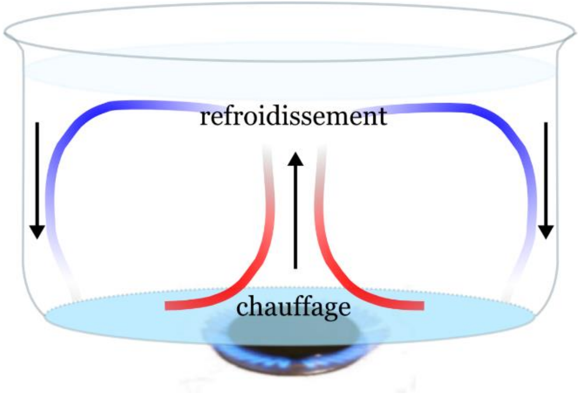
Conduction de la chaleur

CUPGE 2 – 2025

Prof. Robert Georges – Université de Rennes

Convection

1. Convection naturelle



L'air est chauffé au contact du corps chaud (par conduction), sa densité diminue, ce qui provoque son élévation (poussée d'Archimède). L'air chaud est remplacé par de l'air froid qui va être réchauffé à son tour.
Perte thermique ~ 35%.

La convection concerne tout type de fluide.

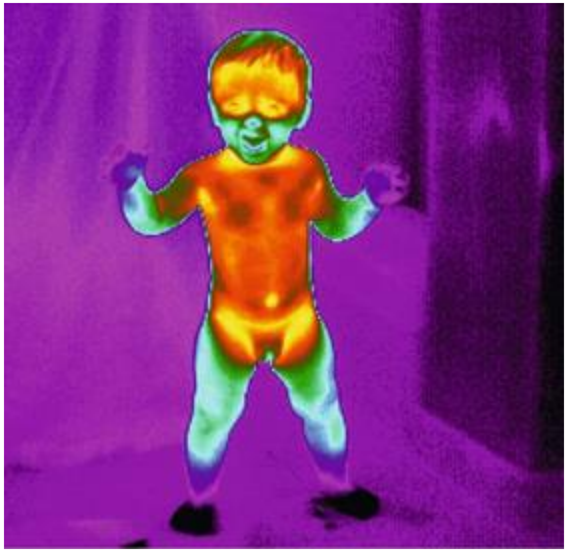
Convection

2. Convection forcée

Le mouvement de l'air n'est plus causé par la poussée d'Archimède mais par une action extérieure, comme le vent. Ce mouvement d'air « forcé » modifie la température du corps avec lequel il entre en contact.
A l'origine notamment d'une baisse de la température « ressentie ».

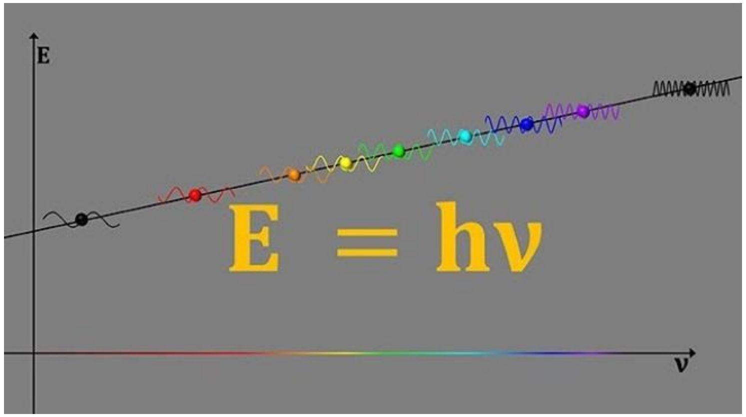
Rayonnement

Rayonnement thermique



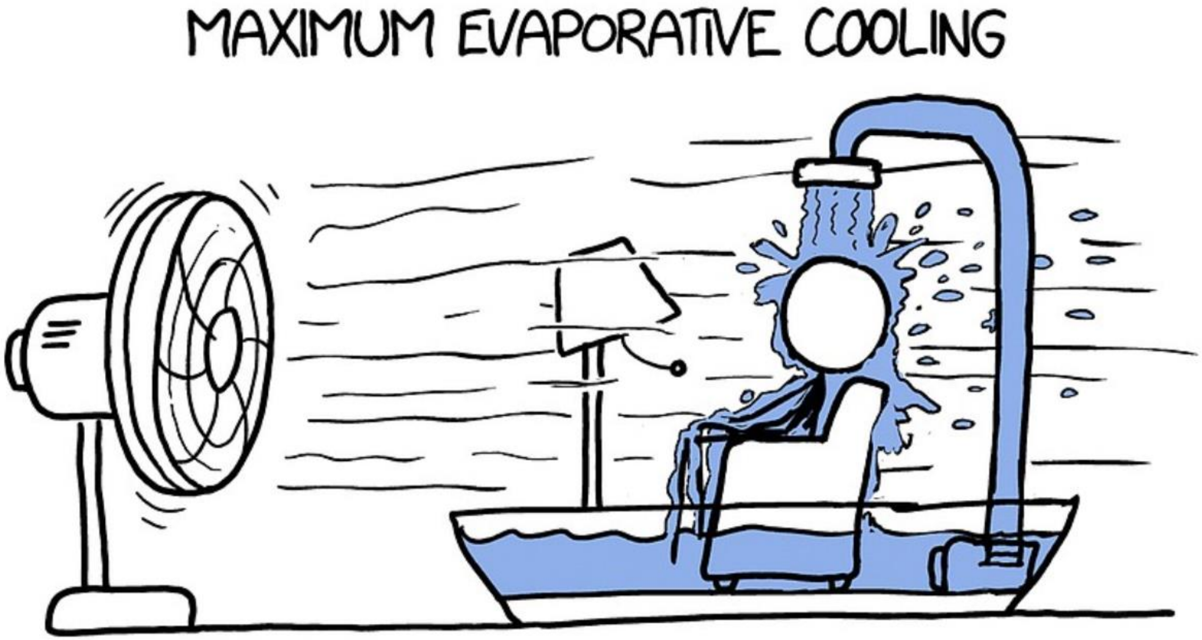
- Tout corps émet (et absorbe) un rayonnement électromagnétique
- Un corps dont la température est de l'ordre de 300 K (température ambiante) émet dans l'infrarouge (IR)

