



21世纪

高等学校精品规划教材

工程流体力学

主 编 李小芹 李 岩 丁 涛
副主编 时晓燕 刘竹青 李永欣



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn



高等学校精品规划教材

工程流体力学

主 编 李小芹 李 岩 丁 涛

副主编 时晓燕 刘竹青 李永欣



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn

内 容 提 要

本书是一本介绍流体力学的基本理论教材,全书共分九章,第一章至第六章主要介绍了流体力学的基本理论及应用,第七章主要介绍了黏性流体力学的相关知识,第八章介绍了气体的一元流动,第九章为机翼叶栅理论的相关知识。

本书可作为动力、能源、水利、环境、流体工程等相关专业的本科生教材,也可作为上述领域的科技人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

工程流体力学/李小芹,李岩,丁涛主编. —北京:中国水利水电出版社,2009

21世纪高等学校精品规划教材

ISBN 978-7-5084-6080-2

I. 工… II. ①李…②李…③丁… 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(2008)第183465号

书 名	21世纪高等学校精品规划教材 工程流体力学
作 者	主 编 李小芹 李 岩 丁 涛 副主编 时晓燕 刘竹青 李永欣
出版发行	中国水利水电出版社(北京市三里河路6号 100044) 网址: www.waterpub.com.cn E-mail: sales@waterpub.com.cn 电话: (010) 63202266 (总机)、68367658 (营销中心)
经 售	北京科水图书销售中心(零售) 电话: (010) 88383994、63202643 全国各地新华书店和相关出版物销售网点
排 版	中国水利水电出版社微机排版中心
印 刷	北京市地矿印刷厂
规 格	184mm×260mm 16开本 15.5印张 368千字
版 次	2009年1月第1版 2009年1月第1次印刷
印 数	0001—4000册
定 价	28.00元

凡购买我社图书,如有缺页、倒页、脱页的,本社营销中心负责调换

版权所有·侵权必究

前言

流体力学是机械类专业的专业基础课,本书可作为水利、动力、机械类专业工程流体力学课程教材使用,也可供有关工程技术人员作为参考书。全书共分为九章,绪论、流体静力学、流体动力学基础、液流形态及水力损失以及孔口、管嘴和有压管道流动是机械类各专业的共同必修部分;相似理论与量纲分析、边界层与黏性流体动力学基础、气体的一元流动以及机翼与叶栅理论基础为不同专业选修的部分。在每章的结尾均配有不同类型及难度的习题供教师及学生采用。

本书第一章由刘竹青编写,第二章由李小芹编写,第三章由李岩编写,第四章由李永欣编写,第五章由丁涛编写,第六章由严海军编写,第七章由洪益平编写,第八章由时晓燕编写,第九章的第一节、第二节由丁涛编写,第三节由时晓燕编写,其他内容由黎耀军编写。

在本书的编写过程中得到了中国农业大学流体机械教研室全体教师、长春工程学院相关老师,以及责任编辑武丽丽、朱双林等同志的大力支持,是他们无私的帮助,使得本书才顺利出版。在此编者向为本书作出贡献的所有人表示谢意。

由于编者水平有限,本书的缺点和不妥之处仍难完全避免,衷心期望读者给予批评指正。谢谢!

编者

2008年9月

目录

前言

第一章 绪论	1
第一节 流体力学的研究内容与方法	1
第二节 流体力学的发展简史及工程应用	1
第三节 流体的特性及连续介质假设	2
第四节 作用在流体上的力	3
第五节 流体的压缩性及膨胀性	5
第六节 流体的黏性	6
习题	8
第二章 流体静力学	10
第一节 流体静压力及其特性	10
第二节 流体的平衡微分方程	13
第三节 重力场中的平衡流体	16
第四节 流体的相对平衡	17
第五节 静压强的计算与测量	23
第六节 平衡流体对壁面的作用力	26
习题	33
第三章 流体动力学基础	38
第一节 描述流体运动的两种方法	38
第二节 流体运动的基本概念	41
第三节 连续性方程	45
第四节 流体微团的运动分析	47
第五节 理想流体运动的基本方程	50
第六节 伯努利方程	52
第七节 动量方程	55
第八节 动量矩方程	58
第九节 恒定平面势流简介	60
第十节 圆柱体绕流	67
第十一节 理想流体的旋涡运动及卡门涡街	73

