

LIXIANG LIUTI
LIXUE

理想流体 力学

黄继汤 马吉明 张永良 编



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn

1.3
3.1

0351.3
H846.1

LIXIANG LIUTI
LIXUE

理想流体 力学

黄继汤 马吉明 张永良 编



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn

内 容 提 要

本书是基于作者多年来的教学实践,在两版教学讲义的基础上修订而成的。本书内容适应非力学专业研究生的教学特点,文字精炼,通俗易懂,叙述细腻,并保持了作者自己在学术观点上的系统性及其特色。

本书内容基本上为理想流体力学的基础理论部分。包括绪论、流体静力学、流体运动学、流体的旋涡运动、理想流体动力学、理想流体的有势运动、波浪理论基础等共7章。

本书可作为高等工科院校非力学专业研究生的教材或参考书,亦可供有关专业高年级本科生选修流体力学时参考使用,也可供有关工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

理想流体力学/黄继汤,马吉明,张永良编. —北京:
中国水利水电出版社, 2004

ISBN 7-5084-2410-7

I. 理... II. ①黄...②马...③张... III. 理想流
体力学—高等学校—教材 IV.0351.3

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2004) 第 102076 号

书 名	理想流体力学
作 者	黄继汤 马吉明 张永良 编
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)、68331835 (营销中心)
经 售	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	北京密云红光印刷厂
规 格	787mm×1092mm 16 开本 15 印张 356 千字
版 次	2005 年 1 月第 1 版 2005 年 1 月第 1 次印刷
印 数	0001—1200 册
定 价	29.00 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

本书是在清华大学水利水电工程系研究生教学讲义的基础上编写而成的。多年的教学与科研实践，使作者对流体力学的内容有了深入的认识，对其体系也有了自己的看法。在写法上除了采用传统的静力学、运动学及动力学体系外，还结合了专业特点，特别是水利水电专业的特点，在体系的内容上有所侧重。

水利水电工程中的水力学问题，主要采用的还是总流分析法（水力学方法），这种方法可以解决一系列的工程实际问题，并将继续发展而解决更多问题；但在其发展过程中越来越有所局限而不能满足科学发展的需要，因此，采用流场分析法（流体力学方法）研究流场内的流速及压强分布，无疑会把水力学的研究结果进一步提高到新的水平。当然，流体力学方法中也还有许多目前尚待解决的问题，需要进一步研究、发展。

本书力求通俗易懂，文字精简扼要。第三章到第六章各章中均增加了附录。在附录中对相应各章中的重点、难点以及需要做进一步介绍的内容又做了补充介绍，以满足读者的需要。

在本书出版之际，对给予本书提过建议、给予各方面帮助的同志，以及出版社的有关领导及责任编辑，表示衷心的感谢！

限于水平，错误和缺点在所难免，恳请读者指正。

黄继汤 马吉明 张永良

2004年9月

目 录

前言

第一章 绪 论	1
第一节 流体力学及其发展简史.....	1
第二节 流体的连续介质模型	2
第三节 流体的主要物理力学性质	4
第二章 流体静力学	13
第一节 流体静压强及其特性	13
第二节 流体平衡的微分方程式	15
第三节 重力作用下的流体平衡	19
第四节 几种质量力同时作用下的流体平衡	21
第五节 静止流体作用在平面上的总压力	23
第六节 静止流体作用在曲面上的总压力	25
第三章 流体运动学	28
第一节 分析流体运动的两种方法	28
第二节 迹线、流线、色线	33
第三节 连续性微分方程式	38
第四节 流体微团运动的分析	44
第五节 无旋流动和有旋流动	48
附录 有关“场”的几个基本概念	49
第四章 流体的旋涡运动	57
第一节 概 述	57
第二节 旋涡的运动学性质	57
第三节 速度环量、斯托克斯定理	60
第四节 汤姆孙定理	63
第五节 理想、正压流体在有势的质量力作用下, 旋涡的动力学性质	65
第六节 旋涡所诱导的速度场	68
第七节 旋涡层	75
第八节 卡门涡列	77
第九节 不可压缩、无粘性流体的螺旋流动	79
附录 旋涡对其周围理想流体的诱导流速——毕奥—萨伐尔 (Biot - Savart) 公式	82
第五章 理想流体动力学	89

