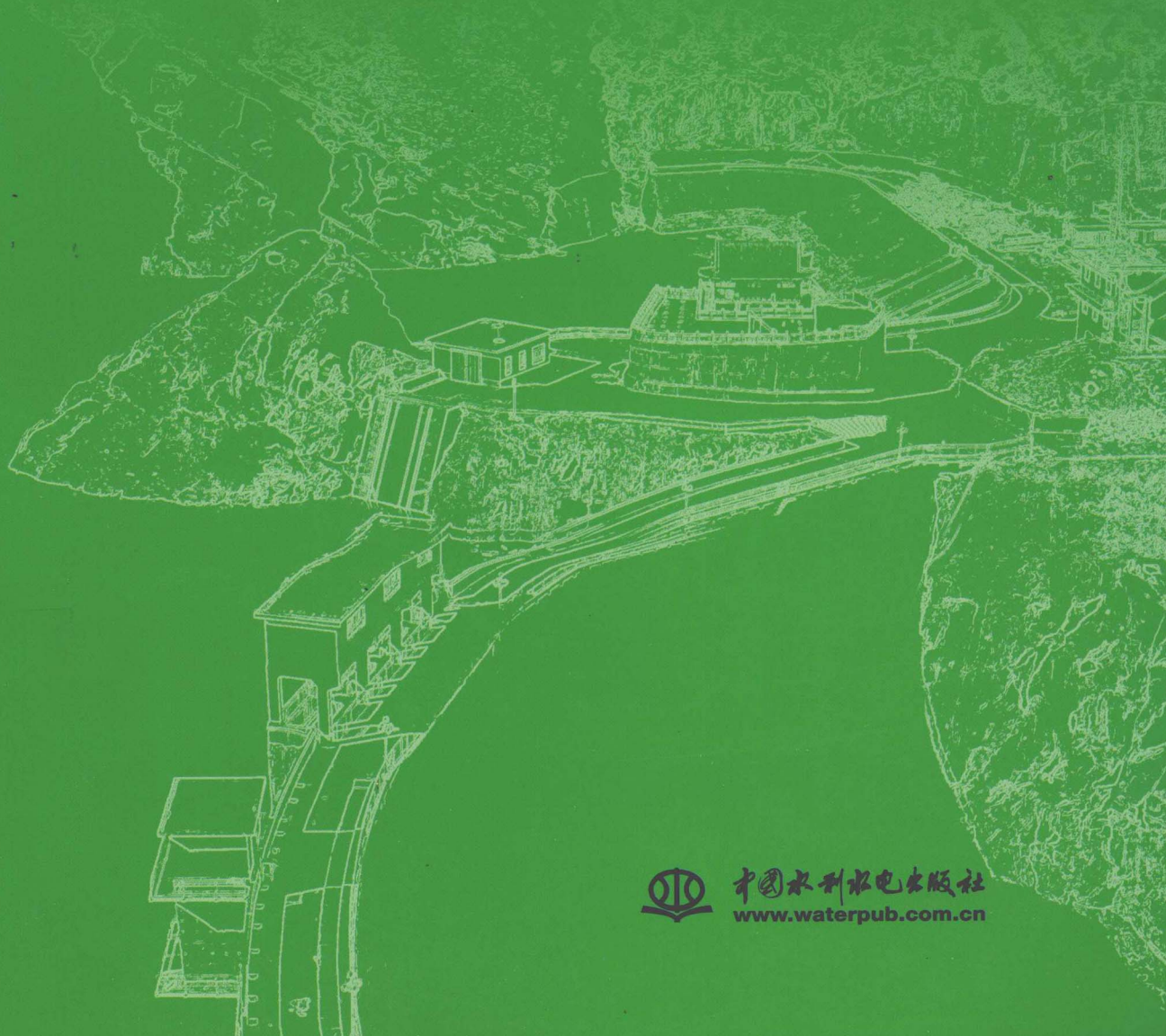




普通高等教育“十二五”规划教材

水力学 (上册)

主 编 张志昌
副主编 李国栋 李治勤



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn



水力学 (上册)

主 编 张志昌

副主编 李国栋 李治勤



中国水利水电出版社
www.waterpub.com.cn

内 容 提 要

《水力学》(上、下册)是为高等工科大学水利类、热能动力类、土建类、环境工程类编写的水力学教材,上册内容包括:绪论,水静力学,水动力学的基本概念,液流形态和水头损失,液体三元流动基本理论,有压管道恒定流,有压管道非恒定流,明渠恒定均匀流。下册内容包括:明渠恒定非均匀流,明渠恒定急变流——水跃和水跌,边界层理论基础,堰顶溢流和孔流,泄水建筑物下游的水流衔接与消能,明渠非恒定流简介,渗流基础,动床水力学基础。全书附有例题、习题和应用图表。

本书不仅全面系统地介绍了水力学的基本理论,同时还包含了近几年该学科相关知识的最新研究成果。本书可作为水利水电工程及其他相关专业教师、学生和工程技术人员的参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