第十二节 流速和流量的测量及显示技术·····	80
习题 ·····	85
第四章 相似理论与量纲分析 ·····	91
第一节 相似理论 ·····	91
第二节 量纲分析 ·····	96
第三节 模型实验设计 ·····	99
习题 ·····	100
第五章 液流形态及水力损失 ·····	102
第一节 水头损失的概念及其分类 ·····	102
第二节 黏性流体流动的两种形态 ·····	103
第三节 均匀流动的沿程水头损失和基本方程式 ·····	106
第四节 湍流运动的特征 ·····	110
第五节 尼古拉兹实验 ·····	114
第六节 工业管道湍流阻力系数的计算公式 ·····	116
第七节 管道流动的局部损失 ·····	120
第八节 减小阻力的措施 ·····	127
习题 ·····	128
第六章 孔口、管嘴和有压管道流动 ·····	132
第一节 孔口及管嘴恒定出流 ·····	132
第二节 孔口及管嘴的变水头出流 ·····	138
第三节 简单管路的水力计算 ·····	139
第四节 复杂管路的水力计算 ·····	144
第五节 管网水力计算基础 ·····	149
第六节 管路中的水击 ·····	152
习题 ·····	156
第七章 黏性流体动力学基础 ·····	161
第一节 黏性流体运动的基本方程 ·····	161
第二节 边界层的概念 ·····	164
第三节 边界层的微分方程式 ·····	165
第四节 边界层厚度 ·····	166
第五节 边界层动量积分关系式 ·····	167
第六节 平板层流边界层的计算 ·····	169
第七节 平板湍流边界层的计算 ·····	171
第八节 边界层的分离 ·····	173
习题 ·····	175
第八章 气体的一元流动 ·····	176
第一节 引言 ·····	176

第二节	声速与马赫数	176
第三节	可压缩流体一元恒定流动的基本方程	179
第四节	理想气体的一元恒定等熵流动	182
第五节	收缩喷管与拉瓦尔喷管的计算	187
习题		189
第九章	机翼与叶栅理论基础	191
第一节	机翼与翼型的几何参数	191
第二节	翼型的空气动力学特性	193
第三节	儒可夫斯基与保角变换法	195
第四节	奇点分布法	204
第五节	有限翼展机翼理论	209
第六节	叶栅理论	215
第七节	叶栅的特征方程	220
第八节	保角变换法解平面叶栅流动问题	223
第九节	平面叶栅流动的奇点分布法	228
习题		237
参考文献		239

第一章 绪 论

第一节 流体力学的研究内容与方法

流体力学是以流体为研究对象，以高等数学连续函数作为数学工具，采用试验分析与理论研究以及计算机技术相结合的方法，探讨流体处于平衡或运动状态时的力学规律以及流体与边界间相互作用规律的一门科学。它是力学的一个重要分支。

流体力学研究方法有理论方法、实验方法和计算方法。理论方法是根据提出问题的主要因素提出适当的假定，建立一定的数学模型，根据物理基本定律，列出基本方程，运用数学工具寻求流体运动的普遍解。它的优点是得出的结果具有普遍性，各影响因素清晰明了，是指导实验研究和验证新的数值计算方法的理论基础，但一般要求对计算对象进行抽象和简化，才有可能存在理论解。而且对于非线性情况，只有少数流动才能给出解析结果。

实验方法是将被研究的实际流动问题概括为相似的实验模型，在实验中观察现象、测定数据并对数据进行处理、分析，得出实际模型的流动状况。实验方法得到的实验结果真实可信，是理论分析和数值方法的基础。但由于实验往往受模型尺寸、流场扰动、设备和人身安全以及测量精度的限制，有时可能很难通过试验方法得出正确结果，甚至无法进行实验。此外，实验还会遇到经费投入、人力和物力的巨大耗费以及周期长等许多困难。

