

清华大学能源动力系列教材

应用流体力学 (第2版)

Applied Fluid Mechanics
(Second Edition)

刘树红 吴玉林 左志钢 编著

清华大学出版社

清华大学能源动力系列教材

应用流体力学 (第2版)

Applied Fluid Mechanics
(Second Edition)

刘树红 吴玉林 左志钢 编著

清华大学出版社
北京

内 容 简 介

本书为流体力学应用的教程,在介绍流体力学基本概念和基本方程的基础上,主要论述了流体力学的应用专题,包括涡旋运动、平面和轴对称无黏性不可压缩流体的无旋运动——势流理论、翼型和叶栅绕流理论和解法、风力机转轮空气动力学简介、湍流基本理论和湍流模型的应用,以及几种典型的内部流动的湍流特性。

本书可作为流体机械、叶轮动力机械、建筑机械、化工工程、矿山工程、石油和天然气工程的本科生和研究生的教学及科研参考书,也可作为上述专业工程技术人员的参考书。

版权所有,侵权必究。侵权举报电话:010-62782989 13701121933

图书在版编目(CIP)数据

应用流体力学/刘树红,吴玉林,左志钢编著. —2版. —北京:清华大学出版社,2012.12
(清华大学能源动力系列教材)

ISBN 978-7-302-26995-3

I. ①应… II. ①刘… ②吴… ③左… III. ①流体力学—应用—高等学校—教材
IV. ①O368

中国版本图书馆CIP数据核字(2011)第199558号

责任编辑:杨倩

封面设计:常雪影

责任校对:赵丽敏

责任印制:张雪娇

出版发行:清华大学出版社

网 址: <http://www.tup.com.cn>, <http://www.wqbook.com>

地 址:北京清华大学学研大厦A座 邮 编:100084

社总机:010-62770175 邮 购:010-62786544

投稿与读者服务:010-62776969, c-service@tup.tsinghua.edu.cn

质量反馈:010-62772015, zhiliang@tup.tsinghua.edu.cn

印 装 者:北京鑫海金澳胶印有限公司

经 销:全国新华书店

开 本:185mm×230mm 印 张:17.75 字 数:333千字

版 次:2006年3月第1版 2012年12月第2版 印 次:2012年12月第1次印刷

印 数:1~3000

定 价:38.00元

产品编号:038002-01

前言

“应用流体力学”是流体机械、流体工程、叶轮动力机械和热能工程等专业本科生在“流体力学”课程基础上的技术基础课,读者也可以通过直接阅读本书了解流体力学的基本原理和方程。编写本书的主要目的是希望读者通过“应用流体力学”的学习,能够学会利用流体力学的基本原理去解决工程上的实际问题。故本书在介绍流体力学基本概念和基本方程的同时,主要介绍了在工程上广泛应用的典型流动。

本书是在清华大学原有关课程讲义的基础上编写的,主要论述了流体力学的应用专题,包括涡旋运动、平面和轴对称无黏性不可压缩流体的无旋运动——势流理论、翼型和叶栅绕流理论和解法、风力机转轮空气动力学简介、湍流基本理论和湍流模型的应用,以及几种典型的内部流动的湍流特性。涡旋动力学是目前流体力学的活跃研究领域之一,在工程上可以利用涡旋动力学进行流场分析和诊断。势流理论、翼型和叶栅理论是上述各专业课程的理论基础。过去湍流算是比较高深的理论问题,目前随着计算机技术及流体力学的发展,各个流体专业已经开始利用三维湍流计算解决工程问题,湍流的数值模拟已成为工程上的有力应用工具,这要求上述专业技术人员了解和掌握基本的湍流原理和湍流模型。本书正是为了适应上述各专业技术的发展而编写的。

在编写过程中,本书注重概念的讲解,对于涡旋流动、势流、湍流、翼型和叶栅理论的概念论述比较深入;同时,从工程应用角度出发,书中内容自成体系;此外,为了加深对内容的理解,每章后均附有一定数量的习题,供教学使用和读者自我检查。

