

Engineering Fluid Mechanics

工程流体力学 总结与复习

教学团队：严 岩
李 晓
王 勇
莫景文
刘兴涛
孙东科



东南大学机械工程学院
2026/5/27

第07章

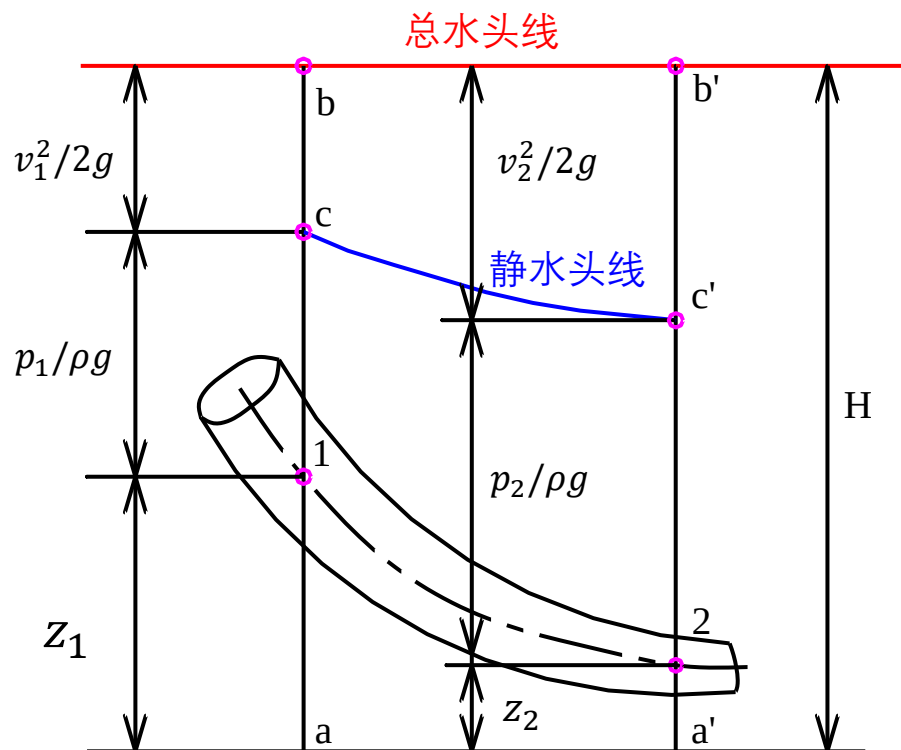


不可压缩流体的无黏流动

7.1 流动阻力——伯努利方程

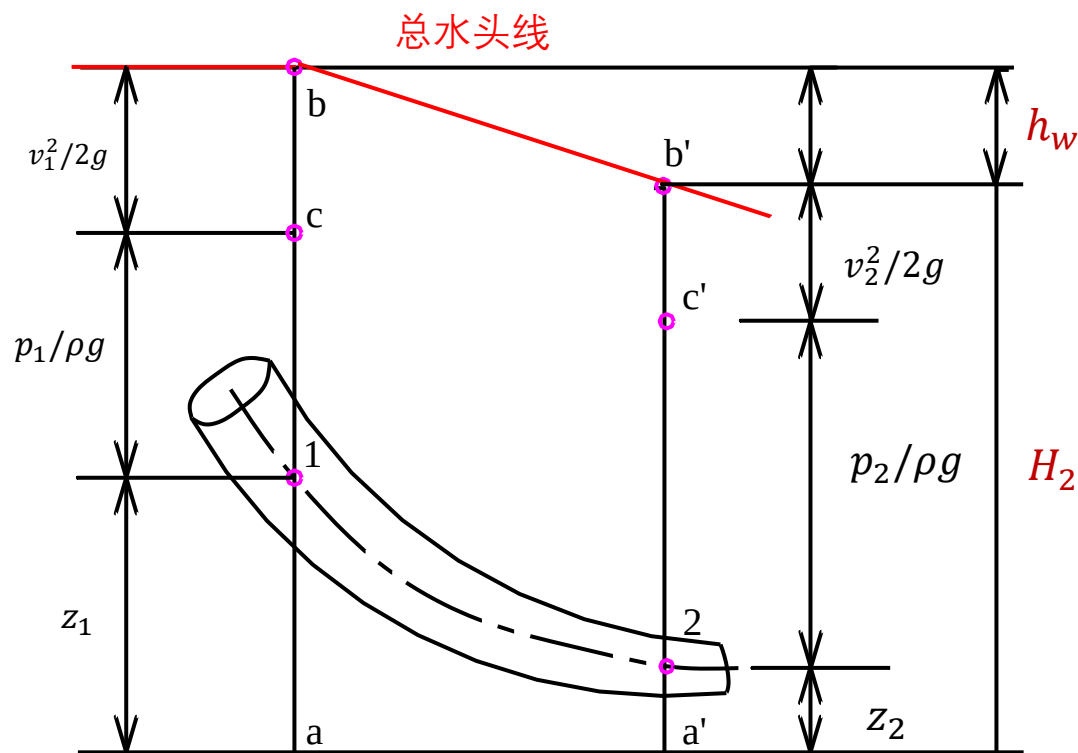
理想流体伯努利方程：

$$\frac{V_1^2}{2g} + z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\rho g}$$



粘性流体伯努利方程：

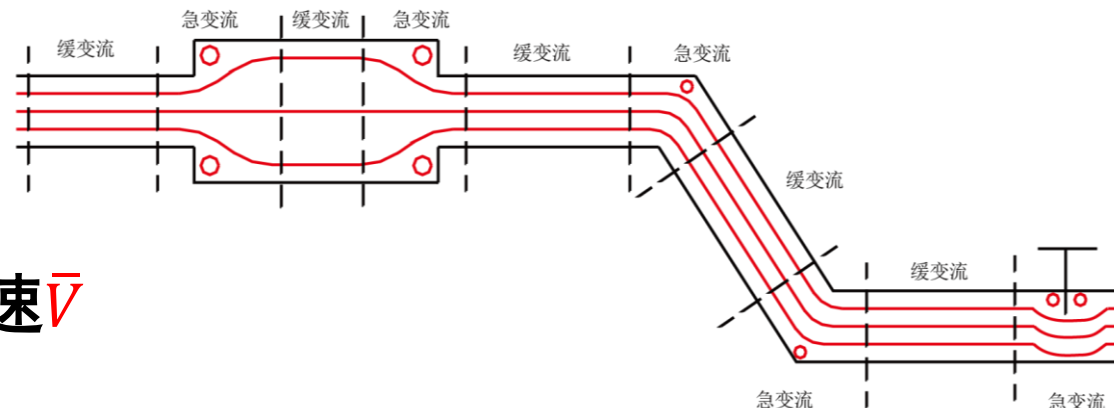
$$\frac{V_1^2}{2g} + z_1 + \frac{p_1}{\rho g} > \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\rho g}$$



7.1 流动阻力——伯努利方程

粘性流体伯努利方程：

$$\alpha_1 \frac{V_1^2}{2g} + z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + h_w$$



针对管路界面流速不均匀取平均流速 $\bar{V}$

$$\alpha_1 \frac{\bar{V}_1^2}{2g} + z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \alpha_2 \frac{\bar{V}_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + h_w$$

h_w -- 流动阻力损失 (head loss)

$$h_w = \sum h_f + \sum h_j$$

沿程阻力损失

局部阻力损失

α -动能修正系数

工业管道： $\alpha=1.01-1.10$

取近似值： $\alpha=1$

7.1 流动阻力——伯努利方程

$$\alpha_1 \frac{V_1^2}{2g} + z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \alpha_2 \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + h_w$$

不可压缩黏性流体总流伯努利方程适用条件：

1. 流动为定常流动；
2. 流体为粘性不可压缩的重力流体；
3. 沿总流流束满足连续性方程，即 q_v =常数；
4. 方程的两过流断面必须是缓变流截面，而不必顾及两截面间是否有急变流。

