

中等专业学校教学用书

矿山流体机械

汪德成编

煤炭工业出版社

TJ44
W-244

中等专业学校教学用书

矿山流体机械

汪德成编

煤炭工业出版社

739300

· 内 容 提 要

本书包括流体力学基础、排水设备、通风设备、压缩空气设备四部分。书中介绍了各种设备的工作原理、性能、构造和主要机构以及技术测定、调节、使用维护和选型计算方法。着重应用并注意提高设备的效率和采取节能措施。适于煤炭中等专业学校、技工学校、成人干部培训班使用及有关技术人员参考。

责任编辑：王树范

中等专业学校教学用书

矿 山 流 体 机 械

汪 德 成 编

*

煤炭工业出版社 出版

(北京安定门外和平里北街21号)

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 787×1092mm^{1/16} 印张 17^{1/2}

字数 414 千字 印数 1—20,065

1991年4月第1版 1991年4月第1次印刷

ISBN 7-5020-0508-0/ID·464

书号 3285 定价 4.20 元

前 言

本书是在1982年汪德成主编的《矿山流体机械》试用教材的基础上修编的。修编中力求反映如下几点：

1. 体现煤炭中专学校的培养目标和专业特点，从实际出发，使书中内容尽可能与煤矿区队机电技术人员和地方煤矿机电工作人员的职责相结合；

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，注意保持基本理论方面的系统性。书中附有必要的图表数据、例题、各章末附有本章小结以及思考题与习题。通过例题启发应用和示范解题方法，引导学以致用，促进理论深化，从而培养学生分析问题和解决问题的能力。

本书是四年制煤炭中专机电专业、机械专业《矿山流体机械》课程教材；也可供煤炭成人中专、煤矿技工学校 and 干部培训班使用，以及有关工程技术人员参考。

由于水平有限，书中有不当和错误之处，欢迎批评指正。

编 者

1990年1月

101-01/10

目 录

第一篇 流体力学基础

第一章 概论	1
小结	5
思考题与习题	6
第二章 流体静力学	7
第一节 流体静压强及其特性	7
第二节 压强的测量	12
第三节 静止液体作用在平面上的总压力	17
小结	19
思考题与习题	20
第三章 流体动力学基础	23
第一节 流体动力学中的几个主要名词	23
第二节 流体流动的连续性方程式	26
第三节 微小流束和总流的伯努利方程式	28
第四节 伯努利方程式的应用	31
小结	35
思考题与习题	36
第四章 管内流动与缝隙流动	38
第一节 流体在管内的流动	38
第二节 流体在管路中的水头损失	41
第三节 管路的水力计算	44
第四节 液体通过缝隙的流动	47
小结	50
思考题与习题	50

第二篇 矿山排水设备

第五章 离心式水泵的工作理论	52
第一节 概述	52
第二节 离心式水泵的工作理论及特性曲线	55
第三节 比例定律及比转数	63
第四节 离心式水泵在管路中的工作	66
小结	76
思考题与习题	77
第六章 离心式水泵的构造	79
第一节 D型离心式水泵	79

第二节 其它型式离心式水泵	83
第三节 离心式水泵的轴向推力及平衡方法	90
小结	94
思考题与习题	94
第七章 离心式水泵的使用	95
第一节 离心式水泵的操作	95
第二节 排水设备的经济运行	96
第三节 离心式水泵常见故障的处理及完好标准	100
第四节 离心式水泵的拆卸与装配	104
第五节 离心式水泵的性能测定	105
小结	113
思考题与习题	113
第八章 排水设备的选型设计	114
第一节 煤矿排水系统	114
第二节 选型设计的步骤和方法	118
小结	130
思考题与习题	130

第三篇 矿井通风设备

第九章 矿用通风机的工作理论	131
第一节 概述	131
第二节 通风机的特性曲线	133
第三节 通风机在网路中的工作	140
第四节 通风机工况点的调节	143
第五节 通风机的联合工作	145
小结	147
思考题与习题	148
第十章 矿用通风设备	149
第一节 离心式通风机	149
第二节 轴流式通风机	153
第三节 矿用通风机的反风	160
第四节 矿用通风机的扩散器	162
第五节 矿用通风机的消声措施	167
小结	168
思考题与习题	168
第十一章 通风机的运行与使用	169
第一节 通风设备的经济运行	169
第二节 通风机的运转和维护	171
第三节 通风机的性能测定	174
小结	181
思考题与习题	182
第十二章 通风设备的选型计算	183

