩散项，第二项和第三项为产生项(源项)，第四项为小涡拉伸产生项，第五项为黏性破坏项。

式(3-3)至式(3-7)构成了旋流分离器内湍流运动的基本微分方程组。

3.1.2　湍流代数应力模型(ASM)的封闭方程组

由于上述湍流基本方程组尚不封闭，因此必须对有关方程进行模型化，即引入新的方程从而使方程组封闭。经过模型化后，湍动能方程和湍动能耗散率方程变成如下形式：

$$\frac{\partial k}{\partial t}+U_l\frac{\partial k}{\partial x_l}=\frac{\partial}{\partial x_l}\left(C_k\frac{k}{\varepsilon}\overline{u_i'u_l'}\frac{\partial k}{\partial x_s}+\upsilon\frac{\partial k}{\partial x_l}\right)-\overline{u_i'u_l'}\frac{\partial U_i}{\partial x_l}-\varepsilon \tag{3-8}$$

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}+U_l\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_l}=\frac{\partial}{\partial x_l}\left(C_\varepsilon\frac{k}{\varepsilon}\overline{u_i'u_l'}\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_i}+\upsilon\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_l}\right)-\left(\overline{u_i'u_l'}\frac{\partial U_i}{\partial x_l}C_{\varepsilon 1}+C_{\varepsilon 2}\varepsilon\right)\frac{\varepsilon}{k} \tag{3-9}$$

根据 Rodi 近似，将雷诺应力方程中的扩散项与对流项进行处理，可以将雷诺应力方程简化为如下的代数方程：

$$\overline{u_i'u_j'}=(1-\lambda)\frac{2}{3}\delta_{ij}k-\lambda\frac{k}{\varepsilon}\left(\overline{u_i'u_l'}\frac{\partial U_j}{\partial x_l}+\overline{u_j'u_l'}\frac{\partial U_i}{\partial x_l}\right)_{ij} \tag{3-10}$$

式中，λ 为常数；δ_{ij}为 Kronecker 函数，当 $i=j$ 时 $\delta_{ij}=1$，当 $i\neq j$ 时 $\delta_{ij}=0$。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

于是，由式(3-3)、式(3-4)与式(3-8)、式(3-9)、式(3-10)联立，就组成了湍流代数应力模型(ASM)的封闭方程组。

考虑到旋流分离器内采用柱坐标系更为合适，在将平均流方程整理成 Boussinesq 公式形式，并将各向异性代数应力模型的 k 和 ϵ 方程中的扩散项取各向同性近似时，旋流分离器内平均流动及 k 和 ϵ 方程在柱坐标系中可用如下通式予以描述：

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u\varphi)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho u\varphi)=\frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_{\varphi z}\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma_{\varphi r}\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)+S_{\varphi} \tag{3-11}$$

式中，φ 为通用因变量；u 和式(3-12)中的 w、v 分别为 z、r、θ 方向的时均速度；$\Gamma_{\varphi z}$ 和 $\Gamma_{\varphi r}$ 分别为 φ 在 z 及 r 方向的输运系数；S_{φ} 为源项。各方程中 φ、$\Gamma_{\varphi z}$、$\Gamma_{\varphi r}$ 和 S_{φ} 的含义见表 3-1。

表 3-1 式(3-11)中 φ、$\Gamma_{\varphi z}$、$\Gamma_{\varphi r}$ 和 S_{φ} 的表达式

方程	φ	$\Gamma_{\varphi z}$	$\Gamma_{\varphi r}$	S_{φ}
连续	1	0	0	0
z-动量	u	$2\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{u'u'}+2\mu$	$\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{v'v'}+\mu$	$-\frac{\partial p}{\partial z}-\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{2}{3}(1-\lambda)\rho k-2\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{u'v'}\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(-r\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{u'w'}\frac{w}{r}\right)\right]$
r-动量	v	$\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{u'u'}+\mu$	$2\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{v'v'}+2\mu$	$-\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial \mu}{\partial r}\right)-2\mu\frac{v}{r^2}+\rho\frac{w^2}{r}+\rho\frac{\overline{w'w'}}{r}+\frac{\partial}{\partial z}\left[\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\left(\overline{v'v'}\frac{\partial u}{\partial r}-\overline{u'w'}\frac{w}{r}\right)\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{2}{3}r\rho k(1-\lambda)\right]$
θ 动量	w	$\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{u'u'}+\mu$	$\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{u'u'}+2\mu$	$-\rho\frac{vw}{r}-\rho\frac{\overline{v'w'}}{r}-\frac{w}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r\mu)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\rho\frac{k}{\epsilon}\overline{u'v'}\frac{\partial w}{\partial r}\right)$
湍动能	k	$C_k\rho\frac{k^2}{\epsilon}+\frac{\mu}{\sigma_k}$	$C_k\rho\frac{k^2}{\epsilon}+\frac{\mu}{\sigma_k}$	$G_k-\rho\epsilon$
湍动能耗散率	ϵ	$C_\epsilon\rho\frac{k^2}{\epsilon}+\frac{\mu}{\sigma_\epsilon}$	$C_\epsilon\rho\frac{k^2}{\epsilon}+\frac{\mu}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k}(C_{\epsilon 1}G_k-C_{\epsilon 2}\rho\epsilon)$

表 3-1 中湍能产生率 G_k 为

$$G_k=\overline{u'u'}\frac{\partial u}{\partial z}+\overline{u'v'}\left(\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)+\overline{v'v'}\frac{\partial v}{\partial r}+\overline{u'w'}\frac{\partial w}{\partial x}+\overline{v'w'}\left[r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{w}{r}\right)\right]+\overline{w'w'}\left(\frac{v}{r}\right) \tag{3-12}$$

基于旋流分离器内强旋流动的特点，即流场中大部分区域内有 $w \gg u \gg v$ 和 $\frac{\partial}{\partial r} \gg \frac{\partial}{\partial z} \gg \frac{\partial}{\partial \theta}$，在应力代数式中(不是时均方程中)与含有 $\frac{\partial u}{\partial r}$，$\frac{\partial w}{\partial r}$ 及 $\frac{w}{r}$ 的项相比，可以忽略含有 $\frac{\partial u}{\partial z}$，$\frac{\partial v}{\partial z}$ 及 $\frac{\partial v}{\partial r}$ 的项。由此可得出各应力分量的代数表达式为

$$\overline{u'u'} = \frac{2}{3}(1-\lambda)k - 2\lambda \frac{k}{\varepsilon}\left(-\overline{u'v'}\frac{\partial u}{\partial r}\right) \tag{3-13}$$

$$\overline{v'v'} = \frac{2}{3}(1-\lambda)k \tag{3-14}$$

$$\overline{w'w'} = \frac{2}{3}(1-\lambda)k - 2\lambda \frac{k}{\varepsilon}\left[\overline{v'w'}\left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r}\right)\right] \tag{3-15}$$

$$\overline{u'v'} = -\frac{2}{3}\lambda(1-\lambda)\frac{k^2}{\varepsilon}\left[1+\lambda^2\left(\frac{k^2}{\varepsilon}\right)^2\left(\frac{\partial w}{\partial r}\right)\left(\frac{w}{r}\right)\right]^{-1}\frac{\partial u}{\partial r} \tag{3-16}$$

$$\overline{u'w'} = \lambda \frac{k}{\varepsilon}\left(-\overline{u'v'}\frac{\partial w}{\partial r}\right) \tag{3-17}$$

$$\overline{v'w'} = \lambda \frac{k}{\varepsilon}\left(-\overline{v'v'}\frac{\partial w}{\partial r}\right) \tag{3-18}$$

其中 $\overline{u'v'}$ 和 $\overline{v'v'}$ 已可单独求解，然后可由 $\overline{u'v'}$ 求解 $\overline{u'w'}$ 和 $\overline{u'u'}$，并由 $\overline{v'v'}$ 求解 $\overline{v'w'}$，再由 $\overline{v'w'}$ 求解 $\overline{w'w'}$。模型方程中的常数取表3-2中的值。

表 3-2　模型常数取值

λ	C_k	C_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_t
0.2	0.1	0.1	1.44	1.92	0.5	1.33

3.2　数值计算方法

此处数值计算方法以 SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)算法为基础，其主要特征是：

1)流场被划分成若干控制体积；

2)模型方程在每个控制体内积分；

3)微分方程被离散成代数方程，然后求解得出流场特征量的

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

离散值。

3.2.1 流场网格划分和交错网格系统

为节省计算时间，又保证精度，在流速和压力梯度较大、各特征量变化剧烈的区域(如旋流器内旋流区域和进料口附近区域)设计较密网格(网线径向间距 1.5mm；轴向间距在进料口附近为5mm，在其他处为 15mm)，而在其他区域设置较稀网格(网格径向间距为 3mm)。所划分的旋流分离器内网格系统的网线数为 16(r 向)×32(z 向)。

动量方程中的压力梯度项和连续性方程在正常网格下进行离散时会出现不合理的计算结果，这里采用交错网格系统(如图 3-1 所示)。所谓交错网格，就是将计算速度分量 u_i 的网格系统与计算标量的主网格系统错开布置的一种网格系统。计算速度分量的网格结点位置在主控制体表面上，速度 u 控制体在 x 轴方向错开半步，v 控制体在 y 轴方向错开半步。利用这种交错网格布置，可以使 $\mathrm{d}u/\mathrm{d}x$，$\mathrm{d}v/\mathrm{d}y$，$\mathrm{d}p/\mathrm{d}x$ 和 $\mathrm{d}p/\mathrm{d}y$ 直接由邻近的两结点处理，避免了控制体表面的插值问题，有效地避免了不合理的波状压力场和速度场。

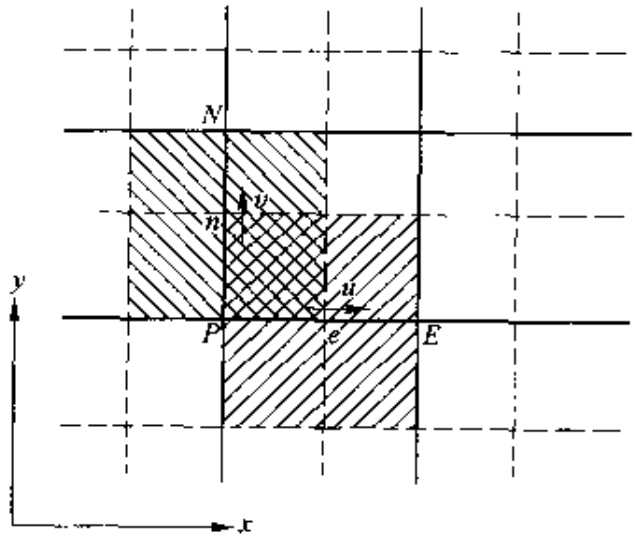


图 3-1 交错网格布置

3.2.2　微分方程的离散化

利用有限容积法对湍流模型方程通用式(3-11)在图 3-2 所示的控制体积内积分,得

$$\iint\left[\frac{\partial}{\partial z}(\rho ru\varphi)+\frac{\partial}{\partial r}(\rho rv\varphi)\right]\mathrm{d}A$$
$$=\iint_A\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(r\Gamma_{\varphi z}\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma_{\varphi r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)\right]\mathrm{d}A+\iint_A rS_\varphi\mathrm{d}A \quad (3\text{-}19)$$

即有

$$\int_s^n\int_w^e\left[\frac{\partial}{\partial z}(\rho ru\varphi)-\frac{\partial}{\partial z}\left(r\Gamma_{\varphi z}\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)\right]\mathrm{d}z\mathrm{d}r$$
$$+\int_w^e\int_s^n\left[\frac{\partial}{\partial r}(\rho rv\varphi)-\frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma_{\varphi r}\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)\right]\mathrm{d}r\mathrm{d}z$$
$$=\iint_A rS_\varphi\mathrm{d}z\mathrm{d}r \quad (3\text{-}20)$$

式(3-20) 可改写为

$$F_e-F_w+F_n-F_s=\iint_A rS_\varphi\mathrm{d}z\mathrm{d}r \quad (3\text{-}21)$$

其中

$$F_e=(\rho ru)_e\Delta r\varphi_e-\frac{r(\Gamma_{\varphi z})_e}{(\Delta z)_e}\Delta r(\varphi_E-\varphi_P) \quad (3\text{-}22)$$

$$F_w=(\rho ru)_w\Delta r\varphi_w-\frac{r(\Gamma_{\varphi z})_w}{(\Delta z)_w}\Delta r(\varphi_P-\varphi_W) \quad (3\text{-}23)$$

$$F_n=(\rho rv)_n\Delta z\varphi_n-\frac{r(\Gamma_{\varphi z})_n}{(\Delta r)_n}\Delta z(\varphi_N-\varphi_P) \quad (3\text{-}24)$$

$$F_s=(\rho rv)_s\Delta z\varphi_s-\frac{r(\Gamma_{\varphi z})_s}{(\Delta r)_s}\Delta z(\varphi_P-\varphi_S) \quad (3\text{-}25)$$

根据有限容积法的基本法则对源项进行负斜率线性化处理,即

$$S_\varphi=S_c+S_p\varphi,\quad S_p\leqslant 0 \quad (3\text{-}26)$$

式中,S_c 和 S_p 分别为常数和系数。

由式(3-22) 至式(3-25) 可以发现,因变量 φ 在控制体表面的值 φ_e,φ_w,φ_n 和 φ_s 需通过插值来确定。本研究选用QUICK差分格式和 PLDS 差分格式来进行插值。QUICK 格式是一种三点上风加

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

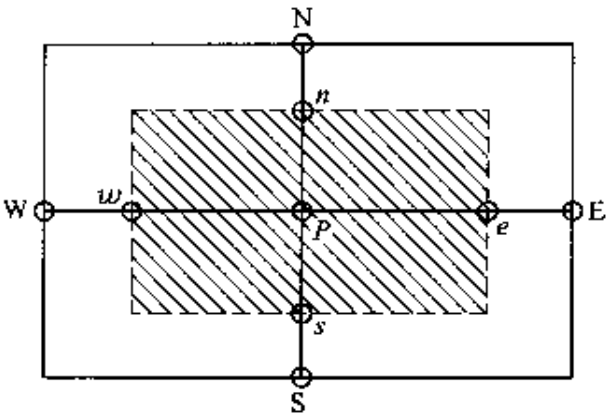


图 3-2 控制体积示意图

权二次三项式插值格式，该格式不但能避免中心差分造成的不稳定，而且比上风格式精确。以 φ_w 为例（φ_e、φ_s 和 φ_n 类似）：

$$\varphi_w = \frac{B_{w1}}{B_w}\varphi_w - \frac{B_{w2}}{B_w}\varphi_p + \frac{B_{w3}}{B_w}\varphi_* \tag{3-27}$$

式中

$$\varphi_* = \varphi_{ww},\ u_w > 0 \qquad \varphi_* = \varphi_E,\ u_w < 0 \tag{3-28}$$

其加权系数 B_{w1}、B_{w2}、B_{w3} 和 B_w 由下列公式描述：

$$B_{w1} = \delta_2\delta_3(\delta_2 - \delta_3) \tag{3-29}$$

$$B_{w2} = \delta_1\delta_3(\delta_1 + \delta_3) \tag{3-30}$$

$$B_{w3} = \delta_1\delta_2(\delta_1 + \delta_2) \tag{3-31}$$

$$B_w = B_{w1} - B_{w2} \tag{3-32}$$

式中，δ_1、δ_2 和 δ_3 见图 3-3 所示。

利用连续性方程（$\varphi = 1$，$S_\varphi = 0$），并对离散化的方程进行整理，得

$$A_P\varphi_P = A_E\varphi_E + A_W\varphi_W + A_N\varphi_N + A_S\varphi_S + S_c\Delta x\Delta r \tag{3-33}$$

式中

$$A_E = D_e\left[1 + \frac{B_{e2}}{B_e}P_t^e - \frac{B_{w3}}{B_w}\cdot\max(0, -P_t^w)\right] \tag{3-34}$$

$$A_W = D_w\left[1 + \frac{B_{w1}}{B_w}P_t^w - \frac{B_{e3}}{B_e}\cdot\max(0, P_t^e)\right] \tag{3-35}$$

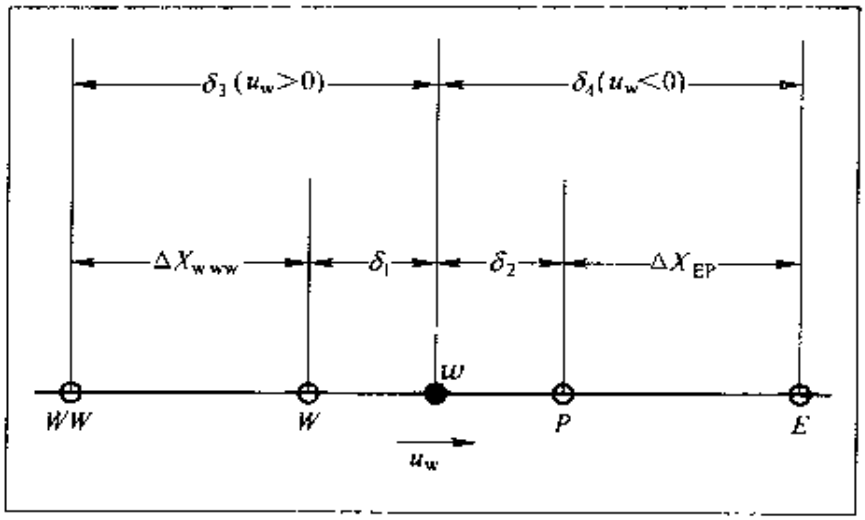


图 3-3　QUICK 格式的网格参数

$$A_N = D_n\left[1 + \frac{B_{n2}}{B_e}P_t^n - \frac{B_{s3}}{B_s}\cdot\max(0, -P_t^s)\right] \tag{3-36}$$

$$A_S = D_s\left[1 + \frac{B_{s1}}{B_s}P_t^s + \frac{B_{n3}}{B_n}\cdot\max(0, P_t^n)\right] \tag{3-37}$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S - S_P\Delta z\Delta r \tag{3-38}$$

式中，D_e、D_w、D_n 和 D_s 为扩散系数项，如 $D_e = \dfrac{r(\Gamma_{\varphi z})_e}{(\Delta z)_e}$；$P_t$ 为 Peclet 数，表示对流强度与扩散强度之比，如 $P_t^e = \dfrac{(\rho ru)_e(\Delta z)_e}{r(\Gamma_{\varphi z})_e}$；max 表示取大值。

PLDS 差分格式是一种幂函数格式，具有较高的精度。用 PLDS 差分格式同样也可以得到式(3-33)，但系数不同：

$$A_E = D_e\cdot\max[0,(1-0.1\mid P_t^e\mid^2)] + \max(0, -L_e) \tag{3-39}$$

$$A_W = D_w\cdot\max[0,(1-0.1\mid P_t^w\mid^2)] + \max(0, -L_w) \tag{3-40}$$

$$A_S = D_s\cdot\max[0,(1-0.1\mid P_t^s\mid^2)] + \max(0, -L_s) \tag{3-41}$$

$$A_N = D_n\cdot\max[0,(1-0.1\mid P_t^n\mid^2)] + \max(0, -L_n) \tag{3-42}$$

$$A_P = A_E + A_W + A_N + A_S - S_P\Delta z\Delta r \tag{3-43}$$

式中，L_e、L_w、L_s 和 L_n 为对流强度，如 $L_e = (\rho ru\Delta r)_e$，其余类推，其他符号同前。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

至此,前面所导出的湍流模型封闭微分方程组原则上都可以离散成代数方程通用式(3-33)进行数值求解了。然而,由于动量方程源项中的压力梯度一般未知,故实际上还很难直接求解。

3.2.3 速度和压力校正

压力场是间接地由连续性方程确定的,当正确的压力场代入动量方程后,求出的速度场应满足连续性方程。为此,可利用连续性方程和动量方程对压力和速度进行逐步修正,以获得正确的流场。这便是 SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) 算法的基本思想。SIMPLE 算法多年来被广泛采用,受到了普遍的欢迎,同时也得到了不断的改进和发展,相继又出现了 SIMPLER 算法、SIMPLEST 算法、SIMPLEC 算法、SIMPLEHL 算法以及 PISO 算法等改进算法。本研究采用 SIMPLER 计算程式。

在式(3-33)中,压力梯度项包括在源项中,所以先将它从源项中分离出来。以图 3-2 中的 e 点为例,速度 u 的动量方程可写成

$$A_e^u u_e - \sum_i A_i^u u_i + (p_P - p_E)(r\Delta r_{ns}) + B \qquad (3\text{-}44)$$

式中,B 为不含压力梯度的源项;A_i^u 和 u_i 分别表示 e 点四周相邻点的离散系数和速度,即 $i = E, W, S, N$。

为进行速度和压力校正,我们假设:

$$u = u^* + u' \qquad (3\text{-}45)$$

$$v = v^* + v' \qquad (3\text{-}46)$$

$$p = p^* + p' \qquad (3\text{-}47)$$

式中,u^*、v^* 和 p^* 表示初始值或计算所得近似值;u'、v' 和 p' 表示速度和压力校正项;u、v 和 p 则为准确值。

于是,根据式(3-44)可以有

$$A_e^u u_e^* = \sum_i A_i^u u_i^* + (p_P^* - p_E^*)(r\Delta r_{ns}) + B \qquad (3\text{-}48)$$

式(3-44)减去式(3-48),得

$$A_e^u u_e' = \sum_i A_i^u u_i' + (p'_P - p'_E)(r\Delta r_{ns}) \qquad (3\text{-}49)$$

令

$$p'_c = p'_{e,1} + p'_{e,2} \tag{3-50}$$

$$D^u_e = (r\Delta r_{ns})/A^u_e \tag{3-51}$$

$$u'_e = u'_{e,1} + u'_{e,2} \tag{3-52}$$

则式(3-49)可写为

$$u'_e = \frac{\sum_i A^u_i u'_i}{A^u_e} + (p'_P + p'_E)D^u_e = u'_{c,1} + u'_{e,2} \tag{3-53}$$

其中：

$$u'_{c,1} = (p'_{P,1} - p'_{E,1})D^u_e \tag{3-54}$$

$$u'_{e,2} = \frac{\sum_i A^u_i u'_i}{A^u_e} + (p'_{P,2} + p'_{E,2}) \tag{3-55}$$

于是，修正后的速度和压力可表示为：

$$u_e = u^*_e + u'_{e,1} + u'_{e,2} = u^{**}_e + u'_{c,2} \tag{3-56}$$

$$p_e = p^*_e + p'_{e,1} + p'_{e,2} \tag{3-57}$$

作为一阶近似，可假设 $u'_{e,2} = 0$，则

$$u^{**}_e = u^*_e + (p'_{P,1} - p'_{E,1})D^u_e \tag{3-58}$$

同理，亦可以得出 u^{**}_w，v^{**}_n 和 v^{**}_s 的类似表达式。由于连续性方程可离散为

$$[(\rho ru)_w - (\rho ru)_e]\Delta r + [(\rho rv)_s - (\rho rv)_n]\Delta z = 0 \tag{3-59}$$

则将式(3-58)及 u^{**}_w，v^{**}_n 和 v^{**}_s 的表达式代入式(3-59)，可得

$$A^{p'}_P p'_{P,1} = \sum_i A^{p'}_i p'_{i,1} + B_1 \tag{3-60}$$

其中：

剩余质量源

$$B_1 = [(\rho ru^*)_w - (\rho ru^*)_e]\Delta r + [(\rho rv^*)_s - (\rho rv^*)_n]\Delta z \tag{3-61}$$

系数

$$A^{p'}_E = (\rho rD^u_e)\Delta r_{ns} \tag{3-62}$$

$$A^{p'}_W = (\rho rD^u_w)\Delta r_{ns} \tag{3-63}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$A_N^{p'} = (\rho r D_n^v)\Delta z \tag{3-64}$$

$$A_S^{p'} = (\rho r D_s^v)\Delta z \tag{3-65}$$

$$A_P^{p'} = A_E^{p'} + A_W^{p'} + A_S^{p'} + A_N^{p'} \tag{3-66}$$

如果认为 $p'_{P,2} = 0$，$p' = p'_{P,1}$，则式(3-60)为SIMPLER算法的压力校正方程，再用式(3-57)和式(3-58)可进行压力和速度校正。

如果 $p'_{P,2} \neq 0$，把 $u'_{e,2}$，$u'_{w,2}$，$v'_{n,2}$ 和 $v'_{s,2}$ 均引入连续性方程，则可以得到压力项 $p'_{P,2}$ 的校正方程：

$$p_P^{p'} p'_{P,2} = \sum_i A_i^{p'} p'_{i,2} + B_2 \tag{3-67}$$

式中，各系数与式(3-60)中的系数相同；其剩余质量源 B_2 的表达式为

$$B_2 = \rho_w \left[\frac{\sum_i A_i^u u'_{i,1}}{A_P^u}\right]_w \Delta r + \rho_e \left[\frac{\sum_i A_i^u u'_{i,1}}{A_P^u}\right]_e \Delta r + \rho_s \left[\frac{\sum_i A_i^v v'_{i,1}}{A_P^v}\right]_s \Delta z + \rho_n \left[\frac{\sum_i A_i^v v'_{i,1}}{A_P^v}\right]_n \Delta z \tag{3-68}$$

将所求得的 $p'_{i,1}$ 和 $p'_{i,2}$ 代入式(3-50)得出 p'_i，再代入式(3-47)进行压力校正，而只把 u'_1 作为 u' 代入式(3-45)进行速度校正。这种方法称为PISO方法(Pressure Implicit Solution by Split Operator method)，只是比SIMPLER算法多了一个压力校正方程。

3.2.4 代数方程组的求解

求解代数方程组时采用ADI(Alternating Direction Implicit)逐行法，其基本思想是将求解三对角矩阵的TDMA算法(Tri-Diagonal Matrix Algorithm)与Gauss-Seidel逐点法相结合，在每一条网格线上采用TDMA法求解，求解中相邻网格线上的结点值作为已知值。式(3-33)中后三项以已知值代入时，则意味着在E-W方向网格线上求解，反之则为N-S方向，于是该式可改写为

$$A_i\varphi_i = \alpha_i\varphi_{i-1} + \beta_i\varphi_{i+1} + C_i \tag{3-69}$$

计算时，首先在某一行上沿一个方向上逐点进行扫描，得出系数；然后，沿相反的方向进行逐点扫描，可求出 φ_i 的值：

$$\varphi_i = K_i\varphi_{i+1} + E_i \tag{3-70}$$

其中

$$K_i = \frac{\beta_i}{A_i - \alpha_i K_{i-1}} \tag{3-71}$$

$$E_i = \frac{\alpha_i E_{i-1} + C_i}{A_i - \alpha_i K_{i-1}} \tag{3-72}$$

将每一行上各结点的 φ_i 求出后，再依次用同样的方法求解相邻的下一行，即进行逐行扫描。这种逐行扫描首先沿一个方向进行，完成后沿垂直的另一个方向再进行一遍，以便将四周边界的信息尽快传递到计算域内部，从而提高收敛速度。

3.2.5　边界处理

3.2.5.1　进口边界条件

旋流分离器实际进料口的径向坐标是随 θ 变化，它要求用三维系统来描述，计算量较大；而旋流分离器内部的流动则因为轴对称性可被认为呈二维椭圆形湍流运动。于是，将进料口的三维几何边界简化为二维的基圆圆周进口，即认为流体从基圆圆周各处切向均匀进料。这样，进口条件为

轴向速度　　$u_e = 0$　　(3-73)

切向速度　　$w_e = \dfrac{4Q_e}{\pi d_e^2}$　　(3-74)

径向速度　　$v_e = \dfrac{Q_e}{\pi d_e D}$　　(3-75)

湍动能　　$k_e = 0.01 w_e^2$　　(3-76)

湍动能耗散率　　$\epsilon_e = \dfrac{k_e^{1.5}}{0.04}$　　(3-77)

式中，Q_e 为处理能力；d_e 和 D 分别为进料口和旋流器直径。

3.2.5.2　出口边界条件

在旋流分离器的底流口和溢流口处，可以近似认为流体呈充分发展湍流状态，于是可以取流体流动特征量的梯度为零来作为

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

出口边界条件，即

$$\frac{\partial u}{\partial x}=0,\quad \frac{\partial v}{\partial x}=0,\quad \frac{\partial w}{\partial x}=0,\quad \frac{\partial k}{\partial x}=0,\quad \frac{\partial \epsilon}{\partial x}=0 \tag{3-78}$$

3.2.5.3 空气柱边界

将空气柱的形状近似看成稳定的直柱形，于是可采取类似于确定自由表面边界的刚盖近似，按对称面处理，即在空气柱边界上有

$$v\cdot n=0,\ \frac{\partial u}{\partial r}=0,\ v=0,\ \frac{\partial w}{\partial r}=0,\ \frac{\partial k}{\partial r}=0,\ \frac{\partial \epsilon}{\partial r}=0 \tag{3-79}$$

式中，n 为沿法向方向的单位矢量。

3.2.5.4 固体壁面边界

在固体壁面上，除了动量的扩散外，所有的通量值均可给定为零，即

$$u=0,\ v=0,\ w=0,\ k=0,\ \epsilon=0 \tag{3-80}$$

在近壁区域，采用 Launder & Spalding 推荐的壁函数法进行处理，即采用半经验半理论的方法，得到自壁面至充分发展湍流区之间的流速、湍动能和湍能耗散率的分布规律，从而解决近壁区域的计算问题。近壁区域速度的经验定律常采用对数分布，即

$$u_P^+=\frac{1}{\Pi}\ln(E\cdot y_P^+) \tag{3-81}$$

式中，Π 为 Von Karman 常数，取 $\Pi=0.4$；常数 $E=0.9$（光滑壁面）；y_P^+ 由下式描述：

$$y_P^+=\frac{\rho_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{v} \tag{3-82}$$

式中，常数 $C_\mu=0.09$；y_P 为 P 点到壁面的距离。

对于近壁区域的湍动能，可用下式给出：

$$k_P=\frac{u_\tau^2}{C_\mu^{1/2}} \tag{3-83}$$

式中，u_τ 为摩阻速度；C_μ 同上。

近壁处湍动能耗散率则由下式给出：

$$\varepsilon_P = \frac{u_\tau^3}{\Pi y_P} = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{\Pi \cdot y_P} \tag{3-84}$$

3.2.6　欠松弛算法与收敛性判别

为了使方程求解过程易于收敛，采用欠松弛算法(under-relaxation)，即在迭代过程中，不以本次求解所得的物理量 φ_k 作为更新值，而是与上次迭代值 φ_{k-1} 进行加权平均作为更新值，即

$$\varphi = \alpha\varphi_k + (1-\alpha)\varphi_{k-1} \tag{3-85}$$

式中，α 为松弛系数，$\alpha \in (0,1)$。

此处收敛的判别标准不是将前后两次计算结果差值的绝对值作为判别依据，而是把计算结果代回方程式(3-33)，将其余项作为判别标准，即

$$\mathrm{RESOR}_\varphi(P) = |A_E\varphi_E + A_W\varphi_W + A_N\varphi_N + A_S\varphi_S - A_P\varphi_P| \tag{3-86}$$

当 φ_P 为精确值时，$\mathrm{RESOR}_\varphi(P)$ 为零。对于稳定收敛的迭代计算，$\mathrm{RESOR}_\varphi(P)$ 的值总是逐渐减小。由于压力校正方程的收敛速度往往滞后于其他方程，故可将质量源项作为压力项收敛的判别标准，即

$$\mathrm{RESOR}_M(P) = |B| \tag{3-87}$$

对于整个流场的收敛性判别，要综合考虑全场的余项，总的余项为各点的余项之和与总的入流量之比，于是有

$$\mathrm{RESOR}_\varphi = \sum_{ij} \mathrm{RESOR}_\varphi(P)/\varphi_e \tag{3-88}$$

$$\mathrm{RESOR}_M = \sum_{ij} \mathrm{RESOR}_M(P)/\varphi_e \tag{3-89}$$

若允许的最大误差为 SORMAX，则收敛性判别准则为

$$\mathrm{MAX}(\mathrm{RESOR}_\varphi, \mathrm{RESOR}_M) \leqslant \mathrm{SORMAX} \tag{3-90}$$

3.2.7　计算步骤

至此，可以将整个求解过程完整地归纳为如下计算步骤：

1) 设置网格，给定边界条件，给各变量赋初值；

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

2) 求解代数应力方程,得雷诺应力;

3) 求解动量方程(3-31),得到近似的速度场 u^* 和 v^* 值;

4) 求解 p' 压力校正方程(3-60)得压力校正值 p';

5) 利用 p' 和压力初值由压力校正公式(3-57)得到新的压力场 p 值;

6) 利用 p' 和 u^* 及 v^* 值,由速度校正公式(3-58)得到校正后的速度场 u^{**} 和 v^{**} 值;

7) 求解流场其他物理量,如 w,k 和 ε 的值;

8) 将各变量的新值作为初值,返回第 2 步,重复整个过程,直至收敛为止。

3.3 旋流器湍流场数值模拟算例

根据上面所介绍的湍流代数应力模型和数值计算方法,对旋流分离器内的湍流场进行数值模拟。由于前人对旋流分离器内速度场的数值模拟较多,而对旋流分离器内的压力场、湍动能及其耗散率等方面的数值模拟报道很少,所以,这里主要给出旋流分离器内压力场、湍动能以及湍动能耗散率分布的数值计算结果。

3.3.1 湍流压力场模拟结果与实验验证

旋流分离器内压力场的数值模拟结果及其与实验数据的比较如图 3-4 所示。结果表明,压力分布的数值计算值与实测值很吻合,也就说明所选取的数学模型以及数值计算方法是合适的,计算结果令人满意。在同一轴向位置上,随着位置半径的减小,压力逐渐降低,而径向压力梯度却逐渐增大。压力陡降主要发生在空气柱附近的内旋流区域中,说明这部分区域内能量损失十分严重,同时也说明控制该区域内的能量耗损应是降减旋流器能耗的主要措施之一。

3.3.2 湍动能与湍动能耗散率模拟结果

旋流分离器内湍动能分布的数值模拟结果如图 3-5 所示。结果表明,在溢流管端以下的各个轴向位置上,湍动能的分布具有相似性:在器壁附近区域的湍动能较大,随着位置半径的减小,湍动

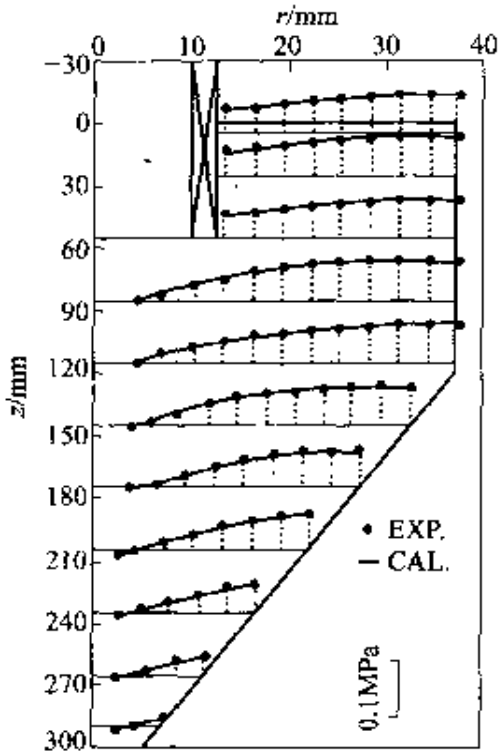


图 3-4　旋流分离器内压力场的数值模拟结果与其实测数据的比较

能先是有一个减小的趋势，然后随半径的变化比较平缓；等到了内旋流区域之后又逐渐增大，其增大的幅度比在器壁附近降低的幅度要大，即呈中间低凹两端上翘（空气柱一侧比器壁一侧翘得高些）的不对称鞍形结构。这一结果与用激光多普勒测速仪对旋流分离器内湍动能的实测结果[9, 10]十分吻合，证实了本计算结果的可信性。而在溢流管外壁与旋流器壁之间的环隙空间内，尽管湍动能在边壁处仍呈现出较大的趋势，但湍动能沿径向方向的变化幅度却不大，而且在溢流管外壁附近也无明显上升趋势。湍动能主要来源于时均流，通过雷诺切应力做功给湍流提供能量。旋流分离器内湍动能的上述分布规律表明，旋流分离器内器壁附近区域和内旋流中湍流从时均流内提取的能量较多，即时均流的能量在这两个区域损失于湍流的量较大。这种较严重的能量损失在空气柱附近的内旋流区域中尤为突出，是旋流分离器内部能量损失的主要组成部分，应该得到重点的控制。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

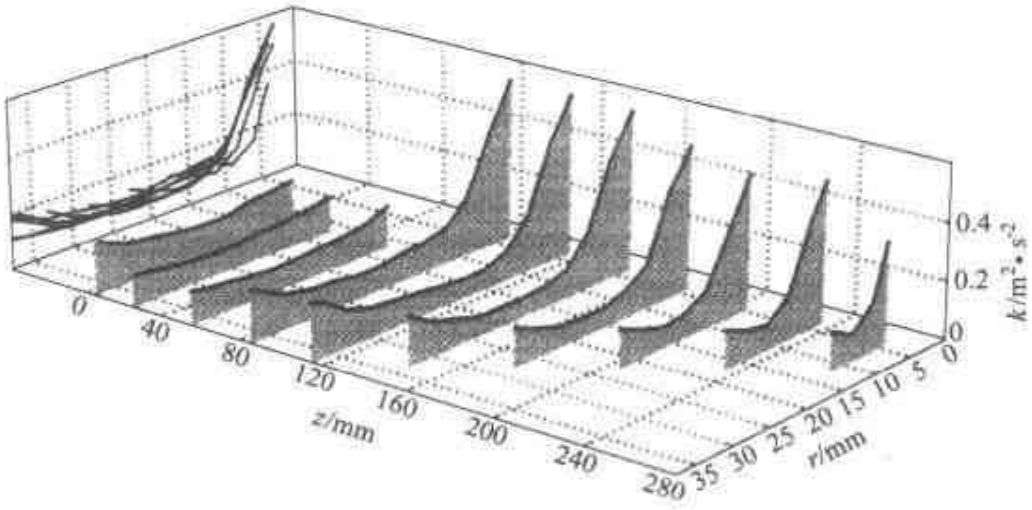


图 3-5 旋流分离器内湍动能分布的数值模拟结果

旋流分离器内湍动能耗散率的数值模拟结果如图 3-6 所示。将图 3-6 与图 3-5 进行比较可以发现，旋流分离器内湍动能耗散率的分布规律与湍动能的分布规律十分相似，即湍动能较大的地方湍能耗散率也较大，反之亦然。这表明，在旋流分离器内溢流管端以下空气柱附近的内旋流中，不仅平均流的能量损失严重，而且湍动能的耗散损失也很严重，即该区域是旋流器内流体能量损失的主要区域所在。要想获得良好的节能效果，就必须对该区域内流体湍流的结构进行控制，使其湍动能和湍动能耗散率能有效地降低。

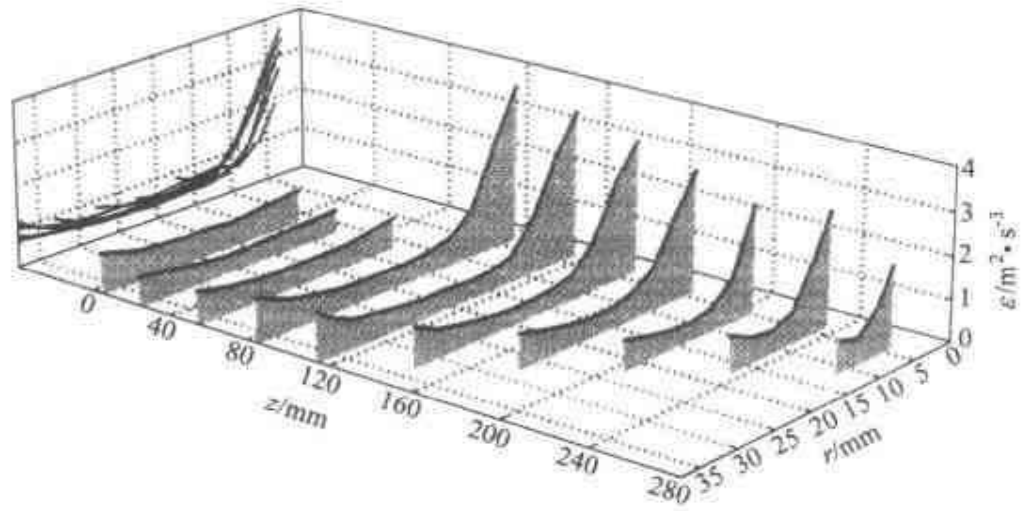


图 3-6 旋流分离器内湍动能耗散率的数值模拟结果

参考文献

1 褚良银. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究：博士后研究工作报告，成都：四川联合大学，1997.3

2 李晓钟，褚良银，陈文梅. 水力旋流器内湍流数值模拟研究进展. 化工装备技术，1996，17(3)：46~54

3 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong et al. Numerical simulation of turbulence and structure of turbulence in the hydrocyclone. Transactions of Nonferrous Met. Soc. China (English edition), 1999, 9(1): 128~136

4 褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器湍流数值模拟及湍流结构. 高校化学工程学报，1999，13(2)：107~113

5 褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究 Ⅳ. 湍动能分布与湍动能耗散率. 化工机械，1998，25(5)：254~258

6 Chu Liang-Yin, Qin Jian-Jun, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Energy consumption and its reduction in the hydrocyclone separation process. Part Ⅱ. Time-Averaged and fluctuating characteristics of the turbulent pressure in a hydrocyclone. Separation Science & Technology, 2000, 35(15): 2543~2560

7 褚良银，陈文梅，李晓钟，任熙，吴持恭. 水力旋流器内湍流压力场时均结构与脉动结构研究. 见：第六届全国高校化机专业校际学术会议论文集，广州，1997

8 褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究 Ⅱ. 湍流压力场时均结构. 化工机械，1998，25(3)：129~132

9 Li Xiao-Zhong, Chen Wen-Mei, Chu Liang-Yin. Research on the turbulence in hydrocyclones. In: Proc. of 2nd Joint China/USA Chem. Eng. Conference, Beijing, China, May. 19~22, 1997

10 李晓钟，陈文梅，褚良银. 水力旋流器固相颗粒时均流场及脉动特性研究. 化工机械，1997，24(6)：311~314

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

4 旋流分离器分离过程数学模拟

引言

对于任何一种分离技术而言，对其分离过程及机理的认识与数学描述十分重要。旋流分离器也不例外。只有认识了其分离过程，并完成了对其分离过程的数学描述与数学模拟，才能实现利用数学工具进行其分离性能的预测和计算。以往人们在假定或推测旋流器内固相颗粒运动规律的情况下，推导出了一些分离过程的理论模型，还对实验数据进行拟合得到过许多预测分离性能的经验公式[1]，这里不再赘述这些内容。本章将首先介绍近期本书作者在对旋流器内固相颗粒运动规律实测研究[2, 3]的基础上对其分离过程的数学描述[4~6]，然后分别介绍对旋流器分离过程的基于人工神经网络的黑箱模拟[7~10]以及基于随机过程理论的 Monte Carlo 模拟[11]。

4.1 旋流分离器内分离过程的描述[4]

4.1.1 实际分离过程的描述

根据第 1 章中所叙述的新近采用先进激光量测仪器 PDA 对旋流器内固相颗粒运动规律的实测研究结果，旋流分离器内颗粒分离过程的描述应该是：颗粒随进料切向进入旋流分离器后，先在柱段旋转进行预沉降分离，接着向下进入旋流器锥段继续分离；随着外旋流旋转向下运动的颗粒，部分在锥段进入内旋流，另一部分较大颗粒则一直保持在外旋流中，直到从底流口被分离出；而进入内旋流的部分颗粒并不是全部从溢流管排出，其中较大的颗粒在溢流管以下的柱段区域将部分进入循环流，向旋流器壁作沉降运动而接受再次分离。

4.1.2　分离过程的数学模型

上述描述表明，符合实际的颗粒分离临界面应在柱段溢流管端下的内旋流中，如图 4-1 所示。由实测结果[2, 3]可知，固相颗粒在锥段的内旋流中其径向运动方向总是指向中心，而到了柱段的内旋流中便有部分指向器壁了。因此，把柱段开始处 A 点作为分离临界面的起点，而把溢流管内壁的下端点 B 定为该面的终点。于是，颗粒分离临界面的外形是一个以 $\overline{AB}$ 为母线的锥台面。进入该面以内的颗粒全部进入溢流；而一直处于该面之外的颗粒则进入循环流，从而再次进入沉降区接受重新分离。若某一粒径的固相颗粒在该分离临界面上，进入溢流或循环流的几率各为 50%，则把这一粒径定为分离粒径 d_{50}。这里把以上述分离临界面为基点的分离模型称为“溢流模型”。

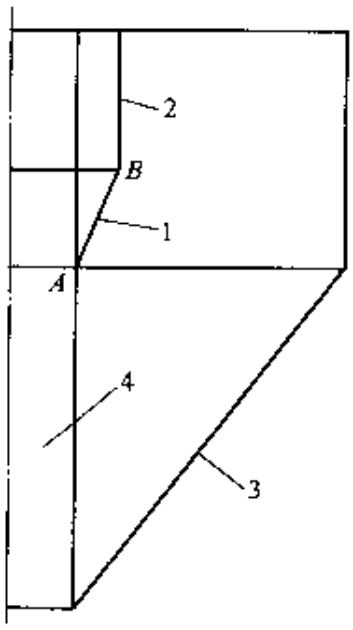


图 4-1　旋流分离器内固相颗粒分离临界面示意图

1—锥台形分离临界面；2—溢流管内壁

3—旋流管内壁；4—空气柱

“溢流模型”原理图如图 4-2 所示。为了简化模型的推导，作如下假设：

1）A 点所在回转柱面直径为 d_u；

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

2）固相颗粒与液体之间的相对运动服从 Stokes 定律；

3）颗粒受力只计入离心力、向心浮力和液体阻力，忽略重力以及对旋流器壁及其他颗粒碰撞时产生的力等其他次要力；

4）忽略盖下流效应的影响。

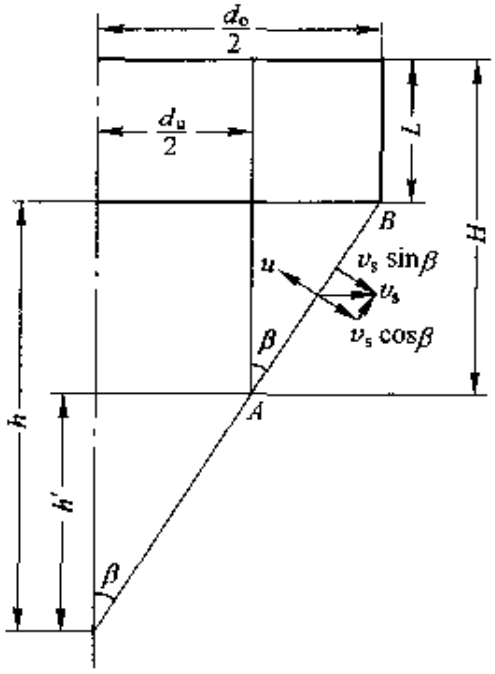


图 4-2 “溢流模型”原理图

颗粒在径向上所受的离心力 F_C 为

$$F_C = \frac{\pi d^3 \rho_s v_t^2}{6r} \tag{4-1}$$

式中，d 为固相颗粒直径，ρ_s 为固相颗粒密度，v_t 为固相颗粒切向速度，r 为回转位置半径。

颗粒所受向心浮力 F_B 为

$$F_B = \frac{\pi d^3 \rho v_t^2}{6r} \tag{4-2}$$

式中，ρ 为液相密度。

旋流分离器内固相颗粒和液体介质的径向相对运动一般被认为是层流状态，于是颗粒在径向上所受的流体阻力 F_D 可表示为

$$F_D = 3\pi\mu d v \tag{4-3}$$

式中，μ 为液相黏度，v 为旋流分离器内固相颗粒和液体介质的径向相对运动速度。

当颗粒在径向上所受的离心力、向心浮力和流体阻力相平衡时，其径向速度达到沉降终速 v_s，于是有

$$v_s = \frac{d^2(\rho_s - \rho)v_t^2}{18\mu r} \tag{4-4}$$

根据图 4-2 可知，分离临界面有如下的有效过流面积

$$S = \frac{\pi}{4\sin\beta}(d_o^2 - d_u^2) \tag{4-5}$$

式中，d_o 旋流器溢流口直径，d_u 为底流口内径。

因为忽略盖下流效应，故溢流中所有液体都来自通过该分离面的内旋流。液流通过该分离临界面的平均流速 u 则为

$$u = \frac{4(1 - R_f)Q\sin\beta}{\pi(d_o^2 - d_u^2)} \tag{4-6}$$

式中，R_f 为旋流器底流流量与进料流量体积之比，Q 为进料体积流量，β 为分离面半锥角。

由图 4-2 可知，位于分离面上的颗粒，当其 $v_s\cos\beta > u$ 时，便会进入循环流；反之，便进入溢流排出。当 $v_s\cos\beta = u$ 时，颗粒将有均等的机会进入溢流或循环流，此时的粒径定义为分离粒度 d_{50}。于是有

$$\frac{d_{50}^2(\rho_s - \rho)v_t^2}{18r\mu}\cos\beta = \frac{4(1 - R_f)Q\sin\beta}{\pi(d_o^2 - d_u^2)} \tag{4-7}$$

因此

$$d_{50}^2 = \frac{72Qr\mu(1 - R_f)\tan\beta}{\pi(d_o^2 - d_u^2)(\rho_s - \rho)v_t^2} \tag{4-8}$$

由图 4-2 可知 $\tan\beta = \frac{(d_o - d_u)}{2(H - L)}$，$H$ 为旋流器柱段长度，L 为溢流管插入深度。故上式可写为

$$d_{50}^2 = \frac{36Qr\mu(1 - R_f)}{\pi(d_o + d_u)(H - L)(\rho_s - \rho)v_t^2} \tag{4-9}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

从第1章中已知$v_t r^n = C$，其中n和C均为常数。因此有

$$v_t r^n = v_o r_o^n = k v_e r_o^n \tag{4-10}$$

式中，v_o为回转半径为r_o时的切向速度，v_e为旋流器进口速度，k为系数($k = v_o/v_e$)。

上式亦即表明颗粒在半径r处的切向速度为

$$v_t = k v_e \left(\frac{r_o}{r}\right)^n \tag{4-11}$$

旋流器进口速度可由下式求出：

$$v_e = \frac{4Q}{\pi d_e^2} \tag{4-12}$$

式中，d_e为旋流器进口管直径。

将式(4-9)与式(4-11)、(4-12)联立，可得

$$d_{50}^2 = \frac{\mu(1 - R_f)d_c^4}{(d_o + d_u)(H - L)(\rho_s - \rho)Q} \cdot \frac{36\pi r^{2n+1} 2^{2n}}{16k^2 d_o^{2n}} \tag{4-13}$$

在建立上式时，曾定义流体通过分离面的平均流速u，所以上式中的r值必须使颗粒满足$v_s\cos\beta = u$，但这个r值并不明确；而r值的大小仅影响系数的大小，于是选定r值为分离面底部的半径，即$r = d_o/2$。于是，旋流分离器的分离模型可写为

$$d_{50}^2 = \frac{36\mu\pi(1 - R_f)d_o d_e^4}{32k^2(d_o + d_u)(H - L)(\rho_s - \rho)Q} \tag{4-14}$$

整理得：

$$d_{50} = \frac{1.88}{k} d_e^2 \left[\frac{\mu(1 - R_f)d_o}{(d_o + d_u)(H - L)(\rho_s - \rho)Q}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{4-15}$$

式中，H为旋流器柱段长度(m)；L为溢流管插入深度(m)；k为常数($k = v_o/v_e$)；Q为进料体积流量(m^3/s)；R_f为旋流器底流流量与进料流量体积之比；d_e为旋流器进口管直径(m)；d_o为旋流器溢流口直径(m)；d_u为底流口内径(m)；ρ_s为固相颗粒密度(kg/m^3)；ρ为液相密度(kg/m^3)；μ为液相黏度($N \cdot s/m^2$)。该式即为描述旋流分离器内颗粒分离过程并用以预测其分离性能的数学模型——溢流模型。

4.2　基于人工神经网络的黑箱模拟[7~10]

为了更好地促进旋流分离器的应用及其自动控制的实施和发展，人们在将其分离过程模拟化方面做了大量的工作并取得了不少研究成果。由于旋流分离器分离过程很复杂，其影响因素与指标参数之间的关系是一个典型的多维非线性系统，很难在不加简化条件下用一般线性数学工具加以准确描述。因受到数学工具的限制，以往描述旋流分离器分离过程的模型，不论是理论模型还是经验模型，都是在某种特定的简化条件下得到的，并且每个模型只能用来预测单一的性能指标，所以其应用总是受到某些局限。

人工神经网络(Artificial Neural Networks)作为一种新技术，为解决多维非线性系统以及模型未知系统的模拟提供了一条新途径，利用它可以不需要建立确定的数学模型而实现对复杂系统的模拟。这种“不打开黑箱”研究系统的方法，是通过研究系统的输入信息和输出信息来达到研究它本身的目的，其出发点在于认为自然界中没有孤立的事物，任何事物都要跟其他事物相互联系与作用。这种黑箱方法被我国的中医学证明是特别有效的。

本节将介绍以人工神经网络为手段，建立模拟旋流分离器分离过程的黑箱模型，从而实现在不需要任何数学表达式描述的情况下，对旋流器的多个性能指标同时进行全面预测。

4.2.1　人工神经网络建模与训练

人工神经网络作为实现复杂非线性系统的模拟、预测、诊断和自适应控制的有效工具，目前已得到了非常广泛的应用。BP(Back-Propagation Algorithm)网络，也称多层感知机或前馈网络，是一种前馈式全连接多层神经网络，具有较好的联想记忆和推广能力，它可以任意精度逼近任何非线性连续函数，是目前应用最多的一种人工神经元网络模型，其基本结构如图 4-3 所示。

这里采用三层 BP 网络模型，运用大量旋流分离器试验研究及生产实践中获得的数据进行网络训练，建成能模拟旋流分离器

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

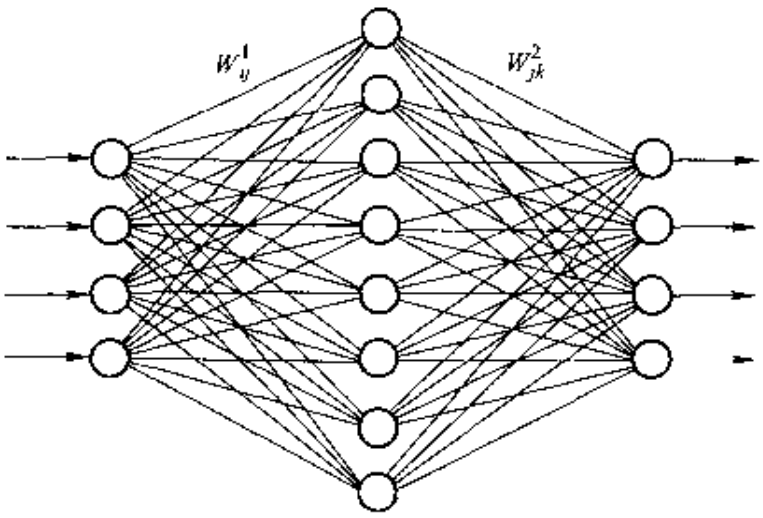


图 4-3 BP 网络三层感知机模型

分离过程的黑箱模型。模型输入为旋流分离器结构与操作参数以及处理物性参数，模型输出为旋流分离器性能指标。中间隐层上的神经元的激发函数取为 Sigmoid 函数：

$$f(Net_i) = \frac{1}{1 + \exp(-Net_i - \theta_i)} \tag{4-16}$$

式中，Net_i 为隐层上第 i 个神经元的输入；θ_i 为阈值。

输出层神经元的激发函数取为线性函数；W_{ij}^1 和 W_{jk}^2 分别表示输入层和隐层、隐层和输出层之间的权值。

训练一个神经网络，就是通过调整权值 W_{ij}^1 和 W_{jk}^2 以及各神经元中的阈值 θ_i，以实现对复杂非线性对象的建模和估计。这里，训练网络的指标函数取为

$$E = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\sum_{p=1}^{m}(O_{pi} - Y_{pi})^2 \tag{4-17}$$

式中，Y_{pi} 表示第 p 个学习样本的第 i 个分量，通常称之为导师信号；O_{pi} 表示相应的网络实际输出值；m 为训练样本组数。

网络学习算法采用标准 BP 算法程序，即第 k 次迭代权值的修正为

$$\Delta W_{ij}^{N}(k) = -\eta \frac{\partial E(k-1)}{\partial W_{ij}^{N}(k-1)} + \alpha \Delta W_{ij}^{N}(k-1) \quad (4\text{-}18)$$

式中，$\Delta W_{ij}^{N}(k) = W_{ij}^{N}(k) - W_{ij}^{N}(k-1)$；$N = 1, 2$；$\eta \in (0, 1)$，为学习率；$\alpha \in (0, 1)$，为惯性项系数。

4.2.2　神经网络黑箱模型的精度检验与应用实例

这里以一个 ϕ50 克莱布斯型旋流分离器(Krebs Hydrocyclone)相关数据所训练出来的人工神经元网络模型为例，来阐述有关神经网络黑箱模型的精度检验，以及它在旋流器性能预测方面的应用。

4.2.2.1　神经网络黑箱模型的精度检验

在学习率取为 $\eta = 0.05$，惯性项系数取为 $\alpha = 0.3$ 的情况下，该神经元网络模型经过 30000 次训练后，每个样本的输出值与网络的实际输出值之间的相对误差都不大于 4.7%，绝大部分都在 1%以内。现在随意选取一些网络训练样本以外的关于 ϕ50 克莱布斯型旋流分离器的试验数据，对模型进行精确度检验，其检验结果如图 4-4 所示。统计表明，神经网络模型输出值与实测值(包括四项性能指标参数)之间的相对误差最大值不超过 9.6%。这说明，训练出来的神经网络可较好地模拟 ϕ50 克莱布斯型旋流分离器内的分离过程，该网络模型的精度是相当高的，足以满足工程应用中的要求；同时也就证实了基于人工神经元网络的黑箱模型模拟旋流分离器分离过程的可靠性和准确性。

4.2.2.2　神经网络黑箱模型的应用实例

排口比的变化对旋流分离器性能指标的综合影响的预测结果如图 4-5 所示。从图 4-5 可以看出，随着排口比的增大，旋流分离器生产能力下降，分级粒度降低，分股比增大，而溢流浓度则变化不大。同时还可以看出，当进口压力、进料浓度和安装倾角较小时，排口比对分股比的影响较大；而当进口压力、进料浓度和安装倾角较大时，排口比对分股比的影响则较小。上述结果表明，用同一个神经网络模型，不仅可以同时预测几个性能指标随单变量的变化，还可以同时预测多个性能指标随多变量的变化。如果这些

