

工程流体力学

钱汝鼎 主编

北京航空航天大学出版社

内 容 介 绍

本书系统地讲述流体运动的规律,着重阐明基本概念、基本理论和处理问题的方法,适当地结合专业实际,并介绍目前液压技术中常遇到的管路系统特性问题。内容力求深入浅出,适合读者自学,每章后附有习题,以便读者巩固基本概念和运用基本方程解决一些实际问题。

全书共分十二章,内容包括前言、流体及其主要物理性质、流体静力学、流体运动学基础、流体动力学基础、流体的两种流态相似理论及因次分析、粘性流体的绕流运动、流体在管内稳定流动的能量损失、管路计算、孔口出流、缝隙流动、管路中的非稳定流动和气体动力学基础。

本书可作为高等院校工业自动化和机械类的液压传动与控制专业的教材,亦可供有关工程技术人员参考。

工 程 流 体 力 学

GONGCHENG LIUTI LIXUE

主 编 钱 汝 鼎

责任编辑 曾昭奇

北京航空航天大学出版社出版

新华书店总店科技发行所发行 各地新华书店经销

北京航空航天大学印刷厂印装

787×1092 1/16 印张: 21.5 字数: 550千字

1989年8月第一版 1989年8月第一次印刷 印数: 3500册

ISBN 7-81012-115-4/TB·024 定价: 4.25元

前 言

流体力学是运用力学中的基本规律,研究流体平衡及运动规律的一门学科。工程流体力学是主要研究不可压缩流体的平衡及运动规律(这与通常的水力学在内容上基本相同),同时也对可压缩流体的运动规律加以讨论,并将这些规律应用于工程实际的一门学科。

流体力学成为一门完整的学科,是经历了一个漫长的历史过程。人类最早对流体的认识是从供水、灌溉、航行等方面开始的。远在两、三千年以前,人们在同自然界的天然力量作斗争中已经开始建造了水利工程和最简单的水利机械。例如我国古代相传大禹治水的故事,战国时代(公元前250年)李冰父子在四川兴建了著名的都江堰水利工程,以及古代还发明了一些用水力为动力的简单机械,用来碾米磨面等等。

流体力学领域中,最早的一部科学著作是公元前250年由阿基米德所著的《论浮体》,在这篇著作中,他精确的给出了著名的“阿基米德原理”,从而奠定了物体平衡和沉浮的理论基础。随后在一个较长的时间内,流体力学几乎没有什么显著进展,直到16、17世纪,在欧洲开始了资本主义生产的萌芽,这种新的生产力大大促进了流体力学的发展,到17世纪末已有许多成就,如1643年托里拆里导出了液体的孔口出流公式,1650年巴斯卡得到了有名的巴斯卡原理,1686年牛顿提出了内摩擦定律。但当时这些成就还不足以使流体力学发展成为独立的学科体系。

到了18世纪,流体力学的理论研究工作取得了很大成就,欧拉、伯努利和拉格朗日先后导出了连续方程式、理想流体的运动微分方程式及伯努利方程式,为流体力学奠定了可靠的理论基础,这时才使得流体力学逐渐形成一门完整的学科体系。

19世纪,纳维和斯托克斯提出了实际流体运动的微分方程式,但它只能解决比较简单的流体运动问题,而对复杂的流体运动,却遇到了难以克服的数学问题。这样,便使工程人员无法运用理论研究的方法去解决工程上提出的迫切需要解决的问题,而只有依靠实验研究。单纯地根据实验资料,脱离理论研究的结果,逐渐使流体力学形成了一门实验水力学和数据的科学,直到20世纪初期,由于相似原理的发展,才结束了这种理论和实验脱离的局面。

从流体力学的发展过程可看出,它的产生和发展,始终是紧密地与社会生产实践相联系的。在现代科学技术高度发展的情况下,尤其是电子计算机的出现,计算技术被引入流体力学领域,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,计算流体力学已成为研究流体力学的重要方法。近年来,流体力学与其他学科相互渗透,形成了许多边缘学科。例如生物流体力学、地球流体力学、化学流体力学、液压流体力学、电磁流体力学、高温气体力学、爆炸力学、非牛顿流体力学、两相流体力学、流变学等等。这些新型学科的出现和发展,使流体力学这一古老学科更富有活力。

本书是根据液压传动与控制专业对流体力学知识的要求而编写的。它主要研究流体力学的基本理论,同时讨论流体动力控制中某些流体运动规律问题,并考虑专业拓宽的需要,在1980年编写的《工程流体力学》教材的基础上,内容有适当的补充。本书力求注重理论基础的系统性和完整性,又结合专业的实际需要,并反映一些当前科学发展水平。在某些章节中

