

# Transferts et Traitements thermiques dans la masse et de surface

Laurent Aldon<sup>1\*</sup>

## Résumé

Au premier semestre, les propriétés mécaniques des matériaux de structure ont été étudiées. Au deuxième semestre, ces propriétés seront modifiées par **les traitements thermiques dans la masse et de surface**.

## Mots-Clefs

Cycle thermique — Loi de refroidissement — Trempe — Revenu — Diagrammes d'équilibre et hors équilibre — Corrosion

## Matériel

Diagramme Fe-C - Structure CC et CFC - Diagramme TRC - Abaques OTUA - Eprouvette Jominy - Indenteur conique - Régulateur (Thermocouple, P.I.D.) - Lecteur de température - Sondes Pt100 - **Maquette MaterDuino**

<sup>1</sup> *Intitut Charles Gerhardt - Université de Montpellier - IUT de Nîmes - Génie Mécanique et Productique*

\***Email:** laurent.aldon@umontpellier.fr

## Sommaire

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Transferts thermiques</b>	<b>1</b>
1.1 Conduction - Loi de Fourier . . . . .	1
1.2 Convection - Loi de Newton . . . . .	1
1.3 Radiation - Loi de Stephan-Boltzman . . . . .	2
1.4 Exercices . . . . .	2
<b>2 Transitoire thermique - Biot et Fourier</b>	<b>4</b>
<b>3 Traitement thermique dans la masse</b>	<b>10</b>
3.1 Cycle thermique . . . . .	10
3.2 Chauffage ou Austénisation - Diagramme Fe-C .	10
3.3 Maintien - Grain austénitique . . . . .	10
3.4 Refroidissement lent - Loi de Newton . . . . .	10
3.5 Trempe - Diagramme TRC du 35 NiCr 6 . . . . .	11
3.6 Essai Jominy - Abaque OTUA . . . . .	11
3.7 Revenu de trempe - Paramètre d'équivalence .	11
<b>4 Traitements de surface</b>	<b>12</b>
4.1 Cémentation - Diffusion à l'état solide . . . . .	12
4.2 Dépôt électrolytique - Zinc . . . . .	12
4.3 Système binaire Cu-Ni . . . . .	12
4.4 Système binaire Pb-Sn . . . . .	13
<b>Annexes</b>	<b>13</b>
Approximation à un terme . . . . .	13

## Introduction

Un **matériau de structure** possède des propriétés dans la **masse**. Un **matériau de fonction** est utilisé pour ses propriétés de **surface**.

Le **cycle thermique** est un outil pour **contrôler la microstructure** et **modifier les propriétés** mécaniques des matériaux.

Les **trempe superficielles** et les **traitements de cémentation** ou nitruration permettent de durcir localement les propriétés de l'acier. Les méthodes de **dépôts**

**électrochimiques** pourront améliorer la tenue à la corrosion.

Les **traitements thermiques** des matériaux vont mettre en jeu des échanges ou *transferts thermiques* au cours des étapes de chauffe ou de refroidissement. Les modes de transfert par **conduction, convection, radiation** vont entrer en jeu selon les différentes technologies utilisées et les gammes de températures impliquées.

## 1. Transferts thermiques

### Conduction - Loi de Fourier

Lorsque les 2 faces d'une paroi d'un mur (fig. 1) sont à des températures différentes, il s'établit un flux de chaleur  $\dot{Q}$  depuis la température la plus élevée  $T_1$  vers la plus faible  $T_2$  proportionnellement à la surface d'échange  $A$ , et inversement proportionnel à l'épaisseur  $L$ , de la paroi constituée d'un matériau de conductivité thermique  $k$ .

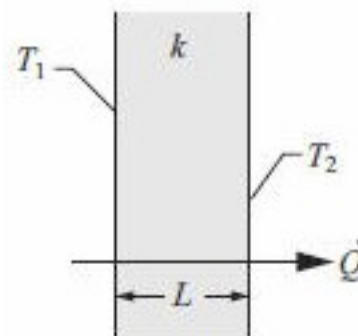


Figure 1. Flux de chaleur à travers un mur.

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt} = -kA \cdot \frac{dT}{dx} = k \cdot \frac{A}{L} \cdot (T_1 - T_2) = k \cdot \frac{A}{L} \cdot \Delta T$$

Il existe une analogie avec la loi d'Ohm en électricité où :

$$V_1 - V_2 = R.I$$

et

$$T_1 - T_2 = R_{th}^{cond} \cdot \dot{Q}$$

Le flux de chaleur  $\dot{Q}$  est homogène à une puissance et s'exprime en  $W$  ou  $J.s^{-1}$ . La conductivité thermique du matériau  $k$  s'exprime en  $W.m^{-1}.K^{-1}$ . La résistance thermique (en  $K.W^{-1}$  ou  $^{\circ}C.W^{-1}$ ) peut alors s'écrire :

$$R_{th}^{cond} = \frac{L}{k.A}$$

### Convection - Loi de Newton

Le phénomène de convection concerne la plupart des parois solides qui séparent des fluides liquides ou gazeux (fig. 2). La température de surface de la paroi varie sur une certaine distance  $\delta$  pour atteindre celle du fluide. Le flux de chaleur échangé par convection s'écrit alors :

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt} = \frac{k}{\delta} \cdot A \cdot \Delta T = h \cdot A \cdot \Delta T$$

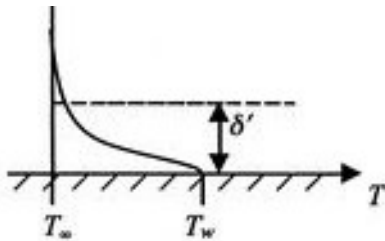


Figure 2. Convection à la surface d'une paroi en contact avec un fluide.

Comme pour la conduction, on peut définir une résistance thermique de convection :

$$T_f - T_p = R_{th}^{conv} \cdot \dot{Q}$$

$$R_{th}^{conv} = \frac{1}{h.A}$$

Comme en électricité, lorsque les résistances sont en série, la résistance totale sera la somme des résistances.

### Radiation - Loi de Stephan-Boltzman

Dans l'industrie des polymères les températures des éléments chauffants peuvent atteindre les  $700^{\circ}C$  et le coefficient de transfert de chaleur radiatif peut atteindre  $100W.m^{-2}.K^{-1}$ .

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt} = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot (T_1^4 - T_2^4) = h_{rad} \cdot A \cdot (T_1 - T_2)$$

On peut alors définir un coefficient de transfert de chaleur radiatif :

$$h_{rad} = \epsilon \cdot \sigma (T_1 + T_2)(T_1^2 + T_2^2)$$

### Exercices

**Isolation d'un mur d'habitation** Un mur en béton armé de  $160mm$  en contact avec l'extérieur est isolé à l'intérieur avec une plaque de polystyrène expansé de  $60mm$  recouverte d'une plaque de placoplâtre de  $10mm$  (fig. 3).

Ces matériaux ont des propriétés connues : masses volumiques  $\rho = 2300, 25$  et  $900kg.m^{-3}$  et conductivités thermiques  $k = 1.75, 0.041$  et  $0.350W.m^{-1}.K^{-1}$ .

Il faut tenir compte des coefficients d'échange intérieur et extérieur dus aux pertes par convection pour  $1m^2$  de surface, ( $R_{int}^{ext} = 0,17$ ). La loi de Fourier s'écrit :

$$T_1 - T_4 = \left( \frac{L_1}{k_1 A} + \frac{L_2}{k_2 A} + \frac{L_3}{k_3 A} + R_{int}^{ext} \right) \times \dot{Q}$$

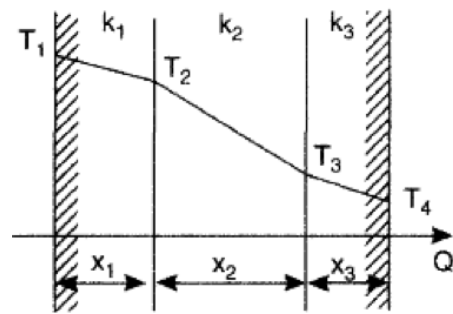


Figure 3. Flux de chaleur à travers un mur composite.

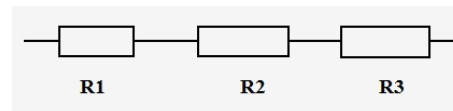


Figure 4. Circuit électrique équivalent.