水力学.上册 / 张志昌主编. — 北京:中国水利水电出版社, 2011.7
普通高等教育“十二五”规划教材
ISBN 978-7-5084-8782-3

I. ①水… II. ①张… III. ①水力学—高等学校—教材 IV. ①TV13

中国版本图书馆CIP数据核字(2011)第132702号

书 名	普通高等教育“十二五”规划教材 水力学 (上册)
作 者	主编 张志昌 副主编 李国栋 李治勤
出版发行	中国水利水电出版社 (北京市海淀区玉渊潭南路1号D座 100038) 网址: www.waterpub.com.cn E-mail: sales@waterpub.com.cn
经 售	电话: (010) 68367658 (营销中心) 北京科水图书销售中心(零售) 电话: (010) 88383994、63202643 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	北京瑞斯通印务发展有限公司
规 格	184mm×260mm 16开本 22印张 522千字
版 次	2011年7月第1版 2011年7月第1次印刷
印 数	0001—3000册
定 价	42.00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

水力学是以水为主要对象研究液体运动规律以及应用这些规律解决实际工程问题的科学，是水利水电工程、热能动力工程、给排水工程、环境工程、航运海港工程的基础理论，同时也是土建工程、机械工程、化学工程的必修课程。

在教材编写中，注重应用国内外最新科研成果。例如在有压管道的非恒定流、明渠恒定急变流、边界层理论基础、泄水建筑物下游水流的衔接与消能中应用了国内的最新研究成果，在堰顶溢流和孔流中应用了国际标准和我国测流规范的成果，并首次详细地把边界层理论应用于明渠测流中。这也是本教材的一个显著特点。

《水力学》（上、下册）主要内容包括：绪论，水静力学，水动力学的基本概念、液流形态和水头损失，液体三元流动基本理论，有压管道恒定流，有压管道非恒定流，明渠恒定均匀流，明渠恒定非均匀流，明渠恒定急变流——水跃和水跌，边界层理论基础，堰顶溢流和孔流，泄水建筑物下游的水流衔接与消能，明渠非恒定流简介，渗流基础，动床水力学基础，同时，附有例题、习题和应用图表。

《水力学》（上、下册）由张志昌主编，李国栋、李治勤为上册副主编，魏炳乾、郝瑞霞为下册副主编。其中张志昌编写上册第1~4章、第6章、下册第1章、第3~5章，魏炳乾编写下册第2章和第8章，李国栋编写上册第5章和第7章，李治勤编写上册第8章和下册第6章，郝瑞霞编写下册第7章。

本书的出版得到了水力学课程国家教学团队建设资金、西安理工大学教材建设基金及陕西省国家重点学科建设专项基金的资助。

由于时间和水平所限，书中缺点和错误在所难免，恳请读者批评指正。

编者

2011年3月

目录

前言

第 1 章 绪论	1
1.1 水力学的问题和任务	1
1.2 液体的基本特征和连续介质假设	2
1.3 影响液体运动因素的分析	3
1.4 液体的作用力和机械能	12
习题	14
第 2 章 水静力学	17
2.1 概述	17
2.2 静水压强及其特性	17
2.3 液体的平衡微分方程——欧拉 (Euler) 平衡微分方程及其积分	20
2.4 重力作用下的液体平衡	23
2.5 液体的相对平衡	33
2.6 作用于平面上的静水总压力	38
2.7 作用于曲面上的静水总压力	45
习题	51
第 3 章 水动力学的基本概念	64
3.1 描述液体运动的两种方法	64
3.2 恒定流与非恒定流	67
3.3 迹线与流线	67
3.4 流管、元流、总流、过水断面、流量与断面平均流速	71
3.5 一元流、二元流、三元流	73
3.6 恒定一元流的连续方程	74
3.7 理想液体及实际液体恒定流微小流束的能量方程	75
3.8 均匀流与非均匀流	77
3.9 实际液体恒定总流的能量方程	80
3.10 能量方程应用举例	85
3.11 实际液体恒定总流的动量方程	89
3.12 恒定总流动量方程应用举例	91

3.13 量纲分析与相似原理	94
习题	115
第4章 液流形态和水头损失	127
4.1 概述	127
4.2 恒定均匀流的切应力	128
4.3 沿程水头损失的计算	130
4.4 液流运动的两种形态——层流和紊流	132
4.5 层流的水力特性及沿程水头损失的计算	136
4.6 紊流的水力特性	141
4.7 圆管紊流的沿程水头损失	153
4.8 明渠紊流的沿程水头损失	158
4.9 非圆形管道的沿程水头损失	159
4.10 计算沿程水头损失的经验公式	162
4.11 局部水头损失	166
习题	172
第5章 液体三元流动基本理论	178
5.1 概述	178
5.2 液体微团运动的基本形式	178
5.3 无涡流动和有涡流动	182
5.4 液体三元流的连续方程	187
5.5 液体运动的微分方程	190
5.6 运动方程的积分	197
5.7 实际液体紊流的时均运动微分方程	200
5.8 恒定平面有势流动	204
习题	227
第6章 有压管道恒定流	235
6.1 概述	235
6.2 简单管道的水力计算	236
6.3 简单管道长管的水力计算	247
6.4 复杂短管的水力计算	251
6.5 复杂长管的水力计算	253
6.6 连续出流管道的水力计算	260
6.7 管网的水力计算	263
习题	272
第7章 有压管道非恒定流	282
7.1 概述	282
7.2 水击现象及其传播过程	282

