

工程湍流

ENGINEERING TURBULENCE

刘士和 刘 江 罗秋实 张细兵 著



科学出版社
www.sciencep.com

ENGINEERING TURBULENCE

工程湍流

刘士和 刘 江 罗秋实 张细兵 著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书系统地阐述了工程湍流的特点、内容、理论与数值模拟技术；详细介绍了固定边界条件下的湍流边界层、绕体流动、分离流动，可动边界条件下的植被湍流与水沙两相流，湍流中温度、浓度与异质粒子输运，水气两相流中的水气分界面、明渠掺气水流、高速挑流水舌、强迫掺气水流；以大量实例说明工程湍流的数值模拟与应用，融入作者多年来的学术研究成果。

本书将湍流基础理论与实际工程中的湍流问题相结合，旨在为解决实际工程中的湍流问题提供理论依据与解决途径，可作为水利、土建类有关学科的研究生教材，也可作为与此相关的设计与科研工作的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

工程湍流 / 刘士和等著. —北京: 科学出版社, 2011

ISBN 978-7-03-029333-6

I. 工… II. 刘… III. 湍流 - 研究生 - 教材 IV. 0357.5

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2010) 第 207866 号

责任编辑: 王 倩 / 责任校对: 邹慧卿

责任印制: 钱玉芬 / 封面设计: 耕者设计工作室

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

2011 年 1 月第 一 版 开本: 787 × 1092 1/16

2011 年 1 月第一次印刷 印张: 19 3/4 插页: 2

印数: 1—1 500 字数: 480 000

定价: 78.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

前 言

湍流是自然界与工程技术中普遍存在的一种流体运动状态,研究其结构特征和运动规律具有重要的理论与工程应用价值。湍流是十分复杂的多尺度不规则流动,个别简单的湍流问题可以应用理论分析近似地获得其流动特性,但实际工程中的湍流多表现为复杂边界条件下的多相体系流动。针对如何在湍流基础理论研究成果基础上构建工程湍流的新体系,做到既吸取湍流基础理论研究成果用于加深对实际工程中流动问题的认识,又直接以实际工程中的湍流问题为研究对象,建立满足实际需要的描述工程湍流运动的数学模型、数值计算方法,为解决工程中的湍流问题提供理论依据,本书进行了一些探索。

本书除对湍流的基本理论进行简要介绍外,重点对水利水电工程领域中的工程湍流问题进行了比较系统的介绍。全书共 10 章:第 1 章为概述,介绍了工程湍流的特点、研究方法与内容;第 2 章为工程湍流运动的基本方程,详细介绍了单相湍流运动、湍流场中的散粒体运动及低浓度两相流运动的基本方程;第 3 章为湍流的统计理论,包括关联函数、湍谱分析、局部各向同性湍流与湍流的快速畸变理论等;第 4 章为湍流的模式理论,介绍了单相湍流与低浓度两相湍流的模式理论,并对目前应用较多的低浓度水沙两相湍流的平面二维数学模型与模式理论进行了介绍;第 5 章为工程湍流的数值模拟技术,重点介绍了网格生成技术、控制方程离散与求解及随机模拟技术,并对我们开发的河流数值模拟系统(River Simulation System, RSS)计算软件进行了简要介绍;第 6 章为固定边界上的湍流运动,介绍了湍流边界层、绕体流动与分离流动,并对水利水电领域中的一些典型工程湍流实例进行了介绍;第 7 章为可动边界上的湍流运动,介绍了植被上的湍流运动与水沙两相湍流,加入了我们在河床阻力与水沙两相流三维数值模拟方面的最新成果;第 8 章为湍流中异质粒子的运动,对异质粒子在湍流场中的跟随性问题与气流中溅抛水滴的运动进行了介绍;第 9 章为湍流中的标量输

运,对均匀湍流与切变湍流中的被动标量输运、天然河道中的温度与浓度输运分别进行了介绍;第10章为水气两相流,介绍了水气分界面、明渠掺气水流、高速挑流水舌与强迫掺气水流。

在撰写本书过程中,除借鉴国内外一些已有研究成果外,还加入了作者的部分研究成果,试图使本书具有如下特点:①力求清晰,尽可能系统介绍工程湍流的基本特点、基本理论及数值模拟技术;②力求较深入地探讨水利水电工程中比较典型的工程湍流运动特性;③强调实用可读。

