

普通高等教育“十二五”规划教材

# 流体力学与流体机械

(修订本)

主编 孟凡英



煤炭工业出版社

普通高等教育“十二五”规划教材

# 流体力学与流体机械 (修订本)

主编 孟凡英

煤炭工业出版社

· 北 京 ·

**图书在版编目 (CIP) 数据**

流体力学与流体机械/孟凡英主编. --修订本. --北京:  
煤炭工业出版社, 2011

普通高等教育“十二五”规划教材

ISBN 978-7-5020-3814-4

I. ①流… II. ①孟… III. ①流体力学-高等学校-  
教材②流体力学-机械-高等学校-教材 IV. ①O35②TH3

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2011) 第 036304 号

煤炭工业出版社 出版  
(北京市朝阳区芍药居 35 号 100029)

网址: [www.cciph.com.cn](http://www.cciph.com.cn)  
煤炭工业出版社印刷厂 印刷  
新华书店北京发行所 发行

\*

开本 787mm × 1092mm<sup>1</sup>/<sub>16</sub> 印张 22  
字数 520 千字 印数 1—3 000  
2011 年 5 月第 1 版 2011 年 5 月第 1 次印刷  
社内编号 6624 定价 40.00 元

**版权所有 违者必究**

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题, 本社负责调换

## 内 容 提 要

全书共分三篇，第一篇为流体力学知识，包括绪论、流体静力学、一维流体动力学基础、流动阻力和能量损失、孔口管嘴出流及管路计算、相似原理与量纲分析。第二篇为泵与风机，主要阐述了叶片式泵与风机的基本工作理论及结构、泵与风机在管路中的工作性能、工况调节方法、选型计算方法、运行及维护。第三篇为空气压缩机，介绍了空气压缩机的工作理论、结构特点、运行和维护、设备的选型设计等内容。

本书为机械工程、安全工程、采矿工程等专业的课程教材，也可供煤炭成人教育、煤矿技工学校 and 干部培训班使用。

# 前 言

本书是在 2006 年版《流体力学与流体机械》教材的基础上, 结合以往的教学经验, 按照基础够用、专业实用、理论与实践紧密结合、同时适当反映本学科当前发展的新成果的宗旨重新修订的。修订遵循以下原则:

1. 体现培养目标和专业特点, 突出概念和基础, 注重研究方法, 适当反映专业需要, 由简单到复杂, 一般与特殊相结合, 分层次编写。

2. 注意保持教材的先进性和反映流体机械新技术的发展, 并注意编写了有关保持和提高设备效率的途径和节能措施。

3. 突出应用, 并注意保持基本理论的系统性和完整性。书中附有必要的图表数据和例题, 各章后附有思考题与习题。通过例题示范解题方法及公式的应用, 引导学生学以致用, 从而培养学生分析问题和解决问题的能力。

总之, 希望本教材有利于读者的自学, 有利于读者分析问题与解决问题能力的提高, 有利于教师的选用。

本教材共分十五章, 由辽宁工程技术大学编写, 第一章至第七章、第十章和第十一章由孟凡英编写, 第八章由郭仁宁编写, 第九章由纪俊红编写, 第十二章至第十五章由薛华编写。最后由孟凡英统稿并担任主编。

由于作者水平有限, 书中可能存在不当和错误之处, 欢迎读者批评指正。

**编 者**

2011 年 3 月

# 目 次

## 第一篇 流体力学

第一章 绪论	1
第一节 流体的主要物理性质	1
第二节 作用在流体上的力	11
第三节 流体的力学模型	12
第二章 流体静力学	15
第一节 流体静压强及其特性	15
第二节 重力场中流体的平衡	16
第三节 压强的计算基准和量度单位	22
第四节 液柱式测压计	24
第五节 静止液体作用在固体壁面上的总压力	27
第六节 流体平衡微分方程	33
第七节 液体的相对平衡	35
第三章 一维流体动力学基础	43
第一节 概述	43
第二节 流体运动的基本概念	44
第三节 流体运动的连续性方程	49
第四节 流体定常流能量方程	51
第五节 定常流能量方程应用	57
第六节 流速及流量的测定	60
第七节 流体定常流动量方程	64
第四章 流动阻力和能量损失	71
第一节 流动阻力和能量损失	71
第二节 流体的流动状态	72
第三节 均匀流基本方程	75
第四节 圆管中层流运动及沿程损失	77
第五节 圆管中紊流运动及沿程损失	80

