



CAD/CAM/CAE工程应用丛书

ANSYS系列

FLUENT 6.3

流场分析

从入门到精通

◎周俊波 刘洋 等编著

本书核心内容包含

- 流体力学基础
- 流体流动分析软件概述
- FLUENT 6.3的使用
- 网格生成软件GAMBIT
- Tecplot软件使用入门
- UDF使用简介
- 湍流模型模拟
- 多相流模型模拟
- 滑移网格模型模拟
- 动网格模型模拟
- 物质运输和有限速率化学反应
- 并行计算
- FLUENT 6.3综合应用实例



附赠超值  光盘
视频操作+范例素材



机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS



CAD/CAM/CAE 工程应用丛书

FLUENT 6.3 流场分析从入门到精通

周俊波 刘 洋 等编著



机械工业出版社

本书共分 13 章, 分别介绍了流体力学基础、流体流动分析软件概述、FLUENT 6.3 的使用、网格生成软件 GAMBIT、Tecplot 软件使用入门、UDF 使用简介、湍流模型模拟、多相流模型模拟、滑移网格模型模拟、动网格模型模拟、物质运输和有限速率化学反应模型模拟、并行计算和 FLUENT 6.3 综合应用实例等知识。

本书可作为科研院所流体力学研究人员, 流体力学相关专业硕士、博士研究生及流体力学相关专业本科高年级学生的自学指导书或参考用书。

图书在版编目 (CIP) 数据

FLUENT 6.3 流场分析从入门到精通 / 周俊波等编著. —北京: 机械工业出版社, 2011.10

(CAD/CAM/CAE 工程应用丛书)

ISBN 978-7-111-36022-3

I. ①F… II. ①周… III. ①流体力学—工程力学—计算机仿真—应用软件, Fluent 6.3 IV. ①TB126-39

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2011) 第 202081 号

机械工业出版社 (北京市百万庄大街 22 号 邮政编码 100037)

责任编辑: 张淑谦 李 宁

责任印制: 杨 曦

北京双青印刷厂印刷

2012 年 1 月第 1 版 · 第 1 次印刷

184mm×260mm·21 印张·515 千字

0001—3000 册

标准书号: ISBN 978-7-111-36022-3

ISBN 978-7-89433-181-6 (光盘)

定价: 59.00 元 (含 1DVD)

凡购本书, 如有缺页、倒页、脱页, 由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心: (010) 88361066

门户网: <http://www.cmpbook.com>

销 售 一 部: (010) 68326294

教材网: <http://www.cmpedu.com>

销 售 二 部: (010) 88379649

读者购书热线: (010) 88379203

封面无防伪标均为盗版



前 言

计算流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) 是 20 世纪 60 年代伴随计算机技术迅速崛起的一门新型独立学科。它建立在流体动力学以及数值计算方法的基础上, 以研究物理问题为目的, 通过计算机数值计算和图像显示方法, 在时间和空间上定量地描述流场数值解。

经过半个世纪的迅猛发展, 各种 CFD 通用性软件包陆续出现, 成为解决各种流体流动与传热问题的强有力的工具, 并作为一种商品化软件为工业界广泛接受。随着其性能日趋完善以及应用范围的不断扩大, 如今 CFD 技术早已超越了传统的流体机械与流体工程等应用范畴, 成功应用于航空、航运、海洋、环境、水利、食品、化工、核能、冶金、建筑等诸多领域。

实验研究、理论分析和数值模拟是研究流体运动规律的 3 种基本方法, 它们是相互依赖、相互促进的。计算流体力学的兴起促进了流体力学的发展, 改变了流体力学研究工作的状况, 很多原来认为很难解决的问题, 如超声速、高超声速钝体绕流、分离流以及湍流问题等, 都有了不同程度的发展, 而且为流体力学研究工作提供了新的前景。

计算流体力学的兴起促进了实验研究和理论分析方法的发展, 为简化流动模型的创建提供了更多的依据, 使很多分析方法得到了发展和完善。更重要的是, 计算流体力学采用独有的、新的研究方法——数值模拟方法, 研究流体运动的基本物理特性, 其特点如下。

(1) 给出流体运动区域内的离散解, 而不是解析解, 这区别于一般理论分析方法。

(2) 它的发展与计算机技术的发展直接相关。这是因为可能模拟的流体运动的复杂程度、解决问题的广度和能模拟的流体运动的复杂程度, 都与计算机速度、内存等直接相关。

(3) 若物理问题的数学提法 (包括数学方程及其相应的边界条件) 是正确的, 则可在较广泛的流动参数 (如马赫数、雷诺数、气体性质、模型尺度等) 范围内研究流体力学问题, 且能给出流场参数的定量结果。

