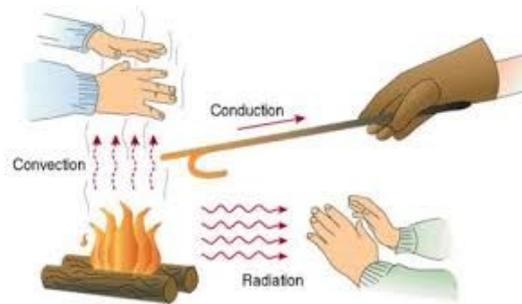


T3 : Transfert thermique

1 Différents modes de transferts thermiques



1.1 Conduction (ou diffusion), sujet principal de ce chapitre

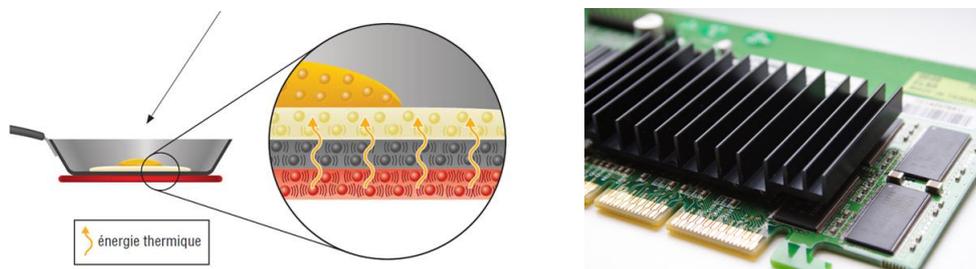


FIGURE 1 – Mise à profit de la conduction thermique pour chauffer un système (gauche) ou au contraire pour le refroidir (droite).

def : Conduction thermique : transport d'énergie de proche en proche sans transport global de matière.

★ Si température inhomogène : transport spontanée du chaud vers le froid.

→ À l'équilibre : température homogène.

★ Conduction plus efficace dans les milieux denses. En particulier, la conduction thermique est faible dans l'air, et absente dans le vide !

★ Conduction plus efficace dans métaux, bons conducteurs électriques, que dans les isolants électriques car les électrons libres participent plus facilement au transport de l'énergie.

★ Origine microscopique : transfert d'énergie cinétique entre particules proches.

1.2 Convection, cf méca des fluides

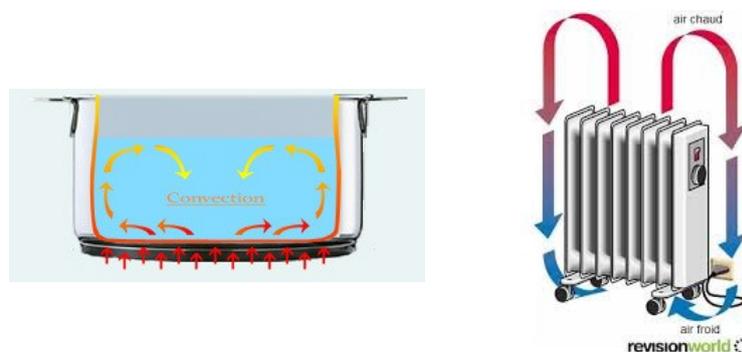


FIGURE 2 – La convection naturelle domine les transferts thermiques dans les fluides comme l'eau ou l'air.

def : La convection thermique est due à un déplacement macroscopique de matière et n'existe donc que dans les fluides.

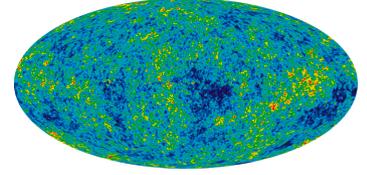
La convection naturelle se produit spontanément dans un fluide dans lequel existe un gradient de température. Elle est liée au fait que la densité d'un fluide (gaz ou liquide) diminue lorsque sa température augmente, autrement dit, plus il est chaud, plus il devient léger. L'air chaud dans une maison tend toujours à s'amasser au plafond !

1.3 Rayonnement, cf dernière section du chapitre

def : Tout corps émet un rayonnement électromagnétique appelé **rayonnement thermique**, dépendant principalement de sa température. Contrairement à la conduction et à la convection, ce transport d'énergie n'a pas besoin de milieu matériel pour se propager, il se propage aussi dans le vide car c'est une onde électromagnétique.

ex : ampoule à filament, soleil, fond diffus cosmologique :

Le fond diffus cosmologique est un rayonnement électromagnétique très homogène observé dans toutes les directions du ciel et dont le pic d'émission est situé dans le domaine des micro-ondes, équivalent à un corps noir de 3 K. Anticipé dès 1948 et **découvert par hasard en 1964**, il résulte de l'expansion brutale de l'Univers juste après le Big-Bang.

