M.AFEKIR - MARRAKECH

www.marocprepas.com

marocprepas@yahoo.fr

Quelques manifestations des transferts thermiques

Première partie
Thermodiffusion dans une barre

1.1. Équations générales

1.1.1. $\vec{j}_Q$: vecteur densité de courant thermique diffusif ou flux surfaçique conductif !

- Dimension : MT^{-3}
- Unité (S.I) : kgm^{-3}

1.1.2. Considérons un système *fermé* (Σ) constitué d'une tranche cylindrique de la barre , comprise entre x et $x+dx$ et de section S : soit un volume élémentaire (*constant*) $d\tau = Sdx$.

$$\text{Le flux thermique conductif} \quad : \quad \Phi^c_{th} = \frac{\delta Q_{th}}{dt} = \iint_{(\Sigma)} \vec{j}_Q.d\vec{S}$$

L'énergie thermique δQ_{th} pénétrant dans le vlume $d\tau$ pendant dt :

$$\delta Q_{th} = j_Q(x,t)Sdt - j_Q(x+dx,t)Sdt = -\frac{\partial j_Q(x,t)}{\partial x}d\tau dt$$

Premier principe de la thermodynamique appliqué au volume élémentaire (*fermé*) donne :

$$dU = \delta Q_{th} = d\tau du \quad \Longrightarrow \quad \frac{\delta Q_{th}}{dt} = d\tau\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial j_Q(x,t)}{\partial x}d\tau$$

$$\text{Soit} \quad : \quad \boxed{\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial j_Q(x,t)}{\partial x}}$$

1.1.3. Loi de FOURIER

$$\text{La loi de FOURIER} \quad : \quad \vec{j}_Q = -\lambda\overrightarrow{grad}T = -\lambda\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\vec{u}_x \quad \text{soit} \quad \boxed{j(x,t) = -\lambda\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}}$$

λ : conductivité thermique. Unité (S.I) : $kgs^{-3}mK^{-1}$.

1.1.4. Pour la tranche cylindrique de la barre, de volume $d\tau = Sdx$, l'énergie interne élémentaire :

$$dU = dmcdT = \mu d\tau cdT = d\tau du \qquad \Rightarrow \qquad du = \mu cdT$$

$$\text{où :} \qquad \boxed{u = \mu cT + u_o}$$

1.1.5. D'après **1.1.2** et la question précédente :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \mu c \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial j(x,t)}{\partial x}$$

D'après **1.1.3** : $j(x,t) = -\lambda \dfrac{\partial T(x,t)}{\partial x} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\dfrac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \dfrac{\lambda}{\mu c} \dfrac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}}$

1.1.6. L'équation au dérivées partielles précédente pourra s'écrire :

$$\boxed{\frac{1}{D}\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \qquad \text{tel que :} \qquad D = \frac{\lambda}{\mu c}}$$

Unité du coefficient de diffusion thermique D dans (S.I) est : $m^2 s^{-1}$.

1.2. Régime stationnaire

$$T_1 = T(x=0,t) \qquad ; \qquad T_2 = T(x=L,t)$$

1.2.1. En régime stationnaire, T ne dépend que du x $\Rightarrow$ $T(x,t) = T(x)$

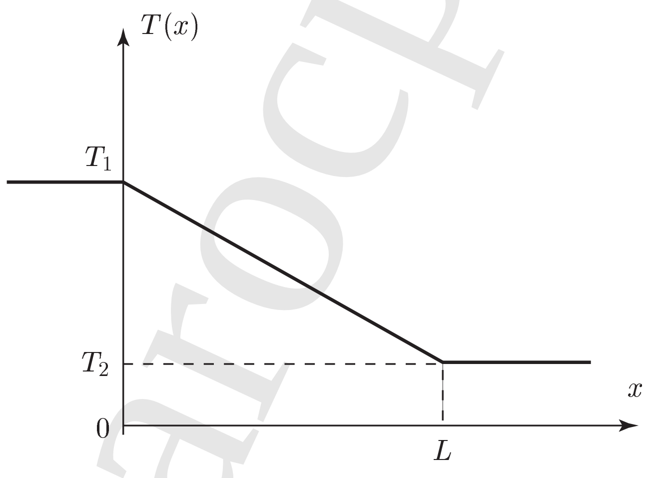
$$\Rightarrow \qquad \boxed{\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}}$$