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

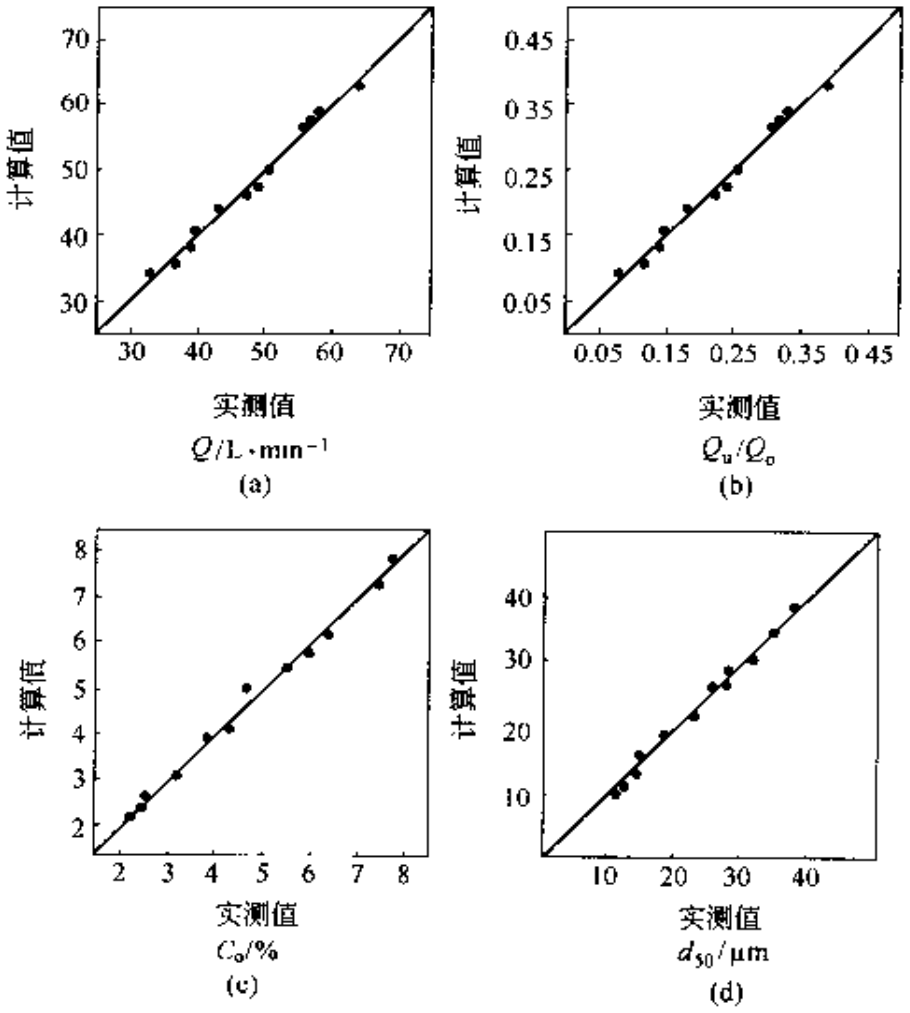


图 4-4 神经网络黑箱模型的精度检验

工作由形式固定的数学模型来完成,则需要许多个数学模型。

不同条件下进料浓度对溢流浓度的影响的预测结果如图 4-6 所示。图 4-6 表明,溢流浓度总是随进料浓度的增大而增大;但是在不同条件下,其变化的规律却并不完全相同。这说明用单一的数学表达式来描述进料浓度与溢流浓度之间的关系是不合适的,从而也就显示出用形式固定的数学模型预测旋流分离器性能的缺陷性。数学模型总是把自变量与因变量之间的关系用固定的表达式来描述,而神经网络模型则能克服这一缺陷,在预测的时候能综合考虑所有自变量的影响,所以神经网络模型在应用中比以往的数学模型具有更实用的价值和更大的优越性。

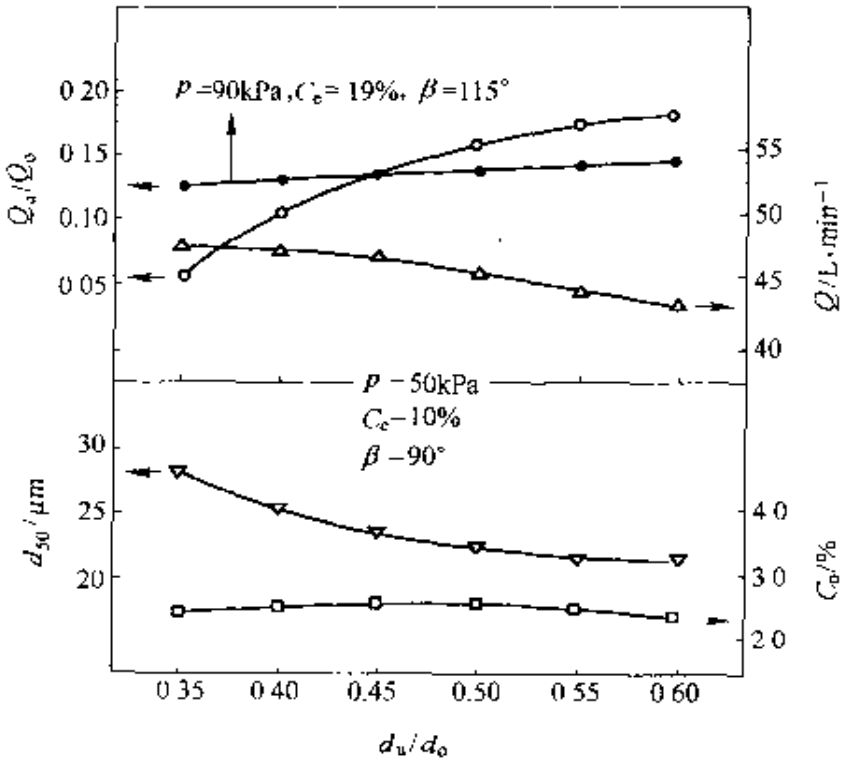


图 4-5　排口比对水力旋流器性能综合影响的预测

虽然人们在过去的应用中几乎总是忽略旋流分离器安装倾角对其性能指标的影响，而且绝大多数是垂直安装；但近来有人在研究了旋流分离器安装倾角变化对其分级性能的影响之后指出，旋流分离器的安装倾角是影响其分级性能指标的重要因素之一。所以这里也把安装倾角作为自变量之一，以便综合预测它对旋流分离器性能的影响。用神经网络模型预测安装倾角对溢流浓度影响的结果如图 4-7 所示。从图 4-7 可以看出，在进口压力较大、进料浓度较高时，安装倾角增大会导致溢流浓度下降；但在进口压力较小和进料浓度较低时，安装倾角对溢流浓度的影响却很小。这说明安装倾角对旋流分离器性能的影响是有条件的。在上述情况下很难用一个形式固定的数学模型来预测安装倾角对溢流浓度的影响，而采用神经网络模型则能很好地进行预测。神经网络模型不仅能揭示安装倾角与分离性能的关系，而且能显示出该关系与工况的联系。这是线性数学模型难以同时完成的。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

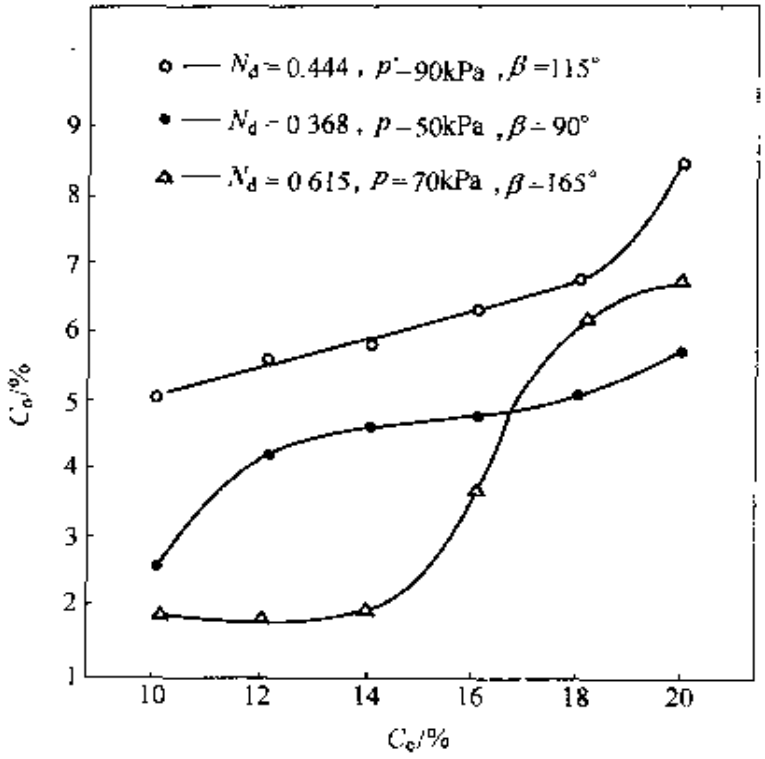


图 4-6 不同条件下进料浓度对溢流浓度影响的预测

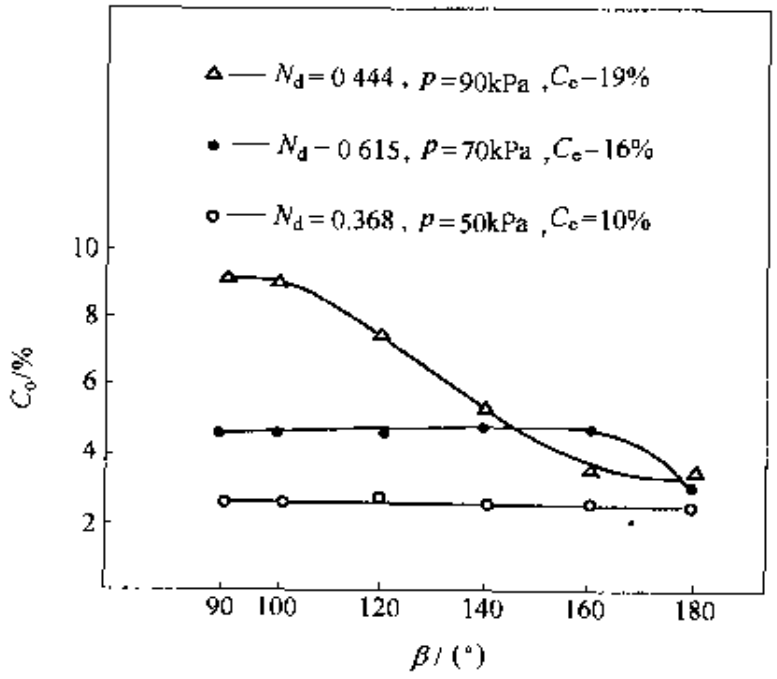


图 4-7 安装倾角对溢流浓度影响的预测

总之，基于人工神经元网络的黑箱模型用以模拟复杂的旋流分离器分离过程，具有一般线性数学模型无法比拟的许多优势，不仅能避免建立数学模型的复杂性，而且能避免数学模型模拟的某些局限性，可望在旋流分离器的进一步推广应用及自动控制方面获得广泛的应用。

另外，人工神经网络还可以作为旋流器分离过程反向模拟的手段，建立基于人工神经网络的旋流分离器设计模型[9, 10]，从而实现根据所需处理物料的物性参数与分离要求进行旋流分离器结构参数及操作参数的全面自动化设计，以期能避免大量的选型试验和参数优选试验，节约人力物力。

4.3　基于随机过程理论的 Monte Carlo 模拟[11]

为了更好地促进旋流分离器应用中自动控制的实施与发展及其工艺设计计算的电算化进程，人们在旋流分离器分离过程模型化方面做了大量的工作并取得了不少成果。在前人的研究成果中，旋流分离器分离过程模型可分为经验模型和理论模型两大类。经验模型主要是基于黑箱理论的一些回归方程，这类模型应用范围较窄；理论模型则主要是通过研究旋流器内颗粒运动而得到的，适用范围相对较宽。在以往理论模型中，对颗粒运动规律的研究主要考虑的是颗粒随粒径大小而被分离的必然性，即粒度大的颗粒被分离进入底流，而粒度小的颗粒进入溢流。而事实上，颗粒在旋流分离器中的分离行为具有确定性和偶然性两个方面。造成颗粒分离行为具有偶然性的原因，主要是由于不同颗粒（粒度相同）通过旋流分离器时所处的条件不同，此外，旋流分离器的进料口和出料口的尺寸有限、旋流分离器中不同点的分离条件不尽相同以及各颗粒（粒度相同）的表面性质不同等，都将在很大程度上影响分离过程。所以，要更好地描述旋流分离器内颗粒的分离过程，就应该考虑颗粒运动的随机性。有鉴于此，这里将介绍基于随机过程理论而建立旋流器中颗粒运动的随机模型，从而实现对旋流器内颗粒分离过程的 Monte Carlo 模拟。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

4.3.1 旋流器分离过程随机模型的建立与检验

4.3.1.1 颗粒在旋流分离器中运动的随机模拟

假定颗粒群在旋流分离器径向上由内向外依次可分为三层，即溢流层、中间层和底流层，颗粒的分离过程主要发生在中间层。粒径大的粗颗粒由于受离心力较大，转移到底流层的概率就大，转移的结果最终是大部分粗颗粒经底流口排出；而粒径小的细颗粒则因受离心力较小，则转移到溢流层的概率较大，转移的结果最终是大部分进入溢流层经溢流口排出。颗粒自溢流层过渡到底流层和自底流层过渡到溢流层都须经过中间层。各层中颗粒的运动具有随机性，即其运动到的位置是随机的。但从粒群整体而言，还是遵循确定性的规律，即粒径大者进入底流，粒径小者进入溢流，这正是单个颗粒随机运动后所产生的粒群整体的平均效应。因此，颗粒的按粒径分离过程是颗粒在三层中相互交换的随机过程。

如用数字 1,2,3 分别表示颗粒的底流层、中间层、溢流层三种存在状态，颗粒的运动是分步进行的，第 n 步($n=1, 2, 3, \cdots$)所处的状态记为 $X(n)$。$X(n)$显然构成一齐次马尔可夫链。对于实际的分离过程，齐次的意义是颗粒自一种状态转移到另一种状态的概率并不因时间而变。马尔可夫链的状态空间为 $I=\{1, 2, 3\}$，颗粒这三种状态的交换构成三角马尔可夫链(如图 4-8 所示)。一步转移概率为

$$p_{ij} = P\{X(n+1) = j \mid X(n) = i\} \quad i, j \in I \tag{4-19}$$

一步转移概率矩阵为

$$\boldsymbol{\Pi}_1 = \{p_{ij}\}_{i,j\in I} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ p_{21} & p_{22} & p_{23} \\ p_{31} & p_{32} & p_{33} \end{bmatrix} \tag{4-20}$$

颗粒进入旋流器后，将随螺旋液流作旋转运动。颗粒一方面，受离心力、向心浮力和液体阻力作用，产生径向离心沉降速度，力图向器壁沉降；另一方面，由于液流有向中心的径向分速，又要将颗粒带向中央。颗粒在径向的运动速度方向和大小决定于离心沉

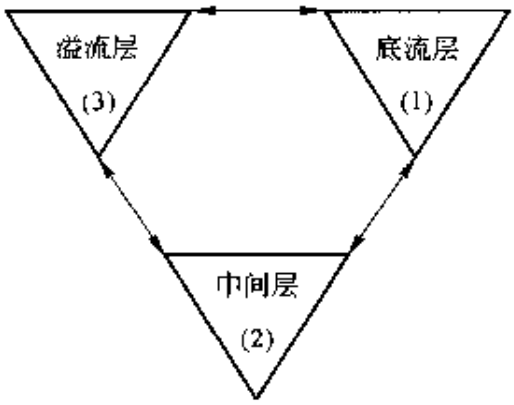


图 4-8　旋流器内颗粒运动三种状态构成的三角马尔可夫链

降速度和径向液流速度，而颗粒切向和轴向的运动，可看做和液流相同。在一定半径 r 处，当颗粒离心沉降速度 u_p 大于液流径向速度 u_r 时，颗粒将向周边运动；当 u_p 小于 u_r 时，颗粒将向中央运动；当 u_p 等于 u_r 时，颗粒将绕半径 r 回转。即当 u_p 大于 u_r 时，颗粒才有可能从中间层转移到底流层和从溢流层转移到中间层，其转移概率为

$$p_{21} = P\{u_p > u_r\} \tag{4-21}$$

$$p_{32} = P\{u_p > u_r\} \tag{4-22}$$

当 $u_p < u_r$ 时，颗粒才有可能从中间层转移到溢流层和从底流层转移到中间层，其转移概率为

$$p_{23} = P\{u_p < u_r\} \tag{4-23}$$

$$p_{12} = P\{u_p < u_r\} \tag{4-24}$$

颗粒从溢流状态转移到底流状态，是在颗粒从溢流状态转移到中间状态和从中间状态转移到底流状态这两个事件同时发生时，才有可能发生。这两个事件发生在不同的分层内，它们是相互独立的。因此，这一过程的转移概率为

$$p_{31} = p_{32} \cdot p_{21} \tag{4-25}$$

同理，颗粒从底流层转移到溢流层的概率为

$$p_{13} = p_{12} \cdot p_{23} \tag{4-26}$$

$p_{ii}(i=1, 2, 3)$则可由 p_{ij}的性质来确定，例如，$i=1$ 时有

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$p_{11} = 1 - (p_{12} + p_{13}) \tag{4-27}$$

其余依此类推。

要求出一步转移概率矩阵 Π_1 中的九个概率元素，才能定量描述颗粒在旋流分离器中的转移情况。

4.3.1.2 旋流分离器分离过程的随机数学模型

假设在分离过程开始时，颗粒在各层中的分布率分别为 γ_1、γ_2、γ_3，则一步分离后，转移到底流的颗粒分布率为

$$\sum_{i=2}^{3} \gamma_i \cdot \frac{p_{i1}^{(1)}}{1 - p_{ii}^{(1)}} = \gamma_2 \cdot \frac{p_{21}^{(1)}}{1 - p_{22}^{(1)}} + \gamma_3 \cdot \frac{p_{31}^{(1)}}{1 - p_{33}^{(1)}} \tag{4-28}$$

式中，$p_{ij}^{(1)}$ 为一步转移概率。而从第一步至第 n 步分离后，转移至底流的颗粒分率为

$$\sum \gamma_i \cdot \frac{p_{i1}^{(n)}}{1 - p_{ii}^{(n)}} \tag{4-29}$$

此即为计算旋流分离器内颗粒分级效率的随机数学模型。

4.3.1.3 模型的参数估计

根据颗粒在旋流器内的分离特征，假设颗粒的分离只发生在中间层，即颗粒转移到底流层和溢流层后，就直接进入底流和溢流，而不再转移到其他层。这样，可得一步转移概率

$$p_{12} = 0 \tag{4-30}$$

$$p_{13} = p_{12} \cdot p_{23} = 0 \tag{4-31}$$

$$p_{32} = 0 \tag{4-32}$$

$$p_{31} = p_{32} \cdot p_{21} = 0 \tag{4-33}$$

$$p_{11} = 1 - p_{12} - p_{13} = 1 \tag{4-34}$$

$$p_{33} = 1 - p_{31} - p_{32} = 1 \tag{4-35}$$

根据第 1 章介绍的内容，旋流分离器内颗粒的切向速度为

$$u_t = u_i \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^n = \frac{4Q}{\pi d_e^2}\left(\frac{R}{r}\right)^n \tag{4-36}$$

则颗粒的沉降末速为

$$u_{P_i} = \frac{d^2(\rho_s - \rho)}{18\mu \cdot r} \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^{2n} \cdot \frac{16Q^2}{(\pi \cdot d_e^2)^2} \tag{4-37}$$

液流径向速度采用波瓦罗夫公式

$$u_r = \frac{Q \cdot \tan\frac{\alpha}{2}}{2\pi(R \cdot r - r^2 + r \cdot d_e \cdot \tan\frac{\alpha}{2})} \tag{4-38}$$

则由式(4-37)和式(4-38),颗粒从中间层转移到底流层的转移概率为

$$\begin{aligned} p_{21} &= P\{u_r < u_p\} \\ &= P\{(9\pi\mu d_e^4 \tan\frac{\alpha}{2}) r^{2n} + 16(\rho_s - \rho) Q d^2 r \\ &\quad - 16(\rho_s - \rho) R^{2n} (R + d_e \tan\frac{\alpha}{2}) Q d^2 < 0\} \end{aligned} \tag{4-39}$$

取 $n = 0.7$,并令 $f(r) = (9\pi\mu d_c^4 \tan\frac{\alpha}{2}) r^{1.4} + 16(\rho_s - \rho) Q d^2 r - 16(\rho_s - \rho) R^{1.4} (R + d_c \tan\frac{\alpha}{2}) Q d^2$。$f(r) = 0$ 是一个齐次非线性方程,可用数值分析方法中的二分法来求解。求解后可得 $f(r)$ 的根 r_0,则有

$$p_{21} = P\{r < r_0\} \tag{4-40}$$

从理论上导出空气柱直径为溢流管直径的 0.606 倍[1],即

$$d_a = 0.606 d_o \tag{4-41}$$

颗粒在旋流分离器中的径向位置是一个随机变量,亦即 r 的取值是不可预知的,具有随机性。若近似假设 r 在径向位置上服从均匀分布,在柱段,其分布密度为

$$\varphi(r) = \begin{cases} 1/R & d_a \leqslant 2r \leqslant 2R \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \tag{4-42}$$

在锥段,器壁的旋转直径是变化的,变化范围是$[d_u, d_c]$。令某处的旋转半径为 R',则

$$R' = R\sin\theta \tag{4-43}$$

式中,θ 的取值范围是$[\arcsin(d_u/d_c), \pi/2]$。$r$ 在锥段的分布密

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

度为

$$\varphi'(r)=\begin{cases}1/R\sin\theta & r_a\leqslant r\leqslant R\sin\theta\\ 0 & \text{其他}\end{cases} \tag{4-44}$$

在锥段的平均分布密度可表示为

$$\varphi''(r)=\frac{\int_{\arcsin(d_u/d_c)}^{\pi/2}(1/R\sin\theta)\mathrm{d}\theta}{\pi/2-\arcsin(d_u/d_c)}$$

$$=\frac{\ln\tan(\pi/4)-\ln\tan[(1/2)\arcsin(d_u/d_c)]}{R[\pi/2-\arcsin(d_u/d_c)]} \tag{4-45}$$

一般认为,旋流分离器内颗粒的分离主要发生在锥段[1],可以近似地以此分布密度 $\varphi''(r)$ 为整个旋流器的平均分布密度 $\psi(r)$,即 $\psi(r)=\varphi''(r)$。于是,可得一步转移概率

$$p_{21}=\int_{r_a}^{r_0}\psi(r)\mathrm{d}r=\frac{r_0-r_a}{R}\cdot$$

$$\left|\frac{\ln\tan(\pi/4)-\ln\tan[(1/2)\arcsin(d_u/d_c)]}{\pi/2-\arcsin(d_u/d_c)}\right| \tag{4-46}$$

颗粒在中间层而不转移至其他层的概率为

$$p_{22}=p\{u_r=u_p\}=0 \tag{4-47}$$

颗粒从中间层转移至溢流层的概率为

$$p_{23}=1-p_{22}-p_{21}=1-p_{21} \tag{4-48}$$

至此,得到了一步转移概率矩阵中的九个概率元素,概率矩阵为

$$\boldsymbol{\Pi}_1=\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ p_{21} & 0 & p_{23}\\ 0 & 0 & 1\end{bmatrix} \tag{4-49}$$

n 步转移概率矩阵

$$\boldsymbol{\Pi}_n=(\boldsymbol{\Pi}_1)^n=\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ p_{21} & 0 & p_{23}\\ 0 & 0 & 1\end{bmatrix}=\boldsymbol{\Pi}_1 \tag{4-50}$$

将 $p_{ij}^{(n)}$ 代入分级效率的随机数学模型,并假设在锥段分离开始时,待分离颗粒只分布在中间层,即 $\gamma_2=1,\gamma_1=\gamma_3=0$,则

$$\eta = p_{21} \tag{4-51}$$

这样，在给出旋流分离器的结构参数和操作参数后，每给一个粒径 x，便可得出相应粒径颗粒的分级效率 η_x。通过一系列的粒径和对应的分级效率值，就可得出分级效率曲线和分级效率表达式 $\eta_x = \eta(x)$。

旋流器的总效率可用下式计算

$$\eta = \frac{\int_0^\infty f(x)\eta_x \mathrm{d}x}{\int_0^\infty f(x)\mathrm{d}x} = \int_0^\infty f(x)\eta_x \mathrm{d}x \tag{4-52}$$

式中，$f(x)$为待分离的颗粒粒度的分布密度函数。根据随机变量函数的数学期望的定义，有

$$E[\eta] = \int_0^\infty f(x)\eta_x \mathrm{d}x \tag{4-53}$$

可知

$$\eta = E[\eta] \tag{4-54}$$

由此得出分级效率的数学期望等于总效率。

由大数定理

$$P\left\{\lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\eta_x = \eta_{总}\right\} = 1 \tag{4-55}$$

若令

$$\overline{\eta} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\eta_x \tag{4-56}$$

则 $\overline{\eta}$ 依概率 1 收敛于 $\eta_{总}$，所以可以用 $\overline{\eta}$ 作为 $\eta_{总}$ 的近似值。随着抽样次数的增加，就能得到满足一定精度的期望值，即满足一定精度的总效率。

4.3.1.4　随机模型的验证

选用一系列的实验数据来验证前面建立的随机模型，将实验值与随机模型计算值进行比较，如图 4-9 所示。结果表明，随机模型计算值与实验值之间吻合较好，说明用随机模型来描述旋流分离器的分离过程是合适的。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

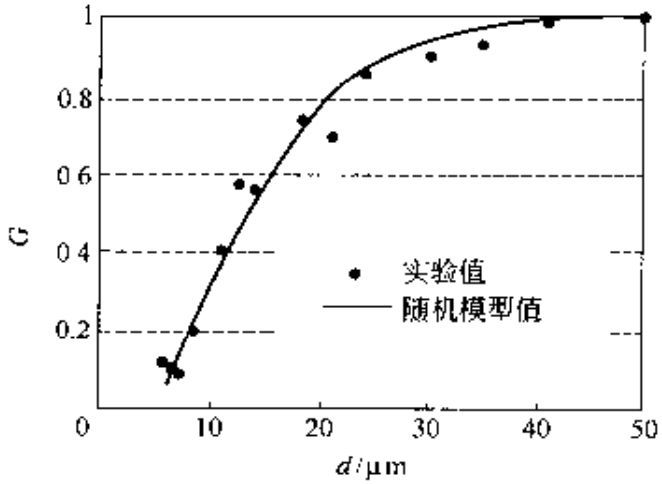


图 4-9 随机模型预测值与实验值的比较

4.3.2 旋流器分离过程的 Monte Carlo 模拟

在计算机上用蒙特卡罗方法模拟颗粒在旋流分离器中的分离过程,并自动生成级效率曲线,其程序主要包括:随机数的产生,随机抽样,级效率和总效率的计算,误差估计和级效率曲线的绘制。程序采用 Borland C^{++} 4.0 语言编写,主要是为了利用其较强的图形功能。

对于采用的旋流器分离试验研究数据库,其处理物料粒径分布函数为

$$F(x)=1-\mathrm{e}^{-0.019x^{1.0903}} \tag{4-57}$$

于是,产生随机变量的抽样公式为

$$x_i=\left(\frac{-\ln r_i}{0.019}\right)^{\frac{1}{1.0903}} \tag{4-58}$$

用 Monte Carlo 法模拟得到的总效率为 $\eta_{总}=0.7$,级效率曲线如图 4-10 所示($N=1000$)。分别取样本容量 $N=100,200,500,1000,1500,2000$,可得到不同容量下 Monte Carlo 模拟计算结果(见表 4-1),其中误差 ε 为置信水平 0.95 下的估值。表 4-1 中的结果表明,样本容量越大,计算结果越精确。

表 4-1　样本容量对 Monte Carlo 模拟预测精度的影响

N	$\bar{\eta}$	ϵ
100	0.7416	0.07311
200	0.7217	0.05223
500	0.7353	0.03199
1000	0.7324	0.02285
1500	0.7334	0.01877
2000	0.7280	0.01634

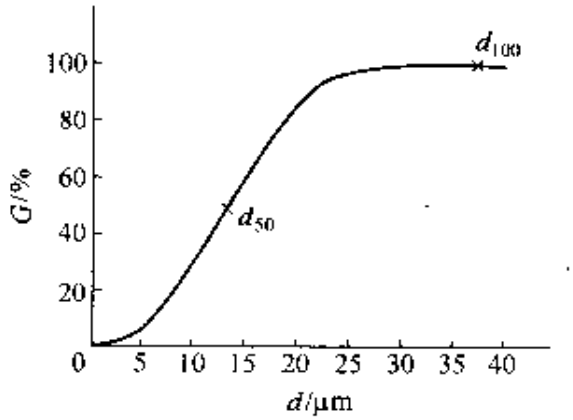


图 4-10　Monte Carlo 模拟预测的级效率曲线

运用 Monte Carlo 方法对旋流分离器随机模型进行的模拟，在模拟程序中采用变参数设计，可在输入一定结构参数和操作参数后，由计算机自动生成旋流分离器分离过程的级效率曲线，并给出相应总效率值。

附：4.3 节主要符号表

d — 颗粒粒径，m　　d_a — 空气柱直径，m

d_c — 进口管直径，m　　d_o — 溢流管直径，m

d_c — 旋流器直径，m　　d_u — 底流口直径，m

n — 经验常数，$n=0.5\sim0.9$　　N — 样本容量

Q — 进口体积流量，m^3/s　　r — 颗粒所在径向位置，m

r_a — 空气柱半径，m　　R — 旋流器半径，m

u_p — 颗粒离心沉降末速，m/s　　u_r — 液流径向速度，m/s

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

u_t — 颗粒的切向速度，m/s　　x — 颗粒粒径，m

α — 旋流器锥角，(°)　　γ — 颗粒分布率

ϵ — 误差　　η　分离总效率

μ — 液体黏度，kg/m·s　　ρ_s、ρ — 颗粒和液体密度，kg/m^3

参考文献

1 褚良银，陈文梅等．水力旋流器．北京：化学工业出版社，1998

2 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei. Research on the motion of solid particles in a hydrocyclone. Separation Science & Technology, 1993, 28(10): 1875～1886

3 褚良银，陈文梅，杜燕等．应用粒子动态分析仪研究水力旋流器流场．应用激光，1993，13(2)：59～61

4 褚良银，陈文梅．描述水力旋流器分级过程的一个新模型．科技通报，1996，12(2)：91～95

5 褚良银．水力旋流器分级机理探讨．化工装备技术，1993，14(3)：5～9

6 任熙，褚良银，陈文梅，李晓钟．水力旋流器新型分离模型的研究．流体机械，1997，25(11)：24～27

7 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong et al. Mathematical modelling of hydrocyclone separation process (I) A"black box"model based on artificial neural networks (ANN). In: Proc. of 3rd China-Japan International Conference on Filtration & Separation, Wuxi, China, Oct. 21～24, 1997: 352～355

8 王殿辉，褚良银．用神经网络综合预测水力旋流器性能．有色金属(季刊)，1994，46(1)：29～33

9 杨柳，李晓钟，李健，褚良银，陈文梅．液液旋流油水分离器神经网络模型．四川大学学报(工程科学版)，2000，32(2)：40～43

10 褚良银，陈文梅，杨柳，李晓钟，李健．基于人工神经网络的油水分离旋流器设计模型．油田化学，2002，19(3)

11 褚良银，陈伟国，陈文梅．水力旋流器分离过程的 Monte Carlo 模拟．过滤与分离，1998，(4)：3～7

5 旋流分离器流场边界结构与分离性能

引言

旋流分离器流场边界结构是指旋流器内流体流动的边界结构。由于旋流分离器结构及形式的日趋多样化，其应用领域正在不断拓展。为了研究旋流分离器结构对分离性能的影响，前人已对旋流分离器结构参数尺寸比例方面进行过长期而大量的研究，但对旋流器的流场边界结构对其分离性能的影响方面的研究却相对甚少。为了更好地改善旋流器的分离性能，为旋流器的结构形状优化提供设计指导，笔者近来对旋流分离器流场边界结构特性与形状因素的改变对分离性能所带来的影响进行了系统的研究[1~22]。本章将介绍旋流分离器流场边界结构对其分离效率、分离精度、分离粒径、分流比、溢流浓度和底流浓度等分离性能指标的影响。

5.1 旋流分离器流场边界结构

旋流分离器流场边界结构可分为六大组：进料管结构、溢流管结构、锥段器壁结构、底流管结构、中心插入部件结构以及柱段结构(长度)，在每一组结构里可进行数种改变。为了便于试验设计，每组结构均进行 5 种改变(如图 5-1～图 5-5 和表 5-1 所示)。在这些设计中，将旋流分离器的下述特征尺寸保持不变：旋流器直径，进料口面积当量直径，溢流口直径，底流口直径，溢流管插入深度和锥段长度等；但柱段长度尺寸比例例外，因为前人在这方面迄今尚无系统研究报道。旋流分离器结构的特征参数尺寸比例按 Rietema 最佳分离结构[23]进行设计，旋流器直径 $D=75\text{mm}$，锥角 $\theta=20°$，进口管直径与旋流器直径之比 $d_e/D=0.27$，溢流管直径

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

与旋流器直径之比 $d_o/D=0.33$，底流口直径与旋流器直径之比 $d_u/D=0.17$，溢流管插入深度与旋流器直径之比 $h/D=2/3$，柱段长度与旋流器直径之比 $H/D=1.6$。

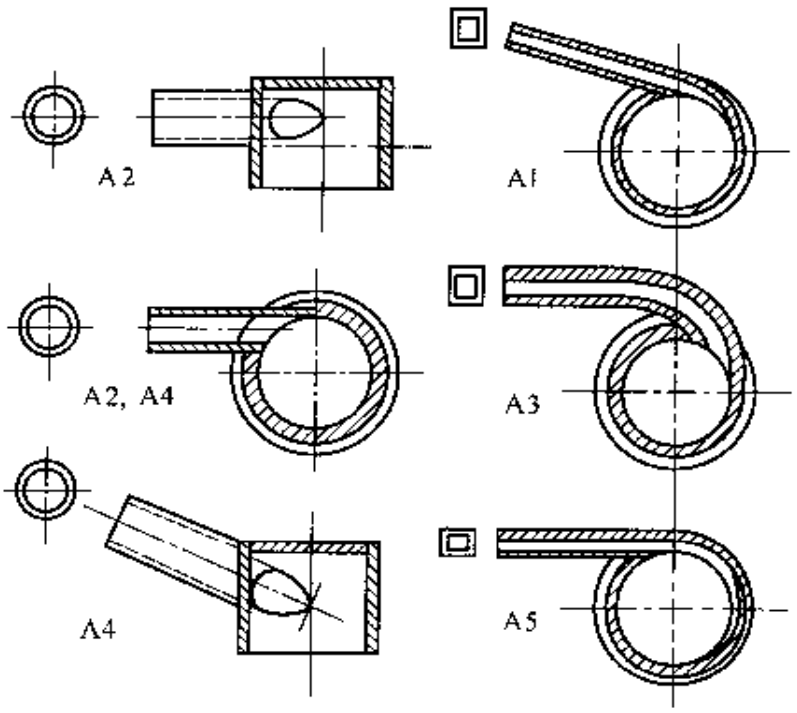


图 5-1 旋流分离器进口处流场边界结构

表 5-1 旋流分离器结构因素和变化水平的编号列表

结构因素		变化水平				
代号	名称	1	2	3	4	5
A	进料管结构	渐开线型矩形管	切线型圆管	弧线型矩形管	斜 20°切线型圆管	螺旋线型矩形管
B	溢流管结构	薄壁直圆管	厚壁直圆管	30°渐扩管+锥	20°渐扩管+环齿	薄壁直圆管+虹吸
C	锥段器壁结构	抛物线型	双曲线型	螺旋型	圆环型	光滑直锥
D	底流管结构	直圆管	20°渐扩管	30°渐扩管+锥	直圆管+锥	直圆管+水封
E	中心插入部件结构	无	固体粗棒	中心锥	渐扩段	中心翅片
F	柱段结构(长度)	0.4D	0.8D	1.2D	1.6D	2.0D

5.1.1　进料管结构(结构组代码 A)

进料管结构的改变主要包括两个方面,一是进料管与旋流器筒体相贯的形式,二是进料管的横截面形状。所选的五种进料管设计如图 5-1 和表 5-1 所示,其与旋流器筒体相贯形式分别为:A1 为渐开线型;A2 为切线型(且两者轴心线相垂直);A3 为弧线型;A4 亦为切线型,但进料管轴心线与旋流器顶盖所在面呈 20°夹角;A5 为螺旋线型。按横截面形状来说,A2 和 A4 为圆形通道,A1、A3 和 A5 为矩形通道。这些通道的当量面积均相等,圆形通道直径为 20mm,矩形通道的长边为 29.92mm,短边为 10.5mm,且长边所在面与旋流器轴心线平行。

5.1.2　溢流管结构(结构组代码 B)

众所周知,短路流是普通旋流分离器内流体流动的特征流动之一,也是引起旋流分离器溢流跑粗、分离产品中粗细粒混杂的重要原因之一;而短路流的存在及其流量大小则直接与溢流管的结构形状有关。另外,溢流管的结构形状和溢流导管的形式还会直接影响旋流分离器的出口能量损失。所以,溢流管结构形状是影响旋流器分离性能的重要结构因素之一。

旋流分离器溢流管结构的变化中,溢流口直径 ϕ25mm 和溢流管长度 125mm 均保持不变。五种溢流管结构设计如图 5-2 和表 5-1 所示。B1 为普通旋流器所用的薄壁直圆管,壁厚为 2.5mm;B2 为厚壁直圆管,壁厚为 7.5mm;B3 为 30°渐扩管加外端锥;B4 为 20°渐扩管外加上环形齿,环形齿的设计可参考文献[4-6],齿外径与旋流器直径之比为 0.67;B5 为薄壁直圆管加虹吸装置,虹吸水柱高为 1.2m。

5.1.3　锥段器壁结构(结构组代码 C)

一般情况下,旋流分离器的锥段为直锥,而且锥段器壁的内表面为光滑状,即为连续性无奇异点的内表面。但是,近来出现了一些与上述传统模式相差甚远的旋流器锥段器壁结构[23]。为了更好地促进旋流分离器的技术发展和应用,这里采用一些异形结构的锥段器壁结构,探讨旋流分离器锥段器壁结构对其分离性能指

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

标的影响。

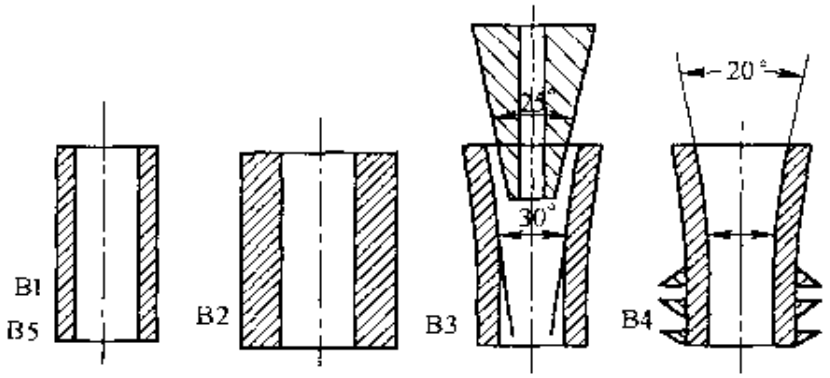


图 5-2 旋流分离器溢流管结构

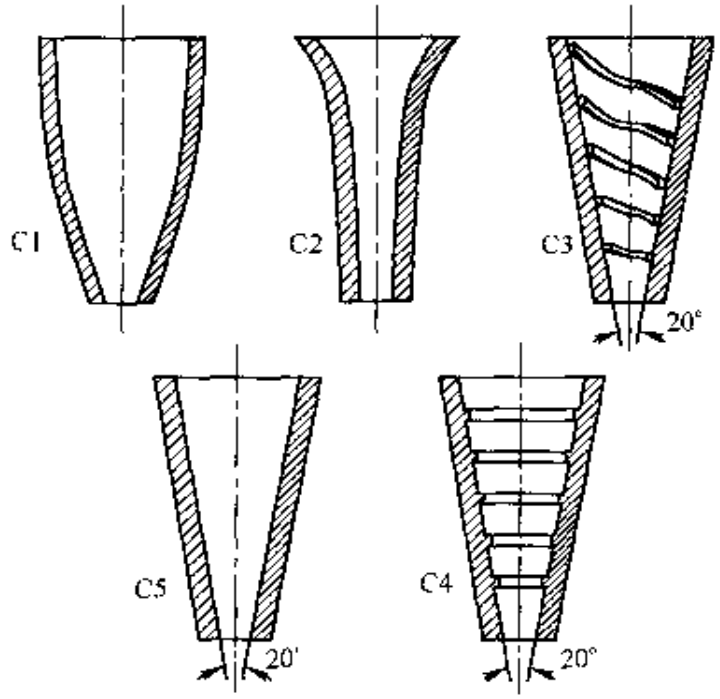


图 5-3 旋流分离器锥段流场边界结构

锥段器壁结构变化中，锥段的长度以及锥段的大端和小端内径均保持相同。五种锥段结构设计如图 5-3 和表 5-1 所示。C1 称为抛物线型锥，若以其小端中心为坐标原点，z 轴正向指向大端，则其母线方程为：

$$z=0.003277r^3-0.8 \tag{5-1}$$

式中，z 为轴向坐标(mm)，r 为径向坐标(mm)；C2 称为双曲线型锥，若以其大端中心为坐标原点，z 轴正向指向小端，则其母线方程为

$$z = 1259.58r^{-0.1} - 876.67 \tag{5-2}$$

C3 的锥角亦为 20°，但内设螺旋形凸起，螺旋的旋转方向与旋流器外旋流流向相同，螺旋升角 20°，凸起高度为 3mm，宽度为 5mm；C4 锥角仍为 20°，但内设圆环形凸起，圆环形凸起的高度为 3mm，宽度为 5mm，两环之间的轴向间距为 25mm，上部第一环与锥大端轴向距离为 12.5mm；C5 即普通旋流分离器所用的直锥，锥角为 20°，大端内径为 75mm，小端内径为 12.5mm。

5.1.4 底流管结构(结构组代码 D)

旋流分离器的底流管一般为直圆管，而且一般均与大气直接相通。底流产品通常情况下通过该直圆管直接排出，但近来也出现了一些特殊形状的旋流器底流管结构，以及一些特殊的底流管外附加结构形式。这里采用五种不同的旋流器底流管结构，探讨旋流分离器底流管结构对分离性能指标的影响。

旋流器底流管结构变化中，底流管长度 60mm 和底流口直径 ϕ12.5mm 均保持不变。五种底流管结构设计如图 5-4 和表 5-1 所示。D1 为普通旋流器的直圆管；D2 为 20°渐扩管；D3 为 30°渐扩管加下端堵气锥；D4 为直圆管加下端堵气锥；D5 为直圆管加水封装置。

5.1.5 强制涡区中心插入部件结构(结构组代码 E)

旋流分离器内的流体按其流动特性可分为自由涡区和强制涡区。强制涡区即普通旋流分离器内空气柱及其临近区域，强制涡区以外区域基本属于自由涡区。研究表明，旋流分离器内的主要分离过程都发生在自由涡区。强制涡区基本不参与分离，反而还因强制涡区内的湍动以及能量损失等因素，造成对分离的不良影响，使分离分级效率较低，致使旋流分离器的能耗较高。为了消除强制涡区的这些不利影响，获得优化改进措施设计依据，这里选用四种置于强制涡区的辅助构件，探讨在强制涡区加辅助件的结构

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

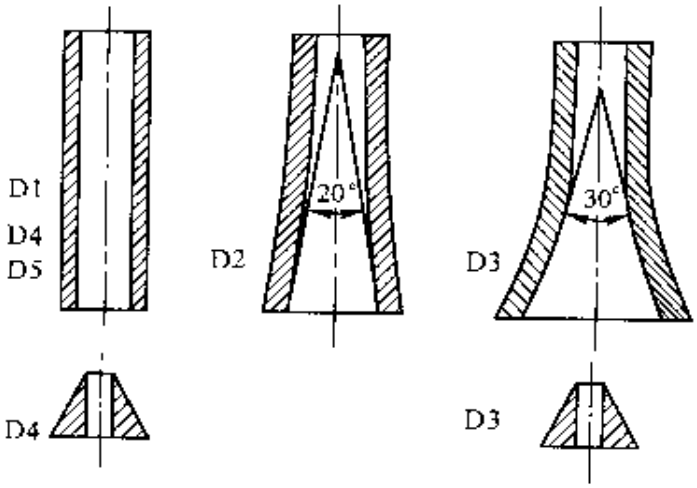


图 5-4 旋流分离器底流管结构

对分离性能指标的影响和作用。

5 种强制涡区中心插入部件设计如图 5-5 和表 5-1 所示。E1 为无中心插入部件(因为其他结构均需要有固定杆,所以为使实验结果具有可比性,在 E1 情况下也加入中心细杆)。E2 所示为中心固体粗棒。固棒外径与溢流口直径之比为 0.56,上端一直插进溢流管内,下端在锥部小端底流口所在面以上 40mm 处。E3 为中心锥,其上、下锥顶角分别为 120°和 60°,大端直径与旋流器直径之比为 0.41。安装时,大端所在面在溢流管端以下 15mm 处。E4 为上部中心渐扩导管,外径为 ϕ14mm,内径小端 ϕ6mm、大端 ϕ10mm(小端在下),长度为 50mm。安装时将小端所在面伸进溢流管下端所在面以上 5mm 处。E5 所示为中心翅片,共有四块翅片均匀分布,每块翅片形状相同,上部均为矩形,下部为直角三角形。矩形外边距轴心距离为 15mm,矩形长度随旋流器柱段长度而变,翅片上端与溢流管下端所在面平齐。在旋流器柱段长度小于溢流管插入深度时,矩形长度为 0,而在旋流器柱段长度大于溢流管插入深度时,则让矩形与三角形交接处所在面与旋流器柱锥交接面相重合。翅片厚度为 4mm,三角形斜边在外,短边所对的小角角度为 10°(与旋流器半锥角相等)。

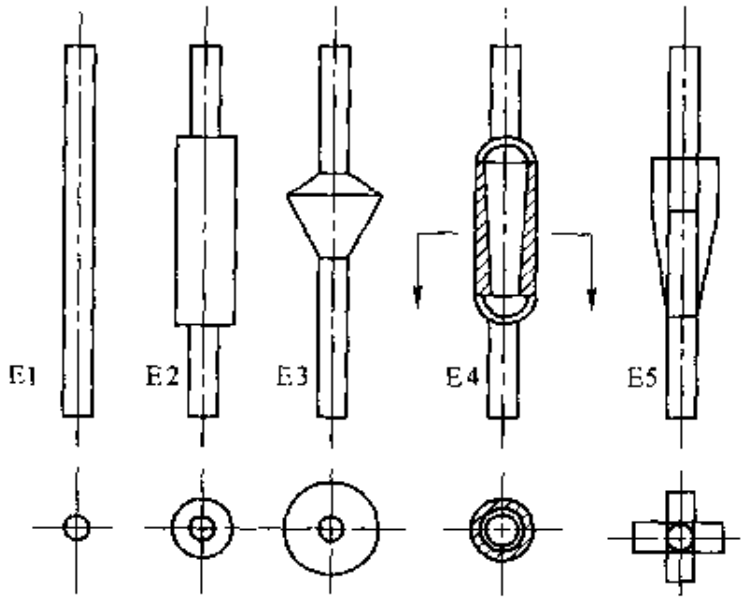


图 5-5　旋流分离器内强制涡区中心插入部件结构

5.1.6　柱段结构(结构组代码 F)

旋流分离器结构简单是其备受青睐的主要原因之一。一般地,旋流分离器均由上部圆筒段和下部圆锥段组成。通常人们把上部圆柱形空间视为预分离区域,而把下部圆锥形空间视为主分离区域,即认为真正的分离过程是在下部圆锥形空间内完成的。因此,在目前旋流分离器的设计中,人们往往更注重其锥段的锥角尺寸的设计,对其圆筒段长度尺寸的设计则较为随便,而且这方面的参考资料也很少。然而,近来本书作者对旋流分离器内固相颗粒运动规律的研究结果表明[24, 25],固相颗粒在圆筒段内也有分离行为,即固相颗粒在上部圆柱形空间和下部圆锥形空间内均有分离行为,而不仅仅是在下部圆锥形空间内才有。为了使旋流分离器在应用中能获得更好的分离性能指标,有必要对旋流分离器的上部圆柱形空间大小即柱段长度进行研究,以便为旋流器的优化设计提供更进一步的依据和指导。这里将柱段长度分为 5 个等级(见表 5-1),即 F1 为 $0.4D$,F2 为 $0.8D$,F3 为 $1.2D$,F4 为 $1.6D$ 和 F5 为 $2.0D$(其中 D 为旋流分离器直径 ϕ75mm)。

表 5-1 所示的六个结构因素的五个变化水平之间可以任意组

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

配,采用正交试验设计[7]。试验按正交表 $L_{25}(5^6)$进行设计,试验时按该正交表所对应的因素和水平编号对旋流分离器进行组装。分析实验结果时亦采用正交分析。

5.2 流场边界结构与分离修正总效率

分离修正总效率是旋流分离器用于固液分离过程时的一个重要分离性能指标。分离总效率的定义是底流中固体物料质量流量与进料中固体物料的质量流量之比。由于分离时总有一些液相伴随着固相进入底流,所以,分离总效率用以衡量分离性能时只能表达固相颗粒的分流作用,而不能衡量净分离效果。为了考查旋流分离器的净分离性能,就要扣除死通量所造成的部分分离效果,这就要对分离总效率进行修正,公式为

$$E_t' = \frac{E_t - R_f}{1 - R_f} \tag{5-3}$$

式中,E_t' 为分离修正总效率;E_t 为分离总效率;R_f 为底流与进料的体积流量之比,即由死通量引起的最小效率。

旋流分离器流场边界结构对分离修正总效率影响的正交分析如表 5-2 所示。按对分离修正总效率影响程度的大小,结构因素排序为:中心插入部件结构>进料管结构>柱段结构>锥段结构>溢流管结构>底流管结构,即中心插入部件结构对分离修正总效率影响程度最大,而底流管结构影响程度则很小。

表 5-2 旋流分离器结构因素对其分离修正总效率的影响

旋流分离器结构因素		结构设计变化水平代号					每组结构中性能指标的极差值/%
		1	2	3	4	5	
结构分组	代号	平均分离修正总效率/%					
进料管结构	A	72.13	93.55	66.66	72.4	71.28	26.89
溢流管结构	B	77.27	70.44	70.34	69.14	84.19	8.13
锥段器壁结构	C	82.52	64.81	81.75	69.62	72.53	17.71
底流管结构	D	76.69	74.91	70.71	77.84	71.46	7.13
中心插入部件结构	E	69.86	77.93	58.76	76.71	88.03	29.27
柱段结构(长度)	F	62.90	71.81	75.09	80.71	81.16	18.26

在中心插入部件结构中，中心翅片效果最佳，用它时比无中心插件时分离修正总效率可提高 26%；同无中心插件时相比，用中心固体粗棒时分离修正总效率提高 12%，用中心锥时分离修正总效率降低 16%，用上部中心渐扩段时分离修正总效率提高 10%。中心翅片使内旋流的速度得到较大程度的降低，从而使溢流的流量减小，于是，底流流量相应上升，从而使分离总效率增大，总效果使分离修正总效率也增大。所以，从提高净分离效果的固液分离角度来看，有效的中心插入部件结构按效果大小依次为：中心翅片、中心固体粗棒、上部中心渐扩段。

在进料管结构中，同普通的切线型圆管相比，渐开线型矩形管、弧线型矩形管、斜 20°切线型圆管以及螺旋线型矩形管均会使分离修正总效率降低，而且降低的幅度均为百分之二十几。

分离修正总效率随着柱段长度的增长而上升，这表明旋流器柱段内亦进行着有效的沉降分离。然而，人们通常则把旋流分离器的柱段部分视为预分离区，并认为真正的分离过程是发生在圆锥段部分的。本研究结果表明，前人的这个观点应该予以修正。

在锥段结构中，同 20°直锥段相比，抛物线型锥段使分离修正总效率提高 14%，螺旋型器壁的锥段使分离修正总效率提高 13%；然而，双曲线型锥却使分离修正总效率降低 11%，内环线型壁面的锥段使分离修正总效率降低 4%。这主要是因为后两种结构将更多的两相流体导向内旋流，从而使更多两相流进入溢流的结果。

在溢流管结构中，与普通型薄壁直管相比，只有在溢流管加虹吸装置时分离修正总效率才提高 9%；厚壁直管和 30°渐扩管均使分离修正总效率下降 9%，用 20°渐扩管加环齿时分离修正总效率降低 11%，因为后三者使 R_f 值有较大幅度的增大。

在次要因素底流管结构中，与普通直管相比，除在直管下部加设阻气柱可使分离修正总效率提高 1% 以外，渐扩管措施与水封措施均使分离修正总效率降低几个百分点。这些措施让分离修正总效率下降的原因仍与在这些措施下 R_f 值增大有关。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

在提高分离修正总效率方面，旋流分离器的优化结构组合编码为 A2B5C1D4E5F5。

5.3 流场边界结构与分级效率曲线及分离精度

由于旋流分离器的总分离效率很大程度上取决于进料固相的粒度分布，因此，在许多场合不宜用总效率作为旋流分离器的分离效率指标，而是采用分级效率来评价。所谓分级效率，是指单一级别粒度颗粒的分离效率。若求得每一级别粒度下颗粒的分离效率，则可以得到一条分级效率曲线。分级效率曲线可以用来较完整地评价旋流分离器分离分级性能。与分离修正总效率一样，为了考查净分离效果，用式(5-3)同样的方法来修正分级效率：

$$G'(d) = \frac{G(d) - R_f}{1 - R_f} \tag{5-4}$$

式中，$G'(d)$为修正级效率，$G(d)$ 为分级效率。

分级效率值具有概率特性，分级效率曲线亦称为概率分配曲线，因为它表示进料中任意选定粒度的颗粒被分离的概率。因此，分级效率曲线上级效率 50%所对应的粒度即是具有 50%被分离概率的颗粒粒度，即分离粒度 d_{50}。修正分级率曲线上 50%效率所对应的粒度称为修正分离粒度 d_{50C}。

由于旋流分离器通常均在底流量与处理能力之比大于 1%～2%的条件下运行，故普遍采用修正级效率原则。旋流分离器的修正级效率曲线一般呈 S 形，可以用如下数学模型描述该分级效率曲线[23]：

$$G'\left(\frac{d}{d_{50C}}\right) = \frac{\exp\left(\alpha \frac{d}{d_{50C}}\right) - 1}{\exp\left(\alpha \frac{d}{d_{50C}}\right) + \exp(\alpha) - 2} \tag{5-5}$$

式中，α 为模型常数，可以用来表示 $d = d_{50C}$处级效率曲线的陡度。随着 α 增大，曲线变陡，则旋流器底流中细粒级颗粒混杂量减少，即分离精度提高。于是，该模型常数 α 亦被称为分离精度系数。

研究结果表明，对于几何形状相似的旋流分离器而言，其修正级效率曲线是处理物料特性的函数，而与旋流分离器的直径无关，即对于几何形状相似的旋流分离器，不管其直径大小如何，均具有相同的 α 值。这里将探讨旋流分离器结构形状的变化对其 α 值的影响，并借助于数学模型式(5-5)，定量地描述出旋流分离器结构形状的变化对分级效率曲线的影响。

旋流器流场边界结构对修正级效率曲线模型系数 α 值影响的正交分析如表 5-3 所示。按对系数 α 值影响程度大小，旋流器结构因素可排序为：进料管结构＞柱段结构＞锥段器壁结构＞底流管结构＞中心插入部件结构＞溢流管结构，即进料管结构对 α 值影响最大，而溢流器结构对 α 值影响程度最小。

表 5-3　旋流分离器结构因素对其分离精度的影响

旋流分离器结构因素		结构设计变化水平代号					每组结构中性能指标的极差值
		1	2	3	4	5	
结构分组	代号	平均分离精度					
进料管结构	A	2.59	3.19	2.35	2.64	2.46	0.84
溢流管结构	B	2.75	2.53	2.62	2.62	2.59	0.22
锥段器壁结构	C	2.84	2.65	2.50	2.79	2.38	0.46
底流管结构	D	2.89	2.49	2.58	2.61	2.50	0.40
中心插入部件结构	E	2.43	2.76	2.49	2.57	2.80	0.37
柱段结构(长度)	F	2.81	2.18	2.44	2.96	2.68	0.78

进料管结构中，采用传统切线型圆管时 α 最大，与之相比，用渐开线型矩形管时 α 降低 19%，用弧线型矩形管时 α 减小 26%，采用斜 20°切线型圆管时 α 减小 17%，采用螺旋线型矩形管时 α 降低 23%。看来，采用普通的切线型圆管作进料管时，底流中细粒级颗粒的混杂含量最少。

柱段长度为 $1.6D$ 时，旋流分离器的 α 值最大，而柱段长度为 $0.4D$、$0.8D$、$1.2D$ 和 $2.0D$ 时，α 值分别降低 5%、26%、18%和 9%。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

在锥段器壁结构中,与普通的光滑直锥相比,所采取的四种异形锥均能使 α 值有不同程度的增大:抛物线型锥使 α 值增大19%,双曲线型锥使 α 值增大 11%,内螺旋型锥壁使 α 值增大6%,内圆环型锥壁使 α 值增大 17%。

在底流管结构中,采用传统的直圆管时 α 值最大,与之相比,20°渐扩管、30°渐扩管加锥、直圆管加堵气锥和水封式直圆管分别使 α 值降低 14%、11%、10%和 13%。

在中心插入部件结构中,无插入部件时 α 值最小,与之相比,所有中心插入部件均使 α 值上升。中心固体粗棒使 α 值增大14%;中心锥使 α 值上升 2%;上部中心渐扩段使 α 值增大 6%;中心翅片则使 α 值增大 15%,产品粒度粗细混杂程度最小。

溢流管结构对 α 值的影响不大,与采用普通的薄壁直圆管相比,其他所采取的四种措施均使 α 值降低 5%左右。

由于 α 值愈大,表明分离产品粗细粒混杂程度愈小,于是,可以选出使分离精度 α 值最大的旋流分离器结构组合编码代号为A2B1C1D1E5F4。

5.4 流场边界结构与分离粒度

分离粒度 d_{50}是衡量旋流器分离分级能力的一个重要性能指标。旋流器的分离粒度定义为,进料中某一粒度的所有颗粒中有50%被分离进入底流,另外 50%则被分进溢流。这种在分离时具有等概率特性的颗粒的粒度便被称为分离粒度 d_{50},它表征着旋流器所能进行分离分级的粒度范围。所以,分离粒度(d_{50})便是分级效率曲线上 50%级效率所对应的粒度。因为修正后的效率才能有效地反映净分离效果,所以,这里的分离粒度指 50%修正级效率所对应的粒度 d_{50C},称为修正分离粒度。

旋流分离器流场边界结构对修正分离粒度 d_{50C}的影响的正交分析如表 5-4 所示。按对修正分离粒度的影响程度大小,旋流分离器结构因素排序为:溢流管结构>底流管结构>中心插入部件结构>进料管结构>锥段器壁结构>柱段结构。

表 5-4　旋流分离器结构因素对其分离粒度的影响

旋流分离器结构因素		结构设计变化水平代号					每组结构中性能指标的极差值/μm
		1	2	3	4	5	
结构分组	代号	平均分离粒度/μm					
进料管结构	A	38.58	29.95	38.90	34.33	29.56	9.34
溢流管结构	B	29.00	40.82	40.68	31.60	30.82	11.82
锥段器壁结构	C	33.74	37.13	31.78	40.15	31.12	9.03
底流管结构	D	37.84	38.68	34.62	29.12	30.33	9.56
中心插入部件结构	E	31.73	34.22	41.13	32.30	33.66	9.40
柱段结构(长度)	F	31.15	32.83	36.04	36.36	34.88	5.21

旋流分离器分离粒度的大小只是旋流器的一个重要分离指标,但并不是主要用来判别旋流器分离性能好坏的。如果旋流分离器用于固液分离过程,则分离粒度 d_{50C}越小越好;但如果用于分级过程,则分离粒度要根据工艺场合的要求而选定,可能要求分离粒度 d_{50C}较大,也可能要求它较小。

在溢流管结构中,采用薄壁直圆管时分离粒度 d_{50C}最小,采用厚壁直圆管时分离粒度 d_{50C}最大。与薄壁直圆管作溢流管时相比,在所采取的措施中,厚壁直圆管使分离粒度 d_{50C}增大 41%,30°渐扩管加锥使 d_{50C}增大 40%,20°渐扩管加环齿使 d_{50C}提高 9%,虹吸式溢流管使 d_{50C}增大 6%。

底流管结构中,同传统型直圆管相比,20°渐扩管使分离粒度 d_{50C}增大 2%;而 30°渐扩管加锥、直圆管加堵气锥和水封直圆管,则分别使分离粒度下降 9%、23% 和 20%。

在中心插入部件结构中,同没有中心插入部件相比,所有插入部件的存在均会使分离粒度增大,固体粗棒使分离粒度 d_{50C}增大 8%,中心锥使 d_{50C}增大 30%,上部中心渐扩段使 d_{50C}增大 4%,中心翅片使 d_{50C}增大 6%。

对于进料管结构,同普通的切线型圆管相比,渐开线型矩形管

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

使分离粒度 d_{50C}增大29%，弧线型矩形管使 d_{50C}增大30%，斜20°切线型圆管使 d_{50C}提高15%，而螺旋线型矩形管则使 d_{50C}减小1%。

在锥段器壁结构中，采用光滑直锥时分离粒度最小。与光滑直锥相比，抛物线型锥段使分离粒度 d_{50C}增大8%，双曲线型锥使分离粒度 d_{50C}增大19%，内螺旋型锥壁使 d_{50C}增大2%，圆环型锥壁使 d_{50C}增大29%。结果表明，锥段内壁设置圆环型凸起，可以有效地破坏锥壁附近流体边界层对细小颗粒的屏蔽作用[26]，减少底流中细颗粒的混杂，从而使分离粒度有所增大。

