

第一篇 流体力学

目 录

第一章 流体的性质

§ 1-1	单 位	1-2
§ 1-2	因 次	1-7
§ 1-3	纯数, 有因次或无因次的常数和变数	1-10
§ 1-4	流体的粘性	1-12
§ 1-5	气体的粘度	1-15
§ 1-6	理想气体的膨胀和压缩	1-18

第二章 液体和气体的平衡

§ 2-1	流体中的压力和压力分布	2-2
§ 2-2	液体在重力下的平衡	2-3
§ 2-3	大 气 的 平 衡	2-5
§ 2-4	在其他力场中流体的平衡	2-8

第三章 流体动力学

§ 3-1	连 续 性 方 程	3-2
§ 3-2	不稳定流动的加速度	3-5
§ 3-3	伯 奴 利 方 程	3-9
§ 3-4	奈维-斯托克斯方程	3-14
§ 3-5	动 力 相 似 性	3-23
§ 3-6	层 流 与 湍 流	3-29
§ 3-7	流体的层流流动	3-31
§ 3-8	层流切应力、热传导与扩散	3-35
§ 3-9	湍流切应力、湍流传热和湍流传质	3-39

§ 3—1 0	粘性流体在光滑管和粗糙管中 流动时的压力降	3—46
§ 3—1 1	水力学直径	3—51
§ 3—1 2	流动分离与涡旋的形成	3—54
§ 3—1 3	物体和流体作相对运动时的阻力	3—58

第四章 能量平衡在流体运动中的应用

§ 4—1	管截面上的速度分布	4—1
§ 4—2	流体运动中的能量守恒	4—5
§ 4—3	粘性流体通过直管时的摩擦损失	4—7
§ 4—4	管道的突然扩大和收缩	4—9
§ 4—5	钢包出流	4—12
§ 4—6	流量的测量	4—14
§ 4—7	高炉冷风流量计的误差及校正	4—25

第五章 固定散料层

§ 5—1	比表面积和形状系数	5—2
§ 5—2	空隙度	5—5
§ 5—3	颗粒的平均粒度	5—7
§ 5—4	散料层的有效重	5—9
§ 5—5	流体流经散料层的压力降 ——札沃隆可夫方程	5—13
§ 5—6	流体流经散料层的压力降 ——柯曾尼(Kozeny)方程	5—18
§ 5—7	流体流经散料层的压力降 ——埃根(Ergun)方程	5—24
§ 5—8	散料层压力降方程的应用	5—27

第六章 边界层

§ 6-1 边界层厚度	6-1
一 边界层的物理厚度	6-3
二 边界层的位移厚度	6-3
三 边界层的动量厚度	6-5
§ 6-2 边界层的动量积分方程	6-6
§ 6-3 平板上湍流边界层的厚度	6-11
一 管内湍流流动的速度分布	6-12
二 平板上湍流边界层厚度	6-14
三 平板上纯湍流边界层的阻力系数	6-15
§ 6-4 平板上的复合边界层	6-16
§ 6-5 普朗特边界层方程及边界层的精确解	6-18
§ 6-6 管口的流动	6-26

第七章 因次分析与模型理论

§ 7-1 因次分析的基本用途	7-1
§ 7-2 无因次数	7-1
§ 7-3 白金汉定理 (π 定理)	7-3
§ 7-4 不可压缩、惰性、粘性液体的无因次方程	7-2
§ 7-5 单位的基本性质的数目	7-1'
§ 7-6 模型理论	7-20

第四章 能量平衡在流体运动中的应用

热力学第一定律，即能量守恒定律，同样可用于讨论流体运动，通常采用两个界面隔出一个系统，然后从能量的收入和支出两方面列出能量平衡方程，获得流体在运动中各种能量相互转换的关系；在解决某些工程问题时，这是一种很有用的方法。本章采用能量平衡的方法讨论流体运动中的能量损耗及能量测定的原理。

§4-1 管截面上的速度分布

在确定流动着的流体所具有的动能时，需要了解管截面上的速度分布。如果流体为牛顿型，并作层流流动，那末管截面上的速度分布为抛物线，可以通过计算确定各点速度，但至今还不能通过计算确定湍流流动时的速度分布，因而只能以经验式近似地表达。这类公式颇多，有些用来描写管壁附近的速度分布比较合适，有些则适用于描述管壁中心部分的速度分布，普朗特提出的无因次 $1/7$ 次方速度分布是这类半经验式中的一个。

