

高等学校教材

工程流体力学

刘超 任福安 主编
孙文策 主审

大连海事大学出版社

高等学校教材

工程流体力学

刘超 任福安 主编
孙文策 主审

大连海事大学出版社

© 刘超,任福安 2004

图书在版编目(CIP)数据

工程流体力学 / 刘超,任福安主编. —大连:大连海事大学出版社, 2004.7
ISBN 7-5632-1770-3

I.工… II.①刘… ②任… 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(2004)第 059314 号

大连海事大学出版社出版

地址:大连市凌海路1号 邮编:116026 电话:0411-84728394 传真:0411-84727996

<http://www.dmupress.com> E-mail: cbs@dmupress.com

大连海事大学印刷厂印装 大连海事大学出版社发行

2004年8月第1版 2004年8月第1次印刷

幅面尺寸:185 mm×260 mm 印张:9.75

字数:240千字 印数:1~1200册

责任编辑:姚文兵 封面设计:王艳

定价:14.00元

内 容 提 要

本教材根据高等院校动力(管理)专业的课程设置和要求,系统地介绍了工程流体力学的基本知识。主要包括绪论、流体静力学、流体运动学、流体动力学基础、粘性流体的一元流动、有势流动、边界层理论基础。各章均有习题。

本教材适用于高等学校动力(管理)专业,包括海(河)运院校的轮机工程管理专业及与其相近的专业,也可作为轮机管理人员和有关企业及设计部门工程技术人员的参考书。

前 言

工程流体力学是轮机工程管理专业重要的技术基础课之一。本教材系根据大连海事大学“工程流体力学”本科课程教学大纲编写的,总结了前四版的教学实践经验,除保留原来的基本体系和基本内容外,还吸取了国内外新教材的特点,对前版教材的部分内容做了改写或增删,主要强调了工程流体力学的基本概念和基础理论。力求简明扼要,重点突出,深入浅出,易于理解和掌握,同时兼顾了轮机工程管理专业的特点。本教材所选用的例题和习题都力求与流体工程的实际相结合,便于教学和学生自学,有助于培养学生分析问题和解决问题的能力。

本教材的第一章、第二章、第六章由任福安编写;第三章、第四章、第五章、第七章由刘超编写。并由刘超和任福安统编定稿,大连理工大学孙文策教授主审。

在教材编写和修改过程中,主审和哈尔滨工业大学的金朝铭教授都曾提出过许多宝贵的修正意见,在此谨表谢忱。

限于我们的水平和经验,书中错误和不妥之处在所难免,敬请读者批评指正。

编者

2003年9月

目 录

第一章 绪论.....	(1)
§ 1-1 流体力学研究的内容和方法	(1)
§ 1-2 流体力学的发展简史和在工程实践中的地位	(2)
§ 1-3 作用于流体上的力	(4)
§ 1-4 流体的力学性质	(5)
习 题	(12)
第二章 流体静力学	(13)
§ 2-1 流体静压强及其特性	(13)
§ 2-2 欧拉平衡微分方程	(14)
§ 2-3 流体静力学基本方程	(17)
§ 2-4 压强的表示方法及其单位	(19)
§ 2-5 液柱式测压计	(21)
§ 2-6 流体的相对平衡	(23)
§ 2-7 静止液体作用于固体壁上的总压力	(26)
习 题	(32)
第三章 流体运动学	(35)
§ 3-1 研究流体流动的两种方法及系统和控制体	(35)
§ 3-2 流体微团运动的分析及有旋流动和无旋流动	(37)
§ 3-3 流体流动的分类	(41)
§ 3-4 流体流动的基本概念	(43)
§ 3-5 连续方程	(46)
§ 3-6 平面流动和流函数	(50)
§ 3-7 势流与速度势	(52)
习 题	(55)
第四章 流体动力学基础	(56)
§ 4-1 理想流体的运动微分方程	(56)
§ 4-2 粘性不可压缩流体的运动微分方程(纳维尔-斯托克斯方程)	(58)
§ 4-3 理想流体微元流束的伯努利方程	(63)
§ 4-4 理想流体伯努利方程的应用	(66)
§ 4-5 输运公式	(69)
§ 4-6 动量方程	(72)
§ 4-7 相似原理	(74)
习 题	(80)
第五章 粘性流体的一元流动	(82)
§ 5-1 粘性流体总流的伯努利方程	(82)

