

第一章 绪论

热量传递的三种基本方式：导热、对流和热辐射

傅里叶定律：单位时间内通过该层的导热热量与当地的温度变化率及平板面积 A 成正比。

$$\Phi = -\lambda A \frac{dt}{dx}$$

λ ——热导率，导热系数；单位 $W/(m \cdot K)$ ；

Φ ——单位时间内通过某一给定面积的热量，称为热流量，单位 W

q ——热流密度，单位 W/m^2

对流：由于流体的宏观运动，从而流体各部分之间发生相对位移，冷热流体相互掺混所引起的热量传递过程。对流只能发生在流体中，同时伴随有导热现象。

牛顿冷却公式： $q = h\Delta t, \Phi = Ah\Delta t$ ， h ——对流传热系数，单位 $W/(m^2 \cdot K)$

热辐射：物体因热的原因而发出辐射能的现象称为热辐射。

特点：（1）能量形式发生变化（2）不需要介质（3）热辐射是双向的

黑体是指能吸收投入到其表面上的所有热辐射能的物体。

传热过程和传热系数

$$\text{冷热流体通过一块大平壁交换热量的传热过程 } \Phi = \frac{A(t_{f1} - t_{f2})}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2}} = Ak(t_{f1} - t_{f2}),$$

$$k \text{——传热系数，单位 } W/(m^2 \cdot K) \quad k = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2}}$$

第二章 导热基本定律及稳态导热

导热现象中，单位时间内通过给定界面的热量，正比例于垂直于该截面方向上的温度变化率和截面面积，热量传递的方向则与温度升高的方向相反。

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = -\lambda \text{grad}t, \text{ 导热系数 } \lambda = -\frac{q}{\frac{\partial t}{\partial n} \cdot \vec{n}}, \vec{n} \text{——等温线上法向单位矢量，指向 } t \text{ 升高的方向。}$$

导热微分方程式及定解条件

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) + \dot{\Phi} \quad (2-7)$$

左端为微元体热力学能的增量，右端前三项为净热流量，最后一项是内热源的生成热。

圆柱坐标系中导热微分方程

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) + \dot{\Phi} \quad (2-12)$$

球坐标系中导热微分方程

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r^2 \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\lambda \sin \theta \frac{\partial t}{\partial \theta} \right) + \dot{\Phi} \quad (2-13)$$

导热问题的边界条件：

(1) 第一类边界条件规定了边界上的温度值： $\tau > 0$ 时， $t_w = f_1(\tau)$

(2) 第二类边界条件规定了边界上的热流密度值： $\tau > 0$ 时， $-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w = f_2(\tau)$

(3) 第三类边界条件规定了边界上物体与周围流体间的表面传热系数 h 及周围流体的温度 t_f ：

$$-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w = h(t_w - t_f)$$

热扩散率 ($a = \lambda / \rho c$) 的物理意义：

(1) λ 是物体的导热系数。 λ 越大，在相同的温度梯度下可以传导更多的热量；

(2) ρc 越小，温度上升 1°C 所吸收的热量越少，可以剩下更多的热量继续向物体内部传递。 a 越大表示物体内部

温度扯平的能力越大，因此有导温系数之称。

各种形式的导热公式	温度分布	热流量	说明
通过平壁的导热	$t = \frac{t_2 - t_1}{\delta} x + t_1$	$\Phi = A \frac{\lambda}{\delta} \Delta t = \frac{\Delta t}{\frac{\delta}{A\lambda}}$	Φ —— 热流量 Δt —— 温差 $\delta / (\lambda A)$ —— 整个平板的热阻 δ / A —— 面积热阻
通过圆筒壁的导热	$t = t_1 + \frac{t_2 - t_1}{\ln(r_2 / r_1)} \ln(r / r_1)$	$\Phi = 2\pi l q = \frac{2\pi \lambda l (t_1 - t_2)}{\ln(r_2 / r_1)}$	导热热阻 $R = \frac{\Delta t}{\Phi} = \frac{\ln(d_2 / d_1)}{2\pi \lambda l}$
多层圆筒壁的导热热流量	$\Phi = \frac{2\pi l (t_1 - t_4)}{\ln(d_2 / d_1) / \lambda_1 + \ln(d_3 / d_2) / \lambda_2 + \ln(d_4 / d_3) / \lambda_3}$		
通过球壳的导热	$t = t_2 + (t_1 - t_2) \frac{1/r - 1/r_2}{1/r_1 - 1/r_2}$	$\Phi = \frac{4\pi \lambda (t_1 - t_2)}{1/r_1 - 1/r_2}$	热阻 $R = \frac{1}{4\pi \lambda} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$

其他变截面或变导热 系数问题	$\Phi = \frac{\bar{\lambda}(t_1 - t_2)}{\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A}}$	$\bar{\lambda}$ —— t_1 至 t_2 范围内的 积分平均值
-------------------	---	--

通过等截面直肋的导热（四个假定见教材）

导热微分方程： $\frac{d^2 t}{dx^2} + \frac{\dot{\Phi}}{\lambda} = 0$ 表面的总散热量： $\Phi_s = (P dx) h(t - t_\infty)$ 可得 $\frac{d^2 t}{dx^2} = \frac{hp(t - t_\infty)}{\lambda A_c}$

引入过余温度 $\theta = t - t_\infty$ 最终可得 $\frac{d^2 \theta}{dx^2} = m^2 \theta$ ，其中 $m = \sqrt{hp/(\lambda A_c)}$ ，H 为肋高

温度分布的解析解： $\theta = \theta_0 \frac{e^{mx} + e^{2mH} e^{-mx}}{He^{2mH}} = \theta_0 \frac{ch[m(x-H)]}{ch[mH]}$ ；热流量： $\Phi = \frac{hp}{m} \theta_0 th(mH)$

通过环肋及三角形截面直肋的导热

肋效率 $\eta_f = \frac{\text{实际散热量}}{\text{假设整个肋表面处于基温度下的散热量}}$ ；等截面直肋的肋效率 $\eta_f = \frac{th(mH)}{mH}$

具有内热源的导热

温度分布： $t = \frac{\dot{\Phi}}{2\lambda}(\delta^2 - x^2) + \frac{\dot{\Phi}\delta}{h} + t_f$ ；平壁两侧均为给定壁温 t_w 时，可看成是表面传热系数趋于无穷大。此时温

度分布为 $t = \frac{\dot{\Phi}}{2\lambda}(\delta^2 - x^2) + t_w$

多维导热问题

一个二维矩形物体的三个边界温度均为 t_1 ，第四个边界温度为 t_2 ，物体无内热源，导热系数为常数。由导热微分方

程及边界条件，引入无量纲过余温度 $\Theta = \frac{t - t_1}{t_2 - t_1}$ ，可得分析解为 $\Theta(x, y) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} + 1}{n} \sin \frac{n\pi x}{b} \frac{\sinh(n\pi y/b)}{\sinh(n\pi\delta/b)}$

形状因子法

二维或三维问题中两个等温表面间的导热热量计算按 $\Phi = \lambda S(t_1 - t_2)$ ，其中 S 与导热物体的形状及大小有关，成为形状因子。

第三章 非稳态导热

非稳态导热：物体的温度随时间而变化的导热过程。

其特点有：（1）与初始条件有关（非正规状态）；（2）与边界条件、物性有关（正规状态）。

非稳态导热过程中在与热流方向相垂直的不同截面上热流量处处不相等。

$$\text{毕渥数表征导热热阻与对流换热热阻的比值 } Bi = \frac{\delta/\lambda}{1/h} = \frac{\delta h}{\lambda}$$