第一节	概述	89
第二节	系统、控制体与输运方程	89
第三节	流体运动微分方程式	96
第四节	封闭方程、起始条件及边界条件	98
第五节	流体运动微分方程式的其他形式	101
第六节	欧拉方程式的积分、伯诺里方程式	105
第七节	理想气体的伯诺里方程式	108
第八节	柯西—拉格朗日积分、拉格朗日方程式	110
附录	亥姆霍兹方程的应用	112
第六章	理想流体的有势运动	118
第一节	无旋流动的一般性质	118
第二节	理想不可压缩流体的平面势流	120
第三节	不可压缩平面势流的流速势函数 ϕ 和流函数 ψ 的关系	123
第四节	理想不可压缩流体平面势流问题的解法	128
第五节	流网的特征及其近似绘制方法	130
第六节	简单的不可压缩流体的平面势流	132
第七节	势流叠加举例	144
第八节	圆柱绕流	149
第九节	保角变换(映射)的一些基本特性	156
第十节	物体绕流的保角变换	169
第十一节	儒可夫斯基翼型绕流	175
第十二节	库塔—儒可夫斯基假定	180
第十三节	恒定理想不可压缩轴对称势流	185
第十四节	轴对称回转体绕流	190
第十五节	诱导阻力、波阻力、惯性阻力	196
附录	平面无旋流动的其他解法	204
第七章	波浪理论基础	215
第一节	概述	215
第二节	势波的基本方程、边界条件和初始条件	217
第三节	余弦推进波	220
第四节	势波的叠加	229
第五节	不规则波的概念	232
参考文献		234

第一章 绪 论

第一节 流体力学及其发展简史

流体力学是力学的一个分支,主要研究在各种力的作用下,流体本身的静止状态和运动状态以及流体和固体界壁间有相对运动时的相互作用和流动规律。流体力学总结了理论和实践的结果,建立了流体运动及平衡的规律,并将其应用于实际。流体力学是涉及流体的很多工程技术部门和有关流体的科学研究的理论基础。

如果说古代刚体力学的发展是由于巨大的建筑物以及为其所必需的辅助机械的发展的话,则流体力学是随着造船、航海和炮弹飞行而发展起来的。

流体力学是在水力学实践的基础上发展起来的,因此,第一次系统论述水力学理论的古希腊的阿基米德(Archimedes,公元前287年~公元前212年)于公元前250年所写的论文《论浮体》,也可以被认为是流体力学中最早的论著。但古典流体力学以严密的数学分析作为研究的基本方法,通过用数学概念对水流运动获得准确而完善的解答。从这个观点来说,古典流体力学是在下列著作的陆续发表过程中形成的。1738年伯诺里(Bernoulli, D.I.1700~1782)在他的著作《水动力学》中提出了水动力学的伯诺里方程式;1755年欧拉(Euler, L.1707~1783)在他的论文《流体运动的一般原理》中提出了理想流体的欧拉微分方程式、点压强概念和连续方程式的推导等。1821年纳维埃(Navier, C.L.M.H.1785~1836)初次提出了粘性流体运动微分方程式,而斯托克斯(Stokes, G.G.1819~1903)则于1845年又将该方程式加以完善。拉格朗日(Lagrange, J.L.1736~1813)则在自己的工作中,改善了欧拉的方法,进一步发展了古典流体力学。但是,由于数学上的困难,用纯理论分析的方法,在研究流体运动过程中遇到了很大的困难。为了简化方程,学者们采取了设流体为不可压缩和无粘性的假设。但这样却得到了违背事实的达兰贝尔佯谬——物体在流体中运动时的阻力等于零。

粘性流体力学的发展是与19世纪迅速发展着的许多科学技术的需要有关的。最初的一些试验表明,如果流速很小,粘性对阻力起主要作用,这些试验是库仑(Coulomb, 1801)、迪比亚(Dubuat, P.L.1779)和杜舍明(Duchemin, 1829)等人所做的。1883年雷诺(Reynolds, O.1842~1912)发表了他观察流态(层流、紊流)的文章,并于1894年推导出了描述紊流运动的雷诺方程。儒可夫斯基(Joukowski, N.E.1847~1921)于1891年建立了试验风洞,并于1905年提出了圆柱绕流的升力理论。

到19世纪末,虽然用分析方法的流体力学取得了很大发展,但并未起到促进生产的作用,为了满足生产和工程上的需要,从大量实验中总结出一些经验公式来表达流动参量之间的关系。使上述两种途径得到统一的是边界层理论,它是由德国普兰特(Prandtl, L.1875~1953)在大量观测的基础上,于1904年创立的。这一理论既明确了理想流体的适用范围,又能计算物体运动时遇到的摩擦阻力。这些事实说明,现代流体力学正在逐渐

改变只重数学、忽略实践的古典流体力学的缺点，向着理论结合实践、注重实验观测的方向前进，这样发展起来的流体力学充满着活力，并随着生产实践的需要形成了许多分支，如非牛顿流体力学、稀薄流体力学、生物流体力学、渗流力学、爆炸流体力学、多相流体力学、等离子流体力学、环境流体力学、计算流体力学等。相信流体力学的发展会对生产实践产生更为深远的影响。

第二节 流体的连续介质模型

流体（包括液体及气体）都是由大量的、不断运动着的分子所组成。分子的运动是由分子间的相互吸引和相互排斥的分子力所制约。除内部分子力所引起的分子运动外，流体还可以受重力、压力、摩擦力等外力的作用而产生运动；因此，流体的真正运动就包括内部的分子运动和由于外部原因而引起的流体运动。