§ 5-2 粘性流体的两种流动状态	(86)
§ 5-3 流体在圆管中的层流流动	(89)
§ 5-4 流体在圆管中的湍流流动	(92)
§ 5-5 沿程损失系数	(99)
§ 5-6 局部损失系数	(104)
§ 5-7 管路的水力计算	(107)
习 题	(113)
第六章 有势流动	(115)
§ 6-1 拉格朗日方程	(115)
§ 6-2 势流叠加原理	(118)
§ 6-3 几种简单的平面势流	(119)
§ 6-4 均匀流绕圆柱体的无环流流动	(125)
§ 6-5 均匀流绕圆柱体的有环流流动及库塔-儒可夫斯基定理	(129)
习 题	(133)
第七章 边界层理论基础	(135)
§ 7-1 边界层的概念	(135)
§ 7-2 边界层微分方程	(136)
§ 7-3 边界层动量积分方程	(138)
§ 7-4 平板层流边界层	(140)
§ 7-5 平板湍流边界层和混合边界层	(142)
§ 7-6 曲面边界层的分离现象	(147)
习 题	(148)
参考文献	(150)

第一章 绪论

§ 1-1 流体力学研究的内容和方法

流体力学是研究流体的平衡和运动规律以及流体与固体之间相互作用关系的一门科学,是力学的一个重要分支。

流体力学研究的对象是液体和气体,如水、燃油、滑油、空气、燃气和水蒸气等,它们统称为流体。

流体与固体的主要区别在于流体的易流动性。

在力的作用下,一切物体(包括固体、液体和气体)都将出现变形。一个给定的力产生确定的变形:当该力去除后能够消失的变形,称为弹性变形;当该力去除后不能够消失而成为永久的变形,称为塑性变形;无论在多么小的力的作用下,变形都将不断地、无限地增大,这样的变形称为流动。

固体在受外力作用时,只发生一定程度的变形,变形的大小与所受外力的大小成正比,并且只要所受外力的大小保持不变,其变形也就不再增大,所受外力的大小与其发生变形的快慢无关。而流体(液体和气体)则不同,因其分子间的距离较大、内聚力很小,所以受任意微小的剪切力都能连续变形;只要这种力持续作用,流体就将持续变形;只有当外力停止作用,变形才会停止。所以流体的剪切力不是由变形的大小来决定的,而是由变形的快慢所决定的。流体具有容易变形(流动)的特征,这就是流体的易流动性。

正因为流体具有易流动性,所以流体(液体和气体)没有固定的形状。流体与气体都随着容器形状的不同而改变自身的形状。但是,就液体与气体的比较而言,液体分子间的距离较小、密度较大,因而液体分子内聚力比气体大得多,所以液体虽不能保持固定的形状,但能保持比较固定的体积,当盛有液体的容器的容积大于液体的体积时,液体就不会充满整个容器,而会在容器中形成一定的自由表面。气体不仅没有固定的形状,也没有固定的体积,极易膨胀和压缩,可以任意扩散直到充满容纳它的整个容器。而液体的压缩性和膨胀性都很小,在很大的压力作用下,其体积的变化量甚微。这也是液体和气体的主要区别。液体和气体虽然都属于流体,但两者在流动性和压缩性等方面却有着显著的不同,所以,流体力学基本理论在探求液体和气体的流动规律时,无论在研究内容上还是研究方法上都有所不同的。

在流体力学研究中,一般都将流体当作连续介质处理。将流体看作为连续介质是一种近似的、宏观的假设。从微观来看,流体和其他物体一样,都是由大量的单个分子组成的,分子之间存在着空隙,并且分子始终在不停地、杂乱无章毫无规律地运动着,因此,流体实际上并非是连续的物质。但是,流体力学不是研究个别分子的微观运动,而是研究流体微团(分子集团)或称流体质点的宏观运动。另外,流体力学所研究的实际工程尺寸要比流体分子间的距离大得无法比拟。例如,根据现代物理的研究结果,在标准状态下,每立方厘米的水中大约包含有 3.3×10^{23} 个水分子,相邻分子间的距离约为 3×10^{-8} cm,可见,分子间的距离是非常微小的,在很小的体积中包含有难以计数的分子。所以,在流体力学研究中可以将真实的流体看成是

连续一片的、既没有空隙又没有分子运动的一种假想的流体,这就是流体的连续介质假设。

连续介质假设是由瑞士学者欧拉(Euler, 1707~1783)在 1753 年首先提出的。该假设对流体力学的发展起了巨大的推动作用,从流体力学的发展历史不难看出,流体力学一系列理论的建立和作为一门独立学科的飞速发展都是与引入连续介质假设密切相关的。正是有了这一假设,在流体力学研究中才可以不再考虑流体分子的运动而是去研究简化了的连续介质,将流体的各物理量(如密度、速度、压强等)在绝大多数情况下看成是连续分布的,从而把它们看作是空间坐标和时间的连续可微函数。这样,就有可能利用连续函数的分析方法,微分、积分等数学工具去描述和研究流体的平衡和运动规律以及流体与固体之间相互作用关系。长期的科学研究和工程实践表明,利用流体的连续介质假设所得到的流体的运动规律和基本理论,与客观实际是十分吻合的,引入连续介质假设不仅是完全合理的,也是十分必要的。