还编写一部份教学大纲要求以外的内容，以带*号表示，供读者进一步学习时参考。每章后附有一定数量的习题，以帮助读者巩固基本概念和运用基本方程解决一些实际问题。

本书由北京航空航天大学 and 西北工业大学液压传动与控制教研室钱汝鼎和李立同志编写。书中第一、二、四、十、十二章由钱汝鼎编写，第三、五、六、七、八、九、十一章由李立编写，全书由钱汝鼎主编，由北京理工大学赵光强副教授审阅。编者向在本书编写过程中曾给予帮助的同志表示致谢。

由于编者水平有限，书中内容难免存在缺点和错误，恳切希望批评指教。

编 者

1988年9月

目 录

前 言

第一章 流体及其主要物理性质

第一节 流体的概念	(1)
第二节 流体的主要物理性质	(2)

第二章 流体静力学

第一节 作用在流体上的力	(20)
第二节 流体静压强及其特性	(21)
第三节 流体静力学平衡微分方程式	(22)
第四节 重力场中流体的平衡	(25)
第五节 静压强传递原理(巴斯卡原理)及压强测量	(28)
第六节 流体的相对平衡	(33)
第七节 静止流体对固体壁面的总压力	(37)

第三章 流体运动学基础

第一节 流体运动的描述	(55)
第二节 流体微团运动的分析	(66)
第三节 连续性方程式	(70)
*第四节 平面流动、流函数及其性质	(75)
*第五节 有势流动(势流)及速度势函数(势函数)	(78)
*第六节 不可压缩理想流体平面无旋流动势函数与流函数的关系	(80)
*第七节 几种简单的平面有势流动	(82)
*第八节 几种简单平面无旋运动迭加	(84)

第四章 流体动力学基础

第一节 理想流体的运动微分方程式	(90)
第二节 理想流体的伯努利方程式	(92)
第三节 实际流体的运动微分方程式	(98)
第四节 实际不可压缩流体的伯努利方程	(104)
第五节 伯努利方程的应用	(111)
第六节 动量方程式和动量矩方程式	(116)

第五章 流体的两种流态、相似理论及因次分析

第一节 流体的两种流动状态	(133)
第二节 流体的力学相似条件	(136)
第三节 相似准则	(138)
第四节 相似理论的应用	(142)
第五节 因次分析(量纲分析)	(144)
第六节 相似理论与因次分析的比较	(152)

*第六章 粘性流体的绕流运动

第一节 附面层的基本概念	(154)
第二节 附面层的微分方程式和积分方程式	(157)
第三节 平板层流附面层的近似计算	(162)
第四节 平板紊流附面层的近似计算	(164)
第五节 曲面附面层的分离现象	(166)
第六节 物体的阻力、阻力系数	(168)

第七章 流体在管内稳定流动的能量损失

第一节 流体在圆管内的稳定层流运动	(172)
第二节 流体在圆管中的紊流运动	(177)
第三节 管路局部阻力特性	(187)

第八章 管路计算

第一节 概述	(198)
第二节 能量损失迭加原则和流量模数	(199)
第三节 串联管路的计算	(200)
第四节 并联管路的计算	(202)
第五节 分支管路和管网的计算	(206)
第六节 数字计算机在管路计算中的应用	(208)

第九章 孔口出流

第一节 薄壁小孔稳定出流	(216)
第二节 管嘴 阻尼孔出流	(222)
第三节 节流气穴	(226)
第四节 小孔非稳定流动	(227)
第五节 可变节流孔出流	(230)
第六节 喷射流动的概念	(234)

第十章 縫隙流动

第一节 平板间的縫隙流动.....	(241)
第二节 圆环间的縫隙流动.....	(249)
第三节 平行圆盘间径向的縫隙流动.....	(258)
第四节 二元縫隙流动.....	(263)
第五节 油液粘度变化对縫隙流动的影响.....	(266)
第六节 液压支承的基本概念.....	(267)

第十一章 管路中的非稳定流动

第一节 概述.....	(279)
第二节 管路中非稳定流动的基本方程.....	(280)
第三节 有压管路中的水击现象.....	(282)
*第四节 流体在管路中的传输方程.....	(290)
*第五节 管路的传递函数及频率特性.....	(294)

第十二章 气体动力学基础

第一节 微弱扰动波的传播及其波速.....	(298)
第二节 气体一元稳定流动基本方程.....	(301)
第三节 气流参数与通道面积的关系.....	(307)
第四节 激波.....	(308)
第五节 气体沿喷管的等熵出流.....	(314)
第六节 气体在等截面管道中的流动.....	(321)

主要参考文献.....	(334)
-------------	-------

第一章 流体及其主要物理性质

流体处在平衡及运动时的各种不同状态和规律，除了它与外界条件（外力作用及边界条件）有关外，还与其自身的物理性质有关。因此，在研究流体平衡及运动规律之前，必须首先了解流体的各种特性。本章将介绍有关流体的概念和流体的几种主要物理性质以及影响这些性质的因素。

