

高等学校教材

工程流体力学

GONGCHENG LIUTI LIXUE

贺礼清 编

石油工业出版社
Petroleum Industry Press

高等学校教材

工程流体力学

贺礼清 编

石油工业出版社

内 容 提 要

本书是针对石油及天然气工程专业和石油机械专业对工程流体力学的基本要求而编写的,着重阐明基本概念以及流体力学在工程上的应用。内容力求由浅入深、由理想到实际流体,适合读者自学。每章后附有思考题和习题,以便读者巩固基本概念及基本内容,运用基本方程解决一些实际问题。

全书共分九章,一章至六章是各专业通用的基本内容,包括流体主要物理性质,流体静力学、运动学及动力学基础,流体阻力和水头损失计算,管路系统的水力计算;七章至九章的内容,不同专业可根据专业学时而选用。

本书可作为高等院校有关专业教学及厂矿技术人员的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

工程流体力学/贺礼清编.

北京:石油工业出版社,2004.11

ISBN 7-5021-4831-0

I. 工…

II. 贺…

III. 液体力学:工程力学-高等学校-教材

IV. TB126

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 112625 号

出版发行:石油工业出版社

(北京安定门外安华里 2 区 1 号 100011)

网 址: www.petropub.com.cn

总 机: (010) 64262233 发行部: (010) 64210392

经 销: 全国新华书店

印 刷: 石油工业出版社印刷厂印刷

2004 年 11 月第 1 版 2004 年 11 月第 1 次印刷

787×1092 毫米 开本: 1/16 印张: 16.75

字数: 426 千字 印数: 1—3000 册

定价: 25.00 元

(如出现印装质量问题,我社发行部负责调换)

版权所有,翻印必究

前 言

工程流体力学是石油及天然气工程专业和机械、热能以及相近专业的一门重要专业基础课。本书是在参考高等学校流体力学教学大纲的基础上，并根据笔者多年的教学经验编写而成的。

在本书的编写中，笔者努力运用辩证唯物主义观点去阐述流体的物理性质及其运动规律，力图从浅到深，从理想到实际，注重加强理论基础、原理和工程应用要点。同时也适当结合专业，联系实际，提高计算技能及培养分析问题、解决问题的能力。

书中试图根据内容，建立一个既符合学科系统性又符合教学和认识规律的体系，来阐述工程流体力学的基本概念、基本原理和基本方法。全书共分九章，主要内容有绪论、流体静力学、流体运动学、流体动力学、相似理论、流体阻力和能量损失、边界层理论基础、涡流和势流的基本理论及非牛顿流体的流动。第五章“相似理论”是指导工程实验的一种分析问题的手段，具有相对独立性，对于工程技术人员来说，掌握这些简单的有效手段将是必要的。

学习本书的要求是：在学习高等数学和工程力学课程的基础上掌握工程流体力学的基本概念、基本理论和基本方法，学会分析计算流体运动规律为今后工作打下基础。

本书在编写中，第九章因参考资料较少，引用了袁恩熙教授主编的《工程流体力学》一书的内容，同时还选用了该书其他章节的部分内容和图表，在此特加说明，以表示致谢。

本书第三章、第七章为倪玲英同志编写，第六章、第八章为付静同志编写，在编写过程中得到她们的大力支持，在此表示谢意。由于本人能力有限，在内容选择与安排上难免有不当甚至错误之处，欢迎读者和同行专家批评指正。

贺礼清

2004年8月

目 录

第一章 绪论	(1)
第一节 工程流体力学研究的任务及其发展简史.....	(1)
第二节 单位制简介.....	(3)
第三节 连续介质假设及流体的主要物理性质.....	(4)
第四节 作用在流体上的力	(10)
第五节 工程流体力学的研究方法	(12)
思考题	(13)
习题	(13)
第二章 流体静力学	(15)
第一节 流体静压强及其特性	(15)
第二节 流体的平衡微分方程——欧拉平衡微分方程	(17)
第三节 流体静力学基本方程及其应用	(19)
第四节 相对平衡	(25)
第五节 静止流体对平面的作用力	(28)
第六节 静止流体对曲面的作用力	(31)
第七节 浮体和潜体的稳定性	(33)
思考题	(35)
习题	(36)
第三章 流体运动学	(40)
第一节 研究流体运动的两种方法	(40)
第二节 定常流动与非定常流动	(44)
第三节 速度场的几何表示	(46)
第四节 连续性方程	(51)
第五节 曲线坐标系上的连续性方程	(55)
第六节 流体微团运动分析	(59)
第七节 流体的无旋流动	(63)
思考题	(67)
习题	(68)
第四章 流体动力学	(71)
第一节 理想流体运动微分方程	(71)
第二节 粘性流体的运动微分方程	(75)
第三节 理想流体伯努利方程	(82)
第四节 拉格朗日方程	(86)
第五节 粘性流体一元流动伯努利方程	(89)
第六节 粘性流体总流伯努利方程	(91)