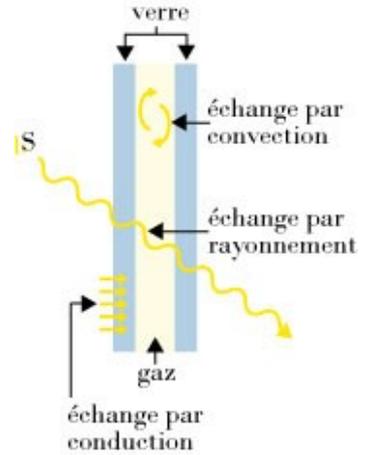


1.4 Situation réelle

En situation réelle, l'ensemble des trois types de transfert thermique peuvent intervenir conjointement !

Par exemple, dans le cas du transfert à travers une fenêtre :

- * conduction à travers le verre,
- * convection dans l'air ainsi que dans le gaz d'un double vitrage,
- * rayonnement visible transmis mais rayonnement infrarouge réfléchi.



2 Bilan thermique global

2.1 Flux thermique

def : Pour un transfert thermique δQ pendant dt , le **flux thermique** est $\phi_Q = \delta Q/dt$, en $J.s^{-1} = W$.

« Débit d'énergie », analogie avec $\phi_N = \delta N/dt$, $D_m = \delta m/dt$, $i = \delta q/dt$.

prop : pendant dt , transfert $\delta Q = \phi_Q \cdot dt$.

def : vecteur **densité de flux thermique** \vec{j}_Q tel qu'à travers une surface orientée \vec{dS} au niveau de d'un point M : $d\phi_Q = \vec{j}_Q(M) \cdot \vec{dS}$.

Donc j_Q en $J.s^{-1}.m^{-2} = W.m^{-2}$.

prop : * Cas quelconque¹ : $\phi_Q = \iint_{M \in S} \vec{j}_Q(M) \cdot \vec{dS}$, * Cas où \vec{j}_Q homogène sur S et dans le même sens : $\phi_Q = j_Q \cdot S$

2.2 Bilan global dans un solide

Considérons un solide de masse volumique ρ , de capacité thermique massique c . En présence de réaction nucléaire ou chimique, il peut y avoir un apport d'énergie. On notera $P_V(x, t)$ la production d'énergie par unité de temps et de volume, donc en $J.s^{-1}.m^{-3} = W.m^{-3}$.

Quelles peuvent-être les causes d'une variation de la température T d'une partie Σ de ce solide ?

- * Pour une phase condensée, on négligera les variations de volume, et donc le travail échangé pendant dt : $\delta W \simeq 0$.
- * Échange thermique avec l'extérieur : flux entrant algébrique $\phi_{ext \rightarrow \Sigma} = \phi_{entrant} - \phi_{sortant}$. Positif si plus d'énergie entre dans le système que n'en sort, négatif sinon.
- * Énergie créée, par exemple par réaction chimique ou nucléaire. Notons P_V le taux volumique de production d'énergie par unité de temps. Si ce taux est uniforme dans un volume V , alors la puissance thermique apportée dans V est $P = P_V \times V$ en $W = J.s^{-1}$.

prop : Bilan thermique global dans un système macroscopique Σ :

$$\frac{dU}{dt} = \rho \cdot c \cdot V \cdot \frac{dT}{dt} = \phi_{ext \rightarrow \Sigma} + P \tag{1}$$

1. CE : Exprimer le flux thermique à travers une surface en utilisant le vecteur \vec{j}_Q .

« variation temporelle de U » = « puissance entrante par parois » + « puissance apportée par réaction »

| démo : Utiliser le premier principe de la thermodynamique.

prop : Bilan thermique global en régime stationnaire dans un système macroscopique Σ sans réaction :

$$\phi_{\text{ext} \rightarrow \Sigma} = 0 \quad (2)$$

« ce qui entre » = « ce qui sort »

2.3 Bilan local unidimensionnel pour un solide

2

prop : **équation de conservation de l'énergie** (1D cartésien)

$$\frac{\partial j_Q}{\partial x}(x, t) + \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(x, t) = P_V(x, t) \quad (3)$$

prop : **équation de conservation de l'énergie** (1D cylindrique)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r \cdot j_Q)}{\partial r}(r, t) + \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(x, t) = P_V(x, t) \quad (4)$$

prop : **équation de conservation de l'énergie** (1D sphérique)

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \cdot j_Q)}{\partial r}(r, t) + \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(x, t) = P_V(x, t) \quad (5)$$

| démo : À l'aide d'un bilan global sur une tranche de solide d'épaisseur dx (cartésien) ou une tranche d'épaisseur dr (cylindrique et sphérique), en déduire l'équation de bilan local à l'aide du premier principe de la thermodynamique.

interprétation : Comme pour la conservation de particule :

Si par exemple $j_{Qx}(x) > j_{Qx}(x + dx)$ ($\partial j / \partial x < 0$), alors $T(x, t)$ augmente avec t ($\partial T / \partial t > 0$).

