

10-5 单相强迫对流换热

一、管内强迫对流换热

二、外掠壁面强迫对流换热

熟悉特点及影响因素，并且掌握利用特征数关联式进行对流换热计算的方法。

二、外掠壁面强迫对流换热

1. 掠过平板的强制对流换热

1) 层流换热

理论分析和实验结果吻合得很好，可直接采用前面理论分析得到的特征数关联式进行计算。

掠过等壁温平板：

$$Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$$

$$Nu = 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3}$$

掠过常热流平板：

$$Nu_x = 0.453 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$$

$$Nu = 0.680 Re^{1/2} Pr^{1/3}$$

适用条件：

$x=0$ 处流动边界层、热边界层同时开始发展。

$$Re_x \leq 5 \times 10^5$$

$$0.5 \leq Pr \leq 1000$$

2)湍流换热

掠过等壁温平板:

$$h = \frac{1}{l} \left(\int_0^{x_c} h_x dx + \int_{x_c}^l h_x dx \right)$$

$$Nu_x = 0.0296 Re_x^{4/5} Pr^{1/3}$$

适用条件: $5 \times 10^5 < Re_x < 10^7$ $0.6 < Pr < 60$

$$Nu = (0.037 Re^{0.8} - 871) Pr^{1/3}$$

适用条件: $5 \times 10^5 < Re < 10^7$ $0.6 < Pr < 60$

掠过常热流平板:

$$Nu_x = 0.0308 Re_x^{4/5} Pr^{1/3}$$

适用条件: $5 \times 10^5 < Re_x < 10^7$ $0.6 < Pr < 60$

常热流平板紊流边界层内的局部努塞尔数仅比等壁温情况高约4% , 实际计算时可不作区分。

注意:

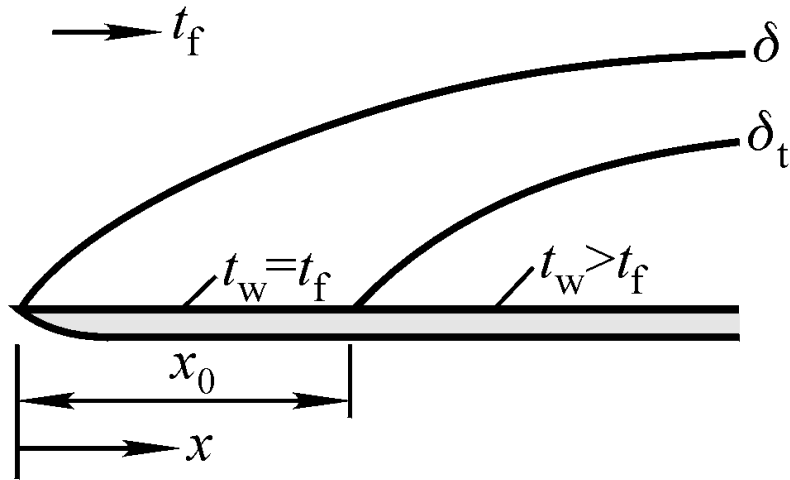
对于流体外掠平板的强迫对流换热，牛顿冷却公式 $q = h(t_w - t_f)$ 中:

■ t_f 为边界层之外的流体温度 t_∞

■ 关联式的定性温度为

$$t_m = \frac{1}{2}(t_w + t_\infty)$$

3) 流动边界层与热边界层不同时发展



$$Nu_x = Nu_x \Big|_{x_0=0} \cdot \varepsilon$$

ε 为修正系数，对于层流段：

$$\varepsilon = \left[1 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^{3/4} \right]^{-1/3}$$

对于湍流段：

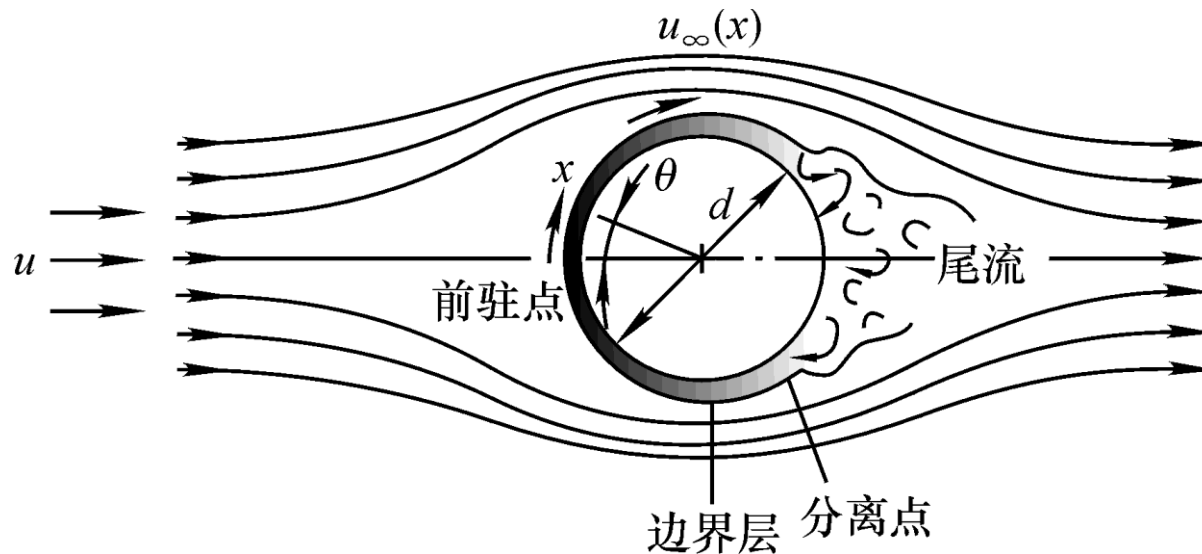
$$Nu_x = Nu_x|_{x_0=0} \left[1 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^{9/10} \right]^{-1/9}$$

讨 论：

- (1) $Nu_x|_{x_0=0}$ 为流动边界层、热边界层同时发展的局部努塞尔数；**
- (2) 特征尺寸 x 指从平板的前缘算起到计算点的距离；**
- (3) 对于常热流加热或冷却，上述两个修正项依然适用。**

2. 横掠单管的强制对流换热实验关联式

1) 横掠单管的流动边界层



流动状态取决于雷诺数 Re 的大小,

$$Re = \frac{u_\infty d}{\nu}$$

u_∞ 为来流速度; d 为管外径。

绕流单管流动边界层的脱体现象

实验表明，当 $Re < 5$ 时，流体平滑、无分离地流过圆柱表面； $Re > 5$ ，流体在绕流圆柱体时会发生边界层脱体现象，形成旋涡。由粘性流体流过圆柱体时流速和压力的变化造成的。