7.1 流动阻力——沿程阻力损失

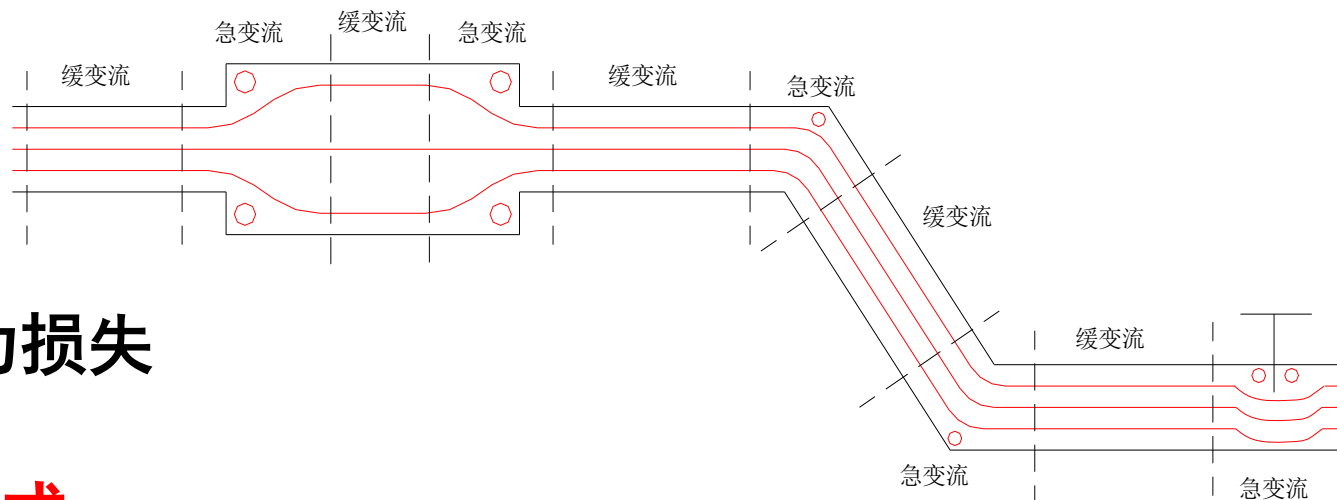
$$h_w = \sum h_f + \sum h_j$$

沿程阻力损失

局部阻力损失

$$h_f = \lambda \frac{l}{d} \frac{V^2}{2g}$$

达西公式



h_f —单位重力流体的沿程能量损失

λ —沿程阻力系数

l —管道长度

d —管道内径

$\frac{V^2}{2g}$ —单位重力流体的动压头（速度水头）

发生在缓变流整个流程中的能量损失，由流体的粘性摩擦力（friction）造成的损失。

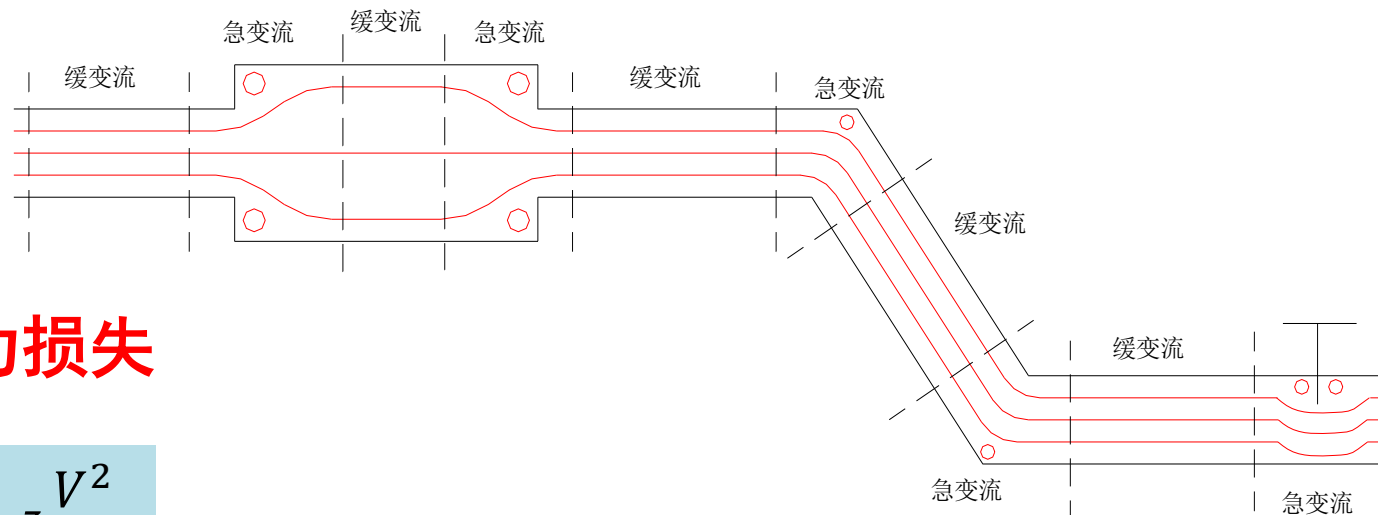
7.1 流动阻力——局部阻力损失

$$h_w = \sum h_f + \sum h_j$$

沿程阻力损失

局部阻力损失

$$h_j = \zeta \frac{V^2}{2g}$$



h_j —单位重力流体的局部能量损失。

ζ —局部损失系数

$\frac{v^2}{2g}$ —单位重力流体的动压头（速度水头）

发生在流动状态急剧变化（jump）的急变流中的能量损失，主要由在弯头、闸门等管件处流体微团的**碰撞**、**漩涡**等造成

7.2 圆管内层流——基本概念

一、层流 (laminar flow)，亦称片流：

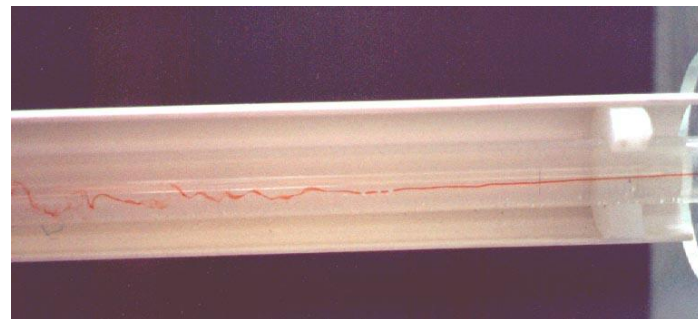
是指流体质点不相互混杂，流体作有序的成层流动。

特点： 有序性。

粘性占主要作用，遵循牛顿内摩擦定律。

能量损失与流速的**1次方**成正比。

雷诺数 Re 较小时发生。



二、紊流 (turbulent flow)，亦称湍流：

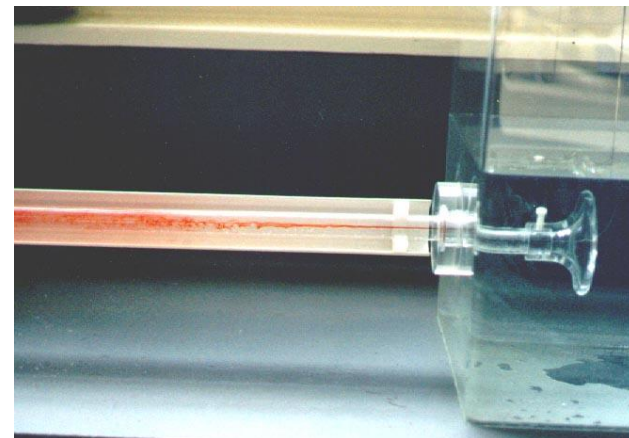
是指速度、压力等物理量在时间和空间中发生不规则脉动的流体运动。

特点： 无序性、随机性、有旋性、混掺性。

紊流受粘性和紊动的共同作用。

能量损失与流速的**1.75-2次方**成正比。

雷诺数较大时发生。



8.1 边界层的概念

水和空气等黏度很小的流体，在大雷诺数下绕物体流动时，黏性对流动的影响仅限于紧贴物体壁面的薄层中，而在这一薄层外黏性影响很小，完全可以忽略不计，这一薄层称为边界层。

边界层内、外区域并没有明显的分界面，一般将壁面流速为零与流速达到来流速度的99%处之间的距离定义为边界层厚度。

普朗特边界层理论开辟了用理想流体理论和黏性流体理论联合研究的一条新途径。

在边界层和尾涡区外，流体的运动速度几乎相同，速度梯度很小，边界层外部的流动不受固体壁面的影响，即使黏度较大的流体，黏性力也很小，主要是惯性力。所以可将这个区域看作是理想流体势流区，可以利用前面介绍的理想流体伯努里方程来研究流场的速度分布。

7.2 圆管内层流——受力分析

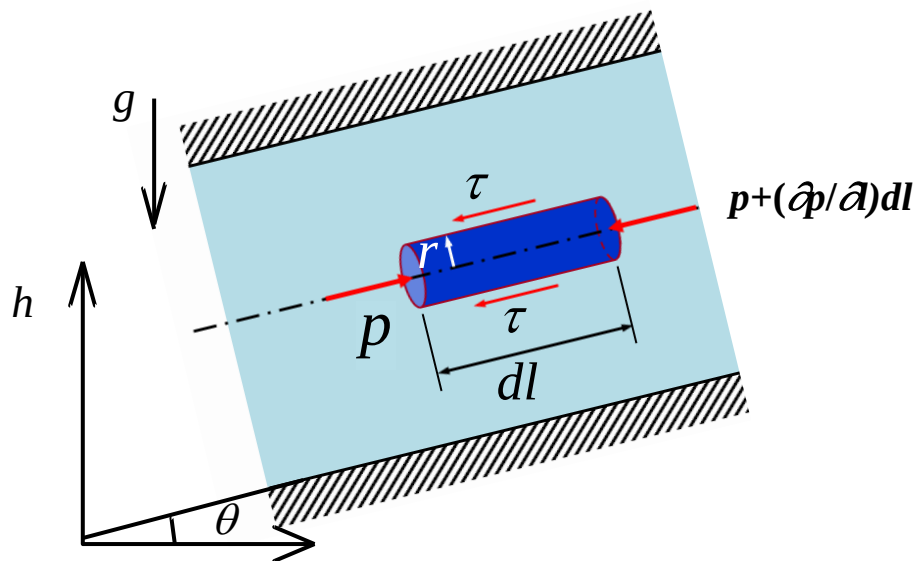
以倾斜角为 θ 的圆截面直管道的不可压缩粘性流体的定常层流流动为例

受力分析

重力: $\rho(\pi r^2 dl)g$

两端面总压力: $\pi r^2 p \quad \pi r^2 (p + \frac{\partial p}{\partial l} dl)$

侧面的粘滞力: $(2\pi r dl)\tau$



7.2 圆管内层流——切向力分布

列力平衡方程

$$\pi r^2 p - \pi r^2 \left(p + \frac{\partial p}{\partial l} dl \right) - 2\pi r dl \tau - \pi r^2 dl \rho g \sin \theta = 0$$

