

765065

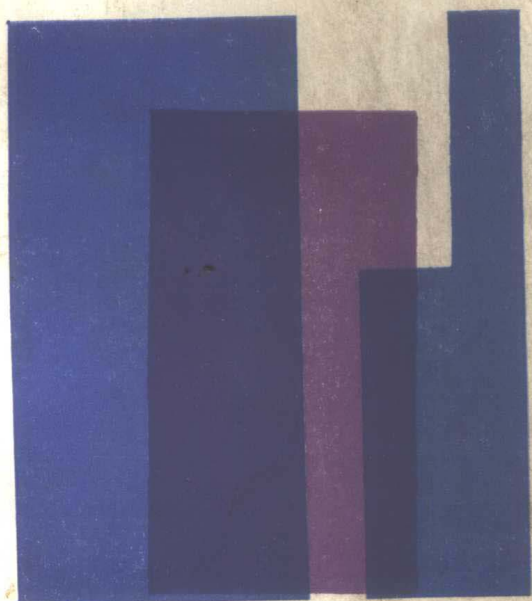
高等学校试用教材

流体力学 泵与风机

3326
7702·2

(第二版)

周谟仁 主编



中国建筑工业出版社

高等学校试用教材

流体力学泵与风机

(第二版)

周谟仁 主编

中国建筑工业出版社

本书介绍了流体静力学，一元流体（气体）动力学，理想和粘性流体动力学，管流阻力，孔口、管嘴和管路计算的基本理论，气体射流，相似性原理和因次分析以及常用泵与风机的原理和特性，并附录了常用泵与风机的运行和性能资料。每章均附有习题，书末有部分习题答案。

本版修订，参考了新教学大纲，大多数章节均有改动，使叙述更加系统明确。部分章节内容作了调整增删，如增加了旋转射流，有旋流动等内容，加强了粘性流体动力学的内容等，以保持理论的完整性。

高等学校试用教材
流体力学泵与风机
(第二版)

周 谟 仁 主编

中国建筑工业出版社出版(北京西郊百万庄)
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
中国建筑工业出版社印刷厂印刷(北京阜外南礼士路)

开本：787×1092毫米 1/16 印张：22 1/2 字数：546 千字

1985年12月第二版 1985年12月第四次印刷

印数：33,341—52,940册 定价：3.25元

统一书号：15040·4837

修 订 说 明

本次教材修订原则，一是根据原教材在过去四年间使用的部分教学经验，二是为了适应新订教学大纲的要求。为此，部分章节次序作了调整，部分章节内容作了增删和改写。和第一版比较，主要变动是：重新调整了系统，从一元流体动力学基础，理想流体动力学基础，粘性流体动力学基础到一元气体动力学基础，使系统性有所加强；在水静力学中，在等压面基础上推证了等密面和等温面；在一元流体动力学基础中，加强了气体能量方程的论述，提出和水流能量方程相比拟的图形表示法和相应的压强概念；在阻力理论中，改写了半经验理论的某些节段，使之易于理解，并和阻力实验的数据整理方法相结合；孔口管嘴管路有部分改写，紊流射流除了原有的一般直射射流外，增加了对燃气专业适用，暖通专业作为选修的旋转射流；在理想流体流动中增加了有旋流动，使理论系统较为完整。泵与风机部分，明确地区分了水头（气柱高度）与压头的区别，在理论阐述和实际使用方面有所加强。全书有意识地将液体流动和气体流动加以区别，这就有利于具体问题的计算和讨论。习题有适当增加。

此外，阻力理论中的气液两相流动，和除离心风机与泵以外的其它风机和泵，由于内容未列入新教学大纲内，留在教材中，篇幅将大大膨胀，所以全部被删减，不致影响教学。此外在推证方法上，取消了“单位元量”法，使推证方法全书一致。其它常用泵与风机由于该章易于自学，专业上有参考价值，取消后，未加删减地编入附录，作为课外阅读材料。

修订力求作到系统明确、理论完整、阐述论证少而精，不脱离专业要求。

修订分工如下，一、二章：重庆建筑工程学院何体中，三章：重庆建筑工程学院曾树坤，四章：哈尔滨建筑工程学院屠大燕、沈仲棠，五、六章：西安冶金建筑学院陈郁文，七章：重庆建筑工程学院范世斌，八章：沈仲棠，九章：陈郁文，十章：重庆建筑工程学院周谟仁，十一、十二章：重庆建筑工程学院田胜元。主编：重庆建筑工程学院周谟仁。主审：同济大学建筑工程分校巢庆临。

