

第三讲 流体动力学基础

3.1 流 体 静 力 学

3.2 流 体 动 力 学

3.3 管道中液流的特性

3.4 孔口与缝隙液流

3.5 气 穴 现 象

3.6 液 压 冲 击

1

本节主要讨论液体的平衡规律以及这些规律的应用。

所谓“**液体是静止的**”，指的是液体内部质点间没有相对运动，至于盛装液体的容器，不论它是静止的或是运动的，都没有关系。

一、压力及其性质

习惯上把液体在单位面积上所受的垂直法线方向的法向应力称为**压力**。

例如：当 ΔA 面积上作用有法向力 ΔF 时，液体内部某点处的压力即定义为

$$p = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta A}$$

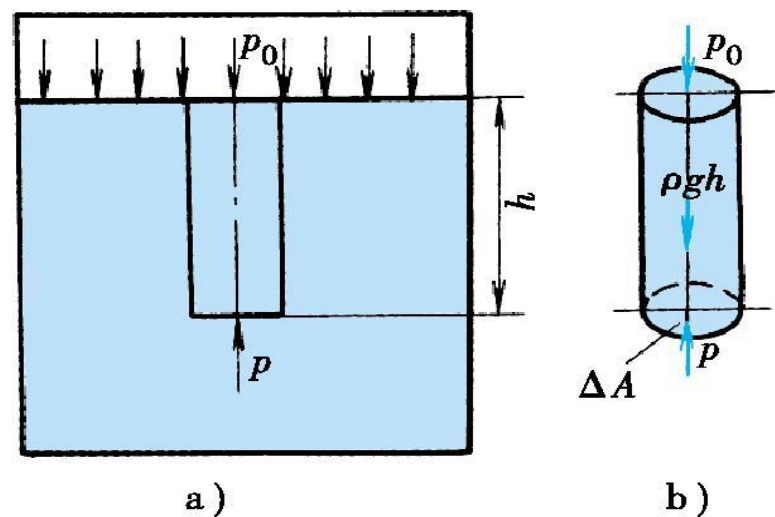


图3-1 重力作用下的静止液体

液体的压力有如下重要性质：**静止液体内部任意点处的压力在各个方向上都相等。**

二、重力作用下静止液体中的压力分布

(一) 静压力基本方程

静止液体在重力作用下，其受力情况如图所示，除了液体重力，还有液体自由表面上所受的压力（一般等于大气压力）和容器壁面作用在液体上的反作用力。

若要求出离液面深度为 h 的某一点处压力，可以取出一个底面通过该点的垂直小液柱作为控制体。如图 3-1 b 所示。

这个小液柱在重力及周围液体的压力作用下处于平衡状态，其在垂直方向上的力平衡方程式为：

$$p\Delta A = p_0\Delta A + \rho gh\Delta A \quad \text{式中 } \rho gh\Delta A \text{——小液柱的重力}$$

化简得静压力基本方程： $p = p_0 + \rho gh$

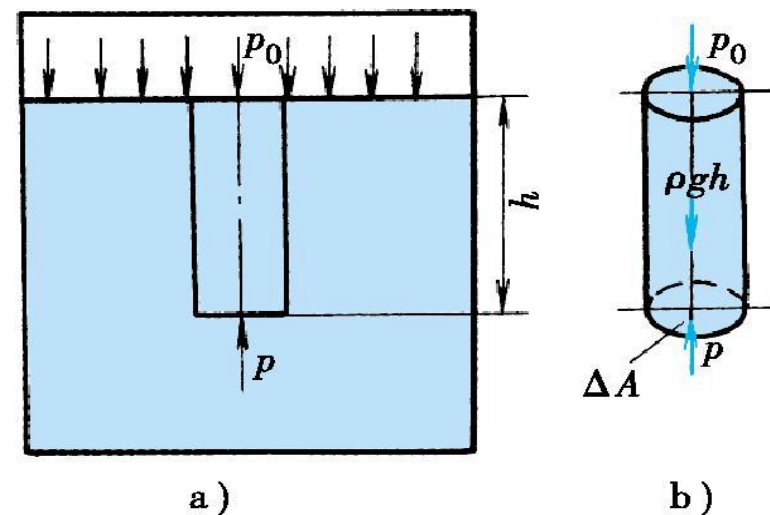


图3-1 重力作用下的静止液体

二、重力作用下静止液体中的压力分布

(二) 静压力基本方程的物理意义

将图 3-1 所示盛有液体的密闭容器放在基准水平面($O-x$)上加以考察, 如图 3-2 所示, 则静压力基本方程可改写成

$$p = p_0 + \rho gh = p_0 + \rho g(z_0 - z)$$

式中 z_0 ——液面与基准水平面之间的距离

z ——深度为 h 的点与基准水平面之间的距离

上式整理后可得:

$$\frac{p}{\rho g} + z = \frac{p_0}{\rho g} + z_0 = C$$

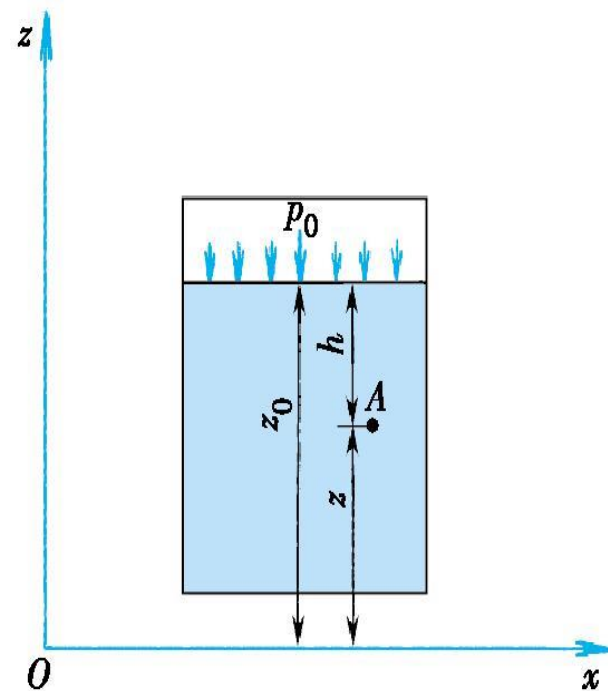


图3-2 静压力基本方程的物理意义

三、压力的表示方法及单位

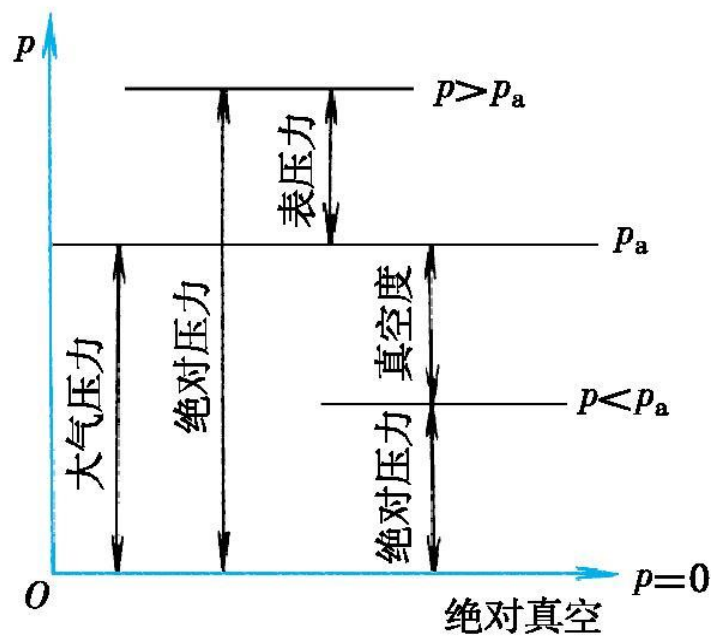


图3-3 绝对压力与相对压力间的关系

根据**度量基准的不同**，压力有两种表示方法：

绝对压力：以绝对零压力作为基准所表示的压力；

相对压力：以当地大气压力为基准所表示的压力。

绝对压力与相对压力之间的关系如图3-3所示。

绝大多数测压仪表因其外部均受大气压力作用，所以仪表指示的压力是相对压力。今后，**如不特别指明，液压传动中所提到的压力均为相对压力。**

三、压力的表示方法及单位

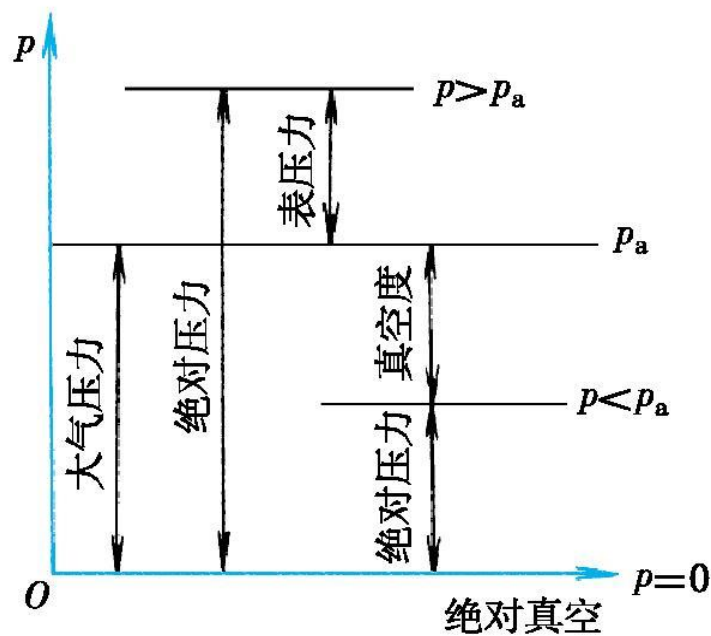


图3-3 绝对压力与相对压力间的关系

真空度：如果液体中某点处的绝对压力小于大气压力，这时该点的绝对压力比大气压力小的那部分压力值，称为**真空度**。

能头：因为液体内某一点处的表压力与它所在位置的深度 h 成正比，因此工程上也可用液柱高度来表示表压力大小，称为**能头**。

我国采用法定计量单位Pa来计量压力， $1\text{Pa}=1\text{N/m}^2$ 。液压技术中习惯用MPa表示， $1\text{MPa}=10^6\text{Pa}$ 。

三、压力的表示方法及单位

例3-1 有一充满油液的容器，如作用在活塞上的力为 $F=1000\text{N}$ ，活塞面积 $A=1\times 10^{-3}\text{m}^2$ ，忽略活塞的质量。试问活塞下方深度为 $h=0.5\text{m}$ 处的压力等于多少？油液的密度为 $\rho=900\text{kg/m}^3$

解 依据静压力基本方程， $p=p_0+\rho gh$ ，

活塞和液面接触处的压力为

$$p_0=F/A=1000/(1\times 10^{-3})\text{N/m}^2=10^6\text{N/m}^2,$$

因此，深度为 $h=0.5\text{m}$ 处的液体压力为

$$\begin{aligned} p &= p_0 + \rho gh = (10^6 + 900 \times 9.8 \times 0.5)\text{N/m}^2 \\ &= 1.0044 \times 10^6\text{N/m}^2 \approx 10^6\text{Pa} = 1\text{MPa} \end{aligned}$$

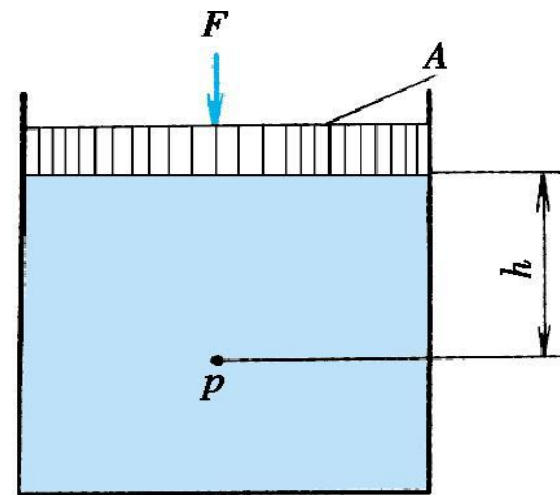


图3-4 液体内压力计算图

可以看到，液体在受压情况下，液柱高度所引起的那部分压力 ρgh 相当小，可忽略不计，并认为整个静止液体内部的压力是近乎相等的。下面在分析液压系统时，就采用了这种假定。

四、帕斯卡原理



按**静压力基本方程**， $p=p_0+\rho gh$ ，盛放在密闭容器内的液体，其外加压力 p_0 发生变化时，只要液体仍保持其原来的静止状态不变，液体中任一点的压力均将发生同样大小的变化。

帕斯卡原理：**在密闭容器内，施加于静止液体上的压力将以等值传递到液体中所有各点**

帕斯卡原理是液压传动的一个基本原理。

四、帕斯卡原理

图 3-5 是运用帕斯卡原理寻找推力和负载间关系的实例。

图中垂直液压缸、水平液压缸的截面积分别为 A_1 、 A_2 ；活塞上作用的负载为 F_1 、 F_2 。由于两缸互相连通，构成一个**密闭容器**。

按照帕斯卡原理，缸内压力处处相等， $p_1=p_2$ ，于是

$$F_2 = F_1 \frac{A_2}{A_1}$$

如果垂直液压缸的活塞上没有负载，则在略去活塞质量及其他阻力时，不论怎样推动水平液压缸的活塞，也不能在液体中形成压力，说明**液压系统中的压力是由外界负载决定的**，这是液压传动中的一个基本概念。

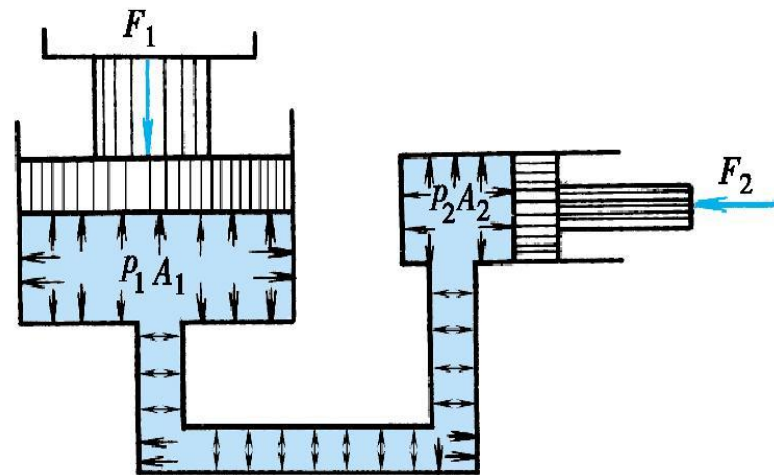


图3-5 帕斯卡原理应用实例

五、静压力对固体壁面的作用力

静止液体和固体壁面相接触时，固体壁面将受到由液体静压力所产生的作用力。

当固体壁面为一平面时，作用在该面上压力的方向是相互平行的，故静压力作用在固体壁面上的总力 F 等于压力 p 与承压面积 A 的乘积，且作用方向垂直于承压表面，即 $F = pA$