2.4 Bilan local tridimensionnel

prop : **équation de conservation de l'énergie** (3D)

$$\text{div}(\vec{j}_Q) + \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(x, t) = P_V(x, t) \quad (6)$$

2.5 Influence de la géométrie sur un bilan en régime stationnaire

prop³ : En régime stationnaire sans apport volumique d'énergie (pas de réaction chimique ou nucléaire) :

- ★ Pour une diffusion unidimensionnelle selon x dans un système de section constante, $\vec{j}_Q = \text{cte} \cdot \vec{u}_x$,
- ★ Pour une diffusion à géométrie cylindrique, $\vec{j}_Q(r) = (\text{cte}/r) \cdot \vec{u}_r$,
- ★ Pour une diffusion à géométrie sphérique, $\vec{j}_Q(r) = (\text{cte}/r^2) \cdot \vec{u}_r$.

| démo à partir d'un bilan global : Choisir judicieusement la forme du système auquel appliquer un bilan thermique global.

| démo à partir d'un bilan local : Utiliser le formulaire des expressions de div.

3 Loi de Fourier et équation de diffusion

3.1 Loi de Fourier

objectif : relier vecteur \vec{j}_Q aux inhomogénéité de T .

2. CE : Établir, pour un milieu solide, l'équation locale traduisant le premier principe dans le cas d'un problème ne dépendant qu'une d'une seule coordonnée d'espace en coordonnées cartésiennes, cylindriques et sphériques, éventuellement en présence de sources internes.

3. CE : Admettre et utiliser une généralisation en géométrie quelconque utilisant l'opérateur divergence et son expression fournie. Utiliser la conservation du flux thermique sous forme locale ou globale en l'absence de source interne.

* Sens spontané de flux : fort T vers faible T .

* DL de j_Q : ordre 0 nul, donc en dT/dx à ordre le plus bas.

loi : **loi de Fourier** 1D cartésien selon \vec{u}_x :

$$j_{Qx} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (7)$$

avec $\lambda > 0$, **conductivité thermique** en $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ou $\text{kg}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$.

rq : λ est souvent notée κ , lettre grecque « kappa » qui ressemble à la lettre latine K.

interprétation : si $T(x)$ croissant, $\partial T/\partial x > 0$ donc $j_{Qx} < 0$, flux vers $x < 0$, donc vers $T(x)$ faible.

analogie : avec loi de Fick : $j_{Nx} = -D \cdot \partial n / \partial x$.

matériau	λ à 300 K ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
cuivre	$4 \cdot 10^2$
acier	$\simeq 50$
béton	$\simeq 1$
eau	0,6
air à 1 bar	$2,6 \cdot 10^{-2}$

ODG⁴ : $\lambda_{\text{métaux}} \gg \lambda_{\text{isolants}}$ et $\lambda_{\text{phase cond.}} \gg \lambda_{\text{gaz}}$.

loi : **loi de Fourier** 3D :

$$\vec{j}_Q = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad (8)$$

3.2 Équation de diffusion

prop : **équation de diffusion 1D sans source** :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (9)$$

analogie : diffusion de particules : $\partial n / \partial t = D \cdot \partial^2 n / \partial x^2$.

| démo : Combiner la loi de Fourier et l'équation de conservation de l'énergie.

5

def : **Coefficient de diffusion thermique** $D = \frac{\lambda}{\rho c}$ en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

matériau	D à 300 K ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
cuivre	$1,2 \cdot 10^{-4}$
acier	$\simeq 10^{-5}$
béton	$\simeq 5 \cdot 10^{-7}$
eau	$1,4 \cdot 10^{-7}$
air à 1 bar	$2 \cdot 10^{-5}$

ODG : $D_{\text{métaux}} > D_{\text{isolants}}$ et $D_{\text{phase cond.}} > D_{\text{gaz}}$.

prop : **équation de diffusion 3D sans source** :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \cdot \Delta T \quad (10)$$

où Δ est l'opérateur laplacien scalaire : $\Delta = \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}})$

4. CE : Citer quelques ordres de grandeur de conductivité thermique dans les conditions usuelles : air, eau, béton, métaux.

5. CE : Établir une équation de la diffusion thermique.

démo : Combiner la loi de Fourier et l'équation de conservation de l'énergie en utilisant la définition du laplacien scalaire : $\Delta f = \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}}(f))$.