Pour  $A = 1m^2$ , on obtient

$$T_1 - T_4 = (R_{Beton} + R_{PS} + R_{Placo} + R_{int}^{ext}) \times \dot{Q}$$

$$R_{Beton} = 0,160/1,75 = 0,091K/W$$

$$R_{PS} = 0,060/0,041 = 1,463K/W$$

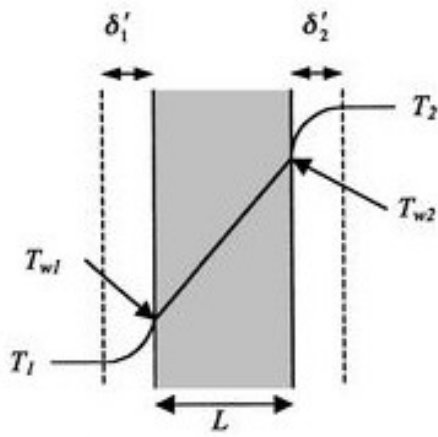
$$R_{Placo} = 0,010/0,35 = 0,029K/W$$

$$R_{Total} = 0,091 + 1,463 + 0,029 + 0,170 = 1,753K/W$$

**Déperdition à travers une vitre** Dans le cas d'une vitre de conductivité thermique  $k = 0,78W.m^{-1}.K^{-1}$  (fig. 5), de dimension  $240cm \times 120cm$  et d'épaisseur  $L = 4mm$  séparant l'air extérieur de l'intérieur, on aura :

$$R_{tot} = \left( \frac{1}{h_{int}A} + \frac{L}{kA} + \frac{1}{h_{ext}A} \right)$$

avec ( $T_e = -10^{\circ}C$  et  $T_i = 21^{\circ}C$ )



**Figure 5.** Déperdition de chaleur à travers une paroi.

En raison d'un vent modéré ( $7,2m.s^{-1}$ ) on a  $h_{ext} = 30W.m^{-2}.K^{-1}$ .

$$h_{vent}^{v>2m/s} = 10.45 - v + 10v^{1/2}$$

ou

$$h_{vent}^{v<2m/s} = 4.93v^{0.86}$$

A l'intérieur, la convection est plus faible  $h_{int} = 5W.m^{-2}.K^{-1}$ .

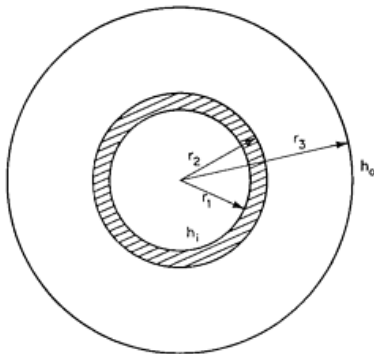
$$R_{tot} = \frac{1}{2,4 \times 1,2} \left( \frac{1}{5} + \frac{0,004}{0,78} + \frac{1}{30} \right) = \frac{0,238}{2,88}$$

$$R = 0,089W.K^{-1}$$

$$\dot{Q} = \frac{1}{R_{tot}} (T_i - T_e) = \frac{31}{0,083} = 374W$$

**Isolation d'un tuyau** En régime permanent, et dans le cas d'un transfert thermique unidimensionnel, supposons que de la vapeur d'eau à  $T_{int} = 320^\circ C$  circule dans un tuyau en fonte ( $k_1 = 80W.m^{-1}.K^{-1}$ ) dont les diamètres intérieur et extérieur sont  $D_1 = 50mm$  et  $D_2 = 55mm$  (fig. 6).

A l'intérieur du tuyau on a de la convection avec  $h_1 = 60W.m^{-2}.K^{-1}$ . Ce tuyau est recouvert de  $30mm$  de laine de verre ( $k_2 = 0,05W.m^{-1}.K^{-1}$ ).



**Figure 6.** Déperdition de chaleur à travers une paroi.

La chaleur est cédée à l'environnement immédiat ( $T_{ext} = 5^\circ C$ ) par convection naturelle et radiation avec

un coefficient de transfert  $h_2 = 18W.m^{-2}.K^{-1}$ . Par unité de longueur, les pertes thermiques peuvent être estimées à partir de la résistante thermique totale.

Les surfaces soumises à convection sont :

$$A_1 = 2\pi r_1.L = 0,157m^2 \text{ et } A_2 = 2\pi(r_2 + e).L = 0,361m^2$$

$$R_1^{conv} = \frac{1}{h_1.A_1} = 0,106K.W^{-1}$$

$$R_1^{cond} = \frac{\ln(r_2/r_1)}{2\pi k_1.L} = 0,0002K.W^{-1}$$

$$R_2^{cond} = \frac{\ln(1+e/r_2)}{2\pi k_2.L} = 2,35K.W^{-1}$$

$$R_2^{conv} = \frac{1}{h_2.A_2} = 0,154K.W^{-1}$$

$$R_{tot} = 2,61K.W^{-1}$$

$$\dot{Q} = \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_{tot}} = 121W$$

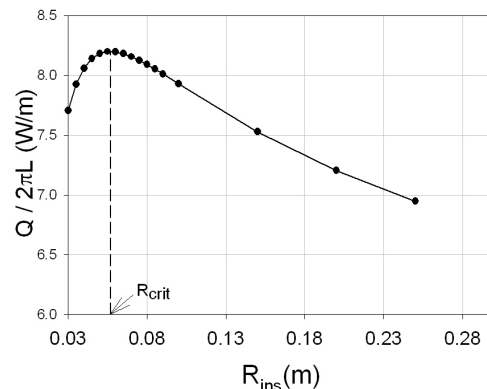
Il s'agit des pertes pour  $L = 1m$  de tuyau. Les chutes de température dans le tuyau et dans l'isolant sont respectivement :

$$\Delta T_{tuyau} = \dot{Q}.R_1^{cond} = 0,02^\circ C$$

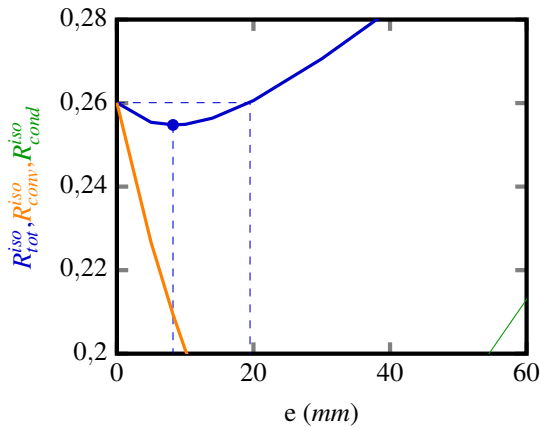
$$\Delta T_{isolant} = \dot{Q}.R_2^{cond} = 284^\circ C$$

Ainsi dans ce type de problème, on peut négliger la résistance thermique du tuyau.

**Rayon critique d'un isolant thermique** Dans le cas de l'isolation d'un mur ou d'une plaque, plus la couche d'isolant sera importante, plus faible seront les pertes thermiques. En revanche, dans le cas de l'isolation de tuyau ou de coques sphériques, l'ajout d'isolant augmente la surface d'échange et par conséquent, le transfert thermique par convection. Il y a donc compétition entre conduction et convection comme le suggère la figure 7.



**Figure 7.** Rayon critique résultant de la compétition entre la conduction et la convection.



**Figure 8.** Evolution de la résistance thermique totale due à la couche d'isolant :  $r_2 = 34\text{mm}$ ,  $k_2 = 0,76\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ,  $h_2 = 18\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$

Le flux thermique résultant est donné par :

$$\dot{Q} = \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_{tub} + R_{iso} + R_{conv}} = \frac{2\pi L(T_{int} - T_{ext})}{\frac{\ln(r_{tub}/r_{int})}{k_{tub}} + \frac{\ln(1+e/r_{tub})}{k_{iso}} + \frac{1}{(r_{tub}+e)\cdot h}}$$

La variation de  $\dot{Q}$  avec  $e$  atteint un maximum pour

$$\frac{d\dot{Q}}{de} = \frac{h\cdot(r_{tub} + e) - k}{h\cdot k\cdot(r_{tub} + e)^2}$$

On obtient ainsi le rayon critique ( $r_C = r_{tub} + e$ ) pour les tuyaux cylindriques :

$$r_C = \frac{k}{h}$$

et pour les coques sphériques :

$$r_C = \frac{2k}{h}$$

Dans la pratique, si on n'avait pas d'isolant, le tube dénudé perdrait sa chaleur avec un flux :

$$\dot{Q} = \frac{2\pi L(T_{int} - T_{ext})}{\frac{\ln(r_{tub}/r_{int})}{k_{tub}} + \frac{1}{r_{tub}\cdot h}}$$

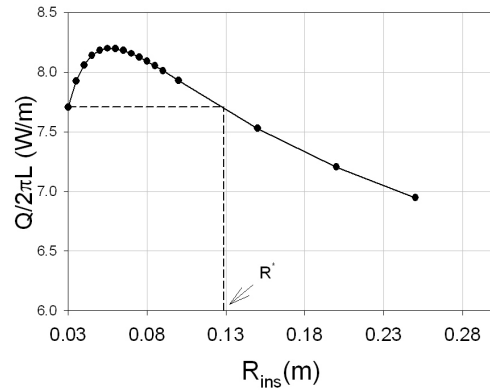
Le rayon pratique ( $r^*$ ) est tel que :

$$\ln \frac{r^*}{r_{tub}} + \frac{r_C}{r^*} - \frac{r_C}{r_{tub}} = 0$$

Cette équation ne peut être résolue que numériquement.