当固体壁面为一曲面时，情况就有所不同了：作用在曲面上各点处的压力方向是不平行的，因此，静压力作用在曲面某一方向 x 上的总力 F_x 等于压力与曲面在该方向投影面积 A_x 的乘积，即

$$F_x = p A_x$$

五、静压力对固体壁面的作用力

下面以液压缸缸筒为例加以证实。

设液压缸两端面封闭，缸筒内充满着压力为 p 的油液，缸筒半径为 r ，长度为 l ，如图 3-6 所示。

这时，缸筒内壁面上各点的静压力大小相等，均为 p ，但并不平行。因此，为求得油液作用于缸筒右半壁内表面在 x 方向上的总力 F_x ，**需在壁面上取一微小面积 $dA=lds=lrd\theta$** ，则油液作用在 dA 上的力 dF 的水平分量 dF_x 为

$$dF_x = dF \cos \theta = p dA \cos \theta = p l r \cos \theta d\theta$$
$$F_x = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} dF_x = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} p l r \cos \theta d\theta = 2 l r p = p A_x$$

即 F_x 等于压力 p 与缸筒右半壁面在 x 方向上投影面积 A_x 的乘积。

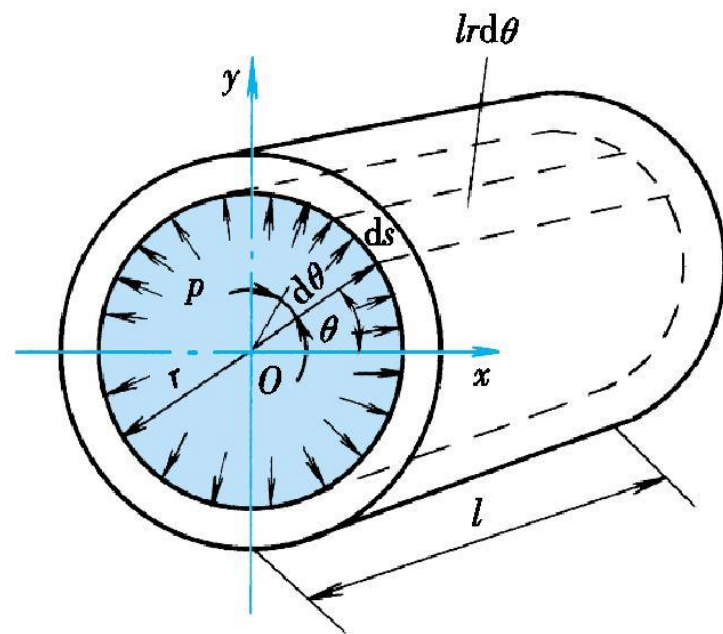


图3-6 静压力作用在液压缸内壁面上的力

五、静压力对固体壁面的作用力

例3-2 安全阀阀心为圆锥形，阀座孔径 $d=10\text{mm}$ ，阀心最大直径 $D=15\text{mm}$ 。当油液压力 $p_1=8\text{MPa}$ 时，压力油克服弹簧力顶开阀心而溢油，出油腔有背压 $p_2=0.4\text{MPa}$ 。试求阀内弹簧的预紧力。

解 1)压力 p_1 、 p_2 向上作用在阀心锥面上的投影面积分别为 $\frac{\pi}{4}d^2$ 和 $\frac{\pi}{4}(D^2-d^2)$ ，故阀心受到的向上作用力为

$$F_1 = \frac{\pi}{4}d^2p_1 + \frac{\pi}{4}(D^2-d^2)p_2$$

2)压力 p_2 向下作用在阀心平面上的面积为 $\frac{\pi}{4}D^2$ ，则阀心受到的向下作用力为

$$F_2 = \frac{\pi}{4}D^2p_2$$

3)阀心受力平衡方程式

$$F_1 = F_2 + F_s \quad \text{式中 } F_s \text{——弹簧预紧力}$$

将 F_1 、 F_2 代入上式得

$$\frac{\pi}{4}d^2p_1 + \frac{\pi}{4}(D^2-d^2)p_2 = \frac{\pi}{4}D^2p_2 + F_s$$

整理后有

$$F_s = \frac{\pi}{4}d^2(p_1-p_2) = \frac{\pi \times (0.01)^2}{4} \times (8-0.4) \times 10^6 \text{N} = 597\text{N}$$

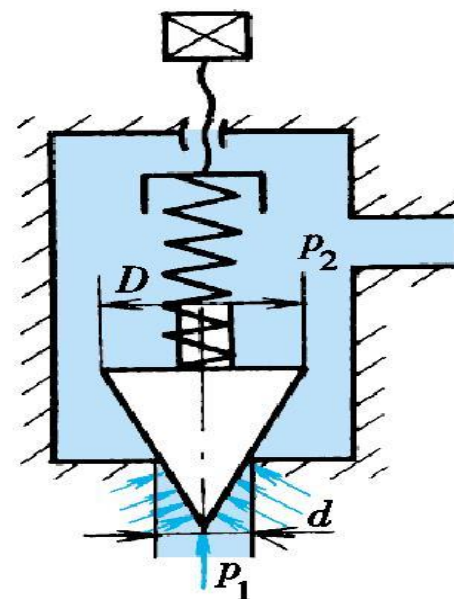


图3-7 安全阀示意图

2

本节主要讨论液体流动时的运动规律、能量转换和流动液体对固体壁面的作用力等问题，具体要介绍三个基本方程——**连续方程**、**能量方程**和**动量方程**。

液体流动时，由于重力、惯性力、粘性摩擦力等的影响，其内部各处质点的运动状态是各不相同的。这些质点在不同时间、不同空间处的运动变化对液体的能量损耗有所影响，但对液压技术来说，使人感兴趣的只是整个液体在空间某特定点处或特定区域内的**平均运动情况**。

此外，流动液体的状态还与液体的温度、粘度等参数有关。为了简化条件便于分析起见，一般都假定在**等温的条件下**（因而可把粘度看作是常量，密度只与压力有关）来讨论液体的流动情况。

一、基本概念

(一) 理想液体、恒定流动和一维流动

理想液体：既无粘性又不可压缩的假想液体。

实际中，液体具有粘性。若在研究中考虑到液体粘性的影响，问题将会十分复杂。所以可以假设液体没有粘性，然后再考虑粘性的作用并通过实验验证等办法对理想化的结论进行修补。

恒定流动：液体流动时，液体中任何一点的压力、速度和密度都不随时间而变化。

非恒定流动：压力、速度或密度中至少有一个参数随时间变化，则液体的流动被称为非恒定流动。研究液压系统稳态性能时，可认为液体作恒定流动；研究其动态性能时，必须按非恒定流动来考虑。

当液体整个作线性流动时，称为**一维流动**；当作平面或空间流动时，称为**二维或三维流动**。

一维流动要求液流截面上各点处的**速度矢量完全相同**，这种情况极为少见。通常把封闭容器内液体的流动按一维流动处理，再用实验数据修正结果，液压传动中对工作介质流动的分析就是这种方法。

一、基本概念

(二) 流线、流管和流束

流线是流场中的一条条曲线，它表示在同一瞬时流场中各质点的运动状态。流线上每一质点的速度向量与这条曲线相切，因此，流线代表了某一瞬时一群流体质点的**流速方向**。

在**非恒定流动**时，由于液流通过空间点的速度随时间变化，因而流线形状也随时间变化；在**恒定流动**时，流线形状不随时间变化。

由于流场中每一质点在每一瞬时只能有一个速度，所以流线之间**不可能相交**，流线也**不可能突然转折**，它只能是一条**光滑的曲线**。

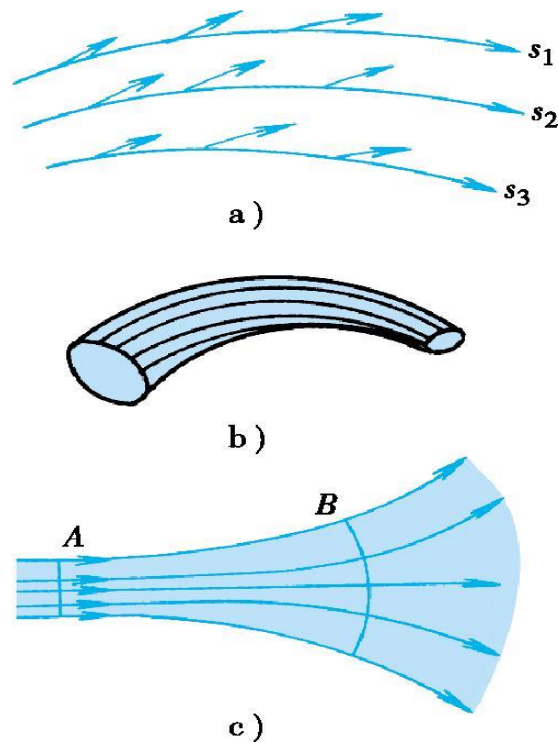


图3-8 a)流线 b)流管
c)流束和通流截面

3.2 流体动力学

一、基本概念

(二) 流线、流管和流束

流管：在流场中画一不属于流线的任意封闭曲线，沿该封闭曲线上的每一点作流线，由这些流线组成的表面称为流管(如图3-8b)。流管内的流线群称为**流束**。

根据流线不会相交的性质，流管内外的流线均不会穿越流管，故**流管与真实管道相似**。将流管截面无限缩小趋近于零，便获得微小流管或微小流束。微小流束截面上各点处的流速可以认为是相等的。

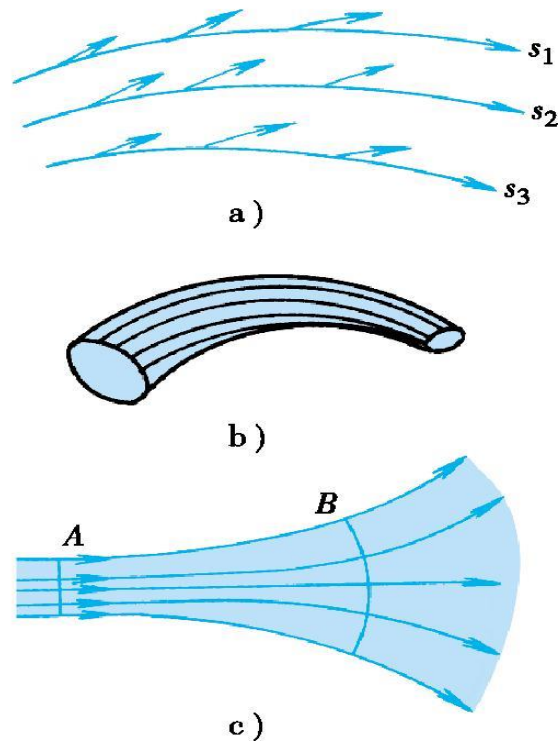


图3-8 a)流线 b)流管
c)流束和通流截面

一、基本概念

(三) 通流截面、流量和平均流速

通流截面：流束中与所有流线正交的截面称为通流截面，如右图中的A面和B面，**通流截面上每点处的流动速度都垂直于这个面。**

流量（ q ）：单位时间内流过某通流截面的液体体积，

即

$$q = \frac{V}{t}$$

式中

q ——流量，在液压传动中流量常用单位为L/min；

V ——液体的体积；

t ——流过液体体积 V 所需的时间。

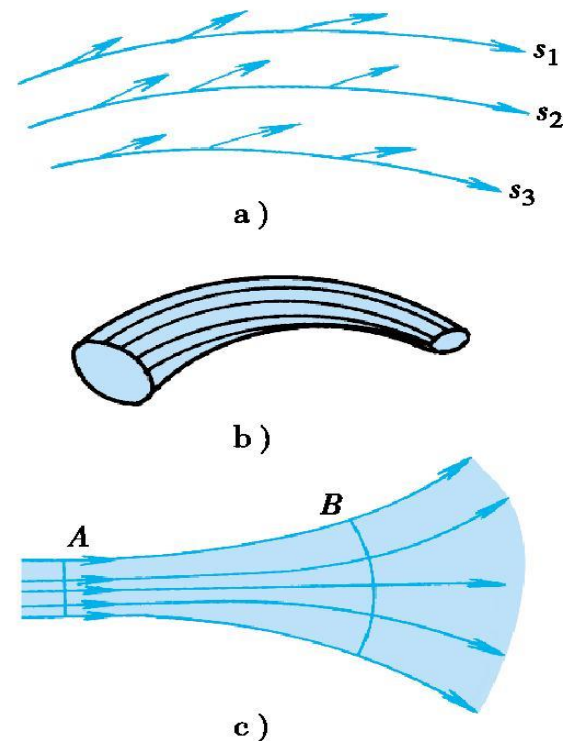


图3-8 a)流线 b)流管
c)流束和通流截面

一、基本概念

(三) 通流截面、流量和平均流速

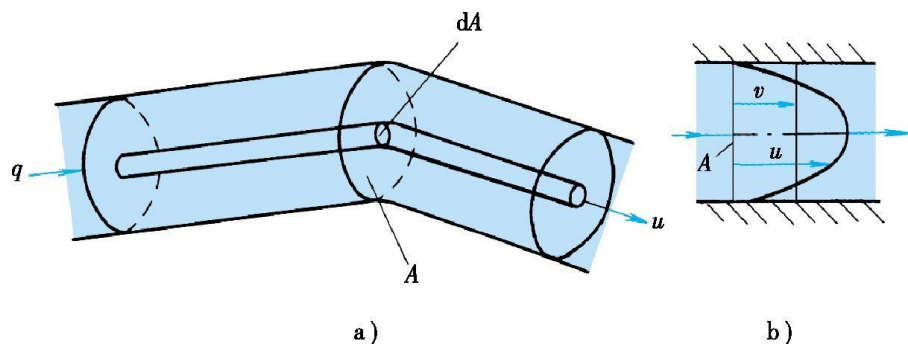


图3-9 流量和平均流速

由于实际液体具有粘性，因此液体在管道内流动时，通流截面上各点的流速是不相等的。**管壁处的流速为零**，管道**中心处流速最大**，流速分布如图3-9b所示。

要求流经整个通流截面A的流量，可在通流截面A上取一微小流束的截面dA (图3-9a)，则通过dA的微小流量为 $dq = u dA$ ，对该式积分，得到流经整个通流截面A的流量

$$q = \int_A u dA$$

可见，要求得q的值，须确定流速u在整个通流截面A上的分布规律。这是比较困难的，**因为粘性液体流速u在管道中的分布规律是很复杂的**。为方便起见，在液压传动中常采用一个**假想的平均流速 v** 去计算流量，并认为液体以平均流速v流经通流截面的流量等于以实际流速流过的流量，即 $q = \int_A u dA = vA$

