

## 第 5 章 水头损失 (Head Loss)

### 5.1 水头损失的分类

#### (1) 分类

根据流动边界的变化，分为两类。

沿程水头损失 (*friction loss*) — 沿流动边界无变化的均匀流段产生的沿程阻力引起的机械能损失，表示为  $h_f$ 。

局部水头损失 (*minor loss*) — 流动边界急剧变化的局部流段产生的局部阻力引起的机械能损失，表示为  $h_m$ 。

#### (2) 计算沿程水头损失

$$h_f = \lambda \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g}$$

上式称达西 (Darcy) 公式，式中  $\lambda$  为沿程阻力系数。

## 局部水头损失

$$h_m = \zeta \frac{v^2}{2g}$$

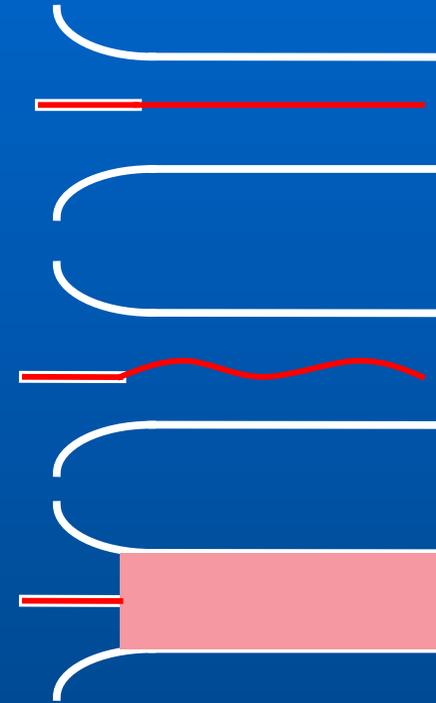
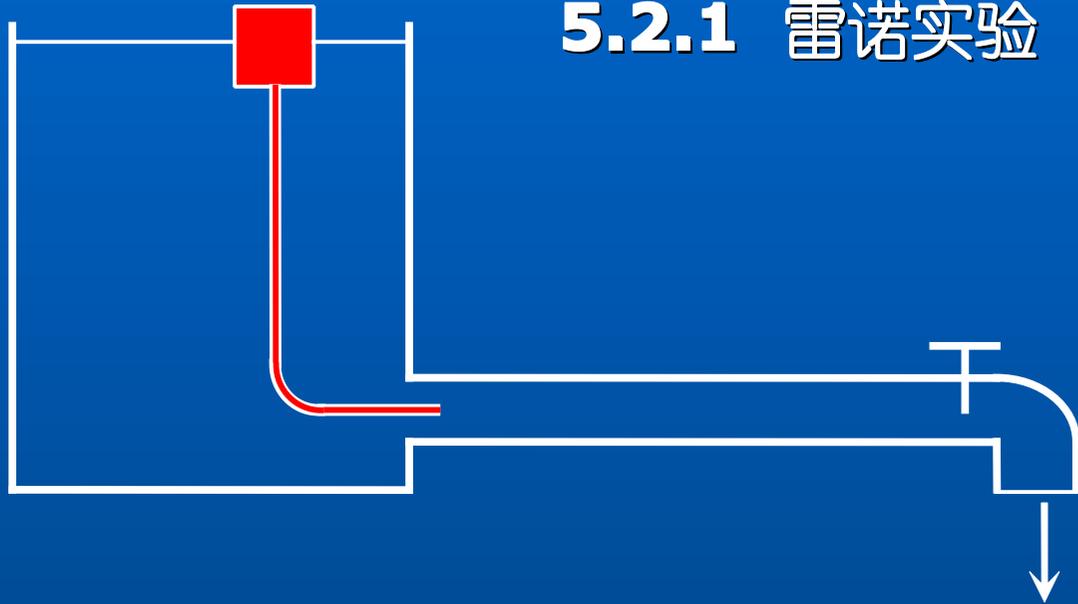
$\zeta$  为局部阻力系数。

一般地，对整个管道系统有

$$h_l = \sum h_f + \sum h_m$$

## 5.2 雷诺实验与流态

### 5.2.1 雷诺实验



通过实验观察到：

流速很小时，颜色水成一条直线，说明流体质点间互不掺混，流体内部呈现一种层状运动，称层流（**laminar flow**）。当流速很大时，颜色水不再是线，而是以较淡的颜色充满流动空间，说明颜色水与周围水相互掺混，流体质点的运动极不规则，呈现一种杂乱无章的状态，称湍流或紊流（**turbulent flow**）。

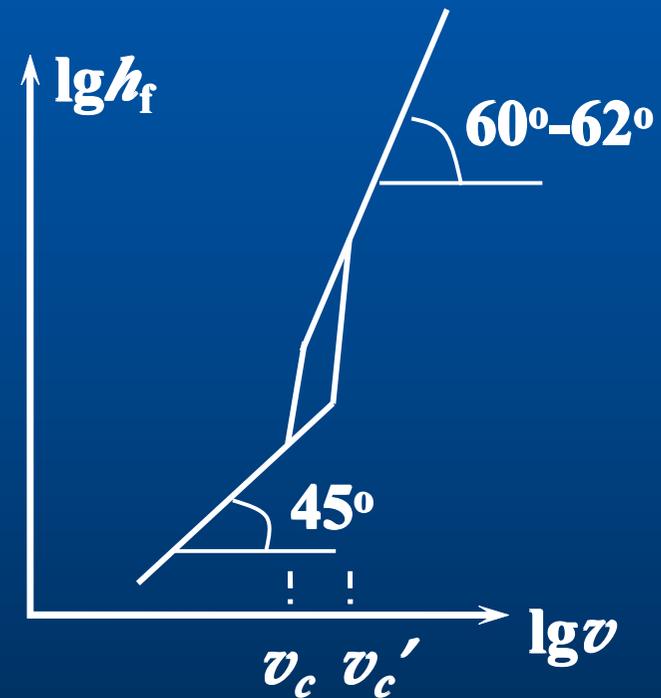
雷诺实验中，随着流速的增加，经过临界流速 $v_c'$ （上临界流速），流态由层流变成紊流；反之，随着流速的减小，经过临界流速 $v_c$ （下临界流速），流态由紊流变成层流。

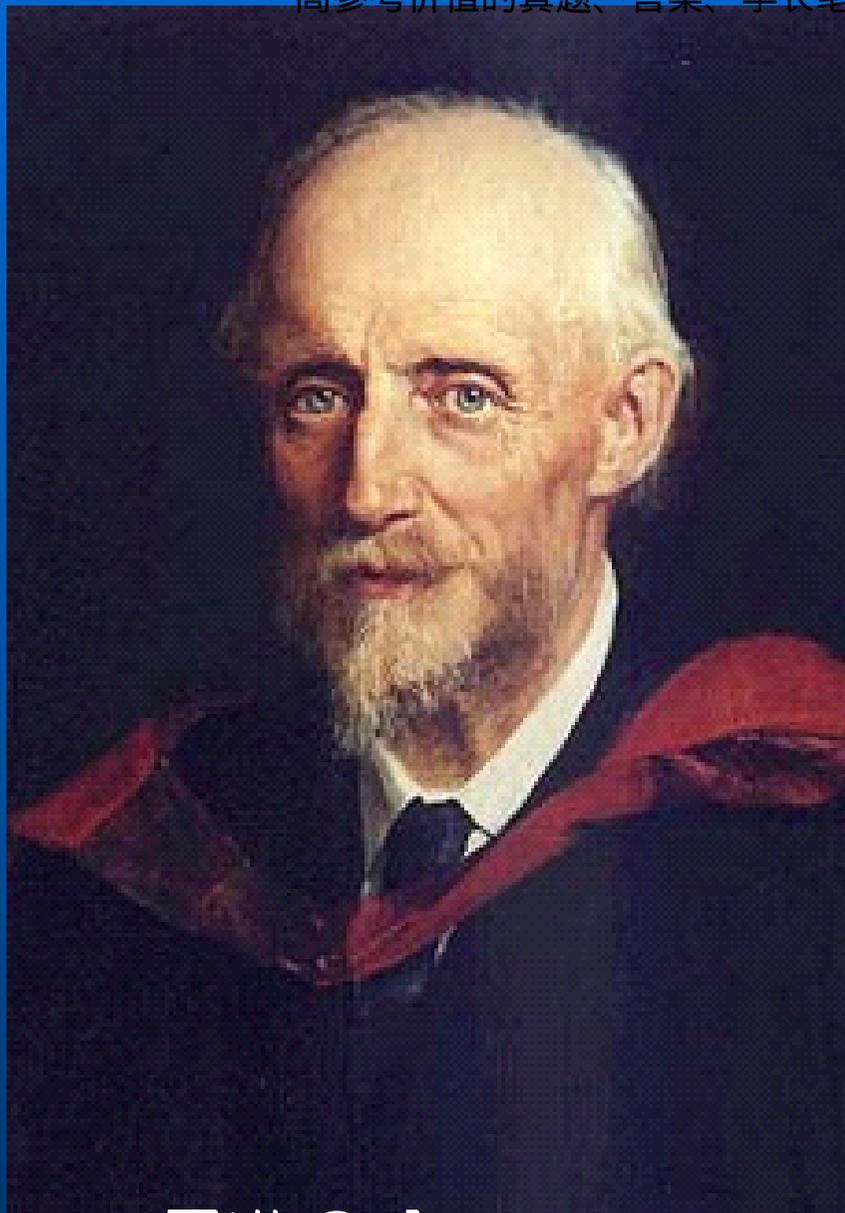
为求得沿程水头损失与流速的关系，管段上任取两点，接测压管，由伯努利方程知，两点测压管水头差即两点间的沿程水头损失。实测该值与流速，点绘到双对数坐标上。

