

Chapter 1

Transfert thermique

1.1 Des nombres importants

Biot:

$$B_i = \frac{hD}{\lambda} = \frac{\tau^{cd}}{\tau^{cc}}$$
$$B_i = \frac{\text{coefficient de transfert} \times \text{dimension caractéristique}}{\text{conductivité thermique}}$$

Comme

$$Re = \frac{U \times l}{\nu}$$

U : la vitesse de fluide (transfert)

ν : coefficient de viscosité dynamique

Il caractérise le régime d'écoulement

Diffusivité thermique a en m^2/s :

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p}; \frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T + \frac{P}{\rho c_p}$$

Nombre de Fourier:

$$F_0 = \frac{at}{x^2}$$

Le temps caractéristique de conduction thermique:

$$\tau^{cd} = \frac{x^2}{a}$$

Le temps caractéristique de convection thermique:

$$\tau^{cc} = \frac{\tau^{cd}}{B_i} = \frac{e^2/a}{he/\lambda} = \frac{\rho c_p e}{h}$$

La longueur caractéristique de conduction thermique à l'instant t :

$$l^{cd} = \sqrt{at}$$

Effusivité thermique du matériau:

$$b = \sqrt{\lambda \rho c}$$

il caractérise sa capacité à échanger de l'énergie thermique avec son environnement

La profondeur de pénétration e_p :

$$e_p = \sqrt{\frac{2a}{\omega}}$$

透射率(当透射率小于某一个值时,可以认为ne passe pas):

$$\tau = \exp\left(-\frac{x}{e_p}\right)$$

流体的温度- x 变化曲线的横截距,式中 λ 为fluide的参数:

$$\eta = \frac{\lambda}{h}$$

1.1.1 Convection forcée

le nombre de Nusselt:

$$N_u = \frac{hD}{\lambda} = \frac{D/\lambda}{1/h} = \frac{R^{cd}}{R^{cc}} = A \cdot (R_e)^\alpha \cdot (P_r)^\beta$$

C'est donc le rapport de la résistance thermique de conduction par la résistance thermique de convection. Il est d'autant plus élevé que la convection est prédominante sur la conduction. Il caractérise le type de transfert de chaleur.

Propriétés thermophysiques du fluide $\rho, \mu, \nu, C_p, \lambda, a$ sont évalués à la température de film $T_f = (T_0 + T_p)/2$

Le nombre de Prandtl:

$$P_r = \frac{\mu C_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$$

$$\frac{\text{Diffusivité de quantité de mouvement } \nu \text{ (ou viscosité cinématique)}}{\text{Diffusivité thermique}}$$

对于常见的流体:

Fluides usuels: P_r de l'ordre 1

Métaux liquides: P_r de l'ordre 10^{-2} 说明液态金属的传热性能非常好

Huiles: P_r de l'ordre 10^3

Le nombre de Péclet:

$$P_e = R_e \cdot P_r$$

Convection forcée externe laminaire

$$0.6 < P_r < 10 \quad \frac{\delta_{th}}{\delta_m} = pr^{-1/3} \quad (1-1-1)$$

$$h(x) = \frac{\lambda}{\frac{2}{3}\delta_{th}(x)} \quad (1-1-2)$$

1.1.2 Convection naturelle

Le nombre de Grashof (comme nombre de Reynolds):

$$G_{r_L} = \frac{\rho^2 g \beta (T_p - T_0) L^3}{\mu^2}$$

$$N_{u_L} = C G_{r_L}^\alpha P_r^\beta$$

$$G_{r_x} = \frac{\rho^2 g \beta (T_p - T_0) x^3}{\mu^2}$$

$$N_{u_x} = C' G_{r_x}^\alpha P_r^\beta$$

- $G_{r_x} \leq 10^9$ laminaire
- $G_{r_x} \geq 10^9$ et $G_{r_x} \leq 10^{10}$ transitoire
- $G_{r_x} \geq 10^{10}$ turbulent

Le nombre de Rayleigh:

Nombre de Rayleigh fait intervenir le terme moteur (Archimède) et les deux phénomènes de diffusion: le frottement visqueux ν mais aussi la conduction thermique a , ce qui est plus physique.

$$R_{a_x}(x) = G_{r_x} P_r = \frac{g \beta (T_p - T_0) x^3}{\nu a}$$

$$N_{u_L} = C R_{a_L}^{\alpha'} P_r^{\beta'}$$

$$N_{u_x} = C' R_{a_x}^{\alpha'} P_r^{\beta'}$$

Ces résultats sont faiblement dépendants du nombre de Prandtl.