由此得出通流截面上的平均流速为 $v = \frac{q}{A}$

流量也可以用单位时间内流过某通流截面的液体质量来表示，即 $dq_m = \rho u dA$ 及 $q_m = \int_A \rho u dA$ ， Aq_m 称为**质量流量**。

一、基本概念

(四) 流动液体的压力

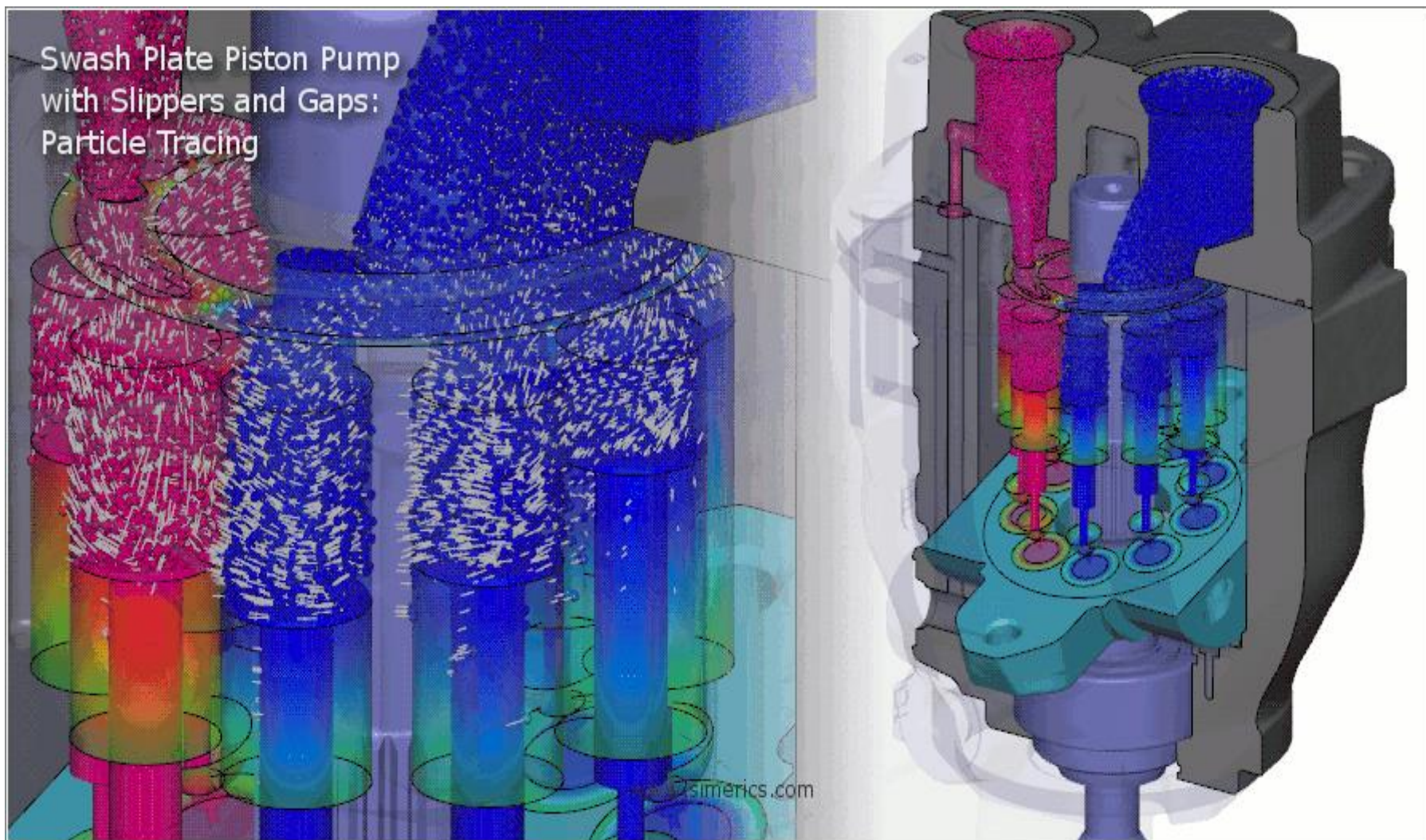
静止液体内任意点处的压力在各个方向上都是相等的；可是在流动液体内，由于惯性力和粘性力的影响，**任意点处在各个方向上的压力并不相等**，但在数值上相差甚微。当惯性力很小，且把液体当作理想液体时，流动液体内任意点处的压力在各个方向上的数值仍可以看作是相等的。

3.2 流体力学



浙江大学
ZHEJIANG UNIVERSITY

一、基本概念



二、连续方程

连续方程是流量连续性方程的简称，它是流体运动学方程，其实质是**质量守恒定律**的另一种表示形式。

设在流动的液体中取一控制体 V ，它内部液体的质量为 m ，单位时间内流入、流出的质量流量为 q_{m1} 、 q_{m2} ，根据质量守恒定律， $q_{m1}-q_{m2}$ 应等于该时间内控制体 V 中液体质量的变化率 dm/dt 。

由于 $q_{m1}=\rho_1 q_1$ 、 $q_{m2}=\rho_2 q_2$ 、 $m=\rho V$ ，因此

$$\rho_1 q_1 - \rho_2 q_2 = \frac{d(\rho V)}{dt} = V \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{dV}{dt}$$

上式即是流体流过具有固定边界控制体时通用的**连续方程**。

这个方程说明，**流入控制体的净质量流量等于控制体内质量的增加率**。

式中右端第一项是控制体中液体因压力 p 变化引起密度 ρ 变化，使液体受压缩而增补的液体质量；第二项则是因控制体体积 V 的变化而增补的液体质量。

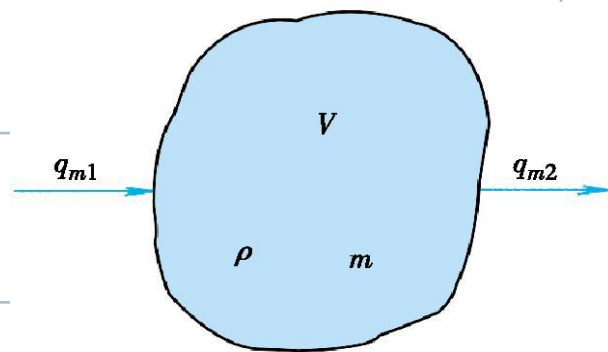


图3-10 通过控制体的液流

二、连续方程

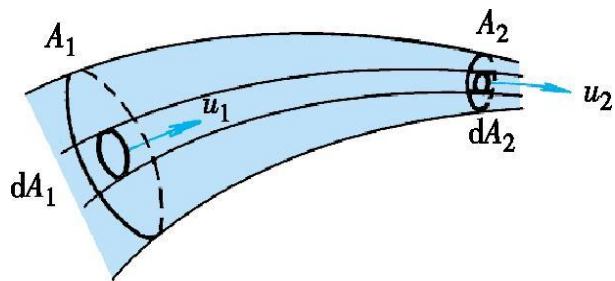


图3-11 流管中的液流

在流体作恒定流动的流场中任取一流管，其两端通流截面面积为 A_1 、 A_2 。

在流管中取一微小流束，并设其两端的截面积为 dA_1 、 dA_2 ，液体流经这两个微小截面的流速和密度分别为 u_1 、 ρ_1 和 u_2 、 ρ_2 ，由质量守恒定律，单位时间内经截面 dA_1 流入微小流束的液体质量应与从截面 dA_2 流出微小流束的液体质量相等，

即

$$\rho_1 u_1 dA_1 = \rho_2 u_2 dA_2$$

若忽略液体的可压缩性，即 $\rho_1 = \rho_2$ ，则有

$$u_1 dA_1 = u_2 dA_2$$

对上式积分，便得经过截面 A_1 、 A_2 流入、流出整个流管的流量，可写成

$$q_1 = q_2$$

或

$$v_1 A_1 = v_2 A_2$$

由于两通流截面是任取的，故有 $q = vA = \text{常数}$

式 $q = vA = \text{常数}$ 就是液流的流量连续性方程。

它说明在恒定流动中，通过流管各截面的不可压缩液体的流量是相等的。换句话说，液体是以同一个流量在流管中连续地流动着；而液体的流速则与流通截面面积成反比。

三、能量方程

能量方程又常称**伯努利方程**，它实际上是**流动液体的能量守恒定律**。由于流动液体的能量问题比较复杂，所以在讨论时先从理想液体的流动情况着手，然后再展开到实际液体的流动上去。

(一) 理想液体的运动微分方程

(二) 理想液体的能量方程

(三) 实际液体的能量方程

三、能量方程

(一) 理想液体的运动微分方程

在微小流束上取出一段通流截面积为 dA 、长度为 ds 的微元体，如图。

一维流动下，**对理想液体而言**，作用在微元体上的外力有以下两种：

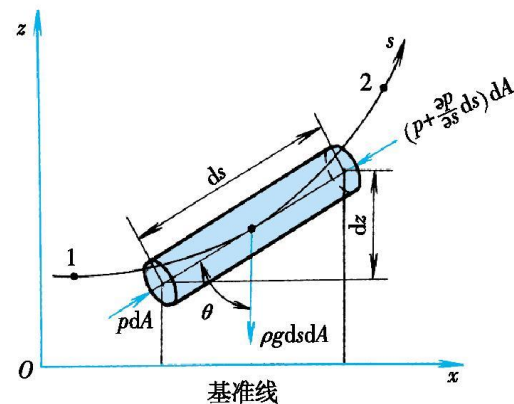


图3-12 理想液体的一维流动

- 1) 压力在两端截面上所产生的作用力

$$pdA - \left(p + \frac{\partial p}{\partial s} ds \right) dA = - \frac{\partial p}{\partial s} ds dA$$

- 2) 作用在微元体上的重力 $-\rho g ds dA$

这一微元体的惯性力为

$$\begin{aligned} ma &= \rho dA ds \frac{du}{dt} = \rho dA ds \left(\frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) \\ &= \rho dA ds \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

根据牛顿第二定律 $\Sigma F=ma$ 有

$$- \frac{\partial p}{\partial s} ds dA - \rho g ds dA \cos \theta = \rho ds dA \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial u}{\partial t} \right)$$

由于 $\cos \theta = \frac{\partial z}{\partial s}$ ，代入上式，整理后可得

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - g \frac{\partial z}{\partial s} = u \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial u}{\partial t}$$

上式就是**理想液体的运动微分方程**，亦称液流的欧拉方程。它表示了单位质量液体的力平衡方程。

三、能量方程

(二) 理想液体的能量方程

理想液体微小流束作非恒定流动和恒定流动时的能量方程。

将前式沿流线 s 从截面1积分到截面2，便可得到微元体流动时的**能量关系式**，即

$$\int_1^2 \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - g \frac{\partial z}{\partial s} \right) ds = \int_1^2 \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{u^2}{2} \right) ds + \int_1^2 \frac{\partial u}{\partial t} ds$$

上式两边同除以 g ，移项后整理得

$$\frac{p_1}{\rho g} + z_1 + \frac{u_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{1}{g} \int_1^2 \frac{\partial u}{\partial t} ds$$

对于**恒定流动**来说， $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$ ，故上式变为 $\frac{p_1}{\rho g} + z_1 + \frac{u_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \frac{u_2^2}{2g}$

由于截面1、2是任意取的，因此恒定流动能量方程也可写成 $\frac{p}{\rho g} + z + \frac{u^2}{2g} = \text{常数}$

上式与液体静压力基本方程式 $\frac{p}{\rho g} + z = \frac{p_0}{\rho g} + z_0 = \text{常数}$ 相比多了一项单位重力液体的动能 $u^2/2g$ (常称速度头)。

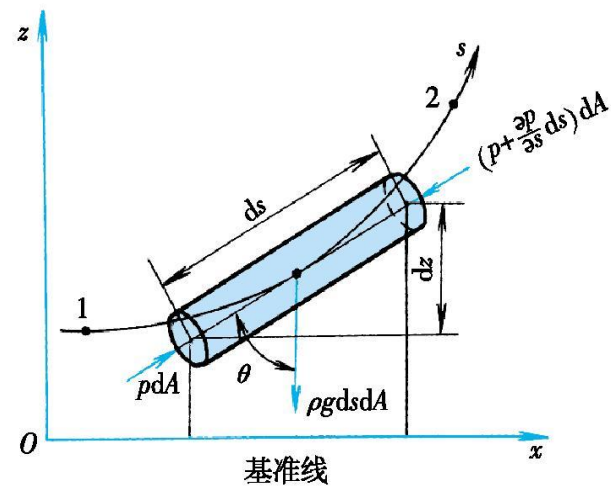


图3-12 理想液体的一维流动

三、能量方程

(二) 理想液体的能量方程

因此，理想液体能量方程的物理意义是：

理想液体作恒定流动时具有压力能、位能和动能三种能量形式，在任一截面上这三种能量形式之间可以相互转换，但三者之和为一定值，即**能量守恒**。

三、能量方程

(三) 实际液体的能量方程

实际液体流动时还需克服由于粘性所产生的摩擦阻力，故存在能量损耗。

设图 3-12 中微元体从截面1到截面2因粘性而损耗的能量为 h'_w ，则实际液体微小流束作恒定流动时的能量方程为

$$\frac{p_1}{\rho g} + z_1 + \frac{u_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \frac{u_2^2}{2g} + h'_w$$

为了求得实际液体的能量方程，图3-13示出了一段流管中的液流，两端的通流截面积各为 A_1 、 A_2 。在此液流中取出一微小流束，两端的通流截面积各为 dA_1 和 dA_2 ，其相应的压力、流速和高度分别为 p_1 、 u_1 、 z_1 和 p_2 、 u_2 、 z_2 。上式即是这一微小流束的能量方程。