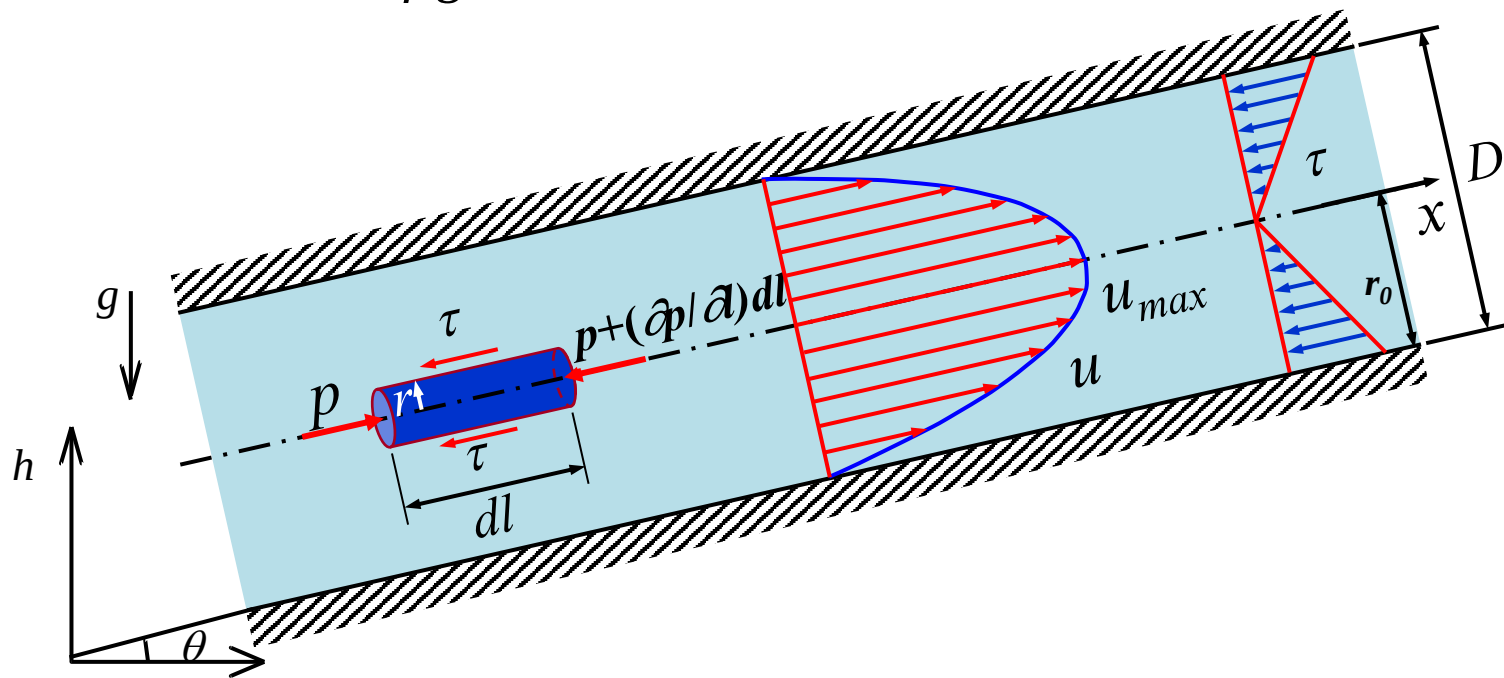
两边同除 $\pi r^2 dl$ 得

$$-\frac{\partial p}{\partial l} - 2\frac{1}{r}\tau - \rho g \sin \theta = 0$$

由于 $\sin \theta = \frac{\partial h}{\partial l}$ 得,

$$\tau = -\frac{r}{2} \left(\frac{\partial p}{\partial l} + \rho g \frac{\partial h}{\partial l} \right)$$

$$\tau = -\frac{r}{2} \frac{d}{dl} (p + \rho gh)$$



7.2 圆管内层流——速度分布

将 $\tau = -\mu \frac{dv_x}{dr}$ 代入 $\tau = -\frac{r}{2} \frac{d}{dl}(p + \rho gh)$ 得,

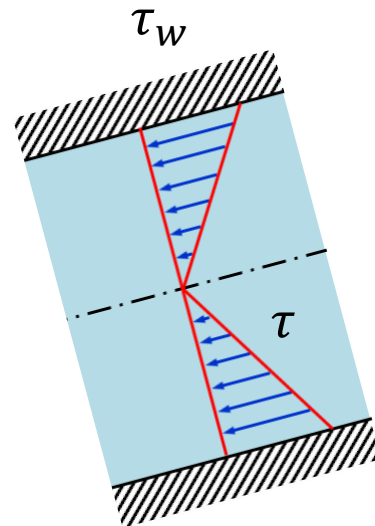
$$dv_x = \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dl}(p + \rho gh) r dr$$

对r积分得, $v_x = \frac{1}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \rho gh) r^2 + C$

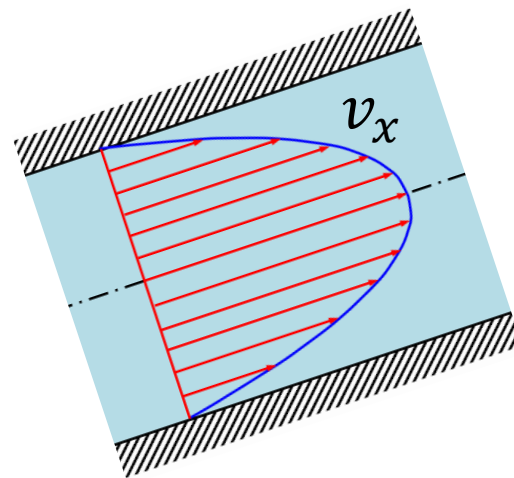
当 $r = r_0$ 时 $v_x = 0$, 得 $C = \frac{r_0^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \rho gh)$

故:

$$v_x = -\frac{r_0^2 - r^2}{4\mu} \frac{d}{dl}(p + \rho gh)$$



$$\tau = -\frac{r}{2} \frac{d}{dl}(p + \rho gh)$$



7.2 圆管内层流——流速、流量、压降

$$v_x = -\frac{r_0^2 - r^2}{4\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho gh)$$

(1) 最大流速

管轴处:

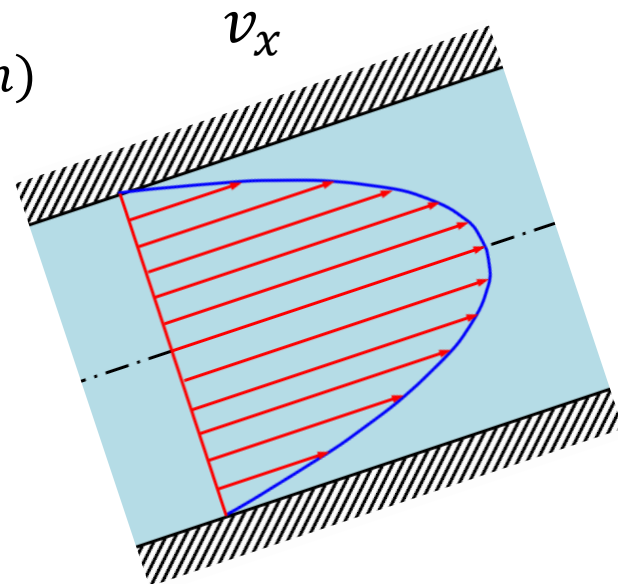
$$v_{x\max} = -\frac{r_0^2}{4\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho gh)$$

(2) 圆管流量

$$q_v = \int_0^{r_0} 2\pi r v_x dr = \pi r_0^2 \bar{v} = -\frac{\pi r_0^4}{8\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho gh)$$