## 2. Transitoire thermique - Biot et Fourier

Un transitoire thermique implique une évolution de la température ( $T$ ) au cours du temps ( $t$ ). Le coeur d'un matériau dont la température initiale est  $T_i$  va mettre un certain temps pour s'échauffer ou se refroidir en comparaison avec la peau ou surface en contact avec le fluide dont la température est  $T_\infty$ . Le matériau possède une masse volumique  $\rho$ , et sa capacité thermique  $C_p$  est susceptible d'emmagasiner de l'énergie.



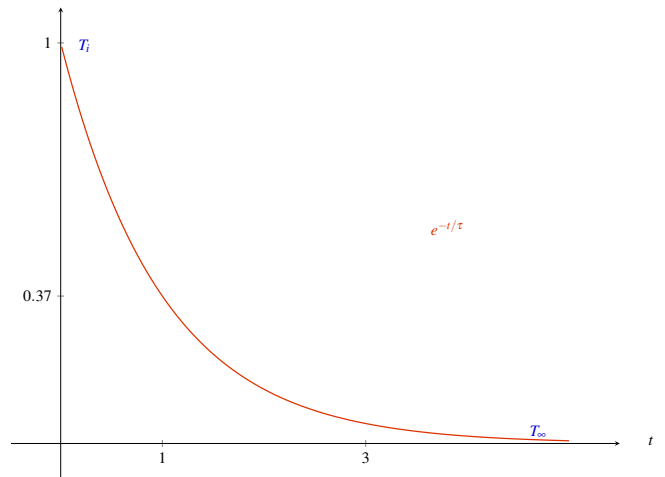
**Figure 9.** Rayon pratique de l'isolant.

Ainsi, pendant un temps  $dt$ , l'énergie échangée à la surface par convection correspond à celle stockée dans le volume.

$$\dot{Q}\cdot dt = hA(T_\infty - T)dt = \rho VC_p\cdot dT$$

Après intégration, et avec les conditions aux limites on obtient :

$$\frac{T - T_\infty}{T_i - T_\infty} = \exp\left(\frac{-hA}{\rho VC_p} \times t\right) = e^{-t/\tau}$$



Dans cette équation  $\tau$  est un temps caractéristique qui dépend des échanges thermiques :

$$\tau = \frac{\rho VC_p}{hA} = R_{th}\cdot C_{th} = \frac{1}{Bi\cdot Fo}$$

Ainsi, l'équilibre thermique entre le matériau et son environnement sera atteint rapidement ( $\tau$  faible) pour des transferts par convection élevés ou des pièces de petites dimensions.

On définit généralement une longueur caractéristique ( $L_c$ ) qui va intervenir pour l'estimation des nombres de Fourier et de Biot.

$$L_c = \frac{V}{A}$$

Le nombre de Fourier ( $Fo$ ) qui tient compte de la diffusivité thermique ( $\alpha$ ) du matériau, de la longueur

caractéristique ( $L_c$ ) et du temps, va donner une idée de l'évolution du système.

$$Fo = \frac{\alpha t}{L_c^2} = \frac{kA}{L_c \rho V C_p} t = \frac{Q_{cond}}{Q_{stock}}$$

Le nombre de Biot ( $Bi$ ) On compare alors les transferts thermiques de convection à travers la surface ( $A$ ) en contact avec le milieu environnant à celui de conduction dans le volume ( $V$ ) du matériau.

$$Bi = \frac{R_{cond}}{R_{conv}} = \frac{hAL_c}{kA}$$

Si le nombre de Biot reste faible ( $Bi < 0,1$ ), alors on considère que la température est uniforme dans tout le volume.

Lorsque le nombre de Biot  $Bi > 0,1$  on ne peut plus se contenter de la loi de refroidissement de Newton et il faut analyser plus en détail le problème thermique. Pour certaines géométries simples (mur, cylindre, sphère) il existe des solutions analytiques qui vont donner l'évolution au cours du temps de la température en tout point du solide.

Dans le cas d'un mur d'épaisseur  $2L$  on a par exemple :

$$\frac{T(x,t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = A_1 \cdot e^{-\lambda_1^2 \cdot Fo} \cdot \cos \frac{\lambda_1 \cdot x}{L}$$

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_i - T_\infty} = \frac{T_0 - T_\infty}{T_i - T_\infty} \times \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \theta_0 \times \frac{\theta}{\theta_0}$$

On peut utiliser les abaques d'Heisler pour déterminer la température à tout instant au centre (fig. 10) et en tout point (fig. 11).

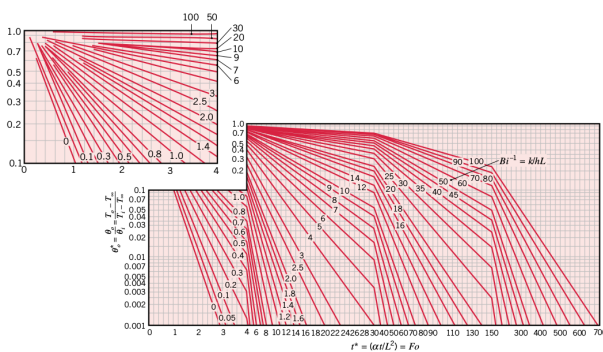


Figure 10. Abaque pour  $\theta_0$  au centre d'une plaque d'épaisseur  $2L$  dont la température varie entre  $T_i$  et  $T_\infty$  en fonction de  $Fo$  pour diverses valeurs de  $1/Bi$ .

au centre du mur on aura :

$$\theta_0 = \frac{T(0,t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = A_1 \cdot e^{-\lambda_1^2 \cdot Fo}$$

On retrouve des expressions similaires dans le cas du cylindre infiniment long ou dans le cas d'une sphère.

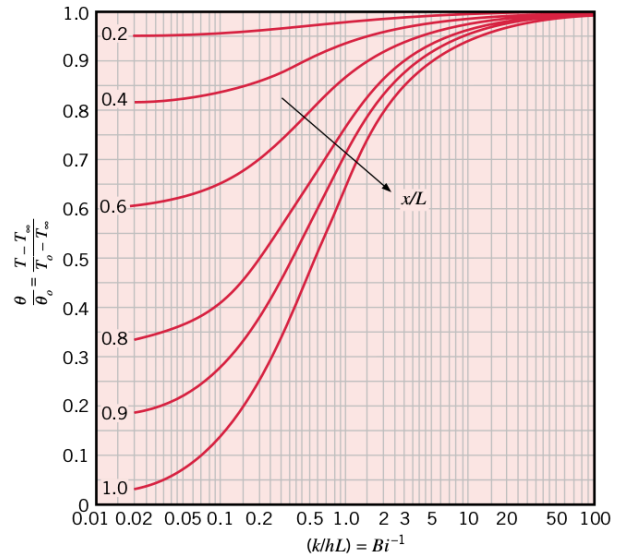


Figure 11. Distribution des températures depuis le centre ( $T_0$ ) d'une plaque d'épaisseur  $2L$  jusqu'à la surface ( $T_\infty$ ) fonction de  $x/L$  pour diverses valeurs de  $1/Bi$ .

**Temps de réponse du thermocouple** On souhaite sélectionner un thermocouple (fig. 12) avec un temps de réponse de l'ordre de la seconde. Pour le thermocouple on connaît la conductivité thermique  $k = 20W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ , la capacité thermique  $C_p = 400J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$  et la masse volumique  $\rho = 8500kg \cdot m^{-3}$ . On souhaite mesurer la température  $T_\infty = 200^\circ C$  d'un fluide avec un coefficient de convection  $h = 400W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ . La température ambiante  $T_i = 25^\circ C$ .

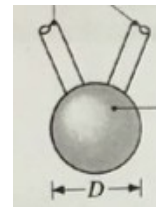


Figure 12. Schéma de la soudure d'un thermocouple.

Au bout de combien de temps, le thermocouple indiquera  $T = 199^\circ C$ .