第七节 系统与控制体	(103)
第八节 稳定流的动量方程和动量矩方程	(106)
思考题	(112)
习题	(112)
第五章 相似理论	(116)
第一节 流动相似的概念	(116)
第二节 相似准数	(118)
第三节 准数方程	(121)
第四节 量纲分析	(122)
第五节 模型试验	(129)
思考题	(133)
习题	(133)
第六章 流动阻力和能量损失	(135)
第一节 流体的两种流动型态——层流和湍流	(135)
第二节 恒定均匀流沿程损失的表示式	(137)
第三节 圆管中的层流运动	(139)
第四节 湍流理论基础	(141)
第五节 湍流沿程损失的分析和计算	(150)
第六节 局部损失的分析和计算	(160)
第七节 管路的水力计算	(162)
第八节 孔口和管嘴泄流	(169)
第九节 水击现象及水击压力计算	(172)
思考题	(177)
习题	(177)
第七章 边界层理论基础	(179)
第一节 边界层概念	(179)
第二节 边界层的特征厚度	(182)
第三节 边界层微分方程	(185)
第四节 平板层流边界层微分方程计算	(187)
第五节 边界层动量积分关系式及应用	(190)
第六节 二维稳定流动边界层分离	(197)
思考题	(202)
习题	(202)
第八章 涡流和势流的基本理论	(204)
第一节 涡流的基本概念	(204)
第二节 速度环量和斯托克斯定理	(205)
第三节 汤姆孙定理和亥姆霍兹定理	(208)
第四节 简单平面势流	(211)
第五节 几种简单平面势流的叠加	(217)
第六节 绕圆柱体无环量流动	(221)

第七节 绕圆柱体有环量流动·····	(224)
思考题·····	(227)
习题·····	(227)
第九章 非牛顿流体的流动 ·····	(229)
第一节 非牛顿流体的流变性和流变方程·····	(229)
第二节 非牛顿流体的研究方法·····	(232)
第三节 塑性流体的流动规律·····	(234)
第四节 幂律流体的流动规律·····	(241)
第五节 管流研究的特性参数法·····	(243)
第六节 幂律流体的雷诺数及湍流的水头损失·····	(247)
第七节 非牛顿流体物理参数的测定·····	(249)
思考题·····	(253)
习题·····	(254)
附录 ·····	(256)
附录一 不同温度下水和空气的密度和粘度·····	(256)
附录二 输水管局部阻力计算表·····	(256)
参考文献 ·····	(260)

第一章 绪 论

第一节 工程流体力学研究的任务及其发展简史

一、流体力学的任务

自然界中的物质主要处于固态、液态、气态或这些形式的混合状态之中，它们具有稳定的物理和化学性质。从外观上看，液体和气体很不相同，但是从某些动力性能来看，液体和气体是相似的。通常把液体和气体统称为流体，与固体相对应。固体是指那些能对剪切变形提供阻力的物质，像石块、木材等，与此相反，流体对剪切变形不能提供任何阻力，像空气、水等。如果一杯水倒在平面上，在力的作用下水将连续不断地发生变形，最终达到一个新的水平面，或在表面张力作用下，水面保持最小的高度。而在同样条件下，固体只能产生有限的变形。因此我们可以说，流体，不管是液体还是气体，在无论多么小的剪应力（切向）作用下都将发生连续不断的变形，与此相反，固体的变形与作用的应力成比例，经一段时间变形后将达到平衡，而不会无限增加。流体和固体的这个差别是明显的，正因为如此，可以把流体作为独立的对象进行研究。

在技术科学中，力学是研究机械运动以及与其他运动形态相互作用的科学。流体力学是应用力学中的一个分支，它是以理论分析、数值计算及实验研究为方法，来研究流体处于平衡、运动及流体与固体相互作用时的力学规律，以及这些规律在实际工程中的应用。流体力学包括液体力学和气体力学两部分。通常以水作为液体的代表，因此液体力学又称为水动力学。水动力学的主要特点是认为所研究的流体是不可压缩的，这既适用于液体，也适用于低速气流，所以，水动力学是研究液体和低速气体的运动规律的一门学科。在气体动力学中则要考虑气体的压缩性。

流体是人类生活和生产中经常遇到的物质形式，许多学科都和流体力学有关，例如海洋土建工程、造船、航空、机械、石油、冶金、化工、生物等学科。流体力学的基本任务在于建立描述流体运动的基本方程，确定流体流经各种通道及绕流不同物体时速度、压强的分布规律，探求能量转换和损失计算方法，并解决流体与固体之间的相互作用问题。