第一节 通风设备的选型设计	183
第二节 高原地区的通风机选型计算	192
小结	192
思考题与习题	193

第四篇 矿山压缩空气设备

第十三章 活塞式空压机的工作理论	194
第一节 工程热力学基础	195
第二节 一级活塞式空压机的理论工作循环	204
第三节 一级活塞式空压机的实际工作循环	208
第四节 活塞式空压机的两级压缩	210
第五节 空压机的排气量、功率和效率	214
小结	216
思考题与习题	218
第十四章 矿用活塞式空压机的构造	219
第一节 L型空压机的结构	219
第二节 L型空压机的主要部件	219
第三节 空压机的附属设备	229
第四节 空压机排气量的调节	239
第五节 对称平衡式空压机	242
小结	246
思考题与习题	247
第十五章 活塞式空压机的使用	248
第一节 空压机的起动、运转和停车	248
第二节 空压机的常见故障、排除方法和完好标准	249
第三节 空压机的经济运行	253
第四节 活塞式空压机的拆卸与装配	255
第五节 空压机排气量的测定	256
小结	264
思考题与习题	264
第十六章 矿山压缩空气设备的选型设计	265
小结	271
思考题与习题	271
参考文献	272

第一篇 流体力学基础

第一章 概 论

一、流体力学的研究对象和任务

流体力学是研究流体的平衡和运动规律的科学，并且应用这些规律去解决实际工程中的问题。研究流体平衡规律的部分，叫做流体静力学；研究流体运动规律的部分，叫做流体动力学。

理论所以重要是因为它能够指导行动。流体力学虽然是一门理论性较强的科学，但它是来源于生产实践，并且又能够指导生产实践，所以它又是一门实践性较强的科学。流体力学在煤矿生产中应用得非常广泛，排水、给水、通风、供热、压气输送、液压传动、水力采煤、水力运输等都要应用它。

流体力学基础，是基本理论知识，学好它才能对专业范围内的流体力学问题作出合乎实际的定性判断，进行足够精确的定量估计和设计计算。

学习时，要做到理论和实际相结合，理解这些理论并掌握它们的应用条件和应用方法，以提高分析问题和解决问题的能力。

二、流体的主要物理性质

(一) 流动性

流体与固体不同之处在于流体内部各个质点之间的内聚力极小，易于流动，不能自由地保持固定的形状，只能随着容器的形状而变化，这个特性叫做流动性。

液体和气体的流动性是有差别的。当装有流体的容积形状和大小改变时，对于液体虽然形状随着容器改变，但是体积不变；对于气体则不然，它在流动中改变自身形状的同时，体积也随着容器的容积改变而变化，扩散到整个容器中。

(二) 惯性

物体具有反抗外力作用而维持其原有的运动（或静止）状态的性质，叫做惯性。运动状态的任何改变，都必须克服惯性的作用。表征惯性大小的物理量是质量。质量愈大，惯性就愈大，运动状态愈难改变。

在工程中，常常从流体的重力求出流体的质量。根据牛顿运动第二定律，流体的重力等于流体的质量与重力加速度的乘积，即

$$G = mg \quad (1-1)$$

式中 G ——流体的重力，N；
 m ——流体的质量，kg；
 g ——重力加速度， m/s^2 。

因为

$$V = \frac{G}{\rho}; \quad \rho = \frac{m}{V}$$

所以

$$\gamma = \rho g$$

(1-2)

式中 v ——流体的体积, m^3 ;

γ ——流体的重度, N/m^3 ;

ρ ——流体的密度, kg/m^3 。

在大气压强下, 几种常见流体的密度和重度如表 1-1 所示。

表 1-1 几种流体的密度和重度

流体名称	温度 t, C	密度 $\rho, \text{kg}/\text{m}^3$	重度 $\gamma, \text{N}/\text{m}^3$
清水	4	1000	9810
煤矿井下水		1015~1025	9957~10055
汽油	15	700~750	6867~7358
煤油	15	790~820	7750~8044
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	13600	133416
空气	0	1.293	12.68
空气	20	1.2	11.77

例题 1-1 质量为 0.42kg 的液压油, 用量杯测出体积为 480cm^3 , 试求该液压油的密度和重度。

解 密度 $\rho = \frac{m}{v} = \frac{0.42}{480 \times 10^{-6}} = 875\text{kg}/\text{m}^3$

