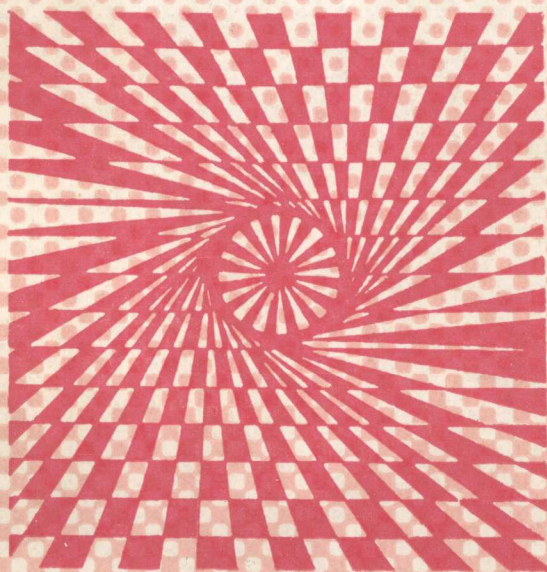


高等学校教材

流体力学基础

邢宗文 主编



西北工业大学出版社

高等学校教材

流体力学基础

邢宗文 主编

邢宗文 魏星禄 方人淞 编

西北工业大学出版社

1992年6月 西安

(陕)新登字第 009 号

【内 容 简 介】 本书共 10 章, 分别阐述了流体力学的基本理论和基础知识, 包括流体的特性、静止流体中的力学规律及其对物体作用力的计算方法、一维和多维理想流体动力学的理论和方法、势流理论、粘性流体力学基本方程的建立及应用、附面层理论、流动相似及因次分析、紊流基础知识及紊流射流分析方法、管道及管网计算等。每章附有习题和答案。

本书可作为工科院校流体力学课程的教科书, 也可供从事流体力学工作的技术人员参考。

高等学校教材
流 体 力 学 基 础

邢宗文 主 编

责任编辑 王俊轩

责任校对 金莲儒

*

西北工业大学出版社出版

(西安市友谊西路 127 号)

陕西省新华书店发行

西北工业大学出版社印刷厂印装

ISBN 7-5612-0358-6 / O · 44(课)

*

开本 787×1092 毫米 1/16 19.5 印张 476 千字

1992 年 6 月第 1 版

1992 年 6 月第 1 次印刷

印数: 1—2 000 册

定价: 5.13 元

前 言

1989年11月航空高等学校第一教材委员会审定了按专业大类招生和培养的改革方案,将航空发动机、热能工程和动力控制工程三个专业归为飞行器动力工程专业,确定《流体力学基础》为该专业的主干课程之一,并制定了课程的教学基本要求和教材建设规划。本教材是在上述背景之下编写的。

本教材根据课程教学基本要求及所规定的学时(50~60学时)按流体力学学科系统阐明流体的特性、流体运动所遵循的基本规律以及流体与固体之间的相互作用,并着重讨论流体力学的基本物理概念、流体力学问题的建立过程和教学处理方法,为读者从事流体力学工作、学习后续课程和深入研究提供扎实的基础理论和基础知识。

本教材对流体力学的基本理论和基础知识作了较为宽广而深入的论述,其中,对流体的物理属性(特别是粘性和压缩性)作了较充分的讨论;详细地分析了静止流体中的力学规律,论述了流体对物体作用力的计算方法;从物理概念出发,阐述了一维定常流的基本方程;从理论分析和实验研究两个方面讨论了管路系统中的流动损失,介绍了串、并联管路及管网的计算方法;论述了多维理想流动的基本理论,其中包括多维流体运动分析、多维流动基本方程、势流理论及其应用;系统地阐述了粘性流体动力学的基本理论并简要地介绍了数值求解方法;简明地介绍了流体动力学的相似原理及其在实际问题中的应用;扼要地介绍了一维可压缩流动和正激波的基本概念及计算方法;讨论了紊流射流的分析方法和计算方法。

本教材编写时适当地考虑了读者的数学基础,使教材易于自学。

为便于读者掌握教材内容,每章都选有一定数量的例题和习题,并附有习题答案。

本书可作为高等工科院校流体力学课程的教科书,也可供机械、能源、航空、船舶、水利、石油、化工、气象等部门从事流体力学工作的技术人员参考。

本书由西北工业大学邢宗文主编,由南京航空学院刘世兴审稿。书中第一、二、四、七章由邢宗文编写;第三、八、九章由北京航空航天大学魏星禄编写;第五、六、十章由南京航空学院方人淞编写。