目 录

上篇 流 体 力 学

第一章 绪论..... 1	第五节 紊流脉动与时均法..... 98
第一节 作用在流体上的力..... 1	第六节 紊流的半经验理论..... 100
第二节 流体的主要力学性质..... 3	第七节 尼古拉兹实验..... 103
第三节 流体的力学模型..... 11	第八节 紊流阻力系数的半经验公式..... 108
习题..... 12	第九节 工业管道和柯列勃洛克公式..... 110
第二章 流体静力学..... 14	第十节 非圆管的沿程损失..... 118
第一节 流体静压强及其特性..... 14	第十一节 管道流动的局部损失..... 121
第二节 流体静压强的分布规律..... 16	第十二节 减小阻力的措施..... 130
第三节 压强的计算基准和量度单位..... 22	习题..... 132
第四节 液柱测压计..... 25	第五章 孔口管嘴管路流动..... 137
第五节 作用于平面的液体压力..... 27	第一节 孔口自由出流..... 137
第六节 作用于曲面的液体压力..... 31	第二节 孔口淹没出流..... 139
第七节 流体平衡微分方程..... 35	第三节 管嘴出流..... 142
第八节 液体的相对平衡..... 38	第四节 简单管路..... 145
习题..... 43	第五节 管路的串联与并联..... 149
第三章 一元流体动力学基础..... 50	第六节 管网计算基础..... 151
第一节 描述流体运动的两种方法..... 50	第七节 有压管中的水击..... 154
第二节 恒定流动和非恒定流动..... 51	习题..... 157
第三节 流线和迹线..... 52	第六章 气体射流..... 161
第四节 一元流动模型..... 53	第一节 无限空间淹没紊流射流特征..... 161
第五节 连续性方程..... 54	第二节 圆断面射流的运动分析..... 166
第六节 恒定元流能量方程..... 57	第三节 平面射流..... 170
第七节 过流断面的压强分布..... 60	第四节 温差或浓差射流..... 171
第八节 恒定总流能量方程式..... 63	* 第五节 紊流射流计算方法的改进..... 176
第九节 能量方程的应用..... 66	* 第六节 旋转射流..... 179
第十节 总水头线和测压管水头线..... 70	第七节 有限空间射流简介..... 183
第十一节 恒定气流能量方程式..... 72	习题..... 186
第十二节 总压线和全压线..... 75	第七章 理想流体动力学基础..... 188
第十三节 恒定流动量方程..... 78	第一节 不可压缩流体连续性微分
习题..... 81	方程..... 188
第四章 流动阻力和能量损失..... 87	第二节 流体微团运动的分析..... 190
第一节 沿程损失和局部损失..... 87	第三节 有旋流动..... 194
第二节 层流与紊流、雷诺数..... 88	第四节 无旋流动..... 198
第三节 均匀流动方程式..... 93	第五节 平面无旋流动..... 201
第四节 圆管中的层流运动..... 95	第六节 几种简单的平面无旋流动..... 205

第七节 势流迭加	209	第九节 绕流阻力和升力	242
第八节 理想流体运动微分方程	216	习题	246
第九节 理想流体运动微分方程 的积分	218	第九章 一元气体动力学基础	247
习题	223	第一节 理想气体一元恒定流动的运动 方程	247
第八章 粘性流体动力学基础	225	第二节 音速、滞止参数、马赫数	251
第一节 以应力表示的粘性流体运动微 分方程式	225	第三节 气体一元恒定流动的连 续性方程	256
第二节 应力和角变形速度的关系	226	第四节 等温管路中的流动	258
第三节 纳维-斯托克斯方程	229	第五节 绝热管路中的流动	262
第四节 绕流运动与附面层基本概念	232	习题	265
第五节 附面层动量方程	234	第十章 相似性原理和因次分析	267
*第六节 平板上层流附面层的近似 计算	236	第一节 力学相似性原理	267
*第七节 平板上紊流附面层的近似 计算	238	第二节 相似准数	269
第八节 曲面附面层的分离现象与卡门 涡街	240	第三节 模型律	271
		第四节 因次分析法	275
		习题	277

下篇 泵 与 风 机

第十一章 离心式泵与风机的理论 基础	279	第五节 泵与风机的工况调节	322
第一节 工作原理及性能参数	279	第六节 选用原则	327
第二节 离心式泵与风机的基本方程 ——欧拉方程	281	思考题	331
第三节 叶型及其对性能的影响	285	习题	331
第四节 理论的流量-压头曲线和流量- 功率曲线	287	附录一 其它常用泵与风机	333
第五节 泵与风机的实际性能曲线	289	第一节 轴流式风机	333
第六节 相似律与比转数	293	第二节 往复式泵	335
思考题	300	第三节 真空泵	337
习题	301	第四节 深井泵	337
第十二章 离心式泵与风机的构造及其 运行分析	303	第五节 旋涡泵	339
第一节 离心式泵的构造特点	303	第六节 贯流式风机	339
第二节 离心式泵的气蚀与安装 高度	309	附录二 离心式风机命名方法	341
第三节 离心式风机的构造特点	316	附录三 BL型水泵性能表(摘录)和水 泵型号举例	343
第四节 管路性能与工作点、联合 运行工况分析	318	附录四 离心式风机性能与选用件表(摘 录)、通用性能曲线图与选择性 能曲线图	344
		附录五 30K4-11型轴流风机性能规范 表(摘录)	343
		附录六 部分习题答案	349

上篇 流 体 力 学

第一章 绪 论

液体和气体，统称为流体。

流体力学是力学的一个分支，它研究流体静止和运动的力学规律，及其在工程技术中的应用。

流体在供热通风及燃气工程中应用得非常广泛。热的供应，空气的调节，燃气的输配，排毒排湿，除尘降温等等，都是以流体为工作介质，通过流体的各种物理作用，对流体流动有效地加以组织来实现的。学好流体力学，才能对专业范围内的流体力学现象作出合乎实际的定性判断，进行足够精确的定量估计，正确地解决专业范围内的流体力学的设计和计算问题。

学习流体力学，要注意基本原理、基本概念、基本方法的理解和掌握要学会理论联系实际地分析和解决工程中的各种流体力学问题。

本书主要采用国际单位制，基本单位是：长度用米，代号为m；时间用秒，代号为s；质量用公斤，代号为kg。力为导出单位，采用牛顿，代号为N。 $1\text{ N}=1\text{ kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$ 。

由于我国长期采用工程单位，专业设备上某些量有时仍表为工程上习惯单位，学习者必须注意两种单位的换算。掌握换算的基本关系—— $1\text{ kgf}=9.807\text{ N}$ 。