1.2.2. D'aprés l'équation précédente :

$\dfrac{dT(x)}{dx}$ ne dépend pas de x et $j = -\lambda \dfrac{dT(x)}{dx}$ $\Rightarrow$ $\dfrac{j}{\lambda}$ est, donc, indépendant de x

Soit : $T(x) = -\dfrac{j}{\lambda}x + T(x=0)$ et $T(x=L) = -\dfrac{j}{\lambda}L + T(x=0)$

D'où : $\boxed{T(x) = T(x=0) - \dfrac{x}{L}\left(T(x=0) - T(x=L)\right) = T_1 - \dfrac{x}{L}\left(T_1 - T_2\right)}$

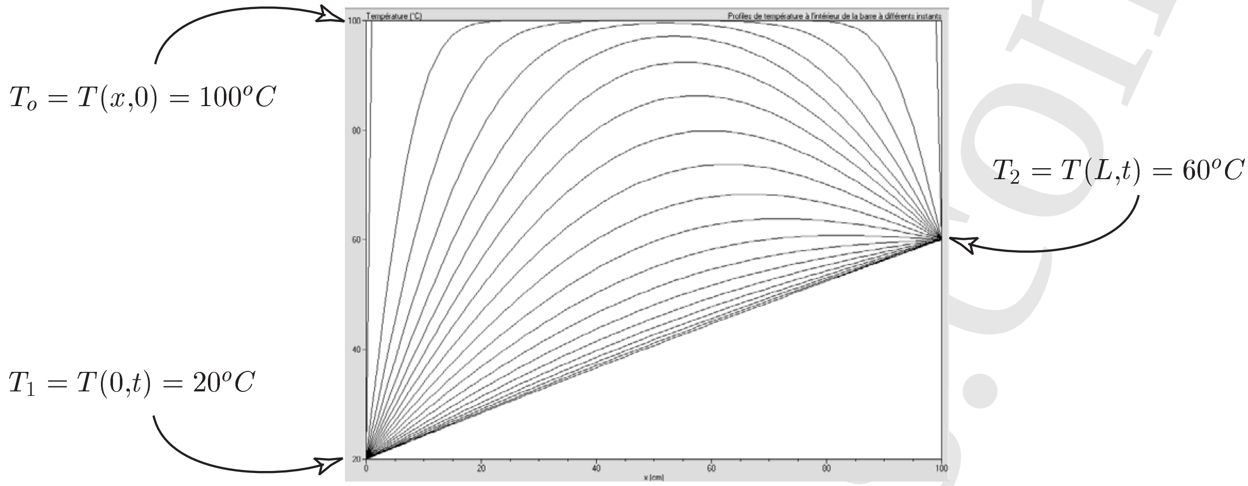


1.2.3. Flux surfaçique $\vec{j}_Q$

$$\vec{j}_Q = j_Q \vec{u}_x = -\lambda \frac{\partial T(x)}{\partial x}\vec{u}_x \qquad \Rightarrow \qquad \boxed{\vec{j}_Q = \frac{\lambda}{L}\left(T_1 - T_2\right)\vec{u}_x}$$

1.3. Régime transitoire

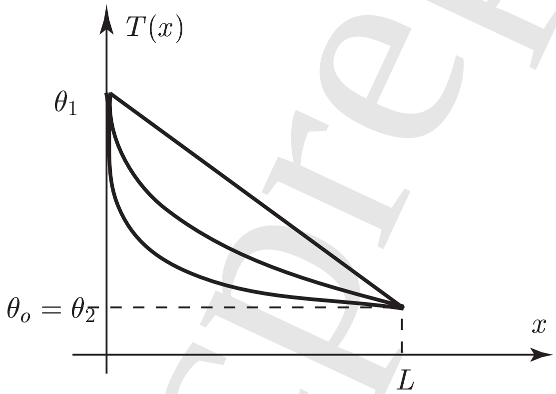
1.3.1. Profils de température à différentes instants au sein de la barre de longueur $L = 1m$.



1.3.2. $\theta_o = 20^oC$; $\theta_1 = 100^oC$ et $\theta_2 = 20^oC$

1.3.2.1. Pour maintenir l'extrimité droite de la barre à la température ambiante, il suffit de de la mettre en contact avec l'air ambiant ou utiliser un thermostat fixé à la température ambiate désirée !