7.3	水击压强的计算和水击波的传播速度	286
7.4	直接水击和间接水击	289
7.5	非恒定流的基本方程	290
7.6	水击基本方程	292
7.7	水击计算的方法	294
7.8	调压系统中的水面振荡	311
	习题	318
第8章	明渠恒定均匀流	322
8.1	概述	322
8.2	明渠的底坡和横断面	322
8.3	明渠均匀流的水流特性	324
8.4	明渠均匀流的水力计算	325
8.5	水力最佳断面和允许流速	331
8.6	复式断面明渠均匀流的水力计算	336
8.7	断面周界上粗糙系数不同的水力计算	338
	习题	340
	参考文献	344

第 1 章 绪 论

水力学是研究液体平衡和机械运动规律及其实际应用的一门技术科学。它是力学的一个分支，是介于基础课和专业课之间的一门技术基础课。

水力学应用的范围包括：水利工程、机械工程、冶金工程、采矿工程、化工、石油、交通运输和城市建筑工程。

1.1 水力学的问题和任务

为了利用水资源，常在河道上修建拦河坝以抬高水位，形成水库。利用水库即可以达到防洪、灌溉、发电、航运等目的。图 1.1 所示为水库溢流坝示意图，现以水库溢流坝为例，说明与溢流坝有关的水力学问题。

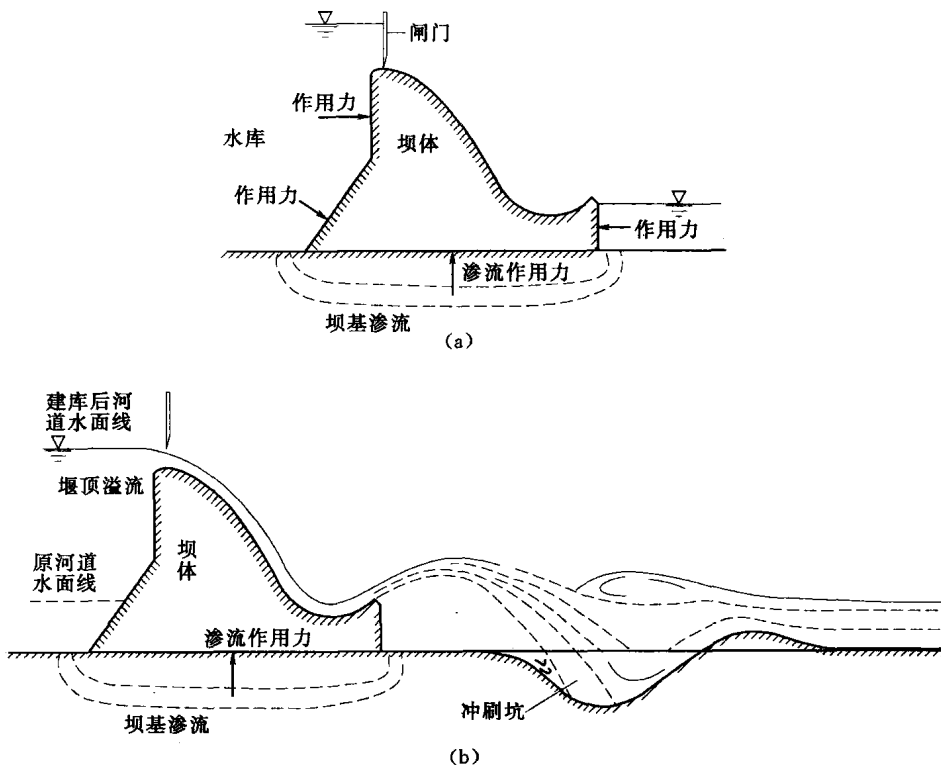


图 1.1

当水库蓄水时，溢流坝坝顶闸门关闭，如图 1.1 (a) 所示。为了计算闸门的强度，设计坝体断面和校核坝的稳定性，必须计算上下游的水对闸门和坝体的作用力。

河道筑坝后，坝上游的水位沿河道相应抬高，可能淹没河道两岸的农田、乡村及城镇，并使两岸地下水位升高，影响作物生长。为了正确估计筑坝后水库的淹没范围，必须计算坝上游水位沿河道的变化。这就是河道水面曲线的计算问题。

当来洪水时，溢流坝上的闸门开启泄洪，首先必须根据泄洪流量来确定所需溢流坝的宽度。这就是溢流坝过水能力的计算问题。

溢流坝泄洪时，由于上下游水位差一般较大，水库的水经溢流坝泄至下游时，往往具有较大的流速和动能，可能冲刷下游河床及岸坡，甚至危及坝体的安全。因此，必须采取措施消耗下泄水流的多余动能，以减轻其对下游河床的冲刷，这就是溢流坝下游水流的消能问题。

因水库水位高于坝的下游水位，水库中的水将通过坝基土壤或岩石中的缝隙向下游渗漏，这种流动称为渗流。校核坝体稳定性时，必须计算渗流对坝底的作用力，同时还应考虑渗流可能对坝基产生的破坏作用。

由以上对溢流坝工程的简单介绍可以看出，工程中的水力学问题可以归纳为以下五类。

- (1) 液体对建筑物的作用力问题。
- (2) 河道水面曲线的计算问题。
- (3) 建筑物的过流能力问题。
- (4) 建筑物下游水流的消能问题。
- (5) 建筑物的渗流问题。

除此以外，还有一些其他水力学问题，主要包括以下几点。

- (1) 流速和作用力等随时间而变化的非恒定流问题。
- (2) 高速水流中掺气、空蚀、脉动和急流冲击波问题。
- (3) 浑水中的挟沙水流问题。
- (4) 海洋、湖泊、水库中的波浪运动问题等。