3.3 Analyse dimensionnelle

prop⁶ : $D \simeq L^2/\tau$ soit $L \simeq \sqrt{D\tau}$.

exo : Cylindre de moteur en acier, épaisseur $e = 5 \text{ mm}$, diffusivité thermique $D = 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Pour un moteur tournant à 3000 tours/min, justifier que la transformation du mélange air-carburant sur un cycle peut être considérée adiabatique.

4 Régime stationnaire : notion de résistance thermique

4.1 Condition aux limites à l'interface solide-solide

prop : **Continuité du flux** à l'interface solide-solide : $\phi_{\text{fourni par 1}} = \phi_{\text{reçu par 2}}$.

def : Le contact est dit « parfait » si la température est continue à l'interface.

4.2 Profil de température en régime stationnaire 1D cartésien

Considérons un matériau homogène de conductivité thermique λ , siège de diffusion thermique 1D selon (Ox) . Section S , conditions aux limites $T(0) = T_1$ et $T(L) = T_2$.

prop⁷ : En régime stationnaire, le profil de température $T(x)$ dans le matériau est une fonction affine et ne dépend pas du matériau. Et le flux thermique est proportionnel à la différence de température, et dépend du matériau.

exo de cours : Déterminer $T(x)$, j et ϕ en régime stationnaire. Réponses : $T(x) = \frac{T_2 - T_1}{L} \cdot x + T_1$, $j = \lambda \frac{T_1 - T_2}{L}$,
 $\phi = jS = \lambda S \frac{T_1 - T_2}{L}$.

4.3 Analogie avec les circuits électriques

Rappel : Loi d'Ohm⁸ $U = V_1 - V_2 = R.I$, $R = (V_1 - V_2)/I$.

def : **Résistance thermique** $R_{\text{th}} = \frac{T_1 - T_2}{\phi}$

* ϕ de même signe que $T_1 - T_2$ donc $R_{\text{th}} > 0$.

* R_{th} grand veut dire faible transfert ϕ pour $T_1 - T_2$ donné. Donc pour isoler, il faut R_{th} grand.

4.4 Résistance thermique d'un système calorifugé latéralement

Considérons un solide de longueur L , section S , conductivité thermique λ . Alors $\phi = j.S = (S\lambda/L)(T_1 - T_2)$.

prop⁹ : $R_{\text{th}} = \frac{L}{\lambda S}$

analogie avec résistance électrique $R = L/(\gamma S)$, cf chapitre *Électromagnétisme*.

4.5 Résistance thermique d'une autre géométrie

6. CE : Analyser une équation de diffusion en ordre de grandeur pour relier des échelles caractéristiques spatiale et temporelle.

7. CE : Utiliser la loi de Fourier.

8. CE : Définir la notion de résistance thermique par analogie avec l'électrocinétique.

9. CE : Exprimer une résistance thermique dans le cas d'un modèle unidimensionnel.

exo1 : Considérons une gaine cylindrique (par exemple gaine de câble électrique) solide de longueur L , rayon intérieur R_1 et rayon extérieur R_2 , de conductivité thermique λ . Elle est soumise à une température T_1 sur la face intérieure, et T_2 à l'extérieur. Démontrer que la résistance thermique encore définie de manière générale par $R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{\phi}$ vaut

$$\text{ici } R_{th} = \frac{\ln(R_2/R_1)}{2\pi\lambda L}.$$

exo2 : Considérons une gaine sphérique (par exemple croûte terrestre) entre le rayon intérieur R_1 et le rayon extérieur R_2 , de conductivité thermique λ . Elle est soumise à une température T_1 sur la face intérieure, et T_2 à l'extérieur. Démontrer que la résistance thermique encore définie de manière générale par $R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{\phi}$ vaut ici

$$R_{th} = \frac{1}{4\pi\lambda} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

4.6 Association de résistances thermiques

4.6.1 Association série

rappel d'élec : Sous réserve d'avoir défini toutes ces grandeurs sur un schéma : $R_{série} = \sum_i R_i$, diviseur de tension $U_1 = E.R_1/(R_1 + R_2)$, $U_2 = E.R_2/(R_1 + R_2)$.

$$\text{prop} : R_{th, série} = \sum_i R_{th, i}$$

Considérons deux résistances R_{AB} et R_{BC} en série :

$$T_A - T_B = \frac{R_{AB}}{R_{AB} + R_{BC}}(T_A - T_C),$$

$$T_B - T_C = \frac{R_{BC}}{R_{AB} + R_{BC}}(T_A - T_C)$$

exo-type : Température de contact.