第一节 流体的概念

流体和固体相比，它们在受外力作用后产生变形的情况是不同的。对于固体，在静止时它既可承受法向应力又可承受切向应力。固体受外力作用后一般仅产生一定程度的变形，当达到平衡状态时，只要外力保持不变，固体的变形也不再变化。因此，固体具有确定的体积和几何形状。但流体却不同，流体在一定条件下能承受很大的压应力，然而几乎不能承受拉应力，同时抵抗切应力的能力极弱，任何微小的剪切力，只要持续施加，都能使流体发生连续变形。流体的这种性质称为易流动性。因此，流体的易流动性使其本身不能保持确定的几何形状，只能取决于所在容器的形状。

流体包括液体和气体，它们都具有上述特性，但液体和气体也还有各自的性质。对气体而言，由于它的分子之间距离较液体大，分子间相互作用力极其微弱，气体分子除跟容器壁和自身相互碰撞外，可以自由运动。所以气体既无一定的自由表面，也无一定的体积，总是要充满盛装它的整个容器。当气体受到外力作用或温度变化时，分子间的距离很容易改变，其体积能发生很大变化，表现出可压缩和可膨胀性，通常把气体称为可压缩流体。而对液体来说，它的分子排列比气体要紧密得多，分子间的相互作用力也比气体强得多，液体分子不能象气体分子那样自由运动，因此液体有确定的体积，并能在容器内形成一定的自由表面。当液体受到外力作用或温度变化时，分子间的距离不容易改变，其体积变化是很微小的，故通常把液体称为不可压缩流体。

从物理学的观点来看，流体与其它物体一样，都是由分子组成，而每个分子作不规则的热运动，相互间不断地碰撞交换能量和动量，而且分子间是有一定间隙的，因此从微观上来看，流体是不连续的。

但是，流体力学所研究的并不是流体个别分子的微观运动，而是研究由大量分子组成的流体在外力作用下而引起的宏观运动规律。流体的宏观物理量（如压强、速度和密度等），都是大量分子运动的平均效果，而且这些宏观物理量，都是可以从实验中直接观测得到。

为了以宏观流体模型来代替微观的有间隙的分子结构，1753年欧拉首先提出了“连续介质”作为宏观流体模型。这个“连续介质”模型就是不考虑流体的微观分子结构，而是把流体视为由无穷多个流体质点稠密而无间隙所组成的连续介质，它充满了流体所占据的空间。所谓流体质点是表示一个流体的分子微团，在宏观上微团的尺度和所研究问题的尺度相比要充分的小，小到以致在数学上可以当作一个点来处理。而微观上微团的尺度和分子运动尺度

相比又要足够地大，以致于分子微团内包含有大量分子，因而可对分子运动作统计平均以得到表征宏观现象的物理量。

连续介质和流体质点都是一种理论模型。由于分子的间距较之分子本身的尺度虽然较大，但与一般宏观尺度相比是微不足道的，因此这种忽略分子间距的“连续介质”模型是可行的。而对于流体质点这种宏观上要小、微观上要大的尺度要求，也是可以实现的。例如，在标准状态下， 1 mm^3 的气体体积中含有 2.7×10^{16} 个分子， 1 mm^3 的液体体积中含有 3×10^{21} 个分子。那么在宏观上非常小的体积，如 10^{-9} mm^3 的体积中，对气体来说，其中还含有 2.7×10^7 个分子，对液体则含有 3×10^{12} 个分子，从微观上看这是足够大的。

流体既被看成是充满了空间各点的连续介质，这样，反映流体宏观运动的各运动参数（压强、速度、密度等）就都是空间坐标和时间的连续函数，使我们有可能采用连续函数这一数学工具来表示流体处于平衡或运动状态下的各参数，并研究这些物理参数之间的数量关系，进而得出流体平衡和运动的规律。

对于稀薄气体，由于分子间距很大，连续介质模型不能适用。

第二节 流体的主要物理性质

一、流体的密度、重度、比重和比容

流体和其它物质一样具有质量和重量。

单位体积流体所具有的质量称为流体的密度，用符号 ρ 表示。

在流体中，若各点处的密度均相同，则该流体称为均质流体，均质流体的密度为

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

式中 ρ ——流体的密度 (kg/m^3)；

M ——流体的质量 (kg)；

V ——流体的体积 (m^3)。

对非均质流体，各点处的密度不同，式(1-1)只能表示流体的平均密度。若要表示非均质流体中某一点处的密度，可在该点周围取一微小体积 ΔV ，其质量为 ΔM ，取其比值的极限，则该点处的密度 ρ 应表示为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V} = \frac{dM}{dV} \quad (1-2)$$

式中 dV ——非均质流体中某一点处所取的微元体体积；

dM ——该微元体体积所含有的质量。

一般说来，当流体的温度及压强改变时，其体积会发生变化，所以流体的密度是随温度 T 和压强 p 而变化，即 $\rho = \rho(p, T)$ 。又因压强和温度是空间点坐标和时间的函数，因此，密度也是空间点坐标和时间的函数，即 $\rho = \rho(x, y, z, t)$ 。由此可见，密度的全微分为

