

第 1 章

绪 论

1.1 水力学的定义、任务和发展简史

水力学是研究液体平衡和机械运动规律及其应用的一门技术科学,它是力学的一个分支。它的研究对象是液体,主要是水。

水力学的内容分为水静力学和水动力学两部分。水静力学主要是研究液体处于静止(或相对静止)状态时的力学规律及其在实践中的应用,如液体间的相互作用力、液体对固体表面的作用力以及浮体稳定平衡问题等。水动力学主要是研究液体处于运动状态时的力学规律及其在实践中的应用,如管流、明渠水流、堰流、孔口管嘴出流、渗流问题等。

水力学不仅在水利建设中有着广泛应用,例如修建堤坝、灌溉渠系、水力发电、河道整治等各个方面,而且在国民经济的其他部门,例如城市建设、交通运输、石油、化工、机械和冶金、生物、医学、环境工程等各个领域也是所需应用的理论基础之一。此外,水力学与其他学科相结合又形成了一些分支学科,如河流动力学、海岸动力学、环境水力学、随机水力学、计算水力学等。

水力学的发展和其他自然科学一样,依赖于生产实践和科学实验,并受科学发展和社会因素的制约。人类在除水患和兴水利的长期实践中积累了许多有关水流运动规律的知识。我国远古时期就有大禹治水的传说。秦代在公元前 256—前 210 年间修建的都江堰、郑国渠和灵渠三大水利工程,都说明当时对水流运动规律的认识,如

对明渠水流和堰流的认识,都已达到相当高的水平。尤其是四川岷江上的都江堰,具有灌溉、分洪、航运的综合效益。公元1363年制造的铜壶滴漏,是利用孔口出流使容器水位变化来计时的工具。此外,我国古代劳动人民很早就利用水流的冲力带动水碓、水磨和水排等水力机械来为生产服务。这些都表明我国人民很早就对水流的运动规律有一定的认识。然而在长期的封建统治下,这种认识往往停留在感性阶段,还没有真正上升到理论的高度。

世界公认最早的水力学萌芽,是从距今约2200年的西西里岛上的希腊人阿基米德(Archimedes)论述的液体浮力和浮体的定律开始的。此后,欧洲各国长期处于封建统治时期,生产力发展非常缓慢,直到15世纪的文艺复兴时期,在意大利的供水工程和水运工程中才反映出水流运动规律的正确应用。

15世纪中叶至18世纪下半叶,生产力有了很大的发展,同时也遇到了许多水力学问题,由于科学水平的限制,人们主要用实验的方法或直觉来解决。如1650年帕斯卡(B. Pascal)发现的液体压强传递规律,1686年牛顿(I. Newton)所建立的牛顿内摩擦定律等。但总体来说,还没有形成液体运动的系统理论。

19世纪后,沿着两条途径建立了液体运动的系统理论。其一是通过数学分析的方法。1738年伯努利(D. I. Bernoulli)建立了理想液体运动的能量守恒方程——伯努利方程。1755年欧拉(L. Euler)首次导出理想液体的运动方程——欧拉运动微分方程。1843—1845年纳维埃(L. M. H. Navier)和斯托克斯(G. G. Stokes)又建立了实际液体的运动方程——纳维埃-斯托克斯方程。这样就奠定了古典流体力学的理论基础,使它发展成为力学的一个分支。古典流体力学采用了严格的数学分析方法,理论上比较严密,但由于数学上求解问题的困难或某些假设不能符合实际,尚难用其理论来求解许多实际工程问题。其二,由于生产发展的需要,一些工程师和实际工作者,凭借实地观测和室内试验,得出经验公式,或在理论公式中引入经验系数以解决实际工程问题。如1769年谢才(A. de Chézy)建立了计算均匀流动的谢才公式,以及后来为确定谢才系数的曼宁(R. Manning)公式;1856年达西(H. Darcy)提出了线性渗流的达西定律;等等。此外在水流量测技术方面有1732年毕托(H. Pitot)发明的量测水流流速的毕托管,1797年文丘里(G. B. Venturi)创造的量测管道流量的文丘里管等。这些成果被总结成以实际液体为对象的重经验重实用的水力学。古典流体力学和水力学都是关于液体运动的力学,但前者忽略粘性,重数学,重理论;后者考虑粘性,偏经验,偏实用。两种研究途径不同,虽有相互渗透,但基本上彼此平行发展。