全书共分9章,第1、2、3、8、9章由吴玉林、刘树红编写,第4、5、6章由周雪漪、陈庆光编写,第7章由左志钢编写,全书由刘树红、左志钢统稿并整理、补充和改写。本书可作为流体机械、叶轮动力机械、建筑机械、化工工程、矿山工程、石油和天然气工程各专业的本科生和研究生的教学及科研参考书,以及供上述专业的工程技术人员参考。

在编写过程中,得到编者所在的清华大学热能工程系和水利工程系的前辈和同事们的支持,也得到其他高校有关教师的帮助,在此表示衷心的感谢!

对于书中存在的缺点和错误,敬请读者批评指正。

编者
2011年10月

目录

第 1 章 基本概念	1
1.1 流体力学的发展	1
1.2 两种基本流态——层流和湍流	5
1.3 流体的传输性质	9
1.4 应变率张量和应力张量.....	12
1.5 广义牛顿定律.....	19
习题	22
第 2 章 流体力学的基本方程	23
2.1 表述流体运动的方法.....	23
2.2 连续方程.....	26
2.3 运动方程.....	27
2.4 能量方程.....	31
2.5 状态方程.....	35
2.6 纳维-斯托克斯方程的解析解	35
2.6.1 平行流动	36
2.6.2 缓慢流动的纳维-斯托克斯方程的近似解	40
2.6.3 滑动轴承内油膜的流动	44
习题	46
第 3 章 涡旋运动	48
3.1 涡旋运动的基本概念.....	48
3.2 黏性流动中涡的传输方程.....	52
3.2.1 黏性流动中涡的传输方程	52
3.2.2 黏性流动速度环量和涡通量的变化	53
3.3 无黏性流动中涡的传输方程.....	55
3.3.1 开尔文定理	55

3.3.2	拉格朗日涡保持性定理	56
3.3.3	海姆霍兹涡面和涡管保持性定理	57
3.3.4	海姆霍兹涡管强度保持性定理	58
3.4	涡旋在不可压无黏性流动中引起的速度场	59
3.4.1	涡旋场感生的速度场	59
3.4.2	涡线感生的速度场——比奥-萨瓦尔公式	61
3.4.3	直涡线感生的速度场	62
3.5	常见的涡旋运动	64
3.5.1	涡对	64
3.5.2	卡门涡街	67
3.5.3	兰金组合涡	68
3.6	涡旋运动的产生、扩散和衰减	72
3.6.1	无黏性非正压流体中涡旋运动的产生	72
3.6.2	无黏性与体积力无势流体中涡旋运动的产生	73
3.6.3	黏性流体中涡旋运动的产生、扩散和衰减	74
3.7	流体机械的涡旋流动	78
3.7.1	轴流式叶轮中的二次流动和涡旋	78
3.7.2	离心式叶轮中的二次流动和涡旋	79
3.7.3	叶轮中的二次流动和涡旋的分析	80
3.7.4	叶轮机械中的旋转涡带	81
	习题	84
第4章	无黏性不可压缩流体的无旋运动	87
4.1	无黏性不可压缩流体的无旋运动的基本方程	87
4.1.1	无黏性不可压缩流体的无旋运动的速度势函数和 基本方程	87
4.1.2	速度势函数和无旋运动的性质	90
4.2	平面运动的流函数	92
4.2.1	平面运动	92
4.2.2	不可压缩流体平面运动的流函数	93
4.3	平面定常无旋运动的复势	97
4.3.1	复势	98
4.3.2	平面基本流动的复势	99
4.4	轴对称无黏性不可压缩流体的无旋运动——轴对称势流	106
4.4.1	不可压缩轴对称流动的流函数及其性质	108