1.1.3 Massique

transfert de chaleur	transfert d'espèce
$\varphi^{cc} = -\lambda \vec{\text{grad}} T$	$q^{cc} = -D_{s/m} \vec{\text{grad}} c$
$\varphi^{cc} = h^{cc}(T_p - T_f)$	$q^{cc} = h^{cc}(c_p - c)$
h^{cc} coefficient de transfert conducto-convectif ($W m^{-2} K^{-1}$)	$h^{cc} (m/s)$
$Re_x = \frac{u x}{\nu}$ et $Re_L = \frac{u L}{\nu}$	$Re_x = \frac{u x}{\nu}$ et $Re_L = \frac{u L}{\nu}$
$Pr = \frac{\nu}{a}$	$Sc = \frac{\nu}{D_{s/m}}$
N_u	Sh
$\frac{dH}{dt} = \varphi S$	$\frac{dM}{dt} = q S$

Le changement d'enthalpie:

$$dH = m c_p dT \quad (J)$$

En régime stationnaire pour gaz parfait ou liquide

$$\frac{dH}{dt} = \dot{m} c_p dT_m$$

1.2 Modèle

1.2.1 Ailette: $B_i < 0.1$

pour une barre de section carrée a et de longueur L : 对于一般图形来说,没有一个确定的量能够单独表示特征尺寸,所以一般用 $\frac{\text{面积}}{\text{周长}}$ 来表示这个特征尺寸

$$\text{sa longueur caractéristique } l = \frac{A}{P} = \frac{a^2}{4a} \quad (1-2-1)$$

$$B_i = \frac{hl}{\lambda} m = \sqrt{\frac{h}{l\lambda}} = \sqrt{\frac{hP}{\lambda A}} \quad (1-2-2)$$

$$(1-2-3)$$

Ailette idéale

$$m \cdot l \leq 1 \quad \frac{T(z) - T_f}{T_p - T_f} \simeq 1$$

La température de l'ailette rest en tout point très voisine de $T_p \Rightarrow \frac{T - T_f}{T_p - T_f} \simeq 1$

Ailette infinie

$$m \cdot l \geq 3 \quad \frac{T(z) - T_f}{T_p - T_f} = \exp(-mz)$$

Aucun flux n'est plus dissipé en bout d'ailette. En effet, au bout d'une certaine longueur, la température de l'ailette est proche de la température de référence du fluide. Le flux échangé tend vers 0.

Démonstration

$$\text{en } z: \quad \Phi_1 = \varphi(z) \cdot A \quad (1-2-4)$$

$$\text{en } z+dz: \quad \Phi_2 = -\varphi(z+dz) \cdot A \quad (1-2-5)$$

$$\text{en surface latéral: } \Phi_3 = -h(t(z) - T_f) \cdot P_m dz \quad (1-2-6)$$

$$\text{三个flux相加为零(考虑了进出的符号问题): } \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 = 0 \quad (1-2-7)$$

$$\text{en } z: \quad \Phi_1 = -\lambda \frac{dT}{dz} \cdot A \quad (1-2-8)$$

$$\text{en } z+dz: \quad \Phi_2 = -\lambda \frac{d}{dz} (T + \frac{dT}{dz} dz) \cdot A \quad (1-2-9)$$

$$\text{en surface latéral: } \Phi_3 = h(T(z) - T_f) \cdot P_m dz \quad (1-2-10)$$

$$\text{三个flux都为正值,但是}\Phi_1\text{进去,}\Phi_2, \Phi_3\text{都是出去: } \Phi_1 - \Phi_2 - \Phi_3 = 0 \quad (1-2-11)$$

$$(1-2-12)$$

Résultat:

$$\begin{aligned}\frac{d^2T}{dz^2} &= \frac{hP_m}{\lambda A}(T(z) - T_f) = m^2(T(z) - T_f) \\ T - T_f &= Ae^{mz} + Be^{-mz}\end{aligned}\quad (1-2-13)$$