随着工农业和新技术的迅速发展,以纯理论分析为基础的古典流体力学和以试验研究为主的水力学都已不能适应生产发展的要求,因而逐渐形成了理论分析和试验研究相结合的现代流体力学和现代水力学。1883年雷诺(O. Reynolds)通过系统实验发现了液流的两种流态——层流和紊流。1894年他又提出了紊流的基本方

程——雷诺方程。1904 年普朗特(L. Prandtl)观测分析了固体边界对液流的影响,提出了边界层的概念。后来通过对层流边界层的研究,形成了层流边界层理论,它揭示了水、空气等低粘性流体的实际流动与理想流动之间的实质性联系,既开辟了解决实际流体流动问题的途径,又明确了理想流体理论适用的范围,使流体力学与水力学两种研究途径得到了统一。后经许多学者的努力,边界层理论和紊流理论都有很大的发展。当前,现代的水力学和流体力学在研究方法上的区别已趋于消失,只是研究内容上有所侧重。流体力学的研究对象是流体,包括液体和气体;水力学的研究对象是以水为代表的液体,其运动规律也适用于低流速的气体。作为工科水利类技术基础课的水力学,在内容上根据专业需要而有所取舍。建议同学们在学习中既要强调基础理论,也要强调工程应用。

20 世纪 50 年代以后,在迅速发展的科学技术的推动下,国内外对水力学各个领域中的问题展开了广泛而深入的研究,取得了丰硕成果,大大地丰富和发展了水力学内容。同时,为了解决生产实际中不断出现的新问题,一些新的水力学分支学科也逐步形成,如环境水力学、生物流体力学等。特别是近三十年来,电子计算技术的发展和广泛应用,使得许多比较复杂的水力学问题可以通过数值计算来求解,从而又形成了一门新的学科——计算水力学。此外,现代量测技术如热膜、激光、同位素、超声波以及各种新型的量测仪器也在不断发展,不断地扩大量测范围和提高量测精度,使一些理论成果得到了进一步验证和发展。可以预见,理论分析、试验研究和数值计算正在成为研究水力学的三大支柱。它们之间相辅相成,将赋予水力学新的生命力,使水力学在生产实际的各个领域更进一步地发挥其作用。

1.2 液体的连续介质模型

液体是由分子组成的;分子之间存在空隙;分子本身作永不停息的、不规则的运动;分子与分子之间还存在相互作用力。这些统属于微观范畴。若以分子为研究对象,由于分子之间存在空隙,因此描述液体的物理量(如流速、压强等)的空间分布也是不连续的。同时,由于分子的随机热运动,又导致物理量在时间上的不连续性。

在标准状态下,1 cm³ 体积的水中约含有 3.3×10^{22} 个分子,相邻分子间距约为 3.1×10^{-8} cm。可见,分子间的距离相当微小,而在很小的体积中,包含了大量的分子。在一般工程问题中所研究的液体空间比分子尺寸远大得多,而且要解决的工程问题是液体大量分子微观运动的物理量统计平均的结果,即宏观特性。1753 年欧拉提出了一个基本假说,认为液体是由无数没有微观运动的质点组成的没有空隙的连续体,并且认为表征液体运动的各物理量,例如密度、速度、压强等在空间和时间上都是连续分布和连续变化的。该基本假说也称为欧拉的连续介质模型。引入该模型

后,不仅可使研究工作大为简化,而且可以应用以连续函数为基础的数学分析这一强有力的工具。在连续介质中,质点是最小的物质单元,其概念是:每个质点包含足够多的分子并保持着宏观运动的一切特性,但其体积与研究的液体空间范围相比又非常之小,以致可以认为它是液体空间中的一个点。简而言之,液体质点就是一个“宏观小、微观大”的液体单元。

连续介质模型是根据科学的研究目的而提出的,它与人们的感观一致,引入这个概念是十分自然的。实践证明,在连续介质这一假说的条件下得到的结论具有足够的精度,完全能够满足工程实际的要求。今后对于水力学问题的研究,一般都是建立在连续介质假说基础上的。只有某些特殊水力学问题除外,例如掺气水流、空穴现象等,液体的连续性遭到破坏,连续介质模型也就不再适用。