以上这些是风洞实验和理论分析难以做到的。然而, 要创建正确的数学方程还必须与实验研究相结合。另外, 严格的稳定性分析、误差估计和收敛性理论的发展还跟不上数值模拟的进展。所以, 在计算流体力学中, 仍必须依靠一些较简单的、线性化的、与原问题有密切关系的模型方程的严格数学分析, 给出所求解问题数值解的理论依据。依靠数值实验、地面实验和物理特性分析, 验证计算方法的可靠性, 从而进一步改进计算方法。

FLUENT 是通用 CFD 软件包, 从 1975 年在谢菲尔德大学 (UK) 开发出 tempest (FLUENT 的原形) 到 1988 年 FLUENT 公司成立, 再到 2006 年被 ANSYS 公司收购, 期间 FLUENT 公司收购了同领域的 FDI 公司和 polyflow 公司, 使其功能不断得到扩充和发展。

FLUENT 用来模拟从不可压缩到高度可压缩范围内的复杂流动。由于采用了多种求解方法和多重网格加速收敛技术, 所以 FLUENT 能达到最佳的收敛速度和求解精度。灵活的非结构化网格和基于解的自适应网格技术及成熟的物理模型, 使 FLUENT 在转捩与湍流、传热与相变、化学反应与燃烧、多相流、旋转机械、动/变形网格、噪声、材料加工、燃料电



池等方面有广泛应用。

FLUENT 的软件设计基于 CFD 软件群的思想,从用户需求角度出发,针对各种复杂流动的物理现象,FLUENT 软件采用不同的离散格式和数值方法,以期在特定的领域内使计算速度、稳定性和精度等方面达到最佳组合,从而高效率地解决各个领域的复杂流动计算问题。基于上述思想,FLUENT 公司开发了适用于各个领域的流动模拟软件,这些软件能够模拟流体流动、传热传质、化学反应和其他复杂的物理现象,软件之间采用了统一的网格生成技术及共同的图形界面,而各软件之间的区别仅在于应用的工业背景不同,因此大大方便了用户。

FLUENT 同传统的 CFD 计算方法相比,具有以下优点:

- (1) 稳定性好,FLUENT 经过大量算例考核,同实验符合较好。
- (2) 适用范围广,FLUENT 含有多种传热燃烧模型及多相流模型,可应用于从可压到不可压、从低速到高超声速、从单相流到多相流、化学反应、燃烧、气固混合等几乎所有与流体相关的领域。
- (3) 精度提高,可达二阶精度。

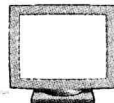
本书共分 13 章,分别介绍了流体力学基础、流体流动分析软件概述、FLUENT 6.3 的使用、网格生成软件 GAMBIT、Tecplot 软件使用入门、UDF 使用简介、湍流模型模拟、多相流模型模拟、滑移网格模型模拟、动网格模型模拟、物质运输和有限速率化学反应模型模拟、并行计算和 FLUENT 综合应用实例等知识。

全书实例丰富,讲解精辟。随书光盘包含全书所有实例的源文件和操作过程录音讲解视频动画,可以帮助读者学习本书。

本书得到“北京化工大学教材建设基金”的资助,主要由北京化工大学的周俊波教授和刘洋博士编写。另外,参加编写的还有王文平、谷德桥、张俊生、孟清华、周冰、董伟、王兵学、王渊峰、郑长松、王敏、王艳池、赵黎、李磊、罗娟、陈丽芹、王玉秋、李世强、王佩楷、袁涛、董荣荣、刘昌丽、康士廷、胡仁喜、张日晶、路纯红、陈猛、吴高阳、贾长治。由于编者水平有限,写作时间仓促,书中难免有不妥、疏漏之处,欢迎广大读者发电子邮件到编者信箱 win760520@126.com,对本书提出批评和建议,以便做进一步修改和补充。

