

工程流体力学基础

南京航空学院翻印

一九九二年十一月

绪 论

一、工程流体力学的定义及研究对象

流体力学是力学的一门分支。在研究物体平衡及运动规律的力学科学中,由于研究对象的不同而有许多分支。以受力后不变形的绝对刚体为研究对象的分支是理论力学。以受力后产生微小变形的固体为研究对象的分支是固体力学。流体力学则是以受力后产生大变形的流体为研究对象的。流体包括液体和气体两大类,因而流体力学亦包括两大部分:液体力学(俗称之为水力学)和气体力学。所以流体力学就是一门研究流体的平衡、运动以及与固体相互作用的力学规律的应用科学。

理论流体力学在研究问题时往往是从严格的数学推理出发,追求理论上的严密性和精确性,因而考虑的因素繁多,得出的数学表达式极为复杂、繁锁。加之实际的流体运动规律相当复杂,有时很难用数学方法表达和解决。

工程流体力学在研究问题时是从简化的工程观点出发,着眼于解决实际问题。它利用理论流体力学的基本理论,同时又广泛采用实验数据和经验公式,并强调分清事物的主要矛盾和次要矛盾,以忽略某些次要因素。这样,不仅可绕过某些不可克服的数学难关,简化数学分析以得到实用的数学表达式,而且可近似满足工程计算的精度要求。因此可以说工程流体力学具有理论联系实际的显著特点。

二、工程流体力学的研究方法

流体力学是一门古老的学科。远在古代,人们在与洪水搏斗、开河修渠、引水灌溉、水能利用等等与大自然的斗争过程中,逐渐发现了流体运动的规律,并能运用这些规律去改造自然。例如公元前250年李冰父子在四川主持兴修了都江堰水利工程和公元前214年史禄在广西兴修了灵渠,这些都是辉煌的水利工程。一些地方还发明了用来舂米磨面的简单水力机械。但那时的流体力学仅是一门纯经验的学科,尚未形成完整的理论体系。只有公元前250年阿基米德所著的《论浮体》给出了著名的“阿基米德原理”,奠定了物体沉浮的理论基础。

随后在一段较长的时间内,流体力学没有什么显著进展。直到十六、十七世纪,由于欧洲出现了资本主义生产方式,社会生产力的大发展推动了流体力学的发展。在十七世纪中、下叶出现了托里拆里(Torricelli)导出的液体孔口出流公式,帕斯卡(Pascal)提出了压强传递原理和牛顿(Newton)提出了内摩擦定律。但这些成就还不足以使流体力学发展成独立的科学体系。十八、十九世纪欧洲完成了“产业革命”,社会生产力得到极大的发展,科学技术也长足进步。流体力学的理论研究工作也取得了很大成就,欧拉(Euler)、拉格朗日(Lagrange)和伯努利(Bernoulli)先后导出了连续方程式,理想流体的运动微分方程和伯努利方程,为流体力学奠定了可靠的理论基础。

欧拉运动微分方程的一个重要缺陷是忽略了流体的粘性,使理论计算结果与实际有较大出入。1822年,纳维尔(Navier)提出了欧拉运动微分方程的修正形式。到1845年,斯托

克斯 (G.G.Stokes) 用关于粘度的宏观假说重新推导了纳维尔方程, 并推广到可压缩流中去, 得到了沿用至今的有名的纳维尔—斯托克斯方程 (简称 $N-S$ 方程)。

理论上虽然得到了实际流体运动的微分方程式, 但是它只能解决比较简单的流体运动问题, 对于实际上常常遇到的复杂运动则无能为力。为解决生产实践不断提出的新问题, 人们便采用了简化近似的理论和大量的实验数据和经验公式。久之, 便使得实验水力学离开古典流体力学理论而形成一门实验和数据的学科。直到二十世纪初期, 由于相似原理的发展才结束了这种理论和实际脱离的局面。

当前研究流体力学的方法主要有理论分析、实验研究和数值计算三种。这些方法是相辅相成和相互补充的。解决复杂的流体力学问题需要三者有机结合。

理论分析方法一般是运用基本的物理概念、力学定律和数学工具, 对于一个具体的流动问题作定量分析, 以便获得定量的结论。流体力学有它本身的一些特殊分析方法, 例如微分体积法、速度势法、保角变换法等等。经典流体力学已建立了完整的理论和方法。根据这些方法, 可以获得一些重要结论。

在实际的流体力学问题中, 流动现象极为复杂, 即使经过简化, 也不一定能加以定量的理论分析。或者理论分析所得结果与实际相差太远。这就要借助实验研究来解决问题。实践是检验真理的唯一标准。应用测试技术和实验方法来解决实际的流体力学问题, 这就是流体力学实验研究法的任务。例如风洞实验、水池实验等都是常用的实验研究方法。根据实验结果, 可建立研究对象的物理模型。有了物理模型, 理论分析就有了依据。由于无接触测试技术 (如激光、超声、电子束测量技术等) 和数字仪表技术的发展, 使人们对复杂流动现象的物理本质有了更深刻、更真实、更准确的认识, 从而推动了流体力学理论的发展。