柱段长度太长或太短会使分离粒度变小，同普通旋流器所采用的 $1.6D$ 相比，柱段长度为 $0.4D$、$0.8D$、$1.2D$ 和 $2.0D$ 时分离粒度 d_{50C}分别减小14%、10%、1%和4%。柱段长度太小时分离粒度较小，是由于进入底流的两相流流量较大；而柱段长度太长时分离粒度亦较小，则是因为固相颗粒沉降分离过程较完善。

对分离粒度 d_{50C}作为分离性能指标而言，使分离粒度最小的旋流分离器结构组合编码为A5B1C5D4E1F1，使分离粒度最大的旋流分离器结构组合代码为A3B2C4D2E3F4。

5.5 流场边界结构与分流比

旋流分离器分流比定义为底流与溢流的体积流量之比，即：

$$S = \frac{Q_u}{Q_o} \times 100\% \tag{5-6}$$

式中，S 为分流比，Q_u 和 Q_o 分别为底流和溢流的体积流量。

旋流分离器流场结构对分流比的影响的正交分析如表5-5所示。各结构因素对分流比影响程度从大到小的顺序为：中心插入部件结构＞锥段器壁结构＞柱段结构＞底流管结构＞进料管结构＞溢流管结构。对旋流分离器分流比的评价，并不是简单地以其值越大越好或愈小愈好，因为在不同的应用场合下，往往需要根据工艺要求来确定分流比，可能要求其大，也可能要求其小。

表 5-5　旋流分离器结构因素对其分流比的影响

旋流分离器结构因素		结构设计变化水平代号					每组结构中性能指标的极差值/%
		1	2	3	4	5	
结构分组	代号	平均分流比/%					
进料管结构	A	32.42	23.96	22.48	34.24	31.40	11.76
溢流管结构	B	30.97	30.94	26.30	30.59	26.16	4.81
锥段器壁结构	C	17.50	41.15	27.04	36.10	25.13	23.65
底流管结构	D	26.56	30.56	30.33	23.66	35.74	12.08
中心插入部件结构	E	13.43	28.78	55.03	19.46	25.69	41.6
柱段结构(长度)	F	30.78	39.10	24.89	24.94	27.81	14.21

中心插入部件结构之所以对分流比影响最大,是因为有的中心插入部件对抑制内旋流进入溢流管起了很大作用,于是使分流比增大较多。与没有中心插入部件相比,固体粗棒使分流比增大114%;中心锥作用最突出,使分流比增大310%;上部中心渐扩段使分流比增大45%;中心翅片使分流比增大91%。

在锥段器壁结构中,与传统的光滑直锥相比,抛物线型锥使分流比降低30%,使更多的流体进入了溢流;而其他3种锥段则均使分流比增大,双曲线型锥使分流比增大64%,内螺旋型锥壁使分流比上升8%,内圆环型锥壁使分流比增大44%。

在柱段结构(长度)中,与1.6D相比,柱段长度为1.2D时分流比几乎不发生变化,而柱段长度为0.4D、0.8D和2.0D时分流比则分别增大23%、57%和12%。

在底流管结构中,与传统的直圆管相比,直圆管加堵气锥时使分流比减少11%,因为堵气锥会对底流的流出有所阻碍;而其他3种底流管则使分流比有不同程度的增长,20°渐扩管使分流比增大15%,30°渐扩管加锥使分流比增大14%,水封式直圆管使分流比增大35%,表明这3种溢流管均可使底流更顺畅地排出。

在进料管结构中,与传统的切线型圆管相比,弧线型矩形管使

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

分流比下降 6%；而渐开线型矩形管、斜 20°切线型圆管和螺旋线型矩形管则分别使分流比上升 35%、43%和 31%。

在溢流管结构中，采用厚壁直圆管时和传统型薄壁直圆管时的分流比基本相同，而另外 3 种溢流管结构则均使分流比有所减小，30°渐扩管加锥使分流比降低 15%，20°渐扩管加环齿使分流比减小 1%，虹吸式直圆管使分流比降低 16%，因为这 3 种溢流管均能使溢流更顺畅地排出。

如果工艺要求旋流分离器分流比愈小愈好，则旋流分离器的优化结构组合代码应为 A3B5C1D4E1F3(F4)；如果工艺要求分流比愈大愈好，则旋流分离器的优化结构组合编码代号应为 A4B1(B2)C2D5E3F2。

5.6 流场边界结构与溢流浓度

溢流浓度是旋流分离器用做澄清设备时最直观的一个分离性能指标，澄清作业要求溢流浓度越小越好。

旋流分离器流场边界结构对溢流浓度的影响的正交分析如表 5-6 所示。按对溢流浓度的影响程度大小，旋流分离器结构因素的排列次序为：中心插入部件结构＞进料管结构＞柱段结构＞锥段器壁结构＞溢流管结构＞底流管结构。

表 5-6 旋流分离器结构因素对其溢流浓度的影响

旋流分离器结构因素		结构设计变化水平代号					每组结构中性能指标的极差值/%
		1	2	3	4	5	
结构分组	代号	平均溢流质量分数/%					
进料管结构	A	2.54	0.60	3.04	2.50	2.63	2.44
溢流管结构	B	2.08	2.69	2.70	2.80	1.45	1.35
锥段器壁结构	C	1.61	3.19	1.67	2.77	2.50	1.58
底流管结构	D	2.13	2.29	2.68	2.03	2.58	0.65
中心插入部件结构	E	2.76	2.02	3.72	2.13	1.10	2.62
柱段结构(长度)	F	3.35	2.57	2.28	1.77	1.72	1.63

在中心插入部件结构中，与没有中心插件相比，固体粗棒、上部中心渐扩段和中心翅片分别使溢流浓度降低 27%、23% 和 60%，而中心锥则使溢流浓度上升 35%。可见，采用中心翅片时对澄清作业最有利。在进料管结构中，与传统的切线型圆管相比，其他 4 种进料管均使溢流浓度增大几倍，均不利于澄清。柱段长度对溢流浓度的影响规律表现为，随着柱段长度的增大，溢流浓度变小。柱段长度从 0.4D 增大到 1.6D 时，溢流浓度降低 89%。在锥段器壁结构中，同传统的光滑直锥相比，抛物线型锥和内螺旋型锥壁分别使溢流浓度下降 36% 和 33%，而双曲线型锥和内圆环型锥壁则分别使溢流浓度增大 28% 和 11%。在溢流管结构中，与普通的薄壁直圆管相比，在溢流管上加虹吸装置将使溢流浓度下降 30%，因为有更多的清液被虹吸入溢流，而厚壁直圆管、30°渐扩管加锥以及 20°渐扩管加环齿则分别使溢流浓度增大 29%、30% 和 35%，对澄清不利。在底流管结构中，与普通的直圆管相比，直圆管加堵气锥时使溢流浓度下降 5%；但其他三种底流管均会使溢流浓度增大，采用 20°渐扩管时溢流浓度增大 8%，采用 30°渐扩管加锥时使溢流浓度增大 26%，采用水封直圆管时溢流浓度增大 21%。

欲使溢流浓度达到最低，旋流分离器的优化结构组合代码应为 A2B5C1D4E5F5。

5.7　流场边界结构与底流浓度

底流浓度是旋流分离器用做浓缩设备时最直观的一个分离性能指标。底流浓度愈大，浓缩效果愈佳。

旋流分离器流场边界结构对底流浓度的影响的正交分析如表 5-7 所示。按对底流浓度影响程度的大小，旋流分离器结构因素可排序为：中心插入部件结构＞锥段器壁结构＞柱段结构＞底流管结构＞进料管结构＞溢流管结构。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

表 5-7 旋流分离器结构因素对其底流浓度的影响

旋流分离器结构因素		结构设计变化水平代号					每组结构中性能指标的极差值/%
		1	2	3	4	5	
结构分组	代号	平均底流质量浓度/%					
进料管结构	A	31.46	37.46	36.65	31.64	29.82	7.64
溢流管结构	B	32.20	31.93	34.71	33.14	34.52	2.78
锥段器壁结构	C	43.21	27.71	33.47	25.00	35.16	18.21
底流管结构	D	35.41	30.85	28.70	39.43	31.45	10.73
中心插入部件结构	E	44.39	33.81	18.48	37.58	34.17	25.91
柱段结构(长度)	F	35.03	26.43	37.29	32.33	33.76	10.86

在中心插入部件结构中,与无中心插件相比,4 种中心插入部件均会使底流浓度变小,因为中心插入部件的存在会阻碍液体进入溢流,于是更多的液相进入底流,从而使底流浓度变小。固体粗棒使底流浓度降低 24%,中心锥使底流浓度降低 58%,上部渐扩段使底流浓度降低 15%,中心翅片使底流浓度降低 23%。

在锥段器壁结构中,与传统的光滑直锥相比,抛物线型锥使底流浓度增大 23%,有利于浓缩;而其他 3 种锥段均使底流浓度下降,双曲线型锥、内螺旋型锥壁和内圆环型锥壁分别使底流浓度下降 21%、5% 和 29%。

对浓缩场合需要浓的底流而言,柱段长度有一个适宜值,因为底流浓度随柱段长度的变化并不呈单调上升或下降的趋势。在本研究中,柱段长度为 1.2D 时底流浓度最大。

在底流管结构中,与传统的直圆管相比,在直圆管下加堵气锥可使底流浓度增大 11%,因为堵气锥的存在使底流液相的排出受到一定的抑制,于是底流浓度有所增大;而另外 3 种底流管结构因为在一定程度上使底流液相的排出量增大,于是使底流浓度减小,20°渐扩管使底流浓度降低 13%,30°渐扩管加锥使底流浓度降低 19%,水封式直圆管使底流浓度降低 11%。

在进料管结构中,采用传统的切线型圆管时底流浓度最大,与

之相比，采用渐开线型矩形管、弧线型矩形管、斜20°切线型圆管和螺旋线型矩形管时，分别使底流浓度降低16%、2%、16%和20%。

溢流管结构对底流浓度的影响较小，与传统的薄壁直圆管相比，厚壁溢流管使底流浓度降低1%；而另3种溢流管均使底流浓度有所增大，30°渐扩管加锥、20°渐扩管加环齿和虹吸式直圆管分别使底流浓度增大8%、3%和7%，因为这3种溢流管均可在一定程度上诱导更多的液相进入溢流，于是，相应地底流中液相量有所减少，从而使底流浓度有一定的增大。

综上所述，能使底流浓度达到最高的旋流分离器优化结构组合代码应为A2B3C1D4E1F3。

参考文献

1 Chu Liang-Yin, Qin Jian-Jun, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Energy Consumption and Its Reduction in the Hydrocyclone Separation Process. Part Ⅲ. Effect of the Structure of Flow Field on Energy Consumption and Energy Saving Principles. Separation Science & Technology, 2000, 35(16): 2679~2705

2 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Effect of structure modification on hydrocyclone performance. Separation and Purification Technology, 2000, 21(1~2): 71~86

3 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Enhancement of hydrocyclone performance by controlling the inside turbulence structure. Chemical Engineering Science, 2002, 57(1): 207~212

4 Chu Liang-Yin, Luo Qian. Hydrocyclone with high sharpness of separation. Filtration & Separation, 1994, 31(7): 733~736

5 Chu Liang-Yin, Luo Qian. A new hydrocyclone with high sharpness of separation. In: Proc. of Int. Congress on Innovations in Miner. Process., Sudbury, Canada, June 6~8, 1994, Paper 32: 373~382

6 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Luo Qian. Separation characteristics in the hydrocyclone with a central cone and annular teeth. Transactions of Nonferrous Metals Society of China (English edition), 1996, 6(4): 11~15

7 褚良银. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究：博士后研究工作报告，成都：四川联合大学，1997

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

8 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器湍流结构控制与能耗降减．化工学报，1998，49(6)：760～763

9 褚良银.陈文梅,李晓钟等．水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅶ．流场结构与分离性能．化工机械,1999．26(2)：66～70

10 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器结构与分离性能研究(Ⅰ)进料管结构．化工装备技术，1998，19(3)：1～5

11 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器结构与分离性能研究(Ⅱ)溢流管结构．化工装备技术，1998，19(4)：1～3

12 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器结构与分离性能研究(Ⅲ)锥段结构．化工装备技术，1998，19(5)：1～4

13 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器结构与分离性能研究(Ⅳ)底流管结构．化工装备技术，1998，19(6)：12～14

14 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器结构与分离性能研究(Ⅴ)强制涡区辅助件结构．化工装备技术,1999，20(1)：22～25

15 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器结构与分离性能研究(Ⅵ)柱段结构(长度)．化工装备技术，1998，20(2)：16～18

16 褚良银，李晓钟，陈文梅．水力旋流器湍流结构与节能研究．见：中国科协第三届青年学术年会论文集，北京，1998

17 褚良银,陈文梅,李晓钟等．水力旋流器分离空间匹配优化研究．见：第五届全国非均相分离学术会论文集,北京,1997:152～155

18 任熙，陈文梅、褚良银，李晓钟．水力旋流器新型结构的研究．见：第五届全国非均相分离学术会议论文集，北京，1997.7：149～151

19 褚良银,陈文梅,李晓钟．高效节能水力旋流器．CN01247922.5,2001

20 褚良银,罗茜．锥齿型高效水力旋流器．CN93229713.7，1993

21 褚良银,罗茜．高分离精度水力旋流器的开发．流体机械,1994，22(6)：3～7

22 褚良银，陈文梅，罗茜．锥齿型水力旋流器分离特性研究．化工机械，1997，24(2)：63～67

23 褚良银，陈文梅等．水力旋流器．北京：化学工业出版社，1998

24 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei. Research on the motion of solid particles in a hydrocyclone. Separation Science & Technology, 1993, 28(10): 1875～1886

25 Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei. Research on the solid liquid two-phase flow field in hydrocyclones. In: Proc. of 18th Int. Miner. Process. Congress, Sydney, Australia, May 23～28, 1993: 1469～1472

26 褚良银,陈文梅．水力旋流器内流体边界层的理论描述和作用．过滤与分离．1996,(4):15～18

6 旋流分离器能量耗损理论体系

引言

在旋流分离器技术的开发和应用中，如何降低其运行成本，自始至终是人们普遍关注且在全球能源日趋紧张的今天显得日益重要的一个课题。在旋流分离器的运行费用中，给旋流分离器泵送物料所需能耗占其主要部分，而用泵给旋流分离器输送单位体积物料的单位能耗主要决定于旋流分离器的进口压力。因此，人们希望在保证满足分离分级要求的前提下，使旋流分离器在尽量小的进口压力条件下获得尽量大的处理能力，这就要求尽量减小旋流分离器单元操作的能量耗损。然而遗憾的是，单元操作能耗较高迄今仍是旋流分离器在实际应用中所面临的主要问题之一。这是由于人们以往把研究精力更多地集中于旋流分离器的分离性能方面的后果。近来本书作者瞄准这一迫切需要解决的课题，对旋流分离器的能耗机制和节能原理进行了系统的研究[1-5]。

旋流分离器是一种将流体从一维管流转变为三维旋转流动，从而在离心力场中实现对物料的分离、分级或分选的设备。旋流分离器内流体的流动结构非常复杂，既存在内旋流和外旋流，又存在盖下短路流和闭环涡流，还存在空气柱。因此，旋流分离器内能量耗损不同于一般的流体流动能量损失，有其复杂性和特殊性。

旋流分离器内的总能量损失在理论上可表示为进口损失(Δh_e)与内部损失(Δh_i)和出口损失(Δh_o)之和，即

$$\Delta H = \Delta h_e + \Delta h_i + \Delta h_o \tag{6-1}$$

所谓进口损失，即是流体从进料管进入旋流分离器时，因流道的转向及其截面积的突然扩张所引起的转向损失和涡流损失等局部阻力以及因流体的摩擦、扰动及湍流脉动等造成的能量耗损；内

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

部损失即是在旋流分离器内因流体的黏性摩擦、流体转向、湍流脉动及离心压头消耗等产生的能量损失；出口损失即是流体排出旋流分离器时因流体动能(速度能)及压力能的流失所引起的无谓的能量损失。这三部分能量损失均可以依靠某些措施使其得到降减。

为了深入认识旋流分离器内的能耗机理，本章将从旋流分离器内压力分布与损失、局部损失、黏滞损失、湍动能耗以及空气柱内和出口能量损失等几方面入手，对旋流分离器内的能量耗损进行深入的理论探讨，并建立旋流分离器单元操作过程中能量耗损的理论体系。

6.1 旋流器内压力损失

旋流分离器的内部能量损失从某种意义上可以用内部压力损失的形式表示，因为旋流分离器的内部能量损失可以表示为进口能量减去出口能量，即

$$\Delta E = E_e - (E_o + E_u) \tag{6-2}$$

式中 ΔE——旋流分离器内部能量损失；

E_e——进口处流体能量，表示为

$$E_e = \frac{p_e}{\rho} + \frac{v_e^2}{2} \tag{6-3}$$

p_e 和 v_e 分别为进口处流体压力和速度；

E_o——溢流出口处流体能量，表示为

$$E_o = \frac{p_o}{\rho} + \frac{v_o^2}{2} \tag{6-4}$$

p_o 和 v_o 分别为溢流出口处流体压力和速度；

E_u——底流出口处流体能量，表示为

$$E_u = \frac{p_u}{\rho} + \frac{v_u^2}{2} \tag{6-5}$$

p_u 和 v_u 分别为底流出口处流体压力与速度。

由于旋流分离器的底流体积流量与溢流体积流量之比通常很

小，故式(6-2)中的底流出口能量 E_u 可以近似地忽略不计，这样，将式(6-3)和式(6-4)代入式(6-2)，则有

$$\Delta E \approx \frac{1}{\rho}(p_c - p_o) + \frac{1}{2}(v_c^2 - v_o^2) \tag{6-6}$$

又由于进口流动面积和溢流口流动面积可近似相等，而底流流量已被忽略不计，则有 $v_e \approx v_o$，于是式(6-6)有

$$\Delta E \approx \frac{1}{\rho}(p_e - p_o) = \frac{1}{\rho}\Delta p \tag{6-7}$$

式中，Δp 被视为旋流分离器的内部压力损失，通常称为压力降。显然，Δp 可以近似地被视为旋流分离器内部能量损失的直观衡量指标。

在第 2 章中从理论上推导出了旋流分离器内压力沿径向的分布式(2-6)。如果把旋流器进口处筒体边壁处的压力近似认为等于进口压力 p_e，且忽略筒体边壁处的压力在高度等于溢流管插入深度的轴向位置范围内的轴向变化，那么，在溢流管下端面所在的轴向位置上从边壁($r = R$，R 为旋流器半径)到溢流管处($r = r_o$，r_o 为溢流管内半径)的径向压力差便可近似等于旋流分离器的内部压力损失，即[1~3]

$$\Delta p = p_e - p_o \approx \frac{\rho}{2}\left[\frac{C^2}{n}\left(\frac{1}{r_o^{2n}} - \frac{1}{R^{2n}}\right) + K^2\left(\frac{1}{r_o^{2m}} - \frac{1}{R^{2m}}\right)\right] \tag{6-8}$$

显然，在流场特征参数 n、C、m 和 K 这四个常数已知的情况下，旋流分离器内部压力损失则可以很容易地根据 R 和 r_o 的值计算而得。然而遗憾的是，n、C、m 和 K 这四个流场特征参数迄今尚属于经验常数，需经流场测试才能得出。虽然作者曾经做过使这些参数模型化的努力[6]，但这些流场特征参数的模型化尚需做更进一步的系统工作，关键是迄今尚无有关的理论模型。因此，在这四个特征参数高度模型化之前，还很难从理论上准确地给出任意旋流分离器的内部压力分布与损失，目前还只能是对特定的旋流器，借助于其特定的流场特征参数，对其内压力损失进行

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

计算。

6.2 旋流器内局部损失

众所周知，局部损失是因为流体的速度分布或运动方向在局部区域急剧变化而导致的比较集中的能量损失，它包括涡流损失、加速损失、转向损失和撞击损失四种类型。从图 1-1 所示的旋流分离器内主要液流结构可以发现，局部损失的 4 种形式在旋流分离器内均存在。

在旋流分离器进口处，流体从一维直线型运动转变为三维旋转运动，流动方向发生改变；在旋流器内，盖下短路流先沿顶盖径向向中心运动，然后又沿溢流管外壁向下运动；旋转流体先是呈向下运动的外旋流，运动过程中有相当大一部分流体又会转化为向上运动的内旋流；另外，还存在两个闭环涡流的循环流动。流体在这大量的流向改变过程中，需要消耗掉一部分能量，这就是旋流分离器内的流体转向损失。

流体从进料管进入旋流分离器时，由于流道面积的突然扩张，流体速度将有一个降低的过程；而且流体在旋流分离器内的径向向内流动是经历了一个速度升高、压力降低的过程，即升速降压的流动过程。实验证明，实际流体的减速升压或升速减压流动均不可能有 100% 的效率，一定会发生能量的损失。这个由流体的加速、减速过程引起的损失称为加速损失。显然，旋流分离器内的能量损失包含着流体加速损失。

流体在从进口管进入旋流器内时，其过流截面突然扩张，由于惯性和附面层分离的作用，在进口部位将产生很多旋涡，由于主流的黏性作用，将带动旋涡区内的流体旋转并进行动量交换，从而引起能量损失；而且旋流分离器内特有的两个闭环涡流的循环流动之所以能维持其运动，亦是由于通过动量交换从主流得到了能量供应。这部分能量消耗在涡流与壁面之间和涡流内部的摩擦上，最后变成热损失掉。这就是旋流分离器内的涡流损失。

由于旋流分离器内部结构的特殊性，流体从进口管进入旋流

分离器后，总有一部分流体会与旋流器的顶盖、边壁和溢流管外壁发生碰撞。由动量定理可知，这部分流体与固体壁面必然产生力的作用。由于实际的流体并非理想的弹性体，碰撞的结果，就要产生能量损失。因此，旋流分离器内存在流体的碰撞损失。

由上所述，可知旋流分离器内的局部损失相当可观，几乎在旋流分离器内流体的整个流动过程中均存在局部损失。按流体力学的观点，虽然在局部损失产生的地方也存在沿程黏性摩阻损失，但比起局部损失来要小的多，可以忽略不计。因此，旋流分离器内的能量损失便可以用其局部损失予以表征。

虽然旋流分离器进口处呈过流截面突然扩张状态，但比管径突然扩大的情况复杂得多，所以很难从理论上计算旋流分离器内的局部损失。目前只能用局部损失的通用计算公式来描述旋流分离器内的局部损失，即：

$$h_l = \xi \frac{v_e^2}{2g} \tag{6-9}$$

式中，v_e 为进口管内流体在旋流器进口处的速度，h_l 为局部损失，ξ 为局部损失系数，g 为重力加速度。

如果将 $\Delta p = \rho g h_l$ 代入式(6-9)，则整理得

$$\xi = \frac{\Delta p}{\rho v_e^2/2} = Eu \tag{6-10}$$

式中，Eu 为 Euler 准数，它表征流体压力与惯性力之比。显然，旋流分离器内的局部损失系数等于其进口 Euler 准数。

将式(6-8)代入式(6-10)，则可以得出旋流分离器内局部损失系数的近似计算式：

$$\xi \approx \frac{1}{v_e^2}\left[\frac{C^2}{n}\left(\frac{1}{r_o^{2n}} - \frac{1}{R^{2n}}\right) + K^2\left(\frac{1}{r_o^{2m}} - \frac{1}{R^{2m}}\right)\right] \tag{6-11}$$

根据旋流器内流体流动的特性可知，旋流器内的涡流损失、加速损失、转向损失和碰撞损失这四种类型的内部损失都必然存在，不可能消除其中任何一种，但采取某些适当措施可使其中一种或几种得到降减。例如，使进料管与旋流器壁之间的相贯过渡避免

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

急剧突变以及使其具有流线形等，均可以减小进口处涡流损失以及“二次流”损失；使流体在进料管内预先定向，可减小流体在旋流器进口处向轴向方向的转向损失；在旋流器进口部位器壁上加设导流筋，亦可以减小进口处的涡流和二次流损失；另外，改变旋流器内流动结构时，可使加速损失得到降减。

6.3 旋流器内黏滞损失

6.3.1 黏性摩擦损失

由于实际流体具有黏性，故流体在流动中一定伴随着机械能的损失，它等于流体运动时克服摩擦力所做的功。这部分损失掉的机械能最后变成其他形式的能量。在定常不可压缩流体作管流运动时，可以用伯努利方程求出其黏性摩擦损失，称为沿程阻力损失。虽然旋流分离器内的黏性摩阻损失同局部损失相比可以忽略不计，但由于流体层之间的内摩擦以及流体与旋流分离器器壁之间的摩擦实际存在，所以，黏性摩擦损失仍应作为旋流分离器内能量耗损的一个组成部分。

在旋流分离器进出口处列出伯努利方程，有

$$\frac{p_e}{\rho g}+\frac{v_e^2}{2g}=\left(\frac{p_o}{\rho g}+\frac{v_o^2}{2g}\right)+\left(\frac{p_u}{\rho g}+\frac{v_u^2}{2g}\right)+h_l+h_f \tag{6-12}$$

式中，h_f 为流体黏性摩擦损失。

如果忽略底流出口能量，且 $v_e\approx v_o$，则有

$$\frac{(p_e-p_o)}{\rho g}=\frac{\Delta p}{\rho g}=h_l+h_f \tag{6-13}$$

对于不可压缩流体，沿程阻力损失系数亦用能量损失与动能之比的概念来表示。于是，可以整理得出旋流器内的黏性摩擦损失系数为

$$\xi_f=Eu-\xi \tag{6-14}$$

式中，ξ_f 为黏性摩擦损失系数。

显然，如果忽略黏性摩擦损失，即 $\xi_f=0$，则式(6-14)就变成式(6-10)了。式(6-13)和式(6-14)还表明，旋流分离器内的能量损失

实际上由局部损失系数和黏性摩擦损失系数两部分组成。所以，如果根据式(6-10)用实验测定的方法来确定损失系数 ξ 时，虽然它形式上是局部损失系数，但实际上已包含了黏性摩擦损失系数项。

6.3.2　黏滞耗散

实质上，流体具有黏性是流体运动时产生能量损失的根本原因。尽管旋流器内能量耗损的原因很复杂，但不论是局部损失、黏性摩擦损失，还是下节将要叙及的湍动能耗，所有这些能量损失的根源还是在于流体的黏滞耗散。所谓黏滞耗散，即是指黏性流体运动时因变形而消耗的机械能或生成的摩擦热。一般说来，黏性流体能量耗散大都通过如下三种“渠道”：一是边界黏性摩擦损失(通过层流边界层或层流附面层的直接的能量耗散)；二是流体质团撞击损失；三是由于流线弯曲或由于 Tollmien-Schlichting 波(T-S 波)的发展形成旋涡，通过黏性直接耗散(黏性旋涡)，或经过其分解、传递后再通过黏性作用而耗散。

在直角坐标系中，流体由于黏滞作用而耗散掉的能量的一般表达式为

$$\mu\Phi = 2\mu\left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)^2+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}+\frac{\partial u_x}{\partial y}\right)^2+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y}+\frac{\partial u_y}{\partial z}\right)^2+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z}+\frac{\partial u_z}{\partial x}\right)^2\right]-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_y}{\partial y}+\frac{\partial u_z}{\partial z}\right)^2 \tag{6-15}$$

式中，μ 为黏滞系数(或称黏度)；Φ 称为耗散函数，它总是正值；u_x、u_y 和 u_z 分别为流体速度在 x、y 和 z 轴方向上的分量。

如果将式(6-15)中的直角坐标系转化为柱坐标系，则可以得出旋流分离器内强制涡(空气柱)内的黏性耗散函数为

$$\Phi=\left(\frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}r}\right)^2 \tag{6-16}$$

式中，u_z 为强制涡内流体轴向速度。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

式(6-16)表明,旋流器强制涡内的黏性耗散仅与黏度和轴向速度有关,而与切向及径向速度无关。因强制涡内的径向速度为零,而沿切向流体质点间不发生相对运动,故不存在黏性损失。于是可依靠控制强制涡内轴向速度沿径向的梯度来达到降减甚至取消旋流器强制涡内的黏滞耗散。

6.4 旋流器内湍动能耗

大量的试验和生产数据表明,旋流分离器在正常工作状况下,其内的流体呈湍流运动状态。从能量的角度来看,维持湍流所需的能量是从平均运动取出并传递至湍流运动的。由于湍流动能与分子动能之间发生输运,使这些湍能最终耗散成热能。因此,旋流分离器内必然存在湍动能耗。

在湍动能耗过程中,有一个非常著名也非常重要的概念,即能量级串。由于非线性相互作用(即 Navier-Stokes 方程中的非线性项 $\boldsymbol{u}\cdot\nabla\boldsymbol{u}$),湍流中存在着尺度之间的逐级能量传递,一般是大尺度涡旋向小尺度涡旋输送能量。Richardson L. F. 写于 1922 年的一首广为流传的诗,生动形象地描述了湍流中的能量级串:

大涡用动能哺育小涡,
小涡照此把儿女养活。
能量沿代代旋涡传递,
但终于耗散在黏滞里。

在能量级串过程中,第一级大涡的能量来自外界(时均流),大涡失稳后产生第二级的小涡,小涡失稳后又产生更小的涡旋,最后,由于 Reynolds 数非常大,所有可能的尺度的运动模式都被激发,其中最小的尺度由分子黏性和湍流能流密度的大小决定。湍流的这种能量级串是一种混沌现象。

由湍流能量级串的概念可知,能量级串和湍能耗散的动力学是由单位时间内(在单位质量上)从大涡端提供给级串的能量所控制的。时均流输送给湍动的能量的比率,由大涡运动所决定;而且

只有时均流输送给湍动的这部分能量才能传递给更小的涡旋，最后耗散为热能。因此，尽管湍能的耗散是一种黏性过程，发生在最小的涡旋中，但湍能耗散率却由大涡运动所确定；黏滞性并不决定耗散能量的多少，它只是决定能量耗散在何种尺度下发生：Reynolds 数越高，黏滞性的效应就越弱，耗散能量的旋涡尺度就越小。

一般情况下，除紧靠壁面附近外，湍流脉动量的瞬时速度梯度总比平均速度梯度大得多，因而湍能的耗散比平均流的黏性耗散大得多。所以，消除湍能耗散是降减能量损失的最佳方案；但湍流运动是与旋流器的高分离因数（分离因数为离心加速度与重力加速度之比值）这一特性与生俱来的，即湍能耗散在旋流器内是不可避免的。那么，为了降减旋流器内的能量损失，对湍能耗散所能做的只能是想办法使其降到最小。

由能量级串过程已知，湍能耗散与湍流涡结构密切相关，于是可以考虑从控制旋流分离器内湍流涡结构着手来实现湍能耗散的降减。

湍流之所以被称为经典力学的最后难题之一，其原因在于湍流场通常是一个复杂的非定常非线性动力学系统，流场中充满着各种大小不同的涡结构。整个湍流场的特性都取决于这些涡结构的不断产生、发展和消亡，同时，这些涡结构之间又不断发生着复杂的相互作用。这就使对湍流现象的描述与控制变得十分困难。如果把湍流中的涡结构人为地进行分类，可以分为尺度相对小而紊乱的随机小涡和尺度相对大而相对有规律的相干结构（Coherent Structure，或称拟序结构）两种涡结构。人们推测湍流中的相干结构应该是一种耗散结构，而相干结构的产生过程就是一种自组织过程。

耗散结构论是 Prigogine 于 20 世纪 60 年代提出来的，为研究在无规则的运动状态中如何会产生有规则的结构提供了理论手段。一个非线性开放系统，当达到远离平衡态时，可能发生突变，原来的无序状态会转变成一种时间、空间或功能有序的状态。但

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

这种有序状态只有靠不断与外界进行物质和能量交换(即靠耗散能量)才能维持,所以,这种有序结构称为耗散结构,该系统产生的这种组织化称为自组织现象。耗散结构论指出了产生耗散结构的必要条件:首先,这个系统必须是开放系统,虽然系统内本身存在着不可逆过程仍会引起自发熵增,但由于和外界进行物质和能量交换,可以引进一个负熵流,使该开放系统的熵下降,使该系统由无序向有序发展;其次,系统内部必须存在非线性的相互作用;另外,该系统必须远离平衡态,并通过系统本身随机涨落来实现由无序到有序的演化。

由上所述看来,旋流分离器内的湍流场完全具备产生耗散结构的必要条件,于是可以用热力学与耗散结构论相结合的观点来描述旋流分离器内湍流相干结构的产生、发展与消亡过程。前面所述的能量级串过程,实质上可以看成是大涡逐渐消亡,即从相干结构变成随机小涡直至耗散成热(分子量级的随机运动)的这一由有序到无序的退化过程。用耗散结构论的观点可以认为,与此同时还存在一个涡的自组织过程,即当 Reynolds 数达到一定值时(远离平衡态),从流动不稳定性、波动的增长到旋涡卷起以及涡配对等,其结果是平均剪切流场中的分布涡量逐步集中到越来越大的涡结构中去。这种涡结构是靠耗散能量(由平均流场对雷诺应力做功来提供)来维持的,平均流场的动能也逐步被吸收到有组织的涡结构中去,流场变得越来越有组织。前一过程与平均流的功能耗散过程都是熵增的,后一过程是熵减的。后者的熵减由前者的熵增来补偿,于是整个流场仍然是熵增的,即仍然符合热力学第二定律。为了达到降减旋流分离器内湍能耗散的目的,就可以从控制湍流涡结构的形成与消亡这一对过程,以及其发展过程等方面入手。

在控制涡结构以达到湍流减阻的研究方面,人们已取得了许多成果,其中有些优秀成果可以选择性地借鉴到旋流分离器湍能耗散的降减中来。添加高分子物质改变湍流结构以实现减阻的方法,虽然在某些场合很适用,但旋流分离器却不宜采用此法,因为

高分子物质的加入必然会污染旋流器的产品，这是不希望发生的。柔顺壁减阻与波纹壁减阻虽然在改变边界层内湍流结构以使湍流摩阻减小方面有较好的效果，但柔顺壁在人工模拟方面还受到很多制约，而波纹壁作旋流分离器内壁也不太现实，因为加工困难。近期在改变湍流结构以达到减阻目的的方法中，有两种十分流行的做法，一是置放大涡破碎器（Large eddy break-up device，简写LEBU），二是壁面采用流向棱纹面（Riblets）。这两种方法均有可能被用到旋流分离器内来控制湍流涡结构，以降减湍能耗散。设置大涡破碎器来改变湍流结构以达到减阻的目的，这种思想首先由美国NASA和伊里诺斯理工学院提出并进行试验，以后引起国际上广泛的研究，开展了多种试验，结果证明这种探索是有成效的。从物理上已经认识到湍流中存在着大涡结构，经过研究认识到，由大涡输运能量与黏性耗散是湍流黏性阻力的主要来源。安置大涡破碎器的作用就是用以改变大涡的结构与运动特性，在旋流分离器内可以设置类似的部件。流向棱纹面也称为边界层内层调制器，其作用在于改变湍流边界层的底部流动结构，从而达到减阻的目的。湍流边界层的三维性导致各种扰动在流向、法向及展向的传播，以及动量和能量在不同方向上的输运，其中展向输运起着不可忽视的作用。在壁面沿流向设置棱纹面，便可达到减少湍流摩阻的目的。棱纹面沿流向设置在壁面上，其几何剖面可分为V锯齿形、U锯齿形、半圆形、矩形槽以及曲面槽等。在旋流分离器内壁表面亦可设置类似棱纹面构件，以达到降减湍动能耗的目的。

6.5　旋流器空气柱内和出口能量损失

空气柱是传统旋流分离器内流体流动所固有的特点之一，即所有传统旋流分离器中都存在空气柱。虽然迄今对空气柱的作用有持肯定意见的，也有持否定意见的，但有一点是可以完全肯定的，那就是空气柱内的气流并不直接参与旋流分离器内的分离工作。面空气柱内不仅存在着黏性耗散和湍能耗损，面且其内的气

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

流还携带着流体动能。因此,从降减能耗的角度来看,应该尽量减少甚至取消空气柱内的能量损失(包括气流的流体动能)。东北大学徐继润博上曾在这方面进行了较深入的研究,认为用固体棒占据空气柱的位置可以降减旋流分离器的内部损失。

所谓出口能量损失,即是旋流分离器出口处流体所携带的流体动能和压力能。除某些旋流分离器直接串联(如双涡旋流分离器等)的特例外,旋流分离器一般在单级状态下操作(这里的"单级"指同一台供料设备(泵)上所直接串联的旋流分离器的级数只有一级,即溢流口和底流口不直接串联下一级旋流分离器;当串联为工艺必需时,各级旋流分离器之间分别再设置供料设备(泵)),这里将只考虑这种单级状态下的旋流分离器的情况。于是便可认为随出口流体所流失的动能是一种能量浪费,应该尽量加以降减。旋流分离器出口能量损失降减的极限判据为:

1)旋流分离器内必须保持足够强的离心力场以使其分离作用能达到要求;

2)出口处流体必须能顺畅地排出。

前一判据与流体动能有关,而后一判据则与流体压力能有关。因此,在旋流分离器正常工作时,一定限量的出口能量损失是必不可少的。有研究认为传统结构旋流分离器的出口能量损失占进口总能量的 50%以上。

从理论上看,旋流分离器出口能量损失降减的主要方法有:

1)在出口管内将流体部分动能转化为压力能,这样既能减少流体动能损失,又能保证流体顺畅排出;

2)减小出口流体顺畅排出所需要的压力水平;

3)降减出口管内的黏性耗散和湍能耗损。

迄今人们已经在第一种方法和第二种方法方面进行了一些尝试和研究。采用第一种方法时,借助渐扩管降速升压的原理,用渐扩管代替传统结构旋流分离器的直圆管型出口管,可以在流体动能部分回收方面取得较好节能效果;在第二种方法方面,在溢流出口设置虹吸装置的负压旋流分离器显示出了较好的节能性能,原

因是虹吸装置使旋流分离器中心部位附近的流体即使呈负压也能顺利地排出；而对第三种方法，迄今尚无研究报道，笔者认为在出口管内壁表面设置类似流向棱纹面的构件会降减出口管内的湍能耗损。

6.6　旋流器能耗理论体系

对旋流分离器能耗的组成、分布与影响因素等进行系统的概括，可以完整地建立旋流分离器能量耗损的理论体系，如图 6-1 所示。图 6-1 给出了传统型普通旋流分离器单元操作过程的能耗体系图，图中不仅给出了能量损失的分布与组成，而且给出了每部分能量损失的降减可能性。可以看出，除了进口部位与内部液流区域内流体的黏性摩擦损失以及内部液流对器壁的撞击损失很难进行降减外，旋流分离器内其余能量损失组分均能得到不同程度的降减。

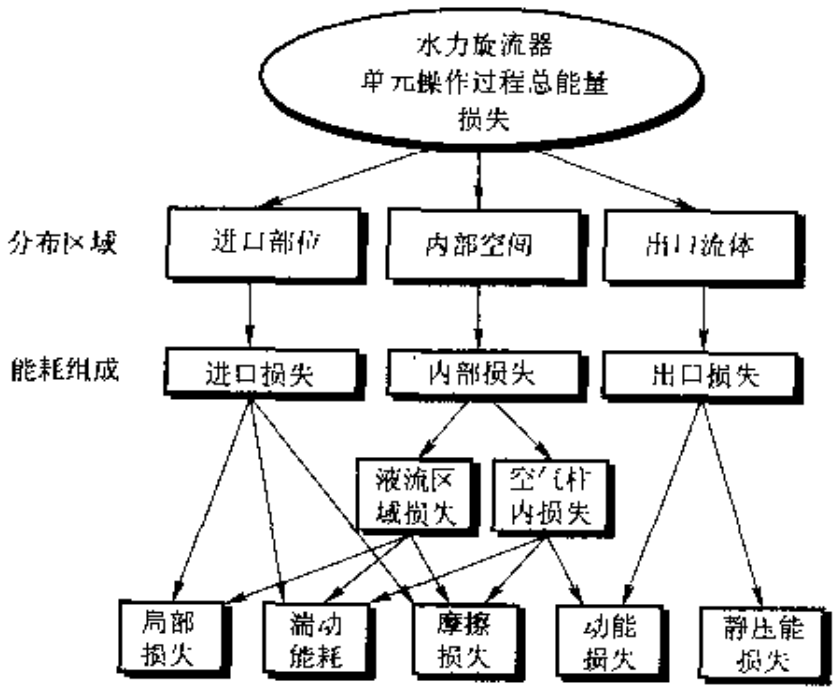


图 6-1　旋流分离器单元操作过程能耗体系图

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

参考文献

1 Chu Liang-Yin, Li Xiao-Zhong, Chen Wen-Mei. Energy consumption in hydrocyclone separations and its reduction. Part I: theoretical investigations of the pressure distribution and the energy consumption mechanism in hydrocyclones. In: Proc. of 7th World Filtration Congress, Budapest, Hungary, May. 20～23, 1996, Vol. I: 152～156

2 褚良银. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究：博士后研究工作报告，成都：四川联合大学，1997

3 褚良银,陈文梅,李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅰ.能量耗损理论分析. 化工机械，1998，25(2)：63～69

4 褚良银,陈文梅,李晓钟. 水力旋流器能耗降减的研究进展. 化工机械，1996，23(6)：360～363

5 李晓钟，陈文梅，褚良银. 水力旋流器能耗定义及其组成分析. 过滤与分离，2000，10(2)：1～4

6 褚良银,陈文梅. 水力旋流器内固相颗粒径向运动规律的预测模型. 有色金属，1993,45(2):43～47

7 旋流分离器湍流结构控制与能耗降减

引言

单元操作能耗较高，迄今仍是旋流分离器技术开发和应用中所面临的主要问题之一。旋流器能耗的降低，不仅可以降低其运行成本，提高生产效益，而且可以提高能源利用率。这在全球能源日趋紧张的今天显得尤为重要。旋流器在正常工作状况下，其内的流体呈湍流运动状态，由于湍流动能与分子动能之间发生输运，使这些湍能最终耗散成热能，因此旋流器内必然存在湍动能耗。一般情况下，除紧靠壁面附近外，湍流脉动量的瞬时速度梯度总比平均速度梯度大得多，因而湍能的耗散比平均流的黏性耗散大得多，所以消除湍能耗散是降减能量损失的最佳方案；但湍流运动是与旋流器的高分离因数（分离因数为离心加速度与重力加速度之比值）这一特性与生俱来的，即湍能耗散在旋流器内是不可避免的。那么，为了降减旋流器内的能量损失，对湍能耗散所能做的只有想办法使其降到最小。本章将介绍对旋流器内湍流结构进行的控制以及湍流结构的变化与能量耗损降减的关系[1~8]。

7.1 旋流器流场边界结构与能量耗损

7.1.1 旋流分离器单元操作能量损失系数定义

一般认为，进口损失与内部损失之和便是旋流器操作过程中的能量损失；但是对于普遍存在的单级状态旋流器来说，其出口能量损失虽然必不可少，但毕竟是流失掉了。因此，应该认为旋流分离器进口所带来的所有能量全部损失掉了。这样，旋流分离器单元操作能量损失便应该是进口压力和流量的函数，而不是其内部压力降与流量的函数。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

借用流体力学中以损失与动能之比的概念来定义损失系数的方法，定义旋流分离器单元操作能量损失系数为总能量损失与进口动能之比，即：

$$K=\frac{(p_e-0)/\rho g}{v_e^2/2g}=\frac{p_e}{\rho v_e^2/2} \tag{7-1}$$

式中，K 为能量损失系数；p_e 为进口处流体压力，Pa；v_e 为进口处流体速度，m/s；ρ 为流体密度，kg/m^3；g 为重力加速度。

显然，式(7-1)等号右侧呈 Euler 准数形式，将其定义为旋流器进口特征 Euler 准数$(Eu)_e$，则有

$$K=\frac{p_e}{\rho v_e^2/2}=(Eu)_e \tag{7-2}$$

于是，所定义的旋流器单元操作能量损失系数的物理意义即为旋流器进口的特征 Euler 准数。

另外，将式(7-2)与式(6-10)比较可以发现，能量损失系数 K 与局部损失系数 ξ 形式相同，只是 K 所对应的是 p_e，而 ξ 所对应的是 $\Delta p(\Delta p\approx p_c-p_o)$。因此，也可以认为能量损失系数 K 即是衡量在旋流分离器单元操作中能量被全部耗损掉的一种局部能量损失系数。

由式(7-1)所定义的能量损失系数(或简称为能耗系数)K 可以较直观而且全面地表征旋流分离器单元操作的能量耗损情况。因为旋流分离器的处理能力等于其进料口面积与进料流速之积，若旋流分离器的进料口面积一定，则可以根据式(7-1)得到如下两个直观的关系：

(1)在要求旋流分离器 A 和 B 的处理能力相同，即要求 $Q_A=Q_B$ 时，若进口压力$(p_e)_A\geqslant(p_e)_B$，则能耗系数 $K_A\geqslant K_B$(即旋流分离器 A 耗能多)；反之亦然。

(2)旋流分离器 A 和 B 在相同进料压力下操作，即$(p_e)_A=(p_e)_B$ 时，若 $Q_A\geqslant Q_B$，则 $K_A\leqslant K_B$(即旋流器 B 耗能多)；反之亦然。

7.1.2　旋流分离器能耗系数与特征准数的关系

7.1.2.1　旋流分离器特征准数

(1) Reynolds(雷诺)准数

表征旋流器内流体惯性力与黏性摩擦力之比。由于计算基准选择不同,可以出现两个特征 Reynolds 准数:

进口 Reynolds 准数$(Re)_e$

$$(Re)_e=\frac{\rho d_e v_e}{\mu} \tag{7-3}$$

以及旋流器 Reynolds 准数$(Re)_c$

$$(Re)_c=\frac{\rho D v}{\mu} \tag{7-4}$$

式中,d_c 和 v_c 分别为进口管面积当量直径和进口管内流速(即通常所说的进口流速);D 为旋流分离器直径;v 为旋流分离器特征速度,其计算式为

$$v=\frac{4Q_c}{\pi D^2} \tag{7-5}$$

式中,Q_e 为进口流量。

于是,$(Re)_e$ 与$(Re)_c$ 之间呈如下关系:

$$\frac{(Re)_e}{(Re)_c}=\frac{d_e v_c}{Dv}=\frac{d_e\dfrac{4Q_e}{\pi d_c^2}}{D\dfrac{4Q_e}{\pi D^2}}=\frac{D}{d_e} \tag{7-6}$$

因此,对于旋流器直径与进料管直径具有固定比例的所有旋流分离器,$(Re)_e$ 和$(Re)_c$ 都有恒定的线性关系。$(Re)_e$ 和$(Re)_c$ 均可以作为旋流分离器的特征 Reynolds 准数。

(2) Euler(欧拉)准数

表征旋流器内流体压力与惯性力之比。同样,由于计算基准选择不同,亦出现两个特征 Euler 准数:

进口 Euler 准数$(Eu)_e$

$$(Eu)_e=\frac{P_e}{\rho v_e^2/2} \tag{7-7}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

以及旋流器 Euler 准数$(Eu)_c$

$$(Eu)_c = \frac{P_c}{\rho v^2/2} \tag{7-8}$$

于是

$$\frac{(Eu)_e}{(Eu)_c} = \frac{v^2}{v_c^2} = \left(\frac{d_e}{D}\right)^4 \tag{7-9}$$

上式表明,对于旋流器直径和进料管直径具有固定比例的所有旋流分离器而言,$(Eu)_e$ 与$(Eu)_c$ 之间具有线性关系。同 Reynolds 准数的情形一样,$(Eu)_e$ 与$(Eu)_c$ 都可以作为旋流分离器的特征 Euler 准数。

(3) Froude(弗鲁德)准数

表征旋流器内流体惯性力与重力之比。同样存在两种形式的 Froude 准数:

进口 Froude 准数$(Fr)_c$

$$(Fr)_c = \frac{v_e^2}{d_e g} \tag{7-10}$$

以及旋流器 Froude 准数$(Fr)_c$

$$(Fr)_c = \frac{v^2}{Dg} \tag{7-11}$$

将式(7-10)与式(7-11)等式两边分别相除,得

$$\frac{(Fr)_e}{(Fr)_c} = \frac{Dv_e^2}{d_e v^2} = \left(\frac{D}{d_c}\right)^5 \tag{7-12}$$

显然,同 Reynolds 准数和 Euler 准数一样,只要旋流器直径与其进料管直径比例一定,$(Fr)_e$ 与$(Fr)_c$ 之间呈线性关系。$(Fr)_e$ 与$(Fr)_c$ 也均可以作为水力旋器的特征 Froude 准数。

7.1.2.2 能耗系数与特征准数的关系

当旋流分离器直径与进料口面积当量直径保持恒定时,$(Re)_e$ 与$(Re)_c$、$(Eu)_e$ 与$(Eu)_c$ 以及$(Fr)_e$ 与$(Fr)_c$ 之间均存在线性关系。因此这里仅探讨进口特征准数$(Re)_c$、$(Eu)_e$ 和$(Fr)_e$ 与能耗系数的关系。

在能耗系数的定义中，已由式(7-2)给出了能耗系数 K_e 与进口 Euler 准数(Eu)之间的关系，即

$$K=(Eu)_e$$

由式(7-2)和式(7-3)可得出能耗系数 K 与进口 Reynolds 数 $(Re)_e$ 之间有如下关系式：

$$K=\left(\frac{2\rho p_e d_e^2}{\mu^2}\right)(Re)_e^{-2} \tag{7-13}$$

当旋流器进口压力、进料口面积当量直径、所处理物料的黏度和密度一定时，随着进口 Reynolds 数的增大，旋流分离器能耗系数 K 值会单调下降。

由式(7-2)和式(7-10)可得出能耗系数 K 与旋流分离器进口 Froude 准数之间的关系式：

$$K=\left(\frac{2p_e}{\rho g d_e}\right)(Fr)_e^{-1} \tag{7-14}$$

在旋流分离器进口压力、进料口面积当量直径和所处理物料特性保持不变时，随着进口 Froude 准数的上升，旋流分离器能耗系数亦单调下降。

7.1.3　流场边界结构与能量耗损

旋流分离器流场结构对能量损失系数影响的正交分析如图 7-1 所示(旋流分离器流场边界结构设计及编号详见第 5 章)。按结构因素对能耗系数的影响程度从大到小，可以将结构因素组排序为：中心插入部件结构＞进料管结构＞柱段结构＞溢流管结构＞锥段结构＞底流管结构，即中心插入部件结构对能耗系数的影响最大，而底流管结构的影响最弱。中心插入部件对能耗系数的影响最大，也就说明旋流分离器溢流管端以下内旋流区域内的能量耗损在旋流分离器总能耗中占有相当大的分量。从图 7-1 可以看出，旋流分离器的能耗系数在有中心插入部件时均比无中心插入部件时要小：中心插入部件结构为固体粗棒时，能耗系数比无中心插入部件时降低 16%；为中心锥时，能耗系数降低 6%；为渐扩段时，能耗系数降低 12%；为中心翅片时，能耗系数降低幅度达

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

49%，几乎减少了一半。

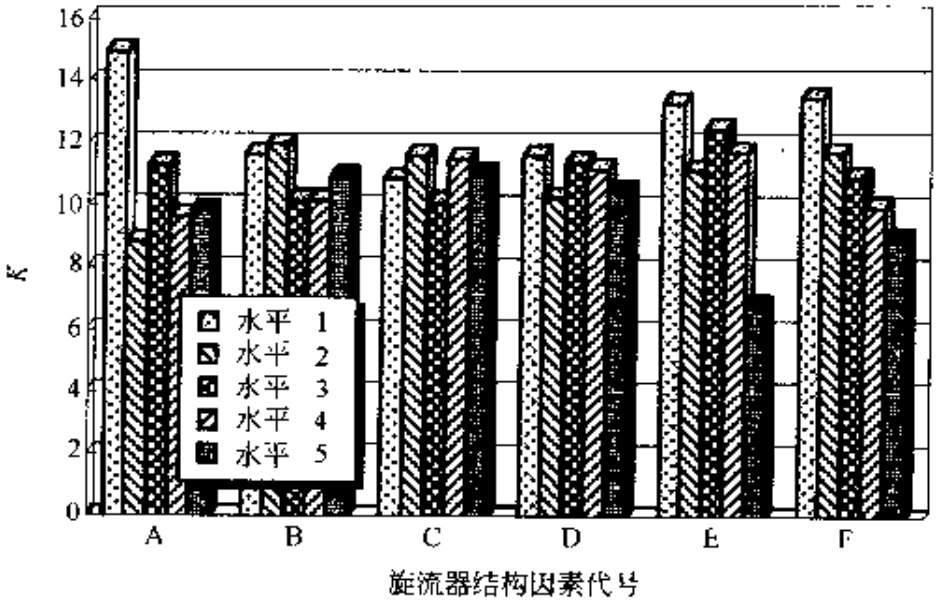


图 7-1 旋流器流场边界结构对能耗系数的影响

旋流分离器进料管结构对能耗系数的影响程度仅次于中心插入部件，排列第二。研究结果出乎意料，因为结果表明采用切线型圆管时能耗系数最小，比采用渐开线型矩形管时能耗系数低 69%，比采用弧线型矩形管时能耗系数低 28%，比采用斜 20°切线型圆管时能耗系数低 9%，比采用螺旋线型矩形管时能耗系数低 11%，而前人的研究结果却认为渐开线型、弧线型以及螺旋线型进料管所产生的进口损失要比切线型进料管少。这需要从一个总体的角度来看这个问题，因为旋流器的进料管结果不仅影响到进口部位的流体流动结构，而且会很大程度地影响旋流器柱段内流体的流动结构，从而影响整个旋流器内的流动结构。虽然适当的进料管结构可以降减进口部位的能量损失，但渐开线型、螺旋线型和弧线型进料管也有它们的缺点，那就是它们在把流体引进旋流器之后，还有较强的导向作用。而这时所引导的方向是周向的(在同一轴向位置上)，与旋流器内流体的螺旋运动方向不一致，那么流体由圆周运动变成螺旋运动又需要再一次的转向，这样就经过了两次转向(一次由一维直线运动转为周向运动，一次由周向运动转为螺旋运动)。而切

线型进料管则在一次方向转变中便实现了由直线运动到螺旋运动的过程。于是总体来看，与后者相比，采用前三种结构的进料管，旋流器总能耗会较大些。斜20°切线型进料管设计是为了减少从直线运动到螺旋运动转变过程中的转向损失的，但结果却使总能耗系数上升9%，这可能是因为20°这个角度选得不太合适，与旋流器内流体螺旋运动的迹线升角吻合不好所造成的负影响。

柱段长度对能耗系数的影响程度排列第三。从图7-1可以发现，随着柱段长度的增长，旋流分离器能耗系数呈单调下降趋势。从这一点看来，旋流分离器内的黏性摩擦损失所占总能耗的分量并不重，因为摩擦损失应与流动的路程有正比关系，而能耗系数却与柱段长度呈反比关系。柱段越长，旋流分离器内的空间越大，流体在旋流器内停留的时间就越长，旋流器内局部损失及湍动程度便会有所下降，于是旋流器的总能耗降低。

溢流管结构对能耗系数的影响按程度排在第四，其中30°渐扩管加锥和20°渐扩管加环齿的两种溢流管效果最优，均比用薄壁直圆管作溢流管时使旋流分离器的总能耗降低13%。其原因是这两种渐扩管均有效地将部分出口动能转化为静压能，从而使总能耗降低；采用厚壁溢流管时，能耗系数却比用薄壁溢流管时提高了3%；溢流管加虹吸装置时，对能耗降减亦有一定效果，在本研究中能耗系数降低了6%。

锥段器壁结构对能耗系数的影响程度排在第五位。从图7-1中可以看出，用抛物线型锥时能耗系数比普通锥时仅降低1%，幅度很小；而双曲线型锥和内圆环型锥则使能耗系数有轻微的上升；只有内螺旋型锥使旋流器能耗系数降低了。

底流管结构时能耗系数的影响最小，这主要是因为底流流量太小的缘故。20°渐扩管的效果最佳，用它作底流管比用直圆管作底流管时能耗系数降低12%；水封式底流管次之，比用普通直管时能耗系数降低10%；30°渐扩管加锥和直圆管加锥分别使能耗系数降低2%和4%。20°渐扩管仍然起着把部分出口流体动能转化为静压能的作用，使能耗得到降低。30°渐扩管加锥、直圆管加

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

锥以及水封式直圆管作底流管时，则主要是起着阻碍空气进入旋流器内形成空气柱的作用，从而降减了空气柱内的能耗，进而使旋流器能耗系数下降。

研究结果表明，使能耗系数得到最大程度降减的旋流器优化流场结构组合为 A2B3C3D2E5F5，即进料管为切线型圆管，溢流管为 30°渐扩管加锥，锥段器壁结构为内螺旋型，底流管结构为 20°渐扩管，中心插入部件为中心翅片，柱段长度为 2.0D。下一节将进一步探讨这种低能耗旋流器内的湍动压力场的时均结构与脉动结构，以期更深入地揭示旋流器内湍流结构控制与能耗降减之间的内在联系。

7.2 湍流时均结构控制

普通型旋流器与上述新型结构低能耗旋流器内湍流压力场时均结构的对比如图 7-2 所示。可以看出，就普通旋流器内总体而言，在同一轴向位置上，随着位置半径的减小，压力逐渐降低，而径向压力梯度却逐渐增大。在溢流管外壁与旋流器边壁之间的区域内，压力沿径向的损失不大，在溢流管外壁附近压力还略有回升的现象；而在溢流管端以下的区域内中心部位的内旋流中，压力损失非常剧烈，在靠近中心的部分流体(空气柱)中，压力呈现负值。在附加中心翅片和螺旋锥段的新型旋流器内，湍流压力场时均结构与普通旋流器内有很大区别：

1)其内位置半径较大的区域内，随着半径的减小，压力下降幅度较大，在中心翅片边缘处降到最低点，在翅片间隙内的流体压力又随着半径的减小而回升，中心区域附近不再有压力陡降的趋势。中心翅片以外区域内，流体的压力随半径减小的分布规律仍然是由于旋转流体中惯性离心力的传递作用所造成的；而进入中心翅片间隙内后，流体的切向速度、径向速度甚至轴向速度均降低，导致流体动能的减小，引起压力回升，从而使旋流器中心区域的压力损失得到了很大程度的控制。

2)在溢流管外壁所在位置半径以内的流动区域内，普通旋流

器内压力沿径向损失较大，但在附加中心翅片和螺旋锥段的新型旋流器内，不仅没出现压力陡降的现象，反而在溢流管端以下还有压力随半径减小而上升的趋势。

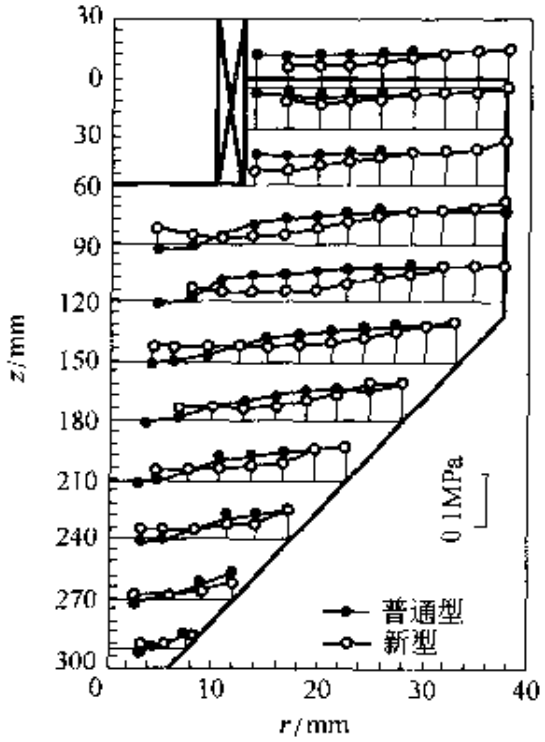


图 7-2　旋流分离器内湍流压力场时均结构控制

7.3　湍流脉动结构控制

7.3.1　湍流压力脉动强度和湍流压力相对脉动强度

湍流压力脉动强度和压力相对脉动强度概念定义详见 2.2 节。普通型与上述新型旋流分离器内湍流压力脉动强度特征如图 7-3 所示。在普通旋流器内，压力脉动强度沿径向分布变化的总体规律是：随着半径的减小，压力脉动强度从在器壁附近的稍大值减小，然后经历一个较平稳的区域，到了空气柱附近的区域后有快速上升的趋势，特别是在锥段上部中心附近区域更为突出。压力脉动沿径向变化的上述趋势同旋流器内三维速度湍流度沿径向的分布趋势相同。而在附加中心翅片和螺旋锥段的新型旋流器内，