本书第1、3章由武汉大学刘士和执笔,第6、8、10章由水利部淮河水利委员会刘江执笔,第5章由水利部黄河水利委员会罗秋实执笔,第4、7、9章由水利部长江水利委员会张细兵执笔,第2章由刘士和、罗秋实共同执笔。限于作者水平和现阶段对工程湍流的认识,书中资料引用难免挂一漏万,甚至有不少不妥之处,衷心希望读者批评、指正。

作者

2010年7月

目 录

前言

第 1 章 概述	1
1.1 工程湍流的特点	1
1.2 工程湍流的研究方法与内容	2
参考文献	2
第 2 章 工程湍流运动的基本方程	3
2.1 单相湍流运动的基本方程	3
2.2 散粒体运动的基本方程	7
2.3 低浓度两相流运动的基本方程	14
参考文献	19
第 3 章 湍流的统计理论	21
3.1 湍流的统计描述	21
3.2 关联函数	21
3.3 湍谱分析	29
3.4 不可压缩均匀湍流的湍动能输运	37
3.5 Karman-Howarth 方程与能谱方程	43
3.6 局部各向同性湍流	48
3.7 湍流的快速畸变理论	53
参考文献	65
第 4 章 湍流的模式理论	67
4.1 建立湍流模式的一般原则	67
4.2 单相湍流的湍流模式	70
4.3 低浓度两相湍流的湍流模式	80
4.4 低浓度水沙两相湍流的平面二维数学模型与湍流模式	84
参考文献	88
第 5 章 工程湍流的数值模拟技术	89
5.1 工程湍流的数值模拟技术概述	89
5.2 网格生成技术	90
5.3 控制方程离散与求解	111
5.4 随机模拟技术	126
5.5 计算软件简介	130

参考文献	147
第6章 固定边界上的湍流运动	149
6.1 光滑表面上的湍流边界层	149
6.2 表面粗糙度沿程不变下的湍流边界层	159
6.3 表面粗糙度沿程突变下的湍流边界层	162
6.4 绕体流动与分离流动	168
6.5 典型工程流动实例	177
参考文献	198
第7章 可动边界上的湍流运动	200
7.1 植被上的湍流运动	200
7.2 水沙两相湍流	202
参考文献	245
第8章 湍流中异质粒子的运动	247
8.1 异质粒子在湍流场中的跟随性	247
8.2 气流中溅抛水滴的运动	248
参考文献	259
第9章 湍流中的标量输运	260
9.1 均匀湍流中的被动标量输运	260
9.2 切变湍流中的被动标量输运	264
9.3 天然河道中的温度输运	267
9.4 天然河道中的浓度输运	275
参考文献	280
第10章 水气两相流	282
10.1 水气分界面	282
10.2 明渠掺气水流	287
10.3 高速挑流水舌	289
10.4 强迫掺气水流	309
参考文献	312

第 1 章 概 述

1.1 工程湍流的特点

实际工程中的流动绝大多数均处于湍流运动状态。严格来讲, 均应以湍流理论为基础进行研究。经过众多学者的努力, 湍流的基础理论研究取得了丰硕成果, 为加深人们对湍流机理的认识, 进而采用各种措施来预报和控制湍流提供了很好的基础^[1~5], 然而一方面, 因实际工程中的流动太过复杂, 且受现有研究手段的限制, 运用已有湍流理论去解决实际工程中的流体力学问题还存在着诸多困难。另一方面, 实际工程中的一些流体力学问题, 如水利水电工程中的高速水流问题、水沙两相流问题等, 不借助湍流理论, 不能很好地得到解决。所谓工程湍流, 针对的正是直接服务于工程的湍流理论, 它一方面吸取湍流基础理论研究的成果, 用于加深对实际工程中流动特性的认识, 另一方面又直接以实际工程中的湍流为研究对象, 在满足工程实际需要的同时, 通过对湍流运动的深化研究来更好地认识、了解研究对象的特点, 进而采用相应的措施去更加准确地预报与控制工程流动。

不同的工程领域存在的工程湍流虽然各具个性^[6,7], 但也有着以下共同的特点:

(1) 流动多尺度。工程湍流的多尺度包含以下两方面的内容: 流动特征多尺度, 流体组成多尺度。

流动特征多尺度主要指结构多尺度。从物理空间来看, 湍流是由随机分布在流场中的包含着从含能涡到耗散涡之间的大小不一的涡体所产生的, 尺度不同的涡体的脉动周期与含能也不相同。工程湍流不仅具有一般湍流的不规则性、扩散性、能量耗损及大雷诺数几个基本特征, 而且因实际工程中的流动边界往往极不规则, 而湍动的产生和维持又极大地依赖于流动的边界条件, 因此, 工程湍流中的结构多尺度问题要更加复杂。

流体组成多尺度主要指工程湍流多属多相湍流, 具有热、质交换及边界可动的特点。

(2) 流动描述的精细程度应以满足实际工程的需要为标准。实际工程中对流动特征量要求的精度与工程流动的特点、工程的重要性等因素有关。对某些工程湍流问题, 仅需要获得比较低阶的统计量即可; 而对另一些问题, 则需要获得更高阶的统计量。

(3) 处理方法上强调宏观控制。根据工程流动的特点, 通过量阶比较对其控制方程进行简化与求解; 或通过因次分析建立相应的关系式, 进而通过实验确定相应的系数, 均是工程湍流研究处理问题的重要手段。随着湍流模式理论研究的发展与计算机技术的不断进步, 数学模型计算越来越成为研究工程湍流问题的主要手段之一。

第 2 章 工程湍流运动的基本方程

本书探讨的是不可压缩牛顿型流体的工程湍流运动。下面分单相湍流运动、散粒子运动及低浓度两相流运动三方面分别加以介绍。

2.1 单相湍流运动的基本方程

2.1.1 Navier-Stokes 方程与湍流

Navier-Stokes 方程（以下简称 N-S 方程）是描述不可压缩牛顿型流体运动的基本方程，其形式为

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.2)$$

式 (2.1.1) 和式 (2.1.2) 中， ρ 、 ν 分别表示流体的密度和运动粘性系数； f_i 是质量力强度； u_i 、 p 分别表示流体速度和压强。

给定流动的初始条件与边界条件后，式 (2.1.1) 和式 (2.1.2) 的解就确定了某一流动^[1]。然而因一般情况下 N-S 方程初边值问题解的存在性与唯一性尚未完全得到证明，只有在很苛刻的条件下，N-S 方程解的存在性与唯一性才有证明。例如，当质量力有势时，数学上已经证明，N-S 方程的解具有以下的存在性与唯一性^[1~3]：

(1) 定常的 N-S 方程的边值问题至少有一个解，但只有当雷诺数不大时解才是稳定的。

(2) 非定常平面或轴对称流动的初边值问题，在一切时刻都有唯一解。

(3) 一般三维非定常流动的初边值问题，只有当雷诺数很小时才在一切时刻都有唯一解。

(4) 任意雷诺数的三维非定常流动的初边值问题，只有在某一时间区间内解是唯一的，该时间区间与雷诺数和流动的边界有关，且雷诺数愈大，存在唯一解的区间愈小。

综上所述，在雷诺数较小时，N-S 方程存在唯一的确定性解，也即定常与非定常层流解，这与流动的实际情况是相符的。

如不满足解的唯一性条件，N-S 方程可能存在分岔解。例如同轴旋转的两圆柱面间的粘性流体流动（Taylor 问题）、不同温度的两平行平板间粘性流体的热对流问题（Bernard 问题）在一定的条件下存在定常分岔解。此外，牛顿型流体定常流动的不稳定性还可以导致周期性分岔解的出现。例如，平行平板间由压差驱动的定常层流流动

和层流边界层流动在一定的条件下有周期性分岔解 (Tollmien-Schlichting 波)。由此表明: 不稳定的层流运动可以用 N-S 方程的分岔解描述。

由于湍流是由各种不同尺寸的涡体运动组成, 在流体处于湍流运动的条件下, N-S 方程还能否描述湍流问题呢? 也即确定性的非线性偏微分方程是否可能有长时间的不规则渐近解? 对此问题数学家们正在寻求明确的答案。现有的研究成果表明: 非线性常微分方程组的初值问题可能有长时间的不规则解, 或称混沌解。这种不规则解具有以下特征:

(1) 对于给定的某种初始状态, 解轨迹在 $t \rightarrow \infty$ 时是不规则的振荡型, 从解的时间序列来看类似于宽频带的湍流脉动。

(2) 初始状态相差很小的两个解轨迹, 在 $t \rightarrow \infty$ 时相差很大 (在混沌理论中称为蝴蝶效应)。从流动现象上来看, 在湍流状态下, 在系综中不同流动事件的长时间行为之间不存在确定性关系。

有限维非线性动力系统渐近解的不规则性非常接近湍流行为, 但从理论上把有限维非线性动力系统理论推广到属于无限维非线性动力系统的偏微分方程的初边值问题还有很大困难。然而, 通过湍流研究的实践也可以推测: 在大雷诺数情况下, N-S 方程的初边值问题具有不规则的渐近解。一个证据是 Lorenz 奇怪吸引子解, Lorenz^[4] 在 N-S 方程有限维近似解中发现, 当雷诺数很大时, 其存在长时间的不规则振荡解, 他称这种解为奇怪吸引子, 正是 Lorenz 的研究揭开了近代混沌理论研究的序幕。另一个证据是用超级计算机数值求解 N-S 方程的实验。在一些简单几何边界流动的数值实验中 (如槽道流、边界层流), 可以模拟出时间、空间上的不规则解, 并由这些解的系综统计或时间平均得到与物理实验相同的湍流统计特性。因此, 湍流研究的实践使人们相信 N-S 方程可以用来描述牛顿型流体的湍流运动。

综上所述, 随着雷诺数的增加, 流动由层流向湍流过渡的现象是 N-S 方程初边值问题解的性质在变化。层流是小雷诺数条件下 N-S 方程初边值问题的唯一解; 随着雷诺数的增加, 出现过渡流动, 它是 N-S 方程的分岔解; 高雷诺数的湍流则是 N-S 方程的渐近 ($t \rightarrow \infty$) 不规则解。无论是层流还是湍流, 不可压缩牛顿型流体的运动都可用 N-S 方程来描述。

2.1.2 雷诺平均运动与脉动运动方程

根据雷诺假定, 湍流的物理量 (流速 u_i 、压强 p 等) 可用其系综 (或时间) 平均值与脉动值之和来表示, 即

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.1.3a)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (2.1.3b)$$

将式 (2.1.3) 分别代入式 (2.1.1) 和式 (2.1.2), 经过整理, 即可得到流体湍流运动的如下控制方程:

(1) 时均运动方程。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.4a)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u'_i u'_j}) \quad (2.1.4b)$$

(2) 脉动运动方程。

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.5a)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_i u'_j - \overline{u'_i u'_j}) = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.1.5b)$$

式(2.1.4)和式(2.1.5)中 $-\overline{u'_i u'_j}$ 为雷诺应力, 其为单位面积上脉动动量通量的平均值, 物理意义为通过单位面积的单位流体因动量交换而引起的应力。

2.1.3 雷诺应力与湍动能输运方程

由式(2.1.5)出发可得雷诺应力与湍动能 $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ 的控制方程为

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} = G_{ij} + \Phi_{ij} + D_{ij} - E_{ij} \quad (2.1.6a)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = G_k + D_k - \varepsilon \quad (2.1.6b)$$

式(2.1.6a)右边第一项表示雷诺应力的产生项, 第二项为压强应变项, 第三项为扩散项, 第四项则为耗散项; 式(2.1.6b)右边第一项表示湍动能的产生项, 第二项为扩散项, 第三项则为耗散项。以上各项的表达式如下:

(1) 产生项。

$$G_{ij} = - \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) \quad (2.1.7a)$$

$$G_k = - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.1.7b)$$

产生项表示平均切变场与雷诺应力相互作用对于雷诺应力或湍动能增长率的贡献。

(2) 压强应变项。

$$\Phi_{ij} = \overline{\frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (2.1.8)$$

压强应变项也称再分配项。对不可压缩流体, 因 $\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0$, 故 $\Phi_{ii} = 0$, 也即再分配项对湍动能的增长率没有贡献, 其作用只是在湍流脉动速度各个分量之间起调节作用。