普朗特提出的 $1/7$ 次方半经验式是以勃拉修斯关系式为基础推导而得。当粘性不是很大的流体作湍流流动时，可以认为湍流切应力集中在壁面附近，以 τ_w 表示壁面附近的湍流切应力。由式 (3-116) 知， $f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho v^2}$ 。由式 (3-120) 知， $f = 0.0791 Re^{-1/4}$ 。式中 v 为管内的平均流速， $Re = \frac{\rho v D}{\mu}$ ，其中 D 为管径。

假设管内的速度分布可以用下列形式的方程表示：

$$\frac{v_y}{v_a} = \left(\frac{y}{D/2} \right)^n = \left(\frac{y}{a} \right)^n \quad (4-1)$$

式中 v_y 为离壁面距离为 y 的按时间平均的速度， $a = \frac{D}{2}$ ，现

在需要确定 n 值, 并用 v 来代替式中未知的 v_a ; v_a 为 a 点的速度。

设 $v_a = Cv$, C 是尚待确定的常数, 则式 (4-1) 可写为

$$\begin{aligned} v_y &= Cv \left(\frac{y}{a} \right)^n \\ \text{即 } v &= \frac{v_y}{C} \left(\frac{a}{y} \right)^n \end{aligned} \quad (4-2)$$

综合式 (3-116) 和式 (3-120); 可得

$$\begin{aligned} \tau_w &= f \cdot \frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{0.0791 v^{\frac{1}{4}}}{D^{\frac{1}{4}} \cdot v^{\frac{1}{4}}} \cdot \frac{1}{2} \rho v^2 \\ &= 0.03955 \rho v^{\frac{7}{4}} \left(\frac{v}{D} \right)^{\frac{1}{4}} \end{aligned} \quad (4-3)$$

由式 (4-2) 可得

$$v^{\frac{7}{4}} = \frac{v_y^{\frac{7}{4}}}{C^{\frac{7}{4}}} \left(\frac{a}{y} \right)^{\frac{7n}{4}}$$

于是式 (4-3) 可写为

$$\tau_w = \frac{0.03955}{C^{\frac{7}{4}}} \rho v_y^{\frac{7}{4}} \frac{a^{\left[\frac{7n}{4} - \frac{1}{4} \right]}}{y^{\frac{7n}{4}}} \cdot v^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$\text{即 } \tau_w = \frac{0.0333}{C^{\frac{7}{4}}} \rho v_y^{\frac{7}{4}} \frac{v^{\frac{1}{4}}}{y^{\frac{7n}{4}}} \cdot a^{\left[\frac{7n}{4} - \frac{1}{4} \right]} \quad (4-4)$$

在紧靠壁面的边界层内, 速度 v_y 与管道直径无关, 即 $v_y \neq f(a)$, 故 $\tau_w = \mu \left(\frac{dv_y}{dy} \right)_w$, 既然 $v_y \neq f(a)$, 则必然 $\tau_w \neq \phi(a)$; 因此式 (4-4) 中 $a^{\left[\frac{7n}{4} - \frac{1}{4} \right]}$ 必须等于 1, 否则 $\tau_w \neq \phi(a)$ 不能成立, 所以

$$\frac{7n}{4} - \frac{1}{4} = 0 \quad \text{即 } n = \frac{1}{7} \quad (4-5)$$

以式 (4-5) 代入式 (4-1) 得

$$\frac{v_y}{v_a} = \left(\frac{y}{a} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (4-6)$$

在圆管中 $a=r$, u_a 为管壁中心线上的速度以 $u_{中心}$ 表示, 则

$$\frac{u_y}{u_{中心}} = \left(\frac{y}{r}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (4-7)$$

当 Re 不大于 10^6 时, 式 (4-7) 与实际测定值相当符合, 但不适用于壁面处。当 $Re > 10^6$ 时, 式 (4-1) 中的 n 将是 $\frac{1}{8}$ 或 $\frac{1}{9}$ 。图 (4-1) 是 Re 数分别为 10^3 、 10^4 和 10^6 时管壁截面上的速度分布, 纵坐标为 $\frac{u_y}{U}$, 横坐标为 $\frac{y}{D}$ 。

当 $Re = 10^3$, 即层流运动时, 速度分布为抛物线, 最大速度在管壁中心, 最大速度为平均速度二倍, 即 $u_{最大} = 2U$ 。随 Re 数的增大, 速度分布曲线愈来愈趋于平坦, 因为湍流强混合作用后, 管壁中心和边缘间的速度差别被拉平, 最后沿管壁截面上的速度分布可以几乎达到均匀。