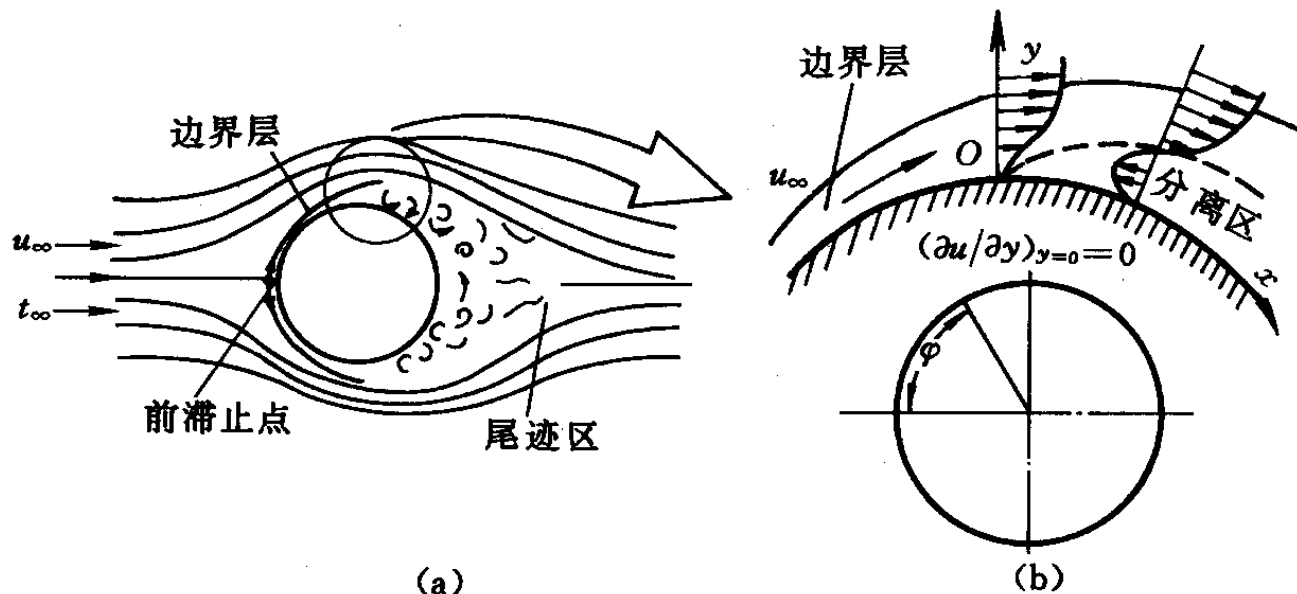
脱体点的特征：

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w = 0$$

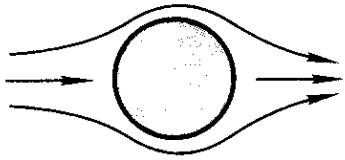
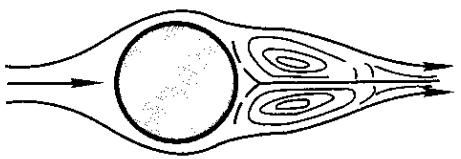
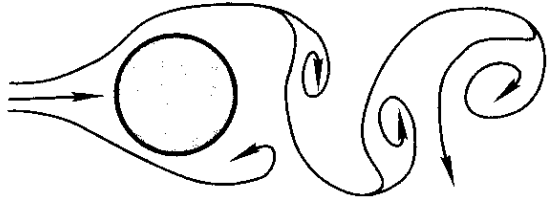
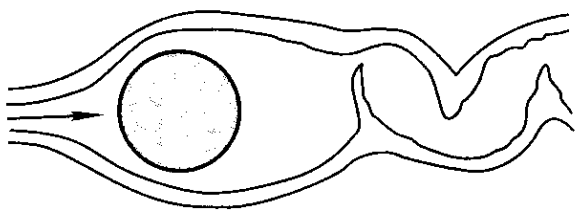
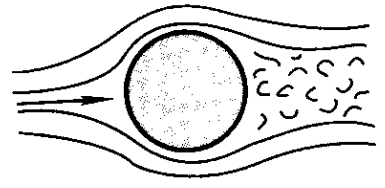
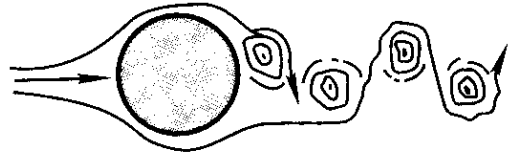
$5 < Re < 1.2 \times 10^5$
为层流边界层，
脱体点在 $\varphi \approx 80^\circ$

$$Re > 1.2 \times 10^5$$

边界层先从层流转变为紊流，脱体点在 $\varphi \approx 140^\circ$ 处。



流体绕流单管时的流动状态

$Re < 5$		不脱体
$5 \sim 15 < Re < 40$		开始脱体，尾流出现涡
$40 < Re < 150$		脱体，尾流形成层流涡街
$150 < Re < 3 \times 10^5$		脱体前边界层保持层流，湍流涡街
$3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^6$		边界层从层流过渡到湍流再脱体，尾流湍乱、变窄
$Re > 3.5 \times 10^6$		又出现湍流涡街，但比第4种情况狭窄

局部努塞尔数 Nu_ϕ 随角度 ϕ 的变化

$$Nu_\phi = \frac{h_\phi d}{\lambda}$$

平均努塞尔数

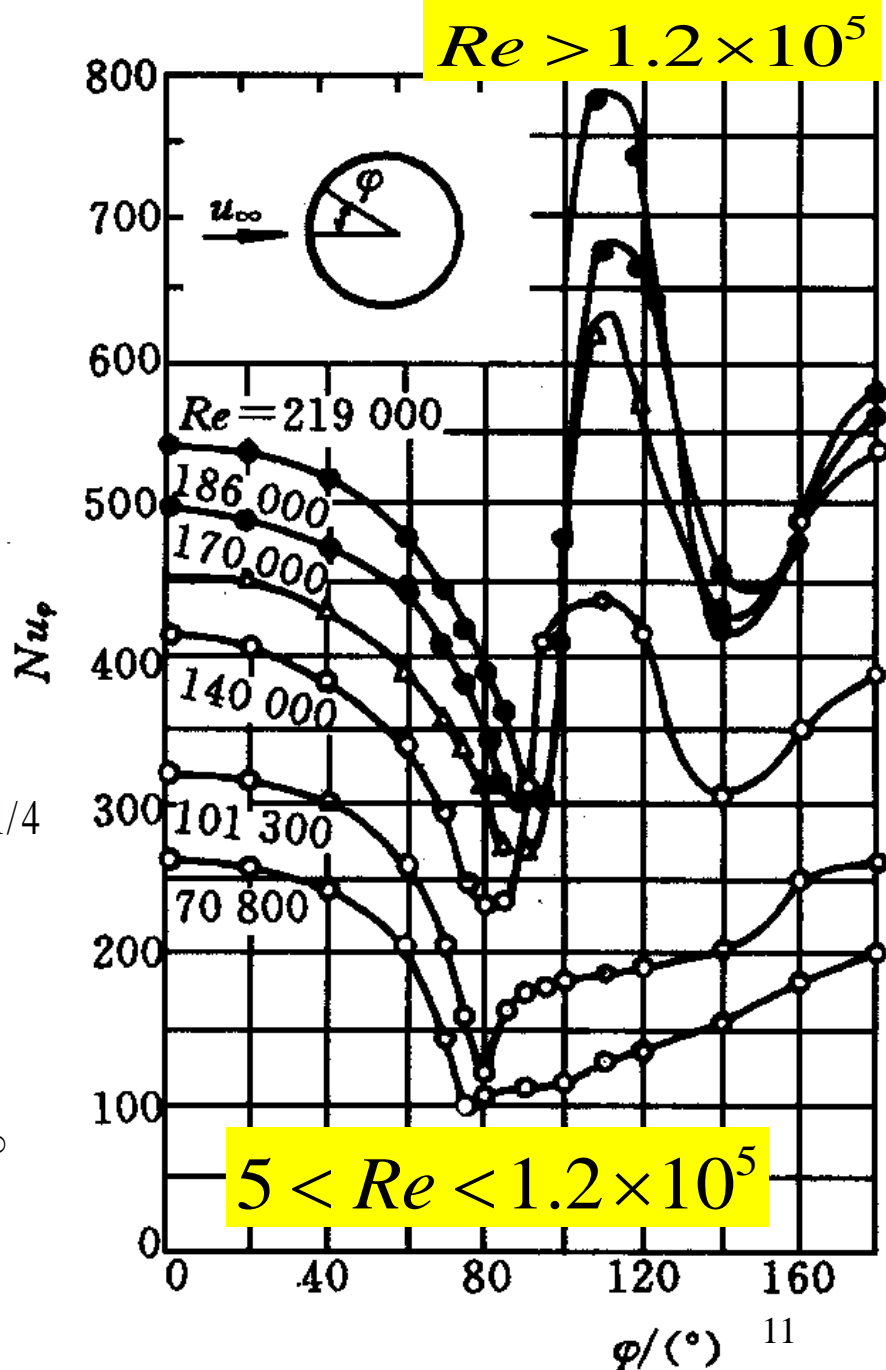
茹考思卡斯(Zhukauskas)关联式:

$$Nu \equiv hd / \lambda = C Re^n Pr^m \left(Pr / Pr_w \right)^{1/4}$$

定性温度:

Pr_w 的定性温度为 t_w , 其余均为 t_∞

$$Re = \frac{u_\infty d}{\nu}$$

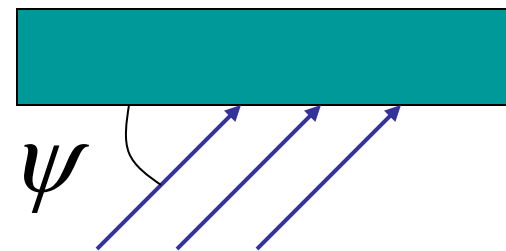


当 $\psi < 90^\circ$, 对流换热将减弱

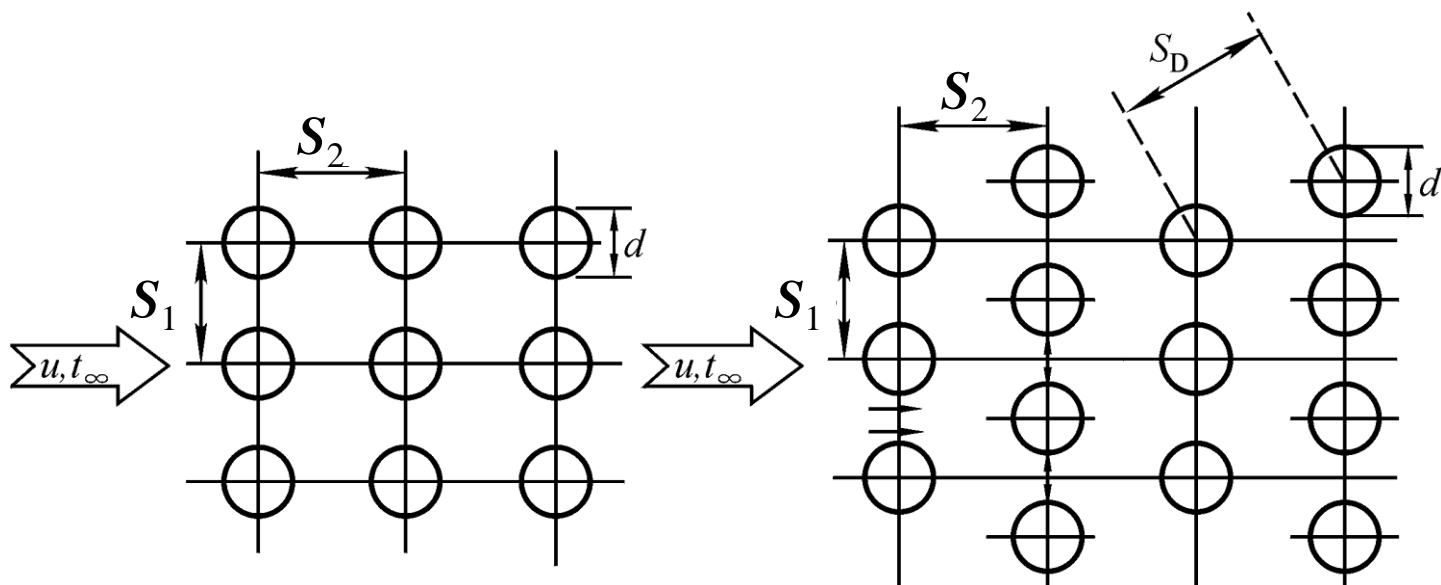
$$\psi = 30^\circ \sim 90^\circ$$

$$Nu = CRe^n Pr^m \left(Pr/Pr_w \right)^{1/4} \cdot \varepsilon_\psi$$

$$\varepsilon_\psi = 1 - 0.54 \cos^2 \psi$$

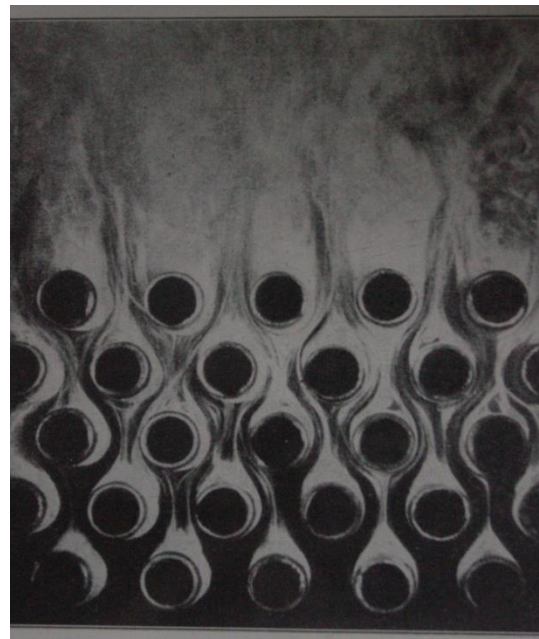
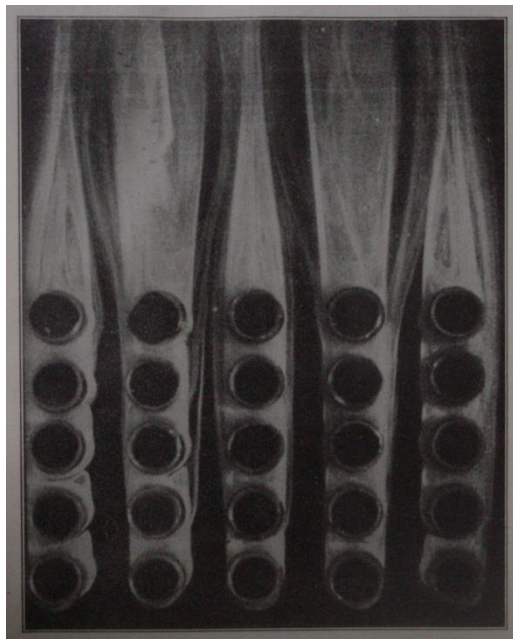


3. 横掠管束换热计算关联式 (略)