由于有限元法和有限差分法等计算方法的引入, 利用近代电子计算机的高运算速度, 使计算流体力学成为流体力学的一个新分支。对于机理清楚的流体力学问题, 应用电子计算机不仅能作准确的数值计算, 而且还能作数值模拟, 以代替一部分实验研究。计算流体力学所得结论正确与否也有待实验研究来作最后证明。在建立新的物理模型时, 数值计算是无济于事的。因此, 计算流体力学不可能代替流体力学的实验研究。

实际上, 正确的研究方法应该是: 首先在某些自然和实验观察的基础上创立一些粗浅的理论, 根据这些粗浅的理论所指出的方向再作实验, 以修正理论或计算公式, 这样最后得到的理论计算结果, 就能较准确地反映客观的真实性。所有的理论结论都必须再回到实践中, 在实践中继续更深入地揭露事物的本质, 从而检验理论的正确程度, 推动科学研究进一步发展。

三、课程的性质和地位

《工程流体力学基础》在教学计划中是一门技术基础课。它是所有利用流体的工程技术的理论基础之一。所谓“利用流体的工程技术”在机械制造工程中是指已获得广泛应用的液压技术和气动技术。在这个领域的液压、气动技术主要应用在三个方面:

流体传动 这是利用流体的能量去驱动各种机械的技术。它包括: 利用流体动能去驱动机械, 如各种风动工具、风车、液力传动装置等; 利用流体位能去驱动机械, 如各种水力机械; 利用流体压力能去驱动机械, 如各种液压传动和气压传动装置。后一类驱动方式是应用最广的传动方式。

流体控制 这是以流体为能源的一种自动控制技术。其中包括液压（气动）伺服控制技术和射流逻辑控制技术。流体控制技术在机械制造工程的自动化中得到了广泛应用。

流体支承 这是利用有压流体来直接支承机器的运动零部件的一种技术。它包括静压支承和动压支承两大类，如静压轴承和动压轴承等。

涉及流体的工程技术部门还有许多，例如农田排灌、水利水电、城市给排水、石油开采、流体运输、航空宇航、工厂供排气等等，这些部门涉及的流体不仅种类各异，而且外界条件也差别很大，因此，各部门用到的流体力学都有不同的特殊问题。但流体力学中最普遍的规律和最基本的原理对各部门都是适用的。甚至近年来，在医学领域中研究人体的血液循环和呼吸系统也开始用到流体力学的基本原理。可见流体力学是自然科学中很重要的基础学科之一。

本教材是供机械制造专业的大、专学生使用的。取材除包括流体机械运动的普遍规律外，在内容的叙述和举例上则尽量结合机械制造专业的需要。学好和掌握《工程流体力学基础》课程，对今后学习和掌握液压技术和气动技术的有关知识是大有裨益的。

《工程流体力学基础》虽是力学科学，要受力学的基本原理和定律的指导，但它分析问题和解决问题的方法与刚体力学和固体力学有很大的不同。因此，在学习本课程时，除应很好掌握流体力学的基本概念、基本原理以及基本的计算方法外，更应学会运用理论去分析和解决实际问题的方法。

目 录

绪 论

第一章 流体的主要物理性质

§1—1 流体的概念	(1)
§1—2 流体的主要物理性质	(2)
一、密度和重度	(2)
二、压缩性和膨胀性	(4)
三、粘性	(5)
四、表面张力及毛细管现象	(10)
§1—3 流体中的作用力	(12)
§1—4 关于单位制	(13)

第二章 流体静力学

§2—1 流体静压强及其特性	(15)
§2—2 流体静力学基本方程	(17)
§2—3 静压力传递原理及压力测量	(20)
一、静压力传递原理	(20)
二、连通器原理及压力测量	(20)
§2—4 静止流体对固体壁面的静压力合力计算	(23)
一、作用面为平面的静压力合力	(24)
二、作用面为曲面的静压力合力	(28)
§2—5 流体静力学平衡微分方程式	(34)

第三章 流体动力学

§3—1 研究流体运动的两种方法	(42)
一、拉格朗日法	(42)
二、欧拉法	(43)
§3—2 流体运动的分类及其描述	(44)
一、流体运动的分类	(44)
二、流体运动的描述	(46)
§3—3 流体的连续性方程	(47)
一、直角坐标系中的连续性方程	(47)
二、微元流束和总流的连续性方程	(49)
§3—4 理想流体的运动微分方程	(50)

§3—5 理想流体的伯努利方程	(52)
一、理想流体微元流束的伯努利方程	(53)
二、伯努利方程的几何意义及物理意义	(54)
三、实际流体微小流束的伯努利方程	(55)
四、缓变流与均匀流、动能修正系数	(55)
五、实际流体总流的伯努利方程	(58)
六、伯努利方程应用举例	(59)
§3—6 动量方程	(64)
一、动量方程	(64)
二、动量方程的应用实例	(66)

第四章 流体在管道内的流动

§4—1 流体的两种流态与雷诺数	(70)
一、流体的两种流态	(70)
二、雷诺数及流态判别准则	(71)
§4—2 相似原理	(73)
一、量纲分析及 π 定理	(73)
二、相似原理	(77)
§4—3 圆管内的层流运动	(80)
一、圆管内层流运动的特点	(80)
二、圆管内层流时的沿程阻力损失	(82)
三、非圆截面管道内层流时的能量损失	(83)
§4—4 圆管内的紊流运动	(86)
一、紊流运动概述	(86)
二、圆管内紊流运动的速度分布	(90)
三、圆管内紊流运动时的沿程能量损失	(92)
§4—5 进口起始段	(94)
§4—6 局部损失	(97)
§4—7 管路计算	(100)