流体力学按其研究内容和侧重方法的不同，分为理论流体力学（通称流体力学）和应用流体力学（通称工程流体力学）。前者主要采用严密的数学推理方法，力求准确性和严密性。后者则侧重于解决工程实际中出现的问题而不去追求数学上的严密性。当然，两种方法都需借助于实验研究，得出经验或半经验公式。

流体力学研究的对象包括液体和气体。液体和气体各有特性，而且具有共性。液体的特性是容积一定，存在一个自由液面（水表面），气体的特性是没有固定容积，不存在自由液面，却易于压缩。在不考虑自由液面和压缩性的影响时，液体和气体就具有共性了。例如在讨论深水中的问题时，距离水面较远，水面的影响可不予考虑。在研究低速流动的空气时，可不考虑压缩性所引起的误差。在这两种情况下，水和空气将遵守同一客观规律。

流体力学研究的中心问题是：

- (1) 研究流体中速度和压力的分布以及变化规律。

(2) 研究流体对物体的作用力和力矩。研究它们产生的原因、计算方法, 以及影响因素, 流体力学也和理论力学一样可以分为: 流体运动学(用几何观点来研究流体的运动, 而不涉及力的问题), 流体动力学(用力学的观点来研究流体的运动, 研究力和运动之间的关系, 特别是研究压强和速度之间的关系)和流体静力学(流体动力学的特例, 研究流体平衡时的压强分布)。

二、流体力学发展简史

流体力学是物理学最古老的分支之一。流体力学的发展与数学和普通力学的发展密切相关, 它是人类长期与自然界进行斗争的结果, 是人类集体创造的财富。

从古代起人们就注意到固体与它周围介质——空气或水之间相互作用这一水动力学中的实质性问题, 要特别指出的是阿基米德(Archimedes, 公元前 287 年至前 212 年)的功绩, 他是液体平衡理论, 特别是物体浮力理论的创立者。他的著名定律直到现在还是液体静力学的基础。

流体力学的主要发展是从牛顿(Newton, 1642 年至 1727 年)时代开始的。1687 年, 牛顿在他的名著《原理》中讨论了流体的阻力、波浪运动等内容, 已经有了与近代概念很接近的论述, 它使流体力学开始变成力学中一个独立分支。

流体动力学的名字是伯努利(Daniel Bernoulli, 1700 年至 1782 年)于 1738 年在他的名著《流体动力学》一书中首先引用的。在该书中提出的伯努利方程直到现在仍是流体力学中一个主要定律。

欧拉(Leonhard Euler, 1707 年至 1783 年)于 1755 年在他的著作《流体运动的一般原理》中提出了理想流体概念, 并建立了理想流体的基本方程——连续方程, 同时提出了速度势的概念。

拉格朗日(Lagrange, 1736 年至 1813 年)总结了前人的工作, 进一步发展了流体力学的解析方法。他对速度势的存在性做了较严格的证明, 并于 1781 年首先引进了流函数的概念。至此, 对于平面问题, 如果满足拉普拉斯方程的速度势和流函数分别存在, 就可以把流体力学的问题转化为寻求一个解析的复变函数, 即复势的纯数学问题。

达朗贝尔(D'Alembert, 1717 年至 1783 年)把达朗贝尔原理用到流体力学中来, 于 1744 年提出了著名的达朗贝尔疑题, 即: 在无界、理想不可压缩流体假定下, 物体在水中匀速运动时不受阻力作用, 说明了理想流体假定的局限性。

与此同时, 理想流体运动力学中重要分支——波浪理论也得到了发展。牛顿、拉格朗日、柯西(Cauchy)、拉普拉斯(Laplace)、泊松(poisson)、艾瑞(Airy)、斯托克斯(Stokes)、密歇尔(Mieheil)等人对流体表面上的波浪理论都做出了贡献。

19 世纪后半期出现了流体的旋涡运动理论, 应该把亥姆霍兹(Helmholtz)认作是这一理论的创始人。他于 1858 年指出了理想流体中旋涡的许多基本性质以及旋涡运动理论, 并于 1878 年提出了绕流脱体理论。

柯西早在 1811 年和斯托克斯在 1847 年就已提出了旋涡概念的解释, 汤姆孙(Thomson, 1856 年至 1940 年)也对旋涡理论做了许多工作。

流体力学的经典理论包括理想流体中的两种极端情况: 一种是只考虑惯性而忽略粘性的影响, 即势流理论; 另一种是只考虑粘性而忽略惯性的影响, 即蠕流理论。从以上介绍看出, 到 19 世纪末, 水动力学的经典理论已接近完整了。理想流体的概念是为了便于数学处理而提出的, 但要认识到, 理想流体仅是想象中的流体模型, 在自然界中是不存在的。