Mur de briques $e_1 = 15,0$ cm, $\lambda_1 = 0,84$ W.m⁻¹.K⁻¹. À l'intérieur de la pièce, on plaque un isolant en laine de verre $e_2 = 10,0$ cm, $\lambda_2 = 0,040$ W.m⁻¹.K⁻¹. Extérieur $T_1 = 5,0^\circ\text{C}$, intérieur $T_2 = 20,0^\circ\text{C}$. Exprimer puis calculer la température T_S de contact mur-isolant en régime permanent.

→ Deux méthodes possibles (diviseur de tension, et continuité du flux) pour trouver

$$T_S = T_2 + \frac{\lambda_1 e_2}{\lambda_2 e_1 + \lambda_1 e_2}(T_1 - T_2) = 6,0^\circ\text{C}.$$

4.6.2 Association parallèle

rappel d'élec : Sous réserve d'avoir défini toutes ces grandeurs : $1/R_{para} = \sum_i 1/R_i$, diviseur de courant $I_1 = I.R_2/(R_1 + R_2)$, $I_2 = I.R_1/(R_1 + R_2)$.

$$\text{prop}^{10} : 1/R_{th, para} = \sum_i 1/R_{th, i}$$

$$\phi_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2}\phi,$$

$$\phi_2 = \frac{R_1}{R_1 + R_2}\phi$$

exo-type : Pont thermique.

Mur de briques, surface totale $S = 20,0$ m², $e = 15,0$ cm, $\lambda_1 = 0,84$ W.m⁻¹.K⁻¹. Une fraction (1/20) du mur est constituée de béton $\lambda_2 = 1,75$ W.m⁻¹.K⁻¹. Extérieur $T_1 = 5,0^\circ\text{C}$, intérieur $T_2 = 20,0^\circ\text{C}$.

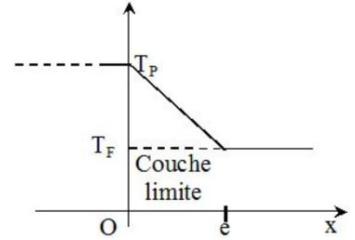
1. Calculer le flux thermique total traversant le mur.
2. Calculer les flux et densités de flux passant par chacun des matériaux.
3. Justifier le terme de « pont thermique ».

10. CE : Utiliser des associations de résistances thermiques.

5 Régime stationnaire : cas d'un solide en contact avec un fluide

5.1 Conditions aux limites à l'interface fluide-solide : relation de Newton

Considérons un solide dans l'espace $x < 0$ à température T_p en contact avec un fluide (espace $x > 0$) à température T_F loin des bords (à $x \rightarrow +\infty$). Au cœur du fluide, les transferts thermiques sont principalement assurés par convection, et non pas par conduction. Mais la viscosité du fluide restreint la convection dans une fine zone d'épaisseur e au contact du solide, zone appelée « couche limite », où la diffusion domine les transferts thermiques.



Même si le transfert entre fluide et solide est complexe (conducto-convectif), le flux thermique est tout de même proportionnel à la différence de température ($T_p - T_F$).

prop : **relation de Newton à l'interface solide-fluide :**

$$j_{\text{solide} \rightarrow \text{fluide}} = h \cdot (T_{\text{solide}} - T_{\text{fluide}}) \quad (11)$$

où h est le **coefficient de transfert conducto-convectif** en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

ODG :

interface	solide/gaz (convection naturelle)	solide/gaz (convection forcée)	solide/liquide (convection naturelle)	solide/liquide (convection forcée)
h ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)	5 - 30	10 - 300	50-1000	300 - 10000

5.2 Résistance thermique d'une interface solide-fluide

prop : $R_{\text{th}} = \frac{1}{hS}$. démo : Relation de Newton $j = h(T_1 - T_2)$, donc $\phi = hS(T_1 - T_2)$.

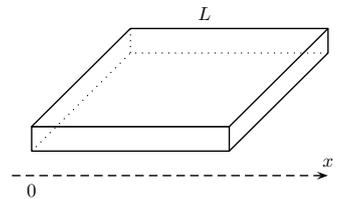
rq : on peut donc prendre en compte aussi les interfaces solide/fluides dans les exercices de résistance thermique.

5.3 Expressions des transferts thermiques vers un fluide ou le reste du solide

schéma¹¹ : Considérons un barreau cylindrique de rayon R d'axe Ox immergé dans l'eau à température T_e . On note h le coefficient de transfert conducto-convectif entre le barreau et l'eau. Soit la portion entre les abscisses x et $x + dx$, exprimer le flux à travers chaque face en fonction de $j(x)$, $j(x + dx)$, R , dx , h et T_e .