编 者





目 录

前言

第 1 章 流体力学基础.....	1	2.3.1 FLUENT 6.3 软件包的安装.....	28
1.1 流体力学基本概念	1	2.3.2 FLUENT 6.3 软件包的运行.....	29
1.1.1 连续介质的概念	1	2.4 FLUENT 6.3 的功能模块和分析	
1.1.2 流体的基本性质	2	过程	29
1.1.3 作用在流体上的力	3	2.4.1 FLUENT 6.3 的功能模块	29
1.1.4 研究流体运动的方法	3	2.4.2 FLUENT 6.3 的分析过程	31
1.2 流体运动的基本概念	4	第 3 章 FLUENT 6.3 的使用	34
1.2.1 层流流动与紊流流动	4	3.1 FLUENT 6.3 的操作界面	34
1.2.2 有旋流动与无旋流动	5	3.1.1 FLUENT 6.3 的启动界面	34
1.2.3 声速与马赫数	5	3.1.2 FLUENT 6.3 的图形用户界面	34
1.2.4 膨胀波与激波	6	3.1.3 FLUENT 6.3 的文本用户界面及	
1.3 附面层理论	7	Scheme 表达式	37
1.3.1 附面层概念及附面层厚度	7	3.1.4 FLUENT 6.3 的图形控制及鼠标	
1.3.2 附面层微分方程	7	使用	39
1.4 流体运动及换热的多维		3.2 FLUENT 6.3 对网格的基本	
方程组	8	操作	40
1.4.1 物质导数	8	3.2.1 导入和检查网络	40
1.4.2 不同形式的 N-S 方程	8	3.2.2 显示和修改网格	44
1.4.3 能量方程与导热方程	11	3.3 选择 FLUENT 6.3 求解器及运行	
1.5 湍流模型	11	环境	49
1.6 计算网格与边界条件	14	3.3.1 FLUENT 6.3 求解器的比较与	
1.6.1 计算网格	14	选择	49
1.6.2 边界条件	14	3.3.2 FLUENT 6.3 计算模式的选择	50
第 2 章 流体流动分析软件概述	16	3.3.3 FLUENT 6.3 运行环境的选择	50
2.1 CFD 软件简介	16	3.3.4 FLUENT 6.3 的基本物理模型	51
2.1.1 CFD 软件结构	16	3.3.5 FLUENT 6.3 的材料定义	57
2.1.2 CFD 软件的基本模型	18	3.4 设置 FLUENT 6.3 的边界	
2.1.3 常用的 CFD 商用软件	21	条件	58
2.2 FLUENT 软件简介	23	3.5 设置 FLUENT 6.3 的求解	
2.2.1 FLUENT 系列软件介绍	23	参数	70
2.2.2 FLUENT 软件的结构及特点	25	第 4 章 网格生成软件 GAMBIT	72
2.3 FLUENT 6.3 软件包的安装及		4.1 GAMBIT 简介	72
运行	27	4.1.1 GAMBIT 的功能及特点	72





4.1.2	GAMBIT 的操作界面	73	6.1	UDF 基础	132
4.2	GAMBIT 的操作步骤	76	6.1.1	UDF 概述	132
4.2.1	建立几何模型	76	6.1.2	FLUENT 软件中的网格拓扑	133
4.2.2	划分网格	79	6.1.3	FLUENT 软件中的数据类型	134
4.2.3	定义边界	81	6.2	UDF 宏	134
4.2.4	GAMBIT 与其他软件的联用	83	6.2.1	UDF 中访问 FLUENT 软件中的 变量的宏	134
4.3	GAMBIT 应用实例	83	6.2.2	UDF 实用工具宏	140
4.3.1	三维直通管内的湍流模型与网格 划分	83	6.2.3	常用 DEFINE 宏	150
4.3.2	二维轴对称喷嘴模型与网格 划分	86	6.3	UDF 的解释和编译	154
4.3.3	三维 V 形管道模型与网格划分	88	6.3.1	UDF 的解释	154
4.3.4	二维搅拌模型与网格划分	91	6.3.2	UDF 的编译	154
4.3.5	三维气体吸收塔模型与网格 划分	95	6.3.3	在 FLUENT 软件中激活 UDF	155
4.3.6	三管相贯模型与网格划分	98	6.4	UDF 应用实例——管道流动凝固 过程	157
第 5 章	Tecplot 软件使用入门	105	第 7 章	湍流模型模拟	164
5.1	Tecplot 软件概述	105	7.1	湍流模型概述	164
5.1.1	Tecplot 软件的启动	105	7.1.1	单方程模型	164
5.1.2	Tecplot 软件的界面	105	7.1.2	标准 $k-\varepsilon$ 模型	165
5.2	Tecplot 软件绘图环境设置	110	7.1.3	重整化群 $k-\varepsilon$ 模型	166
5.2.1	帧的创建和编辑	110	7.1.4	可实现 $k-\varepsilon$ 模型	166
5.2.2	网格和标尺的设定	111	7.1.5	Reynolds 应力模型	167
5.2.3	坐标系统	111	7.1.6	大涡模拟	168
5.3	Tecplot 软件使用技巧	112	7.2	湍流模型的设置	169
5.3.1	XY 曲线图显示	112	7.3	湍流模型实例——瀑布流过 圆柱形石块时的流场	170
5.3.2	二维视图显示	114	第 8 章	多相流模型模拟	180
5.3.3	三维视图显示	118	8.1	FLUENT 软件中的多相流 模型	180
5.4	Tecplot 软件的数据格式	120	8.1.1	VOF 模型	180
5.4.1	Tecplot 软件的数据层次	120	8.1.2	Mixture 模型	181
5.4.2	多数据区域	122	8.1.3	Eulerian 模型	181
5.4.3	数据区域中的数据结构	122	8.2	通用多相流模型的选择与 使用	182
5.5	Tecplot 软件对 FLUENT 软件的 数据进行后处理	122	8.2.1	通用多相流模型的选择	182
5.5.1	Tecplot 软件读取 FLUENT 软件的 文件数据	122	8.2.2	通用多相流模型的设置	182
5.5.2	Tecplot 软件后处理实例——三维 弯管水流速度场模拟	124	8.2.3	一般多相流问题的求解策略	184
第 6 章	UDF 使用简介	132	8.3	多相流计算实例	184