计算方法是根据理论分析与实验观测拟定计算方案，通过计算机数值计算和图像显示，对包含有流体流动和热传导等相关物理现象的系统进行分析。它的基本思想是把原来在时间域及空间域上连续的物理量的场用一系列有限个离散点上的变量值的集合来代替，通过一定的原则和方式建立起关于这些离散点上场变量之间关系的代数方程组，然后求解代数方程以获得场变量的近似值。它克服了理论方法与实验方法的弱点，在计算机上实现一个特定的计算，就如同在计算机上做一次物理实验。如机翼的绕流通过计算并将其结果在屏幕上显示，就可以看到流场的各种细节：如涡的生成与传播，激波的运动等，它可以形象地再现流动状况。但由于它是一种离散近似计算方法，只有在有限个离散点上的数值解，并有一定的计算误差。同时它还需要观测或物理模型试验提供某些流动参数并进行验证。

总之，三种方法各有优缺点，都有自己的适用场合。在实际工作中，需要注意三者有机结合，做到取长补短，才能得出正确的结果。

第二节 流体力学的发展简史及工程应用

流体力学在工程中应用非常广泛，不仅在工业、农业、电力、水利、船舶制造、航空

航天技术有广泛的应用,而且在生物、化学、医学等方面也有广泛的应用。因此它是许多行业都必须研究的一门重要学科。

在机械方面,涉及流体力学知识的技术问题很多。如:水轮机、水泵、灌排机械等流体机械;电扇、风机、化工方面的特种泵等以流体为介质的动力机械;汽车、拖拉机工程机械等广泛采用的液压传动机械等。另外在农业、通风、宇宙航空、气象、航海、环保、气液输送等方面都有流体力学的应用。因此流体力学是一门既古老又新兴的学科。存在着广阔的研究领域。

流体力学和其他学科一样都是人类在生产实践过程中建立和发展起来的,因此它的发展也是和社会生产力的发展相适应的。社会生产力的解放促进了生产的发展。流体力学的发展过程中,许多科学家如牛顿、阿基米德、雷诺、纳维等在总结劳动人民长期实践的基础上进行了深入的研究工作,取得了创造性的成果,为流体力学的发展作出了巨大的贡献。

虽然在远古时代,人们在与大自然斗争的过程中积累了大量关于流体力学的知识,但直到公元前 250 年,由著名古希腊学者阿基米德撰写的关于流体力学的第一部论著《论浮体》才得以发表。18~19 世纪,以伯努利方程式、欧拉运动微分方程式为代表奠定了流体力学的理论基础。由于存在简化和假设,使得结论与实际情况有着一定的差别,因此古典流体力学不能完全解决所有的流体力学问题,由此产生了利用实验方法得出一些经验公式来修正理论分析的误差。如达西公式、谢才公式等。20 世纪随着航空、水利、石油等工业的迅猛发展,理论流体力学和实验流体力学得到了完美的结合。20 世纪 60 年代以来,随着计算机的出现与发展,计算流体力学(Computational Fluid Dynamics,简称 CFD)得到了迅速发展,它使过去无法计算的许多问题得以解决。

第三节 流体的特性及连续介质假设

一、流体的特性

流体的内部结构特点,使它在力学性能上表现出以下两个特性:

- (1) 流体不能承受拉力,因而流体内部永远不存在抵抗拉伸变形的拉应力。
- (2) 流体在宏观平衡状态下不能承受剪切力,任何微小的剪切力都会导致流体连续变形、平衡破坏、产生流动。

流体的这两个特性,简称为流体的易流动性,它既是流体命名的由来,也是流体区别于固体的根本标志。它是流体的重要特性。在以后研究作用在流体上的力时,将会用到这两个重要特性。

二、连续介质假设

流体是由无数分子构成的,实际上是不连续的,为了能够应用高等数学连续函数来描述流体的运动规律,将本来不连续的流体看成无间隙的流体微团(质点)构成的,即流体是由无数个无穷小的、紧密相连、连续不断、无间隙的流体质点组成的。有了连续介质假设,就可以运用连续函数和场论等数学工具来研究流体运动和平衡问题。连续介质假设是研究流体宏观运动特性的重要前提。