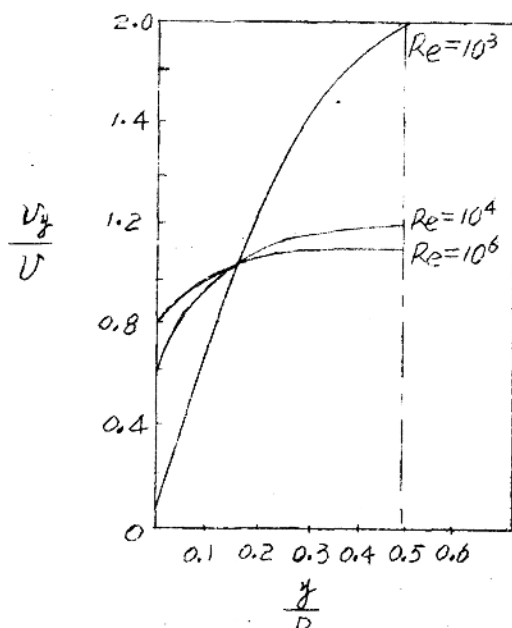


图 4-1

三种 Re 数下光滑管内的速度分布

由图 (4-1) 还可看到, 当 Re 数为 10^4 和 10^6 时两条速度分布曲线相交于 $y/D = 0.119$ 处, 该点的速度为平均速度 U 。只要在湍流范围内, 在所有的 Re 数下都是这样, 所以只要在 $y = 0.762r$

4-4

(r 为管壁内半径)处测另流速就可以得到平均速度。上述规律亦适用粗糙管,但在测另点的上游必须没有弯头、伐门、过滤器等能干扰流体流动的装置。

只有当在管壁内流动的所有流体的质点都有平均速度 V ,此时流体的动能 E_p 才等于 $(\frac{m}{2})V^2$ 。当管内流体的速度不均匀时,则 $E_p > (\frac{m}{2})V^2$ 。举一个简单例子就可以说明,假设有二半流体具有速度 $2V$,而另一半流体的速度为零,于是平均速度为 V ,但动能 $E_p = (\frac{m}{4})(2V)^2 + (\frac{m}{4}) \cdot 0^2 = mV^2$ 。为了考虑到管壁上存在的速度差异给计算动能带来的影响,我们采取下述形式

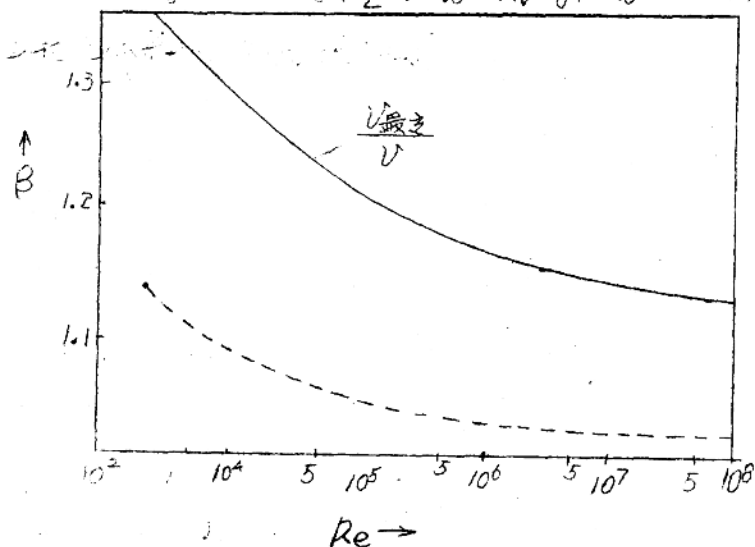
$$E_p = \beta \left(\frac{m}{2} \right) V^2 \quad (4-8)$$

当流体作层流流动时,截面上各点的速度差别很大,因而 β 也很大,可到2(见图(4-2))。当流动转变为湍流后,随着速度分布曲线逐渐变平坦, β 值也逐渐变小,在 Re 数足够大时 β 接近1.0。

如果在管壁截面 α 和 w 处的平均速度分别为 V_α 和 V_w ,则未对全管而言(不是对一条流线)。伯努利方程应当写成

$$\beta_\alpha \left(\frac{\rho}{2} \right) V_\alpha^2 + P_\alpha + \rho g z_\alpha = \beta_w \left(\frac{\rho}{2} \right) V_w^2 + P_w + \rho g z_w \quad (4-9)$$

图 4-2
光滑圆管中的 β
及最高速度与平均速度之比



在应用上式时，应把流体看作是不可压缩的。

§4-2 流体运动中的能量守恒

当流体在流经一个设备（如换热器）或管网，一般来说，流体不仅与周围的环境发生能量交换，而且流体所具有能量可转变为其他各种形式的能量。譬如，在流动时，流体所具有的压力能部分转变为动能，通过摩擦，有部分压力能转变为流体的热能。应用热力学第一定律可以确定这种能量转换。现在观察图4-3中的装置， P 为泵，功率由马达 M 提供， HE 为加热器，流体由 α 点进入装置，在 ω 点离开。该装置适用于稳态态，这里的稳态态的含义不仅是指流体流动的各参数与时间无关，且与位置有关，而且还含有流体的热力学参数，也都与时间无关，仅与位置有关的意义，加热器向流体提供的热流也保持稳定不变。