Transport d'énergie par rayonnement



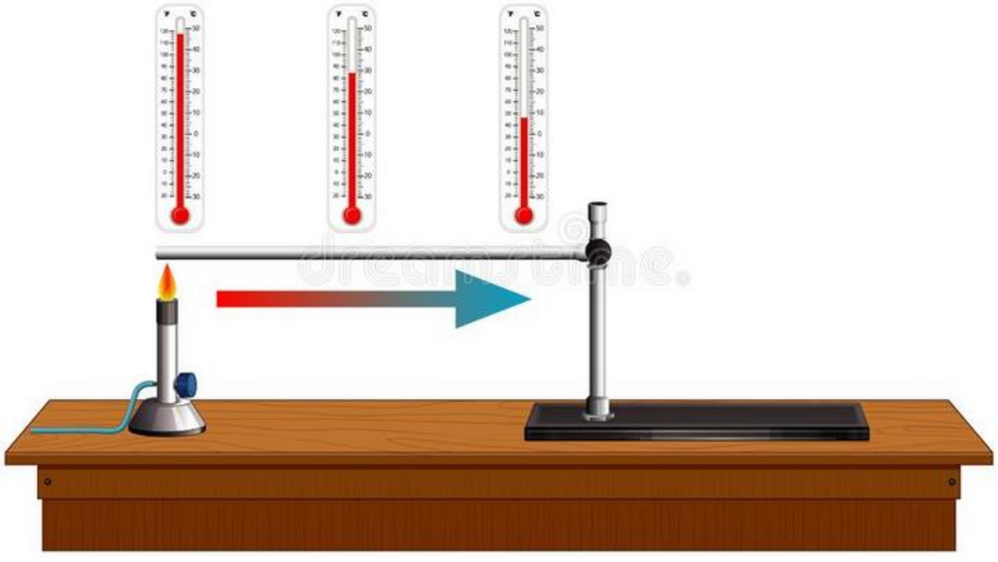
- L'énergie d'un photon est proportionnelle à sa fréquence (ν)
- Ainsi, une surface « rayonnante » donne de l'énergie à son environnement
- Une surface éclairée reçoit de l'énergie
- On considère que le rayonnement IR est responsable de 35% des pertes thermique du corps humain.

Evaporation/condensation



- Un liquide qui s’évapore absorbe la chaleur de la surface sur lequel il se trouve et provoque une baisse de sa température (effet de la transpiration)
- Au contraire, la condensation d’une vapeur libère de la chaleur, ce qui conduit à une élévation de température (par exemple, la température de l’atmosphère s’élève de plusieurs degrés quand des nuages se forment)

Conduction



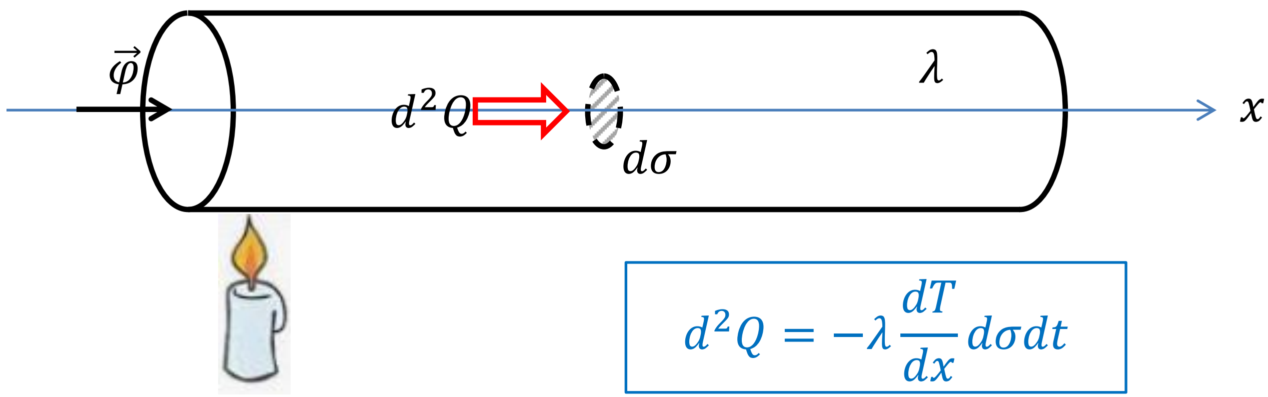
- La conduction est un transfert d’énergie interne sans transport de matière
- L’agitation thermique, i.e. la vibration des atomes du matériau autour de leur position d’équilibre, se transmet de proche en proche, de l’extrémité chaude vers l’extrémité froide du matériau
- La « température » est une mesure du degré d’agitation des atomes.

Hypothèses

- Hypothèse 1 : La chaleur est conservative, il n'existe aucun processus transformant la chaleur en une autre énergie
    - ⚠ Cette hypothèse est bien sûr fausse dans le cas général. Par exemple, un corps chauffé change de volume, une partie de la chaleur est transformée en travail mécanique ($\delta Q = C_V dT + \ell dV$).
    - ⚠ Cette hypothèse implique que la chaleur devient une fonction d'état (d'après le 1er principe de la thermodynamique $\mathrm{dU} = \delta Q + \delta W$ et nous considérons ici que $\delta W = 0$, par conséquent $\mathrm{U} \equiv Q$ et U est une fonction d'état). Nous pouvons utiliser la notion de différentielle dQ (plutôt que δQ).

- Hypothèse 2 : Le corps étudié est homogène et isotrope
- Hypothèse 3 : On supposera également que les caractéristiques thermophysiques (λ, a) ne dépendent pas de la température

Loi de Fourier (1)



$$\boxed{d^2Q = -\lambda \frac{dT}{dx} d\sigma dt}$$

- d^2Q est la quantité de chaleur infinitésimale [J] qui traverse la surface $d\sigma$ pendant le temps dt
- λ est la conductivité thermique du matériau [W m^{-1} K^{-1}]
- Le signe – traduit le fait que la chaleur se propage du chaud vers le froid
- Il est plus aisé de manipuler une *densité de flux* ou *flux surfacique* φ [W m^{-2}]

$$\boxed{\varphi = -\lambda \frac{dT}{dx}}$$

- Le flux ϕ [W] (= puissance) qui traverse une surface S est $\phi = \varphi \times S$

Loi de Fourier (2)

Ecriture générale

La chaleur diffuse dans une direction $\vec{n}$ quelconque

$$\boxed{d^2Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} d\sigma dt = -\lambda\, \vec{n}.\overrightarrow{grad}T d\sigma dt}$$

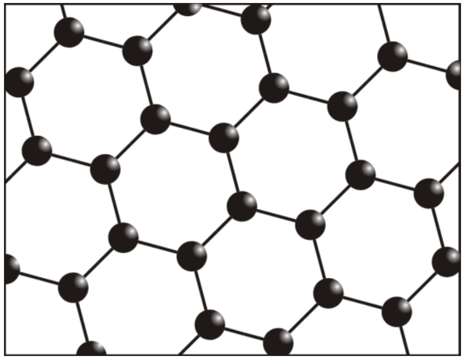
La température T dépend a priori de 3 variables d'espace et d'une variable temporelle : $T(x, y, z, t)$, ce qui explique le recours à une dérivée partielle dans la formule précédente

Conductivités thermiques (1)

Matériau	**Conductivités λ [W m^{-1} K^{-1}] mesurées à 300 K**
Vide	0
Air immobile	0,014
Mousse de polyuréthane	0,029
Polystyrène	0,038
Laine de verre sèche	0,05
Amiante	0,15
Bois	0,2
Eau	0,6
Verre, brique pleine, béton	1

Conductivités thermiques (2)

Matériau	Conductivités λ [W m^{-1} K^{-1}] mesurées à 300 K
Acier inoxydable	15
Fonte	57
Aluminium	203
Cuivre	380
Argent	410
Graphène (record du monde)	5300



Equation indéfinie de la chaleur (1)