On sait que :

$$\tau = \frac{\rho V C_p}{hA} = \frac{\rho \times 4\pi r^3 C_p}{h \times 3 \times 4\pi r^2} = \frac{\rho \cdot r \cdot C_p}{3h} = \frac{\rho \cdot D \cdot C_p}{6h}$$

d'où

$$D = \frac{6h\tau}{\rho \cdot C_p} = \frac{6 \times 400 \times 1}{8500 \times 400} = 0,7mm$$

On vérifie si on était bien dans le cas où la loi de Newton s'applique avec  $Bi < 0,1$ .

$$Bi = \frac{hL_c}{k} = \frac{400 \times 0,7 \cdot 10^{-3} / 6}{20} = 0,00235 < 0,1$$

On atteindra  $T = 199^\circ\text{C}$  avec un tel thermocouple au bout de

$$t = -\tau \cdot \ln\left(\frac{T - T_\infty}{T_i - T_\infty}\right) = -1 \cdot \ln\left(\frac{199 - 200}{25 - 200}\right) = 5,2\text{s}$$

**Cuisson optimale d'un oeuf dur** On souhaite cuire un oeuf qui sort du frigo ( $T_i = 4^\circ\text{C}$ ). On le plonge dans l'eau bouillante ( $T_\infty = 96^\circ\text{C}$ ,  $h = 1200\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ).

L'oeuf est assimilé, (coquille de paroi négligeable avec  $e = 0,33\text{mm}$ ), à une sphère de rayon  $r_0 = 43\text{mm}$ , de conductivité  $k = 0,627\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  et une diffusivité  $\alpha = 0,151 \times 10^{-6}\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ . Sachant que l'albumine coagule à  $57^\circ\text{C}$  et le jaune à  $65^\circ\text{C}$ , on souhaite cuire un oeuf idéalement dur en atteignant au centre la température de  $62^\circ\text{C}$  (fig. 13). On obtient ainsi un blanc dur avec le jaune coulant...



**Figure 13.** Oeuf dur trop cuit avec la pélicule verdâtre autour du jaune.

Dans un premier temps il convient de déterminer le nombre de Biot :

$$Bi = \frac{hr_0}{k} = \frac{1200 \times 0,0215}{0,627} = 41$$

Compte-tenu de l'ordre de grandeur, on ne peut pas utiliser la loi de Newton. Il faut donc passer par l'approximation à 1 terme, en déterminant  $A_1$  et  $\lambda_1$  à partir des tableaux de valeurs. Dans le tableau de la figure 29 en annexe on voit que pour la sphère avec  $Bi=41$ , on a :

$$A_1 = 1,99 \text{ et } \lambda_1 = 3,063$$

On sait qu'au centre de la sphère on a :

$$\frac{T(0,t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = A_1 \cdot e^{-\lambda_1^2 \cdot Fo} = \theta_0$$

Dans notre cas :

$$\theta_0 = \frac{62 - 96}{25 - 96} = 0,374$$

De là, on déduit la valeur de Fo :

$$Fo = \frac{1}{\lambda_1^2} \ln\left(\frac{A_1}{\theta_0}\right)$$

$$Fo = \frac{1}{3,063^2} \ln\left(\frac{1,99}{0,374}\right) = 0,178$$

et la durée correspondante vaut donc :

$$t = \frac{Fo \cdot r_0^2}{\alpha} = \frac{0,178 \times 0,0215^2}{0,151 \cdot 10^{-6}} = 546\text{s} = 9\text{min}$$

**Recuit d'une plaque en bronze** On enfourne une grande plaque en bronze d'épaisseur  $e = 2L = 40\text{mm}$  avec  $T_i = 20^\circ\text{C}$  dans un four de traitements thermiques maintenu à  $T_\infty = 500^\circ\text{C}$ . Au bout de 7min quelle sera la température de surface avec un coefficient d'échange  $h = 120\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  ?

Le bronze utilisé a les caractéristiques suivantes : conductivité thermique  $k = 110\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ , masse volumique  $\rho = 8530\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , capacité thermique  $C_p = 380\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ .

Dans un premier temps on va déterminer  $1/Bi$  et  $Fo$  afin d'utiliser les abaques d'Heisler (fig. 11 et 10)

$$\frac{1}{Bi} = \frac{k}{hL_c} = \frac{110}{120 \times 0,020} = 46$$

et

$$Fo = \frac{kt}{\rho C_p L_c^2} = \frac{110 \times 7 \times 60}{8530 \times 380 \times 0,020^2} = 36$$

Graphiquement, on obtient au centre de la plaque :

$$\frac{T_0 - T_\infty}{T_i - T_\infty} = 0,46$$

Pour estimer la température à sa surface il faut considérer l'abaque donnant la distribution des températures (fig. 11).

On voit que pour  $x = L$

$$\frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = 0,99$$

Au final à la surface de la plaque on aura :

$$\frac{T - T_\infty}{T_i - T_\infty} = \frac{T_0 - T_\infty}{T_i - T_\infty} \times \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = 0,99 \times 0,46 = 0,455$$

Ce qui conduit à

$$T = T_\infty + 0,445 \times (T_i - T_\infty) = 282^\circ\text{C}$$

On peut remarquer deux choses :  $Bi$  est très faible, et on a vu que pour  $x = L$  on avait 0,99 ce qui signifie que le coeur s'échauffe aussi rapidement que la surface. On peut donc utiliser la loi de Newton en estimant le temps caractéristique  $\tau$ .

$$\tau = \frac{\rho \cdot L_c \cdot C_p}{h} = \frac{8530 \times 0,020 \times 380}{120} = 540\text{s}$$

Donc au bout de 7min (420s) la température de la plaque sera de :

$$T = T_\infty + (T_i - T_\infty) \times e^{-t/\tau} = 280^\circ\text{C}$$

**Autopsie d'une Orange Bleue** On retrouve à 13h une orange de masse  $m = 150\text{g}$  de diamètre  $D = 68\text{mm}$  sur la table de la cuisine ( $T_\infty = 21^\circ\text{C}$ ) alors qu'elle était stockée dans le cellier depuis plusieurs jours à  $T_i = 12^\circ\text{C}$ . On prend la température à coeur qui est de ( $T_0 = 18^\circ\text{C}$ ) (fig.14).

Déterminez à quel moment on a mis l'orange sur la table, sachant que la peau de  $e = 4\text{mm}$  d'épaisseur



Figure 14. Orange bleue

est assimilée à un isolant thermique dont la conductivité  $k_p = 0,18W.m^{-1}.K^{-1}$  et que la pulpe a une conductivité  $k_i = 0,44W.m^{-1}.K^{-1}$  et une capacité thermique  $C_p = 3810J.kg^{-1}.K^{-1}$ . Dans la cuisine on peut considérer l'air calme avec un faible coefficient de convection  $h = 5W.m^{-2}.K^{-1}$ .

Dans un premier temps on détermine le nombre de Biot pour voir si la loi de refroidissement de Newton est applicable ou non. Dans la mesure où la peau est un isolant, il faut déterminer le coefficient de conduction effectif ou la résistance thermique totale pour une sphère pleine avec une coque isolante (fig.15) :

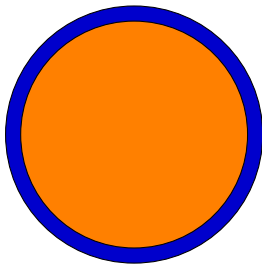


Figure 15. Orange bleue

$$R_{th,i}^{cond} = \frac{1}{4\pi k_i r_i}$$

$$R_{th,i}^{cond} = \frac{1}{4\pi \times 0,44 \times 0,030} = 6,03K.W^{-1}$$

$$R_{th,p}^{cond} = \frac{1}{4\pi k_p} \left( \frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_p} \right)$$

$$R_{th,p}^{cond} = \frac{1}{4\pi \times 0,18} \left( \frac{1}{0,030} - \frac{1}{0,034} \right) = 1,73K.W^{-1}$$

