

■ 高等学校理工科力学类规划教材

工程流体力学

(第三版)

ENGINEERING FLUID MECHANICS

孙文策 主编



大连理工大学出版社
DALIAN UNIVERSITY OF TECHNOLOGY PRESS

■ 高等学校理工科力学类规划教材

工程流体力学

(第三版)

ENGINEERING FLUID MECHANICS

主 编 孙文策

编 著 孙文策 李元明 周 美

刘 超 邢殿录 刘宏升

主 审 解茂昭

图书在版编目(CIP)数据

工程流体力学 / 孙文策主编. —3 版. —大连: 大连理工大学出版社, 2007. 12

高等学校理工科力学类规划教材

ISBN 978-7-5611-1098-0

I. 工… II. 孙… III. 工程力学: 流体力学—高等学校—教材 IV. TB126

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 199674 号

大连理工大学出版社出版

地址: 大连市软件园路 80 号 邮政编码: 116023

发行: 0411-84708842 传真: 0411-84701466 邮购: 0411-84703636

E-mail: dutp@dutp.cn URL: <http://www.dutp.cn>

大连天正华延彩色印刷有限公司 大连理工大学出版社发行

幅面尺寸: 185mm×260mm 印张: 15.25 字数: 346 千字
1995 年 12 月第 1 版 2007 年 12 月第 3 版
2007 年 12 月第 6 次印刷

责任编辑: 梁 锋 于建辉 责任校对: 欣 宇
封面设计: 宋 蕾

ISBN 978-7-5611-1098-0

定价: 22.00 元

前 言

由于流体力学涉及的物理概念多而且抽象,用到的数学方法广泛而且繁难,同时这门课程又与工程实际密切结合,学生普遍认为工程流体力学是一门很难学的课程。另一方面,根据教学改革的需要,许多学校都削减了这门课的教学学时。这是一个很大的矛盾,本书试图为解决这一矛盾进行一些探索。

选入本书的内容主要是各相关专业共同需要的流体力学基础性理论,章节安排的总体思路是由简单到复杂,由一般到特殊,并配合较多的例题,力求深入浅出,易于理解和掌握。对于专业性强的内容本书选入较少。在本书的编写过程中,不仅注意培养学生使用流体力学的三种基本分析方法(控制体分析法、微分分析法和量纲分析法)来解决问题的能力,并以控制体分析法为主对学生反复训练,使之切实掌握,而且还注意到与高等数学、大学物理等先行课程的联系,尽量避免不必要的重复。在阐述理论和选用例题和习题时,尽量注意与工程实际相结合。由于计算机已经相当普及,本书引入了计算机求解的相关例题。

本书第1版是参照1993年高等学校工科水力学及工程流体力学课程教学指导小组扩大会议制定的《工程流体力学课程教学基本要求》而编写的。

本书在修订过程中,保留了原书注重基础理论和基本分析方法、适于多种专业中等学时教学使用的特点,并主要作了如下工作:

(1)根据教学经验修改了对某些概念和理论的论述方法。

(2)更新了部分内容,删除了某些与目前教学需要不相适应的内容。如根据目前学生计算机编程能力较好的特点,为了充分发挥学生的创新能力,删去了原教材中用FORTRAN语言编写的程序。增加了选自国外最新教材的一些内容,如选用了国外新教材的莫迪图,使得部分管道计算的第二类问题不再需要繁琐的试算。

(3)增加了一些与工程实际密切结合的内容,如比重计、孔板流量计的原理与应用等。

(4)增加和调整了部分习题。增设了一些设计性或没有固定答案的题目(已用*号标出)。

参加本书第 1、2 版编写工作的有:李元明(东北大学),周美、邢殿录、刘宏升、孙文策(大连理工大学),刘超(大连海事大学)。孙文策负责全书的统稿,大连理工大学解茂昭教授负责主审。高等学校工科水力学及工程流体力学课程指导小组组长李鉴初教授对本书第 1 版提出了宝贵意见,在此谨表谢忱。