流体力学只研究由于外部原因而引起的流体宏观运动，而不考虑流体内部的分子微观运动。因此，在流体力学中，真正的流体分子结构就用一种简化了的模型——连续介质模型来代替，这种模型是1753年由欧拉所建议。这样，在流体力学中就认为流体将完全充满它所占有的空间而不形成任何空隙。引用这样一个模型，将使流体力学的研究大大简化，使得流体介质的一切物理特性（如速度、密度、压强等）都可以看作是点坐标及时间的函数，并且在大多数情况下，这些函数可以认为是连续的和可微的，因而在解决流体力学的实际问题中，将有可能充分利用数学工具。

当然，流体的连续介质模型的采用是有条件的。从微观角度看，流体是个不连续的介质，其分子的物理特性（如速度、密度、压强等）在空间上的分布也是不连续的，同时，由于分子的随机运动，又使任一空间点上的这些物理特性对于时间也具有不连续性，故无论从空间上还是从时间上讲，它们均具有不连续性。但是从宏观角度看，我们所研究的内容（如速度、密度、压强等特性）正是大量流体分子特性所表现出来的宏观总体表现。我们知道，分子是很小的，分子之间的空隙尺度也是很小的，例如在 -4°C ，一个大气压时， 1mm^3 的空气中包含有 2.7×10^{17} 个分子， 1mm^3 的水中则包含有 3.34×10^{20} 个分子，平均经过 10^{-11}s 的时间，分子就会从一个平衡位置转向另一个平衡位置， 1cm^3 的气体分子在 1s 内要碰撞 10^{29} 次。故流体所表现出来的宏观特性是大量的分子运动的总体属性，而不是个别分子的行为。这样，只要研究的范围足够大，经历的时间足够长，我们就可以用一个宏观的流体质点作为研究流体运动的基本单位。

现在进一步说明流体质点的概念，先来观察一个推测结果，如图1-1(a)所示。取包含点 $P(x, y, z)$ 的微元体积 $\Delta\tau$ ，在此体积中的流体质量为 Δm ，则体积 $\Delta\tau$ 中的流体平均密度为 $\frac{\Delta m}{\Delta\tau}$ 。若取不同大小的包含 P 点在微元体积 $\Delta\tau$ ，测出其中质量 Δm ，计算出其平均密度 $\frac{\Delta m}{\Delta\tau}$ ，则可画出平均密度 $\frac{\Delta m}{\Delta\tau}$ 随 $\Delta\tau$ 的变化曲线，如图1-1(b)所示。由该图可以看出，当 $\Delta\tau$ 较小时， $\frac{\Delta m}{\Delta\tau}$ 值是不稳定的；当 $\Delta\tau$ 逐渐增大而趋近于 $\Delta\tau'$ 时， $\frac{\Delta m}{\Delta\tau}$ 的值也逐渐趋向于一个确定的有限值，而当 $\Delta\tau$ 继续增大时，其平均密度将不再变化。

这说明此时虽有作随机运动的分子进入 $\Delta\tau$ 中或从 $\Delta\tau$ 体积中出来，但它们所引起的质量变化并不会影响 $\Delta\tau$ 中的平均密度，也可以说此时从宏观上来讲 $\Delta\tau$ 体积足够大，包含的分子足够多，因而分子的个性将显示不出来。而当体积 $\Delta\tau$ 收缩到比 $\Delta\tau'$ 更小时，此时 $\Delta\tau$ 中的分子数已减少到使随机进入或飞出此体积的分子数不能随时平衡，因此 $\Delta\tau$ 体积中的分子数也随机变化，从而引起 $\Delta\tau$ 内流体的平均密度的波动，如图 1-1 (b) 中曲线的波动段所示。

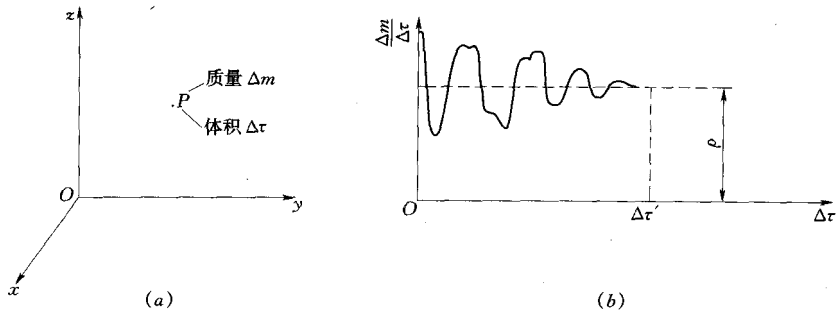


图 1-1 流体质点

由此可见， $\Delta\tau'$ 是一种特征体积，它是几何尺寸足够小的、但包含了足够多分子的一个体积。在此体积中，流体的宏观物理特性（如密度、温度、压强、流速等）就是其中所包含分子的统计平均特性。这个特征体积 $\Delta\tau'$ 中所有流体分子的总体就称为流体质点。这样定义的流体质点，实质上是微观上充分大，宏观上充分小的分子团。即，一方面流体质点比起分子运动尺度（如平均自由程）来说是很大的，使其中包含了大量分子，这样，个别分子的出入将不影响其稳定的平均值；另一方面，流体质点的尺度比起所研究问题的特征尺度来又是足够小的，使质点内物理量的平均值是均匀不变的，因而可以把它近似地看成是几何上没有体积的一个点。