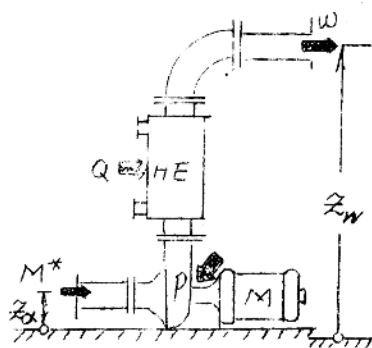


图 4-3

向稳定流动系统提供能量

对图(4-3)中装置的 α 点和 ω 点之间所包含的平衡区域作能量平衡，自左下角 α 点向装置提供的能量为：

内能	u_α
势能 = 压力 $\times$ 比容	$(\frac{P}{\rho})_\alpha$
动能	$\frac{u_\alpha^2}{2}$
位能	gz_α

4-6

z_α 是距离任意水平基准面的高度，如果在 α 面的入口端的截面上，各参数的分布不均匀，那末计算时应取平均值。

按照热力学定义，可将内能与势能总称为焓，以 h_α 表示， $h_\alpha = u_\alpha + \left(\frac{p}{\rho}\right)_\alpha$ 。以单位时间内通过的质点 M^* 乘以上列四种能量，可得到经过入口断面进入装置的能量。

在装置的右上面 ω 面的出口端，用上述方法亦可得到离开该装置的能量。此外，泵提供的机械功 P 以及换热器提供的热量 Q 都应计入能量收入项中。

对实际工业装置作能量平衡时，通常物质往往不是由一条管口，而是由几条管口进入装置，能量往往也是从多处同时提供，所以严格来说，在下述方程的每一项中应包括数小项，为了避免过于繁杂，可以采用 Σ 符号，以 P 表示所有的机械功收入， Q 表示向装置提供的所有热量，其中已扣去因绝缘不良而散失的热量。采用了这些假设与简化之后，在稳态条件下引用热力学第一定律可以得到能量平衡方程为

$$M^*(h_\alpha + \frac{\rho_\alpha v_\alpha^2}{2} + gz_\alpha) + P + Q = M^*(h_\omega + \frac{\rho_\omega v_\omega^2}{2} + gz_\omega) \dots (4-10)$$

如果以 H 代替 M^*h ，並以 Δ 表示 α 面和 ω 面上各参数的差值，也就是 $\Delta H = H_\omega - H_\alpha$ ， $\Delta E_k = \frac{1}{2}(\rho_\alpha v_\alpha^2 - \rho_\omega v_\omega^2)$ ，式(4-10)可以写成更简单的形式

$$\Delta H + M^* \Delta E_k + M^* g \Delta z = P + Q \quad (4-11)$$

现在从式(4-10)和式(4-11)讨论一种特殊的情况，如果 $P + Q = 0$ ，亦就是外界没有向装置提供能量或做功，于是

$$\Delta h + \Delta E_k + g \Delta z = 0 \quad (4-12)$$

如果流体不可压缩， $\rho = \text{常数}$ ，那末 $\Delta h = \Delta\left(u + \frac{p}{\rho}\right) = \Delta u + \frac{\Delta p}{\rho}$

而内能 u 只取决于温度，与压力无关，如果在流动过程中没有产生温度改变，则 $\Delta u = 0$ ，可得

$$\frac{\Delta P}{\rho} + \Delta E_k + g\Delta z = 0 \quad \text{或} \quad \frac{P}{\rho} + \frac{\beta v^2}{2} + gz = \text{常数}$$

将上式与式(4-9)相比较, 上式就是伯努利方程, 这明确显示伯努利方程是能量守恒在流体流动中的应用。

如果流动中存在摩擦, 并设 E_f 为单位质量流体在流动中由于摩擦而损失的机械能, 这机械能最后转化为热能, 那么修正后的伯努利方程为

$$\frac{\Delta P}{\rho} + \Delta E_k + g\Delta z + E_f = 0 \quad (4-13)$$

利用上式可以确定流体在导管中流动时的摩擦损失。

§4-3 粘性流体通过直导管时的摩擦损失

将式(4-13)用于工程计算可确定流体流动中的摩擦损失。

设有粘度 $\mu = \text{常数}$ 的流体, 以稳态流动通过直管, 如果直管截面的形状任意, 但截面为 A 固定, 长为 L , 流体在压差 $P_1 - P_2$ 的作用下匀速通过此管。因导管水平放置, 且外界未向系统做功, 于是应用式(4-13)得