La résistance thermique de conduction a donc pour expression, en faisant apparaître la surface externe  $4\pi r_p^2$

$$R_{cond} = \frac{1}{4\pi r_p^2} \cdot \left( \frac{r_p^2}{k_i} \cdot \frac{1}{r_i} + \frac{r_p^2}{k_p} \cdot \left( \frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_p} \right) \right)$$

$$R_{cond} = 6,03 + 1,73 = 7,76K.W^{-1}$$

Ce qui donne un conductivité thermique effective que l'on peut estimer selon :

$$k_{eff} = \frac{1}{4\pi R_{th}^{cond} \cdot r_p}$$

$$k_{eff} = \frac{1}{4\pi \times 7,76 \times 0,034} = 0,30W.m^{-1}.K^{-1}$$

Par ailleurs, les échanges à la surface par convection sont donnés par :

$$R_{conv} = \frac{1}{h \cdot 4\pi r_p^2}$$

$$R_{conv} = \frac{1}{5,4\pi 0,034^2} = 13,77K.W^{-1}$$

Ainsi on peut estimer le nombre de Biot :

$$Bi = \frac{R_{cond}}{R_{conv}}$$

$$Bi = \frac{7,76}{13,77} = 0,56 > 0,1$$

Compte-tenu du nombre de Biot, on ne peut pas considérer l'orange comme un objet suffisamment petit pour pouvoir lui appliquer la loi de Newton. Il faut donc utiliser l'approche faisant intervenir le nombre de Fourier :

$$\theta_0 = \frac{T(0,t) - T_\infty}{T_i - T_\infty} = A_1 \cdot e^{-\lambda_1^2 \cdot Fo}$$

d'où

$$Fo = \frac{1}{\lambda_1^2} \ln \left( \frac{A_1}{\theta_0} \right)$$

Dans le cas d'une sphère et avec  $Bi = 0,56$  les tableaux donnent  $A_1 = 1,16$  et  $\lambda_1 = 1,225$ . Compte-tenu de la température mesurée au centre de l'orange au moment de sa découverte, on a :

$$\theta_0 = \frac{18 - 21}{12 - 21} = 0,333$$

d'où

$$Fo = \frac{1}{1,225^2} \ln \left( \frac{1,16}{0,333} \right) = 0,83$$

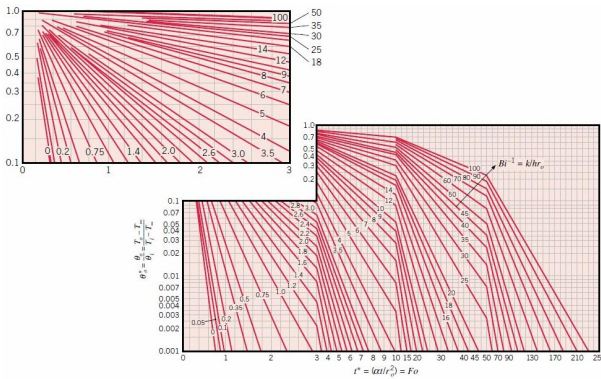
Cette valeur est en accord avec ce que l'on pourrait déduire graphiquement à partir de l'abaque de la figure 16.

Il est alors possible d'estimer depuis quand l'orange a été posée sur la table car :

$$t = \frac{m \cdot C_p \cdot R_{th} \cdot Fo}{3}$$

$$t = \frac{0,15 \times 3810 \times 7,76 \times 0,83}{3} = 1226s$$

Cela fait donc 20min environ, il était donc 12h40 !



**Figure 16.** Abaque pour  $\theta_0$  au centre d'une sphère de rayon  $r_0$  dont la température varie entre  $T_i$  et  $T_\infty$  en fonction de  $Fo$  pour diverses valeurs de  $1/Bi$ .

**Un homme à la mer !** La norme SOLAS garantit que les combinaisons de survie en mer permettent de résister plusieurs heures à l'hypothermie ( $T_{corps} > 28^\circ C$ ) dans une eau de mer ( $T_\infty = 2^\circ C$ ) dans laquelle les échanges thermiques par convection valent  $h = 12500 W.m^{-2}.K^{-1}$ . Les combinaisons commerciales sont généralement en Néoprène et ont 7mm d'épaisseur (fig. 17).

Le Néoprène ou polychloroprène (CR) possède une faible conductivité thermique  $k_n = 0,19 W.m^{-1}.K^{-1}$  et une capacité thermique  $C_p = 1120 J.kg^{-1}.K^{-1}$ . Comme beaucoup d'élastomère la masse volumique est relativement basse avec  $\rho_n = 1240 kg.m^{-3}$ .



**Figure 17.** Combinaison de survie en mer

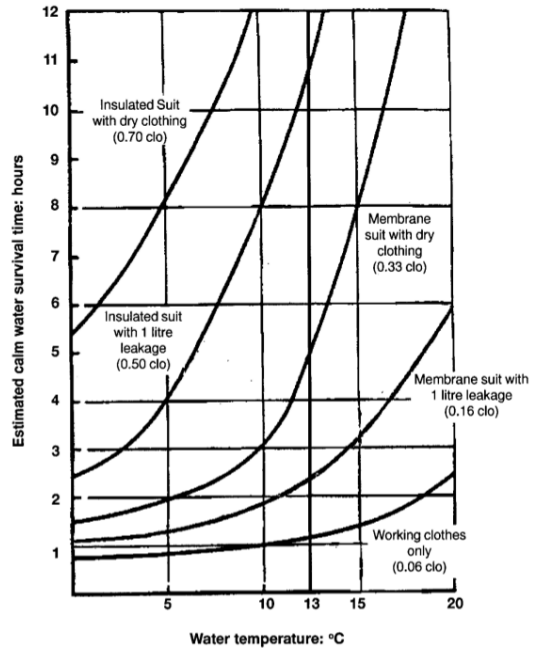
Des modèles biologiques ont montré que la surface (A) de la peau d'un homme de masse  $m$  et de taille  $h$ , suit une loi du type :

$$A = 0.202m^{0,425}h^{0,725}$$

Ainsi un gaillard de 80kg pour 1,80m développera une surface  $A = 2m^2$ .

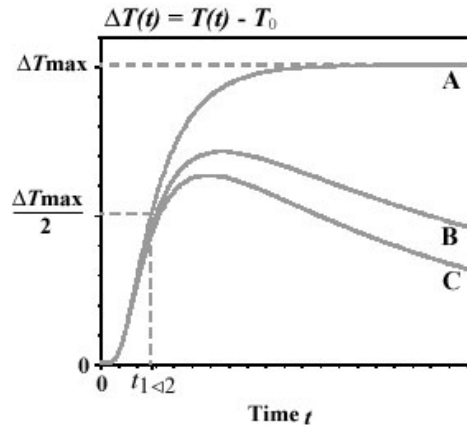
Par ailleurs, les statistiques ont montré que le temps de survie en mer varie en fonction de la température de l'eau et du port ou non d'une combinaison de survie (fig. 18).

**Méthode Flash - Diffusivité des matériaux** C'est la méthode expérimentale la plus communément utilisée pour déterminer la diffusivité thermique des matériaux. Elle est rapide à mettre en oeuvre et donne des résultats plutôt précis et reproductibles.



**Figure 18.** Combinaison de survie en mer

Dans cette méthode, on stabilise la température  $T_0$  d'un échantillon. Quand cet équilibre est atteint, la face avant ( $x=0$ ) d'un échantillon est irradié par une source de chaleur 'instantanée' à l'aide d'un flash, d'un laser ou d'une cartouche chauffante.



**Figure 19.** Montée en température de la face arrière.

La variation de température  $\Delta T(t) = T(t) - T_0$  sur la face arrière ( $x=L$ ) est mesurée en fonction du temps. Les formes typiques de la montée de température sous différentes conditions expérimentales sont illustrées sur la figure 19. Si la perte de chaleur est importante, la température sur la face arrière chute après le passage par un maximum (courbes B et C). Dans le cas où la perte de chaleur est négligeable, on atteint un maximum de façon asymptotique comme le suggère la courbe A.

La diffusivité thermique est calculée à partir de  $t_{1/2}$ , temps pour atteindre la demi-variation de température et  $L$ , l'épaisseur de l'échantillon.



$$\alpha = \frac{1.38 \times L^2}{\pi^2 \times t_{1/2}}$$

Il a été proposé une autre formule :

$$\alpha = \frac{0.99 \times L^2}{\pi^2 \times t_{0.3}}$$

On peut également estimer la capacité calorifique de l'échantillon à partir de :

$$C_p = \frac{\dot{Q}}{\rho V \Delta T_{max}}$$

Puis la conductivité thermique sera évaluée selon :

$$k = \alpha \rho C_p$$

On peut estimer la diffusivité au cours de la mesure en utilisant le fait que :

$$\frac{T_{x=L}(t) - T_0}{T_{max} - T_0} = f(t) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2}\right)$$

En posant

$$\beta = \frac{\pi^2 \alpha}{L^2}$$

et en se limitant aux 2 premiers termes il vient :

$$f(t) \approx 1 - 2(e^{-\beta t} - e^{-4\beta t})$$

$$f'(t) = 2\beta(e^{-\beta t} - 4e^{4\beta t})$$

$$-f''(t) = 2\beta^2(e^{-\beta t} - 16e^{-4\beta t})$$

On détecte le moment  $t_1$  où la dérivée première passe par un maximum et qui correspond au zéro de la dérivée seconde d'où :

$$f''(t_1 = \frac{4 \ln 2}{3\beta}) = 0$$

Pour le tracé de la courbe maîtresse on prend  $t_1 = 1$  ce qui conduit à  $\beta = 4 \ln 2 / 3 = 0.924196$ .