4.4.2	轴对称势流的势函数	110
4.5	基本流动	111
4.5.1	直线均匀流动	111
4.5.2	源、汇流动	112
4.5.3	偶极子流动	113
4.6	平行流和偶极子的叠加及圆球绕流问题	114
4.7	平行流和源汇连续分布的叠加、回转体无冲角绕流问题	116
	习题	118
第5章	翼型绕流	120
5.1	翼型的几何特性和流体动力特性	120
5.2	翼型的动力特性	122
5.3	物体绕流的保角变换方法	128
5.3.1	无分离流动保角变换方法的基本思想	128
5.3.2	物面变换	129
5.3.3	流动变换	134
5.4	儒可夫斯基翼型绕流	137
5.4.1	复势与复速度	137
5.4.2	不同环量的流谱	139
5.4.3	库塔-儒可夫斯基假定:翼型环量的确定	141
5.4.4	儒可夫斯基翼型上的升力	142
5.5	任意柱形物体不脱体绕流问题	142
5.5.1	变换函数	143
5.5.2	复势、复速度	143
5.5.3	任意柱形物体绕流环量的确定	144
5.5.4	勃拉休斯合力公式	145
5.5.5	任意翼型的儒可夫斯基升力定理	146
5.6	薄翼理论——奇点分布法	148
5.6.1	小冲角薄翼绕流问题	148
5.6.2	诱导(扰动)流速	150
5.6.3	翼型基本方程	152
5.6.4	薄翼的动力特性	154
5.6.5	薄翼绕流举例	155
5.7	有限翼展机翼、诱导阻力	159
5.7.1	有限翼展机翼绕流的流动情况	159

5.7.2	下洗诱导流速和诱导阻力	160
5.7.3	升力系数曲线的展弦比换算	162
	习题	164
第6章	叶栅绕流	166
6.1	概述	166
6.1.1	叶栅的几何参数	166
6.1.2	叶栅分类	167
6.1.3	叶栅绕流问题的提法	168
6.2	叶栅的绕翼型环量	169
6.2.1	叶栅进出口的水流参数	169
6.2.2	平面直列移动叶栅的绕翼型环量	170
6.2.3	平面环列转动叶栅的绕翼型环量	172
6.2.4	环量与栅前流动方向间的关系	172
6.3	流体绕直列叶栅流动时对翼型的作用力	173
6.3.1	理想流体绕直列叶栅流动时对翼型的作用力	173
6.3.2	实际流体绕直列叶栅流动时对翼型的作用力	176
6.3.3	叶栅效率	177
6.4	叶栅特征方程	178
6.4.1	不动叶栅的特征方程式	178
6.4.2	运动叶栅的特征方程式	181
6.5	直列平板叶栅绕流的保角变换法	183
6.5.1	来流速度平行于平板叶栅的无环量绕流	183
6.5.2	来流速度垂直于平板叶栅的无环量绕流	185
6.5.3	纯环量绕流	186
6.5.4	平板叶栅的任意绕流	187
6.5.5	平板叶栅中环量的确定	187
6.6	叶栅的动力特性系数	188
6.6.1	叶栅的动力特性系数	188
6.6.2	直列平板叶栅的升力修正系数	189
6.6.3	任意翼型叶栅的升力修正系数	191
6.7	用奇点法求解直列薄翼叶栅绕流	191
6.7.1	无限单涡列的诱导流场	192
6.7.2	直列薄翼叶栅上分布涡的诱导流场	193
	习题	197

第 7 章 风力机转轮空气动力学	199
7.1 风力发电机简介	199
7.2 风力机叶片空气动力学	201
7.3 理想风力机的一维动量理论	206
7.4 经典叶素动量理论	212
7.5 其他问题	216
习题.....	217
第 8 章 湍流基本理论	218
8.1 湍流的基本特征	218
8.2 湍流平均运动的连续方程和动量方程	223
8.3 湍流能量方程	228
8.4 湍流的半经验理论和零方程模型	234
8.5 $k-\epsilon$ 模型和应力模型.....	239
习题.....	243
第 9 章 内部流动	245
9.1 圆管流动	245
9.2 非圆截面的管流和弯曲管流	259
9.3 渠道湍流	264
习题.....	266
附录 A 常用物性参数表	268
参考文献	271

