上　篇

基础物理

需要全本请访问 www.ertongbook.com

第一章　流体的运动

液体(liquid)和气体(gas)，均没有一定的形状，由于分子运动，其分子可从一处运动到另一处。固体分子之间引力最大，虽可在各自的平衡位置上振动或转动，但范围很小，能保持一定的体积和形态。液体分子之间引力较小，能保持一定体积，但不能保持一定形状。气体分子之间引力最小，分子运动变大，无固定体积和形状。由于液体和气体具有流动性，便把液体和气体统称为流体(fluid)。

流体和流体的运动，对人体生命活动起着十分重要的作用。人体中养分的输送和废物的排泄，就是通过流体运动（血液循环和呼吸过程）来完成的。

第一节　理想流体　定常流动

一、理想流体

实际流体的性状是很复杂的。例如气体极易压缩，其密度随压强的不同而改变；液体和气体在流动过程中，相邻流层之间会出现内摩擦力，等等，这对分析问题带来许多困难。为此，仿利用刚体这一模型来代替一般固体那样，可用一个理想化的流体模型代替实际流体。把完全不可压缩并且没有内摩擦的流体，称之为理想流体（ideal fluid)。

显然，理想流体实际上是不存在的。但是一些实际液体，其压缩率是很小的，例如对水施加 $10^8\ N/m^2$ 的压强,体积仅改变 5%,所以水可以近似地看成是不可压缩的;且水的内摩擦力（又称粘滞力）也是很小的，所以水可以看成是理想流体。气体比较容易压缩，但在温度和压强保持不变的情况下，也可以认为其体积没有变化，且气体的内摩擦力一般也很小，所以在这种条件下气体也可以近似地看成是理想流体。

实验证明,水、酒精等液体,可以看成是理想流体,而甘油、蓖麻油、糖浆等液体,就不能看成是理想流体。

二、定常流动

流体在流动时，在同一时刻，各处的流体粒子的速度并不相同。即使对某一定点、不同时刻，该点流体粒子的速度也不相同，可以说，流体流动是随时间而变的。但是，当流体的流动速度随时间的变化并不显著时，可以近似地认为，各处流速不随时间变化，这种流动称为定常流动(steady flow)。

例如图 1-1 中，液体自左向右作定常流动，液体粒子流经 A、B、C点时,其速度 v_A、v_B、v_C 显然互不相同，但在任一时刻，各点速度保持不变。在实际生活中，见缓慢流动的河水、管道内缓慢输送的液体等，都是定常流动的例子。

为了形象地描述流体流动的情况，可在流体内画出一系列曲线，规定曲线上各点的切线方向和流体粒子在该点的速度方向一致，这些曲线就称为流线(stream line)。当流体作定常流动时，因各点的流速保持不变，流线在空间的位置也就保持不变，流体粒子将沿流线运动，因此流线即为粒子运动的轨迹。

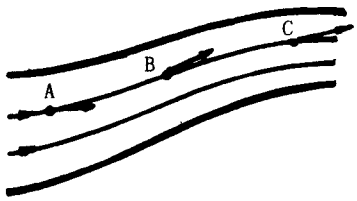

图 1-1 定常流动

若在定常流动的流体中沿流线垂直方向取一小截面 ΔS，并且通过它的周边各点作出许多流线，则由这些流线所围成的管状体就称为流管(tube of flow)。根据定常流动和流线的概念，可知流线不能相交，从而流管内外的流体不会混流，如图 1-2 所示。

三、连续性方程

设某一流管内的流体在作定常流动，如图 1-3 所示。在一微细流管上任取两个与管轴垂直的截面 S_1、S_2 两处流速分别为 v_1、v_2 经时间 Δt 后，流过 S_1、S_2 的流体体积分别示为 ΔV_1、ΔV_2 则

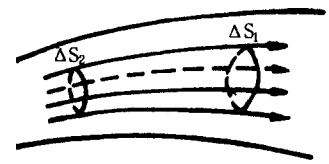

图 1-2 流管

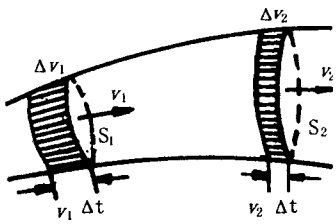

图 1-3 连续性方程的推导

对不可压缩的理想流体，在相同的 Δt 内，有多少体积的流体流入 S_1，就必定会有相同体积的流体流出 S_2，故

$$\Delta V_1 = \Delta V_2 \qquad S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t$$

即 $$S_1 v_1 = S_2 v_2 = 常量 \qquad (1\text{-}1)$$

式(1-1)称为理想流体作定常流动时的连续性方程(equation of continuity)。它说明理想流体在流管内作定常流动时，流体的流速和流管的截面积成反比。流管粗处流速小；流管细处，流速大。

式 1-1)表达的是单位时间内流过流管任一截面的流体体积，称为体积流量，记为 Q，即

$$Q = Sv \qquad (1\text{-}2)$$

可见，连续性方程表达了理想流体作定常流动时，其体积流量保持不变。

若理想流体的密度为 ρ，则由式(1-2)可得质量流量 Q_m，即

$$Q_m = \rho S v = 常量 \qquad (1\text{-}3)$$

因此，连续性方程也可看成是质量流量守恒定律。

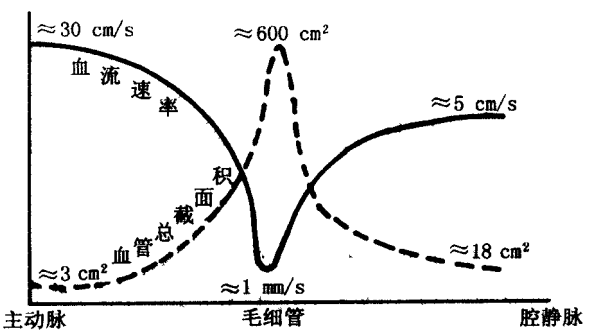

图 1-4 血流速率与血管总截面积关系

连续性方程可以用来近似地分析血管中血流速率与血管截面积之间的关系。当血液循环近似地看成是不可压缩的液体在血管中作定常流动时，由于血管的总截面积从动脉到毛细血管是逐渐变大的；而从毛细血管到静脉时血管总面积又逐渐变小，所以血流速率从动脉到毛细血管时是逐渐减慢的，而从毛细血管到静脉时血流速率又逐渐加快，如图 1-4 所示。