On remarque également que  $f(t_1) = 0,25$  qui va permettre d'estimer  $t_{1/2}$  pendant l'acquisition du signal avec :

$$t_{1/2} = 1,4821 t_1 = 0,1388 \frac{L^2}{\alpha}$$

D'où une estimation possible de la diffusivité thermique en cours d'expérience avec :

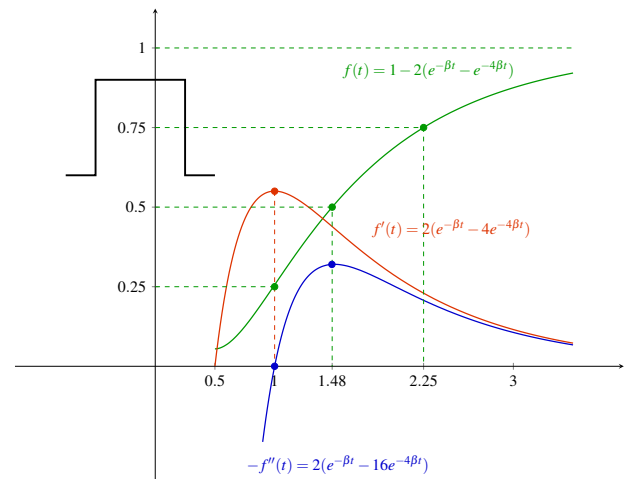
$$\hat{\alpha} = 0,09364 \frac{L^2}{t_1}$$

et une estimation de la température maximale

$$\Delta \hat{T}_{max} = \hat{T}_{max} - T_0 = 4(T(t_1) - T_0)$$

et

$$\hat{C}_p = \frac{\dot{Q}}{\rho V \Delta \hat{T}_{max}}$$



Une autre façon d'estimer la diffusivité consiste à mesurer simultanément les températures de la face avant et la face arrière. Pour la face avant l'évolution de la température suit une loi du type :

$$f_1(t) \approx 1 + 2e^{-\beta t} + 2e^{-4\beta t}$$

Pour la face arrière on a :

$$f_2(t) \approx 1 - 2e^{-\beta t} + 2e^{-4\beta t}$$

Ainsi, pour un temps suffisamment long on aura :

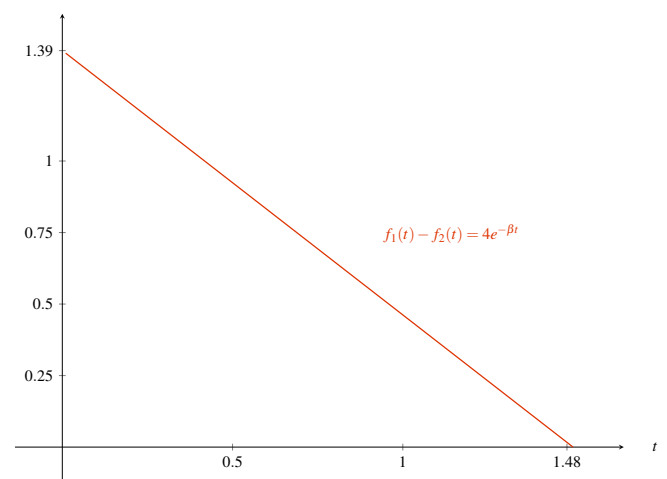
$$f_1(t) - f_2(t) = 4e^{-\beta t}$$

Ce qui permet d'obtenir

$$\ln(f_1(t) - f_2(t)) = \ln 4 - \beta t$$

Il s'agit d'une droite dont la pente vaut  $-\beta$ . L'intérêt de cette seconde méthode est de s'affranchir de l'origine du temps.

$$\alpha = \frac{\beta L^2}{\pi^2}$$



### 3. Traitement thermique dans la masse

#### Cycle thermique

Dans le cas des aciers, le cycle thermique (fig. 20) commence par l'**étape de chauffe** (1) consistant à amener les constituants dans l'état austénitique de structure CFC favorable à la diffusion à l'état solide du carbone.

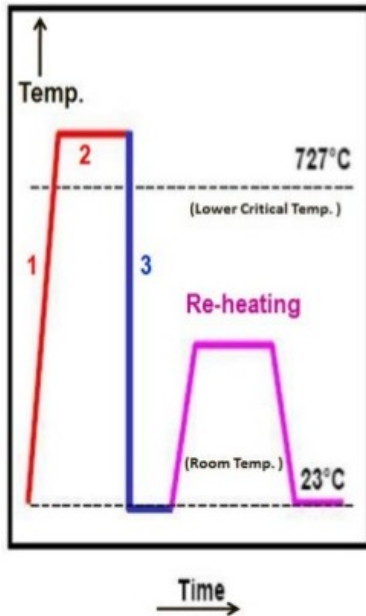


Figure 20. Cycle de traitement thermique

La **durée ou maintien** (2) à haute température ( $> 727^{\circ}\text{C}$ ) permet l'homogénéisation de la température au sein de la pièce à traiter. Un **refroidissement lent** (air calme ou pulsé) conduit à des aciers adoucis. Dans le cas d'un **refroidissement rapide** ou trempe (huile, eau), les microconstituants n'auront pas les mêmes propriétés mécaniques. Le cycle thermique se réalise dans un four de traitements thermiques. Il est contrôlé par le P.I.D. (fig. 21) d'un régulateur couplé à un thermocouple de contrôle.

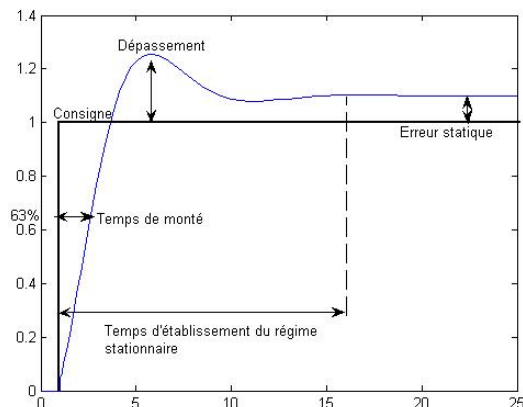


Figure 21. Exemple de contrôle de température par PID

#### Chauffe ou Austénisation - Diagramme Fe-C

L'étape de chauffe aux alentours de  $850$  à  $900^{\circ}\text{C}$  va progressivement amener l'acier dans son état austénitique avec une structure CFC, supprimant ainsi son histoire thermique. Le carbone diffuse alors à l'état solide et homogénéise la composition chimique du grain de type  $\gamma$  (fig. 22). En grossissant, il y aura de moins en moins de joints de grains favorisant ainsi la plasticité du matériau. C'est très utile dans le cas du laminage à chaud et de la forge.

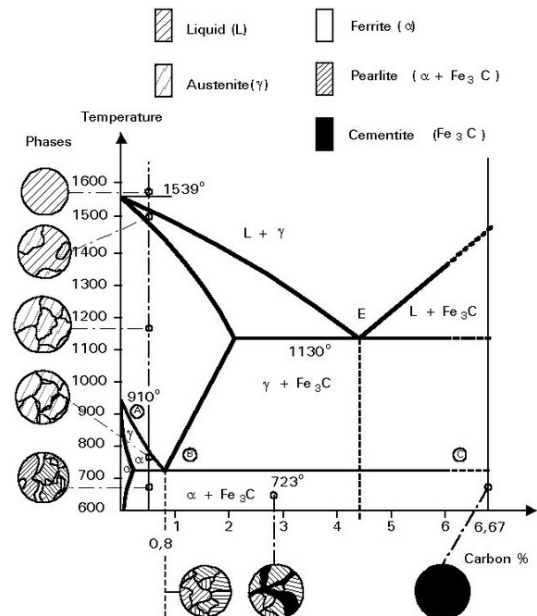


Figure 6 Iron-carbon phase diagram

Figure 22. Diagramme de phases Fe-C

#### Maintien - Grain austénitique

Cette étape est importante et justifie généralement le temps de séjour d'une pièce à traiter dans la masse, car il faut laisser le temps à la chaleur de diffuser jusqu'au centre. On observe un phénomène de coalescence où les grains vont grossir en absorbant les plus petits. L'indice de grain  $G_a$  va dépendre de la durée du maintien et de la température d'austénitisation.

