

水力学基础

● 高等学校教材 梁定伟 编

● 中国地质大学出版社



SHUI LI XUE JI CHU

高等学校教材

水力学基础

梁定伟 编

中国地质大学出版社

高等学校教材
水 力 学 基 础
梁定伟 编
责任编辑 邓祥明

*

中国地质大学出版社出版
(武汉市喻家山)
武汉市 405 印刷厂印刷 湖北省新华书店经销

*

开本 787×1092 1/16 印张 6.875 字数 172 千字

1988 年 10 月第 1 版 1990 年 6 月第 2 次印刷

印数 1001—3000 册

ISBN 7-5625-0104-1/O·4

定价: 1.55 元

内 容 简 介

本书系根据水文地质与工程地质专业本科教学计划所拟定的《水力学基础》教学大纲而编写的。全书共分六章, 主要介绍水力学的研究对象、研究方法和水力学的基本理论, 重点叙述液体的静止与运动的基本概念和基本定律及其应用。为了便于自学, 书中附有思考题和习题。在内容选取上, 本书充分考虑了专业的要求, 做到少而精; 同时兼顾水力学完整的体系及内容的连贯性, 尽力做到知识的完整性。

本书可作为水文地质与工程地质专业本科生及函授生教材, 也可供从事水文地质和工程地质等学科工程技术人员参考。

前 言

编者根据水文地质专业教学计划，于1982年编写了《水力学基础》作为地下水动力学课程的配套教材。该书曾作为内部教材供水文地质专业与工程地质专业的本科生及函授生使用。经多年教学实践，证明该书适合于水文地质工程地质专业的教学需要。

水力学基础知识是理工科中水科学人员必备的，更是水文地质与工程地质专业学生学习专业课程的基础之一。水力学方面的教科书国内外已出版了许多种，但绝大多数专业性强，难于直接引用作为水文地质与工程地质专业的教材。为此，有必要按照专业的要求，有针对性地编出适合本专业的水力学教材。

本书保持原内部教材的基本内容和阐述问题的方法，又根据教学中发现的一些问题，作了修改和适当的补充。编写时力求贯彻理论联系实际和符合学生认识规律以及密切配合后续相关课程教学等原则，注意加强理论基础，在少而精的原则下保持普通水力学完整的体系及内容的连贯性，使学生获得较完整的水力学基本知识和掌握解决一般水力问题的方法。

本书重点是水静力学和水动力学基础两部分。着重在引导学生对液体静止与运动的基本概念和基本定律的理解和应用上下功夫。为了便于教学和学生自学，本书还在各章编入一定数量的思考题和习题。

编者对所有为本书审订、出版付出辛勤劳动的同志们表示衷心的感谢。

由于编者水平有限，书中缺点和错误在所难免，敬请读者批评指正。

编 者

1988年3月

目 录

第一章 绪论.....	(1)
第一节 水力学的研究对象及研究方法.....	(1)
第二节 液体的主要力学性质.....	(2)
一、液体的惯性.....	(2)
二、压缩性和膨胀性.....	(3)
三、粘滞性.....	(4)
四、表面张力特性和毛细管现象.....	(6)
第三节 作用在液体上的力.....	(7)
思考题.....	(7)
第二章 水静力学.....	(9)
第一节 静水压强及其特性.....	(9)
一、静水压强的定义.....	(9)
二、静水压强的特性.....	(9)
第二节 水静力学基本方程式.....	(11)
一、水静力学基本方程式.....	(11)
二、等压面.....	(12)
三、绝对压强、相对压强及真空.....	(13)
第三节 位置高度、测压高度及测压水头.....	(15)
第四节 液体压强量测原理.....	(16)
一、单式测压管.....	(17)
二、U形测压管.....	(17)
三、U形示差测压管.....	(17)
四、斜管微压计.....	(18)
五、真空计.....	(18)
第五节 静水总压力.....	(19)
一、静水压强分布图.....	(19)
二、平面上的静水总压力.....	(19)
三、曲线上的静水总压力.....	(22)
思考题与习题.....	(23)
第三章 水动力学基础.....	(27)
第一节 描述液体运动的一些基本概念.....	(27)
一、运动要素.....	(27)
二、稳定流和不稳定流.....	(29)
三、迹线和流线.....	(29)
四、流面、流管、元流和总流.....	(30)
五、过水断面、流量、断面平均流速.....	(30)