张嘉桢系航空高等学校第一教材委员会委员,担任本书的责任委员。

限于编者的水平,书中难免有不妥和错误之处,敬请读者指正。

编 者

1991年7月

目 录

第一章 流体特性	1
§ 1-1 流体的力学特性和连续介质模型	1
§ 1-2 流体的压缩性和膨胀性	3
§ 1-3 流体的粘性	6
§ 1-4 流体的导热性	10
第一章习题	11
第二章 流体静力学	13
§ 2-1 作用在流体上的力	13
§ 2-2 欧拉静平衡方程	15
§ 2-3 重力作用下流体内部的压强	18
§ 2-4 流体的相对平衡	21
§ 2-5 流体对平面的作用力	24
§ 2-6 流体对曲面的作用力	28
§ 2-7 表面张力与毛细现象	33
§ 2-8 流体静压强的测量原理	37
第二章习题	39
第三章 流体运动研究方法 & 一维定常流基本方程	48
§ 3-1 研究流体运动的方法和一些基本概念	48
§ 3-2 连续方程	55
§ 3-3 动量方程	57
§ 3-4 动量矩方程	62
§ 3-5 微分形式的动量方程	64
§ 3-6 柏努利方程	65
§ 3-7 能量方程	69
第三章习题	72
第四章 流动损失与管道计算	76
§ 4-1 流动状态和流动损失的分类	76
§ 4-2 流体在圆管中的层流流动	80
§ 4-3 流体在圆管中的紊流流动	83
§ 4-4 管道中的沿程损失	89

§ 4-5 管道中的局部损失	93
§ 4-6 管道计算	98
第四章习题	107
第五章 理想流体多维流动基础	112
§ 5-1 流动过程物理量的变化	112
§ 5-2 流体微团运动分析	116
§ 5-3 有旋流动	120
§ 5-4 无旋流动	123
§ 5-5 雷诺输运定理	125
§ 5-6 连续方程	127
§ 5-7 动量方程	132
§ 5-8 欧拉运动微分方程的积分(柏努利方程)	139
§ 5-9 动量矩方程	145
§ 5-10 能量方程	147
§ 5-11 初始条件和边界条件	152
第五章习题	153
第六章 不可压缩流体平面有势流动	159
§ 6-1 平面流动中的流函数	159
§ 6-2 不可压平面势流的势函数方程和流函数方程	161
§ 6-3 基本解的叠加原理	163
§ 6-4 几种简单的平面势流	164
§ 6-5 几种简单平面势流的叠加	168
§ 6-6 直匀流绕不带环流圆柱体的流动	170
§ 6-7 直匀流绕带环流圆柱体的流动	175
第六章习题	177
第七章 粘性流体动力学	180
§ 7-1 粘性流体中的作用力	180
§ 7-2 粘性流体运动的基本方程	184
§ 7-3 雷诺方程和雷诺应力	195
§ 7-4 附面层概念	201
§ 7-5 附面层微分方程	204
§ 7-6 求解附面层微分方程的有限差分法	209
§ 7-7 附面层积分法	213
§ 7-8 附面层分离	222
第七章习题	223

第八章 相似原理与量纲分析	228
§ 8-1 相似概念	228
§ 8-2 有量纲量与无量纲量	230
§ 8-3 相似性质与模化法则	232
§ 8-4 实验结果的推广(相似第三定理)	234
§ 8-5 相似准则	239
§ 8-6 流体力学的近似模型研究方法	243
第八章习题	245
第九章 可压缩流体—维定常流	248
§ 9-1 声速、马赫数	248
§ 9-2 完全气体定常等熵流动	252
§ 9-3 变截面管流	257
§ 9-4 正激波	263
§ 9-5 喷管流动	268
第九章 习题	274
第十章 紊流射流	277
§ 10-1 自由沉没射流	277
§ 10-2 自由紊流射流纯理论分析	286
§ 10-3 温差射流	289
§ 10-4 复杂射流	293
第十章习题	299
附表	301
附表1 水的物理性质	301
附表2 标准大气压下空气的物理性质	301
附表3 标准大气压下常见液体的物理性质	302
附表4 标准海平面上 20℃ 时常见气体的物理性质	302
附表5 不同管道的当量粗糙度 Δ_e 值	303
附表6 局部阻力系数	304
参考文献	305

第一章 流体特性

本章主要介绍流体的力学特性、连续介质模型和下列重要物理属性：压缩性和膨胀性、粘性以及导热性。在解决流体力学问题时必须考虑到流体的这些特性，并恰当地处理它们对实际问题的影响。

§ 1-1 流体的力学特性和连续介质模型

一、流体的力学特性

液体和气体统称为流体。

流体与固体相比较，其分子之间的吸引力较小，分子运动较剧烈，因而分子排列松散，本身不能保持一定的形状。

从力学性质来说，固体具有抵抗压力、拉力和切力的三种能力，在外力作用下通常只发生较小的变形，到一定程度后变形就停止。可是流体只能承受压力，而不能承受拉力。流体在静止状态时也不能承受切力。当它受到切力时，就要发生连续不断的变形（流动）。以上所述，就是流体与固体在力学性质上的显著区别。