本次修订由孙文策、刘宏升和刘超共同完成。孙文策担任主编,解茂昭担任主审。

本书可作为热能、动力、船舶、机械等专业本科生工程流体力学(50~70 学时)的教材。

限于编者的水平和经验,书中错误和不妥之处在所难免,敬请读者批评指正。

编 者

2007 年 12 月

主要符号表

A	面积	l	长度		重力
a	加速度	M	质量	We	韦伯数
	角加速度		力矩	α	夹角
B	任意物理参数	m	质量	α_v	体胀系数
c	声速	Ma	马赫数	β	夹角
C_D	阻力系数	N	任意物理量	z	速度环量
C_f	摩擦阻力系数	n	转速	γ	比热比
C_L	升力系数	$\boldsymbol{n}$	法向单位矢量		剪变形角速度
C_p	压强系数	P	功率	δ	边界层厚度
c_p	定压比热容	P_p	压力功率	ϵ	绝对粗糙度
D	直径	P_s	轴功率		线变形速度
d	直径	p	压强	ζ	局部损失系数
Eu	欧拉数	p_a	大气压强	η	单位体积的任意物理量
F	力,合力	p_b	背压	θ	角度
f	单位质量力	p_e	表压强	K	体积模量
F_D	阻力	Q	热量	k	压缩系数
F_f	质量力	q_m	质量流量	λ	沿程损失系数
F_L	升力	qv	体积流量	μ	动力黏度
Fr	弗劳德数	R	半径	ν	运动黏度
F_s	表面力	r	半径	π	圆周率
f_s	应力	Re	雷诺数		无量纲量
g	重力加速度	s	比熵	ρ	密度
H	高度	T	温度	ρ_f	流体的密度
h	高度	U	质量力势	ρ_w	4℃ 水的密度
	比焓	u	比内能	σ	表面张力
h_f	沿程损失	V	体积		正压力
h_j	局部损失	v	速度,平均速度	τ	切应力
h_s	单位重力流体由机器得到的功		比容	Φ	传热率
h_w	管道总损失	v_a	平均速度	φ	速度势
J	涡通量,旋涡强度	v_e	牵连速度	χ	湿周
k	相似比例系数	v_n	法向速度	ψ	流函数
L	长度	v_r	相对速度	ω	旋转角速度
	混合长度	W	功		

目 录

第 0 章 序言	1
第 1 章 流体的主要物理性质	3
1.1 流体的特征及连续介质模型	3
1.2 流体密度的相关概念	4
1.3 流体的压缩性和膨胀性	5
1.4 作用在流体上的力	8
1.5 流体的黏性	9
1.6 表面张力和毛细现象	14
习题	16
第 2 章 流体静力学	18
2.1 静止流体的压强特点	18
2.2 静止流体平衡方程	19
2.3 重力场中静止流体内部的压强	20
2.4 非惯性坐标系中的静止液体	22
2.5 静止液体对平板的作用力	25
2.6 静止液体对曲面的作用力	26
2.7 浮力	28
2.8 流体静压强的测量	29
习题	31
第 3 章 流体流动的基本方程	34
3.1 描述流体运动的两种方法	34
3.2 描述流体运动的一些基本概念	36
3.3 系统与控制体	39
3.4 连续方程	41
3.5 动量方程	46
3.6 伯努利方程	50
3.7 动量矩方程	57