顺便说明。血液自心脏流出后，动脉经过几次分支再分支，从而载运血液至各处组织。最小的血管是毛细血管，其直径约为 20 μm，十分细小，但数量达几百万条，它们的总截面积相当于一条直径约 30 cm 的管子，是主动脉的数百倍之多，血液在其中流速极慢，便有充分时间进

行扩散。

第二节　柏努利方程

一、柏努利方程

柏努利方程(Bernoulli equation)是理想流体作定常流动时所遵从的基本定律。它描述了流管内各处的压强、流速和高度之间的关系。

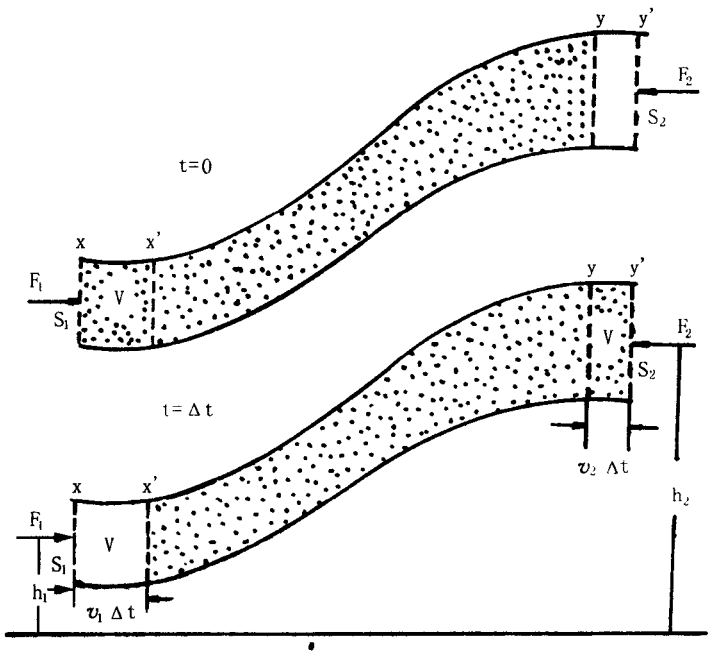

图 1-5　柏努利方程的推导

如图 1-5所示，设有理想流体在一截面不均匀的微小流管内作定常流动。上图表示在 $t=0$ 时的一段液流 xy，下图表示经过 Δt 时间后该段流体的位置 x′y′。各物理量已标于图上，h 表示各截面距参考面的平均高度。现用功能原理进行讨论。

对该段流体作功的外力就是段外流体对它的推力 F_1 和阻力 F_2，即

$$F_1 = P_1S_1 \quad F_2 = P_2S_2$$

式中 P 表示压强。注意到 F_1 和 F_2 的方向相反，故当液体段 xy 移动至 x′y′时，外力作总功为

$$W = F_1v_1\Delta t - F_2v_2\Delta t = P_1S_1v_1\Delta t - P_2S_2v_2\Delta t = P_1V - P_2V \tag{1-4}$$

式中 V 表示流过的液流体积。根据功能关系知，外力作功应等于这段流体的动能和势能的增量之和，即

$$W = \Delta E_k + \Delta E_p \tag{1-5}$$

又由式(1-3)知，xx′段和 yy′段流体质量应相等，记为 m。故

需要全本请访问 www.ertongbook.com

$$\Delta E_k = \frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2$$

$$\Delta E_p = mgh_2 - mgh_1$$

将上两式代入式(1-4),并移项即得

$$P_1V + \frac{1}{2}mv_1^2 + mgh_1 = P_2V + \frac{1}{2}mv_2^2 + mgh_2$$

以 V 除上式各项,并令 $\rho = m/v$（即流体密度），可得在同一流管内任两个截面上的关系：

$$P_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho gh_1 = P_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho gh_2$$

推广之，对同一流管内任一截面上三项之和应为

$$P + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho gh = 常量 \qquad (1\text{-}6)$$

式(1-6)说明理想流体在一流管中作定常流动时，单位体积流体的动能和重力势能以及该点的压强能之和为一常量，该式称为柏努利方程。

[例 1-1] 图 1-6 所示为医院常用的吊式注射装置。若瓶内液面离注射针尖高度为 h = 1.0 m,求药液流出针尖时的速率。

解：先作流线、流管，在流管上选出所需的两个截面：一个选在所求速率的针尖 B 处，另一个可选在已知条件较多的液面 A 处,并选 B 处为高度参考面。

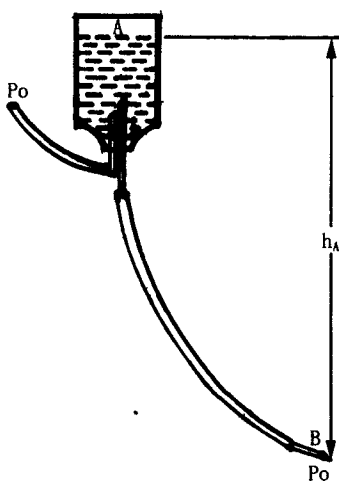

图 1-6 吊式注射装置用。

则

$$P_A \approx P_0（大气压强）$$

$$v_A \approx 0（\because S_A >> S_B）$$

$$h_A = 1.0\ m$$

$$P_B = P_0（针尖处与大气相通）$$

$$h_B = 0$$

对 A 点和 B 点应用柏氏方程，有

$$P_0 + \frac{1}{2}\rho 0 + \rho gh = P_0 + \frac{1}{2}\rho v_B^2 + \rho g0$$

得 $gh = \frac{1}{2}v_B^2$

$$v_B = \sqrt{2gh}$$

这个计算结果很重要，在解决类似问题时，可直接引用这个结论。

柏氏方程不仅可用来求解复杂的流体力学问题，而且有许多实际应

二、空吸作用

当流体在水平或近似水平管中流动时，如图 1-7 所示,这时有 $h_1 = h_2$,这时式(1-6)柏氏方程表式变为

$$P + \frac{1}{2}\rho v^2 = 常量$$

压强仅与流速有关，即流速大处压强小；流速小处压强大。因 $v_1 \geqslant v_2$,所以 $P_1 \leqslant P_2$,当压强低于大气压时，可将容器中的液体吸入，并随同管道内的气体一起被带出，这就是空吸作用。呼吸器中的雾化器，就是利用氧气从喷嘴中高速喷出时带着药液撞击在球形档板上粉碎成许多药液微粒，随气流进入人体呼吸道。