液体和气体除了具有上述共同特性外，还有如下不同的特性：

液体分子之间的距离和分子的有效直径差不多是相等的，即分子之间的距离很近。因此，对液体加压时，液体分子之间的距离稍有缩小，就会出现很大的斥力来抵抗外压力。这就是说，液体分子之间的距离很难被缩小。因此液体通常被称为不可压缩流体。又由于分子间引力的作用，液体有力求自身表面积收缩到最小的特性，所以一定量的液体在大容器内只能占据一定的体积，而在上部形成自由分界面。

在通常情况下，气体分子之间的距离较大，例如在常温常压下，空气分子之间的距离约为 $3 \times 10^{-7} \text{cm}$ ，而分子的有效直径为 10^{-8}cm ，分子之间的距离比分子有效直径大得多。这样，只有当分子之间距离缩小很多时，才会明显地显示出分子间的斥力。所以，对气体加压时，其体积很容易缩小，即气体是可压缩流体。又因气体分子间的引力也很小，分子热运动对气体特性起着决定性作用。这就使气体既没有一定的形状也没有一定的体积。一定量的气体进入大容器后，由于分子频繁不息的热运动，使气体很快充满整个容器，而不能形成自由表面。

这里要指出，虽然气体是可压缩的，当气体的压强和温度变化不大且其流动速度远小于音速时，可以忽略气体的压缩性（详细讨论见第九章）。因此，若所研究的问题不涉及到流体的压缩性，所建立的流体力学规律，既适用于液体也适用于气体。

二、连续介质模型

流体，无论是液体还是气体，都是由大量不断运动着的分子所组成。从微观的角度看，分子之间总是存在间隙，因此，流体的质量在空间是不连续分布的，同时，由于分子的随机

运动，又导致任一空间点上的流体物理量对于时间的不连续。要研究这样的微观运动是极其困难的。但是，人们用仪器测量到的或观察到的流体宏观结构及运动却又明显地呈现出连续性和确定性。流体力学研究的正是流体的宏观运动。宏观运动的物理量（如压强、温度、密度和速度等）都是大量分子的行为和作用的平均效果。因此，在流体力学中，是用宏观流体模型来代替微观有空隙的分子结构。1753年欧拉首先采用了“连续介质”作为宏观流体模型：将流体看成是由无限多流体质点所组成的稠密而无间隙的连续介质。这个模型称为连续介质模型。

流体质点的含义是：在几何上是一个点，在物理上是一个体积非常小的流体，它相对于流动空间和流体中固体的尺寸来说是充分小而可忽略不计，但它和分子的尺寸或分子间距相比却要大得多，流体质点内包含有足够多的流体分子。

用连续介质模型来研究流体的运动，使我们不必去研究大量的复杂的分子运动，而只要研究大量分子所表现出来的宏观运动和作用的平均效果，而且，描述连续介质宏观运动的物理量都可看成是空间坐标和时间的连续函数。因而，在流体力学中可以广泛地应用数学上有关连续函数的解析方法。

连续介质的假设在通常的情况下是合理的，例如，在标准情况下， 1mm^3 的气体中含有 2.7×10^{16} 个分子， 1mm^3 的液体中有 3×10^{21} 个分子，分子的尺寸和分子之间的距离是极其微小的，以致对于流体质点来说，可以忽略这个间隙。

当然，连续介质的假设在某些情况下是不适用的，例如高真空泵中，温度为 293K 的空气，当压强为 0.1Pa 时，其分子之间的距离为 4.5mm ，这个数值与真空泵的结构尺寸就可比拟，这时就不能把气体看成是连续介质了。

液体都可作为连续介质来讨论。对于气体，通常认为当分子的平均自由行程 l 和气流中物体的特征尺寸 L 的比值 $l/L > 0.01$ 时，连续介质模型将不适用。本教材只讨论可作为连续介质来研究的流体力学问题。

三、连续介质中流体参数的定义

我们以密度为例来说明连续介质中流体参数的定义。

在物理学中已经知道，质量为 m 的流体占有的体积为 V 时，则流体的密度定义为

$$\rho = \frac{m}{V}$$

对于非均质流体，按上式计算的只是流体的平均密度，不能描述流体质量稠稀的分布情况。非均质流体中任一点的密度定义为

$$\rho = \lim_{\Delta v \rightarrow \Delta v_0} \frac{\Delta m}{\Delta v} \quad (1-1)$$

其中 Δv 是围绕 p 点的一个小体积，见图1-1。 Δm 是 Δv 中的流体质量。比值 $\frac{\Delta m}{\Delta v}$ 是小体

积 Δv 内流体的平均密度。首先假定 Δv 比较大，然后围绕 p 点逐渐缩小。于是 $\frac{\Delta m}{\Delta v}$ 对 Δv 的

变化曲线便如图1-1(b)所示，起初， $\Delta m / \Delta v$ 的值随 Δv 的缩小趋近一渐近值。这是因为 Δv 越小，包含在小体积内的流体质量分布越来越均匀的缘故。但是，当 Δv 缩小到非常