(3) 扩散项。

$$D_{ij} = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u'_i u'_j u'_k} + \frac{\overline{p' u'_i}}{\rho} \delta_{jk} + \frac{\overline{p' u'_j}}{\rho} \delta_{ik} - \nu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \quad (2.1.9a)$$

$$D_k = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_i u'_i u'_j} + \frac{\overline{p' u'_j}}{\rho} - \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (2.1.9b)$$

扩散项以散度的形式出现, 如果在流动的边界上没有湍动能输运, 则扩散项对全流场的湍动能没有贡献。

(4) 耗散项。

$$E_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \quad (2.1.10a)$$

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (2.1.10b)$$

研究雷诺应力与湍动能输运方程中各项的平衡关系是湍流基础理论中的专门内容。

如果平均速度场是均匀场, 也即 $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0$, 那么就没有湍动能生成, 而湍动能的耗散总是存在的。因此, 在均匀的平均速度场中湍动能将一直衰减, 换句话讲, 必须通过平均切变场才能由平均场向湍流脉动输送能量。

对式 (2.1.6a) 所给出的雷诺应力控制方程, 虽然补充了 6 个方程, 但这组方程中又引入了新的高阶统计量 $\overline{u'_i u'_j u'_k}$ 、 $\overline{p' u'_i}$ 、 $\frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)$ 等, 导致平均运动方程和雷诺应力方程联立仍然是不封闭的, 而且包含了更多的高阶统计量。值得说明的是, 用统计方法导出的方程组永远是不封闭的, 越是高阶的统计方程含有的未知项也越多。因此, 运用湍流统计理论来预测平均场时, 必须对未知的统计量做合理的假设, 这些假设构成了湍流模式理论, 将在第 4 章中介绍。

2.1.4 标量输运方程

在有温差或不同物质组成的流体湍流中, 温度或不同物质的浓度也随流体脉动做不规则的变化, 这时除了流体的平均动量输运外, 还有平均的温度输运或浓度输运。由于温度或浓度是标量, 其相应的平均输运方程称为标量输运方程。在标量输运过程中, 如果温度或浓度场与速度场是解耦的, 也即标量场是由速度场确定的, 不存在标量场对速度场的反馈作用, 这种标量输运过程称为被动标量 (passive scalar) 输运。在被动标量输运的近似下, 湍流中标量输运的基本方程如下:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.11a)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.1.11b)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = D \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j \partial x_j} + \dot{q}_\theta \quad (2.1.11c)$$

式 (2.1.11a ~ c) 即被动标量输运的控制方程, 其中, 式 (2.1.11c) 中右边第一项是分子扩散项, 第二项是源汇项。

如果 θ 是温度, 则 D 是热传导系数, $Pr = \frac{\nu}{D}$ 称做普朗特数。温度输运中的源汇项 $\dot{q}_\theta$ 包括由流动的粘性耗散输入的源项和其他热源, 如化学反应、热辐射等输入的源项。如果只有流动的粘性耗散, 则 $\dot{q}_\theta = \frac{\nu}{c_p} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ 。值得说明的是, 在不可压缩流体运动中分子粘性产生的热源很小, 常常可忽略不计, 但在高马赫数的流动中这一项不可忽略。

如果 θ 是浓度, 则 D 是质量扩散系数, $Sc = \frac{\nu}{D}$ 称做施密特数。

在式 (2.1.11c) 中引入雷诺假设

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.1.12a)$$

$$\theta = \bar{\theta} + \theta' \quad (2.1.12b)$$

对式 (2.1.11c) 求平均, 并不计平均过程中源项的变化, 得到标量平均输运方程和标量脉动输运方程分别为

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = D \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} + \dot{q}_\theta \quad (2.1.13)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_j \theta' - \overline{u'_j \theta'}) = D \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.1.14)$$

