

高等学校试用教材

GAODENGXUEXIAO
SHIYONGJIAOCAI

GJ

西南交通大学 廖艾贤 编

流体力学

中国铁道出版社

高等学校试用教材

流 体 力 学

西南交通大学 廖艾贤 编

中 国 铁 道 出 版 社

1987年·北京

内 容 提 要

本书根据工科大学四年制机械类专业50~70学时流体力学课程的教学需要编写。全书共分十一章,内容包括:流体静力学、流体运动学、无粘流动、粘性流动、控制容积分析法、量纲分析和相似理论、内部流动、外部流动、可压缩流动和理想流体的流动等。

本书除作为工科大学四年制机械类专业教材外,也可供广大科技人员学习流体力学时作参考。

高等学校试用教材

流 体 力 学

西南交通大学 廖文贤 编

中国铁道出版社出版

责任编辑 吴桂萍

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

中国铁道出版社印刷厂印

开本: 787×1092毫米 1/16 印张: 15.375 字数: 381 千

1987年4月 第1版 第1次印刷

印数: 0001—5,500册 定价: 2.60元

前 言

本教材是根据工科大学四年制机械类各专业50~70学时流体力学课程的教学需要进行编写的。编写时，参照了水力学教材编审小组于1982年审订的40学时和80学时的《工程流体力学教学大纲》。

本教材在编写过程中，力求贯彻少而精、循序渐进、理论与实际相结合的原则，尽力达到科学性和系统性的要求，以便读者自学。

本教材于1984年9月完成初稿，送西南交通大学钱冬生教授审阅。1985年5月，将油印稿寄送各兄弟院校审阅。于当年7月，由钱冬生教授和上海铁道学院聂崇嘉副教授主持，在峨眉西南交通大学召开审稿会。根据审稿意见，再次对书稿进行了修改。出席审稿会的有北方交通大学李文洲、鲁玮琪老师，长沙铁道学院陈南翼老师，石家庄铁道学院张源焕老师，上海铁道学院朱炳元老师，西南交通大学沈权、陈留、唐经世老师等。兰州铁道学院高孟理老师寄来了详细的审稿意见。在此，谨对他们的热情帮助，特别是钱冬生教授的指导和支
持，表示衷心的感谢。

限于本人水平，书中的缺点和错误，衷心希望广大读者（尤其是研究流体力学和水力学的老前辈、担任流体力学教学工作的同行和学习这门课程的同学们）批评指正，我将把你们的批评意见当作最宝贵的礼物，看成是真诚的帮助。来信请寄四川峨眉西南交通大学机械系热工教研组。

最后，我要对同窗好友唐经世、沈志云、西南交通大学前任副校长沈正光、教研组长刘应清等同志的关心、支持和帮助，再次表示深深的感谢。

廖艾贤

1986年2月于峨眉

目 录

第一章 绪 论	1
第一节 流 体.....	1
第二节 连续介质模型.....	1
第三节 流体的密度.....	2
第四节 压 强.....	2
第五节 流体的粘性.....	3
第六节 流体的压缩性.....	5
第七节 表面张力和毛细现象.....	7
第八节 流体所受的力.....	9
复习思考题.....	10
习 题.....	11
参 考 文 献.....	11
第二章 流体静力学	12
第一节 静止流体的特点.....	12
第二节 惯性系静止流体基本方程.....	13
第三节 液柱式压力表.....	17
第四节 惯性系静止流体对固体的压力.....	19
第五节 浮 力.....	23
第六节 非惯性系静止流体.....	24
复习思考题.....	26
习 题.....	26
参 考 文 献.....	28
第三章 流体运动学	29
第一节 流 速 场.....	29
第二节 流体质点的加速度 随流导数.....	32
第三节 流体质点的变形.....	33
第四节 流体质点的转动 有旋流动和无旋流动.....	35
第五节 微分连续方程.....	37
第六节 不可压缩流动和均质流动.....	39
第七节 控制容积连续方程.....	40
复习思考题.....	42
习 题.....	42
参 考 文 献.....	44
第四章 无粘流动	45