#### Refroidissement lent - Loi de Newton

Dans le cas de pièces de petites dimensions, il est possible de décrire l'évolution de la température au cours du temps en utilisant une loi de Newton du type :

$$T(t) = T_f + (T_i - T_f)e^{-t/\tau}$$

Dans cette équation,  $T_i$  représente la température initiale. Dans le contexte d'un diagramme TRC, il s'agit de la température d'austénitisation.  $T_f$  représente la température finale, celle du fluide de trempe (air, huile, eau). Le temps caractéristique  $\tau$  correspond au temps au bout duquel on observe une variation de température correspondant à 63% de l'écart de température  $T_i - T_f$ .

Il dépend de la masse volumique  $\rho$ , de la capacité thermique  $C_p$ , et de la forme de la pièce refroidie (volume  $V$  et surface d'échange  $A$ ), ainsi que du coefficient

de convection  $h$ .

$$\tau = \frac{\rho \cdot V \cdot C_p}{h \cdot A}$$

La vitesse de refroidissement a pour expression :

$$v_T = \frac{dT}{dt} = -\frac{1}{\tau} \cdot (T_f - T(t))$$

Elle sera d'autant plus grande que le fluide sera sévère, avec un bon coefficient de convection.

### Trempe - Diagramme TRC du 35 NiCr 6

Un diagramme TRC (Transformation en Refroidissement Continu) décrit les différentes transformations que subit une pièce en acier en fonction des conditions de refroidissement (fig. 23).

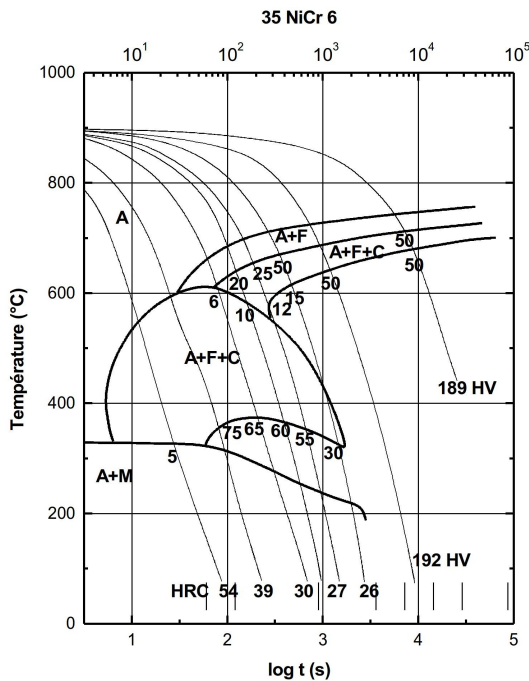


Figure 23. Diagramme TRC du 35 NiCr 6

Indiquez la signification des lettres A, F, C et M inscrites sur ce diagramme.

On considère la courbe de refroidissement aboutissant à une dureté de 30 HRC. Indiquez le nom et le pourcentage des différents constituants micrographiques présents à la température ambiante d'après cette courbe (repasser en couleur la courbe de refroidissement correspondant à cette dureté).

Calculez  $v_{700}$  (vitesse de refroidissement à 700°C), sachant que cet acier a été porté à  $T_i = 900^\circ\text{C}$  et plongé dans un fluide maintenu à  $T_f = 20^\circ\text{C}$ , en supposant que son refroidissement suit la loi de Newton.

A l'aide de la courbe de refroidissement, déterminez  $v_{700}$  graphiquement. Comparez les 2 valeurs obtenues par le calcul et graphiquement.

### Essai Jominy - Abaque OTUA

L'essai Jominy consiste à refroidir un rond de 25mm de diamètre et de 100mm de long à partir d'une des bases avec une jet d'eau maintenu à 20C (fig 24). On réalise ensuite une filiation de dureté HRC. Cet essai normalisé

permet d'estimer la trempabilité d'un acier, son aptitude à former de la martensite au cours du refroidissement.

En utilisant le diagramme TRC (fig. 23) du 35NiCr6, déterminez les différentes valeurs de  $\Delta t_{300}^{700}$ . Tracez l'allure de la courbe Jominy qui donne la dureté HRC en fonction de  $\Delta t_{300}^{700}$ . A l'aide de l'abaque de l'OTUA (fig. 25), tracez la courbe en "U" d'un arbre de 60mm trempé à l'huile.

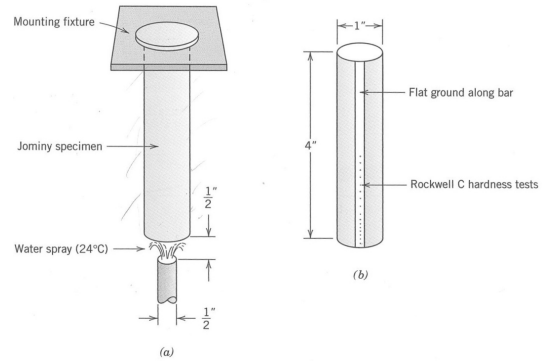


Figure 24. Essai Jominy - Trempabilité des aciers

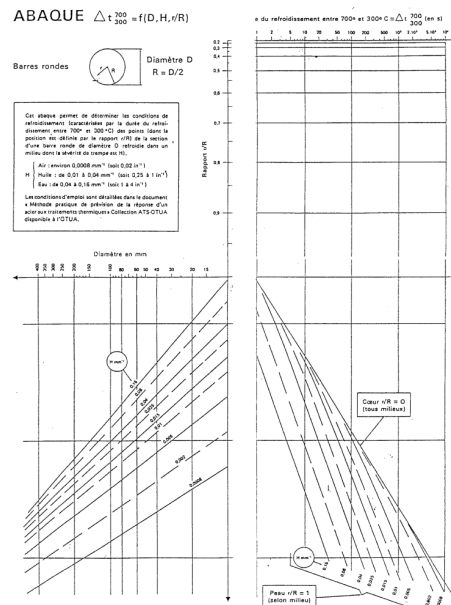


Figure 25. Abaque OTUA - Prédiction de la dureté d'un rond en fonction des conditions de refroidissement

### Revenu de trempe - Paramètre d'équivalence

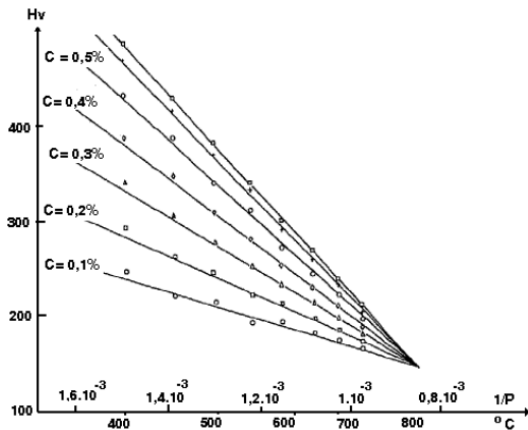
Dans l'industrie, il est important de trouver le bon compromis temps (délai client) et température (coût) pour un traitement thermique donné. Selon la nature de l'acier à traiter, les conditions de revenu de trempe ne seront pas les mêmes.

On souhaite donc déterminer l'énergie d'activation,  $E_a$  de la transformation de la martensite au cours de l'étape de revenu. Cette grandeur représente l'énergie à fournir au système pour passer d'un état métastable (martensite) à un état stable (mélange de ferrite et de perlite).

Les travaux de Hollomon et Jaffe ont montré une équivalence entre le temps et la température.

$$\frac{1}{P} = \frac{1}{T} - \frac{2,3R}{E_a} \log t$$

L'évolution de la dureté en fonction de la durée et de la température de revenu (fig. 26) a été étudiée dans le but de déterminer, par une méthode graphique, cette énergie d'activation.



**Figure 26.** Paramètre de Hollomon et Jaffe pour divers aciers au carbone

Le tableau 1 résume les valeurs de dureté Vickers obtenues pour différents traitements thermiques.

On suppose que la dureté varie linéairement avec le paramètre d'équivalence selon :

$$HV = HV_0 + \frac{\alpha}{P}$$

**Tableau 1.** Résultats expérimentaux

HV	300	300	260	395	210
T [K]	700	800	800	600	800
t [s]	6300	30	900	900	86400

- Tracez deux graphes isochrone et isotherme,  $HV = f(1/T)$  pour  $t = 900s$  et  $HV = f(\log t)$  pour  $T = 800K$ .
- Calculez les pentes des deux droites obtenues.
- Estimez l'énergie d'activation,  $E_a$ , du revenu de tremp.
- Dans le tableau, deux expériences conduisent à la même valeur de dureté. Estimez l'énergie d'activation correspondante et comparez-la à la valeur précédente.

#### 4. Traitements de surface

##### Cémentation - Diffusion à l'état solide

La diffusion à l'état solide du carbone dans l'acier est un phénomène thermiquement activé et le coefficient qui la caractérise suit une loi du type :

$$D(T) = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right)$$

Dans le fer  $\gamma$  (austénite),  $D_0 = 2,3 \cdot 10^{-5} m^2 \cdot s^{-1}$  et  $E_a = 148 kJ \cdot mol^{-1}$ .