1.3 液体的主要物理性质

液体受到力的作用,都是通过液体自身的物理性质来表现的。因此从宏观角度来探讨液体的物理性质是研究液体机械运动的基本出发点。液体的主要物理性质有质量和重量、易流性、粘滞性、压缩性、表面张力等。下面论述这些物理性质及其对液体运动的影响作用。

1.3.1 质量和重量

液体和其他物质一样,具有质量。质量是物质的基本属性,是惯性的度量。单位体积液体的质量称为液体的密度,用 ρ 表示。密度分布均匀的液体称为均质液体,否则为非均质液体。实际工程中遇到的液体多属均质液体。设某均质液体的质量为 m ,体积为 V ,则液体的密度为

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (1.1)$$

对于非均质液体,根据连续介质模型,某点的密度为

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \quad (1.2)$$

质量常用的单位是 kg 或 g,密度的单位是 kg/m^3 或 g/cm^3 。在一般情况下,液体的密度随压强和温度的变化而发生的变化甚微,故液体的密度可以视为常数。例如水的密度,实用上就以在一个大气压强下、温度为 $4\text{ }^\circ\text{C}$ 时最大密度值作为计算值,其数值为 $\rho=1\,000\text{ kg}/\text{m}^3$ 。水银的密度值为 $\rho_{\text{m}}=13.6\times 10^3\text{ kg}/\text{m}^3$ 。不同温度下水的密度值见表 1.1。

表 1.1 水的各种物理性质(一个标准大气压下)

温度 T / $^{\circ}\text{C}$	密度 ρ / (kg/m^3)	动力粘度 μ / $(10^{-3}\text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2)$	运动粘度 ν / $(10^{-6}\text{ m}^2/\text{s})$	体积弹性系数 K / $(10^9\text{ N}/\text{m}^2)$
0	999.9	1.792	1.792	2.04
5	1 000.0	1.519	1.519	2.06
10	999.7	1.308	1.308	2.11
15	999.1	1.100	1.141	2.14
20	998.2	1.005	1.007	2.20
25	997.1	0.894	0.897	2.22
30	995.7	0.801	0.804	2.23
35	994.1	0.723	0.727	2.24
40	992.2	0.656	0.661	2.27
45	990.2	0.599	0.605	2.29
50	988.1	0.549	0.556	2.30
55	985.7	0.506	0.513	2.31
60	983.2	0.469	0.477	2.28
65	980.6	0.436	0.444	2.26
70	977.8	0.406	0.415	2.25
75	974.9	0.380	0.390	2.23
80	971.8	0.357	0.367	2.21
85	968.6	0.336	0.347	2.17
90	965.3	0.317	0.328	2.16
92	961.9	0.299	0.311	2.11
100	958.4	0.284	0.296	2.07

在液体运动中,一般需要考虑地球对液体的引力,这个引力就是重力,重力的大小称为重量,用 G 表示。重量 G 与质量 m 、重力加速度 g 的关系是

$$G = mg \tag{1.3}$$

采用国际单位制时,重量 G 的单位是 N 或 kN , $1\text{ N}=1\text{ kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$ 。

单位体积液体的重量也称为重度,为 $\frac{G}{V}=\frac{mg}{V}=\rho g$,工程上仍采用此量,但一般的教科书已不再引用。

1.3.2 粘滞性

液体一受剪切(尽管切力很小,只要切力存在)就会连续变形(即流动),液体的这种特性称为易流性。

液体在流动(连续不断变形)的过程中,其内部会出现某种力抵抗这一变形。不

同性质的液体,如水或油,它们抵抗变形的能力是不同的。在流动状态下液体抵抗剪切变形速率能力的度量称为液体的粘滞性(亦称粘性)。

从上面的叙述可知,既然抵抗剪切变形的力和液体的剪切变形速率以及粘性之间存在着某种联系,那么它们之间一定有某种关系存在。下面可以通过液体沿固体壁面作二元平行直线运动(见图 1.1)来分析。设液体质点是有条不紊地、一层一层互不混掺地向前运动(这种流动状态称为层流运动,将在第 4 章详细讨论),当液体流过固体边界时,由于紧贴边界的极薄液层与边界之间无相对运动(称为实际液体的无滑动条件),则液体与固体之间不存在摩擦力,这样液流中的摩擦力均表现为液体内部各流层之间的摩擦力,故称液体内部摩擦力。设液流中某点的流速为 u ,与流速相垂直的方向为 y ,而沿 y 向微小距离 dy 的流速增量为 du (见图 1.1),则液体的内摩擦力 F 与液层间接触面面积 A 和流速梯度 $\frac{du}{dy}$ (沿 y 向的流速变化率)成正比,并与液体的粘滞性有关,而与接触面上的压力无关。这一结论于 1686 年由牛顿首先提出,后经大量试验验证了它的正确性,故称为牛顿内摩擦定律,可表示为