重度 $\gamma = \rho g = 875 \times 9.81 = 8583.8\text{N}/\text{m}^3$

(三) 压缩性和膨胀性

在温度不变的情况下, 流体体积随压强增加而缩小的性质, 叫做流体的压缩性。在压强不变的情况下, 流体体积随温度升高而增大的性质, 叫做流体的膨胀性。

液体的压缩性和膨胀性很小。例如当温度为 0C 时, 水从压强为一个大气压增加到一百个大气压时, 每增加一个大气压, 水的密度增加约为二万分之一。当压强为一个大气压时, 在温度较低 ($10\sim 20\text{C}$) 时, 温度每增加 1C , 水的密度减小约为万分之一点五; 在温度较高 ($90\sim 100\text{C}$) 时, 水的密度减小也只有万分之七。因此, 在一般给水、排水工程中, 可以不考虑液体的压缩性和膨胀性。但在作管路水锤的计算或在水暖系统中, 则要分别考虑液体的压缩性和膨胀性问题。

由于液体的易流动性和不可压缩性或少压缩性, 它才可以作为液压传动的介质, 迅速和正确地传递力和运动。但是, 液体有了易流动性, 也就不可避免地带来了渗漏和泄漏问题, 在液压系统中必须采用各种密封装置, 以防漏油。密封装置又带来了摩擦阻力, 造成能量损失。由于液体的少压缩性, 在运动状态变换时, 往往产生较大的液压冲击, 影响元件的使用寿命和系统的可靠性。这就促使我们采取适当的措施, 减少冲击以便使液压元件和液压系统有较高的效能和良好的工作条件。

对于气体来说, 其压缩性和膨胀性都是很大的, 但是, 在压强和温度变化很小的情况下, 这种性质有时也可以被忽略。例如通风系统中的空气压强较小, 在计算时可以看作和

液体一样是不可压缩流体，这样液体的平衡和运动规律就同样适用于通风系统中。

(四) 粘性

当流体在管中流动(图 1-1)时,紧贴管壁的流体质点,粘附在管壁上,流速为零。位于管孔中心上的流体质点,离管壁的距离最远,受管壁的影响最小,因而流速最大。介于管壁和管中心之间的流体质点,将以不同的速度运动,如果把管中流体流动看成是许多无限薄的圆筒形流体层的运动,则各圆筒形薄层的运动速度将从管壁至管轴心线,由零增加至最大。各流体层之间,速度较大的薄层将带动相邻的速度较小的薄层,反之,速度较小的薄层则阻滞速度较大的薄层,这样,在各流体层的接触面上产生类似于固体的摩擦过程,从而在流体层间产生内摩擦力(切应力),以反抗相对运动。这种在流体层间(或流体内部质点间)因相对运动而产生内摩擦力以反抗相对运动的性质,叫做流体的粘性。

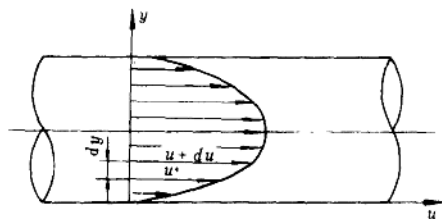


图 1-1 圆管中流体流速分布情况

粘性的大小用粘度表示,在液压系统中所用的油液,主要是根据粘度来选择的。粘度主要有如下几种量度方法。

1. 动力粘度

如用 τ 表示两薄层间单位面积上的内摩擦力,则

$$\tau = \frac{T}{S}, \text{ N/m}^2 \quad (1-3)$$

式中 T ——流体薄层间内摩擦力, N;

S ——相邻两薄层间的接触面积, m^2 。

根据牛顿研究的结果,流体运动所产生的内摩擦力 T 与流体运动速度沿横截面的变化率(即速度梯度) $\frac{du}{dy}$ 成正比,与接触面的面积 S 成正比,与液体的性质(粘性)有关,而与接触面上的压力大小无关。

内摩擦力的数学表达形式可写作

$$T = \mu S \frac{du}{dy}, \text{ N} \quad (1-4)$$

这就是牛顿内摩擦定律。

由公式(1-3)和公式(1-4)可得

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1-5)$$

式中 τ ——内摩擦应力(切应力), N/m^2 ;