式中, $\overline{u'_j \theta'}$ 称为标量通量。

2.2 散粒体运动的基本方程

2.2.1 散粒体运动的判别

对于挟有颗粒的两相流, 其颗粒输运形式有两类: 一是以散粒体的形式输运, 二是以颗粒群的形式输运。颗粒群与散粒体的主要区别在于颗粒群需要考虑颗粒与流体、颗粒与颗粒之间的相互作用, 而散粒体则为颗粒各自的独立运动。因此, 随着颗粒相体积浓度的不同, 可将挟有颗粒的两相流运动划分为如下几类: ①当颗粒相体积浓度足够低时, 颗粒在流体中呈散粒体形式运动, 颗粒的存在对流体运动无影响。②当颗粒相体积浓度达到某一临界值后, 颗粒与流体之间存在相互作用, 此后随着颗粒相体积浓度的进一步增加, 颗粒相中的颗粒与颗粒之间也出现相互作用, 但整个流体中的颗粒相体积浓度仍足够低, 不足以改变混合体的本构关系, 此时的两相流可视为低浓度两相流。③随着颗粒相体积浓度的进一步增加, 混合体的本构关系改变, 应采用其他模型 (如高含沙水流中的宾汉型流体本构关系) 来描述其运动特性。

在利用两相流理论描述颗粒群 (低浓度两相流) 的输运过程中, 颗粒之间的相互作用可概括为如下三类^[5]: ①颗粒之间的相互碰撞; ②颗粒表面边界层之间的相互作用; ③特别密集的颗粒群中颗粒之间的相互挤压。

文献 [5] 认为: 颗粒群运动与散粒体运动的判别, 应以上述第二类相互作用是否存在为依据。这是考虑到即使是散粒体, 随着颗粒的随机运动, 颗粒之间仍可能存在着相互碰撞, 因此, 不宜以第一类相互作用是否存在作为判别两相流是否以颗粒群形式运动的依据。赵世来^[6]认为, 散粒体与颗粒群之间的判别标准, 最好以颗粒外部势流之间是否存在相互作用为依据。下面分别以颗粒表面边界层之间是否存在相互作用及颗粒外部势流之间是否存在相互作用为基础来建立散粒体颗粒运动与低浓度两相流的判别标准, 并对此两种标准进行比较。

1. 颗粒表面边界层之间的相互作用

分别以 u 与 u_p 表示流体与颗粒运动的速度, 当两者之间的相对速度 $u_r = u - u_p$ 足够大之后, 颗粒周围即出现相对绕流运动, 并在颗粒表面上形成边界层。引用球形颗粒绕流边界层的研究成果^[7], 对等容直径为 d_p 的非球形颗粒, 其在运动粘性系数为 ν 的流体中以相对速度 u_r 运动时, 边界层在发生分离前的厚度 δ 为

$$\frac{\delta}{d_p} \sqrt{\frac{u_r d_p}{\nu}} = \frac{3}{\sqrt{2}} \varphi_1 \quad (2.2.1)$$

式中, φ_1 为考虑颗粒非球形的修正系数。定义相对雷诺数 $Re_d = \frac{u_r d_p}{\nu}$, 则边界层的厚度变为

$$\delta = \frac{3}{\sqrt{2}} \varphi_1 d_p Re_d^{-0.5} \quad (2.2.2)$$

如果两个颗粒表面之间的边界层不存在相互作用, 则两颗粒之间的距离 l 应满足如下的几何条件^[5]

$$l > d_p + 2\delta \quad (2.2.3)$$

如以 S_v 表示混合物中颗粒的体积浓度, 则对等容直径为 d_p 的均匀颗粒, 在立方体排列的条件下, 有

$$S_v = \frac{\frac{1}{6} \pi d_p^3}{l^3} \quad (2.2.4)$$

图 2.2.1 给出了均匀颗粒呈立方排列时颗粒之间的无量纲中心距 l/d_p 随体积浓度 S_v 的变化^[8]。由图可知: 当 S_v 为 1% 时, 中心距 l 约为 4 倍的颗粒等容直径; 当 S_v 为 5%