第一节 作用在流体上的力

我们研究流体运动规律，首先必须分析作用于流体上的力，力是使流体运动状态发生变化的外因。根据力作用方式的不同，可以分为质量力和表面力。

一、质量力

质量力是作用于流体的每一个质点（或微团）上，且与质量成正比的力。

设在流体中取质量为 m 的质点（或微团），作用于该质点的质量力为 F ，而 F 与 m 的比值 F/m ，称为单位质量的质量力，简称为单位质量力。一般说来， F 可以沿 x 、 y 、 z 轴分为 F_x 、 F_y 、 F_z 。设 X 、 Y 、 Z 为单位质量力在 x 、 y 、 z 轴向的分力，则单位质量力的轴向分力表示为：

$$\left. \begin{aligned} X &= F_x/m \\ Y &= F_y/m \\ Z &= F_z/m \end{aligned} \right\} \quad (1-1-1)$$

这种表示方法，在分析受力问题时非常方便。它的意义我们可以对比牛顿公式 $f=ma$ 或 $a=f/m$ 来理解。可见，单位质量力及其轴向分力均具有加速度的因次。这是因为质量

力总是与加速度相联系的缘故。

例如流体所受的质量力只有重力时（这是流体力学中碰到的普遍情况），重力 G 等于质量与重力加速度的乘积，即 $G=mg$ 。可见，重力是与重力加速度相联系的。而 $G/m=g$ ，说明作用于流体的单位质量力的大小等于重力加速度。采用直角坐标系，重力在各轴向的分力为 G_x 、 G_y 、 G_z ，而单位质量重力的轴向分力为：

$$\left. \begin{aligned} X &= G_x/m = 0 \\ Y &= G_y/m = 0 \\ Z &= G_z/m = -g \end{aligned} \right\} \quad (1-1-2)$$

式中负号是因为重力的方向是铅直向下的，恰好与 Z 轴负向一致的缘故。

又如流体所受的质量力还有牵连惯性力时，牵连惯性力也是与座标运动对质点带来的牵连加速度相联系的。例如盛装流体的容器作直线加速运动或旋转运动时，尽管容器内的流体质点之间都没有相对运动，但由于容器运动（将座标固结在运动容器上），流体也受牵连而随之运动。则作用于质点的直线惯性力或离心惯性力也总是与直线加速度或离心加速度相联系的。这些牵连加速度，一般说来，不仅与座标运动有关，而且是运动座标的空间位置的函数。

二、表面力

表面力是作用于流体的表面上，且与作用的表面积大小成正比的力。表面力不仅指作用于流体外表面的力——称外力，而且也包括作用于流体内部任一表面的力——称内力。尽管流体内部任一对相互接触的表面上，这部分和那部分流体之间的表面力是大小相等，方向相反，对于外部力的作用来说，它们是相互抵消的。但是，我们在流体力学里分析问题，常从流体内部取出一个分离体，利用把内力变成外力的方法，研究其受力状态。

质量力的表达形式是单位质量力的轴向分力。同样地，表面力的表达形式也可用单位表面力的切向分力和法向分力。

设在质点的表面上，任取一微小面积 ΔA ，并设作用在这个表面上的表面力的方向是倾斜的。将此力分解为表面法线方向的力 ΔP ，和表面切线方向的切力 ΔT 。因为流体内部不能承受拉力，所以，表面法线方向的力只有内法线方向的压力。因此表面应力将分解为：

$$\left. \begin{aligned} \bar{p} &= \frac{\Delta P}{\Delta A} \\ \bar{\tau} &= \frac{\Delta T}{\Delta A} \end{aligned} \right\} \quad (1-1-3)$$

$\bar{p}$ 称为面积 ΔA 上的平均压应力，简称平均压强， $\bar{\tau}$ 称为面积 ΔA 上的平均切应力。如果面积 ΔA 无限缩小至中心点 a ，则

$$\left. \begin{aligned} p &= \lim_{\Delta A \rightarrow a} \frac{\Delta P}{\Delta A} \\ \tau &= \lim_{\Delta A \rightarrow a} \frac{\Delta T}{\Delta A} \end{aligned} \right\} \quad (1-1-4)$$

p 称为 a 点的压强； τ 称为 a 点的切应力。压强和切应力的因次均为力/面积。国际单位制为帕斯卡，以Pa表示。1 Pa = 1 N/m²。工程单位制为kgf/m²或kgf/cm²。

第二节 流体的主要力学性质

在日常生产、生活中，我们看到许多有关流动的现象：例如水在河中流动，燃气在管中输送，空气从喷嘴喷出等等。这些现象都说明流体不同于固体的最基本特征，就是具有流动性。

流体的基本特征——流动性，是由它的力学性质决定的。我们知道，固体存在着抗拉、抗压、抗切等三个方面的能力。例如一个方木块，受一定的外力作用时，将产生一定的变形。只要作用力保持不变，变形的大小也就不变。如果要把它拉裂、压碎或切断，必须加以足够的外力。否则，是拉不裂、压不碎、切不断它的。但是，流体则大不相同。例如，要分裂、切断水体，几乎不用什么力气。流体在静止时不能承受切力，只要流体受到切力的作用，即使这切力非常微小，也要发生不断的变形，流体各质点之间就要发生相对运动。流体的这个性质，称为流动性。这是它便于用管道或渠道进行输送，适宜于作供热、制冷等工作介质的主要原因。可是，另一方面，流体和固体一样，能够承受较大的压力。我们可以利用蒸汽压力推动气轮机来发电，利用液压、气压传动各种机械等，都是流体抗压能力和流动性的应用。