从图中可以看出：

在层流段，即流速小于临界流速时，沿程水头损失与流速的一次方成正比，即  $h_f \propto v^{1.0}$ 。

在紊流段，即流速大于临界流速时，沿程水头损失与流速的1.75-2.0次方成正比，即  $h_f \propto v^{1.75-2.0}$ 。





雷诺 Osborne  
Reynolds

雷诺 (**1842-1912**)，英国工程师和物理学家。剑桥大学毕业。**1868**年成为曼切斯特大学首位工程学教授。以研究水力学和流体动力学闻名。他发现了管道流动中的阻力规律 (**1883**)、润滑理论 (**1886**) 和用于湍流研究的标准数学体系 (**1889**)。他还研究了江河中的波动工程和潮汐运动，对群速度的概念作出了开创性的贡献。湍流运动流体中的雷诺应力与以及雷诺数都是以他的名字命名的。

## 5.2.2 流态的判别标准

虽然临界流速是雷诺实验中流态转变的阈值，然而该值并非常数，而是与流体的黏度  $\mu$  成正比，与流体的密度  $\rho$  和管径  $D$  成反比，即

$$v_c \propto \frac{\mu}{\rho D}$$

$$Re_c = \frac{v_c D \rho}{\mu} = \frac{v_c D}{\nu}$$

将上式乘以比例常数  $Re_c$  并写成等式

比例常数  $Re_c$  为一无量纲量，定义为下临界雷诺数，实用上简称为雷诺数。大量实验证明，临界雷诺数为一常数，即

$$Re_c = 2300$$

临界雷诺数可以作为流态判别的标准。只要将实际流动的雷诺数计算出来，与临界雷诺数加以比较即可。

对于圆管流动

$$Re = \frac{vD\rho}{\mu} = \frac{vD}{\nu}$$

将雷诺数  $Re$  的值与临界雷诺数  $Re_c=2300$  相比较：

$Re < Re_c=2300$ ，流动为层流；

$Re > Re_c=2300$ ，流动为紊流；

$Re = Re_c=2300$ ，流动则为临界流。

对于明渠或非圆管流，同样可用雷诺数判别流态，只需定义一个特征长度来代替圆管中的管径。

现定义水力半径

$$R = \frac{A}{P}$$

式中  $A$ —过流断面面积；

$P$ —过流断面上流体与固体壁面接触的周界长，称湿周；

对于矩形断面，面积  $A = bh$ ，湿周  $P = b + 2h$ ，于是水力半径为

$$R = \frac{A}{P} = \frac{bh}{b+2h}$$

对于圆管断面

$$R = \frac{A}{P} = \frac{\frac{1}{4}\pi D^2}{\pi D} = \frac{D}{4}$$

若以水力半径为特征长度，相应的雷诺数则为

$$Re = \frac{vR\rho}{\mu} = \frac{vR}{\nu}$$

于是

$Re < Re_{cR} = 575$ ，流动为层流；

$Re > Re_{cR} = 575$ ，流动为紊流；

$Re = Re_{cR} = 575$ ，流动为临界流。

**【例 1】**有一直径  $D = 25\text{mm}$  的水管，流速  $v = 1.0\text{m/s}$ ，水温为  $10^\circ\text{C}$ ，试判别流态。

**【解】**由表1-3 查得  $10^\circ\text{C}$  时水的运动黏度  $\nu = 1.306 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ ，

计算雷诺数

$$Re = \frac{vD}{\nu} = \frac{1.0\text{m/s} \times 0.025\text{m}}{1.31 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}} = 19084 > 2300$$

此管流为紊流。

**【例 2】**若是【例1】流动保持为层流，最大流速应为多少？

**【解】**

$$v_c = \frac{Re_c \nu}{D} = \frac{2300 \times 1.306 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}}{0.025\text{m}} = 0.12\text{m/s}$$

### 5.3 沿程水头损失与切应力的关系

设圆管恒定均匀流段**1-2**，作用于流段上的压力、壁面切力与重力相平衡，即

$$F_{P1} - F_{P2} + F_G \cos \alpha - F_V = 0$$

或

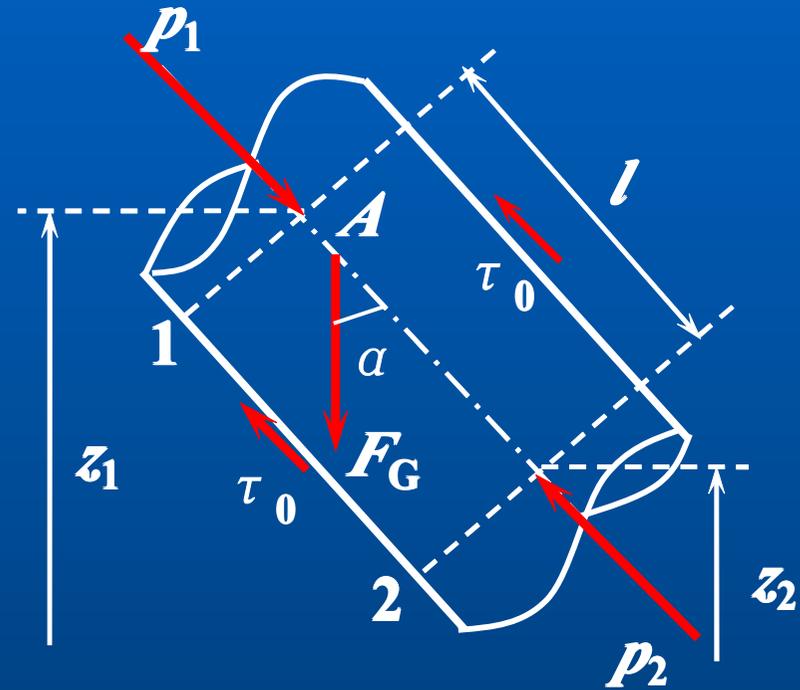
$$p_1 A - p_2 A + \rho g A l \cos \alpha - \tau_0 P l = 0$$

将  $z_1 - z_2 = l \cos \alpha$  代入上式，并以  $\rho g A$  除之，整理得

$$\left( z_1 + \frac{p_1}{\rho g} \right) - \left( z_2 + \frac{p_2}{\rho g} \right) = \frac{\tau_0 P l}{\rho g A}$$

又由**1-2**断面伯努利方程得

$$\left( z_1 + \frac{p_1}{\rho g} \right) - \left( z_2 + \frac{p_2}{\rho g} \right) = h_f$$



故有

$$h_f = \frac{\tau_0 Pl}{\rho g A} = \frac{\tau_0 l}{\rho g R}$$

或

$$\tau_0 = \rho g R \frac{h_f}{l} = \rho g R J$$

上式称均匀流基本方程式，该式反映了均匀流沿程水头损失与切应力的关系。式中：

$\tau_0$ —所取总流表面的切应力；

$R$ —所取总流的水力半径；

$J$ —所取总流单位长度的水头损失，称水力坡度。

若总流为圆管流动，则

$$\tau_0 = \rho g \frac{r_0}{2} J \quad \text{或}$$

$$\tau = \rho g \frac{r}{2} J$$

式中  $r_0$  为圆管半径， $\tau$  为任意半径  $r$  处的切应力。

## 5.4 圆管中的层流运动

由雷诺实验知，层流运动时质点间相互不掺混，流动呈现一种平行于管轴的分层运动状态。又由液体的黏滞性知，层间的摩擦力满足牛顿内摩擦定律，

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}$$

对于圆管， $y = r_0 - r$ ，于是

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr}$$

将上式与均匀流基本方程式联立，得

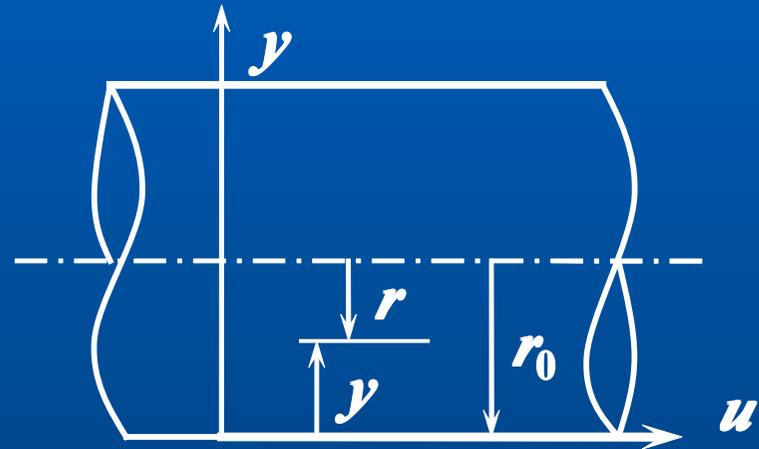
$$-\mu \frac{du}{dr} = \rho g \frac{r}{2} J$$

分离变量

$$du = -\frac{\rho g J}{2\mu} r dr$$

积分

$$u = -\frac{\rho g J}{4\mu} r^2 + c$$



确定积分常数。当  $r = r_0$ ， $u = 0$  时，

$$c = \frac{\rho g J}{4\mu} r_0^2$$

代入上式得

$$u = \frac{\rho g J}{4\mu} (r_0^2 - r^2)$$

上式为圆管过流断面上的流速分布公式，为抛物线方程。

将  $r = 0$  代入上式，得管轴处最大流速为

$$u_{\max} = \frac{\rho g J}{4\mu} r_0^2$$

流量

$$Q = \int u dA = \int_0^{r_0} \frac{\rho g J}{4\mu} (r_0^2 - r^2) 2\pi r dr = \frac{\rho g J}{8\mu} \pi r_0^4$$