但是,必须指出,流体的连续介质假设对通常所研究的流体空间来说是可行的,但在某些特殊的流体流动的研究中并不适用。例如,当流体分子的平均自由行程与所研究对象的实际工程尺寸为相同或相近的数量级(如火箭在空气稀薄的高空中飞行、高真空技术以及极近壁处流动计算等)以及水气混合的两相流动等,就不能应用连续介质假设了,而必须从微观上着手进行研究。

流体力学的研究方法有两种,即理论方法和实验方法。理论方法是运用基本的物理概念、力学定律和数学工具等,对一个具体的流动作定量分析,以便获得定量的结论,例如微分体积法、速度势函数法、保角变换法等;实验方法是通过对具体流体的观察和分析,以及对流体流动的速度场和压强场的测量等,来归纳和总结流体的流动规律,从而发现新的理论。这两种方法是相辅相成、不可偏废的。理论方法研究的结果需要经过实践来检验、修正,使其更加完善,而实验的进行又需要理论来指导。近代电子计算机的发展和普及使用以及物理学的发展等,对这两种方法都有促进,并将产生深远的影响,使流体力学获得新的活力。

§ 1-2 流体力学发展简史及其在工程实践中的地位

流体力学是自然科学的一个重要的分支。人们最早对流体的认识,是从供水、灌溉、航海等方面开始的。公元前 2000 年~公元元年,埃及、罗马、希腊等地的水利工程和普遍发展起来的造船、航海事业就是例证。我国于远古时代就在水利工程方面作出过许多贡献。公元前 2286 年~公元前 2278 年的大禹治水,公元前 300 年成都的都江堰灌渠工程,就是驰名中外的两个典型例子。

流体力学发展成为一门完整的学科,是和历史上许多学者、科学家的努力分不开的。

最早从事流体力学研究的学者是希腊哲学家阿基米德(Archimedes, 前 287~前 212)。他在公元前 250 年写成的《论浮体》一书中,提出了流体静力学的基本定律,这是人类历史上最早的水力学著作,从此流体力学开始发展成为一门独立的学科。

15 世纪末,著名的物理学家和艺术家列奥纳德·达·芬奇(Leonardo. De. Vinci, 1452~1519),设计和建设了世界上第一个小型水渠。同时,他还比较系统地研究了沉浮、孔口出流、物体运动阻力、流体在管道和水渠中的流动等问题,从而为水利工程和流体力学的研究开辟了一个新的时代。

在 16、17 世纪对流体力学基础理论作出显著贡献的学者、科学家主要有斯蒂芬(Stevin,

1548~1620)、伽里略(Gallileo, 1564~1642)、帕斯卡(Pascal, 1623~1662)、牛顿(Newton, 1642~1727)等。在这段时期,斯蒂芬、伽里略和帕斯卡等人建立了整个流体静力学部分。1686年牛顿建立了流体内摩擦定律,伽里略、牛顿等人研究了有关流动阻力等一系列问题,为流体动力学的建立准备了条件。

伯努利(D. Bernoulli, 1700~1783)首先采用“流体动力学”这一术语,将流体静力学和水力学包含在这门科学之内,并于1738年导出了流体动力学的基本定律,即著名的伯努利方程,由此,伯努利被尊为流体动力学之父。

达朗贝尔(1717~1783)研究了物体在流体中运动的阻力问题,于1750年发现了后来以他的名字命名的疑题,即著名的达朗贝尔疑题,并且提出了液体运动的质量守恒原理(连续方程)。

欧拉(Euler, 1707~1783)研究了理想流体的运动问题,于1755年建立了描述理想流体运动的方程,即著名的欧拉方程,并且发展了有关的数学理论。后来,拉格朗日(Lagrange, 1736~1813)继续进行了这方面的研究工作。

19世纪初,纳维尔(Navier, 1785~1836)从分子相互作用的某一假设出发,导出了粘性流体运动方程;几乎同时,斯托克斯(Stokes, 1819~1903)也导出了粘性流体运动方程。现在,人们把这一描述粘性流体运动的动量微分方程用他们两人的名字命名,即著名的纳维尔-斯托克斯方程,或简称为N-S方程。斯托克斯可以看作是近代流体动力学的奠基人。

19世纪中期,兰金(Pankine, 1820~1872)发展了源汇理论;赫姆霍兹(Helmholtz, 1821~1894)提出了速度势的概念,建立了旋涡运动和间断运动的理论,在这一领域作出了重要贡献;克希霍夫(Kirchhoff, 1824~1887)和瑞利(Rayleigh, 1842~1919)继续研究流体的间断运动以及这种运动引起的阻力问题。

19世纪末,雷诺(O. Reynolds, 1842~1912)研究粘性流体的运动,发现了流体运动存在着两种完全不同的流动状态,提出了层流与湍流的概念,并且指出流体流动状态的转变是急剧的,给出了流动状态转变时的重要参数——临界雷诺数,进而也得到了判别流体流动状态的重要参数——雷诺数,从而为流动的阻力与损失的研究奠定了基础。