(3) 平均流速

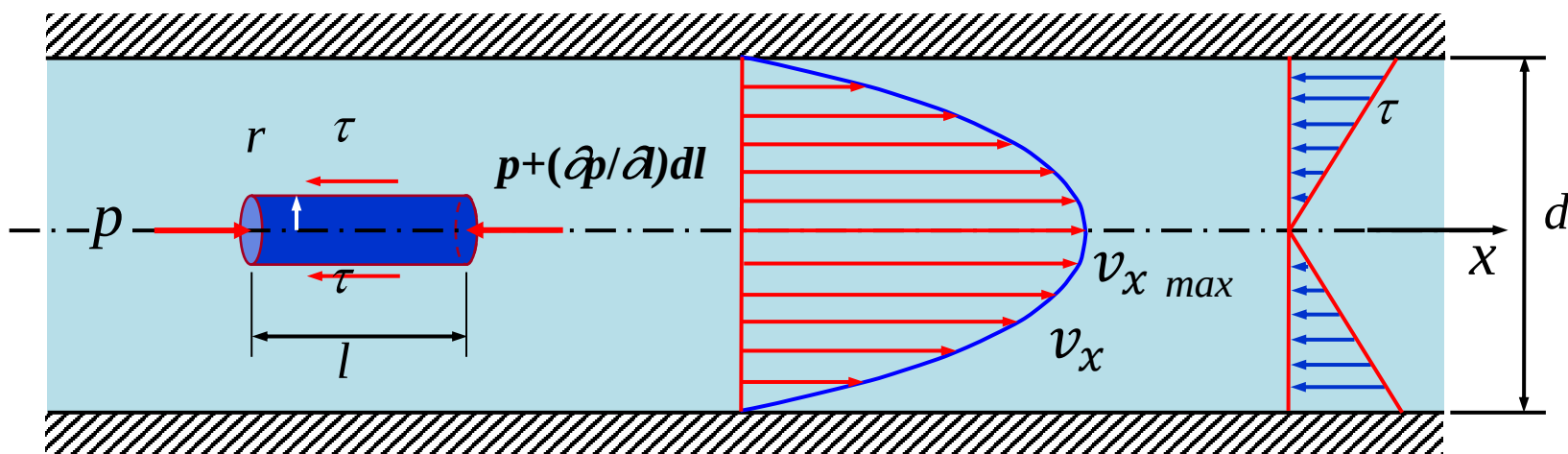
$$\bar{v} = \frac{q_v}{\pi r_0^2} = -\frac{r_0^4}{8\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho gh) = \frac{1}{2} v_{x\max}$$



7.2 圆管内层流——流速、流量、压降

水平管:

$$q_v = \int_0^{r_0} 2\pi r v_x dr = \pi r_0^2 v = -\frac{\pi r_0^4}{8\mu} \frac{d}{dl} (p + \rho gh)$$



$$q_v = \frac{\pi d_0^4 \Delta p}{128 \mu l}$$

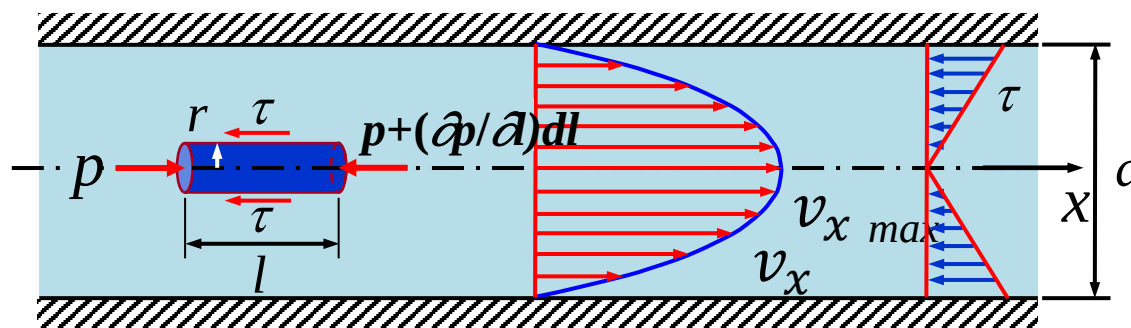
(哈根—泊肃叶公式)

7.2 圆管内层流——流速、流量、压降

(4) 压强降（流动损失）

水平管: $q_v = \frac{\pi d_0^4 \Delta p}{128 \mu l}$

$$\Delta p = \frac{128 \mu l q_v}{\pi d_0^4}$$



沿程阻力损失
$$h_f = \frac{\Delta p}{\rho g} = \frac{32 \mu l v}{\rho g d^2} = \frac{64 \mu l v^2}{\rho v d \frac{d}{2g} \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}} = \frac{64}{\text{Re} \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g} \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}}$$

沿程阻力系数
$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} = \frac{64}{\text{Re}}$$

结论：层流流动得沿程损失与平均流速得一次方成正比。

7.2 圆管内层流——流速、流量、压降

$$h_f = \lambda \frac{l}{d} \frac{V^2}{2g}$$

(1) 动能修正系数 α

$$\alpha = \frac{1}{A} \iint_A \left(\frac{v_x}{v} \right)^3 dA = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \{2[1 - (\frac{r}{r_0})^2]\}^3 \times 2\pi r dr = 2$$

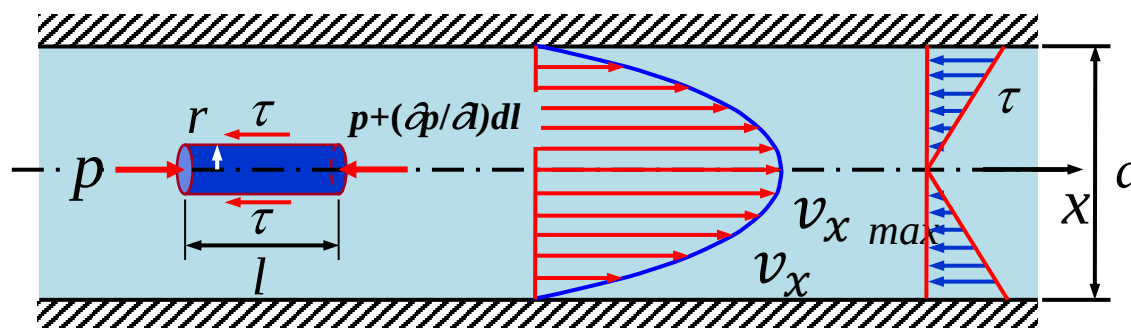
结论:

圆管层流流动的实际动能等于按平均流速计算的动能的二倍

(2) 壁面切应力(水平管)

$$\tau = -\frac{r}{2} \frac{d}{dl} (p + \rho gh)$$

$$\Downarrow \quad \Delta p = \rho g h_f = \lambda \frac{l}{d} \frac{\rho v^2}{2}$$



$$\tau_w = \frac{r_0}{2} \frac{\Delta p}{l}$$

$\Rightarrow$

$$\tau_w = \frac{r_0}{2} \frac{\lambda \frac{l}{d_0} \frac{\rho v^2}{2}}{l} = \frac{r_0}{2} \frac{\lambda \frac{l}{2r_0} \frac{\rho v^2}{2}}{l} = \frac{\lambda}{8} \rho v^2$$