六、一维流、二维流、三维流	(31)
第二节 稳定流连续性方程式	(32)
第三节 理想液体运动的微分方程式	(33)
第四节 稳定元流的能量方程式——伯诺里 (Bernoulli) 方程式	(35)
一、理想液体元流的能量方程式	(35)
二、理想液体稳定元流能量方程各项的意义	(36)
三、实际液体稳定元流的能量方程式	(38)
第五节 实际液体总流的能量方程式	(38)
一、均匀流、缓变流和急变流	(39)
二、稳定总流能量方程的推导	(40)
三、总流能量方程的几何表示法	(42)
四、有能量输入或输出的能量方程	(43)
第六节 稳定总流能量方程的应用举例	(45)
一、毕托 (Pitot) 管测速仪	(45)
二、文杜里 (Venturi) 流量计	(46)
三、虹吸管	(48)
四、确定水泵扬程	(49)
第七节 稳定总流的动量方程	(49)
一、稳定总流动量方程的推导	(49)
二、稳定总流动量方程的应用举例	(51)
思考题与习题	(53)
第四章 水头损失及有关水力计算	(56)
第一节 水流阻力的类型及边界对水头损失的影响	(56)
一、水头损失的两种类型	(56)
二、水流边界的性质对水头损失的影响	(57)
第二节 水流的流态与水头损失	(58)
一、雷诺实验	(58)
二、液流流态的判别准则	(60)
第三节 圆管层流的沿程水头损失	(60)
第四节 平行平面缝隙层流的沿程水头损失	(63)
第五节 紊流运动及其水头损失	(66)
一、紊流运动的特点	(66)
二、紊流的断面流速分布	(67)
三、紊流的沿程水头损失	(68)
第六节 沿程阻力系数的变化规律	(69)
第七节 局部水头损失	(71)
一、局部水头损失产生的原因	(71)
二、局部水头损失的计算	(72)
第八节 有压管路的水力计算	(73)
一、简单管路的水力计算基本公式	(73)

二、串联管路的水力计算	(76)
三、并联管路的水力计算	(76)
四、沿程均匀泄流管路的水力计算	(77)
五、离心泵管路系统的水力计算	(78)
第九节 明渠均匀流的水力计算	(80)
思考题与习题	(82)
第五章 一些特殊的水力问题	(84)
第一节 空化与空蚀	(84)
第二节 水击	(85)
一、水击的基本现象	(85)
二、水击压强的计算	(86)
三、减小水击压强的措施	(88)
思考题与习题	(89)
第六章 水力要素的量测	(90)
第一节 概述	(90)
第二节 水位量测	(91)
一、量测方法	(91)
二、水位资料的整理与分析	(92)
第三节 流速的量测	(93)
一、流速大小的量测	(93)
二、流向的测定	(95)
第四节 流量的量测	(95)
一、有压管路中的流量量测	(95)
二、明渠的流量量测	(97)
主要参考文献	(101)

第一章 绪 论

第一节 水力学的研究对象及研究方法

水力学是力学的一个分支，它是研究液体的平衡和机械运动规律的一门应用科学，还有一门科学，即流体力学，也研究液体的平衡和运动的规律，但两者在研究方法上有相当大的差别，后者是应用严密的数学方法来描述液体平衡与运动的规律性，将实际问题概化为典型的数学模型来求解，追求问题的精确解答；前者则针对问题的复杂性，借助流体力学某些结论，参照其所对应的物理模型所导出的数学物理方程，结合工程实际问题，配合由实验所获得的资料，采用数理分析和试验观测成果相结合的方法，力求能在数量上估计水力现象的主要因素，把与水力现象有关的物理量用统计的平均概念来表达，有时则先推导简化条件下的理论公式，采用定性加经验的方法，以求得能满足工程实际要求的近似解。流体力学和水力学所用的理论分析方法，就是根据机械运动的普遍原理，运用数理分析来建立液体平衡和运动的系统理论，确立其基本方程式和数学模型的数值模拟分析法。水力学所用的试验观测方法主要是：对实际水力现象直接观测的所谓原型观测法；在实验室对人工建立的水力现象进行机理分析和相关因素研究的系统实验法；以及为求得对实际工程的水力解答及有关论证数据，采用物理模型重演实际工程的水力现象的模型试验法。