第六节	沿程阻力系数的实验研究	83
第七节	非圆管道沿程损失	87
第八节	管道流动的局部损失	87
<b>第五章</b>	<b>孔口管嘴出流及管路计算</b>	<b>94</b>
第一节	孔口出流	94
第二节	管嘴出流	97
第三节	管路水力计算	99
第四节	液体通过缝隙流动	106
<b>第六章</b>	<b>相似原理与量纲分析</b>	<b>113</b>
第一节	流动相似概念	113
第二节	相似定理	115
第三节	量纲分析法	121

## 第二篇 泵 与 风 机

<b>第七章</b>	<b>概述</b>	<b>126</b>
第一节	泵与风机的分类及工作原理	126
第二节	叶片式泵与风机的性能参数	129
<b>第八章</b>	<b>叶片式泵与风机</b>	<b>132</b>
第一节	离心式泵与风机的基本理论	132
第二节	轴流式泵与风机的基本理论	143
第三节	比例定律及比转速	147
第四节	叶片式泵与风机的结构	157
<b>第九章</b>	<b>矿山排水设备</b>	<b>175</b>
第一节	概述	175
第二节	离心式水泵在管路中的工作	180
第三节	矿用离心式水泵	191
第四节	排水设备的运行与维护	195
第五节	矿山排水设备的选型设计	204
<b>第十章</b>	<b>矿山通风设备</b>	<b>217</b>
第一节	通风机在网路中的工作	217
第二节	矿用通风机及辅助装置	229
第三节	矿山通风设备的运行与维护	246

第四节 矿山通风设备的选型设计	255
-----------------	-----

### 第三篇 空气压缩机

第十一章 概述	268
第一节 空气压缩机的用途及类型	268
第二节 矿用空气压缩机的工作原理及特点	270
第十二章 活塞式空压机工作理论及构造	278
第一节 活塞式空压机理论工作循环	278
第二节 活塞式空压机实际工作循环	281
第三节 活塞式空压机的两级压缩	284
第四节 活塞式空压机排气量、功率和效率	287
第五节 活塞式空压机的构造	290
第十三章 螺杆式空压机工作理论及构造	306
第一节 螺杆式空压机的工作理论	306
第二节 螺杆式空压机的排气量、功率和效率	308
第三节 螺杆式空压机的构造	312
第十四章 空压机的运行及维护	321
第一节 空压机的运行操作	321
第二节 空压机的常见故障及排除方法	322
第三节 活塞式空压机的拆卸与装配	323
第四节 空压机性能的测定	325
第十五章 矿山压气设备的选型设计	331
第一节 压气设备选型设计计算	331
第二节 空压机站位置及机房设备布置	338
参考文献	342



# 第一篇 流体力学

---

## 第一章 绪论

流体力学是以流体（液体和气体的统称）为研究对象，研究其平衡和运动基本规律的科学。它主要研究流体平衡的条件及压强分布规律、流体运动的基本规律和流体流过某通道或绕流某物体时的速度分布、压强分布、能量损失等。

### 第一节 流体的主要物理性质

流体的运动要素及变化规律是由流体的物理性质所决定。因此，研究流体的平衡和运动规律时，必须对流体的物理性质加以理解。

从物理学的观点看，自然界中的物质都是由无数分子构成的，按照分子聚集状态的不同，从宏观上可将它们分为三相（三态），即固相（固态）、液相（液态）和气相（气态）；并分别称其对应的物质为固体、液体和气体。固体分子的密集程度最高，液体次之，气体最低。通常说能够流动的物质为流体；按照力学的术语进行定义，则在任何微小切力的作用下都能够发生连续变形的物质称为流体。