第 1 章

基本概念

世界上的大部分物质以流体状态存在,地球表面的 2/3 是海水,周围是大气,且地核也是液态的,人类生活在被流体包围的世界里。流体很容易流动,在无限小的应力作用下就会引起连续的变形。真实流体存在着黏性。所谓黏性是流体阻止其本身流动的性质,当流场中存在速度梯度时,流体就会产生阻力,这就是黏性。理想流体是假设流体不存在黏性的流体。自然界中的某些流动,其黏性不起支配作用,如求解绕流物体的升力、表面波时,可以把流体视为无黏性的理想流体。但在求解运动物体在流体中的阻力,以及涡旋的扩散、热量的传递等问题时,黏性会起主导作用而不能被忽略。

流体力学是力学的一个分支,集基础性和应用性于一身。它的研究对象随着社会生产的需要与科学技术的发展正在不断地更新、深化和扩展,涉及的领域包括水利、海洋、航空航天、能源、环境、石油、化工等,不仅研究流体的运动规律、能量损失、与固体壁面之间的相互作用力等问题,还探讨其传热、传质等规律。近几十年来,流体力学还与其他学科相结合,发展了许多新的交叉学科,其研究内容和应用领域得到了较大的扩展。

1.1 流体力学的发展

1. 流体力学的发展

流体力学起源于阿基米德(Archimedes,公元前 287—前 212)对浮力的研究。据说在罗马时代修建明渠时就已经考虑黏性阻力的影响,但直到文艺复兴时代,达·芬奇(Leonardo da Vinci,1452—1519)才留下了有关波动、溅水、涡内速度分布、物体尾流中涡的形成,以及用流线型物体减少阻力方面的记载。马利奥蒂(Mariotte,1620—1684)利用直流风洞测定阻力,是有关流体黏性的最早研究。

1687年,牛顿(Newton)发现了运动流体的阻力与速度梯度成正比,因此具有这种性质的流体称为牛顿流体。

长期以来,在流体力学领域中,对于忽略黏性的理想流体的欧拉(Euler)方程(1755年)只作纯数学的处理,与实用水力学分开了。拉普拉斯(Laplace)、拉格朗日(Lagrange)把理想流体运动的研究推向高峰,这种流体力学的分支叫做水动力学(hydrodynamics)。古典水动力学基本上不能回答迅速发展的工程中的很多问题,例如阻力问题,并产生了达朗贝尔(d'Alembert)疑题。对于用理想流体流动不能解释的问题,工程师们求助于试验并总结经验公式,从而形成了一门工程流体力学分支:水力学(hydraulics)。例如伯努力(Bernoulli)、凯茨(Chezy)、哈根(Hagen)、达西(Darcy)、维斯巴哈(Weisbach)、伯森(Bazin)和雷诺(Reynolds)等人留下了出色的黏性流动的试验成果。

黏性流体力学在理论上的发展首先源于1827年纳维(Navier)在欧拉方程中加上了黏性项。以后经过柯西(Cauchy)、泊松(Poisson, 1829年)和维纳特(Vanant, 1843年)等人的研究,最后由斯托克斯(Stokes, 1845年)完成黏性流体运动的动量方程,即纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)方程。

直到1904年普朗特(Prandtl)提出了边界层理论,才把实验与理论分析结合起来。此后黏性流体力学主要在边界层理论和湍流理论两个方向发展。

2. 边界层理论的发展概况

1904年普朗特提出了边界层理论,把流体分成两个区域,离物面很近的区域,速度梯度很大,黏性力起很大作用,但这层流体很薄,称作边界层,而外层按无黏性流动处理。普朗特于1905年和布拉休斯(Blasius)于1908年对平板边界层引入了相似性解。1921年卡门(Von Karman)和波尔豪森(Pohlhausen)引入了动量积分方程,从而提出了边界层的动量积分关系式解法。湍流边界层的积分关系式解法有多种,其中用得比较广泛的是希德(Head, 1958年)法,此法的主要缺点是忽略了边界层上游的历史影响。此后,有多种改进和推广的方法,其中格林(Green, 1973年)法考虑了雷诺应力的变化以及上游的历史影响,总的精度有明显的提高。1977年,依斯特(East)把格林法发展成解湍流边界层的逆方法,以便预估分离流动,得到了较好的结果。