第五章 孔口及缝隙流动

§5—1 孔口出流	(103)
一、孔口出流的基本情况	(103)
二、非淹没型薄壁孔口的出流	(103)
三、非淹没型管嘴的出流	(106)
四、薄壁小孔的淹没出流	(108)
五、阻尼长孔的出流	(110)
六、滑阀与锥阀的流量系数	(112)
七、喷嘴—挡板阀的流量系数	(113)
八、应用举例	(114)

§5—2 縫隙流动	(115)
一、平行平板縫隙中的流动	(116)
二、圆环间的縫隙流动	(123)
三、倾斜平板间的縫隙流动	(128)

第六章 流体运动中的物理现象

§6—1 液压冲击	(133)
§6—2 气穴	(137)
一、液体的含气量、空气分离压和饱和蒸气压	(137)
二、气穴现象	(138)
三、判别气穴产生的标准	(139)
§6—3 射流	(139)
一、垂直于固体壁面的射流	(140)
二、平行于固体壁面的射流	(141)

第七章 实用气体力学基础

§7—1 预备知识	(143)
一、气体的状态方程	(143)
二、气体的能量方程	(143)
三、气体的热力过程	(144)
四、气流中的音速和马赫数	(145)
五、膨胀波、压缩波、冲波(激波)	(145)
§7—2 定常一维气体流动的基本方程	(148)
一、状态方程	(148)
二、连续方程	(148)
三、机械能能量方程	(148)
四、绝热流动能量方程	(149)
§7—3 气体经短管和孔口的定常流动	(153)
一、气流速度与通道截面的关系	(154)
二、出口流速与重量流量计算	(155)
§7—4 等截面管道中气体的定常流动	(157)
一、有摩擦的绝热流动	(157)
二、有摩擦的等温流动	(160)
三、多变流动	(161)
§7—5 附面层基本知识	(163)
一、附面层概念	(163)
二、曲壁附面层的分离现象	(164)
三、潜体的阻力	(166)
四、绕圆柱体流动——卡门涡街	(167)

第一章 流体的主要物理性质

§1-1 流体的概念

人们知道，自然界中的物质有三种不同的状态：即固体、液体和气体〔注1〕。而液体和气体又统称为流体。

流体没有确定的几何形状，它的几何形状完全由盛装流体的容器而定，表现出容易流动的性质。流体在承受切应力作用时，会发生连续的变形，所以流体具有流动性。当流体的四周同时都受到压应力作用时，它具有弹性的性质，这就是说，流体能承受压应力。流体所能承受的拉应力是不会大于流体分子间相互作用力（内聚力）的，因为这个力很小，所以在实际工程中往往认为流体是不能承受拉应力的。

液体与气体同属流体，都具有流动性，但是，液体和气体又具有各自的特性，那就是液体在容器内能形成一定的自由表面，其体积是确定的，并一般认为是不可压缩的。至于气体，它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，气体一般是可压缩的。

为了进一步说明液体与气体这种不同的特性，可从分子结构上来加以解释。液体与气体都是由大量不断作无规则运动的分子所构成的，但气体分子之间距离较大，分子间相互作用力极其微弱，当气体受到外力作用或温度的变化时，分子间的距离很容易改变，其体积能发生较大变化，表现出可压缩性和可膨胀性，通常把气体称可压缩流体。而液体分子的排列比气体要紧密得多，分子间相互作用力比气体也强得多。因此，当液体受到外力作用或温度的变化时，分子间的距离不容易改变，相应地，其体积的变化也很微小，通常把液体称为不可压缩流体。

由于流体是由大量的不断作无规则运动的分子所构成的，所以即使流体处于平衡状态时（例如置于静止容器中的液体），这种分子运动总是存在的。流体除了这种内部的分子运动外，还会有由于外力作用而引起流体整体的运动（例如液体在管道中流动）。我们称前者为流体的微观运动，后者为流体的宏观运动。

流体力学是研究流体的宏观运动，从宏观角度出发，我们假定流体由无限多个流体质点组成，这些质点在流体内部一个紧挨着一个，它们之间没有任何空隙，认为是一种连续的流体介质，这就是流体力学中的所谓连续介质假定。根据这种假定，流体质点的体积大小与所研究的整个流体的体积大小相比，或者与被流体绕过的物体体积大小相比是微小得微不足道的，但与流体分子相比，它的体积又相当大，其中包含着庞大数量的流体分子，仍保留着流体分子的共性。

在工程流体力学中，不考虑流体内部的分子间隙与分子运动，仅从宏观的角度，研究流

〔注1〕：这只是一般常识性的分类方法，不包括特定条件下物质的存在形态，如等离子体，以及宇宙中的物质特殊形态。

体质点因受外力作用而引起的机械运动,可使复杂的问题大大简化,从而有可能利用数学工具描述这些运动规律,以解决工程实际问题。本课程所提到的流体,概指连续介质。

但是,应用连续介质这一概念来研究流体运动规律是有条件的,不是任何流体运动都可采用的。例如在极稀薄的大气层里,其分子间的平均距离很大,连续介质概念就不适用。这类问题是属于稀薄气体动力学范围,应属于统计力学和运动理论的微观近似方面的问题。