(a) 顺排

(b) 叉排



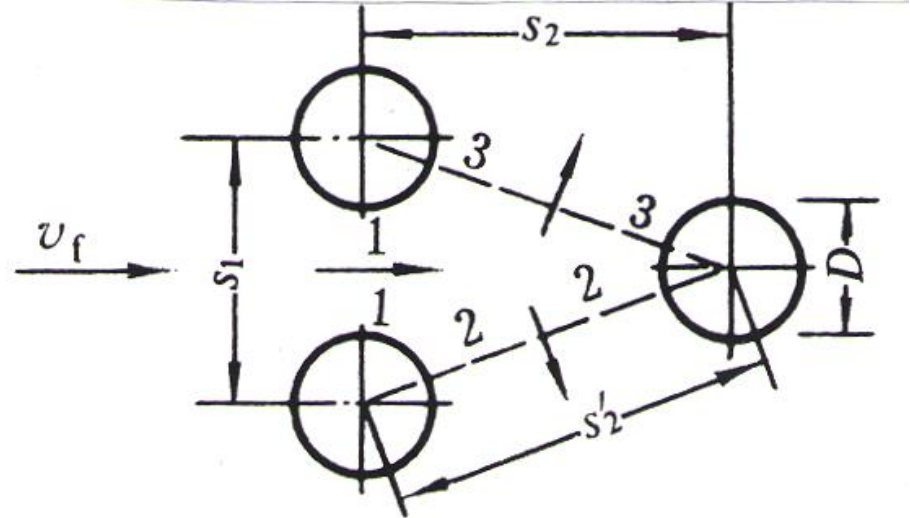
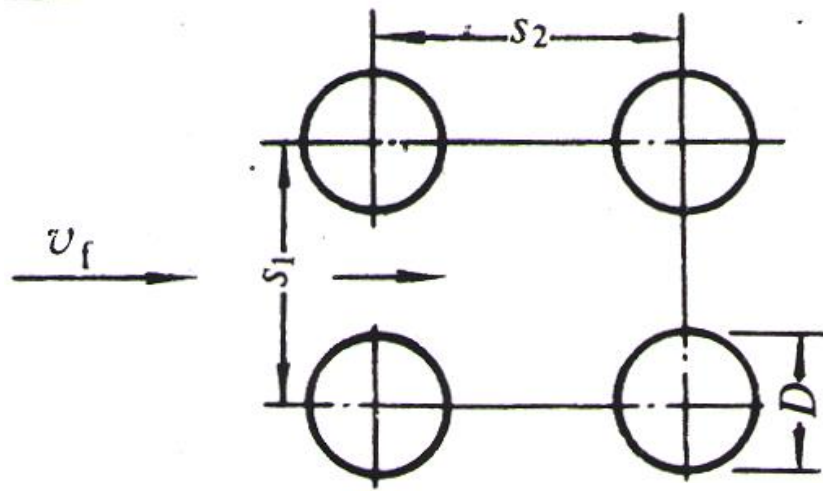
- 叉排管束对流体的扰动比顺排剧烈，因此对流换热更强；
- 但顺排管束的流动阻力比叉排小，管外表面的污垢比较容易清洗。
- 由于管束中后排管的对流换热受到前排管尾流的影响，所以后排管的平均表面传热系数要大于前排，这种影响一般要延伸到10排以上。

- **流体外掠管束的对流换热，计算管束平均对流换热系数的关联式为：**

$$Nu_f = C Re_f^m Pr_f^{0.36} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0.25} \cdot \varepsilon_n$$

- **适用范围：** $1 < Re_f < 2 \times 10^6$ 、 $0.6 < Pr_f < 500$
- Pr_w **定性温度为平均壁面温度**
- **其它物性参数的定性温度为管束进出口流体的平均温度** t_f
- Re_f **中的特征速度采用管束最窄流通截面处的平均流速。**

特征速度：最小截面处的最大流速



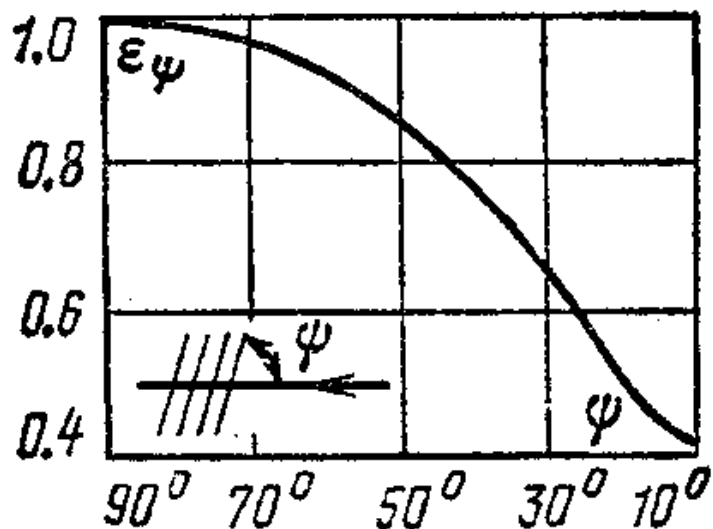
顺排:

$$u_{\max} = u_f \frac{s_1}{s_1 - D}$$

叉排:

$$u_{\max} = \begin{cases} u_f \frac{s_1}{s_1 - D}; & (2(s'_2 - D) > (s_1 - D)) \\ u_f \frac{s_1}{2(s'_2 - D)}; & (2(s'_2 - D) < (s_1 - D)) \end{cases}$$

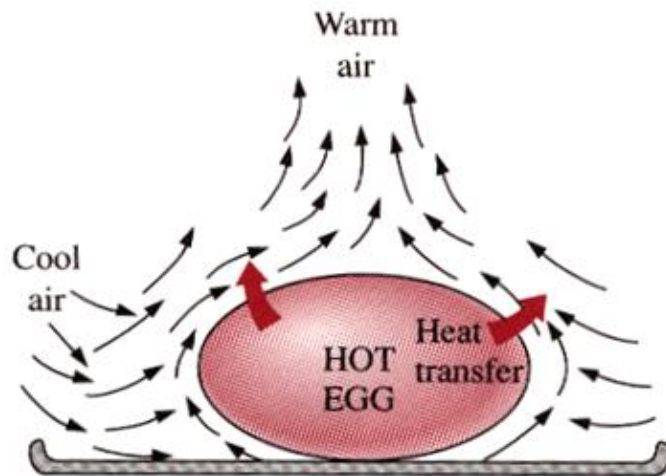
➤ 冲击角的修正:



如果 $\psi < 90^\circ$, 对流换热将减弱, 可在上述关联式的右边乘以修正系数 ϵ_ψ 。

10-6 自然对流换热

Free convection heat transfer



10-6 自然对流换热

Free convection heat transfer

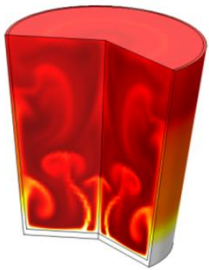
温差→密度差→浮升力→自然对流→自然对流换热

不均匀温度场一般仅发生在靠近壁面的薄层内，具有边界层的性质。

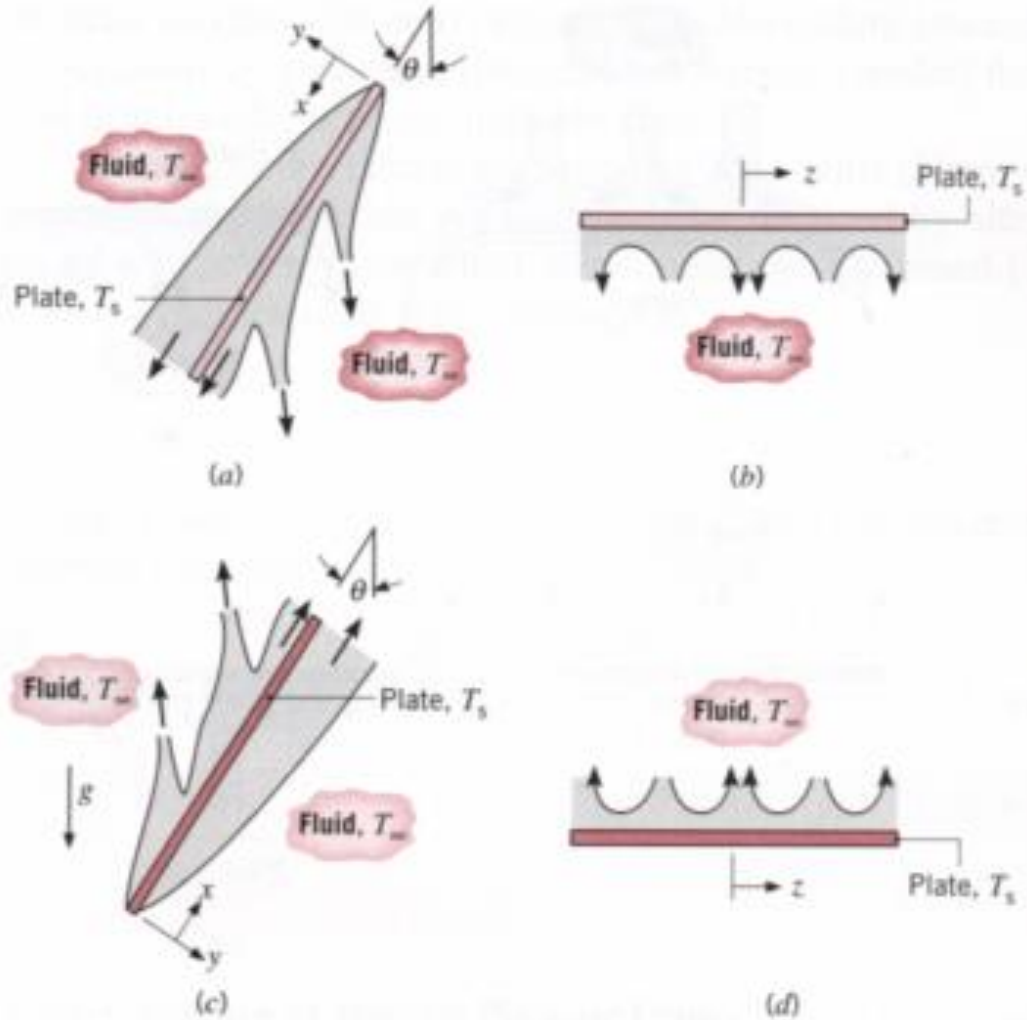
分类： 大空间自然对流



有限空间自然对流



加热、冷却及壁面放置形式的影响



- (a): $t_w < t_\infty$, 倾斜平板;
(b): 冷面向下;
(c): $t_w > t_\infty$, 倾斜平板;
(d): 热面向上。

有温差并非一定会引起自然对流换热

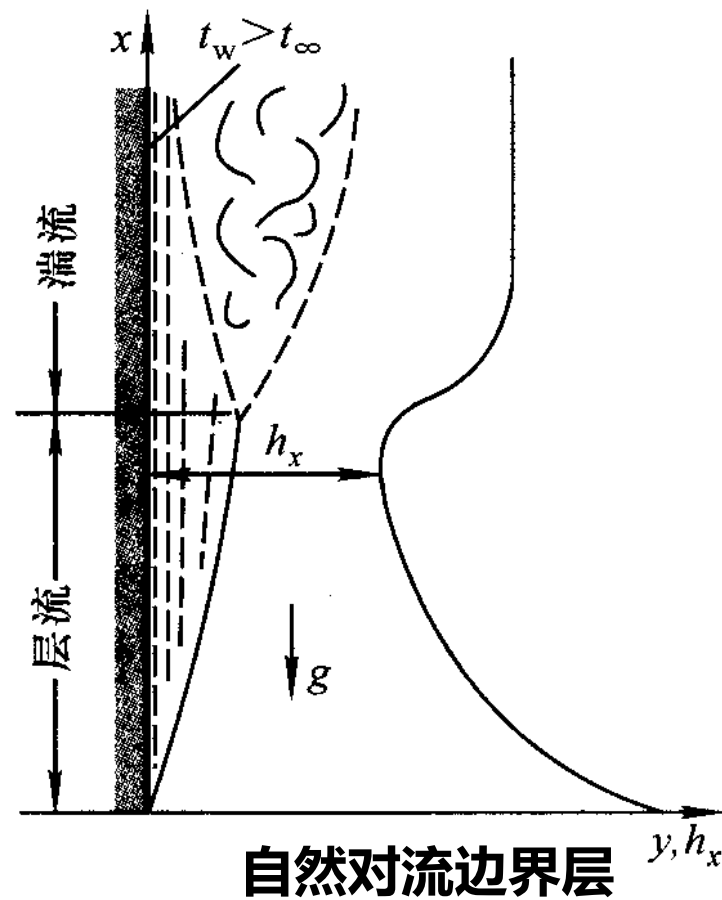
一、数学模型

常物性、无内热源、不可压牛顿流体沿垂直壁面的
二维稳态自然对流换热。

$$\left\{ \begin{array}{l} h = - \frac{\lambda}{t_w - t_\infty} \frac{\partial t}{\partial y} \bigg|_{y=0} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{dp}{dx} + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \end{array} \right.$$

$F_x = -\rho g$

$\frac{dp}{dx} = -\rho_\infty g$



$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = (\rho_{\infty} - \rho) g + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$(\rho_{\infty} - \rho) g$ 重力场中由于密度差而产生的浮升力项

对于不可压缩牛顿流体，密度只是温度的函数，
密度差 $(\rho_{\infty} - \rho)g$ 主要由温度差 $(t_{\infty} - t)$ 引起。

波希涅斯克(J. Boussinesq)假设：

微分方程中除浮升力项中的密度随温度线性变化外，其它各项中的密度及别的物性都可以近似按常物性处理。

根据体胀系数的定义

线性变化

$$\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \approx -\frac{1}{\rho} \frac{\rho_\infty - \rho}{t_\infty - t}$$

$$\rho_\infty - \rho \approx \alpha \rho (t - t_\infty) = \alpha \rho \theta$$

理想气体：

$$\alpha = \frac{2}{T_\infty + T_w} [\text{T单位K}]$$

**体积力项和压力梯度项不可忽略时二维稳态对流
换热动量微分方程式：**

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho g \alpha \theta + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

惯性力

浮升力项 粘性力

引进下列无量纲变量：

$$X = \frac{x}{l}, \quad Y = \frac{y}{l}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad V = \frac{v}{u_0}, \quad \Theta = \frac{t - t_\infty}{t_w - t_\infty}$$

动量微分方程：

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho g \alpha \theta + \eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

参考速度

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{g \alpha (t_w - t_\infty) l}{u_0^2} \Theta + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}$$

无量纲化

无量纲量

$$\frac{Gr}{Re^2}$$

$$\text{令 } Gr \equiv \frac{g \alpha (t_w - t_\infty) l}{u_0^2} \left(\frac{u_0 l}{\nu} \right)^2 = \frac{g \alpha (t_w - t_\infty) L^3}{\nu^2}$$

Gr 称为 Grashof Number, 表征浮升力与粘性力相对大小, 反映自然对流的强弱。

和常物性、无内热源、不可压缩牛顿流体平行外掠平板稳态对流换热的无量纲微分方程组相比，多一项

$$\left\{ \begin{array}{l} Nu = \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \\ \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \end{array} \right.$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{Gr}{Re^2} \Theta + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}$$

Gr / Re^2 表征浮升力与惯性力之比

$$U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{Re \cdot Pr} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2}$$