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

压力脉动强度的总体分布规律是：

1)在旋流器壁、溢流管外壁以及中心翅片外缘附近，压力脉动强度较高，其余区域压力脉动强度较低，锥段底流口附近的压力脉动强度幅值最小；

2)同普通旋流器内的压力脉动强度分布相比，其内压力脉动强度的平均幅值较大，但中心附近内旋流区域内并不出现压力脉动强度随半径减小而上升的现象，反而呈现下降趋势，这是中心翅片的功效。

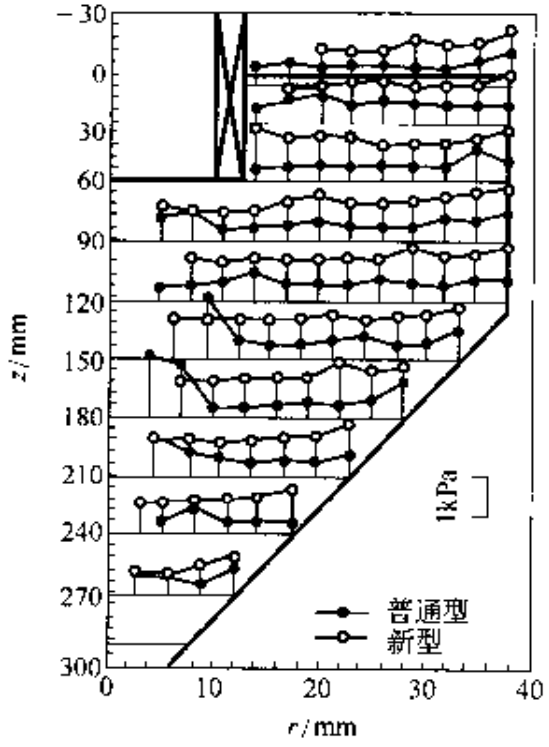


图 7-3 旋流分离器内湍流压力脉动强度控制

普通型与新型旋流器内湍流压力相对脉动强度对比如图 7-4 所示。在普通旋流器内，位置半径大于溢流管外壁所在半径的区域内，不论轴向位置如何变化，压力相对脉动强度都相当平稳，均在 0.6%～1%的范围内；但是，在位置半径小于溢流管外壁所在半径的区域内，不论轴向位置如何变化，压力相对脉动强度都随着半径的减小而迅速增大，特别是在锥段中上部，其增大的幅度尤为

突出。而在附加中心翅片和螺旋锥段的新型旋流器内，在有中心翅片的区域，中心翅片外缘附近流体压力相对脉动强度最大，中心翅片间隙内部流体压力相对脉动强度随位置半径的减小而降低。在中心翅片所在区域以外的流域，均有压力相对脉动强度随半径减小而增大的规律，但增大幅度并不大。与普通旋流器内压力相对脉动强度分布相比，其内中心部位内旋流区域中的压力相对脉动强度得到了很大程度的抑制。在普通旋流器中心区域有些地方的压力相对脉动强度高达 60%，而其内最大压力相对脉动强度也只在 10%左右。

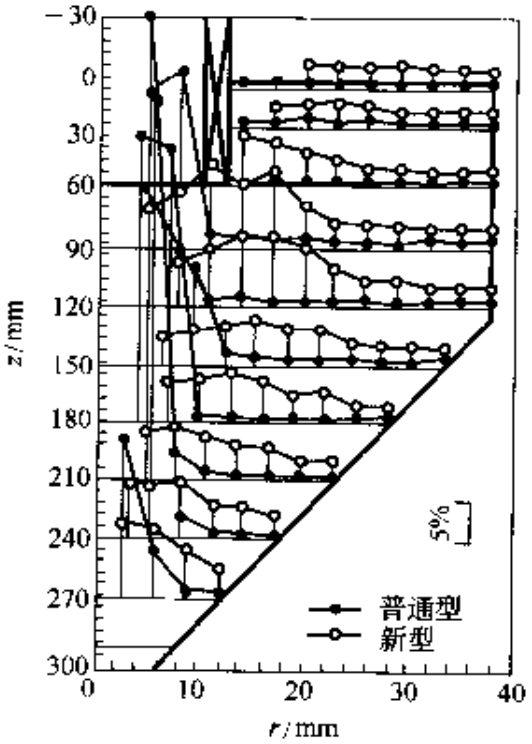


图 7-4　旋流分离器内湍流压力相对脉动强度控制

7.3.2　脉动压力概率密度分布特性

除了压力脉动强度和压力相对脉动强度外，脉动压力概率密度分布特性是描述压力场脉动结构的另一个重要特征量。这里定义用以描述分布对称性的偏度系数 B_s 和用以描述分布陡峭或平坦的峰度系数 B_k 这两个特征系数来描述脉动压力与 Gauss 分布

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

的偏离程度(两系数的物理描述及定义式详见 2.2 节)。

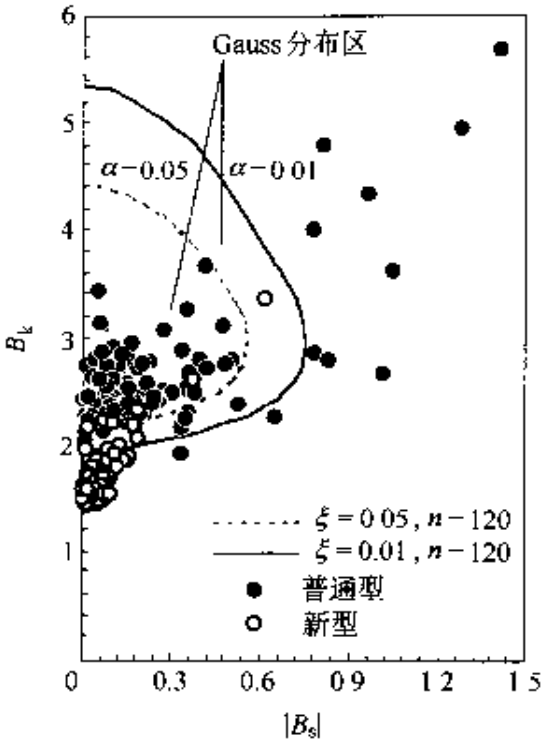


图 7-5 旋流分离器内脉动压力概率分布特性控制

普通型和上述新型旋流分离器内脉动压力正态性检验结果对比如图 7-5 所示。图中所示是在检验显著性水平分别为 $\alpha=0.05$ 和 $\alpha=0.01$ 时的 $|B_s|$ 和 B_k 联合检验图,当($|B_s|$, B_k)点落入临界曲线范围之内(即点(0,3)所在一侧的区域),则接受正态性分布假设,即认为脉动压力服从正态分布;若落入临界曲线范围之外,则拒绝正态性分布假设,即不服从 Gauss 分布。从图 7-5 所示的结果可以看出,普通型旋流器内的脉动压力绝大多数在检验的显著性水平 $\alpha=0.01$ 下均服从 Gauss 正态分布,而且在检验的显著性水平 $\alpha=0.05$ 时,拒绝正态分布的脉动压力也只是少数,即在普通旋流器内部,绝大部分流域内的脉动压力均服从正态分布;但是,在柱段区域内的个别地方以及锥段中上部的内旋流区域中的许多地方,脉动压力则并不服从 Gauss 正态分布。这些非 Gauss 型脉动压力的存在,正是湍流内间歇性的表现,即说明在普通旋流

器内部的这些部位湍流具有明显的间歇性特征。而在附加中心翅片和螺旋锥段的新型旋流器内，脉动压力绝大多数在检验的显著性水平 $\alpha=0.01$ 下均不服从 Gauss 正态分布，在检验显著性水平 $\alpha=0.05$ 下仅有少数几点服从 Gauss 分布。从图 7-5 可以看出，在附加中心翅片和螺旋锥段的新型旋流器内，脉动压力不服从正态分布的原因主要在于峰度系数偏小，而偏度系数并不是很大，即脉动压力的对称性还是很好的。这表明其内绝大多数部位湍流具有明显的间歇性特征。

7.4　湍流结构与能量耗损的关系

上述实验结果已经表明，旋流分离器在有中心翅片时比无中心插入部件时的能耗系数降低幅度达 49%，几乎减少了一半；而用内螺旋型锥段时能耗系数比普通旋流器直锥段时能耗系数降低了 8%。于是，根据上述湍流结构特性的对比结果，可以总结出旋流器内湍流结构与能量耗损的关系：

1)在旋流分离器内空气柱附近区域的内旋流中，压力脉动与速度脉动都很剧烈，即说明旋流分离器内的湍流场在此区域湍动最强，则在此处平均流能量损失于湍流以及湍能的损失均是旋流器内能量损失的主要组成部分。

2)在位置半径大于溢流管外壁所在半径的区域内，湍流运动从平均运动中所取出的能量仅占平均运动能量的 0.6%－1%，是一个比较小的量。这再次说明在溢流管端以下内旋流区域内，流体的剧烈湍流运动消耗了平均运动能量中的相当大一部分，尤其在个别部位，湍流运动从平均运动所取出的能量占平均运动能量的比例甚至高达 60%。

3)从能量角度来看，在附加中心翅片和螺旋锥段的旋流器大部分流域内，虽然湍流运动从平均运动所取出能量绝对值的平均幅度要比在普通旋流器内大一些，但湍流运动从平均运动所取出的能量占平均运动能量的比例的平均幅度要小些(主要在于中心部位附近区域内压力相对脉动强度显著下降的贡献)。这个比例

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

值的减小,便标志着湍动能耗所占比例的相对下降。

4)在附加中心翅片和螺旋锥段的旋流器内,脉动压力绝大多数不服从 Gauss 分布的现象,表明其内许多地方压力脉动强度较大。这也就说明旋流器中心部位内旋流区域以外的流体湍动能耗只是旋流器总能量损失的次要组成部分。

中心翅片作为中心插入部件时,之所以使能耗降低效果如此显著,其原因可以概括为以下三个主要方面:

1)中心翅片的存在有类似湍流减阻中大涡破碎器(LEBU)的作用。大量的流场研究结果已经证实,旋流分离器中心空气柱及其附近液流的运动呈强制涡状态,可看成一个大涡。而由大涡输运能量与黏性耗散是湍流能量损失的主要途径,用大涡破碎器打碎大涡可以使其能量损失降低。中心翅片有类似大涡破碎器的作用,能将较大的强制涡破坏成小涡(如图 7-6 所示)。图 7-6 是根据对翅片内及其周围流体进行染色示踪而绘制出的中心翅片内及其周围流体流态图,表明中心翅片将中心的大强制涡强行破坏,并在均匀隔开的间隙空间内形成小得多的涡流,使湍流结构得到控制,湍动能耗大为下降。

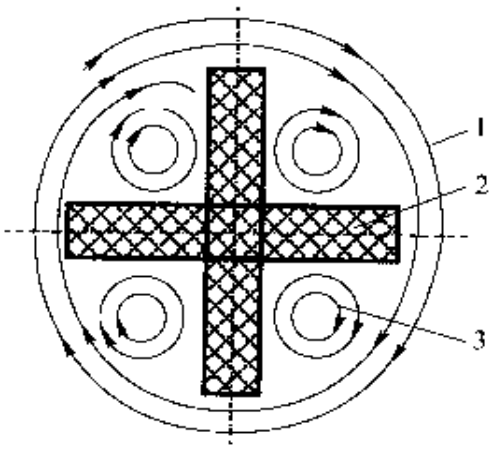


图 7-6 中心翅片及其周围流体流态

1—周向螺旋流;2—中心翅片;3—翅片内旋转小涡

2)中心翅片的存在使中心附近区域内流体速度的猛增趋势得

到抑制，从而抑制了压力能与动能之间的快速转换，使该区域能耗得到降减。在普通旋流分离器中，不论是流体的切向速度、径向速度，还是轴向速度，在中心部位附近区域内均有随着半径减少而迅速增大的规律，而且在该区域内压力径向梯度很大。中心翅片的插入，使流体切向速度得到很大程度的抑制，从而降减了压力能与动能之间的转换量，减少了出口流体动能损失，使总能量损失降低。

3)中心翅片的存在使空气柱不再存在，从而消除了空气柱内所需的能量耗损，于是使能耗系数下降。

旋流器用内螺旋型锥段时，能耗系数比普通旋流器直锥段时能耗系数降低，表明内螺旋型锥段内壁在一定程度上有流向棱纹面控制湍流边界层流动结构的作用。而且由于结构的简化，也有使螺旋流强制定向的作用，在一定程度上减少了湍动能耗，从而使旋流分离器能耗系数降低。

参考文献

1　Chu Liang-Yin, Qiu Jian-Jun, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Energy Consumption and Its Reduction in the Hydrocyclone Separation Process. Part Ⅲ. Effect of the Structure of Flow Field on Energy Consumption and Energy Saving Principles. Separation Science & Technology, 2000, 35(16): 2679～2705

2　Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Enhancement of hydrocyclone performance by controlling the inside turbulence structure. Chemical Engineering Science, 2002, 57(1): 207～212

3　褚良银. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究：博士后研究工作报告，成都：四川联合大学，1997

4　褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器湍流结构控制与能耗降减. 化工学报，1998, 49(6): 760～763

5　褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅴ. 流场结构与能量耗损. 化工机械，1998, 25(6): 316～320

6　褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅵ. 低能耗旋流器压力场结构及能耗降减原理. 化工机械，1999, 26(1): 5～9

7　褚良银，李晓钟，陈文梅. 水力旋流器湍流结构与节能研究. 中国科协第三届青年学术年会，北京，1998

8　褚良银，陈文梅. 水力旋流器流场研究成果及展望. 化工机械，1992, 19(5): 299～302

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

8 旋流分离器能耗降减原理与优化节能原则

引言

优化节能原则的制定，应该基于对降减能耗和强化分离性能两方面的兼顾。如果不考虑分离性能指标，而一味追求能耗的降减，有可能使分离性能不能满足工艺要求，这时能耗降减就没有多大意义；而如果不考虑能耗，只是一味追求高分离性能指标，有可能使运行费用太高，完成分离过程所耗成本太大。这两种情况都是工业生产中所不希望出现的。本章将在概括旋流分离器内能耗降减的原理与方法的基础上，探讨节能与强化分离性能的匹配优化，并系统地为在不同工艺场合下运行的旋流分离器制定出相应的优化节能原则[1-8]。

8.1 旋流分离器能耗降减原理与方法

8.1.1 能耗降减原理

经过分析和研究旋流分离器内的湍流流场结构和能量耗损的关系，可以将旋流分离器能量损失得以有效降减的原理总结如下：

1）进口部位的能量损失降减主要依靠对流体转向损失及涡流损失的控制；

2）空气柱内湍动能耗、动能损失以及摩擦损失的完全消除，对总能耗降减是有效的；

3）旋流分离器中心部位附近内旋流区域是能量耗损严重的区域，对其内湍动能耗与加速损失进行有效地控制，可较大幅度地降减旋流器总能量耗损；

4）旋流分离器内部其他区域内的湍动能耗、摩擦损失、撞击

损失及涡流损失等能耗组成部分，对总体能耗的贡献相对较小，居次要地位；

5）普通旋流分离器出口流体的动能损失在总能量损失中占有较大的分量，应尽量使出口流体动能转化为静压能，使之得到回收利用、减少损失；

6）减小出口流体排出所需的压力水平，或是想办法使出口流体在附加强制条件下顺畅排出，可以降减出口流体所需携带的静压能损失，从而降减旋流分离器总能量耗损。

8.1.2　能耗降减方法

1）进口部位损失的降减不能仅看局部效果，而应以降减旋流分离器总能量损失为目标。本研究结果表明，切线型圆管作为进料管在所试验的范围内总体节能效果最佳。这种进料管也是最容易加工的一种。

2）有效取消空气柱的方法有许多种，如中心翅片、中心固体粗棒、中心锥、底流管下端带锥头或水封等，但从总体效果来看，采用中心翅片时节能效果更佳。

3）在降减溢流管端以下内旋流区域流体湍动能耗与加速损失方面，中心固体粗棒与中心翅片均有效。但相比之下，中心翅片的总体效果要突出得多。

4）在降减旋流分离器内部其他区域流体损失方面，可采取的有效措施有：加长柱段长度，采用螺旋型锥段器壁结构等。

5）降低出口流体动能损失的措施有两部分，一是采用渐扩管作为溢流管和底流管，使出口流体动能在出口管内部分地转化为静压能；二是采用中心翅片，使出口流体在进入溢流管之前便进行一次动能向静压能转化的过程。两部分措施的联合使用能使出口流体动能得到较大程度的回收。

6）在降低出口流体排出所需压力水平方面，有许多方法均可行，如溢流管和底流管采用渐扩管，溢流管内设中心渐扩段，溢流导管上附加虹吸或真空装置，但从总体节能效果以及装置的简单化方面来看，采用渐扩管代替直管式溢流管和底流管的方法是较

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

佳选择。

8.2 旋流分离器节能与强化分离性能的匹配优化

8.2.1 旋流分离器能量耗损与分离性能的关系

虽然曾有人认为能量损失与分离效率之间具有相对独立性，即两者之间没有必然联系；但是，为了确定优化节能原则，有必要对旋流分离器能量耗损与分离性能之间的关系进行深入调查。本书作者近来对不同结构的旋流分离器能量损失系数与分离修正总效率之间的关系进行了试验研究，结果如图 8-1 所示。由图可以发现，虽然两者之间的线性关系不是十分显著，但是能耗系数与分离修正总效率之间明显存在这样的总体趋势：随着能耗系数的降低，旋流分离器分离修正总效率会增大。这表明旋流分离器能量耗损的降减与分离修正总效率的提高具有一致性，即节能与提高分离修正总效率之间可以同时进行而不相冲突。

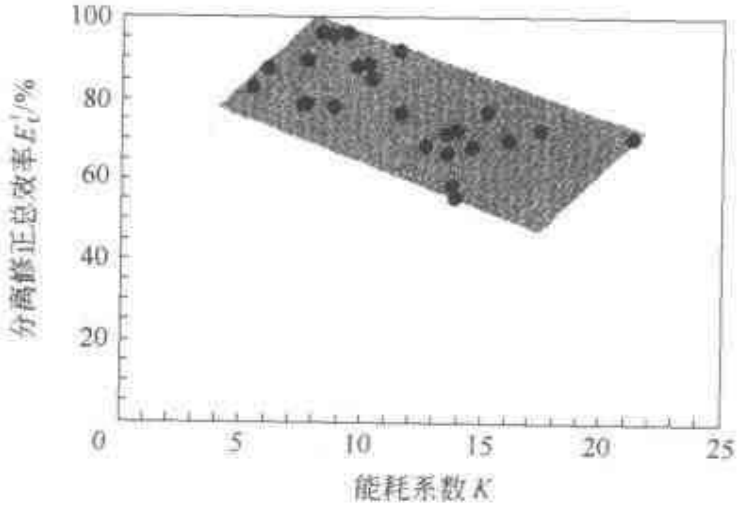


图 8-1 不同结构的旋流分离器的能量损失系数 K 与分离修正总效率 E_i' 之间的关系

旋流分离器能耗系数与分离精度系数(修正级效率模型系数) α 之间的关系如图 8-2 所示，其中系数 α 的定义见第 5 章。虽然 K 与 α 之间的线性关系并不是很显著，但是 K 与 α 之间亦明显存

在这样的总体趋势：随着能耗系数的降低，修正分级效率曲线模型系数 α 呈上升趋势。由于 α 可被视为分离精度系数，于是，旋流分离器能耗的降减与分离精度的提高亦具有一定程度的一致性。

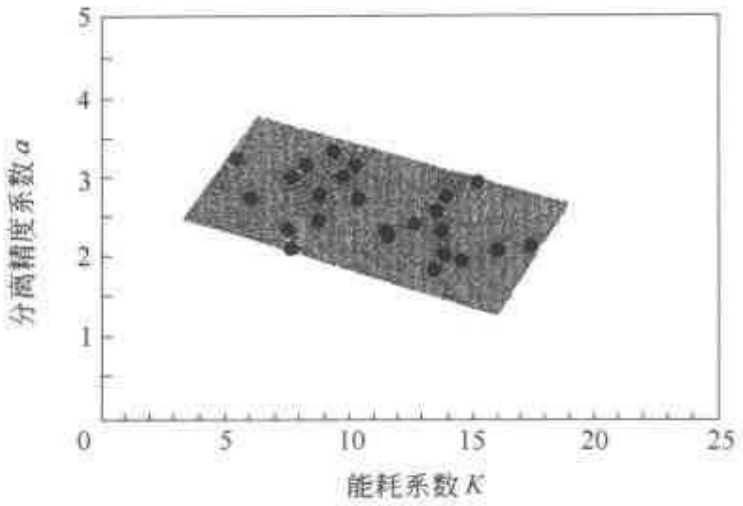


图 8-2　不同结构的旋流分离器的能量损失系数 K 与分离精度系数 α 之间的关系

由此看来，旋流分离器能耗的降减与分离性能的强化两方面基本上不相矛盾，如果措施得当，则可以同时进行两方面的优化。

8.2.2　运行费用准数

能量损失系数 K 能很好地描述旋流分离器的能量耗损，但它丝毫不反映分离性能方面的指标。旋流分离器处理相同的物料时，在处理量和分离粒度相同的情况下，所需的进口压力愈小，则所需的运行费用愈低。从式(7-5)和式(7-8)可以得出如下关系：

$$D \propto \left[\frac{(Eu)_C}{p_e}\right]^{\frac{1}{4}} \tag{8-1}$$

根据 Stokes 准数的定义，将修正分离粒度所对应的 Stokes 准数记为 Stk_{50C}，则有：

$$Stk_{50C} = \frac{d_{50C}^2(\rho_s - \rho)v}{18\mu D} \tag{8-2}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

式中，ρ_s 和 ρ 分别为固、液相密度；v 为旋流分离器特征速度，按式(7-5)计算；μ 为液相黏度；其余符号同前。

由式(8-2)可知：

$$Stk_{50C} \propto \frac{1}{D^3} \tag{8-3}$$

将式(8-1)与式(8-3)联立，得

$$p_e \propto (Eu)_C (Stk_{50C})^{4/3} \tag{8-4}$$

于是，令

$$E_p = (Eu)_C (Stk_{50C})^{4/3} \tag{8-5}$$

式(8-5)所描述的 E_p 被称为运行费用准数。显然，若处理量和 d_{50C} 相同，则 p_e 与 E_p 成正比；若进口压力 p_e 和分离粒度 d_{50C} 相同，则处理量与 E_p 成反比；若处理量和进口压力 p_e 相同，则 d_{50C} 与 E_p 成正比，即分离粒度愈大(一般认为分离粒度愈小时所对应的分离总效率愈高)，运行费用准数愈高，固液分离效果愈差。故运行费用准数 E_p 在某种程度上亦包含着分离效率指标。

将式(7-2)和式(7-9)代入式(8-5)中，可以得出运行费用准数 E_p 与能耗系数 K 之间的关系：

$$E_p = \left[\frac{D}{d_e}(Stk_{50C})^{1/3}\right]^4 K \tag{8-6}$$

显然，需要修正分离粒度的平方与处理量之积($d_{50C}^2 \cdot Q_e$)恒定时，E_p 与 K 之间才是线性关系，否则不然。因此，E_p 和 K 之间通常并不呈线性关系。

能耗系数与运行费用准数的物理意义和应用场合之间具有较大的区别：能耗系数是单纯用来描述旋流分离器单元操作过程能量耗损的，可以用来衡量在任意场合下运行的旋流分离器的运行费用高低；而运行费用准数则是包含了分离粒度(或分离总效率)的综合指标，但其应用仅限于用来衡量旋流分离器进行固液分离过程的运行经济性。

8.3　优化节能原则

8.3.1　旋流器结构优化组合基础数据库

为了确定在不同工艺场合下运行的旋流分离器的优化节能原则，有必要先将旋流分离器在以不同工艺指标为目标函数时的优化结构组合整理成数据库。限于篇幅，这里仅介绍其基础数据库。旋流分离器结构对不同工艺指标的综合影响如表 8-1 所示，其中，符号“○”表示传统型旋流器结构设计，“－”表示对应的结构设计会导致相应的性能参数指标下降，“＋”表示对应的结构设计会导致相应的性能参数指标上升。在以不同工艺指标为目标函数时，旋流分离器结构优化组合的基础数据库如表 8-2 所示。其中结构因素代号的定义详见第 5 章，结构优化组合代号栏中各结构因素代号的排列顺序，按结构因素对特定工艺指标的影响程度大小从强到弱地排列。例如，在“能量损失系数”工艺指标下，结构因素对能耗系数的影响程度由强到弱为 E＞A＞F＞B＞C＞D，于是，将使能耗系数最小的旋流分离器结构优化组合代号写为 E5-A2-F5-B3(B4)-C3-D2，即愈排在前面的结构因素对工艺指标的影响程度愈大。

表 8-1　旋流分离器结构对不同工艺指标的综合影响

结构设计		工艺性能指标				
项目	结构	分离修正总效率	分离精度	修正分离粒度	分流比	能量损失系数
进料管结构	渐开线型矩形管	—	—	+	+	+
	切线型圆管	○	○	○	○	○
	弧线型矩形管	—	—	+	-	+
	斜 20°切线型圆管	-	—	+	+	+
	螺旋线型矩形管	—	—	—	+	+
溢流管结构	薄壁直圆管	○	○	○	○	○
	厚壁直圆管	—	—	+	—	+
	30°渐扩管＋锥	—	—	+	—	-
	20°渐扩管＋环齿	—		+	—	—
	薄壁直圆管＋虹吸	+	—	+	—	—

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

续表 8-1

结构设计		工艺性能指标				
项目	结构	分离修正总效率	分离精度	修正分离粒度	分流比	能量损失系数
锥段器壁结构	抛物线型	+	+	+	—	—
	双曲线型	—	+	+	+	+
	螺旋型	+	+	+	+	—
	圆环型	—	+	+	+	+
	光滑直锥	○	○	○	○	○
底流管结构	直圆管	○	○	○	○	○
	20°渐扩管	—	—	+	+	—
	30°渐扩管+锥	—	—	+	+	—
	直圆管+锥	+	—	—	—	—
	直圆管+水封	—	—	—	+	—
中心插入部件结构	无	○	○	○	○	○
	固体粗棒	+	+	+	+	—
	中心锥	—	+	+	+	—
	渐扩段	+	+	+	+	—
	中心翅片	+	+	+	+	—

表 8-2 旋流分离器结构优化组合的基础数据库

工艺指标	目标函数	结构优化组合代号
能量损失系数	K_{min}	E5-A2-F5-B3(B4)-C3-D2
修正总效率	$(E_t')_{max}$	E5-A2-F5-C1-B5-D4
修正分离粒度	$(d_{50C})_{min}$	B1-D4-E1-A5-C5-F1
分离精度	α_{max}	A2-F4-C1-D1-E5-B1
分流比	S_{min}	E1-C1-F3(F4)-D4 A3-B5
	S_{max}	E3-C2-F2-D5-A4-B1(B2)
溢流浓度	$(C_o)_{min}$	E5-A2-F5-C1-B5-D4
底流浓度	$(C_u)_{max}$	E1-C1-F3-D4-A2-B3
运行费用准数	$(E_p)_{min}$	B1-E5-A5-C5-D4(D5)-F1

8.3.2 优化节能原则的制定

这里所说的优化节能原则，是指在特定工艺场合下所选定的

节能原则与结构措施，它既能保证旋流分离器在该工艺场合下具有较好的分离性能指标，又能保证具有较好的节能效果。因此，制定优化节能原则时，既要考虑降低能耗系数，又要考虑强化分离性能，即用能量损失系数与某一个或某几个分离性能指标联立来制定优化节能原则。

在优化节能原则的制定过程中，始终遵循这样一个原则：对于重要因素（影响程度大的因素），应选取最好的水平；而对于不重要的因素，则可以根据节约、方便等多方面考虑来任取一个水平。因素的重要与不重要需根据具体情况来确定。

优化节能原则制定的程序框图如图 8-3 所示。先选定特定工艺场合下的目标函数，包括能量损失系数与某一个或某几个分离性能指标；接下来，看在这些目标函数之间是否进行加权处理，如果需要着重强调某一个目标函数，则该目标函数的权重应该大一些，如果能耗系数与分离性能指标之间需均衡考虑，则不用进行加权处理；然后，根据“结构因素对目标函数影响的正交分析数据库”和“结构因子系数数据库”中的有关数据，对旋流分离器结构因素组合进行综合优化，从而得出所选工艺场合下旋流分离器的优化节能原则。例如，最低运行费用准数所对应的优化结构组合，便是根据目标函数$(d_{50C})_{min}$和K_{min}联立确定的，由式(8-6)可知，d_{50C}在E_p内比K的权重要大得多，故在确定过程中，更多地采用$(d_{50C})_{min}$所对应的优化结构因素。如果能耗系数与分离性能指标之间不必进行加权处理，则可近似地认为对目标函数的影响程度排在前三位的结构因素为重要因素，排在后三位的为不重要因素。对于重要因素，则选取优化水平；对于不重要因素，则可以按节约、方便等方面的考虑来选取水平。如果能耗系数所对应的重要因素的优化水平与分离性能指标所对应的重要因素的优化水平有冲突，则需根据具体情况来综合考虑。下面举例说明：

(1) 在固液分离场合下，以$(E'_t)_{max}$和K_{min}为联立目标函数时，则根据上述程序和原则，可确定优化节能方案为 A2-B3-C1-D2(D4)-E5-F5(符号定义详见第 5 章，下同)；

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

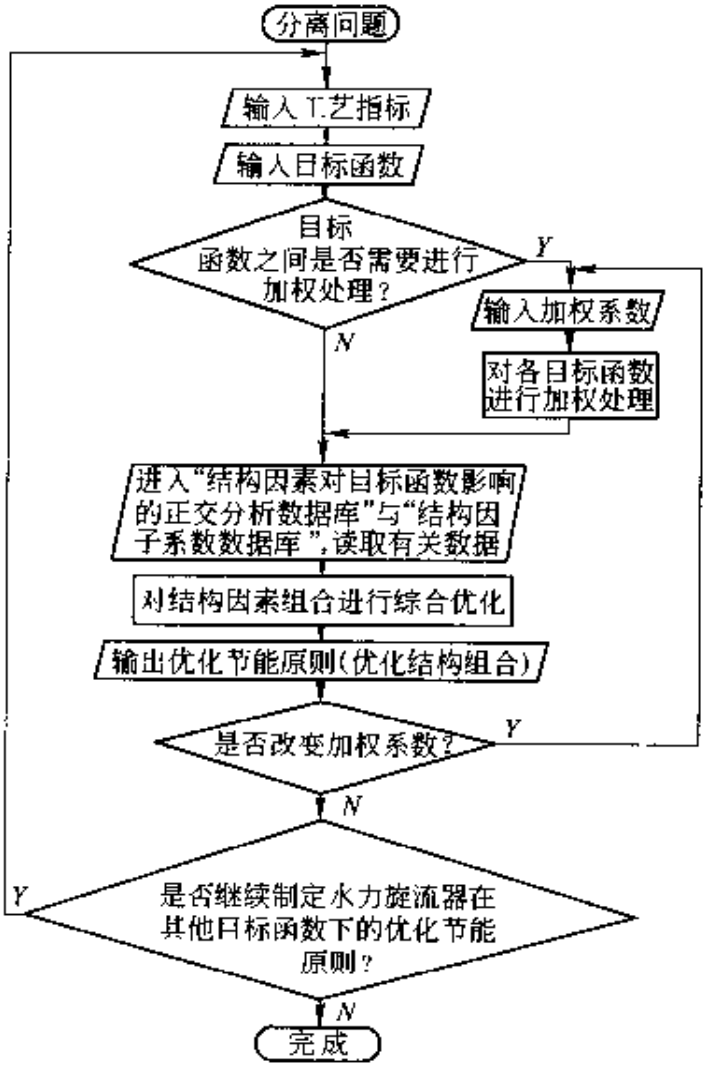


图 8-3 旋流分离器结构优化节能原则制定的程序框图

(2) 在固相颗粒分级场合下，如果以 α_{max} 和 K_{min} 为联立均衡目标函数，则根据上述程序与原则所确定的优化节能方案为 A2-B3-C1-D1-F5-F4；

(3)在澄清工艺场合，如果以 $(C_o)_{min}$ 和 K_{min} 为联立均衡目标函数，则可确定出旋流分离器优化节能方案为 A2-B3-C3-D2-F5-F5；

(4)在料浆浓缩工艺场合下，如果以 $(C_u)_{max}$ 和 K_{min} 为联立均衡目标函数，则旋流分离器优化节能方案可确定为 A2-B3-C1-D4-E5-F5。

其余工艺场合下旋流分离器的优化节能方案可类似确定。一些典型工艺场合下高效节能旋流分离器结构选型的型谱图如图8-4所示。

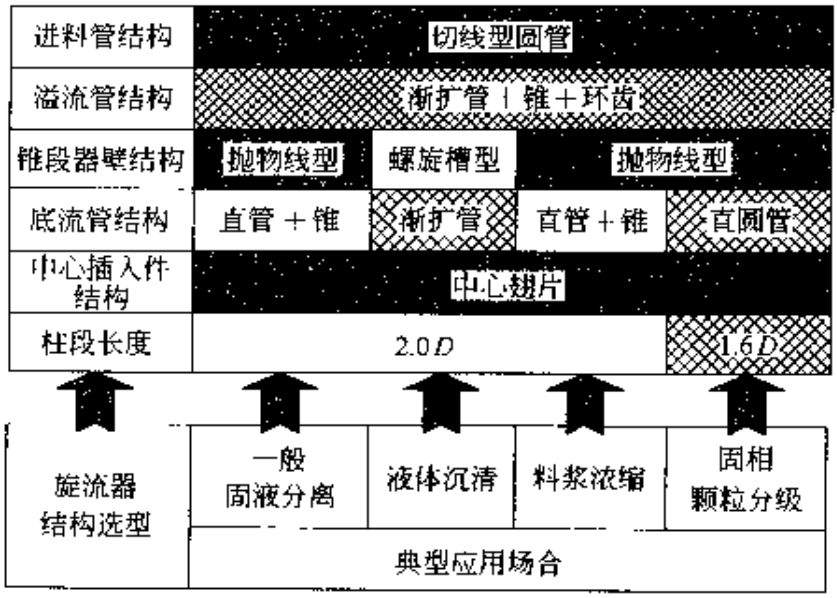


图8-4　典型工艺场合下高效节能旋流分离器结构选型型谱图

参考文献

1　褚良银. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究：博士后研究工作报告，成都：四川联合大学，1997

2　Chu Liang-Yin, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Effect of structure modification on hydrocyclone performance. Separation and Purification Technology, 2000, 21(1～2): 71～86

3　Chu Liang-Yin, Qin Jian-Jun, Chen Wen-Mei, Li Xiao-Zhong. Energy Consumption and its reduction in the hydrocyclone separation process. Part Ⅲ. Effect of the structure of flow field on energy consumption and energy saving principles. Separation Science & Technology, 2000, 35(16): 2679～2705

4　褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅵ. 低能耗旋流器压力场结构及能耗降减原理. 化工机械，1999, 26(1): 5～9

5　褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅷ. 优化节能原则. 化工机械，1999, 26(3): 125～129

6　褚良银，陈文梅，李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅴ. 流场结构与能

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

量耗损. 化工机械, 1998, 25(6): 316～320

7 褚良银, 陈文梅, 李晓钟等. 水力旋流器能耗机制与节能原理研究Ⅶ. 流场结构与分离性能. 化工机械, 1999, 26(2): 66～70

8 李晓钟, 陈文梅, 褚良银. 水力旋流器类组合涡分析及节能原理研究. 过滤与分离, 2000, 10(3): 1～4, 23

9 液液分离旋流器的分离行为

引言

液液分离用的旋流分离器是一种离心沉降分离设备。当两种不同密度、互不相溶的液体混合物在旋流器内高速旋转时，因各相产生不同的离心力而进行分离。但是，用旋流器进行液液分离比固液分离困难，这是由于两种液体间的密度差较小；此外，在旋转流的剪切力作用下，分散相液滴容易破裂，形成更细的液滴，甚至还会发生乳化现象，导致分离更为困难。本书作者近来对液液分离旋流器进行了一系列研究[1-8]，本章将对液液分离旋流器内分散相液滴的受力、运动、破碎机理与粒径分布以及旋流分离器的水力学特性和分离性能进行较详细的描述。

9.1 旋流器中分散相液滴受力分析

在液液分离旋流器中，影响分散相液滴迁移的力主要有离心力、向心浮力、流体介质阻力、Magnus 力，以及由于径向方向上速度波动的梯度而产生的力。其中，液滴所受离心力、向心浮力和流体介质阻力与固液分离旋流器中固相颗粒所受的离心力、向心浮力和流体介质阻力的受力分析相同(请见 1.2.1.1 节)，这里不再赘述。

9.1.1 Magnus(马格纳斯)力

Magnus 在对平行流中旋转物体的受力情况进行实验研究后指出，一个圆柱体以角速度 ω 在流体中旋转，流体以速度 v 横向流过该圆柱体时，圆柱体上方的旋转速度与液流方向一致，使液体流速加快；而下方则与此相反，使液体流速减慢，从而导致其下方的压力大于上方的压力，相当于给圆柱体作用了一个自下而上的

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

垂直于流动方向的力，即所谓升力。在类似情况下，液流对其他形状的物体，如球体，也会产生这种力。这就是所谓的 Magnus 力。

旋流器流场中存在速度梯度，使冲刷液滴的力量不均匀。由于不同半径圆周上液体速度差的存在，各流层间内摩擦力的作用会使分散相液滴产生自身旋转。由于液滴的旋转，会产生垂直于液滴与流体相对速度方向的升力，即存在 Magnus 力。

为了研究流场中由于液滴旋转所产生的升力，假设液滴在静止的流体中旋转(如图 9-1 所示)，假设此时液滴周围流体的速度分布为 $u_f = r\omega$，球形液滴的半径为 a，则沿球形液滴表面的速度环量为

$$\Gamma = \iint_S u_f \mathrm{d}s = \iint_S \omega r \cdot r\mathrm{d}\varphi\mathrm{d}z - 2\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\varphi\int_0^a \omega(a^2 - z^2)\mathrm{d}z$$

$$= \frac{8}{3}\pi\omega a^3 = \frac{1}{3}\pi\omega d_p^3 \tag{9-1}$$

由此可得旋转升力为

$$F_1 = \rho_f u_f \Gamma = \frac{1}{3}\pi d_p^3 \rho_f u_f \omega \tag{9-2}$$

式中，d_p 为液滴颗粒直径；ρ_f 为流体密度；ω 为分散相液滴的旋转角速度；u_f 为流体切向速度。

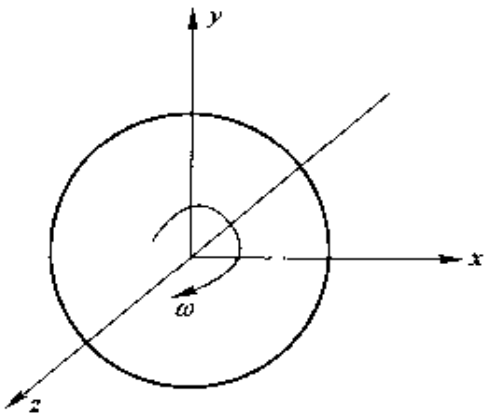


图 9-1 Magnus 效应

上式是在静止流体中，由于液滴自身旋转而形成的升力。若液滴在剪切流中旋转，则其升力为

$$F_l = \frac{1}{3}\pi d_p^3 \rho_f \omega \times (u_f - u_p) \tag{9-3}$$

上式只适用于液滴雷诺数很小的情况。

同理可以求得液液分离旋流分离器中液滴所受 Magnus 力的具体表达式为

$$F_M = k\rho_w d^3 \omega v_{ow} \tag{9-4}$$

式中，F_M 为 Magnus 力；k 为常系数，与液滴的大小有关；ρ_w 为连续相水的密度；d 为液滴直径；ω 为分散相液滴的旋转角速度；v_{ow}为连续相与分散相之间的相对切向速度，常称为滑移速度。

由于液滴在旋流分离器中不同位置的旋转方向不同，因而其所受 Magnus 力的方向也不一样。在外涡流区，即准自由涡中，液体内侧流体的液速较快，Magnus 力的方向由外向内，有利于液滴向轴心的迁移；在内涡流区，即准强制涡区中，由于液滴旋转方向相反，其外侧流体速度较快，Magnus 力的方向自内向外，阻碍液滴向轴心的迁移。

9.1.2　由于径向方向上速度波动的梯度而产生的力

这种力仅适用于非常小的液滴，其尺寸与旋流器中的湍流微观的旋涡量相当。由于速度波动$\frac{dv_r'}{dr}$的存在，导致流体在径向方向上出现了对流加速度[4]：

$$a = \frac{dv_r'}{dt} = \frac{dv_r'}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} = v_r \cdot \frac{dv_r'}{dr} \tag{9-5}$$

式中，a 为对流加速度；v_r' 为流体径向方向上的速度波动；v_r 为流体的径向速度。

在这样一个加速度场中，如果存在一个小的粒子，那么它将承受一个附加的对流体积力 F_a 的作用：

$$F_a = \frac{\pi}{6}\rho_w d^3 v_r \frac{dv_r'}{dr} \tag{9-6}$$

F_a 的方向取决于径向上速度波动梯度的方向，如果湍流速度波动的梯度为正，那么 F_a 由器壁指向轴心，有利于液滴向旋流器

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

轴心的迁移；反之，如果湍流速度波动的梯度为负，那么 F_a 则指向器壁，阻碍液滴向轴心的迁移。

9.1.3 液滴在径向方向的沉降运动

初步分析认为，离心力 F_C、向心浮力 F_B 及流体介质阻力 F_D 的合力是使分散相液滴向中心部位运动的力。此时，由牛顿第二定理可得：

$$m_o \frac{\mathrm{d}v_{row}}{\mathrm{d}t} = F_B - F_C - F_D = \frac{\pi}{6}\rho_w d^3 \frac{v_t^2}{r} - \frac{\pi}{6}\rho_o d^3 \frac{v_t^2}{r} - 3\pi\mu d v_{row} \tag{9-7}$$

式中，m_o 为分散相液滴的质量；ρ_o 为分散相液滴的密度；μ 为介质黏度；v_{row} 为连续相与分散相之间的相对径向速度。

当液滴沿径向作等速运行时，其所受离心力、向心浮力与流体介质阻力之间达到平衡，此时有

$$\frac{\mathrm{d}v_{row}}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{9-8}$$

将式(9-8)代入式(9-7)中，即可得到离心力场中的液滴沿径向的离心沉降相对速度的表达式为

$$v_{row} = \frac{d^2(\rho_w - \rho_o)}{18\mu} \cdot \frac{v_t^2}{r} \tag{9-9}$$

实际上，液滴在旋流分离器内的受力情况要复杂得多。

在旋流器的准强制涡区，流体切向速度的变化较大；而在准自由涡区的大部分区域，流体切向速度的变化很小。因此，液滴所受 Magnus 力的影响主要由准强制涡的性质决定，因而液滴所受 Magnus 力的作用，主要表现为阻碍液滴向旋流器轴心方向的迁移，此时其运动方程为

$$m_o \frac{\mathrm{d}v_{row}}{\mathrm{d}t} = F_B - F_C - F_D - F_M \tag{9-10}$$

当液滴沿径向运动过程中，有

$$v_{row} = v_{ro} - v_{rw} \tag{9-11}$$

式中，v_{ro} 为分散相液滴的径向运动速度；v_{rw} 为连续流体的径向运

动速度。

由于 Magnus 力的存在，旋流器中液滴的沉降速度将始终小于 Stokes 定律所决定的沉降速度。经推导后可得当考虑 Magnus 力作用时一个分散相液滴的沉降速度[4]

$$v_{ro}=v_{rw}+\frac{v_c^2D^{2n}d^2\alpha_1^2\rho_w}{3\pi\mu r^{2n+1}}\left[\frac{\pi}{6}\left(1-\frac{\rho_o}{\rho_w}\right)-k\alpha_3(1-n)\right] \quad (9\text{-}12)$$

式中，v_c 为平均进料速度；D 为旋流器名义直径；r 为回转半径；α_1 为与旋流器结构有关的常数；α_3 为常数；n 为 0.5～0.9 之间的常数。

令 $v_{ro}=0$，则有

$$r=\left\{\frac{v_c^2D^{2n}d^2\alpha_1^2\rho_w}{3\pi\mu v_{rw}}\left[k\alpha_3(1-n)-\frac{\pi}{6}\left(1-\frac{\rho_o}{\rho_w}\right)\right]\right\}^{\frac{1}{2n+1}} \quad (9\text{-}13)$$

此式即为旋流器中分散相零沉降速度的位置。零沉降速度的存在标志着一定直径的液滴将不能达到轴心部分的分散相富集区，从而得不到分离。显然，如果零沉降速度的位置处于轴心分离区的外面，那么液滴的分离将不可能发生。

9.2　旋流器中液滴破碎机理

9.2.1　旋流器中的剪切应力

在液液分离旋流器中，由于在径向方向上各点的切向速度不同，各流层之间存在着速度梯度$\frac{dv_t}{dr}$，从而使分布在流场各处的分散相液滴受到剪切应力的作用。液滴在剪切应力的作用下，可能发生扭曲、变形及破碎等现象。

在旋流分离器中，无论是外涡流区的准自由涡还是内涡流区的准强制涡，其切向速度的表达式均可表示为

$$v_tr^n=C \quad (9\text{-}14)$$

式中，当 $r>r_m$（最大切向速度轨迹面半径）时，$0<n<1$，此区为准自由涡分布，即外涡流区；当 $r<r_m$ 时，$-1<n<0$，此区为准强制涡分布，即内涡流区。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

根据式(9-14),可得出分散相液滴所受的剪切应力

$$\tau = \mu \frac{\mathrm{d}v_t}{\mathrm{d}r} = -\mu n C \frac{1}{r^{n+1}} \tag{9-15}$$

从上式可以看出,液滴所受的剪切力与连续相介质的黏度 μ、常数 n 和 C 及液滴所在位置的半径 r 有关。旋流器各截面上的 n 值是不等的,但每个截面上的 n 值基本不随流量的变化而变化;常数 C 与流量成正比关系。因此,对于相同位置的液滴,其所受剪切应力随流量的增加而增加。式(9-15)还表明,剪切应力 τ 随黏度 μ 的增大而增大,这就是黏度高的液体在旋流分离器中分散相流体介质乳化严重而难于分离的原因。

9.2.2 液滴破碎的原因

在液液分离旋流分离器中,虽然流体切向速度的增大将会提高分离因数,但是随着流动速度的增加,液滴所受的剪切应力增大,液滴破碎的可能性增加。可见,增加的流动速度与破碎可能性之间的平衡将产生一最佳的操作条件范围,使分离效果最佳。

实际应用条件下,旋流器内的流动大多处于湍流状态,导致液滴破碎的水力学因素可归纳为以下两个方面:

1)由于时间平均的速度梯度而产生的黏性剪切力;

2)由于湍流而产生的瞬时剪切力和局部压力波动。

实验证明:当流体和液滴间存在一定的足够大的相对速度时,液滴的破碎经常发生,但这种相对速度会很快降低,变形也随着相对速度的下降而消失。在旋流器的正常工作条件下,流体与液滴之间的相对速度不是太大,因而上述第一因素可以忽略不计。由于时均速度梯度而产生的黏性剪切应力的主要作用是使液滴发生变形而不是破碎,液滴的破碎主要是由于湍流作用而产生的。

9.2.3 旋流器中的湍流分析

旋流分离器内固液两相湍流结构的实测研究结果表明[9~11],不论是轴向、径向还是切向,旋流分离器内的湍流强度分布规律都具有共同的特点,即在不同断面(沿轴向)都呈不同凹度的鞍形分布。在旋流器内循环流动的中心区,湍流度相对较低且变化平缓;

而在旋流器器壁附近和空气柱附近，湍流强度明显增大，尤以空气柱侧的湍动更为剧烈。这是由于在空气柱附近内旋流中的三维速度均较高，并在很小的径向距离上形成相当大的速度梯度，空气柱的空间位置极不稳定且快速晃动，促使液流在较窄范围内脉动幅度急剧增加，进而造成该区液流的剧烈湍动。近壁面处的湍动较强，是由于高速旋转的液流与器壁碰撞与摩擦的结果。在远离空气柱和器壁的流动区域，由于受闭环涡流的控制，特别是零轴速包络面 LZVV 效应的影响，各向流速变化相对平稳，速度脉动减弱，相应的湍流度也较小。

实测研究还表明[9]，在不同的进口压力下，粒子的湍动强度分布与单相清水的分布趋势相似。但由于粒子对湍流的影响，器壁与空气柱侧的湍动强度比单相清水时更强烈，鞍形分布更显著。其原因是因为颗粒的存在对流场的湍流结构产生了影响，固相颗粒的存在将改变小尺度湍动涡的状况，使其数量大大减小，同时增加了大尺度湍动。

旋流分离器中雷诺切应力的实测研究表明[9]，在旋流器内空气柱边缘和器壁附近，雷诺切应力变化起伏较大；面在半径中央区域内较长的径向距离上，则分布平缓。上述现象产生的原因，是因为空气柱和器壁附近具有很高的速度梯度，流体处于动量交换迅速的强剪切层中，因而在这些区域内产生了很大的雷诺切应力。

实测和数值研究结果都证实并推断出液滴发生破碎可能性较大的区域主要有：

1)在进口与旋流器筒体连接的部位，湍流强度较大；

2)靠近旋流分离器器壁的边界层；

3)稳态剪力达到最大值处的准自由涡的内界面处和至少远离进口处的湍动强度最高的地方。

通过对湍流的分析可知，上述几个部位的湍流度、雷诺切应力及液滴的湍动能均较大，再次说明旋流分离器中的湍流是液滴发生破碎的主要原因。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

9.2.4 液滴破碎的判据

液滴在湍流场中的变形取决于液滴的大小、相的物理化学性能(如密度、黏度、界面张力等)、液滴的浓度以及局部能量的耗散。一个振动的液滴,表面经受剪切力及湍流速度和压力的变化,如果其动能 E_k 能够弥补单个液滴和由于破碎而产生的两个小液滴之间的表面能差,那么这个液滴将处于不稳定状态。此时液滴的直径称为最大稳定直径。由于粒子振动的动能与 $\rho_c u^2(d)d^3$ 成正比,液滴的最小表面能与 σd^2 成正比,那么 Weber 数(动能与表面能的比值)有一临界值:

$$We_{crit} = C\rho_c u^2(d)d^3/\sigma d^2 \tag{9-16}$$

式中,ρ_c 为连续相的密度;$u^2(d)$为在具有与液滴直径 d 尺寸相当的涡流中波动速度平方的平均值;σ 为液滴的表面张力。

可见,液滴振动的动能 E_k 与表面能 E_s 的比值决定着液滴是否破碎,将这一比值定义为液滴的 Weber 数(We_p),即

$$We_p = \rho_c u^2(d)d/\sigma \tag{9-17}$$

当液滴的 Weber 数超过一定的临界值 We_c(相应地,有一个液滴直径的临界值 d_{max})时,液滴将变为不稳定,并发生破碎现象。相反地,当 Weber 数低于这个临界值时,液滴的破碎不可能发生。在旋流分离器中,临界液滴的 Weber 数为

$$We_c = \rho_w u^2(d)d_{max}/\sigma \tag{9-18}$$

对于各向同性均匀流,在非聚合体系中,有

$$u^2(d) = 2(\bar{\varepsilon}d_{max})^{2/3} \tag{9-19}$$

式中,$\bar{\varepsilon}$ 是旋流器中单位质量的平均能耗速度。

将式(9-19)代入式(9-18)中,得

$$We_c = 2\rho(\bar{\varepsilon})^{2/3}(d_{max})^{5/3}/\sigma \tag{9-20}$$

在旋流分离器中,有

$$\bar{\varepsilon} = Q_c\Delta p/V\rho_w \tag{9-21}$$

式中,Q_c 为进口流量,Δp 为进口和出口之间的压力降,V 是旋流器的体积。

将式(9-21)代入式(9-20)中,得

$$We_c=\frac{2\rho^{1/3}(Q_e\Delta p)^{2/3}(d_{max})^{5/3}}{V^{2/3}\sigma} \tag{9-22}$$

上式即为旋流分离器中液滴破碎的判据。

在液液分离旋流分离器中,对于理想的球形液滴,其振动的动能

$$E_k=\frac{\pi}{6}\rho_w d^3\frac{\overline{v'^2}}{2}=\frac{\pi}{12}\rho_w d^3\overline{v'^2} \tag{9-23}$$

式中,$\overline{v'^2}$为液滴波动速度平方的平均值。

液滴的表面自由能

$$E_s=\pi d^2\sigma \tag{9-24}$$

比较式(9-23)和式(9-24),当 $E_k>E_s$ 时,有

$$\frac{\pi}{12}\rho_w d^3\overline{v'^2}>\pi d^2\sigma \tag{9-25}$$

此时液滴的 Weber 数

$$We_c=\frac{\rho_w\overline{v'^2}d}{\sigma}>12 \tag{9-26}$$

可见,当 Weber 数大于 12 时,液滴将会发生破碎。

9.3 液液分离旋流器的水力学特性[4]

旋流分离器的水力学特性是指旋流器的流量、分流比、进口压力、底流口压力和溢流口压力之间的关系。

9.3.1 压力降

流量与进口和底流口之间压力差的关系式为

$$p_e-p_u=KQ_u^n \tag{9-27}$$

式中,K 为常数,p_e 为旋流器的进口压力;p_u 为旋流器的底流口压力;Q_u 为旋流器底流口流量。

旋流器的欧拉数

$$Eu=K_p(Re_u)^{n_p} \tag{9-28}$$

式中,Re_u 为旋流器底流的雷诺数;K_p 和 n_p 均为与旋流器结构有

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

关的经验常数。

上式中的 Re_u 和 Eu 又可分别表示为

$$Re_u = \frac{v_u D}{\nu_u} = \frac{4Q_u}{\pi D \nu_u} \tag{9-29}$$

式中，v_u 为底流流体特征速度；ν_u 为底流的平均有效运动黏度；D 为旋流器的名义直径；Q_u 为旋流器底流流量。

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho_u v_u^2/2} = \frac{p_e - p_u}{\frac{\rho_u}{2}\left(\frac{4Q_u}{\pi D^2}\right)^2} = \frac{\pi^2 D^4 (p_e - p_u)}{8\rho_u Q_u^2} \tag{9-30}$$

式中，ρ_u 为旋流器底流的平均有效密度，

$$\rho_u = (\rho_o - \rho_w) K_u + \rho_w \tag{9-31}$$

式中，ρ_o 为分散相油的密度；ρ_w 为连续相水的密度；K_u 为底流中的含油浓度。

底流的平均动力黏度为

$$\mu_u = \mu_w \left[1 + K_u \left(\frac{\mu_w + 2.5\mu_o}{\mu_w + \mu_o}\right)\right] \tag{9-32}$$

式中，μ_w 为水的动力黏度，μ_o 为油的动力黏度。

旋流器底流的平均有效运动黏度为

$$\nu_u = \frac{\mu_u}{\rho_u} \tag{9-33}$$

将式(9-29)、式(9-30)代入式(9-28)中，得

$$\frac{\pi^2 D^4 (p_e - p_u)}{8\rho_u Q_u^2} = K_p \left(\frac{4Q_u}{\pi D \nu_u}\right)^{n_p} \tag{9-34}$$

将式(9-27)代入上式，可得

$$n_p = n - 2 \tag{9-35}$$

$$K_p = \left(\frac{\pi}{4}\right)^n (\nu_u)^{n-2} \frac{2K \cdot D^{n+2}}{\rho_u} \tag{9-36}$$

由式(9-30)，可得

$$p_e - p_u = Eu \cdot \frac{8\rho_u Q_u^2}{\pi^2 D^4} \tag{9-37}$$

上述各式中的 n 和 K 可由实验确定。

由式(9-28)、式(9-29)、式(9-36)、式(9-37)可得

$$\Delta p = A \cdot Q^n \cdot \frac{\rho}{\nu^{n-2}} \tag{9-38}$$

式中，A 为常数。

可见，对于一定结构的旋流器，不同部位之间的压力降只与该部位的流量及流体的密度和黏度有关，与其他因素无关。n 的取值一般为 2，此时压降只与流量和流体的密度有关，流量和密度的增大都将造成压降的增加。

9.3.2　压降比

旋流器的进口到溢流口之间的流体流动的压力降可以分为两个部分，即进口到轴心之间的压力降和轴心到溢流口之间的压力降。

根据式(9-38)，有

$$p_e - K_1[(1-F)Q_e]^n \frac{\rho_u}{\nu_u^{n-2}} - p_o = K_2(FQ_e)^n \frac{\rho_o}{\nu_o^{n-2}} \tag{9-39}$$

式中，p_o 为溢流口压力；F 为分流比，且 $F = 1 - \dfrac{Q_u}{Q_e}$；K_1、K_2 为常系数。

在旋流器的实际运行过程中，分流比 F 与进口流量 Q_e 对压力降的影响常常是不一样的，此时可将式(9-39)修正为

$$p_e - K_1(1-F)^a Q_c^n \frac{\rho_u}{\nu_u^{n-2}} - p_o = K_2 F^a Q_e^n \frac{\rho_o}{\nu_o^{n-2}} \tag{9-40}$$

式中，α 为常数。

将等式两边同除以 $p_e - p_u = K(1-F)^a Q_c^n \dfrac{\rho_u}{\nu_u^{n-2}}$，得

$$\frac{p_e - p_o}{p_e - p_u} = B\left(\frac{F}{1-F}\right)^a + C \tag{9-41}$$

式中，B、C 均为常数，且

$$B = \frac{K_2}{K} \cdot \frac{\rho_o}{\rho_u}\left(\frac{\nu_u}{\nu_o}\right)^{n-2} \tag{9-42}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$C=\frac{K_1}{K} \tag{9-43}$$

上述各式中，ρ_o 和 ν_o 分别表示溢流的平均有效密度和平均有效黏度，它们的计算方法与上节中底流的平均有效密度和平均有效黏度的计算方法相同。

式(9-41)即为压降比的计算公式，该式说明，压降比与底流口、溢流口流体的物性及分流比有关，其中分流比的影响最大。分流比越大，压降比也越大；溢流口流体的平均有效密度增大，压降比也增大；当底流口流体的平均有效密度增大时，压降比则降低。

9.4 除油旋流器内液滴粒径分布[4]

液滴粒径是影响油水分离旋流器性能的一个重要因素，它直接影响到旋流器的分离效率及含油污水处理能力，防止液滴破碎(粒径变小)是液液分离旋流器研究中的重要问题。

9.4.1 旋流器中液滴粒径测试装置[1]

实验装置流程如图 9-2 所示。清水用螺杆泵输送，油用计量泵注入螺杆泵入口管线而与水充分混合。油在进入螺杆泵之前，先经剪切泵实现油的分散、乳化以及油水混合物的均匀化，从而使进料中油滴的粒径可控。油水混合物经螺杆泵后，进入一静态混合器，进一步实现油相在水相中的分散和乳化，其最高分散程度可达 1～2μm。油水混合物经电磁流量计进入旋流分离器，在旋流器的进口和出口流道上分别装有等动量取样装置，用以获取旋流器的进出口油滴粒径样。旋流器的底流和溢流在测试后进入废料槽。

图 9-3 为旋流器的结构示意图。实验时，在旋流器的大锥段中部、小锥段头部及中部、直管段头部及中部设有取样孔，取样孔与一压力缓冲取样装置相连，用以获得沿轴线方向旋流器器壁处的样品。用压力传感器测量旋流器进出口压力，采用 752 型紫外分光光度计进行油相浓度检测。实验所用分散相为 0 号柴油。为了保持待测样品的稳定性，取样时在取样瓶中加有一定量的丙三

醇。对于液液分散体系，由于液滴粒径的不稳定性与乳化现象的存在，采用激光衍射法测定分散相液滴的粒径，所用的仪器是CILAS激光粒度分析仪，其测量范围是0.1～500μm。