§1-2 流体的主要物理性质

一、密度和重度

流体本身是物质,它具有质量。单位体积流体内所含有的质量称为密度,设一均质流体的体积为 V ,所含有的质量为 m ,则密度 ρ 可表示为

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

式中 ρ ——密度; (kg/m^3)
 V ——均质流体的体积; (m^3)
 m ——均质流体的质量。 (kg)

在非均质流体中,要表示其中某一点处的密度,可在该点周围取一微小体积 ΔV ,该体积内包含的流体质量为 Δm ,则平均密度为 $\rho_m = \frac{\Delta m}{\Delta V}$,因为流体是连续介质,将体积 ΔV 无限缩小趋近于零为极限,则可得该任意点处的流体密度为

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

式中 dV ——非均质流体中,某一点处微元体积;
 dm ——微元体积所含有的质量。

密度的倒数称为比容,用符号 v 表示,即 $v = \frac{1}{\rho}$,它是单位质量流体所占的体积。流体的密度和比容将随着它所处的压强和温度而变,即 $\rho = \rho(p, T)$, $v = v(p, T)$ 。因为压强和温度均是空间点坐标和时间的函数,因此,密度和比容也将是空间点坐标和时间的函数,即

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(x, y, z, t) \\ v &= v(x, y, z, t) \end{aligned}$$

由此可见,密度的全微分为

$$d\rho = \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy + \frac{\partial \rho}{\partial z} dz + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt \quad (1-2A)$$

液体的密度随温度和压强的变化极为微小,一般情况下可以忽略不计,因此常常令 $\rho = C$, $d\rho = 0$ 。

对于气体,如果不计气体分子之间的相互作用力和分子本身的尺寸,把气体当作理想气体,则它的密度 ρ ,绝对温度 T ($T = 273 + t$)及绝对压强 p 之间的关系,可用状态方程式表

示为

$$pv = RT \quad (1-2B)$$

或

$$p = \rho RT$$

则

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (1-2C)$$

式中 R 为气体常数, 不同气体具有不同的 R 值, 但气体常数与气体分子量的乘积为恒定值, 称为通用气体常数。必须指出, R 是有量纲的。

对于均质流体来讲, 单位体积内所含有的重量叫重度 (或称重量密度)。同样, 设一均质流体的体积为 V , 所含有的重量为 G , 则重度 γ 可表示为

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1-3)$$

式中 γ ——重度; (N/m^3)

V ——均质流体的体积; (m^3)

G ——均质流体的重量。(N)

在非均质流体中, 式 (1-3) 也只能表示流体的平均重度。如果要表示非均质流体中某一点处的重度, 则同样以下式来表示, 即

$$\gamma = \frac{dG}{dV} \quad (1-4)$$

式中 dV ——非均质流体中, 某点处所取的微元体积;

dG ——微元体积所含有的重量。

密度和重度之间有一个简单的关系式, 因为重量 G 等于质量 m 与重力加速度 g 的乘积, 即 $G = mg$, 如果等式两边同除以体积 V , 则

$$\gamma = \rho g \quad (1-5)$$

式中重力加速度 g 在国际单位制中其数值为 $9.81m/s^2$ 。

一般来说, 当流体的温度以及压力改变时, 其体积会发生变化, 所以流体的密度、重度及比容也随温度和压力而变化。参见表 1-1 所列出的各种液体的密度与比重随温度的变化关系。

表1-1 液体的密度与比重

溶体	温度 $^{\circ}C$	重力制, γ , kgf/m^3 SI制, ρ , kg/m^3	重力制, γ , kgf/cm^3 SI制, ρ , kg/cm^3	S 比重
水	4	1000	10^{-3}	1
汞	15	13600	13.6×10^{-3}	13.6
液压矿物油	15	850~900	$0.85 \times 10^{-3} \sim 0.9 \times 10^{-3}$	0.85~0.9
汽油	15	700~800	$0.7 \times 10^{-3} \sim 0.8 \times 10^{-3}$	0.7~0.8
酒精	18	790	0.79×10^{-3}	0.79
熔化生铁	1200	7000	7×10^{-3}	7

上表看出，国际单位制中，密度的单位是 kg/m^3 （或 kg/cm^3 ），在重力制中，重度的单位是 kgf/m^2 （或 kgf/cm^2 ），因此SI中的密度与重力单位制中重度具有相同的数值。

物质与同体积 4°C 的的水的重量的比率，称为比重，用符号 S 表示。

二、压缩性和膨胀性

流体的压缩性为流体受压力作用使其体积减少的性质。用体积压缩系数 β 来表示流体压缩性的大小。

$$\beta = -\frac{dV}{V} \frac{1}{dp} = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-6)$$

式中 β —— 压缩系数：(Pa^{-1})