$\frac{du}{dy}$ ——流体运动速度沿横截面的变化率(即速度梯度), $1/\text{s}$;

dy ——两相邻层间的间隔距离, m;

du ——两相邻层间的速度差(即相对速度), m/s ;

μ ——表示流体物理性质的一个比例系数,叫做动力粘度或绝对粘度, $\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 。

不同的流体有不同的 μ 值, μ 值愈大,粘性愈强。 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 表征流体运动速度沿横截面的变化率为 1 时的切应力, 因为它反映了粘性的动力性质, 所以把 μ 称之为动力粘度。

2. 运动粘度

流体的动力粘度 μ 和同温、同压下流体密度 ρ 的比值称为运动粘度, 用 ν 表示, 即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}, \text{ m}^2/\text{s} \quad (1-6)$$

ν 的曾用单位为 cm^2/s , 简称“St”(沱)。“St”的百分之一为“cSt”(厘沱), 即

$$1 \text{ cSt} = 1/100 \text{ St}$$

以上两种单位的换算关系如下

$$1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ cm}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St} = 10^6 \text{ cSt}$$

μ 和 ν 都表达流体的粘性, 但表达形式不同。 ν 没有什么特殊的物理意义, 只是因为流体力学中动力粘度 μ 和密度 ρ 的比值常常在计算中出现, 所以才采用 ν 这一符号代替 $\frac{\mu}{\rho}$, 因为在系数 ν 的单位中只有运动学的量, 所以把 ν 称之为运动粘度。

严格说来 μ 与 ν 都是压强和温度的函数, 但在一般情况下, 压强的影响很小, 可忽略不计, 通常只考虑温度对粘性的影响。在液压系统计算及液压油的牌号表示上多用运动粘度, 一种机械油的号数就是以这种油在 50°C 时的运动粘度的平均值来标注的, 例如 20 号机械油, 指的就是这种油在 50°C 时的运动粘度的平均值为 20 cSt 。

当压强为 98100 N/m^2 时, 水的粘度与温度的关系如表 1-2 所示, 空气的粘度与温度的关系如表 1-4 所示。表 1-5 列出了几种常见的润滑油的运动粘度。

表 1-2 水的粘度与温度的关系

$t/^\circ\text{C}$	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$\mu \times 10^3 \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$	1.792	1.308	1.005	0.801	0.656	0.549	0.469	0.406	0.357	0.317
$\nu \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$	1.792	1.308	1.007	0.804	0.661	0.556	0.477	0.415	0.367	0.328

表 1-3 空气的粘度与温度的关系

$t/^\circ\text{C}$	0	5	10	15	20	25	30	40	50	60
$\mu \times 10^6 \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$	17.25	17.47	17.7	17.95	18.2	18.42	18.65	19.12	19.6	19.97
$\nu \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$	13.34	13.76	14.19	14.64	15.1	15.54	16.01	16.95	17.95	18.8

表 1-4 几种常见润滑油的运动粘度 ν (cSt)

油温	机械油				压缩机油		液压油			汽轮机油				变压器油	合成定转子油	齿轮油			高速机械油	
	20号	30号	40号	50号	13号	19号	20号	30号	40号	22号	30号	46号	57号			20号	30号	5号	7号	
50°C	17	27	37	47			17	27	37	20	28	44	55	17.8	28.4	4.0	6.0			
	?	?	?	?			?	?	?	?	?	?	?	?	?	?	?			
	23	33	43	53			23	33	43	23	32	48	59	22	32.4	5.1	8.0			
100°C					11	17								≤ 30	≤ 49					
					?	?														
					14	21														

3. 恩氏粘度

恩氏粘度是以恩氏粘度计测出的。它是在一定的温度下，使 200ml 的油液在自重作用下从圆筒中经过孔径 2.8mm 的锥管流出所需的时间，与 20℃ 时同体积蒸馏水流出上述仪器所需的时间的比值。恩氏粘度，用符号 $^{\circ}E$ 表示，即

$$^{\circ}E = \frac{t_1}{t_2} \quad (1-7)$$

式中 t_1 ——200ml 的被测液体流过恩氏粘度计小孔所需的时间 s；

t_2 ——200ml 的蒸馏水在 20℃ 时流过恩氏粘度计小孔所需时间(s)。一般 t_2 为 50~53s。

恩氏粘度较低的润滑油一般是 50℃ 时测定的，用 $^{\circ}E_{50}$ 表示。

恩氏粘度 $^{\circ}E$ 与运动粘度 ν 之间的换算关系如下

$$\nu = 0.0731^{\circ}E - \frac{0.0631}{^{\circ}E}, \text{ cm}^2/\text{s} \quad (1-8)$$