水力学的任务包括以下几点。

- (1) 研究液体平衡和机械运动的各种基本规律，这就是水力学的基本原理部分。
- (2) 研究如何应用基本规律来解决各种问题的方法，这就是水力学的应用部分。

1.2 液体的基本特征和连续介质假设

液体的基本特征：水力学研究的对象是液体，因此必须首先了解液体的基本特征，即液体与固体、气体物理性质之间的主要区别。

固体：在压力作用下能保持体积大小不变，即固体是不容易压缩的。另外，固体在一定的拉力和切力作用下能保持比较固定的形状，即不容易变形。所以说固体不易压缩，不易变形。

液体：它和固体一样具有不易压缩的性质，但却不能承受拉力（只能承受微小的表面张力），而且在任何微小的切力作用下都不能保持固定的形状而发生连续变形，即容易流动。所以说液体不易压缩，但却不能承受拉力，在切力作用下易变形。

气体：气体具有易流动性，容易压缩，没有固定的体积，其体积随所受压力而变化。

液体与固体、气体之间的关系：它们既有相似性，又有区别。液体是介于固体与气体之间的一种物质状态，但从易流动性这一性质而言，液体与气体均称为流体。

连续介质假设：液体是由无数进行着复杂的微观运动的液体分子所组成，而且分子之间存在着空隙。但水力学并不研究液体的微观运动，只研究液体的宏观机械运动规律。因为液体分子之间的空隙与所研究的液体范围相比要小得多，例如水的分子直径约为 3×10^{-8} cm，其分子间距与分子直径同数量级。因此，水力学不考虑液体分子间空隙的存在，把液体看作由无数没有微观运动的液体质点组成的没有空隙的连续体，并认为液体中各种物理量的变化也是连续的，这种假想的连续体称为连续介质。

把液体看作连续介质，既可以不考虑复杂的分子运动，又可以应用高等数学中的连续函数来表达液体中各种物理量之间的变化关系，为研究液体运动规律带来很大的方便。实践证明，在连续介质这一假设的条件下得到的结论具有足够的精度，完全能够满足工程实践的要求。对于水力学问题的研究，一般都是建立在连续介质的假设基础上，只在某些特殊的水力学问题，例如掺气水流或水流中局部压力降低而发生空化现象时，将使液流的连续性遭到破坏，连续介质的假设不能应用。

1.3 影响液体运动因素的分析

影响液体运动的因素有内因和外因两类：内因是指液体本身的物理性质；外因是指液体的边界条件。

1.3.1 液体的主要物理性质

液体的主要物理性质有质量和重量、易流动性、黏滞性、压缩性、表面张力、气化等。

1.3.1.1 惯性——质量和密度

惯性就是反映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。质量愈大，惯性就愈大。

当物体受其他物体的作用力而改变运动状态时，此物体反抗改变运动状态而作用于其他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 ，则惯性力可以表示为

$$F = -ma \quad (1.1)$$

式中：负号表示惯性力的方向与物体的加速度方向相反；质量 m 的单位为千克或公斤 (kg)，加速度的单位为米/秒² (m/s^2)，则力 F 的单位用国际单位表示为牛顿 (N)。

牛顿的力定义为：在 1 牛顿 (N) 力的作用下，质量为 1 千克 (kg) 的物体得到 $1m/s^2$ 的加速度，即 $1N = 1kg \cdot m/s^2$ 。

液体单位体积内所具有的质量称为密度，用 ρ 表示，对于均质液体，设其体积为 V ，质量为 m ，则

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1.2)$$

对于非均质液体，根据连续介质的假设，有

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1.3)$$

ρ 的单位用国际单位表示为千克/米³ (kg/m³)。

在一般情况下, 液体的密度随压强和温度的变化而发生的变化甚微, 故液体的密度可视为常数。

1.3.1.2 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, 即万有引力。万有引力的作用是企图改变物体原有运动状况而使其相互靠近。在液体运动中, 一般只需考虑地球对液体的引力, 这个引力就是重力, 用重量 G 表示

$$G = mg \quad (1.4)$$

在国际单位制中, 重力的单位为牛顿 (N)。

液体单位体积内所具有的重量称为重度, 或称容重、重率, 用符号 γ 表示。对于均质液体

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad (1.5)$$

对于非均质液体, 根据连续介质的假设, 有

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1.6)$$

重度 γ 的单位在国际单位制中为牛顿/米³ (N/m³)。

由式 (1.2)、式 (1.4) 和式 (1.5) 得

$$\gamma = \frac{G}{V} = \frac{mg}{V} = \frac{mg}{m/\rho} = \rho g \quad (1.7)$$

或

$$\rho = \frac{\gamma}{g} \quad (1.8)$$

液体的重度也随压强和温度而变化, 但变化很小, 在一般情况下可视为常数。水的重度常采用的数值是 9800N/m³, 不同温度下水的重度和密度见表 1.1。

表 1.1 不同温度下表示水的物理性质的数值

温度 (°C)	重度 γ (kN/m ³)	密度 ρ (kg/m ³)	动力黏滞 系数 μ ($\times 10^{-3}$ N·s/m ²)	运动黏滞 系数 ν ($\times 10^{-6}$ m ² /s)	体积弹性 系数 K ($\times 10^9$ N/m ²)	表面张力 系数 σ (N/m) $\times 10^{-2}$	蒸汽压强 (N/m ²)
0	9.806	999.9	1.792	1.792	2.04	7.62	0.588
5	9.807	1000.0	1.519	1.519	2.06	7.54	0.883
10	9.804	999.7	1.308	1.308	2.11	7.48	1.177
15	9.798	999.1	1.100	1.141	2.14	7.41	1.667
20	9.789	998.2	1.005	1.007	2.20	7.36	2.452
25	9.779	997.1	0.894	0.897	2.22	7.26	3.236
30	9.765	995.7	0.801	0.804	2.23	7.18	4.315
35	9.749	994.1	0.723	0.727	2.24	7.10	4.903
40	9.731	992.2	0.656	0.661	2.27	7.01	7.453