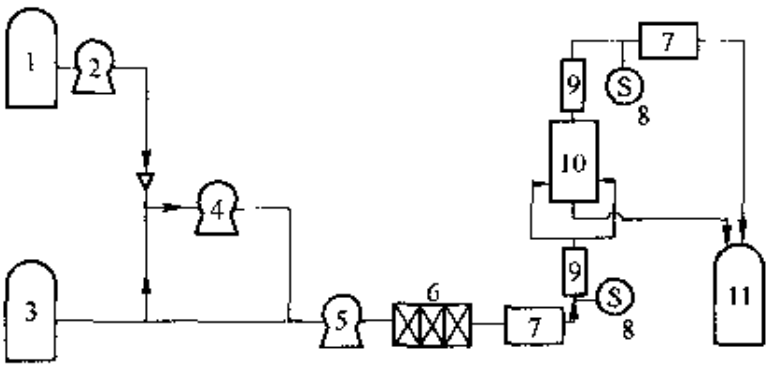


图9-2　液液分离旋流器实验装置流程图

1—油罐；2—计量泵；3—水罐；4—剪切泵；5—螺杆泵；6—静态混合器
7—电磁流量计；8—取样点；9—等动量取样装置；10—旋流分离器；11—废料槽

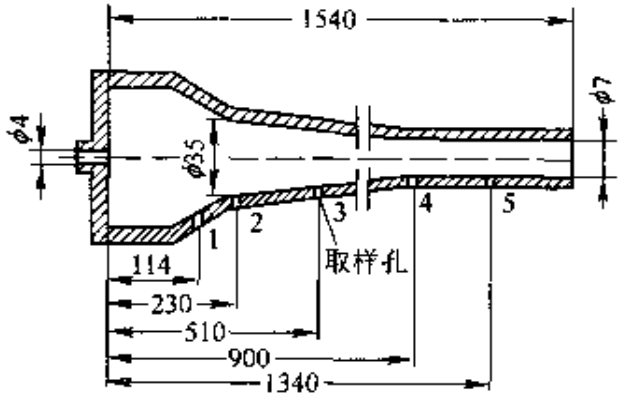


图9-3　液液分离旋流器结构简图

在旋流器各截面上液滴粒径是不同的，其壁附近的湍流强度、雷诺切应力大，加之该处的含油浓度低，因而液滴比较容易在剪切力的作用下发生变形直至破碎。另外，在相同条件下，该处液滴粒径的变化又直接反映旋流器内液滴的径向迁移即油水分离过程的变化。因此，实验中在旋流器的边壁进行取样，以系统地研究液滴的粒径变化及其影响因素。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

9.4.2 不同进口流量下旋流器内液滴粒径分布

图 9-4 所示为各取样部位液滴的平均粒径随流量发生改变时的变化情况。可以看出，随着进口流量的增加，各取样部位的平均粒径逐渐减小，说明进口流量的增加有利于液滴向旋流器中心迁移。当 Q_c 分别为 6.07m³/h，6.52m³/h 和 6.90m³/h 时，对于同一进口流量，沿着旋流器的轴线方向，各取样点处的液滴平均粒径逐渐降低，说明当进口流量足够大时，旋流器的大锥段、小锥段以及直管段，宏观上都表现为液滴从边壁迁移到中央，都有一定的分离能力。当进口流量 Q_c 为 4.33m³/h 和 3.47m³/h 时，各取样点处液滴的平均粒径则没有太大变化，只是大锥段边壁的平均粒径沿轴线方向有所降低，表明此时除了大锥段有一定的分离作用外，其余各段基本没有分离效果，可以肯定此时旋流器的分离效率较低。

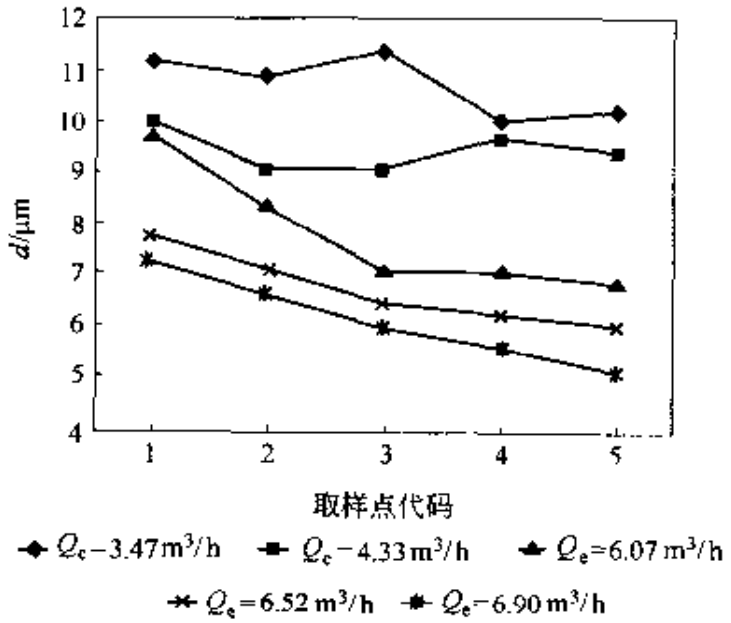


图 9-4 不同进口流量时边壁各取样部位的液滴平均粒径

9.4.3 不同分流比下旋流器内液滴粒径分布

当分流比发生变化时，各取样部位处液滴的平均粒径如图9-5所示。图中横坐标取样点代号 1、2、3、4、5 分别指图9-3中所示的

大锥段中部、小锥段头部、小锥段中部、直管段头部和直管段的中部。可以看出，从进口到直管段，沿旋流器的轴线向底流口方向，各取样部位边壁处的平均粒径逐渐减小，说明各个部位均有一定的分离作用。对于同一取样点，平均粒径随分流比的变化没有明显的规律，可见旋流器边壁的平均粒径对分流比的变化不敏感，液滴的迁移与分流比的关系无明显规律。

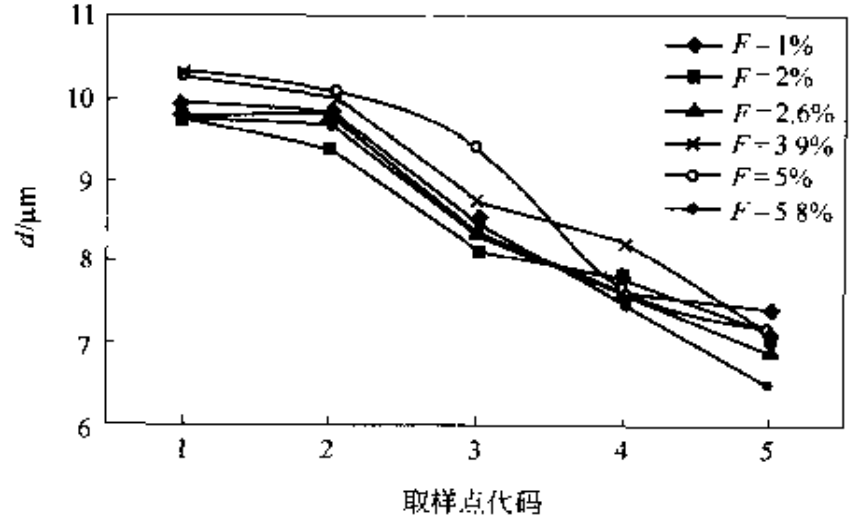


图 9-5　各取样部位在分流比发生变化时液滴的平均粒径

上述现象可以通过旋流器的切向速度分布规律予以解释。旋流器的切向速度场是以最大切向速度 v_{tmax} 为界，由外部的准自由涡与内部的准强制涡组成。最大切向速度分布在一个半径为 r_m 的圆柱面上。在同一进口流量下改变分流比 F，当 F 增大时，r_m 值基本不变，边界速度也没有变化，只有最大切向速度值 v_{tmax} 增大。可见旋流器中液滴的离心运动的切向速度与分流比的关系不大，因而液滴的迁移运动并不随分流比的变化而变化，边壁各取样点处液滴的平均粒径也就对分流比的变化不敏感。

9.5　旋流器内液滴粒径分布与分离性能的关系[4]

9.5.1　进口液滴粒径与分离效率间的关系

图 9-6 为进口平均粒径与分离效率之间的关系。分离效率随

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

进口平均粒径的增加而增加。当进口平均粒径小于 10μm 时，分离效率急剧下降，可见旋流分离器很难分离 10μm 以下的分散液滴。在平均进口粒径相同时，分散相为煤油时的分离效率比分散相为柴油时的分离效率高。因煤油的密度比柴油小，可见，油相的密度越小，越有利于旋流器的分离。实验所用的油分散相的密度均比水的密度小，油相的密度越小，油水两相的密度差就越大，此时旋流器的分离效率越高。

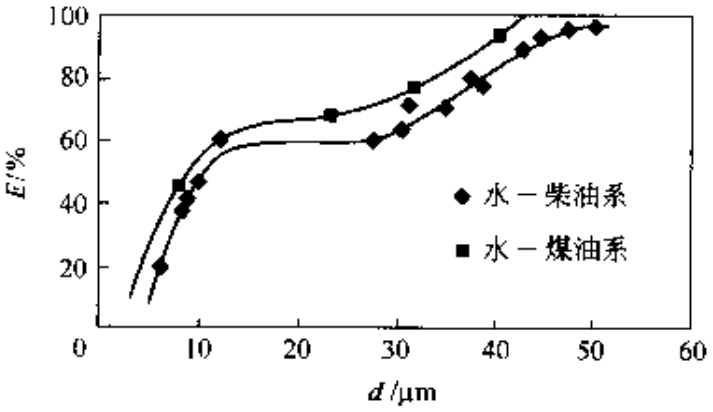


图 9-6 进口平均粒径与分离效率之间的关系

9.5.2 进口液滴粒径与旋流器各段分离效率的关系

图 9-7 为进口平均液滴粒径与旋流器各段分离效率之间的关系。整个旋流器的分离效率随进口平均液滴粒径的增加而增加，旋流器大锥段、小锥段边壁的含油浓度的变化率随进口平均油滴粒径的增加而增大，说明大小锥段的分离效率也随进口平均粒径的增加而增加。直管段前半段边壁含油浓度的变化率基本不变，表明此段旋流器的分离效率基本没有变化。

液滴在径向的相对运动可近似用层流状态下的 Stokes 定律来描述。由此定律可以看出，在其他条件相同时，液滴的直径越大，离心沉降速度越大，越有利于液滴向中央的迁移。旋流器的进口平均液滴粒径越大，沿旋流器轴线方向各边壁取样处液滴的平均粒径也就越大，越容易向中央迁移，因而其分离效率越高，所以旋流器大锥段、小锥段及整个旋流器的分离效率均随进口平均粒

径的增加而增加。直管段的切向速度小，液滴的径向沉降速度低，该段的分离效率低，即使液滴的粒径增大，但此时液滴的离心沉降速度主要取决于它的切向速度，因而其分离效率基本不随进口平均粒径的变化而变化。

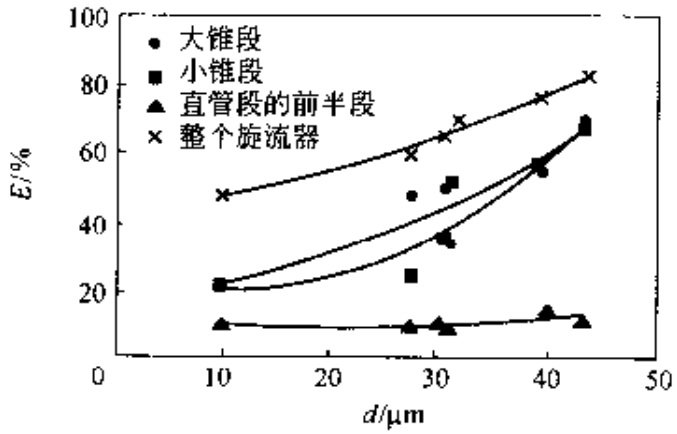


图 9-7　旋流器各段的分离效率与进口液滴平均粒径之间的关系

综上所述，油水混合物中的液滴粒径是影响旋流分离器分离性能的一个非常重要的因素，它主要是通过影响锥体段的分离效率来实现的。在旋流器的实际应用过程中，应尽量避免进料中液滴的乳化现象，控制进口流量，减小进料前的阀门调节，是提高旋流器分离效率的有效途径。另一方面，对旋流锥体段的结构进行优化设计，也能进一步提高相同粒径液滴的分离效率。

9.6　操作参数对除油旋流器性能的影响[4]

9.6.1　分离效率与进口流量之间的关系

图 9-8 所示为分离效率随进口流量的变化关系。在本实验条件下，旋流器的分离效率随进口流量的增加而增加。当进口流量低于 4.5m^3/h 时，分离效率随进口流量的降低而迅速降低；当进口流量高于 4.5m^3/h 时，分离效率随进口流量的增加而缓慢增加，即进口流量在 4.5－6.9m^3/h 范围内时，分离效率变化不大。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

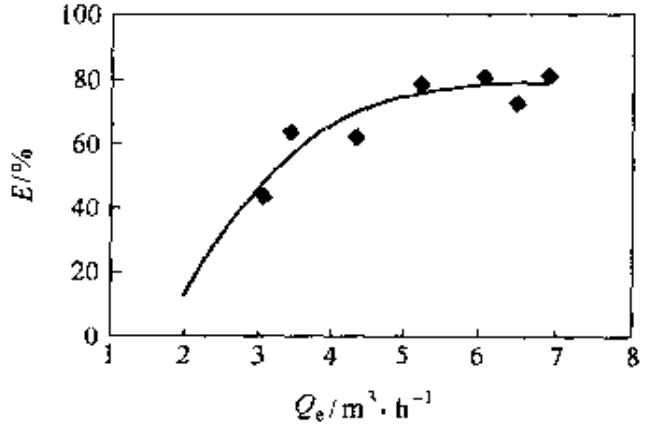


图 9-8 分离效率与进口流量之间的关系

9.6.2 分流比与分离效率之间的关系

图 9-9 所示为分散相为柴油时不同进口平均液滴粒径情况下的分流比与分离效率之间的关系。可以看出，随着分流比 F 的增加，旋流器的总分离效率逐渐增大；但当 F 增大到一定程度时，分离效率不再上升，基本保持不变，在相互关系的变化曲线上存在一个临界区间。这个区间即为除油旋流器的最佳工作区间，相应的分流比为旋流器的最佳分流比。在此区间内，能够保证在底流含油量最低的条件下，溢流的油中含水量最低。

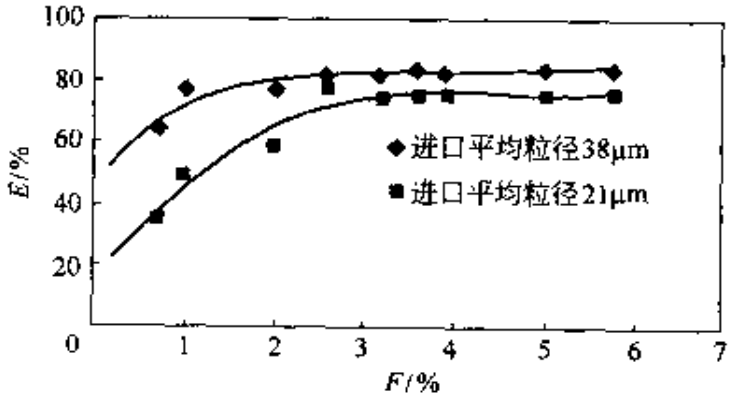


图 9-9 分流比与分离效率的关系

随着进料中液滴粒径的变化，临界区间的位置也将发生变化。进料中液滴平均粒径越小，临界区间的位置越向右移动，相应的 F 值越大。在本实验条件下，当进口平均粒径为 38μm 时，最佳分流比在 2% 左右；当进口平均粒径为 21μm 时，最佳分流比则约为 3%。

旋流分离器内部流场的分布规律也可以解释上述现象。根据前面所述的实测结果，在同一进口流量下改变分流比 F，当 F 增大时，最大切向速度半径 r_m 值基本不变，边界速度也没有变化，只有最大切向速度值 v_{tmax} 增大。因此对外部准自由涡来说，会使离心力加大，有利于油水分离。但速度梯度 $\frac{\partial v_t}{\partial r}$ 也加大，将使液滴所受的剪切应力增大。当剪切应力增大到一定程度时，将导致液滴的乳化。可见，分流比在一定范围内的加大会使分离效率有所提高，但过大则会由于速度的激增而使液滴乳化，促使分离效率降低。因此，在分流比与分离效率的关系曲线上，存在一最佳分流比范围，它所对应的分离效率即为图中所示的临界区间。在此区间内，由于分流比增大而增大的离心力所产生的有利作用，基本被液滴乳化所带来的不利影响抵消。随着分流比的进一步增加，虽然离心力不断增大，但液滴的乳化作用也不断加强，在一定程度上，两者对分离效率的作用相互抵消，在分流比与分离效率的关系曲线上表现为近似直线。当分流比继续增大到一定程度时，液滴乳化的不利影响将超过离心力增大的有利作用，旋流器的分离效率将逐渐降低。在除油旋流器的实际应用中，分流比一般均较小。

9.6.3　分流比与压降比之间的关系

图 9-10 所示为分散相分别为柴油和煤油时，分流比与压降比之间的关系。在液液分离旋流器中，分流比与压降比成线性关系：压降比随分流比的增加而增加。对于同一结构的旋流分离器，当物料发生变化时，分流比与压降比的关系也将发生变化，分散相的黏度越小，压降比随分流比的增加而上升得越快。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

旋流器沿轴线上各点的压降比与分流比的关系如图 9-11 所示，其中实验所用的分散相为煤油。可以看出，对同一个测压点，当分流比增加时，测点的压降比都将上升。

由上述分析可知，无论是旋流器的整个压降比，还是沿轴线各测点的压降比，都随着分流比的增加而增加。在保持进口流量 Q_c 不变时，随着分流比的增加，从进口到底流口的压降呈减小的趋势，而进口到溢流口及各测点的压降呈增大的趋势。上述压降比与分流比的关系，意味着溢流口和中间测点处的压力值 p_o、p_n（$n=1\sim5$）降低的速度大于底流口处压力 p_u 降低的速度。这是因为在除油旋流器中，分流比较小，大部分液体从底流排出，溢流流量较小，此时底流口附近的流体基本上已变成沿轴线流动的管流，流体的角动量较小。随着底流流量下降，进口到底流口的流动损失减小，即压降 $\Delta p_u = p_c - p_u$ 减小。由于分流比较小，底流流量在增大，这样向溢流口方向运动的流体的旋转速度加快，流体的角动量增大，使得中间测点上的压力 p_n 有较大幅度的降低。溢流口附近的流体增加的幅度较大，溢流口的压力 p_o 随之大幅度降低，从而 Δp_o 有了大幅度的提高。

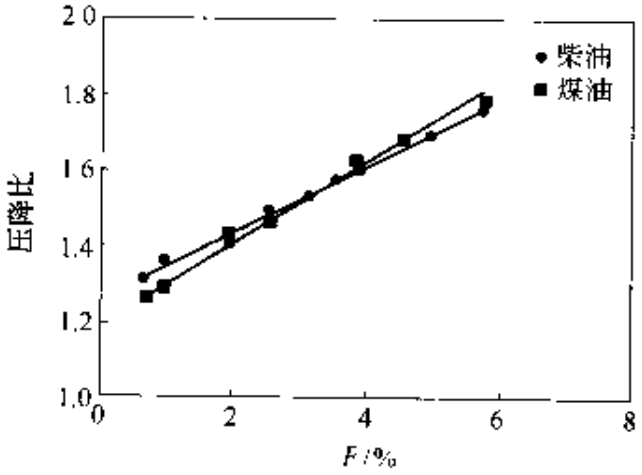


图 9-10 分流比与压降比的关系

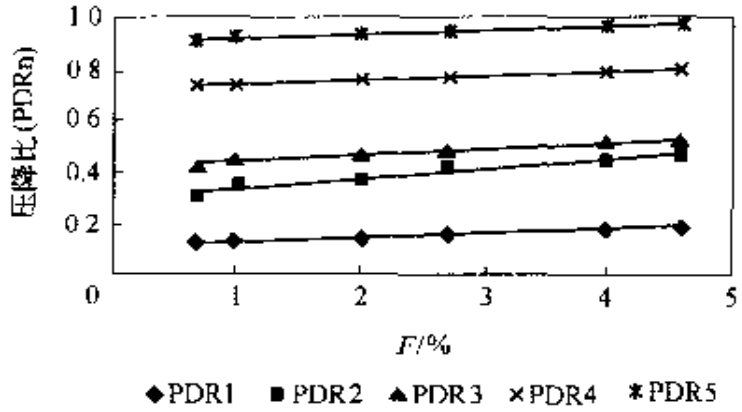


图 9-11　旋流器沿轴线上各点的压降比与分流比的关系

当分流比 F 改变，而进口流量 Q_e 等其他工况不变的情况下，旋流器内旋流的轴向速度分布规律基本不变，只是内旋流的轴向速度随分流比的加大而增加。因此，内旋流向溢流口流动的速度及流量都增加。在除油旋流器中，由于内旋流中的流体含油浓度较高，黏度对流体的运动影响较大。黏度越大，流体之间的相互作用越大，对流体流动的阻碍作用越强。柴油的黏度比煤油大，内旋流向溢流口流动时，柴油对流体的阻碍作用比煤油大。当分流比增大时，分散相为柴油的溢流在溢流口处旋转速度增大的幅度比分散相为煤油的溢流小，因而溢流口压力 p_o 降低的幅度也较小，导致 Δp_o 增加的幅度比分散相为煤油时小，在分流比与压降比的关系曲线上，表现为分散相为柴油时的斜率比分散相为煤油时的斜率小。

参 考 文 献

1　舒朝晖，陈文梅，肖新才等. 除油旋流器内液滴粒径的分布. 化工学报，2001，52(9)：824～828

2　舒朝晖，陈文梅，薛红兵等. 操作参数对除油旋流器粒径分布的影响. 油田化学，2001，18(4)：326～329

3　舒朝晖，陈文梅，肖新才等. 除油旋流器分流比与基本性能的关系探讨. 流体机械，2001，29(5)：12～15

4　舒朝晖. 油水分离水力旋流器分离特性及其软件设计的研究. 博士学位论文(导师：

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

陈文梅教授),成都:四川大学,2001

5 李健,褚良银.液液分离水力旋流器研究进展.化工装备技术,1998,19(5):43~48

6 褚良银,刘培坤,方善如,李晓钟,陈文梅.除水型油水分离旋流器试验研究.石油机械,1998,26(8):10~13,26

7 Fang S.R., Chu L.Y., Liu P K., Chen W.M.. De-watering research of water dispersed in oil with hydrocyclone, In: Proc. of 3rd China-Japan International Conference on Filtration & Separation, Wuxi, China, Oct. 21~24, 1997: 356~359.

8 杨柳,李晓钟,李健,褚良银,陈文梅.液液旋流油水分离器神经网络模型.四川大学学报(工程科学版),2000,32(2):40~43.

9 郭荣.水力旋流器湍动两相流运动规律及其分离性能实测研究.硕士学位论文(导师:戴光清,陈文梅教授),成都:四川联合大学,1996

10 Li Xiao-Zhong, Chen Wen-Mei, Chu Liang-Yin. Research on the turbulence in hydrocyclones In: Proc. of 2nd Joint China/USA Chem. Eng. Conference, Beijing, China, May 19~22, 1997

11 李晓钟,陈文梅,褚良银.水力旋流器固相颗粒时均流场及脉动特性研究.化工机械,1997,24(6):311~314

10 充气旋流器流场与分选过程行为

引言

为了提高旋流分离器的工作效率，人们从结构的优化和复合力场的采用入手，对水力旋流器进行过许多的改进，并相继研制发明了许多新型水力旋流器[1]，如：加冲洗水式旋流器、磁力旋流器、非光滑内壁旋流器、厚壁溢流管加中心固棒型旋流器、锥齿型旋流器以及充气旋流器(Air-Sparged Hydrocyclone，简写为 ASH)，等等。充气旋流器是将普通旋流器的柱段管壁改为多孔介质壁，外加一环隙夹套，然后通过多孔壁向旋流器内不断充入高压气体(如图10-1所示)。其发明初衷是想依靠边壁的充气来破坏流体

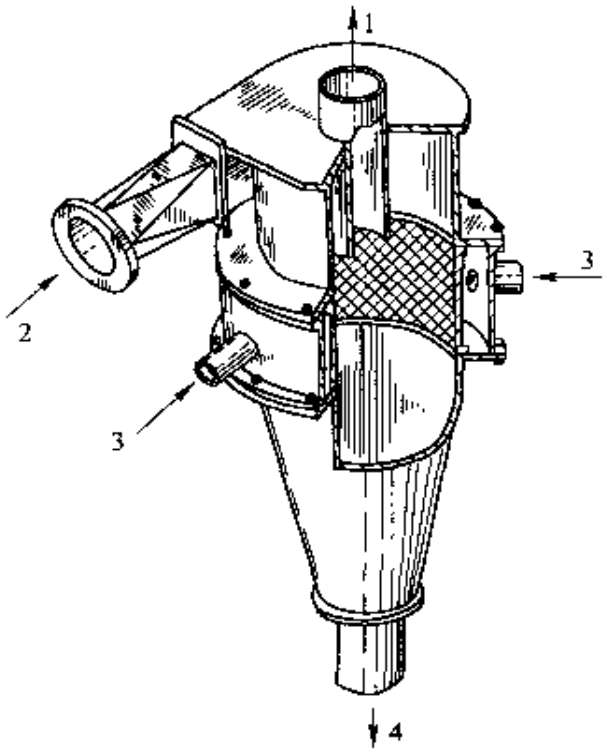


图 10-1 充气旋流器结构图

1—溢流；2—进料；3—充气；4—底流

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

边界层对微细颗粒的“屏障”作用，使那些边界层中的微细粒不全于全部随边界层进入底流，从而达到减少底流中微细粒夹杂的目的。充气旋流器边壁结构由柱-锥形改变为柱形多孔边壁之后，可用于强化浮选(如图 10-2 所示)。作为一种先进的细粒快速浮选设备，充气旋流器的出现引起了人们极大的关注[2-7]。本章将详细介绍充气旋流器内的气液固三相流场与浮选分离分选过程行为特性。

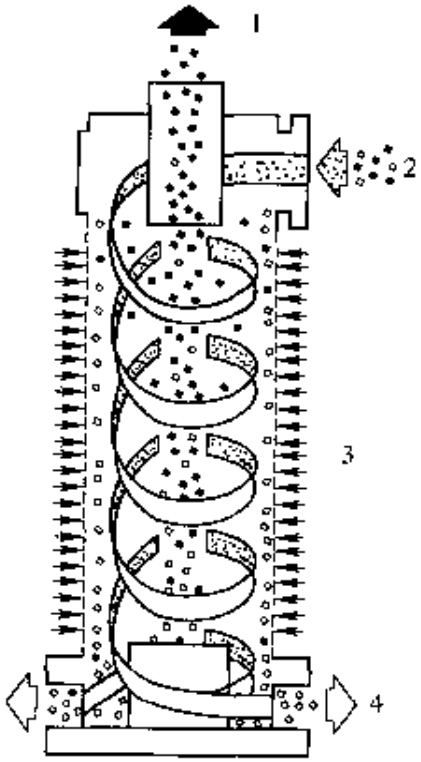


图 10-2 改进后用于浮选的充气旋流器示意图

1—溢流；2—进料；3—充气；4—底流

10.1 分选过程基本行为[2]

充气旋流器借助旋流器的结构特点，把旋流器内的流体流动状态的一些特性与泡沫浮选作业巧妙地结合起来，成为一类独特的浮选分离设备，同时也就导致了其内流体运动与分选过程行为的特殊性。为了充分理解充气旋流器的工作原理，更好地将它应用于工业实践，就必须对其内特殊的流体运动及分选过程行为有

深入的了解。

10.1.1　流动特性

矿浆从充气旋流器顶部切向进入其内之后，首先将会在内壁上形成一个薄的旋转流层(以下简称旋流层)。该旋流层的厚度是影响充气旋流器水流分布与分选效率的重要参数，它取决于矿浆进料压力、矿浆黏度、充气量及起泡剂用量，另外还取决于底流排口的尺寸大小。旋流层厚度一般为充气旋流器半径的 8% ~ 12%。

旋流层中的切向和轴向速度在紧靠进料口下部的区段均有一个急剧的速度降，然后速度又上升；再沿轴向向下，切向速度随着位置下移急剧减小，但轴向速度减小较慢。在器壁与气水界面处，径向速度应等于零，又由于旋流层很薄，故可假定在整个旋流层厚度上液相的径向速度等于零。

对于充气旋流器内的流动状态，迄今研究者们基本认为主要存在两大区域，一是周边区域的旋流层，二是中央区域的泡沫柱(如图 10-3)。在充气旋流器中，进入溢流的水量比常规旋流器内的要小得多，它也是影响充气旋流器浮选效率的一个重要因素。矿浆黏度的增加(由于固体含量的增高)会引起旋流层厚度的增加，当底流口尺寸相同时，进入溢流的水量会增加，亲水性颗粒也就相应更多地从溢流排出，这将降低泡沫产品的品位。

10.1.2　泡沫特性

10.1.2.1　气泡的形成及大小

气体通过多孔介质壁压入充气旋流器内，旋流器内壁表面高速旋转流体强烈的剪切力使气体脱离多孔壁而形成微小气泡。

假定在旋流器中连续相的高速旋转下，当气泡的中心从气泡发生点开始，在其旋转路径上移动的弦长距离等于气泡与孔的半径之和时，气泡脱离多孔壁面，并忽略表面张力效应，则可以得出单孔生成的气泡的直径表达式：

$$d_b=\left\{\frac{6Q_g}{v_t}\arcsin\left[\frac{d_c+d_b}{2(D-d_b)}\right](D-d_b)\right\}^{\frac{1}{3}} \qquad (10\text{-}1)$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

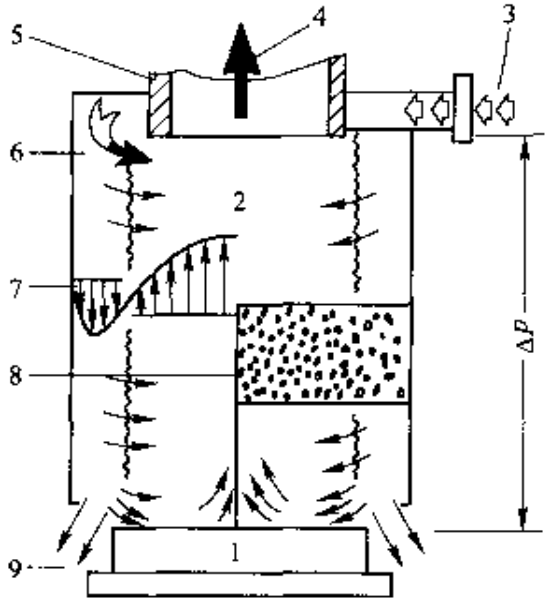


图 10-3 充气旋流器内流态示意图

1— 泡沫底座;2—泡沫柱;3—进料;4—溢流;5—溢流管;6—旋流层;
7—轴向速度分布;8—固相分布;9—底流

式中,Q_g 为单孔充气体积流量,D 为充气旋流器直径,d_b 为气泡直径,d_c 为孔径,v_t 为气泡形成处流体切向速度。因为

$$\left[\frac{d_c+d_b}{2(D-d_b)}\right]\ll 1$$

所以

$$\arcsin\left[\frac{d_c+d_b}{2(D-d_b)}\right]\approx\frac{d_c+d_b}{2(D-d_b)} \tag{10-2}$$

于是式(10-1)可简化为

$$d_b\approx\left[\frac{3Q_g}{v_t}(d_c+d_b)\right]^{\frac{1}{3}} \tag{10-3}$$

整理为

$$d_b\approx\left[\frac{3Q_g}{v_t}\right]^{\frac{1}{2}}\left[1+\frac{d_c}{d_b}\right]^{-\frac{1}{2}} \tag{10-4}$$

由上式可以看出:

$$d_b \propto Q_g^{\frac{1}{2}} \tag{10-5}$$

以及

$$d_b \propto v_t^{-\frac{1}{2}} \tag{10-6}$$

即气泡的直径与单孔充气体积流量的平方根成正比，与液流切向速度的平方根成反比。

实验数据表明，气泡的直径与细孔孔径较接近，而随充气量而变化的幅度并不太大。因此，可以假定气泡的直径基本等于细孔的孔径(这个假定是基于大气泡直径的数据，是否适用于细小孔(<100μm)形成的气泡，仍有待于实验验证)。对于一定的充气量，气泡直径几乎不随起泡剂用量变化而变化，所以在推导式(10-4)时，忽略表面张力对气泡直径的影响是合理的。虽然起泡剂用量几乎不影响形成气泡的大小，但随着起泡剂用量的增加，气泡(或泡沫)的稳定性增强，而且气泡间的兼并现象减少，所以起泡剂的添加对于充气旋流器内的浮选仍是必要的。实验结果还表明：气泡尺寸正比于细孔孔径；表面张力对气泡尺寸的影响可以忽略；气泡在形成地点不发生合并现象；气泡尺寸随充气速度与液流黏度的增加而增大；单个气泡的运动遵循 Stokes 定律。

对多孔壁形成的气泡迄今尚无测试研究，可进行尝试性的计算。首先做如下假设：

1) 由于旋流器多孔壁的阻力很大，气泡是在恒定的水流条件下形成的；

2) 气流速度很大，足以使所有的孔都工作；

3) 通过每个孔的气泡是相同的；

4) 所形成的气泡数量与孔的数量相等。气泡直径仍由单孔形成气泡直径公式计算，气泡数量及脱离时间分别由以下两式描述：

$$N_b = \frac{A_w \epsilon_w}{S_P} \tag{10-7}$$

及

$$t_d = \frac{V_b N_b}{Q_g} \tag{10-8}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

式中，N_b 为气泡数量，A_w 为旋流器内壁的面积，ε_w 为旋流器壁孔的占有率，S_p 为孔的横截面面积；t_d 为气泡脱离时间，V_b 为气泡体积，Q_g 为充气体积流量。当充气速度与液流切向速度之比为 0.01～6.0，旋流器壁孔的平均尺寸为 5μm 时，有代表性的数据为：气泡直径 1～12μm，气泡数量 10^4～10^6 个/cm^2，脱离时间的数量级为微秒。但由于测试手段的原因，这些数据迄今尚未得到实验检验。

10.1.2.2 泡沫特性

中央泡沫柱是充气旋流器内所特有的现象。充气旋流器内的泡沫特性和行为受其结构参数（溢流口和底流口面积）、操作参数（矿浆流速，气流速率和药剂制度）和给料特性（矿粒表面疏水性、粒度和密度、矿浆浓度以及疏水性矿粒在进料中的百分含量等）的影响。为了避免产品相互混杂，泡沫柱下面设计有一“泡沫底座”（见图 10-3），其直径应等于或稍小于矿浆旋流层的内径，而泡沫溢出管的直径要小于泡沫柱的直径。泡沫底座外径与旋流器内径之间的环形缝隙大小对泡沫特性的影响如图 10-4 所示（其中 δ/R 为环形缝隙宽度与旋流器半径之比）。图中数据表明，随着环隙尺寸的增大，泡沫产品的品位上升、回收率下降，且进入溢流中的水量迅速降低。

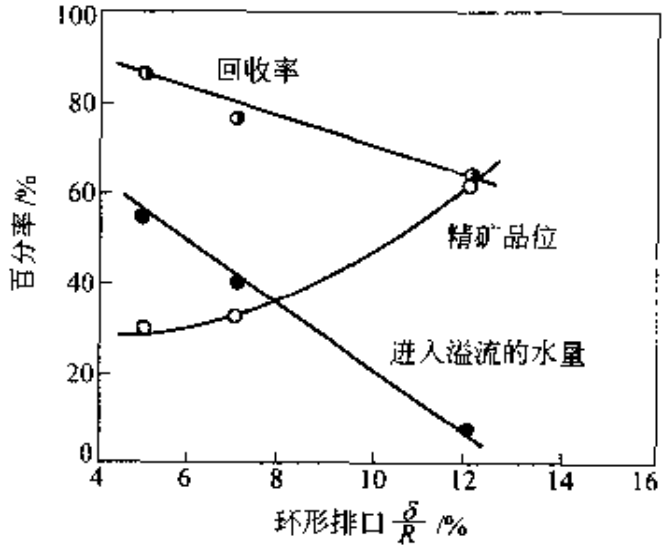


图 10-4 充气旋流器环形排口尺寸对其浮选火山岩硫化矿性能的影响

要保证泡沫柱的必要厚度，可以调整起泡剂的用量和充气量。起泡剂用量的增加，会增强泡沫的稳定性，从而使浮选回收率得到提高（如图 10-5 所示）。充气量的增加，使充气旋流器内单位时间内产生的气泡数量增多，浮选基本作用的可靠性提高，泡沫柱直径也增大，同时其输送速度上升，从而使泡沫产品的回收率得到提高。但太大的充气量使泡沫产品的品位有所下降（见图 10-6）。在小直径的充气旋流器中，矿粒脱离气泡的力非常大，这就必须增加捕收剂的用量。

在泡沫柱内，固相浓度和疏水性矿粒的含量从泡沫柱中心向旋流层沿径向向外逐渐降低；疏水性矿粒品位沿轴向从泡沫柱的下部到上部逐渐增加。

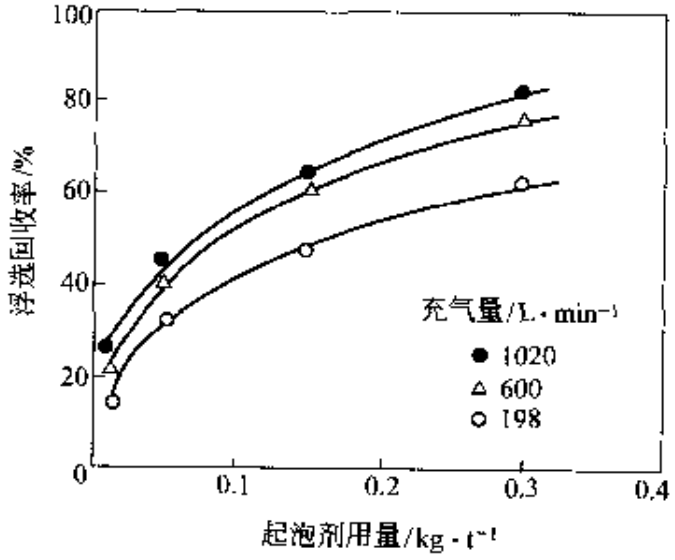


图 10-5　起泡剂用量对充气旋流器浮选火山岩硫化矿时硫回收率的影响

10.1.3　浮选特性

传统浮选槽中的浮选基本是在重力场中进行的。依靠这种传统浮选技术成功地分选的主要约束有二：一是矿粒粒径，二是浮选停留时间。一般地，对于不同的矿物种类和浮选机形式，有效浮选粒度范围约为 10μm～0.2mm，最佳粒度则为 10～75μm；而有效浮选分离的最低停留时间至少是 2min。这两方面的限制影响了

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

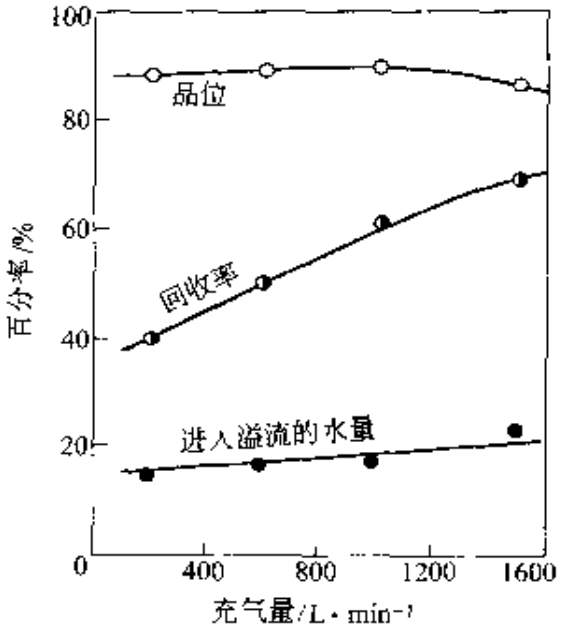


图 10-6 充气量对充气旋流器浮选火山岩硫化矿时浮选指标的影响

传统浮选机的效率，因为微细矿粒在浮选时容易流失在尾矿中；而较长的浮选停留时间则要求大的浮选空间，因而限制了浮选机的生产能力。之所以会造成这种局面，是由于微细矿粒的质量小，故其惯性也小，难以和气泡产生惯性碰撞，而惯性碰撞的接触概率远大于黏性碰撞接触概率；而且因其惯性能量小而难以使气泡与矿粒间的水化膜破裂，因此微细矿粒的浮选速度很慢。常规浮选机是为中等粒级的矿粒（如 10～75μm）设计的，故在这种浮选机中，细小的疏水性矿粒来不及得到浮选分离，而最终大量进入尾矿。

因此，提高细小矿粒的惯性力，以提高其与气泡碰撞及黏附的几率，一直是选矿工作者所关注的问题。早在第一次世界大战以前就有人提出了应用离心力作用来强化浮选的想法，但相应的浮选设备一直到充气旋流器的出现才算获得较为圆满的解决。

10.1.3.1 有效浮选粒度下限的扩展

如果按惯性碰撞观点（虽然人们对用该观点分析重力场中进行的传统浮选过程的认同有所争议，但在离心浮选时该观点可被视为是合理的）来考虑矿粒与气泡间碰撞及附着的概率，则可以定

义这样一个粒径：粒径小于它的矿粒将不与气泡发生碰撞，因为这时矿粒没以足够的惯性来偏离流体的流线。表征惯性力与黏滞力之比的 Stokes 准数，是一个很方便用来判别矿粒偏离流体流线并与气泡发生惯性碰撞的可能性大小的判据。Stokes 准数可写为：

$$Stk=\frac{\rho_p d_p^2 v_g}{9\mu d_b} \tag{10-9}$$

式中，Stk 为 Stokes 准数，ρ_p 为矿粒密度，d_p 为矿粒直径，v_g 为气泡与流体间的相对运动速度，μ 为介质黏度，d_b 为气泡直径。

根据惯性碰撞发生的临界 Stokes 准数$(Stk)_c$和其他物理量，可以得出一个使惯性碰撞刚好发生的临界矿粒粒径：

$$(d_p)_c=\sqrt{\frac{9\mu d_b(Stk)_c}{\rho_p v_g}} \tag{10-10}$$

这个惯性碰撞临界粒径便是细粒浮选中有效浮选矿粒的粒度下限。

理论上，当 $Stk>1$ 时，惯性力起主导作用，矿粒偏离流体流线，可实现惯性碰撞；当 $Stk<1$ 时，黏滞力起主导作用，矿粒趋向于沿流线运动，与气泡的接触以滑动接触为主。但有研究表明，矿粒与气泡发生惯性碰撞的临界 Stokes 准数$(Stk)_c$可小于 0.1，甚至低至$\frac{1}{24}$。于是式(10-10)可描述为

$$(d_p)_c=\sqrt{\frac{9}{24}}\sqrt{\frac{\mu d_b}{\rho_p v_g}} \tag{10-11}$$

在充气旋流器内，气泡是在多孔边壁内表面形成，形成时气泡速度与液流的旋转速度相比可以忽略不计，这时气泡与流体间的相对运动速度可近似为液流的旋转速度，于是有

$$v_g \propto v_t \tag{10-12}$$

式中，v_t 为液流切向速度。

离心加速度描述为

$$a_c=\frac{v_t^2}{r} \tag{10-13}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

式中，a_c 为离心加速度，r 为回转半径。

由式(10-11)、式(10-12)和式(10-13)可知，当其他物理量一定时，有

$$(d_p)_c \propto a_c^{\frac{1}{4}} \tag{10-14}$$

上式即说明，当离心加速度增大时，惯性碰撞临界粒径会单调下降。图 10-7 所示的即是惯性碰撞临界粒径与离心力强度(离心力强度定义为离心加速度与重力加速度的比值)之间的关系。当离心加速度为重力加速度的 20 倍时，惯性碰撞临界粒径从 21μm 迅速降到 5μm。外推结果表明，当离心力强度为 100 时，其临界粒径可降到 1μm。这就说明，充气旋流器内离心力的作用，能使传统细粒浮选中的有效粒度下限得到拓宽，从而使微细矿粒也能得到有效的浮选分离。

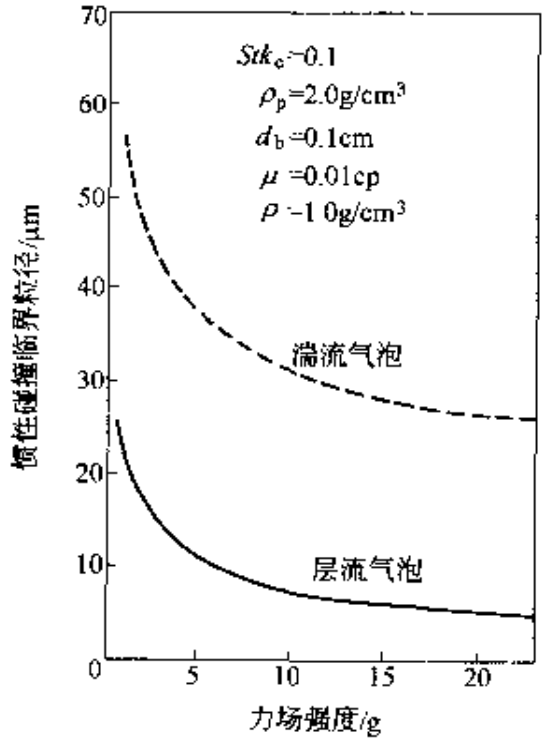


图 10-7 惯性碰撞临界粒径与力场强度的关系

10.1.3.2 浮选速率的提高

矿物浮选是一个复杂的物理化学过程，影响其浮选速率的因

素很多，主要包括矿石和矿物的性质、浮选化学方面诸因素、浮选机特性以及操作因素等，很难得出每一因素对浮选速率影响的一致结果。Sutherland 曾导出描述某些因素变量对浮选速率影响的方程式[2]：

$$K = 3\pi\beta d_b d_p u_g N \operatorname{sech}^2\left(\frac{3u_g\lambda}{4d_b}\right) \tag{10-15}$$

式中，K 为一阶浮选速率常数，β 为比例因素，u_g 为矿粒与气泡的相对运动速度，N 为气泡的浓度，λ 为感应时间。

尽管该式有局限性，但仍可用来预测浮选速率常数随某些因素变量的变化。在离心力强度较大时，矿粒与气泡的相对运动速度会较大，而感应时间会较小，于是由上式可知，一阶浮选速率常数会较大。研究还表明，一阶浮选速率常数直接与离心力强度大小成比例：

$$K = (F.F.)^a \tag{10-16}$$

式中，$F.F.$ 代表离心力强度，$0.5 < a < 1$。这就说明较强离心力的作用能使浮选速率得到较大的提高，从而较大程度地缩短浮选停留时间。

根据实际数据分析，充气旋流器内的离心力强度至少可以达到 50(甚至 80)，这时有效浮选的矿粒粒度下限可能会降到 1μm，并且其浮选速率能达到重力场中浮选速率的 50 倍。由于浮选速率的大幅度提高，矿浆在充气旋流器内的浮选停留时间只需以秒计。

许多研究者的结果表明，矿粒与气泡碰撞几率 ψ_c 与矿粒直径及气泡直径的关系可由下式描述：

$$\psi_c \propto \left[\frac{d_p}{d_b}\right]^n \tag{10-17}$$

式中，n 为常数，在大多数情况下 $n \approx 2$。

上式说明，当矿粒直径减小时，若要保持碰撞几率不下降，就必须减小气泡的直径。气泡的大小在浮选中的重要性可进一步由下式看出：

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$K \propto \left[\frac{3\psi_c}{2d_b}\right] v_g \tag{10-18}$$

由式(10-17)和式(10-18),若 v_g 一定,n 取 2,则有

$$K \propto d_b^{-3} \tag{10-19}$$

该式表明,在其他物理量一定时,一阶浮选速率常数与气泡直径的三次方成反比,即说明浮选过程中气泡直径的减少会导致一阶浮选速率常数的大幅度提高。充气旋流器内旋转流体剪切力的存在,以及边壁充气这种形成气泡的特殊形式,正好为气泡的微化提供了有利条件,于是促进了浮选速率的提高。

另外有研究表明,欲强化离心浮选的效果,主要在于增加矿粒与气泡的碰撞次数。充气旋流器内矿粒的离心旋转运动以及边壁充气这种产生气泡的特殊方式,为矿粒与气泡的碰撞提供了大量的强制机会。因此,充气旋流器内矿粒的浮选速度得到强化,从而使浮选速率得到提高。

从河沙(其中 25%以上的金分布于 -400 目粒级)中浮选金的研究表明,当进料物性与药剂制度相同时,用传统浮选槽在浮选时间为 10min 的情况下浮选回收率为 55.81%;而充气旋流器在浮选时间小于 1s 的情况下,其浮选回收率高达 80.98%。说明充气旋流器内的浮选速率比传统浮选槽内的浮选速率要高得多。

综上所述,充气旋流器内的浮选具有如下特点:矿粒有效浮选粒度下限小,浮选速率高,浮选停留时间短。换言之,细粒矿物在充气旋流器内能得到有效、快速的浮选分离。

10.2 流场与气泡矿化过程行为[2, 8~10]

10.2.1 流场流态特征

充气旋流器正常运行状态下的真实流场为气、液、固三相流场。

10.2.1.1 流体三个区域的形成

试验研究发现,当底流口直径一定时,随着进料流量由小到大的变化,充气旋流器模型内的液流特征(此时不充气)呈如下变化:先是呈带状薄流层向下作螺旋运动,然后薄流层带逐渐变宽并逐

渐覆盖整个内壁表面；而后薄流层的厚度逐渐变得均匀（约 2～3mm），且厚度不再增加；之后，充气旋流器下部便有液体开始填充（即所谓的“液柱”开始形成），然后液柱高度逐渐增大（同时薄流层区的高度随之减小），直到最后器内全部被液体充满。从底流排口面积的细微调节这个角度来看，孔形底流口要优于环形排口。

观察研究气泡群运动轨迹的结果表明，当充气旋流器内流体呈薄的旋流层形式而无液柱存在时，气泡群最终基本上均会随流体经底流口排出，而不能形成泡沫柱；而当液柱形成以后，才能在其顶端上部形成泡沫柱。这说明液柱的存在是泡沫柱形成的必要条件。因此，液柱的存在是充气旋流器进行有效浮选的必要条件之一。也即是说，能有效进行浮选的充气旋流器内的流体应包括薄流层区、泡沫柱区和液柱区三个区域（如图 10-8 所示），而不是像前人所说的那样仅为薄流层区和泡沫柱区两区域，即“液柱”也是充气旋流器内必需的一个流动状态特征。

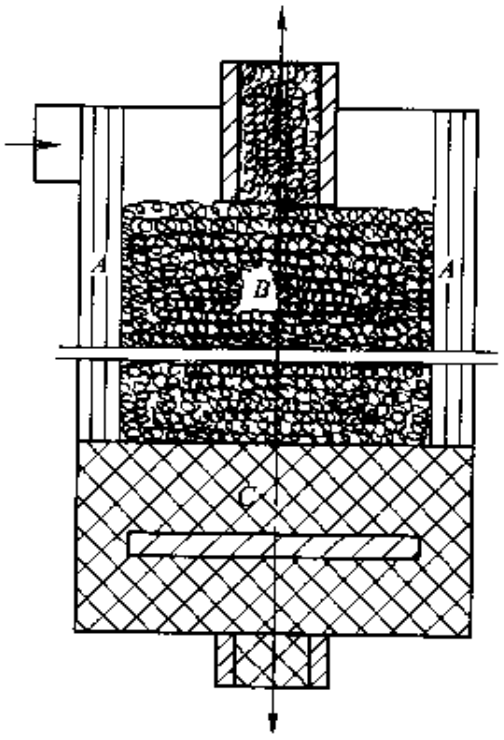


图 10-8　充气旋流器液柱内流体分布区域示意图

A—薄流层区；*B*—泡沫柱区；*C*—液柱区

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

由于底座挡板的存在，在液柱的轴心线上并不像在普通旋流器内那样存在明显的空气柱，而只是存在一个由许多气泡组成的细小泡沫心。在上述三区共存时，溢流管外壁与旋流层之间的环隙空间不被泡沫相充满，也不被液相充满。旋流层与泡沫柱之间的分区没有一个绝对的分界线，而是存在一个过渡区间（见图 10-9 状况Ⅰ）；同样，液柱区与泡沫柱区之间也存在一个类似的过渡区间。但是，旋流层与泡沫柱之间的过渡区间的增大（见图 10-9 状况Ⅱ）并不会造成充气旋流器内液相滞留量的增加。当充气旋流器下部液柱的高度增高时，充气旋流器内液相滞留量会增大。

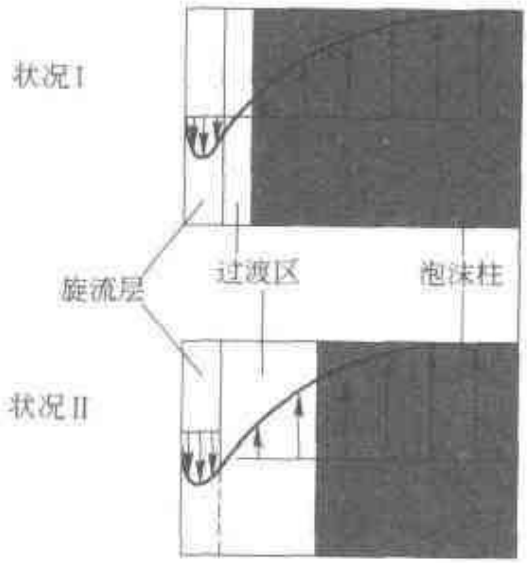


图 10-9 薄流层与泡沫柱之间的过渡区间示意图

状况Ⅰ：大泡沫柱小过渡区

状况Ⅱ：小泡沫柱大过渡区

10.2.1.2 液柱区的内、外旋流

研究结果表明，液柱内的流体运动同普通旋流器中流体的流动相似，也包括内旋流和外旋流两种流动（如图 10-10 所示）。从薄流层旋转而下的流层及其邻近区域的流层属于外旋流，靠近边壁的部分外旋流层经底流口排出；而稍靠内的部分外旋流则在底座挡板以上被转化为旋转向上的内旋流，在液柱上部，大部分内旋流重新向外旋流转化。液柱内的这一流动特征，对于液柱下部周

边区域内的气泡进入泡沫柱区这一过程是很有利的。随着外旋流向内旋流的转化而进入液柱中央部位的气泡，由于受到向心浮力的作用，只能位于中央部位，而不会在液柱上部因内旋流向外旋流转化而重新进入外旋流，即这些气泡最终只能从液柱顶部的中央部位旋转而上进入泡沫柱区。

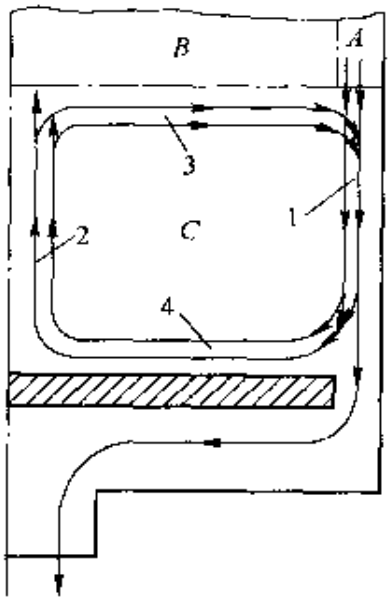


图 10-10　充气旋流器液柱内流体流动示意图

A—薄流层区；*B*—泡沫柱区；*C*—液柱区

1—外旋流；2—内旋流；3—内旋流向外旋流转化；4—外旋流向内旋流转化

为了比较液柱区内气泡与液流的运动情况，在充气旋流器中下部边壁处分别充入气体和注入着色液体，结果发现：气泡先是稍有下旋，然后就逐渐进入内旋流中心部位而上升；而着色液体则始终保持在外旋流层中而下旋，最后经底流排出。这说明气泡与流体的运动规律是不一样的。

通过气泡运动轨迹试验还发现，在旋流器下部处产生的气泡，有相当一部分来不及进入内旋流而直接随外旋流经底流排走。这说明在靠近底座挡板附近的边壁继续充气将造成空压机能耗的浪费，因为这部分气体没有进入泡沫柱区形成泡沫产品而是进入了底流。所以设计充气旋流器时，应将这段边壁设计为固壁而不是

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

多孔壁。

10.2.1.3 液柱高度

液柱的存在是充气旋流器进行有效浮选的必要条件之一，但随着液柱高度（指液柱区顶面离底座挡板的高度，记为 H）的增大，会使泡沫柱区和薄流层区的高度相对减小。若液柱太高，使泡沫柱区域体积太小，会导致分选效果恶化，甚至最后无泡沫相区的存在，完全达不到有效浮选要求。若液柱高度太小，会因进口泵流量的波动而使液柱随时有消失的可能，从而不利于泡沫柱的稳定存在，使充气旋流器的分选性能不稳定。所以，液柱的高度应该有一个最佳范围。

底流口直径和进料流量对液柱高度的影响如图 10-11 所示。可以看出，进料流量相同时，底流口直径对液柱高度的影响很大。底流口直径的增大，会导致液柱高度的迅速下降，甚至使其消失。在底流口直径一定时，液柱高度随进料流量的增大而增加。从图 10-11 还可以发现，起泡剂用量对液柱高度变化有一定影响，但其影响不太大。由图可见，在液柱高度 H 不太高（如 $H \leqslant 3D$，其中 D 为充气旋流器内径）时，因起泡剂用量变化而引起的液柱高度的变化幅度基本保持在 80mm 以内。在真实的充气旋流器内进行有效浮选时，其液柱的高度至少为充气旋流器长度的 45% 左右。

10.2.2 流体与气泡运动速度

10.2.2.1 薄流层内流体速度

由于薄流层很薄（厚度约为 2～3mm），故可假定整个层厚上流体的径向速度为零。试验测得的薄流层内流体的切向速度和轴向速度沿充气旋流器轴向的分布规律分别如图 10-12 和图 10-13 所示。结果发现，切向速度沿轴向向下迅速降低，而轴向速度减小的幅度要小得多。

从图 10-12 可以看出，当进口流速 $v_e = 3.52$m/s 时，从进料口中心沿轴向下移 91mm（$z = 100$mm）后，切向速度急剧降至 1.18m/s，下降了 2.34m/s。切向速度的这一急剧降低，主要是由于薄流层很薄，流层间以及薄流层与器壁间的速度梯度很大。按

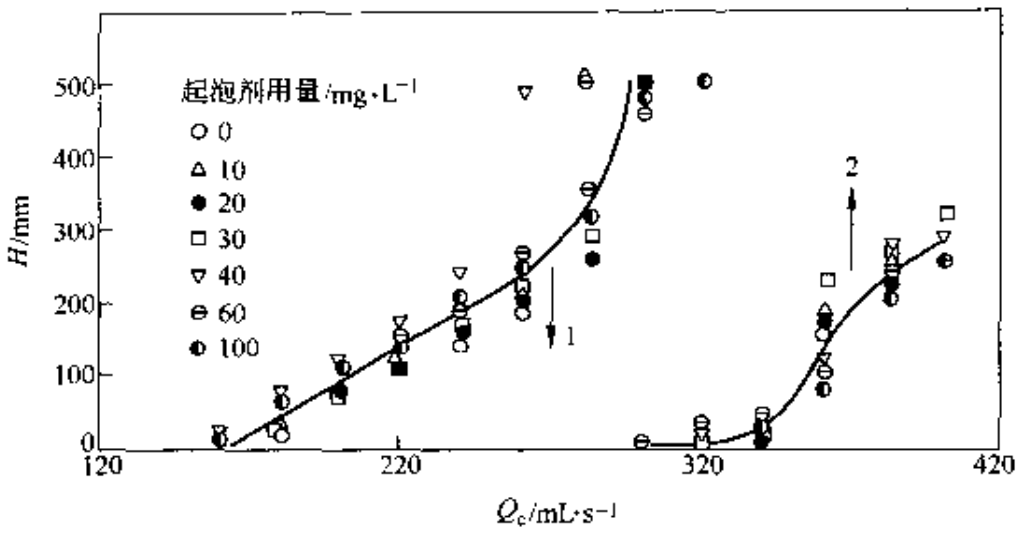


图 10-11　底流口直径及进料流量对液柱高度的影响

1—底流口直径 d_u=12.5mm；2—底流口直径 d_u=18mm

照 Newton 内摩擦定律可知，流层间以及薄流层与器壁间的摩擦力与其速度梯度成正比，所以薄流层在旋转向下运动时受到流层间以及器壁的摩擦力就很大，于是导致其动能损失也很大，从而使得薄流层的切向速度沿轴向迅速降低。

根据试验结果的分析，薄流层内流体的切向速度与轴向位置坐标的关系可由下式进行描述：

$$v_t \cdot z^n = C \tag{10-20}$$

式中，v_t 为薄流层内流体在轴向位置坐标 z 处的切向速度，n 和 C 分别为切向速度指数及常数。

图 10-12 与图 10-13 中数据的比较可以看出，轴向速度沿轴向向下而降低的幅度较小，要比切向速度下降的幅度小得多，这是因为：虽然轴向方向也有因摩擦力所引起的能量损失，却又有恒定的重力加速度来使轴向速度增大，故而轴向速度沿轴向向下而下降的幅度就要比切向速度下降的幅度小一些。很明显，在充气旋流器的下部，薄流层内流体的切向分速度比轴向分速度要小得多。这一现象说明，充气旋流器的长径比不宜过大，因为太长的充气旋流器，其内薄流层下部流体的切向速度很小，不再能提供较强的离