随着水力和水工机械的发展，很多学者开始研究和观察流体本身的流动特点，从而开始建立流体力学的另一个分支，即粘性流体力学。

纳维（Navier，1781 年至 1836 年）在 1826 年和斯托克斯在 1845 年先后独立发表了接近现代形式的粘性流体运动理论。关于粘性流体在小直径管中流动的详细试验工作是由泊肃叶（Poiseuille）在 1840 年和雷诺（Reynolds，1842 年至 1919 年）在 1876 年先后完成的，他们还发现了流动中两种不同的流态——层流和湍流。

普朗特（Prandtl，1875 年至 1953 年）在 1904 年提出了边界层理论。他假定流体在接近固体边界很薄的一层内（边界层内）存在粘性影响，在边界之外是理想流体流动。这一理论很好地解释了阻力的产生，并使势流理论和粘性流体理论两者建立了联系。随着边界层理论的完善和近代实验技术的发展，它已成为了独立的流体力学分支。

现代机翼理论的发展与航空科学的发展密切相关。1878 年雷利（Rayleigh，1842 年至 1919 年）研究了圆柱体绕流问题，并且解释了弹道学中的马格纽斯（Magnus）效应。兰切斯特（Lanchester，1878 年至 1946 年）、库塔（Kutta，1867 年至 1944 年）和茹可夫斯基（Myhbeckuu，1847 年至 1921 年）分别独立地建立了机翼升力和空气围绕机翼的环行流动之间的关系，普朗特于 1918 年首先提出了升力线理论，使机翼产生的升力可以用数学的方法来处理。在此之后，随着航空事业的发展，与航空密切相关的空气动力学也得到了飞速发展。

古典流体力学在研究流体平衡和运动规律时一般是从严格的数学推理出发，追求问题的严密性和精确性。由于实际流体运动现象十分复杂，许多工程问题很难用数学解析方法来表达和求解。近年来，随着计算机的发展，在流体力学的各个分支中数值计算方法都得到了迅速发展，许多过去不能解决的复杂问题，都可以数值求解，形成了计算流体力学这一重要的学科。

第二节 单位制简介

根据国务院 1984 年发布的《关于在我国实行统一法定计量单位的命令》，本书全部采用法定计量单位。

目前在国内现有的流体力学，水动力学和空气动力学等教材中，并存着各种不同的单位制。为便于读者参阅有关的参考文献和书籍，现将并存的几种单位制作一简介，如表 1-1 所示。

表 1-1 公制基本单位

单 位 制	长度 (L)		质量 (m)		力 (重力) (F)		时间 (T)		备 注
	名称	符号	名称	符号	名称	符号	名称	符号	
物理 量制	厘米	cm	克	g	达因	dyn	秒	s	CGS 制
	米	m	千克 (公斤)	kg	牛顿	N	秒	s	MKS 制
工程制	米	m	质量工程单位	$\frac{\text{kgfs}^2}{\text{m}}$	千克力	kgf	秒	s	MKFS 制

目前在工程计算中，仍存在几种单位制。作为一个工程技术人员，应熟练地掌握各种单位制之间的换算关系。为方便查阅，现将我国目前广泛采用的公制工程制和法定单位制之间

的各单位换算关系列于表 1-2 中。

表 1-2 国际单位与公制工程单位换算表

物 理 量	国 际 单 位	公制工程单位	换 算 关 系
力	N	kgf	1 kgf = 9.81 N
压强、应力	Pa	kgf/cm ²	1 kgf/cm ² = 9.81 × 10 ⁴ Pa
密度	kg/m ³	kgf · s ² /m ⁴	1 kgf · s ² /m ⁴ = 9.81 kg/m ³
动力粘度	Pa · s	kgf · s/m ²	1 kgf · s/m ² = 9.81 Pa · s
能、功	J	kgf · m	1 kgf · m = 9.81 J
功率	W	kgf · m/s	1 kgf · m/s = 9.81 W

第三节 连续介质假设及流体的主要物理性质

一、连续介质假设

从分子物理学的观点来看，流体和其他物质一样是由大量作不规则运动的分子组成的，分子和分子之间存在空隙。在标准条件下，1mm³空气含有 2.7×10^{16} 个分子，分子之间的距离为 10^{-6} cm，在 1 s 内，分子之间要碰撞 10^{26} 次。对于液体，1mm³ 含有 2.7×10^{21} 个左右的分子，分子之间的距离是 10^{-7} cm。由此可见，流体中分子和分子之间的距离都是极其微小的。

在我们所研究的流体力学宏观问题中，在流动空间和时间上所采用的一切特征尺度和特征时间都比分子距和分子碰撞时间大得多，我们感兴趣的是大量分子的平均统计特性，而不是个别分子的性能。事实上，个别分子的行为根本不影响大量分子统计平均后的宏观物理量。