流体在给定的切力作用下，将产生连续的变形，当切力停止作用时，流体只是停止变形，而不能恢复到原来的位置，这就是流体的流动性。在静止状态下，流体仅能够承受法向应力，只有在运动状态下才能够同时承受法向应力和切向应力；流体的形状取决于容器的形状。

液体和气体都有易于流动的共同特征。在相同的外部条件下，液体分子和气体分子的大小并无明显差异，但气体所占的体积约为同质量液体的  $10^3$  倍，即气体的分子分布比液体稀疏得多。气体的分子距很大，易压缩；液体的分子距较小，不易压缩。气体分子间的引力非常微小，气体分子可以自由运动，故气体极易流动；而液体分子间的引力较大，分子间相互制约，它可以做无一定方向和周期的不规则振动，也可在其他分子间移动，但不能像气体分子那样自由运动，故液体的流动性不如气体。

流体的流动性是流体便于用管道、渠道进行输送，适宜作供热、供冷等工作介质的主要原因。流体抗压能力较强的特性和流动性相结合，使水压力能够推动水力发电机发电，蒸汽压力推动汽轮发电机发电，液压、气压能够传动各种机械。

#### 一、惯性

惯性是物体维持原有运动状态的性质。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  $\rho$  表示，即

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1-1)$$

式中  $\rho$ ——流体的密度,  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;

$m$ ——流体的质量,  $\text{kg}$ ;

$V$ ——该质量流体的体积,  $\text{m}^3$ 。

各点密度不完全相同的流体, 称为非均质流体。非均质流体中某点的密度为

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

式中  $\rho$ ——某点流体的密度,  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;

$\Delta m$ ——微小体积  $\Delta V$  内的流体质量,  $\text{kg}$ ;

$\Delta V$ ——包含该点在内的流体体积,  $\text{m}^3$ 。

## 二、重力特性

流体受地球引力作用的特性, 称重力特性, 常用重度来表征。对于均质流体, 作用于单位体积流体的重力称重度, 以  $\gamma$  表示, 即

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

式中  $\gamma$ ——流体的重度,  $\text{N}/\text{m}^3$ ;

$G$ ——体积为  $V$  的流体所受的重力,  $\text{N}$ ;

$V$ ——重力为  $G$  的流体体积,  $\text{m}^3$ 。

与一点的密度相同, 对于非均质流体, 任一点的重度为

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

式中  $\gamma$ ——某点流体的重度,  $\text{N}/\text{m}^3$ ;

$\Delta G$ ——微小体积  $\Delta V$  的流体重力,  $\text{N}$ ;

$\Delta V$ ——包含该点在内的流体体积,  $\text{m}^3$ 。

重量是质量和重力加速度的乘积, 即

$$G = mg$$

两端同除以体积  $V$ , 则得重度和密度的常用关系为

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

式中  $g$ ——重力加速度,  $g = 9.81 \text{ m}/\text{s}^2$ 。

表 1-1 列出了在标准大气压强下几种常用流体的密度和重度。

表 1-1 几种常用流体的密度和重度

流体名称	温度 $t/^\circ\text{C}$	密度 $\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	重度 $\gamma/(\text{N} \cdot \text{m}^{-3})$
清水	4	1000	9810
海水	15	1020 ~ 1030	10000 ~ 10100
汽油	15	700 ~ 750	6860 ~ 7360
煤油	15	790 ~ 820	7750 ~ 8044

表 1-1 (续)

流体名称	温度 $t/^\circ\text{C}$	密度 $\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	重度 $\gamma/(\text{N} \cdot \text{m}^{-3})$
柴油	15	875	8584
润滑油	15	890 ~ 920	8731 ~ 9025
液压油	15	860 ~ 900	8437 ~ 8829
酒精	15	790 ~ 800	7750 ~ 7848
水银	0	13590	133318
空气	0	1.293	12.68
空气	20	1.2	11.77

