

高等学校建筑环境与设备工程专业规划教材

流体力学泵与风机

(第五版)

蔡增基 龙天渝 主编



中国建筑工业出版社

高等学校建筑环境与设备工程专业规划教材

流体力学泵与风机

(第五版)

蔡增基 龙天渝 主编

中国建筑工业出版社

图书在版编目 (CIP) 数据

流体力学泵与风机/蔡增基等主编. —5 版. —北京: 中国建筑工业出版社, 2009

(高等学校建筑环境与设备工程专业规划教材)

ISBN 978-7-112-11121-3

I. 流… II. 蔡… III. ①流体力学-高等学校: 技术学校-教材 ②泵-高等学校: 技术学校-教材 ③鼓风机-高等学校: 技术学校-教材 IV. 035 TH3

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2009) 第 116742 号

本书 (五版) 介绍流体静力学, 一元流体动力学, 不可压缩流体动力学, 绕流运动, 孔口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, 并附录了常用泵和风机的运行和性能资料。每章均附有思考题和习题, 书末有部分习题答案。

本次修订保持了第四版的基本内容和特色。增添了思考题; 对概念的表述和公式的条件等进一步作了修正; 强调了变频泵和风机的应用基础, 更新了陈旧的型号。

* * *

责任编辑: 姚荣华

责任设计: 赵明霞

责任校对: 刘 钰 陈晶晶

高等学校建筑环境与设备工程专业规划教材

流体力学泵与风机

(第五版)

蔡增基 龙天渝 主编

*

中国建筑工业出版社出版、发行 (北京西郊百万庄)

各地新华书店、建筑书店经销

北京红光制版公司制版

北京凌奇印刷有限责任公司印刷

*

开本: 787×1092 毫米 1/16 印张: 25¼ 字数: 615 千字

2009 年 11 月第五版 2009 年 11 月第三十四次印刷

定价: 39.00 元

ISBN 978-7-112-11121-3

(18364)

版权所有 翻印必究

如有印装质量问题, 可寄本社退换

(邮政编码 100037)

修 订 说 明

《流体力学泵与风机》原为供热通风空调和燃气工程专业编写，长期的教学实践表明，同样在土建、环境、能源、交通、纺织、冶金、陶瓷和食品等专业中广为使用。

着手修订再版时，反复考虑了教学大纲、教学时数以及专业培养目标。编者认为在内容上不宜机械地过度扩大专业使用面和过度强调理论性，片面提高内容深度；本教材采用的一元流动到三元流动，兼顾三元流动到一元流动（集中体现在第七章）的教学体系，使教学由浅入深。循序渐进，易于理解掌握和自学。

因此，本次修订保持教材原有的基本内容和教学体系。修订的主要内容：围绕教学大纲，每章增设了思考题，将每章的练习题统一分为思考题和习题两部分；继续修正教学中发现的概念或公式的定义、条件等不妥或模糊处，对概念的内涵、表述的严密性和准确性，公式的条件和物理意义给予了充分的重视；下篇泵与风机强调了变频泵和风机的应用基础，更新了陈旧的型号，对附录作了较大的改动。

修订分工。上篇流体力学，第一、四、十章：重庆大学蔡增基教授。第二、三、七、八章：重庆大学龙天渝教授。第五、六、九章：西安建筑科技大学陈郁文教授。下篇泵与风机：重庆大学田胜元教授。主编：重庆大学蔡增基教授、龙天渝教授。