1.3.2.2. Profils de température au sein de la barre aux différentes instants :



Deuxième partie
Contacts thermiques

2.1. Modèle statique

2.1.1. En utilisant le résultat de la question **1.2.2**, on trouve :

$$\boxed{T_a(x) = T_o + \frac{x}{L_1}(T_o - T_1)} \quad \text{et} \quad \boxed{T_b(x) = T_o - \frac{x}{L_2}(T_o - T_2)}$$

2.1.2. Vecteurs densités de courant thermiques $\vec{j}^{\,a}_Q(x)$ et $\vec{j}^{\,b}_Q(x)$

$$\vec{j}^{\,a}_Q(x) = -\lambda_1 \frac{\partial T_a(x)}{\partial x}\vec{u}_x = -\frac{\lambda_1}{L_1}(T_o - T_1)\,\vec{u}_x$$

$$\vec{j}^{\,b}_Q(x) = -\lambda_2 \frac{\partial T_b(x)}{\partial x}\vec{u}_x = +\frac{\lambda_2}{L_2}(T_o - T_2)\,\vec{u}_x$$

2.1.3. Température T_o de l'interface $x = 0$

$$\text{En} \quad x=0 \quad \text{on a :} \quad j_Q^a(0) = j_Q^b(0) \qquad \Rightarrow \qquad \frac{\lambda_1}{L_1}(T_o - T_1) + \frac{\lambda_2}{L_2}(T_o - T_2) = 0$$

Ou
$$\boxed{T_o = \frac{\lambda_1 \frac{T_1}{L_1} + \lambda_2 \frac{T_2}{L_2}}{\frac{\lambda_1}{T_1} + \frac{\lambda_2}{T_2}}}$$

2.1.4. Contact main-bois et contact main-acier

θ_2	T_o	T_o'
$100^oC = 373K$ (sensation de chaud)	$43^oC = 316K$	$35^oC = 308K$
$10^oC = 283K$ (sensation de froid)	94^o367KC	$12^oC = 285K$

<u>Commentaire</u> : L'acier est pls conducteur thermique (zone chaude ou zone froide) par rapport au bois !

2.2. Modèle dynamique

2.2.1.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{D}\frac{\partial T}{\partial t} \qquad \text{et} \qquad u = \frac{x}{\sqrt{4Dt}} \qquad \Rightarrow \qquad \frac{d^2T}{du^2} + 2u\frac{dT}{du} = 0$$

$$\Rightarrow \qquad \frac{d}{du}\left(\frac{dT}{du}\right) + 2u\left(\frac{dT}{du}\right) = 0$$

$$\text{Posons : } \alpha = \left(\frac{dT}{du}\right) \qquad \Rightarrow \qquad \frac{d\alpha}{du} + 2u\alpha = 0 \qquad \Rightarrow \qquad \frac{d\alpha}{\alpha} = -2udu$$

$$\Rightarrow \qquad \alpha = \alpha_o \exp{-u^2} du = \frac{dT}{du} \qquad \Rightarrow \qquad T = \alpha_o \int_0^u \exp - x^2 dx + k = \alpha_o \frac{\sqrt{\pi}}{2}\operatorname{erf}(u) + k \quad k = cte.$$

Soit :
$$\boxed{T(u) = A + B\operatorname{erf}(u)}$$

2.2.2. Conditions aux limites

	Cylindre $\mathcal{C}_a$	Interface $\mathcal{C}_a - \mathcal{C}_b$	Cylindre $\mathcal{C}_b$
Paramètre x	$-\infty$	0	$+\infty$
Variable composée u	$-\infty$	0	$+\infty$
Fonction erreur $\operatorname{erf}(u)$	-1	0	+1
Température T	T_1	T_o	T_2

Soient :

$$T_1 = A_1 - B_1 \quad \text{et} \quad T_o = A_1 \quad \Rightarrow \quad B_1 = T_o - T_1$$

$$T_2 = A_2 + B_2 \quad \text{et} \quad T_o = A_2 \quad \Rightarrow \quad B_2 = -T_o + T_2$$

Ou :
$$\boxed{A_1 = A_2 = T_o \quad ; \quad B_1 = T_o - T_1 \quad \text{et} \quad B_2 = B_2 = -T_o + T_2}$$