小的时候, Δv 内只包含着少数几个分子, 这时, 由于流体分子进出该体积, 致使平均密度随时间发生忽大忽小的变化, 因而 $\Delta m / \Delta v$ 就不可能有确定的数值。于是我们设想有这样—个最小体积 Δv_0 , 它与我们所研究物体的特征尺寸相比是微不足道的, 可以看成是一个流体属性均匀的空间点; 但它与分子尺寸或分子间的距离相比却要大得多, 在 Δv_0 内包含足够多的分子数目, 使得密度的统计平均值有确切的—意义。这个 Δv_0 就是流体质点的体积。从上面的讨论中可以看出, 连续介质中某—点的流体密度实质上是指流体质点的密度。

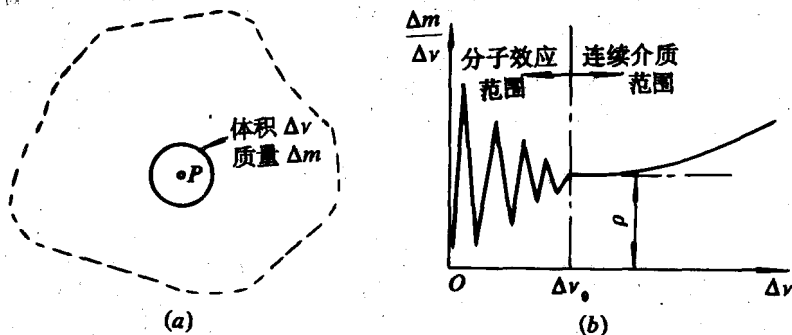


图 1-1

同样, 连续介质中某—点处的流体速度, 是指在某瞬时质心在该点的流体质点的质心速度。总之空间任意点上的流体物理量都是指位于该点上的流体质点的物理量。

§ 1-2 流体的压缩性和膨胀性

一、流体压缩性

作用在流体上的压强增加时, 流体体积减小的特性称为流体的压缩性。通常用压缩系数 β 来度量流体的压缩性, 它定义为: 在一定温度下升高一个单位压强时, 流体体积的相对缩小量, 即

$$\beta = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \quad (1-2)$$

式中, V ——体积, v ——比容, p ——压强, ρ ——密度。

压缩系数的倒数称为体积弹性模量 E , 它是相对体积单位变化所需要的压强增量, 即

$$E = \frac{1}{\beta} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (1-3)$$

纯液体的体积弹性模量很大, 例如, 常温下水的弹性模量 $E = 2.1 \times 10^9 \text{ Pa}$, 液压油 $E = 1.8 \times 10^9 \text{ Pa}$, 因此在研究液体运动时, 通常可以认为液体的体积和密度是不变的。只有在某些特殊情况下, 例如高压领域、液压冲击等方面, 液体的压缩性和体积弹性才显示它的影响。

对于气体, 同样可以定义压缩系数和弹性模量。但要注意, 气体密度随压强的变化是和热力过程有关的。例如, 对于等温过程的压缩, $dp / d\rho = p / \rho$, 这时 $E = p$, 当 $p = 10$

$\times 10^5 \text{ Pa}$ 时, 空气的 $E = 1.0 \times 10^6 \text{ Pa}$. 可见, 气体的弹性模量比液体的小得多.

液体中混有不溶解的气体时, 则体积弹性模量就有很大的降低. 下面作一具体分析.

设体积为 V_m 的混有气体的液体中, 气体体积为 V_g , 纯液体的体积 $V_l = V_m - V_g$. 当压强增加 Δp 时, 若混气液体的体积减小 ΔV_m , 气体体积减小 ΔV_g , 纯液体体积减小 ΔV_l , 则 $\Delta V_m = \Delta V_g + \Delta V_l$. 混气液体、气体和纯液体的体积弹性模量分别为

$$E_m = -\frac{V_m \Delta p}{\Delta V_m}, \quad E_g = \frac{-V_g \Delta p}{\Delta V_g}, \quad E_l = -\frac{V_l \Delta p}{\Delta V_l}$$

于是有

$$\frac{V_m \Delta p}{E_m} = \frac{V_g \Delta p}{E_g} + \frac{V_l \Delta p}{E_l}$$

即

$$\frac{1}{E_m} = \frac{V_g}{V_m} \left(\frac{1}{E_g} \right) + \frac{V_l}{V_m} \left(\frac{1}{E_l} \right) = \frac{V_g}{V_m} \left(\frac{1}{E_g} \right) + \left(1 - \frac{V_g}{V_m} \right) \frac{1}{E_l} \quad (1-4)$$

按式 (1-4) 可算出 E_m , 例如 $E_l = 1.8 \times 10^9 \text{ Pa}$ 的油液, 混有一定的气体, 在温度不变的情况下, 油液压强增至 10^7 Pa , 这时 $E_g = 10^7 \text{ Pa}$, 混气油液的体积弹性模量可计算如下:

$$\frac{1}{E_m} = \frac{V_g}{100V_m} + \frac{1 - V_g/V_m}{1.8 \times 10^4}$$

由此式可以计算出不同混入气体量时的体积弹性模量如表 1-1.