第一节 欧拉方程	45
第二节 流线坐标系	45
第三节 欧拉方程沿副法线方向和主法线方向的分量式	47
第四节 欧拉方程沿切线方向的分量式 伯努利方程	48
第五节 不可压缩流伯努利方程应用举例	50
第六节 空 穴	56
第七节 伯努利方程的能量意义	57
复习思考题	59
习 题	59
参 考 文 献	61
第五章 粘性流动	62
第一节 惯性系粘性流动微分动量方程	62
第二节 常粘度N-S方程	63
第三节 压强分布的比较 测压管压强	67
第四节 一维流动的适用范围	69
第五节 层流和湍流	69
第六节 不可压缩湍流时均运动连续方程和动量方程	72
第七节 流体对固体壁的粘附现象 边界层和主流区	73
第八节 常粘度不可压缩流N-S方程应用举例	75
复习思考题	78
习 题	78
参 考 文 献	79
第六章 控制容积分析法	80
第一节 控制容积动量方程	80
第二节 控制容积动量矩方程	85
第三节 欧拉叶轮方程	88
第四节 控制容积能量方程	90
第五节 总流伯努利方程	92
第六节 管道动量方程和管道连续方程	95
第七节 叶轮伯努利方程	99
复习思考题	100
习 题	101
参 考 文 献	103
第七章 量纲分析和相似理论	104
第一节 量 纲	104
第二节 方程的量纲一致性 无量纲量	105
第三节 无量纲量函数式 π 定理	106
第四节 量纲分析	109
第五节 相似理论	112
第六节 量纲分析和相似理论对科学研究的指导作用	115

复习思考题	117
习 题	118
参 考 文 献	119
第八章 内部流动	120
第一节 圆管流动	120
第二节 圆管层流	122
第三节 层流 - 湍流转变	125
第四节 圆管湍流	126
第五节 局部损失	138
第六节 管道流动计算	141
第七节 非圆断面流道内的流动	142
第八节 间隙中的层流	143
复习思考题	147
习 题	148
参 考 文 献	149
第九章 外部流动	150
第一节 边界层动量积分方程	150
第二节 顺流平板	152
第三节 绕流阻力 摩擦阻力	159
第四节 边界层分离	160
第五节 压差阻力	163
第六节 型 阻	165
第七节 升 力	170
第八节 卡门涡街 流动引起的固体振动	171
复习思考题	173
习 题	173
参 考 文 献	175
第十章 可压缩流动	176
第一节 压 强 波	176
第二节 马 赫 数	179
第三节 马 赫 锥	179
第四节 一维定常管道流动	181
第五节 绝能流动和等熵绝能流动	183
第六节 完全气体	184
第七节 完全气体的绝能流动和等熵绝能流动	185
第八节 激 波	190
第九节 马 赫 波	198
第十节 可压缩流中的皮托管	201
第十一节 激波阻力	203
第十二节 喷管中的流动	203

第十三节 水锤现象	210
复习思考题	214
习 题	215
参 考 文 献	216
第十一章 理想流体的流动	217
第一节 理想流体	217
第二节 无旋流动 速度势	217
第三节 流 函 数	221
第四节 平面势流	223
复习思考题	232
习 题	232
参 考 文 献	234
习 题 答 案	234

第一章 绪 论

第一节 流 体

流体是液体和气体的总称，是在不论怎样小的切应力作用下，都将持续地发生切应变的物质。

流体和固体的区别在于：

1. 固体有固定的形状，流体没有。
2. 固体分子受相互之间很强的作用力束缚，只能在平衡位置附近振动。固体的应变和应力成正比（弹性限度内）或呈其它增函数关系（超过弹性限度时）。液体分子之间的作用力比固体小，受切应力作用时能相对移动。气体分子能自由运动；相互之间的作用力，除碰撞时外，可忽略不计。所以，液体和气体不论受到怎样小的切应力都将持续地发生切应变。切应变增大的速率与切应力成正比（牛顿流体）或呈其它增函数关系（非牛顿流体）。也就是说，只要存在切应力，流体就持续地改变形状。尽管切应力很小，只要作用的时间长，也能引起很大的变形。切应力撤消时，切应变不再增大，但已发生的切应变不会自行消失。