在连续性介质假设之下，流体的各种参数都可以看成空间和时间的单值连续函数

$$f = f(x, y, z, t) \quad (1-1)$$

在宏观上，流体微团足够小，以至于其体积可以忽略不计；在微观上流体微团足够大，使其所包含的流体分子的平均物理属性有意义。

第四节 作用在流体上的力

一、作用在流体上的力分类

作用在流体上的力有两类：一类是重力场作用的结果，称为质量力，其大小与流体的质量成正比。重力场中的重力是质量力，虚加在流体质点上的惯性力也是质量力。单位流体的质量力可表示为

$$\mathbf{f} = f_x \mathbf{i} + f_y \mathbf{j} + f_z \mathbf{k} \quad (1-2)$$

式中： f_x 、 f_y 、 f_z 分别为单位质量力在 x 、 y 、 z 方向上的分力。

质量力的单位为加速度单位： m/s^2 。

另一类是表面力，是分离体以外的其他物体通过分离体的表面作用在分离体上的力。它可分为剪切应力和法向应力。

在液体与异相物质接触的自由表面上还有表面张力，它是一种特殊类型的表面力，它不是接触面以外物质的作用结果，而恰恰是由液体内的分子对处于表面层的分子的吸引而产生的。液体自由表面上单位长度的流体线所受到的拉力称为表面张力系数，记作 σ ，单位是 N/m 。

液体与固体壁面接触时，在液体表面与固壁面的交界处作液体表面的切面，此切面与固壁面在液体内部所夹的角度 θ 称为接触角，如图 1-1 所示。

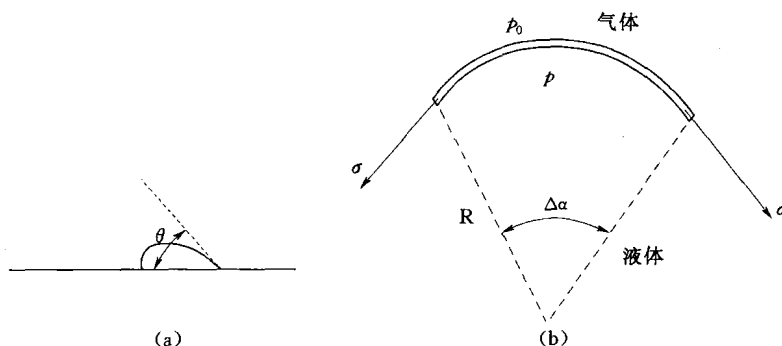


图 1-1 表面张力与接触角

当液体表面发生弯曲时，液体内部的压强 p 与外部的流体介质的压强 p_0 之差与曲面的两个主曲率半径 R_1 和 R_2 有关

$$p - p_0 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1-3)$$

此式称为拉普拉斯表面张力方程。

二、表面张力的计算

通常情况下，在一般工程实际问题中不考虑表面张力。但如果涉及到流体计量、物理化学变化等问题，则表面张力通常要加以考虑。

1. 空气中的液滴

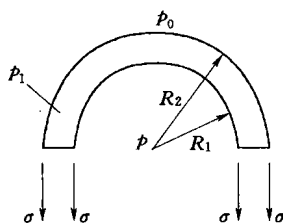
如果不考虑重力影响，液体内部压强为常数，由式 (1-3) 可知

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = C \quad (1-4)$$

又根据对称性知，两个曲率半径相等，这时液滴必为球体，内外压强差为 $p - p_0 = 2\sigma/R$ 。如果考虑重力影响，则液滴不再是球体，越靠近下方，液滴的曲率半径越小。

2. 液体气泡

液体气泡有内表面和外表面，其半径分别为 R_1 和 R_2 ，如图 1-2 所示。气泡内气体压强为 p ，外部空气压强为 p_0 ，液体的压强为 p_1 ，对于内表面和外表面分别代入式 (1-3) 有



$$\begin{cases} p - p_1 = \frac{2\sigma}{R_1} \\ p_1 - p_0 = \frac{2\sigma}{R_2} \end{cases}$$

液膜很薄，内外半径可视为相等，即 $R_1 = R_2 = R$ ，上面两式相加，得

图 1-2 液体气泡表面张力

$$p - p_0 = \frac{4\sigma}{R} \quad (1-5)$$

上式也可以这样证明：过球心作一切面将液体球膜分成两部分。对于其中一个半球面，压强差 $p - p_0$ 产生的压力应等于张力，而张力在内外表面均存在，于是

$$(p - p_0)\pi R^2 = 2\sigma \cdot 2\pi R$$

化简后即得式 (1-5)。

三、典型例题

【例 1-1】 测压管用玻璃管制成。水的表面张力系数 $\sigma = 0.0728 \text{ N/m}$ ，接触角 $\theta = 8^\circ$ ，如果要求毛细水柱高度不超过 5 mm ，玻璃管的内径应为多少？