表 1-1 混入气体对 E 的影响

V_g / V_m	$E_m, 10^3 \text{ Pa}$	V_g / V_m	$E_m, 10^3 \text{ Pa}$
0.000	1.80×10^4	0.04	2.70×10^3
0.005	9.50×10^3	0.06	1.53×10^3
0.010	6.42×10^3	0.08	1.17×10^3
0.020	3.91×10^3	0.10	9.50×10^2

上例说明, 在一定压强下, 油液夹带 1% 气体时, 弹性模量降为纯油的 35.6%, 夹带 4% 气体时则仅为纯油液的 12.2%. 由此可见, 在需要大体积弹性模量的情况下, 必须严格排除油液中夹带的气体.

【例 1-1】 图 1-2 为一鉴定压强表的校正器简图. 校正器内充满油液, 其 $\beta = 4.75 \times 10^{-10} \text{ m}^2 / \text{N}$, 用手轮旋进密封良好的活塞, 使校正器内产生鉴定压强表所需的高压. 已知活塞直径 $D = 10 \text{ mm}$, 旋进螺距 $t = 2 \text{ mm}$, 在 10^5 Pa 压强时, 校正器内油的体积 $V = 200 \text{ cm}^3$. 若要校正器内油压达到 $200 \times 10^5 \text{ Pa}$, 问手轮应旋进多少转?

解 设手轮旋进 n 转, 油液体积减小了 ΔV , 则

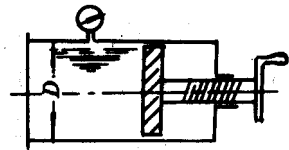


图 1-2

$$\Delta V = -\frac{\pi}{4} D^2 t n$$

于是有

$$\beta = -\frac{\Delta V}{\Delta p V} = \frac{\pi}{4} D^2 t n / (\Delta p V)$$

由此可以求出手轮旋进转数

$$\begin{aligned} n &= \frac{4\beta V \Delta p}{\pi D^2 t} \\ &= \frac{4 \times 4.75 \times 10^{-10} \times 200 \times 199 \times 10^5}{\pi \times 1^2 \times 0.2} = 12.1(r) \end{aligned}$$

二、流体的膨胀性

流体温度升高时, 流体体积增大的特性称为流体的膨胀性。通常用温度膨胀系数 α 来度量这种特性。 α 定义为在压强不变的条件下温度升高 1°C 时流体体积的相对增加量, 即

$$\alpha = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} = \frac{1}{v} \frac{dv}{dT} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (1-5)$$

式中, T ——温度, 其它符号含义同式(1-2)。

表 1-2 列出了水的温度膨胀系数 α 随压强和温度变化的数值。可以看出, 水的温度膨胀系数的值很小, 其它液体的 α 值也很小。所以工程上一般不考虑它们的膨胀性。但当温度变化很大时, 则需考虑它们的膨胀性:

对于气体, 利用气体状态方程 $pV = RT$, 可以得到在压强不变时 $dv/v = dT/T$, 从而有

$$\alpha = \frac{1}{T} \quad (1-6)$$

表 1-2 水的温度膨胀系数 α ($1/K$)

压强 10^5Pa	温 度 (K)				
	274~283	283~293	313~323	333~343	363~373
0.981	0.14×10^{-4}	1.50×10^{-4}	4.22×10^{-4}	5.56×10^{-4}	7.19×10^{-4}
98.1	0.43×10^{-4}	1.65×10^{-4}	4.22×10^{-4}	5.48×10^{-4}	7.04×10^{-4}
198.2	0.72×10^{-4}	1.83×10^{-4}	4.26×10^{-4}	5.39×10^{-4}	

【例 1-2】 如图 1-3 所示的采暖系统, 在顶部设置一膨胀水箱, 系统内的水在温度升高时可自由地进入该水箱, 以保证系统安全地工作。若系统内水的总体积为 8m^3 , 温度最大升高为 50°C , 问膨胀水箱最少应有多大的容积?