3. 静止流体内不可能存在切应力，而静止固体内则可以存在。

以上，第二点是主要的。它是流体区别于固体的本质特征，是导致其他区别的内因。

第二节 连续介质模型

流体由大量分子组成。分子之间有间隙，并在永不停息地运动。流体的一切宏观参数（如密度、温度、压强等等）都是大量分子行为的统计平均值。所以，就微观结构而言，流体内部有空隙，并不连续。但是，一般情况下，即使在很小的流体体积内，仍存在大量分子。例如，1克分子气体含 6.02×10^{23} 个分子。而标准情况下，1克分子任何气体的体积为22.4 l。由此不难得出：标准情况下， $1 \mu\text{m}^3$ 任何气体含 2.69×10^7 个分子。液体分子间的距离比气体小。同样条件下， $1 \mu\text{m}^3$ 液体中的分子数还要多。可见，一般流动中，都存在这样的小体积：它在宏观上足够小（远小于宏观流动的几何尺寸），而在微观上足够大（仍包含大量分子，使分子行为的统计平均值有意义），使我们有理由认为：

1. 流体中客观存在的这种宏观上足够小、微观上足够大的小体积就是几何上的点，包含在这样的小体积中的流体组成一个个流体质点。

2. 流体由连续排列的流体质点组成。流体质点之间无空隙。

3. 流场中某一点在某瞬时的流动参数，由该瞬时占据该点的流体质点的宏观参数确定。而流体质点的宏观参数由它所包含的大量分子的行为的统计平均值确定。

4. 除在个别点、线、面外，流体的一切宏观参数是空间坐标的连续函数。

5. 流体的一切宏观参数一般也是时间的连续函数。

6. 因而，研究宏观流动可应用数学分析这一有力工具。

以上，就是“流体的连续介质模型”的基本思想^[1,2]。

实践表明：连续介质模型适用于液体和一般的气体流动，不适用于稀薄气体流动和分子平均自由程更大的自由分子运动。

分子运动的平均自由程与流场的某一有代表性的长度（流场的特征长度）之比，是一个无量纲量，称为克努森数（Knudsen number）

$$Kn = \frac{\lambda}{l} \quad (1-1)$$

式中 Kn ——克努森数；

λ ——分子平均自由程（m）；

l ——流场的特征长度（m）。

实践表明： Kn 很小，适用连续介质模型；中间情况，为稀薄气体流动； $Kn \gg 1$ ，为自由分子运动。区分适用连续介质模型和稀薄气体流动的克努森数的具体数值取决于具体的流动情况和特征长度的取法。

显然，连续介质模型也适用于固体。

第三节 流体的密度

物质每单位体积的质量称为密度。密度的量纲是 ML^{-3} （ M 为质量的量纲， L 为长度的量纲），国际单位是 kg/m^3 。根据连续介质模型，流场中某一点的密度为

$$\rho = \lim_{\delta V \rightarrow V^*} \frac{\delta m}{\delta V} \quad (1-2)$$

式中 ρ ——密度（ kg/m^3 ）；

δV ——以所考虑的点为中心的微小体积（ m^3 ）；

δm —— δV 中包含的流体质量（kg）；

V^* ——流体质点的体积（宏观上足够小、微观上足够大的极小体积）。

压强为标准大气压时，水和空气的密度如表 1-1 所示。

水和空气的密度（压强为标准大气压）

表 1-1

温度 $^{\circ}C$		0	5	10	20	40	60	80	100
密度 kg/m^3	水	999.8	1000.0	999.7	998.2	992.2	983.2	971.8	958.4
	空气	1.293	1.270	1.247	1.205	1.128	1.060	1.000	0.9463

在共同的特定条件下，某物质的密度 ρ_1 与另一参考物质的密度 ρ_2 之比，称为该物质的相对密度

$$d = \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (1-3)$$

式中， d 为相对密度。显然，相对密度是无量纲量。

对于液体，取参考物质为水，共同的特定条件为标准大气压和 $4^{\circ}C$ ， $\rho_2 = 1000 kg/m^3$ 。

第四节 压 强

垂直于作用面、指向物体内部的力称为压力。每单位面积作用面承受的压力称为压强。压强的量纲是 $ML^{-1}t^{-2}$ （ t 为时间的量纲），国际单位是帕[斯卡]，符号为Pa。根据连续介