这种忽略物体内部导热热阻的简化分析方法称为集总参数法。

集总参数法应用示例

任意形状的固体，体积为 V ，表面积为 A ，具有均匀的初始温度 t_0 。初始时刻将它置于温度恒为 t_∞ 的流体中， $t_0 > t_\infty$ 。

表面传热系数 h 及物性均保持常数。

$$\text{导热微分方程可简化为 } \frac{dt}{d\tau} = \frac{\dot{\Phi}}{\rho c V}, \text{ 由热量平衡可得 } \rho c V \frac{dt}{d\tau} = -hA(t - t_\infty) \text{ —— (3-4), 引入过余温度 } \theta = t - t_\infty,$$

$$\text{积分可得 } \frac{\theta}{\theta_0} = \frac{t - t_\infty}{t_0 - t_\infty} = \exp(-Bi_V Fo_V) \text{ —— (3-7)}$$

$$Bi_V = h l / \lambda, Fo_V = a \tau / l^2 \quad (Fo_V \text{ 越大, 物体各点的温度越接近周围介质的温度}), \text{ 特征长度 } l = V / A, \text{ 时间常数 } \tau_c = \rho c V / hA.$$

$$\text{从 } \tau = 0 \text{ 到 } \tau \text{ 时刻之间所交换的总热量为 } Q_\tau = (t_0 - t_\infty) \rho c V [1 - \exp(-\frac{hA}{\rho c V} \tau)] \text{ —— (3-9)}$$

对于平板、柱体和球，若 $Bi_V = \frac{h(V/A)}{\lambda} < 0.1M$ ，则物体中各点间过余温度的偏差小于 5%。 M 是与物体几何形状有关的无量纲数。无限大平板 $M=1$ ，无限长圆柱 $M=1/2$ ，球 $M=1/3$ 。

一维非稳态导热的分析解

无限大平板的分析解：厚度为 2δ 的无限大平板，初始温度为 t_0 ，初始瞬间将它放在温度为 t_∞ 的流体中， $t_\infty > t_0$ ，

其数学描述及定解条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} (0 < x < \delta, \tau > 0) \\ t(x, 0) = t_0 (0 \leq x \leq \delta), \left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \text{ 过余温度 } \theta = t(x, \tau) - t_\infty, \theta(x, 0) = \theta_0 (0 \leq x \leq \delta) \\ h[t(\delta, \tau) - t_\infty] = -\lambda \left. \frac{\partial t(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=\delta} \end{cases}$$

非稳态导热的正规状况阶段

$$\text{当 } Fo > 0.2 \text{ 时有简化结果: } \frac{\theta(x, \tau)}{\theta_0} = \frac{2 \sin(\beta_1 \delta)}{\beta_1 \delta + \sin(\beta_1 \delta) \cos(\beta_1 \delta)} e^{-(\beta_1 \delta)^2} \cos[(\beta_1 \delta) \frac{x}{\delta}] \text{ —— (3-22), 平板中任意一点}$$

$$\text{的过余温度 } \theta(x, \tau) \text{ 与平板中心的过余温度 } \theta(0, \tau) = \theta_m(\tau) \text{ 之比为 } \frac{\theta(x, \tau)}{\theta_m(\tau)} = \cos(\mu_1 \frac{x}{\delta}) \text{ —— (3-23)}$$

非稳态导热过程所传递的热量

$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\rho c \int_V [t_0 - t(x, \tau)] dV}{\rho c V (t_0 - t_\infty)} = 1 - \frac{\bar{\theta}}{\theta_0}$, θ_0 ——非稳态导热过程中所能传递的最大热量, $\bar{\theta} = \bar{\theta}(\tau)$ 是时刻 τ 物体的平均过余温度。

$$Fo = \frac{a\tau}{R^2} > 0.2 \text{ 时, } \frac{\theta(x, \tau)}{\theta_0} = A \exp(-\mu_1^2 Fo) f(\mu_1 \eta) \text{ —— (3-27); } \bar{\theta}(\tau) / \theta_0 = A \exp(-\mu_1^2 Fo) B \text{ —— (3-28)}$$

分析解应用范围的推广和讨论

介质温度恒定的第三类边界条件下的分析解, 在 $Bi \rightarrow \infty$ 的极限情况下转化为第一类边界条件下的解, 而在 $Bi \rightarrow 0$ 的极限情况下则与集总参数法的解相同。

二维及三维非稳态导热问题的求解

多维非稳态导热的乘积解法: 对于短圆柱体、短方柱体等二维、三维的非稳态导热问题, 都可以用相应的两个或三个一维问题的解的乘积来表示其温度分布。适用范围: 第一类边界条件中边界温度为定值且初始温度为常数的情况。半无限大物体的非稳态导热

半无限大物体: 从 $x=0$ 的界面开始可以向正的 x 方向及其他两个坐标 (y, z) 方向无限延伸。其数学描写为:

$$\begin{cases} \frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \\ \tau = 0, t(x, 0) = t_0 \\ x = 0, t(0, \tau) = t_w; x \rightarrow \infty, t(x, \tau) = t_0 \end{cases}, \text{ 其分析解为 } \frac{\theta}{\theta_0} = \frac{t - t_w}{t_0 - t_w} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{a\tau}}} e^{-\eta^2} d\eta = \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right) = \operatorname{erf}\eta$$

两个重要参数:

(1) 当 $\eta = 2$ 时 $\theta / \theta_0 = 0.9953$, $\eta \geq 2$ 即 $x \geq 4\sqrt{a\tau}$ 时, 则时刻 τ 时 x 处的温度可以认为尚未发生变化。

(2) $\tau \leq \frac{x^2}{16a}$, 则此时 x 处的温度可认为完全不变, 把 $\frac{x^2}{16a}$ 视为惰性时间。

$$\text{物体中任一点处的热流密度为: } q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = -\lambda(t_0 - t_w) \frac{\partial}{\partial x} (\operatorname{erf}\eta) = \lambda \frac{t_w - t_0}{\sqrt{\pi a \tau}} e^{-x^2/(4a\tau)} \text{ —— (3-42)}$$

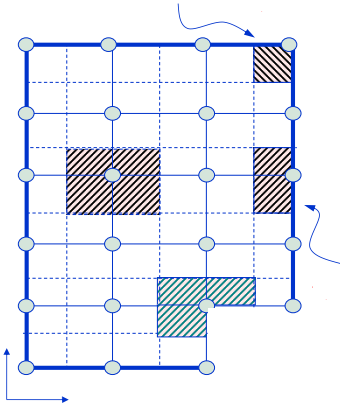
$$[0, \tau] \text{ 时间间隔内流过面积 } A \text{ 的总流量为: } Q = A \int_0^\tau q_w d\tau = 2A\sqrt{2/\pi} \sqrt{\rho c \lambda} (t_w - t_0) \text{ —— (3-44)}$$

$\sqrt{\rho c \lambda}$ 称为吸热细数, 它代表了物体向与其接触的高温物体吸热的能力。

注: 对有限大小的实际物体, 半无限大物体的概念一般只适用于物体非稳态导热的初始阶段, 当物体表面上发生的热扰动已经深入传递到了物体内部时, 就必须采用以前各节的分析方法。

第四章 导热问题的数值解法

边界节点离散方程的建立



(1) 平直边界上的节点

$$\lambda \frac{t_{m-1,n} - t_{m,n}}{\Delta x} \Delta y + \lambda \frac{t_{m,n+1} - t_{m,n}}{\Delta y} \frac{\Delta x}{2} + \lambda \frac{t_{m,n-1} - t_{m,n}}{\Delta y} \frac{\Delta x}{2} + \frac{\Delta x \Delta y}{2} \dot{\Phi}_{m,n} + \Delta y q_w = 0$$

(2) 外部角点

$$\lambda \frac{t_{m-1,n} - t_{m,n}}{\Delta x} \frac{\Delta y}{2} + \lambda \frac{t_{m,n+1} - t_{m,n}}{\Delta y} \frac{\Delta x}{2} + \frac{\Delta x \Delta y}{4} \dot{\Phi}_{m,n} + \frac{\Delta x + \Delta y}{2} q_w = 0$$