根据上述事实，1753 年欧拉 (Euler) 首先采用连续介质作为流体宏观流动模型，即不考虑流体分子的存在，把真实的流体看成是由无限多流体质点组成的稠密而无间隙的连续介质，甚至在流体与固体边壁距离接近零的极限情况也认为如此，这个假设叫流体连续介质假设或稠密性假设。这里所谓的流体质点是流体的基本体积元，它的体积相对于流动空间和流体中固体的体积来说小到可以把它近似看成几何上没有体积的一点，从宏观来看，小到看不见，摸不着。同时它相对于分子尺度来说又是足够大的，大到占据一定空间坐标，使包含的大量分子统计平均后能得到稳定的数值。

用通常的测量仪器，如各种传感器、热线风速仪等，可以很容易证明流体性质的连续和光滑的变化，从而表明了连续介质假定的可靠性。当然，各种仪器的测量体积都应选在使测量结果不随体积而变化的范围之内，若测量体积小至仅包含少数分子的程度，那么测量结果将发生统计波动。例如，在 10^{-9} cm³ 的测量体积内，仍包含多于 10^{10} 空气分子，根据统计理论中的大数定律，在这一体积中的平均性质是与实际分子数无关的，即可以得到稳定的平均值。

流体连续介质假设是流体力学中第一个根本性的假设。将真实流体看成为连续介质，意味着流体的一切宏观物理量，如密度、压力、速度等，都可作为时间和空间位置的连续函数，使我们有可能用数学分析来讨论和解决流体力学中的问题。

作为说明, 我们下面讨论在给定点上的流体密度的定义。如图 1-1 所示, 在连续流体中 $P(x, y, z)$ 的周围, 取一微体积 ΔV , 其中含有微质量 Δm 。在这一微体积中流体的平均密度是 $\Delta m / \Delta V$ 。若逐渐向点 P 收缩, $\rho = \Delta m / \Delta V$ 的变化如图 1-2 所示, 从图中看出, 若 $\Delta V < \Delta V'$, 由于 ΔV 中含的分子太少而使平均密度发生波动, 此时不能得到确定值。

这样, P 点的密度定义为

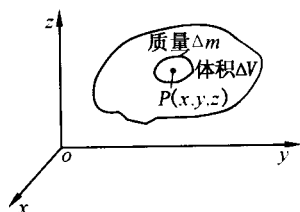


图 1-1 密度定义



图 1-2 密度变化

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

它应是 P 点坐标位置和时间的函数, 因此可以写成

$$\rho = \rho(x, y, z, t)$$

流体连续介质假设是相对的, 在某些特殊情况下不能应用这个假设。例如, 在高真空的真空泵中, 分子距和真空泵的尺度是可以比拟的, 这时的流动是稀薄气体的“分子流”问题, 而不能把气体看成连续介质。再如, 在研究高空稀薄气体中飞行的火箭时, 空气的分子距很大, 它可以和火箭尺度相比拟, 因此连续介质假设不再适用了。

二、流体的主要物理性质

1. 密度和相对密度

流体单位体积内所具有的质量称为密度, 以 ρ 表示。对于均质流体其体积为 V , 质量为 m , 则

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

对于非均质流体, 根据连续介质的假设, 则

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV} \quad (1-3)$$

其国际单位为 kg/m^3 , 工程单位为 $\text{kgf} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$ 。

表 1-3 中列出了水、空气和水银这三种最常用流体在 $1\text{at}^\text{①}$ 下不同温度时的密度。

表 1-3 不同温度下的水、空气和水银的密度 kg/m^3

流 体	0℃	4℃	10℃	20℃	40℃	60℃	80℃	100℃
水	999.87	1 000	999.73	998.23	982.24	983.24	971.83	958.38
空气	1.29	—	1.24	1.20	1.12	1.06	0.99	0.94
水银	13 600	—	13 570	13 550	13 000	13 450	13 400	13 350

① $1\text{at} = 101.325\text{kPa}$ 。

在工程估算中，一般认为在常温（0~20℃）、常压（1atm 左右）下，水的密度取1 000 kg/m³，空气的密度取 1.25kg/m³，水银的密度取 13 500kg/m³。

再说明一下相对密度这个概念。液体的相对密度是指液体的密度与同体积的温度为 4℃ 蒸馏水密度之比。为什么选择 4℃ 呢？这是由于蒸馏水在 4℃ 时密度最大，为 1 000kg/m³。

相对密度一般用 d 表示。就液体来说，它与密度有以下的关系：

$$d = \frac{\rho}{\rho_{\text{水}}} \tag{1-4}$$

而气体的相对密度是指在同样的压强和温度条件下，气体密度与空气的密度之比。表 1-4 中列出了某些常见流体的相对密度。

表 1-4 某些常见液体的相对密度

流 体	相对密度 (d)	温度,℃	流 体	相对密度 (d)	温度,℃
蒸馏水	1.00	4	航空汽油	0.65	15
海水	1.02~1.03	4	轻柴油	0.83	15
重原油	0.92~0.93	15	润滑油	0.89~0.92	15
中原油	0.88~0.90	15	重油	0.89~0.94	15
轻原油	0.86~0.88	15	沥青	0.93~0.95	15
煤油	0.79~0.82	15	甘油	1.26	0
航空煤油	0.78	15	水银	13.6	15
普通汽油	0.70~0.75	15	酒精	0.79~0.80	15