我们把特征体积 $\Delta\tau'$ 中的平均密度

$$\rho = \lim_{\Delta\tau \rightarrow \Delta\tau'} \frac{\Delta m}{\Delta\tau}$$

就定义为流体质点的密度，并作为 $P(x, y, z)$ 点上的流体密度。

根据流体质点的概念，就可以把欧拉所建议的连续介质模型看成为由连续分布的流体质点所组成，而每一个流体质点都有确定的、反映其特性和表示其运动的物理量。这些物理量在充满流体的空间点是连续的，且随时间也作连续变化。也就是说，它们都是空间坐标和时间的连续函数，如密度 $\rho = \rho(x, y, z, t)$ ；速度 $\vec{u} = \vec{u}(x, y, z, t)$ ；压强 $p = p(x, y, z, t)$ 等。而且这些函数，除去个别点、线外，都是可微的。

在通常情况下，只要所研究的对象尺度足够大，研究的时间足够长，例如对于空气而言，当所研究的对象体积大于 10^{-9}cm^3 ，所研究的时间长于 10^{-6}s 时，连续介质模型对于大多数流体力学问题是适用的。但在某些特殊问题中，连续介质模型并不适用。例如与在高空的稀薄气体中飞行的火箭有关的流体力学问题，由于空气稀薄，要包含大量气体分子的流体质点的尺寸就比较大，以至于和火箭的特征尺寸相比会具有相同的量级，这样的

“流体质点”就不会是宏观上充分小，在这种情况下，气体就必须作为不连续介质来对待。但是如果我们研究的是地球这样大的物体时，则高空稀薄气体则又可视为连续介质。可见流体的连续介质模型是一个具有相对意义的概念。另外，当流体性质有局部突变时，连续介质模型的假设也不适用，例如当流体流动中局部地区压强低于饱和蒸气压强时，就会发生空化现象形成空穴，这样就会破坏了液体的连续性，因而连续介质模型也不适用于这个地区。

最后还要说明，虽然可以在某些条件下，把流体视为连续介质，研究其宏观上的运动；但流体内部的微观分子运动实际上是存在的，有时候其影响也是要表现出来的，因而在流体的物理性质中加以考虑。有些现象仍需要用分子运动来解释。

第三节 流体的主要物理力学性质

一、流体的基本特征——易流动性

从力学意义上来讲，流体与固体的主要区别在于它们对于外力的抵抗能力有所不同。固体有能力抵抗一定数量的拉力、压力和剪切力。当外力作用于固体时，固体将产生相应的变形以抵抗外力。而流体则不然，通常流体不能承受拉力，在静止状态下的流体也不能承受剪切力，但能承受压力。静止流体在很小的剪切力的作用下发生连续不断的变形，直到剪切力消失为止，这种性质称为流体的易流动性。由于流体的易流动性，所以流体不像固体那样具有固定的形状。

在运动状态下的流体则能承受剪切力，抵抗剪切变形。

二、流体的主要物理力学性质

在研究流体的平衡及运动时，必须知道作为连续介质的流体的物理力学性质。这些性质常常作为研究流体平衡及其运动的出发点。流体的有关主要物理力学性质如下。

1. 惯性——质量和密度

惯性就是物体所具有的反抗改变原有运动状况的物理性质。惯性的度量就是质量，也就是物体中所含物质的多少。质量越大惯性也愈大。当物体受外界物体的作用力而改变其运动状态时，此物体反抗改变原有运动状态而作用于外界物体上的反作用力称为惯性力。设物体的质量为 m ，加速度为 a ，则惯性力的数值为

$$F = -ma \quad (1-1)$$

式中的负号表示惯性力的方向与物体的加速度方向相反。

根据国际单位制的规定，质量 m 的单位为 kg ；惯性力 F 的单位为 N 。

1N 力的定义为质量为 1kg 的物体在 1N 的作用下，可得到 1m/s^2 的加速度，即

$$1\text{N} = 1\text{kg} \cdot \text{m/s}^2$$

单位体积内所具有的质量称为密度，以 ρ 表示；对于均质的流体，设其体积为 V ，质量为 m ，则

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

对于非均质流体，则可认为

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

但根据前述连续介质模型的概念，则有

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow \Delta \tau} \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

可是，由于 $\Delta \tau$ 小得可以看作零，故上述两种极限形式的表达式是一致的。为利用数学分析这一有力工具，今后我们将采用式 (1-3) 所示的流体密度的表达式。

在任意时刻，空间任意点上的流体质点都具有确定的数值，因此密度是流体质点坐标 (x, y, z) 及时间 t 的函数。

国际单位制中，密度的单位为 kg/m^3 ；工程单位制中，密度的单位为 $\text{kgf} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$ 。