(3) 内部角点

$$\lambda \frac{t_{m-1,n} - t_{m,n}}{\Delta x} \Delta y + \lambda \frac{t_{m,n+1} - t_{m,n}}{\Delta y} \Delta x + \lambda \frac{t_{m,n-1} - t_{m,n}}{\Delta y} \frac{\Delta x}{2} + \lambda \frac{t_{m+1,n} - t_{m,n}}{\Delta x} \frac{\Delta y}{2} + \frac{3\Delta x \Delta y}{4} \dot{\Phi}_{m,n} + \frac{\Delta x + \Delta y}{2} q_w = 0$$

注：式中各项热量都以导入元体 (m,n) 的方向为正。

非稳态导热问题的数值解法

一维非稳态导热微分方程的离散化

显式差分格式——扩散项取中心差分，非稳态项取向前差分则有

$$\frac{t_n^{(i+1)} - t_n^{(i)}}{\Delta \tau} = a \frac{t_{n+1}^{(i)} - 2t_n^{(i)} + t_{n-1}^{(i)}}{\Delta x^2} \Rightarrow t_n^{(i+1)} = \frac{a\Delta \tau}{\Delta x^2} [t_{n+1}^{(i)} + t_{n-1}^{(i)}] + (1 - 2\frac{a\Delta \tau}{\Delta x^2}) t_n^{(i)}$$

隐式差分格式——扩散项也用 $(i+1)$ 时层上的值来表示

$$\frac{t_n^{(i+1)} - t_n^{(i)}}{\Delta \tau} = a \frac{t_{n+1}^{(i+1)} - 2t_n^{(i+1)} + t_{n-1}^{(i+1)}}{\Delta x^2}$$

非稳态问题边界节点离散方程的建立

$$\lambda \frac{t_{N-1}^{(i)} - t_N^{(i)}}{\Delta x} + h(t_f - t_N^{(i)}) = \rho c \frac{\Delta x}{2} \frac{t_N^{(i+1)} - t_N^{(i)}}{\Delta \tau} \Rightarrow t_N^{(i+1)} = t_N^{(i)} (1 - \frac{2h\Delta \tau}{\rho c \Delta x} - \frac{2a\Delta \tau}{\Delta x^2}) + \frac{2a\Delta \tau}{\Delta x^2} t_{N-1}^{(i)} + \frac{2h\Delta \tau}{\rho c \Delta x} t_f$$

$$t_N^{(i+1)} = t_N^{(i)} (1 - 2Fo_\Delta \cdot Bi_\Delta - 2Fo_\Delta) + 2Fo_\Delta t_{N-1}^{(i)} + 2Fo_\Delta \cdot Bi_\Delta t_f$$

$\frac{a\Delta \tau}{\Delta x^2}$ 是以 Δx 为特征长度的傅立叶数，称为网格傅立叶数，记为 Fo_Δ ；网格毕渥数 $Bi_\Delta = \frac{h\Delta x}{\lambda}$

差分方程满足合理性的条件：(1) $Fo_\Delta = \frac{a\Delta \tau}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2}$ (2) $Fo_\Delta \leq \frac{1}{2(1 + Bi_\Delta)}$

第五章 对流换热

流体流过固体壁面情况下所发生的热量交换称为对流换热。

牛顿冷却公式: $\Phi = hA\Delta t_m$, Δt_m ——换热面积 A 上的平均温差

影响对流换热的因素: (1) 流体流动的起因 (2) 流体有无相变 (3) 流体的流动状态 (4) 换热表面的几何因素 (5) 流体的物理性质

表面传热系数 h 与流体温度场之间的关系: $h = -\frac{\lambda}{\Delta t} \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0}$; 此处的 λ 为流体的导热系数, h 是局部表面传热系数,

整个换热表面的表面换热系数应把牛顿冷却公式应用于整个表面来得出。

不可压缩、常物性、无内热源的二维问题的数学描写

质量守恒方程: $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$

动量守恒方程 (N-S 方程):
$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{cases}$$

能量守恒方程:
$$\underbrace{\frac{\partial t}{\partial \tau}}_{\text{非稳态项}} + \underbrace{u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y}}_{\text{对流项}} = \underbrace{\frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right)}_{\text{扩散项}}$$

边界层理论的四个基本要点:

- (1) 当粘性流体沿固体表面流动时, 流场可划分为主流区和边界层区。
- (2) 边界层厚度 δ 与壁面尺寸 l 相比是个很小的量。
- (3) 主流区的流动可视为理想流体的流动; 在边界层内应考虑粘性的影响, 用粘性流体的边界层微分方程描述, 其特点是主流方向的二阶导数项忽略不计。
- (4) 边界层内流动状态分层流和湍流, 而湍流边界层内紧靠壁面处仍有极薄层保持层流状态, 称层流底层。

温度边界层: 固体表面附近流体温度发生剧烈变化的薄层。

二维、稳态、无内热源的边界层换热微分方程组

连续性方程: $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$

动量守恒方程: $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$; 能量守恒方程: $u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$

热边界层厚度 δ_t 与流动边界层厚度 δ 的关系:

比值 ν/a 可以表征热边界层与流动边界层的相对厚度; 称 $\nu/a = c_p \eta / \lambda$ 为普朗特数, 记为 Pr, 它反映了流动中动量扩散与热扩散能力的对比。流体的运动粘度反映了流体中由于分子运动而扩散动量的能力。这一能力越大, 粘性的影响传递得越远, 因而流动边界层越厚。Pr 数反映了流动边界层与热边界层厚度的相对大小。

外掠等温平板的无内热源的层流对流换热问题的分析解为:

$Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$, Nu_x ——努塞尔数 $\frac{h_x x}{\lambda}$; $\frac{u_\infty x}{\nu}$ 以当地坐标 x 为特征长度的 Re 数, 记为 Re_x

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_i} u(t_\infty - t) dy = a \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} \\ \rho \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u(u_\infty - u) dy = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \end{cases} \quad \text{注：具体的求解过程见教材}$$

比拟法是指通过研究动量传递及热量传递的共性或类似特性，以建立起表面传热系数与阻力系数间的相互关系的方法。

由比拟理论分析给出了任意一个 $x=l$ 处的局部阻力系数及努塞尔数 Nu_x 的关系。 $Nu_x = \frac{c_f}{2} Re_x$ —— (5-37)

对平板上湍流边界层阻力系数的测定有 $c_f = 0.0592 Re_x^{-1/5}$ ($Re_x \leq 10^7$) 代入 (5-37) 可得 $Pr=1$ 时局部努塞尔

数的计算公式： $Nu_x = 0.0296 Re_x^{4/5}$ —— (5-39)

修正雷诺比拟 $\frac{c_f}{2} = St Pr^{2/3} = j$ ($0.6 < Pr < 60$) —— (5-40) 其中 St 为斯坦顿数，定义为 $St = \frac{Nu}{Re Pr}$

平板长度 l 大于临界长度 x_c ， $Re > 5 \times 10^5$ 的外掠等温平板的流动

$Nu_m = [0.664 Re_c^{1/2} + 0.037(Re^{4/5} - Re_c^{4/5})] Pr^{1/3}$ ； Re_c —— 临界雷诺数，若取 $Re_c = 5 \times 10^5$ ，则上式化为

$$Nu_m = (0.037 Re^{4/5} - 871) Pr^{1/3}$$

注： Re 是以平板全长 l 为特征长度的雷诺数。

相似原理及量纲分析

流体与固体表面间的对流换热有以下关系式 $h(t_w - t_f) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0}$ ，无量纲化后有 $\frac{hl}{\lambda} = \frac{\partial[(t_w - t)/(t_w - t_f)]}{\partial(y/l)} \Big|_{y=0}$