解 根据表 1-2 所列的 α 值, 为安全起见, 取 $\alpha = 7.19 \times 10^{-4} 1/K$ 。

再根据式(1-5), 可以求出膨胀水箱最小容积为

$$\begin{aligned} \Delta V &= \alpha V \Delta T \\ &= 7.19 \times 10^{-4} \times 8 \times 50 \\ &= 0.288(\text{m}^3) \end{aligned}$$

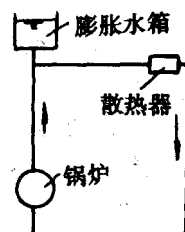


图 1-3

§ 1-3 流体的粘性

一、流体粘性的概念

如图 1-4 所示, 两块平行平板之间充满流体, 下板固定不动, 当上板在外力作用下以速度 V_0 平行于下板运动时, 由实验测知, 附着在动板下面的流层, 具有与动板相同的速度 V_0 , 动板下面的流体速度小于 V_0 , 越往下, 流体速度越小, 附着在定板上的流体层速度为零。这一事实说明: 每一运动较慢的流体层, 都是在运动较快的流体层带动下才运动的。同时, 每一运动较快的流体层也受到运动较慢的流体层的阻碍。也就是说, 在作相对运动的两流体层的接触面上, 存在一对等值而反向的作用力来阻碍两相邻流体层作相对运动, 流体的这种性质叫做流体的粘性, 由粘性产生的作用力叫做粘性阻力或内摩擦力。

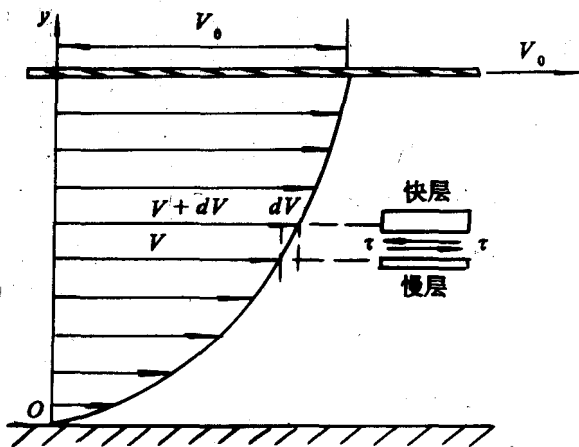


图 1-4

粘性阻力产生的物理原因是由于存在分子不规则运动的动量交换和分子间的吸引力:
(1) 由于分子作不规则运动时, 各流体层之间互有分子迁移掺混, 快层分子进入慢层时, 给慢层以向前的碰撞, 交换动量, 使慢层加速, 慢层分子迁移到快层时, 给快层以向后碰撞, 形成阻力而使快层减速。这就是分子不规则运动的动量交换形成的粘性阻力; (2) 当相邻流体层有相对运动时, 快层分子的引力拖动慢层, 而慢层分子的引力阻滞快层, 这就是两层流体之间吸引力所形成的阻力。

对于气体来说, 由于分子之间的距离很大, 分子引力很小, 而分子不规则运动极为强烈, 所以气体的粘性阻力主要取决于分子不规则运动的动量交换所形成的阻力。对于液体, 由于它的分子不规则运动微弱, 所以其粘性主要取决于分子吸引力。

二、牛顿内摩擦定律

牛顿总结大量实验结果后于 1686 年指出: 相邻两层流体作相对运动时所产生的摩擦力

F

- 1) 与两层流体的速度梯度成正比;
- 2) 与两层流体的接触面积成正比;
- 3) 与流体物性有关;
- 4) 与接触面上的压强无关。

并写成如下表达式, 称为牛顿内摩擦定律

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

或

$$\tau = F / A = \mu \frac{dV}{dy} \quad (1-8)$$

式中 τ ——单位面积上的摩擦力, 即切应力 (Pa)

μ ——比例常数, 与流体种类及温度有关, 称为动力粘性系数 (Pa·s)

这里指出:

1) 切应力是成对出现的。它的方向这样来确定, 当流层被快层带动时, τ 的方向与运动方向一致, 当流层被慢层阻滞时, τ 的方向与运动方向相反。

2) 当 $dV/dy = 0$ 时, $F = 0$, $\tau = 0$, 即流体层没有相对运动时 (静止或相对静止), 流体中不出现内摩擦力。

3) 牛顿内摩擦定律只能应用于流体作层状运动的情况, 即层流情况。

4) 大量实验证明, 大多数气体、水和许多分子结构简单的液体都能很好地遵循牛顿内摩擦定律, 当温度一定时, 流体的粘性系数 μ 保持为常数, 与 dV/dy 无关, τ 与 dV/dy 成线性关系。我们将符合牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体。不符合该定律的称为非牛顿流体。它们的差别可以用图 1-5 来表示。

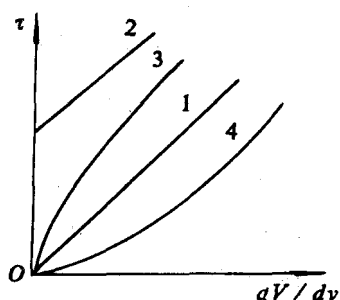


图 1-5

图中 1—牛顿流体。

2—塑性流体, 泥浆, 污水, 有机胶体等属于此类流体。

3—假塑性流体, 油漆, 纸浆液, 高分子溶液等属于此类流体。

4—胀塑性流体。

流体力学通常只讨论牛顿流体的流动, 非牛顿流体的问题在另外的学科—流变学 (rheology) 中研究。

三、粘性系数

粘性系数 μ 是流体粘性大小的一种度量。不同的流体有不同的 μ 值。

温度对流体的粘性系数影响很大。温度升高时, 液体的 μ 值减少, 流动性增加。而气体则相反, 温度升高时, 它的 μ 值增大。这是因为液体的粘性主要是由分子间的内聚力造成的。温度升高时, 分子间内聚力减小, μ 值就降低。气体粘性产生的主要原因是气体分子的不规则运动, 它使得速度不同的相邻气体层之间的质量和动量发生交换。当温度升高时, 气体分子不规则运动加剧, 速度不同的相邻气体层的质量和动量交换随之加剧, 所以, 气体的粘性也就增大。