将微小流束能量方程的两端乘以相应的微小流量 dq ($dq = u_1 dA_1 = u_2 dA_2$)，然后各自对液流的通流截面积 A_1 和 A_2 进行积分，得

$$\begin{aligned} & \int_{A_1} \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 \right) u_1 dA_1 + \int_{A_1} \frac{u_1^2}{2g} u_1 dA_1 \\ &= \int_{A_2} \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 \right) u_2 dA_2 + \int_{A_2} \frac{u_2^2}{2g} u_2 dA_2 + \int_q h'_w dq \end{aligned}$$

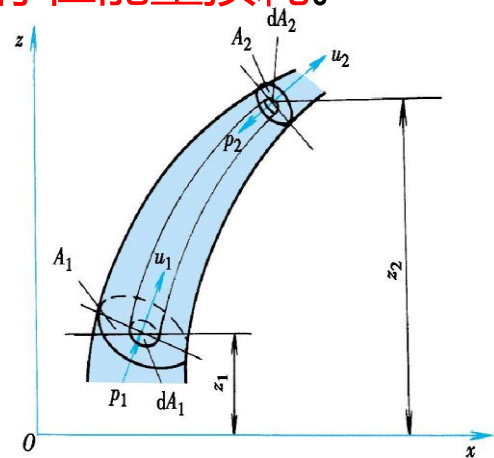


图3-13 流管内液流能量方程推导简图

三、能量方程

(三) 实际液体的能量方程

实际液体流动时还需克服由于粘性所产生的摩擦阻力，故存在能量损耗。

$$\begin{aligned} & \int_{A_1} \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 \right) u_1 dA_1 + \int_{A_1} \frac{u_1^2}{2g} u_1 dA_1 \\ &= \int_{A_2} \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 \right) u_2 dA_2 + \int_{A_2} \frac{u_2^2}{2g} u_2 dA_2 + \int_q h'_w dq \end{aligned}$$

上式左端及右端前两项积分分别表示单位时间内流过 A_1 和 A_2 的流量所具有的总能量，而右端最后一项则表示流管内的液体从 A_1 流到 A_2 因粘性摩擦而损耗的能量。

为使该式便于实用，首先将图 3-13 中截面 A_1 和 A_2 处的流动限于平行流动 (或缓变流动)，这样，通流截面 A_1 、 A_2 可视作平面，在通流截面上除重力外无其他质量力，因而通流截面上各点处的压力具有与液体静压力相同的分布规律，即 $p/(\rho g) + z = \text{常数}$ 。

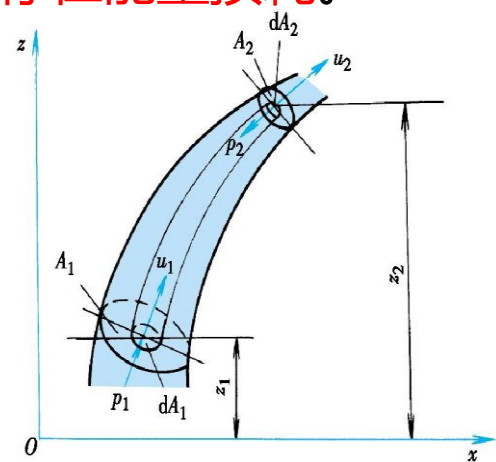


图3-13 流管内液流能量方程推导简图

三、能量方程

(三) 实际液体的能量方程

实际液体流动时还需克服由于粘性所产生的摩擦阻力，故存在能量损耗。

其次，用平均流速 v 代替通流截面 A_1 或 A_2 上各点处不等的速度 u ，且令单位时间内截面 A 处液流的实际动能和按平均流速计算出的动能之比为动能修正系数 α ，即

$$\alpha = \frac{\int_A \rho \frac{u^2}{2} u dA}{\frac{1}{2} \rho A v v^2} = \frac{\int_A u^3 dA}{v^3 A}$$

此外，对液体在流管中流动时因粘性摩擦而产生的能量损耗，也用平均能量损耗的概念来处理，即令

$$h_w = \frac{\int_q h'_w dq}{q}$$

联立上述关系式，整理后可得

$$\frac{p_1}{\rho g} + z_1 + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_w$$

式中 α_1 、 α_2 ——截面 A_1 、 A_2 上的动能修正系数

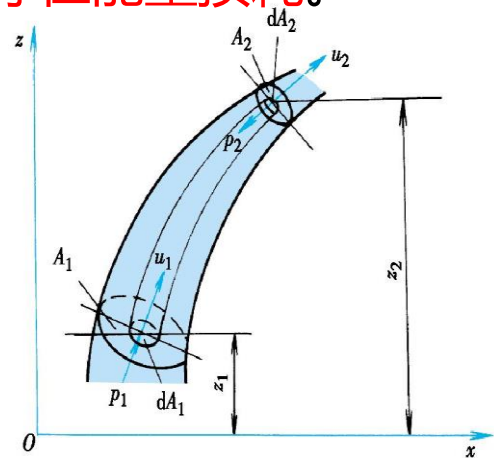


图3-13 流管内液流能量方程推导简图

三、能量方程

(三) 实际液体的能量方程

实际液体流动时还需克服由于粘性所产生的摩擦阻力，故存在能量损耗。

$$\frac{p_1}{\rho g} + z_1 + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_w$$

上式就是仅受重力作用的实际液体在流管中作平行(或缓变)流动时的能量方程。

它的物理意义是单位重力实际液体的能量守恒。其中 h_w 为单位重力液体从截面 A_1 流到截面 A_2 过程中的能量损耗。

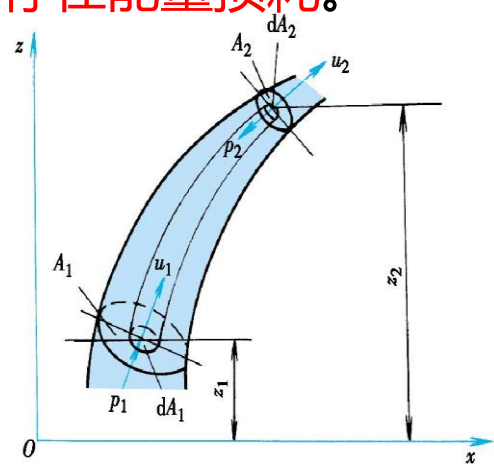


图3-13 流管内液流能量方程推导简图

在应用上式时，必须注意 p 和 z 应为通流截面的同一点上的两个参数，为方便起见，通常把这两个参数都取在通流截面的轴心处。

三、能量方程

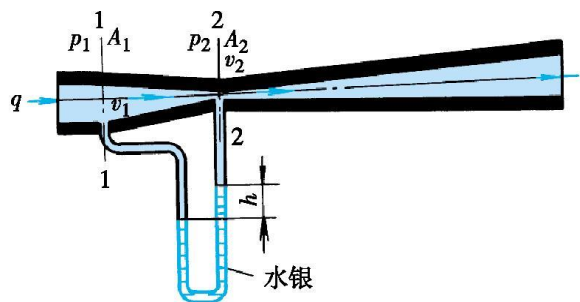


图3-14 文丘利流量计

例3-3 推导文丘利流量计的流量公式

解 图3-14所示为文丘利流量计原理图。在文丘利流量计上取两个通流截面1—1和2—2，它们的面积、平均流速和压力分别为 A_1 、 v_1 、 p_1 和 A_2 、 v_2 、 p_2 。如不计能量损失，对通过此流量计的液流采用理想液体的能量方程，并取动能修正系数 $\alpha=1$ ，则有

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g}$$

根据连续方程，又有 $v_1 A_1 = v_2 A_2 = q$

U形管内的压力平衡方程为 $p_1 + \rho g h = p_2 + \rho' g h$

将上述三个方程联立求解，则可得

$$q = v_2 A_2 = \frac{A_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2}} \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_1 - p_2)} = \frac{A_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2}} \sqrt{\frac{2g(\rho' - \rho)}{\rho}} h = C \sqrt{h}$$

即流量可以直接按水银压差计的读数 h 换算得到

三、能量方程

例3-4 计算液压泵吸油口处的真空度

解 以油箱液面为基准，定为1—1截面，泵的吸油口处为2—2截面。

设油箱液面压力为 p_1 ，液压泵吸油口处的绝对压力为 p_2 ，泵吸油口距油箱液面的高度为 h 。取动能修正系数 $\alpha_1=\alpha_2=1$ ，对1—1和2—2截面建立实际液体的能量方程，则有

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + h + \frac{v_2^2}{2g} + h_w$$

图示油箱液面与大气接触，故 p_1 为大气压力，即 $p_1=p_a$ ；

V_1 为油箱液面下降速度，由于 $v_1 \ll v_2$ ，故 v_1 可近似为零；

V_2 为泵吸油口处液体的流速，它等于流体在吸油管内的流速；

H_w 为吸油管路的能量损失。因此，上式可简化为

$$p_a - p_2 = \rho g h + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g h_w = \rho g h + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \Delta p$$

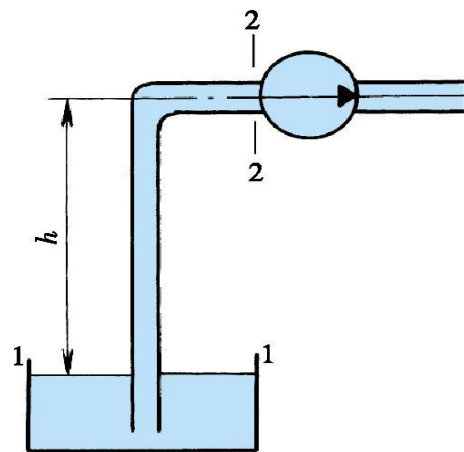


图3-15 液压泵吸油装置

由此可见，**液压泵吸油口处的真空度**由三部分组成：**把油液提升到高度 h 所需的压力**；**将静止液体加速到 v_2 所需的压力**；**吸油管路的压力损失**。

四、动量方程

动量方程是动量定理在流体力学中的具体应用。用动量方程来计算液流作用在固体壁面上的力，比较方便。

动量定理指出：作用在物体上的合外力的大小等于物体在力作用方向上的动量的变化率，即

$$\sum \mathbf{F} = \frac{d\mathbf{I}}{dt} = \frac{d(m\mathbf{v})}{dt}$$

将动量定理应用于液体时，须在任意时刻 t 时从流管中取出一个由通流截面 A_1 和 A_2 围起来的液体控制体，如图所示。这里，**截面 A_1 和 A_2 便是控制表面**。在此控制体内取一微小流束，其在 A_1 、 A_2 上的通流截面为 dA_1 、 dA_2 ，流速为 u_1 、 u_2 。假定控制体经过 dt 后流到新的位置 A'_1 — A'_2 ，则在 dt 时间内控制体中液体质量的动量变化为

$$d(\sum I) = I_{III_{t+dt}} - I_{III_t} + I_{II_{t+dt}} - I_{I_t} \quad (3-25)$$

体积 V_{II} 中液体在 $t+dt$ 时的动量为

$$I_{II_{t+dt}} = \int_{V_{II}} \rho u_2 dV_{II} = \int_{A_2} \rho u_2 dA_2 u_2 dt$$

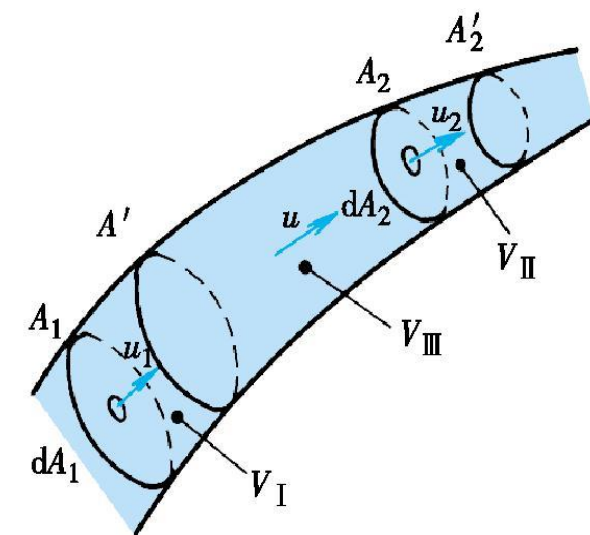


图 3-16 流管内液流动量定理
推导简图

式中 ρ ——液体的密度

四、动量方程

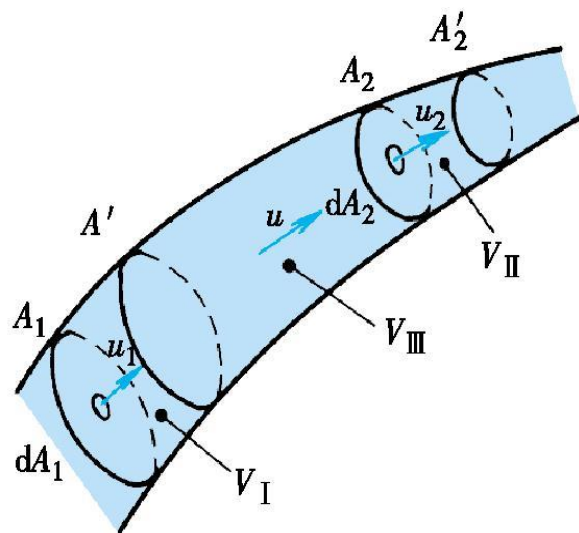


图3-16 流管内液流动量定理推导简图

同样可推得体积 V_I 中液体在 t 时的动量为 $I_{I_t} = \int_{V_I} \rho u_1 dV_I = \int_{A_1} \rho u_1 dA_1 u_1 dt$

另外，式(3-25)中等号右边的第一、二项为 $I_{III_{t+dt}} - I_{III_t} = \frac{d}{dt} \left[\int_{V_{III}} \rho u dV_{III} \right] dt$

当 $dt \rightarrow 0$ 时，体积 $V_{III} \approx V$ ，将以上关系代入前式中，得

$$\Sigma F = \frac{d}{dt} \left[\int_V \rho u dV \right] + \int_{A_2} \rho u_2 u_2 dA_2 - \int_{A_1} \rho u_1 u_1 dA_1$$

若用流管内液体的平均流速 v 代替截面上的实际流速 u ，误差用动量修正系数 β 修正，且不考虑液体的可压缩性，即 $A_1 v_1 = A_2 v_2 = q$ ，则上式经整理后可写成

$$\Sigma F = \frac{d}{dt} \left[\int_V \rho u dV \right] + \rho q (\beta_2 v_2 - \beta_1 v_1)$$