3.8 能量方程·····	62
3.9 管流能量方程·····	64
习题·····	67
第4章 旋涡理论和势流理论 ·····	71
4.1 流体微团的运动分析·····	71
4.2 有旋运动和无旋运动·····	75
4.3 理想流体运动微分方程·····	77
4.4 欧拉积分和伯努利积分·····	80
4.5 旋涡的基本概念·····	83
4.6 速度环量和斯托克斯定理·····	84
4.7 旋涡运动的基本定理·····	87
4.8 旋涡的诱导速度场·····	89
4.9 二元旋涡的速度分布和压强分布·····	91
4.10 速度势和流函数·····	92
4.11 几种简单的平面势流及其叠加·····	98
4.12 直均流绕圆柱体无环流流动·····	103
4.13 直均流绕圆柱体有环流流动·····	107
习题·····	109
第5章 相似理论与量纲分析 ·····	112
5.1 相似概念·····	112
5.2 动力相似准则·····	114
5.3 量纲分析法·····	117
5.4 近似的模型实验·····	120
习题·····	123
第6章 黏性流体管内流动 ·····	125
6.1 黏性流体中的应力分析·····	125
6.2 不可压缩黏性流体的运动微分方程·····	130
6.3 黏性流体的两种流动状态·····	133
6.4 管内流动的两种损失·····	135
6.5 流体在圆管中的层流流动·····	137
6.6 流体在圆管中的湍流流动·····	141
6.7 沿程损失系数的实验研究·····	148
6.8 局部损失系数·····	153
6.9 管道的水力计算·····	156
6.10 管道中的水击·····	163
习题·····	166

第 7 章 黏性流体绕物体的流动	170
7.1 边界层概念	170
7.2 层流边界层的微分方程	172
7.3 边界层的动量积分方程	173
7.4 平板层流边界层的计算	175
7.5 平板湍流边界层的计算	177
7.6 平板混合边界层	179
7.7 边界层分离	182
7.8 物体在流体中运动的阻力	183
7.9 圆柱绕流边界层与阻力	185
习题	188
第 8 章 气体动力学基础	190
8.1 微弱扰动的一维传播	190
8.2 微弱扰动在空间流场中的传播特征	193
8.3 气体一维定常流动的基本方程	195
8.4 气流的参考状态	196
8.5 变截面等熵管流的流动特性	202
8.6 正激波	204
8.7 收缩喷管中的流动	216
8.8 缩放喷管中的流动	220
习题	224
习题参考答案	226
参考文献	231

第 0 章 序 言

世界充满流体。流体力学和我们关系密切。我们打开水龙头,水就自动地流出来;打开空调,流动的空气在夏天为我们祛暑,冬天为我们送暖;我们乘车、船、飞机出行,流体既提供推动力又施加阻力;我们体内的血液极规律地流动着,支持着我们生存。流体力学的基本原理在我们生活中时时在发挥作用。

人类的文明和进步与人类对流体力学原理的认识和掌握程度密切相关。

在古代,随着人类的农业灌溉和水上航行活动的增加,人类开始定性地认识水流动的规律。大约在公元前 250 年,阿基米德提出了浮力定律,这是人类运用流体力学原理定量地分析实际问题的开始。浮力定律的发现推动了造船和航海的发展。此后是漫长的经验的流体力学的积累阶段。自然这期间也伴随着船只航行的发展和灌溉系统的改进。直到 17 和 18 世纪牛顿(Newton)通过实验提出了黏性流体切应力公式,伯努利(Daniel Bernouli)通过实验观察提出了著名的不可压缩流体的伯努利方程,欧拉(Euler)提出流体运动的描述方法和无黏性流体运动的微分方程组,经典流体力学才建立起来。欧拉被公认是理论流体力学的奠基人。

经典流体力学在许多领域得到了不同程度的应用。但由于经典流体力学是建立在不考虑流体黏性的基础上的,它的原理在许多工程问题中不能应用。因为工程中的很多问题不能忽略流体的黏性。于是工程师们通过实验得出一些经验关系。但这些经验关系只能在狭窄的范围内适用。

在 19 世纪末期,物理学家和数学家的流体力学理论研究和工程师们的经验研究结合起来,相互交融,使流体力学产生了突破性进展。1883 年,雷诺(Osborne Reynolds)发表了关于湍流的实验研究的论文,其后又发表了关于湍流运动基本方程的论文。雷诺的研究为湍流的理论研究奠定了基础。20 世纪初普朗特(Ludwig Prandtl)提出了边界层概念和边界层理论,标志现代流体力学建立。边界层理论为飞机制造和航空业的发展铺平了道路。