液体的密度随温度和所受压强的变化较小，在一般情况下 ρ 可以作为常数。例如水的密度，实用上就以在一个大气压强下，温度为 4°C 时的最大值作为计算值，其数值为 $1\text{g}/\text{cm}^3$ 或 $1000\text{kg}/\text{m}^3$ 。

2. 万有引力特性——重量和重度

物体之间相互具有吸引力的性质，这种吸引力称为万有引力，其作用是企图改变物体原有运动状况而使其互相接近。在地球上的流体运动，一般只需要考虑地球对流体的吸引力；这个吸引力就是重力，物体所受重力的大小通常称为重量。设物体的质量为 m ，重力加速度为 g ，则该物体的重量为

$$G = mg \quad (1-4)$$

采用国际单位制时，重量 G 的单位用 N 表示。

流体单位体积内所具有的重量称为容重 γ ；对于均质流体，设其体积为 V ，重量为 G ，则

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1-5)$$

对于非均质流体，则

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1-6)$$

γ 的单位可用 N/m^3 来表示。从式 (1-2)、式 (1-4) 和式 (1-5) 可知：

$$\gamma = \rho g \text{ 或 } \rho = \frac{\gamma}{g} \quad (1-7)$$

在工程技术上， g 一般可看作常数，并采用 $g=9.81\text{m}/\text{s}^2$ 的数值。

对水来说，其相对容重随所受压强及温度有所变化，见表 1-1。但在一般情况下，可将其看作常数，如水在一个大气压强下，温度为 4°C 时的容重为 $9806\text{N}/\text{m}^3$ 。

气体的容重（或密度）随温度增高而减小得相当厉害，对于所谓完全气体来说，其密度与温度之间的关系可由下式来求定

$$\rho = \frac{p}{gR'T} = \frac{p}{RT} \quad (1-8)$$

式中： R 是气体常数，对于不同气体其值也不一样； T 是绝对温度； p 是所受压强的大小。

表 1-1 一个大气压强下纯水的相对容重随温度的变化

$T (^{\circ}\text{C})$	0	3	4	5	6	8
γ/γ_4	0.99987	0.99999	1.00000	0.99999	0.99997	0.99989
$T (^{\circ}\text{C})$	10	12	14	16	18	20
γ/γ_4	0.99975	0.99955	0.99930	0.99900	0.99865	0.99826
$T (^{\circ}\text{C})$	25	30	35	40	45	50
γ/γ_4	0.99712	0.99576	0.99413	0.99235	0.99037	0.98820
$T (^{\circ}\text{C})$	60	70	80	90	100	
γ/γ_4	0.98338	0.97794	0.97194	0.96556	0.95865	

注 表中 γ_4 为水在 4℃ 时的容重。

由式 (1-8) 可知, 在压强大小不变的情况下, 温度增高 100℃ 时, 气体的密度大约减小 27%。

由上述可知, 在研究液体的平衡及运动时, 在大多数情况下可以假定 $\rho = \text{常数}$ 。但对于气体来说, 在大多数情况下, 随着压强及温度的改变, 其密度将有较大的变化。

3. 粘滞性——粘滞系数

流体具有易流动性, 静止时不能承受剪切力及抵抗剪切变形; 但在运动状态下, 流体就具有抵抗剪切变形的能力, 这就是流体具有的粘滞性。在流体受剪切变形的过程中, 流体质点之间存在着相对运动, 使流体内部出现成对的切力, 也称为内摩擦力, 这种内摩擦力是起着抗拒流体内部相对运动的作用, 故也影响着流体的运动状况。由于粘滞性的存在, 流体在运动过程中因克服内摩擦力必然做功, 所以流体的粘滞性也是流体运动时产生能量损失的根源。

计算流体内摩擦力的公式是由牛顿于 1686 年根据试验提出并经后人加以验证, 习惯上称其为牛顿内摩擦定律。

当流体沿某一固体面作平行直线运动时, 设沿固体面的 x 方向的流速为 u , 与 x 方向垂直的方向为 y , 见图 1-2, 则在这种二维平行直线运动情况下, 内摩擦力 F 的大小与流体的性质有关, 并与流速梯度 du/dy 和接触面积 A 成正比, 而与接触面上的压强无关, 即

$$F = \mu A \frac{du}{dy} \tag{1-9}$$

式中: μ 为比例系数, 称为动力粘滞系数, 在国际单位制中, 其单位用 $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, 即 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 或 $\text{kgf}\cdot\text{s}/\text{m}$ 表示。

设 τ 代表单位面积上的内摩擦应力 (即粘滞切应力), 则

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{du}{dy} \tag{1-10}$$

在流体内部两个流层之间, τ 将是成对出现的, 数值相等, 方向相反。运动较慢的流层作用于运动较快的流层上的粘滞应力, 其方向与运动方向相反, 企图使该层运动减慢; 而运动较快的流层作用于运动较慢流层上的粘滞应力与运动方向相同, 企图使该层运动加快。