5.4 Application à un système de refroidissement

Afin de refroidir un microprocesseur, on utilise un radiateur à ailettes. Chacune des ailettes est un parallélépipède d'épaisseur $e = 3 \text{ mm}$, de largeur $l = 2 \text{ cm}$ et de longueur $L = 6 \text{ cm}$, dont le métal a une conductivité thermique $\lambda = 20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$. On admettra au cours des calculs que e est négligeable devant l et L . Le microprocesseur se situe à l'abscisse $x = 0$ et doit être maintenu à la température $T_M = 60 \text{ °C}$. On suppose le contact idéal entre le microprocesseur et le radiateur.



L'air, grâce à la convection, est supposé à la température constante $T_A = 20 \text{ °C}$.

La densité de flux thermique de l'ailette à la température $T(x)$ vers l'air est régit par la loi

$$\varphi = h(T(x) - T_A) \quad h = 180 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{°C}^{-1}$$

1. En considérant une "tranche" de l'ailette de largeur dx , montrer que $T(x)$ vérifie l'équation différentielle

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\delta^2} (T(x) - T_A) = 0$$

Preciser l'expression ainsi que la dimension de δ .

2. En supposant que l'extrémité de l'ailette est à la température de l'air, exprimer $T(x)$. Justifier l'hypothèse.
3. Quelle est la puissance thermique évacuée par une ailette ? Montrer que la réponse peut être obtenue par deux raisonnements.
4. Le processeur graphique, lorsqu'il est fréquemment sollicité, entraîne une déperdition par effet Joule $\mathcal{P}_{\text{perdue}} = 180 \text{ W}$. Combien votre radiateur doit-il avoir d'ailette ?

11. CE : Utiliser la relation de Newton fournie comme condition aux limites à une interface solide-fluide.

6 Rayonnement thermique

Les lois de Wien et Stefan doivent être fournies par un énoncé. Elles ne sont pas à connaître par cœur mais il faut savoir les exploiter.

Historiquement, ce sont des lois phénoménologiques, mais la quantification des échanges d'énergie introduite par Planck en 1900 permet de les démontrer.

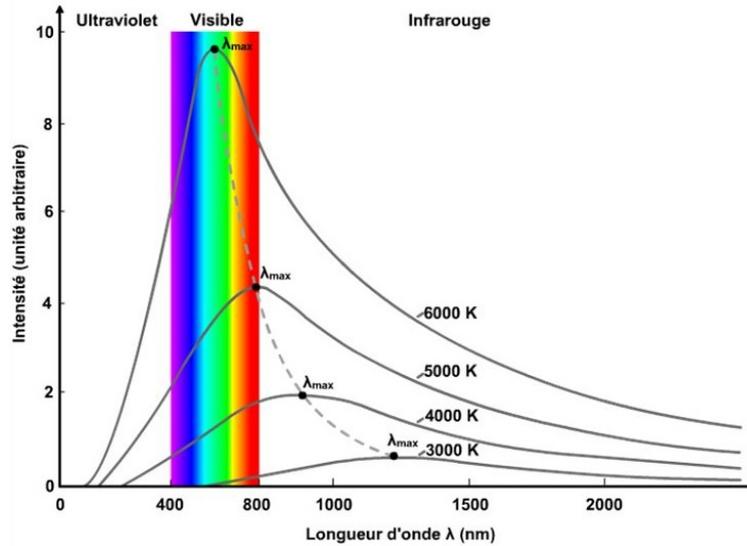


FIGURE 3 – Spectre de rayonnement thermique pour différentes températures.

modèle du corps noir : **Un corps noir absorbe TOUT le rayonnement incident** (donc ni réflexion, ni diffusion). À l'équilibre thermique, il émet un rayonnement ne dépendant que de sa température T . En réalité, aucun corps n'est exactement un corps noir, mais ce modèle donne en pratique une bonne idée du rayonnement thermique par un corps quelconque.

Une des limites du modèle du corps noir est que la plupart des corps réfléchit une partie de la lumière incidente.
def : L'**albédo** (ou albedo) α d'un corps est le rapport entre la puissance réfléchié par celui-ci et la puissance incidente.
prop : Un corps noir a $\alpha = 0$, un miroir parfait a $\alpha = 1$.

ODG :

matériau	corps noir	asphalte	herbe	nuage	neige fraîche	miroir parfait
albédo	0	0,04 - 0,12	0,25	0,50 - 0,80	0,75 à 0,90	1

6.1 Propriétés du rayonnement thermique du corps noir

prop : À une longueur d'onde donnée, l'intensité émise augmente avec T .

prop : **Loi de Wien** : le maximum λ_m de rayonnement à température T est donné par $\lambda_m \cdot T = 2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}$. Donc λ_m diminue quand T augmente.

ex : Un corps humain (environ 310 K) émet surtout dans l'infrarouge (donc invisible à l'œil). Un solide chauffé à 1000 K commence à émettre du rouge en quantité notable (donc nous apparaît rougeoyant). Une étoile à 5000 K émet beaucoup de visible, donc apparaît blanche.

prop : Le flux surfacique $\varphi(T)$ émis (donc en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) au niveau de sa surface par un corps noir à température T est donné par la **loi de Stefan** $\varphi(T) = \sigma \cdot T^4$ avec la constante de Stefan $\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$.