Pour l'ailette infinie

$$\begin{aligned}\text{温度不能无穷大} &\Rightarrow A = 0 \\ \text{enz} = 0 \quad T_p - T_f = B &\Rightarrow \frac{T - T_f}{T_p - T_f} = \exp -mz\end{aligned}\quad (1-2-14)$$

用到的公式:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dx}\left(y + \frac{dy}{dx}\right) &= \frac{dy}{dx} + \frac{d}{dx}\left(\frac{dy}{dx}dx\right) \\ &= \frac{dy}{dx} + \frac{d^2y}{dx^2}dx + \frac{dy}{dx}\frac{ddy}{dx} \text{略去二阶无穷小} \\ &= \frac{dy}{dx} + \frac{d^2y}{dx^2}dx\end{aligned}\quad (1-2-15)$$

温度梯度大的地方,传热效率不一定高,相反温度梯度低的地方也有可能传热效率很高,例如ailette,由于横向传热很快,导致横向几乎没有温度差,没有温度差也就没有温度梯度,但是横向传热效率很高

1.2.2 Ecoulement

1.2.3 Stationnaire Uniform Établi

Stationnaire

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0$$

Uniforme

$$\frac{\partial}{\partial x} = 0$$

Établi Quand T suffisamment grand

$$\frac{\partial}{\partial x} = 0$$

Laminaire 无论在流体内部还是在流体与表面的界面处,热只通过分子传导进行传递.即,在流体粒子内作为内能所储备的热,按照粒子准微观的分子运动,横跨流线传递给相邻流线上的粒子.

Turbulent 在湍流时,存在横跨流线运输流体块的涡流,通过这个涡流的宏观运动,被运送到其他流体层的流体粒子跟那里的粒子混合,在流体层间传递能量.这种机理被称为涡传导.

湍流时,由于分子传导又附加了涡流传导,所以只与分子传导的导热情况相比,其传热效果显著增强了.因此涡流混合的程度越大,传热的效率也越大.

1.2.4 Bilan

Hypothèses simplificatrices

- écoulement stationnaire
- propriétés thermophysiques de fluide ρ, c_p, μ, λ uniform (variation de T et P faible)

- force volumique \vec{f} ignoré
- puissance thermique $P_{th} = 0$
- fluide soit opaque ($\vec{\varphi}^R = 0$ soit transparent ($\text{div} \vec{\varphi}^R = 0$))
- écoulement subsonique $\Rightarrow \sum \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}, \chi \frac{DP_{th}}{Dt}$ négligeable

Bilan de masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0$$

化简为

$$\text{div} \vec{v} = 0$$

Bilan de quantité de mouvement

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} \vec{v} \right) = \vec{f} - \text{grad} p + \mu \Delta \vec{v} + \frac{\mu}{3} \text{grad} \text{div} \vec{v}$$

化简为

$$\rho (\vec{v} \cdot \text{grad} \vec{v}) = -\text{grad} p + \mu \Delta \vec{v}$$

Bilan de l'enthalpie

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} T \right) = P_{th} - \text{div}(\vec{\varphi}^{CD} + \vec{\varphi}^R) + \sum_{ij} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \chi \frac{DP_{th}}{Dt}$$

化简为

$$\rho c_p (\vec{v} \cdot \text{grad} T) = -\text{div}(\vec{\varphi}^{CD}) = \lambda \Delta T$$

1.3 Flux surfacique

1.3.1 Milieu transparent et corps opaque

Un milieu transparent: il n'intégit pas de champ de rayonnement; il n'émet pas, n'absorbe pas, ne réfléchit pas, ni ne diffuse de rayonnement; tout rayonnment incident est transmis quelles que soient sa direction et sa fréquence.