解：由于

$$h = \frac{4\sigma \cos \theta}{\rho g d} \leq 5 \times 10^{-3} \text{ m}$$

因此

$$d = \frac{4\sigma \cos \theta}{\rho g h} \geq 5.88 \times 10^{-3} \text{ m}$$

【例 1-2】 高速水流的压强很低，水容易汽化成气泡，对水工建筑物产生空化。拟将小气泡合并在一起，减少气泡的危害。现将 10 个半径 $R_1 = 0.1 \text{ mm}$ 的气泡合成一个较大的气泡。已知气泡周围的水压强 $p_0 = 6000 \text{ Pa}$ ，水的表面张力系数 $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$ 。试求合成后的气泡半径 R 。

解：小泡和大泡满足的拉普拉斯方程分别是

$$p_1 - p_0 = \frac{2\sigma}{R_1} \quad p - p_0 = \frac{2\sigma}{R}$$

设大、小气泡的密度、体积分别为 ρ 、 V 和 ρ_1 、 V_1 。大气泡的质量等于小气泡的质量和，即

$$\frac{p}{p_1} = \frac{\rho T}{\rho_1 T_1} = 10 \frac{TV_1}{T_1 V}$$

合成过程是一个等温过程， $T = T_1$ 。球的体积为 $V = 4\pi R^3/3$ ，因此

$$\left(p_0 + \frac{2\sigma}{R}\right)R^3 = 10\left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_1}\right)R_1^3$$

令 $x = R/R_1$ ，将已知数据代入上式，化简得

$$x^3 + 0.24x^2 - 12.4 = 0$$

上式为高次方程，可用迭代法求解，例如，

$$x = \sqrt[3]{12.4 - 0.24x_0^2}$$

以 $x_0 = 2$ 作为初值，三次迭代后得 $x = 2.2372846$ ，误差小于 10^5 ，因此，合成的气泡的半径为

$$R = xR_1 = 0.2237\text{mm}$$

还可以算得大、小气泡的压强分布为

$$\begin{cases} p = 6643\text{Pa} \\ p_1 = 7440\text{Pa} \end{cases}$$

第五节 流体的压缩性及膨胀性

一、流体的压缩系数及膨胀系数

流体的压缩系数是指在一定温度下单位压强增量引起的体积变化率。用 k_t 表示，即

$$k_t = -\frac{\delta V/V}{\delta p} = -\frac{\delta V}{V\delta p} = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-6)$$

k_t 的单位为 Pa^{-1} 。负号表示压力上升体积减小。

工程上还常用流体的体积模量 K 去衡量流体的压缩性，它是压缩系数的倒数，即

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

式 (1-7) 中 K 的单位为 Pa 。

流体的体（膨）胀系数用 α_v 表示，它是在一定压强下单位温升引起的体积变化率，即

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

在工程实际中，气体必须同时考虑压强和温度的共同影响，其密度和压强之间的关系可用气体状态方程式计算

$$pV = mRT \quad (1-9)$$

式中： p 为气体绝对压强，Pa； T 为气体的热力学温度，K； R 为气体常数，J/(kg·k)； m 为气体的质量。

由气体的状态方程式可得气体的体积模量为

$$K = -V \frac{dp}{dV} = -V \frac{d}{dV} \left(\frac{mRT}{V} \right) = p \quad (1-10)$$

二、不可压缩流体

为了研究问题的方便，规定等温压缩率和体（膨）胀系数完全为零的流体为不可压缩流体。不可压缩流体的密度、比体积、密度均为恒定常数。使得在求解许多流体力学问题时比利用可压缩流体求解要简单得多。不可压缩流体是流体力学的一个重要假设。

实际上绝对不可压缩的流体并不存在，但是在通常条件下，液体以及低速运动的气体的压缩性对其运动和平衡问题并无太大的影响，忽略其可压缩性，而直接用不可压缩流体理论分析，所得结果与实际情况是非常接近的。