水力学研究的对象是液体，其主要代表是水。液体和其他物质一样，是由无数多的分子组成的。这些分子处于无规则的紊乱运动之中，相互间存在一定的间隙，因而，液体在微观上是一个不连续的系统。我们从微观上，即从分子运动的角度来研究液体的平衡和运动的规律，无疑是十分困难的，但从工程的实际需要，水力学的任务一般不需研究液体分子的微观运动。这是因为在工程实际中，液体所占据的空间和它的分子尺寸相比，大得无法比拟（例如，直径1mm的小水珠，就包含有 1.7×10^{19} 个水分子），不需要去研究单个分子的运动情况，而是着重研究液体众多分子所综合表现的宏观性质。液体运动的宏观性质完全是大量分子运动行为的统计平均的反映。因此，水力学忽略液体实际上是离散的粒子结构，而理想地认为液体是连续地充满其所占据的空间，即用连续介质模型来代替结构上不连续的液体系统的原型。在这种连续介质模型中，基本单位不再是分子，而是“质点”。所谓质点，是一具有一定质量的、体积为足够小的液体分子团。质点的尺寸比单个分子的自由活动距离大得多，因而当一质点运动时，可以认为该质点内的分子具有相同的运动参量。严格地讲，由于液体分子间的作用力不同，且分子可以相互位移，它们的运动参量是不尽相同的，但其差别是很小的，以致在水力学中可以将其看成是相同的，这种简化仍然使水力学获得的解答具有足够的精确度。总之，水力学的液体连续介质模型，就是把液体看成是没有空隙的，由无数的一个紧挨一个的质点所组成的连续体。

因此，水力学研究的对象是液体的连续介质模型，所研究的液体运动是一种连续介质的连续流；反映流体特性和运动规律的物理量在空间是连续的，可以用空间的连续函数来描述。这样，我们也就可以应用数学解析的方法来分析液体的平衡与运动的规律性了。

第二节 液体的主要力学性质

液体的平衡和运动具有不同的形式。这除了取决于外部的因素（例如边界的状况、所受的外力的性质与条件等）外，还与液体本身的力学性质有密切的关系。因此，我们在研究液体的平衡与运动规律之前，需要对其主要力学性质有一定的了解。

一、液体的惯性

液体具有反抗改变其原有运动状态的物理特性。这种性质称为液体的惯性。它取决于液体的质量。

不同的液体，其体积（ V ）相同时质量（ M ）不同。那么，怎样来区别它们惯性的大小呢？唯一的标准，应是采用单位体积的质量来衡量。液体的单位体积的质量称为液体的密度，用符号 ρ 表示。 ρ 是描述液体质量在空间分布的一个物理量。根据定义

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

式中： M ——均质液体的质量，量纲（ M ）； V ——对应于具有质量为 M 的均质液体的体积，量纲（ L^3 ）。

对于非均质液体，根据前述连续介质模型的概念，可用液体中某一点 A 的密度 ρ_A 来表征，即：

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

必须指出，上式取极限时，在 $\Delta V \rightarrow 0$ 的过程中， A 点始终应包含在 ΔV 中，即在数学上， $\Delta V > 0$ ；而从连续介质模型的概念， ΔV 只能是足够小，这里所表达的 A 点是一个物理点。因此，根据连续介质的概念，液体的密度 ρ 也是空间坐标的连续函数。

ρ 的量纲为（ ML^{-3} ），国际（SI）单位为 kg/m^3 。

地球表面上的一切液体都是处于地心的引力作用之下的，因此，具有质量的液体也必定具有重力。液体具有重力这个特征，在水力学中用单位体积的重力来表示，称为重度，用符号 γ 表示。它是一个描述液体重力在空间分布的一个物理量。

按照上述定义，则：

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

式中： G ——均质液体的重力，量纲（ MLT^{-2} ）或（ F ）； V ——对应于具有重力 G 的液体的体积。

同样，对于非均质液体，可用一点 A 的重度来表征，即：

$$\gamma_A = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{dG}{dV} \quad (1-4)$$