实验证明, 只要压强不是很高时, 压强对 μ 值影响很小, 因此一般不考虑压强对 μ 值的影响。但在航空发动机控制系统及某些技术领域内压强可增高至几十个 MPa, 这时需要考虑压强对 μ 值的影响。对于液体, 一般可用下列关系式计算

$$\mu_p = \mu_0 e^{ap} \quad (1-9)$$

式中 μ_p ——压强为 p 时的粘性系数;

μ_0 ——压强为0.1013MPa时的粘性系数;

α ——粘压系数。对液压用油, $\alpha \approx 1/432$ 。

由式(1-7)可知, μ 的单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。在工程中还常用泊 (Poiseulle) 和厘泊作 μ 的单位, 并用 P 和 cP 表示, 它们的换算关系为

$$1\text{cP} = 10^{-2}\text{P} = 10^{-3}\text{Pa} \cdot \text{s}$$

在流体力学中常出现动力粘性系数 μ 与流体密度 ρ 的比值, 并用 ν 表示, 即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1-10)$$

ν 的单位是 m^2/s 。由于 ν 具有运动学的单位, 所以称 ν 为运动粘性系数。

在工程中, 也常用斯 (Stokes) 和厘斯作为 ν 的单位, 并用 St 和 cSt 表示, 它们的换算关系是

$$1\text{cSt} = 10^{-2}\text{St} = 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$$

另一种工程中常用的液体粘性的单位是恩格勒粘度 E , 简称恩氏度。它是指 200cm^3 的液体流出恩氏粘度计所需的时间 t 与 200cm^3 、293K 的蒸馏水流出同一仪器所需时间 t_0 的比值, 即

$$E = \frac{t}{t_0} \quad (1-11)$$

恩氏度与运动粘性系数的关系为

$$\nu = 0.0732E - \frac{0.0631}{E} \text{cm}^2/\text{s} \quad (1-12)$$

【例 1-3】 转轴直径 $d = 0.36\text{m}$, 轴承长度 $l = 1\text{m}$, 轴与轴承之间的缝隙宽度 $\delta = 0.2\text{mm}$, 其中充满 $\mu = 0.72\text{Pa} \cdot \text{s}$ 的油, 若轴的转速 $n = 200\text{r}/\text{min}$, 求克服油的粘性阻力所消耗的功率 N 。

解 参见图 1-6, 根据驱动力矩和阻力矩相等的关系, 可以列出

$$\tau_1(2\pi r_1 l)r_1 = \tau_2(2\pi r_2 l)r_2$$

再由 $\tau = \mu \frac{dv}{dy}$

可以得到 $(dV/dy)_1 = (dV/dy)_2(r_2/r_1)^2$

可见, 缝隙中的速度梯度不是常数, 但由于缝隙很小, $r_2/r_1 \approx 1$, 可以认为速度成线性分布。这样, 速度梯度

$$\frac{dV}{dy} = \frac{V}{\delta}$$

其中粘附于轴表面的油的运动速度 V , 它等于轴表面的周向速度, 即

$$V = \frac{\pi dn}{60} = \frac{\pi \times 0.36 \times 200}{60} = 3.77\text{m}/\text{s}$$

于是, 作用在轴表面的阻力矩为



图 1-6

$$M = \tau A r = \mu \frac{V}{\delta} \pi d l \frac{d}{2}$$

消耗的功率

$$\begin{aligned} N &= M \omega = \mu \frac{V}{\delta} \pi d l \frac{d}{2} \frac{2\pi n}{60} \\ &= 0.72 \times \frac{3.77}{0.2 \times 10^{-3}} \pi \times 0.36 \times 1 \times \frac{0.36}{2} \times \frac{2 \times \pi \times 200}{60} \\ &= 57.9(\text{kw}) \end{aligned}$$