续表

温度 (°C)	重度 γ (kN/m ³)	密度 ρ (kg/m ³)	动力黏滞 系数 μ ($\times 10^{-3} \text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$)	运动黏滞 系数 ν ($\times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$)	体积弹性 系数 K ($\times 10^9 \text{N}/\text{m}^2$)	表面张力 系数 σ (N/m) $\times 10^{-2}$	蒸汽压强 (N/m ²)
45	9.711	990.2	0.599	0.605	2.29	6.92	9.611
50	9.690	988.1	0.549	0.556	2.30	6.82	12.356
55	9.666	985.7	0.506	0.513	2.31	6.74	15.789
60	9.642	983.2	0.469	0.477	2.28	6.68	19.908
65	9.616	980.6	0.436	0.444	2.26	6.58	25.105
70	9.589	977.8	0.406	0.415	2.25	6.50	31.381
75	9.561	974.9	0.380	0.390	2.23	6.40	38.834
80	9.530	971.8	0.357	0.367	2.21	6.30	47.660
85	9.499	968.6	0.336	0.347	2.17	6.20	58.153
90	9.467	965.3	0.317	0.328	2.16	6.12	70.412
95	9.433	961.9	0.299	0.311	2.11	6.02	84.533
100	9.399	958.4	0.284	0.296	2.07	5.94	101.303

1.3.1.3 液体的易流性

把液体盛于不同形状的容器中，它就具有不同的形状。把容器中的液体倒在地上，它就不能保持原来的形状而发生流动，这说明液体不像固体那样能保持固定的形状，而是很容易变形的。

从力学观点来说，固体在一定的切力作用下能够保持固定的形状，液体则一受到剪切（尽管切力很小）就会连续变形（即流动），液体的这种特性称为易流性。这是液体与固体的物理性质之间的最大区别。

1.3.1.4 黏滞性—黏滞系数

液体具有易流动性，静止时不能承受切力抵抗剪切变形。但在运动状况下，液体就具有抵抗剪切变形的能力，这就是黏滞性。

设在液体中有两个相邻的上下液层，如图 1.2 所示。上层流速大于下层流速，由于液层间有相对运动，其接触面上就会出现摩擦阻力。流得快的流层对流得慢的流层起拖动其向前运动的作用，因而快层作用于慢层的摩擦阻力与流动方向一致；反之，慢层对快层起阻止其向前运动的作用，则慢层作用于快层的摩擦阻力与流动方向相反。这一对大小相等、方向相反的摩擦阻力（切力）对液层间的相对运动（即变形）起阻滞作用，就是说，液体具有在运动状态下抵抗剪切变形的能力，这就是液体的黏滞性。

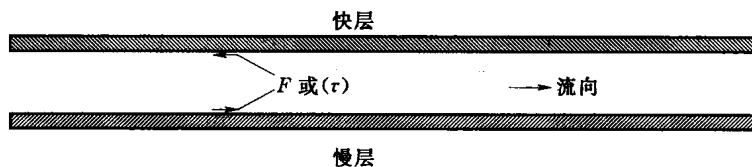


图 1.2

在剪切变形过程中，液体质点之间存在着相对运动，使液体内部出现成对的切力，称

为内摩擦阻力。内摩擦阻力的作用是抗拒液体内部的相对运动，从而影响着液体的运动状况。由于黏滞性的存在，液体在运动过程中因克服内摩擦阻力必然要做功，所以液体的黏滞性也是液体中发生机械能量损失的根源。

下面阐述牛顿内摩擦阻力定律。

牛顿内摩擦阻力定律是由牛顿 (Newton) 在 1686 年根据实验提出来的。后人大量的实验验证了这一定律。

设液体沿某一固体表面做平行直线运动，沿固体表面的方向为 x 方向，与 x 垂直的方向为 y 方向，如图 1.3 所示。因为紧靠渠底的第一层由于附着力的作用而黏附在底面上不动，该层水流的流速为零。而且该水层通过黏滞作用而影响第二水层的流速，第二水层又通过黏滞作用而影响第三水层的流速……，这样逐渐影响的结果，就形成了图 1.3 所示的不均匀的流速分布状态。由此流速分布可以看出，液体中是存在黏滞性的，液体的黏滞性是液体与固体物理性质之间的另一个重要区别。

当液体流过固体边界时，由于紧贴边界的极薄层与边界之间无相对运动，则液体与固体之间不存在摩擦力。这样液体中的摩擦力均表现为液体内各流层之间的摩擦力，故称为液体的内摩擦阻力。