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial t} dt + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz \quad (1-3)$$

流体的比容是指单位质量流体所占有的体积，用符号 ν 表示，则比容 ν 为

$$\mathbf{v} = \frac{V}{M} \quad (1-4)$$

式中 $\mathbf{v}$ ——流体的比容 (m^3/kg) ;

V ——流体的体积 (m^3) ;

M ——流体的质量 (kg) 。

由式 (1-1) 和式 (1-4) 可知, 比容 $\mathbf{v}$ 与密度 ρ 是互为倒数, 即

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \quad (1-5)$$

单位体积的流体所具有的重量, 即作用在单位体积流体上的重力称为流体的重度, 用符号 γ 表示。均质流体的重度为

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1-6)$$

式中 γ ——流体的重度 (N/m^3) ;

G ——流体的重量 (N) ;

V ——流体的体积 (m^3) 。

对非均质流体, 某点处的重度应为

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{dG}{dV} \quad (1-7)$$

式中 dV ——非均质流体中某点处所取的微元体体积;

dG ——该微元体积所含有的重量。

由于重量 G 等于质量 M 与重力加速度 g 的乘积, 所以重度与密度有如下关系, 即

$$\gamma = \rho g \quad (1-8)$$

比重是指物质的重量与标准大气压下、温度为 4°C 的同体积纯水的重量之比, 用符号 S_B 表示, 即

$$S_B = \frac{\gamma V}{\gamma_{\text{水}} V} = \frac{\gamma}{\gamma_{\text{水}}} = \frac{\rho}{\rho_{\text{水}}} \quad (1-9)$$

比重 S_B 是无量纲的量。

与密度一样, 流体的比容和重度都是随压强和温度而变化的, 不过液体的密度、重度随压强和温度的变化很小, 一般情况下可以忽略不计。因此, 常将水或油等液体的密度、重度视为常数。但当压强和温度变化较大或在精密测量时, 就不能不考虑压强、温度的变化对液体密度和重度的影响。

表 1-1 列出了在标准大气压下水、空气的密度随温度而变化的数值。

表 1-2 列出了在标准大气压下几种常用流体的密度、重度和比重数值。

表1-1 在标准大气压下水、空气的密度随温度变化的数值

温度 (°C)	水的密度 (kg/m ³)	空气的密度 (kg/m ³)
0	999.87	1.293
4	1000.00	
5	999.99	1.273
10	999.73	1.248
15	999.13	1.226
20	998.00	1.205
25	997.00	1.185
30	996.00	1.165
40	992.24	1.128
50	988.00	1.093
60	983.24	1.060
70	978.00	1.029
80	972.00	1.000
90	962.00	0.973
100	958.00	0.946

表1-2 常用流体的密度、重度和比重

流体名称	温度 (°C)	密度 (kg/m ³)	重度 (N/m ³)	比重
蒸馏水	4	1000	9806	1
海水	20	1025	10055	1.025
航空汽油	15	650	6374	0.65
普通汽油	15	700~750	6864~7354	0.70~0.75
润滑油	15	890~920	8727~9030	0.89~0.92
石油	15	880~890	8630~8727	0.88~0.89
矿物油系液压油	15	860~900	8430~8830	0.86~0.90
10号航空液压油	0~20	833.85	8177	0.833
酒精	15	790~800	7746~7844	0.79~0.80
甘油	0	1260	12356	1.26
水银	0	13595	133313	13.6
空气	20	1.205	11.82	0.001205
水蒸汽		0.804	7.88	0.000804
氧气	0	1.429	14.02	0.001429
氮气	0	1.251	12.28	0.001251
氢气	0	0.0899	0.881	0.0000899
二氧化碳	0	1.976	19.40	

二、流体的压缩性和膨胀性

流体的体积随压强和温度的变化总会或多或少的发生一些变化。我们把流体受压强作用使其体积减小的性质称为流体的压缩性。压缩性的大小用体积压缩系数 β_p 表示, 其定义如下: 在流体温度不变时, 流体增加一个单位压强, 其体积所发生的相对变化量叫体积压缩系

数，即

$$\beta_p = - \frac{dV}{V} \frac{1}{dp} \quad (1-10a)$$

式中 dp ——流体增加的压强微量；

$\frac{dV}{V}$ —— dp 压强作用下流体体积发生的相对变化量。

β_p 的单位为 m^2/N 。由于压强增大时（即 dp 为正），体积必然减小（即 dV 为负），比值 dV/dp 永远为负，所以在公式的右边加上负号，以保持 β_p 永远为正。