2. 压缩性

在温度不变的条件下，流体在压强作用下体积缩小的性质称为压缩性。压缩性的大小用体积压缩系数 β_p 表示，它代表压强增加 1at 时所发生的体积相对变化量，即

$$\beta_p = -\frac{dV}{V} \frac{1}{dp} \tag{1-5}$$

式中 V ——原有体积，m³；

dV ——体积改变量，m³；

dp ——压强改变量，1at = 1 kgf/cm² = 9.81 × 10⁴Pa；

β_p ——体积压缩系数，1/at。

因为 dV 与 dp 的变化方向相反，即压强增加体积减小，故上式中加一负号，以便系数 β_p 永为正值。

从表 1-5 可以看出水的压缩性是很小的，其他液体压缩性也是很小的。在一般情况下，可以略去这种微小的体积变化，当作不可压缩流体来处理。对于不可压缩流体，体积保持不变，根据式（1-2）得

$$\rho = \text{常数}$$

表 1-5 水的 β_p 值

压力, at	5	10	20	40	80
$\beta_p \times 10^4, \text{at}^{-1}$	0.529	0.527	0.521	0.513	0.505

气体易于压缩，它的体积变化由状态方程来决定，所以气体密度的变化可以表示为

$$\rho = p g R T \quad (1-6)$$

式中 p ——压强；

T ——绝对温度；

R ——气体常数，对于空气 $R = 29.37 \text{ m/K}$ 。

气体在高速流动时，它的体积变化不能忽略不计，应作为可压缩流体来处理。对于可压缩流体，体积的变化由温度和压强来决定，因而它的密度表示为

$$\rho = f(p, T)$$

即密度可表示为压强和温度的函数。当密度仅是压强的函数，而与温度无关时，密度表示为

$$\rho = f(p)$$

最后要指出的是：是否考虑压缩性的影响不决定于是气体还是液体，而是取决于具体条件；例如在标准大气压条件下，当空气的流速等于 68 m/s 时。不考虑压缩性所引起的相对误差；约等于 1% ，这在工程计算中一般可以忽略不计，所以低速流动的气体可以认为是不可压缩流体。而在研究管中的水击现象时，需把水作为可压缩流体来处理。因为水的压缩性虽然小，但在这类问题中却不能忽视。

3. 膨胀性

在压强不变的条件下，流体温度升高时，其体积增大的性质称为膨胀性。膨胀性大小用体积膨胀系数 β_t 表示，它代表温度每增加 1°C 时，所发生的体积相对变化量，即

$$\beta_t = \frac{dV}{V} \cdot \frac{1}{dt} \quad (1-7)$$

式中 dt ——温度改变量， $^\circ\text{C}$ ；

β_t ——体积膨胀系数， $1/^\circ\text{C}$ 。

实验指出，在 1 at 下，在温度较低时 ($10 \sim 20^\circ\text{C}$)，温度每增加 1°C ，水的体积相对改变量仅为 1.5×10^{-4} 。温度较高时 ($90 \sim 100^\circ\text{C}$)，也只改变 7×10^{-4} ，所以在实际计算中，一般不考虑液体的膨胀性 (表 1-6)。

表 1-6 不同温度下水的体积膨胀系数

压强 (p), at	$0 \sim 10^\circ\text{C}$	$10 \sim 20^\circ\text{C}$	$40 \sim 50^\circ\text{C}$	$60 \sim 70^\circ\text{C}$	$90 \sim 100^\circ\text{C}$
1	0.000 014	0.000 150	0.000 422	0.000 556	0.000 719
100	0.000 043	0.000 165	0.000 422	0.000 548	0.000 704
500	0.000 149	0.000 236	0.000 429	0.000 523	0.000 661

4. 粘性

粘性是流体具有的一个重要性质。粘性指的是当流体微团发生相对运动时产生切向阻力的性质。流体是由分子组成的物质，当它以某一速度流动时，其内部分子间存在着吸引力。此外，流体分子和固体壁之间有附着力作用。分子间的吸引力和流体分子与壁面附着力都属于抵抗流体运动的阻力，而且是以摩擦形式表现出来。其作用是抵抗液体内部的相对运动，从而影响流体的运动状况。由于粘性存在，流体在运动中因克服摩擦力必然要作功，所以粘性也是流体流动中产生机械能量损失的根源。

(1) 牛顿内摩擦定律：

为了理解流体的粘性，可以取两块相互平行的平板，其间充满流体。下板固定不动，上板以速度 u_0 平行下平板运动时，两板间流体便呈现不同速度的运动状态，粘附在动板下面的流体层将以 u_0 的速度运动，越往下速度越小，附在固定板的流体层速度为零，速度分布规律如图 1-3 所示。