三、皮托管

皮托管(pitot tube）是一种用来测量流体流速的一种常用装置。如图 1-8(a)所示，它是由一根弯成 M 形的玻璃管制成，其中一个开口 A迎面对着流来的液体，另一开口 B在侧面与液流平行。液流在 A 口受阻，流速减小为零，动压强全部转化为静压强，该段液柱下降；另一段液柱升高，利用两段液柱高度差，可算出待测液流的速度。由图所示,有

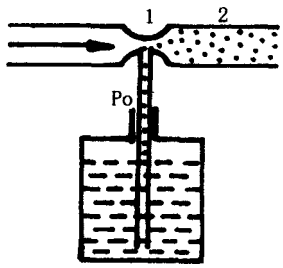

图 1-7　空吸作用

$$P_A - P_B = \frac{1}{2}\rho v^2 = \rho_0 gh$$

式中 h 是两段液柱高度差，ρ_0 为皮托管中的液体密度，ρ 为待测流体的密度。从而测出流体流速为

$$v = \sqrt{\frac{2\rho_0 gh}{\rho}}$$

测量气体流体流速的皮托管，常用结构示于图 1-8(b)，其分析方法与上完全相同。

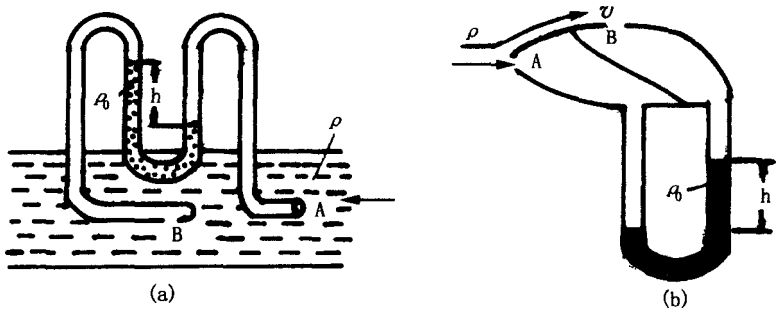

图 1-8　皮托管

四、血压与体位高度的关系

人体部位高度的不同对血压有重要影响，也可以用柏氏方程近似地进行分析。如果流管中液流速度不变或变化不大，由柏氏方程可得

$$P_1 + \rho g h_1 = P_2 + \rho g h_2$$

即

$$P + \rho g h = \text{常量}$$

可见，高体位压强较小，而低体位压强较大。用此原理便可解释体位因素对血压的影响。例如人体平卧时,头部动脉血压约为 12.6 kPa,静脉血压约为 0.7 kPa当人体直立时,头部动脉血压约为 6.8 kPa,静脉血压约为 −5.2 kPa。对脚部来说，由于卧位改为直立位时，动脉压将由 12.6 kPa 变为 24.3 kPa,静脉压将由 0.7 kPa 变成 12.4 kPa。显然易见，这些变化就是由于体位高度变化造成的，所以测量血压时一定要注意体位和测量部位的影响。

第三节　实际流体的运动

柏努利方程只适用于理想流体，对具有内摩擦力（特别是内摩擦较大）的实际流体，柏努利方程是完全不适用的。

一、实际流体的粘滞性和粘度系数

利用如图 1-9 所示的装置，有助于直观地了解实际流体内摩擦力产生的原理。在一支滴定管中先倒入无色甘油，然后再加入一层有色甘油，两层甘油会有明显的分界线。然后打开滴管下端活塞，让甘油缓慢流出，可见上层有色甘油变成舌形，这说明管内甘油各部分流速并不相同：在中央轴线上，甘油流速最快，越靠近管壁，流速越慢，与管壁相接触的一层，流速为零。因此甘油的流动以中央轴线流速最大，外周呈一系列流速逐减的共轴液层似“套管”一样。可以想象，两相邻液层之间作相对滑动时，将产生沿液层界面的切向力，流速慢的液层(外部的)给流速快的液层(内部的)以阻力，快的给慢的以拉力，这一对力称为流体的内摩擦力，又称粘滞力或粘性力(viscous force)。正是由于内摩擦力的存在，导致实际流体各液层流速的不同。

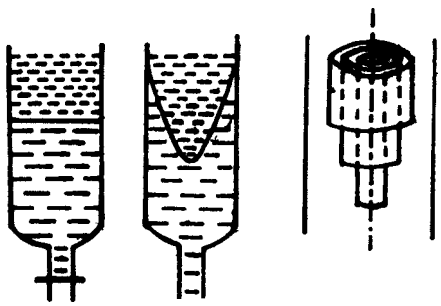

图 1-9　粘滞液体的流动

实验证明，粘滞性液体在流动时，液层间的内摩擦力大小，与液体性质有关；与液层间接触面积的大小有关；与相邻两层液体之间速度变化率有关（称速度梯度）。考虑上述实验证据，经理论推算，粘滞液体内摩擦力 F 为

$$F = \eta S \frac{dv}{dx} \tag{1-7}$$

式中，η 称为液体的粘滞系数或称粘度系数，η 数值取决于液体性质，也和温度有关。S 为相邻两层液体的接触面积。$\frac{dv}{dx}$ 称为速度梯度。式(1-7)称为牛顿粘滞定律。

由式(1-7)可得，某种液体的粘度系数 η 为

$$\eta = \frac{F/S}{dv/dx} \tag{1-8}$$

粘度系数 η 的国际单位制(SI)单位是 $N \cdot S \cdot m^{-2}$ 或帕斯卡·秒(Pa·S)。在厘米、克、秒单位制中用泊(P）作单位。两种单位的换算关系是：1 Pa·S = 10 P。表 1-1 列出了几种常见的粘滞性液体的粘度系数。