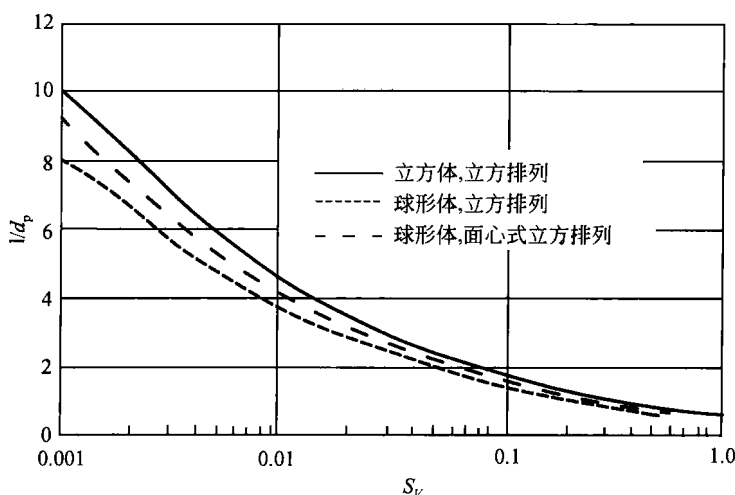


图 2.2.1 均匀颗粒呈立方排列时颗粒之间的无量纲中心距 l/d_p 随体积浓度 S_v 的变化

时, l 减小到约 2.5 倍的颗粒等容直径; 而当 S_V 为 10% 时, l 则进一步减小到约 2 倍左右的颗粒等容直径。将式 (2.2.2) 和式 (2.2.4) 代入式 (2.2.3), 得到相应的判别标准为

$$S_V < S_{VCl} = \frac{\pi}{6} \left(\frac{1}{1 + 3\sqrt{2}\varphi_1 Re_d^{-0.5}} \right)^3 \quad (2.2.5)$$

由式 (2.2.5) 可知: S_{VCl} 随着相对雷诺数 Re_d 的增加而增加, 在 $Re_d \rightarrow \infty$ 的极限情况下, 有 $S_{VCl} \rightarrow \frac{\pi}{6}$ 。以水沙两相流为例, 如取泥沙密度 $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$, 则相应的临界含沙量 $\rho_p S_{VCl}$ 达到 1387 kg/m^3 , 以此值作为判别水沙运动是否呈散粒体运动的标准显然不合适。

2. 颗粒外部势流之间的相互作用

式 (2.2.1) 是对单个颗粒在无穷远单向来流条件下得到的, 如果颗粒表面的边界层之间存在相互作用, 则其外部势流之间必然也存在相互作用, 换句话说讲, 在颗粒表面的边界层之间存在相互作用之前, 其外部势流之间即可能存在相互作用。分别以 u 与 u_b 表示上游来流及颗粒顶部的势流流速, 以 ε 表示势流流速改变的临界值, 则相互作用的判别标准可表示为

$$\frac{u_b - u}{u} < \varepsilon \quad (2.2.6)$$

将绕球流动简化为二维流动, 由连续性条件, 得到

$$ul = \varphi_2 u_b (l - 2\delta - d_p) \quad (2.2.7)$$

式中, φ_2 为将三维绕球流动简化为二维流动的修正系数。将式 (2.2.7) 代入式 (2.2.6), 得到

$$l > \frac{\varphi_2(1 + \varepsilon)}{\varphi_2(1 + \varepsilon) - 1} (d_p + 2\delta) \quad (2.2.8)$$

显然式 (2.2.8) 所要求的颗粒间距要远远低于文献 [5] 所述的式 (2.2.3)。将式 (2.2.2) 和式 (2.2.4) 代入式 (2.2.8), 得到相应的判别标准为

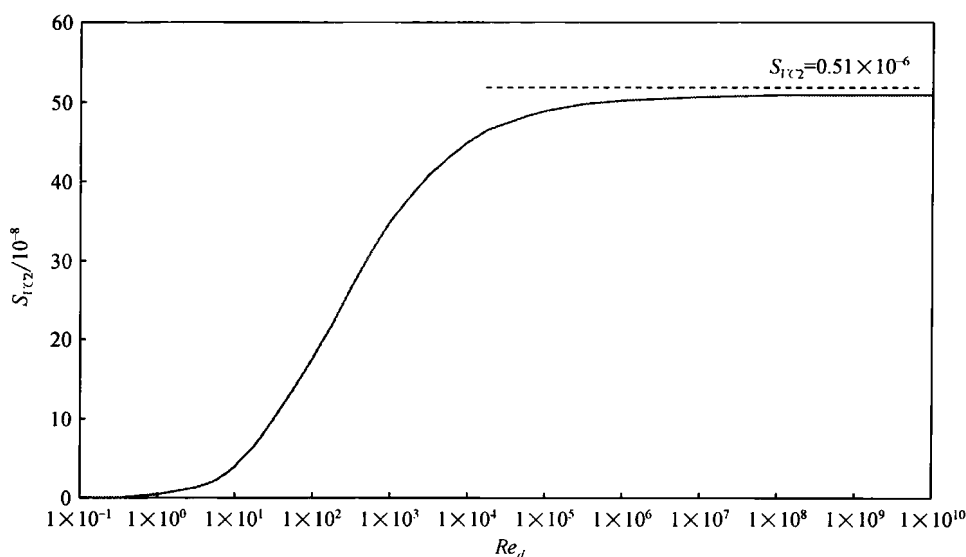
$$S_V < S_{Vc2} = \frac{\pi}{6} \left(\frac{\varphi_2(1 + \varepsilon) - 1}{\varphi_2(1 + \varepsilon)} \right)^3 \left(\frac{1}{1 + 3\sqrt{2}\varphi_1 Re_d^{-0.5}} \right)^3 \quad (2.2.9)$$