2.2.3. vecteur courant thermique dans le cylindre $\mathcal{C}_a$

$$\vec{j}^{\,a}_Q(x,t) = -\lambda_1 \frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\vec{u}_x = -\lambda_1 \frac{dT(u)}{du}\frac{\partial u(x)}{\partial x}\vec{u}_x = -\frac{\lambda_1}{\sqrt{4D_1t}_1}\frac{dT(u)}{du}\vec{u}_x$$

$$T(u) = A_1 + B_1\operatorname{erf}(u) \quad \Rightarrow \quad \frac{dT(u)}{du} = B_1\frac{d\operatorname{erf}(u)}{du} = \frac{2B_1}{\sqrt{\pi}}\exp{-u^2} = \frac{2B_1}{\sqrt{\pi}}\exp - \frac{x^2}{4D_1t}$$

$$\Longrightarrow \qquad \vec{j}^{\,a}_Q(x,t) = -(T_o - T_1)\frac{\lambda_1}{\sqrt{\pi D_1 t}}\exp - \frac{x^2}{4D_1t}$$

D'où : $$\boxed{\overrightarrow{j}^{a}_{Q}(x,t) = -(T_o - T_1)\frac{E_1}{\sqrt{\pi t}}\exp -\frac{x^2}{4D_1 t}\overrightarrow{u}_x \qquad \text{avec} \qquad E_1 = \frac{\lambda_1}{\sqrt{D_1}} = \sqrt{u_1 c_1 \lambda_1}}$$

E_1 : effusivité exprimée dans le (S.I) en : $kgs^{-5/2}K^{-1}$

2.2.4. De la même manière, on détermine l'expression de $\overrightarrow{j}^{b}_{Q}(x,t)$

D'où : $$\boxed{\overrightarrow{j}^{b}_{Q}(x,t) = +(T_o - T_2)\frac{E_2}{\sqrt{\pi t}}\exp -\frac{x^2}{4D_2 t}\overrightarrow{u}_x \qquad \text{avec} \qquad E_2 = \frac{\lambda_2}{\sqrt{D_2}} = \sqrt{u_2 c_2 \lambda_2}}$$

2.2.5. Au niveau de l'interfaçe $x = 0$ on a $j^a_Q(0,t) = j^b_Q(0,t)$

D'où : $$\boxed{T_o = \frac{T_1 E_1 + T_2 E_2}{E_1 + E_2}}$$

<u>Conclusion</u> : En plus de λ_1 , T_1 , λ_2 et T_2 , la température T_o dépende :

- des paramètres L_1 et L_2 dans le cadre du modèle statique.
- des paramètres μ_1 , μ_2 , c_1 et c_2 dans le cadre du modèle dynamique.

2.2.6. Contact main-bois et contact main-acier

θ_2	T_o	$T_o^{'}$
$100^oC = 373K$ (sensation de chaud)	$48^oC = 321K$	93^oC366K
$10^oC = 283K$ (sensation de froid)	$32^oC = 305K$	$13^oC = 286K$

2.2.7. Le frigo est en équilibre thermodynamique, l'eau contenue dans les deux types de bouteilles est, donc, portée à la <u>*même température*</u> **(***même fraîcheur dans les deux bouteilles***)**. C'est, tout simplement, la sensation main-verre et main-plastique qui diffère suite à la différence de l'effusivité des deux corps (plastique et verre).

Troisième partie
Analogies thermoélectriques

3.1. Résistance thermique

3.1.1. A la traversée d'une section S en une position x :

$$\text{Le flux thermique conductif} \;:\; \Phi^c_{th} = \frac{\delta Q_{th}}{dt} = \iint_{(S)} \vec{j}_Q.d\overrightarrow{S} = j_Q(x)S = -\lambda S\frac{dT(x)}{dx}$$

$$T(x) = T_o + (T_L - T_o)\frac{x}{L} \quad \Rightarrow \quad \Phi^c_{th} = \lambda\frac{S}{L}(T_L - T_o) = \frac{(T_L - T_o)}{R^c_{th}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{R^c_{th} = \frac{L}{\lambda S}}$$

3.1.2. Loi de FOURIER - Loi d'OHM

3.1.2.1. Loi d'OHM locale : $\overrightarrow{j}_e(M) = \gamma(M)\overrightarrow{E}(M)$
où : $\overrightarrow{j_e}$: vecteur densité du courant électrique et γ : conductivité électrique. Cette loi est valable en régime statique en absence du champ magnétique $\overrightarrow{B}$.