8.3.1 二维喷射流场模拟	184	11.2.3 燃烧模拟的设置	236
8.3.2 水油混合物 T 形管流动模拟	190	11.3 组分传输和化学反应模型	
第 9 章 滑移网格模型模拟	196	实例	237
9.1 滑移网格模型概述	196	11.3.1 气体燃烧温度场模拟	237
9.2 滑移网格的设置	197	11.3.2 废气排放组分浓度模拟	242
9.3 滑移网格实例分析——十字		第 12 章 并行计算	248
搅拌器流场模拟	198	12.1 开启并行求解器	248
第 10 章 动网格模型模拟	204	12.2 使用并行网络工作平台	248
10.1 动网格模型概述	204	12.3 分割网格	249
10.2 动网格的设置	205	12.4 检测并提高并行性能	253
10.2.1 动网格参数的设置	206	第 13 章 FLUENT 6.3 综合应用	
10.2.2 动网格运动方式的定义	207	实例	254
10.2.3 动网格预览	208	13.1 二维三通管内流体的流动	
10.3 动网格实例分析	209	分析	254
10.3.1 二维实体入水模拟	209	13.2 二维自然对流换热问题的	
10.3.2 三维活塞在气缸中的运动		分析	266
模拟	215	13.3 喷嘴内气体流动分析	274
第 11 章 物质运输和有限速率化学		13.4 U 形管内流体运动分析	280
反应模型模拟	224	13.5 套管内气液两相流动模拟	285
11.1 有限速率化学反应	224	13.6 三维室内温度传热模拟	293
11.1.1 化学反应模型概述	224	13.7 液相凝固温度模拟	300
11.1.2 有限速率化学反应的设置	228	13.8 二维瞬间闸门倾洪流动	
11.1.3 PDF 输运模型	231	模拟	304
11.2 燃烧模型	232	13.9 水浴加热保温流场模拟	310
11.2.1 燃烧模型概述	232	13.10 三维流-固耦合散热	
11.2.2 燃烧模型的计算方式	234	模拟	315



第1章 流体力学基础

流体力学是力学的一个重要的分支，也是理论性很强的一门科学，涉及很多复杂的理论和公式。本章重点介绍流体力学和流体运动的基本概念以及流体流动和传热的基本控制方程、边界层的基本理论。通过本章的学习，让读者掌握流体流动和传热的基本控制方程，为后面的软件操作打下理论基础。

1.1 流体力学基本概念

本节简要介绍了流体的连续介质模型、基本性质以及研究流体运动的方法。

1.1.1 连续介质的概念

气体与液体都属流体。从微观角度讲，无论是气体还是液体，分子间都存在间隙，同时由于分子的随机运动，导致流体的质量在空间上的分布是不连续的，而且任意空间点上流体物理量相对时间也是不连续的。但是从宏观的角度考虑，流体的结构和运动又表现出明显的连续性与确定性，而流体力学研究的正是流体的宏观运动。在流体力学中，正是用宏观流体模型来代替微观有空隙的分子结构。1753年欧拉首先采用了“连续介质”作为宏观流体模型，将流体看成是由无限多流体质点所组成的稠密而无间隙的连续介质，这个模型称为连续介质模型。

流体的密度定义为

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-1)$$

式中， ρ 代表流体密度； m 为流体质量； V 为质量 m 的流体所占的体积。

对于非均质流体，流体中任意一点的密度定义为

$$\rho = \lim_{\Delta v \rightarrow \Delta v_0} \frac{\Delta m}{\Delta v} \quad (1-2)$$

在式 (1-2) 中， Δv_0 是设想的一个最小体积，在 Δv_0 内包含足够多的分子，使得密度的统计平均值 ($\frac{\Delta m}{\Delta v}$) 有确切的含义。这个 Δv_0 就是流体质点的体积，所以连续介质中某一点的流体密度实质上是流体质点的密度。同样，连续介质中某一点的流体速度指在某瞬时质心在该点的流体质点的质心速度。不仅如此，空间任意点上的流体物理量都指位于该点上的流体质点的物理量。



1.1.2 流体的基本性质

1. 流体压缩性

流体体积会随作用其上的压强的增加而减小的特性称为流体的压缩性，通常用压缩系数 β 来度量，它具体定义为：在一定温度下，升高单位压强时流体体积的相对缩小量，即

$$\beta = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-3)$$

纯液体的压缩性很差，通常情况下可以认为液体的体积和密度是不变的。对于气体，其密度随压强的变化是和热力学过程有关的。

2. 流体的膨胀性

流体体积随温度的升高而增大的特性称为流体的膨胀性，通常用膨胀系数 α 来度量，它具体定义为：在压强不变的情况下，温度上升 1°C 时流体体积的相对增加量，即

$$\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (1-4)$$

一般来说，液体的膨胀系数都很小，通常情况下工程中不考虑它们的膨胀性。

3. 流体的粘性

在作相对运动的两流体层的接触面上存在一对等值而且反向的力阻碍两相邻流体层的相对运动，流体的这种性质称为流体的粘性，由粘性产生的作用力称为粘性阻力或内摩擦力。粘性阻力产生的物理原因是由于存在分子不规则运动的动量交换和分子间吸引力。根据牛顿内摩擦定律，两层流体间的切应力表达式为