$$E_f = \frac{1}{\rho} (P_1 - P_2) = \frac{1}{\rho} \Delta P \quad (4-14)$$

当直管的截面为圆形时, 由式(3-116)知

$$\Delta P = 2f\rho v^2 \frac{L}{d}$$

代入式(4-14)得

$$E_f = 2fv^2 \left(\frac{L}{d} \right) \quad (4-15)$$

如果导管截面不是圆形, 则以水力直径 d_h 代 d , 式(4-15)亦称为范宁方程。需要注意的是推导上式时是定义 $f = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{\rho v^2} \right)$ (参阅 §3-10)。有些文献中是定义 $f = 2 \left(\frac{\tau}{\rho v^2} \right)$, 即阻力系数比式(4-15)中所采用的大四倍, 此时式(4-15)的形式略有改变, 读者计算时需要注意, 以免发生错误。

4-6

下举以说明。

例：以风扇鼓风，并将风通过长方形截面为 160×300 毫米，长为 50 米的直管，进入直管的空气为 27°C ，750 毫米汞柱，风速为 30 米³/分。如果在直管出口处的风压为 750 毫米汞柱，那末理论上风扇需多大的功率？

解：题中未说明该直管是水平放置、垂直放置或斜置，因此不能确定流体经过直管时位能的改变，但空气的密度很小，将式(4-13)中的位能项略去也不会带来明显的误差。

现假设直管水平放置，所得结果可以推广到垂直放置或斜置，风扇包括在系统中，如图所示。

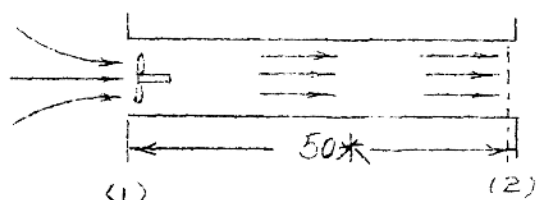


图 4-4

所以在列伯努利方程时需包括 p 在内。又因 $p_1 = p_2 = 750$ 毫米汞柱，于是 $\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho} = 0$ ，又 $U_1 = 0$ ， $\Delta z = 0$ ，于是由(4-11)和(4-13)可得

$$\frac{\beta_2 U_2^2}{2} + p + E_f = 0$$

设 d_h 为水力直径，则 d_h 按式(3-131)，得：

$$d_h = \frac{2(0.16 \times 0.30)}{0.16 + 0.30} = 0.207 \text{ 米}$$

在 1 大气压和 27°C 时，空气密度为 1.177 千克/米³。则在 750 毫米 Hg 和 27°C 时，空气密度为：

$$\rho = \frac{1.177 \text{ 千克}}{\text{米}^3} \left| \frac{750 \text{ 毫米 Hg}}{760 \text{ 毫米 Hg}} \right| = 1.175 \text{ 千克} \cdot \text{米}^{-3}$$

$$\mu = 1.847 \times 10^{-5} \text{ 千克} \cdot \text{米}^{-1} \cdot \text{秒}^{-1}$$

$$U_2 = \frac{30 \text{ 米}^3}{\text{分}} \left| \frac{\text{分}}{60 \text{ 秒}} \right| \left| \frac{1}{0.048 \text{ 米}^2} \right| = 10.4 \text{ 米} \cdot \text{秒}^{-1}$$

于是可以计算 Re :

$$Re = \frac{\rho v d_h}{\mu} = \frac{(1.175)(10.4)(0.207)}{1.847 \times 10^{-5}} = 1.32 \times 10^5$$

由图(3-30)中(以光滑管为准)查得 $f = 0.0042$ 。因 $E_f = 2\left(\frac{L}{d_h}\right)v^2 f$ ，于是血管中的能量平衡方程为

$$\rho + \left[\frac{\beta_2}{2} + 2f \left(\frac{L}{d_h} \right) \right] v^2 = 0$$

在上述 Re 数下 $\beta_2 \approx 1.05$ (参阅图4-2)

$$\begin{aligned} \rho &= - \left[\frac{1.05}{2} + (2)(0.0042) \left(\frac{50}{0.207} \right) \right] (10.4)^2 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2} \\ &= -274 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-2} = -274 \text{ 焦耳} \cdot \text{千克}^{-1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{功率为 } & \frac{274 \text{ 焦耳}}{\text{千克}} \left| \frac{1.175 \text{ 千克}}{\text{米}^3} \right| \left| \frac{30 \text{ 米}^3}{\text{分}} \right| \left| \frac{60 \text{ 分}}{\text{小时}} \right| \left| \frac{2.778 \times 10^{-7} \text{ 千瓦小时}}{\text{焦耳}} \right| \\ &= 1.61 \times 10^{-2} \text{ 千瓦} \end{aligned}$$