平均流速

$$v = \frac{\rho g J}{8\mu} r_0^2$$

比较最大流速

$$v = \frac{1}{2} u_{\max}$$

利用流速分布公式分别求得动能修正系数和动量修正系

数为

$$\alpha = \frac{\int u^3 dA}{\bar{v}^3 A} = 2$$

$$\beta = \frac{\int u^2 dA}{\bar{v}^2 A} = \frac{4}{3}$$

沿程水头损失的计算

将  $r_0 = \frac{D}{2}$  和  $J = \frac{h_f}{l}$  代入  $\bar{v} = \frac{\rho g J}{8\mu} r_0^2$ ，整理得

$$h_f = \frac{32\mu l \bar{v}}{\rho g D^2}$$

哈根-泊肃叶（Hagen-Poiseuille）公式。再整理成达西公式的形式

$$h_f = \frac{64\mu}{\rho g D} \frac{l}{D} \frac{\bar{v}^2}{2g} = \frac{64}{Re} \frac{l}{D} \frac{\bar{v}^2}{2g} = \lambda \frac{l}{D} \frac{\bar{v}^2}{2g}$$

沿程阻力系数

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

**【例3】**用细管式黏度计测定油的黏度。已知管径  $D = 6\text{mm}$ ，测段长  $l = 2\text{m}$ ，油的流量  $Q = 77\text{cm}^3/\text{s}$ ，密度  $\rho = 900\text{kg}/\text{m}^3$ ，两测点间水银压差计的读值  $h_m = 30\text{cm}$ ，试求油的黏度。

**【解】**列测量段前后两测点间的伯努利方程

$$h_f = \left( z_1 + \frac{p_1}{\rho g} \right) - \left( z_2 + \frac{p_2}{\rho g} \right) = \left( \frac{\rho_m}{\rho} - 1 \right) h_m = \left( \frac{13600}{900} - 1 \right) \times 0.3\text{m} = 4.23\text{ m}$$

断面平均流速

$$v = \frac{4Q}{\pi D^2} = \frac{4 \times 77 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}}{3.14 \times (0.006\text{m})^2} = 2.72\text{ m/s}$$

先设为层流

$$h_f = \frac{64\mu}{vD\rho} \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g}$$

解得黏度为

$$\mu = 7.71 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

校核流态

$$Re = \frac{vD\rho}{\mu} = \frac{2.72\text{m/s} \times 0.006\text{m} \times 900\text{kg}/\text{m}^3}{7.71 \times 10^{-3} \text{ kg}/\text{m} \cdot \text{s}} = 1905 < 2300$$

## 5.5 液体的紊流运动

### 5.5.1 紊流的特征与时均化

#### 紊流的特征

质点相互掺混，运动参数不断脉动。

紊流运动的平均化（时间平均，空间平均，系綜平均）

考虑紊流参数的脉动，在足够长的时间范围  $T$  内取实际瞬时流速的平均值，即时间平均化，得时均流速

$$\bar{u}_x = \frac{1}{T} \int_0^T u_x dt$$

瞬时流速与时均流速的差为脉动速度，即

$$u_x = \bar{u}_x + u_x'$$

工程意义上的紊流流动一般都是建立在时均化的基础上。

## 5.5.2 紊流的切应力与流速分布

由于紊流的质点掺混与参数脉动，除质点间相互摩擦引起的切应力（**牛顿应力**）外，还存在由于质点掺混引起的紊流附加切应力（**雷诺应力**），即

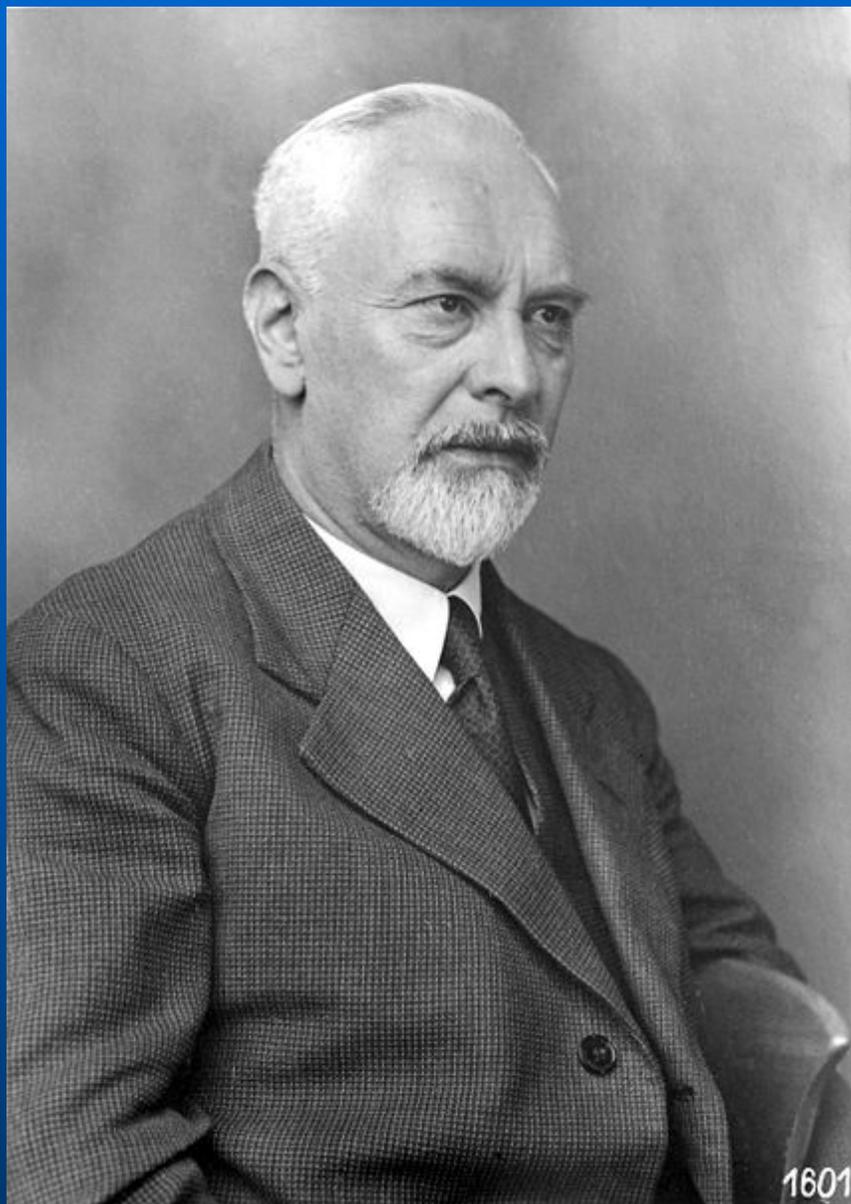
$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_1 + \bar{\tau}_2$$

式中  $\bar{\tau}_1 = \mu \frac{d\bar{u}_x}{dy}$  为牛顿应力； $\bar{\tau}_2 = -\rho \overline{u'_x u'_y}$  为雷诺应力；

1925年，德国力学家普朗特（Prandtl）根据气体分子自由程的概念，提出了计算紊流附加切应力的混合长度理论。

$$\bar{\tau}_2 = -\rho \overline{u'_x u'_y} = \rho l^2 \left( \frac{d\bar{u}_x}{dy} \right)^2$$

式中  $l$  为混合长度。普朗特假设  $l = Ky$ ， $K$  为代定系数，又称为卡门通用常数，一般取  $K = 0.4$ 。



Ludwig Prandtl/普朗特

普朗特（1875~1953），德国物理学家，近代流体力学奠基人之一。他在大学时学机械工程，后在慕尼黑工业大学攻弹性力学，1900年获得博士学位。后在汉诺威大学任教授时，用自制水槽观察绕曲面的流动，3年后提出边界层理论，建立绕物体流动的小粘性边界层方程，以解决计算摩擦阻力、求解分离区和热交换等问题。奠定了现代流体力学的基础。普朗特在流体力学方面的其他贡献有：①风洞实验技术。他认为研究空气动力学必须作模型实验。1906年建造了德国第一个风洞（见空气动力学实验）。②机翼理论。在实验基础上，他于1913~1918年提出了举力线理论和最小诱导阻力理论，后又提出举力面理论等。③湍流理论。提出层流稳定性和湍流混合长度理论。此外还有亚声速相似律和可压缩绕角膨胀流动，后被称为普朗特-迈耶尔流动。1925年以后又建立威廉皇家流体力学研究所，并兼任所长。以后改所改名为普朗特流体力学研究所。航空和航天领域最杰出的一位元老冯-卡门（我国著名科学家钱伟长、钱学森、郭永怀的老师）是普朗特的学生。我国著名的流体力学家、北京航空航天大学创建人之一陆士嘉教授也是普朗特的学生，而且是他唯一的一位女学生。

### 5.5.3 黏性底层之外的湍流发展区

$$\overline{\tau}_2 = -\rho \overline{u'_x u'_y} = \rho l^2 \left( \frac{d\overline{u}_x}{dy} \right)^2 = \rho \kappa^2 y^2 \left( \frac{d\overline{u}_x}{dy} \right)^2$$

设近壁面处切应力等于壁面切应力  $\tau_0$

$$du = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \frac{dy}{y}$$

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$

称为阻力速度

$$\frac{u}{v_*} = \frac{1}{\kappa} \ln y + c$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + c$$