第08章

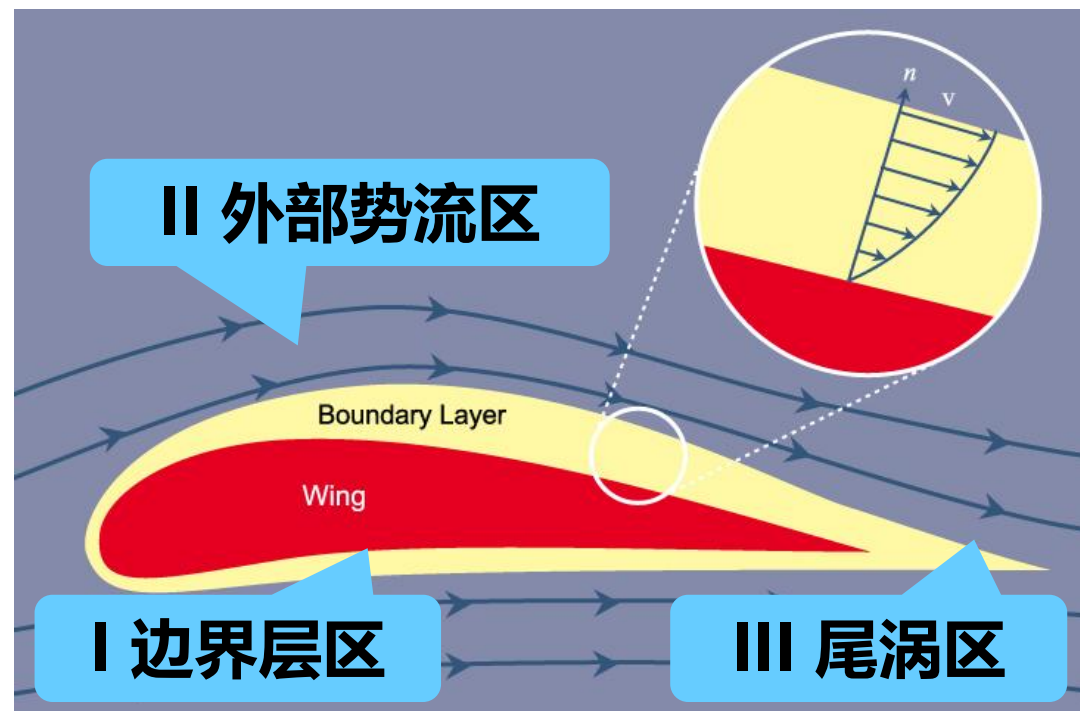


不可压缩流体的无黏流动

8.1 边界层的概念 – 粘性流体外部流动的流场划分

流场的求解可分为两个区进行

- 在边界层和尾涡区内，黏性力作用显著，黏性力和惯性力有相同的数量级，属于**黏性流体的有旋流动区**；

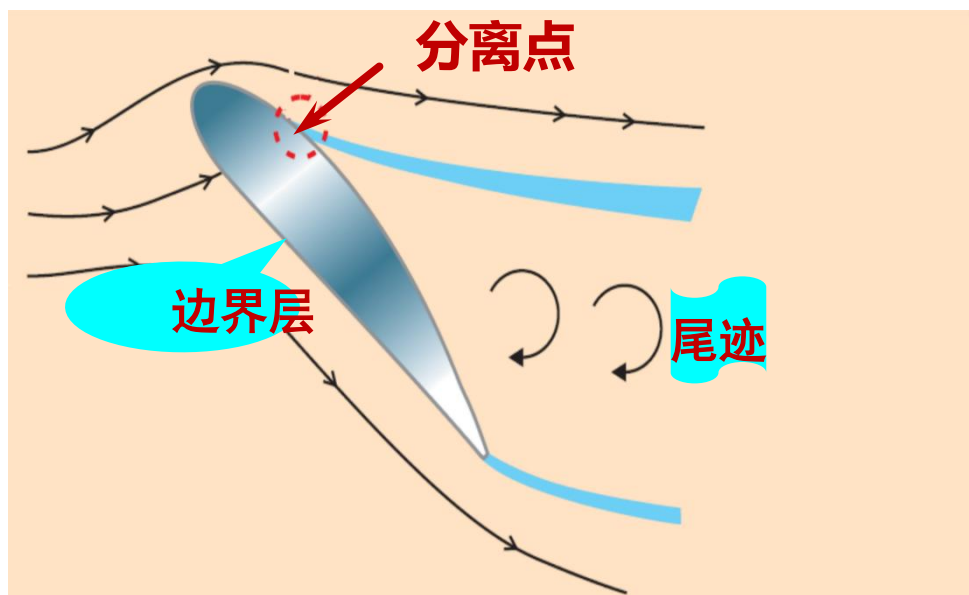


- 在边界层和尾涡区外，流体的运动速度几乎相同，速度梯度很小，边界层外部的流动不受固体壁面的影响，即使黏度较大的流体，黏性力也很小，主要是惯性力。所以可将这个区域看作是**理想流体势流区**，可以利用前面介绍的理想流体伯努里方程来研究流场的速度分布。

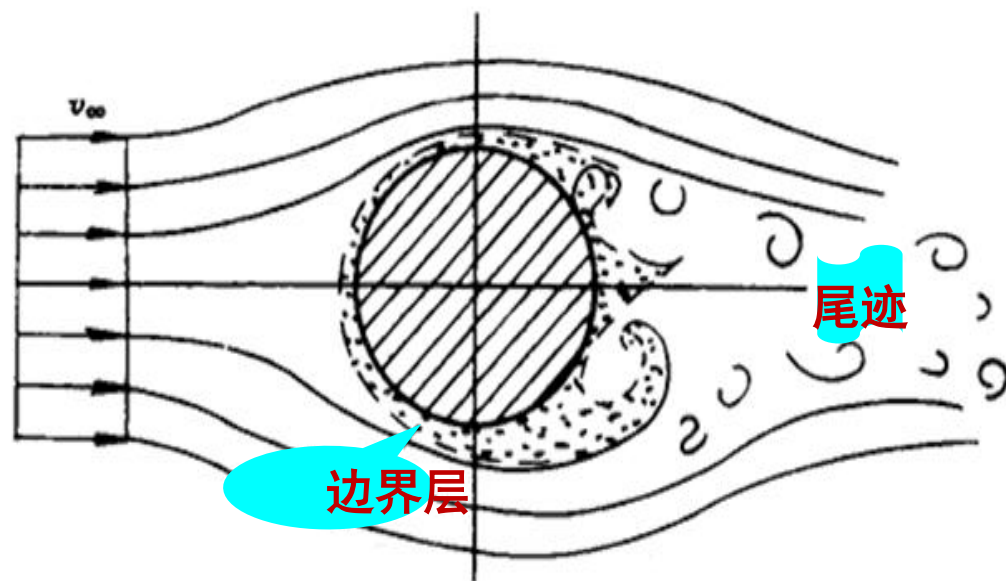
普朗特边界层理论开辟了用理想流体理论和黏性流体理论联合研究的一条新途径。

8.3 绕曲面流动及边界层的分离

在实际工程中，物体的边界往往是曲面（流线型或非流线型物体）。当流体绕流非流线型物体时，一般会出现下列现象：物面上的边界层在某个位置开始脱离物面，并在物面附近出现与主流方向相反的回流，流体力学中称这种现象为**边界层分离现象**