本题所讨论的只是沿程损失，一般来说，管边上总是有阀门、弯头等附加设备，这部分局部损失在计算功率时亦应考虑在内。

§4-4 管边的突然扩大和收缩

管边突然扩大或突然收缩时由于发生涡旋而带来摩擦损失，对一定几何形状管边，这种摩擦损失可以用下式表示：

$$E_f = \frac{1}{2} v^2 e_f \quad (4-16)$$

式中： e_f —— 摩擦损失系数；

v —— 流体在小截面管边中的流速。

和式(4-14)一样， e_f 是与几何形状相对应的摩擦系数，所以 e_f 既与 Re 数有关，又与表示几何形状的特征长度有关。设在圆形管边中有突然扩大或突然收缩，如图(4-5)所示， D 和 L 依次为细管边的直径和长度，计算 Re 数时以细管的直径和长度为佳(当然亦可以以粗管的直径和长度为佳，此时 e_f 值就要改

变)。

图(4-6) 圆直管边突然扩大时的摩擦损失系数, 由图(4-6)

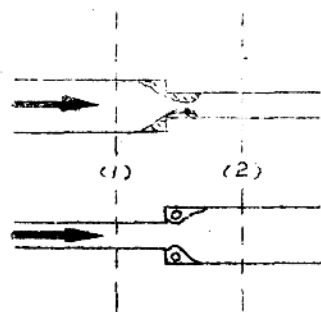


图 4-5

管道突然收缩与突然扩大

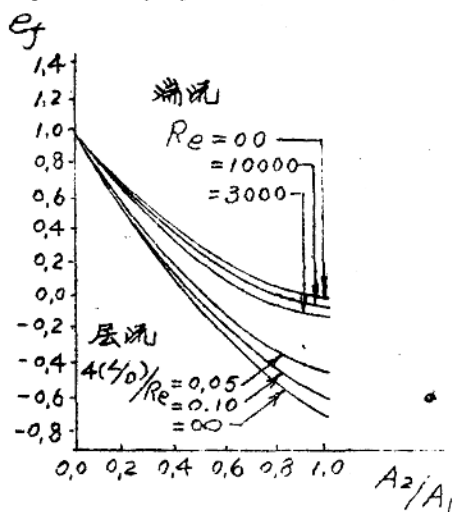


图 4-6 管道突然扩大的摩擦损失系数

可见, 摩擦损失系数随细管与粗管的面积之比的减小而增大。当细管与粗管的截面积相差很大时, 摩擦损失系数达到最大值。此外, 摩擦损失系数也与流动状态, 即湍流与层流有关, 湍流时的摩擦损失系数大于层流, A_2/A_1 值愈大时愈明显, 但摩擦损失系数 C_f 与 Re 的关系则不明显, 所以在判明了流动状态之后, 不考虑 Re 也不会带来明显的误差。另外, 实验证明, 在管边的扩张段上, 入口是否圆顺的影响不大, 涡流蔓延的区间与入口的形状无关。

然而在管边的突然收缩段上则不然, 入口端的形状对摩擦损失系数有显著影响, 如图(4-7)和图(4-8)所示。图(4-7)是入口端为直壁时的摩擦损失系数, 与图(4-6)相反的是层流时的摩擦损失系数大于湍流, 其它性质基本与图(4-7)相近。如果入口端的形状有所改变, 则摩擦损失系数有剧烈变化。由图(4-8)b可见, 如果收缩管的管口伸入到粗管中, 则摩擦损失系数为平口直

壁的两倍，如果经过很好的圆顺，则降低约为 $\frac{1}{3}$ ，如果入口端加工成 45° 的锥体，则摩擦损失系数降低为直壁的 $\frac{1}{6}$ 。由此可见，收缩段入口端的形状对摩擦损失系数有垂直影响。

如果细管通过锥形扩张管：扩大管径，则由于能有效地消除涡旋而降低摩擦损失系数，它的机理已在 §3-10 中详细叙述。不同的扩张角消除涡旋的程度也不同。图(4-7)是摩擦损失系数与扩张角之间的关系的结果。在已积比相同的条件下，扩张角愈小，摩擦损失系数也愈小。当扩张角为 10° 时继续缩小扩张角，摩擦损失系数已下降不多。应该指出，摩擦损失系数还与 Re 数有关，但与图(4-6)和图(4-7)中的结果一样，在湍流状态下， Re 数给与摩擦损失系数的影响并不很大，所以图(4-9)并