上式为紊流速度分布公式，又称普朗特—卡门(Karman)对数分布律。

## 5.5.4 黏性底层 (viscous sublayer)

实际的紊流流动中，在紧靠固体壁面处，存在着一薄层，薄层内的流态为层流，称为层流底层或黏性底层。黏性底层的厚度随雷诺数的增加而减小。粘性底层内雷诺应力可或略。

$$\tau = \tau_0 = \mu \frac{du}{dy}$$

$$u = \frac{\tau_0}{\mu} y + C$$

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

$$\frac{u}{v_*} = \frac{y v_*}{\nu}$$

$$u^+ = y^+$$

## 5.6 紊流的沿程水头损失

### 5.6.1 尼古拉兹阻力实验

**1933年**，德国力学家尼古拉兹 (**Nikuradse**) 进行了管流沿程阻力系数的实验研究。量纲分析及实验证明：沿程阻力系数的影响因素主要有雷诺数与管壁的相对粗糙，即

$$\lambda = f\left(Re, \frac{e}{D}\right)$$

式中的  $e$  为管壁的绝对粗糙度。作为已知条件，尼古拉兹采用人工粗糙—均匀沙粒。将已知粒径的沙粒粘贴在管道壁面上，沙粒的粒径  $e$  与管道直径  $D$  之比即为该管的相对粗糙。

在雷诺实验装置的基础上，尼古拉兹采用不同相对粗糙的实验管段，对每根管实测不同流量下的流速  $v$  与沿程水头损失  $h_f$ 。

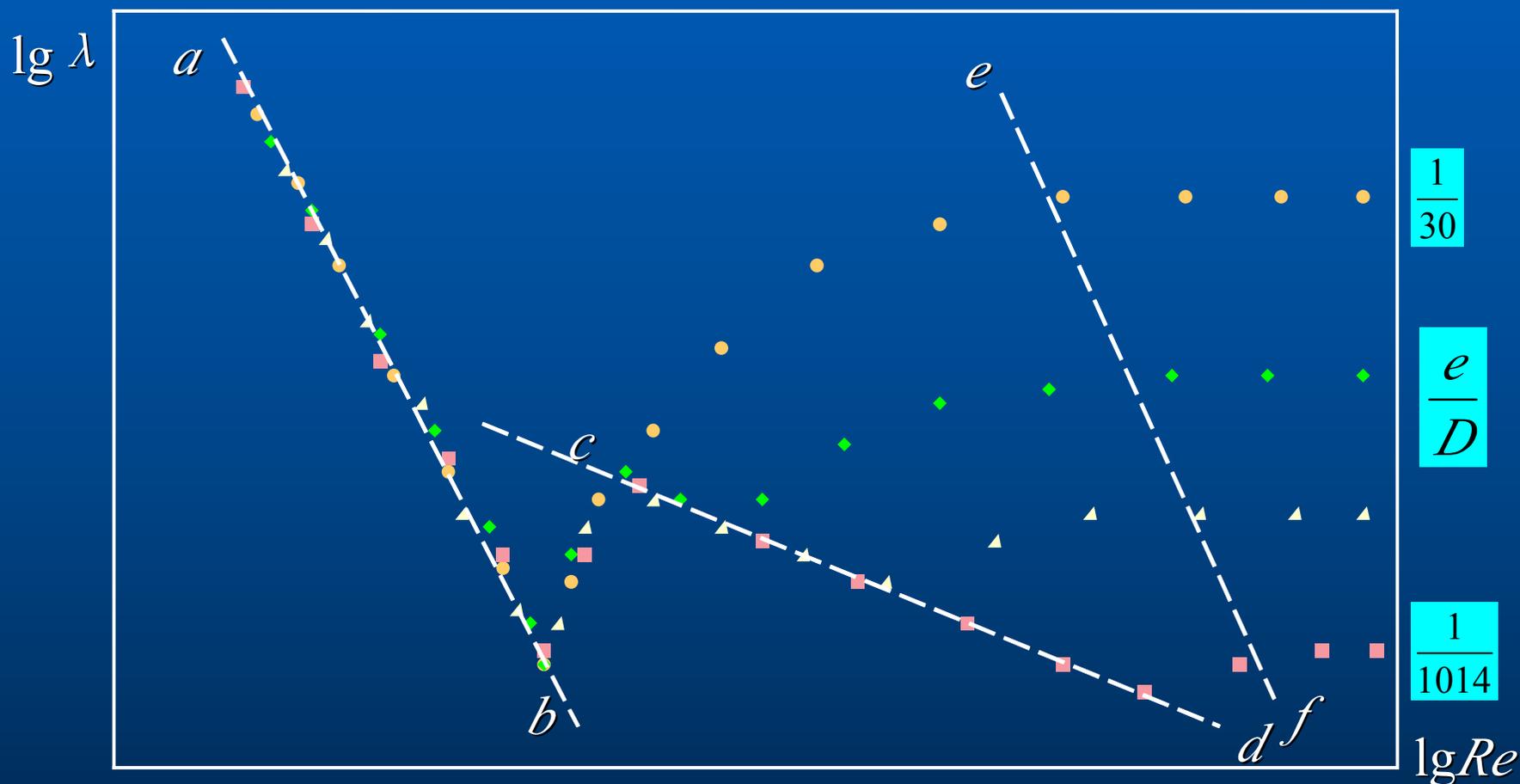
将实测数据分别由公式

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

和

$$\lambda = \frac{D}{l} \frac{2g}{v^2} h_f$$

计算出相应的雷诺数  $Re$  与沿程阻力系数  $\lambda$ ，点绘到坐标上。



根据沿程阻力系数的变化规律，实验曲线分为5个区：

**(1) 层流区 (*ab* 线,  $\lg Re < 3.3$ ,  $Re < 2300$ )**

不同相对粗糙的实验点都在同一根线上，说明沿程阻力系数与相对粗糙无关，只是雷诺数的函数，并符合前面的理论结果。

**(2) 过渡区 (*bc* 线,  $\lg Re = 3.3-3.6$ ,  $Re = 2300-4000$ )**

不同相对粗糙的实验点都在同一根线上，说明沿程阻力系数与相对粗糙无关，也只是雷诺数的函数，但关系不确切。

**(3) 紊流光滑区 (*cd* 线,  $\lg Re > 3.6$ ,  $Re > 4000$ )**

不同相对粗糙的实验点都在同一根线上，说明沿程阻力系数与相对粗糙无关，也只是雷诺数的函数。但随雷诺数的增大，不同相对粗糙的实验点相继离开此线，粗糙越小，离开的越晚。这一现象为“水力光滑”。

“水力光滑”——当壁面的绝对粗糙度小于层流底层厚度时，粗糙对紊流核心没有影响，沿程阻力系数与相对粗糙无关，只与雷诺数有关。流动表现为“水力光滑”状态。

#### (4) 紊流过渡区 ( $cd$ 与 $ef$ 之间的曲线)

不同的相对粗糙的实验点分别落在不同的曲线上。说明本区内沿程阻力系数既与雷诺数有关又与相对粗糙有关。

#### (5) 紊流粗糙区 ( $ef$ 右侧的水平直线)

不同的相对粗糙的实验点分别落在不同的直线上。所有直线均平行横坐标，说明沿程阻力系数与雷诺数无关。于是，沿程水头损失与流速的平方成正比，本区又称阻力平方区。流动在本区内的层流底层远远小于壁面粗糙，粗糙是影响流动的主要因素，这一现象称为“水力粗糙”。