式（1-4）中取极限的涵义与式（1-2）相似。根据牛顿第一定律 $G = Mg$ ，密度 ρ 和重度 γ 的关系为：

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

式中： g ——重力加速度。

γ 的量纲为（ FL^{-3} ），国际（SI）单位为 N/m^3 。

不同的液体,其密度和重度各不相同;同一种的液体,其密度和重度随压强和温度而稍有变化(见本章表 1-1)。在一般情况下,液体的密度和重度随压强和温度的变化是很小的,在水力计算中常忽略不计。如在水力计算中,水的密度值常采用 $1000\text{kg}/\text{m}^3$,重度值常采用 $9800\text{N}/\text{m}^3$;水银的密度值常取 $\rho_H = 13.59 \times 10^3\text{kg}/\text{m}^3$,重度值取 $\gamma_H = 133.2 \times 10^3\text{N}/\text{m}^3$ 。

二、压缩性和膨胀性

微观上,液体分子间有一定的间隙,因而当作用在液体上的压力增加或减小时,其分子间的距离会相应缩小或增大,显示液体体积的压缩或膨胀,液体的密度增大或减小。这种性质称为液体的压缩性或弹性。液体的这种性质在水力学中用体积弹性系数 E 或体积压缩系数 β 来表征。根据物体弹性变形的虎克定律,有:

$$dp = -E \frac{dV}{V}$$

$$\text{则} \quad E = -V \frac{dp}{dV} \quad (1-6)$$

式中: E ——液体体积弹性系数,量纲 $[\text{FL}^{-2}]$,单位为 N/m^2 ; dp ——作用于液体的压强变化量; dV ——相应于压强变化量 dp 的液体体积变化量; V ——与初始压强 p 相对应的液体初始体积。

式 (1-6) 中负号表示,在规定 E 为正值条件下,液体体积随压强的增加而减小,即因 $\frac{dp}{dV} < 0$ 。

对某一已确定质量的液体,根据 $M = \rho V = c$,可得:

$$-\left(\frac{dV}{V}\right) = \frac{d\rho}{\rho}$$

代入式 (1-6) 中,则得:

$$E = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1-7)$$

体积弹性系数 E 的倒数,就是体积压缩系数 β ,于是:

$$\beta = \frac{1}{E} = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-8)$$

体积弹性系数 β 表示当作用在液体上的压强变化时,液体体积的相对压缩量 $\frac{dV}{V}$ 与液体压强增量 dp 之比。 β 值愈大则表示液体愈易压缩。因此也可以用 β 来表征液体的压缩性。

β 的量纲为 $[\text{L}^2\text{F}^{-1}]$,单位为 m^2/N 。本章表 1-1 给出了水的体积弹性系数 β_w 值。由该表可以看出, β_w 在 $10^{-6}\text{m}^2/\text{N}$ 的数量级范围内,是一个相当小的数值。因此,一般情况下的压强变化所引起的液体体积及其密度的变化是很小的,如大约一千个大气压才可使水的体积变化约 5%。其他液体也有类似的性质。因而在许多水力工程问题中,认为液体是不可压缩的。这在实用上是足够精确的。只有在压强变化过程非常迅速,或者流速较大的水流现象中,才需要考虑液体的压缩性。

当温度变化时,即使作用在液体上的压强不变,液体的体积也会发生相应的变化。这种性质称为液体的热膨胀性(简称膨胀性)。膨胀性的大小用膨胀系数 α 来表征。但液体的膨胀系数是很小的。例如,水在大气压强下,温度由 0°C 变到 20°C 时, $\alpha_w = 14 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$,温度由 10°C 变到 20°C 时, $\alpha_w = 150 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。因此,一般在工程计算中也将其忽略不计。

三、粘滞性

当液体流动时，亦即液体发生变形时，液体分子间的相互吸引力显示对流动(变形)的阻抗作用。液体的这种阻抗变形的特性称为粘滞性。显然，液体静止时是不会显出粘滞性的。

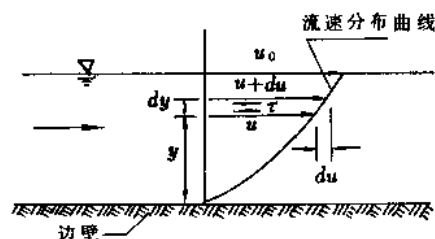


图1-1 层状流动液体的内摩擦阻力
与流速分布示意图

流体的粘滞性要对其流动速度的分布产生影响。我们以图 1-1 所示的例子来说明这种情况。图中表示流体沿着边壁作平行的直线流动，相邻液体质点间互不混杂，即以成层状的形式向前流动。由于流体存在粘滞性，它与固体壁面间产生相互摩擦，固体壁面对流体施加摩擦阻力，使得紧靠壁面的一层极薄的流层贴附在壁面上静止不动，并对其紧靠的另一层液层产生阻滞作用，使之速度减慢。这种阻滞作用是逐层向该流体内部传播的。于是，流动较慢