表1-1　一些液体的粘度系数 η

液体	温度	η(Pa·S)	液体	温度	η(Pa·S)
水	0℃	1.8×10^{-3}	蓖麻子油	17.5℃	$1\,225\times10^{-3}$
	37℃	0.69×10^{-3}		50℃	122.7×10^{-3}
	100℃	0.3×10^{-3}	血液	37℃	$2\sim4\times10^{-3}$
水银	20℃	1.55×10^{-3}	血浆	37℃	$1.0\sim1.4\times10^{-3}$
酒精	20℃	1.2×10^{-3}	血清	37℃	$0.9\sim1.2\times10^{-3}$
甘油	20℃	830×10^{-3}			

血液的粘度系数比较大，主要是由于血液中悬浮着红细胞的缘故，当红细胞减少时（如贫血病人），血液的粘度系数就减小，因此测量血液的粘度系数，对某些疾病的诊断可提供有价值的信息。

从表 1-1 可见，一般液体在一定温度下，其粘度系数为一常数，是遵守牛顿粘滞定律的，这类液体称为牛顿液体；但还有另一类液体，如血液，其粘度系数在一定温度下不是常数，即不遵守牛顿粘滞定律，这类液体则称为非牛顿液体。一般说来，含有相同物质的均匀液体多为牛顿液体，而含有悬浮物或弥散物的液体，多为非牛顿液体。

二、层流和湍流

实际流体运动时，若相邻两层流体只作相对滑动而不相混合，这种运动形态称为层流（laminar flow）。

当流体运动速度超过一定数值时，沿液层界面的内摩擦力会产生沿液层垂直方向的分力，液层不再保持分层流动，流体各部分互相混杂，形成旋涡，流线变得极不规则，称为湍流（turbulent flow）。在流速极快的河流和管道中，都可看到这种现象。

实验证明，湍流的出现除了要求一定大小的流速 v 外，还与流体的密度 ρ、粘度系数 η 和管半径 r 有关。把这些因素写成公式为

$$\frac{\rho v r}{\eta} = \mathrm{Re} \tag{1-9}$$

式中 Re 称为雷诺数（Reynold number），这是一个无量纲的数。实验证明，当

$\mathrm{Re} < 1000$ 时，流体作层流。

$\mathrm{Re} > 1500$ 时，流体作湍流。

$1000 < \mathrm{Re} < 1500$ 时，流体流动不稳定（可由层流变为湍流或相反）。

若已知血液的 ρ、η 和 v 及血管 r，应用式(1-9)估算 Re 值，由此可判断血管中血流运动形式或者，由形成湍流的 Re 条件值，可求出血流出现湍流的速度 v_c：

$$v_c = 1000 \frac{\eta}{\rho r} \tag{1-10}$$

v_c 称为临界速度。v_c 与血管截面积 S 的乘积称为临界流量 Qc：

$$Qc = Sv_c = \pi r^2 v_c = 1000 \frac{\pi \eta r}{\rho} \tag{1-11}$$

例如，主动脉的内半径 $r \approx 0.01$ m，若血流速度 $v \approx 0.25$ m/s，血液粘度 $\eta \approx 3.0 \times 10^{-3}$ Pa·S，血液密度 $\rho \approx 1.05 \times 10^{-3}$ kg/m^3，由式(1-9)可算得 $\mathrm{Re} \approx 875$，这一数值小于 1000，故可知血流在主动脉中作层流。若令 $\mathrm{Re} = 1000$，应用式(1-10)又可算出主动脉中出现湍流的临界速度 $v_c \approx 0.3$ m/s。用此 v_c 值及式(1-11)又可计算出此时的血流临界流量 Qc。

在麻醉及呼吸器使用过程中，流量一般低于临界流量，气流以层流形式为主。如果管道扭曲、管内壁粗糙、管腔狭窄等情况出现，易形成湍流。因此气管导管和麻醉管道都应尽量短、内径大、管内壁光滑、弯度缓和，以避免流体产生湍流。

流体作湍流运动时要比层流消耗较多的能量。湍流区别于层流的特点之一是能发生声音，这种湍流声使医师能用听诊器诊察心脏疾病，因心脏瓣膜开闭时会产生湍流声（称心音）。用气囊压紧臂内血管使之产生湍流，从而可测量血压。

第四节　泊肃叶定律　斯托克斯定律

实际流体运动由于存在内摩擦力，各部分速度不一致，它的速度如何分布、流量如何计算等问题的解决要比理想流体复杂得多。

一、泊肃叶定律

泊肃叶定律(Poiseuille law)研究了实际流体运动时的流量问题。从动力学观点看，要使管内流体作匀速运动，就必须有外力来克服内摩擦力，显然这外力就是管子两端的压强差。经理论计算，当水平管内液体作层流运动时，它的体积流量 Q 为

$$Q = \frac{\pi r_0^4}{8\eta L} \cdot \Delta P \tag{1-12}$$

式中，r_0 是管子的半径，η 为流体的粘度系数，L 是管子的长度，ΔP 是管子两端的压强差，Q 为体积流量。式(1-12)称为泊肃叶定律。若令 $R=\frac{8\eta L}{\pi r_0^4}$，称为流阻，则式(1-12)可写为：

$$Q = \frac{\Delta p}{R} \tag{1-13}$$

值得注意的是，流阻 R 与管半径的四次方成反比，可见管半径的微小变化对流量有很大影响。血管是可以收缩和舒张的管子，由于某些原因造成血管的狭窄，显然对血液的正常循环将产生重大影响。

在推导式(1-12)时，会同时得出半径为 r_0 的管内流体的速度分布公式：

$$v(r) = \frac{\Delta P}{4\eta L}(r_0^2 - r^2) \tag{1-14}$$

式(1-14)从理论上解决了流体分层流动的量化关系。当 $r=r_0$ 时(即管壁上)，$v=0$；当 $r=0$ 时(管轴上)，$v=v_{max}$。这与实验观察结果完全相符。