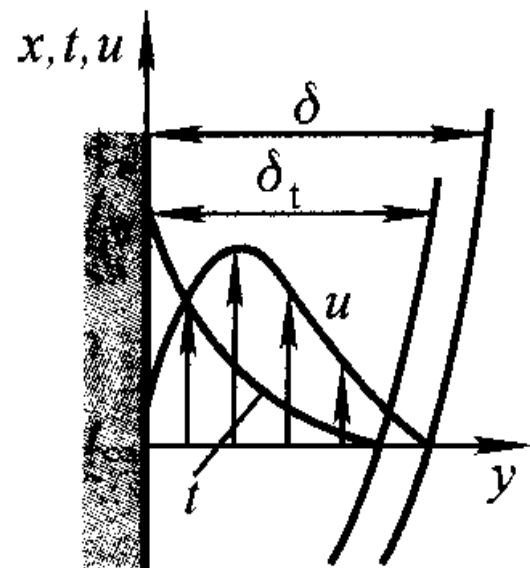
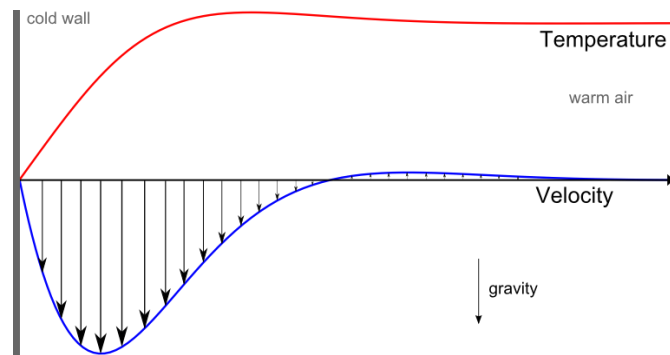
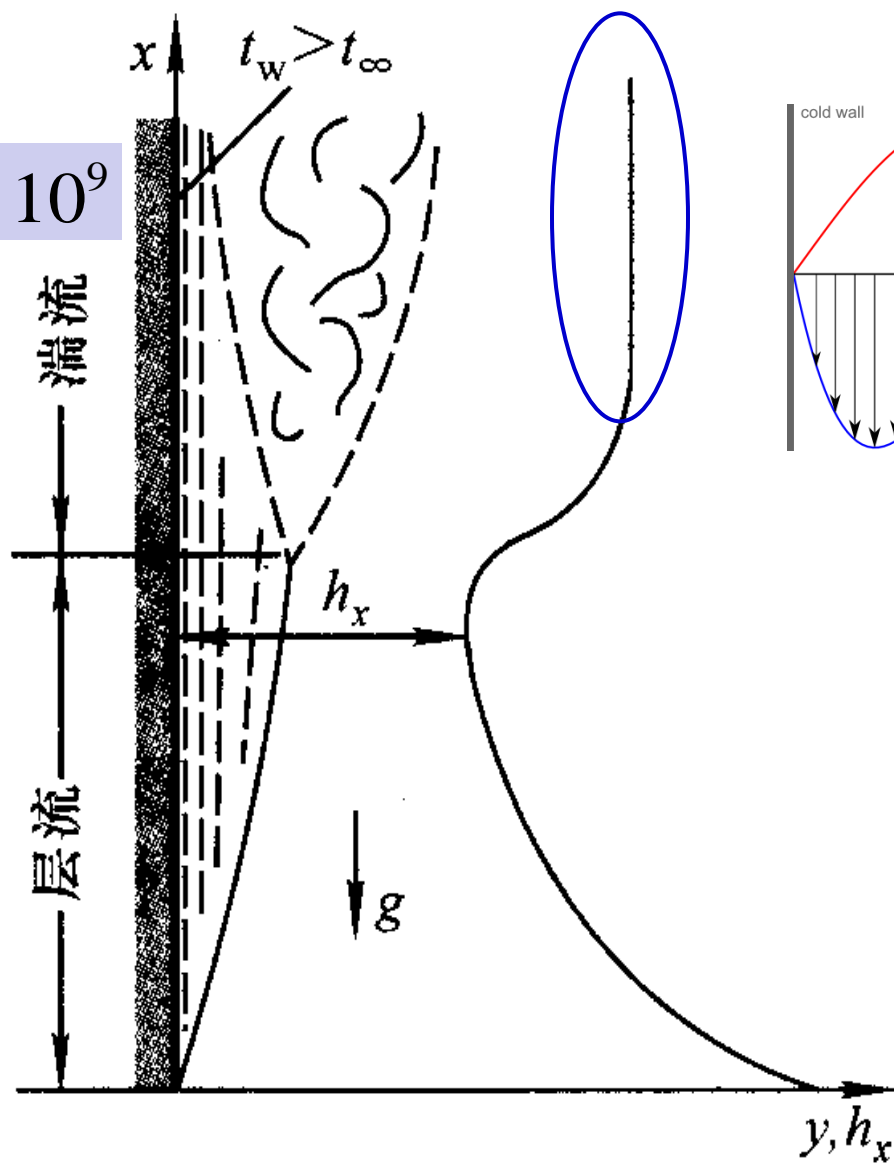
$Gr / Re^2 \approx 1$ 浮升力与惯性力数量级相同，为混合对流换热。

$$Nu = f(Re, Gr, Pr)$$

$Gr / Re^2 \ll 1$ 纯强迫对流换热， $Nu = f(Re, Pr)$

$Gr / Re^2 \gg 1$ 纯自然对流换热， $Nu = f(Gr, Pr)$

$$Ra \leq 10^9$$



大空间竖直平壁自然对流换热的特点




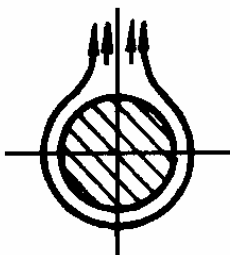
- (1) 浮升力是自然对流的动力，格拉晓夫数 Gr 对自然对流换热起决定作用；
- (2) 自然对流最大速度在边界层内部，其数值随 Pr 增大而减小，位置向壁面移动；
- (3) 对于液态金属除外的所有流体， $\delta > \delta_t$ 。随 Pr 增大，流动边界层厚度变化不大，但热边界层厚度迅速减小，壁面处温度梯度增大，换热增强；
- (4) 瑞利准则 $Ra=GrPr$ 的大小决定自然对流的流态；
- (5) 随着流动边界层加厚， h_x 逐渐减小，当边界层从层流向紊流过渡时又增大。实验研究表明，在旺盛紊流阶段， h_x 基本上不随壁面高度变化。

二、大空间自然对流换热关联式

特征数关联式: $Nu = C(GrPr)^n = cRa^n$

定性温度: $t_m = (t_w + t_\infty)/2$

等壁温条件时 式中的常数 C 和 n

加热表面 形状与位置	流动情况示意	流态	系数 C 及指数 n		Gr 数适用范围
			C	n	
竖平板及 竖圆柱		层流 过渡 湍流	0.59 0.029 2 0.11	1/4 0.39 1/3	$10^4 \sim 3 \times 10^9$ $3 \times 10^9 \sim 2 \times 10^{10}$ $> 2 \times 10^{10}$
横圆柱		层流 过渡 湍流	0.48 0.044 5 0.10	1/4 0.37 1/3	$10^4 \sim 5.76 \times 10^8$ $5.76 \times 10^8 \sim 4.65 \times 10^9$ $> 4.65 \times 10^9$

1、竖平壁和竖圆柱

对于竖圆柱，如果满足下式：

$$\frac{d}{H} \geq \frac{35}{Gr^{1/4}}$$

可以按垂直壁面处理。

丘吉尔 (S. W. Churchill) 和朱 (H. H. S. Chu) 提出了对等壁温和常热流边界条件、对层流和湍流都适用的竖壁面自然对流换热计算公式：

$$Nu = \left\{ 0.825 + \frac{0.387 Ra^{1/6}}{\left[1 + (0.492/Pr)^{9/16} \right]^{8/27}} \right\}^2$$

适用范围： $10^{-1} < Ra < 10^{12}$

于层流，更精确的公式

$$Nu = 0.68 + \frac{0.670 Ra^{1/4}}{\left[1 + (0.492 / Pr)^{9/16} \right]^{4/9}}$$

适用范围： $Ra \leq 10^9$

常热流边界条件下竖壁的自然对流换热，壁面温度未知，且沿壁面分布不均匀，往往需要确定局部壁面温度。 引进一个**修正的局部格拉晓夫数**

$$Gr_x^* = Gr_x \cdot Nu_x = \frac{g \alpha \Delta t x^3}{\nu^2} \cdot \frac{h_x x}{\lambda} = \frac{g \alpha q_w x^4}{\nu^2 \lambda}$$