液体平衡和运动的大多数问题可以用不可压缩流体理论解决，但液体毕竟还存在着一定的压缩性，当遇到液体压缩性起关键作用的水击问题、波的传播问题时，必须按可压缩液体分析。气体可压缩性比较大，因而气体平衡和运动的大多数问题需要按可压缩流体理论考虑。但在低温、低压、低速时，不考虑压缩性与考虑压缩性所得结果并无太大差别。因此在作为近似分析问题时可以采用不可压缩流体理论处理该问题。在实际工程中，绝对不可压缩流体虽然并不存在，但不可压缩流体理论却有很大的理论和实用价值。

第六节 流体的黏性

一、黏性的基本概念

流体黏性：流体流动时流体质点发生相对滑移产生摩擦力的性质，称为流体的黏性。

流体在静止时不承受切应力，但在运动时，对相邻两层流体间的相对运动，即相对滑动却是有抵抗的，在层与层之间产生内部摩擦力或切应力（如图 1-3 所示）。

动力黏度：流体的黏性大小可用流体的动力黏度来表示，即牛顿内摩擦定律中的比例系数。

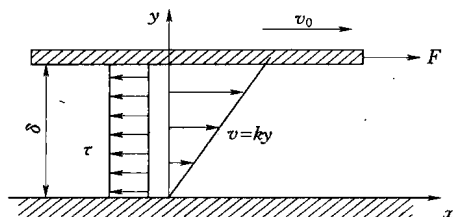


图 1-3 牛顿内摩擦定律

$$\tau = \mu \frac{dv_x}{dy} \quad (1-11)$$

式 (1-11) 即为牛顿内摩擦定律，该式表明，各层流间的切向应力和速度梯度成正比，比例系数为流体的动力黏度。对于速度分布为曲线的流动，其速度梯度为变量。速度梯度越大，切向应力越大，

能量损失也越大；当速度梯度为零时，切向应力为零，流体的黏性表现不出来，流体静止或以相同的速度流动均属这类情况。

黏性系数的物理意义为：当速度梯度为 1 时，流体的黏性系数 μ 等于单位面积上的摩阻力 τ 。 μ 的单位是 $\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 或者 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。动力黏度与流体密度的比值称为运动黏度，可表示为 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ ，其单位为 m^2/s 。

1. 形成流体黏性的原因

分子间的引力：流体微团要产生相对运动，首先必须克服分子间的引力，该因素是液体黏性的主要原因。

分子的热运动：流体分子的热运动在不同流速流层间的动量交换形成的黏性阻力。该因素是气体黏性的主要原因。

2. 影响黏性的因素

温度：温度升高时分子距增大，液体分子间的引力减小，故液体的黏性减小；温度升高时气体的热原动加剧，故气体的黏性增大，如图 1-4 所示。

压强：压强上升时，液体分子距减小，分子间的引力增大，故液体的黏性增大；气体的热运动加剧，故气体的黏性增大。

二、黏性流体和理想流体

实际流体都具有黏性，称为黏性流体。工程实际中假想没有黏性的流体称为理想流体。它是流体力学的另一个重要假设。虽然它并不实际存在，但这种理论模型却有重大的理论与实际价值。由于理想流体在运动时不仅内部不存在摩擦力而且在它与固体接触的边界上也不存在着摩擦力。所以计算起来比考虑黏性力时要简单得多。有些问题黏性并不起主要作用，忽略黏性可以容易分析其力学关系，所得结果与实际并无太大出入。有些问题虽然流体黏性不可忽视，但作为由浅入深的一种手段，也可以先讨论理想流体再对其进行修正，如伯努力方程式。这样计算会容易得多。虽然结果与实际有一些差别，但作为定性分析还是可以的。