### 三、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，称为黏滞性。此内摩擦力称为黏滞力。

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 所示。当流体在管中缓慢流动时，紧贴管壁的流体质点黏附在管壁上，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 1-1a 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。

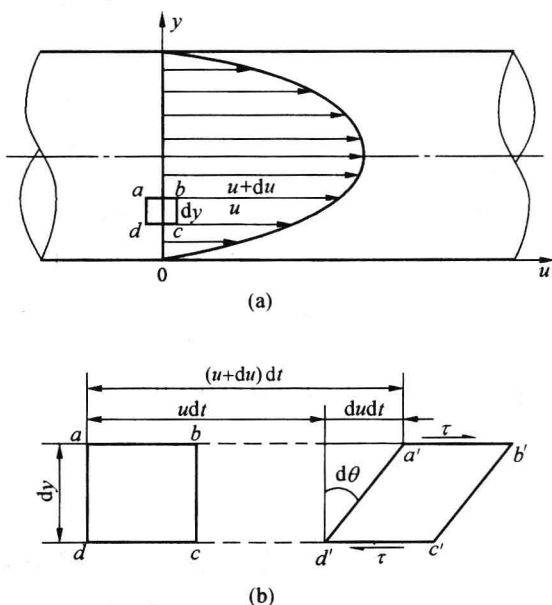


图 1-1 流体质点的直角变形速度

图 1-1a 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。

#### 1. 牛顿内摩擦定律

经过无数的试验得出了有规律的结论，即在流体作剪切流动时，内摩擦力（或黏滞力） $F$  的大小与两流层间的速度差（即相对速度） $du$  成正比，与流层间距离  $dy$  成反比，与流层的接触面积  $A$  的大小成正比，与流体的种类和温度有关。

内摩擦力写成数学表达形式为

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

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

式 (1-6) 称为牛顿内摩擦定律。若以  $\tau$  代表单位面积上的内摩擦力, 则

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

为了更好地理解黏滞性对流体流动的影响, 下面分析式 (1-7) 中各项的物理意义。

(1)  $\frac{du}{dy}$ ——速度梯度, 它表示速度沿垂直于速度方向  $y$  的变化率, 单位为  $s^{-1}$ 。

如图 1-1a 所示, 在垂直于速度方向的  $y$  轴上, 任取一边长为  $dy$  的流体微小矩形分离体  $abcd$ , 将其放大 (图 1-1b)。由于微小分离体下表面的速度  $u$  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  $(u + du) dt$ 。因而微小分离体  $abcd$  变形为  $a'b'c'd'$ 。即两流层间的垂直连线  $ad$  及  $bc$ , 在  $dt$  时间中变化了角度  $d\theta$ 。由于  $dt$  很小, 因此  $d\theta$  也很小, 则

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

故

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

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。因此, 牛顿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)  $\tau$ ——切应力, 单位为 Pa。切应力  $\tau$  不仅有大小, 还有方向。以变形后微小分离体  $a'b'c'd'$  为例, 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, 因此作用于  $a'b'$  面上的切应力  $\tau$  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  $\tau$  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。

应当指出, 内摩擦力虽然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, 内摩擦力不表现出来。

(3)  $\mu$ ——绝对黏度或黏滞系数, 单位为  $Pa \cdot s$ 。不同流体有不同的  $\mu$  值, 同一流体的  $\mu$  值愈大, 黏滞性愈强。当  $\frac{du}{dy} = 1$  时,  $\tau = \mu$ 。所以,  $\mu$  的物理意义可以理解为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  $\mu$  也称动力黏度。

## 2. 黏性的物理量及影响因素

动力黏度  $\mu$  是表征流体动力特性的黏度。在流体力学中, 还常用到动力黏度  $\mu$  与流体密度  $\rho$  的比值, 它是表征流体运动特征的黏度, 称为运动黏度, 用  $\nu$  表示, 即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-8)$$