## 5.6.2 紊流流速分布

尼古拉兹通过实测流速，完善了由混合长度理论得到的紊流流速分布的一般式。

(1) 在紊流光滑区，黏性底层部分为

$$\frac{v_* e}{\nu} < 5$$

$$\frac{u}{v_*} = \frac{v_* y}{\nu}$$

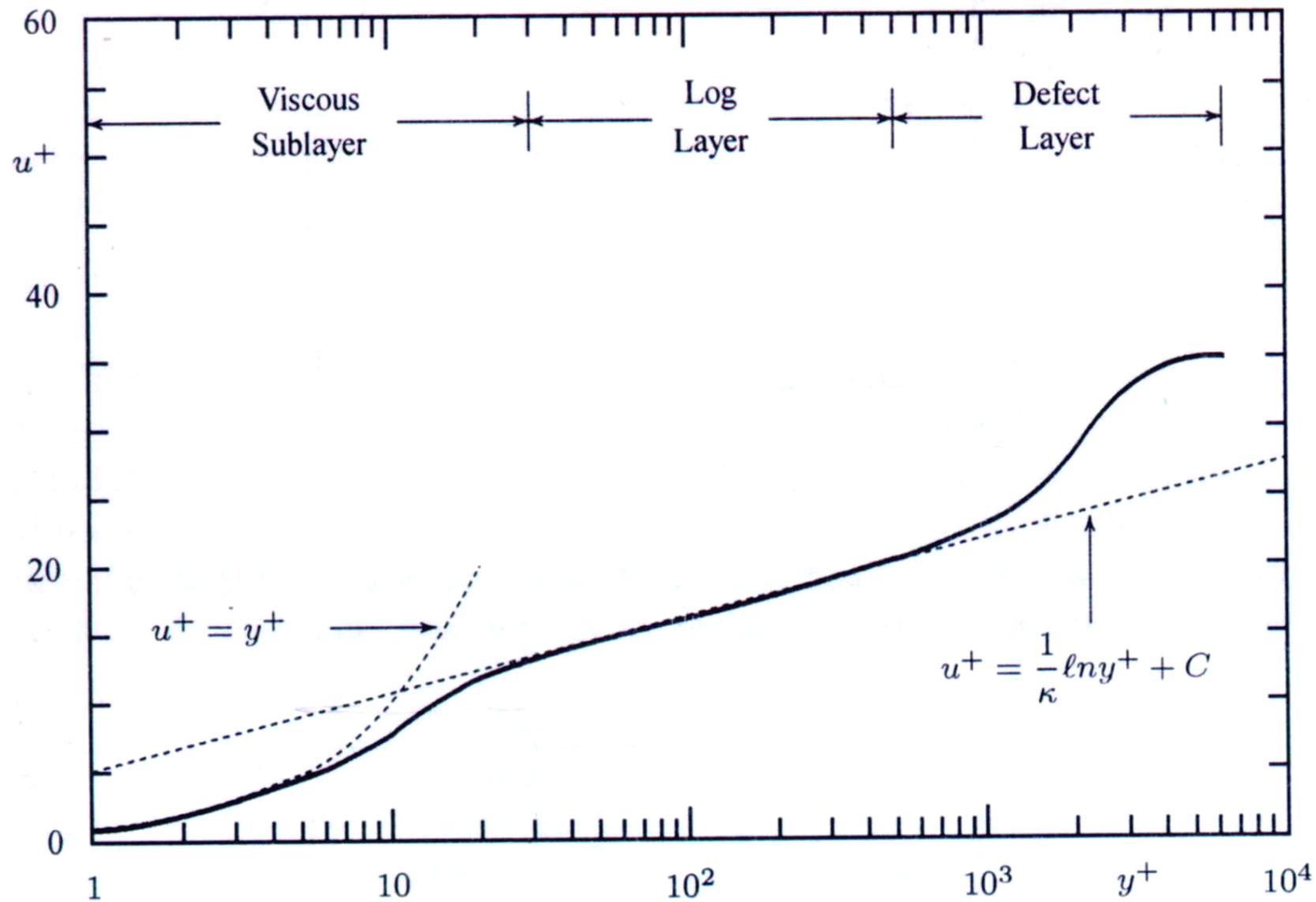
在紊流核心

$$\frac{u}{v_*} = \frac{1}{K} \ln \frac{v_* y}{\nu} + 5.0 = 2.5 \ln \frac{v_* y}{\nu} + 5.0 = 5.75 \lg \frac{v_* y}{\nu} + 5.0$$

(2) 在紊流粗糙区

$$\frac{v_* e}{\nu} > 70$$

$$\frac{u}{v_*} = 2.5 \ln \frac{y}{e} + 8.48 = 5.75 \lg \frac{y}{e} + 8.48$$



### 5.6.3 沿程阻力系数 $\lambda$ 的半经验公式

根据紊流流速分布，可导出沿程阻力系数  $\lambda$  的计算公式。

#### (1) 紊流光滑区公式

求平均流速，带入前面湍流发展区速度的对数分布律，可推出

$$v = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} u 2\pi r dr \Rightarrow \frac{v}{u^*} \approx 2.5 \ln \frac{r_0 u^*}{v}$$

$$\tau_0 = \gamma R J = \gamma R \frac{h_f}{l} = \gamma R \frac{\lambda}{D} \frac{v^2}{2g} = \frac{\lambda \gamma v^2}{8g} = \frac{\lambda \rho v^2}{8} \Rightarrow \frac{u^*}{v} = \sqrt{\frac{\lambda}{8}}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.5 \lg \frac{Re \sqrt{\lambda}}{2.51} = 2 \lg(Re \sqrt{\lambda}) - 0.8$$

## (2) 紊流粗糙区公式

和光滑区一样积分带入粗糙区湍流的速度与壁面距离的对数关系式，得平均速度与管径 $D$ 的关系式为

$$\frac{v}{u^*} = 2.44 \ln \frac{D}{e} + 3.2$$

带入

$$u^* = v \sqrt{\frac{\lambda}{8}}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{3.7D}{e}$$

## 5.6.4 实际工程管的沿程阻力系数半经验公式

由于尼古拉兹采用的是均匀的人工粗糙，与实际工程管的情况相差较大。如何建立两种粗糙的关系，是将尼古拉兹公式用于实际工程管的关键。

在紊流光滑区，虽然两种粗糙不同，但沿程阻力系数与粗糙无关，故尼古拉兹公式可直接使用。

在紊流粗糙区，两种粗糙对流动的影响有相同的规律。故引入当量粗糙的概念后，即可将尼古拉兹公式用于实际工程管。

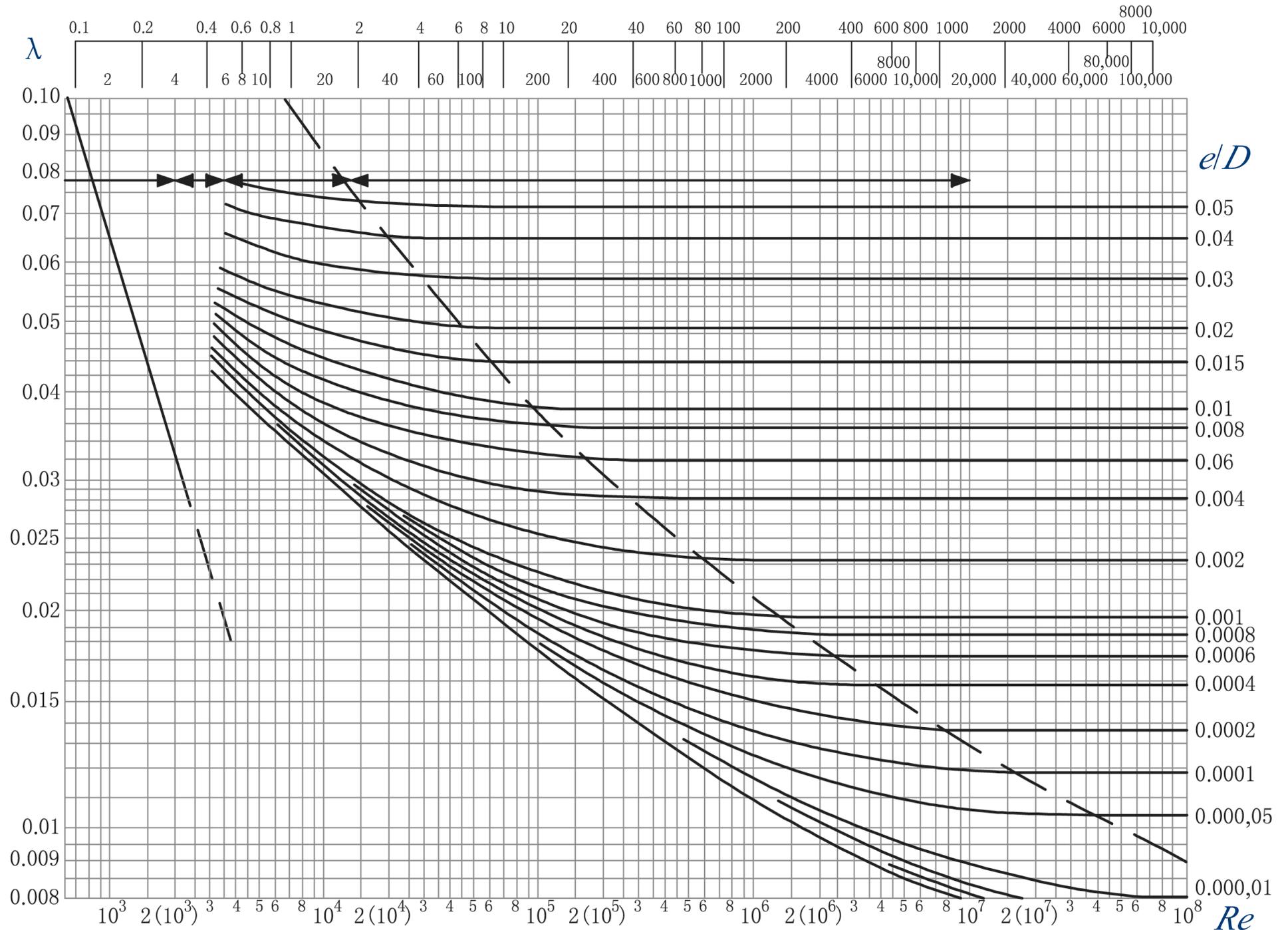
在紊流过渡区，由于两种粗糙在过渡时对流动的影响完全不同，故两者的沿程阻力系数变化规律相差较大。

直到**1939**年，美国工程师柯列勃洛克 (**Colebrook**) 给出了适合于实际工程管过渡区的计算公式

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left( \frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda}} + \frac{e}{3.7D} \right)$$

式中  $e$  为实际工程管的当量粗糙度。

**1944**年，美国工程师穆迪 (**Moody**) 将上式绘成了图。



## 5.6.5 沿程阻力系数的经验公式

### (1) 布拉修斯 (Blasius) 公式

$$\lambda = \frac{0.316}{Re^{0.25}}$$

### (2) 谢才 (Chezy) 公式

$$v = C\sqrt{RJ}$$

式中  $v$ —断面平均流速； $R$ —水力半径； $J$ —水力坡度； $C$ —谢才系数 ( $\text{m}^{0.5}/\text{s}$ )。

谢才系数可由曼宁 (Manning) 公式计算，即

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6}$$

式中  $n$ —粗糙系数； $R$ —水力半径。

谢才系数还可由巴甫洛夫斯基公式算得

$$C = \frac{1}{n} R^y$$

式中  $y = 2.5\sqrt{n} - 0.13 - 0.75\sqrt{R}(\sqrt{n} - 0.10)$

巴甫洛夫斯基公式的适用范围为

$$0.1\text{m} < R < 3.0\text{m}, \quad 0.011 < n < 0.04$$

### (3) 海曾—威廉公式

海曾—威廉 (Hazen-Williams) 公式主要用于给水管道的。

$$\lambda = \frac{128.743 D^{0.129}}{C_{\text{HW}}^{1.852} Q^{0.148}}$$

式中  $C_{\text{HW}}$ —海曾—威廉粗糙系数； $Q$ —流量。

**【例4】**长  $l = 30\text{m}$ 、管径  $D = 75\text{mm}$  的旧铸铁水管，通过流量  $Q = 7.25 \text{ L/s}$ ，水温  $t = 10^\circ\text{C}$ ，试求该管段的沿程水头损失。

**【解】**

(1) 采用莫迪图计算  
计算雷诺数与相对粗糙

$$v = \frac{Q}{A} = \frac{4Q}{\pi D^2} = \frac{4(7.25 \times 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{s})}{3.14(0.075 \text{ m})^2} = 1.65 \text{ m/s}$$