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

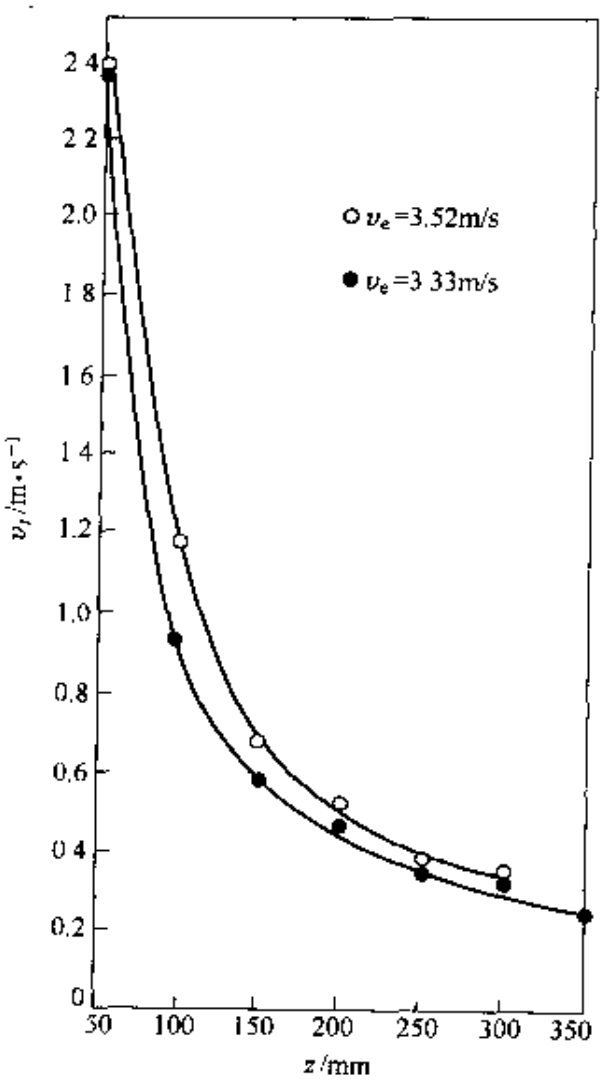


图 10-12 薄流层内流体切向速度沿轴向的分布(d_u=18mm)

心力作用,故其下部已达不到强化细粒浮选的要求。从这个角度来看,充气旋流器的多孔内筒的长径比小一些更好;同时也表明,长径比较小的充气旋流器的串联使用,同长径比较大的单个充气旋流器相比,虽然其充气面积及充气量一样大小,但前者能获得更好的细粒快速浮选效果。

充气旋流器内壁附近的旋转流层中的离心力强度随轴向位置坐标 z 的变化如图 10-14 所示(回转半径 r 取 29mm)。从图中可以发现,在充气旋流器上部的内壁附近流层内的离心力强度,随轴向位置的下降而迅速降低,当 $z>180$mm(长径比 $L/D=3$)后,其

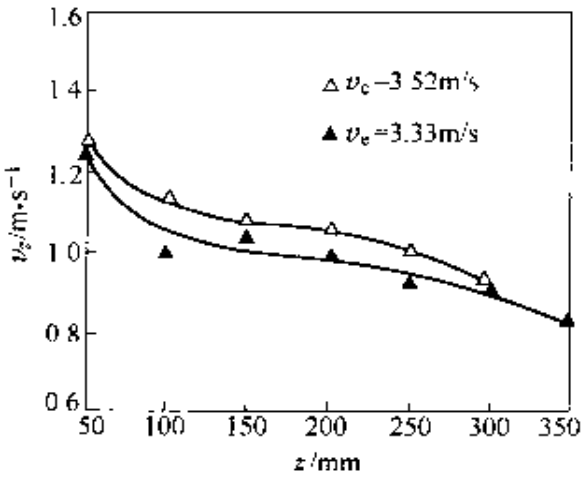


图 10-13　薄流层内流体轴向速度沿轴向的分布(d_u=18mm)

离心加速度比重力加速度还小,即说明在 $z>180$mm 的区域,将由重力起主要作用而不再是离心力起主要作用,因此这段区域对强化微细粒的浮选不再有效。若要利用充气旋流器进行有效的微细粒浮选,就应该使其内大部分区域的离心加速度大于重力加速度,这可以从控制进料速度和旋流器长径比两方面着手解决。

其他参数一定时,进料速度对薄流层内流体速度的影响如图 10-15 所示。薄流层内流体总速度 v 和切向速度 v_t 随进口流速 v_c 的增大而迅速增大。当进口流速大于 2.59m/s 时,流体总速度和切向速度增大的幅度,比进口流速增大的幅度要大。而轴向速度 v_z 随进口速度增大的幅度较小,其增大幅度始终比进口速度的增大幅度要小。这说明,增大进口速度所得到的动力,主要是转化为离心力强度的增大,所以进口速度的大小在一定程度上可被用做充气旋流器内离心力强度的标志。

10.2.2.2　液柱区内气泡运动速度

如前所述,在充气旋流器的下部充入的气体所形成的气泡,有一部分直接随外旋流通过底流口排出,另一部分则随着向内旋流转化的外旋流运动而进入内旋流。当进口流量较大时,气泡从边壁运动到中心部位所花费的时间要短些。这主要是由于进料流量越大,进口速度越大,流体切向速度也越大,导致径向压力梯度增

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

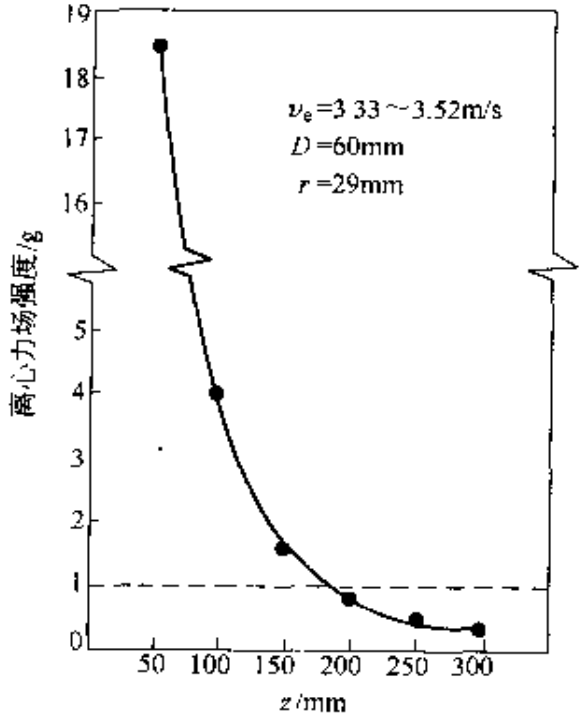


图 10-14 充气旋流器内壁附近流层内的离心力强度与轴向位置坐标的关系

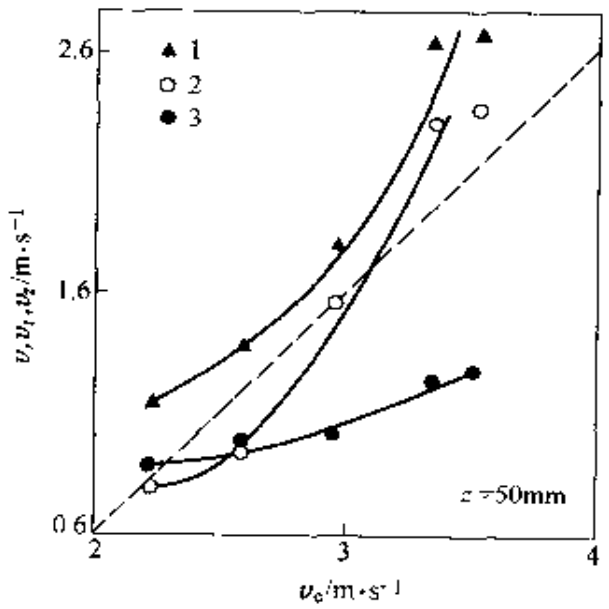


图 10-15 进口流速对薄流层内流体速度的影响

1—流体总速度;2—切向速度;3—轴向分速度

大,使气泡受到较大的向心浮力,于是气泡径向向内的运动速度就

较快。而又发现，在进料流量较大而且底流口直径也较大时，气泡在中心部位的上升速度要小些，亦是由于这一条件下流体内轴向压力梯度较小的缘故。气泡的运动速度除决定气泡在充气旋流器内的停留时间外，还影响气泡与矿粒的碰撞与附着效率，从这个角度来看，气泡运动速度越大越好。所以，在应用研究时，应调整进料流量及底流口直径，使气泡的径向速度与轴向速度达到综合最佳状态，以便获得最佳分选效果。

10.2.3　气泡矿化过程行为

10.2.3.1　矿粒与气泡的碰撞行为

充气旋流器内的矿浆流动特征与气泡的形成方式，与传统浮选设备相比有其特殊性，其内矿粒与气泡的相互碰撞行为亦具有特殊性。

充气旋流器内，矿浆中的矿粒在惯性离心力的作用下抛向器壁，而气泡的形成则恰在器壁的内表面，故矿粒与气泡的碰撞主要发生在内壁表面附近的薄流层及液柱外旋流内。矿粒与气泡碰撞接触之前，矿粒的切向速度和轴向速度比其径向速度要大，而气泡的径向速度则比其切向及轴向速度要大，故二者在碰撞时的瞬时运动方向基本相互正交，这有利于矿粒与气泡间水化层的薄化和破裂，即有利于气泡的矿化过程。

充气旋流器内矿粒与气泡间的相对速度较高，这就使其Stokes准数——表征作用于矿粒的惯性力与黏滞力之比的无因次准数也较大，也就使矿粒与气泡的相撞接触效率较高。而且由于整个器壁都充气，随矿浆旋转向下的疏水性矿粒进入充气区段后，沿程都有接触气泡的机会，直到最后形成矿化气泡离开近壁附近的流动区域，即充气旋流器内周边充气的方式提供了大量的气泡，为矿粒与气泡的相互碰撞提供了大量的机会。

根据式(10-13)、式(10-14)和式(10-20)，当其他物理量一定时，充气旋流器内惯性碰撞临界粒径$(d_p)_c$与轴向位置坐标z之间存在如下关系式：

$$(d_p)_c \propto z^{\frac{n}{2}} \tag{10-21}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

式中，n 为式(10-20)中的切向速度指数。

在充气旋流器内，矿粒发生惯性碰撞的临界粒径随轴向位置坐标的下移而单调上升，即细小矿粒只能在充气旋流器上部与气泡发生惯性碰撞，而较大粒径的矿粒在其下部仍能与气泡发生惯性碰撞。

10.2.3.2 矿粒与气泡的黏附行为

矿粒在气泡表面黏附的必要条件是，介于矿粒与气泡间的水化层破裂，形成足够长的三相接触周边，矿粒与气泡间出现固/气界面。要使矿粒与气泡间水化层破裂，矿粒与气泡相互碰撞所产生的破坏力必须超过具有一定程度定向和稳定性水化层的临界强度。充气旋流器内离心力的存在，使矿粒在与气泡碰撞时具有很高的动能，这有利于克服水化层薄化自由能的增加，从而使矿粒在气泡表面的黏附容易实现。

三相接触周边的形成和扩大，是形成稳定矿化气泡的必要条件。当气泡与黏着面较大的矿粒碰撞时，如果碰撞速度过大，残留水膜层来不及流出，在黏着的平面中存在一个水包，会致使黏着不牢固；而且，如果充气旋流器内的离心力太大，虽然能为矿粒提供大的惯性力，但由于涡流运动产生的剪切力也相应会较大，这个较大的剪切力会促使矿粒脱离气泡，不利于气泡与矿粒聚合体的稳定存在。因此，有必要使充气旋流器的进料压力处于一个最佳区间，以保证大小适度的离心力强度，为矿粒与气泡的牢固黏附提供最佳条件，而不能一味追求太大的离心力强度。

如果用碰撞几率(ψ_C)和固着几率(ψ_A)的乘积表示矿物的浮选几率(ψ_P)，则在充气旋流器内它们与矿物粒度的定性关系如图10-16所示。图中的阴影部分区间即是充气旋流器的有效浮选粒径范围。矿粒浮选几率的下限由细小矿粒与气泡的碰撞几率所决定(因为矿粒粒度越小，受矿浆黏滞力影响越显著，矿粒运动轨迹越与气泡周围流线相吻合，使碰撞几率越低)；而上限则取决于粗矿粒脱离气泡的力量即粗粒的固着几率(因为矿粒粒度越粗，脱落力越大，固着几率就越小)。由于充气旋流器内离心力的存在以及

气泡形成的特殊方式，相同粒度的细小颗粒在其内比在传统浮选机内有更高的几率与气泡相撞，从而矿粒浮选几率的下限在充气旋流器内得到扩展，于是相应地降低了矿粒有效浮选粒径下限。因此，充气旋流器内的特殊流场特征及充气方式有利于在其内进行细粒分选。若要适当兼顾较粗矿粒的浮选，就要控制适当的离心力强度，以保证矿粒与气泡间较大的固着几率。

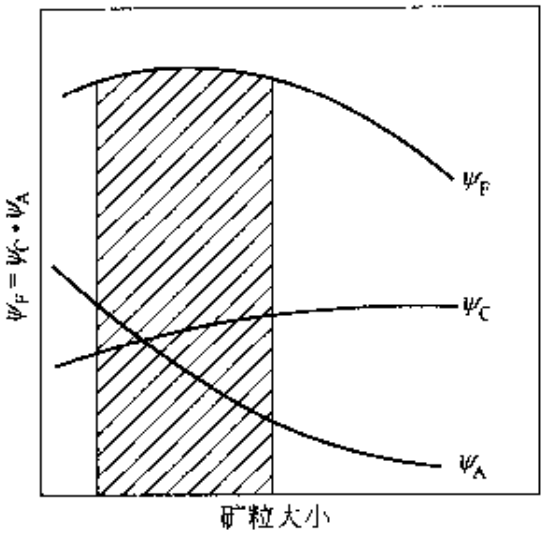


图 10-16 充气旋流器内矿粒与气泡碰撞黏附的浮选几率同矿粒大小的关系

10.3 压力场与矿化气泡运动行为[2, 11~14]

充气旋流器把旋流器的流体流动特征与泡沫浮选巧妙结合起来，同时也就导致了其内流体运动的流体动力学参数的特殊性，其中很重要的一项就是压力分布。因为在充气旋流器内，不仅泡沫相的排出受压力分布的影响，而且整个气泡（含矿化气泡）的运动过程都与压力分布有极大的关系，换言之，充气旋流器内矿粒分选过程的推动力与其压力分布有着直接的联系，所以充气旋流器内的压力分布规律直接影响着其分选效率。

另外，压力分布还影响着充气旋流器压力的损失，料浆泵的功率及电能的消耗。因此，了解充气旋流器内的压力分布规律，对于进一步认识其内矿粒分选的微观过程行为、提高其分选效率以及

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

进一步的应用研究等,都是十分重要的。

10.3.1 压力场结构

10.3.1.1 压力沿径向的分布规律

实测的充气旋流器内压力沿径向的分布规律如图 10-17 所示。充气旋流器内流体分布特征为:上段周边为薄流层区,中央为泡沫柱区,下段为液柱区。在 $z=250$mm 到 $z=100$mm 这段属于薄流层区和泡沫柱区的流体内,压力沿径向的分布呈现较特殊的规律。从中央到周边,随着半径的增大,压力先是下降,降到最低点后又开始回升;由于在外围增大的幅度比在开始减小的幅度要大,故周边压力值比中央部位压力要大。这一"鞍形"压力分布规律主要是由于存在泡沫相。在旋流器入口附近,流体的大部分动能转变为旋转动能,切向速度较大,使周边压力较大;根据相界面压力相等的原则,泡沫区与薄流层区相界面的压力也较高。因为泡沫区内上部压力趋近大气压,故充气旋流器内同一轴向坐标上的中间部位压力总比周边压力要小些。液柱区内的气泡(含矿化气泡)由于受到向心浮力的作用,故基本从中心部位旋转向上进入泡沫柱区,又使泡沫柱区中心部位得到来自下部液柱区的源源不断的压力补充,从而使得泡沫柱中心部位压力又升高。这一现象还说明,泡沫柱区内气泡向上输送的主要动力位于泡沫区的中心部位,即泡沫相主要是从中心部位向上输送的,这正好解释了溢流管外壁与薄流层之间的环隙空间不被泡沫相充满的原因。

在图 10-17 中,$z=300$mm 到 $z=550$mm 这段属于液柱区,其中流体内压力分布沿径向向外均是由小变大,只是各处变化幅度稍有差异而已,其规律基本符合式(2-3)。充气旋流器内中央部位的压力总是正压,也就是说在中央部位不会因负压的存在而产生空气柱,这是符合其内的流场分布特征的,从而也说明,在正常情况下,充气旋流器内的气体均来自多孔介质器壁的充气。

10.3.1.2 压力沿轴向的分布规律

实测的充气旋流器内的压力随轴向分布规律如图 10-18 所示。从 $z=100$mm 到 $z=550$mm 的区域内,压力随轴向位置坐标

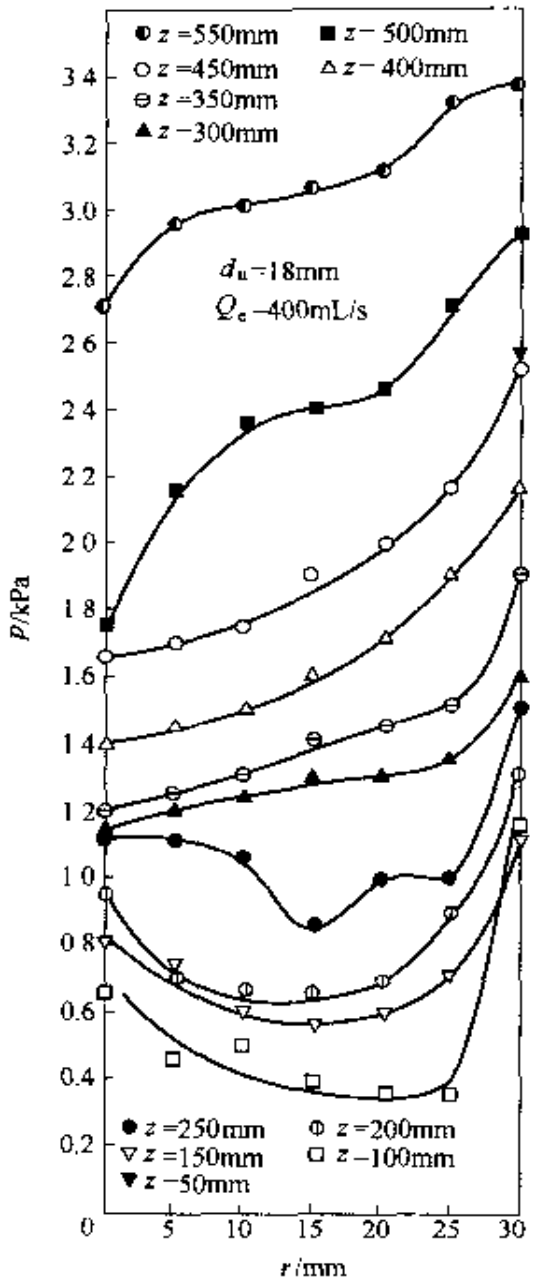


图 10-17　充气旋流器中压力沿径向的分布

z 的增大而增大，即说明轴向压力梯度主要是由于重力作用所致。图中从 $z=50$mm 到 $z=100$mm 区段的薄流层内，压力有一急剧的降低。这主要是由于 $z=50$mm 点位于溢流管端之上不与泡沫相接触，而 $z=100$mm 点位于溢流管端之下与泡沫相接触，溢流管出口又与大气相通，致使溢流管端之下薄流层区内的压力急剧

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

减少，以便趋近于邻近泡沫区内的低压力。

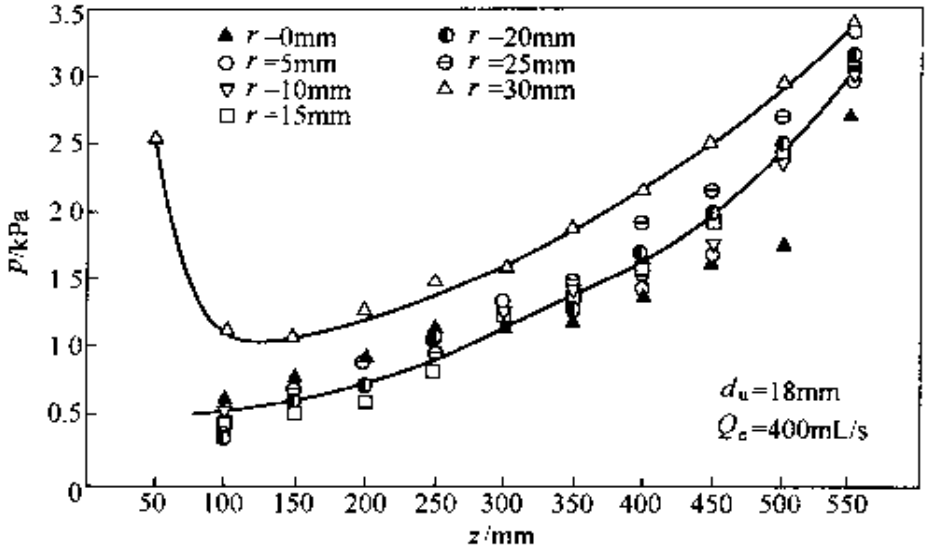


图 10-18 充气旋流器内压力沿轴向的分布

图 10-18 还表明，$r=30$mm 的周边上的压力始终比同一轴向位置上其他半径点处的压力要高，这与充气旋流器内的流动状态特征有关。实验观察发现，$r=30$mm 附近的流体层（厚度为 2～3mm）属于外旋流层，$r=25$mm 以内的流体则属于内旋流，而外旋流层为主动力层，故其内的压力比内旋流中的要高些。

10.3.1.3 结构与操作参数对压力分布的影响

图 10-19 显示了在不同结构与操作变量下，两个典型半径（$r=0$mm 和 $r=30$mm）位置上压力沿轴向的分布。在不同条件下，充气旋流器内压力的分布规律是相似的。但在小进口流量和小底流口直径时，其轴向压力梯度比在大进口流量和大底流口直径时要大一些，这说明较小的进料流量（与较小的底流口直径）将会导致较大的轴向压力损失。这是因为，进料流量越小，则流体切向分速度越小，这时重力作用相对来说越显著，故其轴向压力梯度就越大。较大的压力梯度会导致较快的气泡运动速度，从而会减小气泡（含矿化气泡）在充气旋流器内的停留时间。

10.3.2 矿化气泡运动过程的推动力

充气旋流器内矿粒的分选过程包括气泡与矿粒的接触与黏

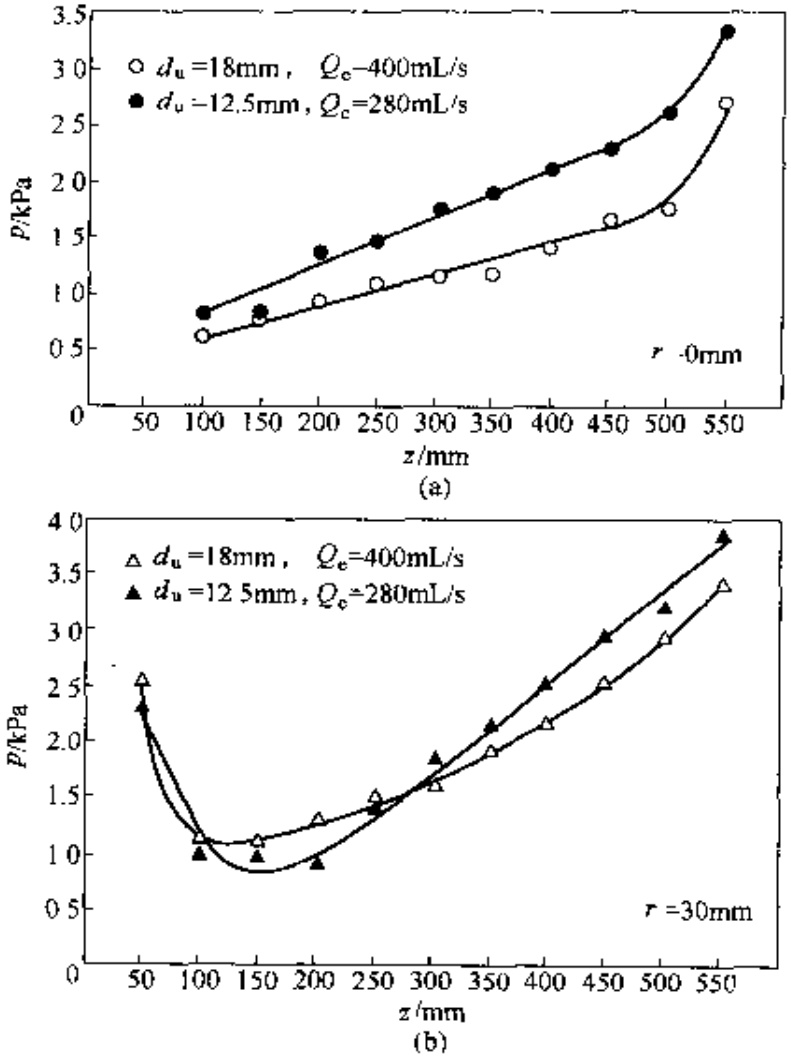


图 10-19　结构与操作参数对压力分布的影响

附，矿化气泡（此处特指各种形式的矿粒与气泡聚合体的总称）进入泡沫区的过程和泡沫相的排出过程。其中气泡与矿粒的碰撞与黏附过程主要发生在多孔器壁附近的薄流层内，受压力分布的影响较小；而后两个过程的推动力则很大程度地受压力分布的影响。故本节主要讨论矿化气泡进入泡沫柱区的过程和泡沫相的排出这两个运动过程的推动力与压力分布的关系。

压缩气体通过多孔介质周边进入充气旋流器后，在多孔壁内表面形成的气泡，最后要以矿化泡沫的形式从溢流管排出。气泡从多孔介质周边内壁形成处运动到溢流管外的整个过程中，都需

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

要一个推动力。研究结果表明,泡沫相排出过程的推动力主要来自泡沫柱区内从底部到顶部的压力差本身。该压力差越大,泡沫相排出的推动力越大。

在充气旋流器内,气泡刚形成时,仅受流体黏滞力的作用而随流体作回旋向下运动。由于旋转流体内因惯性离心力沿径向传递的结果,使得流体内沿径向上有压力梯度存在,且此压力梯度始终是沿半径方向向外增大。这就使与流体一道做回转运动的气泡受到一个向心浮力(因为浮力的实质便是物体两侧表面所受静压强不同所致),它与流体内的径向压力梯度成正比。该向心浮力即是气泡从周边进入中心泡沫柱区的径向运动的主要推动力。这表明,流体内径向压力梯度越大,气泡向心运动的推动力也越大。从图 10-17 可以看出,周边($r=30$mm)与附近区域($r=25$mm)之间的径向压力梯度随轴向位置坐标 z 的增大而减少,这表明在充气旋流器上部周边的气泡比在下部周边的气泡受到更大的向心浮力,亦说明薄流层内的气泡比液柱区周边液层内的气泡将受到较大的向心浮力的径向推动。

由于受流体黏滞力的作用,一部分气泡随外旋流运动到液柱下部挡板附近,这时外旋流中的流体有一部分向内旋流转换(即有一部分流体沿径向向内运动),气泡依助流体黏滞力与向心浮力的共同推动作用沿径向进入内旋流,并因向心浮力作用而向内进入内旋流中心部位。

液柱区内的流体分为向下流动的外旋流层和向上流动的内旋流两种流动形式。进入液柱区内旋流下部的气泡,依靠轴向压力梯度所产生的轴向向上的浮力和向上运动流体的黏滞力的共同推动作用而向上运动。由于液柱区内有如图 10-17 所示的径向压力分布(即有径向压力梯度存在),使液柱内的气泡主要是在中心部位沿轴向向上进入泡沫柱区。轴向压力梯度的大小和内旋流向上运动的速度均会影响气泡向上运动的速度。

综上所述,由于充气旋流器内压力分布和液流运动的特征,矿化气泡进入泡沫柱区有两条途径,一是从薄流层区沿径向向内进

入泡沫柱区，二是从液柱区中心部位沿轴向向上进入泡沫柱区。沿这两条途径运动的气泡，都受到由于流体内压力梯度的存在而产生的浮力的推动作用。

10.3.3　矿粒大小对矿化气泡运动行为的影响

若把矿化气泡（矿粒与气泡聚合体的总称）的外形假定为球形，则一个当量直径为 d_m 的矿化气泡在充气旋流器内径向上所受的离心力和向心浮力分别为

$$F_C=\frac{\pi d_m^3\rho_m v_t^2}{6r} \tag{10-22}$$

$$F_B=\frac{\pi d_m^3\rho v_t^2}{6r} \tag{10-23}$$

式中，F_C 为离心力，F_B 为向心浮力，d_m 为矿化气泡当量直径，ρ_m、ρ 分别为矿化气泡及介质密度，v_t 为流体切向速度，r 为回转半径。

矿化气泡若要沿径向向内运动，必须有：

$$F_B \geqslant F_C$$

即

$$\rho \geqslant \rho_m \tag{10-24}$$

显然，矿化气泡密度越小，则矿化气泡的径向向内运动越容易。

假定一个矿化气泡聚合体由 m 个直径为 d_b 的气泡和 n 个直径为 d_p 的矿粒组成，若忽略气泡本身以及气泡表面水膜的质量，则矿化气泡的密度简单地描述为

$$\rho_m=\frac{n\pi d_p^3\rho_p/6}{m\pi d_b^3/6+n\pi d_p^3/6} \tag{10-25}$$

为了讨论单独矿粒与气泡大小的影响，可将上式化为下列两式：

$$\rho_m=\frac{nd_p^3\rho_p}{md_b^3+nd_p^3} \tag{10-26}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

以及

$$\rho_m = \left(1 - \frac{md_b^3}{md_b^3 + nd_p^3}\right)\rho_p \tag{10-27}$$

某一确定的矿物，其密度 ρ_p 已定，则可以从上两式得知：对一定的气泡，从式(10-26)可以发现，附着的矿粒直径 d_p 越小，矿粒数 n 越少，矿化气泡密度 ρ_m 也越小；而对于一定的矿粒，则从式(10-27)可以看出，附着的气泡直径 d_b 越大，气泡数 m 越多，矿化气泡的密度才越小。

若以 $\rho_m = \rho$ 为矿化气泡径向向内运动的临界密度，则密度 $\rho_m \leqslant \rho$ 的矿化气泡即可向内运动。由于充气旋流器边壁为均匀充气，故可假定从上到下整个边壁上形成的气泡的平均直径一定。那么从上述分析可以得知：对于直径较小的矿粒，它只需要附着较少的气泡就可使其矿化气泡密度达到向内运动的临界密度；而直径较大的矿粒，则需要附着较多的气泡才可使其矿化气泡密度达到该临界密度。此即说明，在充气旋流器内，粒度较小的疏水性矿粒在旋流器的上部周边即会随矿化气泡向内运动进入泡沫柱区；直径较大的疏水性矿粒则要运动到旋流器下部周边，直至黏附到足够的气泡才会随矿化气泡向内运动；而那些直径太大的疏水性矿粒，即使黏附了一定的气泡，但由于气泡的数量不足以使矿粒-气泡聚合体的密度降到向内运动的临界密度，最后会随底流排出。也就是说，这些矿粒的粒径已超出了充气旋流器的有效浮选粒度上限。

另外，前面已知充气旋流器内薄流层内流体切向速度沿轴向从上到下会迅速下降。又由式(10-22)和式(10-23)可知矿化气泡在径向上向内运动所受动力合力 F 为

$$F - F_B - F_C = (\rho - \rho_m)\frac{\pi d_m^3}{6r}v_t^2 \tag{10-28}$$

上式表明，在具有较大的切向速度 v_t 时，具有较小直径 d_m 和较大密度 ρ_m 的矿化气泡就能实现沿径向向内的运动；反之，若切向速度较小时，具有较大直径和较小密度的矿化气泡才能实现

径向向内运动。这说明，对于同样大小的疏水性矿粒来说，若所附的气泡相同时，在充气旋流器内的上部比在下部更容易实现向内运动的过程。但由于充气旋流器内边壁充气产生大量的气泡，使矿粒向下运动的沿程都有与气泡碰撞附着的机会，所以，总的来说还是有如下规律：细小疏水性矿粒大多在上部随矿化气泡向内进入泡沫柱区，在上部来不及进入泡沫区的较粗的疏水性矿粒在下部随矿化气泡向内运动，而太粗的疏水性矿粒则由底流口排出。

10.3.4　离心力强度对矿粒与气泡黏着牢固度的影响

在矿化气泡运动过程中，要尽量避免矿粒中途脱落，使矿粒不致于重新返回料浆层，这就要求矿粒与气泡的黏着具有足够的牢固度。由于充气旋流器内的离心加速度比重力加速度要大几十倍，所以矿粒沿径向脱落的几率要比轴向脱落的几率大得多。本节将从矿粒在液-气界面上的径向受力分析着手，来讨论离心力强度对矿粒与气泡黏着牢固度的影响。

球形颗粒在大气泡上的黏着状态如图 10-20 所示。径向上作用在气-液界面上的球形颗粒的力主要有：

1）离心力 F_C，这是引起矿粒从气-液界面脱落的主要作用力，设矿粒的瞬时离心加速度为 a_C，则有

$$F_C=\frac{\pi d_p^3}{6}\rho_p a_C \tag{10-29}$$

2）向心浮力 F_B，是矿粒没入液相中的部分所受到的液体径向浮力，方向与离心力相反。

$$F_B=\frac{\pi d_p^3}{24}\rho a_C[(1-\cos\omega)^2(2+\cos\omega)] \tag{10-30}$$

3）黏着力 F_A，是沿着三相接触周边作用的气-液界面张力的垂直分力，是保证矿粒在气-液界面黏着的主要因素。在图 10-20 中，其方向与向心浮力相同。

$$F_A=2\pi r_o\sigma\sin\varphi_o=-2\pi r_o\sigma\sin(\omega+\theta)=-\pi d_p\sigma\sin\omega\sin(\omega+\theta) \tag{10-31}$$

式中，σ 为表面张力。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

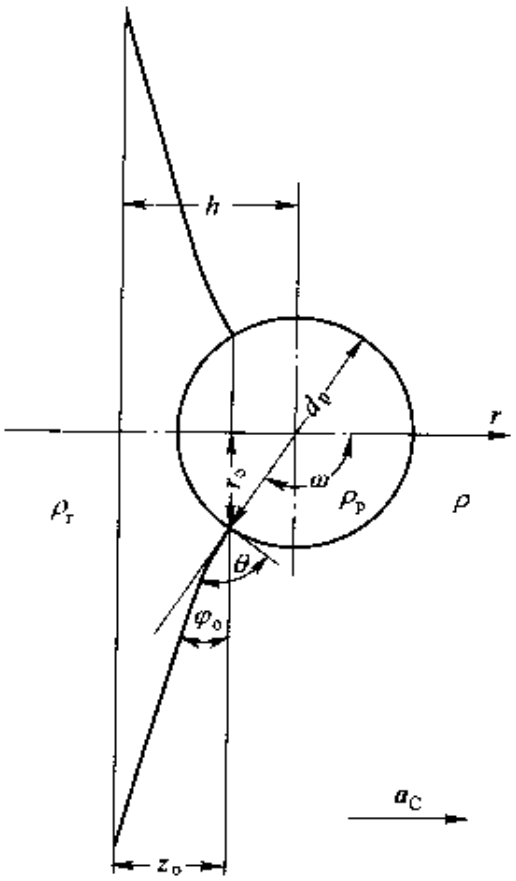


图 10-20 附着在气-液界面上的球形矿粒

4) 径向水静压力 F_W，是指接触面上由于充气旋流器内离心力的存在而导致液流内沿径向的水静压差，液层厚度为 Z_o，方向同向心浮力。

$$F_W = \pi r_o^2 Z_o \rho a_C = \frac{\pi d_p^2}{4}\sin^2\omega\left[h - \frac{d_p}{2}\cos(180^\circ - \omega)\right]\rho a_C$$

$$= \frac{\pi d_p^3}{8}\left(\frac{2h}{d_p}\sin^2\omega + \cos\omega - \cos^3\omega\right)\rho a_C \qquad (10\text{-}32)$$

5) 毛细压力 F_σ，是指作用于接触面上的气泡的毛细压力，方向同黏着力。

$$F_\sigma = P_\sigma \pi r_o^2 \qquad (10\text{-}33)$$

式中，P_σ 为气泡的毛细压强。对于大气泡小矿粒，毛细压力 F_σ 可忽略不计。

根据以上的受力分析，除了离心力之外，其余各力均有利于矿粒与气泡的黏着，则矿粒所受的有利于附着的合力(毛细压力忽略不计)为

$$\sum F = F_B + F_A + F_W \tag{10-34}$$

将各力的具体表达式代入上式，则有

$$\sum F = \frac{1}{12}\pi d_p^3 \rho a_C \left(1 + \frac{3h}{d_p}\sin^2\omega - \cos^3\omega\right) - \pi d_p \sigma \sin\omega \sin(\omega + \theta) \tag{10-35}$$

由上式可见，当矿粒及离心力强度一定时，即 d_p、θ、a_C 一定时，$\sum F$ 是 h 及 ω 的函数；h 是矿粒的没入深度指标；ω 为中心角，二者有一定的函数关系，即有 $h = f(\omega)$，可以通过求解接触周边的气-液弯月面方程求得，并且可以得出在一定的中心角 ω' 时，$\sum F$会达到极大值$\sum F_{max}$。矿粒所受离心力一旦等于或超过该极大值$\sum F_{max}$时，矿粒便会脱落，方程式为

$$\frac{1}{6}\pi d_p^3 \rho_p a_C \geqslant \frac{1}{12}\pi d_p^3 \rho a_C \left(1 + \frac{3h'}{d_p}\sin^2\omega' - \cos^3\omega'\right) - \pi d_p \sigma \sin\omega' \sin(\omega' + \theta) \tag{10-36}$$

式中，ω'为$\sum F_{max}$所对应的中心角，$h' = f(\omega')$。

上式可以整理为

$$\frac{1}{12}d_p^2\left[2\rho_p - \rho\left(1 + \frac{3h'}{d_p}\sin^2\omega' - \cos^3\omega'\right)\right]a_C \geqslant -\sigma \sin\omega' \sin(\omega' + \theta) \tag{10-37}$$

由式(10-37)可见，对于给定的矿粒及液体体系，随着离心加速度 a_C 的增大，即离心力强度的增大，矿粒与气泡的黏着牢固度相应减小，矿粒更容易从矿化气泡上脱落。

10.3.5　离心力强度对矿化气泡运动行为的影响

从式(10-28)已知矿化气泡在径向上向内运动所受动力合力。假定此时矿粒与气泡的黏着牢固度足以克服矿粒所受的脱落力，即矿粒不致脱落。显然，对于一定的矿化气泡，ρ_m、d_m 一定。若离心加速度越大，则矿化气泡所受径向向内运动的动力越大，即矿

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

化气泡越容易实现径向向内运动。这正好解释了前面所述的液柱内气泡径向向内运动速度随离心力强度大小的变化规律。

然而上节已表明，随着离心力强度的增大，矿粒与气泡的黏着牢固度会相应减小，矿粒更容易从矿化气泡上脱落；而且从式(10-37)可以看出，随着离心加速度的增大，矿粒发生脱落现象的临界粒径会相应变小。由于从矿化气泡上脱落的矿粒进入矿浆后将随底流排出，即得不到分选，故矿粒发生脱落的临界粒径也就是充气旋流器内有效浮选的矿粒粒径上限，即说明离心力强度的增大会使充气旋流器内有效浮选的矿粒粒径上限下降。根据作用于矿粒与气泡聚合体上表面张力与离心力的平衡，可以得出关于有效浮选矿粒粒径上限 d_{max} 与离心加速度之间的关系式：

$$d_{max}=C\left(\frac{v_t^2}{R}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{10-38}$$

式中，d_{max} 为有效浮选矿粒粒度上限；C 为常数，与表面张力、矿粒密度及气泡大小等有关；v_t 为切向速度；R 为充气旋流器半径。该式表明，充气旋流器内有效浮选的矿粒粒度上限与其周边液层内的离心加速度的平方根成反比。

综上所述可以看出，充气旋流器内的离心力强度存在一个最佳值，这就是在保证所要求的浮选粒度范围内的矿粒不至于从矿化气泡上脱落的前提下，尽量增大离心力强度，使矿化气泡更容易实现径向向内进入泡沫柱区的过程。

10.4 矿粒的受力与运动[2, 15]

10.4.1 矿粒的受力与运动行为

这里以一粒径为 d、密度为 ρ_s 的典型颗粒来分析充气旋流器内颗粒的径向与轴向受力情况。

10.4.1.1 颗粒径向受力分析

充气旋流器内的颗粒在径向上所受的两大动力分别是离心力和向心浮力，同时还受流体阻力的作用，表述公式分别同式(1-5)和式(1-6)。颗粒在径向方向运动时所受的总合力为

$$\boldsymbol{F}_r = \boldsymbol{F}_C + \boldsymbol{F}_B + \boldsymbol{F}_D \tag{10-39}$$

其中，若 $F_C > F_B$，则 $\boldsymbol{F}_D$ 的方向同于 $\boldsymbol{F}_B$；反之，若 $F_B > F_C$，则 $\boldsymbol{F}_D$ 的方向同于 $\boldsymbol{F}_C$。于是可得径向合力的大小为

$$F_r = \begin{cases} \dfrac{\pi d^3}{6}(\rho_s - \rho)\omega^2 r - \xi \dfrac{\pi d^2 \rho w^2}{8}, \rho_s \geqslant \rho \\ \dfrac{\pi d^3}{6}(\rho_s - \rho)\omega^2 r + \xi \dfrac{\pi d^2 \rho w^2}{8}, \rho_s \leqslant \rho \end{cases} \tag{10-40}$$

式中，若 $F_r > 0$，则 $\boldsymbol{F}_r$ 的方向同于 $\boldsymbol{F}_C$ 的方向；反之，若 $F_r < 0$，则 $\boldsymbol{F}_r$ 的方向同于 $\boldsymbol{F}_B$ 的方向。

10.4.1.2　颗粒轴向受力分析

充气旋流器内的颗粒在轴向上分别受重力 F_G、向上浮力 F_b 和流体阻力 F_d 的作用。同理，得到颗粒在轴向方向上所受的总合力的大小为

$$F_z = \begin{cases} \dfrac{\pi d^3}{6}(\rho_s - \rho)g - \xi' \dfrac{\pi d^2 \rho u^2}{8}, \rho_s \geqslant \rho \\ \dfrac{\pi d^3}{6}(\rho_s - \rho)g + \xi' \dfrac{\pi d^2 \rho u^2}{8}, \rho_s \leqslant \rho \end{cases} \tag{10-41}$$

式中，ξ' 为轴向阻力系数，其大小确定方法同径向阻力系数；u 为颗粒与介质之间在轴向上的相对速度。若 $F_z > 0$，则 $\boldsymbol{F}_z$ 的方向垂直向下；反之，若 $F_z < 0$，则 $\boldsymbol{F}_z$ 的方向垂直向上。

10.4.1.3　亲水性颗粒的运动

由于亲水性矿粒在正常情况下不会与气泡黏附，故其在充气旋流器中的运动仍以其自身的密度和粒度进行，这时一般都为 $\rho_s > \rho$。当颗粒在径向上受力达到平衡即 $F_r = 0$ 时，颗粒在径向上的运动速度达到运动末速 w_0，于是由式(10-40)可得

$$\frac{\pi d^3}{6}(\rho_s - \rho)\omega^2 r = \xi \frac{\pi d^2 \rho w_0^2}{8} \tag{10-42}$$

整理为

$$w_0^2 = \frac{4d(\rho_s - \rho)\omega^2 r}{3\rho\xi} \tag{10-43}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

普通旋流器内固相颗粒与介质间的相对运动一般都认为属于层流状态，而充气旋流器只不过是一种异型旋流器，故其内的颗粒与介质间的相对运动亦可认为属于层流状态，即有 $\xi=\dfrac{24\mu}{dw\rho}$。于是式(10-43)可化为

$$w_o=\frac{d^2(\rho_s-\rho)\omega^2 r}{18\mu} \tag{10-44}$$

同理，可以求得颗粒在轴向上的运动末速 u_o：

$$u_o=\frac{d^2(\rho_s-\rho)g}{18\mu} \tag{10-45}$$

于是，亲水性矿粒在径向和轴向上的绝对运动速度分别为

$$v_r=u_r+w_o \tag{10-46}$$

和

$$v_z=u_z+u_o \tag{10-47}$$

式中，u_r 和 u_z 分别为流体介质在径向和轴向上的运动速度。

由于薄流层区内流体的径向速度基本为零，故有 $v_r=w_o$。也就是说，在薄流层区，不论粒径大小如何，亲水性矿粒都在以一定的速度沿径向向周边运动。在薄流层区内亲水性矿粒沿轴向则以(u_z+u_o)的速度向下运动。而到了液柱区下部，由于流体出现了径向向内的流动，这时某些细小的亲水性矿粒的径向沉降末速 w_o 小于流体向内的径向速度 u_r，则它们会以(u_r-w_o)的速度沿径向向内运动。进入液柱内旋流的这部分亲水性矿粒若在液柱顶部不能返回外旋流中去，则将随泡沫产品从溢流口排出；而在液柱周边下部，那些粒径大得足以使其沉降末速$|w_o|>|u_r|$的亲水性矿粒，将进入底流而从底流口排出。

10.4.1.4 疏水性颗粒的运动

疏水性矿粒被泵入充气旋流器后，随流体作旋转运动，并与在多孔边壁处形成的气泡发生碰撞并黏附，形成矿化气泡(矿粒与气泡的聚合体的总称)。所以，大部分疏水性矿粒的运动实质上就是矿化气泡的运动。显然，矿化气泡的密度比疏水性矿粒的密度要

小得多，而其粒度则要大得多。当矿化气泡的密度 ρ_m 小到比流体介质密度 ρ 还小时，它所受到的向心浮力会大于离心力。同样，其向上浮力会大于重力。这时矿化气泡在径向和轴向方向上的运动末速的速度方向分别是径向向内和轴向向上的。同理，可仿照式(10-44)、(10-45)、(10-46)和(10-47)得出矿化气泡的径向运动末速和轴向运动末速，以及矿化气泡在径向和轴向上的绝对运动速度矢量。

由于薄流层区内流体的径向速度基本为零，则只要矿化气泡的密度 $\rho_m<\rho$，它都会以一定的速度沿径向向内运动。在薄流层内，矿化气泡沿轴向向下运动。疏水性矿粒黏附的气泡越多，即 ρ_m 越小、d_m 越大，则其径向向内的运动速度也越大，其轴向向下运动的速度则越小。这说明在薄流层区内疏水性矿粒黏附的气泡越多，则越有希望从薄流层区直接沿径向向内进入泡沫柱区。进入泡沫柱区的矿化气泡，主要依靠轴向向上的浮力和轴向压力差而沿轴向向上运动，并从溢流口排出。因此，充气旋流器在工作时，其充气量一定要充足，否则，即使疏水性矿粒已与一定量的气泡黏附形成了矿化气泡，但若矿化气泡的密度仍大于流体介质密度，则矿化气泡也不可能进入溢流，就达不到分选的效果。另外，太大的疏水性矿粒因黏附不到足够的气泡，或者是因所受惯性力太大而从矿化气泡上脱落，都只能随底流排出。

10.4.2　分离粒度

由于充气旋流器内同时具有分级作用和浮选作用，所以其分离粒度与普通旋流器的分离粒度有很大的不同。充气旋流器内矿粒的分离粒度不仅与其矿粒自身的密度和粒度有关，而且还与矿粒的表面物理-化学性质有关，即亲水性矿粒的分离粒度与疏水性矿粒的分离粒度是不一样的。

10.4.2.1　亲水性矿粒的分离粒度

充气旋流器内的亲水性矿粒的分级曲线如图 10-21 所示。从图中数据可以发现，细小的亲水性矿粒如粒径小于 10μm 者，在充气旋流器中进入底流的产率比在普通分级设备中要高。当进料量

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

为 57.9L/min 时，粒径小于 10μm 的亲水性颗粒进入底流的产率高达 50%～60%。随着进料流量的减小，亲水性矿粒进入底流的产率会相应减小。之所以会出现如图 10-21 所示的亲水性矿粒分配曲线，是因为实验研究中所用的模型结构是用以进行浮选研究的，所以尽量抑制了亲水性矿粒进入溢流的机会。如果对其充气旋流器的底流排出结构进行改动，势必会影响其亲水性矿粒的分级情况。比如，如果把充气旋流器的结构改为主要用以分级，那么其亲水性矿粒的分配曲线会比图 10-21 中的曲线陡峭些，并且位置下移，即进入底流的细小亲水性矿粒的产率会变小。

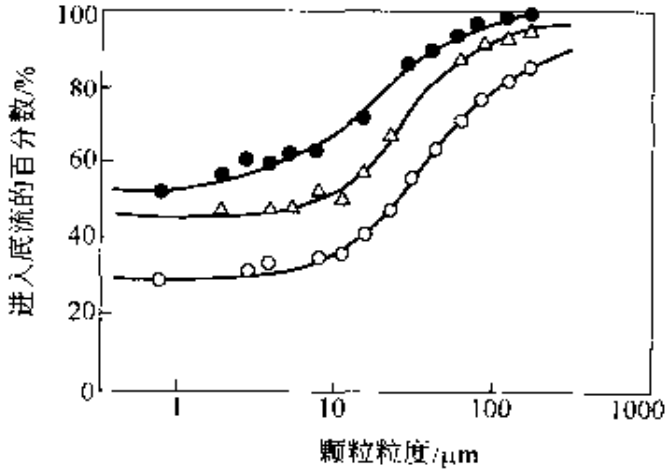


图 10-21 充气旋流器中亲水性颗粒的分配曲线

○—进料量 29.5L/min，30.2%的水量进入底流；

△—进料量 42.4L/min，46.2% 的水量进入底流；

●—进料量 57.9L/min，47.7%的水量进入底流

10.4.2.2 疏水性矿粒的分离粒度

充气旋流器内疏水性矿粒的分离粒度即是有效浮选的矿粒粒度上限，不仅与矿石自身的密度和粒度有关，而且与充气量大小、离心力强度大小以及矿粒表面疏水性强弱等有关。图 10-22 所示的是在用充气旋流器浮选黄金、铜和煤时浮选回收率与矿粒粒径的关系，图 10-23 所示的是在用充气旋流器浮选火山岩硫化矿时不同解离度的矿粒回收率与粒径大小的关系。从图 10-22 可以发现，在矿石密度较小时，浮选回收率随矿粒粒度的增大而降低的幅

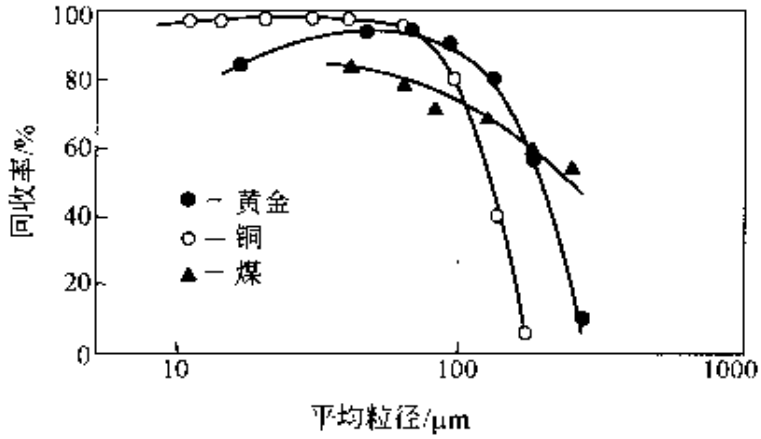


图 10-22　充气旋流器浮选回收率与矿粒粒度大小的关系

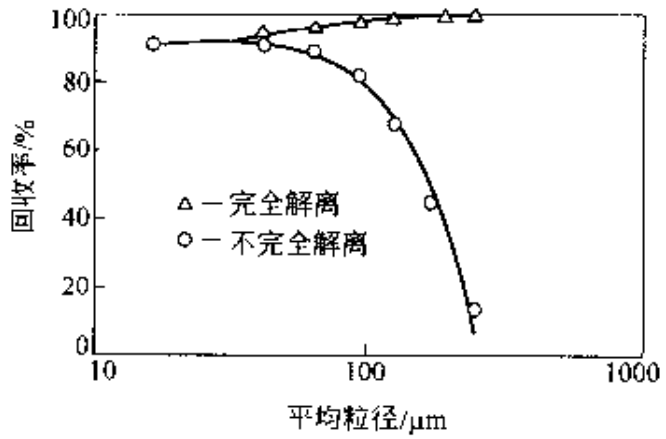


图 10-23　充气旋流器浮选火山岩硫化矿时的回收率与矿粒粒度大小的关系

度也较小。这说明，当疏水性矿粒密度较小时，在充气旋流器内的分离粒度就会较大；反之则较小。图 10-23 中的数据表明，对于不完全解离的矿粒，当其矿粒粒径大于 100μm 后，浮选回收率随矿粒粒径的增大迅速降低；而对于完全解离的矿粒，其浮选回收率随矿粒粒度增大而升高，一直到颗粒粒径增大到 250μm 时，浮选回收率仍不见降低。这说明在充气旋流器中，对于完全解离的疏水性矿粒，均会由于浮选作用而进入溢流，即说明用充气旋流器作为分级设备时，完全解离的疏水性矿粒绝大部分将会从溢流口排出，而不会进入底流返回磨机再磨，造成有用矿物的过磨；而对于不完

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

全解离的矿粒，充气旋流器仍然具有分级作用，使具有较大粒径的这类矿粒进入底流重新返回磨机得到再磨。

参考文献

1 褚良银，陈文梅等. 水力旋流器. 北京：化学工业出版社，1998

2 褚良银. 充气水力旋流器分选过程行为研究及应用开发：博士学位论文. 沈阳：东北大学，1994

3 褚良银. 离心浮选及其研究进展. 过滤与分离，1994，(4)：3～6

4 褚良银，罗茜. 充气水力旋流器研究文献的分布规律与其研究趋向. 国外选矿快报，1993，(11)：6～8

5 褚良银，罗茜. 水力旋流器式浮选机的研究进展. 国外金属矿选矿，1993，30(11)：6～15

6 褚良银，罗茜. 磁力水力旋流器. 中国矿业，1993，2(4)：72～74

7 褚良银，罗茜. 水力旋流浮选器. 选矿机械，1992，(4)：32～37

8 Chu Liang-Yin, Luo Qian. Flow field in the air-sparged hydrocyclone. Transactions of Nonferrous Metals Society of China (English edition), 1994, 4(3): 30～35

9 褚良银. 充气水力旋流器内气泡矿化过程分析研究. 见：第二届中国青年选矿学术研讨会论文集，沈阳，1993年10月，31～36

10 褚良银，罗茜，余仁焕. 充气水力旋流器内流场的研究 化工矿山技术，1994，23(3)：20～23

11 Chu Liang-Yin, Luo Qian. Pressure distribution in the air-sparged hydrocyclone. Transaction of Nonferrous Metals Society of China (English edition), 1994, 4(4): 20～24, 28

12 褚良银，罗茜，余仁焕. 充气水力旋流器内压力分布的研究. 化工矿山技术，1994，23(5)：16～19

13 褚良银，罗茜，余仁焕. 充气水力旋流器内矿化气泡运动行为研究. 过滤与分离，1996，(2)：8～11，34

14 褚良银，罗茜，余仁焕. 充气水力旋流器分选过程中离心力强度研究. 金属矿山，1995，(12)：28～41，62

15 褚良银，罗茜，余仁焕. 充气水力旋流器内颗粒的受力与运动. 化工装备技术，1995，16(5)：4，5～7

11 充气旋流器的分选特性

引言

自充气旋流器于20世纪80年代初问世以来，人们已经用它在许多领域诸如细粒煤浮选、铜矿浮选、黄金浮选、黄铁矿浮选、油水分离、废纸回收纸浆脱墨及废水废料整治等方面进行了大量浮选试验及应用研究，取得了许多可喜的效果[1~4]。充气旋流器通常被认为是一种高效的细粒物料快速浮选装置。近来，本书作者把充气旋流器的结构进行适当改进后，用以控制避免细磨回路中细粒级大密度有用矿物的过磨，同样取得了可喜的效果[1, 5~9]。在这种改进型充气旋流器中，分级与富集同时存在[1, 10~13]。本章将较为系统地介绍采用改进型充气旋流器处理含铜多金属硫化矿时的分级与富集特性，以及用充气旋流器控制避免有用矿物过磨方面的内容。

11.1 充气旋流器分级与富集特性[1, 10~13]

11.1.1 结构参数对分级与富集特性的影响

同时具有分级与浮选功能的改进型充气旋流器的结构简图及参数设置分别如图11-1及表11-1所示。与一般用做浮选设备的充气旋流器相比，其改进之处主要在于：1）筒体长径比约减小一半；2）溢流管为厚壁结构；3）底部设计为锥形；4）溢流口与底流口面积之比值较大。处理物料为含铜多金属硫化矿，其粒度组成及铜含量分布见表11-2。矿浆pH值为8~8.5。

为方便简洁地表述分级与富集性能，特定义如下符号：溢流中铜的回收率为ε，颗粒进入溢流的质量百分率为γ，溢流中铜的富集比为i；$-38\mu m$粒级（-400目）、$+38-75\mu m$粒级（$+400$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

表 11-1 充气旋流器结构参数

参数名称	符号	参数值
进料口面积	$a \times b$	24mm×8mm
多孔管		
内径	D	74mm
厚度	δ_w	10mm
长度	L	300mm
平均孔径	d_c	5～10μm
进料室高度	L_o	50mm
溢流管		
内径	d_o	20，24，28mm
外径	D_o	58mm
插入深度	H	53、83、133mm
底流室高度	L_u	70mm
底座挡板直径	D_u	64mm
底流室锥角	θ	60°
底流口直径	d_u	8，12，16mm

表 11-2 物料粒度及铜含量分析 %

粒级/μm	产率	铜品位	铜分布
+75	38.78	1.727	33.39
-75+38	26.01	2.020	26.20
-38	35.21	2.302	40.41
Σ	100.0	2.006	100.0

-200 目)、+75μm 粒级(+200 目)和整个固相分别用下标-400、+400-200、+200 及 0 来表示;进入溢流的水量(溢流中水量与进料中水量之比)为 W_S;-38μm(-400 目)及-75μm(-200 目)粒级物料的分级效率分别由 E_{-400}和 E_{-200}来表示,分级效率由下式计算:

$$E=\frac{(\alpha-\theta)(\beta-\alpha)}{\alpha(1-\alpha)(\beta-\theta)}\approx\frac{\gamma_o(\beta-\alpha)}{\alpha(1-\alpha)} \tag{11-1}$$

式中,α、β 和 θ 分别为计算级别的颗粒在进料、溢流和底流中的百

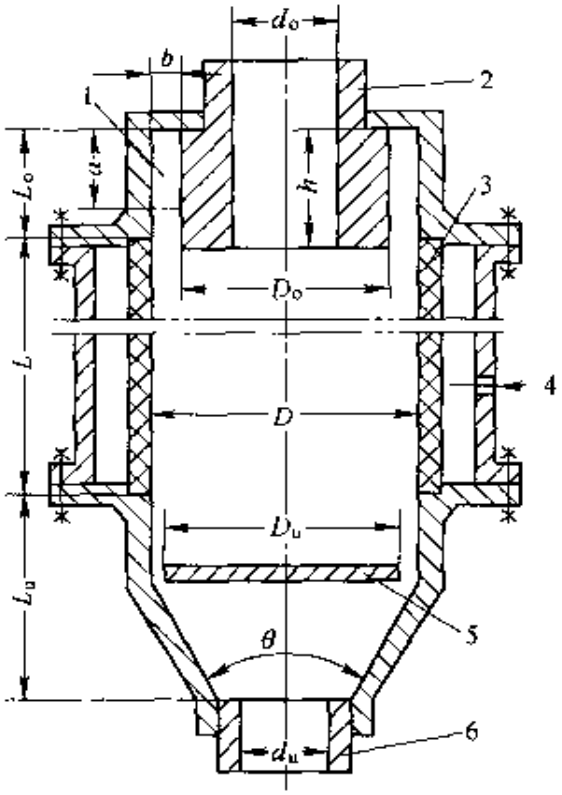


图 11-1　改进的充气旋流器结构简图

1— 进料口;2—厚壁溢流管;3—聚乙烯多孔管;4—充气;5—底座挡板;6—底流管

分含量,以小数表示;γ_o为固相在溢流中的产率。

11.1.1.1　底流口直径对分级与富集特性的影响

底流口直径对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-2 所示。试验结果表明,底流口直径增大时,ε_{-400}、$\varepsilon_{+400-200}$、ε_0、γ_{-400}、$\gamma_{+400-200}$及 γ_0 均单调下降,ε_{+200}及 γ_{+200}则先上升到一极值后又下降。较大的底流口直径会导致较大的底流流量,于是进入溢流的固相颗粒量及铜在溢流中的回收率均会较小。细粒级物料在溢流中的产率及铜回收率随底流口直径变化而变化的幅度要比粗粒级物料的变化幅度大得多。