三、黏性切应力的计算

流体的黏性切应力的计算常常很复杂。如果流体作一元运动，速度不太大，黏性系数

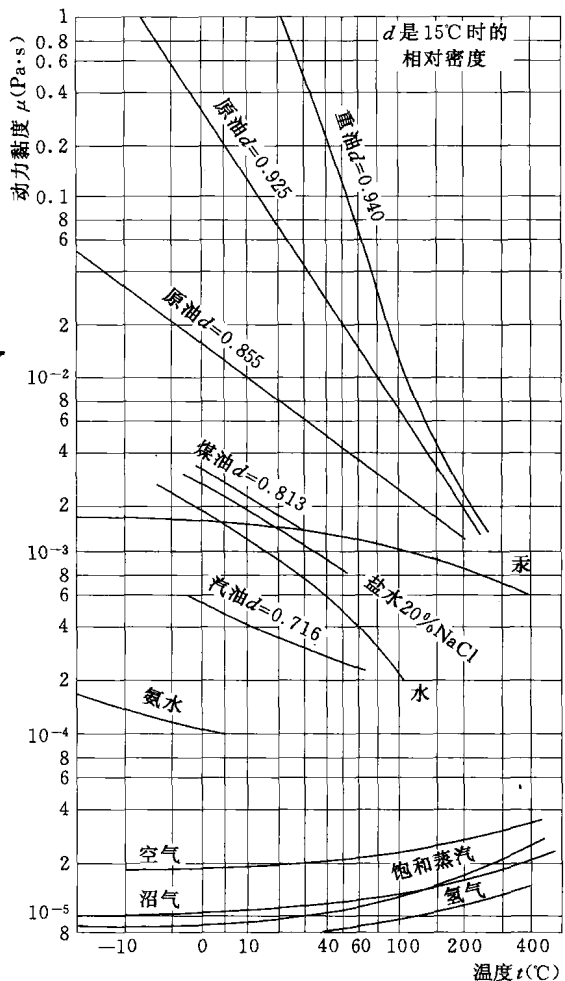


图 1-4 流体黏性随温度的变化曲线

比较大, 边界条件简单, 则其速度分布可视为线性变化, 这样由式(1-11)就容易算出 τ 。

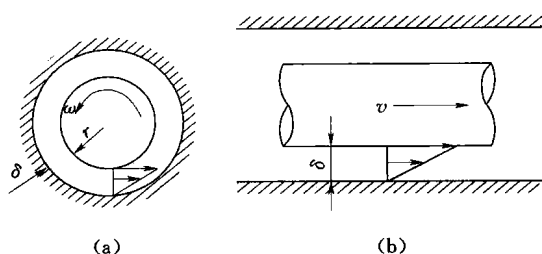


图 1-5 同心圆环的柱面运动

例如, 图 1-5 (a) 表示间隙为 δ 的两个同心圆柱体, 外筒固定, 内筒以角速度 ω 旋转。内柱表面的黏性切应力为 $\tau = \frac{\mu\omega r}{\delta}$, 图 1-5 (b) 表示两个同轴圆柱体, 间隙为 δ , 内筒以速度 v 沿轴线方向运动, 内筒表面的黏性切应力为 $\tau = \frac{\mu v}{\delta}$ 。

习 题

- 连续介质假设意味着_____。
(A) 流体分子互相紧连 (B) 流体的物理量是连续函数
(C) 流体分子间有空隙 (D) 流体不可压缩
- 流体的体积压缩系数 k_t 是在_____条件下单位压强变化引起的体积变化率。
(A) 等压 (B) 等温 (C) 等密度
- 在常温下水的密度为_____ kg/m^3 。
(A) 1 (B) 10 (C) 100 (D) 1000
- 空气的体积弹性模数 $E =$ _____。
(A) p (B) T (C) ρ (D) RT
- 温度为 20°C , 压强为 10^5Pa 的空气密度为_____ kg/m^3 。
(A) 341 (B) 17.42 (C) 1.19 (D) 0.041
- 水的体积弹性模数_____空气的弹性模数。
(A) 小于 (B) 近似等于 (C) 大于
- 静止流体_____剪切应力。
(A) 不能承受 (B) 可以承受
(C) 能承受很小的 (D) 具有黏性时可承受
- 温度升高时, 空气的黏性系数_____。
(A) 变小 (B) 变大 (C) 不变
- 运动黏性系数的单位是_____。
(A) s/m^2 (B) m^2/s (C) $\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ (D) $\text{N} \cdot \text{m}/\text{s}$
- _____是非牛顿流体。
(A) 水 (B) 空气 (C) 血液 (D) 沥青
- 动力黏性系数 μ 与运动黏性系数 ν 的关系为 $\mu =$ _____。
(A) $\rho\nu$ (B) ν/ρ (C) ν/p (D) $p\nu$
- 流体的黏性与流体的_____无关。
(A) 分子内聚力 (B) 分子动量交换
(C) 温度 (D) 速度梯度