气体动力学的研究是在 19 世纪才开始的。1876 年黎曼(Riemann)发表关于压缩波(激波)的论文,20 年后马赫(Mach)在超声速运动的抛物体上观察到了激波。在 19 世纪和 20 世纪之交,普朗特组织了气体动力学的系统研究。第二次世界大战前超声速风洞出现,战后超声速飞机问世。

当代流体力学仍是非常活跃的学科。流体力学与多种学科渗透、交叉形成许多流体力学新的分支,如研究两相或三相共存的流动的两相和多相流体力学、研究流动中有化学反应的化学流体力学、研究磁流体发电的磁流体力学、研究星云运动的天体流体力学、研究土壤内水流动的渗流力学,以及研究生物体内流体传输运动的生物流体力学等等。特别是计算机技术的发展促使计算流体力学迅速发展,数值算法在 20 世纪中期出现。一些原来无法求解的复杂方程用计算机可以得到快速准确的解答。虽然计算机几乎可以加速一切研究和设计过程,但是计算机不能代替必要的实验。理论计算和实验相结合仍是解决流体力学问题

题最有效的方法。

目前流体力学正广泛应用到各工程领域。航空航天、造船、水利等行业是与流体力学同步发展起来的,它们对流体力学的依赖自不必说;热能、动力的设备运行一刻也离不开其内部的流体(工质、润滑剂等)准确规律的运行;化学工业的生产是在伴有化学反应、传热、传质的流动过程中完成的。建筑工业中的给排水与暖通、机械工业中的润滑与液压传动、电子产品的生产和计算机的运行常需要严格的冷却要求等等,都离不开流体力学原理。可以说,现在很难找到一个工程专业完全与流体力学无关。

本书为考虑多种工程专业的需要,适合中等学时使用的教材。全书共分8章,按照先一般后特殊、先简单后复杂的思路,第1章介绍流体力学最基本的概念,然后先讲静力学(第2章),再讲动力学(第3章及以后各章)。在动力学部分仍是按照同样的思路,先阐述流体动力学的基本概念和基本方程(第3章),再讨论各种流动情况。在讨论各种流动情况时还是由简单到复杂,先讨论理想流体(第4章),再讨论黏性流体。对于黏性流体,理论研究必须与实验研究相结合,因此我们在第5章介绍了指导实验的基本理论(相似理论与量纲分析)。然后先讲黏性不可压缩流体的一维流动(管内流动,第6章),再讲黏性不可压缩流体二维流动(绕物体的流动,第7章),最后第8章讲最复杂的可压缩流体的基础理论。由于近年来研究生的招生不断扩大,本教材既考虑了高级工程技术人材培养的需要,也考虑了研究型人材培养的需要。本教材在加强理论联系工程实际的同时注意了基本理论的加强和对研究能力的培养。

流体力学涉及的内容广泛,理论深奥。限于编者的水平,书中难免有错误和不妥之处,希望读者多提宝贵意见,以便再版或重印时改进。

第 1 章 流体的主要物理性质

1.1 流体的特征及连续介质模型

1.1.1 流体的特征

在自然界中,物质一般是以固态、液态和气态三种状态之一存在的。呈现固态、液态和气态的物质分别为固体、液体和气体。固体具有特定的形状和一定的刚度,是一种不能流动的物质。液体和气体没有特定的形状,如果把一种液体装入一个容器中,那么除了上表面以外,它将呈现容器的形状;如果把一种气体装入一个密闭容器中,那么它将充满整个容器。因此,液体和气体都是极易流动的物质,通常我们把液体和气体通称为流体。

流体和固体对剪切应力的反应不同。当一个弹性体受到剪切应力的作用时,它的变形如图 1-1(a)所示。其角变形量 $\Delta\theta$,与剪切应力的大小 F_1 成正比,只要剪切应力保持不变且材料没有达到屈服点,弹性体的角变形就保持不变。为了说明流体对剪切应力的反应,我们可以在流体上滑动一个固体平板而对流体施加剪切应力,如图 1-1(b)所示。通过实验观察到,在这种情况下流体将产生连续变形,也正是这一特点被用作流体的基本定义。