的液层将给流动较快的液层一个切向力，其方向与流动的方向相反，力图促使该流动较快的液层流速减慢；相反，流动较快的液层也有一个与流动方向相同的力作用在流动较慢的相邻液层上，力图使该流动较慢的液层流速加快。这种作用结果，形成了如图 1-1 所示的流速分布状况。这种状况，实际上是该流体内部出现了成对的切力，也就是内摩擦力。

实验表明，在成层流动的液体中，内摩擦力 F 的大小与下列因素有关：

- (1) 与液体的性质有关，粘滞性较大的液体摩擦阻力较大，反之较小；
- (2) 与层的接触面积 S 的大小成正比，而与接触面上的压力大小无关；
- (3) 与层间位移的相对速度成正比，即与法线方向 n 的流速梯度 $\frac{du}{dn}$ 成正比。

将上述由文字表达的实验结果用数学表达式表示为：

$$F = -\mu S \frac{du}{dn} \quad (1-9)$$

若以 τ 表示单位面积上的内摩擦力（即剪应力），则：

$$\tau = \frac{F}{S} = -\mu \frac{du}{dn} \quad (1-10)$$

式 (1-9) 或式 (1-10) 是牛顿在 1686 年根据实验提出的并经后人加以验证的液体内摩擦定律，习惯称为牛顿内摩擦定律。

式 (1-9) 和式 (1-10) 中有一负号，其表达如下意义： $\frac{du}{dn}$ 是代表沿两液层接触面法线方向的流速变化率（即流速梯度），从内摩擦是对变形的一种阻抗的角度看， $\frac{du}{dn}$ 便是阻抗程度的反映；而由于液体质点运动而产生的液层间的阻抗作用，必定具有方向性。如沿边壁法线方向任取两相邻液层（如图 1-1 所示），对上一层液层来讲， n 为其内法线方向，因而流速梯度 $\frac{du}{dn}$ 是正的，则式中右端的负号表示切力 F （或剪应力 τ ）是负的，表明 F （或 τ ）与流动方向相反，这个力对被作用的那一流速较大的液层是一流动的阻力；对于下一层， n 的方向与其内法线方法相反， $\frac{du}{dn}$ 是负的，则 F （或 τ ）为正，即其方向是顺着流动方向的，

是作用在流速较小的那一液层上的拖曳力。由此看来，内摩擦力在液内是成对出现的，是对变形的一种阻抗， $\frac{du}{dn}$ 就成为变形的反映。

在式 (1-9) 和式 (1-10) 中， μ 为比例系数，其量纲为 $[FTL^{-2}]$ ，常用单位为 $N \cdot s / m^2$ 。因其具有力的量纲，故称 μ 为动力粘滞系数。

动力粘滞系数 μ 的大小表征流体粘滞性的强弱。在工程计算中还常采用 μ 与 ρ 的比值 (记为 ν) 来取代 μ 的，即：

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

ν 也表征流体粘滞性的强弱，其量纲为 $[L^2T^{-1}]$ ，单位为 m^2/s 。因 ν 具有运动学的量纲，故称为运动粘滞系数。

由实验可知，液体压强的变化，对粘滞系数的影响不大。因此，在工程计算中可忽略压强变化对 μ (或 ν) 值的影响；但当温度变化时，粘滞系数值的变化则比较明显。如温度增高时，粘滞系数值明显变小 (详见本章表 1-1)。这是因为流体的粘滞性主要取决于分子间的集聚力，当温度升高时，液体分子振动速度增加，集聚力降低，增大了易流动性，从而减小了粘滞性。

上述内摩擦定律表示了流体内切应力与流速梯度的线性关系，即在 $\tau - \frac{du}{dn}$ 组成的直角坐标系中， $\tau = f\left(\frac{du}{dn}\right)$ 为一通过该坐标原点的直线。但自然界中还存在不服从牛顿内摩擦定律的流体，即它们的 $\tau = f\left(\frac{du}{dn}\right)$ 曲线在 $\tau - \frac{du}{dn}$ 直角坐标系中，不呈直线，或是不通过原点的直线 (见图 1-2)。针对这种情况，可将流体分为两大类：一类是服从牛顿内摩擦定律的，称为牛顿流体，这是自然界中大量存在的。水就是其中最常见的代表。另一类是不服从牛顿内摩擦定律的，称为非牛顿流体，例如含有大量细粒泥沙的浑水、钻探用的泥浆等属于此类。本书只讨论牛顿流体。