进入20世纪以后,由于科学技术发展的需要,流体力学的研究得到了进一步的深入和发展。特别是1904年普朗特(Prandtl, 1875~1953)提出了划时代的边界层理论,建立了理想流体和实际流体研究之间的联系,为现代流体力学的研究奠定了基础。此后,由于航空事业和其他工业的发展,机翼理论、湍流理论、可压缩流体力学的理论和高速空气动力学的研究和发展等都获得了巨大的成就。

齐奥尔科夫斯基、儒可夫斯基和恰普雷金等研究了翼栅和绕流理论,奠定了现代空气动力学的基础。儒可夫斯基对机翼理论和机翼设计作出了杰出贡献,发现了以他的名字命名的翼型。兰切斯特(Lanchester, 1868~1945)对近代飞行理论作出了两项重要贡献,一是引进了作为升力原因的环量概念;二是引进了作为诱导阻力原因的翼尖旋涡概念。在1894年举行的伯明翰自然科学史学会的会议上,他阐述了自己的理论,但是这个理论当时并未发表,一直到1907年才在他的《空气动力学》一书中发表出来。

20世纪50年代以后,随着宇宙航行、人造卫星和原子能工业的发展,稀薄气体力学、微重力流体力学以及电磁流体力学的理论已逐渐形成新的学科。现代流体力学的发展趋向于更为宽广的范围。尤其是计算技术的发展,逐步建立了计算流体力学,使以前因过于繁杂的计算而

影响进一步探讨的流体力学问题逐步得以解决。从而使流体力学成为医学、气象学、宇宙航行、海洋学以及各种工程技术的重要组成部分。

流体力学不但是水利、造船、航空、化工、机械、动力等工程的重要基础理论之一,也是轮机工程的重要基础理论之一。在船舶动力装置中,由于主要采用水、油、水蒸气、空气、燃气等流体作为工作介质,因此,只有掌握了流体在动力装置中的流动规律,才能了解这些装置的性能和运行规律。所以,流体力学是轮机工程专业的重要技术基础课程之一。

在流体力学的研究中,要应用物理学和理论力学中有关物体平衡及运动规律的基本原理,因为流体在平衡或运动状态下也同样遵循这些普遍原理,如质量守恒定律、能量守恒定律、力系平衡原理、动量定理、动能定理等,所以,物理学和理论力学的知识是学习流体力学课程的基础。

§ 1-3 作用于流体上的力

任何物体的平衡和运动都是受力作用的结果。因此,在研究流体的力学规律之前,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,即质量力和表面力。

一、质量力

处于某种力场中的流体,所有质点均受有与质量成正比的力,这个力称为质量力或体积力。如重力、电磁力等都是质量力。

在流体力学中,常采用单位质量的质量力或简称单位质量力(f_m)来表示质量力。如果在流体中取体积 ΔV ,所含质量为 Δm ,作用在其上的质量力为 ΔF_m ,则单位质量力为

$$f_m = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta F_m}{\Delta m} = \frac{dF_m}{dm} \quad (1-1)$$

或

$$\left. \begin{aligned} X &= \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta F_{mx}}{\Delta m} = \frac{dF_{mx}}{dm} \\ Y &= \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta F_{my}}{\Delta m} = \frac{dF_{my}}{dm} \\ Z &= \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{\Delta F_{mz}}{\Delta m} = \frac{dF_{mz}}{dm} \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

式中, X, Y, Z 分别为单位质量力在 x, y, z 轴上的投影。

在流体力学中,单位质量力为已知量,它的单位为 m/s^2 ,与加速度的单位相同。如果流体只在重力场作用下(如图 1-1 所示的坐标系),则单位质量力为

$$X = Y = 0, Z = -\Delta m \cdot g / \Delta m = -g \quad m/s^2$$

式中的负号表示重力加速度的方向与所取坐标轴 z 的方向相反。

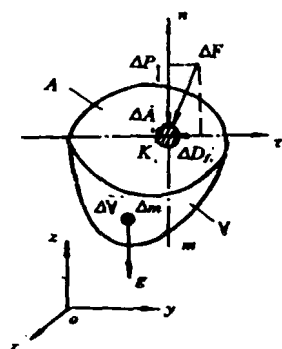
二、表面力

表面力是指作用在所取脱离体表面上的力。这种力通常是脱离体以外的物体通过接触面作用在脱离体上的力。例如,大气在液体表面上的压强、流体内摩擦力等都是表面力。

设在流动的流体中任取一面积为 A 、表面面积为 A 的流体作为脱离体,则脱离体以外的

流体通过接触必定对脱离体以内的流体有作用力。如图 1-1 所示,在脱离体表面上点 K 取一微元面积 ΔA ,作用在它上面的表面力为 ΔF 。一般情况下, ΔF 可以分解为沿法线方向 n 的法向力 ΔP 和沿切线方向 τ 的切向力 ΔD_f 。以微元面积 ΔA 分别除上述二分力,并取极限,便可求得作用在点 K 的法向应力 p 和切向应力(切应力) τ ,即

$$\left. \begin{aligned} p &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} = \frac{dP}{dA} \\ \tau &= \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta D_f}{\Delta A} = \frac{dD_f}{dA} \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$