(a) 流线型物体的边界层分离现象示意图

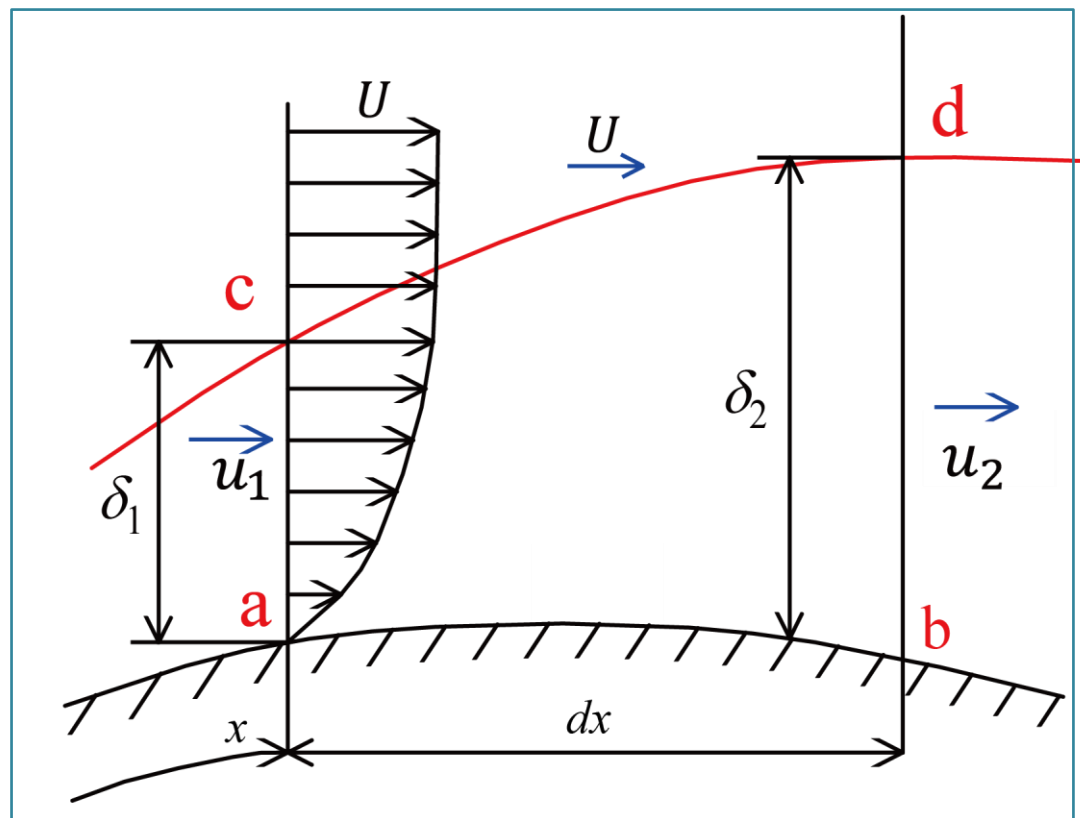


(b) 非流线型物体的边界层分离现象示意图

8.2 绕平板流动边界层的近似计算

卡门边界动量积分关系式，求解扰流阻力计算问题

- (1) 沿边界层取微小控制体，建立质量、动量传递关系；
- (2) 建立微小控制体的受力方程；
- (3) 建立动量变化与应力间关系；



8.2 绕平板流动边界层的近似计算

(1) 控制体内的质量、动量传递

ac面流入的动量流率: $\dot{K}_{ac} = \int_0^{\delta_1} \rho u_1^2 dy$

质量流率: $\dot{m}_{ac} = \int_0^{\delta_1} \rho u_1 dy$

bd面流出的动量流率: $\dot{K}_{bd} = \int_0^{\delta_2} \rho u_2^2 dy$

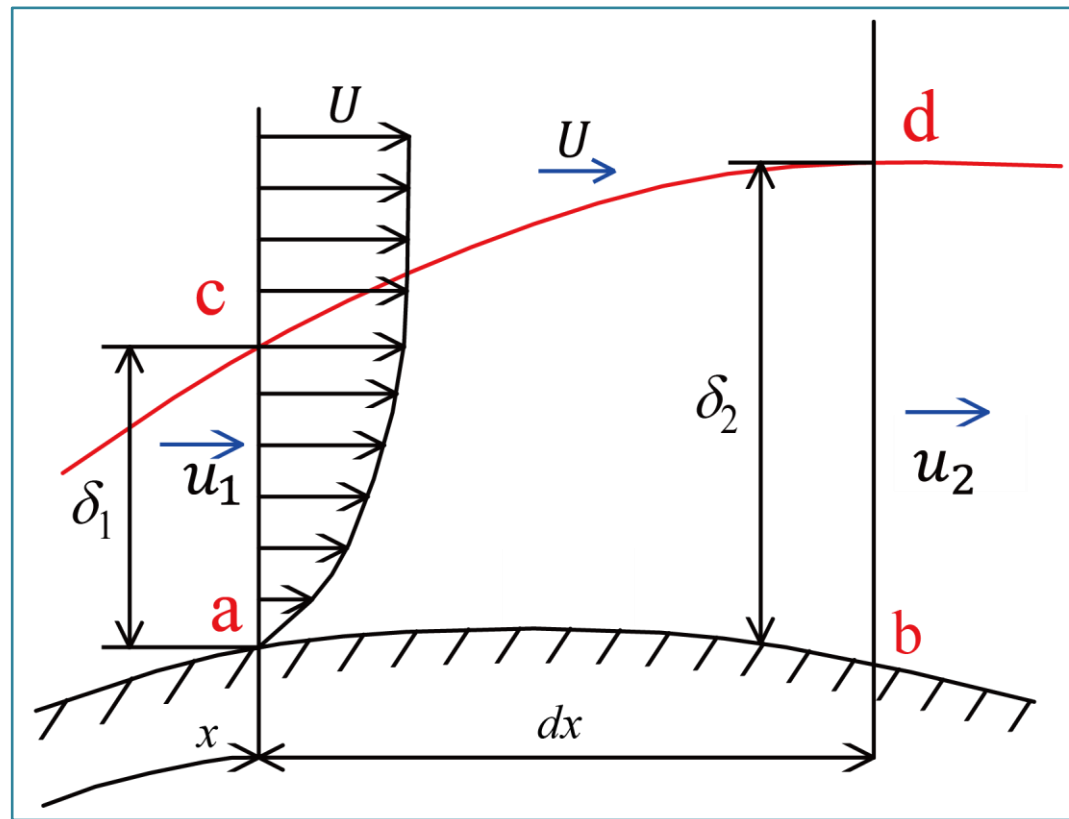
质量流率: $\dot{m}_{bd} = \int_0^{\delta_2} \rho u_2 dy$

根据质量守恒 **cd**面流入的质量流率:

$$\dot{m}_{cd} = \dot{m}_{bd} - \dot{m}_{ac} = \int_0^{\delta_2} \rho u_2 dy - \int_0^{\delta_1} \rho u_1 dy$$

cd面流入的动量流率:

$$\dot{K}_{cd} = U \left(\int_0^{\delta_2} \rho u_2 dy - \int_0^{\delta_1} \rho u_1 dy \right)$$



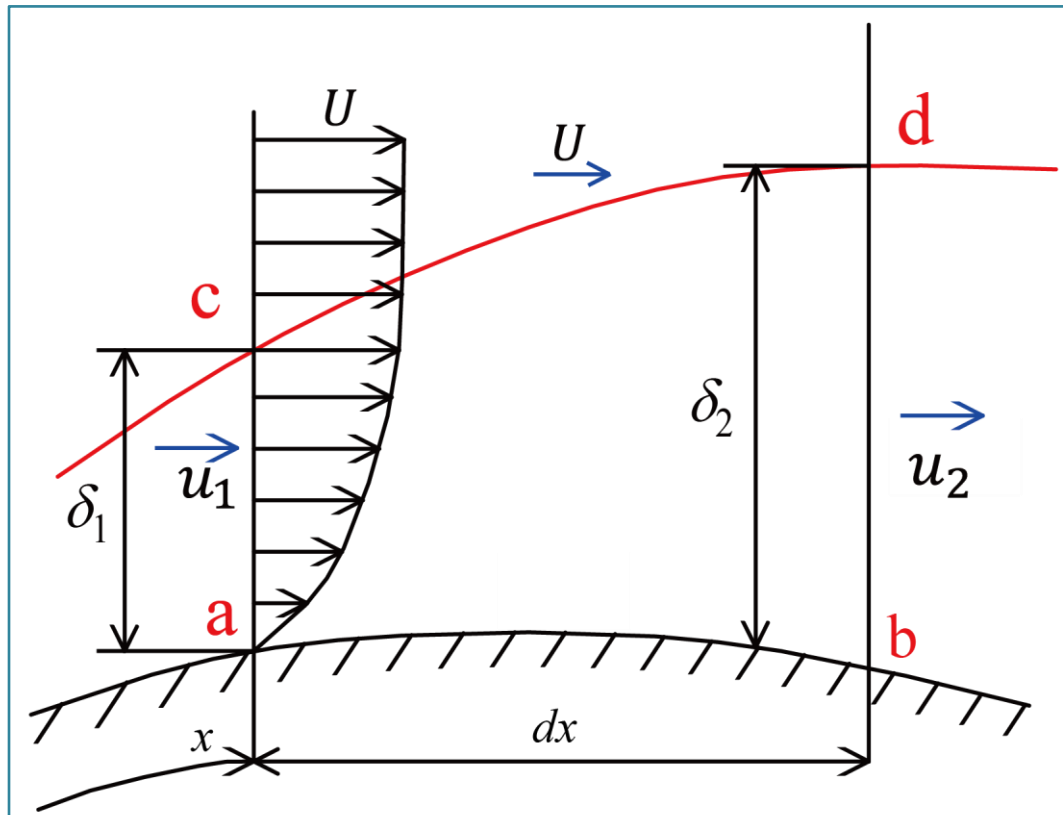
(1) 控制体内的质量、动量传递

单位时间沿x方向经控制面的净动量流率：

$$\Delta \dot{K} = \dot{K}_{bd} - \dot{K}_{ac} - \dot{K}_{cd}$$

$$= \int_0^{\delta_2} \rho u_2^2 dy - \int_0^{\delta_1} \rho u_1^2 dy - U \left(\int_0^{\delta_2} \rho u_2 dy - \int_0^{\delta_1} \rho u_1 dy \right)$$

$$= \rho U^2 \left\{ \int_0^{\delta_2} \left[\left(\frac{u_2}{U} \right)^2 - \frac{u_2}{U} \right] dy - \int_0^{\delta_1} \left[\left(\frac{u_1}{U} \right)^2 - \frac{u_1}{U} \right] dy \right\}$$



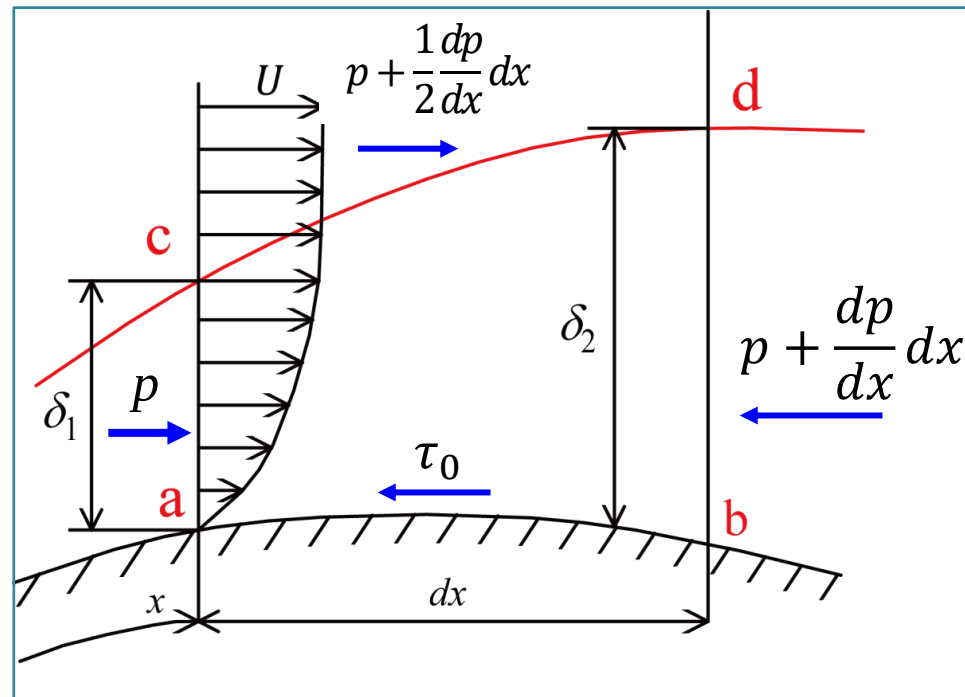
(2) 控制体受应力

ac面上的总压力: $P_{ac} = p\delta_1$

bd面上的总压力: $P_{bd} = \left(p + \frac{dp}{dx} dx\right) \delta_2$

cd面上的总压力: $P_{cd} = \left(p + \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} dx\right) (\delta_2 - \delta_1)$

ab面上的切应力: $F_{ab} = -\tau_0 dx$



延x方向受到的合力:

$$p\delta_1 + \left(p + \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} dx\right) (\delta_2 - \delta_1) - \left(p + \frac{dp}{dx} dx\right) \delta_2 - \tau_0 dx$$

$$\text{令: } \delta = \frac{1}{2} (\delta_2 + \delta_1)$$

$$= -\frac{1}{2} (\delta_2 + \delta_1) \frac{dp}{dx} dx - \tau_0 dx = -\delta \frac{dp}{dx} dx - \tau_0 dx$$

(3) 建立动量变化与应力间关系

根据动量定理得：

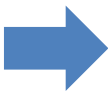
$$\delta \frac{dp}{dx} dx + \tau_0 dx = \rho U^2 \left\{ \int_0^{\delta_2} \left[\frac{u_2}{U} - \left(\frac{u_2}{U} \right)^2 \right] dy - \int_0^{\delta_1} \left[\frac{u_1}{U} - \left(\frac{u_1}{U} \right)^2 \right] dy \right\}$$