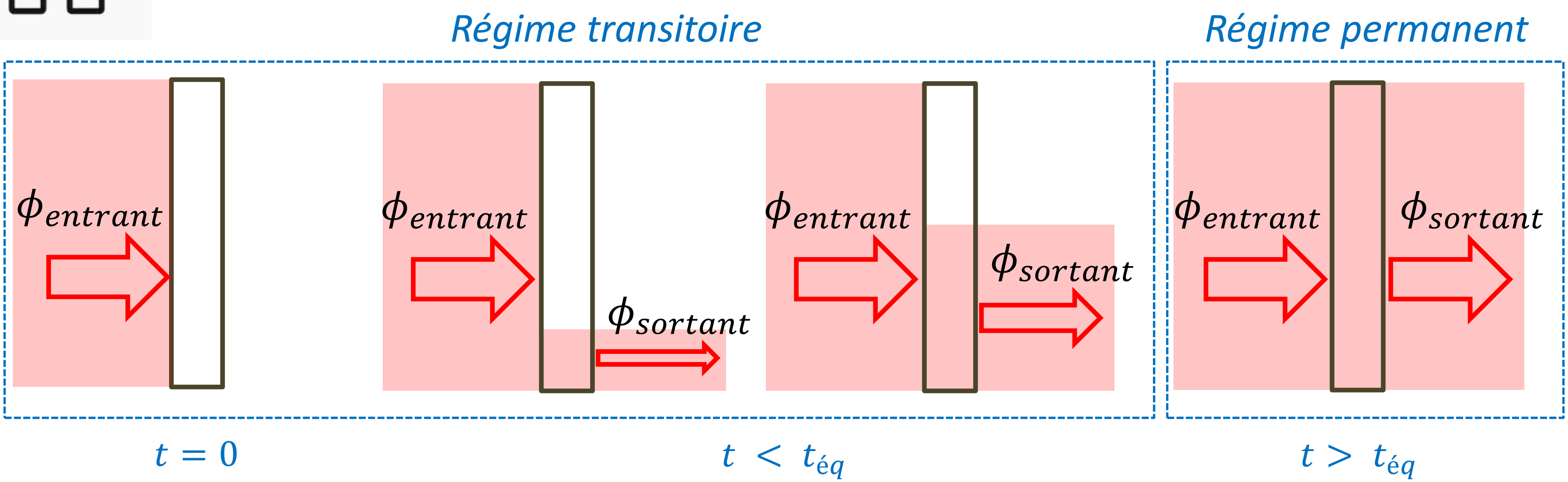
L'équation indéfinie de la chaleur traduit un bilan d'énergie.

- Imaginons un barreau de matière isolé sur son pourtour (pas d'échange de chaleur possible par les parois latérales) :

- Par analogie avec un tube que l'on rempli d'eau, on imagine bien que le flux sortant n'est pas égal au flux entrant tant que le tube n'est pas rempli d'eau, ou plutôt de « chaleur » dans le cas de la conduction
- Avant de s'échapper vers l'extérieur, la chaleur diffusée dans une habitation restée froide, va d'abord être « stockée » dans les murs et provoquer leur élévation de température progressive. Il faut donc prendre en compte un flux stocké $\phi_{stocké}$
- Le bilan s'écrit : $\phi_{entrant} = \phi_{sortant} + \phi_{stocké}$

Equation indéfinie de la chaleur (2)

$$\phi_{entrant} = \phi_{sortant} + \phi_{stocké}$$



- Début chauffage
- Toute la chaleur est absorbée par le mur froid
- $\phi_{sortant} = 0$
- $\phi_{entrant} = \phi_{stocké}$

- La température du mur s'élève et tend vers un équilibre
- De moins en moins de chaleur est prélevée par le mur
- De plus en plus de chaleur traverse le mur
- $\phi_{entrant} = \phi_{stocké} + \phi_{sortant}$

- Le mur a atteint sa température d'équilibre
- Plus aucune chaleur n'est stockée par le mur
- Toute la chaleur traverse le mur
- $\phi_{stocké} = 0$
- $\phi_{entrant} = \phi_{sortant}$

Equation indéfinie de la chaleur (3)

Puissance dissipée

- Il est nécessaire de prendre en compte la chaleur intrinsèque produite par certains corps
- C'est par exemple le cas des mammifères, des matériaux radioactifs, des planchers chauffants, d'un chauffage par effet Joule, d'une chaleur libérée par la condensation d'une vapeur, etc.
- Ceci introduit un terme supplémentaire de flux dissipé $\phi_{dissipé}$ (ou puissance dissipée)
- $\phi_{dissipé}$ peut aussi être négatif sous l'action d'un phénomène physique endothermique (qui prélève de la chaleur), comme l'évaporation d'un liquide, ou la fusion d'une glace
- Le bilan énergétique global devient :

$$\phi_{entrant} + \phi_{dissipé} = \phi_{sortant} + \phi_{stocké}$$

$$(\phi_{sortant} - \phi_{entrant}) + \phi_{stocké} = \phi_{dissipé}$$

Equation indéfinie de la chaleur (4)

Démonstration

Equation indéfinie de la chaleur (5)

Equation dans le cas général

- Finalement, l'équation indéfinie de la chaleur dans le cas général s'écrit :

$$\Delta T - \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{P}{\lambda}$$

- Le premier terme est le *Laplacien* de la température qui s'écrit en coordonnées cartésiennes :

$$\Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

- Le deuxième terme est le terme transitoire qui disparaît en régime permanent $\left(\frac{\partial T}{\partial t} = 0\right)$

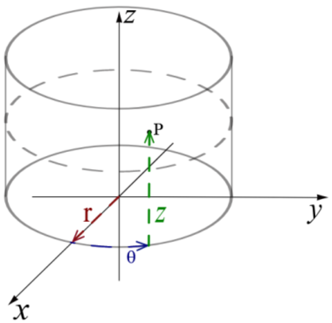
Il fait intervenir la diffusivité thermique $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ [m^2 s^{-1}] ; où λ [W m^{-1} K^{-1}] est la conductivité thermique, ρ [kg m^{-3}] est la masse volumique, c [J K^{-1} kg^{-1}] est la capacité calorifique massique

- Le troisième terme est le terme de puissance dissipée. Attention, ici P est le puissance dissipée par unité de volume [W m^{-3}]

Equation indéfinie de la chaleur (6)

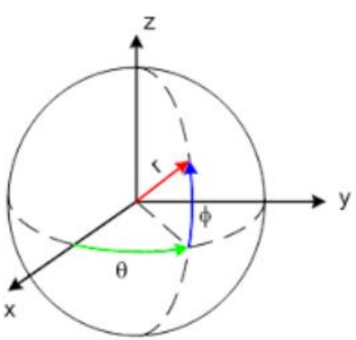
Equation dans plusieurs cas particuliers

- En coordonnées cylindriques avec symétrie de révolution autour de l'axe z : $\mathrm{T}(\mathrm{r}, \mathrm{z}, \mathrm{t})$



$$\Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

- En coordonnées sphériques avec symétrie de révolution : $\mathrm{T}(\mathrm{r}, \mathrm{t})$



$$\Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial T}{\partial r}$$

Equation indéfinie de la chaleur (7)

Equation dans plusieurs cas particuliers (suite)

- En régime permanent $\left(\frac{\partial T}{\partial t} = 0\right)$

$$\Delta T = -\frac{P}{\lambda}$$

- En régime permanent et sans puissance dissipée ($P = 0$)

$$\Delta T = 0$$

Diffusivité thermique (1)

$$a = \frac{\lambda}{\rho c}$$

- Le numérateur reflète la quantité de chaleur diffusée par conduction
- Le dénominateur reflète la quantité de chaleur stockée par le matériau