积分关系式法在跨边界层积分时不可避免地要失掉很多边界层的信息,不能反映边界层的湍流结构,如切应力的分布,而且它需要对边界层的速度剖面进行假设,所以此法不适用边界条件突然变化和分离等情况。在流体机械中,为了满足工程上的需要,还要进一步发展此种方法以适用于三维边界层、非定常边界层、可压缩边界层以及温度边界层等分析计算的要求。

20 世纪 60 年代以后,随着计算机的发展,边界层的微分解法也发展起来。1968 年斯坦福(Stanford)大学举行了一次会议,估计了常用的湍流边界层计算方法的精度,确认了偏微分方程的解法比积分关系式的解法更精确、更普遍。其中有层流边界层的 SC(Smith 和 Clutter,1963 年)法和湍流边界层的 CS(Cebeci 和 Smith,1967 年)法。目前有关三维边界层和边界层分离的计算仍在不断发展中,同时,有关湍流计算的模式理论等仍适用于边界层的计算,有关边界层流动的研究也是这些理论和方法发展的动力。

在湍流边界层计算的发展中,边界层的实验测量主要集中于对速度分布规律的研究,这方面的成果有普朗特(Prandtl,1933 年)的内层律,卡门(Karman,1930 年)的外层律,克劳塞(Clauser,分别于 1954,1956 年)的压力梯度对外层律影响的修正,以及科尔斯(Coles)的尾迹律。

目前边界层的计算主要集中于发展三维边界层计算和边界层的逆解法的研究。关于三维边界层的积分关系式法,主要是把希德法推广到三维边界层的计算,其中 J. Moore(1973 年)计算了径流叶轮的轮毂、外缘和叶片表面的三维边界层;Akakawa 等(1980 年)计算了轴流泵叶片的三维边界层,并得出叶片后缘的脱流区;Lakshminarayana(1981 年)计算了透平叶片的三维边界层;Furakawa 等计算了水泵叶轮环面和叶片表面边界层。

用差分法求解三维边界层的研究起步较晚。J. F. Nash(1972 年)用一阶精度的显式差分求解了机翼三维边界层,J. F. Nash(1976 年),J. Cebeci 等(1977 年),J. D. Melean(1977 年),A. Tassa 等(1982 年)等用隐式差分求解了三维边界层。V. N. Vatsa(1984 年)导出了非正交旋转坐标系中的三维边界层方程,引入了二维 Levy-Less 变换,用零方程湍流模型方程封闭,并用分块因子法求解。O. L. Anderson(1987 年)计算了叶轮叶片表面的三维边界层。在我国,阎超等(1989 年)计算了水力机械叶片表面三维边界层,张国庆等(1991 年)计算了叶轮中的三维边界层。

边界层计算的另一个活跃领域是边界层的逆解法。对于二维定常分离边界层,当给定 $\partial p/\partial x$ 时,边界层方程在分离点是奇点,用正解法无法求解。1966 年,D. Catherall 等首先提出了二维边界层积分型逆解法,其中,应用最广的是 East(1977 年)的逆解法。三维边界层在分离现象、判别和模拟方面比二维复杂,1981 年,J. Cousteix 首先提出了三维边界层的逆解法,此后 Le Balleur(1981 年),J. Delery 和 Formery(1983 年),S. F. Radwan(1984 年)和 D. E. Edwards(1987 年)等都都对边界层逆解法进行了研究,并得到了满意的结果。国内阎超等学者(1989 年)用逆解法求解了水力机械叶片中的三维分离边界层。