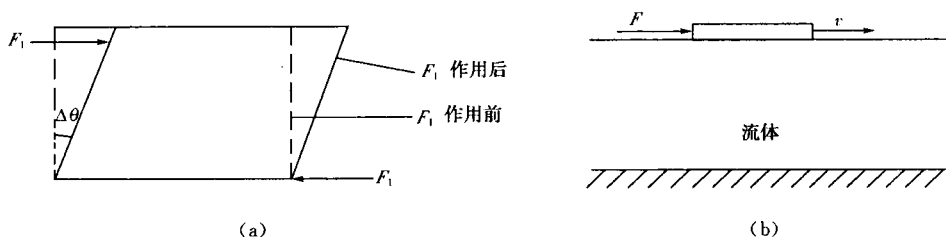


图 1-1

流体是一种受到任何微小剪切应力作用时,都能连续变形的物质。例如风吹水面,水面就会有小的波动;水滴在玻璃板上,由于重力作用会向四面摊开。

虽然液体和气体都是流体,但它们的特性却不完全相同。液体和气体的主要区别之一就是流动性的差别。由于气体分子间间距大,作用力小,所以气体分子间彼此的牵制力很小,不足以造成相互间的约束,因而气体分子可以自由运动。而液体分子间的间距小作用力大,液体分子只能在一定小范围内作无规则运动,而不能像气体那样作足以充满整个空间的自由运动。所以气体的流动性比液体的大,当液体和气体接触时便会出现液体和气体的交界面,这种交界面称为液体的自由表面。

液体和气体的另一个区别是可压缩性的大小。气体在外力的作用下,表现出很大的可压缩性,而液体则不然。例如,水的压强由 10^5 Pa 增加到 $100 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时,其体积仅减少原体积的 0.5% ;而完全气体(热力学中的理想气体在流体力学中称为完全气体,以免与本章第 4

节将介绍的理想流体概念相混)在等温过程中的体积同绝对压强成反比关系变化。可见两者的压缩性相差甚远。

1.1.2 连续介质模型

流体像其他物质一样都是由分子组成的,分子与分子之间有间隙存在,这就是说从微观角度来看流体并不是连续的,而是离散的。如果把流体看成是离散的,研究流体运动的规律将是十分困难的,因为我们不能把微分方程等数学工具直接用于离散介质中。但是流体力学并不研究微观的分子运动,而只研究流体的宏观机械运动,它是大量分子的平均统计行为。另外流体力学所研究的特征尺寸要远远大于分子间的间距(通常情况下,1mm³的空气约有 2.7×10^{16} 个分子)。因此,在流体力学的研究中,将实际由分子组成的结构用一种假想的流体模型——流体微团来代替。

流体微团(也称为流体质点)由足够数量的分子组成,连续充满它所占据的空间,彼此间无任何间隙。这就是1753年由欧拉首先建立的连续介质模型。

既然在流体力学中把流体当做连续介质来处理,那么描述流体特性的一系列参数,如压强、温度、密度、速度等就都可以看作是连续分布的。从而可以把它们看作是空间坐标和时间的连续可微函数,这就使得在流体力学的研究中使用微分方程等强有力的数学工具。整个流体力学的发展与引入连续介质模型是密切相关的,而从所建立的流体力学基本理论和实际工程应用结果来看,引入连续介质模型是完全合理的,也是完全必要的。

但是必须指出,连续介质模型也有一定的适用范围,在某些流动中它并不适用。例如当所研究的最小特征尺寸和分子的自由行程处于相同或相近的数量级时(例如火箭在高空非常稀薄的气体中飞行以及在高真空技术中等),就不能用连续介质作为其研究模型,而只能从微观着手进行研究。