从以上讨论我们可以推断：当液体静止时，其内部无相对运动 (即 $du=0$)，则 $\tau=0$ ，且 $\mu=0$ 。即静止液体不能承受切应力；反之，若液内有切应力，则必有相对运动，即显示粘滞性。

粘滞性使液体的力学性质变得相当复杂，对研究液体的运动带来很大的困难。为了解决这一困难，设想像理论力学中研究刚体力学那样，使研究简化，想象流体中不存在粘滞性，或者暂时忽略水力现象中由粘滞性而产生的作用，然后将所得的结果再进行某些修正，便转到实际上存在粘滞性的液体中来。于是，水力学中就提出理想液体与实际液体的概念。所谓理想液体，就是一种绝对不可压缩的，当温度改变时也不改变自己体积的，完全没有粘滞性

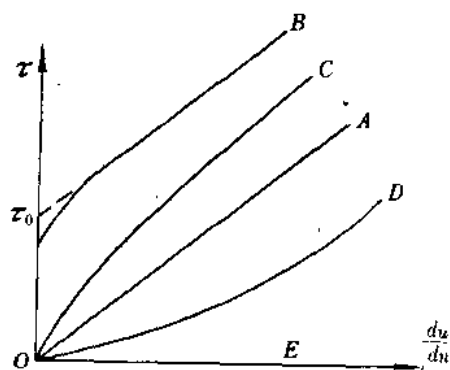


图1-2 不同性质流体的 τ 与 $\frac{du}{dn}$ 的关系曲线

A. 牛顿流体 B、C、D. 非牛顿流体
E. 理想流体

粘滞性使液体的力学性质变得相当复杂，对研究液体的运动带来很大的困难。为了解决这一困难，设想像理论力学中研究刚体力学那样，使研究简化，想象流体中不存在粘滞性，或者暂时忽略水力现象中由粘滞性而产生的作用，然后将所得的结果再进行某些修正，便转到实际上存在粘滞性的液体中来。于是，水力学中就提出理想液体与实际液体的概念。所谓理想液体，就是一种绝对不可压缩的，当温度改变时也不改变自己体积的，完全没有粘滞性

的假想的液体。理想液体虚构概念的核心，是它不存在粘滞性，因而它在运动时就没有摩擦阻力，垂直流向的流速分布是均匀的（即 $\frac{du}{dn}=0$ ）。

四、表面张力特性和毛细管现象

液体不能承受切力或张力，但具有尽量缩小其表面面积的能力。这种能力的宏观原因为液体的表面作用着张力，称为表面张力。表面张力一般产生在液体与气体接触的自由表面上，但也可以存在于液体与固体相接触的表面上以及两种性质不同液体的接触面上。表面张力的大小用表面张力系数 σ 来量度。 σ 表示液体表面单位长度上所受的拉力，其单位为 N/m 。

由于表面张力的存在，造成了弯曲液面两边的压力差。当液面为凸面时，表面张力的作用使凸面趋于变平，于是对下层的液体施以压力；当液面为凹面时，表面张力力图使凹面趋于变平，对下层液体施以拉力。如将直径很小的管子分别插入到两种表面张力性质不同的液体中，则前者的附加压力会使管内的液面下降（如图 1-3b 所示），后者的拉力使管内液面上升（如图 1-3a 所示），直到下降（或上升）后的液柱高度与弯液面上下的压强差相等为止。这种现象称为毛细管现象。

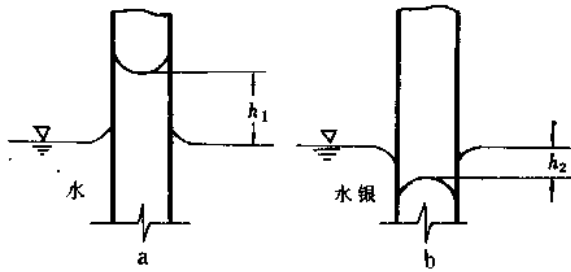


图 1-3 不同性质液体的毛细管现象

经理论推导，凹形液面内毛细上升高度 h_1 的计算式为：

$$h_1 = \frac{2\sigma\cos\psi}{r\rho g}$$

凸形液面毛细下降高度 h_2 的计算式为：

$$h_2 = -\frac{2\sigma\cos\psi}{r\rho g}$$

在上两式中： σ 为表面张力系数， ψ 为液体与管壁间形成的接触角（液面切线和固体与液体界面间的夹角）， r 为毛细管的半径， ρ 为液体的密度， g 为重力加速度。