3. 湍流理论发展概况

在湍流理论发展中,布辛涅斯克(J. Boussinesq)于1877年首先提出涡团黏度的概念。雷诺于1893年提出了两种流态——层流和湍流,并提出层流到湍流的转换条件,即临界雷诺数。1895年雷诺提出了描述湍流量的表示法,建立了时均运动的动量方程——雷诺方程。1921年泰勒(G. Taylor)提出了相关函数,把速度关联看成是最主要的统计特征量。1924年L. V. Keller和A. A. Friedmann提出了湍流中任何阶的相关函数的偏微分方程组,这个方程组是一个无穷方程组,方程总数小于未知数的数目,同雷诺方程一样,此方程组不封闭。为了解决湍流封闭性问题,从两个方面对湍流理论进行了研究。

第一主要致力于湍流大尺度分量的描述。大尺度分量与流动的边界条件和外力性质有关,如湍流中动量和热量的交换,这对于工程问题很重要。在这方面的研究中,曾对管流、渠道、自由湍流和边界层做了很多试验,并在试验基础上产生了湍流的半经验理论。这类理论主要包括20世纪20—30年代产生的普朗特(Prandtl)混合长度理论、泰勒(Taylor)的涡量传输理论和卡门(Karman)的相似性理论。这些半经验理论均基于湍流微团运动和分子运动的类比。

在半经验理论的基础上,20世纪60年代以后进一步提出了模式理论——湍流的计算模型,主要有代数型零方程模型,包括CS(Cebeci和Smith,1968年),PS(Patankar和Spalding,1968年)和MH(Mellor和Herring,1968年)等模型;等效黏度模型(EVM),如常见的一个方程和两个方程($k-\epsilon$)模型;以及应力代数模型(ASM)、应力微分模型(DSM)。在应力模型方面,周培源教授做出了重大的贡献。由于在构造湍流模式时总需引进封闭假设和待定常数,这促使人们考虑直接从纳维-斯托克斯方程出发模拟湍流,即湍流的直接数值模拟(DNS)和大涡模拟(LES),不过这些模拟仍然受到计算机技术发展的限制。

第二是对小尺度湍流分量的描述。这主要基于以下原因:初始条件的微小扰动,经过一段时间的发展可以完全改变其湍流运动的细节,但是高雷诺数的完全发展湍流的统计平均行为是稳定的。完全湍流的这一特征决定了统计理论在湍流研究中的地位。在湍流的统计理论中,1922年L. Richardson提出了能量级联过程,G. Taylor于1935年引入了均匀和各向同性湍流的概念。1941年Kouvozopola和Osykaol提出了小尺度分量新的相似性假设和局部各向同性湍流的理论。根据这些假设推出了一些定律,直至20世纪60年代才得到实验的验证。周培源教授于1976年研究了网后均匀各向同性湍流的衰减规律。统计理论还对湍流的封闭性做了很多工作,主要有准正则近似理论、Kraichnan的直接相互近似(DIA)和应用非平衡统计力学方法解决湍流的封闭性问题。

20 世纪 70 年代以来,湍流的拟序结构成为研究湍流结构的新起点。湍流的特征是间歇有序性,即拟序结构的触发是不规律的,但一旦触发,它以近乎确定的规律发展。这方面的研究包括发现和证实拟序结构,如边界层中的猝发现象及混合层中的大涡;利用现代信息处理技术(条件采样、模式识别)检测和分析拟序结构;定量描述和了解拟序结构的生成和发展,应用它控制湍流和构造湍流模式。20 世纪 70 年代以来湍流发展的另一个重要方向是现代混沌(Chaos)理论。从 1963 年开始,Lorenz 将纳维-斯托克斯方程简化成三个一阶常微分方程组成的非线性动力系统。随着参数的变化它会经历稳定解、周期解、具有间歇性的解和混沌解,这正是湍流发展过程中及完全发展了的湍流所具有的特征。