$\frac{dV}{V}$ —— 流体的体积相对变化量；

dp —— 流体增加的压力微量。

压缩系数 β 的倒数称为容积弹性模量，用符号 E 表示

$$E = \frac{1}{\beta} = -V \frac{dp}{dV} \quad (\text{Pa}) \quad (1-7)$$

式中负号表示 dV 与 dp 的变化方向相反，即压力增加时体积是减小的。

流体的体积压缩系数和容积弹性模量都是随压力和温度而变化的。对液体来说，这个变化是很小的，可忽略不计。关于气体的压缩性问题将在第七章中讨论。

纯液体的压缩系数很小，即容积弹性模量很大，例如压强为 $1 \sim 500$ 大气压时，纯水的平均 $E \approx 2.1 \times 10^4 \text{ bar}$ ，纯液压用油的平均 E 值则在 $1.4 \times 10^4 \sim 2 \times 10^4 \text{ bar}$ 范围内。如果液体中混有不溶解的气体，则容积弹性模量就有很大的降低。设在体积为 V_m 的混气油液中，气体的体积为 V_G ，则纯油液的体积 $V_f = V_m - V_G$ 。当压强增加 Δp 时，混气油液的体积减小 ΔV_m ，这应为气体体积减小 ΔV_G 与纯油液体积减小 ΔV_f 的总和，即

$$\Delta V_m = \Delta V_G + \Delta V_f$$

把各自容积弹性模量的关系： $E_m = \frac{-V_m \Delta p}{\Delta V_m}$ ， $E_G = \frac{-V_G \Delta p}{\Delta V_G}$ ， $E_f = \frac{-V_f \Delta p}{\Delta V_f}$ 代入

上式得

$$\frac{1}{E_m} = \frac{V_G}{V_m} \left(\frac{1}{E_G} \right) + \frac{V_f}{V_m} \left(\frac{1}{E_f} \right) \quad (1-8)$$

在一定压强下，油液混有1%的气体时弹性模量将降为纯油的35%，混有4%的气体时则仅为纯油的12%。由于油液很难避免不混入气体；因此，工程计算中常取油液的 $E = 7000 \text{ bar}$ 。

液体的可压缩性在液压机械中会产生“液压弹簧效应”。让我们考察一下在密闭容器内的液体受力变形情况（如图1-1所示），当作用在活塞上的外力变化一个 dF ，由于液体是可压缩的，活塞便会沿受力方向产生一位移 dl ，使容腔中的液体受到压缩。当外力变化 ΔF 消除后，被压缩的液体就膨胀，经过若干次振荡后又恢复到原来的容积。这一类似于机械弹簧产生的现象，被称为“液压弹簧效应”。

液压弹簧刚度的计算方法如下：

由 (1-7) 式得出

$$dp = \frac{EdV}{V} = \frac{EA dl}{V}$$

又

$$dF = dp \cdot A = \frac{EA^2}{V} dl$$

故有

$$K_h = \frac{dF}{dl} = \frac{EA^2}{V} \quad (1-9)$$

式中： A ——活塞的有效面积；
 K_h ——液压弹簧刚度系数。

流体的膨胀性为流体温度升高时，使其体积增大的性质。膨胀性的大小用体积膨胀系数 α 表示，即当流体在恒定的压强条件下，流体增加一个单位温度时，体积所发生的相对变化量。

$$\alpha = \frac{dV}{V dt} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} \left(\frac{1}{^\circ\text{C}} \right) \quad (1-10)$$

式中 dt ——流体温度增加的微量；
 $\frac{dV}{V}$ —— dt 温度使流体体积发生的相对变化量。

流体的体积膨胀系数也是随着压力和温度而变化的。对于液体来讲，其压缩性和膨胀性都是很小的。所以工程上当压力和温度变化不大的时候，流体看作既不可压缩，又不会膨胀。在此前提下，则液体的重度和密度也都不随压力和温度而变化。

对于液压用油来讲， α 只取决于油液本身而与压力和温度无关，其数值可参看表 1-2。

表 1-2 不同密度油液的 α

ρ_{15}°	0.70	0.80	0.85	0.90	0.92
α	8.2×10^{-4}	7.7×10^{-4}	7.2×10^{-4}	6.4×10^{-4}	6.0×10^{-4}

三、粘 性

流体运动时，其内部质点沿接触面作相对运动，会产生内摩擦力以抗阻流体变形的性质，就是流体的粘性。

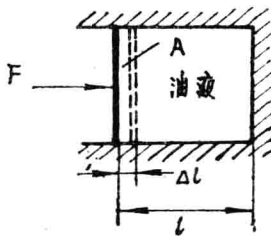


图 1-1 液压弹簧刚度计算简图

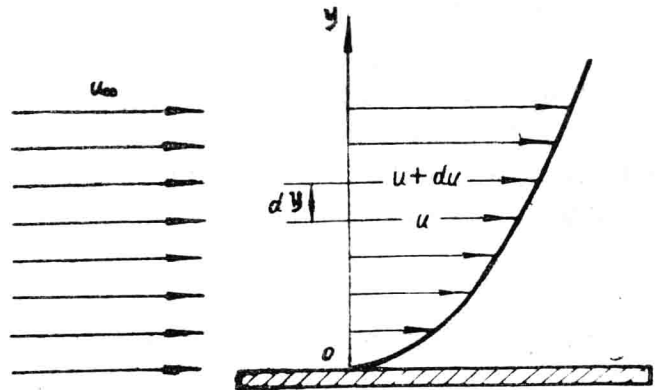


图 1-2

在一股流动速度均匀的流体中，放置一块与流速 v_{∞} 平行的静止薄平板，然后测量平板某法线 oy 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，沿平板的法线 oy 向外去，流体速度则由零逐渐增加，直到离平板很远的地方，才接近原来均匀的流体速度 v_{∞} 如图 1-2 所示。