6.2 Application 1 : température terrestre sans atmosphère, influence de l'albédo

On assimile le Soleil et la Terre à deux corps noirs. On note T_S la température de surface du Soleil, R_S son rayon, R_T le rayon de la Terre et d la distance Terre-Soleil. Objectif : déterminer la température de surface T_T de la Terre en l'absence d'atmosphère.¹²

12. CE : Exploiter les expressions fournies des lois de Wien et de Stefan.

Données : $T_S = 5,8 \cdot 10^3$ K, $R_S = 6,97 \cdot 10^5$ km, $R_T = 6,4 \cdot 10^3$ km, $d = 1,44 \cdot 10^8$ km.

1. Exprimer le flux total émis par le Soleil en fonction de sa température.
2. Exprimer la portion de ce flux reçue par la Terre.
3. Écrire une relation traduisant l'équilibre thermique de la Terre et en déduire sa température de surface.
4. Que vaut la température de surface si on prend en compte un albédo moyen de 0,3 ?

rq : On trouve une température légèrement inférieure à la température moyenne terrestre. On a négligé l'effet de serre de l'atmosphère.

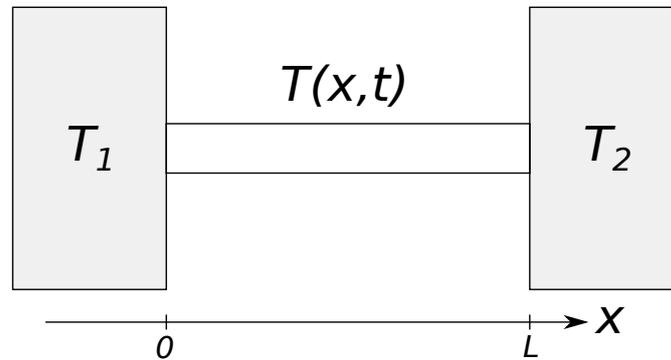
6.3 Application 2 : influence de l'effet de serre

On reprend le modèle précédent en considérant l'atmosphère qu'on supposera transparente dans le domaine du visible/UV (rayonnement solaire) et absorbante dans le domaine des infrarouges (rayonnement terrestre). On notera φ_a le flux surfacique émis par chaque face de l'atmosphère, φ_S celui émis par le Soleil au niveau de la Terre, et φ_T pour la Terre.¹³

1. Écrire une relation traduisant l'équilibre thermique de la Terre, et une pour l'atmosphère.
2. En déduire une relation entre φ_T et φ_s .
3. En déduire la température de surface de la Terre.

7 Diffusion thermique en régime transitoire - résolution numérique

7.1 Position du problème



Considérons une barre métallique de longueur L dont une des extrémités ($x = 0$) est reliée à une source de chaleur de température T_1 constante et l'autre ($x = L$) à une source de chaleur de température T_2 constante avec $T_1 < T_2$. La barre est initialement à la température T_1 et on néglige les pertes sur les côtés de la barre. On note $T(x,t)$ la température de la barre au point d'abscisse x au temps t . Le but de l'exercice est de déterminer l'évolution temporelle du profil de température dans la barre¹⁴.

Données : coefficient de diffusion thermique $D = 10^{-5}$ m².s⁻¹, $L = 1$ m, $T_1 = 20$ °C et $T_2 = 200$ °C. L'évolution de $T(x,t)$ est régie par l'équation de diffusion dite « équation de la chaleur », une équation aux dérivées partielles d'ordre 2 :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

7.2 Résolution par méthode des différences finies

def : la **méthode des différences finies** est une technique courante de recherche de solutions approchées d'équations aux dérivées partielles qui consiste à résoudre un système liant les valeurs des fonctions inconnues en certains points suffisamment proches les uns des autres.

13. CE : Analyser quantitativement l'effet de serre en s'appuyant sur un bilan énergétique dans le cadre d'un modèle à une couche.

14. CE numérique : à l'aide d'un langage de programmation, résoudre l'équation de la diffusion thermique à une dimension par une méthode des différences finies dérivée de la méthode d'Euler explicite de résolution des équations différentielles ordinaires.