$$F = \mu A \frac{du}{dy} \quad (1.4)$$

单位面积上的内摩擦力称为切应力 τ , $\tau = F/A$, 可写为

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1.5)$$

式(1.4)和式(1.5)可表述为:液体运动时,相邻液层间所产生的切力或切应力与剪切变形的速率成正比。此两式均为牛顿内摩擦定律的表达式。

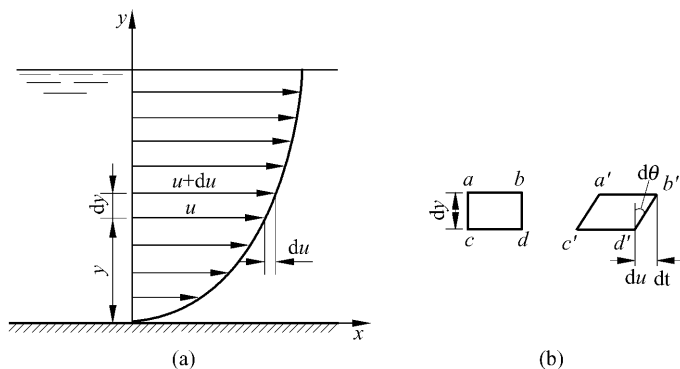


图 1.1

作用在两相邻液层之间的 τ 与 F 都是成对出现的,数值相等,方向相反。运动较慢的液层作用于运动较快的液层上的切力或切应力,其方向与运动方向相反;运动较快的液层作用于运动较慢的液层上的切力或切应力,其方向与运动方向相同。

式(1.4)及式(1.5)中 μ 为比例系数,称为粘度或粘滞系数。 μ 的量纲是 $\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}$,在国际单位制中,粘度的单位是 $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。其中 Pa 是压强的单位,称为帕[斯卡], $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$ 。由于 μ 含有动力学的量纲,亦称为动力粘度,简称粘度。粘度 μ 是粘滞性的度量, μ 值愈大,粘滞性作用愈强。 μ 的数值随液体的种类而各不相同,并随压强和温度的变化而发生变化,但压强对它的影响甚微,可不考虑。温度是影响 μ 的主要因素。温度升高时液体的 μ 值降低,而气体的 μ 值则反而加大。其原因可定性地简单解释如下:液体和气体的微观结构不同。由于液体的分子间距较小,液体的粘性主要取决于液体分子间的相互吸引力,温度越高,液体分子热运动越激烈,分子摆脱互相吸引的能力越强,导致液体的粘度随温度的升高而减小。气体的粘性主要取决于气体分子间相互碰撞引起的动量交换,温度越高,气体分子间的动量交换越激烈,导致气体的粘度随温度的升高而增大。液体粘滞性的大小还可以用 ν 来表达。 ν 为粘度 μ 与密度 ρ 的比值,即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (1.6)$$

ν 的量纲为 L^2T^{-1} ,常用单位是 m^2/s 。由 ν 的量纲可知,它仅含运动学的量纲,故称 ν 为运动粘度。不同温度时水的 μ 和 ν 值列于表 1.1。

式(1.4),式(1.5)中的流速梯度 $\frac{du}{dy}$ 实质上是表示液体的切应变率(又称为剪切应变率)或角变形率。在图 1.1(a)所示的 dy 层流中取一微小水体 $abcd$ (见图 1.1(b)), ab 面上各点的流速为 $u + du$, cd 面上各点的流速为 u ,水体上下两面存在流速差 du 。经过时段 dt 后, $abcd$ 由原来的矩形变成了平行四边形,角变形为 $d\theta$ (又称为切应变)。因 dt 和 $d\theta$ 均为微小量,可以认为