一、惯性

惯性是物体维持原有运动状态的性质。运动状态的任何改变，都必须克服惯性的作用。表征惯性的物理量是质量。质量愈大，惯性愈大，运动状态愈难改变，流体的质量常以密度来反映。对于均质流体，单位体积的质量称为密度。以 ρ 表示：

$$\rho = m/V \quad (1-2-1)$$

式中 ρ ——流体的密度， kg/m^3 ；

m ——体积为 V 的流体质量， kg ；

V ——质量为 m 的流体体积， m^3 。

对于各点密度不相同的所谓非均质流体，任一点的密度为：

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

式中 ρ ——为某点的流体密度；

ΔM ——为微小体积 ΔV 的流体质量；

ΔV ——为包含该点在内的流体体积。

二、重力特性

物体受地球引力的特性，称重力特性，常用容重来表征。对于均质流体，作用于单位体积流体的重力称容重。以 γ 表示：

$$\gamma = G/V \quad (1-2-3)$$

式中 γ ——流体的容重， N/m^3 ；

G ——体积为 V 的流体的重力， N ；

V ——重力为 G 的流体体积， m^3 。

和一点的密度相同，对于非均质流体，任一点的容重为：

$$\gamma = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} \quad (1-2-4)$$

式中 γ ——为某点的流体容重;

ΔG ——为微小体积 ΔV 的流体重力;

ΔV ——为包含该点在内的流体体积。

密度和容重虽然定义、单位不相同,但有密切联系。重力是质量和重力加速度的乘积。即

$$G = mg$$

上式两端同除以体积 V , 则得

$$\gamma = \rho g \quad (1-2-5)$$

在计算中常用的流体密度和容重如下:

水的密度和容重: $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ $\gamma = 9807 \text{ N/m}^3$

汞的密度和容重: $\rho_{\text{Hg}} = 13595 \text{ kg/m}^3$ $\gamma_{\text{Hg}} = 133326 \text{ N/m}^3$

干空气在温度为 290 K , 压强为 760 mmHg 时的密度和容重:

$$\rho_a = 1.2 \text{ kg/m}^3 \quad \gamma_a = 11.77 \text{ N/m}^3$$

三、粘滞性

流体内部质点间或流层间因相对运动而产生内摩擦力(切力)以反抗相对运动的性质,叫做粘滞性。此内摩擦力称为粘滞力。在流体力学研究中,流体粘滞性十分重要。

为了说明流体的粘滞性,现以流体在管中流动为例,如图1-1。当流体在管中缓慢流动时,紧贴管壁的流体质点,粘附在管壁上,流速为零。位于管轴上的流体质点,离管壁的距离最远,受管壁的影响最小,因而流速最大。介于管壁和管轴之间的流体质点,将以不同的速度向右运动,它们的速度将从管壁至管轴线,由零增加至最大的轴心速度。图1-1a就是粘性流体在管中缓慢流动时,流速 u 随垂直于流速方向 y 而变化的函数关系图,即 $u = f(y)$ 的函数关系曲线,称为流速分布图。由于各流层的速度不相同,因而各质点间便产生了相对运动,从而产生内摩擦力以抗拒相对运动。内摩擦力(或切力) T 的大小,经过无数的试验证明:

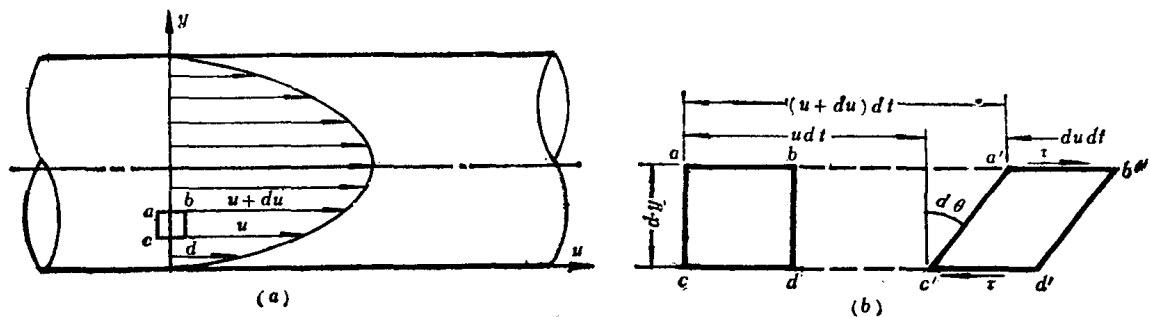


图 1-1 流体质点的直角变形速度

1. 与两流层间的速度差(即相对速度) du 成正比, 和流层间距离 dy 成反比;
2. 与流层的接触面积 A 的大小成正比;
3. 与流体的种类有关;
4. 与压力的大小无关。