本教材配有学习辅导材料：《流体力学学习辅导与习题精解》蔡增基编，中国建筑工业出版社。详见封底里页介绍。

真诚地欢迎和感谢读者和同行们对本教材提出宝贵意见和指出错误或不妥之处。

目 录

上篇 流 体 力 学

第一章 绪论	1
第一节 作用在流体上的力	1
第二节 流体的主要力学性质	3
第三节 流体的力学模型	11
思考题	12
习题	12
第二章 流体静力学	14
第一节 流体静压强及其特性	14
第二节 流体静压强的分布规律	16
第三节 压强的计算基准和量度单位	21
第四节 液柱测压计	24
第五节 作用于平面的液体压力	27
第六节 作用于曲面的液体压力	31
第七节 流体平衡微分方程	35
第八节 液体的相对平衡	38
思考题	44
习题	44
第三章 一元流体动力学基础	52
第一节 描述流体运动的两种方法	52
第二节 恒定流动和非恒定流动	53
第三节 流线和迹线	54
第四节 一元流动模型	55
第五节 连续性方程	56
第六节 恒定元流能量方程	59
第七节 过流断面的压强分布	62
第八节 恒定总流能量方程式	65
第九节 能量方程的应用	68
第十节 总水头线和测压管水头线	72
第十一节 恒定气流能量方程式	74
第十二节 总压线和全压线	78
第十三节 恒定流动量方程	80
思考题	85
习题	85

第四章 流动阻力和能量损失	91
第一节 沿程损失和局部损失	91
第二节 层流与紊流、雷诺数	92
第三节 圆管中的层流运动	96
第四节 紊流运动的特征和紊流阻力	99
第五节 尼古拉兹实验	104
第六节 工业管道紊流阻力系数的计算公式	106
第七节 非圆管的沿程损失	113
第八节 管道流动的局部损失	117
第九节 减小阻力的措施	126
思考题	128
习题	129
第五章 孔口管嘴管路流动	133
第一节 孔口自由出流	133
第二节 孔口淹没出流	135
第三节 管嘴出流	139
第四节 简单管路	141
第五节 管路的串联与并联	145
第六节 管网计算基础	147
第七节 有压管中的水击	151
思考题	154
习题	154
第六章 气体射流.....	158
第一节 无限空间淹没紊流射流的特征	158
第二节 圆断面射流的运动分析	163
第三节 平面射流	167
第四节 温差或浓差射流	168
* 第五节 旋转射流	174
第六节 有限空间射流	178
思考题	181
习题	182
第七章 不可压缩流体动力学基础	184
第一节 流体微团运动的分析	184
第二节 有旋流动	188
第三节 不可压缩流体连续性微分方程	191
第四节 以应力表示的黏性流体运动微分方程式	194
第五节 应力和变形速度的关系	195
第六节 纳维——斯托克斯方程	198
第七节 理想流体运动微分方程及其积分	202
第八节 流体流动的初始条件和边界条件	205
第九节 不可压缩黏性流体紊流运动的基本方程及封闭条件	206
思考题	207

习题	208
第八章 绕流运动	209
第一节 无旋流动	209
第二节 平面无旋流动	213
第三节 几种简单的平面无旋流动	217
第四节 势流叠加	222
* 第五节 平面无旋流动的有限差分法	228
第六节 绕流运动与附面层基本概念	237
第七节 附面层动量方程	239
* 第八节 平板上层流附面层的近似计算	241
* 第九节 平板上紊流附面层的近似计算	243
第十节 曲面附面层的分离现象与卡门涡街	245
第十一节 绕流阻力和升力	247
思考题	251
习题	251
第九章 一元气体动力学基础	254
第一节 理想气体一元恒定流动的运动方程	254
第二节 音速、滞止参数、马赫数	258
第三节 气体一元恒定流动的连续性方程	263
第四节 等温管路中的流动	266
第五节 绝热管路中的流动	270
思考题	273
习题	274
第十章 相似性原理和因次分析	275
第一节 力学相似性原理	275
第二节 相似准数	277
第三节 模型律	282
第四节 因次分析法	285
思考题	289
习题	289

下篇 泵 与 风 机

第十一章 叶片式泵与风机的理论基础	291
第一节 工作原理及性能参数	291
第二节 离心式泵与风机的基本方程——欧拉方程	293
第三节 叶型及其对性能的影响	298
第四节 理论的流量—压头曲线和流量—功率曲线	299
第五节 泵与风机的实际性能曲线	301
第六节 轴流式泵与风机	305
第七节 贯流式风机	307
第八节 相似律与比转数	308
第九节 相似律的实际应用	314