例题 1-2 在图 1-2 所示的活塞油缸中，油缸内径 $D = 0.12\text{m}$ ，活塞直径 $d = 0.1196\text{m}$ ，活塞长度 $l = 0.14\text{m}$ ，间隙中充以 $\mu = 0.1\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$ 的油液，活塞运动的速度 $v = 1\text{m}/\text{s}$ ，试求施于活塞上的粘滞力 T 为多少？

解 活塞与油缸间的缝隙

$$b = \frac{1}{2} (0.12 - 0.1196) = 0.0002\text{m}$$

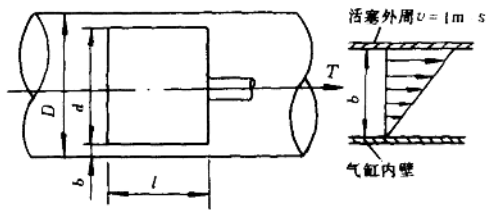


图 1-2 活塞油缸

因为此值甚小，间隙中油液的速度可以认为是按直线规律分布的，所以速度梯度 $\frac{du}{dy}$ 可写成 $\frac{v}{b}$ 。由公式 (1-3) 和公式 (1-4) 可知

$$\tau = \frac{T}{S} = \mu \frac{v}{b}$$

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

代入数值后得作用在活塞上的粘滞力为

$$T = \mu S \frac{v}{b} = 0.1 \times 0.053 \times 1 / 0.0002 = 26.5\text{N}$$

小 结

流体的粘性是本章的重点和难点，学习时应抓住流体具有流动性的物理性质，突破粘性这个难点，注意掌握下列内容：

1. 流体的粘性是指流体内部各流层间，因相对运动而产生内摩擦力以反抗相对运动的性质。粘性所产生的内摩擦力（切应力）以 τ 表示：

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}$$

2. τ 是成对出现的。当所研究的面是被快层带动时，这面上的 τ 与运动方向一致；如果是被慢层阻止时，这面上的 τ 与运动方向相反。

3. 当流体层间没有相对运动, 即流体处于静止或相对静止时, $du/dy=0$, 则 $\tau=0$ 。因此, 在静止或相对静止流体中不出现内摩擦力 (或切应力)。

4. 流体的粘度对流体的流动和使用起着重要的作用, 其值与温度有关, 但压强的大小对流体粘度的影响很小, 实际上可以忽略。流体的动力粘度和运动粘度以及重度和密度之间有着下述关系

$$\mu = \rho\nu; \quad \gamma = \rho g$$

思考题与习题

1. 液体与气体在物理性质上有哪些相同和不同之处?
2. 什么叫流体的粘性? 它对流体的流动有什么作用? 粘性引起的内摩擦力与固体摩擦力有何区别?
3. 什么叫流体的压缩性和膨胀性? 它们对流体的密度和重度有何影响?
4. 如图 1-3 所示, 高压油泵经管 d 向油压机机构输油, 驱动活塞向右运动以冲压工件。在回程时, 油放出, 活塞上压强降至大气压。活塞靠重锤 $G=8850\text{N}$ 的力拉回。若活塞直径 $D=250\text{mm}$, 间隙 $b=0.075\text{mm}$, 长度 $l=400\text{mm}$, 传动用油的 $\mu=0.245\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, 不计 A 、 B 两处的阻力, 求活塞回程时最后的稳定速度。
5. 图 1-4 为一轴和滑动轴承, 间隙 $b=0.1\text{cm}$, 其中充满润滑油, 轴的转速 $n=180\text{r}/\text{min}$, 轴的直径 $D=15\text{cm}$, 轴承长度 $l=25\text{cm}$, 润滑油的 $\mu=0.054\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$, 试求润滑油阻力消耗的功率。