无量纲的同名物理量的场是相同的，因而无量纲的梯度也相等。两个相似的对流换热现象 1 和 2，应有

$$\left(\frac{hl}{\lambda} \right)_1 = \left(\frac{hl}{\lambda} \right)_2, \text{ 即 } Nu_1 = Nu_2$$

判断两个同类现象相似的条件是：(1) 同名的已定特征数相等 (2) 单值性条件相似

单值性条件指使被研究问题能被唯一地确定下来的条件，包括初始条件、边界条件、几何条件、物理条件。

为获得与所研究现象有关的无量纲量可采用相似分析法或量纲分析法。

特征数方程：表示物理现象的解的无量纲之间的函数关系式。

两热量传递现象相似，其贝克来数 Pe 必相等。 $Pe = \frac{\nu ul}{a \nu} = Pr Re$

量纲分析的基本依据 π 定理：一个表示 n 个物理量间关系的量纲一致的方程式，一定可以转换成包含 $n-r$ 个独立的无量纲物理量群间的关系式。 r 指 n 个物理量中所涉及到的基本量纲的数目。

内部流动强制对流换热实验关联式

层流时入口段长度 $l/d \approx 0.05 Re Pr$ ；湍流时 $l/d > 60$ ，则平均表面传热系数就不受入口段的影响。确定平均温差

时，对于恒热流的情形，若充分发展段足够长，可取充分发展段的温差 $(t_w - t_f)$ 作为 Δt_m ；对于恒壁温的情形

$$\Delta t_m = \frac{t_f'' - t_f'}{\ln\left(\frac{t_w - t_f'}{t_w - t_f''}\right)}$$

管内湍流强制对流换热关联式： $Nu_f = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^n$;

加热流体时 $n=0.4$ ，冷却流体时 $n=0.3$ ，定性温度 t_f 为进出口截面平均温度的算术平均值

实验验证范围 $Re_f = 10^4 \sim 1.2 \times 10^5$, $Pr_f = 0.7 \sim 120$, $l/d \geq 60$; 中等以下温差，对于气体不超过 50°C ，水不超过 $20 \sim 30^\circ\text{C}$ 。

准则方程应用范围的推广：

(1) 非圆形截面槽道采用当量直径 ($de = \frac{4A_c}{P}$) 作为特征长度；

(2) 入口效应修正系数 $c_l = 1 + (\frac{d}{l})^{0.7}$;

(3) 采用螺旋管时，考虑修正系数 c_r 。对于气体 $c_r = 1 + 1.77 \frac{d}{R}$ ，对于液体 $c_r = 1 + 10.3 (\frac{d}{R})^3$

注：适用条件为 $Pr > 0.6$ 的气体或液体。

管内层流换热关联式

$$Nu_f = 1.86 \left(\frac{Re_f Pr_f}{l/d} \right)^{1/3} \left(\frac{\eta_f}{\eta_w} \right)^{0.14}; \quad \eta_f / \eta_w \text{——分别是按流体平均温度及壁面温度计算的流体的动力粘度。}$$

适用范围： $Pr_f = 0.48 \sim 16700$, $\eta_f / \eta_w = 0.0044 \sim 9.75$; $\left(\frac{Re_f Pr_f}{l/d} \right)^{1/3} \left(\frac{\eta_f}{\eta_w} \right)^{0.14} \geq 2$ ，且管子处于均匀壁温。

注：管槽内层流及湍流换热的准则方程只适用于管槽本身是静止的情形。

外部流动强制对流换热实验关联式

横掠单管换热实验关联式

$$Nu = 0.3 + \frac{0.62 Re^{1/2} Pr^{1/3}}{[1 + (0.4/Pr)^{2/3}]^{1/4}} \left[1 + \left(\frac{Re}{282000} \right)^{5/8} \right]^{4/5}; \quad \text{定性温度为 } (t_w + t_\infty)/2, \text{ 适用于 } RePr > 0.2 \text{ 的情形。}$$

横掠管束换热实验

影响管束换热的因素除了 Re 、 Pr 数（对于气体则 Pr 数可不包括在内）外，还有叉排或顺排；管间距（横向间距 S_1 和纵向间距 S_2 ）；管束排数。后排管受前排管尾流的扰动作用对平均表面传热系数的影响直到 10 排以上的管子才能消失。

注：关联式中的特征长度为管外径， Re 中的流速采用整个管束中最窄截面处的流速。

自然对流换热及其实验关联式

自然对流：不依靠泵或风机等外加推动，由流体自身温度场的不均匀所引起的流动。不均匀温度场仅发生在靠近换

热壁面的薄层之内。薄层内的速度分布具有两头小中间大的特点。自然对流亦有层流和湍流之分，层流时换热热阻主要取决于薄层的厚度；旺盛湍流时的局部表面传热系数几乎是个常量。

格拉晓夫数 $Gr = \frac{g\alpha\Delta t l^3}{\nu^2}$ 是浮生力与粘滞力比值的一种度量。

大空间自然对流换热的实验关联式

$$Nu = C(GrPr)^n; \text{ 常热流密度边界条件下常采用的关联式 } Nu = B(Gr^* Pr)^m, \quad Gr^* = GrNu = \frac{g\alpha q l^4}{\lambda \nu^2}$$

热流密度给定的条件下，核算局部壁温时要用到局部值的关联式 $Nu_x = 0.60(Gr_x^* Pr)^{1/5}$ ，适用范围 $10^5 < Gr_x^* < 10^{11}$

空气在横圆柱处自然对流换热的关联式

$$Nu = 0.36 + 0.363Gr^{1/6} + 0.0914Gr^{1/3}; \text{ 定性温度 } t_m = (t_w + t_\infty)/2, \quad Gr = 10^{-6} \sim 1.3 \times 10^{13}$$

有限空间自然对流换热的实验关联式

夹层内流体的流动取决于以夹层厚度 δ 为特征长度的 Gr 数： $Gr_\delta = \frac{g\alpha\Delta t \delta^3}{\nu^2}$ 对于竖直夹层 $Gr_\delta \leq 2860$ ；水平夹层

$Gr_\delta \leq 2430$ ，夹层中的热量传递过程为纯导热。

基本形式 $Nu = C(Gr_\delta Pr)^n \left(\frac{H}{\delta}\right)^m$ ；

对于竖空气夹层 $Nu = 0.197(Gr_\delta Pr)^{1/4} \left(\frac{H}{\delta}\right)^{-1/9}$ ， $Gr_\delta = 8.6 \times 10^3 \sim 2.9 \times 10^5$

定性温度为 $(t_{w1} + t_{w2})/2$ ，Nu 数中的特征长度为 δ ， H/δ 的实验验证范围为 11~42。

对于水平空气夹层 $Nu = 0.212(Gr_\delta Pr)^{1/4}$ ， $Gr_\delta = 1 \times 10^4 \sim 4.6 \times 10^5$ ； $Nu = 0.061(Gr_\delta Pr)^{1/3}$ ， $Gr_\delta > 4.6 \times 10^5$

特征长度与定性温度的取法同上。

自然对流与强制对流并存的混合对流

一般认为 $Gr/Re^2 \geq 0.1$ 时自然对流的影响不能忽略， $Gr/Re^2 \geq 10$ 时强制对流的影响相对于自然对流可以忽略不

计。估算关联式 $Nu_M^n = Nu_F^n \pm Nu_N^n$ ， Nu_M 为混合对流时的 Nu 数，而 Nu_F 、 Nu_N 则为按给定条件分别用强制对流

及自然对流准则式计算的结果。流动方向相同取正号，方向相反其负号，n 常取为 3。

第六章 凝结与沸腾换热

纯净饱和蒸汽层流膜状凝结分析解

分析问题时的 8 个假定：

(1) 物性为常数

- (2) 蒸汽是静止的，汽液界面上无对液膜的粘滞应力
- (3) 液膜的惯性力可以忽略
- (4) 汽液界面上无温差，界面上液膜温度等于饱和温度， $t_\delta = t_s$
- (5) 膜内温度分布是线性的
- (6) 液膜的过冷度可以忽略
- (7) $\rho_v \ll \rho_l$
- (8) 液膜表面平整无波动