表面张力的数值很小，在一般工程计算中可以忽略不计。只有当液体表面的曲率半径很小，由表面张力所形成的附加压强达到相当大的数值时，才加以考虑。例如在水工量测所用的测压管中，表面张力的作用就不能忽略不计。对于这种情况，在实验室常见温度（20℃）条件下，测压管的毛细高度可用下列近似公式来估算：

$$\text{水的毛细升高 } h_1 = \frac{29.8}{d}$$

$$\text{水银的毛细降低 } h_2 = \frac{10.15}{d}$$

式中 h_1 、 h_2 及 d 的单位均以 mm 计, d 为毛细管的内径。一般情况下, 当测压管的内径大于 10mm 时, 略去毛细管升高或下降的高度值, 不会引起水工量测中明显的误差。

第三节 作用在液体上的力

液体的平衡和运动的规律性除了与其本身的力学性质有关外, 还取决于作用在其上的力。本节仅概括地说明可能作用于液体上的各种力的性质, 至于这些力的数值如何计算, 将在以后章节中的有关课题内叙述。

作用在液体上的力, 按其物理性质可分为重力、粘滞力、弹性力、表面张力和惯性力等。为了便于研究分析, 可将作用在液体上的力按表现形式分为三类。

第一类是内力。就是液体质点间的相互作用力。这种力在液体体积内是相互平衡的 (即它们的合力等于零)。粘滞力 (内摩擦力) 和表面张力属于这种力。

第二类是表面力。是一种作用在液体体积的表面上的力。它可以是表面切向力和法向力 (压力)。前者如固体壁面对流动液体作用的摩擦阻力, 后者如液气分界面上的气体的压力。

第三类是质量力 (或称体积力)。是作用在所研究液体的每个质点上的并与受作用的液体质量成比例的一种力。属于这一类的有重力, 还有液体作加速度运动所产生的惯性力等。但惯性力并不作用于质点本身, 只是质点运动时对于主动施力体和约束的反作用, 在具体计算时把它看作是作用在质点上的一种力。

由于质量力与液体的质量成正比例, 故一般用单位质量液体所受的质量力, 即单位质量力 (或单位体积力) 来表征。如液体质量为 M , 体积为 V , 所受的质量力为 F (如图 1-4

所示)。则单位质量力 $f = \frac{F}{M}$ 。一般情况下,

质量力 F 在笛卡尔直角坐标系有三个分量 F_x , F_y , F_z , 相应的单位质量力 f 在各坐标轴上的分量 (即投影值) 有 X , Y , Z 。按照定义, 有:

$$X = \frac{F_x}{M} \quad Y = \frac{F_y}{M} \quad Z = \frac{F_z}{M}$$

对于均质液体, 上列各式中 $M = \rho V$ 。可以看出, 单位质量力在坐标轴上的投影 X , Y , Z 的量纲与加速度的量纲相同。

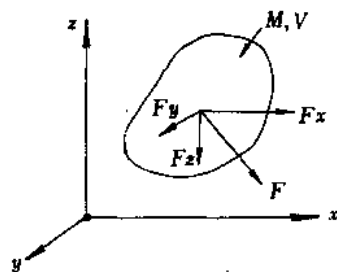


图 1-4 作用在液体上的力

思 考 题

1. 水力学的研究方法有哪些特点?
2. 什么是液体的连续介质模型? 为什么水力学对液体要提出连续介质的假设?
3. 量纲与单位有什么不同? 密度与重度的量纲和单位分别是什么?
4. 若已知酒精的重度为 8000N/m^3 , 试求其密度。
5. 已知水在 4°C 时密度为 1000kg/m^3 , 重度为 9.807kN/m^3 , 求两者的数学关系。
6. 理想液体与实际液体的主要区别是什么? 为什么要提出理想液体这一概念?
7. 什么是牛顿液体? 其主要特征是什么?
8. 若一水箱中盛有静止的水, 其体积为 V , 问作用在水箱中水的力有哪些? 并试求出该水箱内水所受的单位质量力。