油液中含有空气时, 会对粘性系数产生影响。油液中的空气有混入和溶入两种, 溶入气体对油液的 μ 值基本上不产生影响, 混入空气会使 μ 值增大, 其变化可用下式计算

$$\mu_B = \mu_0 (1 + 0.015B) \quad (1-13)$$

式中 B 为混入空气的体积百分比, μ_0 为未混入空气时油液粘性系数, μ_B 为含有 $B\%$ 的混入空气时的粘性系数。

对于由各种成分组成的混合气体的粘性系数, 计算方法很多, 现介绍最常用、最简单的一种。当压力不很高时, 混合气体的 μ 可按下式计算

$$\mu = \frac{\sum X_i \sqrt{M_i} \mu_i}{\sum X_i \sqrt{M_i}} \quad (1-14)$$

式中 X_i ——混合气体中第 i 个组成气体的莫尔百分数, 即第 i 个组成气体分子数占混合气体总分子数的百分比;

M_i ——混合气体中第 i 个组成气体的分子量;

μ_i ——混合气体中第 i 个组成气体的粘性系数。

由热力学可知, $X_i = r_i$, r_i 是混合气体中第 i 个组成气体的容积百分数。

【例 1-4】某锅炉的烟气, 其成分为 $r_{\text{CO}_2} = 13.6$, $r_{\text{SO}_2} = 0.4$, $r_{\text{O}_2} = 4.2$, $r_{\text{N}_2} = 75.6$, $r_{\text{H}_2\text{O}} = 6.2$, 烟气温度为 800°C , 试求其动力粘性系数 μ 的数值。

解 从有关资料查得在 800°C 下, 各组成气体的粘性系数分别为

$$\mu_{\text{CO}_2} = 4.46 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$$

$$\mu_{\text{SO}_2} = 3.71 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$$

$$\mu_{\text{O}_2} = 5.02 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$$

$$\mu_{\text{N}_2} = 4.23 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$$

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 4.26 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$$

各组成气体的分子量为: $\text{CO}_2 = 44$, $\text{SO}_2 = 64$, $\text{O}_2 = 32$, $\text{N}_2 = 28$, $\text{H}_2\text{O} = 18$ 。因此

$$\mu = \frac{\sum r_i \sqrt{M_i} \mu_i}{\sum r_i \sqrt{M_i}} = 4.30 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$$

四、速度梯度的物理意义

在运动液体中取一微小矩形 $ABCD$ (见图 1-7), AB 层的速度为 V , CD 层的速度为 $V + dV$, 两层间的距离为 dy , 经过 dt 时间后, A 、 B 、 C 、 D 各点分别运动到 A' 、 B' 、 C' 、 D' 点, 由图可见

$$ED' = DD' - AA' = (V + dV)dt - Vdt = dVdt$$

由此得速度梯度

$$\frac{dV}{dy} = \frac{ED'}{dt dy} = \frac{d\theta}{dt}$$

$\frac{d\theta}{dt}$ 是流体 $ABCD$ 在 dt 时间内的剪切变形角速度, 所以速度梯度的物理意义就是粘性流体运动时的剪切变形角速度。

五、理想流体

粘性系数等于零的流体称为理想流体。

真实流体都是有粘性的。粘性的存在给流体运动的分析带来很大困难。因此对于粘性系数较小的流体, 如水和空气等, 在某些情况下, 往往首先用粘性系数为零的所谓理想流体来代替真实流体, 以便较为清晰地揭示出流体运动的主要特性, 较为方便地求出流体运动的规律, 然后再根据需要考虑粘性影响, 对理想流体分析的结果加以修正。实际上, 在很多问题中, 只有在物面附近很薄的区域里, 速度梯度比较大, 流体才显示出较大的粘性作用。而在其它区域, 流体的速度梯度很小, 由牛顿内摩擦定律知道, 在这些区域里, 流体的粘性力也很小, 和其他作用力相比, 可略去不计。在这样的区域里, 可以认为流体的粘性系数等于零, 是理想流体。所以理想流体是人们为了解决实际问题对于真实流体的一种简化模型。

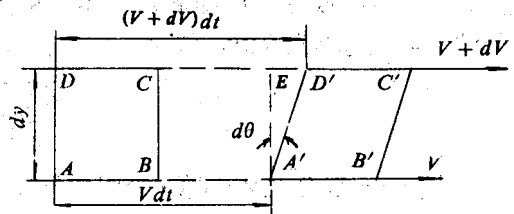


图 1-7

尽管现代计算技术的发展为研究粘性流体力学问题提供了条件, 但是理想流体的模型在流体力学和实际应用中仍起着很重要的作用。

§ 1-4 流体的导热性

当流体中沿某个方向存在着温度梯度时, 那末热量就会由温度高的地方传向温度低的地方, 这种热量传递的性质称为流体的导热性。

热量传递有三种基本方式, 即热传导、热对流和热辐射。热传导的机理是不同温度的物体和流体之间以及流体不同温度的各部分之间, 分子动能的相互传递, 即动能较大(温度较高)的分子把能量传给邻近动能较小的分子, 此外, 还依靠自由电子运动而传递热量。热对流是由于流体不同部分的相对位移, 把热量从一处带到另一处。热辐射则是流体放射辐射粒子(光子)时, 转化本身的内能而辐射出能量的现象。流体的温度越高, 辐射的能力越强。