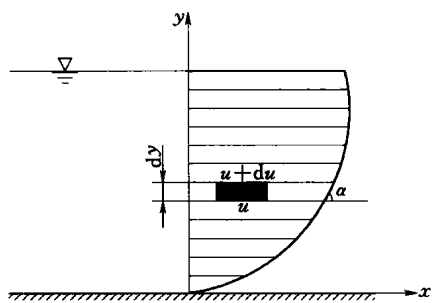


图 1.3

设图 1.3 所示的二维平行直线运动中，液体中的内摩擦力（或称切力）为 F ，其大小与液体的性质有关，并与流速梯度 du/dy 和接触面积 A 成正比，而与接触面上的压力无关，即

$$F = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1.9)$$

式中： μ 为比例系数，称为动力黏滞系数；在国际单位制中，动力黏滞系数的单位为牛顿·秒/米² ($N \cdot s/m^2$)，即帕·秒 ($Pa \cdot s$)，或千克/(米·秒) [$kg/(m \cdot s)$]。

设 τ 代表单位面积上的内摩擦力，即黏滞切应力，则

$$\tau = \frac{F}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1.10)$$

作用在两相邻液层之间的黏滞切应力 τ 和内摩擦力 F 都是成对出现的，数值相等，方向相反。运动较慢的液层作用于运动较快的液层上的切力，其方向与运动方向相反，运动较快的液层作用于运动较慢的液层上的切力，其方向与运动方向相同 (图 1.2)。

为了便于说明，取一方形质点如图 1.4 所示。经过 dt 时间以后，由于各层的流速不同，该质点变为图示的虚线所示的形状和位置，这时质点的剪切变形为

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

变换上式为

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{du}{dy} \quad (1.11)$$

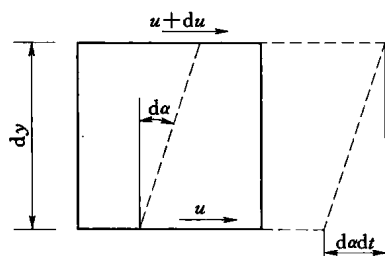


图 1.4

式中： da/dt 为单位时间的剪切变形，即剪切变形速度或剪切变形率。

由此可以得出一个有关液体的重要性质：即液体中的切应力与剪切变形速度成比例。由式 (1.11) 可知，变形愈快，引起的切应力愈大，而固体的切应力只与剪切变形的大小成比例，而与剪切变形的速度无关。

上面已经讲过，液体的黏滞性可以用动力黏滞系数 μ 来表示， μ 越大，黏滞性作用愈强， μ 的数值随流体的种类不同而各不相同，并随压强和温度的变化而变化。对于常见的水、空气和气体等， μ 随压强的变化不大，一般可以忽略；温度是影响 μ 的主要因素，温度升高时，液体的 μ 值降低，而气体的 μ 值反而增大。水的 μ 值可由表 1.1 查算，也可用式 (1.12) 计算

$$\mu = \frac{0.00179}{1 + 0.0357T + 0.00018T^2} \quad (1.12)$$

式中： T 为水的温度，以 $^{\circ}\text{C}$ 计； μ 的单位为 $\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 。

水力学中常用 μ 与密度 ρ 的比值来反映液体黏滞性的大小，即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.13)$$

式中： ν 称为运动黏滞系数， m^2/s 。

由式 (1.12) 和式 (1.13) 可以看出， μ 的量纲中含有力的量纲，而力是属于动力学的量，故称 μ 为动力黏滞系数， ν 的量纲是由运动学的物理量的量纲组成，所以称为运动黏滞系数。

牛顿内摩擦定律可以说明以下几个问题。

(1) 当流速梯度 $du/dy=0$ 时，切应力 $\tau=0$ ，说明如果液体内部没有相对运动，就不存在切应力，或者说，液体的切应力与相对运动是同时存在的。

(2) 当 $du/dy=\infty$ 时， $\tau=\infty$ ，这种情况实际上是不可能出现的，因此 du/dy 只能是有有限值。即液体内部各质点的流速不能有突变，而应是连续变化的。要保证这一点，则液体运动必须是连续的。另外，为了保证 $du/dy \neq \infty$ ，流速分布曲线（图 1.3）下端不应与固体边界相切，否则就会在液体的边界上出现无穷大的切应力。

(3) 式 (1.9) 中未出现压力一项，说明液层之间的内摩擦力与接触面上的压力无关，而固体之间的摩擦力是与接触面上的正压力有关的。

以 τ 为纵坐标， du/dy 为横坐标，可得 τ 与 du/dy 的关系如图 1.5 所示。由图中可以看出，牛顿内摩擦定律的 $\tau-du/dy$ 为直线分布，当温度一定时，图中直线的斜率即为 μ ，且当 $du/dy=0$ 时， $\tau=0$ 。所以，凡符合牛顿内摩擦定律的液体称为牛顿液体。一般的液体，如水和各种油类多属于牛顿液体。可见牛顿内摩擦定律的适应条件为牛顿液体。

除牛顿液体外，还有一些具有特殊性质的液体，它们不符合牛顿内摩擦定律，统称为非牛顿液体。例如伪塑性液体、膨胀性液体、宾汉塑性液体等。

伪塑性液体（或称剪切稀薄液体）其黏滞系数 μ 随 du/dy 的增大而减小，如图 1.5 所示中的 b 线。尼龙、橡胶、颜料、绝缘清漆、牛奶、血液、水泥浆、纸浆等属于这类液体。