查表1-3求得运动黏度  $\nu = 1.306 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

$$Re = \frac{vD}{\nu} = \frac{1.65 \text{ m/s} \times 0.075 \text{ m}}{1.31 \times 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s}} = 94466$$

查表5-1，取  $e = 1.25\text{mm}$ ，算得相对粗糙

$$\frac{e}{D} = 0.017$$

查穆迪图得  $\lambda = 0.046$

计算沿程水头损失

$$h_f = \lambda \frac{l v^2}{D 2g} = 0.046 \times \frac{30m}{0.075m} \times \frac{(1.65m/s)^2}{19.6m^2/s} = 2.56 \text{ m}$$

(2) 采用海曾—威廉公式计算

查表5-4，取  $C_{HW} = 95$ ，算得相对粗糙

$$\lambda = \frac{128.743 D^{0.129}}{C_{HW}^{1.852} Q^{0.148}} = \frac{128.743 \times 0.075^{0.129}}{95^{1.852} \times 0.00725^{0.148}} = 0.042$$

计算沿程水头损失

$$h_f = \lambda \frac{l v^2}{D 2g} = 0.042 \times \frac{30m}{0.075m} \times \frac{(1.65m/s)^2}{19.6m^2/s} = 2.33 \text{ m}$$

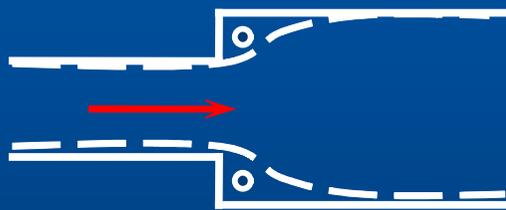
## 5.7 局部水头损失

液体流经流动边界突然发生变化的局部区域时，集中产生的机械能损失为局部水头损失。

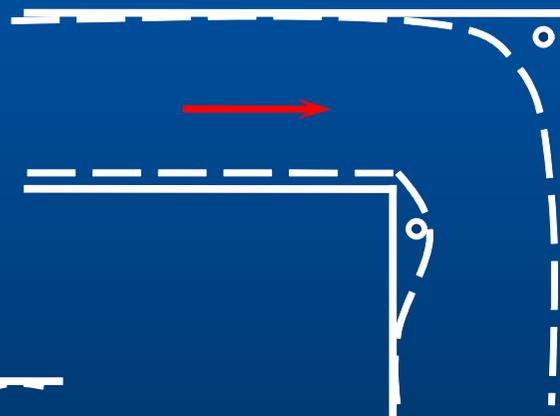
由于局部边界变化的强烈扰动，当雷诺数很小时，流动已经进入了阻力平方区。故局部损失不存在阻力分区问题。

### 5.7.1 局部水头损失的一般分析

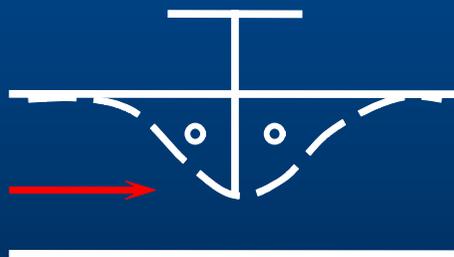
突然扩大



转弯



阀门



主流区脱离边壁，形成旋涡区是造成局部水头损失的主要原因。实验结果表明，旋涡区越大、旋涡强度越大，水头损失也就越大。

## 5.7.2 几种典型的局部阻力系数

### (1) 圆管突然扩大

取突然扩大圆管，列断面1-2的伯努利方程，忽略沿程水头损失

$$h_m = \left( z_1 + \frac{p_1}{\rho g} \right) - \left( z_2 + \frac{p_2}{\rho g} \right) + \frac{\alpha_1 v_1^2 - \alpha_2 v_2^2}{2g}$$

在对1-2断面所围取控制体，列动量方程，并将其投影在管轴上

$$p_1 A_2 - p_2 A_2 + \rho g A_2 (z_2 - z_1) = \rho Q (\beta_2 v_2 - \beta_1 v_1)$$

以  $\rho g A_2$  除以各项并整理，得

$$\left( z_1 + \frac{p_1}{\rho g} \right) - \left( z_2 + \frac{p_2}{\rho g} \right) = \frac{v_2}{g} (\beta_2 v_2 - \beta_1 v_1)$$



将上面动量方程代入伯努利方程，并令  $\alpha_1 = \alpha_2 = \beta_1 = \beta_2 = 1$ ，得

根据连续性方程

$$h_m = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}$$

$$v_2 = v_1 \frac{A_1}{A_2}$$

或

$$v_1 = v_2 \frac{A_2}{A_1}$$

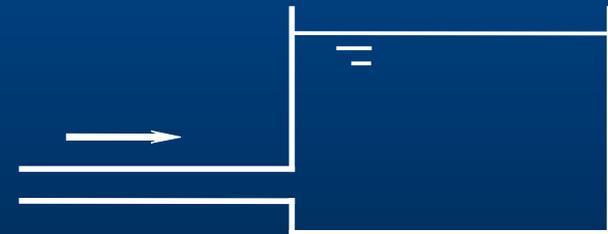
将上式表示为局部水头损失的一般式

或

$$h_m = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = \zeta_1 \frac{v_1^2}{2g}$$