$$\tau = \mu \frac{dV}{dy} \quad (1-5)$$

式中， τ 为切应力； μ 称为动力粘性系数，与流体种类和温度有关； $\frac{dV}{dy}$ 为垂直于两层流体接触面上的速度梯度。

我们把符合牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体。粘性系数受温度的影响很大：当温度升高时，液体的粘性系数减小，粘性下降，而气体的粘性系数增大，粘性增加。当压强不是很高的情况下，粘性系数受压强的影响很小，只有当压强很高（如几十个兆帕）时，才需要考虑压强对粘性系数的影响。

4. 流体的导热性

当流体内部或流体与其他介质之间存在温度差时，温度高的地方与温度低的地方之间会发生热量交换。热量交换有热传导、热对流、热辐射 3 种形式。当流体在管内高速流动时，在紧贴壁面的位置会形成层流底层，液体在该处相对壁面的流速很低，几乎可看做是零，所以与壁面进行的主要是热传导，而层流以外的区域的热流传递形式主要是热对流。

单位时间内通过单位面积由热传导所传递的热量可按傅里叶导热定律确定：

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad (1-6)$$

式中， n 是面积的法线方向； $\frac{\partial T}{\partial n}$ 是沿 n 方向的温度梯度； λ 是导热系数；负号表示热量传递方向与温度梯度方向相反。



通常情况下, 流体与固体壁面间的对流换热量可用下式表达:

$$q = h(T_1 - T_2) \quad (1-7)$$

式中, h 为对流换热系数, 与流体的物理性质、流动状态等因素有关, 主要是依靠试验数据得出的经验公式来确定。

1.1.3 作用在流体上的力

作用在流体上的力可分为质量力与表面力两类。所谓质量力(或体积力)指作用在体积 V 内每一液体质量(或体积)上的非接触力, 其大小与流体质量成正比。重力、惯性力、电磁力都属于质量力。所谓表面力指作用在所取流体体积表面 S 上的力, 它是由与这块流体相接触的流体或物体的直接作用而产生的。

在流体表面围绕 M 点选取一微元面积, 作用在其上的表面力用 ΔF_s 表示, 将 ΔF_s 分解为垂直于微元表面的法向力 ΔF_n 和平行于微元表面的切向力 ΔF_t 。在静止流体或运动的理想流体中, 表面力只存在垂直于表面上的法向力 ΔF_n , 这时作用在 M 点周围单位面积上的法向力就定义为 M 点上的流体静压强, 即

$$p = \lim_{\Delta S \rightarrow \Delta S_0} \frac{\Delta F_n}{\Delta S} \quad (1-8)$$

式中, ΔS_0 是与流体质点的体积具有相比拟尺度的微小面积。

静压强又常称为静压。流体静压强具有两个重要特性:

(1) 流体静压强的方向总是与作用面垂直, 并且指向作用面。

(2) 在静止流体或理想运动流体中, 某一点静压强的大小各向相等, 与所取作用面的方位无关。

1.1.4 研究流体运动的方法

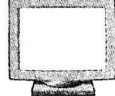
在研究流体运动时有两种方法, 一种是从分析流体各个质点的运动入手, 来研究整个流体的运动; 另一种是从分析流体所占据的空间中各固定点处的流体运动入手, 来研究整个流体的运动。

在任意空间点上, 流体质点的全部流动参数, 如速度、压强、密度等都不随时间改变, 这种流动称为定常流动; 若流体质点的全部或部分流动参数随时间的变化而改变, 则称为非定常流动。

人们常用迹线或流线的概念来描述流场: 任何一个流体质点在流场中的运动轨迹称为迹线, 迹线是某一流体质点在一段时间内所经过的路径, 是同一流体质点不同时刻所在位置的连线; 流线是某一瞬时各流体质点的运动方向线, 在该曲线上各点的速度矢量相切于这条曲线。在定常流动中, 流动与时间无关, 流线不随时间改变, 流体质点沿着流线运动, 流线与迹线重合。对于非定常流动, 迹线与流线是不同的。

下面给出一维定常流动的 3 个基本方程: 连续(质量)方程、动量方程、能量方程。

(1) 连续(质量)方程 连续方程是把质量守恒定律应用于流体所得的数学表达式。一维定常流动连续方程的微分形式为



$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} + \frac{dV}{V} = 0 \quad (1-9)$$

连续方程是质量守恒的数学表达式，与流体的性质、是否有粘性作用、是否有其他外力作用、是否有外加热无关。

(2) 动量方程 动量方程是把牛顿第二定律应用于运动流体所得到的数学表达式。此定律可表述为：在某一瞬时，体系的动量对时间的变化率等于该瞬时作用在该体系上的全部外力的合力，而且动量的时间变化率的方向与合力的方向相同。