(On rappelle que la quantité de chaleur stockée par unité de volume [$J.m^{-3}$] est donnée par $\rho c(T_f - T_i)$où $(T_f - T_i)$ est la variation de température du matériau induite par le stockage de la chaleur)

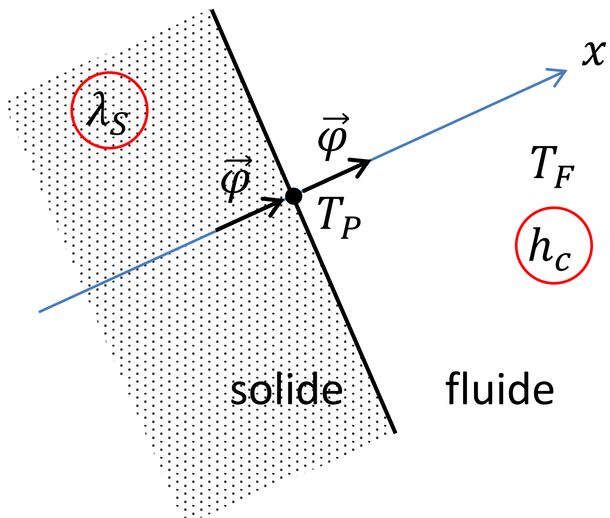
Ainsi, la diffusivité thermique est reliée à la capacité d'un corps à changer rapidement de température quand il est traversé par un flux de chaleur.

Diffusivité thermique (2)

Matériau	**Diffusivités *a* [$mm^2\ s^{-1}$] mesurées à 293 K**
Vide	0
Polyéthylène	0,15
Gypse (plâtre)	0,47
Verre (vitrage)	0,50
Béton	0,54
Silice fondue	0,87
Glace	1,203
Marbre	1,35
Air	20
Acier	22,8
Aluminium	98,8
Cuivre	117

Conditions aux frontières extérieures

Contact solide-fluide (convection)



T_P : Température pariétale
T_F : Température du fluide loin de la paroi
λ_S : conductivité thermique du solide [W m^{-1} K^{-1}]
h_c : coefficient d'échange convectif [W m^{-2} K^{-1}]

Condition de 3ème espèce ou condition de Fourier

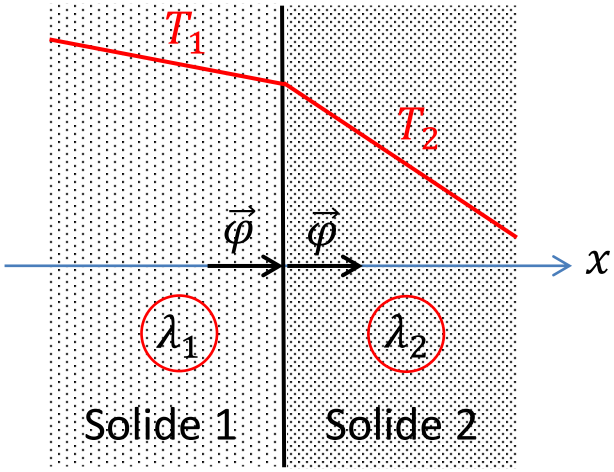
La densité de flux qui quitte le solide entre dans le fluide:

$$\varphi = -\lambda_S \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{SF} = h_c(T_P - T_F)$$

Le coefficient h_c dépend de la nature du fluide et de sa température, on verra qu'il s'agit d'une conductance thermique

Conditions aux frontières intérieures (1)

Contact solide-solide parfait (ex : 2 métaux brasés, pas de discontinuité entre les 2 solides)



À l'interface :

- La densité de flux qui quitte le solide 1 entre dans le solide 2

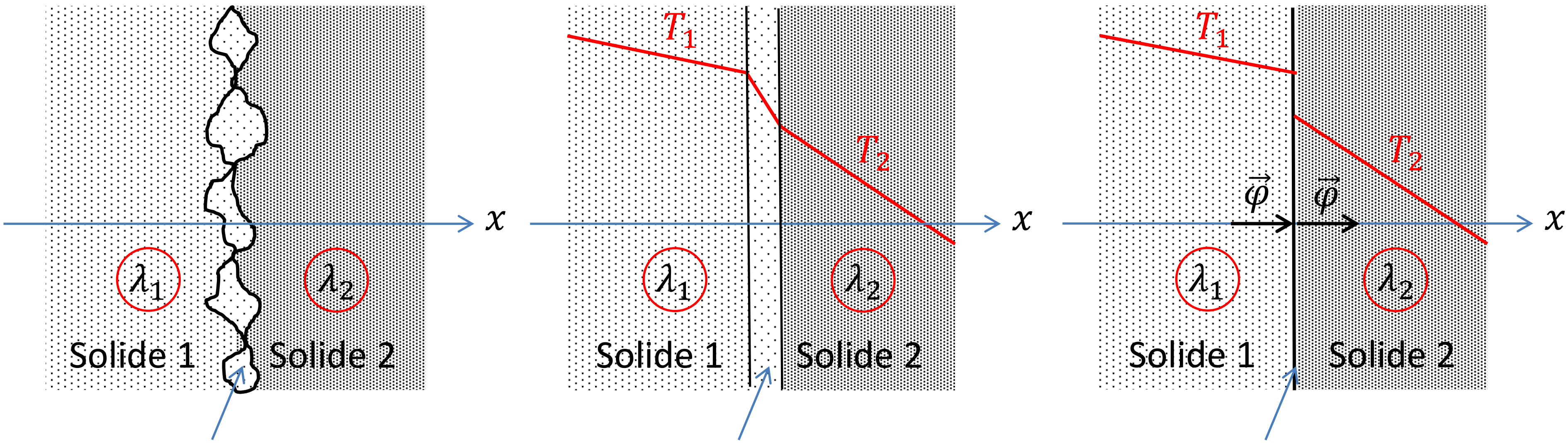
$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}$$

- Egalité des températures

$$T_1 = T_2$$

Conditions aux frontières intérieures (2)

Contact solide-solide imparfait (cas le plus fréquent)



Une grande quantité de fluide interstitiel se trouve entre les 2 solides

Ce qui peut être modélisé par une lame d'air responsable d'une brutale variation de température

On introduit une discontinuité des températures à l'interface

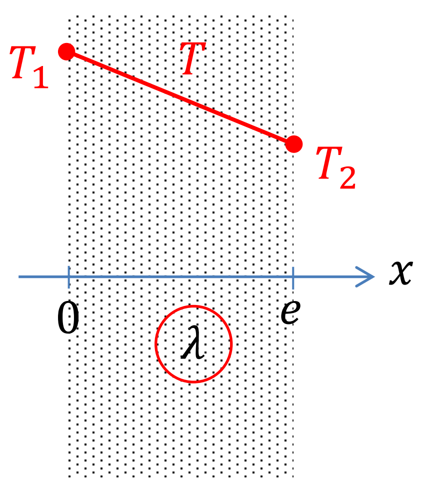
À l'interface :