1.2 流体密度的相关概念

1.2.1 流体的密度

单位体积流体所具有的质量称为流体的密度,它表征流体在空间的密集程度,以符号 ρ 表示。

取包围空间某点的微小体积 ΔV ,其中所含流体的质量为 Δm ,比值 $\Delta m/\Delta V$ 即为 ΔV 内的平均密度。若令 $\Delta V \rightarrow 0$,取该比值的极限,便可得到该点处流体的密度,即

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-1)$$

必须指出,正如在流体的连续介质模型中所讨论的那样,这里数学上的 $\Delta V \rightarrow 0$,从物理上应理解为体积缩小为无穷小的流体微团,它的体积同被考察的流体的体积相比是完全忽略不计的,但是它必须包含足够多的分子,这样才能把流体当做连续介质来处理。以后遇到类似的情况都应该这样去理解。

对于空间各点处密度相同的均质流体,其密度为

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-2)$$

式中 ρ ——流体的密度, kg/m^3 ;

m ——流体的质量, kg 。

表 1-1 列出了水、空气和水银在标准大气压下不同温度时的密度。

表 1-1 不同温度下水、空气和水银的密度

温度/ $^{\circ}\text{C}$	$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$			温度/ $^{\circ}\text{C}$	$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$		
	水	空气	水银		水	空气	水银
0	999.87	1.29	13 600	60	983.24	1.06	13 450
10	999.73	1.24	13 570	80	971.83	0.99	13 400
20	998.23	1.20	13 550	100	958.38	0.94	13 350
40	992.24	1.12	13 500				

1.2.2 流体的相对密度

某均质流体的密度与 4°C 时水的密度的比值称为该流体的相对密度, 用符号 d 表示, 即

$$d = \rho_i / \rho_w \quad (1-3)$$

式中 ρ_i ——流体的密度, kg/m^3 ;

ρ_w —— 4°C 时水的密度, 为 $1000\text{kg}/\text{m}^3$ 。

顺便说明某流体的重力与 4°C 时同体积水的重力的比值称为该流体的比重。流体的比重与流体的相对密度数值相等。

1.2.3 流体的比容

单位质量流体所占有的空间体积称为比容, 用符号 v 表示。显然流体的密度与比容互为倒数, 即

$$v = 1/\rho \quad (1-4)$$

其单位为 m^3/kg 。

1.2.4 混合气体的密度

混合气体的密度可按各组分气体所占体积百分数计算, 计算式如下:

$$\rho = \rho_1 \alpha_1 + \rho_2 \alpha_2 + \cdots + \rho_n \alpha_n = \sum_{i=1}^n \rho_i \alpha_i \quad (1-5)$$

式中 $\rho_1, \rho_2, \cdots, \rho_n$ ——混合气体各组分气体的密度;

$\alpha_1, \alpha_2, \cdots, \alpha_n$ ——混合气体中各组分气体所占的体积百分数。

1.3 流体的压缩性和膨胀性

因为流体的密度是温度和压强的函数, 所以流体所占据的体积将随压强、温度的变化而变化。变化的规律通常是: 压强增加, 体积缩小; 温度升高, 体积膨胀。流体的这种属性就是流体的压缩性和膨胀性。

1.3.1 流体的压缩性

流体体积随压强变化的属性通常以压缩系数或体积模量来表示, 分别用符号 κ , K 来标记。

压缩系数的定义:当流体的温度保持不变时,单位压升所引起的体积变化率就称为压缩系数。压缩系数由下式确定:

$$\kappa = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-6)$$

式中 κ ——压缩系数, $1/\text{Pa}$;

V ——压强为 p 时流体的体积, m^3 。

由于压强增加,体积缩小,反之亦然,因而 $\frac{dV}{dp}$ 总是负值,为此我们在公式的右侧引入一个负号,以使 κ 总为正值。

式(1-6)表明,对于同样的压强增量, κ 值大的流体,其体积变化率大,较易压缩; κ 值小的流体,其体积变化率小,较难压缩。由此可见 κ 表示流体压缩性的大小。