Un corps opaque ne transmet aucune fraction d'un rayonnement incident(i); le rayonnement incident est soit absorbé(a), soit réfléchit(r).

1.3.2 Conduction et conducto-convection

(CD)Le transfert thermique dans le fluide à le paroi:

$$\varphi^{cd}|_{pf} = -\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial y}|_{pf}$$

(CC)Le transfert conducto-convectif(根据正方向):

$$\varphi^{cc} = h(T_p - T_c) \quad \text{由p到c为正方向}$$

1.3.3 Rayonnement

Classification

Les grandeurs physiques seront distinguées selon :

- La composition spectrale du rayonnement
 - Si la grandeur est relative à l'ensemble du spectre elle est dite *totale*.
 - Si elle concerne un intervalle spectral étroit $d\lambda$ autour d'une longueur d'onde λ elle est dite *monochromatique* : G_λ .
- La distribution spatiale du rayonnement
 - Si la grandeur est relative à l'ensemble des directions de l'espace, elle est dite *hémisphérique*.
 - Si elle caractérise une direction donnée de propagation, elle est dite *directionnelle* : G_x .

温度为 T 的物体的: L'énergie émise est maximale pour une certaine longueur d'onde λ_m

$$\lambda_m = \frac{3000k \cdot \mu m}{T}$$

物体(en l'équilibre de température T)的辐射波长范围(在这个范围内包括了98%的能量):

$$[\frac{\lambda_m}{2}, 8\lambda_m]$$

À l'équilibre thermique, le flux radiatif surfacique φ^R est nul.

À l'équilibre thermique, $\varphi^i = \varphi^p$, $\varphi^R = \varphi^p - \varphi^i = 0$.

Le flux

(θ_1, θ_2) les angles $(n_1, u_1), (n_2, u_2)$ et u_1 le vecteur unitaire de O_1 vers O_2)

$$\begin{aligned} d\Phi_\lambda &= L_\lambda(O_1, u_1) \frac{dS_1 \cos \theta_1 dS_2 \cos \theta_2}{O_1 O_2^2} d\lambda \\ &= L_\lambda(O_1, u_1) dS_1 \cos \theta_1 d\Omega_1 d\lambda \\ &= L_\lambda(O_1, u_1) dS_2 \cos \theta_2 d\Omega_2 d\lambda \end{aligned} \tag{1-3-1}$$

Hémisphérique

Cas générale(**Hémisphérique**) 对于 θ 为半顶角($\theta \in [0, \pi/2]$)的cône,对应的立体角及其微分分别为:

$$\begin{aligned} \Omega &= 2\pi(1 - \cos \theta) \Rightarrow d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \\ d\varphi_\lambda^s &= \frac{d\Phi_\lambda^s}{dS_1} \\ &= \int_0^{\pi/2} L_\lambda^s(O_1, \theta) \cos \theta d\Omega d\lambda \\ &= d\lambda \int_{\Omega=2\pi(1-\cos \theta)} L_\lambda^s(O_1, \theta_1) \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1 \end{aligned} \tag{1-3-2}$$

Cas d'un rayonnement isotrope(luminance indépendante de la direction)

$$\begin{aligned} d\varphi_{\lambda}^s &= \frac{d\Phi_{\lambda}^s}{dS_1} \\ &= d\lambda \int_0^{\pi/2} L_{\lambda}^s(O_1) \cos \theta_1 2\pi \sin \theta_1 d\theta_1 \\ &= \pi L_{\lambda}^s(O_1) d\lambda \end{aligned} \quad (1-3-3)$$

Flux radiatif:

$$d\varphi_{\lambda}^R = d\varphi_{\lambda}^e - d\varphi_{\lambda}^a = d\varphi_{\lambda}^p - d\varphi_{\lambda}^i$$