质模型，流场中某一点的压强为

$$p = \lim_{\delta A \rightarrow A^*} \frac{\delta F}{\delta A} \quad (1-4)$$

式中 p ——压强 (Pa)；

δA ——以所考虑的点为中心的微小面积 (m^2)；

δF ——作用在 δA 上的压力 (N)；

A^* ——以所考虑的点为中心的宏观上足够小、微观上足够大的极小面积 (m^2)。

第五节 流体的粘性

一、粘 性

流体抗拒变形的性质称为粘性，抗拒变形的力称为粘性力，单位面积的粘性力称为粘性应力。粘性又称为内摩擦。

流体变形时，各部分之间有相对运动。接触面上出现阻碍相对运动的力。这种力有三个来源：

1. 分子间的作用力：物质分子间的作用力，距离很小时表现为斥力；距离稍大时表现为引力；引力随距离增大而迅速减小。相邻分子间的引力，对流体各部分的相对运动起阻碍作用。

2. 分子动量交换：分子在永不停息地运动。相邻的两部分流体因分子运动而不停地交换分子，同时交换了分子所携带的动量和动能。这种因分子运动而进行的动量交换和动能交换分别称为分子动量交换和分子动能交换。流体内部有相对运动时，相邻的两部分流体宏观运动的动量不相等。进行分子动量交换的净结果是：速度较大的那一部分流体失去部分动量，速度较小的那一部分则得到动量。因此，分子动量交换对流体各部分的宏观相对运动起阻碍作用。

3. 湍流动量交换：流体流动有两种形态：层流和湍流。层流是没有涡旋的、平滑的、不相混合的分层流动。各部分流体之间，除交换分子外，无宏观混合运动。湍流是充满了大大小小的涡旋、流动参数围绕平均值作随机脉动的流动。各部分流体在沿一定方向进行主要流动的同时，进行着宏观的混合运动。这种混合称为湍流混合。湍流混合所导致的动量交换称为湍流动量交换。它对流体各部分的宏观相对运动也起阻碍作用。

这三种作用，前两种属于粘性力，第三种属于湍流力。粘性的来源是相邻分子间的引力和分子动量交换。测量流体粘性时应保持流动为层流。

二、粘性切应力与切应变速率的关系 牛顿流体和非牛顿流体

任何流体都有粘性，但只有正在变形的流体内部才出现粘性应力。变形一旦停止，粘性应力也就消失。和固体不同，流体的粘性切应力不是切应变的函数，而是切应变速率（简称切应变速率）的函数。根据粘性切应力与切应变速率的函数关系，流体分为两类：

1. 牛顿流体：粘性切应力与切应变速率成正比

$$\tau_v \propto \dot{\epsilon}$$

式中 τ_v ——粘性切应力；

$\dot{\epsilon}$ ——切应变速率。

2. 非牛顿流体：粘性切应力与切应变率不成正比，呈其它增函数关系。

实验表明：所有的气体和小分子液体（包括单质、简单化合物和简单溶液）属于牛顿流体，如空气、水、各种机械油等。所有的长分子液体（包括各种聚合物及其溶液）、乳化液和悬浮液属于非牛顿流体，如血液、关节腔内的滑液、奶油、蜂蜜、蛋白、高分子熔体、高分子溶液、油漆、合成纤维、塑料、纸浆、石灰水等。