思考题	316
习题	316
第十二章 叶片式泵与风机在管路上的工作分析及调节	318
第一节 管路性能曲线及工作点	318
第二节 泵或风机的联合工作	322
第三节 离心式泵或风机的工况调节	324
第四节 管道内的压力分布	332
思考题	334
第十三章 泵或风机的安装方法与选择	335
第一节 离心式泵的构造特点	335
第二节 离心泵正常工作所需附件及扬程计算	339
第三节 泵的气蚀与安装高度	341
第四节 离心式风机的构造特点	348
第五节 通风机的安装	349
第六节 风机通用性能曲线图与选择性能曲线图	350
第七节 泵或风机的选择	353
思考题	358
习题	358
第十四章 其他常用泵及压气(缩)机	360
第一节 往复式泵	360
第二节 真空泵	361
第三节 深井泵	362
第四节 旋涡泵	363
第五节 活塞式压缩机	364
第六节 回转式压缩机	367
第七节 离心式压缩机	369
第八节 压缩机的排气温度及功率计算	370
附 录	
附录一 FLG 型立式防垢离心泵; FWG 型卧式防垢离心泵	372
附录二 KDB、KDBR 型第四代高效节能管道离心泵	378
附录三 AAB 型轴冷高效变频泵	380
附录四 T4-72 型离心通风机	381
附录五 SYQS 系列离心通风机	383
附录六 T40 型轴流通风机	384
附录七 GXF (SJG) 系列管道斜流风机	386
附录八 部分习题答案	389
学习辅导材料介绍	395

上篇 流 体 力 学

第一章 绪 论

随着经济飞速发展和科技进步,现代流体力学已从古典流体力学衍生出多种边缘学科和交叉学科,流体也从原来的水和空气等牛顿流体扩展到非牛顿流体等。根据专业特点,本教材研究的是牛顿流体(见本章第二节)。

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。

流体在供热通风和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,都是以流体作为工作介质,通过流体的各种物理作用,对流体的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,要注意基本理论、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,符号为 m ;时间用秒,符号为 s ;质量用公斤,符号为 kg ;力为导出单位,采用牛顿,符号为 N 。 $1N=1kg \cdot m/s^2$ 。

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—— $1kgf=9.807N$ 。

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

质量力是作用在流体的每一个质点上的力。

设在流体中 M 点附近取质量为 dm 的微团,其体积为 dv ,作用于该微团的质量力为 dF ,则称极限

$$\lim_{dv \rightarrow M} \frac{dF}{dm} = f$$

为作用于 M 点的单位质量的质量力,简称为单位质量力。用 f 或 (X, Y, Z) 表示。设 dF 在 x, y, z 坐标轴上的分量分别为 dF_x, dF_y, dF_z ,则单位质量力的轴向分力可表示

为

$$\left. \begin{aligned} X &= \lim_{dv \rightarrow M} \frac{dF_x}{dm} \\ Y &= \lim_{dv \rightarrow M} \frac{dF_y}{dm} \\ Z &= \lim_{dv \rightarrow M} \frac{dF_z}{dm} \end{aligned} \right\} \quad (1-1-1)$$

在国际单位制中，质量力的单位是牛顿，N。单位质量力的单位是 N/kg，其因次与加速度的因次相同，是 LT^{-2} 。

流体力学中碰到的普遍情况是流体所受的质量力只有重力。由于重力 G 的大小与流体的质量 m 成正比， $G=mg$ ，所以流体所受的单位质量力的大小等于重力加速度， $G/m=g$ 。当采用惯用的直角坐标系时， Z 轴铅垂向上为正，重力在各向的分力为 G_x ， G_y ，

$$G_z, \text{ 单位质量重力的轴向分力为 } \left. \begin{aligned} X &= G_x/m = 0 \\ Y &= G_y/m = 0 \\ Z &= G_z/m = -g \end{aligned} \right\} \quad (1-1-2)$$