内摩擦力的数学表达形式可写作:

$$T \propto A \frac{du}{dy}$$

或

$$T = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1-2-6)$$

这就是牛顿内摩擦定律。若以 τ 代表单位面积上的内摩擦力，称切应力。则

$$\tau = \frac{T}{A} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-2-7)$$

式(1-2-7)就是常用的粘滞力的计算公式。现对各项阐述如下：

(1) $\frac{du}{dy}$ ——称速度梯度。表示速度沿垂直于速度方向 y 的变化率，单位为 s^{-1} 。为了解速度梯度的意义，我们在图1-1a中垂直于速度方向的 y 轴上，任取一边长为 dy 的流体小方块 $abcd$ 。为清楚起见，我们将它放大成图1-1b。由于小方块下表面的速度 u 小于上表面的速度 $(u+du)$ 。经过 dt 时间后，下表面所移动的距离 udt ，小于上表面所移动的距离 $(u+du)dt$ 。因而小方块 $abcd$ 变形为 $a'b'c'd'$ 。也就是说，两流层间的垂直连接线 ac 及 bd ，在 dt 时间中变化了角度 $d\theta$ 。由于 dt 很小，因此， $d\theta$ 也很小。所以

$$d\theta \approx \tan d\theta = \frac{du dt}{dy}$$

故

$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1-2-8)$$

可见，速度梯度就是直角变形速度。这个直角变形速度是在切应力的作用下发生的，所以，也称剪切变形速度。因为流体的基本特征是具有流动性。在切应力的作用下，只要有充分的时间让它变形，它就有无限变形的可能性。因而只能用直角变形速度来描述它的剪切变形的快慢。所以，牛顿的内摩擦定律也可以理解为切应力与剪切变形速度成正比。

(2) τ ——称切应力，因次为力/面积。常用的单位为 N/m^2 ，简称Pa。切应力 τ 不仅有大小，还有方向。现以图1-1b小方块变形后的 $a'b'c'd'$ 来说明它的方向的确定：上表面 $a'b'$ 上面的流层运动较快，有带动较慢的 $a'b'$ 流层前进的趋势，故作用于 $a'b'$ 面上的切应力 τ 的方向与运动方向相同。下表面 $c'd'$ 下面的流层运动较慢，有阻碍较快的 $c'd'$ 流层前进的趋势，故作用于 $c'd'$ 面上的切应力 τ 的方向与运动方向相反。对于相接触的两个流层来讲，作用在不同流层上的切应力，必然是大小相等，方向相反的。这里顺便指出：内摩擦力虽是流体抗拒相对运动的性质，但它不能从根本上制止流动的发生。因此，流体流动性的特性，不因有内摩擦力存在而消失。当然，在流体质点间没有相对运动（在静止或相对静止状态）时，也就没有内摩擦力表现出来。

(3) μ ——称粘滞系数，单位为 $\frac{N}{m^2} \cdot s$ ，以符号 $Pa \cdot s$ 表示。不同流体有不同的 μ 值，同一流体的 μ 值愈大，粘滞性愈强。 μ 的物理意义可以这样来理解：当取 $\frac{du}{dy} = 1$ 时，则 $\tau = \mu$ ，即 μ 表征单位速度梯度作用下的切应力，所以它反映了粘滞性的动力性质，因此也称 μ 为动力粘滞系数。

在流体力学中，经常出现 μ/ρ 的比值，用 ν 表示。即

$$\nu = \mu/\rho \quad (1-2-9)$$

式中， ρ 为流体的密度， ν 的因次为 $L^2 T^{-1}$ ，常用单位为 cm^2/s （称斯托克斯，简写St）。

如果考虑密度就是单位体积质量，则 ν 的物理意义，也可以这样来理解： ν 是单位速度梯度作用下的切应力对单位体积质量作用产生的阻力加速度。这样，在 ν 的因次中没有力的因次，只具有运动学要素，故称 ν 为运动粘滞系数。 ν 的意义可从表1-1及表1-2中看出：在同样的条件下， ν 值愈大，反映流体质点相互牵制的运动学影响愈显著，则流动性愈低。反之， ν 值愈小，反映流体质点相互牵制的运动学影响愈微弱，则流动性愈高。例如，水的动力粘滞系数虽比空气要大得多，可是，运动粘滞系数只是同温度空气的十分之一至几十分之一。因此，水比空气的流动性大。流体流动性是运动学概念，所以，衡量流体流动性应用 ν 而不用 μ 。

表1-1中，列举了在不同温度时水的粘滞系数。

在表1-2中，列举了一个大气压下（压强为98.07kN/m²）不同温度时空气的粘滞系数。

水的粘滞系数

表 1-1

t (°C)	μ (10 ⁻³ Pa·s)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)	t (°C)	μ (10 ⁻³ Pa·s)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)
0	1.792	1.792	40	0.656	0.661
5	1.519	1.519	45	0.599	0.605
10	1.308	1.308	50	0.549	0.556
15	1.140	1.140	60	0.469	0.477
20	1.005	1.007	70	0.406	0.415
25	0.894	0.897	80	0.357	0.367
30	0.801	0.804	90	0.317	0.328
35	0.723	0.727	100	0.284	0.296

一个大气压下的空气的粘滞系数

表 1-2

t (°C)	μ (10 ⁻³ Pa·s)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)	t (°C)	μ (10 ⁻³ Pa·s)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)
0	0.0172	13.7	90	0.0216	22.9
10	0.0178	14.7	100	0.0218	23.6
20	0.0183	15.7	120	0.0228	26.2
30	0.0187	16.6	140	0.0236	28.5
40	0.0192	17.6	160	0.0242	30.6
50	0.0196	18.6	180	0.0251	33.2
60	0.0201	19.6	200	0.0259	35.8
70	0.0204	20.5	250	0.0280	42.3
80	0.0210	21.7	300	0.0298	49.9