液膜层流时竖壁膜状凝结的理论解

$$h_v = 0.943 \left[\frac{gr\rho_l^2 \lambda_l^3}{\eta_l l (t_s - t_w)} \right]^{1/4}; \text{ 与水平轴的倾斜角为 } \varphi \text{ 的倾斜壁, 只需将 } g \text{ 改为 } g \sin \varphi \text{ 即可。}$$

$$\text{水平圆管 } h_H = 0.729 \left[\frac{gr\rho_l^2 \lambda_l^3}{\eta_l d (t_s - t_w)} \right]^{1/4}; \text{ 球表面 } h_s = 0.826 \left[\frac{gr\rho_l^2 \lambda_l^3}{\eta_l d (t_s - t_w)} \right]^{1/4}$$

注：相变热蒸汽饱和温度 t_s 确定，其他物性均取膜层平均温度 $t_m = (t_s + t_w)/2$ 为定性温度。

为判别凝结液的流态需采用膜层雷诺数 (Re)。膜层雷诺数是根据液膜的特点取当量直径为特征长度的雷诺数。

$$\text{Re} = \frac{d e \rho u_l}{\eta} = \frac{4 q_{ml}}{\eta} = \frac{4 h l (t_s - t_w)}{\eta r};$$

u_l —— $x=l$ 处液膜层的平均流速； q_{ml} —— $x=l$ 处宽 1m 的截面上凝结液的质量流量； r ——汽化潜热

液膜由层流转变为湍流的临界雷诺数 Re_c 可定为 1600。

湍流膜状凝结换热

$\text{Re} > 1600$ 的湍流液膜，靠近壁面的极薄层流底层依靠导热方式，层流底层以外以湍流传递为主。

对于底部已达到湍流状态的竖壁凝结换热，其沿整个壁面的平均表面传热系数可按式求取：

$$h = h_l \frac{x_c}{l} + h_t \left(1 - \frac{x_c}{l}\right) \quad (6-11)$$

h_l ——层流段的平均表面传热系数； h_t ——湍流段的平均表面传热系数； x_c ——层流转变为湍流时转折点的高度；

l ——壁的总高

整个壁面的平均表面传热系数

$$\text{Nu} = \text{Ga}^{1/3} \frac{\text{Re}}{58 \text{Pr}_s^{-1/2} \left(\frac{\text{Pr}_w}{\text{Pr}_s}\right)^{1/4} (\text{Re}^{3/4} - 253) + 9200}; \text{ 其中 } \text{Nu} = h l / \lambda, \text{Ga} = g l^3 / \nu^2 \text{ 称为伽利略数。} \text{Pr}_w \text{ 用壁温 } t_w \text{ 计}$$

算，其余的定性温度均为 t_s ，且物性参数均指凝结液。

影响膜状凝结的因素

- (1) 不凝结气体——增加传递过程的阻力、减小凝结的驱动力 Δt ，因而大幅降低表面传热系数
- (2) 蒸汽流速
- (3) 过热蒸汽——只需把计算式中的潜热改用过热蒸汽与饱和液的焓差

(4) 液膜过冷度及温度分布的非线性——用 r' 代替 r , $r' = r + 0.68c_p(t_s - t_w)$

(5) 管子排数

(6) 管内凝结

(7) 凝结表面的几何形状

沸腾换热现象

大容器沸腾：加热壁面沉浸在具有自由表面的液体中所发生的沸腾，也称池内沸腾；

饱和沸腾：液体主体温度达到饱和温度 t_s ，壁温 t_w 高于饱和温度所发生的沸腾。

汽化核心的分析：汽泡的力平衡条件 $\pi R^2(p_v - p_l) = 2\pi Rr$ ；热平衡要求汽泡内蒸汽的温度为 p_v 压力下的饱和温度

t_v ，界面内外温度相等即 $t_l = t_v$ 。所以汽泡外的液体必然是过热的，过热度为 $t_v - t_s$ 。贴壁处液体具有最大过热度

$t_w - t_s$ ，加上凹穴处有残存气体，壁面凹处最先能满足汽泡生成的条件 $R = \frac{2r}{p_v - p_s}$ ， r 为汽液界面的表面张力，

故汽泡都在壁面上产生。只有半径大于所示半径时界面上液体不断蒸发，汽泡才能成长。随着壁面过热度的提高，压差 $p_v - p_s$ 值越来越高，平衡半径 R 将递减，壁面上越来越小的存气凹穴处将称为工作的汽化核心。

沸腾换热计算式

大容器饱和核态沸腾

适用性广的实验关联式 $\frac{c_{pl}\Delta t}{rPr_l^s} = C_{wl} \left[\frac{q}{\eta_l r} \sqrt{\frac{r}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0.33}$ —— (6-17)

c_{pl} ——饱和液体的比定压热容， $J/(kg \cdot K)$ ； C_{wl} ——取决于加热表面-液体组合情况的经验常数；

r ——汽化潜热， J/kg ； g ——重力加速度， m/s^2 ； p_{rl} ——饱和液体的普朗特数， $p_{rl} = \frac{c_{pl}\eta_l}{\lambda l}$

q ——沸腾热流密度， W/m^2 ； Δt ——避免过热度， $^{\circ}C$ ； η_l ——饱和液体的动力粘度， $kg/(m \cdot s)$

ρ_l 、 ρ_v ——相应于饱和液体和饱和蒸汽的密度， kg/m^3 ； r ——液体-蒸汽界面的表面张力， N/m

s ——经验指数，对于水 $s=1$ ，其他液体 $s=1.7$

注： $\frac{q}{\eta_l r} \sqrt{\frac{r}{g(\rho_l - \rho_v)}}$ 是以单位面积上的蒸汽质量流速 $\left(\frac{q}{r}\right)$ 为特征速度的 Re 数， $\sqrt{\frac{r}{g(\rho_l - \rho_v)}}$ 为特征长度，它正

比于汽泡脱离加热面时的直径。

对于制冷介质，广泛使用下列公式

$$h = Cq^{0.67} M_r^{-0.5} p_r^m (-\lg p_r)^{-0.55}, C = 90W^{0.33} / (m^{0.66} \cdot K), m = 0.12 - 0.2 \lg \{R_p\}_{\mu m}$$

M_r ——液体的相对分子质量； p_r ——对比压力（液体压力与该流体的临界压力之比）； R_p ——表面平均粗糙度

大容器沸腾的临界热流密度

$$q_{\max} = \frac{\pi}{24} r \rho_v^{1/2} [gr(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \quad \text{—— (6-20)}$$

影响沸腾换热的因素

- (1) 不凝结气体——强化沸腾换热;
- (2) 过冷度
- (3) 液位高度——液位降低到一定值时, 沸腾换热的表面传热系数会明显地随液位的降低而升高。这一特定的液位值称为临界液位;
- (4) 重力加速度
- (5) 沸腾表面的结构

第七章 热辐射基本定律及物体的辐射特性

由于热的原因而产生的电磁波辐射称为热辐射。辐射换热就是指物体之间相互辐射和吸收的总效果。

吸收比、反射比和穿透比, 分别为 α 、 ρ 、 τ , 则有 $\alpha + \rho + \tau = 1$ 。

辐射能投射到物体表面后, 表面的不平整尺寸小于投入辐射的波长时, 形成镜面反射; 当表面不平整尺寸大于投入辐射的波长时, 形成漫反射。

固体和液体不允许热辐射穿透, 因而 $\alpha + \rho = 1$; 气体对辐射能几乎没有反射能力, 因而 $\alpha + \tau = 1$

辐射力 E 是单位时间内物体的单位表面积向半球空间所有方向发射出去的全部波长的辐射能的总量, 单位 W/m^2

光谱辐射力 E_λ 是单位时间内物体的单位表面积向半球空间所有方向发射出去的在包含 λ 的单位波长范围内的辐射能。

普朗克定律: $E_{b\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/(\lambda T)} - 1}$ —— (7-6)