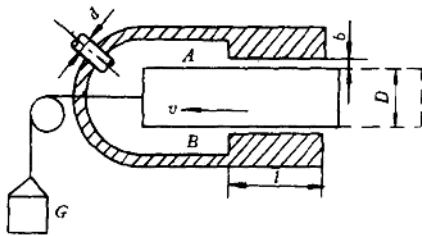


图 1-3

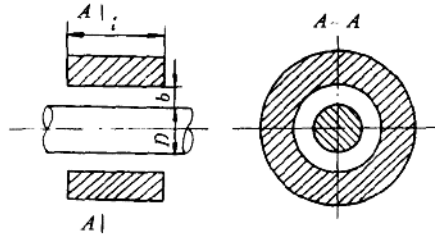


图 1-4

6. 图 1-5 为一采暖系统图, 由于水温升高引起水的体积膨胀, 为了防止管道及暖气片胀裂, 特在系统顶部设置一个膨胀水箱, 使水的体积有自由膨胀的余地。若系统内水的总体积 $V=8\text{m}^3$, 加热前后温差 $t=50\text{C}$, 水的膨胀系数 $\beta_t = \frac{1}{V} \times \frac{dV}{dt} = 0.0005$, 求膨胀水箱的最小容积。

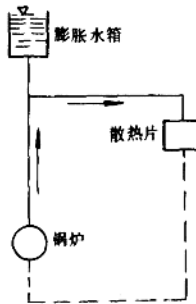


图 1-5

第二章 流体静力学

流体静力学是研究流体在静止或相对静止状态下的力学规律，以及这些规律在工程技术上的应用。

第一节 流体静压强及其特性

一、流体静压强

在静止的或相对静止的流体中取一分离体（图 2-1），并用平面 BAC 将此分离体分隔为 I 和 II 两部分，这互相接触的流体，在接触面 BAC 上有相互作用力。现在假定把上部体积 I 拿走，为了使下部体积 II 保持平衡，就必须在平面 BAC 上加上部分 I 对下部分 II 的作用力。这种作用力在整个 BAC 面上按某一规律分布，而分布在 A 点周围微小面积 Δs 上的总压力是 ΔP ，则在面积 Δs 上的平均流体静压强为

$$p_{cp} = \frac{\Delta P}{\Delta s}, \text{ N/m}^2 \quad (2-1)$$

按公式 (2-1) 求得的平均流体静压强，只能是某已知面积上的平均值，只有在水平作用面的情况下，各部分的平均流体静压强才会是一样的。显然，在垂直或倾斜的作用面情况下，其不同部分上的平均流体静压强是不一样的。因此，除了平均流体静压强之外，须引入“点的流体静压强”的概念。

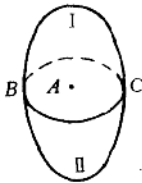


图 2-1 静止流体中的分离体

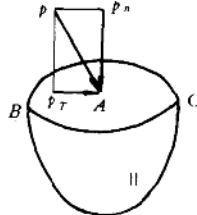
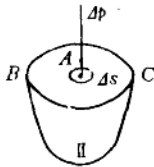


图 2-2 流体静压强的方向

当面积 Δs 趋近于零时， $\frac{\Delta P}{\Delta s}$ 的极限值，叫做流体内某一点的静压强，即

$$p = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta s}, \text{ N/m}^2 \quad (2-2)$$

二、流体静压强的特性

第一特性 流体静压强永远内向垂直于作用面。

若图 2-1 中 I 部分对 II 部分某点 A 的流体静压强 p (图 2-2) 不是垂直于作用面，则可将 p 分解为两个分量，一个是切向分量 p_τ ，与作用面相切；一个是法向分量 p_n ，与作用面垂直。

切向分量显然就是切应力。在讨论流体的粘性时，从牛顿内摩擦定律 $\tau = \mu \frac{du}{dy}$ 可以看出，静止流体内部是不出现切应力的。因而在静止的流体中切向分量是不存在的，即 $p_\tau = 0$ 。若 $p_\tau \neq 0$ ，则流体平衡遭到破坏，因此，流体静压强 p 只可能垂直于作用面。又因为流体不能承受拉应力，拉应力的存在也会破坏流体的平衡，所以流体静压强只能是内向垂直于作用面。

第二特性 流体内任一点所受各方向的静压强的大小均相等。

在静止或相对静止的流体中取出一棱柱体流体块，如图 2-3 所示，通过 A 点取一微小水平面 1—1，它与平面 0—0 相平行，面积都是 ds ，在 A 点再任取一倾斜角为 α 的微小平面 2—2，其面积为 $ds/\cos\alpha$ ， p_0 、 p_1 和 p_2 分别为作用在各对应面上的流体静压强，棱柱体的重力为 dG 。