- La densité de flux qui quitte le solide 1 entre dans le solide 2 : $-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}$
- Discontinuité des températures : $T_1 - T_2 = R_c \varphi$ où R_c est la résistance thermique de contact [$m^2 K\, W^{-1}$]

Étude des régimes permanents (1)

Problème du mur (infini) sans dissipation

- Un mur infini n'a pas de bords, c'est un problème monodimensionnel puisque la chaleur ne peut se propager que perpendiculairement aux parois (donc suivant x)
- Régime permanent sans dissipation : $\Delta T = \frac{d^2T}{dx^2} = 0$
- Après intégration : $T(x) = Ax + B$ Le profil de température est linéaire

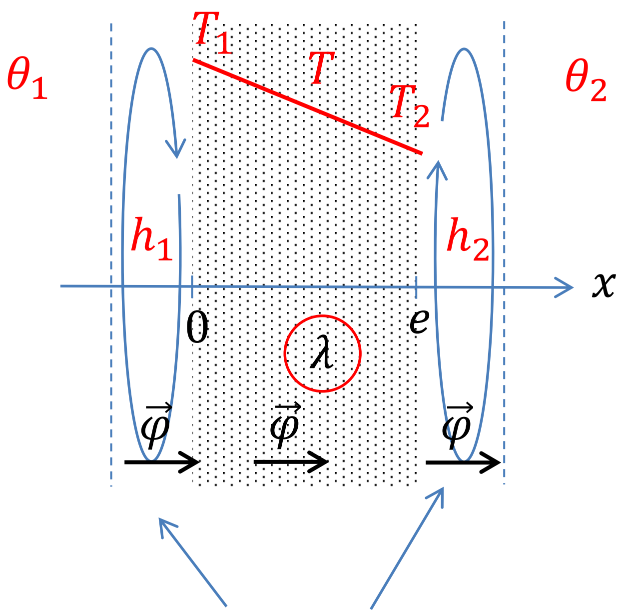


Faces à températures imposées

- $T = T_1$ en $x = 0 \Rightarrow B = T_1$
- $T = T_2$ en $x = e \Rightarrow A = \frac{T_2 - T_1}{e}$
- $T(x) = \frac{T_2 - T_1}{e} x + T_1$
- $\varphi(x) = -\lambda \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{T_1 - T_2}{e}$
- $T_1 - T_2 = \frac{e}{\lambda} \varphi$
- $\frac{e}{\lambda}$ est la résistance thermique (superficielle) du mur
- $\frac{\lambda}{e}$ est la conductance thermique du mur

Étude des régimes permanents (2)

Problème du mur (infini) sans dissipation



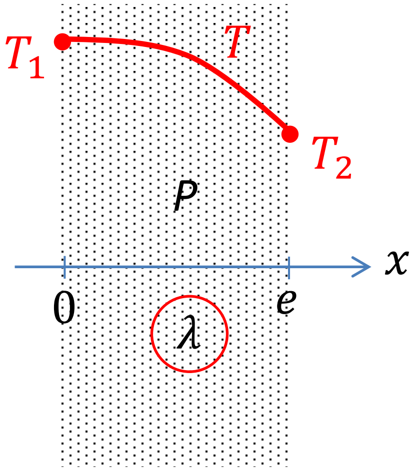
Couches limites thermiques (CLT)

Faces au contact de deux fluides de températures θ_1 et θ_2

- Les températures T_1 et T_2 des parois sont inconnues
- La densité de flux est conservée
- Du fluide 1 vers le mur : $\varphi = h_1(\theta_1 - T_1)$
- À travers le mur : $\varphi = \frac{\lambda}{e}(T_1 - T_2)$
- Du mur vers le fluide 2 : $\varphi = h_2(T_2 - \theta_2)$
- $\varphi = \frac{\theta_1 - T_1}{\frac{1}{h_1}} = \frac{T_1 - T_2}{\frac{e}{\lambda}} = \frac{T_2 - \theta_2}{\frac{1}{h_2}} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\frac{1}{h_1} + \frac{e}{\lambda} + \frac{1}{h_2}} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{R_g}$
- R_g est la résistance globale (superficielle) qui prend en compte le mur mais également les couches limites thermiques
- Une fois φ déterminé, T_1 et T_2 se déduisent facilement des équations ci-dessus

Étude des régimes permanents (3)

Problème du mur (infini) avec dissipation



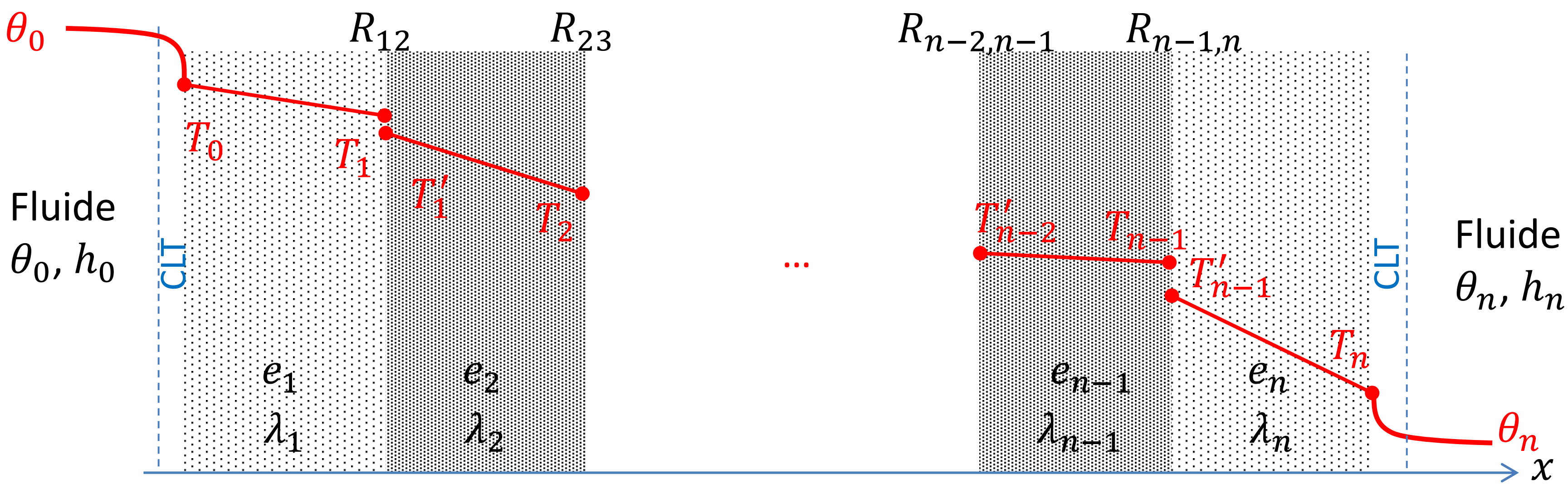
Faces à températures imposées

- Régime permanent avec dissipation $\Delta T = \frac{d^2T}{dx^2} = -\frac{P}{\lambda}$
- $\frac{dT}{dx} = -\frac{P}{\lambda}x + A$
- $T(x) = -\frac{P}{2\lambda}x^2 + Ax + B$ profil de température parabolique
- $T = T_1$ en $x = 0 \Rightarrow B = T_1$
- $T = T_2$ en $x = e \Rightarrow A = \frac{P}{2\lambda}e + \frac{T_2 - T_1}{e}$
- $T(x) = \frac{P}{2\lambda}x(e-x) + (T_2 - T_1)\frac{x}{e} + T_1$