3.1.2.2. (en utilisant la relation électrique locale $\overrightarrow{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}V$)

Grandeurs électriques	Grandeurs thermiques
Loi d'OHM $\overrightarrow{j}_e = \gamma\overrightarrow{E} = -\gamma\overrightarrow{\text{grad}}V$	Loi de FOURIER $\overrightarrow{j}_Q = -\lambda\overrightarrow{\text{grad}}T$
Vecteur courant électrique $\overrightarrow{j}_e$	Vecteur courant thermique $\overrightarrow{j}_Q$
Potentiel électrique V	Champ de température T
Conductivité électrique γ	Conductivité thermique λ
Intensité du courant électrique I	Intensité du courant thermique (flux) Φ^c_{th}
Différence de potentels (tension) $V_o - V_L = U_{oL}$	Différence de températures $(T_o - T_L)$
Résistance électrique $R = \frac{(V_o - V_L)}{I}$	Résistance thermique $R^c_{th} = \frac{(T_o - T_L)}{\Phi^c_{th}}$

3.1.3. Association de résistors

Assoaciation en série	Association en parallèle
$R^c_{th} = R^c_{th1} + R^c_{th2}$	$\frac{1}{R^c_{th}} = \frac{1}{R^c_{th2}} + \frac{1}{R^c_{th2}}$

3.1.4. Loi de NEWOTON

$$\text{Le flux thermique convecto} - \text{conductif} \; : \; \boxed{\Phi^{cc}_{th} = hS\,(T - T_a)}$$

$$\Phi^{cc}_{th} = hS\,(T - T_a) = \frac{T - T_a}{R^{cc}_{th}} \qquad \text{avec} \qquad R^{cc}_{th} = \frac{1}{hS}$$

3.1.5.

3.1.5.1. Loi de STEPHAN

	Pour le corps solide	Pour l'envuronnement ambiat
Flux *surfacique* emis	$\Phi^r_1 = \sigma T^4$	$\Phi^r_2 = \sigma T^4_a$

3.1.5.2. Flux thermique radiatif total Φ^r_{th}

$$\boxed{\Phi^r_{th} = \Phi^r_1 - \Phi^r_2 = \sigma S\left(T^4 - T^4_a\right)}$$

3.1.5.3.

$$\Phi^r_{th} = \sigma S\left(T^4 - T^4_a\right) = \sigma S\,(T - T_a)\left(T^3 + T^2T_a + TT^2_a + T^3_a\right)$$

Pour un faible écart entre T et T_a on pourra considérer : $T \sim T_a$.

$$\text{Soit :} \qquad \Phi^r_{th} \approx \sigma S\,(T - T_a)\left(4T^3_a\right) \approx 4\sigma ST^3_a\,(T - T_a) = \frac{(T - T_a)}{R^r_{th}}$$

$$\boxed{R^r_{th} = \frac{1}{4\sigma ST^3_a}}$$

3.1.5.4. Application numérique : $R^r_{th} = 0{,}11\,kg^{-1}m^{-2}s^3K$

3.2. Bilan thermique du corps humain

3.2.1. Régime stationnaire

3.2.1.1.

- Puissance métabolique $\mathcal{P}_M$ développée par le corps humain :

$$\mathcal{P}_M = \frac{13 \times 10^6}{24 \times 3600} \simeq 150{,}5\,kgms^{-3}.$$

- Flux thermique Φ_{th}^{r} émis par rayonnement :

$$\Phi_{th}^{r} = \frac{T - T_a}{R_{th}^{r}} \simeq 75{,}2\,kgms^{-3}.$$

- Flux thermique Φ_{th}^{cc} émis par convection :

$$\Phi_{th}^{cc} = \frac{T - T_a}{R_{th}^{cc}} \simeq 59{,}9\,kgms^{-3}.$$

3.2.1.2. La puissance $\mathcal{P}_e$ nécessaire pour entretenir l'évaporation thermique de l'eau :

$$\mathcal{P}_e = \frac{m_e L}{\Delta t} = \frac{0{,}3 \times 2{,}4 \times 10^6}{24 \times 3600} \simeq 8{,}3\,kgms^{-3}.$$

3.2.1.3. Puissance résiduelle $\mathcal{P}_s$

Le bilan de puissance se traduit par : $\boxed{\mathcal{P}_M = \mathcal{P}_e + \Phi_{th}^{cc} + \Phi_{th}^{r} + \mathcal{P}_s}$