1.2 两种基本流态——层流和湍流

黏性流动存在两种不同的流态——层流和湍流。雷诺在 1883 年的著名试验中发现了这一现象,试验装置如图 1.1(a)所示。大容器 T 的流体处于某一温度,当阀门 K 开度很小时,玻璃管 G 中的流体将以极低速度流动;此时,如让另一种与容器 T 内的流体相近似的有颜色的流体自小容器 B 流入,通过细管和尖针流入玻璃管 G,可以看到此股有颜色流体的流束与周围的流体不发生混杂(图 1.1(b)所示),流体做层状流动,这种流体分层的流动状态称为层流。此时,流体层间只有分子级的动量交换,而看不到流体间的混杂。

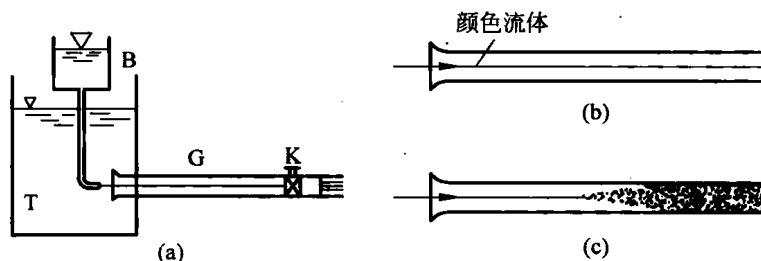


图 1.1 雷诺试验

若增大阀门 K 的开度使试管内流体的流速逐渐提高,可以看到有颜色的流束逐渐波动,但还未与周围流体发生混杂;进一步提高流速,颜色流束开始断开,发生了局部混杂;当流速增加为 V'_c (上临界流速) 时,颜色流束在针尖出口即与周围流体发生混杂(图 1.1(c)所示),整个玻璃管呈淡的颜色流。可以认为此时的层流流态已被完全破坏,流体微团间发生了强烈的动量交换,液流呈不规则的紊动状态,称为湍流。

如果流体在实验开始时是湍流,当逐渐减小管内流速,到某一临界值 V_{cr} (下临界速度, $V_{cr} < V'_{cr}$) 时,流动也可以恢复到层流状态。可以看出实际流动中可以有两种截然不同的状态——层流和湍流,这两种流动状态的运动规律完全不同。

对于确定的流体,温度一定(即黏度确定)时,其流态取决于临界速度。因此引用下列量纲为 1 的组合数作为判别流态的准则,对于管流:

$$Re = \frac{Vd}{\nu} \quad (1-1)$$

式中, Re 称为雷诺数, d 是管径, ν 是黏性系数。上述试验中的上临界雷诺数和下临界雷诺数分别表示为: $Re'_{cr} = \frac{V'_{cr}d}{\nu}$ 和 $Re_{cr} = \frac{V_{cr}d}{\nu}$ 。可以看出当 $Re > Re'_{cr}$ 时为湍流, $Re < Re_{cr}$ 时为层流, $Re_{cr} < Re < Re'_{cr}$ 时,可以是湍流也可以是层流,工程上多按湍流处理。圆管中的临界雷诺数为: $Re_{cr} = 2300$ 和 $Re'_{cr} = 8000 \sim 12000$ 。为了进一步加深对黏性流动和非黏性流动、层流和湍流的了解,下面以圆柱绕流为例加以说明。

一均匀流动流过一个二维圆柱(半径为 R),其理想流动的解是均匀流 U_{∞} 与一个偶极子叠加得到的势流解:

$$\left. \begin{aligned} u_r &= U_{\infty} \cos \theta \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right) \\ u_{\theta} &= -U_{\infty} \sin \theta \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

式中各量如图 1.2 所示, r, θ 为极坐标, U_{∞} 为无穷远处未受干扰的来流流速, u_r 和 u_{θ} 为流速的径向和周向分量,在圆柱表面 $r=R$ 时:

$$\left. \begin{aligned} u_r &= 0 \\ u_{\theta} &= -2U_{\infty} \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