由平衡条件知，沿流体块中心线方向对平面 1—1 的平衡方程式为

$$p_0 ds + dG = p_1 ds$$

对平面 2—2 的平衡方程式为

$$p_0 ds + dG = p_2 \frac{ds}{\cos\alpha}$$

由以上二式可知

$$p_1 = p_2$$

因 α 角是任意选取的，所以绕 A 点任何方向的流体静压强都相等。

三、流体静力学基本方程式

流体静力学基本方程式是研究静止流体中某点的流体静压强的大小，以及流体在平衡时静压强分布规律的数学表达式。

如图 2-4 所示，观察盛于容器中的静止液体，设作用于液体自由面单位面积上的压强为 p_0 ，且不等于大气压强。为确定液面以下、深度为 h 处 A 点的静压强 p ，选出围绕 A 点的一个微小的圆形水平面，其面积为 ds ，并通过其周线作一垂直向上的圆柱形面与液面相交，结果得到一个底面积为 ds ，高度为 h 的垂直圆柱体。

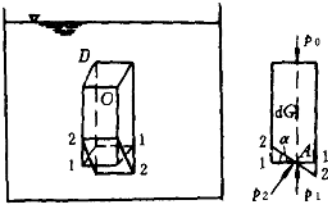


图 2-3 流体内任一点的压强

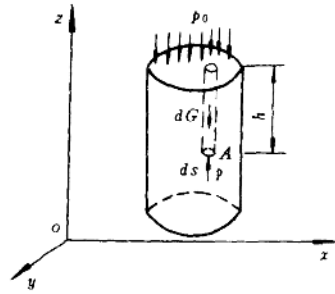


图 2-4 静止液体中深度 h 处的压强

把这个垂直圆柱体从周围液体分离出来后，得到作用在它上面的力有：

- (1) 垂直向上作用于底面的总压力 $P = pds$ ；
- (2) 垂直向下作用于液面上的总压力 $P_0 = p_0 ds$ ；
- (3) 圆柱体的自重 $dG = \gamma h ds$ ，此力为垂直向下；
- (4) 圆柱体四周受有水平方向的侧向压力。

作三向坐标轴（图 2-4），并将作用于圆柱体上的各力均投影在坐标轴上。因为液体是静止的，作用于圆柱体侧面上的总压力在各坐标轴上的投影之和必然等于零。 P 、 P_0 和 dG 在 ox 轴和 oy 两坐标轴上的投影也必然等于零，因为它们是垂直于这两个坐标轴的。因此，欲使分离出来的圆柱体保持平衡，只要 P 、 P_0 和 dG 在 oz 轴上的投影之和等于零即可，其平衡方程式为

$$pds - p_0 ds - \gamma h ds = 0$$

$$\text{即} \quad p = p_0 + \gamma h \quad (2-3)$$

式中 p ——深度为 h 处的液体静压强, N/m^2 ;

p_0 ——作用于液面上的压强 N/m^2 ;

γ ——液体的重度, N/m^3 ;

h ——所研究的点与液面之间垂直距离, m 。

公式 (2-3) 就是流体静力学基本方程式。它说明在静止液体中某一点的压强 p 的大小, 等于作用在其液面上的外压强 p_0 和由液柱自重所形成的余压强 γh 之和。

如液面上所受之压强 p_0 为一定值时, 则液体内部某一点的静压强 p 与其所在之深度 h 成正比。

流体静力学基本方程式, 还可以表示为另一种形式。设水箱 (图 2-5) 水面的压强为 p_0 , 水中 1、2 点到任意选取的基准面 0-0 的高度为 z_1 和 z_2 , 压强为 p_1 和 p_2 , 将式中的深度改为高度差后得

$$p_1 = p_0 + \gamma (z_0 - z_1)$$

$$p_2 = p_0 + \gamma (z_0 - z_2)$$

上式除以重度 γ 后得

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_0 + \frac{p_0}{\gamma}$$

$$z_2 + \frac{p_2}{\gamma} = z_0 + \frac{p_0}{\gamma}$$

两式联立后得

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} = z_0 + \frac{p_0}{\gamma} \quad (2-4)$$