由实验得知,流体不能承受拉伸力,故法向应力只能是压应力,称为“压强”。静止流体或理想流体中不存在切应力,只有压应力。

切应力和压强的单位为 $\text{Pa}(\text{N}/\text{m}^2)$ 。

§ 1-4 流体的力学性质

一、流体的密度、比容和重度

流体同其他物体一样,具有质量,也具有重力。流体的密度和重度是流体的重要属性。

1. 流体的密度和比容

流体的密度以单位体积流体所具有的质量来表示,它示出流体在空间的密集程度。

取包围空间某点的微元体积 ΔV ,其中所包含流体质量为 Δm ,比值 $\Delta m/\Delta V$ 即为 ΔV 中流体的平均密度,当 $\Delta V \rightarrow 0$ 时,即为该点的密度

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad \text{kg}/\text{m}^3 \quad (1-4a)$$

对空间各点处密度相同的均质流体,其密度为

$$\rho = \frac{m}{V} \quad \text{kg}/\text{m}^3 \quad (1-4b)$$

式中, ρ 为流体的密度, kg/m^3 ; m 为流体的质量, kg ; V 为流体的体积, m^3 。

流体密度的倒数称为流体的比容,即

$$v = \frac{1}{\rho} \quad \text{m}^3/\text{kg} \quad (1-5)$$

2. 流体的重度

单位体积流体所具有的重力称为流体的重度,以符号 γ 标记。均质流体重度为

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad \text{N}/\text{m}^3 \quad (1-6)$$

式中, G 为流体的重力, N ; V 为流体的体积, m^3 。

流体密度和重度的关系为

$$\gamma = \frac{G}{V} = \frac{mg}{V} = \rho g \quad (1-7)$$

式中, g 为重力加速度, m/s^2 。

密度和重度均为压力和温度的函数。表 1-1 中列出了温度对水和空气密度的影响。温度对液体密度的影响很小,一般情况下可以近似地认为液体的密度不随温度而变化。

混合气体的密度可按各组分气体所占体积百分数计算,即

$$\rho = \rho_1 \alpha_1 + \rho_2 \alpha_2 + \rho_3 \alpha_3 + \cdots + \rho_n \alpha_n = \sum_{i=1}^n \rho_i \alpha_i \quad (1-8)$$

式中, $\rho_1, \rho_2, \cdots, \rho_n$ 为混合气体中各组分气体的密度; $\alpha_1, \alpha_2, \cdots, \alpha_n$ 为混合气体中各组分气体所占的体积百分数。

表 1-1 水和空气密度随温度的变化(压强为 $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$)

温度(℃)	密度(kg/m ³)		温度(℃)	密度(kg/m ³)	
	水	空气		水	空气
-20	/	1.39	50	987.4	1.09
-10	/	1.34	55	985.1	1.08
0	999.2	1.29	60	982.6	1.06
4	1 000	1.28	65	979.9	1.04
10	999.1	1.25	70	977.1	1.03
15	998.5	1.23	75	974.2	1.014
20	997.6	1.20	80	971.2	1.00
25	996.4	1.19	85	968.0	0.99
30	995.0	1.17	90	964.7	0.97
35	993.4	1.15	95	961.3	0.96
40	991.6	1.13	100	957.7	0.95
45	989.6	1.11			

例 1-1 测得锅炉烟气各组分气体的百分数分别为: $\alpha_{\text{CO}_2} = 13.6\%$, $\alpha_{\text{SO}_2} = 0.4\%$, $\alpha_{\text{O}_2} = 4.2\%$, $\alpha_{\text{N}_2} = 75.65\%$, $\alpha_{\text{H}_2\text{O}} = 6.2\%$ 。试求烟气密度。

解 已知标准状态下各组分气体的密度为 $\rho_{\text{CO}_2} = 1.98 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{SO}_2} = 2.93 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{O}_2} = 1.43 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{N}_2} = 1.25 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 0.804 \text{ kg/m}^3$, 将已知数值代入式(1-8), 得出标准状态下烟气密度为

$$\begin{aligned} \rho &= 1.98 \times 0.136 + 2.93 \times 0.04 + 1.43 \times 0.042 + 1.25 \times 0.756 + 0.804 \times 0.062 \\ &= 1.34 \text{ kg/m}^3. \end{aligned}$$

二、流体的膨胀性和压缩性

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温度和压强的变化而变化。当温度升高时, 体积膨胀; 当压强增加时, 体积缩小。流体的这种特性称为膨胀性和压缩性。