流体被压缩时其质量并不改变，即 $dM = \rho dV + V d\rho = 0$ ，因而 $\frac{dV}{V} = - \frac{d\rho}{\rho}$ ，所以体积压缩系数又可写为

$$\beta_p = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-10b)$$

通常用流体的体积弹性系数，即体积压缩系数的倒数来描述流体的弹性，它表示流体受压时，抗拒压缩的能力，所以弹性系数愈大，压缩性愈小。体积弹性系数用符号 E_v 表示，即

$$E_v = \frac{1}{\beta_p} = - \frac{V dp}{dV} \quad (N/m^2) \quad (1-11)$$

液体的体积压缩系数很小，即体积弹性系数很大，例如在常温下，当压强为 $98 \times 10^3 \sim 49 \times 10^6$ 帕斯卡（Pa）范围内，水的平均体积弹性系数 $E_v \approx 2.1 \times 10^9$ Pa，一般石油基液压油的平均体积弹性系数 E_v 则在 $(1.4 \sim 1.7) \times 10^9$ Pa范围内，10号航空液压油的体积弹性系数 $E_v = 1.275 \times 10^9$ Pa。

流体的体积弹性系数或体积压缩系数都是随压强和温度而变化的，表1-3给出了水的体积弹性系数随压强和温度而变化的数值。

表1-3 水的体积弹性系数 E_v 值（GPa）

压力 p (Pa)	49×10^4	98×10^4	196×10^4	392×10^4	784×10^4
温度 ($^{\circ}C$)					
0	1.8522	1.8620	1.8816	1.9110	1.9404
5	1.8914	1.9110	1.9306	1.9698	2.0286
10	1.9110	1.9306	1.9698	2.0090	2.0776
15	1.9306	1.9600	1.9894	2.0482	2.1266
20	1.9404	1.9796	2.0188	2.0776	2.1727

液体体积随温度升高而增大的性质称为膨胀性。膨胀性的大小用体积膨胀系数 β_t 表示，其定义如下：当压强保持一定，流体每增加一单位温度，其体积的相对变化量，即

$$\beta_t = \frac{dV}{V dT} \quad (1-12)$$

式中 dT ——流体温度增加的微量（ $^{\circ}C$ 或 K ）；

$\frac{dV}{V}$ ——温度变化 dT 时引起的流体体积相对变化量；

β_t ——体积膨胀系数 ($1/^\circ\text{C}$ 或 $1/\text{K}$)。

流体的体积膨胀系数也随压强和温度而变化。表 1-4 给出水的体积膨胀系数随压强和温度而变化的数值。

表 1-4 水的体积膨胀系数 β_t 值 ($1/^\circ\text{C}$)

温度 t ($^\circ\text{C}$) 压力 p (Pa)	4~10	10~20	40~50	60~70	90~100
9.8×10^4	14×10^{-6}	150×10^{-6}	422×10^{-6}	556×10^{-6}	719×10^{-6}
980×10^4	43×10^{-6}	165×10^{-6}	422×10^{-6}	548×10^{-6}	704×10^{-6}
1960×10^4	72×10^{-6}	183×10^{-6}	426×10^{-6}	539×10^{-6}	—
4900×10^4	149×10^{-6}	236×10^{-6}	429×10^{-6}	523×10^{-6}	661×10^{-6}
8820×10^4	229×10^{-6}	289×10^{-6}	437×10^{-6}	514×10^{-6}	621×10^{-6}

从表 1-3 和表 1-4 可以看出水的体积弹性系数很大，而体积膨胀系数很小，其它液体也类似。因此，工程中一般不考虑液体的压缩性和膨胀性。

对于气体来说，压强和温度的改变对气体密度和体积的变化影响很大，它们之间的关系可以用气体状态方程描述。对于完全气体可导出等温过程和等熵过程的气体体积弹性系数分别为

$$\begin{aligned} E_{,T} &= p \\ E_{,s} &= kp \end{aligned} \quad (1-13)$$

式中 k ——绝热指数；

p ——绝对压强。

同样可以导出完全气体在等压过程的体积膨胀系数为

$$\beta_t = \frac{1}{T} \quad (1-14)$$

式中 T ——绝对温度 (K)。

实际上液体中常常混有不溶解的气体，此时其体积弹性系数会明显降低，并可按下述方法来计算。

设在体积为 V_m 的混有气体的油液中，气体的体积为 V_g ，则纯油液的体积为 $V_l (=V_m - V_g)$ ，当压强增加微量 dp 时，混有气体的油液体积若减小 dV_m ，它可以被看作由气体体积的减小 dV_g 和纯油液体积的减小 dV_l 以及盛装油液的容器受压后变形（膨胀） dV_r 的总和，即

$$-dV_m = -dV_g - dV_l + dV_r$$

根据体积压缩系数定义，有

$$\beta_{,e} = -\frac{dV_m}{V_m dp} = -\frac{dV_g}{V_m dp} - \frac{dV_l}{V_m dp} + \frac{dV_r}{V_m dp}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{V_g}{V_m} \left(-\frac{dV_g}{V_g dp} \right) + \frac{V_l}{V_m} \left(-\frac{dV_l}{V_l dp} \right) + \frac{dV_r}{V_m dp} \\
&= \frac{V_g}{V_m} \beta_g + \frac{V_m - V_g}{V_m} \beta_p + \frac{dV_r}{V_m dp} \\
&= \beta_p + \frac{V_g}{V_m} (\beta_g - \beta_p) + \frac{dV_r}{V_m dp}
\end{aligned} \tag{1-15}$$