$E_{b\lambda}$ ——光谱辐射力, W/m^3 ; λ ——波长, m ; T ——黑体的热力学温度, K ;

c_1 ——第一辐射常量, 值为 $3.742 \times 10^{-16} W \cdot m^2$; c_2 ——第二辐射常量, 值为 $1.4388 \times 10^{-2} m \cdot K$;

对应于最大光谱辐射力的波长 λ_m 与温度 T 之间有如下关系: $\lambda_m T \approx 2.9 \times 10^{-3} m \cdot K$

黑体辐射力 $E_b = C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4 W/m^2$ —— (7-10); C_0 ——黑体辐射系数, 其值为 $5.67 W/(m^2 \cdot K^4)$

立体角的量度 $\Omega = \frac{A_c}{r^2}$, 单位为 sr (球面度), 微元立体角 $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$

我们把单位时间内单位可见辐射面积辐射出去的落在单位立体角内的辐射能量称为定向辐射强度, 记为 L 。

定向辐射强度与方向无关的规律称为兰贝特定律。定向辐射强度 $L(\theta) = \frac{d\Phi(\theta)}{dA \cos \theta d\Omega}$ —— (7-16)

黑体的定向辐射强度与方向无关。黑体的辐射能在空间不同方向的分布是不均匀的, 法线方向最大, 切线方向为零。遵守兰贝特定律的辐射, 数值上其辐射力等于定向辐射强度的 π 倍, $E = L\pi$ 。

实际固体和液体的辐射特性

我们把实际物体的辐射力与同温度下黑体辐射力的比值称为实际物体的发射率, 也称为黑度, 记为 ε 。

实际物体的光谱辐射力 E_λ 与同温度下黑体的光谱辐射力 $E_{b\lambda}$ 的比值，称为实际物体的光谱发射率，也称单色黑度。

$$\text{定向发射率（定向黑度） } \varepsilon(\theta) = \frac{L(\theta)}{L_b(\theta)} = \frac{L(\theta)}{L_b} \quad (7-22)$$

工程实践中，近似地认为大多数工程材料也服从兰贝特定律。服从兰贝特定律的表面称为漫射表面。发射率仅取决于物体本身的温度及表面状态，与外界条件无关。

实际物体的吸收比与吉尔霍夫定律

单位时间内从外界辐射到物体单位面积上的能量称为该物体的投入辐射。物体对投入辐射所吸收的百分数称为该物体的吸收比。

物体对某一特定波长的辐射能吸收的百分数定义为光谱吸收比，记为 $\alpha(\lambda)$ 。

对一定的物体，其对黑体辐射的吸收比是温度 T_1 、 T_2 的函数。下标 1、2 分别代表所研究的物体及产生投入辐射的

物体。在热辐射分析中，把光谱吸收比与波长无关的物体称为灰体。对于灰体（一定温度下） $\alpha = \alpha(\lambda) = \text{常数}$ 。

吉尔霍夫定律：热平衡时，任意物体对黑体投入辐射的吸收比等于同温度下该物体的发射率。 $\alpha = \frac{E}{E_b} = \varepsilon$ 。对于漫

射的灰体表面一定有 $\alpha = \varepsilon$ 。

在大多数情况下物体可视为灰体，善于辐射的物体必善于吸收；在研究物体表面对太阳能的吸收时，一般不能把物体作为灰体。

第八章 辐射换热的计算

我们把表面 1 发出的辐射能中落到表面 2 上的百分数称为表面 1 对表面 2 的角系数，记为 $X_{1,2}$ 。

讨论角系数时的假定：

- (1) 所研究的表面是漫射的
- (2) 所研究的表面的不同地点上向外发射的辐射热流密度是均匀的。

角系数的相对性 $A_1 X_{1,2} = A_2 X_{2,1}$ ；角系数的可加性 $X_{1,2} = X_{1,2a} + X_{1,2b}$ 或 $X_{2,1} = X_{2a,1} \left(\frac{A_{2a}}{A_2} \right) + X_{2b,1} \left(\frac{A_{2b}}{A_2} \right)$

任何一个表面对封闭腔各表面的角系数之间存在下列关系： $X_{1,1} + X_{1,2} + X_{1,3} + \cdots + X_{1,n} = \sum_{i=1}^n X_{1,i} = 1$ ，表面 1 为非

凹表面时， $X_{1,1} = 0$

交叉线法确定角系数： $X_{1,2} = \frac{\text{交叉线之和} - \text{不交叉线之和}}{2 \times \text{表面} A_1 \text{的截面长度}}$

被透热介质隔开的两固体表面间的辐射换热

有效辐射：单位时间内离开表面单位面积的总辐射能为该表面的有效辐射，记为 J 。有效辐射 J 与表面净辐射换热

量 q 的关系： $J = \frac{E}{\alpha} - \frac{1-\alpha}{\alpha} q = E_b - \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) q$ —— (8-12) 式中各个量是对同一表面而言的，且以向外界净放热

量为正值。

两个灰体表面组成的封闭系统的辐射换热

$$\Phi_{1,2} = \frac{A_1(E_{b1} - E_{b2})}{\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1\right) + \frac{1}{X_{1,2}} + \frac{A_1}{A_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)} = \varepsilon_s A_1 X_{1,2} (E_{b1} - E_{b2}) \quad (8-13b) \quad \varepsilon_s \text{——系统发射率}$$

简化的三种情况

表面 1 为平面或凸表面	$X_{1,2} = 1, \quad \Phi_{1,2} = \varepsilon_s A_1 \times 5.67 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad \varepsilon_s = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$
表面积 A_1 和 A_2 相差很小, $A_1 / A_2 \rightarrow 1$	$\Phi_{1,2} = \frac{A_1(E_{b1} - E_{b2})}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \frac{A_1 \times 5.67 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$
表面积 A_2 和 A_1 大很多, $A_1 / A_2 \rightarrow 0$	$\Phi_{1,2} = \varepsilon_1 A_1 \times 5.67 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad \varepsilon_s = \varepsilon_1$

多表面系统辐射换热的计算

由 (8-12) 得 $\Phi = \frac{E_b - J}{\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon A}}$ 以及 $\Phi_{1,2} = \frac{J_1 - J_2}{\frac{1}{A_1 X_{1,2}}}$, $\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon A}$ 及 $\frac{1}{A_1 X_{1,2}}$ 相当于电阻, 分别称为辐射换热的表面辐射热阻及

空间辐射热阻。

应用网络法求解多表面封闭系统辐射换热问题的步骤:

(1) 画出等效的网络图。注意: (a) 每一个参与换热的表面 (净换热量不为零的表面) 均应有一段相应的电路, 包括源电势、与表面热阻相应的电阻及节点电势 (b) 由节点电势出发通过空间热阻进行。每一个节点电势都应与其他节点电势连接起来。

(2) 列出节点的电流方程

(3) 求解代数方程得出节点电势 (表面有效辐射) J_1 、 J_2 及 J_3 。

(4) 按公式 $\Phi_i = \frac{E_{bi} - J_i}{\frac{1 - \varepsilon_i}{\varepsilon_i A_i}}$ 确定每个表面的净辐射换热量。

注: 有一个表面绝热的简化条件下, 此表面的温度是未知的。这种表面温度未定而净的辐射换热量为零的表面称为重辐射面。

辐射换热的强化与削弱

平行平板之间插入一块薄金属板, 设平板和金属薄板都是灰体, 且 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \varepsilon$, $q_{1,3} = \varepsilon_s (E_{b1} - E_{b3})$

$$q_{3,2} = \varepsilon_s (E_{b3} - E_{b2}), \text{ 表面 1、3 及表面 3、2 两个系统的系统发射率相同都是 } \varepsilon_s = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon} - 1}$$