流体力学以牛顿流体为研究对象。研究非牛顿流体是力学的另一分支——流变学的任务。

三、切应变率与流速的方向导数的关系

流体流动时，如果流速在空间上均匀分布，各点的流速相等，流体就不改变形状。可见，流体的切应变率与流速在空间的分布有关。

如图 1—1 所示，设流体沿 x 方向流动，流速为 v_x ， v_x 沿 y 方向增大（ $\frac{\partial v_x}{\partial y} > 0$ ）。考察微元流体 $ABCD$ ，它在某时刻具有长方体形状，边长为 δx 、 δy 、 δz 。经过时间 δt ， A 点移动到 A_1 ， $AA_1 = v_x \delta t$ 。 B 点移动到 B_1 ， $BB_1 \approx \left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial y} \delta y\right) \delta t$ 。 B 点对 A 点的相对位移是 $EB_1 \approx \frac{\partial v_x}{\partial y} \delta y \delta t$ 。长方体 $ABCD$ 的切应变是 $\angle EA_1B_1 \approx \frac{EB_1}{EA_1} \approx \frac{\partial v_x}{\partial y} \delta t$ ，切应变率为 $\frac{\partial v_x}{\partial y}$ 。可见，若流体沿 x 方向流动，流速为 v_x ， v_x 沿 y 方向增大（ $\frac{\partial v_x}{\partial y} > 0$ ），则流体发生切应变。切应变率正好是 v_x 沿 y 方向的方向导数 $\frac{\partial v_x}{\partial y}$ 。与此相应，微元流体与 y 方向垂直的两个面（ AD 面和 BC 面）上出现粘性切应力，方向如图所示（阻碍流体内部的相对运动）。如果是牛顿流体，那么

$$\tau_x \propto \dot{\epsilon}$$

而

$$\dot{\epsilon} = \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

$\therefore$

$$\tau_x \propto \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

四、粘度

牛顿流体粘性切应力和切应变率的正比例关系可改写为等式

$$\tau_x = \eta \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (1-5)$$

比例系数 η 称为粘度。量纲是 $ML^{-1}t^{-1}$ ，国际单位是 $Pa \cdot s$ 。

$$1 Pa \cdot s = 1 N \cdot s / m^2 = 1 kg / (m \cdot s)$$

流体力学中常出现粘度 η 与密度 ρ 之比。 η 和 ρ 都是流体的物理性质，因而 η/ρ 也是。 η/ρ 的量纲是 $L^2 t^{-1}$ ，国际单位是 m^2/s 。因为它的量纲式中不包含质量，所以称为运动粘度，用希腊字母 ν 表示：

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (1-6)$$

粘度是流体的重要性质，在生产上起很大作用。例如，润滑油的粘度决定着机械效率、发热、油膜厚度、承载能力及磨损等。

液体的粘度随温度升高而减小，气体则随温度升高而增大。这是由于液体粘性力的来源以分子间的相互作用力为主，而气体以分子动量交换为主的缘故。

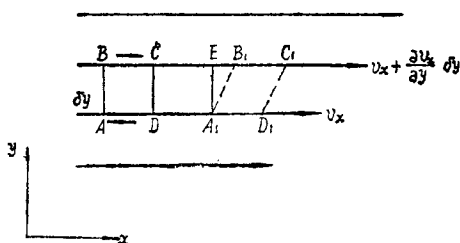


图 1-1

液压系统中希望采用粘温性能好的油液，粘度随温度的变化越小越好。对于精密机床和机械，这一点特别重要。因为粘度随温度改变，会使运动不平稳。

流体的粘度随压强增大而缓慢地增大，只有水在30℃以下属于例外。压强很高时，润滑油的粘性显著增大，对润滑产生很有利的影响。因为产生高压的地方，油膜可能被挤穿，粘度增大正好阻止这一点。

压强为大气压时，水和空气的粘度如表1—2所示。

水和空气的粘度（压强为大气压）表1—2

温度℃		0	10	20	30	40
水	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	1.792×10^{-3}	1.309×10^{-3}	1.008×10^{-3}	0.800×10^{-3}	0.653×10^{-3}
	$\nu(\text{m}^2/\text{s})$	1.794×10^{-6}	1.310×10^{-6}	1.010×10^{-6}	0.804×10^{-6}	0.659×10^{-6}
空气	$\eta(\text{Pa}\cdot\text{s})$	1.723×10^{-5}	1.772×10^{-5}	1.821×10^{-5}	1.868×10^{-5}	1.914×10^{-5}
	$\nu(\text{m}^2/\text{s})$	1.333×10^{-5}	1.421×10^{-5}	1.512×10^{-5}	1.604×10^{-5}	1.698×10^{-5}