1. 流体的体积膨胀系数

流体膨胀性的大小, 用体积膨胀系数 β_T 表示, β_T 的意义是指在压强不变时, 温度每升高 1 K, 流体体积的相对变化量, 即

$$\beta_T = \frac{\Delta V / V}{\Delta T} = \frac{\Delta V}{V \Delta T} \text{ K}^{-1} \quad (1-9)$$

式中, V 为温度为 T 时流体的体积, m^3 ; ΔV 为温度升高 ΔT 时流体体积的变化量, m^3 ; ΔT 为流体温度的变化量, K。

水的体积膨胀系数见表 1-2。

表 1-2 水的膨胀系数 $\beta_T (10^{-4} \text{K}^{-1})$

压强 $p(10^5 \text{Pa})$	温度 $T(\text{K})$				
	274—283	283—293	313—323	333—343	363—373
0.981	0.14	1.5	4.22	5.56	7.19
98.1	0.43	1.65	4.22	5.48	7.04
196.2	0.72	1.83	4.26	5.39	

2. 流体的体积压缩系数

流体压缩性的大小,用体积压缩系数 β_p 表示, β_p 的意义是指在温度不变时,压强每增加 1 Pa, 流体体积的相对变化量,即

$$\beta_p = - \frac{\Delta V / V}{\Delta p} = - \frac{\Delta V}{V \Delta p} \text{ Pa}^{-1} \quad (1-10)$$

式中, Δp 为流体压强的变化量,Pa。

由于压强增大,体积缩小, Δp 与 ΔV 异号,故在上式符号的右侧加一负号。式(1-10)表明,对于同样的压强增量, β_p 值大的流体,其体积变化量大,较易压缩; β_p 值小的流体,其体积变化量小,较难压缩。

流体的压缩性也可用密度的相对变化量来表示。对于一定质量的均匀流体,体积为 V , 密度为 ρ ,在温度不变时,压强增加 Δp 后,体积变为 $V + \Delta V$,密度变为 $\rho + \Delta \rho$,由式(1-4b)可得

$$m = \rho V = (\rho + \Delta \rho)(V + \Delta V)$$

$$\text{则} \quad \frac{\Delta V}{V} = - \frac{\Delta \rho}{\rho + \Delta \rho} \quad (a)$$

将式(a)代入式(1-10)得

$$\beta_p = \frac{\Delta \rho}{(\rho + \Delta \rho) \Delta p} \text{ Pa}^{-1} \quad (1-11)$$

工程上常用体积压缩系数的倒数,即称为体积弹性模量 E_v 来表示流体的压缩性,即

$$E_v = \frac{1}{\beta_p} = - \frac{V \Delta p}{\Delta V} = \frac{(\rho + \Delta \rho) \Delta p}{\Delta \rho} \text{ Pa} \quad (1-12)$$

显然, E_v 值大的流体的压缩性小; E_v 值小的流体的压缩性大。在一定温度下水的体积弹性模量与压强的关系见表 1-3。

表 1-3 水的体积弹性模量 $E_v (10^9 \text{Pa})$

温度(K)	压强 $p(10^5 \text{Pa})$				
	4.9	9.81	20	39	79
273	1.85	1.86	1.88	1.91	1.94
278	1.89	1.91	1.93	1.97	2.03
283	1.91	1.93	1.97	2.01	2.08
288	1.93	1.96	1.99	2.05	2.13
293	1.94	1.98	2.02	2.08	2.17

3. 可压缩流体和不可压缩流体

由表 1-3 可以看出,水的体积弹性模量几乎不随压强的改变而改变,如果取 $E_v = 1.96 \times 10^9 \text{ Pa}$ 作为水的体积弹性模量的平均值,当压强增加量为 10^5 Pa 时,则所引起的体积相对变化量为

$$\frac{\Delta V}{V} = -\frac{\Delta p}{E_v} = \frac{-10^5}{1.96 \times 10^9} = -0.005\%$$

亦即水的体积只缩小万分之零点五左右。显然,是可以忽略不计的。一般在工程计算中,可以忽略液体的压缩性的影响,将液体视为不可压缩流体。

气体的压缩性与液体不同,它视气体的热力学过程而定,一般情况下,需要同时考虑压强和温度对于气体的压缩性的影响。对于完全气体,状态方程为

$$pV = mRT \quad (1-13)$$

式中, p 为气体的绝对压强, Pa; T 为气体的绝对温度, K; m 为气体的质量, kg; R 为气体常量, $\text{m} \cdot \text{N}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。