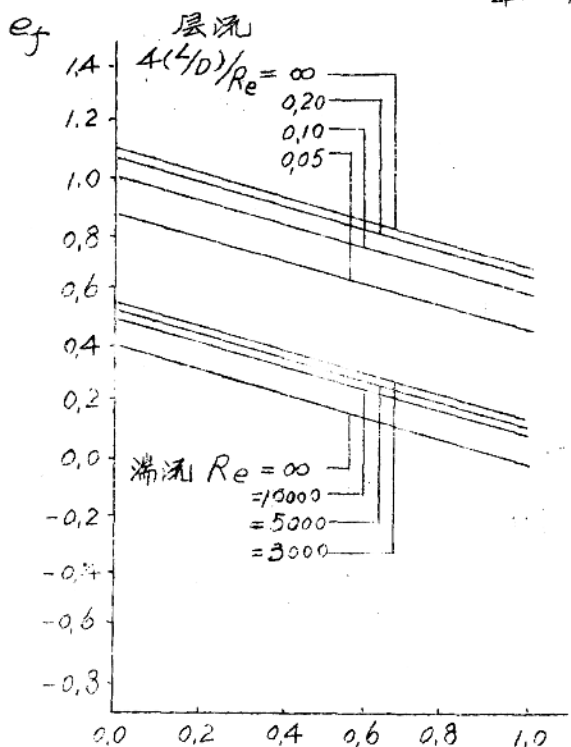


图 4-7

 A_2/A_1

管道突然收缩的摩擦损失系数

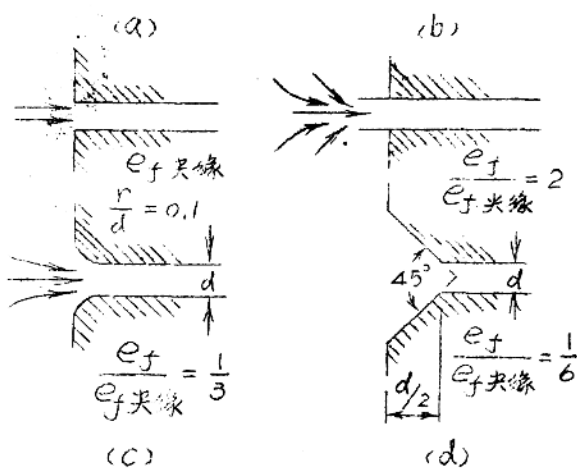


图 4-8 入口损失系数

4-12

未标出相应的 Re 数，只要是湍流状态，图中的实验结果一般可以通用。

对逐渐收缩的收缩段来说，由于可以减少涡旋，使流动较稳，从而降低摩擦损失系数，当收缩角为 30° 时，摩擦损失系数约为 $0.05 \sim 0.10$ 。所以除非是结构上的需要，再进一步减小收缩角已无必要。

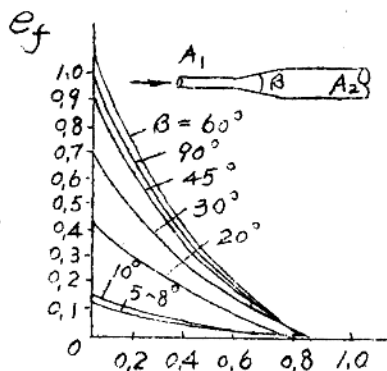


图4-9 $A_1/A_2 = \beta$ 积比

湍流对通过逐渐扩大入口的摩擦损失系数

§4-5 钢包出流

在炼钢厂中，冶炼完毕的成品钢水用钢水包贮存，然后吊运到铸造跨中注模，既可以用模铸，也可以用连铸。钢包内衬采用陶瓷耐火材料砌成，底下有一个流钢口（水口），一个塞棒堵住了流钢口，当提起塞棒时，钢水自水口流出。典型的钢水包如图（4-10）所示。

为了调节钢水流量，要求稳定钢水的流速，用塞棒调节钢水流速的效果不好。因为塞棒只能使钢水断流或节流，难于连续控制流速，控制流速通常采用中间罐，如图（4-11）所示。