Soit : $\mathcal{P}_s \simeq 150 - 75{,}2 - 59{,}9 - 8{,}3 = 6{,}7\,kgms^{-3}.$

3.2.1.4. Théorème de MILLMANN appliqué au noeud A donne :

$$I_2 + I_1 - I + (V_B - V_A)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = 0 \qquad \text{tels que :} \qquad V_A = V_a \ \text{ et } \ V_B = V$$

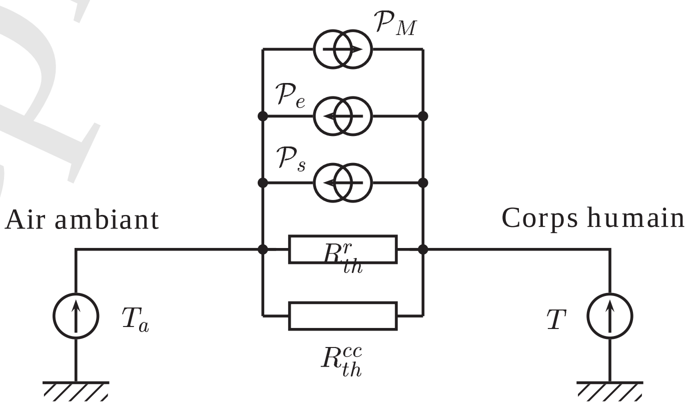
Soit : $$\boxed{V - V_a = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}(I - I_1 - I_2)}$$

3.2.1.5. Par analogie thermoélectrique établi en **3.1.2**, le bilan thermique est traduit par l'equation suivante :

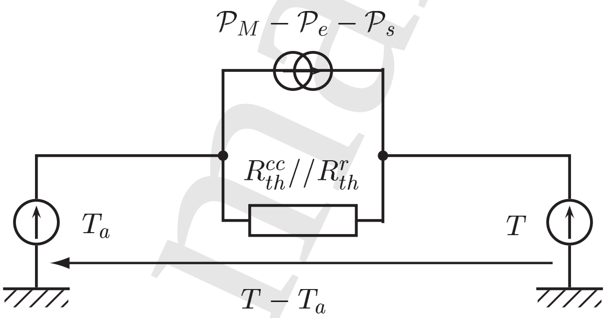
$$T - T_a = \frac{R_{th}^{cc} R_{th}^{r}}{R_{th}^{cc} + R_{th}^{r}}(\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s)$$

D'où : $\boxed{\mathcal{P}_M = \mathcal{P}_e + \mathcal{P}_s + \Phi_{th}^{cc} + \Phi_{th}^{r}}$

avec : $\Phi_{th}^{cc} = \dfrac{T - T_a}{R_{th}^{cc}}$ et $\Phi_{th}^{r} = \dfrac{T - T_a}{R_{th}^{r}}$

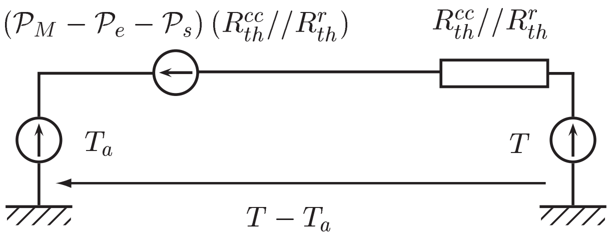


3.2.1.6. THÉVENIN - NORTON Représentation de NORTON



$$T - T_a = (\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s)\,(R_{th}^{cc}//R_{th}^{r})$$

Représentation de THÉVENIN



$$T - T_a = (\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s)\,(R_{th}^{cc}//R_{th}^{r})$$

Dansles deux cas de représentation, on retrouve l'équation établie en **3.2.1.5** , et par conséquent le bilan de puissance.

3.2.2. On se place en régime quasi stationnaire, et on note $C_s = C/S$ la capacité thermique surfacique du corps humain.