式中动量修正系数 β 等于 **实际动量与按平均流速计算出的动量之比**，即

$$\beta = \frac{\int_A u dm}{mv} = \frac{\int_A u (\rho u dA)}{(\rho v A) v} = \frac{\int_A u^2 dA}{v^2 A}$$

四、动量方程

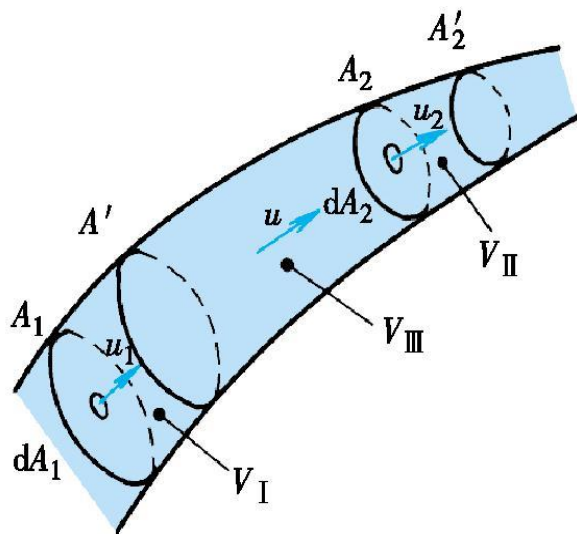


图3-16 流管内液流动量定理推导简图

$$\Sigma F = \frac{d}{dt} \left[\int_V \rho u dV \right] + \rho q (\beta_2 v_2 - \beta_1 v_1)$$

上式即为流体力学中的动量定理。 ΣF 为作用于控制体内液体上外力的矢量和；等式右边第一项是使控制体内的液体加速(或减速)所需的力，称为瞬态力；等式右边第二项是由于液体在不同控制表面上具有不同速度所引起的力，称为稳态力。

对于作恒定流动的液体，动量方程等号右边第一项等于零，于是有

$$\Sigma F = \rho q (\beta_2 v_2 - \beta_1 v_1)$$

必须注意，上述两式均为矢量方程式，在应用时可根据具体要求向指定方向投影，列出该方向上的动量方程，然后再进行求解。

若控制体内的液体在所讨论的方向上只有与固体壁面间的相互作用力，则这两种力大小相等，方向相反。

四、动量方程

例3-5 有一锥阀，锥阀的锥角为 2φ 。当液体在压力 p 下以流量 q 流经锥阀时，液流通过阀口处的流速为 v_2 ，出口压力为 $p_2=0$ 。试求作用在锥阀上的力的大小和方向。

解 取双点画线内部的液体为控制体。设锥阀作用在控制体上的力为 F ，沿液流方向对控制体列出动量方程

在图 a 情况下

$$p \frac{\pi}{4} d^2 - F = \rho q (\beta_2 v_2 \cos \varphi - \beta_1 v_1)$$

取 $\beta_1 = \beta_2 \approx 1$ (详见后叙)，因 $v_1 \ll v_2$ ，忽略 v_1 ，故得 $F = p \frac{\pi}{4} d^2 - \rho q v_2 \cos \varphi$

图 b 示情况下有 $p \frac{\pi}{4} (d_2^2 - d_1^2) - p \frac{\pi}{4} (d_2^2 - d^2) - F = \rho q (\beta_2 \cos \varphi - \beta_1 v_1)$

同样，取 $\beta_1 = \beta_2 = 1$ ，而 $v_1 \ll v_2$ ，可以忽略 v_1 ，于是得 $F = p \frac{\pi}{4} (d^2 - d_1^2) - \rho q v_2 \cos \varphi$

在上述两种情况下，液流对锥阀作用力的大小都等于 F ，而其作用方向各自与图示方向相反。

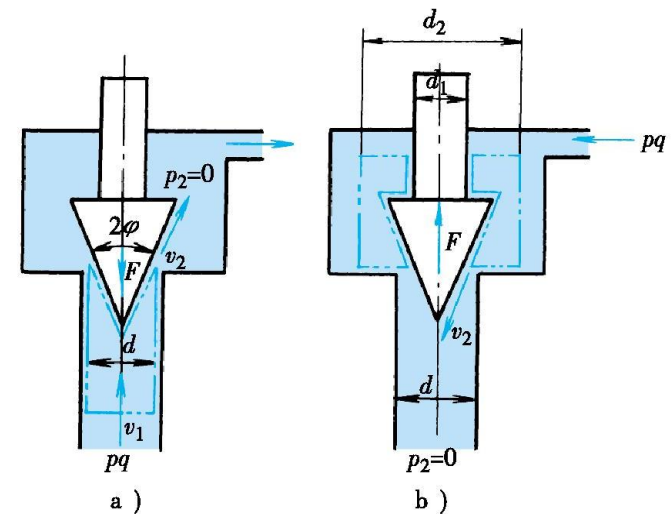


图3-17 锥阀上的液动力

由上式，作用在锥阀上的液动力 $\rho q v_2 \cos \varphi$ 均为负值，即此力的作用方向应与图示方向一致。因此，在图 a 情况下，液动力欲使锥阀关闭；在图 b 情况下，却欲使之打开。所以，不能简单地认为，阀上稳态液动力的作用方向是固定不变的，必须具体情况具体分析。

3

本节讨论液体流经圆管和各种接头时的流动情况，进而分析流动时所产生的能量损失，即压力损失。

液体在管中的流动状态直接影响液流的各种特性，所以先要介绍液流的两种流态——层流与湍流。

3.3 管道中液流的特性



浙江大学
ZHEJIANG UNIVERSITY

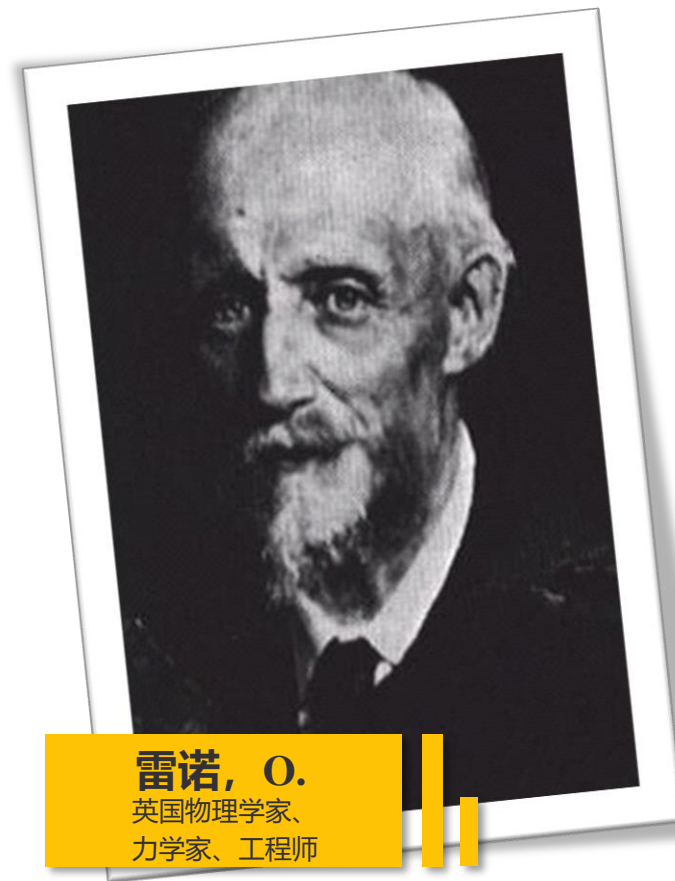
一、流态与雷诺数

(一) 层流和湍流

19世纪末，英国物理学家雷诺首先通过实验观察了水在圆管内的流动情况，发现液体有两种流动状态：**层流和湍流**。

实验结果表明，在层流时，液体质点互不干扰，液体的流动呈线性或层状，且平行于管道轴线；而在湍流时，液体质点的运动杂乱无章，除了平行于管道轴线的运动外，还存在着剧烈的横向运动。

层流和湍流是两种不同性质的流态。层流时，液体流速较低，质点受粘性制约，不能随意运动，**粘性力起主导作用**；湍流时，液体流速较高，粘性的制约作用减弱，**惯性力起主导作用**。



雷诺, O.

英国物理学家、
力学家、工程师

3.3 管道中液流的特性

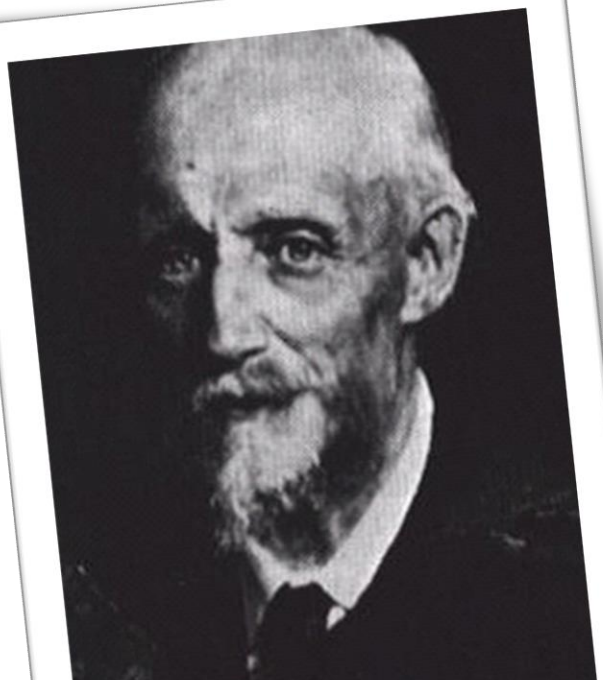
一、流态与雷诺数

(一) 层流和湍流

在层流状态下流动时，液体能量主要**消耗在摩擦损失**上，它直接转化成热能，一部分被液体带走，一部分传给管壁。

相反，在湍流状态下，液体的能量主要**消耗在动能损失**上，这部分损失使液体搅动混和，产生旋涡、尾流，造成气穴，撞击管壁，引起振动，形成**液体噪声**。

这种噪声虽然会受到种种抑制而衰减，并在最后化作热能消散掉，但在其辐射传递过程中，还会激起其他形式的噪声。



雷诺, O.
英国物理学家、
力学家、工程师

3.3 管道中液流的特性



浙江大学
ZHEJIANG UNIVERSITY

一、流态与雷诺数

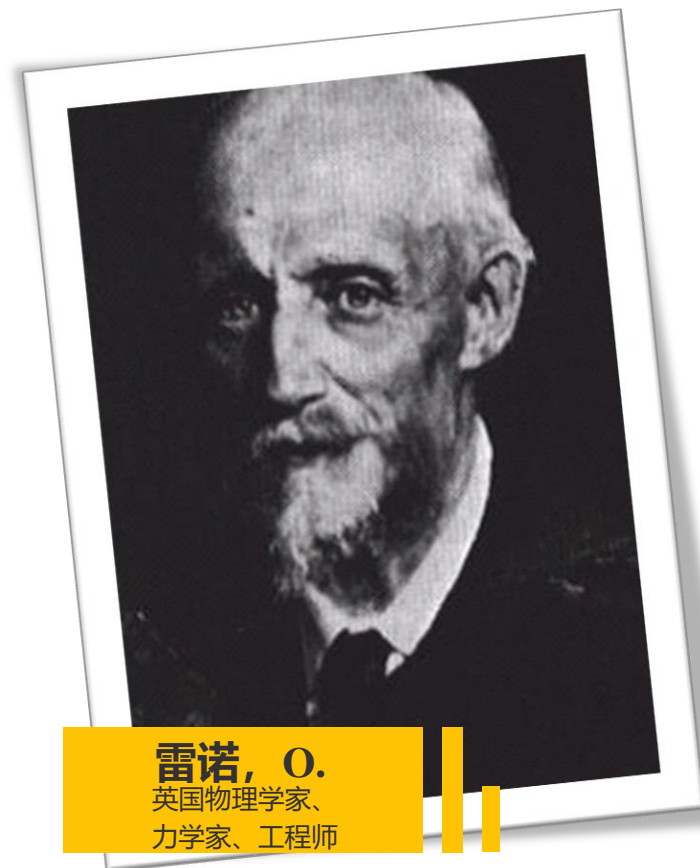
(二) 雷诺数 **液体的流动状态**可用雷诺数来判别。

实验证明，液体在圆管中的流动状态不仅与管内的**平均流速** v 有关，还和**管径** d 、液体的**运动粘度** ν 有关。

而用来判别液流状态的是由这三个参数所组成的一个称为**雷诺数** Re 的无量纲数。

$$Re = \frac{vd}{\nu}$$

液流由层流转变为湍流时的雷诺数和由湍流转变为层流时的雷诺数**是不同的**，后者数值小。所以一般都用后者作为判别流动状态的依据，称为**临界雷诺数**，记作 Re_{cr} 。当雷诺数 Re 小于临界雷诺数 Re_{cr} 时，液流为层流；反之，液流大多为湍流。



雷诺, O.
英国物理学家、
力学家、工程师

3.3 管道中液流的特性

一、流态与雷诺数

(二) 雷诺数 常见的液流管道的临界雷诺数由实验求得，示于表3-1中。

管道的形状	Re_{cr}	管道的形状	Re_{cr}
光滑的金属圆管	2000~2320	带环槽的同心环状缝隙	700
橡胶软管	1600~2000	带环槽的偏心环状缝隙	400
光滑的同心环状缝隙	1100	圆柱形滑阀阀口	260
光滑的偏心环状缝隙	1000	锥阀阀口	20~100