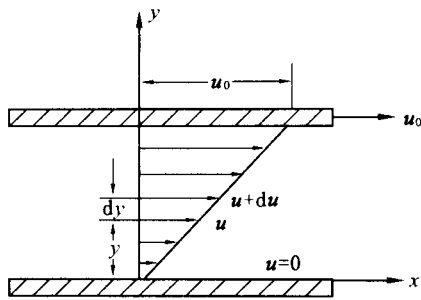


图 1-3 速度分布规律

以上事实说明：运动较慢的流体层，都是在较快的流体层带动下才运动。同时快层也受到慢层的阻碍，而不能运动得更快。这样，相邻流体层发生相对运动时，快层对慢层产生一个拉力，使慢层加速。根据作用与反作用原理，慢层对快层有一个反作用力，使快层减速，它是阻止运动的力，称为阻力。拉力和阻力是大小相等方向相反的一对力，分别作用在两个流体层的接触面上。这一对力是在流体内部产生的所以也叫内摩擦力。为了确定内摩擦力，牛顿在 1686 年根据试验提出液体内摩擦定律并由后人加以验证。

取无限薄的流体层进行研究，坐标为 y 处流速为 u ，坐标为 $y + dy$ 处流速为 $u + du$ ，显然在厚度为 dy 的薄层中速度梯度为 $\frac{du}{dy}$ 。液层间内摩擦力 T 的大小与液体性质有关，并与流速梯度 $\frac{du}{dy}$ 和接触面积 A 成正比，而与接触面上压力无关。即

$$T = \pm \mu A \frac{du}{dy} \tag{1-8}$$

式中 $\pm$ 是为使 T 、 τ 永为正值而设的，即当 $\frac{du}{dy} > 0$ 时取正号，当 $\frac{du}{dy} < 0$ 时取负号。由方程式可知，当 $\frac{du}{dy} = 0$ 时， $T = \tau = 0$ ，就是指流体质点间没有相对运动，即流体处于静止或相对静止。

式中 μ ——动力粘滞系数。

设 τ 代表单位面积上的内摩擦力，即粘性切应力，则

$$\tau = \frac{T}{A} = \pm \mu \frac{du}{dy} \tag{1-9}$$

式中的速度梯度是一个重要概念，我们讨论如下。

在运动流体中取一微小矩形 $ABCD$ ，如图 1-4， AB 层速度为 u ， CD 层速度为 $u + du$ ，两层间垂直距离为 dy ，经过 dt 时间后 A, B, C, D 各点分别运动至点 A', B', C', D' 点，可见

$$ED' = DD' - AA' = (u + du)dt - udt = du dt$$

因此
$$du = \frac{ED'}{dt}$$

由此得速度梯度

$$\frac{du}{dy} = \frac{ED'}{dy dt} = \frac{\tan d\theta}{dt} \approx \frac{d\theta}{dt}$$

我们知道 $d\theta$ 是矩形 $ABCD$ 在 dt 时间后剪切变形角度，这就表明速度梯度实质上就是流体运动时的剪切变形角速度。

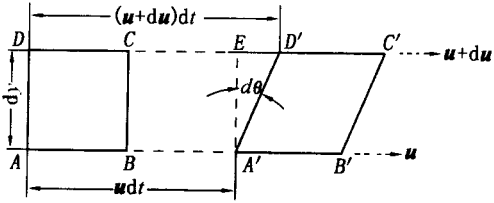


图 1-4 速度梯度

从以上推导可以得出流体一个重要特性，即流体中的切应力与剪切变形角速度成正比。

(2) 粘性系数或粘度：

粘性系数的物理意义：在 $\frac{du}{dy}$ 相同的情况下， μ 值表征流体粘性大小，另一方面，当 $\frac{du}{dy} = 1$ 时，在数值上 μ 等于 τ 。因此，也可以说，当速度梯度等于 1 时，在数值上 μ 就等于接触面上的切应力。

在法定单位制中， τ 的单位是 N/m^2 ，而 $\frac{du}{dy}$ 的单位是 s^{-1} ，故 μ 的单位是为 $N \cdot s/m^2$ 。

在流体力学的分析计算中，常出现动力粘性系数与流体密度的比值，称为运动粘度，以 ν 表示之，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

其单位为 m^2/s 。因为 ν 具有运动学量纲，故称为运动粘度。

(3) 温度对粘度的影响：

温度对粘度的影响比较显著（表 1-7）。温度升高时液体 μ 降低，而气体的 μ 值反而增大。这是由于液体的分子间距较小，相互吸引力起主要作用，当温度升高时，间距增大，吸引力减小。而气体分子间距较大，吸引力影响很小，根据分子运动理论，分子的动量交换率因温度升高而加剧，因而使切应力也随之增加。