Étude des régimes permanents (4)

Murs (infinis) juxtaposés sans dissipation

- Résistances de contact $R_{i,i+1}$ avec $T_i - T_i' = R_{i,i+1}\varphi$



- La densité de flux se conserve en régime permanent :
- $\varphi = \dfrac{\theta_0 - \theta_n}{\frac{1}{h_0} + \frac{1}{h_n} + \sum_{i=1}^{n} \frac{e_i}{\lambda_i} + \sum_{i=1}^{n-1} R_{i,i+1}}$
- On retrouve au dénominateur la résistance thermique globale de la juxtaposition

Résistances thermiques (1)

Résistance thermique superficielle [$m^2 K\ W^{-1}$]

- C'est la résistance (parfois notée R_s) utilisée avec la densité de flux $\varphi = \frac{T_1 - T_2}{R_s}$
- C'est la résistance qui relie l'écart de température au flux qui traverse une surface unité (analogie avec la loi d'Ohm)

Résistance thermique [$K\ W^{-1}$]

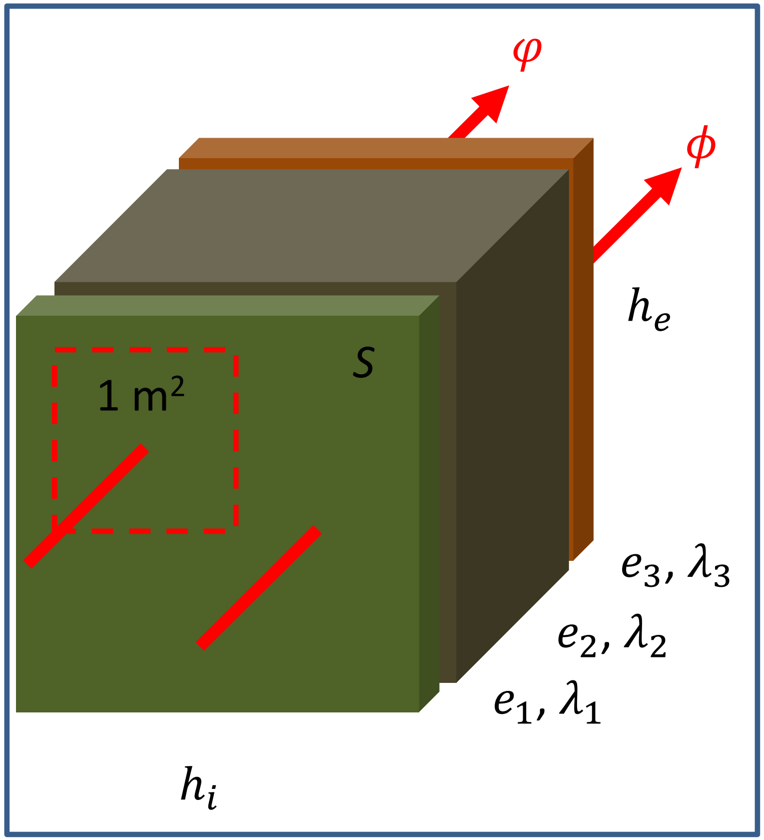
- C'est la résistance utilisée avec le flux $\phi = \frac{T_1 - T_2}{R}$ qui traverse une surface S quelconque
- C'est la résistance qui relie l'écart de température au flux qui traverse toute la surface considérée

Sachant que $\phi = \varphi \times S$, il est facile d'en déduire que $R_S = R \times S$

Résistance thermique équivalente (1)

Résistances thermiques pour des murs (infinis) en série

- Les résistances thermiques superficielles [m²K W⁻¹] ou les résistances thermiques [K W⁻¹] s'ajoutent en série



- Résistances thermiques superficielles (résistances de contact négligées)

$$R_{si} = \frac{1}{h_i}, R_{s1} = \frac{e_1}{\lambda_1}, R_{s2} = \frac{e_2}{\lambda_2}, R_{s3} = \frac{e_3}{\lambda_3}, R_{se} = \frac{1}{h_e}$$

- Résistance thermique superficielle équivalente

$$R_{s,eq} = R_{si} + R_{s1} + R_{s2} + R_{s3} + R_{se} = \sum R_s$$

- Densité de flux

$$\varphi = \frac{T_i - T_e}{R_{s,eq}}$$

- Flux

$$\phi = \varphi \times S = \frac{T_i - T_e}{\frac{R_{s,eq}}{S}} = \frac{T_i - T_e}{R_{eq}}$$

- Résistances thermiques s'ajoutent en série

$$R_{eq} = \frac{R_{s,eq}}{S} = \frac{R_{si}}{S} + \frac{R_{s1}}{S} + \frac{R_{s2}}{S} + \frac{R_{s3}}{S} + \frac{R_{se}}{S} = \sum R$$

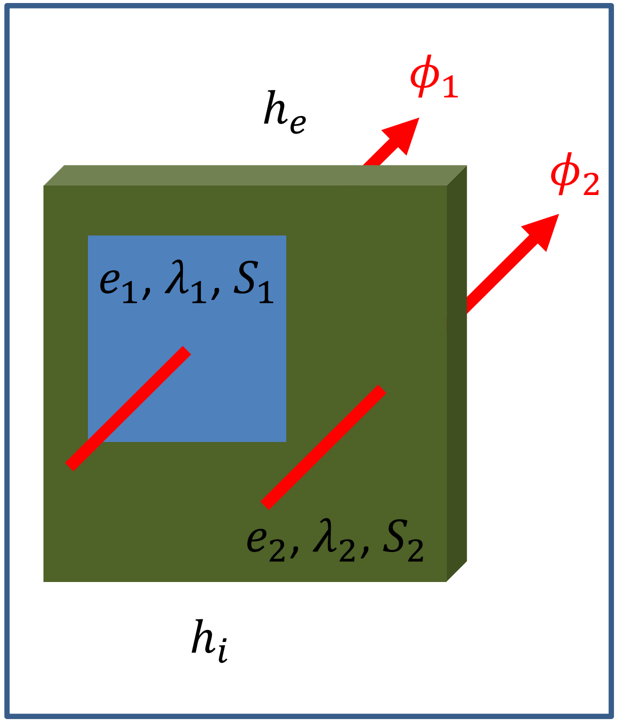
Résistance thermique équivalente (2)

Résistances thermiques en parallèle (faces à températures imposées T_e et T_i)

- Les densités de flux ne s'ajoutent pas, seuls les flux s'ajoutent :

$$\phi = \phi_1 + \phi_2$$

- Cherchons la résistance équivalente telle que $\phi = \frac{T_i - T_e}{R_{eq}}$



- $\phi = \varphi_1 S_1 + \varphi_2 S_2 = \frac{T_i - T_e}{R_{s1}} S_1 + \frac{T_i - T_e}{R_{s2}} S_2$
- $\phi = \frac{T_i - T_e}{\frac{R_{s1}}{S_1}} + \frac{T_i - T_e}{\frac{R_{s2}}{S_2}} = \frac{T_i - T_e}{R_1} + \frac{T_i - T_e}{R_2}$
- $\phi = (T_i - T_e)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{T_i - T_e}{\frac{1}{\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}}$