可见在圆柱表面液体沿表面切向滑过。圆柱表面的压力可以用伯努利(Bernoulli)方程得到:

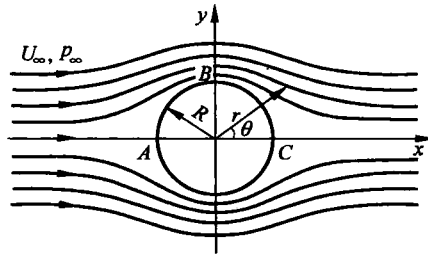


图 1.2 圆柱绕流的势流解

$$p = p_{\infty} + \frac{\rho}{2} U_{\infty}^2 (1 - 4\sin^2\theta)$$

p_{∞} 为无穷远处未受干扰流场的压力, ρ 为流体密度。上式用压力系数 C_p 表示为

$$C_p = \frac{p - p_{\infty}}{\frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2} = 1 - 4\sin^2\theta \quad (1-4)$$

由图 1.2 可以看出, 流动具有对称性, 压力分布也是对称的, 因此圆柱受到的合力在 x, y 方向均为零, 即未受到阻力, 这就是达朗贝尔疑题 (d'Alembert paradox)。图 1.3 所示为 C_p 沿圆柱表面的分布, 为了进行比较, 实际流体绕圆柱流动的实测压力系数也画在同一图中。可以看出实际流动与势流解有很大差别。实际流动中, 圆柱背面的 C_p 是负数, 圆柱受到一个阻力。

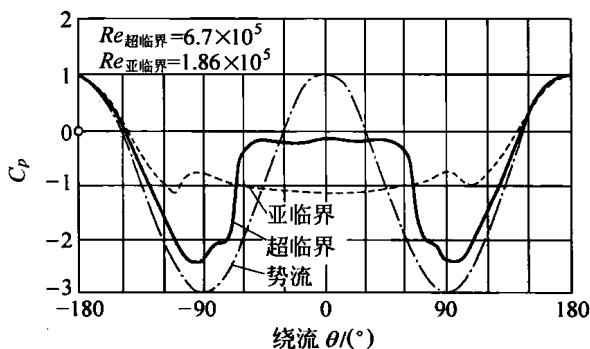


图 1.3 圆柱绕流的压力分布

进一步研究表明, 靠近圆柱表面的实际流体在流动中会发生流态的变化, 从图 1.2 中的 B 点 ($\theta=90^\circ$) 开始, 部分动能将转变为压能, 其余部分的动能因克服阻力而产生很大的消耗, 流动自壁面分离, 在圆柱下游形成由旋涡组成的尾迹区。图 1.4 所示的尾流区流态随雷诺数的变化而变化。

图 1.4 中, (a) 在极小雷诺数范围内 ($Re < 1$) 流体贴着圆柱表面的绕流不分离, 具有对称性; (b) 在小雷诺数范围内 ($3 \sim 5 < Re < 30 \sim 40$) 的流动是定常的层流, 在背风面出现有限“对涡”回流区; (c) 当 $30 \sim 40 < Re < 80 \sim 90$ 时, “对涡”回流区仍然存在, 此时流动是层流, 但尾流已开始作不定常流动, 因流体的黏性作用, 尾流衰减得很快并将最终消失; (d) 在卡门涡街阶段 ($80 \sim 90 < Re < 150 \sim 300$), 流动基本上是层流, 圆柱两侧的涡旋先后周期性地从圆柱表面脱落, 在尾流中形成交替排列的两列涡旋; 这一现象首先由卡门 (Karman, 1921 年) 在理论上加以阐述, 称为卡门涡街 (Karman vortex street); (e) 在“亚临界”阶段 ($150 \sim 300 < Re < 1 \times 10^5 \sim 1.3 \times 10^5$), 流动从前驻点 A 开始在圆柱的迎风面形成层流边界层, 且在圆柱两侧发生