

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、基本方法的理够和掌握，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

质量力是作用在流体的每一个质点（或微团）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

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

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。

(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。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,燃气从喷孔喷出等等。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、抗压和抗切三方面的能力。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,抗切能力也很微小,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。非均质流体中某点的密度为:

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

式中 ρ ——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。

(3) μ ——称粘滞系数,单位为 $\text{N}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$,以符号 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 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^2T^{-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 为运动粘滞系数。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粘滞系数。

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

水的粘滞系数

表 1-1

t ($^{\circ}\text{C}$)	μ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	ν ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)	t ($^{\circ}\text{C}$)	μ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	ν ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)
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 ($^{\circ}\text{C}$)	μ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	ν ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)	t ($^{\circ}\text{C}$)	μ ($10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}$)	ν ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)
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。

通常的压强对液体的粘滞性影响不大,可以认为,流体的动力粘滞系数 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粘滞系数 μ 与压强无关。但是,在高压作用下,气体和液体的动力粘滞系数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,那末,即使是牛顿流体,一般地也不满足(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?

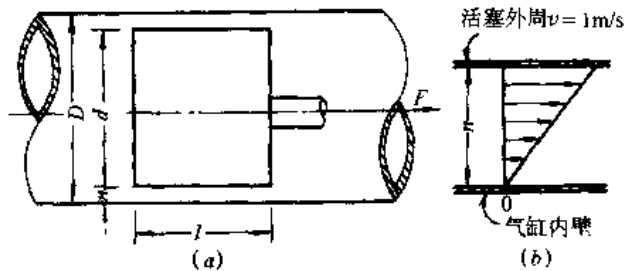


图 1-2 活塞运动的粘性阻力

【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,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

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

将以上数值代入公式,

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

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

所以

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

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, 称为流体的压缩系数 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 。

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:

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

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

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

式中, E 的单位为 N/m^2 。

表 1-3 列举了水在温度为 0°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:

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

α 值愈大, 则液体的热胀性也愈大。 α 的单位为 T^{-1} 。

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	3	9.807	1000.0	6	9.807	1000.0
1	9.806	999.9	4	9.807	1000.0	8	9.806	999.9
2	9.807	1000.0	5	9.807	1000.0	10	9.805	999.7

续表

温度 (°C)	容重 (kN/m ³) ^①	密度 (kg/m ³)	温度 (°C)	容重 (kN/m ³) ^①	密度 (kg/m ³)	温度 (°C)	容重 (kN/m ³) ^①	密度 (kg/m ³)
15	9.799	999.1	45	9.710	990.2	75	9.561	974.9
20	9.790	998.2	50	9.690	988.1	80	9.529	971.8
25	9.778	997.1	55	9.657	985.7	85	9.500	968.7
30	9.755	995.7	60	9.645	983.2	90	9.467	965.3
35	9.749	994.1	65	9.617	980.6	95	9.433	961.9
40	9.731	992.2	70	9.590	977.8	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 ($10 \sim 20^\circ\text{C}$), 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 ($90 \sim 100^\circ\text{C}$), 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

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

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, $R = 287$; 对于其它气体, 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 是其它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 是其他某一情况下的密度和温度。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。

在标准大气压时的空气容重及密度

表 1-5

温度 ($^\circ\text{C}$)	容重 (N/m^3)	密度 (kg/m^3)	温度 ($^\circ\text{C}$)	容重 (N/m^3)	密度 (kg/m^3)	温度 ($^\circ\text{C}$)	容重 (N/m^3)	密度 (kg/m^3)
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

【例 1-2】 已知压强为 $1\text{at}(98.07\text{kN/m}^2)$, 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
$$\rho_0 = \gamma_0 / g = \frac{13.13}{9.807} = 1.34\text{kg/m}^3$$

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

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

可见, 温度变化很大时, 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, 密度仍然可以看作常数, 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%), 可当作不可压缩流体看待。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可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。上升或下降取决于液体和固体的性质。表面张力的大小,可用表面张力系数 σ 表示,单位为 N/m。

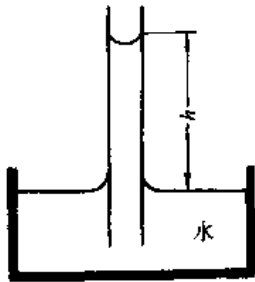


图 1-3 毛细管现象

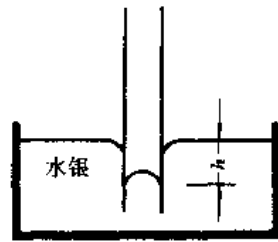


图 1-4 水银的毛细管现象

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℃ 时,则水在管中的上升高度为:

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

如果把玻璃细管竖立在水银中,如图 1-4。当水银温度为 20℃ 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,