膨胀性液体（或称剪切浓厚液体）其黏滞系数 μ 随 du/dy 的增大而增大，如图 1.5

所示中的 c 线。浓糖浆、悬胶溶液、浓淀粉糊、生面团等属于这种液体。

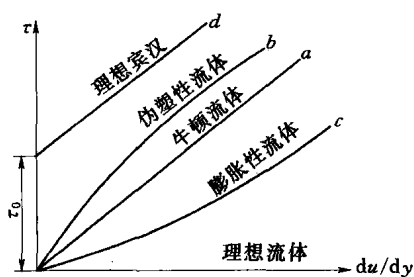


图 1.5

宾汉塑性液体（或称理想塑性液体），当切应力达到某一起始值 τ_0 时液体才开始发生剪切变形，但其 μ 值不随 du/dy 而变化，如图 1.5 中的 d 线。塑胶、油漆、泥浆、血浆、牙膏等属于这种液体。

另外，还有一些液体的黏滞系数 μ 随剪切变形的时间 t 而变化， μ 随 t 的增大而减小的液体称为触变性液体； μ 随 t 的增大而增大的液体称为流变性液体。

非牛顿液体的研究属于流变学的范畴；水力学研究的对象仅限于牛顿液体。

由于液体内部存在内摩擦阻力（亦称液体阻力），在流动过程中，内摩擦阻力做功而不断消耗液体的机械能，即液体的部分机械能通过其内部的摩擦作用不断转化为热能而散逸，这种液体机械能的散耗称为液流的能量损失。因此，黏滞性是引起液流能量损失的主要根源。

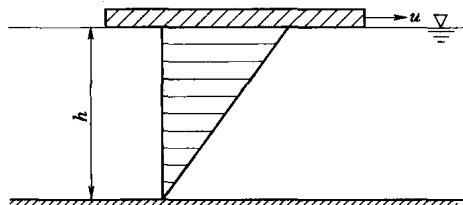
由于黏滞性的存在，使液体的运动情况变得异常复杂（如液流流速分布不均匀，引起液体机械能损失等）。在分析水力学问题时，为了简化，有时不考虑液体黏滞性的存在，这种假想的没有黏滞性的液体称为理想液体；而具有黏滞性的液体称为实际液体。

【例题 1.1】 有一平板在水面上以 $u=2\text{m/s}$ 的速度做水平运动。已知水深 $h=0.01\text{m}$ ，水温为 20°C ，由于平板带动水流速度按直线分布，求水作用于平板底面的切应力。

解：

由水温为 20°C ，查得水的动力黏滞系数 $\mu=1.005\times 10^{-3}\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ，平板与底面的速度差为 $du=2-0=2\text{ (m/s)}$ ， $dy=h=0.01\text{ (m)}$ ，则

$$\tau=\mu(du/dy)=1.005\times 10^{-3}\times(2/0.01)=0.2\text{ (N/m}^2\text{)}$$



例题 1.1 图

1.3.1.5 压缩性——体积压缩系数或弹性系数

物体在外力作用下产生变形，在除去外力后能恢复原有状态消除变形的性质称为弹性。由于液体只能承受压力，抵抗体积压缩变形，并在除去外力后能够恢复原有状态，因此，这种性质称为压缩性。实际上也可以称为弹性。简言之，液体的体积随所受压力的增大而减小的特性称为液体的压缩性。

液体压缩性的大小可以用体积压缩系数来表示。设液体原状体积为 V ，当所受压强（单位面积上的压力）的增量为 $d\rho$ 时，体积增量为 dV ，则体积压缩系数为

$$\beta=-\text{(dV/V)}/d\rho \quad (1.14)$$

式中： dV/V 称为液体的相对压缩值。

β 的物理意义是压强增量为一个单位时单位体积液体的压缩量。 β 值愈大，表示液体愈易压缩。因为液体体积总是随压强增大而减小，即 dV 为负值，为使 β 为正值，故上式右边取负号。 β 的单位为 m^2/N 。

在工程界，往往用体积弹性系数 K 来表示压缩性， β 的倒数称为体积弹性系数，即

$$K = -dp/(dV/V) \quad (1.15)$$

K 值愈大，表示液体愈难压缩。 K 的单位为 N/m^2 。

又由于质量为密度与体积的乘积，液体压强的增加伴随着密度的增加， β 也可看作液体密度的相对增加值与液体压缩增值 dp 之比，即

$$\beta = (d\rho/\rho)/dp \quad (1.16)$$

体积弹性系数亦可表示为

$$K = dp/(d\rho/\rho) = 1/\beta \quad (1.17)$$

液体的种类不同，压缩性也不同。同一种液体的压缩性也随温度和压强而变化，但变化甚微。水的压缩系数 β 和体积弹性系数 K 值随温度而变化的关系见表 1.1。

【例题 1.2】 当水温为 20°C 时，使作用于 1.0m^3 的水的压强增加一个标准大气压强，求其体积缩减的百分率。

解：

已知水的体积为 $V=1.0\text{m}^3$ ，压强增量为 dp = 一个大气压 = 101.3kN/m^2 ，由水温为 20°C ，查表 1.1 得体积压缩系数 $\beta=0.455 \times 10^{-9}\text{m}^2/\text{N}$ ，由式 (1.14) 得

$$dV = -\beta V dp = -0.455 \times 10^{-9} \times 1.0 \times 101.3 \times 1000 = -0.461 \times 10^{-4} (\text{m}^3)$$