从表1-1及表1-2中还可看出：水和空气的粘滞系数随温度变化的规律是不同的，水的粘滞性随温度升高而减小，空气的粘滞性随温度升高而增大。这是因为粘滞性是分子间的吸引力和分子不规则的热运动产生动量交换的结果。温度升高，分子间的吸引力降低，动量增大；反之，温度降低，分子间的吸引力增大，动量减小。对于液体，分子间的吸引力是决定性的因素，所以，液体的粘滞性随温度升高而减小；对于气体，分子间的热运动产生动量交换是决定性的因素，所以，气体的粘滞性随温度升高而增大。

最后，还需指出：牛顿内摩擦定律只适用于一般流体，它对某些特殊流体是不适用

的。为此，将满足牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体，如水和空气等，均为牛顿流体。而将特殊流体称为非牛顿流体。根据本书的任务，我们仅限于研究牛顿流体。对于非牛顿流体，可以参阅有关的专门著作。

例 1-1 在图 1-2 a 中，气缸内壁的直径 $D=12\text{cm}$ ，活塞的直径 $d=11.96\text{cm}$ ，活塞的长度 $l=14\text{cm}$ ，润滑油液的 $\mu=1\text{P}$ ($1\text{P}=0.1\text{Pa}\cdot\text{s}$)，活塞往复运动的速度为 1m/s ，试问作用在活塞上的粘滞力为多少？

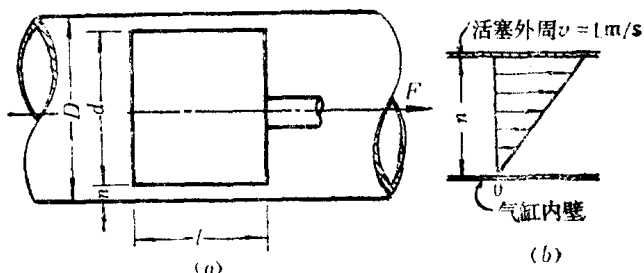


图 1-2 活塞运动的粘性阻力

解 因粘性作用，粘附在气缸内壁的润滑油层速度为零，粘附在活塞外沿的润滑油层与活塞速度相同，即 $v=1\text{m/s}$ 。因此，润滑油层的速度由零增至 1m/s ，油层间因相对运动产生切应力。故用 $\tau = \mu \frac{du}{dy}$ 计算。该切应力乘以活塞面积，就是作用于活塞上的粘滞力 T 。

我们将间隙 n 放大，并绘出速度分布图 1-2 b。由于活塞与气缸的间隙 n 很小，速度分布图可以认为是直线分布。故

$$\frac{du}{dy} = \frac{v}{n} = \frac{100}{\frac{1}{2} \times (12 - 11.96)} = 5 \times 10^3 1/\text{s}$$

将以上数值代入公式，

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = 0.1 \times 5 \times 10^3 = 5 \times 10^2 \text{N/m}^2$$

接触面积 $A = \pi d l = \pi \times 0.1196 \times 0.14 = 0.053\text{m}^2$

所以

$$T = A\tau = 0.053 \times 5 \times 10^2 = 26.5\text{N}$$

四、压缩性和热胀性

流体受压，体积缩小，密度增大的性质，称为流体的压缩性。流体受热，体积膨胀，密度减小的性质，称为流体的热胀性。

1. 液体的压缩性和热胀性

液体的压缩性，一般用压缩系数 β 来表示。设某一体积 V 的流体，密度为 ρ ，当压强增加 dp 时，体积减小，密度增大 $d\rho$ ，密度增加率为 $d\rho/\rho$ ，则 $d\rho/\rho$ 与 dp 的比值，称为液体的压缩系数 β 。即

$$\beta = -\frac{\frac{d\rho}{\rho}}{dp} \quad (1-2-10)$$

β 值愈大，则流体的压缩性也愈大。 β 的单位为 m^2/N 。

液体被压缩时，其质量并不改变，即

$$dm = d\rho V = \rho dV + V d\rho = 0$$

所以

$$d\rho/\rho = -dV/V$$

故体积压缩系数又可以表示为：

$$\beta = -\frac{dV/V}{dp} \quad (1-2-11)$$

压缩系数 β 的倒数为 $1/\beta$ ，称为液体的弹性模量，以 E 表示。即

$$E = \frac{1}{\beta} = \frac{dp}{\frac{d\rho}{\rho}} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1-2-12)$$

式中， E 的单位为 N/m^2 。

表1-3列举了水在温度为 $0^\circ C$ 时，不同压强下的压缩系数。

液体的热胀性，一般用热胀系数 α 来表示，与压缩系数相反，当温度增加 dT 时，液体的密度减小率为 $-\frac{d\rho}{\rho}$ ，则热胀系数 α 为：

$$\alpha = -\frac{\frac{d\rho}{\rho}}{dT} \quad (1-2-13)$$

α 值愈大，则液体的热胀性也愈大。 α 的单位为 T^{-1} 。

水的压缩系数 ($^\circ C$ 时) m^2/N

表 1-3

压 强 (at)	5	10	20	40	80
β	0.538×10^{-9}	0.536×10^{-9}	0.531×10^{-9}	0.528×10^{-9}	0.515×10^{-9}

同理，热胀系数亦可表示为：

$$\alpha = dV/V/dT \quad (1-2-14)$$

表1-4列举了水在一个大气压下，不同温度 ($^\circ C$) 时的容重及密度。

从表1-3及表1-4看出：压强每升高一个大气压，水的密度约增加二万分之一。在温度较低时 ($10 \sim 20^\circ C$)，温度每增加 $1^\circ C$ ，水的密度减小约为万分之一点五；在温度较高时 ($90 \sim 100^\circ C$)，水的密度减小也只有万分之七，这说明水的热胀性和压缩性是很小的，一般情况下均可以忽略不计。只有在某些特殊情况下，例如水击、热水采暖等问题时，才需要考虑水的压缩性及热胀性。