On se place dans le cas de la diffusion unidirectionnelle du carbone dans un acier de base de type 2C10. Nous considérons une pièce d'acier de fraction massique en carbone  $C_i$ . On appelle  $C(x)$  la fraction massique en carbone de la solution solide (austénite) à la distance  $x$  de la surface libre où la fraction massique en carbone de l'atmosphère de cémentation est maintenue constante  $C_f = 1,1\%$ .

$$C(x) = C_f + (C_i - C_f) \cdot \text{erf}(u)$$

Avec la relation entre  $x$  et  $u$  :

$$x = 2u \cdot \sqrt{D \cdot t}$$

La fonction d'erreur  $\text{erf}(u)$  a été introduite car on ne sait pas intégrer  $e^{-t^2}$  !

La solubilité du carbone dans le fer solide est limitée. En vous aidant des notions de cristallographie, justifiez les conditions dans lesquelles elle est maximale.

Combien, vaut-elle (en m% C) ?

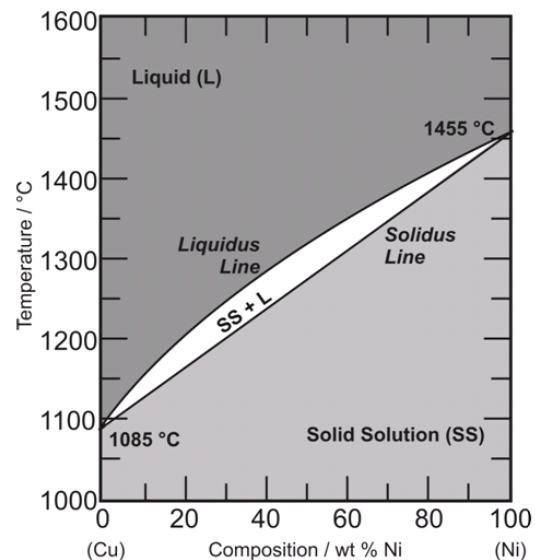
Tracez les courbes  $C(x)$  pour 4h de traitement à 823°C et à 973°C.

Déterminez les profondeurs de cémentation  $x_C$  définie selon la norme pour une dureté  $HV = 550$  correspondant à une teneur en carbone de 0,9% résultant des deux conditions de cémentation précédentes.

#### Dépôt électrolytique - Zinc

#### Diagrammes d'équilibre de phases

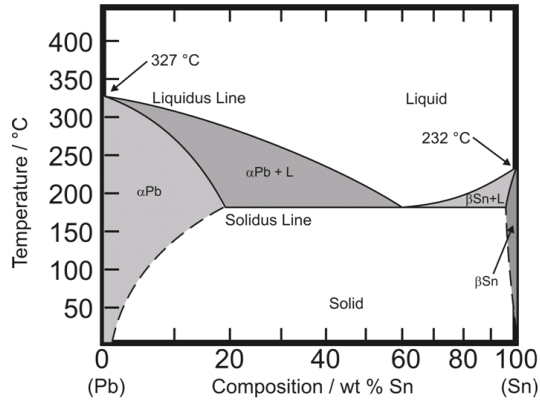
##### Système binaire Cu-Ni



**Figure 27.** Diagramme de phases du système Cu-Ni

- En observant le diagramme, que peut-on dire de la miscibilité du Cu et Ni ?
- On considère un mélange à  $m\%Ni = 40$ . Décrivez l'état de ce système (nombre, nature, composition et proportions relatives des phases) pour :
  - $T = 1400^\circ C$
  - $T = 1250^\circ C$
  - $T = 20^\circ C$

## Système binaire Pb-Sn


**Figure 28.** Diagramme de phases du système Pb-Sn

- On considère un mélange à  $m\%Sn = 30$ . Décrivez l'état de ce système (nombre, nature, composition et proportions relatives des phases) pour :
  - $T = 350^\circ C$
  - $T = 250^\circ C$
  - $T = 20^\circ C$
- On considère un mélange à  $m\%Pb = 90$ . Décrivez l'état de ce système (nombre, nature, composition et proportions relatives des phases) pour :
  - $T = 250^\circ C$
  - $T = 150^\circ C$
  - $T = 20^\circ C$
- Que pouvez-vous dire au sujet du point situé à  $m\%Sn = 61,9$  et  $T = 183^\circ C$  ?

## Annexes

## Approximation à un terme

Bi	Plane Wall		Cylinder		Sphere	
	$\lambda_1$	$A_1$	$\lambda_1$	$A_1$	$\lambda_1$	$A_1$
0.01	0.0998	1.0017	0.1412	1.0025	0.1730	1.0030
0.02	0.1410	1.0033	0.1995	1.0050	0.2445	1.0060
0.04	0.1987	1.0066	0.2814	1.0099	0.3450	1.0120
0.06	0.2425	1.0098	0.3438	1.0148	0.4217	1.0179
0.08	0.2791	1.0130	0.3960	1.0197	0.4860	1.0239
0.1	0.3111	1.0161	0.4417	1.0246	0.5423	1.0298
0.2	0.4328	1.0311	0.6170	1.0483	0.7593	1.0592
0.3	0.5218	1.0450	0.7465	1.0712	0.9208	1.0880
0.4	0.5932	1.0580	0.8516	1.0931	1.0528	1.1164
0.5	0.6533	1.0701	0.9408	1.1143	1.1656	1.1441
0.6	0.7051	1.0814	1.0184	1.1345	1.2644	1.1713
0.7	0.7506	1.0918	1.0873	1.1539	1.3525	1.1978
0.8	0.7910	1.1016	1.1490	1.1724	1.4320	1.2236
0.9	0.8274	1.1107	1.2048	1.1902	1.5044	1.2488
1.0	0.8603	1.1191	1.2558	1.2071	1.5708	1.2732
2.0	1.0769	1.1785	1.5995	1.3384	2.0288	1.4793
3.0	1.1925	1.2102	1.7887	1.4191	2.2889	1.6227
4.0	1.2646	1.2287	1.9081	1.4698	2.4556	1.7202
5.0	1.3138	1.2403	1.9898	1.5029	2.5704	1.7870
6.0	1.3496	1.2479	2.0490	1.5253	2.6537	1.8338
7.0	1.3766	1.2532	2.0937	1.5411	2.7165	1.8673
8.0	1.3978	1.2570	2.1286	1.5526	2.7654	1.8920
9.0	1.4149	1.2598	2.1566	1.5611	2.8044	1.9106
10.0	1.4289	1.2620	2.1795	1.5677	2.8363	1.9249
20.0	1.4961	1.2699	2.2880	1.5919	2.9857	1.9781
30.0	1.5202	1.2717	2.3261	1.5973	3.0372	1.9898
40.0	1.5325	1.2723	2.3455	1.5993	3.0632	1.9942
50.0	1.5400	1.2727	2.3572	1.6002	3.0788	1.9962
100.0	1.5552	1.2731	2.3809	1.6015	3.1102	1.9990
$\infty$	1.5708	1.2732	2.4048	1.6021	3.1416	2.0000

**Figure 29.** Tableau des  $\lambda_1$  et  $A_1$  pour diverses valeurs du nombre de Biot

## Propriétés thermiques

On rappelle ici que la diffusivité dépend des trois autres grandeurs caractéristiques du matériau.

$$\alpha = \frac{k}{\rho C_p}$$

**Tableau 2.** Propriétés de quelques matériaux. La masse volumique  $\rho$  en  $g.cm^{-3}$ , la capacité thermique  $C_p$  en  $J.K^{-1}.g^{-1}$ , la conductivité thermique  $k$  en  $W.m^{-1}.K^{-1}$ , et la diffusivité thermique  $\alpha$  en  $mm^2.s^{-1}$ .

Matériau	$\rho$	$C_p$	$k$	$\alpha$
Al	2.70	0.888	237	98.8
Duralumin	2.79	0.883	164	66.6
Titane	4.50	0.522	22	9.4
Étain	7.30	0.226	64	38.8
Acier 2C38	7.85	0.465	50	13
Bronze	8.80	0.377	62	18.7
Cu	8.93	0.382	400	117
Plomb	11.37	0.130	35	23.7
Verre	2.48	0.700	0.870	0.5
Brique	1.70	0.840	0.400	0.30
Liège	0.19	1.880	0.041	0.115
Sapin	0.415	2.720	0.140	0.12
Plexiglass	1.19	1.465	0.190	0.11
PVC	1.46	0.930	0.210	0.15