〔例1—1〕如图1—2，粘度为 $0.048\text{Pa}\cdot\text{s}$ ，相对密度为0.913的流体沿固体表面流动。求固体表面和距离表面25mm、50mm、75mm处流速的方向导数及粘性切应力。设：

(a) 流速沿表面法线方向呈线性分布

(b) 流速呈抛物线分布

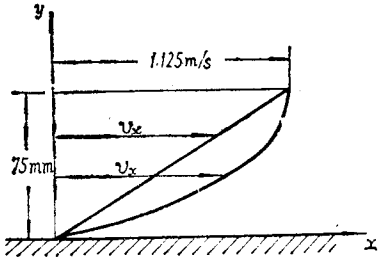
$$v_x = 1.125 - 200(0.075 - y)^2 \quad (\text{m/s})$$

两种情况下，都有

$$y = 0, v_x = 0;$$

$$y = 75\text{mm}, v_x = 1.125\text{m/s}.$$

〔解〕(a) 流速沿表面法线方向呈线性分布， $\frac{\partial v_x}{\partial y}$



为常数，粘性切应力也为常数，与离开固体表面的距离无关。

图 1—2

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{1.125\text{m/s} - 0}{0.075\text{m} - 0} = 15\text{s}^{-1}$$

计算结果如下：

$$\tau_x = \eta \frac{\partial v_x}{\partial y} = (0.048\text{Pa}\cdot\text{s})(15\text{s}^{-1}) = 0.72\text{Pa}$$

(b) 流速呈抛物线分布

$$v_x = 1.125 - 200(0.075 - y)^2 \quad (\text{m/s})$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = 400(0.075 - y) \quad (\text{s}^{-1})$$

$$\tau_x = (0.048\text{Pa}\cdot\text{s}) \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (\text{Pa})$$

$y(\text{m})$	$\frac{\partial v_x}{\partial y}(\text{s}^{-1})$	$\tau_x(\text{Pa})$
0	30	1.44
0.025	20	0.96
0.050	10	0.48
0.075	0	0

第六节 流体的压缩性

流体对切应力一点也不呈弹性，但在被压缩时呈弹性：压强增大，体积减小；压强减小时，自动恢复原来的体积。

象对待弹性固体一样,工程上习惯用弹性模量表示这一性质。但由于流体无固定形状,只能以体积为基础来定义弹性模量,称为**体积模量**。定义式为

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

式中 E —— 体积模量(Pa);

p —— 压强(Pa);

dp —— 压强的微元增量;

V —— 流体的体积 (m^3);

dV —— 压强增大 dp , 流体体积相应的增量。

式中的负号是为了使 E 为正值而引入, 因为 dp 和 dV 的符号总是相反。又

$$\rho V = m$$

式中 ρ —— 密度 (kg/m^3);

m —— 质量 (kg)。

对等式两边取自然对数, 得

$$\ln \rho + \ln V = \ln m$$

质量一定, $\ln m$ 为常数。对等式两边微分, 得

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} = 0$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV}{V}$$

即: 质量一定时, 密度的相对改变和体积的相对改变大小相等, 符号相反。所以, 体积模量的定义式也可表达为

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

由体积模量的定义式可见:

1. 流体越难于压缩, 体积模量越大。

2. 体积模量的量纲和单位与压强相同。

体积模量的值, 与压缩(或膨胀)的条件有关。若流体的压缩(或膨胀)在等温条件下进行, 相应的体积模量为**等温体积模量**, 定义式为

$$E_T = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \quad (1-9)$$

若在可逆、绝热条件下进行, 则为**等熵体积模量**

$$E_s = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (1-10)$$

式中 E_T —— 等温体积模量 (Pa);

E_s —— 等熵体积模量 (Pa);

$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T$ —— 等温条件下 p 对 ρ 的偏导;

$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s$ —— 等熵条件下 p 对 ρ 的偏导。

〔例1-2〕证明: 对于完全气体*

* 物理学中的理想气体在流体力学中改称为完全气体。详见第十章第六节。

$$E_T = p, E_s = \gamma p$$

式中 p —— 压强 (Pa) ;