首先讨论中间罐稳定钢水流速的原理。中间罐处钢水包之下，钢包模中注管之上，利用塞棒的开闭将液面控制在一定平面上，图（4-11）中的平面（1），于是钢水

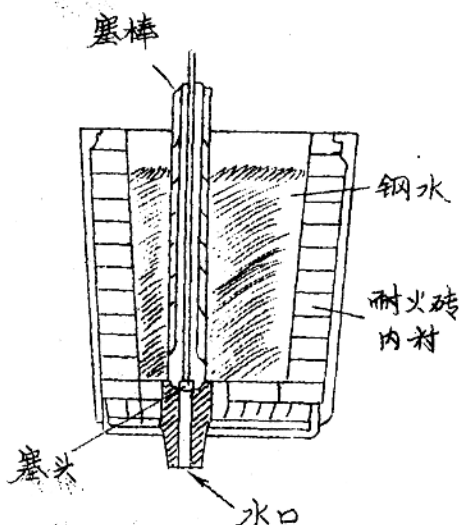


图4-10 典型的钢水包

的流压为稳定态流动。由于在平口(1)和(2)处的压力相同,都是大气压力, $\Delta p = 0$ 。此外,液口(1)处的钢水流速相对于平口(2)处小得多,即 $v_2 \gg v_1$, 平方以后, $v_2^2 \gg v_1^2$, 因而 v_1^2 可略去不计, 由式(4-13)得

$$\frac{\beta v_2^2}{2} + g\Delta z + E_f = 0 \quad (4-17)$$

式中: v_2 — 平口(2)处的钢水的平均流速。

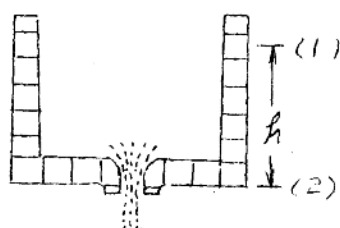


图 4-11 中间罐

钢水自钢包中流压时的老按损失可以认为集中在水口, 这里相当一个收缩段, 按式(4-16)得

$$E_f = \frac{1}{2} e_f v_2^2 \quad (4-18)$$

综合式(4-17)和式(4-18), 得

$$\frac{v_2^2}{2} (\beta_2 + e_f) + gh = 0 \quad (4-19)$$

式中 h 为液口高度, 相当式(4-17)中的 Δz 。于是

$$v_2 = (\beta_2 + e_f)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{2gh} \quad (4-20)$$

由式(4-20)可见, 只要保持中间罐内液口高度不变, 则自钢水包流出的钢水的流速即可恒定不变, 液口高度愈大, 流速也愈大, 它们之间的关系为

$$v_2 \propto \sqrt{h}.$$

设水口的出口面积为 A_v , 则单位时间内的流量为

$$W = \rho v_2 A_v = (\beta_2 + e_f)^{-\frac{1}{2}} \rho A_v \sqrt{2gh} \quad (4-21)$$

上式启发人们, 可以利用类似中间罐形式的老田测定液体流量, 譬如测定高炉冷却水的流量。如果底部水口采用图(4-8a)中 45° 锥形扩接管, 那末式(4-21)可近似地写为

$$W = \rho \sqrt{2gh} \cdot A_N \quad (4-22)$$

这样,已知 h 值即可确定流量,甚为方便。

其次考虑钢包内钢水流尽所需时间。由于在注钢过程中钢包内液面不断下降,它是时间的函数,因而单位时间内自钢包流出的钢水的流量是可变的,于是式(4-20)所给出的平均流速只不过是相应于当时的 h 值的瞬时速度。

设塞棒刚提起,钢水开始流出,则

$$\frac{dw}{d\tau} = A_N \rho \bar{v}_2 \quad (4-23)$$

即

$$\frac{dw}{d\tau} = A_N \rho (\beta_2 + e_f)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{2gh} \quad (4-24)$$

积分上式,初值条件为 $\tau = 0$ 时, $h = h_0$, 且 $W = W_0$, 则

$$\int_{W_0}^W \frac{dw}{\sqrt{2gh}} = A_N \rho \int_0^\tau (\beta_2 + e_f)^{-\frac{1}{2}} d\tau \quad (4-25)$$

假设 $(\beta_2 + e_f)^{-\frac{1}{2}}$ 为常数,钢水包内径为 D_L , 则

$$dw = -\rho \frac{\pi D_L^2}{4} dh \quad (4-26)$$

以式(4-26)代入式(4-25)积分, 假设钢水流空的时间为 τ_f , 得

$$\tau_f = \frac{\pi D_L^2}{2A_N (\beta_2 + e_f)^{-\frac{1}{2}}} \left(\frac{h_0}{2g} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-27)$$

§4-6 流量的测量

冶金工厂中装置了大流量计仪表,其中测定流量的仪表占有很大比重;譬如主高炉上,装设有冷风流量计,冷却水流量计,顶吹氧转炉装设有氧流量计,转炉上装设有重油流量计或燃气流量计等。这些仪表对有效地控制冶炼过程起着重要作用。冶炼技术人员应当熟悉仪表的测量原理,以便对所测定的对象选择最合用的仪