热稳定条件下, $q_{1,3} = q_{3,2} = q_{1,2} = \frac{1}{2} \varepsilon_s (E_{b1} - E_{b2})$ 与未加金属薄板时的辐射换热相比, 其辐射换热量减小了一半。

工程上常采用把辐射换热量折合成对流换热量的处理方法。 $\Phi_r = Ah_r \Delta t$, h_r —— 辐射换热表面传热系数

$$\Phi = Ah_c \Delta t + Ah_r \Delta t = A(h_c + h_r) \Delta t = Ah_t \Delta t, \quad h_t \text{ —— 复合换热表面传热系数}$$

气体辐射

特点: (1) 气体辐射对波长有选择性 (2) 气体的辐射和吸收是在整个容积中进行的。

贝尔定律: 光谱辐射强度在吸收性气体中传播时按指数规律衰减。 $L_{\lambda,s} = L_{\lambda,0} e^{-k_\lambda s}$, k_λ —— 光谱减弱系数

气体层吸收比 $\alpha(\lambda, s) = 1 - e^{-k_\lambda s}$ —— (8-27); 气体层的光谱发射率 $\varepsilon(\lambda, s) = 1 - e^{-k_\lambda s}$ —— (8-28)

当量半球是指半球内的气体具有与所研究的情况相同的温度、压力和成分时, 该半球内气体对球心的辐射力, 等于所研究情况下气体对指定地区的辐射力。实用上采用这种当量半球半径作为平均射线程长。

平均射线程长 $s = 3.6 \frac{V}{A}$, V —— 气体容积 m^3 ; A —— 包壁面积 m^2

气体中同时存在水蒸气和二氧化碳两种成分时, 气体发射率 $\varepsilon_g = C_{H_2O} \varepsilon_{CO_2}^* + C_{CO_2} \varepsilon_{CO_2}^* - \Delta \varepsilon$ —— (8-31)

修正量 $\Delta \varepsilon$, 它是由水蒸气和二氧化碳光带部分重叠而引入的修正量。

水蒸气和二氧化碳共存的混合气体对黑体外壳辐射的吸收比 $\alpha_g = C_{H_2O} \alpha_{CO_2}^* + C_{CO_2} \alpha_{CO_2}^* - \Delta \alpha$ —— (8-32)

气体与外壳间换热的热流密度 $q = \varepsilon_g E_{b,g} - \alpha_g E_{b,w} = 5.67 [\varepsilon_g (\frac{T_g}{100})^4 - \alpha_g (\frac{T_w}{100})^4]$ —— (8-34)

第九章 传热过程分析与换热器热计算

传热过程的分析和计算

通过圆管的传热	$\Phi = \frac{\pi l(t_{fi} - t_{fo})}{\frac{1}{h_i d_i} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_o}{d_i} + \frac{1}{h_o d_o}}$	<p>以管外侧面积为基准的传热系数</p> $k = \frac{1}{\frac{1}{h_i} \frac{d_o}{d_i} + \frac{d_o}{2\lambda} \ln \frac{d_o}{d_i} + \frac{1}{h_o}}$ $\frac{1}{kA_o} = \frac{1}{h_i A_i} + \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \frac{d_o}{d_i} + \frac{1}{h_o A_o}$ <p>右边三项分别是管内、管壁和管外三个传热环节的热阻</p>
通过肋壁的传热	$\Phi = \frac{t_{fi} - t_{fo}}{\frac{1}{h_i A_i} + \frac{\delta}{\lambda A_i} + \frac{1}{h_o \eta_o A_o}}$	<p>以肋侧表面积 A_o 为基准的肋壁传热系数为</p> $k_f = \frac{1}{\frac{1}{h_i} \frac{A_o}{A_i} + \frac{\delta A_o}{\lambda A_i} + \frac{1}{h_o \eta_o}}$ $k'_f = \frac{1}{\frac{1}{h_i} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_o \eta_o \beta}}$ <p>$\eta_o = (A_i + \eta_f A_2) / A_o$ 称为肋面总效率</p> <p>$\beta = A_o / A_i$ 称为肋化系数</p>

注：工程计算中都是以未加肋时的表面积作为计算总传热系数及热流量的面积的。

临界热绝缘直径 d_{cr} ，若圆柱外径小于 d_{cr} ，则随着 d_o 的增加热量将增大；若外径大于 d_{cr} ，则热量随 d_o 的增加而

减小。 $d_{cr} = \frac{2\lambda}{h_o}$

简单顺流及逆流换热器的对数平均温差

假设：（1）冷、热流体的质量流量 q_{m2}, q_{m1} 及比热容 c_2, c_1 在整个换热面上都是常量；（2）传热系数在整个换热面上不变；（3）换热器无散热损失；（4）换热面沿流动方向的导热忽略不计。

算数平均温差是指 $(\Delta t_{\max} + \Delta t_{\min}) / 2$ ，当 $\Delta t_{\max} / \Delta t_{\min}$ 之值趋近于 1 时，可用算数平均温差代替对数平均温差。

顺流逆流平均温差的统一表达式： $\Delta t_m = \frac{\Delta t_{\max} - \Delta t_{\min}}{\ln \frac{\Delta t_{\max}}{\Delta t_{\min}}}$ —— (9-11)

其他复杂布置时换热器平均温差都可以采用以下公式计算： $\Delta t_m = \phi(\Delta t_m)_{ctf}$ —— (9-12)

$(\Delta t_m)_{ctf}$ 是将给定的冷、热流体的进出口温度布置成逆流时的对数平均温差； φ 是小于 1 的修正系数。

在相同的进出口温度条件下，逆流的平均温差最大，顺流的平均温差最小。工程上常见的流经蛇形管束的传热，只要管束的曲折次数超过 4 次，就可作为纯逆流和纯顺流来处理。

换热器热计算的效能——传热单元数法

换热器的效能 ε 按下式定义：
$$\varepsilon = \frac{(t' - t'')_{\max}}{t_1' - t_2'} \quad (9-16)$$

分子为冷流体或热流体在换热器中的实际温度差值中的较大者；分母为流体在换热器中可能发生的最大温度差值。

顺流时，换热器效能 $\varepsilon = \frac{1 - \exp\left\{(-NTU)\left[1 + \frac{(q_m c)_{\min}}{(q_m c)_{\max}}\right]\right\}}{1 + \frac{(q_m c)_{\min}}{(q_m c)_{\max}}} \quad (9-19)$ ； $NTU = \frac{kA}{(q_m c)_{\min}}$ 称为传热单元数

当冷、热流体的 $q_m c$ 的值相等时，顺流 $\varepsilon = \frac{1 - \exp(-2NTU)}{2} \quad (9-22)$ ；逆流时 $\varepsilon = \frac{NTU}{1 + NTU} \quad (9-23)$

管壁两侧均已结垢的换热器，以管子外表面积为计算依据的传热系数为

$$k = \frac{1}{\left(\frac{1}{h_o} + R_o\right)\frac{1}{\eta_o} + R_w + R_i\left(\frac{A_o}{A_i}\right) + \frac{1}{h_i}\left(\frac{A_o}{A_i}\right)}$$

h_i, h_o ——分别为管子内、外侧的表面传热系数；

R_i, R_o ——分别为管子内、外侧的污垢热阻（面积热阻）

R_w ——管壁导热热阻； A_o / A_i ——换热器的外表面积与内表面积之比； η_o ——肋面总效率（若外表面未肋化则

$\eta_o = 1$ ）

传热的强化和隔热保温技术

热传递过程的强化主要集中在对流换热与辐射换热的领域，而热传递过程的削弱则主要通过控制导热过程来进行。

确定传热过程分热阻的威尔逊图解法

工业换热器中，管内流动总是处于旺盛湍流状态， h_i 与流速 u 的 0.8 次方成正比，则总传热系数可写成

$$\frac{1}{k_o} = \frac{1}{h_o} + R_w + R_f + \frac{1}{c_i u_i^{0.8}} \frac{d_o}{d_i} \quad (b), \text{ 保持 } h_o \text{ 不变, 改变管侧流速作一系列测定传热系数 } k_o \text{ 的试验, 则 } (b)$$

$$\text{可表示成 } \frac{1}{k_o} = b + \frac{1}{c_i u_i^{0.8}} \frac{d_o}{d_i} \quad (c)$$