因流体运动黏度值很小, 工程上经常使用的单位有  $cm^2/s$  (称斯托克斯, 简写 St) 或它的 1/100 (称厘斯, 简写 cSt)。如果考虑密度就是单位体积质量, 则运动黏度  $\nu$  的物理意义可以理解为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。由

于在  $\nu$  的量纲中没有力的量纲，只具有运动学量纲，故称  $\nu$  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时应用运动黏度  $\nu$  而不用动力黏度  $\mu$ 。

常用不同温度下，水和空气的黏度见表 1-2 和表 1-3 中。

表 1-2 水在不同温度下的物理性质

温度/°C	重度 $\gamma$ / ( $\text{kN} \cdot \text{m}^{-3}$ )	密度 $\rho$ / ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )	动力黏度 $\mu$ / ( $10^{-3} \text{Pa} \cdot \text{s}$ )	运动黏度 $\nu$ / ( $10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )	表面张力 $\chi$ / ( $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ )	汽化压强 $p_v$ / Pa (绝对)	弹性系数 $E$ / $10^{-6} \text{kPa}$
0	9.805	999.8	1.781	1.785	0.0756	0.61	2.02
5	9.807	1000.0	1.518	1.519	0.0749	0.87	2.06
10	9.804	999.7	1.307	1.306	0.0742	1.23	2.10
15	9.798	999.1	1.139	1.139	0.0735	1.70	2.15
20	9.789	998.2	1.002	1.003	0.0728	2.34	2.18
25	9.777	997.1	0.890	0.893	0.0720	3.17	2.22
30	9.764	995.7	0.798	0.800	0.0712	4.24	2.25
40	9.730	992.2	0.653	0.658	0.0696	7.38	2.28
50	9.689	988.0	0.547	0.553	0.0679	12.33	2.29
60	9.642	983.2	0.466	0.474	0.0662	19.92	2.28
70	9.584	977.8	0.404	0.413	0.0644	31.16	2.25
80	9.530	971.8	0.354	0.364	0.0626	47.34	2.20
90	9.466	965.3	0.315	0.326	0.0608	70.10	2.14
100	9.399	958.4	0.282	0.294	0.0589	101.33	2.07

表 1-3 标准大气压下空气在不同温度下的物理性质

温度/°C	密度 $\rho$ / ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ )	重度 $\gamma$ / ( $\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$ )	动力黏度 $\mu$ / ( $10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$ )	运动黏度 $\nu$ / ( $10^{-5} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )
-40	1.515	14.86	1.49	0.98
-20	1.395	13.68	1.61	1.15
0	1.293	12.68	1.71	1.32
10	1.248	12.24	1.76	1.41
20	1.205	11.82	1.81	1.50
30	1.165	11.43	1.86	1.60
40	1.128	11.06	1.90	1.68
60	1.006	10.40	2.00	1.87
80	1.000	9.81	2.09	2.09
100	0.948	9.28	2.18	2.31
200	0.747	7.33	2.58	3.45

从表 1-2 及表 1-3 中还可看出：水和空气的黏滞系数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。这是因为通常情况下，形成流体黏性的因素有两个方面，一是流体分子间的引力在流体微团相对运动时形成的黏性；二是流体分子的热运动在不同流速流层间的动量交换所形成的黏性。对于气体，分子间距离很大，分子间的引力非常微小，而分子的热运动强烈，所以形成气体黏性的主要因素是分子的热运动。对于液体，分子距较小，分子间的引力较大，而分子的热运动较弱，所以形成液体黏性的主要因素是分子间的引力。所以，当温度升高时，分子的热运动加强，分子距增大，分子间的引力减小，气体的黏性增大，液体的黏性减小；反之亦然。

通常情况下，压强对流体的黏性影响不大，可认为流体的动力黏度只随温度变化而变化。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。

流体的黏度不能直接测量，往往是通过测量其他物理量，借助有关公式的计算得到的。由于测量原理、测量方法的不同，测量的物理量也不相同。采用的测量方法有管流法、落球法和旋转法等。