进入溢流的水量随底流口直径的增大而减少。进入溢流的水量是充气旋流器分选性能中的一个重要指标,一般地,进入溢流的水量太多即会导致低的分选效率,因为大量细粒级亲水性矿粒会

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

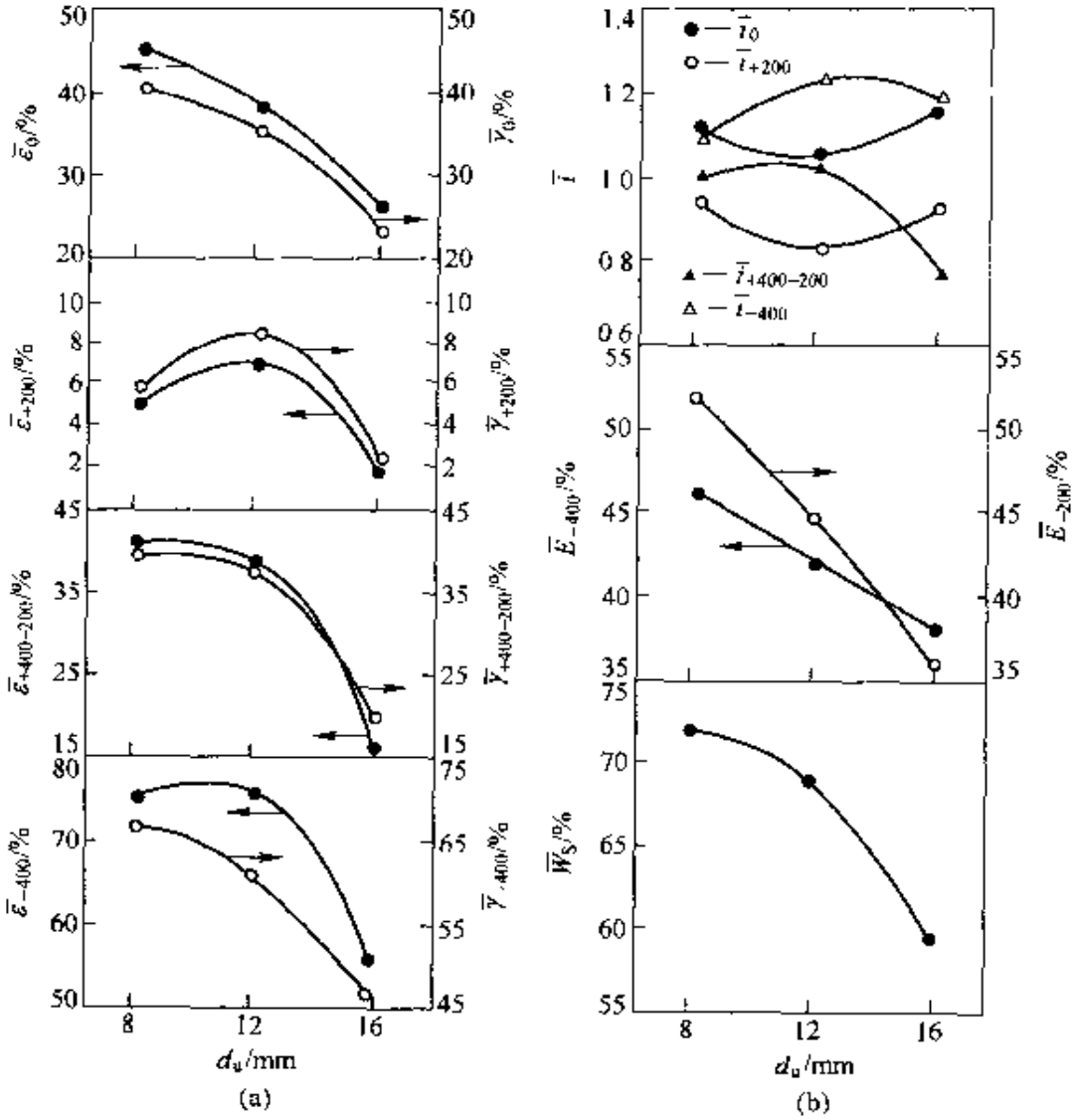


图 11-2 底流口直径对分级与富集特性的影响

随水流一起进入溢流。这表明,较大的底流口直径会导致较少的细粒级亲水性矿粒进入溢流。

随着底流口直径的增大,分级效率 E_{-400} 及 E_{-200} 均单调下降。如前所述,较大的底流口直径会导致较少的固相以及较少的细粒级亲水性颗粒进入溢流。于是从式(11-1)的推导可知,较大的底流口直径会导致较小的分级效率。细粒级物料的分级效率 E_{-400} 随底流口直径变化而变化的幅度比粗粒级物料分级效率

E_{-200}的变化幅度要小些。

不管底流口直径如何变化，-38μm 粒级物料及总固相物料在溢流中的铜富集比(i_{-400}和 i_0)总是大于 1.0，而 i_{+200}则始终小于 1.0，表明充气旋流器在把铜矿物富集到溢流中去的过程中，细粒级物料中铜矿物在溢流中的富集起主要的贡献作用，即充气旋流器能有效地把细粒级疏水性矿粒分进溢流。

11.1.1.2　溢流口直径对分级与富集特性的影响

溢流口直径对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-3 所示。溢流口直径增大时，ε_{-400}也增大，即有更多的细粒级疏水性矿粒分进溢流；而 $\varepsilon_{+400-200}$、ε_{+200}、ε_0、γ_{-400}、$\gamma_{+400-200}$、γ_{+200}及 γ_0 均是先上升到一个最大值后又下降。因此，如果 ε_{400}被选为主目标参数，则溢流口直径越大越好；而如果后七个指标被选为主要目标参数，则溢流口直径不是越大越好，而是有一个最佳值。

进入溢流的水量随溢流口直径的增大而上升。于是，由于机械混杂的原因，较大的溢流口直径也会导致较多的细粒级亲水性矿粒进入溢流。

当溢流口直径从 20mm 增大到 28mm 时，分级效率 E_{-400}先是下降到一极值后又再上升，而 E_{-200}则是先上升到一最大值后又下降。这主要是由于 $\gamma_{+400-200}$随溢流口直径的变化曲线规律所造成的。

同底流口直径的影响一样，不论溢流口直径如何变化，i_{-400}及 i_0 总是恒大于 1.0，而 $i_{+400-200}$及 i_{+200}则不尽然。随着溢流口直径的增大，细粒级物料中铜矿物在溢流中的富集比 i_{-400}单调增大，而粗粒级的 i_{+200}则单调下降。表明随着溢流口直径的增大，导致更多的细粒级而不是粗粒级疏水性物料进入溢流。

11.1.1.3　溢流管插入深度对分级与富集特性的影响

溢流管插入深度对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-4 所示。溢流管插得较深，充气旋流器内泡沫柱的有效长度会相应减小，于是会使进入泡沫区的固相颗粒减少，从而降低固相及铜矿物在溢流中的回收率。溢流管插入深度从 83mm 增大到

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

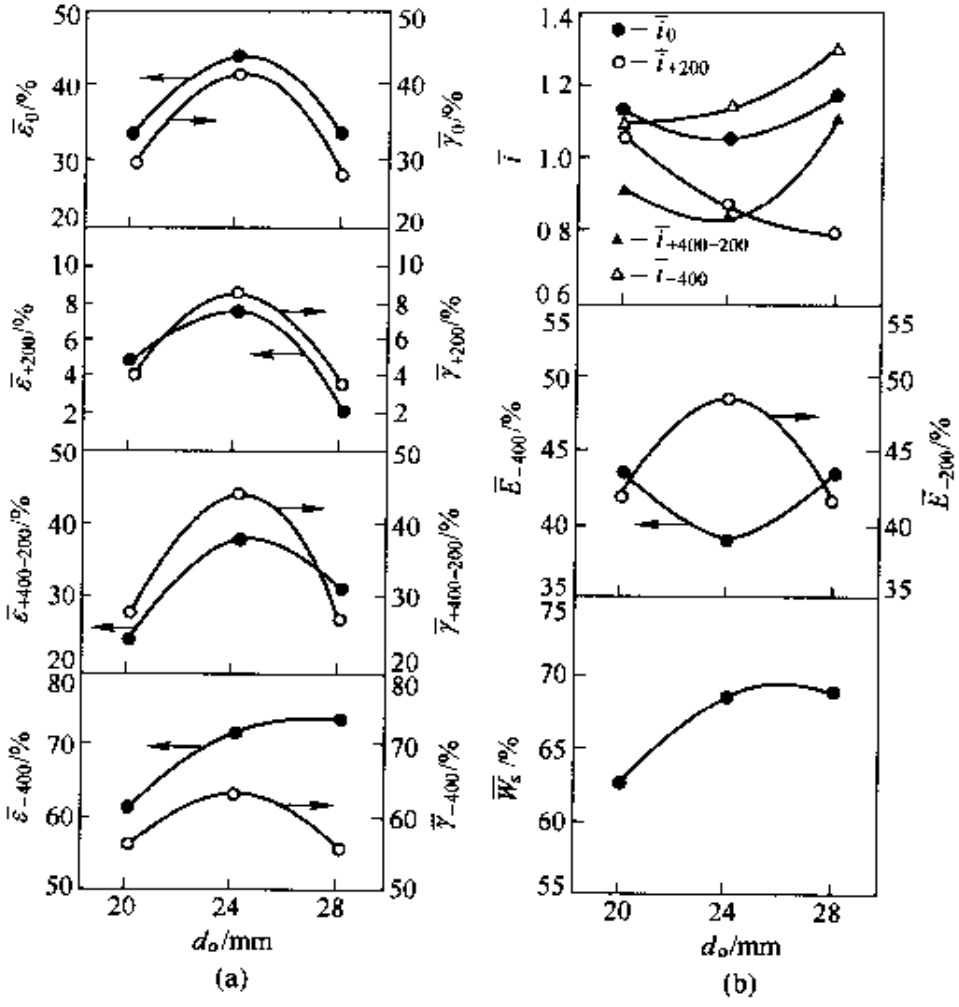


图 11-3 溢流口直径对分级与富集特性的影响

133mm 时，试验结果与上述推论相符合。而当溢流管插入深度为 53mm 时，固相及铜矿物在溢流中的回收率却比插入深度为 83mm 时还要小些，这可能是由于进料区附近的强烈湍动破坏了泡沫相的稳定性所致。因此，如果铜矿物在溢流中的回收率或固相在溢流中的产率被选为目标参数，则溢流管插入深度应有一个最佳取值范围。

当溢流管插入深度从 53mm 增大到 133mm 时，进入溢流的水量 W_s 及分级效率 E_{-400} 和 E_{-200} 均是先上升到一个极值后再下降。在充气旋流器中，泡沫相向顶部中心部位富集。因此，溢流管插入深度越短，进入溢流的水量越少（在无短路流的情况下）。这

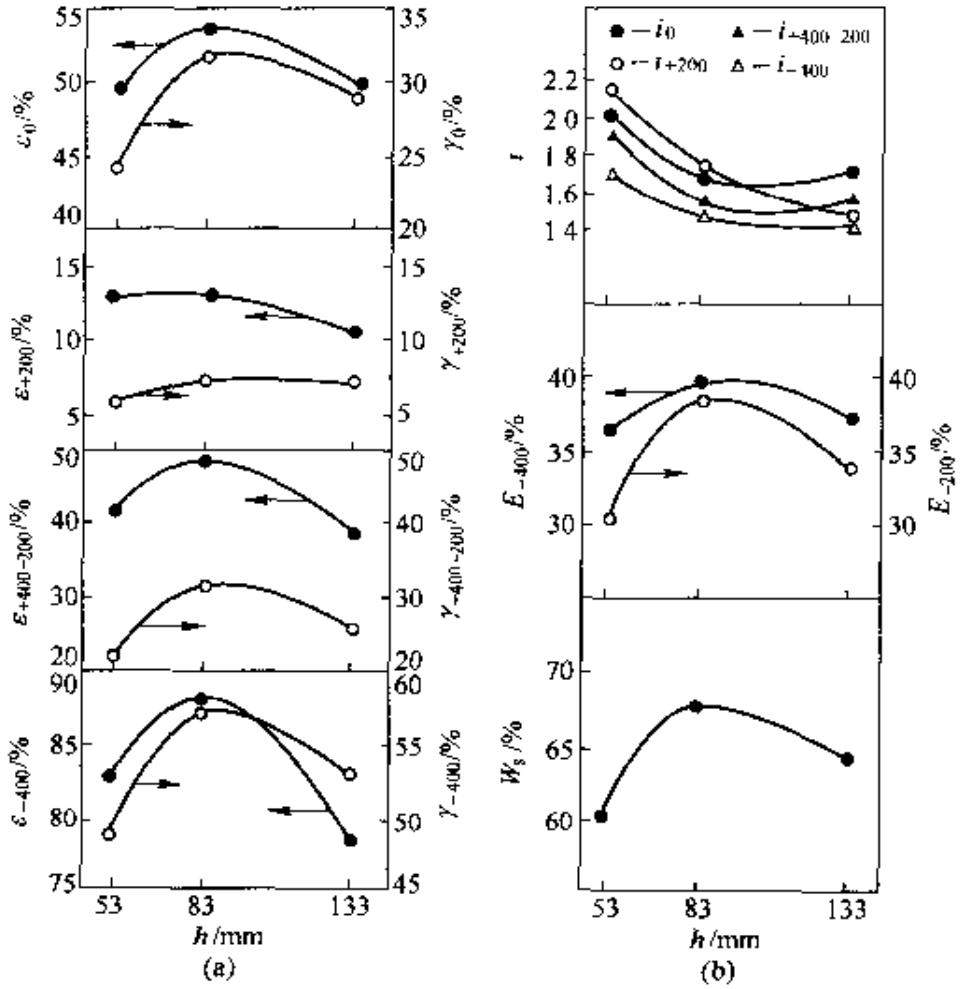


图 11-4　溢流管插入深度对分级与富集特性的影响

与当溢流管插入深度从 83mm 降到 53mm 时进入溢流的水量下降的结果相符。由充气旋流器流场研究结果已知[14, 15]，充气旋流器内流体在上部的速度比在下部要大，因此，溢流管插入深度的增大会导致流体进入溢流的动力减弱，于是进入溢流的水量减少。这就是当溢流管插入深度从 83mm 增大到 133mm 时进入溢流的水量下降的原因。分级效率随溢流管插入深度变化的曲线规律归因于溢流管插入深度对固体颗粒在溢流中的产率的影响。为了获得最优分级效率，也应使溢流管插入深度取值适中。

几乎各个粒级物料及总固相中铜矿物在溢流中的富集比均随溢流管插入深度的增大而减小。由此可以推断，在充气旋流器的

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

中心泡沫柱内，各粒级疏水性矿物的含量从下部到上部是逐渐增大的。

11.1.2 操作参数对分级与富集特性的影响

11.1.2.1 进料压力对分级与富集特性的影响

进料压力对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-5 所示。随着进料压力的增大，-38μm 粒级物料在溢流中的产率 γ_{-400}以及在溢流中铜回收率 ϵ_{400}均单调上升。这是因为进料压力的增大会使细粒级物料具有更大的惯性偏离流体流线来与气泡相撞，于是便有更多细粒级疏水性矿粒进入溢流。然而，对于较粗粒级(+38-75μm)物料，其在溢流中的产率 $\gamma_{+400-200}$及铜回收率 $\varepsilon_{+400-200}$则随着进料压力的增大而单调下降。这是由于进料压力的增大使充气旋流器中的离心力强度增大，从而使较粗粒级物料受到更多分级作用的影响，而难以完成浮选过程。

进入溢流的水量随进料压力的增大而增大，因为进料压力的增大会使进料流量增大，而由于底流口直径一定，故有更多的水量不能从底流口排出，于是只能进入溢流。由于机械混杂的缘故，相应地会有更多的微细粒亲水性矿粒随水流进入溢流。

分级效率 E_{-400}及 E_{-200}均随进料压力的增大而增大。这主要是由于较大的进料压力使细粒级(-38μm)疏水性矿粒及亲水性矿粒在溢流中的产率均较高的缘故。

+75μm 粒级物料及总固相物料在溢流中的铜富集比均会随着进料压力的增大而单调下降。这表明，当充气旋流器中离心力强度较大时，粗粒物料不能有效地进行浮选分离。不论进料压力如何变化，-38μm 粒级物料及总固相物料在溢流中的铜富集比 i_{-400}及 i_0 始终大于 1.0，而 $i_{+400-200}$及 i_{+200}则不尽然。这也说明，充气旋流器始终能有效地把细粒级疏水性矿物富集到溢流中去。

11.1.2.2 充气量对分级与富集特性的影响

充气量对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-6 所示。-38μm 粒级及 +38-75μm 粒级物料中铜矿物在溢流中的回收

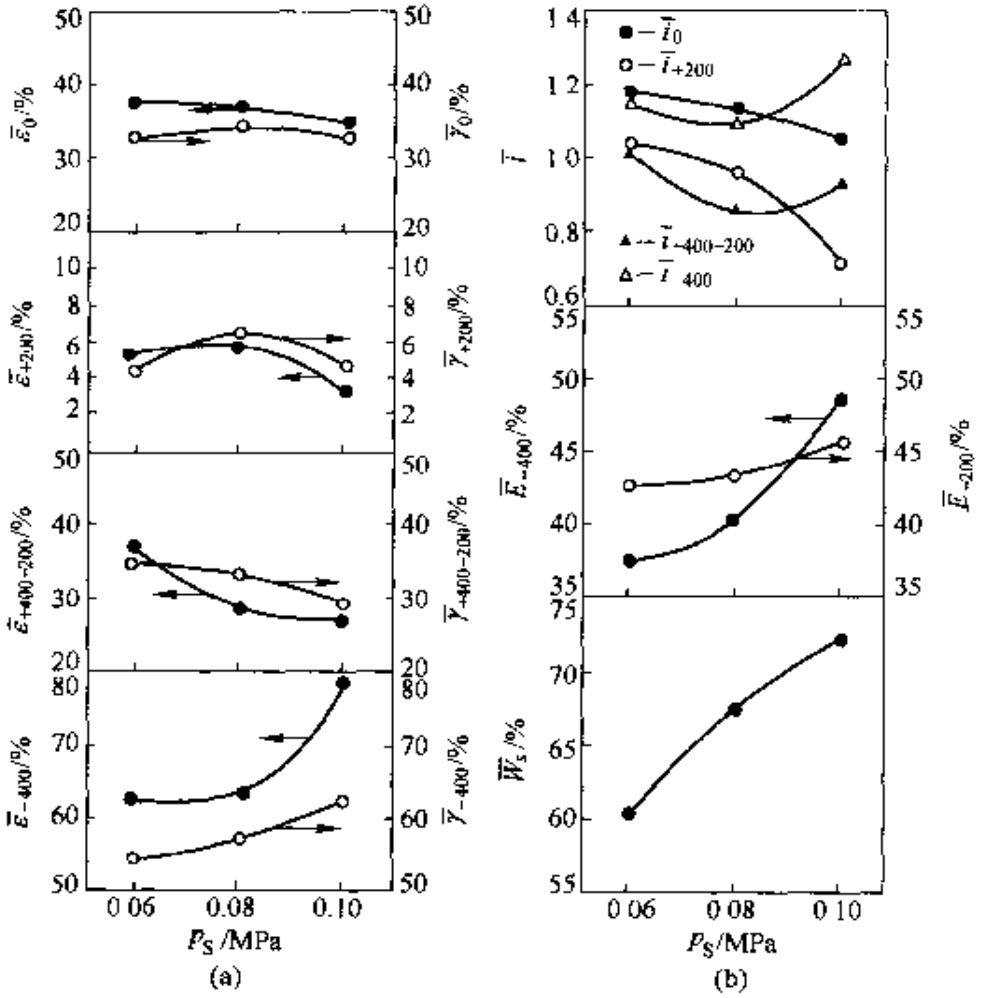


图 11-5　进料压力对分级与富集特性的影响

率 ε_{-400}及 $\varepsilon_{+400-200}$均随充气量的增大而增大。这是由于充气量的增大会使疏水性矿粒与气泡碰撞接触机会增多，于是疏水性矿粒在溢流中的回收率上升。随着充气量的增大，进入溢流的水量减少。因为充气量的增大会使泡沫柱的直径增大，于是会有更多的泡沫进入溢流，从而降低了进入溢流的水量。所以，充气量的增大还会减少因机械混杂而随水流进入溢流的细粒级亲水性矿粒量。这就使得 $-38\mu m$ 粒级物料进入溢流的产率 γ_{-400}下降，从而使分级效率 E_{-400}也下降。

不论充气量如何变化，$-38\mu m$ 粒级物料及总固相物料在溢流中的铜富集比 i_{-400}及 i_0 也都恒大于 1.0，而 $i_{+400-200}$及 i_{+200}

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

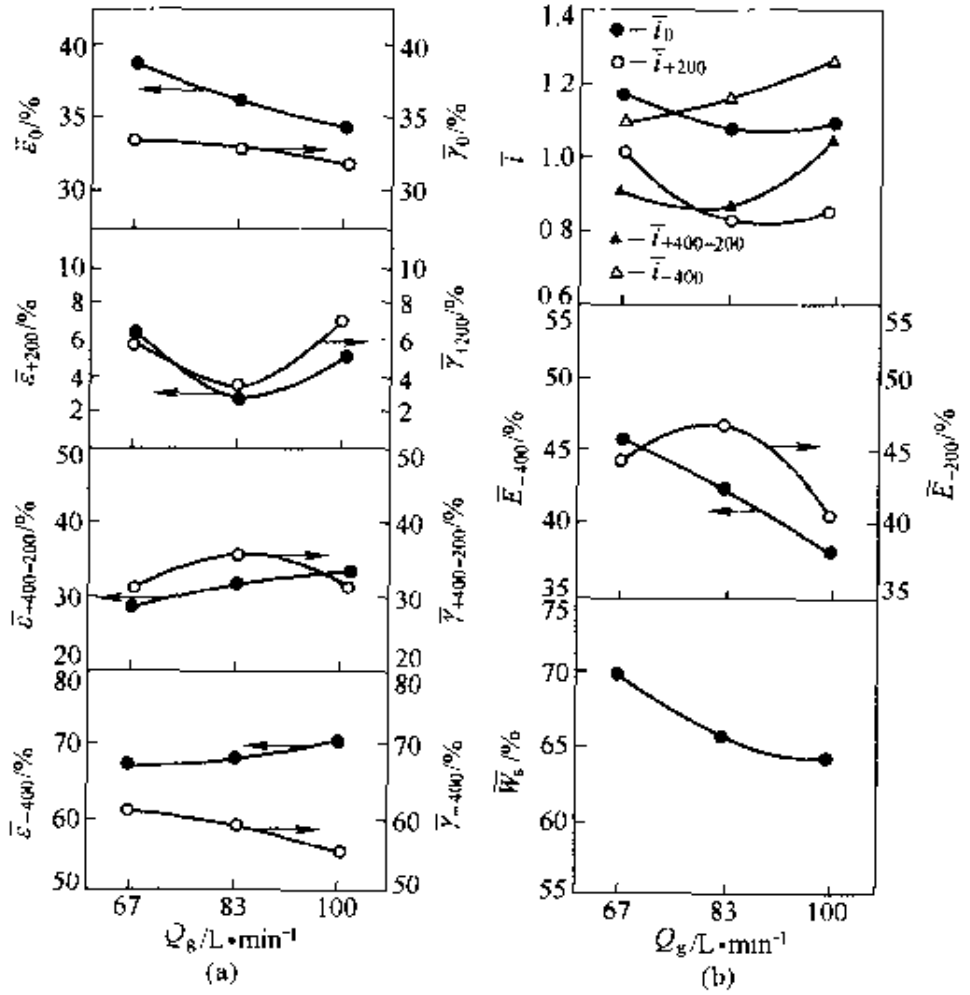


图 11-6 充气量对分级与富集特性的影响

则不尽然。随着充气量的增大，-38μm 粒级物料在溢流中的铜富集比增大，表明充气量的增大会强化充气旋流器内细粒物料的浮选分离。

11.1.2.3 捕收剂丁基黄药用量对分级与富集特性的影响

捕收剂丁基黄药用量对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-7 所示。各个粒级及总固相物料在溢流中的产率及铜回收率都随着丁基黄药用量的增加而上升。这是由于丁基黄药用量的增加强化了颗粒表面疏水性，从而加强气泡/矿粒聚合体的稳定性，导致更多的疏水性矿粒进入溢流。进入溢流的水量 W_s 及分级效率 E_{-400} 几乎不受丁基黄药用量的影响，但分级效率 E_{-200} 则

随丁基黄药用量的增加而上升。丁基黄药用量几乎不影响充气旋流器内的流动状态，故对进入溢流的水量影响不大。溢流中铜矿物的富集比 i_{400}、$i_{+400-200}$及 i_0 均随丁基黄药用量的增加而下降，这是由于黄药用量的增加使浮选分离选择性降低所致。

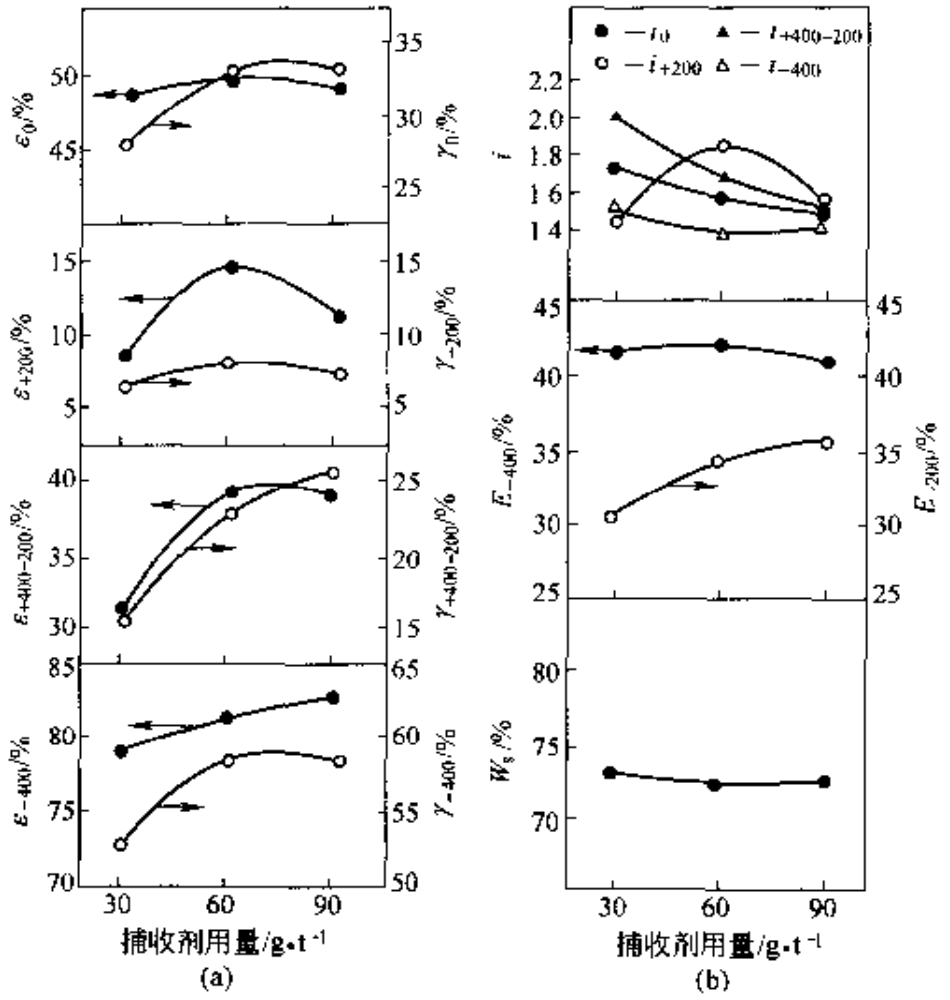


图 11-7　捕收剂对分级与富集特性的影响

11.1.2.4　起泡剂松醇油用量对分级与富集特性的影响

起泡剂松醇油用量对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-8 所示。虽然起泡剂的添加对充气旋流器内形成的气泡的大小影响不大，但起泡剂的添加会增强气泡及泡沫的稳定性，并减少气泡的合并。各个粒级物料及总固相物料中的铜矿物在溢流中的回收率，几乎都随松醇油用量的增加而上升。因为起泡剂用量的

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

增大会使气泡更稳定并减少其合并行为，而浮选中气泡直径的减小会使浮选速率常数明显地增大，又考虑到充气旋流器内的浮选停留时间很短(少于1s)，故起泡剂用量的增大会导致溢流中铜回收率上升。

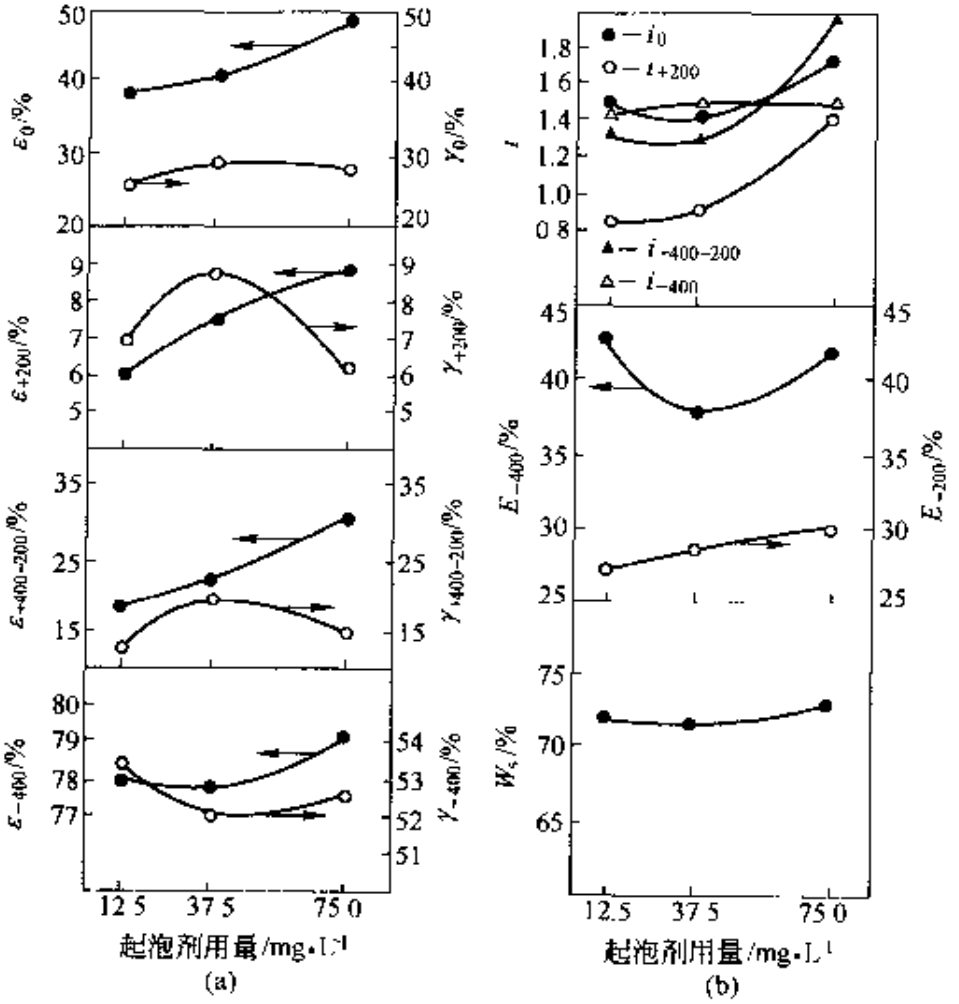


图 11-8 起泡剂对分级与富集特性的影响

起泡剂用量对进入溢流的水量影响很小，即起泡剂用量的增大不会使因机械混杂而随水流进入溢流的细粒级亲水性矿粒增加多少。分级效率 E_{200} 随起泡剂用量增加而上升，但 E_{400} 则先降到一最低点后再上升。

几乎所有粒级物料及总固相物料中铜矿物在溢流中的富集比均随起泡剂用量的增加而增大，其中 i_{-400} 的变化幅度要小于其余三者

的变化幅度。这表明,起泡剂用量的增加对充气旋流器内细粒物料(-38μm)浮选的影响要小于对粗粒物料(+38μm)浮选的影响。

11.1.2.5　进料浓度对分级与富集特性的影响

进料浓度对充气旋流器分级与富集特性的影响如图 11-9 所示。随着进料质量百分浓度的增大,各粒级的物料及总固相物料在溢流中的铜回收率及铜富集比几乎都呈下降趋势,而几乎所有粒级物料在溢流中的产率均上升。这表明,当进料浓度较小时,充气旋流器内的浮选性能较佳。进料浓度增大会使各粒级物料特别是细粒级物料的铜浮选选择性变差,即有更多细粒级亲水性矿粒进入溢流,于是分级效率有所上升。

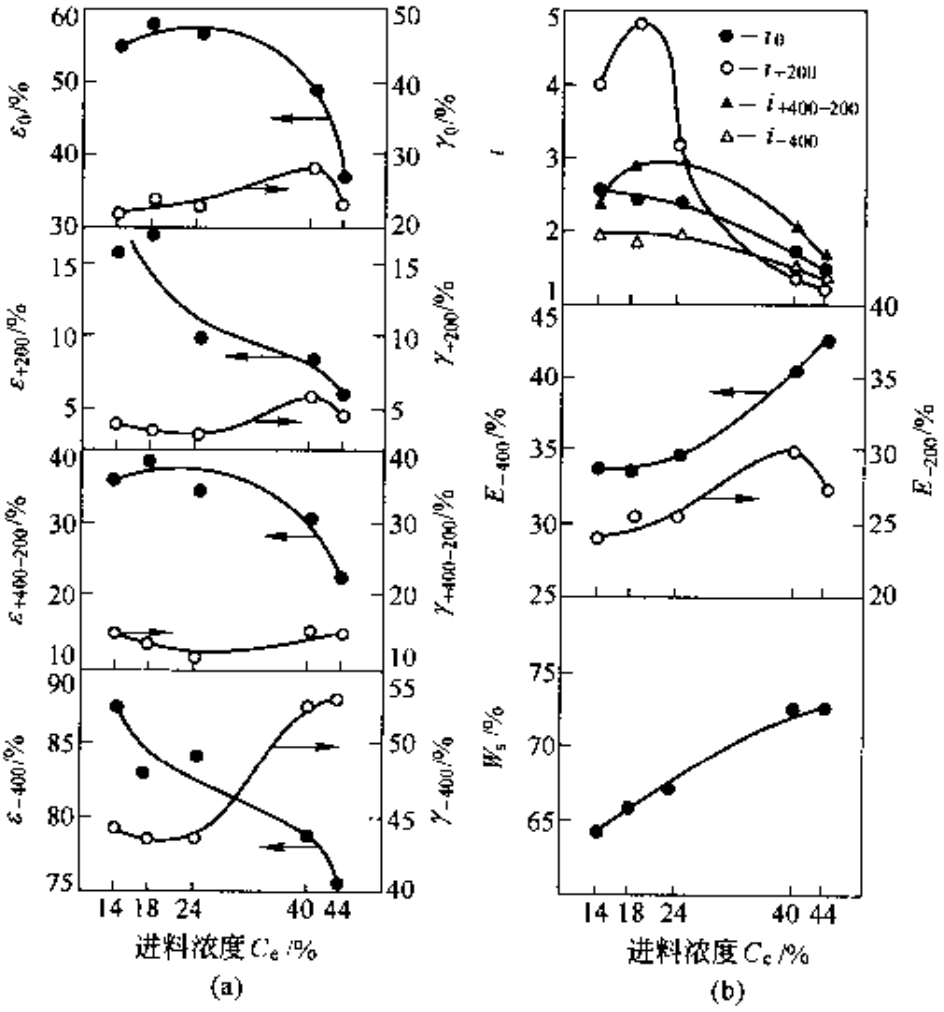


图 11-9　进料浓度对分级与富集特性的影响

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

进入溢流的水量随进料浓度的增大而增大，因为进料浓度增大会使进入底流的固相量显著增加，相应地进入底流的水量显著减少，于是进入溢流的水量上升。所以，因机械混杂而随水流进入溢流的微细粒亲水性矿粒增多，导致细粒级物料的分级效率增高。

综上所述，如果充气旋流器仅作为浮选设备，则矿浆浓度较低才好；但如果要同时兼顾充气旋流器内的分级与富集，则所处理矿浆的浓度应适中。

11.2 充气旋流器用于有用矿物过磨的控制[1, 5~9]

在磨矿分级回路系统的现行分级设备中，都是依靠矿物颗粒的密度和粒度，按等降关系进行分级的。含两种或两种以上密度不同物料的矿粒，按这种等降分级的结果势必导致分级效率低，其突出表现为：溢流中有许多大颗粒（主要是小密度者）混入，底流中有许多小颗粒（主要是大密度者）混入。而混入底流中的大密度小颗粒中有许多已达到单体解离，且其粒度已适于后续选别作业。如果把这些颗粒返回磨矿机再磨，必然会造成这些矿物的过磨。在金属矿山中，大密度者多为有用矿物。有用矿物的过磨，首先会导致磨机的循环负荷增加、总生产能力下降、能耗增加；其次会导致有用矿物的泥化，对后续选别作业不利，使微细粒有用矿物流失，导致有用矿物总回收率降低。有用矿物的过磨造成了能源和矿物资源的浪费，使选矿厂的经济效益下降。可见，控制避免磨矿分级回路中有用矿物的过磨具有重要的意义。

要达到控制避免磨矿分级回路中有用矿物过磨的目的，就得想法使那些大密度小粒径的有用矿物颗粒不再混入底流。这就必须使分级设备中的颗粒不再纯粹依靠其自身的密度和粒度大小进行等降分级。从原理上讲，要达到这种目的，仅仅依靠改进分级设备的结构参数设计是不够的，而应考虑借助外力的迭加，增加分级设备中的竞争力系，即采用复合力场型分级设备。能提高磁铁矿分级效率的溢流型磁力旋流器[16]，即是借助于磁场力的作用，使那些在普通旋流器内会混入底流的部分小颗粒磁铁矿物，在磁力

旋流器中能进入溢流而不去再磨，从而可以避免磁铁矿物的过磨。但是，磁力旋流器仅限于处理磁铁矿。

鉴于充气旋流器这种新型浮选设备内的分选具有分级与浮选共存的特点，如果把它用于分级领域，可望借助其浮选作用，使疏水性强的有用矿物与气泡形成矿化气泡，从而使大密度小粒径的疏水性矿粒进入溢流而不去再磨，达到避免其过磨的目的。本书作者首次采用前一节中所介绍的改进型充气旋流器，对有色金属矿物进行了控制避免细磨回路中细粒级大密度有用矿物过磨的研究，以期寻求一种能避免磁铁矿以外的其他类型矿物（如有色金属矿等）在磨矿分级回路中过磨的新型高效分级手段。

控制细粒级大密度有用矿物的过磨，即让细粒级有用矿物尽量进入溢流。浮选作用对旋流器分选性能影响的试验结果见表11-3，其中符号同前。从表11-3看出：

表11-3　浮选作用对分选性能的影响

参数及性能指标	无浮选作用	有浮选作用
丁基黄药，g/t	0	60
松醇油，mg/L	0	75
充气量，L/min	0	100
颗粒进入溢流的质量百分率 γ：		
γ_0，%	41.2	32.6
γ_{-400}，%	63.8	58.6
γ_{+200}，%	17.3	8.0
溢流中铜的回收率 ε：		
ε_{-400}，%	64.9	81.2
ε_{+200}，%	10.0	14.6
溢流中铜的富集比 i：		
i_0	1.031	1.535
i_{400}	1.017	1.385

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

续表 11-3

参数及性能指标	无浮选作用	有浮选作用
$i_{+400-200}$	0.930	1.685
i_{+200}	0.577	1.827
分级效率 E：		
E_{-400}，%	42.1	42.2
E_{-200}，%	32.4	34.2

1）改进型充气旋流器在无浮选作用时即具有一定的分级性能；

2）在充气加药之后，充气旋流器在分级效率基本不变或略有提高的情况下，具有较好的浮选功能。

虽然此时总的溢流产率 γ_0 比无浮选时降低了 8.6%，其中，$-38\mu m$粒级物料进入溢流的质量百分率降低了 5.2%，$+75\mu m$粒级物料进入溢流的质量百分率降低了 9.3%，但浮选作用却使 ε_{-400}和 ε_{+200}分别提高了 16.3% 和 4.6%。结合富集比的数据，充分说明改进型充气旋流器具有将入料中细级别疏水性矿物充分选出和部分选出较粗粒具有强疏水性的矿物的能力，说明充气旋流器能有效地用于控制避免细磨回路中大密度有用矿物的过磨。

研究结果发现，充气旋流器虽然能够把 $-38\mu m$ 粒级有用矿物尽量分进溢流，但 $-38\mu m$ 粒级脉石有许多也会进入其底流，而且还有少量在磨机中已造成过磨的有用矿物颗粒，因浮选已不能使其分离，分级时又因混杂而进入底流。充气旋流器底流中的这些细矿粒应在去再磨之前被分离出来。这时底流中的细颗粒物料大多属于脉石，其密度大多比大颗粒物料（多属于连生体）要小些，故充气旋流器底流中的颗粒，依其粒度按等降分级把细小颗粒分出来很容易实现。本书作者提出了一个用于细磨回路中的新型分级系统，如图 11-10 所示。该新型分级系统为改进型充气旋流器与普通水力旋流器的串联，它可以避免有用矿物的过磨，并把去精选的矿石粒度尽量控制在有效浮选粒径范围之内，可以减小细粒

级有用矿物的损失率，提高有用矿物的回收率。

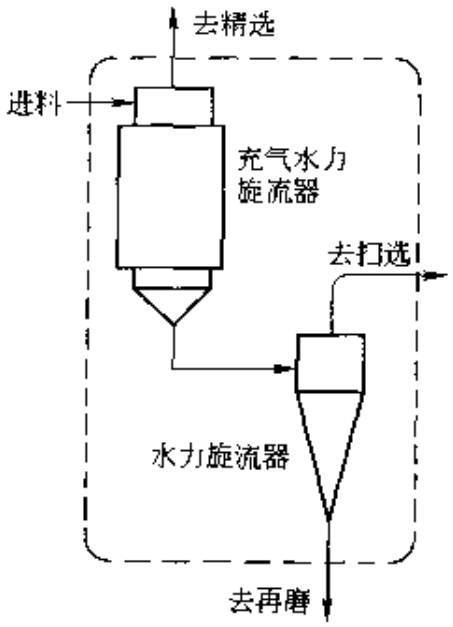


图 11-10　用于细磨回路中控制大密度有用矿物过磨的分级系统

参 考 文 献

1　褚良银. 充气水力旋流器分选过程行为研究及应用开发：博士学位论文. 沈阳：东北大学，1994

2　褚良银. 离心浮选及其研究进展. 过滤与分离，1994，(4)：3～6

3　褚良银，罗茜. 充气水力旋流器研究文献的分布规律与其研究趋向. 国外选矿快报，1993，(11)：6～8

4　褚良银，罗茜. 水力旋流器式浮选机的研究进展. 国外金属矿选矿，1993，30(11)：6～15

5　Chu Liang-Yin, Luo Qian, Yu Ren-Huan. Controlling the overgrinding of valuable materials using modified air-sparged hydrocyclone (MASH). Transactions of Nonferrous Metals Society of China (English edition), 1996, 6(3): 16～21

6　Chu Liang-Yin, Luo Qian, Yu Ren-Huan et al. Reducing the overgrinding of hydrophobic materials in grinding circuit by using the air-sparged hydrocyclone. In: Proc. of 19th Int. Miner. Process. Congress, San Francisco, USA, October 1995: 183～186.

7　褚良银，罗茜，余仁焕. 应用充气水力旋流器改善磨矿分级的理论基础研究. 有色金属(选矿)，1994，(4)：18～21

8　罗茜，褚良银，余仁焕. 控制大密度有用矿物过磨的充气水力旋流器. 中国专利

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

CN95230636.0, 1995

9 褚良银,罗茜,余仁焕. 应用充气水力旋流器控制有用矿物过磨的研究. 矿冶, 1996, 5(4): 35~40

10 Chu Liang-Yin, Luo Qian, Yu Ren-Huan. Concentration and classification characteristics in a modified air-sparged hydrocyclone (ASH). International Journal of Mineral Processing, 1996, 48(1/2): 73~93

11 褚良银,罗茜,余仁焕. 改进型充气水力旋流器分级与富集特性研究. 有色金属(选矿), 1996, (5): 29~33

12 褚良银,罗茜,余仁焕. 改进型充气水力旋流器无因次准数分析与研究. 中国矿业,1996,5(1):57~60

13 褚良银,罗茜,余仁焕. 充气水力旋流器处理能力数学模型,有色矿冶,1995, 11(6): 14~17

14 Chu Liang-Yin, Luo Qian. Flow field in the air-sparged hydrocyclone. Transactions of Nonferrous Metals Society of China (English edition), 1994, 4(3): 30~35

15 褚良银,罗茜,余仁焕. 充气水力旋流器内流场的研究. 化工矿山技术, 1994, 23(3): 20~23

16 褚良银,罗茜. 磁力水力旋流器. 中国矿业, 1993, 2(4): 72~74

12 旋转流管式膜分离过程理论

引言

膜分离技术是解决当前各类工程领域中存在的大量高难度、高精度分离难题的有效方法之一。在膜分离技术的应用与发展中，根据具体要求选择膜材与膜的制备是首要的。但对于一定的膜，要保证其在运用中的高效率与经济性，则防止或减轻其污染成了主要问题。

膜过滤过程中的浓差极化和固相颗粒沉积对膜的污染是一种复杂的现象。膜面上剪切流会减轻固相颗粒的沉积，并能冲走滞留在膜面上的粒子。剪切流的速度与过滤压力是膜分离性能与膜污染的主要影响因素，但是两者都有一定的最佳范围。实验证实：过分提高剪切流速和过滤压力往往会出现相反的效果，这是缘于颗粒选择沉降的复杂性。据此，大量的研究转向各种膜过滤强化的措施，诸如膜面材料改性、外加电场力作用、增加流体流动不稳定性以及反向冲洗技术等。对于微滤过程来说，改变膜面流体力学特性来强化过滤是极富吸引力的方法之一。

为此，出现了旋转膜结构（盘式或管式）、膜面上设置激励构件、膜管内设置激励构件以及光滑膜面加脉动流等各种强化过滤的技术。以上方法都能明显地提高过滤速率，但流动阻力较大、结构复杂化、异型膜件制作又困难。据此，本书作者近来提出了采用旋转剪切流强化管式膜微滤的思路，把旋流器切向进口产生旋转流的原理引用到膜器设计中来，使管式膜器环隙中形成高速旋转剪切流，流场中产生的惯性离心力会与过滤渗透流对颗粒产生的指向膜面的曳力相抗衡，从而阻止粒子向膜面沉积，达到降低污染、强化过滤的目的[1-10]。与其他相关强化措施相比，这种强化措

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

施的结构不复杂，有利于实际应用。旋转流管式膜器结构如图12-1所示。

旋转流管式膜器中的流动是一种绕垂直轴线旋转的流体流动，此种流动是自由涡与强制涡合成的组合涡。旋流器中旋转流的中心部分为涡核，属强制涡，涡核之外是自由涡。这种组合涡的速度与压力沿径向是变化的，流动的压力随半径而减小，达到涡核时压力相当低，在涡核心处还会出现负压。旋转流膜器内会形成类似于组合涡的压力分布，膜面如处于涡核处的低压区，则过滤推动力会急剧减少而不能实现过滤的强化。如果位于中心部位的膜管能将靠近轴线的空间占去，即膜管外径大于涡核的半径，此时就不会形成中心涡核。实际上，膜器内环隙中流体作螺旋运动，流场中的速度与压力分布也不完全与自由涡时相同。这种在膜管与膜器外壳间的环隙中，由螺旋流产生的离心力场能有效地强化过滤，而且螺旋流中还存在二次涡流能有效减轻浓差极化作用。

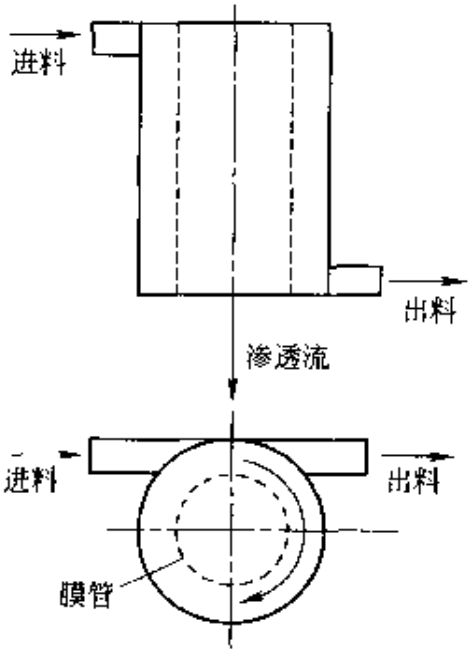


图 12-1 外旋流管式膜器结构示意图

12.1 旋转流管式膜微滤的动力学

12.1.1 管式膜器内旋转流体的基本运动分析

在旋转流管式膜器中，位于中心的膜管将靠近旋转轴线的空间占去，因此不可能形成中心的涡核；而且膜管与膜器壳壁的环隙一般相当窄小，受膜管外壁和膜器内壁边界条件的作用，造成环隙中不是完全的自由涡运动的速度和压力分布，而是一种圆环隙内

的旋转螺旋流动。

考虑到微滤渗透流速度和环隙主体轴向流速度相比很小的条件，近似地假定旋转流的轴向速度分量与径向和周边速度无关；而且因为压力降沿轴向的变化很小，压力差 $p(r, z)$ 可表示为 $p(r)+p(z)$ 之和。这样，柱坐标系下的连续性方程和运动方程可写为

$$\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(ru_r) = -\frac{\partial u_z}{\partial z} \tag{12-1}$$

$$\rho\left(u_r\frac{\mathrm{d}u_\theta}{\mathrm{d}r}+\frac{u_r u_\theta}{r}\right) = u\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(ru_\theta)\right) \tag{12-2}$$

$$\rho\left(u_r\frac{\mathrm{d}u_r}{\mathrm{d}r}-\frac{u_\theta^2}{r}\right) = -\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}+\mu\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(ru_r)\right) \tag{12-3}$$

相应的边界条件为

$$\begin{aligned} &u_r(R_1) = v_m = \frac{q}{2\pi R_1}, u_r(R_2) = 0 \\ &u_\theta(R_1) = u_\theta(R_2) = 0 \\ &u_z(R_1) = u_z(R_2) = 0 \end{aligned} \tag{12-4}$$

根据流动条件的轴对称特点，所有的变量皆与周向坐标无关。并且仍由微滤渗透流速度和环隙主体轴向流速度相比甚小的条件，还可以假定周向速度和径向速度与轴向坐标无关，而仅与径向坐标有关。对轴向速度仅在连续方程中考虑轴向坐标的影响，而在运动方程中假定与轴向坐标无关，则在无滑移边界条件下的轴向速度为

$$u_z = \frac{1}{4\mu}\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z}\right)\left(r^2 - R_2^2 - R_{\max}^2\ln\left(\frac{r}{R_2}\right)\right) \tag{12-5}$$

把上式代入式(12-1)积分，可得

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$u_r = -\frac{1}{16\mu}\left(\frac{d^2p}{dz^2}\right)(r^3 - 2R_2^2 r - 2R_{max}{}^2 r)\left(\ln\frac{r}{R_2} - \frac{1}{2}\right) + \frac{C}{r}$$

式中积分常数 C 由边界条件式(12-4)的第一式可得,从而求得径向速度为

$$u_r = -\frac{1}{16\mu}\left(\frac{d^2p}{dz^2}\right)(r^3 - 2R_2^2 r \quad 2R_{max}^2 r)\left(\ln\frac{r}{R_2} - \frac{1}{2}\right) + \frac{R_2^2(R_{max}{}^2 - R_2^2)}{r} \tag{12-6}$$

从式(12-2)可求出切向速度为

$$u_\theta \quad \frac{1}{r}\int_r^{R_2} r\left(e^{-\frac{\rho}{\mu}\int_r^{R_2} u_r dr}\right)dr \tag{12-7}$$

由式(12-3)可得到压力沿径向的变化:

$$\frac{dp}{dr} = \mu\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(ru_r)\right) - \rho\left(u_r\frac{du_r}{dr} + \frac{u_\theta{}^2}{r}\right) \tag{12-8}$$

通过上式积分,环隙流道内的径向压力差为

$$p(R_2) - p(R_1) = \int_{R_1}^{R_2}\frac{dp}{dr}dr \tag{12-9}$$

由连续性方程式(12-1)以及轴向速度的边界条件,式(12-8)的等式右端第一项积分为零,第二项积分为

$$\int_{R_1}^{R_2}\rho\left(u_r\frac{du_r}{dr}\right)dr = \frac{\rho}{2}\int_{R_1}^{R_2}\frac{d(u_r)^2}{dr}dr$$

$$= -\frac{\rho}{2}u_r^2(R_1) = -\frac{\rho}{2}v_m^2 \tag{12-10}$$

这样环隙流道内的径向压力差为

$$p(R_2) - p(R_1) = -\frac{\rho}{2}v_m^2 + \rho\int_{R_1}^{R_2}\frac{u_\theta^2}{r}dr$$

$$= -\frac{\rho}{2}v_m{}^2 + \rho\Delta p_\theta \tag{12-11}$$

径向压力差由两部分组成,其中

$$\Delta p_\theta = \int_{R_1}^{R_2} \frac{(u_\theta)^2}{r} \mathrm{d}r$$

若近似地用自由涡的速度关系，即 $u_\theta r = C_\theta$，则 Δp_θ 可用下式计算：

$$\Delta p_\theta = \int_{R_1}^{R_2} \frac{(u_\theta)^2}{r} \mathrm{d}r = \int_{R_1}^{R_2} \frac{(u_i R_i)^2}{r^3} \mathrm{d}r = \frac{(u_i R_i)^2}{2} \left(\frac{R_2^2 - R_1^2}{(R_1 R_2)^2} \right)$$

则径向压力可近似用下式计算：

$$p(R_2) - p(R_1) = -\frac{\rho}{2} v_m^2 + \frac{\rho (u_i R_i)^2}{2} \left(\frac{R_2^2 - R_1^2}{(R_1 R_2)^2} \right) \tag{12-12}$$

式(12-12)中等式的第二项即为旋转流离心力作用下在环隙径向产生的压力差，第一项是过滤流引起的径向压力差。通过实验膜器的结构参数计算，离心力作用下在环隙径向产生的压力差，比过滤渗透流引起的径向压力差要小几个数量级，对压力的径向分布没有什么影响。这说明离心力不会对膜面的过滤推动力产生不利的影响。而过滤悬浮液的切向进入，在环隙内形成高速旋转的等角螺旋流，其切向速度分量远远大于轴向速度分量。在相同的进口流量下，膜面的剪切率大为提高，并且颗粒在惯性离心力的作用下，它与过滤流对颗粒的曳力方向相反，有助于颗粒远离膜面的迁移，减少在膜面上的沉积。

12.1.2　旋转流中颗粒受力分析

旋转流管式膜分离中，膜器环隙间的流场主要由旋转剪切流、轴向流、过滤渗透流和涡流四种流动所组成。固相颗粒在环隙间受到多种力的作用，运动十分复杂。由于膜面上高速旋转的剪切流的离心加速度会产生惯性离心力，从而增加固相颗粒的反向运动的能力，使颗粒远离膜面，达到减轻浓差极化和膜污染的目的。在微滤范围内，由于颗粒粒度已达微米级，可以忽略浓差极化作用下粒子的扩散力、惯性升力、重力和 Magnus 力的作用。粒子受到轴向流曳力 F_z、旋转剪切流切向曳力 F_t、渗透流径向曳力 F_r、惯

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

性离心力 F_k 和涡流曳力 F_v 的作用，如图 12-2 所示。

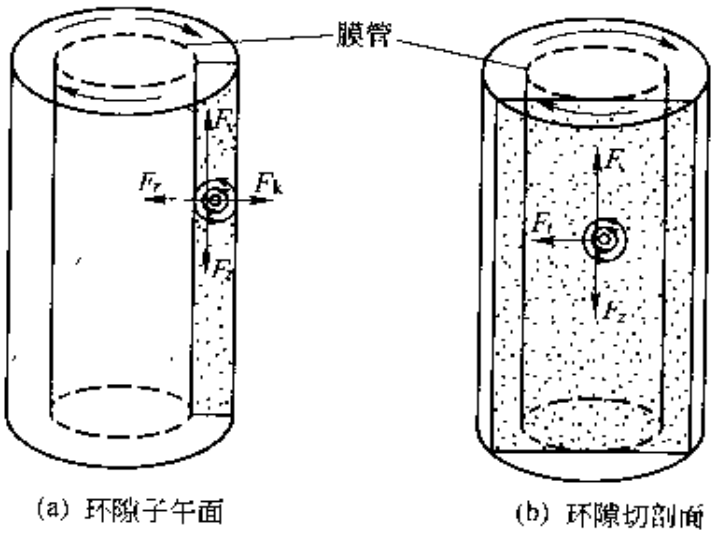


图 12-2 旋转流管式膜器环隙粒子受力分析

在微滤范围内，一般认为颗粒的阻力作用区域在 Stocks 阻力范围，以悬浮液固相体积浓度 1%～2%为自由沉降和干涉沉降的临界值。当悬浮液的固相体积浓度不超过 1%时，可用单个球形颗粒的自由沉降来进行受力分析。在径向方向，作用在颗粒上的渗透流径向曳力 F_r 与惯性离心力 F_k 是一对方向相反的作用力，F_r 力图使颗粒沉积到膜面，F_k 促使颗粒反向迁移远离膜面。在轴向方向，轴向流曳力 F_z 使颗粒沿膜面轴向运动到达出口，而涡流曳力 F_v 力图使颗粒沿 F_z 的反方向运动，延迟颗粒到达出口的时间，该现象对膜微滤有利。由实验观察可知，涡流曳力 F_v 较大，在切向方向，旋转剪切流切向曳力 F_l 最大。该力带动颗粒沿膜面进行环向运动。

在径向方向，悬浮液中固相颗粒不向膜面沉积和迁移的条件为颗粒所受的渗透流径向曳力 F_r 小于惯性离心力 F_k，即

$$F_k \geqslant F_r \tag{12-13}$$

式中

$$F_k = \frac{1}{6}\pi d^3(\rho_s - \rho)\frac{v_\theta^2}{r} \tag{12-14}$$

过滤渗透流产生的流体径向流动对颗粒产生的径向曳力为

$$F_r = 3\pi\mu d v_r \tag{12-15}$$

式中，d 为颗粒直径，ρ_s 为颗粒密度，ρ 为悬浮液密度，μ 为流体黏度。

因为微滤范围内颗粒与其周围流体间的径向相对运动可认为是层流，处于 Stocks 区域。近似用膜面处的过滤渗透速度 v_m 代替径向速度 v_r，以 R_1 代替 r，由式(12-14)和式(12-15)可得

$$v_\theta^2 \geqslant \frac{18\mu R_1 v_m}{(\rho_s - \rho)d^2} \tag{12-16}$$

由式(12-16)看出，过滤渗透速度越高，颗粒直径越小，固液密度差越小，使颗粒不在膜面沉积的旋转流的切向速度就需要越高。

12.2　旋转流管式膜分离器流场特性

对旋转流管式膜分离器内的流场，本书作者采用先进的激光粒子成像测速 PIV(Particle Image Velocimetry)系统进行了实测研究[7]。PIV 系统采用激光片光源，拍摄流场的实体照片，然后通过定量分析得到流场的互相关速度矢量图、流线图、涡量图以及速度的数值大小。

旋转流膜器流场测试装置示意图如图 12-3 所示[7]。为了比较切向进口结构对流场与膜滤性能的影响，试验了切向进口和弧线形进口两种结构形式。膜器外筒为透明玻璃圆筒，其内直径为 80mm；膜管选用 PA-8 型聚丙烯微滤管式膜，管长为 500mm，外径为 50mm，内径为 34mm。PA-8 型微滤膜管的平均孔径为 5～10μm，孔隙率为 39.9%。膜器外筒外设方水盒。方水盒的作用是尽量减小激光折射的影响，故又称为光学补偿盒。实验用的固体颗粒采用平均直径为 10μm 的标准空心玻璃珠(HGS-10)，液相为纯净水。