二、斯托克司定律

当一物体在粘性液体中作匀速运动时，物体表面会附着一层液体，从而与邻近液层间存在内摩擦力，物体在运动过程中必须克服这一阻力。

设物体呈球形，液体相对球体作层流运动，根据斯托克司的计算，球体所受阻力为

$$F = 6\pi\eta v R \tag{1-15}$$

式(1-15)称为斯托克司定律(Stoke's law)。式中 R 为球体半径，v 是球体相对液体的速度。

现举例说明斯托克司定律的应用。设一半径为 R、密度为 ρ 的小球受重力作用在液体中下沉，同时会受到密度为 σ 的液体对小球向上的浮力和由斯托克斯定律决定的阻力，三种力的合力为

$$\frac{4}{3}\pi R^3(\rho - \sigma)g - 6\pi\eta v R$$

开始，小球会加速度下沉，但随着 v 的增加，阻力增加，最后当

$$\frac{4}{3}\pi R^3\rho g = \frac{4}{3}\pi R^3\sigma g + 6\pi\eta v R$$

时，小球便匀速下沉。可求得其下沉速度 v 为

$$v = \frac{2}{9\eta}R^2(\rho - \sigma)g \tag{1-16}$$

该速度 v 称为收尾速度(terminal velocity) 或沉降速度。空气中的微小微粒，粘性液体中的细胞、大分子、胶粒等的沉降速度,皆可应用式(1-16)进行计算。

对某些疾病，如风湿热、风湿性心脏病、痛风等，红细胞的凝集和有效半径的增加，由式(1-16) 可知，会引起红细胞沉降速率的增加。对其他疾病，如溶血性黄疸和镰形细胞性贫血，其红细胞会变形或破裂，半径减小，这些红细胞的沉降速率则比正常细胞要慢得多。测定红细胞的沉降速率是一种常用的临床检验。

由式(1-16)又可知，沉降速率与重力加速度成正比。故医学检验中常用离心机来增加有效加速度' g 值,就可以大大加快其沉降速度,缩短检验时间。

第五节　血液的流动

对理想流体定常流动来说，截面大的地方流速小，流速小的地方压强大。按此原理，则小动脉和毛细血管内的压强(即血压),似乎都应该比主动脉大,其实不然。因血液的粘滞性,使血流不断消耗能量,以致在血液循环中,血压是逐渐降低的,如图 1-10 所示。

众所周知，心脏收缩时产生的血压称为收缩压；心脏舒张时产生的血压称为舒张压。主动脉的收缩压一般约为 16 kPa(≈120 mmHg),而舒张压约为 10.6 kPa(≈80 mmHg) 当进入小动脉,平均血压约为 10.6 kPa(≈80 mmHg) 到达毛细血管时约为 4 kPa(≈30 mmHg) 到达腔静脉时,血压约为 −0.8 kPa(≈ −6 mmHg) 。负号表示比大气压低，称为负压。如图 1-10 所示。

根据泊肃叶定律，主动脉管和大动脉管的半径大,流阻小,因此血压降不大,约为 2.7 kPa；小动脉和微血管的半径很小，流阻大，而血流速度仍较大，故血压降最大,血压降可达 6.7 kPa；毛细管的半径虽然最小，但由于数目极多，血流速度极慢，血压降不大,约为 2.7 kPa。

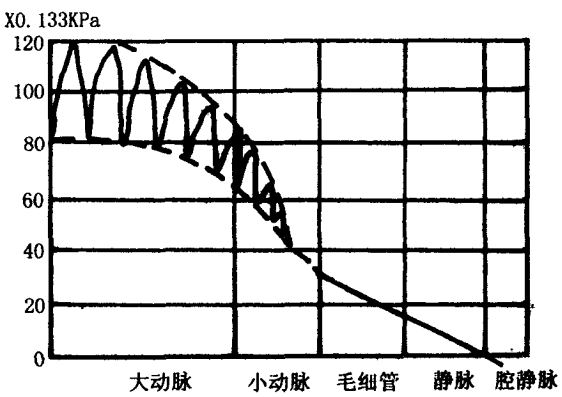

图 1-10　血压曲线

必须指出,由于血管是弹性管子,血液又是非牛顿液体，因而血压的高低不仅与流量、流阻有关,还与血管的柔软度和生理状况有关,也就是与心脏血液输出量、外周阻力以及血管的顺应性有关。由于血液的粘滞性,内摩擦力作功要消耗机械能,因而当血液从心室射出后，其压强在流动过程中是不断下降的。图 1-11 描述了全部血液循环系统的血压变化情况。

第六节　射流附壁效应

1932 年柯安达(Coanda H) 发现了射流的附壁现象。

所谓射流是喷射成的一束流动的流体（气体或液体）。当射流从一细小的喷嘴中喷出时，

需要全本请访问 www.ertongbook.com

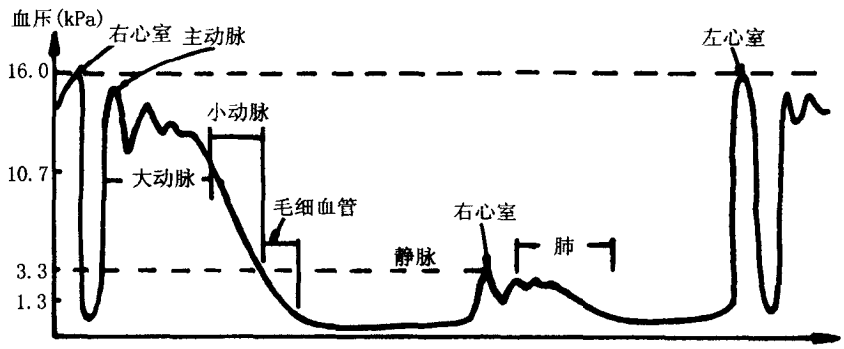

图 1-11 心血管系统的血压变化

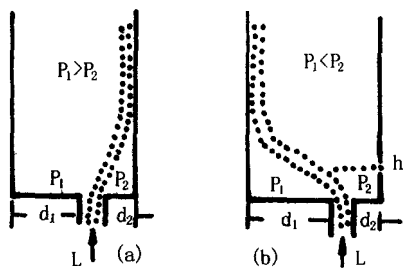

图 1-12 射流附壁效应与切换

附近一部分气体随射流滚动，从而射流两侧的静止气体被高速射流所带动，称卷吸作用。于是在射流两侧造成局部低压区，远处的气体便不断流向低压区以补充被卷吸带走的气体。当射流两侧气压不等，如图 1-12(a)所示中 $P_1>P_2$($\because d_1>d_2$)，射流便附着在右侧档板上。这种现象称为附壁效应(effect of adhere to wall)。当在压强低的侧面(如 P_2 区)开一小孔 h，如图 1-12(b) 使原来的低压区变为高压区 ($P_2>P_1$)，射流又偏向左侧，附在左壁上运动，称为射流的切换。这些物理现象都可用柏努利方程进行解释。