由于 1、2 两点是任意选取的, 故可将上述关系推广到整个液体, 得出具有普遍意义的规律, 即

$$z + \frac{p}{\gamma} = C \quad (\text{常数}) \quad (2-4')$$

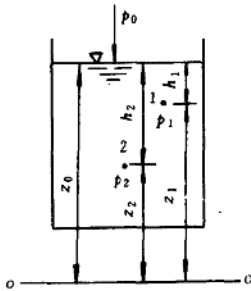


图 2-5 开敞水箱

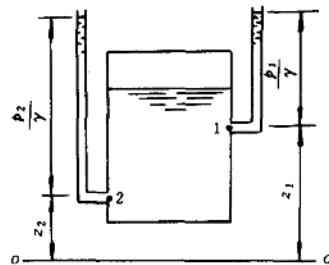


图 2-6 测压管水头

这就是流体静力学基本方程式的另一种形式, 也是我们常用的流体静压强分布规律的一种形式。它表示在同一种静止液体中, 不论哪一点的 $z + \frac{p}{\gamma}$ 总是一个常数。式中 z 为该点的位置相对于基准面的高度, 叫做位置水头; $\frac{p}{\gamma}$ 是该点在压强 p 作用下沿测压管所能上升的高度, 叫做压强水头; 所谓测压管是一端和大气相通, 另一端和液体中某点相接的管子, 如

图 2-6。在图示的两个测压管的连接点 1、2 处，位置水头与压强水头之和 $z_1 + \frac{p_1}{\gamma}$ 与 $z_2 + \frac{p_2}{\gamma}$ 叫做测压管水头，它表示测压管水面相对于基准面的高度，且 $z_1 + \frac{p_1}{\gamma} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma}$ 。由于 1、2 两点是任意选取的，所以在同一容器的静止液体中，即使各点的位置水头 z 和压强水头 $\frac{p}{\gamma}$ 互不相同，但各点的测压管水头必然相等。

四、等压面

在静止液体中的各点有不同的压强，但其中某些点的压强是相等的。若将压强相等的点连成一个面，则这个面叫做等压面，即在这个面上各个点的压强都相等。

由流体静力学基本方程式 $p = p_0 + \gamma h$ 可知，若 $p_0 = \text{常数}$ ， γ 亦为常数，则在液体中其静压强的大小决定于深度 h 。因此，在均质的仅受重力作用的静止液体中，对于同一深度 h 的液面静压强相等，这个面就是等压面，等压面的方程式为

$$p = C \text{ (常数)}$$

显然，液体的自由面是等压面，因为自由面上一切点都受到同一个表面压强。从这点出发，同样利用流体静力学基本方程式 $p = p_0 + \gamma h$ 可以得到如下结论：在均质的仅受重力作用的静止液体中，各水平面都是等压面。

这里必须指出：上述讨论是在同种液体处于静止、连续的条件下进行的。因此，如不能同时满足静止、同种、连续这三个条件的液体中的水平面就不是等压面。如图 2-7a 中的 b 和 c 两点，虽属静止、同种，但不连续，中间被气体隔开了，所以，同在一个水平面上的 b 、 c 两点压强不相等。又如同图中的 c 、 d 两点，虽属静止、连续，但不同种，所以，同在一个水平面上的 c 、 d 两点压强也不相等。又如图 2-7b 中的 e 、 f 两点，虽属同种、连续，但不静止，管中是流动的液体，所以，同在一个水平面上 e 、 f 两点压强也不相等。而在图 2-7a 中的 a 、 c 两点同时满足静止、同种、连续三个条件，所以 a 、 c 两点的压强是相等的。

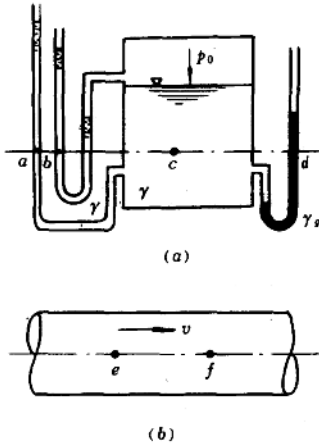


图 2-7 等压面条件

五、巴斯加定律

设有一充满液体的封闭容器，在容器壁上有一个很小的孔口，孔内装有一个活塞（图 2-8），并有外 P 施于活塞上，则活塞与液体接触处单位面积上的压力为

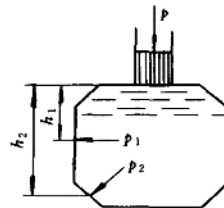


图 2-8 巴斯加定律