$$\zeta_1 = \left(1 - \frac{A_1}{A_2}\right)^2$$

特别地，当  $A_2 \gg A_1$  时， $\zeta_1 = 1$   
称为管道出口阻力系数。

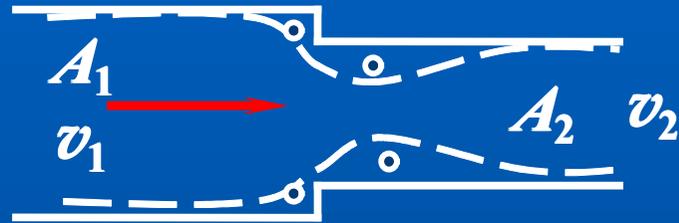


## (2) 圆管突然缩小

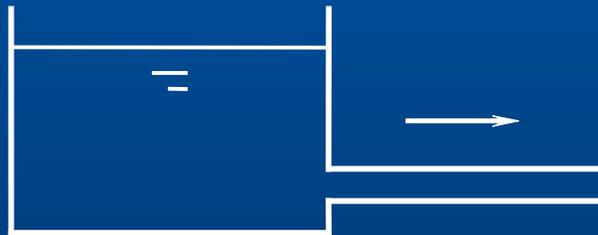
$$h_m = \zeta \frac{v_2^2}{2g}$$

其中

$$\zeta = 0.5 \left( 1 - \frac{A_2}{A_1} \right)$$



特别地，当  $A_1 \gg A_2$  时， $\zeta = 0.5$  称为管道入口阻力系数。



## 5.8 边界层与绕流阻力

液体在壁面围绕中的流动是内流问题。

外流问题指液体围绕壁面的流动，又称绕流运动。

液体作用在绕流物体上的力分为平行来流方向的力—绕流阻力与垂直与来流方向的力—升力。

本节主要讨论有关绕流阻力问题。

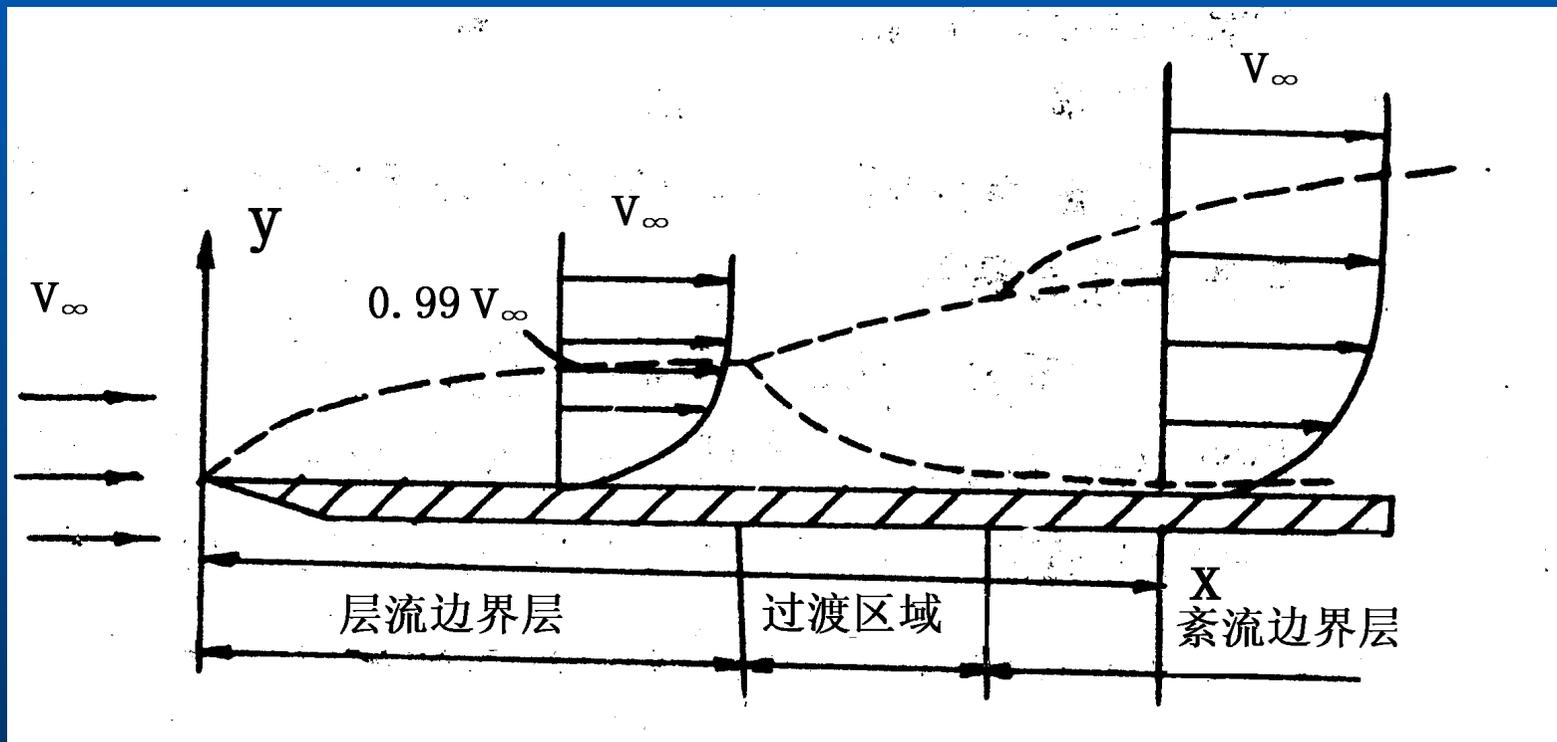
### (1) 边界层的概念

**1904**年，德国力学家普朗特首先提出边界层的概念。

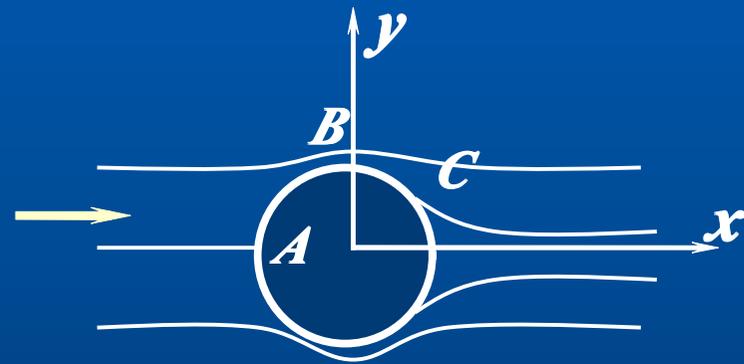
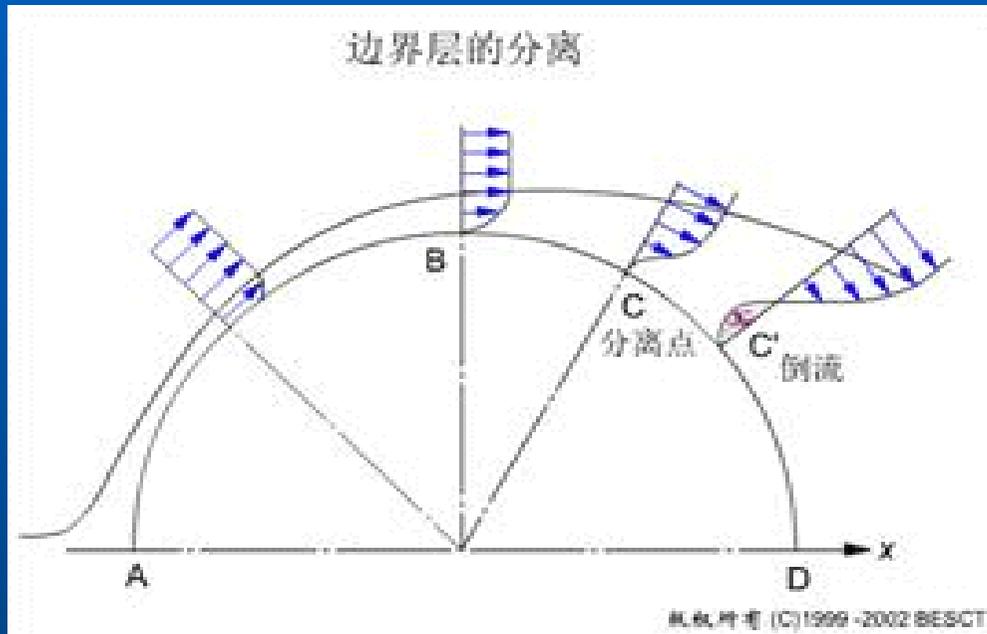
当液体以速度  $U_0$  流过固体壁面时，紧贴壁面一层的液体速度为  $0$ 。沿壁面的法线方向，流速由  $0$  增至  $U_0$ 。于是，壁面周围的流动就分为两个区域：一个是靠近壁面的、流速由  $0$  增至  $U_0$  的薄流层，称为边界层；另一个则是不存在速度梯度的流动区域，相当于理想液体。可分别来求。边界层又包括层流边界层和紊流边界层。

沿壁面法线方向，流速由0 增至 $0.99U_0$  的距离定义为边界层厚度，以 $\delta$ 表示。

液体经过固体壁面后，首先出现的是层流边界层，然后逐渐过渡为紊流边界层。紊流边界层内也存在着层流底层。



## (2) 曲面边界层的分离现象 以液体绕过圆柱为例说明。



液体从  $A$  流向  $B$  时，流速增加，压强减小；当液体从  $B$  流向  $C$  时，流速减小，压强增加，产生反向压差。在此压差作用下，出现旋涡区，主流与壁面在  $C$  点脱离。  $C$  点称为分离点。

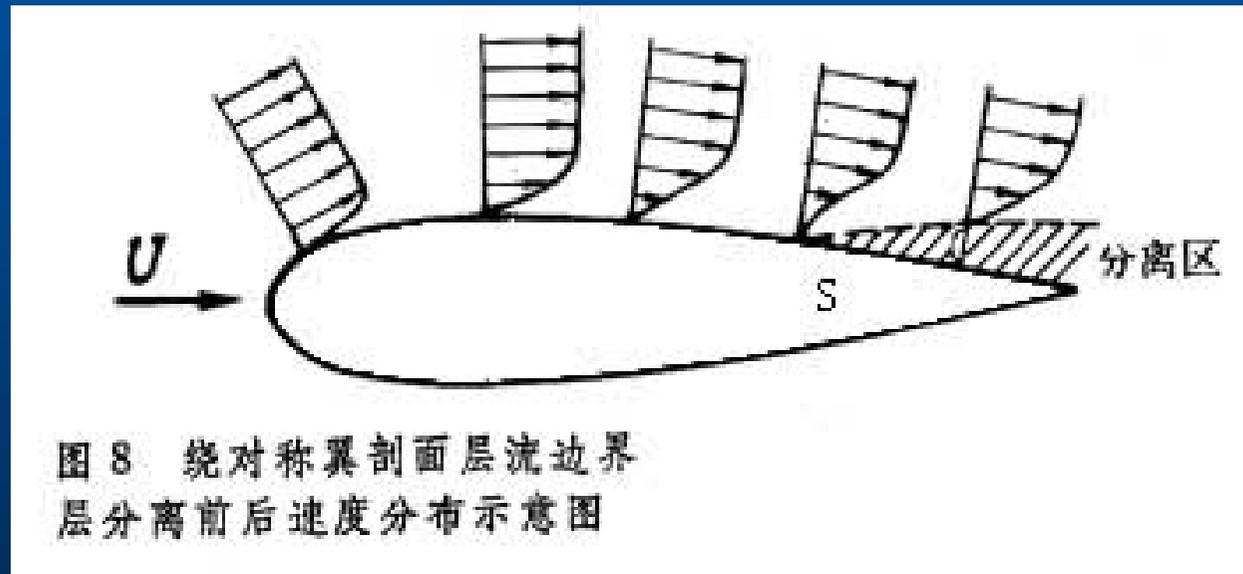
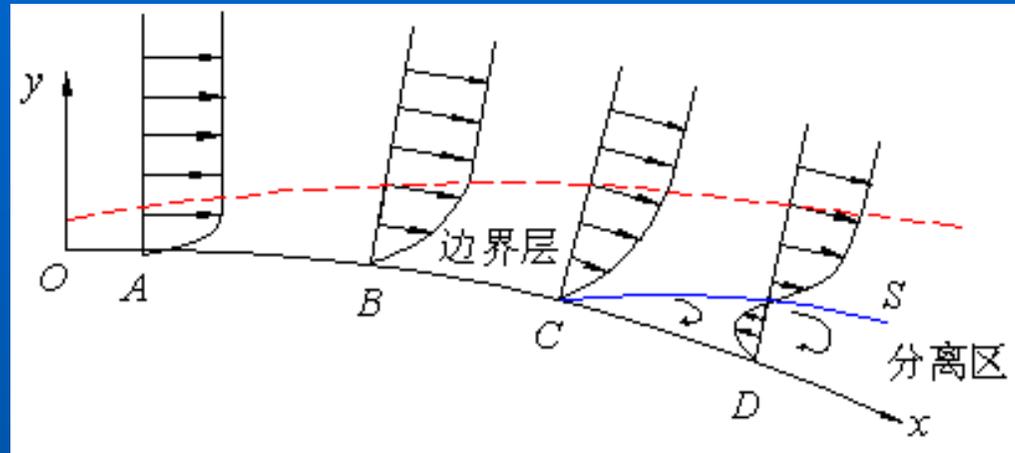
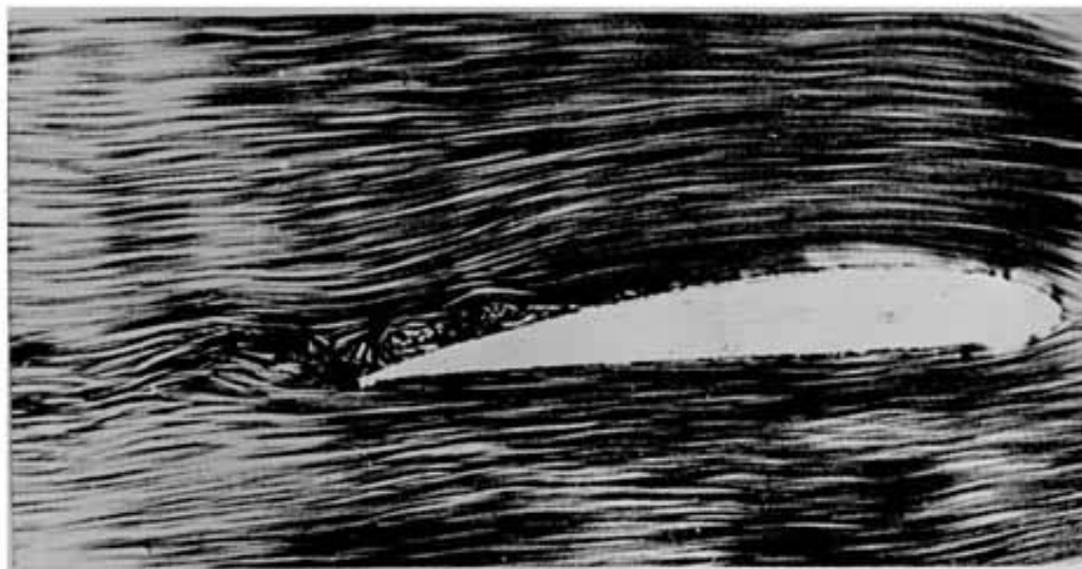
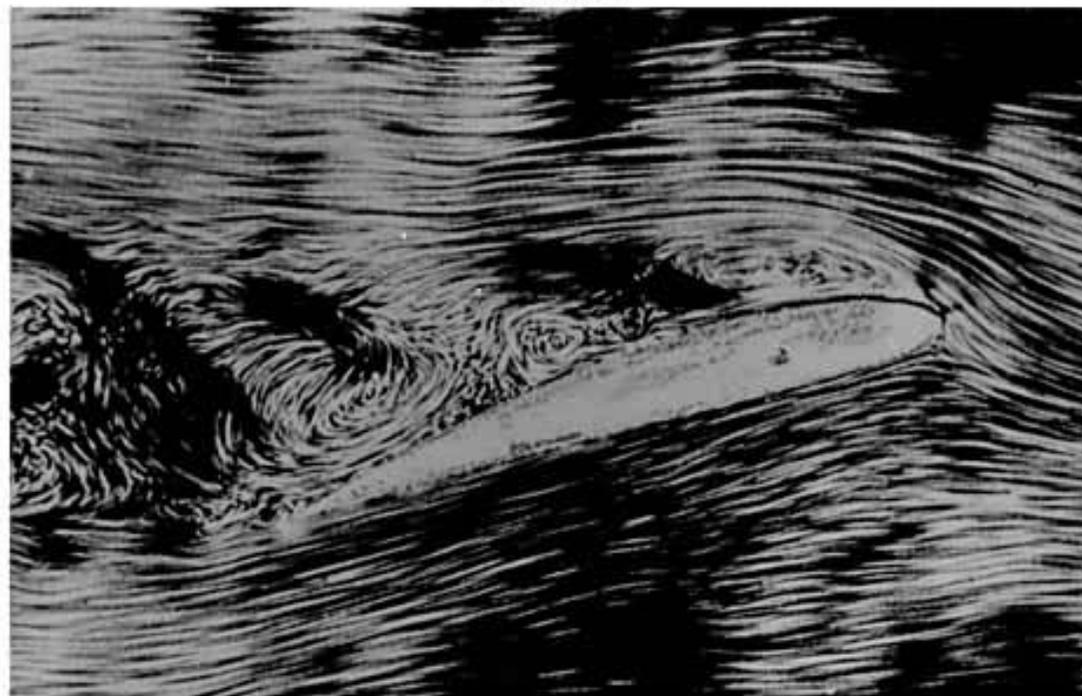