令：

$$f_1 = \int_0^{\delta_1} \left[\frac{u_1}{U} - \left(\frac{u_1}{U} \right)^2 \right] dy$$
$$f_2 = \int_0^{\delta_2} \left[\frac{u_2}{U} - \left(\frac{u_2}{U} \right)^2 \right] dy$$

$dx \rightarrow 0$

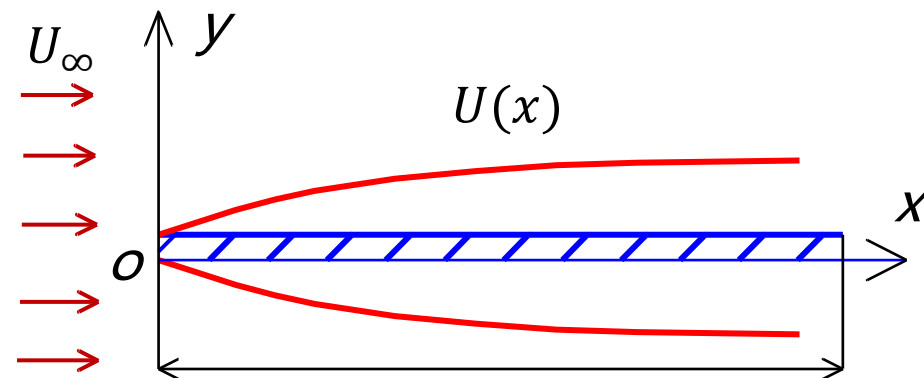
 $df \rightarrow f_2 - f_1$

 $\delta \frac{dp}{dx} + \tau_0 = \rho U^2 \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \left[\frac{u}{U} - \left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] dy$ - 卡门边界层动量积分方程

注：因对流动特性和切应力无假设，层流和湍流都适用

平板层流边界层的近似计算

$$\cancel{\delta \frac{dp}{dx}} + \tau_0 = \rho U^2 \frac{d}{dx} \int_0^\delta \left[\frac{u}{U} - \left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] dy$$



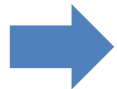
未知变量: $\cancel{p(x)}$ $\tau_0(\delta)$ $u(y)$

由于边界层很薄，对势流区影响小，
因此假设：

$$U(x) \approx U_\infty$$

结合伯努利方程：

$$\frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} U^2 = C$$



边界层外边界压强
 p 为常数

$$\frac{dp}{dx} = 0$$



$$\tau_0 = \rho U^2 \frac{d}{dx} \int_0^\delta \left[\frac{u}{U} - \left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] dy$$

速度分布计算

$$\tau_0 = \rho U^2 \frac{d}{dx} \int_0^\delta \left[\frac{u}{U} - \left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] dy$$

未知变量: $\tau_0(\delta)$ $u(y)$

采用幂级数分解 $u(y)$, 进而获得边界层内速度分布:

$$u(y) = a_0 + a_1 y + a_2 y^2$$

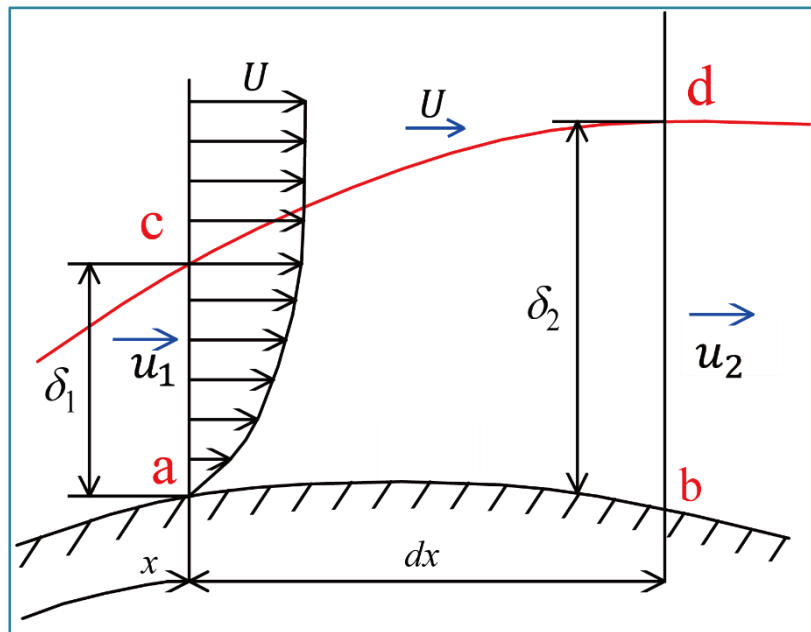
根据边界条件:

$$y = 0, u = 0 \quad \Rightarrow \quad a_0 = 0$$

$$y = \delta, u = U_\infty \quad \Rightarrow \quad U = a_1 \delta + a_2 \delta^2$$

$$y = \delta, \frac{du}{dy} \approx 0 \quad \Rightarrow \quad 0 = a_1 + 2a_2 \delta$$

$$\Rightarrow a_2 = -\frac{U}{\delta^2} \quad a_1 = \frac{2U}{\delta} \quad \Rightarrow \quad u(y) = \frac{2U}{\delta} y - \frac{U}{\delta^2} y^2 \quad (8-22)$$



边界层厚度计算

$$\delta \frac{dp}{dx} + \tau_0 = \rho U^2 \frac{d}{dx} \int_0^\delta \left[\frac{u}{U} - \left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] dy$$

$$\tau_0 = \rho U^2 \frac{d}{dx} \int_0^\delta \left[\frac{u}{U} - \left(\frac{u}{U} \right)^2 \right] dy$$

未知变量: $\tau_0(\delta)$ $u(y)$

$$u(y) = \frac{2U}{\delta} y - \frac{U}{\delta^2} y^2$$

根据牛顿内摩擦定律获得

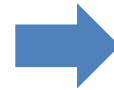
$\tau_0(\delta)$

$$\tau_0 = \mu \left(\frac{du}{dy} \right)_{y=0} = \mu \left[\frac{2U}{\delta} - \cancel{\frac{2U}{\delta^2} y} \right]_{y=0} = \frac{2\mu U}{\delta}$$

将上述公式代入卡门边界层动量积分方程:

积分得:

$$\frac{2\mu U}{\delta} = \frac{2}{15} \rho U^2 \frac{d\delta}{dx}$$



$$\delta^2 = \frac{30\nu}{U} x + C$$

考虑边界条件: $x = 0, \delta = 0$ 因此 $C=0$



$$\delta = \sqrt{\frac{30\nu}{U} x} = 5.48 x Re_x^{-\frac{1}{2}}$$

平板扰流的摩擦阻力计算

$$\delta = \sqrt{\frac{30\nu}{U}} x = 5.48 x Re_x^{-\frac{1}{2}}$$

首先计算切应力:

$$\tau_0 = \frac{2\mu U}{\delta} = \sqrt{\frac{2\mu\rho U^3}{15x}} = 0.365\rho U^2 \sqrt{\frac{\nu}{Ux}} = 0.365\rho U^2 Re_x^{-\frac{1}{2}}$$

沿平板积分，获取总摩擦力，平板宽度b, 长度L

$$F_D = b \int_0^L \tau_0 dx = \int_0^L 0.365\rho U^2 \sqrt{\frac{\nu}{Ux}} dx = 0.73bL\rho U^2 \sqrt{\frac{\nu}{UL}} = 0.73bL\rho U^2 Re_L^{-\frac{1}{2}}$$

定义阻力系数 C_D , 其中A为边界层物面的总面积

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A}$$

带入上式，平板扰流的
摩擦阻力系数为:



$$C_D = 1.46 Re_L^{-\frac{1}{2}}$$

8.5 黏性流体绕流物体的阻力

物体的阻力:

1.摩擦阻力 — 由粘性**直接**作用的结果

流体绕过物体流动所引起的切向应力造成的阻力

特点: (i) 分离点之前
(ii) 层流 + 湍流

1.压差阻力 — 由粘性**间接**作用的结果

流体绕过物体流动所引起的压强差造成的阻力

特点: 与物体的形状有关

--物体的阻力系数 $C_D = f(Re)$ 通过实验获得

物体阻力的减小办法

- **减小摩擦阻力：**可以使层流边界层尽可能的长，即层紊流转变点尽可能向后推移，计算合理的最小压力点的位置。在航空工业上采用一种“层流型”的翼型，便是将最小压力点向后移动来减阻，并要求翼型表面的光滑程度。
- **减小压差阻力：**使用翼型使得后面的“尾涡区”尽可能小。也就是使边界层的分离点尽可能向后推移。例如采用流线型物体就可以达到这样的目的。
- 工程上习惯用无因次的阻力系数 C_D 来代替阻力 F_D