为了测试膜器内旋转流的三维流场，有必要测试膜器环隙的子午面和切剖面两个断面上的流场特征(见图 12-2)。在子午面处实测径向速度和轴向速度的分布及其相应的速度矢量图、流线图和涡量图；在切剖面处实测切向速度和轴向速度的分布及其相

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

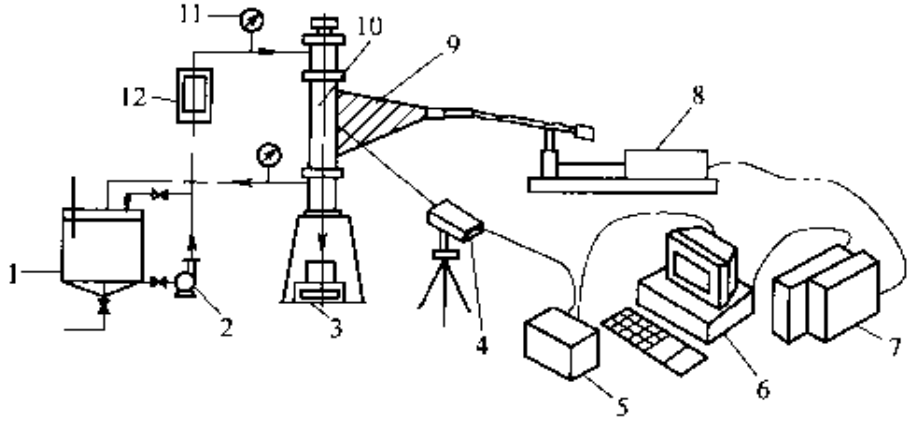


图 12-3 旋转流管式膜分离器流场测试系统

1—储料桶;2—不锈钢泵;3—滤液计量;4—CCD 摄影机;5—PIV 处理器;
6—PC 微机;7—激光驱动器;8—激光发生器;9—片光源;
10—旋转流管式膜器;11—压力表;12—转子流量计

应的速度矢量图、流线图和涡量图。

12.2.1 环隙子午面流场特性

在有渗透流的情况下,旋转流管式膜器内流场的流线图如图 12-4 所示[7]。PIV 测试系统每隔 800ms 记录 1 幅流场互相关照片,连续记录 10 幅。从图 12-4 中看出,由于类 Taylor 涡等二次涡的存在,旋转流管式膜器环隙子午面各时刻的流线有两个主要特点,一是许多流线方向朝向玻璃外筒壁面,说明旋转流产生的离心力场将大部分粒子引向远离膜面处;二是许多流线方向朝向上部切向流的入口处,形成类似于旋流器中的溢流,这种溢流作用延长了悬浮液在膜器中的停留时间,同时能够阻止颗粒在膜面停留,有利于分离作用。

为获得膜器环隙中的径向与轴向速度分布曲线,利用了 PIV 系统的数值分析功能。其数值分析方法是启动 Flow Manager 软件,打开对应的流线图、涡量图、速度矢量图和互相关图;再选择主菜单中相应的子菜单,用数值方式打开速度矢量图,再经一系列处理,即可得到膜器环隙中的径向与轴向速度分布曲线。图 12-5 与图 12-6 是其中的两幅速度分布图,图中横坐标表示环隙中流体质

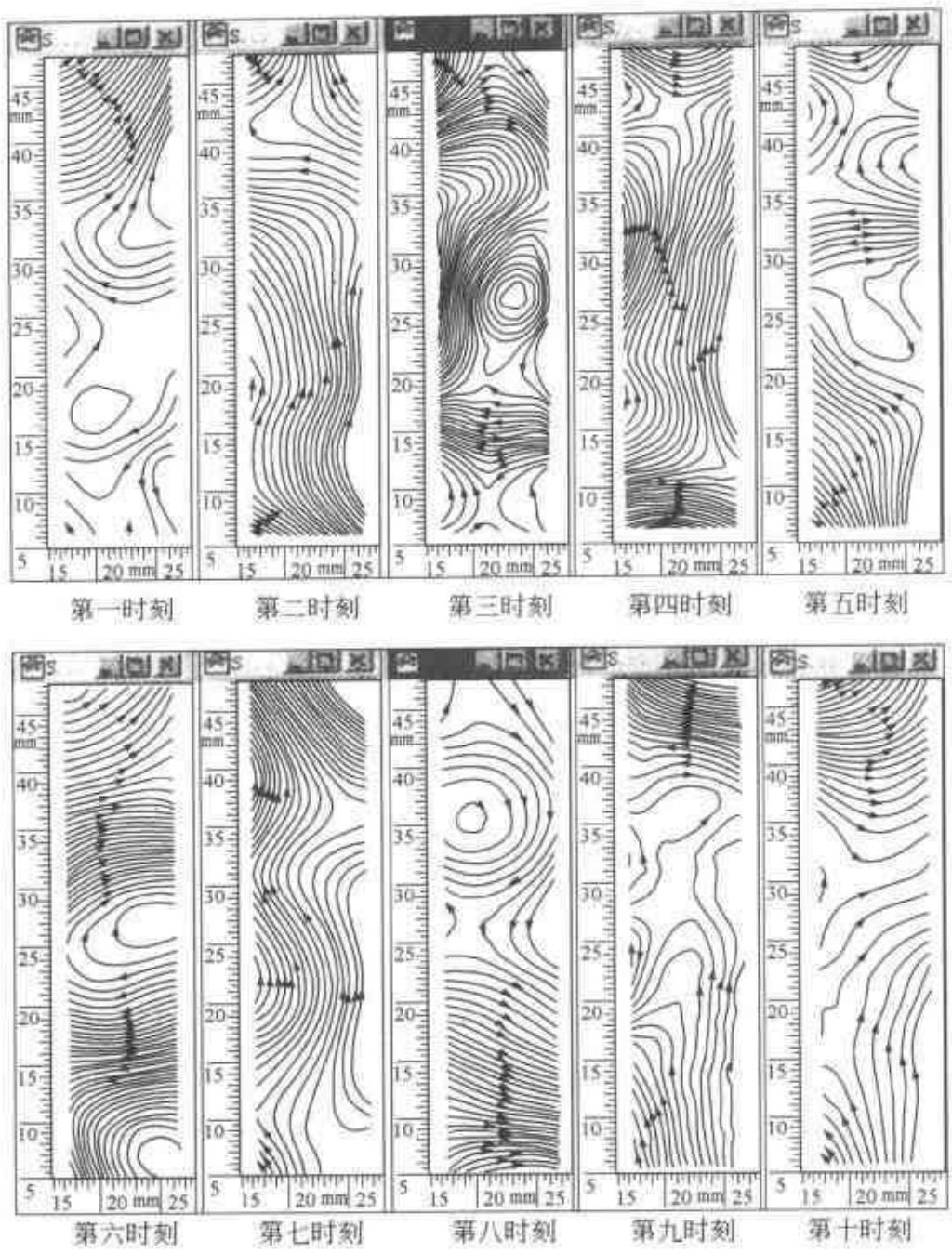


图 12-4 有渗透流时旋转流管式膜器内环隙子午面流场流线图

(连续测试 10 时刻,每一时刻相隔 800ms)

点的径向坐标,单位为 mm,从左到右为正方向;纵坐标表示流体质点径向速度,单位为 m/s。不同时刻流场的测试分析结果如表 12-1 所示,表中"疏密型"是指流线为典型疏密分区的流场。表 12-1 表明

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

最大径向和最大轴向速度是环隙间平均轴向速度的2～5倍。

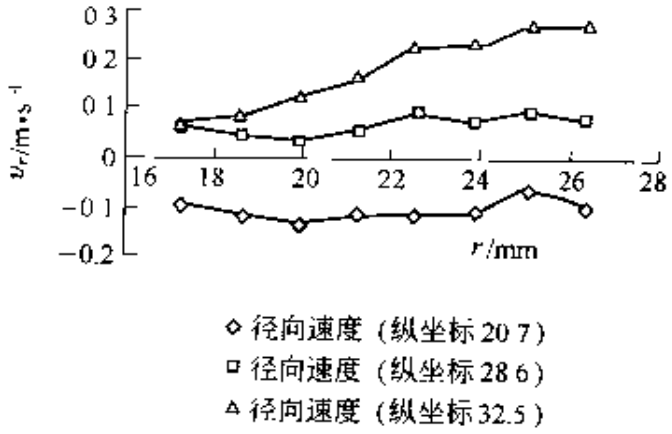


图 12-5 第六时刻膜器内环隙中类 Taylor 涡区域径向速度分布

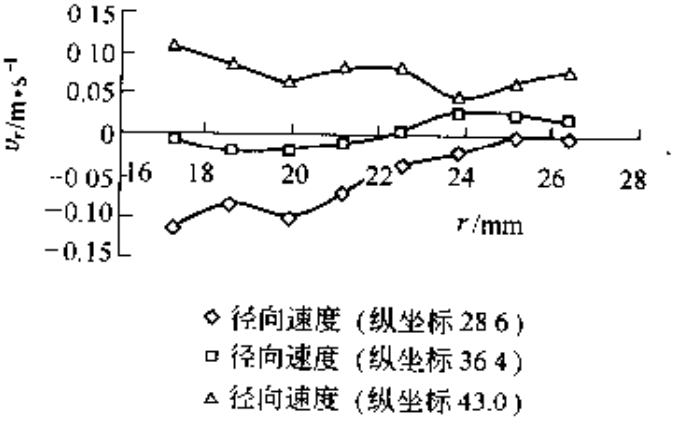


图 12-6 第八时刻膜器内环隙中类 Taylor 涡区域径向速度分布

12.2.2 环隙切剖面流场特性

对旋转流管式膜环隙切剖面流场的测试，可获得对旋转流膜器环隙中三维流场的全面信息。为便于与子午面流场的比较，选用了同样的进口压力、流量与进口切向速度的实验工况条件。测试结果如图 12-7 所示[7]，同样可以看到二次涡的存在。在此基础上，还获得了环隙切剖面不同点处的切向与轴向速度分布曲线，图 12-8 即为其中的一幅。

表 12-1 旋转流管式膜器内不同时刻流场测试分析结果

时刻	涡型	涡心坐标 /mm	最大涡量 /s^{-1}	最大径向速度/$m \cdot s^{-1}$	径速坐标 /mm	最大轴向速度/$m \cdot s^{-1}$	轴速坐标 /mm
1	螺旋涡	(20.0, 17.0)	−83～106	−0.174	(17.2, 14.2)	0.299	(26.4, 48.2)
2	疏密型	…	−43～58	−0.254	(25.1, 6.3)	0.303	(26.4, 10.3)
3	类 Taylor 涡	(23.7, 26.0)	−63～93	−0.278	(26.4, 14.2)	−0.335	(17.2, 23.4)
4	疏密型	…	−80～68	0.252	(23.8, 48.2)	0.287	(26.4, 19.4)
5	类 Taylor 涡	(23.2, 22.5)	−67～69	−0.263	(17.2, 6.3)	0.358	(23.8, 6.3)
6	螺旋涡	(24.5, 28.0)	−63～125	0.358	(26.4, 35.1)	−0.267	(18.6, 6.3)
7	疏密型	…	−55～66	−0.269	(18.6, 46.9)	0.316	(23.8, 48.2)
8	类 Taylor 涡	(19.5, 36.5)	−97～53	0.345	(26.4, 8.9)	0.204	(17.2, 33.8)
9	类 Taylor 涡	(21.5, 36.0)	−97～75	−0.242	(17.2, 48.2)	0.259	(17.2, 48.2)
10	疏密型	…	−52～72	0.260	(23.8, 43.0)	0.270	(25.1, 48.2)

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

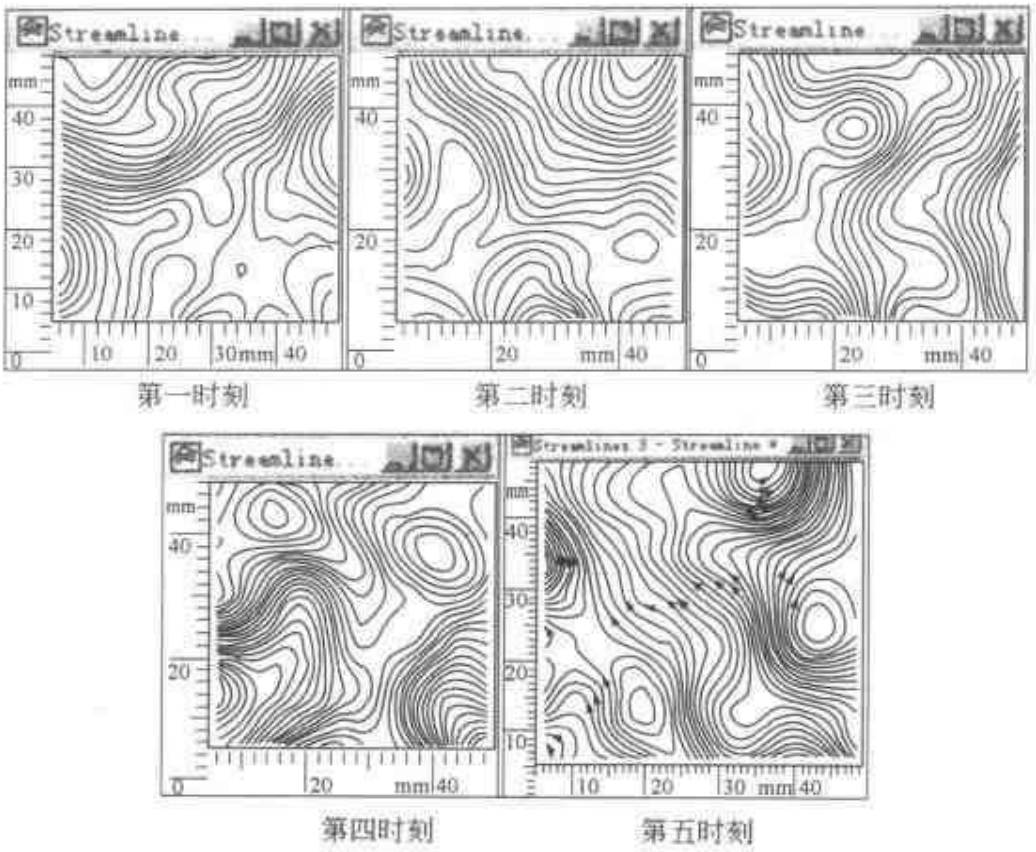


图 12-7 有渗透流时旋转流管式膜器内环隙切剖面流场流线图
(连续测试,每一时刻相隔 800ms)

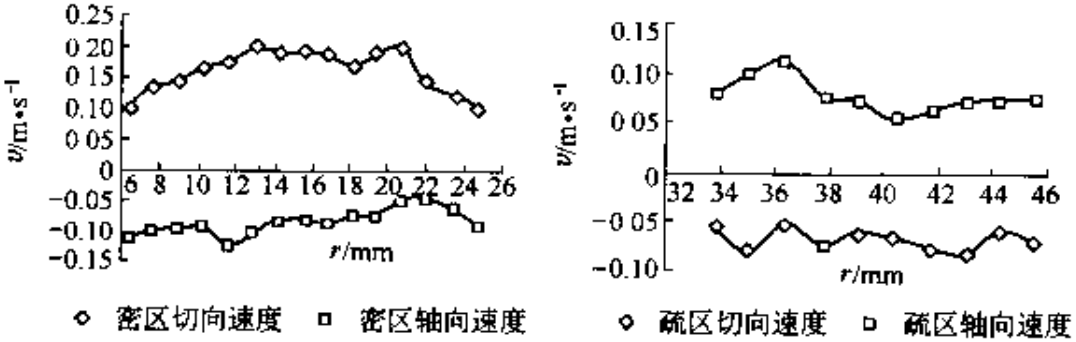


图 12-8 第一时刻"疏密型"流型区域速度分布

通过对旋转流管式膜器流场的测试,获得了环隙子午面和切

剖面大量不同工况的流线图和涡量图，定量分析了相应面上的速度变化规律，从而探明了三维流场的全貌，为旋转流膜器的工程应用提供了重要的理论依据。

通过对直线切向进口和弧线形进口两种结构的旋转流膜器流场的实测研究与对比，发现弧线形进口结构膜器的强化膜微滤作用优于切向形进口结构。相同工况和处理物料浓度下，弧线形进口结构强化膜微滤的程度可高出切向型进口结构约 1 倍。

12.3　旋转流管式膜微滤渗透通量模型

微滤膜运行中的最主要问题是渗透通量下降，这是由于浓差极化和污染造成的。很多情况下，通量下降非常严重，以至于实际通量仅为纯水通量的 1%。这表明，Hagen- Poiseuille 和 Kozeny-Carman 公式在工业应用中无法使用，因而要研究或应用其他关联式或通量模型。

12.3.1　旋转流管式膜微滤的过滤渗透速度

设 v_0 为旋转流切向进口的切向速度，v_m 为膜管过滤渗透速度，q 为膜管过滤渗透体积流量，L 为膜管过滤长度，R_1 为膜管外半径，R_2 为膜器壁内半径，则

$$v_m = \frac{q}{2\pi R_1 L} \tag{12-17}$$

根据膜器系统流入与流出的流体质量守恒，有

$$\rho v_0 \pi R_{in}^2 = \rho v_z \pi (R_2^2 - R_1^2) + \rho_f \frac{qz}{L} + 2\rho_c \pi R_1 z \delta_c \tag{12-18}$$

式中，R_{in}为旋转切向流入口管的(当量)半径，ρ 是固液悬浮体的密度，ρ_f 为过滤渗透液的密度，ρ_c 为滤饼层的密度，δ_c 为单位时间内形成的滤饼层厚度。

由式(12-18)得

$$v_z = \frac{\rho v_0 R_{in}^2 - 2\rho_c R_1 \delta_c z - \dfrac{\rho_f q}{\pi L} z}{\rho (R_2^2 - R_1^2)} \tag{12-19}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

式(12-19)整理后得旋转流平均轴向速度

$$v_z = \frac{\rho v_0 R_{in}^2 - 2\rho_c R_1 \delta_c z - 2\rho_f R_1 v_m z}{\rho(R_2^2 - R_1^2)} \tag{12-20}$$

$$\frac{dv_z}{dz} = -\frac{2\rho_c R_1 \delta_c + 2\rho_f R_1 v_m}{\rho(R_2^2 - R_1^2)} \tag{12-21}$$

根据流体的连续性方程有

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}(v_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(v_z) = 0 \tag{12-22}$$

由于环隙旋转流是轴对称的,故有$\frac{\partial}{\partial \theta}=0$,同时设 $v_r = v_r(r)$, $v_z = v_z(z)$,则式(12-22)简化为

$$\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(rv_r) + \frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}z} = 0 \tag{12-23}$$

对式(12-23)两端积分,得

$$v_r = -\frac{r}{2}\frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}z} + \frac{C}{r} \tag{12-24}$$

式(12-24)代入边界条件,$v_r(R_2)=0$,有

$$C = \frac{R_2^2}{2}\frac{\mathrm{d}v_z}{\mathrm{d}z}$$

将积分常数 C 和式(12-21)代入式(12-24),求得

$$v_r = \frac{\rho_c R_1 \delta_c + \rho_f R_1 v_m}{\rho(R_2^2 - R_1^2)}\left(\frac{R_2^2}{r} - r\right) \tag{12-25}$$

由于 $v_m = v_r|_{r=R_1}$,故得旋转流管式膜微滤的渗透速度[7]:

$$v_m = \frac{\rho_c \delta_c}{\rho - \rho_f} \tag{12-26}$$

12.3.2 旋转流管式膜微滤通量 J 的理论表达式

考虑膜管表面滤饼层边缘的粒子质量平衡,有

$$c_c\delta_c = Jc_b - Jc_f \quad J_r c_c \tag{12-27}$$

$$\rho v_m = \rho_f J\varepsilon + \rho_c\delta_c + \rho_c J_r \tag{12-28}$$

式中,J 为膜的渗透通量,c_b 主体悬浮液的浓度,c_f 为渗透液浓度,J_r 为反向流率,c_c为膜污染层浓度,ε为膜孔隙率。根据式(12-26)、

式(12-27)与式(12-28)可得

$$J = \frac{\rho_c c_c[\rho - \rho_f(1-\varepsilon)]\delta_c}{\varepsilon(\rho - \rho_f)} \tag{12-29}$$

或

$$J = \frac{\rho_c c_c[\rho - \rho_f(1-\varepsilon)]v_m}{\varepsilon\rho_c} \tag{12-30}$$

式(12-29)或式(12-30)就是旋转流管式膜微滤渗透通量的理论表达式。要使反向流率 J_r 增大，必须使 δ_c 最小。当 δ_c 为零时，反向流率 J_r 最大。此时反向流率 J_r 为

$$J_r = \frac{(c_b - c_f)\rho v_m}{\rho_f \varepsilon c_c + \rho_c(c_b - c_f)} \tag{12-31}$$

于是，得到无滤饼形成时的渗透通量公式：

$$J = \frac{\rho c_c v_m}{\rho_f \varepsilon c_c + \rho_c(c_b - c_f)} \tag{12-32}$$

12.3.3　旋转流管式膜微滤通量 J 的统计数学模型

膜微滤通量是以下参数的函数：物料特性 μ，ρ，c_b；膜器内轴向压力梯度 Δp；旋转流切向进口速度 v_0；膜器结构尺寸 h(环隙宽度)、R_1(膜管外半径)、L(膜管长)和 d(膜管微孔直径)等，即

$$J = f(v_0, h, \mu, \rho, \Delta p, c_b, R_1, L, d) \tag{12-33}$$

采用量纲分析法，可获得渗透量的统计数学模型；再通过膜微滤试验数据，利用线性回归技术确定了旋转流管式膜微滤的渗透量统计数学模型如下[7]：

$$J = v_0\left(\frac{R_1 L d}{h^3}\right)^{0.429} Re_\theta^{1.494}\left(\frac{\Delta p h}{\mu v_0}\right)^{-0.178} c_b^{1.862}$$

(切向进口结构、初态时)　　(12-34)

$$J = v_0\left(\frac{R_1 L d}{h^3}\right)^{-0.21} Re_\theta^{0.395}\left(\frac{\Delta p h}{\mu v_0}\right)^{-0.436} c_b^{-12.962}$$

(切向进口结构、稳态时)　　(12-35)

$$J = v_0\left(\frac{R_1 L d}{h^3}\right)^{-0.338} Re_\theta^{0.161}\left(\frac{\Delta p h}{\mu v_0}\right)^{-0.041} c_b^{-11.628}$$

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

（弧线进口结构、初态时） (12-36)

$$J = v_0\left(\frac{R_1 L d}{h^3}\right)^{-0.627} Re_\theta^{0.357}\left(\frac{\Delta p h}{\mu v_0}\right)^{0.354} c_b^{17.893}$$

（弧线进口结构、稳态时） (12-37)

式中，Re_θ 为旋转流切向进口特征雷诺数，$Re_\theta = \frac{\rho v_0 h}{\mu}$。

以上数学模型的计算结果和微滤实验验证数据吻合较好，表明所建立的模型能比较准确地反映膜器的渗透通量和其影响因素之间的关系。

12.4 旋转管式膜分离器流场特性

膜面流体力学条件是膜过滤强化的重要因素。改变膜面流体流动状态强化过滤技术，主要是利用离心作用使待分离悬浮液中的固粒远离膜面，并利用二次涡的作用，减轻浓差极化与膜污染现象。按这种方法提出的膜器结构有两大类：第一种是如上面所述的膜和膜器部件均静止而流体旋转型；第二种是膜或膜器部件旋转型。膜或膜器部件旋转型结构有圆盘和圆管两种，此处主要阐述对旋转管式膜分离技术的研究成果[11~16]。

圆管式旋转动态膜分离器结构如图 12-9 所示。两同轴圆筒的内筒为膜管，外筒静止，内筒旋转。在旋转管式膜分离过程中，膜管旋转产生强烈的剪切作用，使得膜面难以形成滤饼；同时，当膜管转速较高时，将在两筒环隙间形成 Taylor 涡（如图 12-10 所示）。这种二次流的生成原因是由于内筒旋转产生的离心力使流动失稳，造成的扰动以一组旋涡出现，它沿圆筒轴向规则地分布，相邻涡的旋转方向相反。显然，这种二次流的存在是有利于过滤强化的。

12.4.1 旋转管式膜分离器环隙中的定常流动

旋转管式膜分离器中的流体流动，可看成是两同轴圆筒在内筒旋转时环隙间的流体流动。这种流动的流场特性与内筒转速、轴向雷诺数以及内筒与外筒的半径有关。当内筒以低速旋转时，

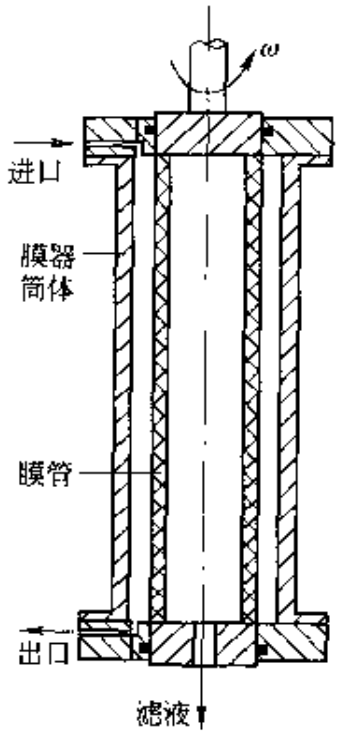


图 12-9　旋转管式膜分离器示意图

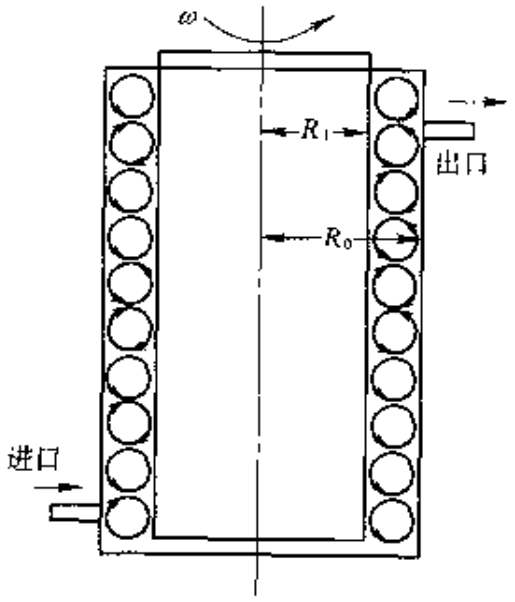


图 12-10　内筒旋转时两筒环隙间产生的 Taylor 涡(相邻 Taylor 涡旋向相反)

环隙间的流体作稳定的定常流动;当内筒转速较高时,流体流动呈现不稳定特征,产生 Taylor 涡。

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

旋转管式膜分离器环隙间的流体流动可以抽象成两无限长同轴圆筒间的流体流动模型。为了讨论方便，可以忽略流体的轴向流速，这是因为在膜分离器微滤过程中，流体轴向流速通常控制得很小。讨论半径分别为 R_1 和 $R_2(R_2>R_1)$的无限长同轴圆筒环隙间的流体运动，环隙间充满不可压缩流体，分别以角速度 ω_1 和 ω_2 旋转。采用柱坐标系(r,θ,z)，设 V_θ 表示流场中任一点处的切向速度，则定常流动的流体运动的 N-S 方程表示如下：

$$\begin{aligned}&\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}=\rho\frac{V_\theta^2}{r}\\&\frac{\mathrm{d}^2V_\theta}{\mathrm{d}r^2}+\frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}V_\theta}{\mathrm{d}r}-\frac{V_\theta}{r^2}=0\end{aligned}\tag{12-38}$$

边界条件：

$$V_\theta(R_1)=\omega_1R_1,V_\theta(R_2)=\omega_2R_2\tag{12-39}$$

当外筒静止、内筒转动时，这种情形可看成是旋转管式膜内流体流动的近似表示，边界条件为 $V_\theta(R_1)=\omega_1R_1,V_\theta(R_2)=0$。流体的切向速度 V_θ 可表示为：

$$V_\theta=\frac{-\omega_1}{1-R_2^2/R_1^2}r+\frac{R_1^2\omega_1}{1-R_1^2/R_2^2}\cdot\frac{1}{r},(R_1\leqslant r\leqslant R_2)\tag{12-40}$$

当 ω_1,R_1,R_2 确定后，切向速度 V_θ 即可确定。图 12-11 是两筒环隙间流体定常流动时 V_θ 分布曲线。从图中可以看出，在内筒表面处，流体运动速度最大，然后近似地线性(并不是线性)递减；在外筒壁面处为零。

12.4.2 旋转管式膜分离器环隙中的对称摄动

仍然将膜分离器中的流体运动看成两无限长同轴圆筒环隙间的不可压缩流体运动。显然，流体的主流为切向运动，随着内筒转速的增加，环隙间流体逐渐由定常流动转变为不稳定流动而出现 Taylor 涡。为了研究流动的稳定性，在 N-S 方程中引入摄动(又称脉动)。设 $u,V+v,w$ 是流场中某一点的速度在径向、切向和轴向的投影，且假定摄动量 u,v,w 与切向速度 V 相比足够小；假设

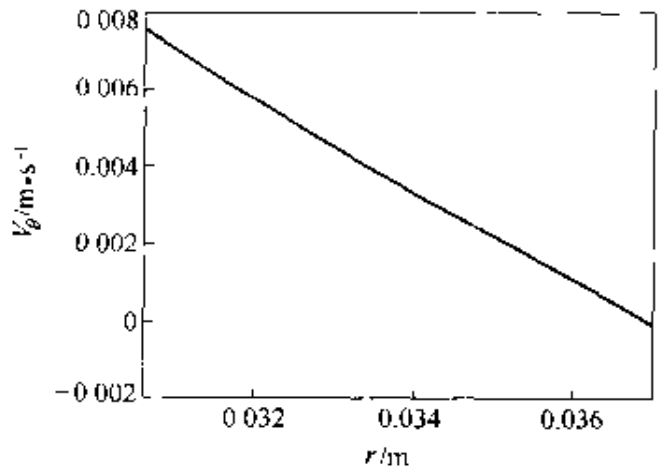


图 12-11　两筒环隙间流体定常流动时切向速度沿半径的分布

摄动 u, v, w 只与径向 r 和轴向 z 有关而与角度 θ 无关，称为对称摄动。

引入摄动后，流场中任一点的速度可表示为 $(u, V+v, w)$，忽略体积力中重力的作用，则流体运动的 N－S 方程可表示如下：

$$\begin{cases} \dfrac{Du}{Dt} - \dfrac{(V+v)^2}{r} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial r} + \gamma\left(\nabla^2 u - \dfrac{u}{r^2}\right) \\ \dfrac{D(V+v)}{Dt} + \dfrac{u(V+v)}{r} = \gamma\left[\nabla^2(V+v) - \dfrac{V+v}{r^2}\right] \\ \dfrac{Dw}{Dt} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial z} + \gamma\nabla^2 w \end{cases} \tag{12-41}$$

式中，由于引入的是对称摄动，$\nabla^2 = \dfrac{\partial^2}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r} + \dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$，$\dfrac{D}{Dt} = v_r\dfrac{\partial}{\partial r} + v_z\dfrac{\partial}{\partial z} + \dfrac{\partial}{\partial t}$。

对式(12-41)进行整理，忽略方程中的关于 $u, v, w, \dfrac{\partial u}{\partial r}, \dfrac{\partial u}{\partial z}, \dfrac{\partial v}{\partial r}, \dfrac{\partial v}{\partial z}, \dfrac{\partial w}{\partial r}, \dfrac{\partial w}{\partial z}$ 的二阶小项，可得如下方程：

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial r} - \dfrac{V^2}{r} = -\dfrac{\partial u}{\partial t} + 2\left(A + \dfrac{B}{r^2}v\right) + \gamma\left(\nabla_1^2 u + \dfrac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \dfrac{u}{r^2}\right) \\ -\dfrac{\partial v}{\partial t} - 2Au + \gamma\left(\nabla_1^2 v + \dfrac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \dfrac{v}{r^2}\right) = 0 \\ \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial z} = -\dfrac{\partial w}{\partial t} + \gamma\left(\nabla_1^2 w + \dfrac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \end{cases} \tag{12-42}$$

连续方程：

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{12-43}$$

边界条件：

$$u(R_1) = v(R_1) = w(R_1) = u(R_2) = v(R_2) = w(R_2) = 0 \tag{12-44}$$

其中，$\nabla_1^2 = \dfrac{\partial^2}{\partial r^2} + \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}$。

对摄动作如下假设：1）摄动 u, v, w 随时间 t 按 $e^{\sigma t}$ 变化；2）摄动 u, v, w 沿两筒轴向 z 呈周期性变化。这样，方程式(12-42)和式(12-43)的解具有如下形式：

$$\begin{cases} u = u_1 \cos\lambda z e^{\sigma t} \\ v = v_1 \cos\lambda z e^{\sigma t} \\ w = w_1 \sin\lambda z e^{\sigma t} \end{cases} \tag{12-45}$$

式中，u_1, v_1, w_1 是关于 r 的解析函数。

将式(12-42)的第一式两边对 z 求偏导，第三式两边对 r 求偏导，方程(12-45)代入(12-42)中第二式和连续方程(12-43)，可得

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u_1}{\partial r} + \dfrac{u_1}{r} + \lambda w_1 = 0 \\ \gamma\left(\nabla_1^2 - \dfrac{1}{r^2} - \lambda^2 - \dfrac{\sigma}{\gamma}\right)v_1 = 2Au_1 \\ \dfrac{\gamma}{\lambda}\dfrac{\partial}{\partial r}\left[(\nabla_1^2 - \lambda^2 - \dfrac{\sigma}{\gamma})w_1\right] = -2\left(A + \dfrac{B}{r^2}\right)v_1 - \gamma\left(\nabla_1^2 - \dfrac{1}{r^2} - \lambda^2 - \dfrac{\sigma}{\gamma}\right)u_1 \end{cases} \tag{12-46}$$

边界条件式(12-44)变为

$$u_1(R_1)=v_1(R_1)=w_1(R_1)=u_1(R_2)=v_1(R_2)=w_1(R_2)=0 \tag{12-47}$$

由上可知，摄动 u，v，w 是波长为$\frac{2\pi}{\lambda}$的简谐摄动，σ 决定了摄动增加的速率。当 $\sigma>0$ 时，摄动随时间 t 越来越大，流动不稳定；当 $\sigma<0$ 时，摄动随时间 t 的增加而趋于零，流动为稳定的定常流动；当 $\sigma=0$ 时，流动呈现过渡状态(介于稳定与不稳定之间)。

流动由定常流动变为不稳定流动时的内筒转速 ω_1 称为临界转速 ω_c，根据 Taylor 的研究，临界转速 ω_c 由下式确定：

$$p=\frac{\pi^4\gamma^2(R_1+R_2)}{2\omega_c^2d^3R_1^2(1-R_2^2\alpha/R_1^2)(1-\alpha)} \tag{12-48}$$

$$p=0.0571\left(\frac{1+\alpha}{1-\alpha}-0.0652\frac{d}{R_1}\right)+0.00056\left(\frac{1+\alpha}{1-\alpha}-0.0652\frac{d}{R_1}\right)^{1} \tag{12-49}$$

式中，$\alpha=\frac{\omega_2}{\omega_1}$(两筒转速比)。一旦确定 α、R_1、R_2 和流体运动黏度 γ 后，由以上两式即可确定出相应的临界转速 ω_c。

在旋转管式膜分离实验中，外筒静止，内筒旋转，从而 $\alpha=0$。当 $d/R_1\to0$，即环隙间距远小于内筒半径时，由式(12-48)和式(12-49)可确定出临界转速：

$$\omega_c=\sqrt{\frac{\pi^4\gamma^2(R_1+R_2)}{2\times0.05766d^3R_1^2}} \tag{12-50}$$

当 $\alpha=0$，但 d/R_1 不趋于零，即环隙间距与内筒半径比不可忽略时，临界转速：

$$\omega_c=\sqrt{\frac{\pi^4\gamma^2(R_1+R_2)}{2\times\left[0.0571\left(1-0.652\frac{d}{R_1}\right)+0.00056\left(1-0.652\frac{d}{R_1}\right)^{1}\right]d^3R_1^2}} \tag{12-51}$$

12.4.3　旋转管式膜分离器环隙间径向速度和流线

旋转管式膜分离器内的流体流动是三维流动，假设流动为轴

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

对称流动。为了研究环隙间出现的二次流，必须研究过中心轴的子午线平面的流线。由空间流函数的定义：

$$\partial\psi/\partial z = -ru \tag{12-52}$$

由 $u = u_1 e^{\sigma t}\cos\lambda z = e^{\sigma t}\cos\lambda z \sum_{m=1}^{\infty} a_m B_1(k_m r)$，将式(12-52)积分得：

$$\psi = -\frac{r}{\lambda} e^{\sigma t}\sin\lambda z \sum_{m=1}^{\infty} a_m B_1(k_m r) \tag{12-53}$$

由一阶贝塞尔函数的渐近式

$$B_1(k_m r) = (R_1 + y)^{-\frac{1}{2}}\sin mky, \text{有}$$

$$\psi = (R_1 + y)^{\frac{1}{2}}\sin(\lambda z)\sum_{m=1}^{\infty} a_m \sin mky \tag{12-54}$$

同时还可得出径向速度：

$$u = (R_1 + y)^{-\frac{1}{2}} e^{\sigma t}\cos(\lambda z)\sum_{m=1}^{\infty} a_m \sin mky \tag{12-55}$$

根据 Taylor 的研究结果，计算出一系列 a_m 值，即可得出径向速度分布曲线，如图 12-12 所示。根据式(12-54)作出流线图，如图 12-13 所示。

Taylor 涡的存在，使得二次流最大限度地冲击内筒膜表面，使滤饼难以沉积在膜面，有效地减轻了浓差极化和膜污染，这对于膜过滤是很有益的。所以，在膜分离过程中，应该使膜管转速超过临界转速而形成 Taylor 涡二次流。

12.4.4 旋转管式膜分离器环隙子午面流线与涡结构

旋转管式膜分离器的流场同样采用 PIV 激光粒子成像测速仪进行测定。膜管的转速可在 0～2840r/min 范围内调节。旋转管式膜的材料为聚丙烯，膜孔平均孔径为 5～10μm。实验研究中，在不同轴向流量、不同膜渗透量条件下，改变膜管转速，测得了膜器内子午面上的流场结构。图 12-14 为实测的在低渗透流、低轴向流情况下旋转管式膜分离器环隙子午面的流线图和涡量图。图中的流线清晰地表明，环隙间有 Taylor 涡生成，还可以看到两

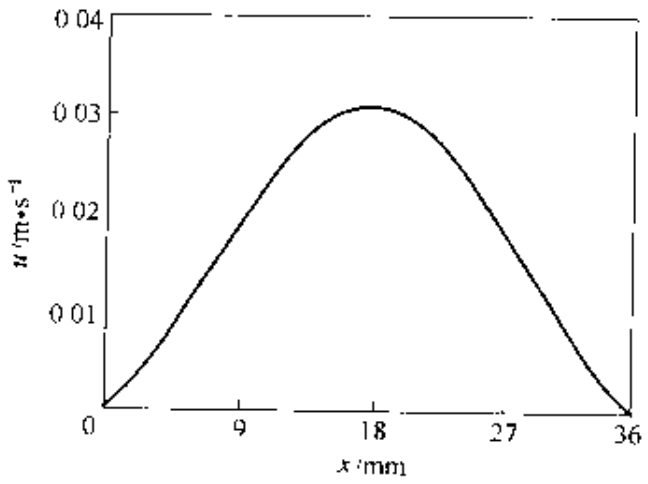


图 12-12　外筒静止内筒旋转时环隙中径向速度分布

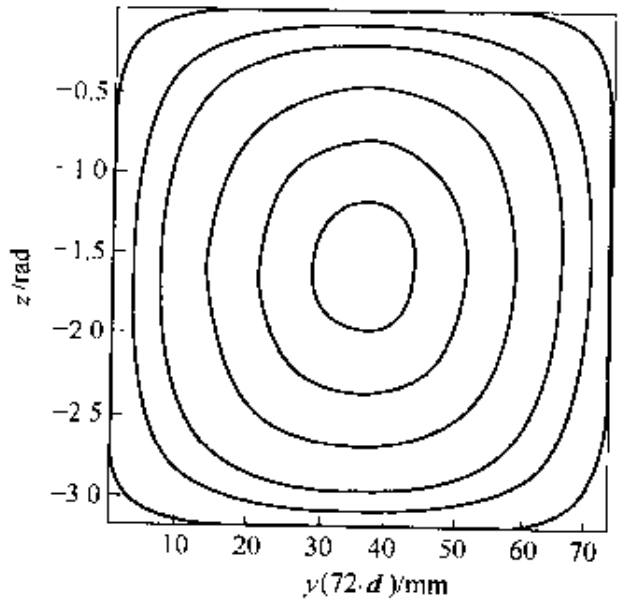


图 12-13　外筒静止内筒旋转时环隙子午面上 Taylor 涡流线图

涡之间存在旁流。涡的尺寸比环隙宽度略小。在高渗透流、高轴向流情况下，旋转管式膜分离器环隙子午面流场的测试结果如图 12-15 所示。此时环隙中形成了稳定的 Taylor 涡。Taylor 涡沿环隙轴向排列，大小基本相等，相邻涡的旋转方向相反，两涡之间有旁流存在。旁流产生的原因在于涡的迁移速度大于平均轴向流

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

速，为达到质量平衡，一部分流体绕涡的边沿从下至上回流。实验研究中还观察到，由于一部分流体逐渐渗透到膜管内腔，从而使 Taylor 涡的间距沿膜器轴向向下逐渐减小。

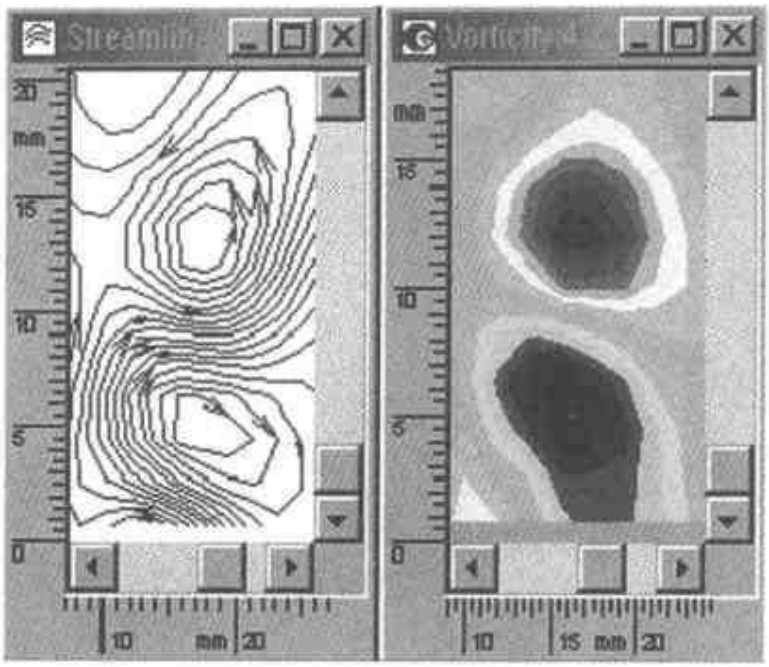


图 12-14 低渗透流、低轴向流时膜器环隙子午面处流线图和涡量图

12.4.5 环隙子午面的流体速度分布

激光粒子成像测速系统 PIV 不仅能够得出流场的涡量图、流线图，还能够对流体的速度进行定量描述，据此可以探讨 Taylor 涡生成后流体的速度分布规律。所得到的速度分布结果如图 12-16 所示。

Taylor 涡形成后，对膜器环隙子午面流体的轴向速度和径向速度进行定量分析，结论如下：

1)Taylor 涡形成后，参与涡中部循环的流体的径向速度相当于环隙间平均轴向流速的 100 倍以上，涡边沿处流体的轴向速度在环隙间平均轴向流速的 5 倍以上。因此，Taylor 涡的生成极大地改变了环隙间流体的速度分布。

2)Taylor 涡强烈的剪切作用使得悬浮液中颗粒难以停留在膜管表面，能够有效地减轻浓差极化和防止膜污染现象。

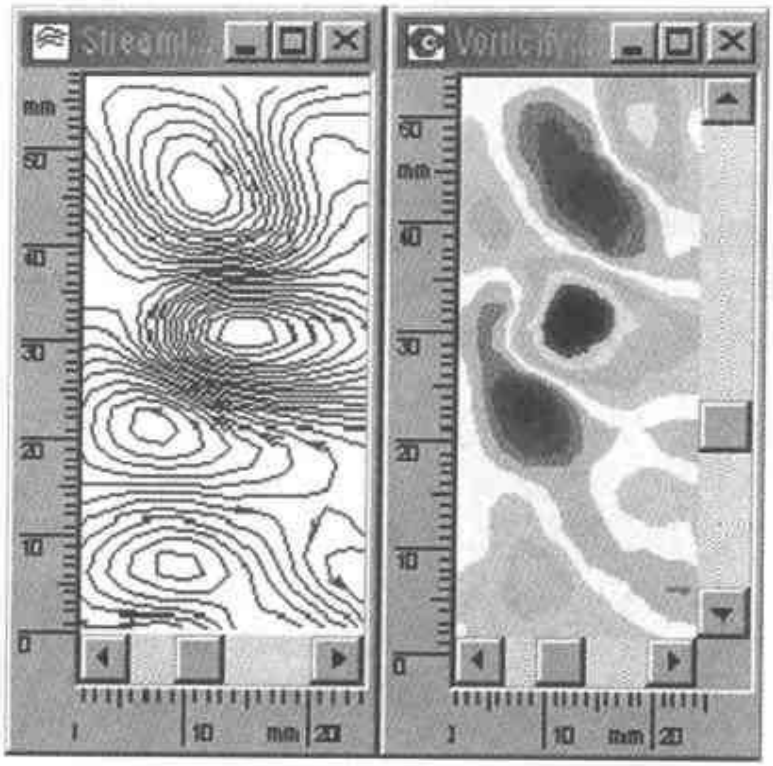


图 12-15　高渗透流、高轴向流时膜器环隙子午面处流线图和涡量图

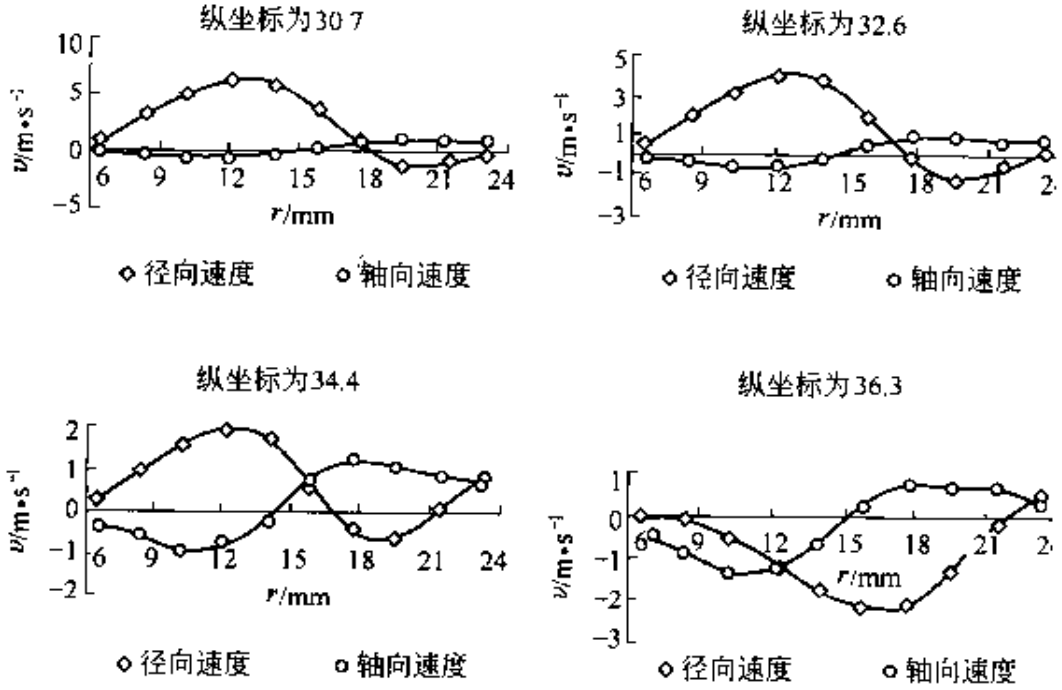


图 12-16　Taylor 涡生成后膜器环隙间径向速度和轴向速度的分布

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

3)由于流体参与 Taylor 涡循环,使悬浮液在膜器中的停留时间较无 Taylor 涡时长,有利于对悬浮液中的固相颗粒进行分离。

4)Taylor 涡中流体与外界的质量交换很弱,仅发生在涡的边沿靠近两筒壁面的位置。因此,参加过滤的流体只是膜管表面上的一层流体,涡中部的流体几乎不参加过滤。所以,如果膜管转速太低,旋转剪切力和离心力不足以阻止滤饼的生成;若转速过高,离心力太大,又会使得过滤推动力减小,影响过滤速率。

12.5 旋转管式膜微滤机理

12.5.1 旋转管式膜微滤颗粒受力分析

旋转管式膜分离器中,当膜管转速超过临界转速时,膜器环隙间将生成螺旋 Taylor 涡。螺旋涡生成后,参与涡中部循环的流体的速度增大十分惊人(见上节所述)。因此,Taylor 涡的剪切作用比十字流主流体的剪切作用大得多。在此以前,尽管众多的学者都认为 Taylor 涡对过滤是有益的,但是并没有对涡中流体的速度作过测试,因而对其作用的认识很不够。

在旋转管式膜器环隙中形成 Taylor 涡后,膜管表面附近颗粒的受力分析如图 12-17 所示。当环隙间生成 Taylor 涡时,膜管表面的粒子共受到 5 个力的作用,分别是:Taylor 涡曳力 F_v、旋转流切向曳力 F_t、离心力 F_k、轴向流曳力 F_z 和渗透流曳力 F_r,其中 F_z 方向与轴向流相同,在图中未画出。颗粒所受 Taylor 涡曳力 F_v 的方向随颗粒在环隙间位置的不同而变化,但有一点是可以肯定的,那就是 F_v 的方向总是 Taylor 涡流线的切线方向。因此,如果颗粒在膜管表面,则 F_v 沿膜管轴向向上或向下(取决于涡的方向)。粒子所受旋转流切向曳力的方向为圆周切线方向。轴向流曳力方向与平均轴向流方向相同。离心力和渗透流曳力是一对方向相反的作用力。

在旋转管式膜微滤中,轴向流速远大于渗透流速,因此可以认为轴向流曳力大于渗透流曳力,当渗透流曳力与离心力平衡时,轴向流曳力也就大于离心力。于是,我们得出环隙间颗粒所受 5 个

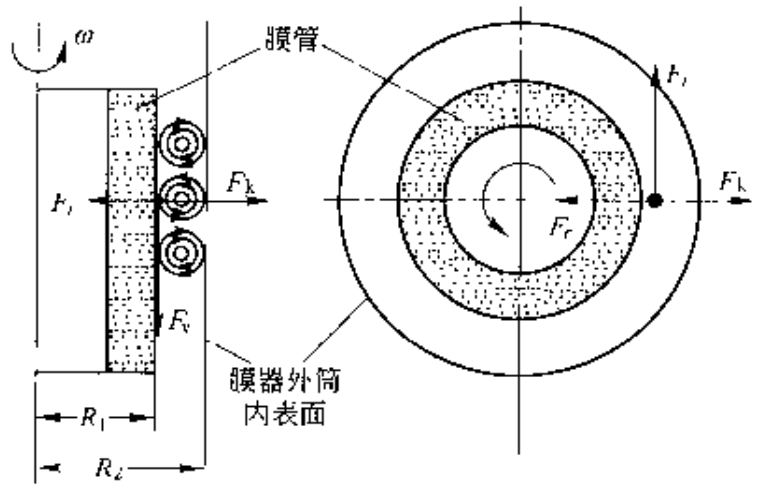


图 12-17　膜器环隙内 Taylor 涡生成后膜管表面附近颗粒的受力分析

力的从大到小的顺序依次为：

1）若膜管转速略大于临界转速，则：Taylor 涡曳力 F_v≥旋转流切向曳力 F_t≥轴向流曳力 F_z≥离心力 F_k≥渗透流曳力 F_r；

2）若膜管转速远大于临界转速，则：Taylor 涡曳力 F_v≥旋转流切向曳力 F_t≥离心力 F_k≥轴向流曳力 F_z≥渗透流曳力 F_r。

12.5.2　颗粒运动分析

旋转管式膜微滤中，当环隙间没有形成 Taylor 涡时，膜分离的过滤速率并不会明显高于静态十字流微滤。一旦环隙间生成 Taylor 涡，悬浮液中固相粒子的受力状况将发生本质改变。Taylor 涡生成后，绝大部分颗粒所受离心力大于渗透流曳力，不会停滞在膜管表面生成滤饼。膜器中粒子的运动规律取决于上述 5 个力的共同作用。

根据实测研究结果，膜器环隙中部粒子所受 Taylor 涡曳力并不小于旋转流切向曳力，因此，粒子在环隙间的运动受 Taylor 涡的影响最大。主要表现在：

1）在 Taylor 涡内，大部分粒子沿涡的流线在涡内循环运动，只有少部分粒子扩散到 Taylor 涡外。

2）膜管表面的粒子，在 Taylor 涡曳力、旋转流曳力、离心力、轴向流曳力和渗透流曳力的共同作用下，一部分进入涡内，而涡内

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

的粒子则有一部分扩散到涡外到达膜管表层；涡内外流体的质量交换很小，但因为涡外流体只占环隙间流体的一小部分，因而涡外流体扩散作用要强一些。

3)Taylor 涡曳力的存在，极大地冲刷着膜管表面，同时旋转流也对膜管表面有冲刷作用，有效地防止了粒子在膜管表面的停留。

4)虽然涡内外流体质量交换较小，但交换程度仍然强于十字流过滤，因此涡内外质量交换使得膜管表层浓差极化现象得到抑制，且膜面边界层较十字流微滤减薄。

5)粒子在涡内的循环，使得旋转管式膜微滤下粒子运动路线的长度远大于静态十字流微滤，因此，悬浮液在膜器内的停留时间增长，对过滤是有利的。

6)Taylor 涡沿膜器轴向迁移，使得相邻涡之间不会存在无法参加循环的"死角"，不会造成粒子在膜管表面的沉积。

7)旁流的存在，增强了悬浮液在膜器内的循环和停留时间。因此，总的说来，粒子的运动路线近似于螺旋 Taylor 涡。

需要说明的是，Taylor 涡不可能彻底解决浓差极化和膜孔堵塞问题。由于颗粒粒径不均，必然有一部分粒径小于膜管孔径的粒子进入膜孔，形成堵塞。浓差极化现象虽然得到抑制，但并不能彻底消除。过滤稳态速率仍然会略低于初始速率。

12.5.3 旋转管式膜微滤的数学模型

对膜分离的过滤速率有较大影响的因素有：膜管转速、环隙宽度、内筒半径、压力、悬浮液浓度、滤饼的平均比阻、膜管的孔径、流体的黏度和密度等。对于一定的物料和膜管，滤饼的平均比阻和膜管的孔径可视为确定因素。膜分离微滤速率应该是物料特性、膜器轴向压力梯度、膜管转速和膜器结构尺寸的函数，可写为

$$J = f(\omega, d, \mu, \rho, \Delta p, c_b, R_1) \tag{12-56}$$

采用量纲分析法把式(12-56)写成幂指数函数关系，有

$$J = C\omega^a d^b \mu^c \rho^h \Delta p^e R_1{}^f C_b{}^g \tag{12-57}$$

经推导可得

$$J = C\omega R_1 \left(\frac{\rho\omega R_1^2}{\mu}\right)^h \left(\frac{\Delta p R_1}{\omega\mu}\right)^e \left(\frac{d}{R_1}\right)^b C_b{}^g \qquad (12\text{-}58)$$

在式(12 58)中,需要把轴向压力梯度 Δp 表示成 Re_a 的形式,得

$$\frac{J}{\omega R_1} = C_1 Ta^h \left(\frac{Re_a}{Re_\theta}\right)^e \left(\frac{d}{R_1}\right)^{2e+b-\frac{3h}{2}} c_b{}^g \qquad (12\text{-}59)$$

其中,旋转 Re 定义如下:

$$Re_\theta = \frac{\omega R_1 d}{\gamma} \qquad (12\text{-}60)$$

将式(12-59)写成简洁的形式:

$$\frac{J}{\omega R_1} = C_1 Ta^h \left(\frac{\bar{v}_z}{\omega R_1}\right)^e \left(\frac{d}{R_1}\right)^k c_b{}^g \qquad (12\text{-}61)$$

式中,$\bar{v}_z$ 表示平均轴向流速。模型式(12-61)表明:膜器过滤速率由 Taylor 数(Ta)、环隙平均轴向流速($\bar{v}_z$)、环隙与半径比(d/R_1)以及悬浮浓度(c_b)确定。对于确定的膜器,环隙与半径比是一个常数,因此,膜器的过滤速率由 Taylor 数、环隙平均轴向流速和悬浮液浓度三个因素确定即可确定。Taylor 数在模型式(12-61)中出现,再次说明了 Taylor 涡对膜微滤过程的重要性。模型中各参数的取值,可以通过膜分离微滤试验数据用回归法求出:

$$\frac{J}{\omega R_1} = 10^{5.066} Ta^{-1.711} \left[\frac{\bar{v}_z}{\omega R_1}\right]^{0.15} \left[\frac{d}{R_1}\right]^{-0.831} c_b{}^{0.784} \qquad (12\text{-}62)$$

实验验证结果表明,该数学模型能比较准确地描述旋转管式膜分离器的微滤性能。

参 考 文 献

1 褚良银,陈文梅,方为茂. 旋流动态薄层气压过滤机. 中国专利(ZL95242438.X),1996

2 方为茂,管式陶瓷膜十字流微滤特性及旋转流强化过滤的研究. 博士学位论文(导师:陈文梅教授),成都:四川联合大学,1997

3 褚良银,陈文梅,刘培坤,李晓钟,李建明,石岩. 管式陶瓷膜十字流微滤过程强

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载

化研究. 膜科学与技术, 1998, 18(6): 49 - 53

4 褚良银, 陈文梅. 旋流动态薄层气压过滤过程研究. 流体机械, 1998, 26(12): 9 - 12

5 褚良银, 陈文梅, 钟月华. 旋转流强化管式膜滤过程中分离因素的研究. 过滤与分离, 1999, (2): 9～12

6 Chu Liang-Yin, Qin Jian-Jun, Chen Wen Mei, Liu Pei-Kun, Li Xiao-Zhong. Enhanced performance for crossflow microfiltration processes with tubular ceramic membrane, Filtration and Separation, 2000, 37 (8): 37～40

7 王成端,旋转切向流强化管式膜微滤的机理研究. 博士学位论文(导师:陈文梅教授),成都:四川大学,2001

8 王成端, 陈文梅, 李建明等. 旋转切向流管式膜滤机,中国专利 ZL01206599.4, 2001

9 王志斌, 陈文梅, 杨柳, 王成端. 旋转流强化管式膜微滤的研究评述. 过滤与分离. 2001, 11(1): 6～8

10 王成端, 陈文梅, 李建明. 旋转切向流管式膜器的参数设计与优化研究. 过滤与分离, 2001, 11(3): 1 - 4

11 赵飞虎,聚乙烯管式膜旋转动态微滤特性研究. 博士学位论文(导师:陈文梅教授).成都:四川大学,1998

12 杨柳,旋转管式膜分离器流场特性和微滤性能研究. 博士学位论文(导师:陈文梅教授).成都:四川大学,2000

13 杨柳,陈文梅, 褚良银. 旋转管式膜分离器环隙间速度和流线数值模拟. 高校化学工程学报, 2000, 14(6): 524～529

14 杨柳, 赵飞虎, 陈文梅, 褚良银. 旋转聚乙烯管式膜微滤机理研究. 四川大学学报(工程科学版), 2000, 32(3): 81～84

15 杨柳, 赵飞虎, 陈文梅, 褚良银, 舒朝晖. 旋转聚乙烯管式膜微滤实验研究. 流体机械, 2000, 28(6): 9～13

16 杨柳,陈文梅, 褚良银, 刘泉, 汤潍嵚. 旋转管式膜分离技术的应用与研究进展, 过滤与分离, 2002, 12(2):1～5

标准分享网 www.bzfxw.com 免费下载