使用 $\varphi^e = \varepsilon \sigma T^4$ 的前提是要求 le corps est isotrope (c'est à dire indépendante de direction)
如果要用这个公式乘上面积还需额外要求 le corps est homogène, 也就是说各个点的情况是一样的

Émissivité monochromatique directionnelle ε_{λ} : $L_{\lambda}^e(O_1, \theta_1, \varphi_1) = \varepsilon_{\lambda}(O_1, \theta_1, \varphi_1, T_1) L_{\lambda}^0(T_1)$

absorbé $L_{\lambda}^a = \alpha_{\lambda}(O_1, \theta_1, \varphi_1, T_1) L_{\lambda}^i$

réfléchi $L_{\lambda}^r = L_{\lambda}^i - L_{\lambda}^a$

Corps opaque, pas de transimission $\alpha_{\lambda}(O_1, \theta_1, \varphi_1, T_1) = \varepsilon_{\lambda}(O_1, \theta_1, \varphi_1, T_1)$

(1-3-4)

Corps gris

Les propriétés radiatives (α, ε) sont indépendantes de la longueur d'onde λ mais dépendante de la direction.

Sur l'hypothèse que les N surfaces S_j sont grises:

$$\forall j: \quad \varepsilon_j = \alpha_j = 1 - \rho_j$$

$$\varphi_j^R = \varphi_j^p - \varphi_j^i \quad (1-3-5)$$

$$\varphi_j^p = \varepsilon_j \sigma_j T_j^4 + (1 - \varepsilon_j) \varphi_j^i \quad (1-3-6)$$

$$S_j \varphi_j^i = \sum_{k=1}^N S_k f_{kj} \varphi_k^p \Rightarrow \varphi_j^i = \sum_{k=1}^N f_{jk} \varphi_k^p \quad (1-3-7)$$

$$S_k f_{kj} = S_j f_{jk} \quad (1-3-8)$$

Corps noir

$$\varphi^p = \varphi^i, \varphi^e = \varphi^a, \varepsilon = \alpha = 1, \varphi^r = 0$$

Absorber tout rayonnement, donc ne réfléchit aucun rayonnement

La luminance monochromatique du rayonnement émis:

$$L_{\lambda}^{e^{C.N}} = L_{\lambda}^0(T) \quad \forall (\theta_1, \varphi_1)$$

Rayonnement d'équilibre

La luminance du rayonnement d'équilibre et celle du rayonnement émis par un corps noir est:

$$L^0(T) = \int_0^\infty L_\lambda^0(T) d\lambda = \frac{\sigma}{\pi} T^4$$

σ est dite *constante de Stefan*:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} = 5.670 \times 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$$

Le flux surfacique total de rayonnement isotrope incident sur un élément de surface ou partant de cet élément, à l'équilibre à la température T :

$$\varphi^i = \varphi^p = \int_0^\infty \pi L_\lambda^0(T) d\lambda = \sigma T^4$$

$$z\left[\frac{\lambda_1}{\lambda_m(T)}, \frac{\lambda_2}{\lambda_m(T)}\right] = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda^0(T) d\lambda}{\int_0^\infty L_\lambda^0(T) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \pi L_\lambda^0(T) d\lambda}{\sigma T^4}$$

1.4 Formule

1.4.1 Théorème de Rénaulde

Grandeur intégrale

$$\Phi(t) = \int_{D(t)} \varphi(\vec{x}, t) dv$$

$\varphi(\vec{x}, t)$ grandeur locale volumique

$$\frac{d\Phi}{dt} = \underbrace{\int_{D(t)} \frac{\partial \varphi}{\partial t} dv}_{\text{Instationnarité de } \varphi(\vec{x}, t)} + \underbrace{\int_{S(t)} \varphi \vec{W} \cdot \vec{n} dS}_{\text{Mouvement de } S(t)}$$

\vec{n} : vecteur normal unitaire

\vec{W} : vitesse locale en un point de $S(t)$ (n'est définie que sur S)