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 A}$$

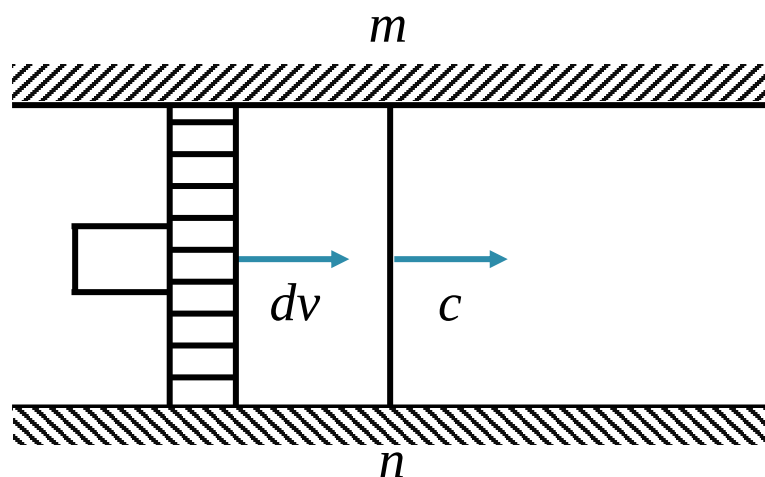
第09章



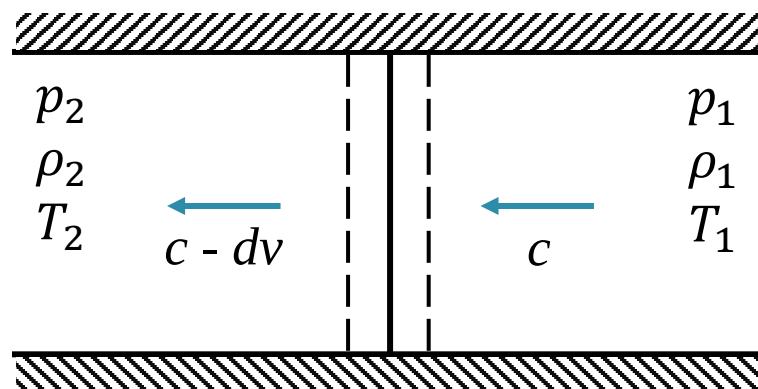
可压缩流体的流动

9.1 音速与马赫数

音速：是微弱扰动波在弹性介质中的传播速度



活塞以微小速度 dv 向右运动，产生一道微弱压缩波 mn ，波面以速度 c 向右传播



选用与微弱扰动波一起运动的相对坐标系作为参考坐标系，流动转化为气体向左以速度 c 运动，通过活塞后速度为 $c - dv$

9.1 音速与马赫数

音速：是微弱扰动波在弹性介质中的传播速度

连续方程

$$(\rho_1 + d\rho)(c - dv)A - \rho_1 cA = 0$$



$$cd\rho = \rho_1 dv \quad (9-1)$$

$$p_2 = p_1 + dp$$

$$\rho_2 = \rho_1 + d\rho$$

动量方程

$$\rho_1 cA[(c - dv) - c] = [p_1 - (p_1 + dp)]A$$



$$\rho_1 cdv = dp \quad (9-2)$$

由公式9-1、9-2得

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

声（音）速公式

等熵过程关系式： $p/\rho^k = \text{const}$

气体状态方程：

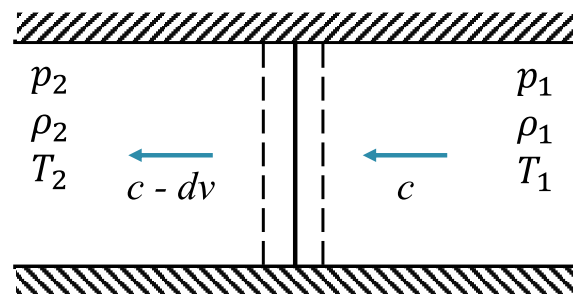
$$p = \rho RT$$

由等熵过程关系式和状态方程可得

$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{kp}{\rho} = kRT$$

代入声速公式得

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} = \sqrt{kRT}$$



9.1 音速与马赫数

声速大小与流动介质的压缩性大小有关，流体越容易压缩，声速越小

空气中的声速：

$$c = \sqrt{kRT}$$

空气物性：

$$k = 1.4$$

$$R = 287.1 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

$$c = 20.05\sqrt{T}$$

马赫数：流体流动速度和当地声速的比值

$$Ma = v/c$$

对于完全气体

$$Ma^2 = \frac{v^2}{kRT}$$

马赫数通常还用来划分气体的流动状态

$Ma < 1$ 亚声速流

$Ma = 1$ 声速流

$Ma > 1$ 超声速流

$Ma > 3$ 高超声速流



第10章



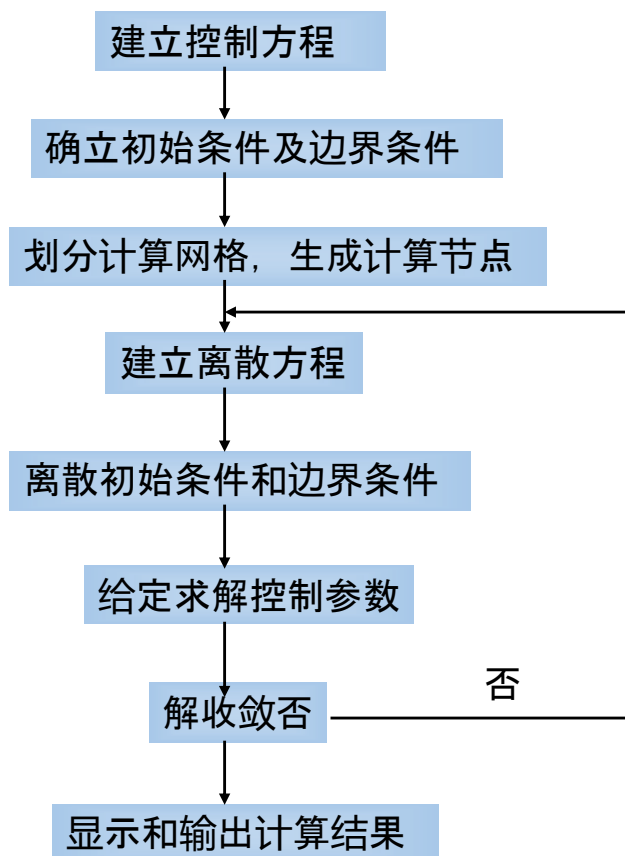
计算流体力学简介

10.1 有限体积法简介 - 计算流体力学概述

- **计算流体力学：**（computational Fluid Dynamics, CFD）是通过计算机数值计算和图像显示，对含有流体流动和热传导等相关物理现象的系统所做的分析。
- **CFD的基本思想：**把原来在时间域及空间域上连续的物理量的场，如速度场和压力场，用一系列有限个离散点上的变量值的集合来代替，通过一定的原则和方式建立起关于这些离散点上场变量之间关系的代数方程组，然后求解代数方程组获得场变量的近似值。
- **CFD可以看做是在流动基本方程控制下对流动的数值模拟。**通过这种数值模拟，我们可以得到极其复杂问题的流场内各个位置上的基本物理量（如速度、压力、温度、浓度等）的分布，以及这些物理量随时间的变化情况，确定旋涡分布特性、空化特性及脱流区等。还可据此算出相关的其他物理量，如旋转式流体机械的转矩、水力损失和效率等。此外，与CAD联合，还可进行结构优化设计等。

10.1 有限体积法简介 - 计算流体力学概述

CFD总体步骤



CFD典型应用领域

- ✓ 水轮机、风机和泵等流体机械内部的流体流动
- ✓ 飞机和航天飞机等飞行器的设计
- ✓ 汽车流线外型对性能的影响
- ✓ 洪水波及河口潮流计算
- ✓ 风载荷对高层建筑物稳定性及结构性能的影响
- ✓ 温室及室内的空气流动及环境分析
- ✓ 电子元器件的冷却
- ✓ 换热器性能分析及换热器片形状的选取
- ✓ 河流中污染物的扩散
- ✓ 汽车尾气对街道环境的污染
- ✓ 食品中细菌的运移
- ✓ ...

10.1 有限体积法简介 - 有限体积法

有限体积法

经过四十多年的发展，CFD出现了多种数值解法。这些方法之间的主要区别在于对控制方程的离散方式。根据离散的原理不同，CFD大体上可分为三个分支：

- 有限差分法(Finite Different Method, FDM)
- 有限元法(Finite Element Method, FEM)
- 有限体积法(Finite Volume Method, FVM)

有限体积法将计算区域划分为一系列控制体积，将待解微分方程对每一个控制体积积分得出离散方程。1980年，S.V.Patanker在其专著《Numerical Heat Transfer and Fluid Flow》中对有限体积法作了全面的阐述。此后，该方法得到了广泛应用，是目前CFD应用最广的一种方法。用有限体积法导出的离散方程可以保证具有守恒特性，而且离散方程系数物理意义明确，计算量相对较小。

10.3 数据可视化常用方法与工具

- **线值图**：在二维或三维空间上，将横坐标取为空间长度或时间历程，将纵坐标取为某一物理量，然后用光滑曲线或曲面在坐标系内绘制出某一物理量沿空间或时间的变化情况。
- **矢量图**：直接给出二维或三维空间里矢量（如速度）方向及大小，一般用不同颜色和长度的箭头表示速度矢量。矢量图可以比较容易地让用户发现其中存在的旋涡区。
- **等值线图**：用不同颜色的线条表示相等物理量(如温度)的一条线。
- **流线图**：用不同颜色线条表示质点运动轨迹。
- **云图**：使用渲染的方式，将流场某个截面上的物理量(如压力或温度)用连续变化的颜色块表示其分布。

Thanks!

感谢关注 敬请指导

孙东科

www.MesoLab.net

电邮: dksun@seu.edu.cn

东南大学机械工程学院

SEU