即 $(X, Y, Z) = (0, 0, -g)$ 。

根据理论力学中的达朗伯原理在研究流体的相对平衡时，例如盛装液体的容器作直线加速运动或旋转运动等，也将流体运动的惯性力看成是作用在流体上的质量力。

二、表面力

表面力是作用在所考虑的或大或小的流体系统（或称分离体）表面上的力。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，相互抵消的，但在流体力学里分析问题，常常从流体内部取出一个分离体，研究其受力状态，这时与分离体相接触的周围流体对分离体的作用的内力又变成了作用在分离体表面上的外力。总之，要特别强调的是表面力是就所研究的流体系统而言的。它可能是周围同种流体对分离体的作用，也可能是另一种相邻流体对其作用，或是相邻固壁的作用。例如，敞开容器内的液体，若把整个液体作为研究系统，则它仅受到自由面上的大气和相接触的容器壁面的作用；若把和固壁接触的自由面附近的部分液体取作分离体，则上述三种表面力都存在。

流体力学中研究流体的运动时，正确地分析作用在所考虑的流体系统上的表面力是极其重要的。

质量力的表达形式常用单位质量力的坐标分量来表示，类似地，表面力常采用单位表面力的切向分力和法向分力来表示。

设在流体分离体的表面上，围绕任意点 A 取一面积 ΔA ，一般的，可将作用在该面上的表面力分解为表面法线方向的分力 ΔP 和切线方向的分力 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沿内法线方向的压力。因此，表面应力可分解为

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

$\bar{p}$ 称为面积 ΔA 上的平均正应力或平均压强， $\bar{\tau}$ 称为面积 ΔA 上的平均切应力。如果令面

积 ΔA 无限缩小至 A 点, 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 点的压强或法向应力或正应力, τ 称为 A 点的切应力。正应力和切应力的因次均为 $ML^{-1}T^{-2}$ 。在国际单位制中, 单位是帕斯卡, 以 Pa 表示。1Pa=1N/m², 工程单位制为 kgf/m² 或 kgf/cm²。

物理量在空间 (或部分空间) 随位置及时间的确定的分布, 称为场。

(1-1-1) 式中的单位质量力 f 是空间坐标 x, y, z 和时间 t 的函数

$$f = f(x, y, z, t)$$

是质量力在空间中的分布密度; 而 (1-1-4) 式中的压强 p 和切应力 τ 不仅有赖于空间位置和时间, 同时也与作用面的方位有关, 因此被称为是作用面上的分布密度。一般的, 因为 p 和 τ 与作用面方位有关, 因此都不是场。中学物理讲述的往往是分布密度“均匀”的情况。

第二节 流体的主要力学性质

在生产和生活中, 有许多流体流动现象, 如水在河中流动, 风从门窗流入, 燃气从喷嘴喷出等。这些现象表明了流体不同于固体的基本特征, 就是它的流动性。

和固体比较, 固体存在着抗拉、抗压和抗剪三方面的能力。如果要将某一固体拉裂、压碎或切断, 或使其产生很大变形, 必须加以足够的外力, 否则是拉不裂、压不碎、切不断的。但是, 流体则不相同, 如要分裂、切断水体, 几乎不需什么气力。流体的抗拉能力极弱, 抗剪能力也很微小, 静止时不能承受切力, 只要受到切力作用, 不管此切力怎样微小, 流体都要发生不断变形, 各质点间发生不断的相对运动。流体的这个性质, 称为流动性, 这是它便于用管道、渠道进行输送, 适宜作供热、供冷等工作介质的主要原因。流体的抗压能力较强, 这个特性和流动性相结合, 使我们能够利用水压推动水力发电机, 利用蒸汽压力推动汽轮发电机, 利用液压、气压传动各种机械。

现在阐述与流体运动有关的几个物理性质。

一、惯性

惯性是物体维持原有运动状态的能力的性质。表征某一流体的惯性大小可用该流体的密度。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/m³;

m ——流体的质量, kg;

V ——该质量流体的体积, m³。

各点密度不完全相同的流体, 称为非均质流体。非均质流体中密度的定义为:

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

$$\rho = \rho(x, y, z, t) \quad (1-2-3)$$

式中 ρ ——在时刻 t 位于空间点 (x, y, z) 的某点流体的密度；

ΔM ——为微小体积 ΔV 内的流体质量；

ΔV ——为包含该点在内的流体体积。

在流体力学中，密度 ρ 不仅是流体惯性的量度，也描述了流体在流场中分布的疏密程度，特别在可压缩气体流动中，它是反映流体质点运动状态的参数之一。

在工程流体力学中，大量出现密度 ρ 和重力加速度 g 的乘积 ρg 。为了书写和表述的简便，用符号 γ 表示，并称之为“容重”。

$$\gamma = \rho g \quad (1-2-4)$$

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 290K，压强为 760mmHg 时的密度和容重： $\rho_a = 1.2 \text{ kg/m}^3$

$$\gamma_a = 11.77 \text{ N/m}^3$$

二、黏滞性

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

为了说明流体的黏滞性，现以流体在管中流动为例，如图 1-1。当流体在管中缓缓流动时，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移动，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 1-1 (a) 就是黏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。在流体作层流（层流

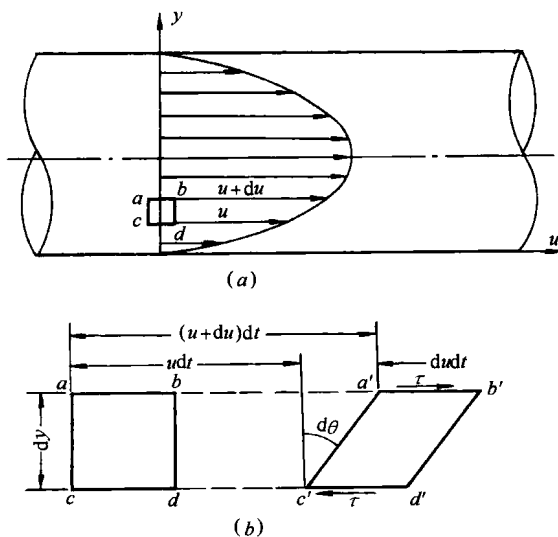


图 1-1 流体质点的直角变形速度

和紊流的概念，将在第四章讲述）剪切流动时，内摩擦力（或切力） T 的大小，经过无数的试验证明：

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. 与流体的压力大小无关。

内摩擦力的数学表达形式可写作：

$$T \propto A \frac{du}{dy} \quad (1-2-5)$$

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) 就是常用的黏滞力的计算公式。现对各项阐述如下：

(1) $\frac{du}{dy}$ ——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} 。为了理解速度梯度的意义，我们在图 1-1 (a) 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 1-1 (b)。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，两流层间的垂直接触线 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 ——切应力，因次为 $ML^{-1}T^{-2}$ 。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 1-1 (b) 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 $a'b'$ 下面的流层前进的趋势，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 $c'd'$ 上面的流层前进的趋势，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，流体的流动性，不因有内摩擦力的存在而消失。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 ——动力黏度，单位为 $N/(m^2 \cdot s)$ ，以符号 $Pa \cdot s$ 表示。不同流体有不同的 μ 值，流体的 μ 值愈大，黏滞性愈强。 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，所以它反映了黏滞性的动力性质，因此称 μ 为动力黏度。

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，由于在 ν 的因次中没有力的因次，只具有运动学要素，故称 ν 为运动黏度。流体流动性是运动学的概念，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黏度。

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

水的黏度 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黏度 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	42.8
80	0.0210	21.7	300	0.0298	49.9

从表 1-1 及表 1-2 中还可看出：水和空气的黏度随温度变化的规律是不同的，水的黏滞性随温度升高而减小，空气的黏滞性随温度升高而增大。这是因为黏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，分子间吸引力降低，动量增大；反之，温度降低，分子间吸引力增大，动量减小。对于液体，分子间的吸引力是决定性因素，所以液体的黏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，所以气体的黏滞性随温度升高而增大。

通常的压强对流体的黏滞性影响不大，可以认为，流体的动力黏度 μ 只随温度而变化。例如，气体在小于几个大气压的压强作用下，就可以认为它们的动力黏度 μ 与压强无关。但是，在高压作用下，气体和液体的动力黏度都将随压强的升高而增大。

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，将在作纯剪切流动时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