以式 (2.2.9) 为判别标准, 如果颗粒的体积浓度 $S_V < S_{Vc2}$, 则可将相应的两相流运动按散粒体运动形式来描述, 否则至少应按低浓度两相流来描述。

为估算 S_{Vc2} 的量阶, 取 $\varphi_1 = \varphi_2 = 1$, $\varepsilon = 1\%$, 图 2.2.2 给出了 S_{Vc2} 随相对雷诺数 Re_d 的变化。由图可知: 相对雷诺数 Re_d 越大, S_{Vc2} 也越大。以式 (2.2.9) 为判别条件, 在 $Re_d \rightarrow \infty$ 的极限情况下, 有

$$S_{Vc2} \rightarrow \frac{\pi}{6} \left(\frac{\varphi_2(1 + \varepsilon) - 1}{\varphi_2(1 + \varepsilon)} \right)^3 = 0.51 \times 10^{-6} \quad (2.2.10)$$

因此, 当两相混合物中颗粒相的体积浓度小于 10^{-6} 量级时, 可认为属散粒体运动。

图 2.2.2 $S_{v\chi_2}$ 随相对雷诺数 Re_d 的变化

2.2.2 异质粒子在流体中运动的受力情况

1. 受力组成

密度为 ρ_p 、等容直径为 d_p 的异质粒子在密度为 ρ 、时均运动速度为 u_i 、涡量为 Ω_k 的切变流中运动，其所受的力包括有效重力 F_{gi} 、阻力 F_{Di} 、附加质量力 F_{Mi} 、压强梯度力 F_{Pi} 及升力 F_{Li} 等，且有^[8]

$$F_{gi} = \frac{1}{6} \pi (\rho_p - \rho) d_p^3 g_i \quad (2.2.11a)$$

$$F_{Di} = C_D \frac{1}{8} \pi \rho d_p^2 |u - u_p| (u_i - u_{pi}) \quad (2.2.11b)$$

$$F_{Mi} = \frac{\pi}{6} C_{vm} \rho d_p^3 \left(\frac{du_{pi}}{dt_p} - \frac{du_i}{dt_p} + (u_{pi} - u_i) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{6} \pi C_{vm} \rho d_p^3 \left(\frac{du_i}{dt} - \frac{du_{pi}}{dt} \right) \quad (2.2.11c)$$

$$F_{Pi} = \frac{1}{6} \pi \rho d_p^3 \frac{du_i}{dt} \quad (2.2.11d)$$

$$F_{Li} = \frac{1}{6} \pi C_L \rho d_p^3 \varepsilon_{ijk} (u_j - u_{pj}) \Omega_k \quad (2.2.11e)$$

式 (2.2.11) 中未考虑各项分力之间的耦合、异质粒子与边界之间的相互作用，也未考虑 Basset 力等的影响。式中 C_D 、 C_L 和 C_{vm} 分别为阻力系数、升力系数和附加质量力系数； $|u - u_p| = \sqrt{(u_i - u_{pi})(u_i - u_{pi})}$ 。对在液体中运动的气泡的升力系数，在局部均匀（颗粒尺寸比未扰液流的非均匀长度尺度小得多）与弱切变的假设下，Auton^[9] 得到

• 10 •