设环境对瞬时占据控制体内的流体的全部作用力为 $\sum \mathbf{F}$ ，则根据牛顿第二定律得到

$$\sum \mathbf{F} = \dot{m}(\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1) \quad (1-10)$$

式(1-10)就是牛顿第二运动定律适用于控制体时的形式。它说明在定常流动中，作用在控制体上的全部外力的合力 $\sum \mathbf{F}$ ，应等于控制面 2 流体动量的流出率与控制面 1 流体动量的流入率之差。当我们需要研究流体在流动过程中的详细变化情况时，就需要知道微分形式的动量方程了。

$$\rho g dz + dp + \rho V dV = 0 \quad (1-11)$$

式(1-11)是无粘流体一维定常流动的运动微分方程，它表明沿任意一根流线，流体质点的压强、密度、速度和位移之间的微分关系。

(3) 能量方程 能量方程是热力学第一定律应用于流动流体所得到的数学表达式。不可压无粘流体的绝能定常流动的能量方程表达式为

$$g dz + d\left(\frac{p}{\rho}\right) + d\left(\frac{V^2}{2}\right) = 0 \quad (1-12)$$

1.2 流体运动的基本概念

下面简要介绍流体运动的几个基本概念，这些概念都是有关流体运动的最基本的术语，读者有必要了解一下。

1.2.1 层流流动与紊流流动

当流体在圆管中流动时，如果管中流体是一层一层流动的，各层间互不干扰，互不相混，这样的流动状态称为层流流动。当流速逐渐增大时，流体质点除了沿管轴向运动外，还有垂直于管轴向方向的横向流动，即层流流动已被打破，完全处于无规则的乱流状态，这种流动状态称为紊流或湍流。我们把流动状态发生变化（从层流到紊流）时的流速称为临界速度。

大量实验数据与相关理论证实，流动状态不仅取决于临界速度，还与综合反映管道尺寸、流体物理属性、流动速度的组合量——雷诺数有关。雷诺数 Re 定义为

$$Re = \frac{\rho V d}{\mu} \quad (1-13)$$

式中， d 为管道直径； V 为平均流速； μ 为动力粘性系数。

由层流开始转变到紊流时所对应的雷诺数称为上临界雷诺数，用 Re'_{cr} 表示；由紊流转变



到层流所对应的雷诺数称为下临界雷诺数, 用 Re_{cr} 表示。通过比较实际流动的雷诺数与临界雷诺数, 就可确定粘性流体的流动状态:

(1) 当 $Re < Re_{cr}$ 时, 流动为层流状态。

(2) 当 $Re > Re'_{cr}$ 时, 流动为紊流状态。

(3) 当 $Re_{cr} < Re < Re'_{cr}$ 时, 可能为层流, 也可能为紊流。

在工程应用中, 取 $Re_{cr} = 2000$ 。当 $Re < 2000$ 时, 流动为层流运动; 当 $Re > 2000$ 时, 可认为流动为紊流。

实际上, 雷诺数反映了惯性力与粘性力之比, 雷诺数越小, 表明流体粘性力作用较大, 能够削弱引起湍流流动的扰动, 保持层流状态; 如果雷诺数越大, 则表明惯性力对流体的作用更明显, 易使流体质点发生紊流流动。

1.2.2 有旋流动与无旋流动

有旋流动指流场中流体微团的旋转角速度不等于零的流动。无旋流动指流场中各处的旋转角速度都为零的流动。流体质点的旋转角速度是一个矢量, 用 ω 表示, 其表达式为

$$\omega = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u & v & w \end{vmatrix} \quad (1-14)$$

若 $\omega = 0$, 则称流动为无旋流动, 否则为有旋流动。

流体运动是有旋还是无旋, 取决于流体微团是否有旋转运动, 与流体微团的运动轨迹无关。在流体流动中, 如果考虑粘性, 由于存在摩擦力, 这时流动为有旋流动。如果粘性可以忽略, 而来流本身又是无旋流, 如均匀流, 这时流动为无旋流动。例如, 均匀气流流过平板, 在紧靠壁面的附面层内需要考虑粘性影响。因此, 附面层内为有旋流动, 附面层外的流动, 粘性可以忽略, 可视为无旋流动。