热传递过程的综合分析可归纳为以下步骤：

提出问题 → 辨析过程 → 做出假设 → 建立模型 → 确定方程 → 择法求解

传质过程

混合物的组分在浓度梯度作用下由高浓度向低浓度方向的转移过程称为传质，也称质量传递。

对于混合气体，组分 i 的物质的量浓度 c_i 与组分的分压力 p_i 及温度 T 有如下关系：
$$c_i = \frac{p_i}{RT}$$

单位时间内在垂直于质量扩散方向的面积上所扩散的组分 A 的量 M_A 或 N_A ，可用裴克定律计算：

$$M_A = -D_{AB} \frac{\partial \rho_A}{\partial x}, N_A = -D_{AB} \frac{\partial c_A}{\partial x}$$

M_A 、 N_A ——分别为质量通量密度和物质的量的通量密度，单位分别为 $kg/(m^2 \cdot s)$ 及 $kmol/(m^2 \cdot s)$

D_{AB} ——比例系数，称为质扩散系数，单位 m^2/s ，下标 AB 表示物质 A 向物质 B 扩散

质扩散系数 D 是个物性参数，表征了物质扩散能力的大小。其值取决于混合物的性质、压力与温度，主要靠实验确定。

对气相物质，当已知温度 T_0 ，压力 p_0 下的扩散系数 D_0 时，温度 T，压力 P 下的扩散系数可按式估计：

$$D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1.5} \frac{p_0}{p} \quad (10-13)$$

组分 A、B 以相同的物质的量的通量密度向相反方向扩散，称这种扩散过程为等摩尔逆向扩散。

等摩尔逆向扩散（对二元混合物，两种组分各自的质扩散率相等）

$$N_A = \frac{D_{AB}(p_{A1} - p_{A2})}{RT\Delta x} = \frac{D_{AB}}{\Delta x} (c_{A1} - c_{A2}) \quad (10-15)$$

p_{A1} 、 p_{A2} ——分别为组分 A 在 1、2 两点的分压力， Δx 是两点间的距离

单项扩散

假设：（1）扩散过程是稳态的；（2）系统是等温的；（3）水面上方气空间的压力 p_0 为常数；（4）混合气体可作为理想气体处理

在量筒的任一截面上这股向上的气流的流速应使该截面上空气的净质量交换率为零。最后得到

$$N_w = -\frac{D}{RT} \frac{p_w + p_A}{p_A} \frac{dp_w}{dx} = -\frac{D}{RT} \frac{p_0}{p_0 - p_w} \frac{dp_w}{dx} \quad (10-16) \text{ 称为斯蒂芬定律}$$

$$N_w = \frac{Dp_0}{RT} \frac{1}{\Delta x} \ln \frac{p_{A2}}{p_{A1}} \quad (10-17); \quad M_w = \frac{Dp_0}{R_w T} \frac{1}{\Delta x} \ln \frac{p_{A2}}{p_{A1}} \quad (10-18)$$

对流传质及表面传质系数

对流传质是指当流体流经一个相界面时与界面之间发生的质量交换。

表面传质系数的定义式： $N_A = h_m(c_{A,w} - c_{A,f})$

$c_{A,w}$ ——界面处组分 A 的物质的量浓度，单位 $kmol/m^3$ ； $c_{A,f}$ ——主流中组分 A 的物质的量浓度

h_m ——表面传质系数， m/s

表 10-5 对流换热与对流传质的对比

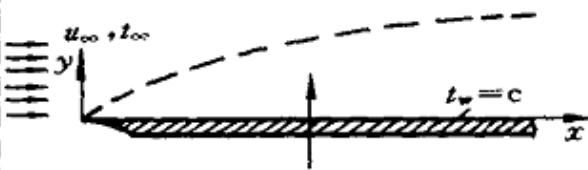

对比内容	对流换热	对流传质
图示		
控制方程	$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ $u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$	$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ $u \frac{\partial c_A}{\partial x} + v \frac{\partial c_A}{\partial y} = D \frac{\partial^2 c_A}{\partial y^2}$
边界条件	$y=0, u=v=0, t=t_w$ $y \rightarrow \infty, u \rightarrow u_\infty, t \rightarrow t_\infty$	$y=0, u=0, v=v_w \approx 0, c_A=c_{A,w}$ $y \rightarrow \infty, u \rightarrow u_\infty, c_A \rightarrow c_{A,\infty}$
转移率方程	$-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} = h(t_w - t_\infty)$	$-D \frac{\partial c_A}{\partial y} = h_m(c_{A,w} - c_{A,\infty})$
假定条件	流体物性为常数	(1) 组分 A 在空气中的浓度很低, 流体的物性仍可按空气物性计算; (2) 界面上质交换率很小, 界面速度 v_w 可以略而不计
相似特征数	$Nu = \frac{hl}{\lambda} = \frac{\partial \left(\frac{t - t_w}{t_\infty - t_w} \right)}{\partial (y/l)} \Big _{y=0}$ $Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\text{动量边界层厚度}}{\text{热边界层厚度}}$	$Sh = \frac{h_m l}{D} = \frac{\partial \left(\frac{c_A - c_{A,w}}{c_{A,\infty} - c_{A,w}} \right)}{\partial (y/l)} \Big _{y=0}$ $Sc = \frac{\nu}{D} = \frac{\text{动量边界层厚度}}{\text{浓度边界层厚度}}$
层流分析解	$Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$ $Nu = 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3}$	$Sh_x = 0.332 Re_x^{1/2} Sc^{1/3} \quad (10-20a)$ $Sh = 0.664 Re^{1/2} Sc^{1/3} \quad (10-20b)$

表 10-6 湍流对流换热与对流传质的类比

传递方式	对流换热	对流传质
管内强制对流	$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}$ (换热充分发展段, 流体被加热)	$Sh = 0.023 Re^{0.83} Sc^{0.44}$ (10-23) $2 \times 10^3 < Re < 3.5 \times 10^4$ $0.6 < Sc < 2.5$
外掠平板	$Nu_x = 0.0292 Re_x^{0.8} Pr^{1/3}$ $Re_x > 5 \times 10^5$	$Sh_x = 0.0292 Re_x^{0.8} Sc^{1/3}$ (10-24) $Re_x > 5 \times 10^5$

当对流换热与对流传质具有相同的单值性条件时, 在表 10-6 所示的条件下有

$$\frac{h}{h_m} = \left(\frac{D}{a}\right)^n \frac{\lambda}{D} = \rho_p \left(\frac{a}{D}\right)^{1-n} = \rho_p Le^{1-n} \quad (10-22);$$

比值 a/D 称为路易斯数, 记为 Le , 式 (10-22) 称为路易斯关系式。 n 值一般在 0.33~0.4。

质量与热量同时传递的过程

以干湿球温度计为例来分析, 单位水膜面积上的质交换为 $M_w = h_m(\rho_w - \rho_\infty)$, 单位面积上的换热量为

$q = h(t_\infty - t_w)$, 达到热平衡, 气流传给水膜的热量等于水分蒸发所消耗的潜热, 即 $h_m(\rho_w - \rho_\infty)r = h(t_\infty - t_w)$, 运

用 (10-22) 最终可得 $\rho_\infty = \rho_w - \frac{t_\infty - t_w}{r} \rho_p \left(\frac{a}{D}\right)^{2/3}$ (10-25)