$$Nu_x = 0.60 \left(Gr_x^* \cdot Pr \right)^{1/5}$$

适用范围： $10^5 < Gr_x^* \cdot Pr < 10^{11}$ ， 层流。

$$Nu_x = 0.17 (Gr_x^* \cdot Pr)^{1/4}$$

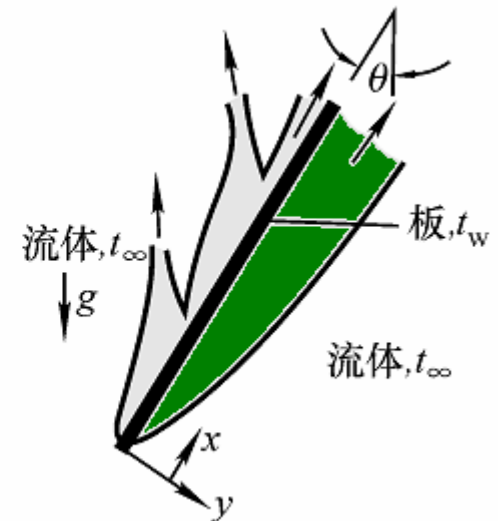
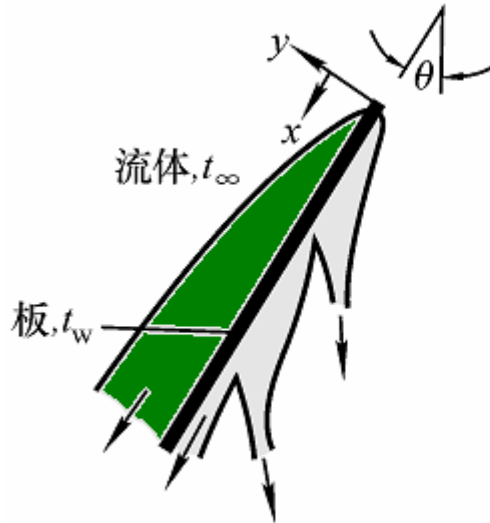
自模化现象!

适用范围: $2 \times 10^{13} < Gr_x^* \cdot Pr < 10^{16}$, 湍流。

定性温度: $t_{m,x} = \frac{1}{2}(t_{w,x} + t_\infty)$ 由于 $t_{w,x}$ 未知, 需采用**试算法**

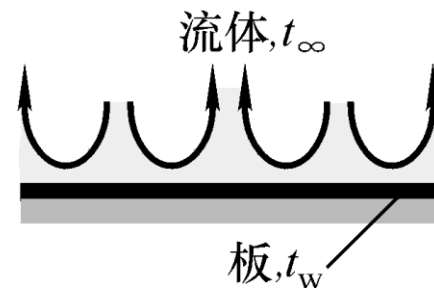
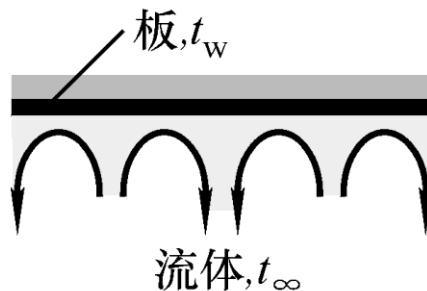
2、倾斜表面和水平表面

线倾角在 60° 以内的倾斜表面, 只需
用 $g \cos \theta$ 代替 Gr 数
中的 g , 就仍可以
用竖平壁时的关联
式计算。



仅适用于倾斜冷板的上表面或者热板的下表面。

水平表面



对于等壁温热板上表面或冷板下表面的自然对流换热

$$Nu = 0.54Ra^{1/4}, \quad 10^4 \leq Ra \leq 10^7$$

$$Nu = 0.15Ra^{1/3}, \quad 10^7 \leq Ra \leq 10^{11}$$



或



对于等壁温热板下表面或冷板上表面的自然对流换热

$$Nu = 0.27Ra^{1/4}, \quad 10^5 \leq Ra \leq 10^{11}$$



或



以上三式的特征尺寸：表面积与周长之比 A/P ；圆盘取 $0.9d$

常热流热板上表面或冷板下表面自然对流换热

$$Nu = 1.076(Gr * Pr)^{1/6}$$

适用范围： $6.37 \times 10^5 \leq Gr^* \leq 1.12 \times 10^8$

常热流热板下表面或冷板上表面的自然对流换热

$$Nu = 0.747(Gr * Pr)^{1/6}$$

适用范围： $6.37 \times 10^5 \leq Gr^* \leq 1.12 \times 10^8$

以上两式的特征尺寸：非规则平板取表面积与周长之比 A/P；矩形取短边；圆盘取0.9d

自然对流换热特征数关联式的定性温度都是边界层平均温度，即

$$t_m = \frac{1}{2}(t_w + t_\infty)$$

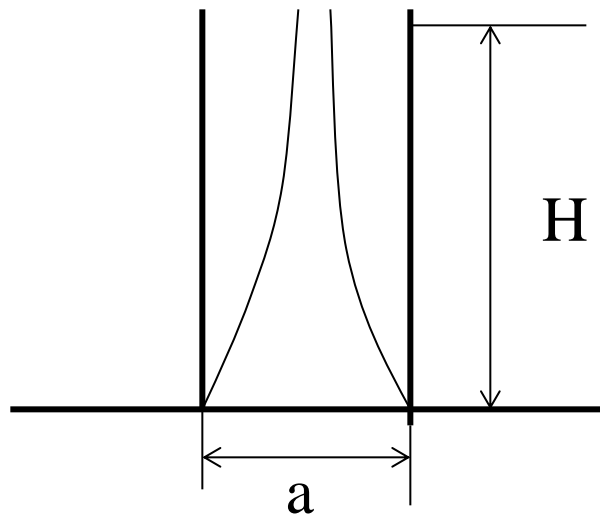
3、水平圆柱表面自然对流传热

对于水平长圆柱表面的自然对流传热，丘吉尔和朱给出了等壁温或常热流水平长圆柱都适用的公式

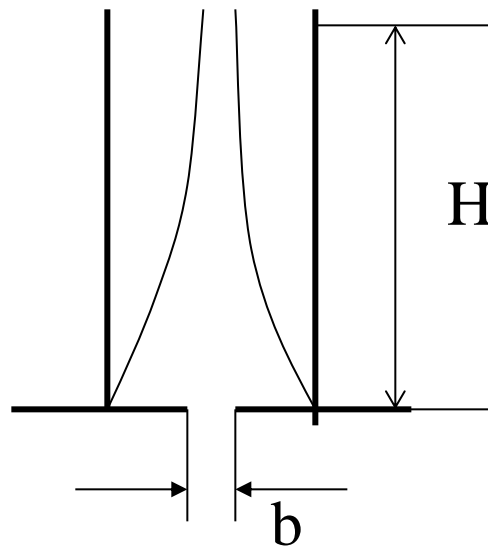
$$Nu = \left\{ 0.60 + \frac{0.387 Ra^{1/6}}{\left[1 + (0.559 / Pr)^{9/16} \right]^{8/27}} \right\}^2$$

适用范围： $Ra < 10^{12}$ ， 特征长度： 圆柱外径 d 。


可作为大空间处理的条件



(1)



(2)

研究表明：(1) $a/H > 0.28$ ；(2) $b/H > 0.01$ 满足大空间假设  **边界层互不干扰。**

单相对流换热小结

■ 对流换热及其影响因素：

- ✓ **对流换热：流体与固体壁面的换热，导热与热对流共同作用。表面传热系数是过程量，与具体换热过程有关；研究对流换热的目的在于揭示过程机理，探索强化措施。**
- ✓ **对流换热的影响因素：流动起因（自然对流/强迫对流）；流态（层流/湍流）；换热面几何因素；流体有无相变。牛顿冷却定理仅给出了对流换热表面传热系数的定义。**

单相对流换热小结

■ 分析解法求解对流换热问题

- ✓ 关键在于获得流体的温度分布，然后求局部表面传热系数，进而确定平均表面传热系数；
- ✓ 速度分布是求温度分布的前提，流动与换热密不可分；对变物性问题，速度、温度分布应联立求解（耦合问题，超出本课程范围）；
- ✓ 对流换热问题涉及连续性方程、动量方程、能量方程组成的对流换热微分方程组的求解，远比导热问题的求解复杂，数值解更有效。只有少数的分析解（如掠过平板的层流边界层问题）。