对于等温变化过程,压强与气体的体积成反比,即

$$pV = \text{常量}$$

通过对上式微分,可得体积弹性模量为

$$E_v = p \quad (1-14)$$

对于等熵变化过程, $p/\rho_\kappa = \text{常量}$, 用同样方法, 可得

$$E_v = \kappa p \quad (1-15)$$

式中, p 为过程变化终了的压强, Pa; κ 为气体的绝热指数, 对于空气, $\kappa = 1.4$ 。

与表 1-3 对比可见, 气体的体积弹性模量比水小很多。例如, 空气在温度为 288 K 下进行等温压缩, 当压强增加到 9.8×10^5 Pa 时, 由式(1-14) 可得空气的体积弹性模量为 $E_{v\kappa} = 9.8 \times 10^5$ Pa, 而水 $E_{v\kappa} = 1.96 \times 10^9$ Pa (见表 1-3)。显而易见, 空气的压缩性比水大 2 000 倍。即

$$\frac{E_{v\kappa}}{E_{v\kappa}} = \frac{9.8 \times 10^5}{1.96 \times 10^9} = \frac{1}{2000}$$

考虑压缩性的流体称为可压缩流体。气体的压缩性(与液体相比较) 是很大的, 一般将气体视为可压缩流体。

流体又可分为正压流体和斜压流体。密度仅是压强的函数的流体, 称为正压流体, 即 $\rho = f(p)$ 。例如, 等温和等熵过程中的气体流动是正压流体的流动; 密度为压强和温度两个变量的函数的流体, 称为斜压流体, 即 $\rho = f(p, T)$ 。不可压缩流体是正压流体的特例。

但需要指出, 是否考虑压缩性的影响不完全决定于是气体还是液体, 还要由具体的条件来决定。例如, 低速流动的气体(速度小于 100 m/s), 其压强和温度的变化不大, 因而引起的密度变化是可以忽略的, 即此时可以把气体视为不可压缩流体; 而在研究水下爆炸和管道中的水击现象时, 必须考虑液体的压缩性, 把液体视为可压缩的流体。

例 1-2 在容器中受到压缩的水, 当压强为 9.8×10^5 Pa 时, 其体积为 1000 cm^3 , 当压强增至 49×10^5 Pa 时, 其体积为 998 cm^3 。求水的体积弹性模量。

解 按式(1-12) 得

$$E_v = -\frac{\Delta p}{\frac{\Delta V}{V}} = -\frac{(49 - 9.8) \times 10^5}{\left(\frac{998 - 1000}{1000}\right)} = 1.96 \times 10^9 \text{ Pa}$$

三、流体的粘性

1. 流体的粘性和牛顿内摩擦定律

粘性是流体所具有的重要属性。当流体在外力作用下, 流体微团间出现相对运动时, 随之

产生一对阻碍流体层间相对运动的摩擦力,称为内摩擦力或粘性力,流体产生内摩擦力的这种性质称为粘性。这是由于流体层间的分子内聚力和分子的不规则运动的动量交换而造成的。粘性形成了流体的内摩擦,粘性使流体粘附于它所接触的固体壁面上。

流体的粘性,即流体内部所产生的内摩擦力的大小可由牛顿内摩擦定律来确定。设有两块相距为 h 的平行平板 C 与 B ,其间充满均匀的流体,板 B 固定不动,板 C 以速度 v 作匀速直线运动,如图 1-2 所示。由于流体将粘附于它所接触的壁面上,故与板 C 接触的流体必以速度 v 随板 C 一同向右运动,而与板 B 接触的流体则静止不动。在一定的速度范围内,介于两板间的流体的速度呈线性分布,如图 1-2 所示。由于各流体层间都有相对运动,因而必定产生内摩擦力。若要维持这种运动必须在板 C 上施加与内摩擦力 D_f 大小相等而方向相反的切向力 F 。实验证明,图 1-2 中流体内摩擦力的大小与板 C 的速度 v 成正比,与接触面积 A 成正比,而与两板间的距离 h 成反比。写成等式

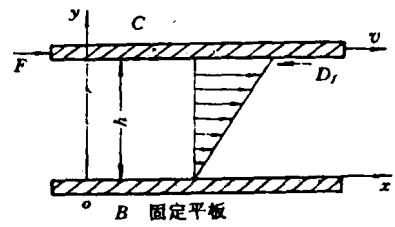


图 1-2 粘性流体的内摩擦实验

$$D_f = \mu A \frac{v}{h} \quad \text{N} \quad (1-16a)$$

式中, μ 为流体的动力粘度,它是同流体的性质有关的比例系数。

若以单位面积上的内摩擦力,即内摩擦应力或切应力 $\tau = D_f/A$ 来表示,则上式为

$$\tau = \mu \frac{v}{h} \quad \text{Pa} \quad (1-16b)$$

一般情况下,流体运动的速度并不是按线性分布的,如图 1-3 所示。这样,若取图中 y 位置上厚度为 dy 的无限薄的流体层,薄层下表面的速度为 v_x ,上表面的速度 $v_x + dv_x$,在厚度为 dy 的薄层中速度增量为 dv_x 。将式(1-16b)推广应用于流体的各个薄层,可得牛顿内摩擦定律