图 8 绕对称翼剖面层流边界层分离前后速度分布示意图

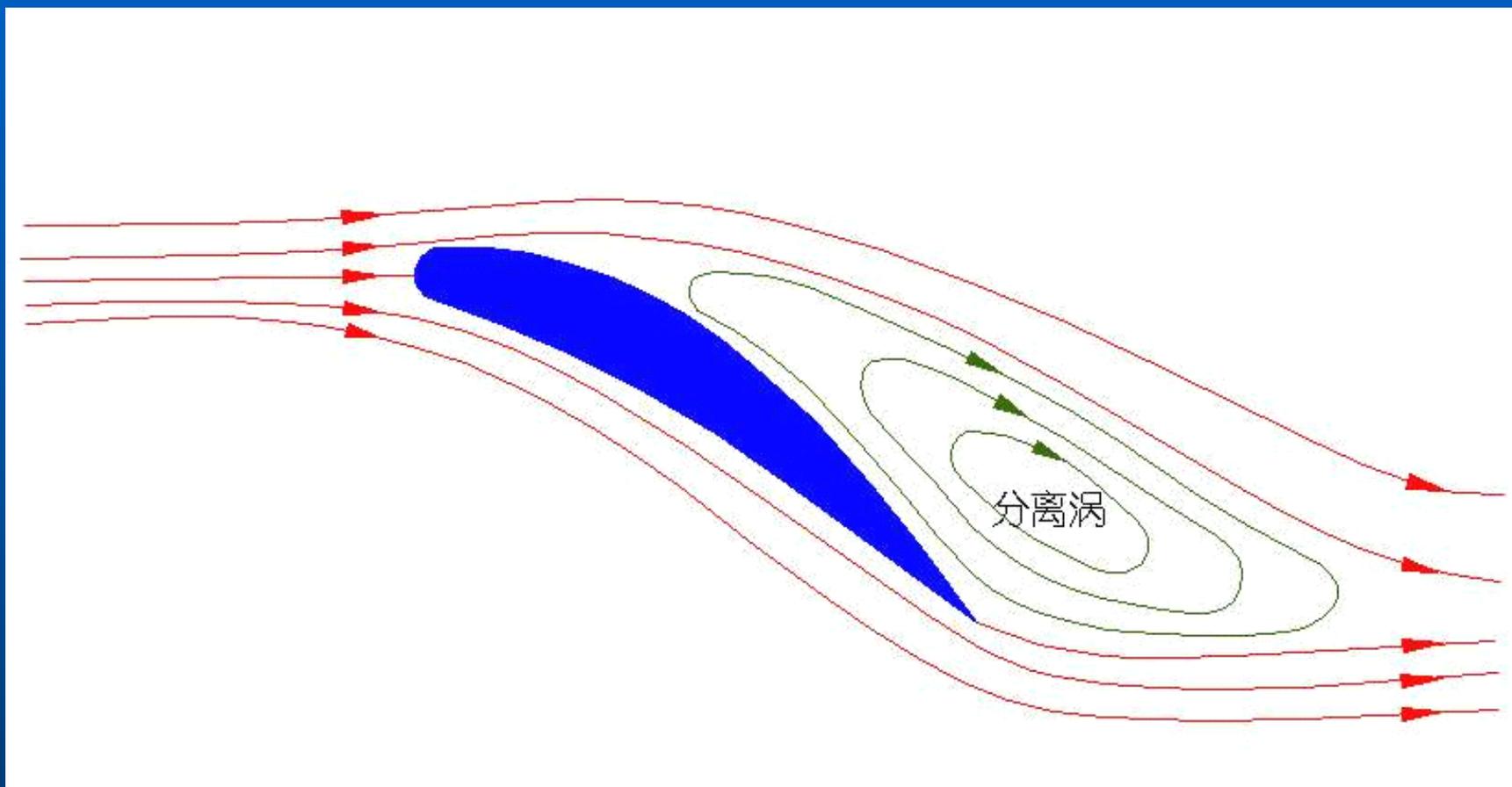




a小攻角



b大攻角



分离点下游形成的旋涡区又称为尾流。

液体绕过物体时，机械能消耗包括两部分：一部分是液体与固体表面摩擦，摩擦阻力耗能；另一部分则是尾流旋涡区的能量消耗。

尾流耗能导致绕流物体前后形成压强差，因此而产生的阻力称绕流物体的**压差阻力**。一般情况下，压差阻力远大于摩擦阻力。

因此，旋涡区是出现压差阻力的主要原因。

为此，改变物体边界形状，使之不出现边界层分离，消除旋涡区，这种形状的物体称为流线形物体。



边界层分离后，绕流物体两侧连续交替出现旋涡，并不断被带到下游，形成两列，即所谓的卡门涡街（Karman Street）。

卡门涡街会对绕流物体产生一定的影响。

### (3) 绕流阻力

绕流阻力包括摩擦阻力与压差阻力两部分。**1726年**牛顿提出

$$F_D = C_D \frac{\rho U_0^2}{2} A$$

式中  $F_D$  —绕流阻力；

$C_D$ —绕流阻力系数，与绕流物体形状和雷诺数有关；

$U_0$ —来流的速度；

$A$ —物体与来流垂直的迎流投影面积。

**1851年**，英国物理学家斯托克斯 (**Stokes**) 在假定直径为  $D$  的圆球在无界的流体中以速度  $U_0$  做直线运动（惯性力与质量力均忽略不计）且不发生边界层分离现象的前提下，根据实际流体的运动微分方程与连续性方程，求出液体绕圆球的阻力为

$$F_D = 3\pi\mu DU_0$$

套用前面的绕流阻力公式

$$F_D = 3\pi\mu DU_0 = \frac{24\mu}{U_0 D \rho} \frac{\pi D^2}{4} \frac{\rho U_0^2}{2} = C_D \frac{\rho U_0^2}{2} A$$

其中

$$C_D = \frac{24}{Re}$$

$$Re = \frac{U_0 D}{\nu}$$

上式是在雷诺数  $Re$  远小于 1 的情况下得出，与实验吻合良好。