Il en résulte que :

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2};\ \text{soit}\ R_{eq} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

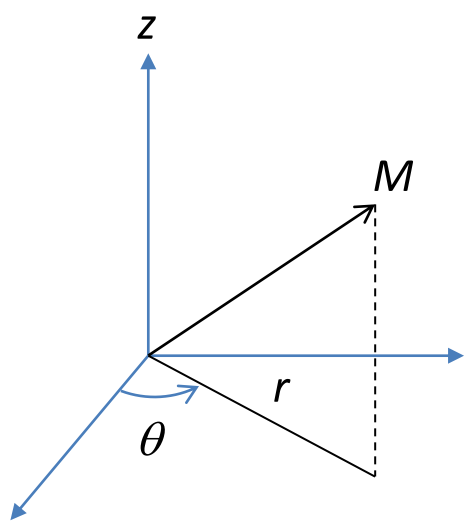
Unités

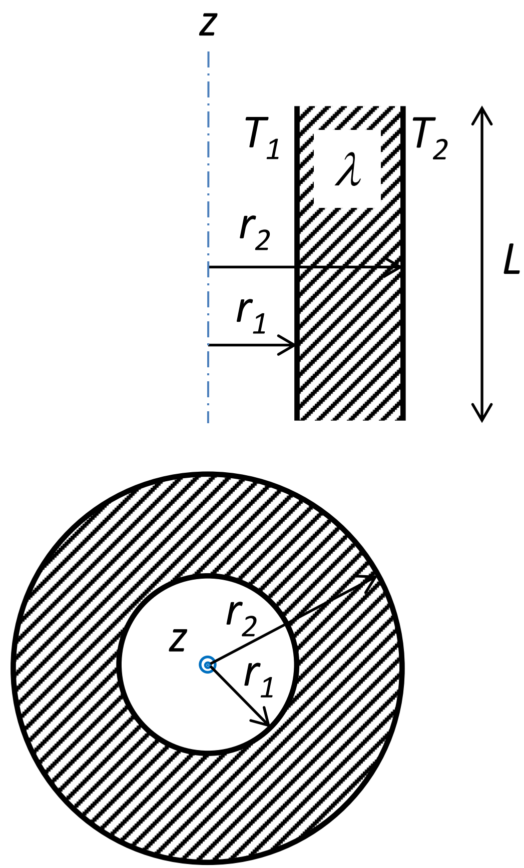
Grandeur	Symbole	Unité
Chaleur	Q	J
Température	T ou θ	K ou °C
Flux (= puissance)	ϕ	W
Densité de flux (= flux surfacique)	φ	W m^{-2}
Conductivité thermique	λ	W m^{-1} K^{-1} (= W m^{-1} °C^{-1})
Diffusivité thermique	a	m^{2} s^{-1}
Résistance thermique	R	K W^{-1}
Résistance thermique superficielle	R (ou R_s)	m^{2} K W^{-1}
Coeff. d'échange convectif (= conductance thermique)	h	W K^{-1} m^{-2}

Problème à symétrie de révolution (1)

Cylindre creux, infini, en régime permanent, sans dissipation (1)

- L'équation indéfinie de la chaleur s'écrit $\Delta T = 0$





Problème à symétrie de révolution (2)

Cylindre creux, infini, en régime permanent, sans dissipation (2)

- Répartition de température logarithmique : $T(r) = A\ln(r) + B$
- Les constantes A et B sont données par les conditions aux limites
- La densité de flux de chaleur décroît avec le rayon

$$\varphi(r) = \lambda \frac{T_1 - T_2}{ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}\frac{1}{r} = \frac{T_1 - T_2}{\frac{r}{\lambda} ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

- Le flux est indépendant du rayon

$$\phi = 2\pi r L\varphi = \frac{T_1 - T_2}{\frac{1}{2\pi\lambda L} ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

- La résistance thermique [W K^{-1}] est :

$$R = \frac{1}{2\pi\lambda L} ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$$

Problème à symétrie de révolution (3)

Cylindre plein, infini, en régime permanent, avec dissipation (1)

- L'équation indéfinie de la chaleur s'écrit $\Delta T = -\frac{P}{\lambda}$
- La distribution des températures est parabolique pour un cylindre plein <u>avec dissipation</u>

$$T(r) = -\frac{P}{4\lambda} r^2 + B$$

Problème à symétrie sphérique

Sphère creuse à surfaces isothermes, sans dissipation, en régime permanent

- Equation indéfinie de la chaleur :

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dT}{dr} = 0$$

- Distribution des températures :

$$T(r) = T_1 + \frac{T_1 - T_2}{\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right)$$

- La densité de flux décroît en $\frac{1}{r^2}$ car le flux traverse une surface sphérique qui croît en r^2 au fur et à mesure qu'il s'éloigne du centre de la sphère :

$$\varphi(r) = -\frac{\lambda}{r^2}\frac{T_1 - T_2}{\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}}$$

- Le flux se conserve en régime permanent (il est indépendant de r)

$$\phi = \varphi(r) \times S(r) = -4\pi\lambda\frac{T_1 - T_2}{\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}}$$

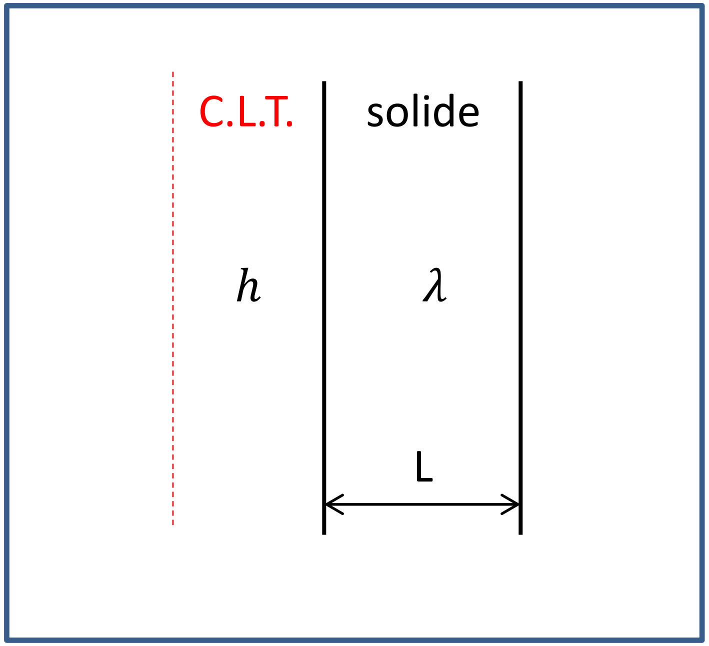
Introduction à la conduction instationnaire