一个大气压下水的容重及密度

表 1-4

温 度 ($^\circ C$)	容 重 (kN/m^3) ^①	密 度 (kg/m^3)	温 度 ($^\circ C$)	容 重 (kN/m^3)	密 度 (kg/m^3)	温 度 ($^\circ C$)	容 重 (kN/m^3)	密 度 (kg/m^3)
0	9.806	999.9	15	9.799	999.1	60	9.645	983.2
1	9.806	999.9	20	9.790	998.2	65	9.617	980.6
2	9.807	1000.0	25	9.778	997.1	70	9.590	977.8
3	9.807	1000.0	30	9.755	995.7	75	9.561	974.9
4	9.807	1000.0	35	9.749	994.1	80	9.529	971.8
5	9.807	1000.0	40	9.731	992.2	85	9.500	968.7
6	9.807	1000.0	45	9.716	990.2	90	9.467	965.3
8	9.806	999.9	50	9.690	988.1	95	9.433	961.9
10	9.805	999.7	55	9.657	985.7	100	9.399	958.4

① 在国际单位制中常将因数 10^3 写成千，以符号k表示。 10^6 写成兆，以符号M表示。

2. 气体的压缩性及热胀性

气体与液体不同，具有显著的压缩性和热胀性。温度与压强的变化对气体容重的影响

很大。在温度不过低，压强不过高时，气体密度、压强和温度三者之间的关系，服从理想气体状态方程式。即

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1-2-15)$$

中式 p —— 气体的绝对压强, N/m^2 ;

T —— 气体的热力学温度 K ;

ρ —— 气体的密度, kg/m^3 ;

R —— 气体常数, 单位为 $\text{J/kg} \cdot \text{K}$ 。对于空气, $R=287$; 对于其它气体, 在标准状

态下, $R = \frac{8314}{n}$, 式中 n 为气体的分子量。

在温度不变的等温情况下, $T=C_1$ (常数)。所以 $RT=\text{常数}$ 。因此, 状态方程简化为 $\frac{p}{\rho} = \text{常数}$ 。写成常用的形式:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_1}{\rho_1} \quad (1-2-16)$$

式中, p_1 、 ρ_1 是原来的压强及密度; p 、 ρ 是其它某一情况下的压强及密度。式(1-2-16)表示在等温情况下压强与密度成正比。也就是说, 压强增加, 体积缩小, 密度增大。根据这个关系, 如果把一定量的气体压缩到它的密度增大一倍, 则压强也要增加一倍。相反, 如果密度减小一倍, 则压强也要减小一倍。这一关系与实际气体压强和密度的变化关系几乎是一致的。但是, 如果把气体强加压缩, 压强增加到极大时, 气体的密度则应该变得很大。并且根据公式的关系, 似乎可以计算出在某个压强下, 气体可以达到水、汞等的密度。这是不可能的, 因为气体有一个极限密度, 对应的压强称极限压强。若压强超过这个极限压强时, 不管这压强有多大, 气体再不能压缩得比这个极限密度更大了。这一情况说明: 当密度远小于极限密度时, 实践证明公式与实际气体的情况几乎是一致的。

在压强不变的定压情况下, $p=C_2$ (常数)。所以 $\frac{p}{R} = \text{常数}$ 。因此, 状态方程简化为 $\rho T = \text{常数}$ 。写成常用的形式:

$$\rho_0 T_0 = \rho T \quad (1-2-17)$$

式中, ρ_0 是热力学温度 $T_0=273.16\text{K} \approx 273\text{K}$ 时的气体密度; ρ 、 T 是其他某一情况下的密度及温度。式(1-2-17)表示在定压情况下, 温度与密度成反比。即温度增加, 体积增大, 密度减小; 反之, 温度降低, 体积缩小, 密度增大。这一规律对各种不同温度下的一切气体都是适用的。特别是在中等压强范围内, 对于空气及其它不易液化的气体相当准确。只有在温度降低到气体液化的程度, 才有比较明显的误差。

表1-5中, 列举了在标准大气压(为海平面上 0°C 时的大气压强, 即等于 760mmHg)下, 不同温度时的空气容重及密度。

例 1-2 已知压强为 1at (98.07kN/m^2), 0°C 时的烟气容重为 13.13N/m^3 , 求 200°C 时的烟气容重及密度。

解 因压强不变, 故为定压情况。用 $\rho T = \rho_0 T_0$ 计算密度, 然后求容重。

气体热力学温度与摄氏温度的关系为:

$$T = T_0 + t = 273\text{K} + t$$

因为

$$\rho_0 = \frac{\gamma_0}{g} = \frac{13.13}{9.807} = 1.34 \text{ kg/m}^3$$

所以

$$\rho = \frac{\rho_0 T_0}{T} = \frac{1.34 \times 273}{(273 + 200)} = 0.77 \text{ kg/m}^3$$

$$\gamma = \rho g = 0.77 \times 9.807 = 7.55 \text{ N/m}^3$$

在标准大气压时的空气容重及密度

表 1-5

温 度 (°C)	容 重 (N/m³)	密 度 (kg/m³)	温 度 (°C)	容 重 (N/m³)	密 度 (kg/m³)	温 度 (°C)	容 重 (N/m³)	密 度 (kg/m³)
0	12.70	1.293	25	11.62	1.185	60	10.40	1.060
5	12.47	1.270	30	11.43	1.165	70	10.10	1.029
10	12.24	1.248	35	11.23	1.146	80	9.81	1.000
15	12.02	1.226	40	11.05	1.128	90	9.55	0.973
20	11.80	1.205	50	10.72	1.093	100	9.30	0.947