将不满足该定律的称为非牛顿流体。如泥浆、污水、油漆和高分子溶液等。本书仅限于研究牛顿流体。对非牛顿流体，可参阅有关的专门著作。

最后，还需指出，如果流体的流动是非纯剪切流动，那么，即使是牛顿流体，一般的也不满足(1-2-6)式或(1-2-7)式。对于在一般的三元流动情况下，是否是牛顿流体的判别式则是广义牛顿公式，将在第七章第五节讲述。

【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 $l=14\text{cm}$ ，活塞往复运动的速度为 1m/s ，润滑油液的 $\mu=1\text{P}$ ($1\text{P}=0.1\text{Pa}\cdot\text{s}$)，试问作用在活塞上的黏滞力为多少？

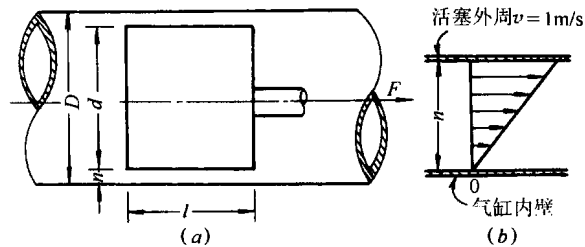


图 1-2 活塞运动的黏性阻力

【解】 因黏性作用，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黏滞力 T 。

我们将间隙 n 放大，绘出该间隙中的速度分布图 1-2 (b)。由于活塞与气缸的间隙 n 很小，速度分布图近似认为是直线分布。故

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

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 $A = \pi dl = \pi \times 0.1196 \times 0.14 = 0.053\text{m}^2$

所以

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

三、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 $d\rho$ 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 $d\rho$ 的比值，称为流体的压缩系数 β 。即

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

β 值愈大，则流体的压缩性也愈大。 β 的单位为 m^2/N 。

流体被压缩时，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：

$$\beta = -\frac{dV}{V}/d\rho \tag{1-2-11}$$

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

$$E = \frac{1}{\beta} = \frac{dp}{\frac{d\rho}{\rho}} = \rho \frac{dp}{d\rho} \tag{1-2-12}$$

式中， E 的单位为 N/m^2 。

表 1-3 列举了水在温度为 0°C 时，不同压强下的压缩系数。

水的压缩系数 ($^\circ\text{C}$ 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}

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 $-d\rho/\rho$ ，则热胀系数 α 为：

$$\alpha = -\frac{\frac{d\rho}{\rho}}{dT} \tag{1-2-13}$$

α 值愈大，则液体的热胀性也愈大。 α 的单位为 T^{-1} 。

同理，热胀系数亦可表示为：

$$\alpha = dV/V/dT \tag{1-2-14}$$

表 1-4 列举了水在一个大气压下，不同温度时的容重及密度。

一个大气压下水的容重及密度 表 1-4

温 度 ($^\circ\text{C}$)	容 重 (kN/m^3) ^①	密 度 (kg/m^3)	温 度 ($^\circ\text{C}$)	容 重 (kN/m^3) ^①	密 度 (kg/m^3)	温 度 ($^\circ\text{C}$)	容 重 (kN/m^3) ^①	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	9.710	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。

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 (10~20℃), 温度每增加 1℃, 水的密度减小约为万分之一点五; 在温度较高时 (90~100℃), 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, 一般情况下可忽略不计。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。

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密度的影响很大。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

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

式中 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 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ 。对于空气, $R=287$; 对于其他气体, 在标准状态下, $R=8314/n$, 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 $p/\rho=\text{常数}$ 。写成常用形式:

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

式中, p_1 、 ρ_1 为原来的压强及密度; p 、 ρ 是其他状态下的压强及密度。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的压强和密度的变化关系几乎是一致的。但是, 如果把气体压缩, 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。所以只有当密度远小于极限密度时, 式 (1-2-16) 与实际气体的情况才是一致的。

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 $T_0=273.16\text{K} \approx 273\text{K}$ 时的密度; ρ 、 T 是其他某一状态下的密度和温度。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, 对于空气及其他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℃时的大气压强, 即等于 760mmHg) 下, 不同温度时的空气容重及密度。