造成这种速度分布的原因，可从流体内分子间的相互作用力来解释。因在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，则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，这一层流体又影响更外一层流体，但流体速度降低得少一些。这样一层一层的影响下去，结果形成如图 1-2 所示的速度分布情况。

由上述实验结果可以看出，流动较慢的流体层，可以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，则很类似于固体间的摩擦过程，在流体层之间产生摩擦力，由于它发生在流体内部，所以把这种摩擦力叫做内摩擦力。流体流动时产生内摩擦力的这种性质叫做流体的粘性。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。

实验还表明，当流体层相对运动时，流体层之间在单位面积上所产生的内摩擦力叫做内摩擦应力，其大小与流体的粘性性质及流体流动速度沿法线的变化率（即速度梯度）有关，可写成如下数学表达式

$$\tau = \pm \mu \frac{du}{dy} \quad (\text{N/m}^2) \quad (1-11)$$

上面关系式称牛顿粘性定律（即流体的内摩擦定律）。

式中 τ —— 流体在单位面积上的内摩擦力

$\frac{du}{dy}$ —— 流体层相对运动时的速度梯度

μ —— 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。式中“ \pm ”号的取舍，应保持内摩擦应力为正值，当流体的速度梯度为正时取“ $+$ ”号；反之，速度梯度为负时取“ $-$ ”号。

流体粘度的三种表示方法

1. 动力粘度

动力粘度（又称动力粘性系数）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。

根据牛顿的总结：流体在运动时，阻滞剪切变形的内摩擦力 T 与流体运动的剪切变形角速度，也就是速度梯度成正比，与接触面积 A 成正比，与流体的性质（粘性）有关而与流体内的压强无关，它的数学表达式为

$$T = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-12)$$

内摩擦力 T 除以接触面积 A ，即得流体内的切应力 τ

$$\tau = \frac{T}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-13)$$

因而

$$|\mu| = \left| \frac{\tau}{du/dy} \right|$$

这里 μ 是表征流体粘性的比例系数，称为动力粘度，它的单位是牛·秒每平方米 ($\frac{N \cdot s}{m^2}$)，或帕·秒 (Pa·s)。在 C.G.S 制中动力粘度的单位为泊(P)，即达因·秒每平方米，泊的百分之一为厘泊 (cP)，换算关系如下：

$$1cP = 10^{-2}P = 10^{-3}Pa \cdot s = 10^{-8}bar \cdot s$$

2. 运动粘度

运动粘度又叫运动粘性系数，以 ν 表示，它是动力粘度 μ 与密度 ρ 的比值，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-14)$$

运动粘度的单位是平方米每秒 (m^2/s)，在 C.G.S 制中则以平方厘米每秒 (cm^2/s) 称为斯托克斯单位，斯托克斯简称斯(St)，斯的百分之一为厘斯(c·St)，即

$$1c \cdot St = 10^{-2}St = 10^{-6}m^2/s$$

我国目前常用以厘斯 (c·St) 为单位的运动粘度 ν 来表示油液的粘度，而在计算时又往往要用 Pa·s 或 bar·s 为单位的动力粘度 μ ，设油液的比重为 γ ，则

$$\begin{aligned} \mu &= \rho \nu = (\gamma \times 10^3)(\nu \times 10^{-6}) = \gamma \nu \times 10^{-3} Pa \cdot s \\ &= \gamma \nu \times 10^{-8} bar \cdot s \end{aligned}$$

在上式中 ν 以厘斯 (c·St) 计。

3. 恩氏粘度

恩氏粘度是一种相对粘度，它是以一种被测液体的粘度，相对于水在标准情况下的粘度大小来表示的。恩氏粘度是用恩氏粘度计来测定的。

$${}^\circ E = \frac{t_1}{t_2} \quad (1-15)$$

式中 t_1 ——为 200 毫升体积的被测液体，从恩氏粘度计中流出所需要的时间，秒 (温度为 20°C 或 50°C)

t_2 ——为 200 毫升体积的蒸馏水，从恩氏粘度计中流出所需要的时间，秒 (温度为 20°C 或 50°C)

恩氏粘度与运动粘度的换算关系如下：

$$\nu = 0.0731 {}^\circ E - \frac{0.0631}{{}^\circ E} cm^2/s$$

恩氏粘度计只能用来测定比水粘度大的液体。

液体的粘度是随温度的增加而减小的，油类液体是最明显的例子；但对气体则相反，气体的粘度是随温度的增加而增加的。这是因为液体的粘性是由于分子之间的相互作用力而引起的，这种作用力随温度的升高而减小，因此液体的粘度随温度升高而减少。而气体分子之间相互作用力很微弱，气体的粘性是由于气体分子热运动，分子之间相互碰撞，引起动量交换而造成的，因此当气体温度升高时，这种热运动加剧，相邻两层分子之间动量交换增加，所以气体的粘度随温度增加而增加。图 1-3 为水与空气的运动粘度随温度变化的关系曲线。