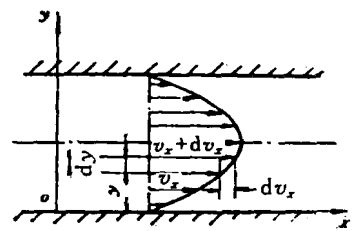


图 1-3 管内层流运动

$$\tau = \mu \frac{dv_x}{dy} \quad \text{Pa} \quad (1-17a)$$

与式(1-16a) 相应,牛顿内摩擦定律又可表示为

$$D_f = \mu A \frac{dv_x}{dy} \quad \text{N} \quad (1-17b)$$

式中, dv_x/dy 为速度梯度, s^{-1} 。

式(1-17) 表明,流体内摩擦力的大小与流体的速度梯度成正比,与接触面积成正比,并且与流体的性质,即粘性有关。

由式(1-17) 可以看出,当 $dv_x/dy = 0$ 时, $\tau = 0$, $D_f = 0$,亦即当流体薄层之间没有相对运动时,或者说处于平衡状态的流体之中不存在内摩擦力,即在平衡的流体中流体的粘性体现不出来。

流体的内摩擦应力 τ 、内摩擦力 D_f 和动力粘度 μ 永远是正值,而速度梯度 dv_x/dy 可能是正值,也可能是负值。所以,当 $dv_x/dy > 0$ 时,式(1-17) 取“+”号;当 $dv_x/dy < 0$ 时,式(1-17) 取“-”号。

应当特别指出,牛顿内摩擦定律只适用于流体作层状流动(层流)的情况,当流体中发生湍动(湍流)时还要考虑一项附加切应力,这将在湍流理论中讨论。

粘性流体可分为牛顿流体和非牛顿流体。符合牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体,如图 1-4 中的实线所示。空气、燃气、水蒸气、水、油类等为牛顿流体。不符合牛顿内摩擦定律的流体称为非牛顿流体,如图 1-4 中虚线所示。非牛顿流体有聚合的溶液、含有悬浮杂质微粒或纤维物的流体、粘土浆、油漆等。本书所研究的仅限于牛顿流体。

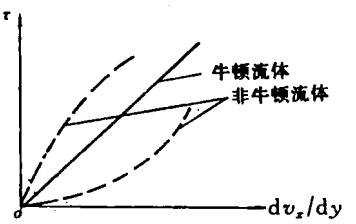


图 1-4 牛顿流体和非牛顿流体

2. 粘度的表示方法

流体粘性的大小通常用粘度来度量。粘度常用以下三种方法表示。

(1) 动力粘度

动力粘度 μ 也称为绝对粘度。它直接来自牛顿内摩擦定律式(1-17),即

$$\mu = \frac{\tau}{dv_x/dy} \quad \text{Pa} \cdot \text{s}$$

显然, μ 表示单位速度梯度时切应力的大小。

(2) 运动粘度

流体的动力粘度和密度的比值,称为运动粘度,以 ν 表示,即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (1-18)$$

ν 之所以称为运动粘度,是因为在量纲中仅有运动学因素。

(3) 相对粘度 —— 恩氏粘度

相对粘度又称为条件粘度。流体的动力粘度和运动粘度不能直接测量,它的值往往是通过测量与其有关的其他物理量,再根据有关方程计算求得。测量的方法有许多种。工业上测定液体的粘度常用工业粘度计,所测得的粘度称为相对粘度。工业粘度计有几种类型,如美国采用 Saybolt 粘度计,英国采用 Redwood 粘度计,我国和德国等欧洲国家多采用恩格勒(Engler)粘度计。恩格勒粘度计的结构如图 1-5 所示。进行测量时,先用木制塞杆堵住锥形短管 3 的通道(直径为 2.8 mm),把 220 cm³ 被测液体装入贮液器 1 中,被测液体的温度 t 通过水箱 2 中的电加热器控制,水箱支承在支架 5 上。当迅速提起塞杆,使给定温度 t 的待测液体流入长颈瓶 4 至容积 200 cm³ 时,记下所需的时间 t_1 s,用同样方法测出 20℃ 的蒸馏水流出 200 cm³ 的时间 t_2 s。时间 t_1 和 t_2 的比值就是该液体在温度 t ℃ 时的恩氏粘度:

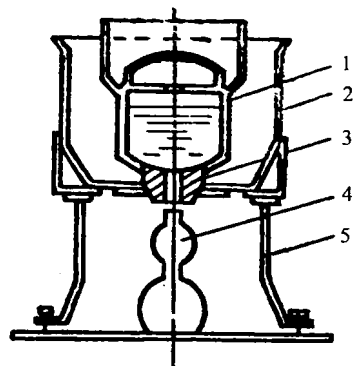


图 1-5 恩格勒粘度计

$$^{\circ}\text{E} = \frac{t_1}{t_2} \quad (1-19)$$

t_2 的平均值,一般取 51 s。待测液体在给定温度下的运动粘度,由已测得的恩氏粘度,可按下列经验公式求出