根据材料力学可知，当只考虑容器横截面的变形而忽略长度方向的变形时，有

$$\frac{dV_r}{V_m} = 2\varepsilon = \frac{2\sigma}{E}, \quad \sigma = \frac{Rdp}{e}$$

所以

$$\frac{dV_r}{V_m dp} = \frac{D}{Ee}$$

最后得混有气体后的油液体积弹性系数 E_{ym} 为

$$\frac{1}{E_{ym}} = \frac{1}{E_y} + \frac{V_g}{V_m} \left(\frac{1}{E_g} - \frac{1}{E_y} \right) + \frac{D}{Ee} \tag{1-16}$$

由于式(1-15)或式(1-16)中是考虑了纯油液的压缩变形和混有气体的压缩变形以及容器的膨胀变形所得的压缩系数或弹性系数，故将其称为表观体积压缩系数或表观体积弹性系数。表1-5给出了10号航空液压油的表观体积弹性系数的实验值。

表1-5 10号航空液压油的体积弹性系数 (GPa)

压力 p (Pa)	490×10^4	980×10^4	1470×10^4	1960×10^4	2450×10^4
温度 t (°C)					
20	1.2348	1.3720	1.4553	1.4994	1.5386
50	0.4606	0.6640	0.7742	0.8720	0.9408
80	0.3626	0.5194	0.6223	0.6958	0.7458

三、流体的粘性

在自然界中，一切流体都具有一定粘性。不同的流体其粘性是不相同的，所谓粘性是指当流体流动时，在流体内部显示出的内摩擦力性质，或者说是流体运动时，抵抗剪切变形的特性。粘性是流体本身固有的一个重要物理特性，它对流体运动影响很大。为了说明流体粘性的物理本质，可观察以下实验。

有一股流动速度均匀的流体，以有限速度 u_∞ 流过一块与流速 u_∞ 相平行的静止薄平板，测量平板某法线 on 上各点的流体速度，结果是贴紧平板表面的一层流体速度为零，沿平板的外法线方向，流体速度由零逐渐增加，直到离平板很远的地方，才接近原来均匀的流体速度 u_∞ ，如图1-1所示。

造成这种速度分布的原因，可从流体分子间相互作用力来解释。平板表面上那一层流体，由于流体分子与平板表面之间有附着力作用，使流体完全紧贴在平板表面上，所以速度为零。稍往外一层运动的流体，受到紧贴板面上的流体的摩擦力作用，使流体速度大大降低了，这一层流体又影响到更外一层，但流体速度降低得少一些。这样一层一层地影响下去，

结果形成如图 1-1 所示的速度分布情况。

由上述实验结果可看出：流动较慢的流体层可阻滞流动较快的流体层；反之，流动较快的流体层又带动流动较慢的流体层。这样，当流动快的流体层在流动慢的流体层上滑过时，不同速度的流体层间产生类似固体间的摩擦力，由于发生在流体层之间，故将这种摩擦力叫内摩擦力。因此，流体的粘性大就表示流体流动时产生的内摩擦力大，阻滞流体变形的能力强。

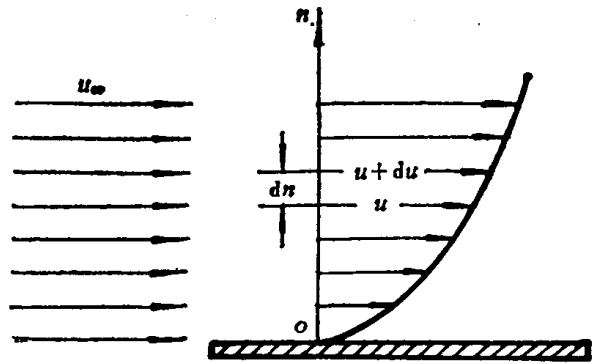


图 1-1

实验还表明：流体层之间的内摩擦力 F 与流体流动速度沿法向的变化率（即速度梯度） $\frac{du}{dn}$ 成正比、与接触面积 S 成正比、与流体的粘性性质有关，而与流体内的压强无关。它的数学表达式为

$$F = \pm \mu S \frac{du}{dn} \quad (1-17)$$

式中 μ 为表征流体粘性性质的比例常数，称动力粘性系数或称动力粘度。

这个关系式叫做流体的内摩擦定律或叫做牛顿粘性定律。关于式中“ $\pm$ ”号的取舍问题，应保持内摩擦力 F 为正值，即当流体的速度梯度为正时取“ $+$ ”号；速度梯度为负时取“ $-$ ”号，其结果总保证内摩擦力为正值。