单相对流换热小结

■ 边界层的概念及其应用

- ✓ 边界层的概念及特点；速度边界层与温度边界层的联系与区别；边界层内流体温度变化剧烈，是对流换热的主要热阻所在，也是求解对流换热问题的“突破口”。
- ✓ 边界层方程的导出：特点、方法、结果；
- ✓ 边界层理论对对流换热问题的简化：方程数量减少；方程简化；变量减少（压力可表示为主流速度的函数，不再是独立的变量）。

单相对流换热小结

■ 相似原理

- ✓ 相似理论指导下的实验方法是对流换热的主要研究方法。相似理论使个别的实验数据上升到代表整个相似组的地位；
- ✓ 相似理论的三个主要问题：如何组织实验？实验数据如何处理？实验结果如何推广应用？
- ✓ 物理现象相似的性质与判定；
- ✓ 实验关联式：模拟的偏差；参数范围；
- ✓ 对流换热的重要准则数： Re 、 Pr 、 Nu 、 $Gr(Ra)$ 。

单相对流换热小结

■ 管内强制对流换热

- ✓ 流动进口段：层流 $l/d \approx 0.05Re$ ，湍流 $l/d > 60$ ；热进口段长度及其与流动进口段的关系；
- ✓ 完全发展区，层流对流换热的表面传热系数与边界条件有关，一般恒热流大于常壁温；而湍流一般不区分恒热流或常壁温边界条件；
- ✓ Dittus-Boelter 公式中 Pr 指数取值的原因：一般气体 $Pr < 1$ ，液体 $Pr > 1$ ；气体被加热粘度增大，近壁处速度畸变使对流换热减弱， $Pr^{0.3} > Pr^{0.4}$ ，因此，取 $n=0.4$ ；同理，液体被加热时亦取 $n=0.4$

湍流换热（Dittus-Boelter 公式）：

$$Nu_f = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^n$$

适用条件： $Re_f \geq 10^4, l/d \geq 10 \quad 0.7 \leq Pr_f \leq 160$

$$n = \begin{cases} 0.4 & (t_w > t_f) \\ 0.3 & (t_w < t_f) \end{cases}$$

单相对流换热小结

■ 外部强制对流换热

- ✓ 外掠平板：热边界层与速度边界层同时、不同时发展；单管：脱体的起因，对流换热特性；
- ✓ 外掠管束时的特征速度：最窄断面处流速（最大流速）；
- ✓ 影响外掠管束对流换热的因素：管排数；管间距；排列方式（顺排、叉排）；流动方向与管轴线的夹角；流体物性；流速。

单相对流换热小结

■ 自然对流换热

- ✓ **重点：大空间自然对流换热的特点及其换热特征数关联式；**
- ✓ **自然对流换热表面传热系数小，热阻大。在传热过程中，自然对流换热热阻常常是传热热阻的主要部分；**
- ✓ **由于换热强度小，常温下自然对流换热常与辐射换热处于相同的数量级，要同时考虑。**

单相对流换热小结

■ 无相变对流换热的计算

- ✓ 判断问题的性质；
- ✓ 选择正确的实验关联式；
- ✓ 注意三大特征量：特征流速、特征长度、定性温度；
- ✓ 注意牛顿冷却公式中的换热面积、换热温差对不同换热情况的区别；
- ✓ 通常需要迭代；
- ✓ 根据已有知识判断计算结果的正确性。

学习要求

重点掌握以下内容：

- (1) 对流换热的分类、特点及影响因素；
- (2) 灵活运用牛顿冷却公式计算对流换热问题；
- (3) 对流换热微分方程组的组成、推导原理；
- (4) 边界层理论的主要内容及其对求解对流换热问题的指导意义；
- (5) 对流换热边界层微分方程组的内容和形式；
- (6) 对流换热解的函数形式——特征数关联式，特征数 Nu 、 Re 、 Pr 、 Gr 的物理意义；

(7) 常物性、无内热源、不可压缩牛顿流体平行外掠等壁温平板稳态层流换热的数学模型和精确解；

(8) 相似理论的主要内容及其对求解对流换热问题的指导意义。

(9) 单相流体外掠壁面、管内强迫对流、自然对流换热的特点及其影响因素；

(10) 自然对流换热的数学模型及其与强迫对流换热数学模型的区别；

(11) 会利用特征数关联式计算上述对流换热问题。

例题1

一边长为30cm的正方形薄平板，内部有电加热装置，垂直放置于静止空气中，板一侧绝热。空气温度为35°C。为防止内部电热丝过热，板表面温度不允许超过150 °C。平板除自然对流散热外，表面向外的辐射换热量为93.15 W。试确定电热器所允许的最大功率。已知：

$$Gr = \frac{g\alpha(t_w - t_f)l^3}{\nu^2} \quad Nu = 0.59 \times (Gr Pr)^{\frac{1}{4}} \quad \text{由教材 (P284) 式 (10-77) 及表10-5}$$

空气物性：

$$\lambda = 0.0315 \text{ W} / \text{m} \cdot \text{K}$$
$$\nu = 22.36 \times 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{S}$$
$$Pr = 0.6895$$
$$\alpha = \frac{2}{T_\infty + T_w} [T \text{ 单位 K}]$$

解：本题为大空间自然对流问题：

定性温度：

Gr：

Nu：

h：

Φ ：

解：本题为大空间自然对流问题：

定性温度： $t_m = \frac{1}{2}(t_w + t_f) = 92.5^\circ C$

$$\lambda = 0.0315 W / m.K$$

空气物性： $\nu = 22.36 \times 10^{-6} m^2 / s$

$$Pr = 0.6895$$

$$Gr = \frac{g \alpha (t_w - t_f) l^3}{\nu^2} = \frac{9.807 \times (150 - 35) \times 0.3^3}{(273 + 92.5)(22.36 \times 10^{-6})^2} = 1.665 \times 10^8$$

$$Nu = 0.59 \times (Gr Pr)^{\frac{1}{4}} = 0.59 \times (1.665 \times 10^8 \times 0.6895)^{\frac{1}{4}} = 61.07$$

$$h = \frac{Nu \cdot \lambda}{l} = \frac{61.07 \times 0.0315}{0.3} = 6.41 W / (m^2 \cdot K)$$

平板散热量，即电热器所允许得最大功率。

$$\Phi = hA(t_w - t_f) + Q_{rad}$$

$$= 6.41 \times 0.3^2 \times (150 - 35) + 93.15 = 159.5 W$$

3. 一常物性流体同时在温度与之不同的两根直管内流动，且两管内直径间的关系为 $d_1=2d_2$ ，若流动与换热均已处于湍流充分发展区域（ $Nu_f=0.023Re_f^{0.8}Pr_f^n$ ），试确定下列两种情形下两管内平均对流换热系数的比值：
- (1) 两管内流体的平均流速相等；
 - (2) 两管内流体的质量流量相等。

$$Nu_f = \frac{hd}{\lambda} \qquad Re = \frac{ud}{\nu}$$

对常物性流体, λ, Pr, ν 均为常数

$$Nu_f = C_1 Re_f^{0.8} Pr^n$$

$$h = C_1 \frac{\lambda}{d} Re_f^{0.8} Pr^n = C_1 \frac{\lambda}{d} \left(\frac{ud}{\nu} \right)^{0.8} Pr^n$$

$$(1) \quad u_1 = u_2$$

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{u_1^{0.8}}{d_1^{0.2}} \frac{d_2^{0.2}}{u_2^{0.8}} = \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{0.2} = (0.5)^{0.2} = 0.87$$

$$(2) \quad \dot{m}_1 = \dot{m}_2 \quad u_1 = \frac{\dot{m}_1}{\frac{\pi}{4} d_1^2 \rho} \quad u_2 = \frac{\dot{m}_2}{\frac{\pi}{4} d_2^2 \rho}$$

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{1}{d_1^2} / \frac{1}{d_2^2} = \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^2 = 0.25$$

$$\frac{h_1}{h_2} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{0.8} \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{0.2} = \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{1.6} \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{0.2} = \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{1.8} = 0.287$$

第十章作业 (4)

10-11

10-13

10-14