表 1-1 不同温度下水的主要力学性质指标

温度 T	重度 γ	密度 ρ	运动粘滞系数 ν	体积压缩系数 β	表面张力系数 σ
℃	kN/m ³	kg/m ³	cm ² /s	cm ² /N	N/m
0	9.805	999.9	1.785×10^{-6}	4.95×10^{-6}	0.0756
5	9.807	1000.0	1.519×10^{-6}	4.85×10^{-6}	0.0749
10	9.804	999.7	1.306×10^{-6}	4.76×10^{-6}	0.0742
15	9.798	999.1	1.139×10^{-6}	4.65×10^{-6}	0.0735
20	9.789	998.2	1.003×10^{-6}	4.59×10^{-6}	0.0728
25	9.777	997.0	0.893×10^{-6}	4.50×10^{-6}	0.0720
30	9.764	995.7	0.800×10^{-6}	4.44×10^{-6}	0.0712
40	9.730	992.2	0.685×10^{-6}	4.39×10^{-6}	0.0696
50	9.689	988.0	0.553×10^{-6}	4.37×10^{-6}	0.0667
60	9.642	983.2	0.474×10^{-6}	4.39×10^{-6}	0.0662
70	9.589	977.8	0.413×10^{-6}	4.44×10^{-6}	0.0644
80	9.530	971.8	0.364×10^{-6}	4.45×10^{-6}	0.0626
90	9.466	965.3	0.326×10^{-6}	4.47×10^{-6}	0.0608
100	9.399	958.4	0.294×10^{-6}	4.83×10^{-6}	0.0589

第二章 水静力学

水静力学是研究液体平衡的规律及其应用。所谓液体的平衡，是指作用在液体质点上的作用力的合力等于零，因而其加速度等于零的一种状态。在大多数情况下，水静力学是研究静止的液体（主要代表是水）。静止是平衡的一个特例，是指液体各点的运动速度等于零。通常所说的液体静止，是以地球作为参照物来描述的。

本章仅讨论液体静止状态下的规律性。

第一节 静水压强及其特性

一、静水压强的定义

静水压强是指液体内部单位面积上的压力。

为了说明这一概念，现设在静止液体中取一任意形状的液体隔离体（图 2-1a）。并假定用一平面将该隔离体分成两部分（图 2-1 中的 I 和 II）。又假想将这两部分中的一部分（例如 I）取去。那么，为了维持该隔离体原来的平衡，必须在隔离面上加一个与取去部分（相应于图 2-1 中的 I）相应的力。这个力相当于以一定形式分布在隔离面上的应力，它的

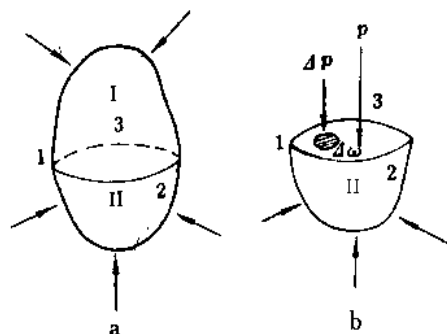


图 2-1 静止液体隔离体的力平衡

总压力为 P 。若该隔离面的面积为 ω ，则我们可定义隔离面上各点所受的平均应力为 $\frac{P}{\omega}$ 。而积 ω 上各点所受的力可以是不同的，那么如何准确地表达这种情况呢？我们可以在该隔离面上取一微小面积 $\Delta\omega$ ，并得到其相应的总压力 ΔP ，于是可得其上的平均应力为 $\frac{\Delta P}{\Delta\omega}$ ，若令

$\Delta\omega$ 缩至一点，亦即取 $\frac{\Delta P}{\Delta\omega}$ 的极限，得：

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

因此，称 p 为液体内一点的静水应力，在水力学上习惯称为静水压强。

可以看出，任一点的静水压强具有包括这个点在内的一个无限小作用面上的平均压强的涵意。因而其量纲为 (FL^{-2}) 。

二、静水压强的特性

静水压强的性质与固体应力的性质有本质的区别。固体内每点上的应力可能是压应力，也可能是拉应力或剪应力；不仅是某一点坐标的函数，而且还与作用面的方位有关。而静水