γ —— 比热比 (定压比热与定容比热之比) 。

证: 对于完全气体等温过程

$$\frac{p}{\rho} = C \quad (C \text{ 为常数})$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T = \frac{\partial}{\partial \rho} (C\rho) = C = \frac{p}{\rho}$$

$$\therefore E_T = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T = p$$

$E_s = \gamma p$ 的证明请读者完成。

第七节 表面张力和毛细现象

一、表面张力

作用在液-气分界面 (液体的自由面) 上, 促使分界面收缩的切向力, 称为表面张力。

表面张力是分子力的一种表现。液-气分界面上的液体分子一边受到气体分子的吸引力, 另一边受到液体分子的吸引力。后者比前者大。分界面上的液体分子有被拉回液体中的趋势, 分界面有尽可能缩小的趋势。其结果:

1. 如果不受其它作用力干扰, 液-气分界面总是取面积最小的形式 (如较小的液滴和液体中的气泡呈球状, 因为在体积一定的条件下, 球形表面积最小)。

2. 液-气分界面总是象一个绷紧的弹性膜, 到处存在沿切线方向的拉力。这种拉力, 就是表面张力。

两种不相混合的不同液体的分界面上也出现表面张力。

表面张力的大小用表面张力系数表示, 它的定义式是

$$\sigma = \frac{\delta F}{\delta l} \quad (1-11)$$

式中 σ —— 表面张力系数 (N/m) ;

δl —— 分界面上的微元线段的长度 (m) ;

δF —— 微元线段两边的液体之间的表面张力 (N) 。

表面张力系数与分界面两边的流体种类有关, 并随温度上升而减小。

水中加入少量有机溶质 (如肥皂、洗涤剂) 后, 表面张力系数显著减小。

盐类溶解于水中, 使表面张力增大。杭州虎跑泉水表面能支持轻轻放上的金属钱币, 就是这个原因。

表面张力系数的典型值如表 1-3 所示。

由于存在表面张力, 当液-气分界面为曲面时, 两边流体的压强不相等, 凹面这边较大。

如图 1-3 所示, 取弯曲液面上边长为 dx 、 dy 的微元矩形为隔离体, 分析它的平衡条件, 得

$$(p_{ca} - p_{cv}) dx dy = 2\sigma dy \sin \alpha + 2\sigma dx \sin \beta$$

式中 p_{ca} —— 凹面的流体压强 (Pa) ;

p_{cv} ——凸面的流体压强 (Pa) ;

σ ——表面张力系数 (N/m) 。

表面张力系数 (N/m) 表 1-3

温度 $^{\circ}\text{C}$ 流体种类	0	20	50
淡水—空气	7.62×10^{-2}	7.27×10^{-2}	6.82×10^{-2}
汞—空气	0.480	0.475	0.469

等号左边是微元矩形两边受到的压力差，右边是微元矩形受到的表面张力沿矩形的法线方向的分量。分界面很薄，所受到的重力可忽略不计。

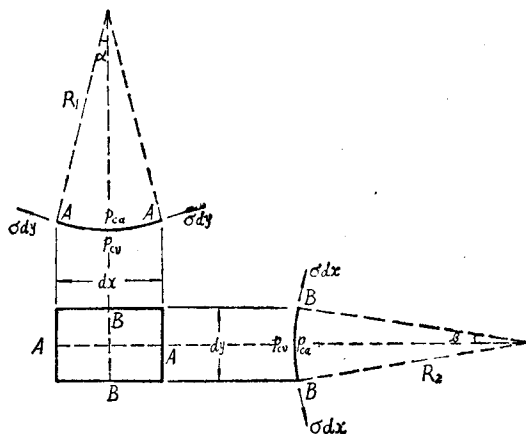


图 1-3

而 $\sin \alpha = \frac{dx/2}{R_1}$, $\sin \beta = \frac{dy/2}{R_2}$

$$\therefore p_{ca} - p_{cv} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1-12)$$