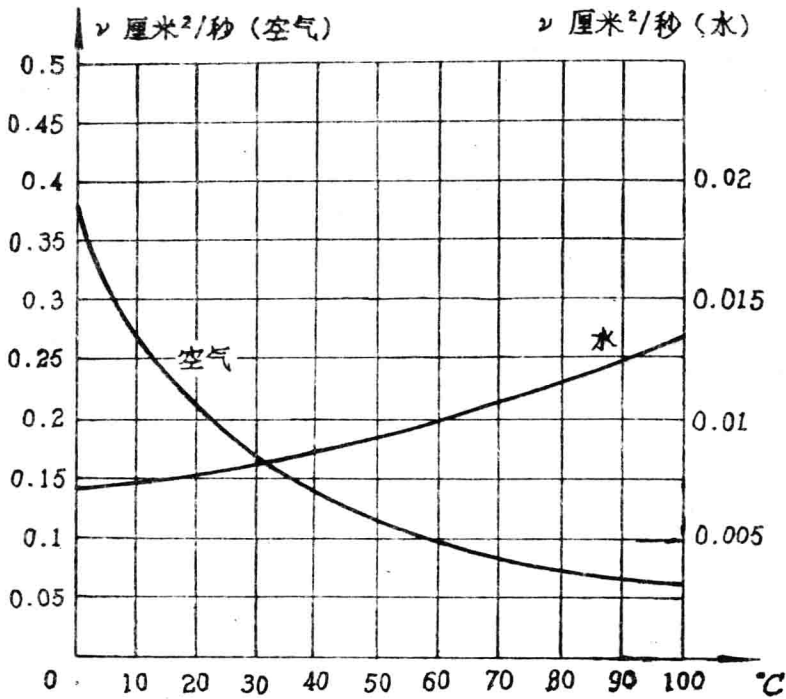


图 1-3

液体的粘度与温度的关系，可用以下公式表示。

$$\mu_t = \mu_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^k \quad (1-16)$$

式中 μ_0 ——在一个大气压力下，某一标准温度 t_0 摄氏度时，液体的粘度；

μ_t ——在一个大气压力下，温度为 t 摄氏度时液体的粘度；

k ——根据液体种类而定的常数。例如对油液来说 $k \approx 2$ 。

应当指出，式 (1-16) 只能大概地说明液体粘度随温度的变化趋势。事实上，由于每种液体都有其特殊的性质和成份，所以在实际应用时，还要根据液体的种类，查阅有关的曲线和数据。表 1-3 给出几种国产液压油的粘温关系。

表1-3 国产液压油的粘温系数

		10号 机械油	20号 机械油	30号 机械油	40号 机械油	50号 机械油	70号 机械油	10号 航空油	上稠 20	上稠 30	上稠 50
ν	30°C	28.5	51	75	100	150	175	15.5	22	37	75
C-St	70°C	7.0	8.8	13.5	17	21	24	7.8	6.5	11	21.5
ν_{30}/ν_{70}		4.07	5.8	5.55	5.9	7.15	7.3	2	3.38	3.36	3.47
$\ln \nu_{30}/\nu_{70}$		1.40	1.75	1.71	1.77	1.96	1.99	0.69	1.22	1.2	1.24
$\lambda = \frac{\ln \frac{\nu_{30}}{\nu_{70}}}{40}$		$\frac{1}{28.5}$	$\frac{1}{23}$	$\frac{1}{23.4}$	$\frac{1}{22.6}$	$\frac{1}{20.4}$	$\frac{1}{20.1}$	$\frac{1}{58}$	$\frac{1}{32.8}$	$\frac{1}{30}$	$\frac{1}{32.0}$

图 1-4 给出几种国产油的粘温关系

恩氏粘度雷氏秒 国际单位制 (°E)