表3-1 常见液流管道的临界雷诺数

对于**非圆截面的管道**来说，雷诺数 Re 应用下式计算

式中 d_H ——通流截面的水力直径，

$$Re = \frac{vd_H}{\nu} \quad \text{或} \quad Re = \frac{4\nu R_H}{\nu}$$

$$d_H = 4R_H;$$

R_H ——通流截面的水力半径，等于液流的有效截面积 A 和它的湿周（液体与固体壁面相接触的周界长度） χ 之比，即

$$R_H = \frac{A}{\chi}$$

直径为 d 的圆截面管道的水力半径为 $R_H = A/\chi = \frac{1}{4} \pi d^2 / (\pi d) = d/4$ 。

一、流态与雷诺数

(二) 雷诺数 表3-2所示为面积相等但形状不同的通流截面，它们的水力半径是不同的：**圆形的最大，长方形缝隙的最小。**

水力半径大，意味着液流和管壁接触少，阻力小，通流能力大，即使通流截面积小时也不易堵塞。

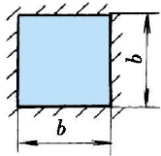
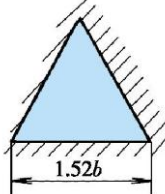
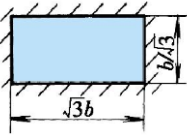
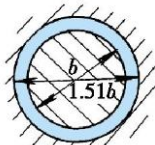
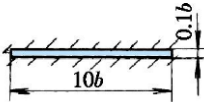
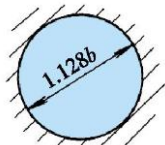
截面形状	图 示	水力半径 R_H	截面形状	图 示	水力半径 R_H
正方形		$\frac{b}{4}$	正三角形		$\frac{b}{4.56}$
长方形		$\frac{b}{4.62}$	同心圆环		$\frac{b}{7.84}$
长方形缝隙		$\frac{b}{20.2}$	圆形		$\frac{b}{3.55}$

表3-2 各种通流截面水力半径的比较

3.3 管道中液流的特性

二、圆管层流

液体在圆管中的层流流动是液压传动中的**最常见现象**，在设计和使用液压系统时，就希望管道中的**液流保持这种状态**。

图 3-18 所示为液体在等径水平圆管中**作恒定层流**时的情况。在管内取出一段半径为 r 、长度为 l 、中心与管轴相重合的小圆柱体，作用在其两端面上的压力为 p_1 和 p_2 ，作用在其侧面上的内摩擦力为 F_f 。**液体等速流动时，小圆柱体受力平衡**，有

$$(p_1 - p_2)\pi r^2 = F_f$$

由第二章内容可知，内摩擦力 $F_f = -2\pi r l \mu du/dr$ (因管中流速 u 随 r 增大而减小，故 du/dr 为负值，为使 F_f 为正值，所以加一负号)。令 $\Delta p_\lambda = p_1 - p_2$ ，并将 F_f 代入上式，则得

$$\frac{du}{dr} = -\frac{\Delta p_\lambda}{2\mu l} r \quad \text{即} \quad du = -\frac{\Delta p_\lambda}{2\mu l} r dr$$

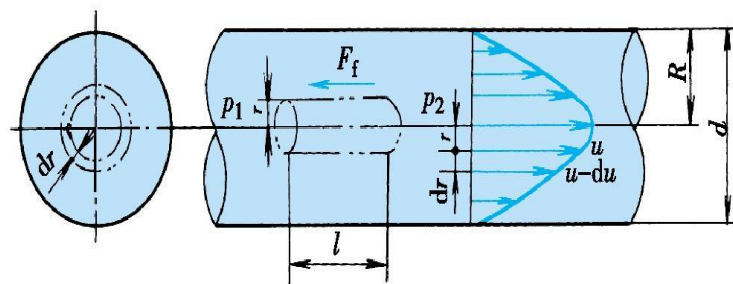


图3-18 圆管中的层流

3.3 管道中液流的特性

二、圆管层流

对此式进行积分，并利用边界条件，当 $r=R$ 时， $u=0$ ，得

$$u = \frac{\Delta p_{\lambda}}{4\mu l} (R^2 - r^2)$$

可见管内流速随半径按抛物线规律分布。

最大流速发生在轴线上，此处 $r=0$ ， $u_{\max} = \Delta p_{\lambda} R^2 / 4\mu l$ ；最小流速在管壁上，此处 $r=R$ ， $u_{\min}=0$ 。

图 3-18 所示为液体在等径水平圆管中作恒定层流时的情况。在管内取出一段半径为 r 、长度为 l 、中心与管轴相重合的小圆柱体，作用在其两端面上的压力为 p_1 和 p_2 ，作用在其侧面上的内摩擦力为 F_f 。液体等速流动时，小圆柱体受力平衡，有

$$(p_1 - p_2)\pi r^2 = F_f$$

由第二章内容可知，内摩擦力 $F_f = -2\pi r l \mu \frac{du}{dr}$ (因管中流速 u 随 r 增大而减小，故 du/dr 为负值，为使 F_f 为正值，所以加一负号)。令 $\Delta p_{\lambda} = p_1 - p_2$ ，并将 F_f 代入上式，则得

$$\frac{du}{dr} = -\frac{\Delta p_{\lambda}}{2\mu l} r \quad \text{即} \quad du = -\frac{\Delta p_{\lambda}}{2\mu l} r dr$$

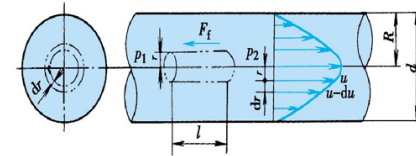


图3-18 圆管中的层流

在半径 r 处取出一厚 dr 的微小圆环面积 (图3-18) $dA = 2\pi r dr$ ，通过此环形面积的流量为 $dq = u dA = 2\pi u r dr$ ，对此式积分得 $\frac{\Delta p_{\lambda}}{l} = \frac{8\mu q}{\pi R^4} = \frac{128\mu q}{\pi d^4}$ 该式即为泊肃叶公式。

由泊肃叶公式可知流量与管径的四次方成正比；压差 (压力损失) 则与管径的四次方成反比，所以管径对流量或压力损失的影响是很大的。

3.3 管道中液流的特性

二、圆管层流

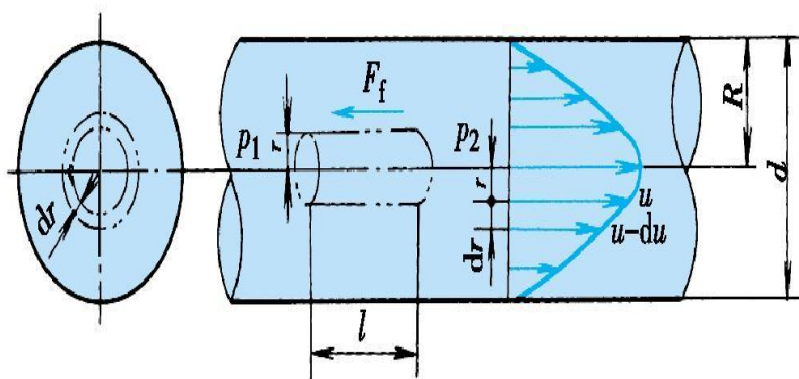


图3-18 圆管中的层流

式 $q = \frac{\pi d^4}{128\mu l} \Delta p_\lambda$ 表明, 如欲将粘度为 μ 的液体在直径为 d 、长度为 l 的直管中以流量 q 流过, 则其管端必须有 Δp_λ 值的压力降; 反之, 若该管两端有压差 Δp_λ , 则流过这种液体的流量必等于 q 。

这个公式在液压传动中很重要, 以后会经常用到。

根据通流截面上平均流速的定义, 可得 $v = \frac{q}{A} = \frac{R^2}{8\mu l} \Delta p_\lambda = \frac{d^2}{32\mu l} \Delta p_\lambda$

将 v 与 u_{\max} ($u_{\max} = \Delta p_\lambda R^2 / 4\mu l$)比较可知, 平均流速为最大流速的一半。

此外, 联立以上式即可求出层流时的动能修正系数 $\alpha=2$ 和动量修正系数 $\beta=4/3$ 。

3.3 管道中液流的特性

三、圆管湍流

液体作湍流流动时，其空间任一点处流体质点速度的大小和方向都是随时间变化的，**本质上是非恒定流动**。

为了讨论问题方便起见，工程上在处理湍流流动参数时，引入一个**时均流速 \bar{u}** 的概念，**从而把湍流当作恒定流动来看待**。

3.3 管道中液流的特性

三、圆管湍流

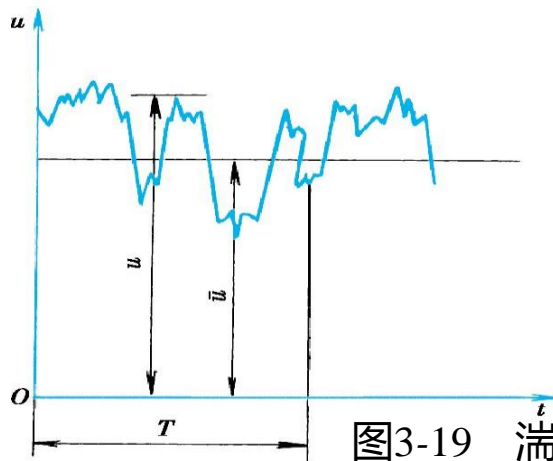


图3-19 湍流时的流速

湍流时流速变化情况如图3-19所示。

如果在某一时间间隔 T (时均周期)内, 以某一平均流速 \bar{u} 流经任一微小截面 dA 的液体量等于同一时间内以真实的流速 u 流经同一截面的液体量,

即 $\bar{u}TdA = \int_0^T u dA dt$, 则湍流的时均流速便是 $\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u dt$

对于充分的湍流流动, 其流通截面上的流速分布图形如图所示。

可见, 湍流中的流速分布是比较均匀的。湍流时动能修正系数 α , 动量修正系数 β 均可近似地取为1。管壁处有一层惯性力不足以克服粘性力的液体在作层流流动, 称为层流边界层。层流边界层的厚度随雷诺数的增大而减小。对于光滑圆管内的湍流来说, 在雷诺数 $3 \times 10^3 \sim 1 \times 10^5$ 范围内, 其截面上的流速分布遵循 $1/7$ 次方的规律, 即

$$\bar{u} = \bar{u}_{\max} \left(\frac{y}{R} \right)^{1/7}$$

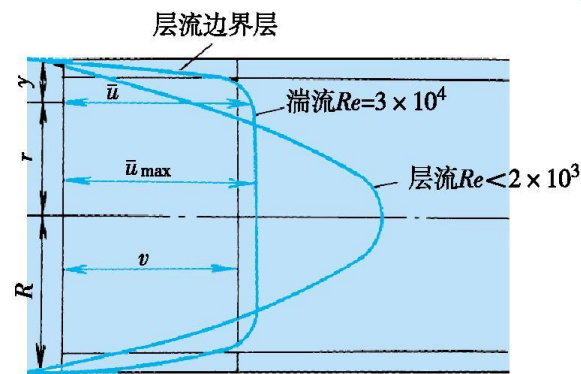


图3-20 湍流时圆管中的流速分布

3.3 管道中液流的特性

四、压力损失

实际液体是有粘性的，所以流动时粘性阻力要损耗一定能量，这种**能量损耗表现为压力损失**。损耗的能量转变为热量，使液压系统温度升高，甚至性能变差。因此在设计液压系统时，应考虑尽量减小压力损失。

液体在流动时产生的压力损失分为两种：一种是**液体在等径直管内流动时因摩擦而产生的压力损失**，称为**沿程压力损失**；另一种是**液体流经管道的弯头、接头、阀口以及突然变化的截面等处时，因流速或流向发生急剧变化而在局部区域产生流动阻力所造成的压力损失**，称为**局部压力损失**。

3.3 管道中液流的特性

四、压力损失

(一) 沿程压力损失

由圆管层流的流量公式可求得 Δp_λ ，即为沿程压力损失 $\Delta p_\lambda = \frac{128\mu l}{\pi d^4} q$ 式中 ρ ——液体的密度；
将 $\mu=\nu\rho$ 、 $Re=\frac{vd}{\nu}$ 、 $q=\frac{\pi d^2 v}{4}$ 代入上式并整理后得 $\Delta p_\lambda = \frac{64 l \rho v^2}{Re d} = \lambda \frac{l \rho v^2}{d}$ λ ——沿程阻力系数，理论值 $\lambda=64/Re$
液体在直管中作湍流流动时，其沿程压力损失的计算公式与层流时相同，即仍为 $\Delta p_\lambda = \lambda \frac{l \rho v^2}{d}$

但二者的 λ 不同。湍流时，层流边界层的存在，使它在 Re 较低时厚度较大，掩盖了管壁的表面粗糙度，液体像流过一根光滑管一样(水力光滑管)。这时的 λ 仅和 Re 有关，即 $\lambda=f(Re)$ 。

Re 增大时，层流边界层厚度减薄。小于管壁表面粗糙度时，管壁表面粗糙度就突出在层流边界层之外(水力粗糙管)，对液体的压力损失产生影响。这时的 λ 和 Re 以及管壁的相对表面粗糙度 Δ/d 有关，即 $\lambda=f(Re, \Delta/d)$ 。

当管流的 Re 再进一步增大时， λ 仅与 Δ/d 有关，即 $\lambda=f(\Delta/d)$ ，称管流进入了它的阻力平方区。

四、压力损失

(一) 沿程压力损失 圆管的沿程阻力系数 λ 的计算公式列于表中，其值也可从下图中查得。

流动区域		雷诺数范围		λ 计算公式
层流		$Re < 2320$		$\lambda = \frac{75}{Re}(\text{油}); \lambda = \frac{64}{Re}(\text{水})$
湍流	水力光滑管	$Re < 22\left(\frac{d}{\Delta}\right)^{\frac{8}{7}}$	$3000 < Re < 10^5$	$\lambda = 0.3164 Re^{-0.25}$
			$10^5 \leq Re \leq 10^8$	$\lambda = 0.308(0.842 - \lg Re)^{-2}$
	水力粗糙管	$22\left(\frac{d}{\Delta}\right)^{\frac{8}{7}} < Re \leq 597\left(\frac{d}{\Delta}\right)^{\frac{9}{8}}$		$\lambda = \left[1.14 - 2 \lg \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{21.25}{Re^{0.9}}\right)\right]^{-2}$
	阻力平方区	$Re > 597\left(\frac{d}{\Delta}\right)^{\frac{9}{8}}$		$\lambda = 0.11 \left(\frac{\Delta}{d}\right)^{0.25}$

表3-3 圆管的沿程阻力系数 λ 的计算公式

管壁绝对表面粗糙度 Δ 的值，在粗估时，**钢管**取0.04mm，**铜管**取0.0015~ 0.01mm，**铝管**取0.0015~ 0.06 mm，**橡胶软管**取0.03mm，**铸铁管**取0.25mm。