式中, R_1 、 R_2 为液面在过这一点、垂直于液面而又相互垂直的两个平面内的曲率半径。

液面为球面时, $R_1 = R_2 = R$

$$p_{ca} - p_{cv} = \frac{2\sigma}{R} \quad (1-13)$$

式中 R ——球面半径。

液面为圆柱面时, $R_1 = R$, $R_2 = \infty$

$$p_{ca} - p_{cv} = \frac{\sigma}{R} \quad (1-14)$$

式中 R ——圆柱半径。

二、毛细现象

液体和固体接触时, 接触面上的液体分子一边受到固体分子的吸引力, 另一边受到液体分子的吸引力。前者称为附着力, 后者为内聚力。若附着力 < 内聚力, 情况与液-气分界面相似。接触面上的液体分子有被拉回液体中的趋势, 接触面有尽可能缩小的趋势。这种情况, 称为液体不能浸润固体表面。相反, 若附着力 > 内聚力, 则液体能浸润固体表面。水银和玻璃接触, 是不能浸润的例子; 水和玻璃接触, 是能浸润的例子。

有细小缝隙的固体和液体接触时, 在能浸润的情况下, 液体沿缝隙上升; 不能浸润的情况下, 液体沿缝隙下降。这种现象称为毛细现象。

把毛细管竖立在液体里。若能浸润, 管内液面将呈凹面向上的形状。液面上的压强大于液面下的压强 ($p_{ca} > p_{cv}$)。而管内液面上的压强与管外液面上的压强相等。于是, 管内液面将上升, 最后稳定在某一高度, 使得管外液面上的压强与管内同一水平面上的压强相等 (图 1-4), 于是

$$p_{ca} = p = p_{cv} + \rho gh \quad (a)$$

式中 p ——管外液面上的压强 (Pa) ;

h ——毛细升高的高度 (m) ;

ρ ——液体的密度 (kg/m^3) ;

g ——重力加速度 (m/s^2) 。

设管内液面为球冠面, 则

$$p_{c.o} - p_{c.v} = \frac{2\sigma}{R} \quad (b)$$

式中 R ——球面半径 (m) , $R = \frac{r}{\cos \theta}$ (c)

其中 r ——毛细管内半径 (m) ;

θ ——液面与管壁湿润部分组成的二面角, 称为接触角 (图 1-5) 。联立求解 (a) 、 (b) 、 (c) 式, 得

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r} = \frac{4\sigma \cos \theta}{\rho g d} \quad (1-15)$$

式中 d ——毛细管内直径 (m) 。

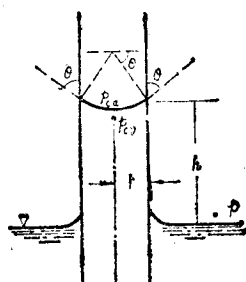


图 1-4

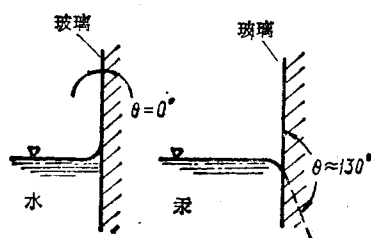


图 1-5

接触角的典型值如表 1-4 所示。

接触角 $\theta > 90^\circ$, 属于不能浸润的情况。由 (1-15) 式得出 $h < 0$, 表示是毛细下降。

管壁不干净时, θ 由相应于洁净管壁的值向靠近 90° 的方向改变, h 的绝对值减小。

由于推导中假定管内液面为球冠面, (1-15) 式只适用于 $d < 2.5\text{mm}$ 的小直径管子。

实验表明, $d > 2.5\text{mm}$ 时, 计算值偏高。

管径很小时, 毛细升高可以很大。水在土壤中上升到地下水面上, 液体在植物茎部上升, 都是毛细升高的表现。

接触角 (常温) 表 1-4

水—洁净的玻璃管—空气	0°
汞—洁净的玻璃管—空气	$130^\circ \sim 150^\circ$

第八节 流体所受的力

流体所受的力可分为接触力和场力两类。接触力又称为表面力。场力又称为体积力、质量力。

接触力包括粘性力、非粘性压力、湍流力和表面张力和附着力。

粘性力仅在流体各部分有宏观相对运动时出现。

流体内部不存在粘性力时, 各部分之间仍存在压力。这种压力称为非粘性压力。非粘性压力是由于分子运动和分子之间的作用力当距离很小时表现为斥力而产生的。