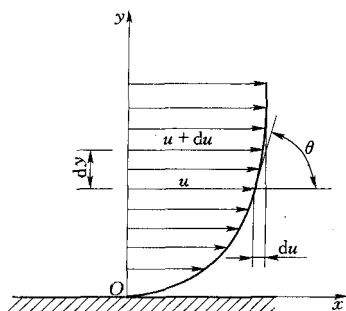


图 1-2 流体内摩擦定律

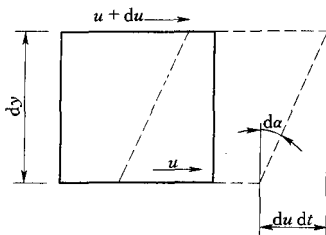


图 1-3 流体微团的剪切变形

流速梯度 du/dy 实际上就表示流体微团的剪切变形速率。现进一步说明如下：

首先说明流体微团的概念。流体微团是由大量流体质点所组成的微小流体团，流体质点只有坐标但不具有体积，而流体微团则具有无限小的体积。

为了便于说明起见，取一厚度为 1 单位的方形微团，如图 1-3 中实线所示。经过 dt 时间以后，由于各层流速不等，故该微团将变形，成为图 1-3 中虚线所示的形状和位置，这时微团的剪切变形为 $d\alpha$ ，则

$$d\alpha = \frac{du}{dy} dt$$

因此，单位时间的剪切变形速率 $d\alpha/dt = du/dy$ ，因而我们可得出一个有关流体的重要特性，即流体中的切应力与流体微团的剪切变形速率成比例；而在固体里，切应力是与剪切变形的大小成比例的。

动力粘滞系数 μ 是度量流体粘滞性大小的一种表示方法， μ 值愈大，流体的粘滞性愈强。 μ 的数值随着流体的种类而各不相同，并随压强和温度而发生变化。对于常见的液体（如水）、气体（如空气）等， μ 值随压强的变化不大（只要压强不大到几百个大气压强，水的 μ 值改变不是很大的），故通常不考虑压强改变对 μ 的影响。

温度是影响 μ 值的主要因素，温度升高使液体的 μ 值降低，而使气体的 μ 值加大，其原因可定性地简单解释如下：由于液体的分子间距较小，分子间相互吸引力对粘滞性起主要作用，当温度升高时，分子间距增大，致使分子间的吸引力减小，因而使同样剪切变形速率所产生的切应力也随之减小。气体的分子间距较大，分子间吸引力受其影响较小，而分子间的动量交换作用对其粘滞性起主要作用。根据分子运动理论，分子间的动量交换作用因温度的升高而加剧，因而这种交换作用使切应力随温度增加而加大。

流体的粘滞性大小还可以用流体的运动粘滞系数 ν 来表示，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-11)$$

式中： ν 的单位为 m^2/s 或 cm^2/s ，具有运动学的量纲，所以称为运动粘滞系数。

水和空气的 μ 和 ν 值随温度的变化情况分别参见表 1-2 和表 1-3，以及图 1-4。

根据实践可知，许多流体是满足牛顿内摩擦定律的，但也有不少流体不满足这一关系式。流体可划分为两大类：在给定的温度和压力下，式 (1-10) 中 τ 与 du/dy 成线性关

系（即 μ 为常数）的流体称为牛顿流体，例如空气、水、汽油、煤油、甲苯、乙醇等均属于这一类；不满足这一条件的流体称为非牛顿流体。

表 1-2 一个大气压强下水的粘滞系数

温度 t (°C)	0	10	20	30	40	50	60	70
μ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	1.781	1.307	1.002	0.798	0.653	0.547	0.466	0.404
ν ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)	1.785	1.306	1.003	0.800	0.658	0.553	0.476	0.413

表 1-3 一个大气压强下空气的粘滞系数

温度 t (°C)	0	10	20	30	40	50	60	70
μ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	0.0172	0.0178	0.0183	0.0187	0.0192	0.0196	0.0201	0.0204
ν ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)	13.7	14.7	15.7	16.6	17.6	18.6	19.6	20.5

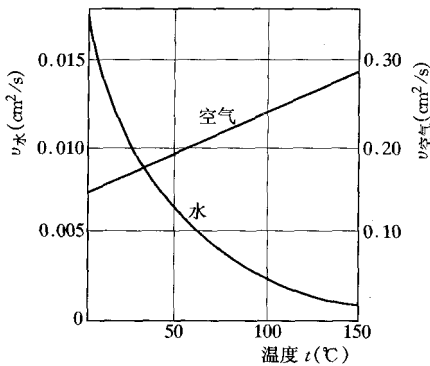


图 1-4 水和空气的运动粘滞系数

非牛顿流体可分为以下三类。

(1) 纯粘性非牛顿流体。流体微团中任一点的切应力是与该点的流速梯度（即剪切变形速率）成线性函数关系，而与其他因素无关。其中常见的有宾汉流体：如泥浆、血浆、牙膏等。其切应力可表示为

$$\tau = \tau_0 + \eta \frac{du}{dy}$$

式中： τ_0 为宾汉极限剪应力； η 为流体的刚度系数。

伪塑性流体：如橡胶液、油漆等，其切应力可表示为

$$\tau = K \left(\frac{du}{dy} \right)^n \quad (n < 1)$$

式中： K 为稠度系数； n 为幂律指数。

膨胀性流体：如淀粉浆、稀面团等，其切应力可表示为

$$\tau = K \left(\frac{du}{dy} \right)^n \quad (n > 1)$$

(2) 与时间有关的非牛顿流体。其切应力与流速梯度之间的关系随流体受剪切的时间或其过去历史而异。在固定的剪切变形速率下，其切应力随时间减小的称触变体，随时间增大的称流变体。