射流呼吸器就是根据上述原理利用附壁式射流元件制作的呼吸器，图 1-13 为其装置示意图。在附壁式射流元件的输出通道有一反馈回路接到控制通道，输出通道通向病人的肺，另一通道通向大气。其工作过程简述如下：

通过气阻调节，使气源喷出时射流附着在左侧，向肺输气，病人吸气开始，肺内压上升，反馈回路的压强也随着上升 压强达到一定数值时，射流便切换到输出道的右侧，进行排气；病人呼气时，肺内气体因受到射流的卷吸作用不断排气，肺内压下降时，反馈回路的压强也随之下降，当压强下降到低于大气压时，射流又开始向左侧切换，对肺又开始输气。这样周而复始地使射流左右切换，便完成了自动呼吸的过程。射流切换压强决定于两个气阻调节和气源压强的大小。

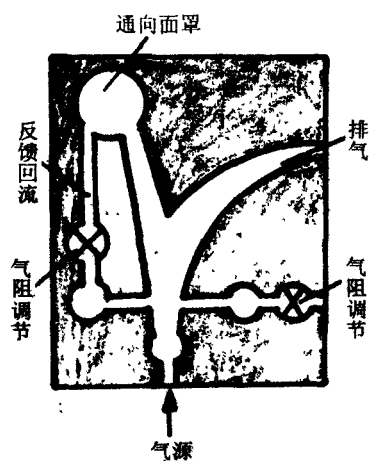

图 1-13 压力切换型呼吸器

对有微弱呼吸的病人，这种呼吸器也可用作辅助呼吸，使切换与病人呼吸同步进行。这种呼吸器的气源可以是氧气或压缩空气。器件的输出接口与橡皮面罩连接，面罩又紧罩病人口鼻，使用方便。

附注 帕斯卡(Pa)的单位，按 SI 制为 $N\cdot m^{-2}$，1 mmHg=0.133 kPa，1 atm≈101 kPa

第二章　分子物理学基础

在临床麻醉工作中，会遇到各种气体、液体分子的运动和宏观性质等有关问题。本节结合麻醉有关问题，重点介绍气体和液体分子的微观运动和宏观表象等物理基础知识。

第一节　理想气体

一切宏观物体，都是由大量分子或原子组成。同类原子或分子具有相同的质量（不考虑元素的同位素），物质的分子是可以独立存在的并保持物质原有性质的最小粒子。1摩尔(mol)的任何物质含有相同个数的分子，这个数目就是阿伏伽德罗常数（Avogadro's constant),用 No 示之：$No=6.022\times10^{23}\ mol^{-1}$。以此可以算得 1 cm^3 体积的水含有 3.35×10^{22} 个水分子,数量极大！若把分子看成球形，一个水分子的直径约为 4×10^{-10} m，一个氢分子的直径约为 2.3×10^{-10} m，一个较大的蛋白质分子直径也仅为 4.3×10^{-9} m,可见,分子线度是如此之小。

分子之间有作用力。大量分子能聚集在一起成为气体、液体或固体，这说明分子之间有吸引力；分子之间有隙，而不是紧挨在一起，这又说明分子之间有排斥力。分子之间吸力与斥力的大小，由分子之间的距离而定。

所有物质分子都在不停地作不规则热运动，运动的激烈程度与温度有关，温度越高，不规则运动越激烈。

一、理想气体状态方程

通过上述介绍，对气体及气体分子的性状已有所了解。仿照第一章引进理想流体的思维方法研究理想气体，可以简化问题的复杂性。

所谓理想气体，是指当分子本身的大小与分子之间的距离相比较可以忽略、分子与分子之间或分子与器壁之间的碰撞是完全弹性的，以及分子之间的相互作用可以忽略时（因分子间平均距离很大),这时,该气体就称为理想气体(ideal gas)。

实验证明，只要在压强不太大（与标准大气压比较）、温度不太低（与室温比较）的条件下，一般气体都可近似地看成是理想气体。

正如前述，一定量的气体包含了大量的分子，我们称这一定量气体为热力系体系。当一热力学体系不受外界影响、与外界没有能量交换时，经过足够长时间，体系内部各部分将达到具有相同温度和相同压强的状态，这时就称为气体的平衡态。处于平衡态的标志是气体体积 V、压强 P 和开氏温度 T 保持不变,P、V、T 称为气体的状态参量。若不满足平衡态，就称该热力学体系处于非平衡态,P、V、T 三个状态参量将随时间而变。

实验结果表明，在平衡状态下，理想气体的状态参量 P、V、T 三者之间关系为：

$$PV=\frac{M}{\mu}RT \tag{2-1}$$

式(2-1)称为理想气体状态方程。式中 $R=8.31\ J/mol\cdot K$,称为普适气体恒量,此量适于任何气体;M 为气体的质量;μ 为气体的摩尔质量;,$\frac{M}{\mu}$便是气体的摩尔数。

了解了理想气体状态方程，对理想气体的定义又可以说严格遵守气体状态方程的气体即称为理想气体。

式(2-1)还可变换另一种更简便的形式。设 M 千克理想气体中包含 N 个分子，每个分子的质量是 m 千克，又 1 摩尔气体的分子数是 N_0(阿伏伽德罗常数)，所以 $M=Nm$，$\mu=N_0 \cdot m$，代入式(2-1)，得

$$P=\frac{N}{V}\frac{R}{N_0}T$$

因为 $\frac{N}{V}=n$ 是单位容积中的分子数，R 与 N_0 都是常量，令 $k=\frac{R}{N_0}$，称为玻尔兹曼恒量。故

$$k=\frac{R}{N_0}=1.38\times10^{-23}\text{焦耳/开尔文}(J\cdot K^{-1})$$

将 n、k 代入式(2-1)可得状态方程的另一种表达式：

$$P=nkT \tag{2-2}$$

特别指出，相对于理想气体，实际气体不能忽略其分子本身的体积和分子间的作用力，但在常温常压下，当气体密度较小时，所有的气体都能较好地满足理想气体状态方程。这给式(2-1)的应用带来方便。