可见，温度变化很大的情况下，气体的容重和密度均有很大的变化。

气体虽然是可以压缩和热胀的，但是，具体问题也要具体分析。我们在分析任何一个具体流动中，主要关心的问题是压缩性是否起显著的作用。对于气体速度较低（远小于音速）的情况，在流动过程中压强和温度的变化较小，密度仍然可以看做常数，这种气体称为不可压缩气体。反之，对于气体速度较高（接近或超过音速）的情况，在流动过程中其密度的变化很大，密度已经不能视为常数的气体，称为可压缩气体。

在供热通风工程中，所遇到的大多数气体流动，速度远小于音速，其密度变化不大（当速度等于68m/s时，密度变化为1%；当速度等于150m/s时，密度的变化也只有10%），可以当作不可压缩流体对待。也就是说，将空气认为和水一样是不可压缩流体。就是在供热系统中蒸汽输送的情况下，对整个系统来说，密度变化很大，但对系统内各管段来讲，密度变化并不显著。因此，对每一管段仍可按不可压缩气体计算。只不过这时不同管段的密度不同罢了。

在实际工程中，有些情况是需要考虑气体压缩性的，例如燃气的远距离输送等。所以，本课程也有一定内容研究压缩气体在管中流动的一些问题。

五、表面张力特性

由于分子间的吸引力，在液体的自由表面上能够承受极其微小的张力，这种张力称表面张力。表面张力不仅在液体与气体接触的周界面上发生，而且还会在液体与固体（汞和玻璃等），或一种液体与另一种液体（汞和水等）相接触的周界面上发生。

气体不存在表面张力。因为气体分子的扩散作用，不存在自由表面。所以，表面张力是液体的特有性质。即使对液体来讲，表面张力在平面上并不产生附加压力，因为那里的力处于平衡状态。它只有在曲面上才产生附加压力，以维持平衡。

因此，在工程问题中，只要有液体的曲面，就会有表面张力的附加压力作用。例如，液体中的气泡，气体中的液滴，液体的自由射流，液体表面和固体壁面相接触等。所有这些情况，都会出现曲面，都会引起表面张力产生附加压力的影响。不过在一般情况下，这种影响是比较微弱的。

由于表面张力的作用，如果把两端开口的玻璃细管竖立在液体中，液体就会在细管中上升或下降 h 高度，如图1-3及图1-4所示。这种现象称为毛细管现象。表面张力的大小，

可用表面张力系数 σ 表示, 单位为N/m。

由于重力与表面张力产生的附加压力的铅直分力相平衡, 所以

$$\pi r^2 h \gamma = 2\pi r \sigma \cos \alpha$$

故

$$h = \frac{2\sigma}{r\gamma} \cos \alpha \quad (1-2-18)$$

式中, γ 为液体的容重; r 为玻璃管内径; σ 为液体的表面张力系数, 它随液体种类和温度而异; α 为接触角, 表示曲面和管壁交接处, 曲面的切线与管壁的夹角。

如果, 把玻璃细管竖立在水中, 如图1-3。当水温为20°C时, 则水在管中的上升高度为,

$$h = \frac{15}{r} \quad (1-2-19)$$

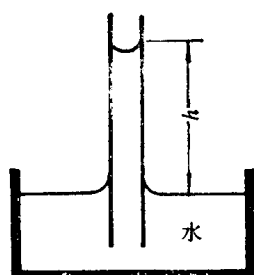


图 1-3 毛细管现象

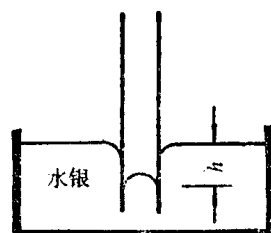


图 1-4 水银的毛细管现象

如果把玻璃细管竖立在水银中, 如图1-4。当水银温度为20°C时, 则水银在管中的下降高度为:

$$h = 5.07/r \quad (1-2-20)$$

式(1-2-19)及(1-2-20)中, h 及 r 均以mm计。可见, 当管径很小时, h 就可以很大。所以, 用来测定压强的玻璃细管直径不能太小, 否则就会产生很大的误差。

表面张力的影响在一般工程实际中是被忽略的。但在水滴和气泡的形成, 液体的雾化, 汽液两相流的传热与传质的研究中, 将是重要的不可忽略的因素。

第三节 流体的力学模型

客观上存在的实际流体, 物质结构和物理性质是非常复杂的。如果我们全面考虑它的所有因素, 将不可能提出它的力学关系式。为此, 我们在分析研究流体力学问题时, 根据抓主要矛盾的观点, 建立力学模型, 对流体加以科学的抽象, 简化流体的物质结构和物理性质, 以便于列出流体运动规律的数学方程式。这种研究问题的方法, 在固体力学中也常采用。例如刚体、弹性体等等。所以, 力学模型的概念具有普遍意义。下面介绍几个主要的流体力学模型:

首先, 我们将流体视为“连续介质”。我们知道, 不论是液体或气体, 总是由无数的分子所组成, 分子之间有一定的间隙, 也就是说, 流体实质上是不连续的。但是, 流体力学是研究宏观的机械运动(无数分子总体的力学效果), 而不是研究微观的分子运动, 作为研究单元的质点, 也是由无数的分子所组成, 并具有一定的体积和质量。因此, 有可能