压缩系数的倒数称为体积模量(或弹性模量),用 K 来表示,即

$$K = \frac{1}{\kappa} = -V \frac{dp}{dV} \quad (1-7)$$

工程上常用体积模量去衡量流体压缩性的大小。 K 值大的流体的压缩性小, K 值小的流体的压缩性大。 K 的单位与压强相同,为 Pa 。

流体的体积模量也随压强和温度的变化而变化,表 1-2 给出了不同状态下水的体积模量。

表 1-2

水的体积模量

温度/ $^{\circ}\text{C}$	$K/(10^9 \text{ Pa})$				
	$p=0.490 \text{ MPa}$	$p=0.981 \text{ MPa}$	$p=1.961 \text{ MPa}$	$p=3.923 \text{ MPa}$	$p=7.845 \text{ MPa}$
0	1.85	1.86	1.88	1.91	1.94
5	1.89	1.91	1.93	1.97	2.03
10	1.91	1.93	1.97	2.01	2.08
15	1.93	1.96	1.99	2.05	2.13
20	1.94	1.98	2.02	2.08	2.17

1.3.2 流体的膨胀性

流体的体积随温度变化的属性通常用体膨胀系数来表示。

当压强保持不变时,单位温升所引起的体积变化率就称为体膨胀系数,以 α_v 表示,其大小为

$$\alpha_v = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-8)$$

式中 α_v ——流体的体膨胀系数, $1/\text{K}$;

V ——温度为 T 时流体的体积, m^3 。

由于温度升高,体积膨胀,故 dT 与 dV 同号。

水的体膨胀系数如表 1-3 所示。

1.3.3 可压缩流体和不可压缩流体

由表 1-2 可以看出,水的压缩性是很小的,压强每增加 10^5 Pa ,其体积变化率不到万分之

一。工程上常用的其他工作液体的压缩性也是比较小的。因此在工程上常常可以忽略液体的压缩性。

表 1-3 水的体膨胀系数

p/MPa	$\alpha_v (10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1})$				
	1~10 $^\circ\text{C}$	11~20 $^\circ\text{C}$	40~50 $^\circ\text{C}$	60~70 $^\circ\text{C}$	90~100 $^\circ\text{C}$
0.0981	14	150	422	556	719
9.807	43	165	422	548	704
19.61	72	183	426	539	
49.03	149	236	429	523	661
88.26	229	289	437	514	621

气体的压缩性与液体相比则大得多。因此在研究气体的时候,需要同时考虑压强和温度对气体体积和密度的影响,对于完全气体,其间的关系可以用状态方程表示,即

$$pv = RT \quad (1-9a)$$

或
$$p/\rho = RT \quad (1-9b)$$

式中 p ——气体的绝对压强, Pa;

v ——气体的比容, m^3/kg ;

R ——气体状态常数, $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$;

T ——热力学温度, K;

ρ ——气体的密度, kg/m^3 。

状态方程说明,气体的比容同绝对压强成反比,而同热力学温度成正比。在等温过程中,当压强增大一倍时,体积便要缩小一倍,足见气体的压缩性之大。

由上述分析可以看出,尽管任何流体都具有压缩性,但它们的可压缩程度,即压缩系数的大小相差十分悬殊。因此在工程实际问题中是否考虑流体的压缩性要视具体情况而定。

通常我们把液体视为不可压缩流体,即把液体的密度视为常数。这样处理问题,可使理论分析和工程计算大大简化,而且对绝大多数问题来说具有足够的精确度。但在某些特殊场合,如水击现象的研究中,则必须考虑水的压缩性才能得出合理的结论。

通常我们把气体当作可压缩流体来处理,特别是在流速较高,压强变化较大的场合,它们的体积变化率是不容忽略的,必须把它们的密度视为变量。但是在流速不高,压强变化较小的场合,便可忽略压缩性的影响,把气体视为不可压缩流体。例如在标准状态下,当空气流速等于 102m/s ($Ma = 0.3$) 时,不考虑压缩性所引起的计算相对误差约为 2.3% ,这在工程计算中一般是允许的。这样,对不可压缩流体得出的各种运动规律便可直接应用到这类气体的流动研究中。通风机内空气的流速较小,压强变化不大,因此可以把通风机内流动的气体当做不可压缩流体来处理。