[例 2-1] 氧气瓶的容积为 $3.5\times10^{-2}\ m^3$，氧气的压强为 1.5×10^7 Pa，给一病人输氧一段时间后，氧气压强降为 1.2×10^7 Pa。设温度为 20℃，求这段时间内用去多少氧气？

解：已知 $V=3.5\times10^{-2}\ m^3$，$T=273+20=293$ K，$\mu=3.2\times10^{-2}$ kg/mol，$P_1=1.5\times10^7$ Pa，$P_2=1.2\times10^7$ Pa。

上列数据代入式(2-1)，得：

$$\Delta M=\frac{\mu V}{RT}\Delta P=\frac{3.2\times10^{-2}\ kg/mol\times3.5\times10^{-2}\ m^3}{8.31\ J/mol\cdot K\times293\ K}\times(1.5-1.2)\times10^7\ N/m^2=1.38\ kg$$

二、理想气体的压强公式

从分子运动论观点看，气体的压强是大量分子无规则运动对器壁碰撞的结果，当气体处于平衡态时，器壁各处的压强是相同的。

研究理想气体的压强公式必定是对于容器内大量分子而言。讨论单个分子对器壁的碰撞是毫无意义的，因单个分子对器壁的碰撞是偶然事件或是随机事件。通过对容器内存在大量分子的统计分析，从理论上得出压强公式为：

$$P=\frac{1}{3}\rho\bar{v}^2 \tag{2-3}$$

式中，ρ 为气体的密度；$\bar{v}^2$ 为气体分子速度平方的平均值。显然 $\bar{v}^2$ 是一个无法测量的微观量。式(2-3)将可测的宏观量压强 P 和微观量 $\bar{v}^2$ 联系起来了。压强公式虽然不可直接测量验证，但该公式可以解释和预示许多实验结果。例如，一定量气体在一定体积 V 内，温度 T 愈高，分子热运动愈剧烈，$\bar{v}^2$ 提高，分子与器壁单位时间内碰撞次数增多，P 也增大了。这从状态方程和压强公式都说明了这一现象。

三、理想气体的能量公式

理想气体的能量公式导出方法和其压强一样，也是采用对大量气体分子的统计结果而得出的，即为

$$\bar{\varepsilon}=\frac{3}{2}kT \tag{2-4}$$

式中 k 为玻尔滋曼恒量，T 为开氏温度，$\bar{\varepsilon}$称为分子的平均平动动能。能量公式说明分子的能量只与温度有关，且与温度成正比。它也揭示了宏观量（T）与微观量平均平动动能($\bar{\varepsilon}$)之间的联系。

四、道尔顿分压定律

前面的讨论都是对一种气体而言。若有几种不同的气体混合贮在同一容器中，处平衡态时，具有同一温度，各种气体分子的平均平动动能皆为 $\bar{\varepsilon}=\frac{3}{2}kT$(见式 2-4)。设单位容积内气体分子总数为 n，其中各种气体分子数分别为 n_1、n_2、…、n_N，则总数

$$n = n_1 + n_2 + \cdots + n_N$$

代入式(2-2)可得混合气体的压强公式：

$$P = nkT = (n_1 + n_2 + \cdots + n_N)kT = n_1kT + n_2kT + \cdots + n_NkT$$

$$= P_1 + P_2 + \cdots + P_N = \sum_{1}^{N} P_i \qquad (2\text{-}5)$$

式(2-5)说明，混合气体的压强等于组成混合气体的各气体分压强之和，这就是道尔顿分压定律(Dalton law)。

根据道氏定律，混合气体中某成分气体的分压与其分子数密度成正比，可想而知，分子数密度大小又与该成分气体在混合气体中所占容积比例成正比。例如，在海平面的大气压强约为 101.1 kPa(760 mmHg)，大气中氧的容积约占 20.71%，因此氧的分压强为 101.1 kPa × 20.71% = 20.93 kPa。

海平面大气中各种气体的分压强见表 2-1。

表 2-1 海平面大气中各种气体容积百分比及分压强

气体(0℃)	O_2	N_2	H_2O	CO_2	合计
容积百分比(%)	20.71	78.0	1.25	0.04	100.0
分压强(kPa)	20.93	78.84	1.26	0.04	101.1

两种气体之间相互交换扩散的快慢，取决于两种气体的分压差，分压差越大，交换扩散越快。例如，氧气瓶内装有 100% 的 O_2，分压强为 101.1 kPa，总压强为 1 atm，瓶外为空气，O_2 的浓度为 21%，O_2 的分压约为 21.3 kPa，总压强也是 1 atm，则瓶内外压强差为 79.8 kPa，因而瓶内 O_2 很快向瓶外扩散。同理，吸入新鲜的 O_2 会很快扩散到肺泡，肺泡内 O_2 分压约为 13.8 kPa，而肺毛细管内 O_2 分压约为 11.3 kPa，分压差约为 2.5 kPa，从而 O_2 便从肺泡向毛细管扩散。

表 2-2 列出了机体诸部位气体的分压强。

表 2-2 机体各部位气体分压(kPa)

部　位	$P(O_2)$	$P(CO_2)$	$P(H_2O)$	$P(N_2)$	合计
干燥空气	21.1	微量	0	79.8	101.1
气管中吸入气	19.8	微量	6.3	75.0	101.1
肺泡气(平均)	13.8	5.3	6.3	75.7	101.1
动脉血(平均)	13.3	5.3	6.3	76.2	101.1
混合静脉血(平均)	5.3	6.1	6.3	76.2	93.9