- $\varphi(x, y, z, t)$
- $T(x, y, z, t)$
- Existence d'une condition initiale (à $t = t_0$) pour laquelle le champ des températures est connu
- Dans l'équation indéfinie de la chaleur $\Delta T - \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{P}{\lambda}$, le terme transitoire (ou instationnaire) est non nul :

$$-\frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} \neq 0$$

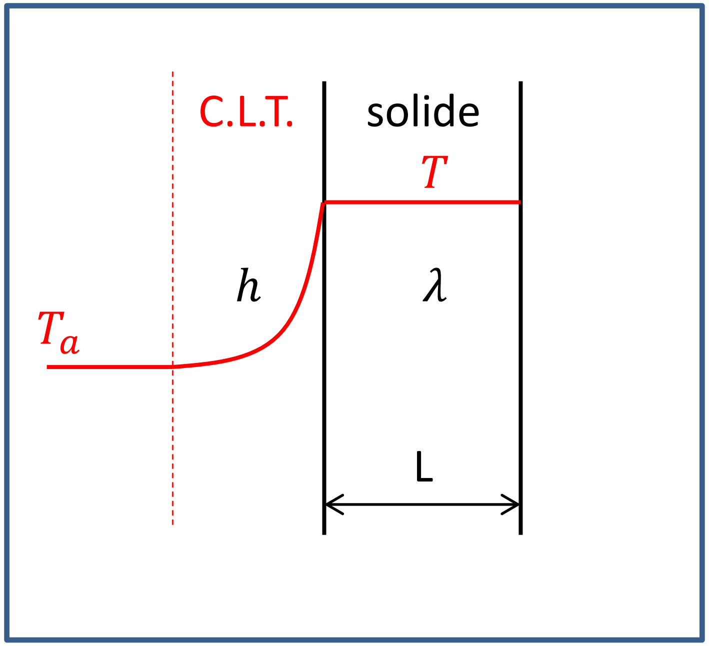
Nombre de Biot (1)

- Nombre adimensionnel
- $Bi = \frac{résistance\ interne\ du\ solide}{résistance\ de\ contact\ du\ solide\ avec\ son\ milieu\ adjacent\ (fluide)}$
- $\boxed{Bi = \frac{\frac{L}{\lambda}}{\frac{1}{h}} = \frac{hL}{\lambda}}$



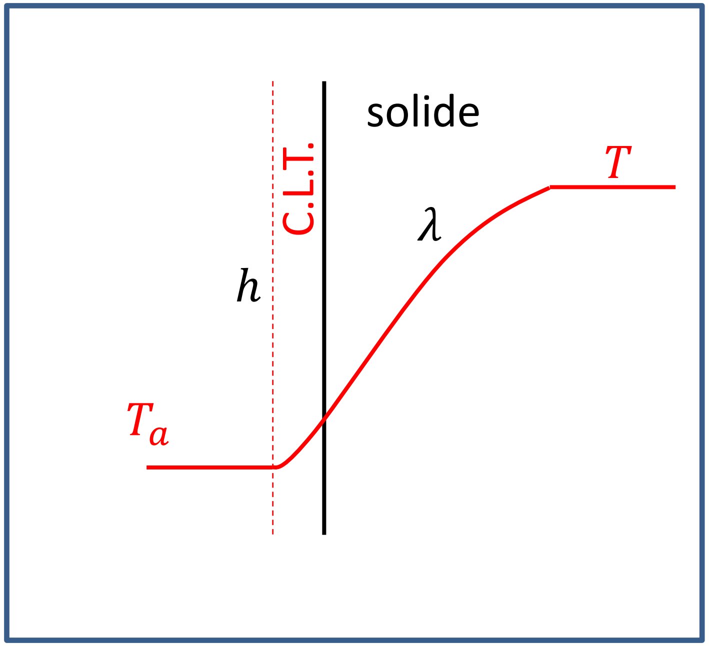
Nombre de Biot (2)

- $Bi \ll 1$ (en général si $Bi < 1$ alors il est considéré comme étant très petit)
- Corps « thermiquement mince » (exemple : feuille d'aluminium dans de l'air)
- Dans ce cas, la température du solide évolue de manière homogène dans le temps (pas de gradient spatial) : on peut considérer que le Laplacien de T est nul : $\Delta T = 0$
- Ce n'est pas le cas de la C.L.T., siège d'un fort gradient thermique



Nombre de Biot (3)

- $Bi \gg 1$
- La résistance thermique est due principalement à la conduction dans le solide
- Le solide est le siège d'un fort gradient thermique
- La C.L.T. est très réduite par rapport au gradient dans le solide



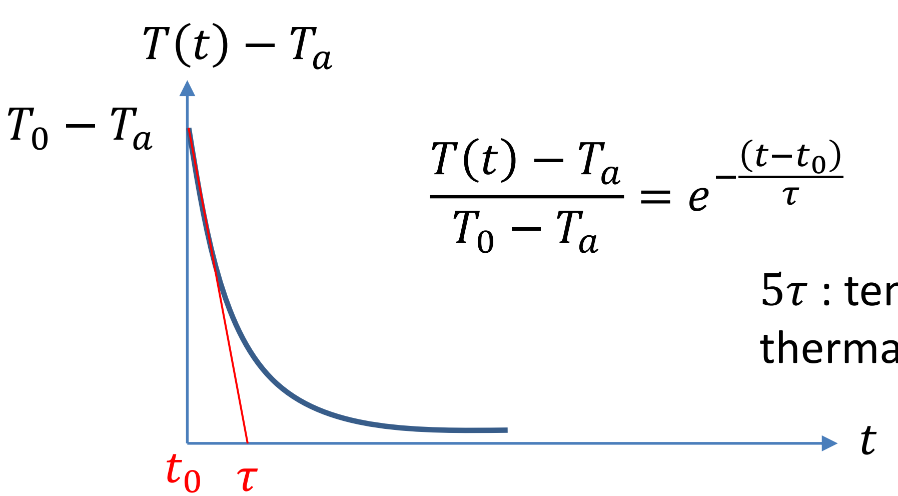
Temps de capacité (τ)

- C'est le temps qu'il faut à un corps pour se thermaliser avec son environnement
- Exemple : combien de temps faut-il à une bouteille de jus de fruit pour se mettre à la température du réfrigérateur ?

$$\boxed{\tau = \frac{\rho c V}{h S}}$$

V : volume du corps
S : surface d'échange du corps
ρ : masse volumique du corps
c : chaleur spécifique massique du corps
h : coefficient d'échange convectif du fluide environnant

Si $Bi \ll 1$ alors :



$$\frac{T(t) - T_a}{T_0 - T_a} = e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}}$$

5τ : temps de thermalisation à $\sim$1% près

Temps de diffusion (t_d)

- C'est le temps caractéristique qu'il faut à la chaleur pour traverser une longueur L de corps. On dit que la chaleur « contamine » le corps.
- Autrement dit, c'est le temps qu'il faut à la chaleur pour modifier la température d'un corps après avoir parcouru une certaine distance L.

$$\boxed{t_d = \frac{L^2}{a}}$$

où a est la diffusivité thermique du matériau ($\mathrm{m^2 s^{-1}}$)

Epaisseur de diffusion (δ_{th})

- L'épaisseur de diffusion δ_{th} est la distance parcourue (« contaminée ») par la chaleur dans le matériau au bout d'un certain temps Δt :

$$\delta_{th} \propto \sqrt{a\Delta t}$$

- Tout le matériau de longueur L aura été parcouru par la chaleur en un temps égal au temps de diffusion t_d :

$$L \propto \sqrt{a t_d}$$

- Ainsi :

$$\frac{\delta_{th}}{L} = \left(\frac{\Delta t}{t_d}\right)^{\frac{1}{2}}$$