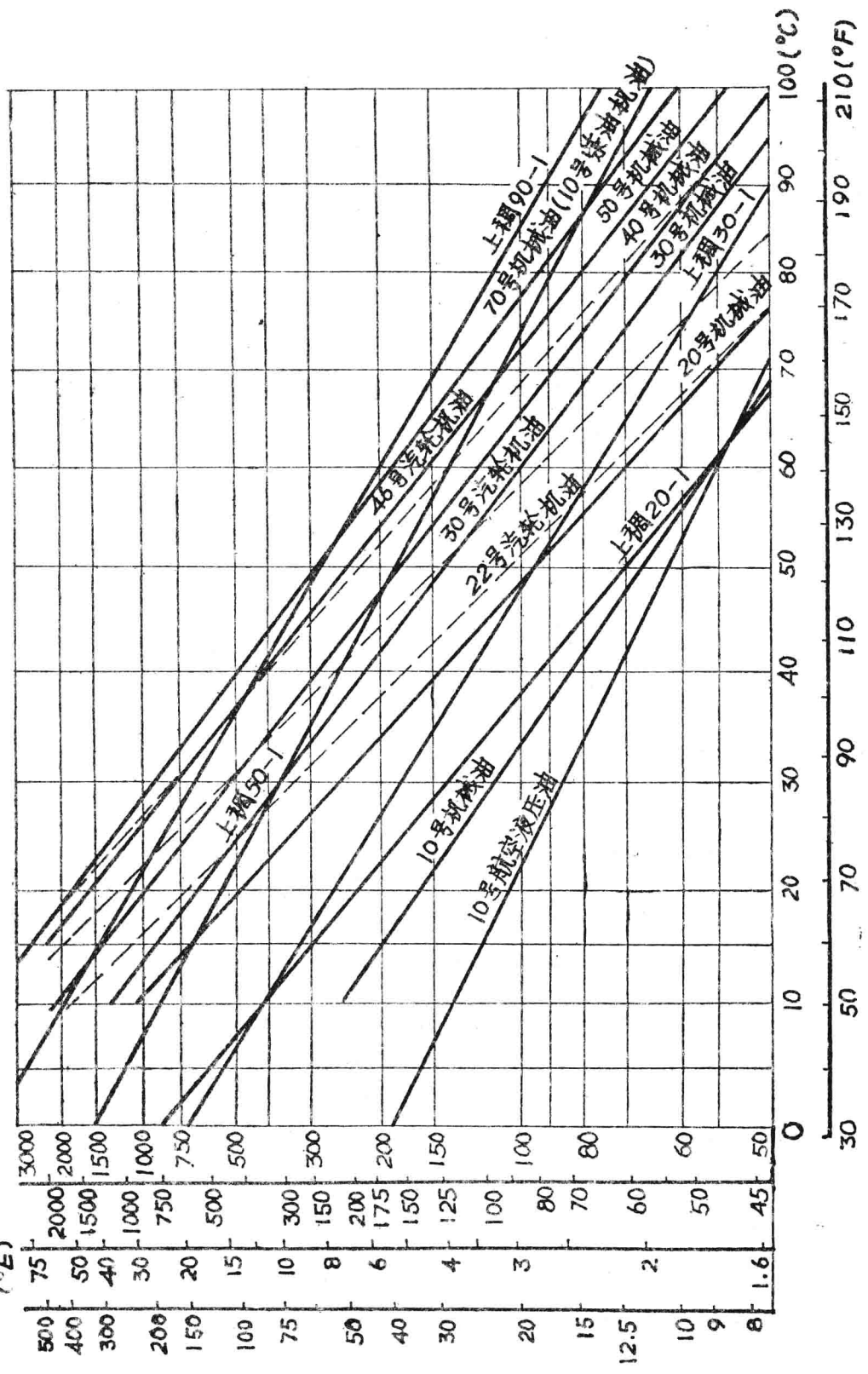


图1-4 几种国产油的粘温关系

气体的粘度与温度的关系也可用经验公式表示，例如对空气可用下列公式计算

$$\mu_t = 1.72 \times 10^{-4} (1 + 33 \times 10^{-4} t + 0.07 \times 10^{-4} t^2) \quad (1-17)$$

对于大多数气体，其粘度与温度的关系可用下列公式表示

$$\mu_t = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \frac{1 + \frac{k}{t_0}}{1 + \frac{k}{T}} \quad (1-18)$$

式中 μ_0 ——为绝对温度 T_0 时气体的粘度，可由表 1-4 中查得；
 μ_t ——为绝对温度 T 时气体的粘度；
 k ——根据不同气体而定的数值，可由表 1-4 中查得

表1-4 几种气体的 k 值和 在压力 = 760 毫米汞柱温度为零度时的粘度值

气体名称	空气	氮	氧	氢	氦	二氧化碳	一氧化碳	水蒸汽
k	17.26	133	103	83	78.2	274	101	961
$\mu \times 10^{-4}$ (泊)	1.72	1.67	1.29	0.85	1.88	1.41	1.63	/

流体的粘度与压力的关系

一般地说液体的粘度随压力增加而变大，其关系可用以下公式表示

$$\mu_p = \mu_0 e^{bP} \quad (1-19)$$

式中 μ_0 ——压力为一个大气压力时，液体的粘度；
 P ——液体的压力；
 μ_p ——相对压力为 p 时，液体的粘度；
 e ——为自然对数的底；
 b ——根据液体不同而定的数。对油液来说 $b = 0.014 \sim 0.003$

但假若压力变化不大时（变化值在 50 个大气压力以下），液体的粘度变化是很小的，在实用上可以忽略不计，如果压力变化大于 200 个大气压力时，则液体的粘度变化就相当可观，不容忽略。对气体而言，它基本上与压力无关，可忽略不计。

四、表面张力及毛细管现象

由于分子间凝聚力的作用，液体自由面都呈现出收缩的趋势。因为凝聚力只有在半径 r 很小（ r 一般为 $10^{-8} \sim 10^{-7}$ 厘米）的作用范围内，才可以显现出来。与分界面的距离大于或等于 r 的分子，其所受周围分子的引力，互相抵消，分界面不受影响；但若分子到分界面的距离小于 r ，如图 1-5 所示，分子 m 距自由面 NN 的距离为 l ，自由面的对称面为 $N'N'$ ，在 NN 与 $N'N'$ 间的全部液体分子对 m 的作用，互相抵消，而在凝聚力范围内处于 $N'N'$ 面以下的液体分子，则对分子 m 施以向下的拉力；在液面处的分子受此拉力作用，又有向液体内部收缩的趋势。因此可以想象液体分界面是一层弹性薄膜，由于向内拉力在分界面上的分力作用，而使薄膜处于紧张状态。这个张力，称为表面张力。

表面张力的大小，以作用在单位长度上的力即表面张力系数 σ 来表示。表面张力的单位为牛/米。由有关数据可知，表面张力是比较小的，如水，酒精，煤油等都是如此，所以在