表 1-7 水的粘度系数与温度的关系

温度 (t), °C	$\mu, \times 10^{-3} N \cdot s/m^2$	$\nu, \times 10^{-6} m^2/s$	温度 (t), °C	$\mu, \times 10^{-3} N \cdot s/m^2$	$\nu, \times 10^{-6} m^2/s$
0	1.792	1.792	40	0.656	0.661
5	1.519	1.519	45	0.599	0.605
10	1.308	1.308	50	0.549	0.556
15	1.140	1.141	60	0.469	0.477
20	1.005	1.007	70	0.406	0.415
25	0.894	0.897	80	0.357	0.367
30	0.801	0.804	90	0.317	0.328
35	0.723	0.727	100	0.284	0.296

实际流体都是有粘性的，因此在流动时，都产生内摩擦力，考虑用摩擦力来研究运动规律是很复杂的。在流体力学中，为了使研究问题简化，而引入理想流体的概念，即忽略粘性，认为是没有粘性的流体，称为理想流体。这样，理想流体运动时，不产生内摩擦力。在研究流体运动问题时，可以先研究简化了的理想流体，待得出结果后，再考虑实际流体的粘性，对所得理论结果进行相应的修正。

此外，必须指出，上述牛顿内摩擦定律对于诸如含胶质和沥青质较多的原油以及钻井用的泥浆等是不适用的，这些液体称为非牛顿流体，其规律在以后讨论。

5. 表面张力

由于液体的分子引力极小，一般来说，它只能承受压力，不能承受张力，但是在液体与大气相接触的自由面上，由于气体分子的内聚力和液体分子的内聚力有显著差别，使自由表面上液体分子有向液体内部收缩的倾向，这时沿自由表面上必定有起拉紧作用的力使自由表

面处于拉伸状态。单位长度上这种拉力，便定义为表面张力，以表面张力系数 σ 来表示。在液体与固体相接触的表面上则会产生附着力。

因表面张力系数值不大，在工程上一般可以忽略不计。但是，在毛细管中，这种张力可以引起显著的液面上升与下降，即所谓毛细管现象。因此，在某些玻璃管制成的水力仪表中，必须注意表面张力的影响。如图1-5所示，当玻璃管插入水（或其他能够润湿管壁的液体）中时，由于水的内聚力小于水同玻璃间的附着力，水将湿润它，并沿壁面向外伸展，致使水面向上弯曲，水的表面张力将使液体上升。当玻璃管插入水银（或其他不湿润管壁的液体）中时，由于水银的内聚力大于水银同玻璃间的附着力，水银将不湿润它，水银面向下弯曲，表面张力将使液柱下降。

现以水为例推导毛细管中液面升高的数值。如图1-6所示，表面张力拉液柱向上，直到表面张力在垂直方向上的分力与所升高液柱的重力相等时，液柱就平衡下来。如果 D 为管径， θ 为液体与玻璃的接触角， ρ 为液体密度， h 为液柱上升高度，则管壁圆周上总表面张力在垂直方向的分力为： $\pi D \sigma \cos \theta$ ，其方向向上。

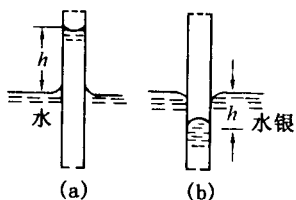


图1-5 表面张力的影响

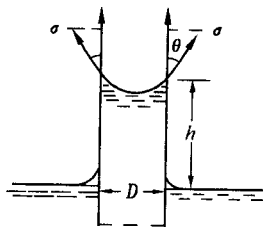


图1-6 毛细管升高

上升液柱重力为 $\rho g \frac{\pi}{4} D^2 h$ ，其方向向下。

由以上两式可得

$$\pi D \sigma \cos \theta = \rho g \frac{\pi}{4} D^2 h$$

所以

$$h = \frac{4 \sigma \cos \theta}{\rho g D}$$

可见，液体上升高度与管子直径成反比，并与液体种类及管子材料有关。在 20°C 时，水与玻璃的接触角 $\theta = 8^\circ \sim 9^\circ$ ，水银与玻璃接触角 $\theta = 139^\circ$ ，考虑到水与水银的 σ 及 ρ 值后，即可得出 20°C 时水在玻璃毛细管中上升高度为 $h = \frac{29.8}{D} \text{ mm}$ ，水银在玻璃毛细管中下降的高度为 $h = \frac{10.15}{D} \text{ mm}$ ，式中 h 和 D 的单位均为 mm 。

第四节 作用在流体上的力

流体每一质点无论处于平衡还是运动状态，都受到各种力的作用，所以在研究力学规律之前，可按流体的概念和物理性质来分析作用于流体上的力。按力的表现形式可将力分为质量力和表面力。