3.2.2.1. Premier principe de la thermodynamique entre t et $t + dt$:

$$dU = \delta Q_{th} + \delta W = \delta Q_{th} = C dT \quad \text{(le corps humain est supposé à volume constant)}$$

$$\Longrightarrow \quad \frac{\delta Q_{th}}{dt} = C\frac{dT}{dt} = \mathcal{P}_{th} = \mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s - \Phi_{th}^{r} - \Phi_{th}^{cc}$$

$$\Longrightarrow \quad C\frac{dT}{dt} + \left(\frac{1}{R_{th}^{cc}} + \frac{1}{R_{th}^{r}}\right)(T - T_a) = \mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s$$

$$\Longrightarrow \quad \boxed{\frac{dT}{dt} + \frac{T - T_a}{\tau} = \Lambda} \quad (2) \quad \text{avec :} \quad \tau = \frac{R_{th}^{r}R_{th}^{cc}}{R_{th}^{r} + R_{th}^{cc}}C \quad \text{avec :} \quad \Lambda = \frac{\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s}{C}$$

3.2.2.2. En régime stationnaire :

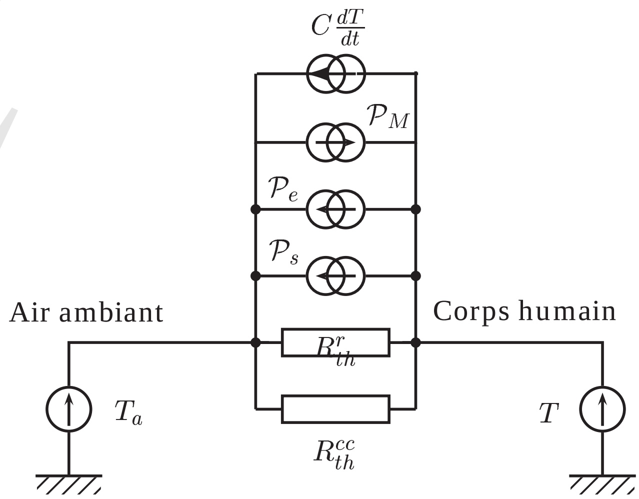
$$\frac{dT}{dt} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \boxed{T - T_a = \tau\Lambda = \frac{R_{th}^{r}R_{th}^{cc}}{R_{th}^{r} + R_{th}^{cc}}(\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s)}$$ On retrouve, alors, les résultats de **3.2.1**

3.2.2.3. On pose :

$$R_{th} = \frac{R_{th}^{r}R_{th}^{cc}}{R_{th}^{r} + R_{th}^{cc}} \quad \text{et} \quad \mathcal{P} = \mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s$$

L'équation (2) s'écrit : $T - T_a = R_{th}\mathcal{P} - R_{th}C\dfrac{dT}{dt}$

Par analogie thermoélectrique (§ **3.1.2.2**), le terme $C\frac{dT}{dt}$ est anologue à un courant électrique. D'ou le schéma (thermique) ci-contre :



3.2.2.4. Désolution de l'équation (2) :

La solution de l'équation (2) s'écrit : $T(t) - T_a = \tau\Lambda + k\exp -\dfrac{t}{\tau}$ $\quad k$ est une constante d'intégration

Conditions initiales : $T(0) - T_a = \tau\Lambda + k \quad \Longrightarrow \quad k = T(0) - T_a - \tau\Lambda$

Soit : $$\boxed{T(t) = T_a + \tau\Lambda + (T(0) - T_a - \tau\Lambda)\exp -\frac{t}{\tau}}$$

3.2.2.5. L'équilibre correspond au régime prmaent $t >> \tau$

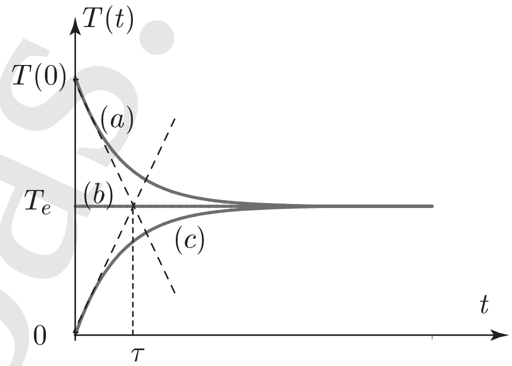
$$\boxed{T_e = T_a + \tau\Lambda}$$

Application numérique : $T_e = 33\,^oC = 306\,K$

3.2.2.6. Représentation graphique de $T(t)$

$$T(t) = T_e + (T(0) - T_e)\exp -\frac{t}{\tau}$$

- $T(0) > T_e$ Courbe (a) : Refroidissement du corps humain.
- $T(0) = T_e$ Courbe (b) : Équilibre de température du corps humain.
- $T(0) < T_e$ Courbe (c) : Réchauffement du corps humain.