(3) 粘弹性流体。流体同时具有粘性及弹性两重性质，在变形以后，可以因弹性作用而部分还原。

图 1-5 是流体内摩擦切应力和剪切变形速率间关系的一些典型曲线。

在研究流体运动时，为了简化问题，便于进行理论分析，还常常引用理想流体的概念。所谓理想流体是指不产生内摩擦应力的流体，这可以有两种情况，一种情况是指流体

没有粘滞性 ($\mu=0$), 因而在流速梯度不很大时, 其内摩擦切应力均为 0; 另一种情况是指运动的流体中, 任一点的流速梯度等于 0。因而在粘滞系数不很大时, 其内摩擦切应力也为 0。当然, 这种理想流体实际上是不存在的。使用这种概念只是使理论分析过程简化, 在某些情况下, 对理想流体运动分析的成果也可以近似地反映内摩擦切应力作用不大的实际流体的运动情况。

另外, 由分子运动理论可知, 流体的粘滞性是分子运动迁移过程的两个不同的表现方式之一。分子的动量迁移表现为粘滞性; 分子的动能迁移表现为热传导。因此, 它们之间有着确定的关系。根据分子运动理论可知, 流体的动力粘滞系数 μ 与流体的热传导系数 λ 间具有下列关系

$$\lambda = \frac{C_V \mu}{m} \quad (1-12)$$

式中: C_V 是定容克分子比热 (定容比热容); m 是分子量。

对于 $\mu=0$ 的理想流体而言, 就应有 $\lambda=0$ 。这就是说, 无粘性的理想流体必然是非热传导流体。

相对于理想流体而言, 考虑内摩擦切应力的流体称为粘性流体或真实流体。

4. 压缩性——体积压缩系数 (弹性系数)

物体在外力作用下产生变形, 并在除去外力后能恢复到原状的性质称为弹性。由于流体只能承受压力, 抵抗体积压缩变形并在除去外力后能恢复原状, 因此这种性质被称为压缩性, 也可以称为弹性。弹性力就是流体受外力压缩变形时所产生的企图恢复原状的内力, 其作用是抵抗压缩变形时在流体内部产生的内压力, 内力影响流体的运动状况。

流体压缩性的大小, 一般是用体积压缩系数 β 来表示, 在工程界中则往往用体积弹性系数 $K = \frac{1}{\beta}$ 来表示。体积压缩系数 β 可表示为

$$\beta = - \frac{\frac{dV}{V}}{dp} \quad (1-13)$$

式中, dV/V 为在一定的温度下, 当所受压强变化 dp 时, 流体体积的相对压缩值。由于体积是随着压强的增大而减小, 所以 dV/V 与 dp 的符号相反, 为了使 β 为正值, 故等号右侧加负号。

另外, 根据质量为密度与体积的乘积的关系, 流体所受压强的增加将伴随着流体的密度增加, 故 β 也可以看作为流体密度的相对增加值与流体所受压强的变化之比, 即

$$\beta = \frac{\frac{d\rho}{\rho}}{dp} \quad (1-14)$$

体积弹性系数 K 定义为 β 的倒数, 即

$$K = \frac{1}{\beta} = - \frac{dp}{\frac{dV}{V}} \quad (1-15)$$

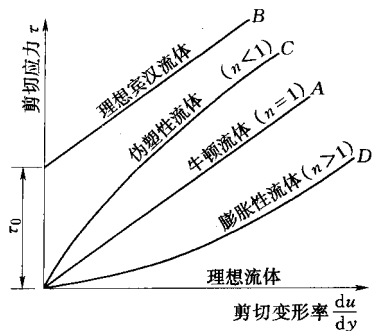


图 1-5 牛顿流体与非牛顿流体

在国际单位制中， β 的单位为 m^2/N ， K 的单位为 N/m^2 。 K 愈大愈不易压缩， $K = \infty$ 就表示物体绝对不可压缩。

液体的种类不同，其 β 和 K 值也就不一样，同一种液体的 β 和 K 值也随温度和所受压强的大小而变化，不同温度下水的 K 值见表 1-4 所列。

表 1-4 一个大气压强下不同温度水的体积弹性系数											
温度 ($^{\circ}\text{C}$)	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
K ($10^9\text{N}/\text{m}^2$)	2.02	2.10	2.18	2.25	2.28	2.29	2.28	2.25	2.20	2.14	2.07