- Domaine matériel : $\vec{W} = \vec{U}$
- Domaine fixe : $\vec{W} = 0$

Conservation de la masse

Exemple 1. Conservation de la masse avec $\Phi = M, \varphi = \rho, \vec{W} = \vec{U}$ domaine matériel

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= \int_D \frac{\partial \rho}{\partial t} dv + \int_S \rho \vec{U} \cdot \vec{n} dS \\ &= \int_D \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) \right) dv \\ &= 0 \end{aligned} \tag{1-4-1}$$

En prenant la limite d'une particule, on obtient la forme locale

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0$$

Bilan d'énergie

Exemple 2. Bilan d'énergie (Point de vue d'un système matériel)

$$\begin{aligned}
 H_m &= mh = \rho V h = \int \rho h dv \\
 \frac{dH_m}{dt} &= \int_V \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} dv + \int_S (\rho h) \vec{u} \vec{n} ds \\
 &= \int_V \left(\rho \frac{\partial h}{\partial t} + h \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dv + \int_V \text{div}(\rho h \vec{u}) dv \\
 &= \int_V \left[\rho \frac{\partial h}{\partial t} + h \frac{\partial \rho}{\partial t} + h \cdot \text{div}(\rho \vec{u}) + \rho \vec{u} \cdot \vec{\text{grad}} h \right] dv \\
 &= \int_V \left[\rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\text{grad}} h \right) + h \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) \right) \right] dv \\
 &= \int_V \rho \frac{dh}{dt} dv
 \end{aligned} \tag{1-4-2}$$

1.5 Math

1.5.1 erf(x)

In mathematics, the error function (also called the Gauss error function) is a special function (non-elementary) of sigmoid shape which occurs in probability, statistics and partial differential equations. It is defined as:

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \tag{1-5-1}$$

The complementary error function, denoted erfc, is defined as

$$\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt \tag{1-5-2}$$

$$\text{ierfc}(x) = \int_x^\infty \text{erfc}(u) du = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} - x \cdot \text{erfc}(x)$$

常用数值:

$$\text{erf}(\infty) = 1$$

$$\text{erf}(0.5) \simeq 0.5$$

$$\text{ierfc}(0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}$$

偶函数

For any complex number z:

$$\text{erf}(\bar{z}) = \overline{\text{erf}(z)} \tag{1-5-3}$$

1.5.2 Angle solide

angle solide

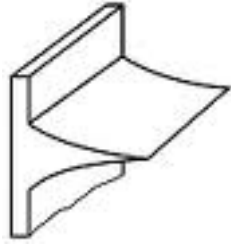
- La valeur d' un angle solide Ω est comprise entre 0 et 4π
- Pour un cône de **demi-angle** au sommet α : $\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha)$

材料的导热性 多孔性凡是良好的保温材料,在结构上大多都是多孔物质,有时人为制成泡沫状,纤维状或层状结构

例如,石头的导热系数约为 $1Wm^{-1}K^{-1}$, 但把石头碎成砂子,其导热系数则为 $0.3Wm^{-1}K^{-1}$.再把石头制成纤维状(像石棉一样的东西),则导热系数约为 $0.05Wm^{-1}K^{-1}$

如上处理后,导热系数降低的理由是因为颗粒间或纤维间的接触面积变小了,期间产生了相当大的接触热阻,再加上间隙中含有大量空气,而空气的导热系数才 $0.023Wm^{-1}K^{-1}$,比固体小多了,所以阻挡了热流的移动.因此无论怎样选择良好的保温材料,几乎都不如空气的导入系数小. 一般情况下,每单位体积的质量越小的物质,导热系数越小. 但是,档函有空间的间隙过大时,由于间隙中的空气产生对流,反而对传热不利.当间隙达到 $1cm$ 时,就会发生这种现象.

肋片 在各种截面形状的最佳肋片中,最佳肋片是倒抛物线形截面肋片,这种肋片所需材料及质量可以比三角形直肋片节约百分之几,但从加工难易程度及耐久性方面,实际工程都认为三角形直肋片



为最佳肋片.