13. 润滑油的动力黏性系数 $\mu = 4 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$, 已测得剪切应力为 $\tau = 0.1 \text{ N}/\text{m}^2$, 流体微团的角变形速率则为_____。

- (A) 4 (B) $1/4$ (C) 25 (D) 0.04

14. _____ 的流体称为理想流体。

- (A) 速度很小 (B) 速度很大
(C) 忽略黏性切力 (D) 密度不变

15. 表面张力系数 σ 的单位是_____。

- (A) N/m (B) $\text{N} \cdot \text{s}$ (C) $\text{N}^{-1} \text{m}$ (D) Nm^{-1}

16. 下列四种液体中, 接触角 $\theta =$ _____ 的液体不润湿固体。

- (A) 120° (B) 20° (C) 10° (D) 0°

17. 动力黏性系数 $\mu = 1.5 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 的流体沿平板壁面流动, 测得离壁面 $y(m)$ 处的速度分布为 $u = 1 - 200 (0.05 - y)^2$, 在 $y = 5 \text{ mm}$ 处的黏性切应力为 $\tau =$ _____ N/m^2 。

- (A) -2.97 (B) 0
(C) 8.9×10^{-4} (D) 0.027

18. 温度升高时, 表面张力系数 σ _____。

- (A) 增大 (B) 减小 (C) 不变

19. 毛细液柱高度 h 与 _____ 成反比。

- (A) 表面张力系数 (B) 接触角
(C) 管径 (D) 黏性系数

20. 液滴内的压强 p 与大气压强 p_0 之差 $p - p_0$ _____ 0。

- (A) $>$ (B) $=$ (C) $<$

第二章 流体静力学

流体静力学研究的是平衡流体的力学规律及其在工程技术中的应用。

平衡包括两种：一种是流体对固结于地面的坐标系无相对运动，称为重力场中的流体平衡，另一种是流体对运动坐标系无相对运动，称流体的相对平衡。

平衡流体互相之间无相对运动，因而流体黏性在平衡状态下无从表现，流体静力学所得出的结论对理想流体和实际流体均适用，分析与实验结果完全一致。流体静力学是工程流体力学中独立完整而又严密符合实际的一部分内容，这里的理论不需要实验修正。

流体静力学中压强分布规律在工程中的应用比较广泛。如液柱式压力计的测量原理、液压传动中增压器压强的增大原理、内燃机中汽油发动机汽化器浮子室的设计、起重机械中液压系统的设计，如千斤顶、液压活塞等，均要利用静水压强分布规律。流体静力学是研究流体运动规律的基础。

第一节 流体静压力及其特性

一、流体的静压力

从静止或相对静止状态的均质流体中，取一体积 V ，四周流体对 V 的作用力用箭头表示。如图 2-1 所示，用平面 $ABCD$ 将流体分为两部分。假定将 1 部分移去，用等效的力代替它作用于 2 部分的力，使其不失去平衡。从平面取一微元面积 ΔA ， O 点是该面积的中点。 ΔP 为移去部分作用在 ΔA 上的总作用力，即流体总静压力； ΔA 为流体静压力 ΔP 的作用面积。它们的比值称为面积 ΔA 上的平均流体静压力，用 $\bar{P}$ 表示： $\bar{P} = \frac{\Delta P}{\Delta A}$ 。当面积 ΔA 无限缩小到 O 点时，比值趋近一极限值，成为 O 点的流体静压力，用 p 表示

$$p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta A} = \frac{dP}{dA} \quad (2-1)$$

可以看出，流体总静压力和流体静压力都是压力的一种量度。前者是作用在某一面积上的总压力，单位为 N ；后者是作用在某一面积上的平均压强或某一点的压强，单位为 Pa 。

二、流体静压力的特性

流体静压力有如下两个特性

1. 静压力始终沿作用面的内法向方向

证明：采用反证法。

如图 2-2 所示，假定某点 O 的静压力为任意方向的 p ，它可分解为垂直作用面即法向的 p_n 及切向的切应力 τ ，由于切应力 τ 的存在，流体必然产生流动，而实际上流体是处