当流体层相对运动时，流层间在单位面积上所产生的内摩擦力叫做内摩擦应力，用 τ 表示，则牛顿粘性定律又可写成如下形式，即

$$\tau = \frac{F}{S} = \pm \mu \frac{du}{dn} \quad (1-18)$$

由式 (1-18) 可看出，对于同样的流体，速度梯度大的流动，其内摩擦应力就大，速度梯度小的流动，其内摩擦应力就小。若速度梯度为零，即流体层之间无相对运动或处于静止时，内摩擦应力为零，这只能说明流体的粘性作用没有表现出来。这一点与固体之间的摩擦力情况不同，对于相互接触的两个固体，如果它们受外力作用，有作相对运动的趋势，但它们仍还处于静止状态，则两固体接触面之间是存在摩擦力的。

速度梯度的大小表示流速在其法线方向上变化率的大小，也表示流体质点角变形速度的大小。这可证明如下：在运动流体中取一正方形的微元平面 $ABCD$ ，如图 1-2 所示。 AB 层的速度为 u ， DC 层的速度为 $u + du$ ，两层间的垂直距离为 dn ，经过 dt 时间后， A 、 B 、 C 、 D 各点分别运动到 A' 、 B' 、 C' 、 D' 点，由图 1-2 得

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

因此

$$du = \frac{ED'}{dt}$$

由此得速度梯度

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

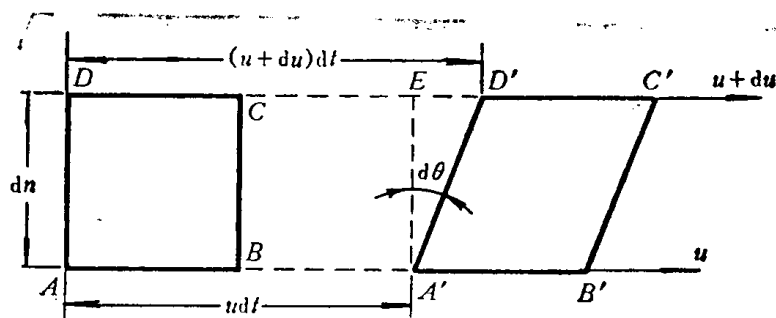


图 1-2

符合牛顿粘性定律的流体称为牛顿流体。一般说气体和分子结构简单的液体，如空气、水及各种油类等均属于牛顿流体。凡是不符合牛顿粘性定律的流体称为非牛顿流体，如有机胶体、油漆、高分子溶液、血液等都是非牛顿流体。牛顿流体的内摩擦应力 τ 和速度梯度 $\frac{du}{dn}$ 呈线性关系，而非牛顿流体不是线性关系，图 1-3 表示牛顿流体和非牛顿流体所服从的规律。本书内容只限于研究牛顿流体，非牛顿流体则属于流变学的研究内容。

流体的粘性通常有下面三种表示

方法：

1. 动力粘度

动力粘度（又叫动力粘性系数）以 μ 表示。它直接表示了流体内摩擦力的大小。其意义为：两相邻流体层以单位速度梯度流动时，在单位接触面积上所产生的内摩擦力的大小。动力粘度的单位为 $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ，或 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ ，在 C·G·S 制中其单位为泊（P）（即 $\text{dyn}\cdot\text{s}/\text{cm}^2$ ），泊的百分之一为厘泊（cP）。P 与 $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ 的换算关系如下：

$$1\text{P} = 100\text{cP} = 10^{-1}\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2 \quad (1-19)$$

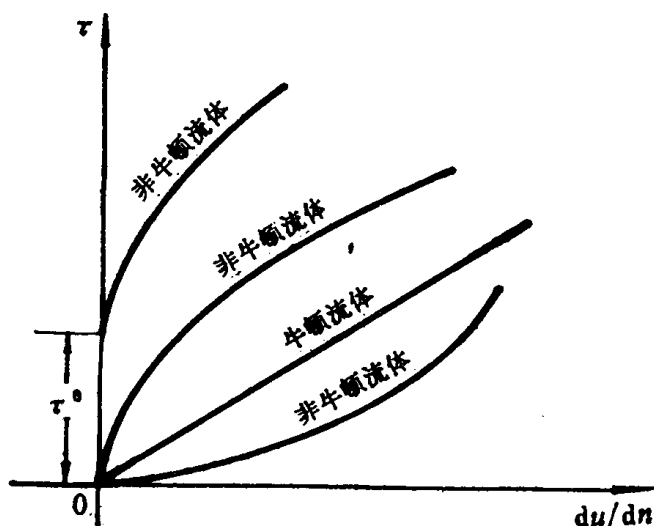


图 1-3

2. 运动粘度

动力粘度 μ 与密度 ρ 之比值称为运动粘度，又叫动运粘性系数，以 ν 表示，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-20)$$