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

即

$$\frac{du}{dy} = \frac{d\theta}{dt} \quad (1.7)$$

式中 $\frac{d\theta}{dt}$ 是单位时间的角变形,称为角变形率或称为切应变率。需要说明的是,固体与液体有所不同,对于固体,在应力低于比例极限的情况下,切应力与切应变成线性关系(剪切胡克定律),而液体的切应力与切应变率成线性关系。

牛顿内摩擦定律是水力学和流体力学的重要定律。凡是满足牛顿内摩擦定律的流体,称为牛顿流体;反之为非牛顿流体。图 1.2 取纵坐标为 τ ,横坐标为 $\frac{du}{dy}$,图中各条线的斜率就是动力粘度 μ 值。其中直线 A 的切应力 τ 与切应变率 $\frac{du}{dy}$ 呈线性关系,为牛顿流体,如水、空气、油和水银等。线 B, C, D 属于非牛顿流体。其中线 B 代表宾

汉塑性流体,当切应力低于屈服应力 τ_0 时,该塑性流体静止并有一定的刚度;当切应力超过 τ_0 时开始流动,但切应力与剪切变形率之间仍呈线性关系。泥浆、血浆、牙膏等为宾汉塑性流体。线 C 为拟塑性流体,其粘度随剪切变形的速度的增加而减小,如橡胶、醋酸纤维素的溶液、油画用的颜料、油漆、绝缘清漆等。线 D 为膨胀流体,其粘度随剪切变形速度的增加而增加,如生面团、淀粉糊等。所以在使用牛顿内摩擦定律时,应注意其应用范围。本书仅限于研究牛顿液体。

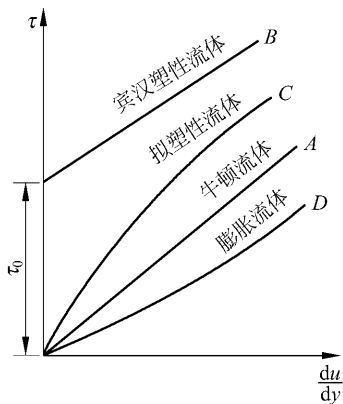


图 1.2

实际液体总是存在粘性的,故实际液体又称为粘性液体。在分析水力学问题时,为了简化研究,引入理想液体的概念,所谓理想液体,就是忽略粘性效应的液体(图 1.2 的横坐标轴即代表理想液体)。在实际问题中,当粘性的作用相对较小,其影响可以忽略不计时,可以把实际液体当作理想液体处理;当粘性的作用相对较大时,按理想液体得到的结论必须予以修正后才能应用。

例 1.1 有一薄板在水面上以 $u=2.0 \text{ m/s}$ 的速度作水平运动,设流速沿水深 h 按线性分布。水深 $h=1.0 \text{ cm}$,水温为 20°C 。试求:(1)切应力 τ 沿水深 h 的分布;(2)若薄板的面积为 2.0 m^2 ,求薄板的拖曳力 T (如图 1.3)。

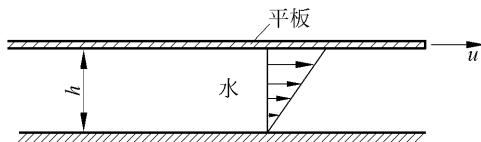


图 1.3

解 (1) 按水温 20°C ,由表 1.1 查得水的动力粘度 $\mu=1.005\times 10^{-3} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$,流速梯度 $du/dy=(u-0)/h$,代入式(1.5)得

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} = 1.005 \times 10^{-3} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2 \times \frac{2 \text{ m/s}}{0.01 \text{ m}} = 0.201 \text{ N}/\text{m}^2$$

切应力 τ 为常数,沿间隙呈矩形分布。

$$(2) T = \tau A = 0.201 \text{ N}/\text{m}^2 \times 2.0 \text{ m}^2 = 0.402 \text{ N}.$$

1.3.3 压缩性

液体的体积随所受压力的增大而减小的特性称为液体的压缩性。

液体压缩性的大小可用体积压缩系数 β 来表示。设液体原体积为 V ,当所受压

强(单位面积上的压力)的增量为 $d\rho$ 时,体积增量为 dV ,则体积压缩系数

$$\beta = -\frac{\frac{dV}{V}}{d\rho} \quad (1.8)$$

β 的物理意义是压强增量为一个单位时单位体积液体的压缩量。 β 值愈大,表示液体愈易压缩。因液体体积总量随压强增大而减小,即 dV 为负值,为使 β 值为正,故上式右边取负号。 β 的单位为 m^2/N 。