工业上常用仪器来测定流体相对黏度，再换算出运动黏度。例如，采用测定原理比较简单的恩氏黏度计来测定液体的黏度。其测定方法是将  $200 \text{ cm}^3$  的被测液体装入恩氏黏度计的圆筒中，加热至一定温度（通常为  $50 \text{ }^\circ\text{C}$ ）并保持恒温；让液体靠自重从圆筒底部直径为  $2.8 \text{ mm}$  的中心小孔流出，记录全部流出所需的时间  $t$ ；再测取  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  相同体积的蒸馏水从该孔全部流出的时间  $t_0$ 。被测液体的恩氏黏度为

$${}^\circ E = \frac{t}{t_0} \quad (1-9)$$

恩氏黏度与运动黏度的换算关系为

$$\nu = \left( 0.0732 {}^\circ E - \frac{0.0631}{{}^\circ E} \right) \times 10^{-4} \quad (1-10)$$

应当指出，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。而将特殊流体称为非牛顿流体，如血浆、泥浆、污水、油漆和高分子溶液等。本书只研究牛顿流体。

【例 1-1】在图 1-2a 中，油缸内壁的直径  $D = 12 \text{ cm}$ 、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  $1 \text{ m/s}$ ，润滑油液的  $\mu = 0.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ，试求作用在活塞上的黏滞力为多少？

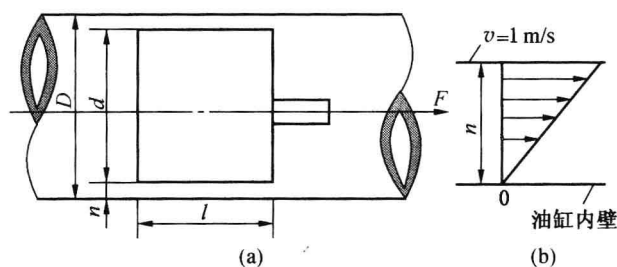


图 1-2 活塞运动的黏性阻力

**解：**因黏性作用，黏附在油缸内壁的润滑油层速度为零，黏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  $1 \text{ m/s}$ ，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  $F$ 。

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

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

将以上数值代入式 (1-7)，得

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

接触面积

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

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

#### 四、压缩性和膨胀性

流体在压强一定情况下温度升高、体积膨胀、密度减小的性质，称为流体的膨胀性。流体在温度一定情况下压强增大、体积缩小、密度增大的性质，称为流体的压缩性。

##### 1. 流体的压缩性

流体的压缩性大小，一般用体积压缩系数  $\beta_p$  来表示。它是在一定温度下，单位压强增量引起的体积变化率。

设体积为  $V$  的流体，密度为  $\rho$ ，当压强增加  $dp$  时，密度增加  $d\rho$ ，体积减小  $dV$ ，体积变化率为  $dV/V$ ，则  $dV/V$  与  $dp$  的比值称为流体的体积压缩系数  $\beta_p$ ，即

$$\beta_p = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (1-11)$$

$\beta_p$  值愈大，则流体的压缩性也愈大。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

$$\beta_p = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-12)$$

工程上还常用流体的弹性模量来表征流体的压缩性，它是体积压缩系数  $\beta_p$  的倒数，以  $E$  表示。即

$$E = \frac{1}{\beta_p} = -V \frac{dp}{dV} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1-13)$$

表 1-4 列出了水在温度为  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  时，不同压强下的体积压缩系数。

##### 2. 流体的膨胀性

流体的膨胀性大小，一般用体积膨胀系数  $\beta_T$  来表示。它是在一定压强下，单位温升引起的体积变化率。

表1-4 水的压缩系数  
(0 °C时)