1.2.3 声速与马赫数

声速指微弱扰动波在流体介质中的传播速度, 它是流体可压缩性的标志, 对于确定可压缩流的特性和规律起着重要作用。声速表达式的微分形式为

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (1-15)$$

当声速在气体中传播时, 由于在微弱扰动的传播过程中, 气流的压强、密度和温度的变化都是无限小量, 若忽略粘性作用, 整个过程接近可逆过程, 同时该过程进行得很迅速, 又接近一个绝热过程, 所以微弱扰动的传播可以认为是一个等熵的过程。对于完全气体, 声速又可表示为

$$c = \sqrt{kRT} \quad (1-16)$$

式中, k 为比热比; R 为气体常数。

式 (1-16) 只能用来计算微弱扰动的传播速度; 对于强扰动, 如激波、爆炸波等, 其传播速度比声速大, 并随波的强度增大而加快。



流场中某点处气体流速 V 与当地声速 c 之比称为该点处气流的马赫数, 用 Ma 表示, 即

$$Ma = \frac{V}{c} \quad (1-17)$$

马赫数表示气体宏观运动的动能与气体内部分子无规则运动的动能 (即内能) 之比的度量。当 $Ma \leq 0.3$ 时, 密度的变化可以忽略; 当 $Ma > 0.3$ 时, 就必须考虑气流压缩性的影响。因此, 马赫数是研究高速流动的重要参数, 是划分高速流动类型的标准: 当 $1 < Ma < 3$ 时, 为超声速流动; 当 $Ma < 1$ 时, 为亚声速流动; 当 $Ma \approx 1$ 时, 为跨声速流动; 当 $Ma > 3$ 时, 为超高声速流动。超声速流动与亚声速流动的规律有本质的区别。跨声速流动兼有超声速流动与亚声速流动的某些特点, 是更复杂的流动。

1.2.4 膨胀波与激波

膨胀波与激波是超声速气流特有的重要现象, 超声速气流在加速时要产生膨胀波, 减速时一般会出现激波。

当超声速气流流经由微小外折角所引起的马赫波时, 气流加速, 压强和密度下降, 这种马赫波就是膨胀波。超声速气流沿外凸壁流动的基本微分方程为

$$\frac{dV}{V} = -\frac{d\theta}{\sqrt{Ma^2 - 1}} \quad (1-18)$$

当超声速气流绕物体流动时, 在流场中往往出现强压缩波, 即激波。气流经过激波后, 压强、温度和密度均突然升高, 速度则突然下降。超声速气流被压缩时一般都会产生激波, 所以激波是超声速气流中的重要现象之一。按照激波的形状, 可将激波分为以下几类:

(1) 正激波 气流方向与波面垂直。

(2) 斜激波 气流方向与波面不垂直。例如, 当超声速气流流过楔形物体时, 在物体前缘往往产生斜激波。

(3) 曲线激波 波形为曲线形。

设激波前的气流速度、压强、温度、密度和马赫数分别为 v_1 、 p_1 、 T_1 、 ρ_1 、 Ma_1 , 经过激波后突跃地增加到 v_2 、 p_2 、 T_2 、 ρ_2 和 Ma_2 , 则激波前后气流应满足以下方程。

连续性方程

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (1-19)$$

动量方程

$$p_2 - p_1 = \rho_1 v_1^2 - \rho_2 v_2^2 \quad (1-20)$$

能量方程 (绝热)

$$\frac{v_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{v_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad (1-21)$$

状态方程

$$\frac{p_1}{\rho_1 T_1} = \frac{p_2}{\rho_2 T_2} \quad (1-22)$$

据此, 可得出激波前后参数的关系:



$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2k}{k+1} Ma_1^2 - \frac{k-1}{k+1} \quad (1-23)$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{k-1}{k+1} + \frac{2}{(k+1)Ma_1^2} \quad (1-24)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{k+1}{k-1} Ma_1^2}{\frac{2}{k-1} + Ma_1^2} \quad (1-25)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2kMa_1^2 - k + 1}{k + 1} \right) \left(\frac{2 + (k-1)Ma_1^2}{(k+1)Ma_1^2} \right) \quad (1-26)$$

$$\frac{Ma_2^2}{Ma_1^2} = \frac{Ma_1^{-2} + \frac{k-1}{2}}{kMa_1^2 - \frac{k-1}{2}} \quad (1-27)$$

1.3 附面层理论

附面层是流体力学中经常要涉及的一个概念,下面简要进行介绍。

1.3.1 附面层概念及附面层厚度

当粘性较小的流体绕流物体时,粘性的影响仅限于贴近物面的薄层中,在这薄层之外,粘性的影响可以忽略。普朗特把物面上受到粘性影响的这一薄层称为附面层(或边界层)。他根据在大雷诺数下附面层非常薄的前提,对粘性流体运动方程做了简化,得到了被人们称为普朗特方程的附面层微分方程。

附面层厚度 δ 的定义:如果以 V_0 表示外部无粘流速度,则通常把各个截面上速度达到 $V_x = 0.99V_0$ 或 $V_x = 0.995V_0$ 值的所有点的连线定义为附面层外边界,而从外边界到物面的垂直距离定义为附面层厚度。

1.3.2 附面层微分方程

根据附面层概念对粘性流动的基本方程的每一项进行数量级的估计,忽略数量级较小的量,这样在保证一定精度的情况下使方程得到简化,得出适用于附面层的基本方程。

(1) 层流附面层方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} &= 0 \\ V_x \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (1-28)$$