例 1-1 水在厚壁圆筒中受压缩,当压强为 1MPa 时,其体积为 $1 \times 10^{-3}\text{m}^3$,当压强增至 5MPa 时,其体积变为 $0.998 \times 10^{-3}\text{m}^3$,求水的体积模量 K 。

解 将上述实测数据代入式(1-7)中,可得

$$K = -V \frac{dp}{dV} \approx -\frac{V\Delta p}{\Delta V} = -\frac{1 \times 10^{-3} \times (5 - 1)}{(0.998 - 1) \times 10^{-3}} = 2000\text{MPa}$$

1.4 作用在流体上的力

任何物体的平衡和运动都是受力作用的结果,因此在研究流体力学的规律之前,必须首先分析作用在流体上的力的种类和性质。作用在流体上的力通常分为两大类:质量力和表面力。

1.4.1 质量力

某种力场作用在流体所有质点上的力称为质量力。质量力是非接触力,其大小与流体的质量成正比。如重力就是力学中常见的质量力,它是由重力场所施加的。当所研究的流体作加速运动时,根据达朗伯原理虚加于流体质点上的惯性力也属于质量力。

单位质量流体所受到的质量力称为单位质量力。如果作用在体积为 V 、质量为 m 的流体的质量力为 F_i ,则 F_{ix} 、 F_{iy} 、 F_{iz} 分别表示质量力在 x 、 y 、 z 三个坐标方向上的分力。若用 f_x 、 f_y 、 f_z 分别表示单位质量力在三个坐标上的分量,则

$$\left. \begin{aligned} f_x &= \frac{F_{ix}}{\rho V} = \frac{F_{ix}}{m} \\ f_y &= \frac{F_{iy}}{\rho V} = \frac{F_{iy}}{m} \\ f_z &= \frac{F_{iz}}{\rho V} = \frac{F_{iz}}{m} \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

根据牛顿第二定律,由式(1-10)可以看出,单位质量力的三个分量分别为质量力所产生的加速度在三个坐标上的分加速度。

若用 f 表示单位质量力,则

$$f = f_x i + f_y j + f_z k \quad (1-11)$$

1.4.2 表面力

表面力是指作用在所研究流体表面上的力。表面力是接触力,其大小与表面积成正比。

在流体力学的研究中,常常自流体内取出一个分离体作为研究对象。这时,表面力是指周围流体作用于分离体表面上的力。作用在流体上的表面力一般可分解为与流体表面垂直的法向力和与流体表面相切的切向力。流体黏性所引起的内摩擦力就是切向力。单位面积上的表面力称为应力。

如果在流动的实际流体中任取一体积为 V 、表面积为 A 的流体作为分离体。则分离体以外的流体通过接触面必定对分离体内的流体有作用力。如图1-2所示,在分离体表面的 b 点取一微小面积 ΔA ,作用在它上面的表面力为 ΔF_s 。把 ΔF_s 分解为沿法线 n 上的分力 ΔF_{sn} 和沿切向方向 τ 上的分力 ΔF_{sr} 。以微小

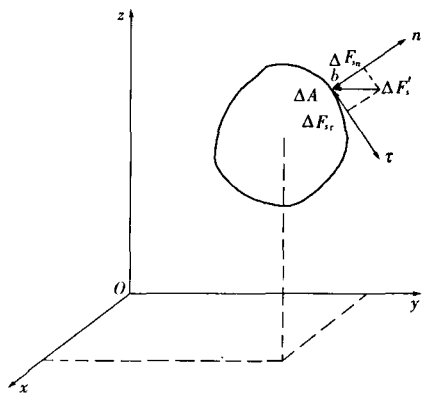


图 1-2