压强/at	5	10	20	40	80
$\beta_p/10^{-9}$ Pa	0.538	0.536	0.531	0.528	0.515

设体积为  $V$  的流体，密度为  $\rho$ ，当温度增加  $dT$  时，密度减小  $d\rho$ ，体积增加  $dV$ ，体积变化率为  $dV/V$ ，则  $dV/V$  与  $dT$  的比值，称为流体的体积膨胀系数  $\beta_T$ ，即

$$\beta_T = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (1-14)$$

$\beta_T$  值愈大，则流体的膨胀性也愈大。体积膨胀系数也可表示为

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (1-15)$$

### 3. 气体与液体的区别

液体的压缩性和膨胀性很小，一般工程问题中可以忽略不计。由表1-2可以看出：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 °C），温度每增加1 °C，水的密度减小约为万分之一点五；在温度较高时（90~100 °C），水的密度减小也只有万分之七，说明水的压缩性和膨胀性是很小的，一般情况下可忽略不计。只有在某些特殊情况下，如研究水下爆炸、管道中的水击、柴油机高压管中油的流动和热水采暖等问题时，才需要考虑水的压缩性及膨胀性。

气体与液体不同，具有显著的压缩性和膨胀性。一般情况下需要同时考虑温度和压强对气体密度的影响。对于温度不过低，压强不过高的大多数问题，可将气体视作完全气体，气体密度、压强和温度之间的关系服从理想气体状态方程式。即

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1-16)$$

式中  $p$ ——气体的绝对压强，Pa；

$T$ ——气体的热力学温度，K；

$\rho$ ——气体的密度， $\text{kg/m}^3$ ；

$R$ ——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， $R = 8314/m$ ， $m$  为气体的分子量。

在温度不变的等温情况下（ $T = \text{常数}$ ， $RT = \text{常数}$ ），状态方程简化为

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_1}{\rho_1} \quad (1-17)$$

式中  $p_1$ 、 $\rho_1$ ——原始状态下的压强及密度；

$p$ 、 $\rho$ ——某一状态下的压强及密度。

式（1-17）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。根据公式，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。但实际上这是不可能的，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(1-17)与实际气体的情况才是一致的。

在压强不变的定压情况下 ( $p = \text{常数}$ ,  $p/R = \text{常数}$ )，状态方程简化为

$$\rho_0 T_0 = \rho T \quad (1-18)$$

式中  $\rho_0$ ——温度  $T_0 = 273 \text{ K}$  时的密度；

$\rho$ 、 $T$ ——某一状态下的密度及温度。

式(1-18)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。

在压强和温度同时变化的情况下，气体多变过程方程为  $pv^n = C$  (常数)，则微分后得

$$npv^{n-1}dv + v^n dp = 0 \quad \text{或} \quad np = -\frac{v}{dv} dp = -\frac{V}{dV} dp$$

气体多变过程的弹性模量为

$$E = np \quad (1-19)$$

上式说明，气体的弹性模量等于多变指数与气体绝对压强的乘积。例如气体在1个标准大气压下作等熵压缩时， $E = 1.4 \times 101325 = 1.419 \times 10^5$  (Pa)。

标准大气压(为海平面上  $0 \text{ }^\circ\text{C}$  时的大气压强)下，不同温度时的空气密度和重度见表1-3。

【例1-2】已知压强为1 at(98.1 kPa)， $0 \text{ }^\circ\text{C}$ 时的烟气重度为  $13.13 \text{ N/m}^3$ ，求  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  时的烟气重度及密度。

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

气体热力学温度与摄氏温度的关系为

$$T = 273 + t$$

因为 
$$\rho_0 = \frac{\gamma_0}{g} = \frac{13.13}{9.81} = 1.34 \text{ (kg/m}^3\text{)}$$

所以 
$$\rho = \frac{\rho_0 T_0}{T} = \frac{1.31 \times 273}{273 + 200} = 0.77 \text{ (kg/m}^3\text{)}$$

$$\gamma = \rho g = 0.77 \times 9.81 = 7.55 \text{ (N/m}^3\text{)}$$

可见，温度变化很大时，气体的密度和重度均有很大的变化。

气体虽然压缩和膨胀很大，但是具体问题也要具体分析。在分析任何一个具体流动中，主要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，密度仍然可以看作常数。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。

## 五、液体表面张力特性

当液体与气体或液体与液体、固体有分界面时，即液体出现自由表面时，液体的表面存在表面张力，并能引起毛细现象。