* 过去习惯上，气体与其液态共存时，称为汽，亦即可以液化的气体称为汽；不能液化的气体称为气。其实，一切气体在适当条件下都可以液化，所以，气与汽可以不加区别。

第二节　实际气体

如前所述在温度不太低、压强不太大时，气体分子之间的距离较大，分子之间作用力不显著时，实际气体可以当作理想气体进行处理，并服从理想气体状态方程。但是在较大范围的温度和压强变化下气体的状态变化，亦即实际气体的变化过程，分子力起着重要作用。例如气体凝结为液体或固体的过程就完全是由于分子力的作用，显然，这时理想气体模型就不适用了。

为了建立实际气体的状态方程，人们作了许多理论和实验的探索工作，建立了多种方程，但结论是任何气体或蒸气都不可能用一个简单的状态方程来准确描述。目前，提出的各种方程中最简单、最基本的当属范德瓦耳斯(Van der walls)方程,该方程是针对理想气体模型加以修正而得到的。

由式(2-1),对 1摩尔理想气体,有

$$pV_0 = RT$$

当考虑到分子的体积时（注意，理想气体模型中，是把气体分子视为一个质点，即不考虑分子本身的体积),便应该从 V_0 中减去一个反映气体分子所占有体积的修正量 b,这样,理想气体状态方程修正为

$$p(V_0 - b) = RT$$

式中修正量 b 由实验测定。

其次，应考虑分子间引力所引起的修正。如上一节指出：引力随分子间距离的增大而急剧减小，即有一个有效距离 d,超出此距离，引力可忽略。在气体内部任一分子受到的引力，可以该分子为球心,d为半径作一球形（称分子作用球），可见只有在球形内的其他分子对该分子有作用力,且作用力是对称的,相互抵消,如图 2-1 中 A 分子。但靠近容器壁的分子不同，如图 2-1中所示之分子 B,以 B 为中心的作用球，此球一部分在气体里面，一部分在气体外面，作用力总效果是使 B受到一个垂直于器壁指向气体内部的拉力。取厚度为 d 的区域 abb′a′,则在此区域外的分子对 B 没有作用力。设想分子在 a′b′处就与器壁相碰，所产生的压强应等于 $\frac{RT}{V_0 - b}$（考虑了分子的体积）。但实际上分子必须通过该区域才能与器壁相碰，而分子在该区域中受到的向内的拉力 f 将使它垂直于器壁方向上的动量减小，因而器壁实际受到的压强要比此值小一些。这样，考虑到分子间的引力，气体施于器壁的压强应为

$$P = \frac{RT}{V_0 - b} - \Delta P \tag{2-6}$$

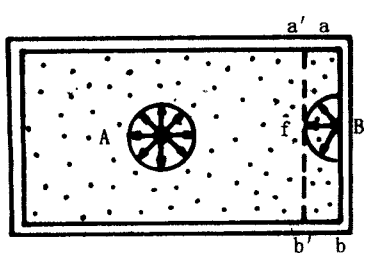

图 2-1　分子作用力分析

通常称 ΔP 为气体的内压强。修正量 ΔP 正比于单位时间内、单位面积器壁上碰撞的分子数，又正比于分子与器壁碰撞时所受内都分子的引力 f，这二者均与气体分子数密度 n成正比,亦即 ΔP 与 n 的平方成正比。由于 1摩尔气体的分子数是一恒量,所以 ΔP 应与 1 摩尔气体所占体积 V_0 的平方成反比，即有 $\Delta P \alpha \frac{1}{V_0^2}$,或写成 $\Delta P = \frac{a}{V_0^2}$,a 为比例系数，由气体性质决定。

代入式(2-6)，便得实际气体的状态方程：

$$(P + \frac{a}{V_0^2})(V_0 - b) = RT \tag{2-7}$$

式(2-7)称为范德瓦耳斯方程。

如果气体是 M 千克，则它的体积可示为 $\frac{M}{\mu}V_0 = V$，即 $V_0 = \frac{\mu}{M}V$。将此关系式代入式(2-7)，范德瓦耳斯方程变为：

$$(P + \frac{M^2}{\mu^2}\frac{a}{V^2})(V - \frac{M}{\mu}b) = \frac{M}{\mu}RT \tag{2-8}$$

范德瓦耳斯方程要比理想气体状态方程更接近于实际情况，但也不是在任何条件下都绝对正确。例如，在 0℃和 100 atm 以下，理想状态方程和范氏方程都能较好地描述 N_2 的规律；但超过 100 atm，理想气体状态方程将偏离实际情况较远，而直到 1 000 atm左右范氏方程还能较好地成立。而对于 CO_2，在几十个大气压时理想气体状态方程已不能适用；超过 100 atm 范氏方程也不能反映实际情况。为此，人们又针对特殊情况提出了多种描述实际气体的状态方程，这里不再赘述。

最后对气体定律作一简要小结。理想气体状态方程是在忽略分子本身大小和分子间相互作用力的情况得出的气体定律；从宏观讲，只要温度不太低、压强不太大时的一般气体都能较好地遵从之。而实际气体的范氏方程是考虑到分子本身的体积和分子间作用力后，对理想气体作了某些修正之后而导出的。因此范氏方程可在较大范围内适用于实际气体，但也不是十全十美的，对不同种类气体适用范围不同。

物质系统由其内部状态所决定的能量称为内能(internal energy)。它包括分子热运动的动能和分子之间以及分子内部相互作用的势能。对理想气体而言，由于忽略了分子间的相互作用力，因此内能只是温度的函数。而对实际气体，则是气体分子的温度和体积的函数。这在气体的临床应用中是应该注意的。

对实际气体的范氏方程中，某些气体的修正量 a,b 列于表 2-3。

表 2-3　范德瓦耳斯修正量 a,b 的实验值

气体	a ($Pa \cdot m^6 \cdot mol^{-2}$)	b ($m^3 \cdot mol^{-1}$)
氧	0.137	3.0×10^{-5}
氮	0.137	4.0×10^{-5}
二氧化碳	0.365	4.3×10^{-5}
氢	0.554	3.0×10^{-5}
氩	0.132	3.0×10^{-5}

第三节　物态变化

物质分子在不同条件下，可以形成固、液、气等三种主要状态；又在一定温度和压强条件下，物质的上述三态可以互相转化，称之为相变(phase change)。在临床麻醉中，经常遇到的是液、气之间的相变。

需要全本请访问 www.ertongbook.com