由表 1-4 可见，水的 K 值随温度变化不大，一般可看作常数，水的 K 值按国际单位制可采用 $K = 2.10 \times 10^9 \text{N}/\text{m}^2$ 。一般情况下，可以把水看成为不可压缩的。例如：当水所受的压强由一个大气压强增加到 100 个大气压强时（1 个大气压强等于 $101325 \text{N}/\text{m}^2$ ），水的体积变化为

$$\frac{dV}{V} = \frac{101325 \times 100}{2.10 \times 10^9} = 0.5\%$$

故在一般情况下，均认为水是不可压缩的液体，这在工程实践上其所引起的影响将很微小。但在压强变化过程非常迅速或者运动速度与音速相近的运动现象中，则需要考虑压缩性。

气体易于压缩，它的体积变化由气体状态方程来决定，气体的密度变化可由式（1-16）表示。

$$p = \rho RT \tag{1-16}$$

式中： p 为气体所受压强； T 为气体的绝对温度； R 为气体常数，对于空气， $R = 286.25 \text{N}\cdot\text{m}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ；对于水蒸气 $R = 461.58 \text{N}\cdot\text{m}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ 。

气体在高速流动时（例如 $V > 50 \sim 80 \text{m}/\text{s}$ ），它的体积变化不能忽略不计，应当作可压缩流体来处理。对于可压缩流体，体积的变化（或密度的变化）由气体的温度及所受压强来决定，即

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

当密度与温度无关，仅是所受压强的函数时，密度可表示为

$$\rho = \rho(p)$$

则这种流体称为正压流体，例如绝热等熵过程中的气体。

最后还要特别强调的是，要不要考虑压缩性的影响，不决定于是气体还是液体，而是由研究的具体问题来决定；如低速流动的气体（ $V < 80 \text{m}/\text{s}$ ）可以认为是不可压缩的流体，而研究水下爆炸及压力管中的水击现象时，就应把水作为可压缩流体来处理。

5. 表面张力特性

在液体与其他种液体或固体接触的边界上，分子的排列方式与它们在液体内部的排列方式不同，结果，在所述的边界上分子力就形成了沿液体的表面作用着的张力，称为表面张力。表面张力使液体表面拉紧收缩，从而可对液体的运动状态有所影响。

表面张力的大小可用表面周边上单位长度所受的张力即表面张力系数 σ 来表示，其

单位按国际单位制为 N/m。 σ 的数值随液体的种类、温度和表面接触情况而变化。水与空气的表面张力系数与温度间的变化情况见表 1-5。

表 1-5 一个大气压强下不同温度水的表面张力系数											
温度 (℃)	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
σ (N/m)	0.0756	0.0742	0.0728	0.0712	0.0696	0.0679	0.0662	0.0644	0.0626	0.0608	0.0589

液体的表面张力特性为局部受力现象，一般 σ 值不大时均可忽略不计，但当表面为曲面并且其曲率半径很小时，则表面张力的合力所引起的液体附加压强就必须考虑。对水来说，如土壤及岩石中的毛细管现象、微小水滴的形成、液体中空气泡的膨胀与压缩、曲率很大的薄水舌的破碎、波长较小的微幅波的运动等都与表面张力有密切的关系。

在试验室内量测水位或压强时，常用测压管，当管径较小时，就会看到图 1-6 所示的毛细管现象。

毛细管现象可定性地说如下：当玻璃管内液体为水银时，玻璃与水银分子之间的相互吸引力（附着力）小于水银分子之间的相互吸引力（内聚力），致使玻璃管内液面受力收缩而下降，并呈凸形弯曲面。当玻璃管内为水时，玻璃与水分子间的附着力大于水分子之间的内聚力，故使液面受力因而管中液面上升，呈凹形的弯曲面。至于空气与水或水银分子间的附着力则很小，故可以忽略不计。玻璃管内水银及水的上升或下降的高度，可按下列公式计算：

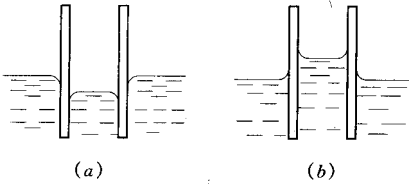


图 1-6 毛细管现象
(a) 水银；(b) 水

当温度为 20℃ 时，对水而言，则

$$h = \frac{28}{d} \text{ (mm)}$$

对水银而言，则

$$h = \frac{10.15}{d} \text{ (mm)}$$

作用在液体表面上的分子力对液体内部产生一种压强，按照拉普拉斯公式，该压强大小为

$$p = \sigma \left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} \right) \tag{1-17}$$

式中： γ_1 及 γ_2 是受力曲面的两个互相垂直的主曲率半径。

三、作用于流体上的力

流体无论处于运动状态，还是平衡状态，都受到各种力的作用，这些力如按其物理性质的不同，可以分为惯性力、重力、粘滞力、弹性力以及表面张力等。但按其表现的形式则可分为质量力和表面力两类。

质量力是作用于流体的每一个流体质点上，并与受作用的流体的质量成比例，在均质