β 的倒数称为体积弹性系数,用 K 表示,即

$$K = \frac{1}{\beta} = -\frac{d\rho}{\frac{dV}{V}} \quad (1.9)$$

K 值越大,液体愈难压缩。 K 的单位是 N/m^2 。不同温度时水的 K 值也列于表 1.1。

液体的压缩性很小,例如温度在 $10\text{ }^\circ\text{C}$ 时,水的体积弹性系数 $K=2.11\times 10^6\text{ kN}/\text{m}^2$,即每增加一个大气压强,水的体积比原体积缩小约二万分之一,因此,在一般情况下,可以将水作为不可压缩液体来处理,但对某些特殊问题,如水击(见第 6 章),必须考虑液体的压缩性和弹性。

1.3.4 表面张力

表面张力是液体自由表面在分子作用半径一薄层内由于分子引力大于斥力而在表层沿表面方向产生的拉力。

液体表面张力的大小可以用表面张力系数 σ 来度量,它表示液体表面单位长度上所受的拉力,其单位是 N/m 。 σ 的数值随液体的种类、温度和表面接触情况而变化。表面张力系数 σ 的数值不大,例如在温度为 $20\text{ }^\circ\text{C}$ 时,与空气相接触的水和水银的 σ 值分别为 $0.073\text{ N}/\text{m}$ 和 $0.51\text{ N}/\text{m}$ 。由于表面张力很小,在水力学中一般不考虑它的影响。但在某些情况下,它的影响也是不可忽略的,如微小液滴(如雨滴)的运动、水深很小的明渠水流和堰流等,以及水力学实验室中的测压管插在液体中所产生的毛细现象,管内液体会高出或低于管外的液体。

当温度为 $20\text{ }^\circ\text{C}$ 时,水在细玻璃管中的升高值为(图 1.4(a))

$$h = 30.2/d \text{ (mm)} \quad (1.10)$$

水银在细玻璃管中的降低值为(图 1.4(b))

$$h = 10.8/d \text{ (mm)} \quad (1.11)$$

由上两式可见,管径越细,差值越大。因此量测压强的细管内径 d 不宜过小。

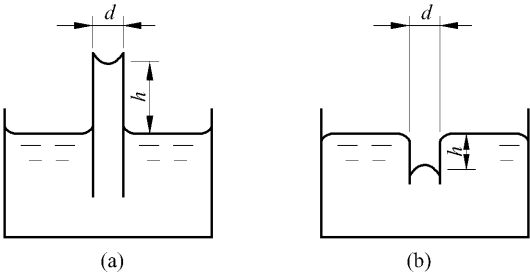


图 1.4

1.3.5 汽化压强

液体分子逸出液面向空间扩散的过程称为汽化，液体汽化为蒸气。汽化的逆过程称为凝结，蒸气凝结为液体。在液体中，汽化和凝结同时存在，当这两个过程达到动平衡时，宏观的汽化现象停止。此时液体的压强称为饱和蒸气压强，或汽化压强。液体的汽化压强与温度有关，水的汽化压强见表 3.1。

当水流某处压强低于汽化压强时，在该处发生汽化，形成空化现象，对水流和相邻固体壁面将发生不良影响，会产生气蚀现象(见 3.9 节)。

综合上述介绍的液体的物理性质，水力学讨论牛顿、不可压缩的粘性液体。

1.4 作用于液体的力

以上从液体的物理性质方面分析了影响液体运动的因素，下面从力学的观点来分析。影响液体运动的因素是作用于液体的力。按力的作用范围来分，作用于液体的力可分为表面力和质量力两类。

1.4.1 表面力

表面力是作用在液体的表面或截面上且与作用面的面积成正比的力。表面力又称为面积力。又由于它产生在液体与液体或液体与固体的接触面上，故又称为接触力。

表面力又可分为垂直于作用面的压力和平行于作用面的切力。至于拉力一般在液体中都是忽略的。设液体的面积为 A ，作用的压力为 P ，切力为 F ，则作用在单位面积上的平均压应力(又称为平均压强) p 为 $\frac{P}{A}$ ，作用在单位面积上的平均切应力 τ