运动粘度的单位是 m^2/s ，在 C·G·S 制中是 cm^2/s ，叫做斯（St），斯的百分之一为厘斯（cSt）。

3. 相对粘度

相对粘度是在规定条件下，用特定的粘度计测出被测液体相对于水的粘度。根据测定条件不同，各国采用的相对粘度单位也各不相同，在美国采用赛氏粘度代号为 S·S·U，英国用

雷氏粘度代号为 R ，我国及德国、苏联用恩氏粘度代号为 E 。

恩氏粘度用恩氏粘度计（如图 1-4 所示）来测定，其测定方法为：将 220mL 被测液体装入恩氏粘度计容器中，在某一确定温度下，测其通过容器底部小孔（直径为 2.8mm）流出 200mL 的被测液体所需时间 t_1 ，再将同体积的蒸馏水装入同一容器里，测出其在温度 20°C 下流出 200mL 蒸馏水所需时间 t_2 （一般为 50~52 s），时间 t_1 与 t_2 之比值，便是被测液体在某一确定温度下的恩氏粘度，以符号 $^{\circ}E_t$ 表示，即

$$^{\circ}E_t = \frac{t_1}{t_2} \quad (1-21)$$

利用下面的经验公式，可将被测液体的恩氏粘度换算成运动粘度，即

$$\nu_t = 0.0731^{\circ}E_t - \frac{0.0631}{^{\circ}E_t} \quad (\text{St}) \quad (1-22)$$

必须指出，恩氏粘度只能用来测定比水粘度大的液体。

流体的粘度与温度的关系：

温度对流体的粘度影响较大。对液体来说，其粘度是随温度升高而降低的，但对于气体则相反，随温度升高其粘度增大。这是因为液体的粘性是由于分子之间的内聚力造成的，这种内聚力随温度升高而减小，所以粘度降低；而气体分子间距离大，内聚力极微小，气体的粘性主要是由于气体分子的热运动，分子间相互碰撞引起动量交换而造成的，当温度升高时，气体分子热运动加剧，相邻气体层分子之间的动量交换增加，所以气体的粘度随温度升高而增大。图 1-5 为水与空气的粘度-温度曲线。

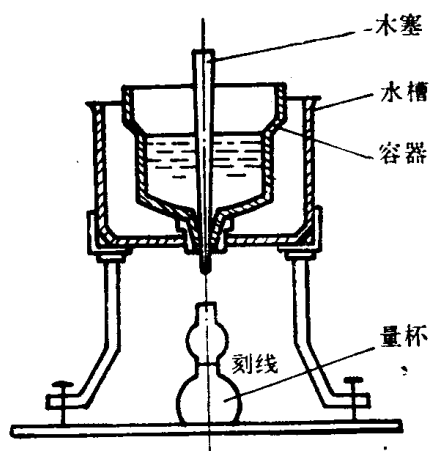


图 1-4

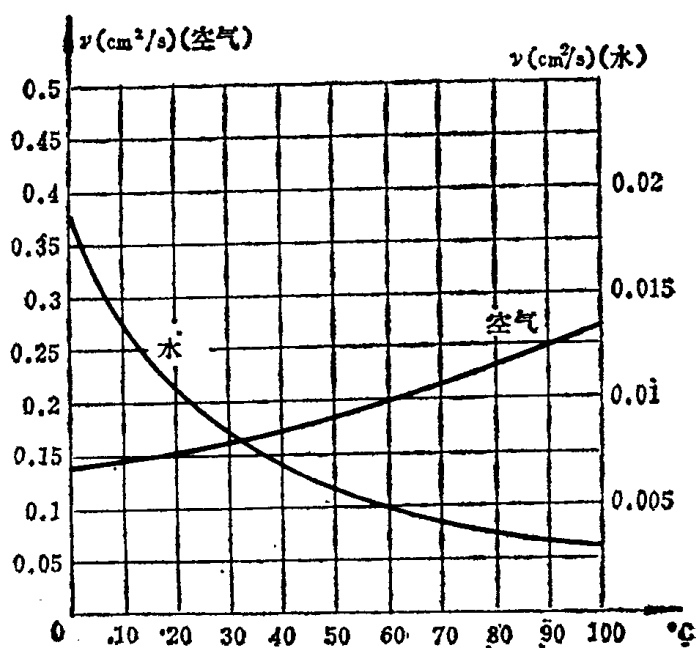


图 1-5

液体粘度与温度的关系可用下述经验公式表示，即

$$\mu_t = \mu_0 \left(\frac{t_0 - t}{t_0} \right)^k \quad (1-23)$$

式中 μ_0 —— 在一个大气压强下，某一标准温度 t_0 时，液体的动力粘度；