Pour déterminer τ, il suffit de tracer la (ou les) tangente(s) à l'origine des temps des courbes d'évolution $T(t)$ pour $T(0) > T_e$ et $T(0) < T_e$. Son (ou leur) intersection(s) avec l'axe des temps corresponde au paramètre τ.

3.2.2.7. Le corps humain se refroidit dans l'eau 25 fois plus rapidement que dans l'air : $\tau_{\text{air}} = 25\,\tau_{\text{eau}}$

$$\tau_{\text{air}} = \frac{R^r_{th}R^{cc}_{th}}{R^r_{th} + R^{cc}_{th}}C \qquad \text{et} \qquad \tau_{\text{eau}} = \frac{R^r_{th}R^{cc}_{th,\text{eau}}}{R^r_{th} + R^{cc}_{th,\text{eau}}}C \qquad \Longrightarrow \qquad \boxed{R^{cc}_{th,\text{eau}} = \frac{R^r_{th}R^{cc}_{th}}{25R^r_{th} + 24R^{cc}_{th}}}$$

Application numérique : $R^{cc}_{th,\text{eau}} = 3{,}03 \times 10^3\,kg^{-1}m^{-1}s^3K$

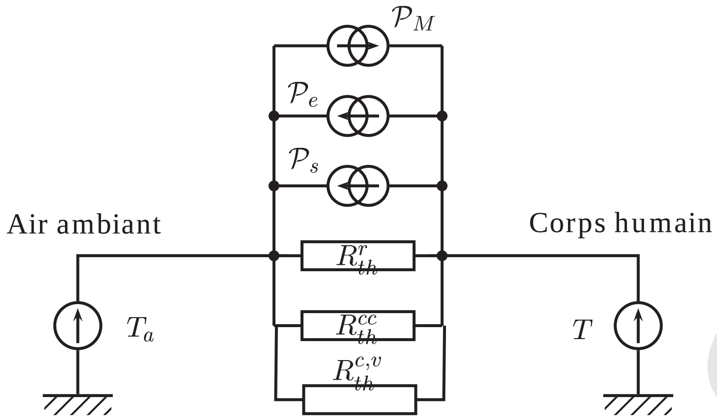
3.3. Effet des vêtements sur le bilan thermique du corps

3.3.1. La suface S du corps humain est recouverte à $80^o/_o$: $20^o/_o\,S = 0{,}2\,S$ est, donc, en contact avec l'air, soient :

$$\boxed{R^{cc,v}_{th} = \frac{R^{cc}_{th}}{0{,}2} = 835 \times 10^{-3}\,KW^{-1} \qquad \text{et} \qquad R^{r,v}_{th} = \frac{R^r_{th}}{0{,}2} = 665 \times 10^{-3}\,KW^{-1}}$$

3.3.2. Les $80^o/_o$ recouverte des vêtements introduit un nouvel échange thermique (entre les vêtements et le corps sur une section de $0{,}8\,S$),tout en négligeant les échanges thermiques par rayonnement et par conduco-convection à travers les vêtements, donc : ue vouvelle résistance thermique $R^{c,v}_{th}$.

3.3.3. Shéma du circuit thermique (régime stationnaire) :



3.3.4. Résistance thermique ds vêtements $R_{th}^{c,v}$

Le bilan de puissance thermique s'écrit :

$$\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s = \left(\theta - \theta_a^{'}\right)\left(\frac{1}{R_{th}^{cc,v}} + \frac{1}{R_{th}^{r,v}} + \frac{1}{R_{th}^{c,v}}\right) = (T - T_a)\left(\frac{1}{R_{th}^{cc}} + \frac{1}{R_{th}^{r}}\right)$$

$$\Longrightarrow \quad \boxed{R_{th}^{c,v} = \frac{\theta - \theta_a^{'}}{(T - T_a)\left(\frac{1}{R_{th}^{cc}} + \frac{1}{R_{th}^{r}}\right) - (\theta - \theta_a^{'})\left(\frac{1}{R_{th}^{cc,v}} + \frac{1}{R_{th}^{r,v}}\right)}}$$

Application numérique : $R_{th}^{c,v} = 130 \times 10^{-3}\, KW^{-1}$