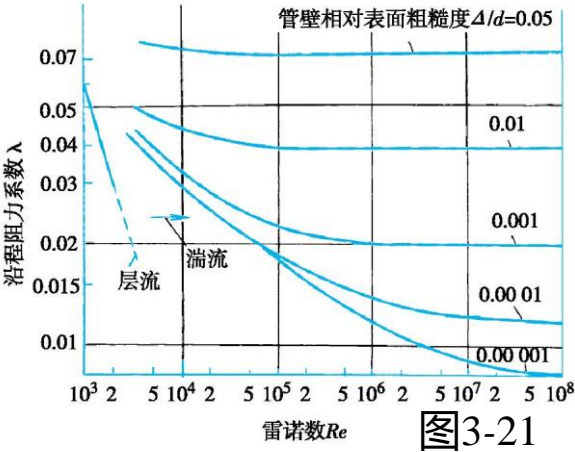


图3-21 沿程阻力系数 λ

四、压力损失

(二) 局部压力损失

局部压力损失 Δp_ζ 与液流的动能直接有关，一般可按下式计算

$$\Delta p_\zeta = \zeta \frac{\rho v^2}{2}$$

式中 ρ ——液体的密度；

v ——液体的平均流速，一般情况下均指局部阻力下游处的流速；

ζ ——局部阻力系数。

由于液体流经局部阻力区域的流动情况非常复杂，所以 ζ 的值仅在个别场合可用理论求得（见例3-6），一般都**必须通过实验来确定**。 ζ 的具体数值可从有关手册查到。几个典型的局部阻力系数示于附录A中，以供参考。

3.3 管道中液流的特性

四、压力损失

(二) 局部压力损失

例3-6 推导液流流经截面突然扩大处的压力损失

解 对1—1和2—2截面，列出伯努利方程

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_\zeta + h_\lambda$$

将截面1—1和2—2间的液体取为控制体，根据动量方程，有

$$p_1 A_1 + p_0 (A_2 - A_1) - p_2 A_2 = \rho q (\beta_2 v_2 - \beta_1 v_1)$$

由于 $q = A_1 v_1 = A_2 v_2$ ，且由实验得知 $p_0 = p_1$ ，推得

$$h_\zeta = \frac{v_2}{g} (\beta_2 v_2 - \beta_1 v_1) + \frac{\alpha_1 v_1^2 - \alpha_2 v_2^2}{2g}$$

对于湍流来说， $\alpha_1 = \alpha_2 \approx 1$ ， $\beta_1 = \beta_2 \approx 1$ ，故有

$$\Delta p_\zeta = \zeta \frac{\rho v_2^2}{2}$$

当 $A_2 \gg A_1$ 时， $\zeta \approx (A_2/A_1)^2$ ，此处的局部能量损失为 $v_1^2/(2g)$ ，这说明**进入突然扩大截面处液体的全部动能会因液流扰动而全部损失掉，变为热能而散失。**

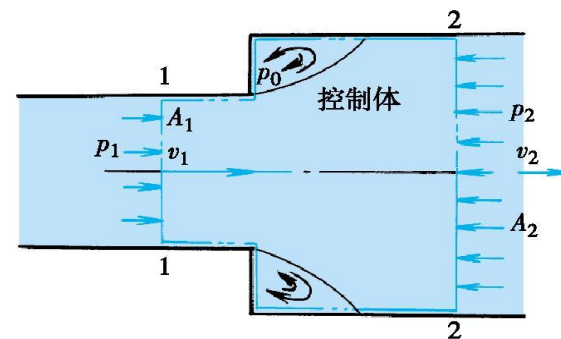


图3-22 突然扩大处的局部损失

例题结果是在湍流的情况下作出的，其理论 ζ 值与实验结果基本相符。但是，通流截面突然扩大处是否是**倒圆**对压力损失有重大影响，可用一个**入口系数 C_i** 来修正，这时 $\Delta p_\zeta = C_i \left(\frac{A_2}{A_1} - 1 \right)^2 \frac{\rho v_2^2}{2}$

3.3 管道中液流的特性

四、压力损失

(三) 波纹管中的压力损失

液体在波纹管中流动时的压力损失，可以按照“把波纹管看作是一连串均匀孔口”的假定，由一连串单个液流扩大损失之和推算出来。

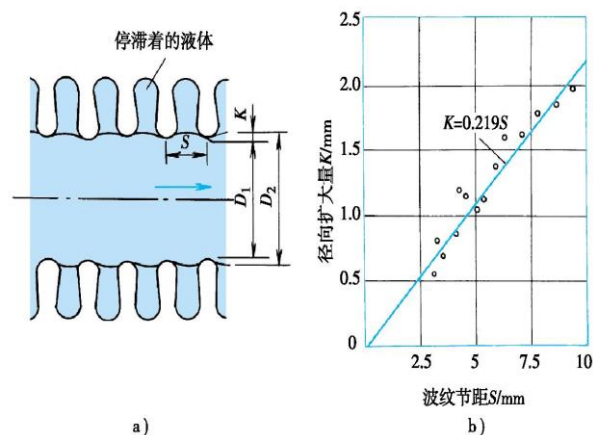


图3-23 波纹管的压力损失
a)波纹管结构 b)实验得出的K-S关系曲线

由前文可知，每节波纹管的 ζ 应为

$$\zeta = \left(\frac{D_2^2}{D_1^2} - 1 \right)^2 = \left[\left(\frac{D_1 + 2K}{D_1} \right)^2 - 1 \right]^2$$

实验表明， K 与波纹管节距 S 之间存在着如下的关系式， $K = 0.219S$ 。
因此波纹数为 n 的波纹直管的局部压力损失为

$$\Delta p_{\zeta} = n \left[\left(\frac{D_1 + 0.438S}{D_1} \right)^2 - 1 \right]^2 \frac{\rho v^2}{2}$$

波纹管因弯曲而引起的额外局部压力损失，对 90° 的波纹弯管来说也可表达成 $\Delta p_{90^\circ} = \zeta_{90} \frac{\rho v^2}{2}$ 的式子。对于非 90° 弯转的波纹管来说，可按式求出其相应的局部阻力系数 ζ_{θ} 的值

$$\zeta_{\theta} = \zeta_{90} \circ \left(\frac{\theta}{90} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 0^\circ < \theta < 90^\circ$$

$$\zeta_{\theta} = \zeta_{90} \circ \left(\frac{\theta}{90} \right) \quad 90^\circ < \theta < 180^\circ$$

3.3 管道中液流的特性

四、压力损失

(四) 液压系统管路的总压力损失

液压系统的管路一般由若干段管道和若干液压元件组成，因此**管路总的压力损失就等于所有直管中的沿程压力损失 Δp_λ 和所有这些元件的局部压力损失 Δp_ζ 之总和**，即

$$\Delta p = \Sigma \Delta p_\lambda + \Sigma \Delta p_\zeta = \Sigma \lambda \frac{l}{d} \frac{\rho v^2}{2} + \Sigma \zeta \frac{\rho v^2}{2}$$

必须指出，上式仅在**两相邻局部压力损失之间的距离大于管道内径10~20倍**时才是正确的。

因为液流经过局部阻力区域后受到很大的干扰，经过一段距离才可稳定。如果距离太短，液流还未稳定就又经历后一个局部阻力，它所受到的扰动将更为严重，这时的阻力系数可能会比正常值大好几倍。

通常情况下，液压系统的管路并不长，所以沿程压力损失比较小，而阀等元件的局部压力损失却较大。因此**管路总的压力损失一般以局部损失为主**。

3.3 管道中液流的特性

四、压力损失

(四) 液压系统管路的总压力损失

对于**阀和过滤器等液压元件**往往并不应用式 $\Delta p_{\zeta} = \zeta \frac{\rho v^2}{2}$ 来计算其局部压力损失，因为液流情况比较复杂，难以计算。

它们的压力损失数值可从产品样本提供的曲线中直接查到。但是有的产品样本提供的是元件在额定流量 q_r 下的压力损失 Δp_r 。

当实际通过的流量 q **不等于**额定流量 q_r 时，可依据局部压力损失 Δp_{ζ} 与速度 v^2 成正比的关系按下式计算

$$\Delta p_{\zeta} = \Delta p_r \left(\frac{q}{q_r} \right)^2$$

4

在液压系统中，液流流经小孔或缝隙的现象是普遍存在的，它们有的用来调节流量，有的造成泄漏而影响效率。

不论是哪一种，都涉及到**小孔或缝隙的流量**的问题。

3.4 孔口和缝隙液流

一、孔口液流特征

(一) 流经薄壁小孔的流量

薄壁小孔是指小孔的长度和直径之比 $l/d < 0.5$ 的孔。

当管道直径与小孔直径之比 $d/d_0 \geq 7$ 时称液流**完全收缩**；
当 $d/d_0 < 7$ 时称液流**不完全收缩**。

推导出通过薄壁小孔的流量为：

$$q = A_c v_c = C_c C_v A_0 \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} = C_d A_0 \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}$$