体积缩减百分率为

$$dV/V = 0.461 \times 10^{-4} / 1.0 = 0.00461\%$$

由上例可以看出，当普通水温时，每增加一个标准大气压强，水的体积仅比原体积缩减约二万分之一。可见液体的压缩性是很小的。在实用中，一般认为液体是不可压缩的，即认为液体的体积和密度不随压力而变化。水的体积弹性系数 K 按国际单位制可采用 $2.1 \times 10^9\text{N/m}^2$ 。

液体不可压缩，在实用上是足够精确的。但在压强变化过程非常迅速的运动现象中，就要考虑液体的压缩性。

对于气体，因分子间距比液体的大得多，分子之间的吸引力很小，可以自由运动，所以有很大的压缩性，且无固定的体积，能够充满任何大小的容器。可见液体不可压缩的特性是液体与气体物理性质之间的重要区别。

1.3.1.6 表面张力特性——表面张力系数

从物理学知道，任何物质的分子与分子之间都存在着吸引力（简称分子引力），其大小随分子间距的增大而减小。当分子间距大于某一值 R 时，分子引力趋于零。 R 称为分子的作用半径，其数量级约为 10^{-9}m 。

当液体和气体相接触时，在液面以下厚度为 R 的液层称为液体的表面层，如图 1.6 所示。表面层内的分子既受到液体内部分子的作用，又受到外部气体分子的作用。在分界面上，由于分界面两侧作用力的不平衡，常使作用面上的液体分子受到微小的分子引力，由于分子引力大于斥力，在表层沿表面方向产生张力，这种张力称为表面张力。表面张力使液体表面就和一张绷紧的弹性薄膜相似，有拉紧收缩的趋势。

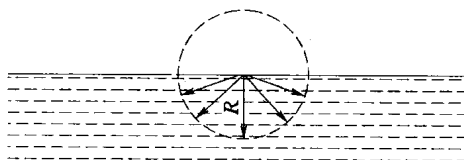


图 1.6

表面张力亦存在于液体与固体或另一种液体相接触的表面上。

液体表面张力的大小可用表面张力系数 σ 来量度。 σ 表示液体表面单位长度上所受的拉力，单位为 N/m。

σ 随液体种类和温度而变化。水的 σ 值随温度变化见表 1.1，在水温为 20°C 时，水的表面张力系数 $\sigma=0.736\text{N/m}$ ，水银的表面张力系数 $\sigma=0.54\text{N/m}$ 。

因表面张力是沿液体表面作用的拉力，当液体表面为水平时，表面张力的方向也是水平的。

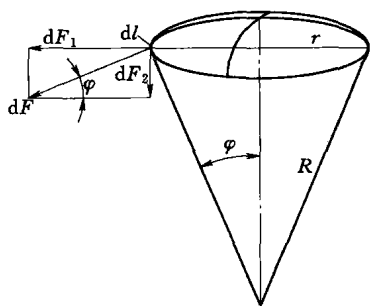


图 1.7

下面分析球形液面产生的附加压强。

如图 1.7 所示为一球帽状微小液块，设液块表面曲率半径为 R ，液块底面积为圆，其半径为 r ，周长为 $L=2\pi r$ ，设液块微小周长 dl 上的表面张力 $dF=\sigma dl$ ，其水平和垂直分力分别为 dF_1 和 dF_2 ，由图知

$$dF_2 = dF \sin\varphi = \sigma dl \frac{r}{R}$$

则由表面张力在液块底面产生的附加压力为

$$F_2 = \int dF_2 = \int_L \sigma dl \frac{r}{R} = \sigma \frac{r}{R} \int_L dl = \sigma \frac{r}{R} \times 2\pi r = \frac{2\pi\sigma r^2}{R}$$

液块底面的附加压强为

$$\Delta p = \frac{F_2}{\pi r^2} = \frac{2\sigma}{R} \quad (1.18)$$

由式 (1.18) 知，附加压强与表面张力系数成正比，与液面的曲率半径成反比。式 (1.18) 适用于凸形液面。对于凹形液面，表面张力有向上拉的作用，则表面张力为负值，即

$$\Delta p = -\frac{2\sigma}{R} \quad (1.19)$$

因表面张力的数值不大，在一般工程问题中可以忽略，只有当液体表面曲率较大，由表面张力引起的附加压强较大时才须考虑。例如微小水滴运动，大曲率薄层水舌运动，小尺度水力模型中的水流及液体在土壤孔隙中的渗流等。

如果一根玻璃管插入盛液体的容器中，则在附加压力作用下，管中和容器中的液面将不在同一水平面，这就是毛细管现象，如图 1.8 所示。对于内聚力小于附着力的水，管中液面呈凹形，在负的（向上的）附加压力的作用下，管中液面将沿管上升，直至升高部分的液体重量与附加压力相平衡为止；对于内聚力大于附着力的水银，管中液面呈凸形，在正的（向下的）附加压力的作用下，管中液面将沿管下降，直至管中被排开的液体重量与附加压力相平衡为止。

设细管的半径为 r ，管中液面的曲率半径为 R ，则液面升高（或降级）值可按下列静力平衡关系得

$$\Delta p \pi r^2 = h \pi r^2 \gamma$$

式中： Δp 为附加压强； γ 为液体的重度。因为 $\Delta p = 2\sigma/R$ ， $R = r/\cos\alpha$ (α 为液体与固体