这是平壁面二维附面层方程,适用于平板及楔形物体。式(1-28)求解的边界条件



如下:

- 1) 在物面上 $y=0$ 处, 满足无滑移条件, $V_x=0$, $V_y=0$ 。
- 2) 在附面层外边界 $y=\delta$ 处, $V_x=V_0(x)$ 。 $V_0(x)$ 是附面层外部边界上无粘流的速度, 它由无粘流场求解获得, 在计算附面层流动时, 作为已知的参数。

(2) 紊流附面层方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} &= 0 \\ \bar{V}_x \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \bar{V}_y \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dPe}{dx} + \nu \frac{\partial^2 \bar{V}_x}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{V}'_x \bar{V}'_y) \end{aligned} \quad (1-29)$$

对于附面层方程, 在雷诺数很高时才有足够的精度, 在雷诺数不比 1 大许多的情况下, 附面层方程是不适用的。

1.4 流体运动及换热的多维方程组

本节将给出求解多维流体运动与换热的方程组。

1.4.1 物质导数

把流场中的物理量看做是空间和时间的函数:

$$T = T(x, y, z, t) \quad p = p(x, y, z, t) \quad v = v(x, y, z, t)$$

研究各物理量对时间的变化率, 如速度分量 u 对时间的变化率, 则有

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1-30)$$

式中的 u , v , w 分别为速度沿 x , y , z 3 个方向的速度矢量。

将式 (1-30) 中的 u 用 N 替换, 代表任意物理量, 得到任意物理量 N 对时间 t 的变化率为

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\partial N}{\partial t} + u \frac{\partial N}{\partial x} + v \frac{\partial N}{\partial y} + w \frac{\partial N}{\partial z} \quad (1-31)$$

这就是任意物理量 N 的物质导数, 也称为质点导数。

1.4.2 不同形式的 N-S 方程

下面给出不同形式的 N-S 方程组。

由流体的粘性本构方程得到直角坐标系下的 N-S (Navier-Stokes) 方程:

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} &= \rho F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right) \right] \\ \rho \frac{Dv}{Dt} &= \rho F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right) \right] \\ \rho \frac{Dw}{Dt} &= \rho F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\mu}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right) \right] \end{aligned} \quad (1-32)$$



如果忽略粘性的变化, 认为粘性系数为常数时, 式(1-32)简化为矢量形式的 N-S 方程:

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho F - \nabla p + \mu \nabla^2 v + \frac{1}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot v) \quad (1-33)$$

对于不可压流, $\nabla \cdot v = 0$, 则由式(1-33)得到不可压流常粘性系数的 N-S 方程:

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho F - \nabla p + \mu \nabla^2 v \quad (1-34)$$

在处理实际问题时, 为提高边界附近数值计算的精度, 常常使用贴体的任意曲线坐标系对方程求解。根据直角坐标系中建立的流体力学诸方程, 可利用雅可比 (Jacobian) 理论导出任意曲线坐标系下的流体力学诸方程。忽略质量力后, 在直角坐标系中流体力学诸方程的统一形式可写为

$$\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial R}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial z} + K \quad (1-35)$$

式中, R, S, T 为粘性项; K 为压力项。

各项的表达式为

$$F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho uw \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ \rho vw \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 \end{pmatrix}$$

$$R = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \end{pmatrix}, \quad S = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \end{pmatrix}, \quad K = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{\partial p}{\partial x} \\ -\frac{\partial p}{\partial y} \\ -\frac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix}$$

利用守恒方程坐标不变性方程式, 将式(1-35)变换为 (ξ, η, ζ) 坐标系下相应的 N-S 方程:

$$\frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{H}}{\partial \zeta} = \frac{\partial \hat{R}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{S}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{T}}{\partial \zeta} + K \quad (1-36)$$

式中

$$\hat{F} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho UU \\ \rho UV \\ \rho UW \end{pmatrix}, \quad \hat{G} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho UV \\ \rho VV \\ \rho VW \end{pmatrix}, \quad \hat{H} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho W \\ \rho UW \\ \rho VW \\ \rho WW \end{pmatrix}$$

$$\hat{R} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_x^\xi + \xi_y \tau_y^\xi + \xi_z \tau_z^\xi \\ \eta_x \tau_x^\xi + \eta_y \tau_y^\xi + \eta_z \tau_z^\xi \\ \zeta_x \tau_x^\xi + \zeta_y \tau_y^\xi + \zeta_z \tau_z^\xi \end{pmatrix}, \quad \hat{S} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_x^\eta + \xi_y \tau_y^\eta + \xi_z \tau_z^\eta \\ \eta_x \tau_x^\eta + \eta_y \tau_y^\eta + \eta_z \tau_z^\eta \\ \zeta_x \tau_x^\eta + \zeta_y \tau_y^\eta + \zeta_z \tau_z^\eta \end{pmatrix}$$