式中 流量系数 $C_d = C_c C_v$

小孔速度系数 $C_v = \frac{1}{\sqrt{\zeta+1}}$

截面收缩系数 $C_c = \frac{A_c}{A_0}$

小孔前后的压差 $\Delta p = p_1 - p_2$

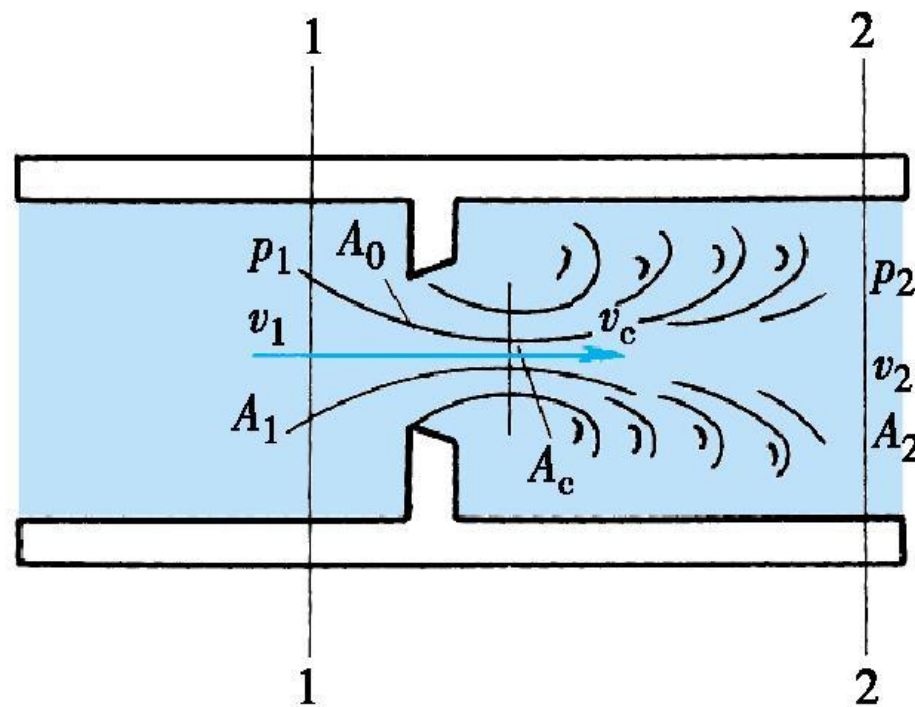


图3-24 通过薄壁小孔的液流

3.4 孔口和缝隙液流

一、孔口液流特征

(二) 流经细长小孔的流量

细长小孔指通流长度 l 与孔径 d 之比 $l/d > 4$ 的小孔，流经孔内的液流一般是层流，可以用圆管层流流量公式，即通过细长小孔的流量为：

$$q = \frac{\pi d^4}{128 \mu l} \Delta P$$

式中 d —小孔直径
 l —小孔长度
 Δp —小孔前后的压差 $\Delta p = p_1 - p_2$

从上式可看出，细长小孔流量和前后压差、动力粘度等有关，因此受油温影响较大，这是和薄壁小孔不同的。

二、缝隙液流特性

液压元件各零件间相对运动时存在一定的配合间隙，液压油会从高压处经过间隙流到低压处，产生泄漏，其主要由压力差和间隙造成。

泄漏的存在将使系统效率降低，泄漏量与压力差的乘积便是**功率损失**。功率损失将转化为热量，使系统温度升高，影响系统性能。

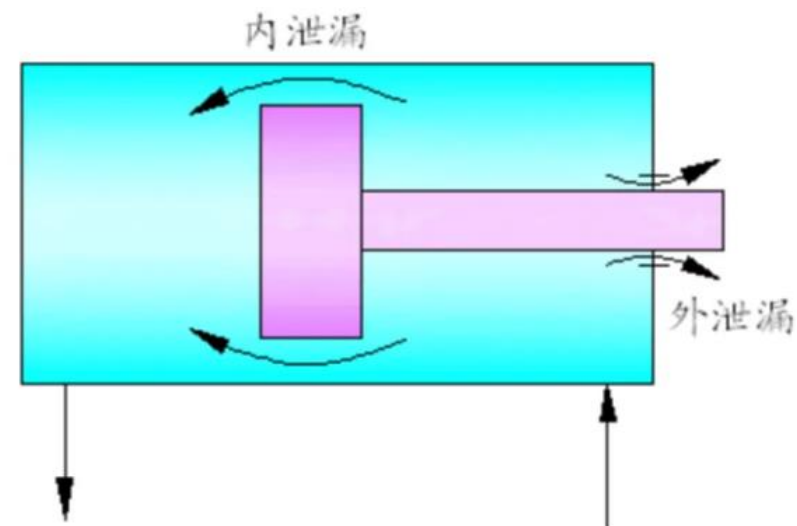


图3-25 **泄漏**示意图

3.4 孔口和缝隙液流

二、缝隙液流特性

(一) 平行平板缝隙

两块平行平板所形成的缝隙间充满了液体，若缝隙两端存在压差或两块平板有相对运动，液体就会在缝隙间形成流动，通过平行平板缝隙的流量为：

$$q = \frac{bh^3}{12\mu l} \Delta p + \frac{bh}{2} u_0$$

压差流动：即平板间没有相对运动 $q = \frac{bh^3}{12\mu l} \Delta p$

剪切流动：即平板间不存在压差 $q = \frac{bh}{2} u_0$

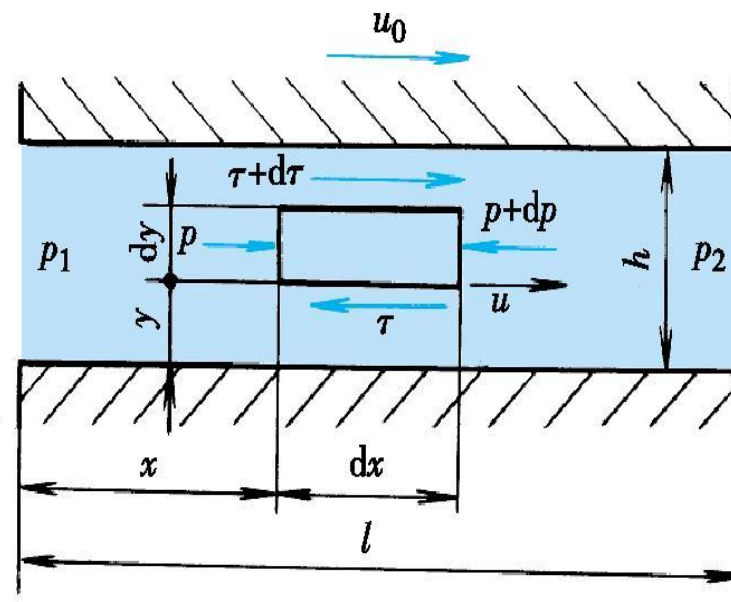


图3-26 平行平板缝隙间的液流

泄漏率影响因素：与压差正相关、与速度正相关、与厚度正相关、与长度反相关

二、缝隙液流特性

(二) 环形缝隙

(1) 同心环形缝隙

当缝隙 h 较小时，可将环形缝隙沿圆周方向展开，把它**近似地看作是平行平板缝隙间的流动**，通过同心环形缝隙的流量为：

$$q = \frac{\pi d h^3}{12 \mu l} \Delta p + \frac{\pi d h}{2} u_0$$

当内外无轴向相对移动时， $q = \frac{\pi d h^3}{12 \mu l} \Delta p$

当圆柱体移动方向与压差方向相反时，上式第二项应取**负号**。

泄漏率影响因素：与压差正相关、与速度正相关、与厚度正相关、与长度反相关

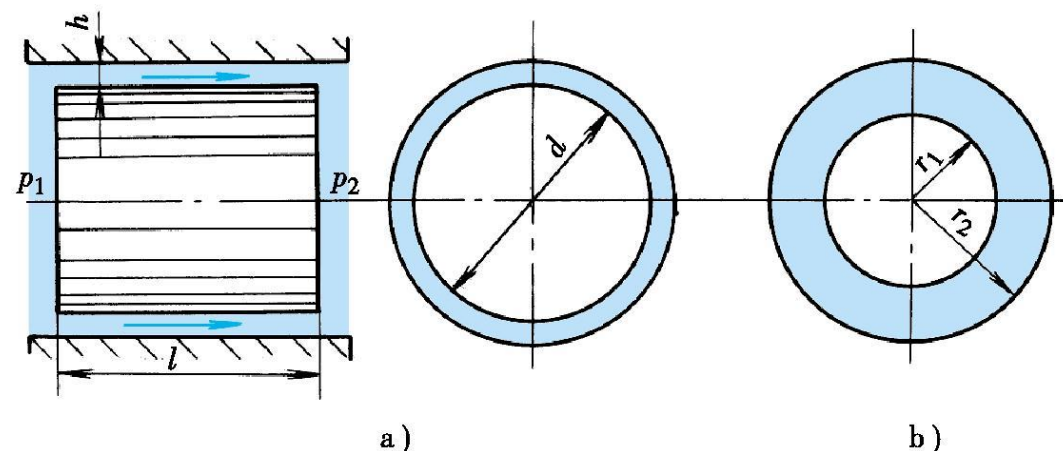


图3-27 同心圆环缝隙间的液流

二、缝隙液流特性

(二) 环形缝隙

(2) 偏心环形缝隙

内外圆间的偏心量为 e ，因缝隙很小，可把微元圆弧所对应的环形缝隙间的流动近似地看作是平行平板缝隙间的流动。当内外圆之间没有轴向相对移动时，通过偏心环形缝隙的流量为：

$$q = (1 + 1.5\varepsilon^2) \frac{\pi d h_0^3}{12\mu l} \Delta p$$

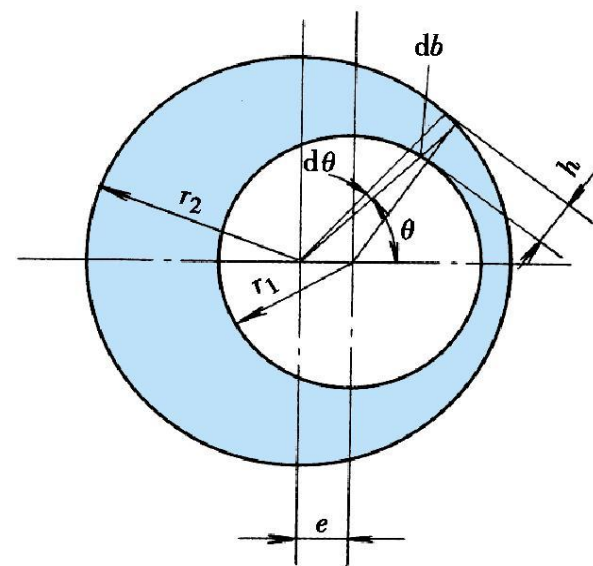


图3-28 偏心环形缝隙间的液流

当 $\varepsilon=1$ 时达到最大偏心量，其流量对同心环形缝隙流量的**2.5倍**

泄漏率影响因素：与压差正相关、与速度正相关、与厚度正相关、与长度反相关、与**偏心量**正相关

二、缝隙液流特性

(三) 圆环平面缝隙

在液压元件中，轴向柱塞泵与轴向马达中滑履与斜盘之间，回转缸体与配油盘之间都是这种间隙。通过圆环平面缝隙的流量为：

$$q = \frac{\pi h^3}{6\mu l n \frac{r_2}{r_1}} \Delta p$$

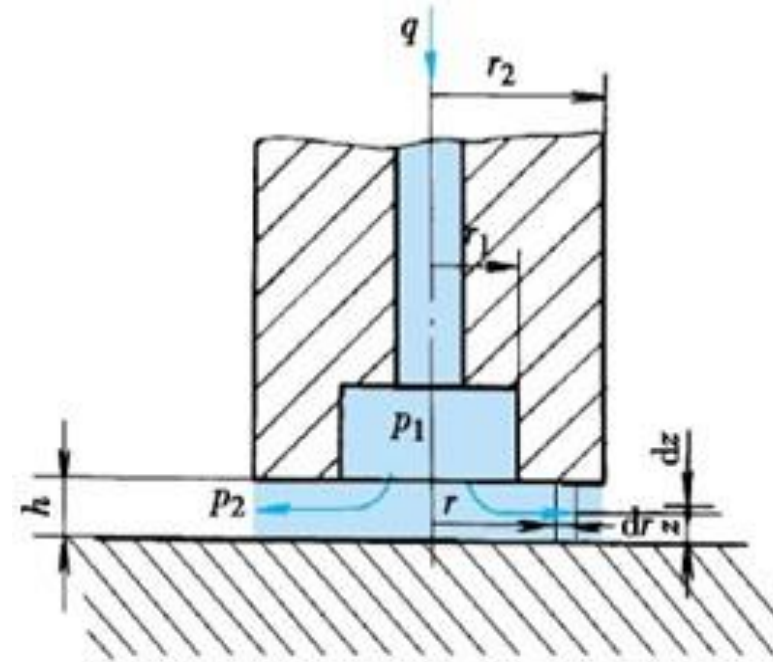


图3-29 圆环平面缝隙间的液流

泄漏率影响因素：与压差正相关、与厚度正相关、与密封长度反相关

3.5 气穴现象

气穴现象：液压系统中某处压力低于液压油所在温度下的空气分离压时，溶解在液体中的空气会分离出来，使液体迅速出现大量气泡，称为气穴现象或空穴现象。这个压力称为**空气分离压力**；当压力进一步减小、低于液体的**饱和蒸汽压**时，液体迅速**汽化**，产生大量蒸汽气泡，气穴现象严重。

气体在油液中再此**溶解**速度需要30s以上，未溶解液体**破裂**产生瞬时高温和高压。

气穴现象多发生在阀门和液压泵的**吸油口**。气穴现象使液压装置产生噪声和振动，使金属表面受到腐蚀，形成气蚀。



- 气和汽语文用法区别：汽这个字有三点水作为偏旁，代表有水的含义；而气没偏旁，代表它没有水。
- 汽”是讲①液体或固体受热而变成的气体；②特指水蒸气

图3-30 气蚀现象

3.6 液压冲击



在液压系统中，当突然关闭或开启液流通道时，在通道内液体压力发生急剧交替升降的波动过程称为**液压冲击**。

出现液压冲击时，液体中的瞬时峰值压力往往比正常工作压力高好几倍，损坏密封装置、管道和液压元件，引起**振动和噪声**。

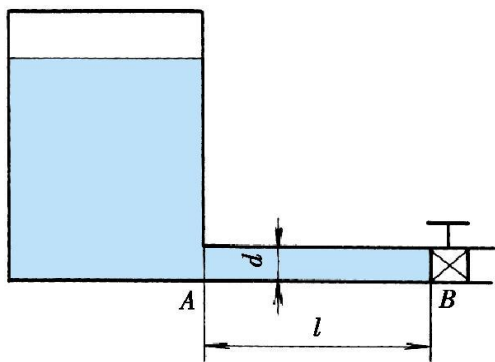


图3-31 液流速度突变引起的液压冲击

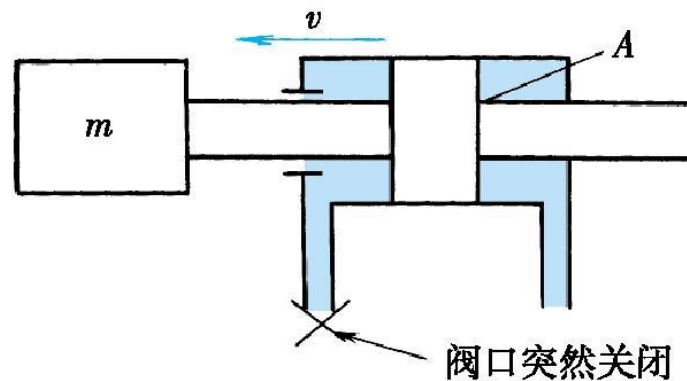


图3-32 运动部件制动引起的液压冲击

3.6 液压冲击



在液压系统中，当突然关闭或开启液流通道时，在通道内液体压力发生急剧交替升降的波动过程称为**液压冲击**。

出现液压冲击时，液体中的瞬时峰值压力往往比正常工作压力高好几倍，损坏密封装置、管道和液压元件，引起**振动和噪声**。

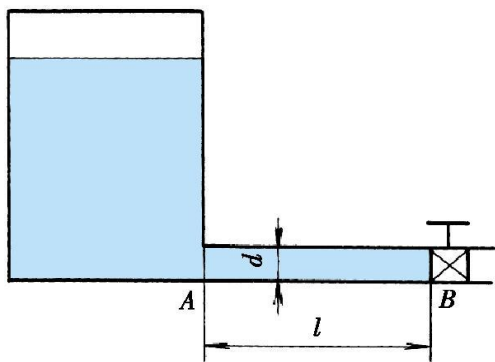


图3-31 液流速度突变引起的液压冲击

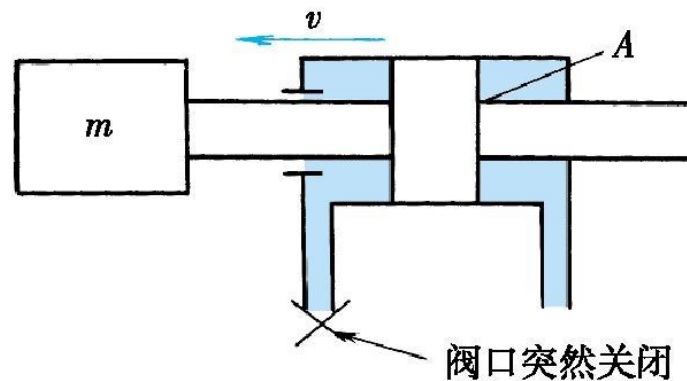


图3-32 运动部件制动引起的液压冲击

3.6 液压冲击



在液压系统中，当突然关闭或开启液流通道时，在通道内液体压力发生急剧交替升降的波动过程称为**液压冲击**。

出现液压冲击时，液体中的瞬时峰值压力往往比正常工作压力高好几倍，损坏密封装置、管道和液压元件，引起**振动和噪声**。

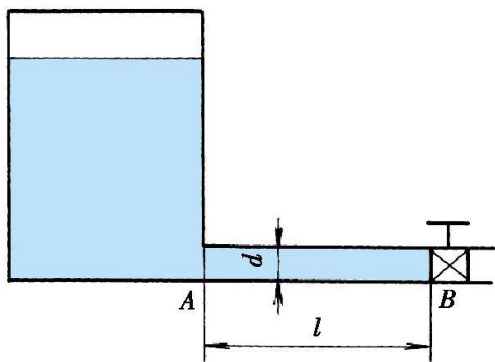


图3-31 液流速度突变引起的液压冲击

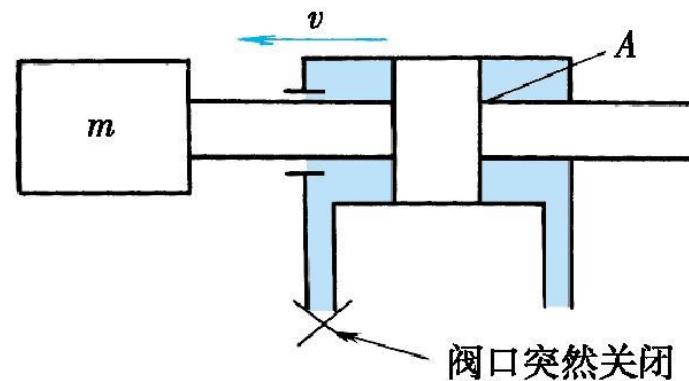


图3-32 运动部件制动引起的液压冲击

3.6 液压冲击



可采取下列措施来**减少液压冲击**:

- (1) 适当加大管径, 限制管中油液的流速, 一般要求 $v < 4.5\text{m/s}$
- (2) 正确设计阀口或设置制动装置, 使运动部件制动速度变化比较均匀
- (3) 延长阀门关闭和运动部件制动换向时间
- (4) 缩短管长, 减少压力冲击波的传播时间, 使完全冲击改变为不完全冲击
- (5) 用橡胶软管或在冲击源处设置蓄能器, 以吸收液压冲击的能量。
- (6) 在容易出现液压冲击的地方, 安装限制压力升高的安全阀。

其它：扩展内容



浙江大学
ZHEJIANG UNIVERSITY