On découpe donc l'espace en $N + 1$ points ($\{x_0, x_1, \text{etc}\}$) séparés par un pas de discrétisation $dx = x_{k+1} - x_k$. On cherche alors à obtenir à chaque instant t_i une liste représentant le profil spatial de température : $[T(x_0, t_i), T(x_1, t_i), \dots, T(x_N, t_i)]$ avec les extrémités constantes $T(x_0, t_i) = T_1$ et $T(x_N, t_i) = T_2$.

La dérivée partielle d'ordre 1 en temps est approchée comme dans la méthode d'Euler explicite. Mais la dérivée partielle d'ordre 2 en position suit le schéma suivant :

$$\frac{\partial T}{\partial t}(x, t) \simeq \frac{T(x, t + dt) - T(x, t)}{dt} \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \simeq \frac{T(x + dx, t) + T(x - dx, t) - 2T(x, t)}{(dx)^2}$$

méthode numérique : Résoudre l'équation de la diffusion à une dimension par une méthode des différences finies :

- Choisir un pas de temps dt et un pas d'espace dx ,
- Initialiser la liste du profil spatial avec les valeurs initiales,
- Pour chaque pas de temps :
 - ★ pour chaque point, calculer la nouvelle valeur à l'aide des valeurs voisines.
 - ★ stocker le nouveau profil spatial.

exo :

1. Tracer l'allure qualitative du profil de température $T(x, t)$ à différents instants.
2. Détermination de la relation de récurrence temporelle. La résolution numérique par méthode d'Euler explicite nécessite une relation qui détermine le profil à $t + dt$ à partir du profil à t .
 - (a) À l'aide d'un développement limité au premier ordre en dt , exprimer $\frac{\partial T}{\partial t}(x, t)$ en fonction de $T(x, t + dt)$, $T(x, t)$ et dt .
 - (b) À l'aide de développements limités au deuxième ordre en dx , exprimer $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x, t)$ en fonction de $T(x + dx, t)$, $T(x, t)$, $T(x - dx, t)$ et dx .
 - (c) Appliquer les approximations précédentes à l'équation de la chaleur pour obtenir la relation suivante :

$$T(x, t + dt) \simeq T(x, t) + \left(\frac{dt \cdot D}{(dx)^2} \right) \cdot (T(x + dx, t) + T(x - dx, t) - 2T(x, t))$$

Remarquer que la température à un endroit x donné à un instant $t + dt$ donné dépend des températures précédentes (à t) en x mais aussi juste à côté en $x \pm dx$.

3. Résolution. Appliquer la relation précédente pour résoudre le problème et afficher la courbe du profil de température le long de la barre toutes les 10 minutes sur une période de 4 heures. Pour cela, discrétiser le problème en prenant un pas de temps de 1 seconde, et 101 points sur la barre. Le code à compléter est donné ci-dessous.
 - (a) Discrétisation spatiale. Compléter les lignes définissant le pas spatial dx et la liste `L_x` des positions.
 - (b) Relation de récurrence. Compléter la ligne utilisant la relation de récurrence pour compléter la liste `L_T_temp` par la méthode `append`.
 - (c) Tracer les graphes. Compléter la ligne permettant le tracé du graphe toutes les 10 minutes, en utilisant une condition astucieuse sur la variable d'itération `i`.

```

1 import matplotlib.pyplot as plt
2
3 # Donnees du problemes
4 D = 1e-5
5 L = 1
6 T1 = 20
7 T2 = 200
8
9 # Discretisation spatiale
10 n_x = 101                # Nb de points de la barre
11 dx = .....             # Pas spatial
12 L_x = .....             # Liste des positions de la barre.
13

```

```

14 # Discretisation temporelle
15 dt = 1 # L'annonce impose un pas temporel de 1 s.
16 n_t = 4*3600 # Nb d'instants (4h=4*3600s)
17 t = 0 # Temps initial
18
19 # Initialisations de liste de temperature
20 L_T = [T1]*n_x # Initialement, barre a T1 ...
21 L_T[-1] = T2 # ... sauf un bout a T2
22
23 # Coefficient pratique
24 c = D*dt/(dx**2)
25
26 # Resolution
27 plt.figure()
28 plt.plot(L_x,L_T) # Tracer T(x) initial.
29 for i in range(n_t): # Pour chaque instant :
30     L_T_temp = [T1] # T(x) temporaire pour ce t initialisee a T1 a gauche,
31     for k in range(1,n_x-1): # Pour chaque position suivante, sauf au bout :
32         L_T_temp.append(.....) # Equation de la chaleur
33     L_T_temp.append(T2) # Extremite a T2
34     L_T[:] = L_T_temp[:] # Copie complete dans la liste L_T
35     if (.....): # Toutes les 10 minutes = 600 s...
36         plt.plot(L_x,L_T) # ... tracer T(x)
37 plt.xlabel('Position x (m)'); plt.ylabel('temperature T (degre C)')
38 plt.title('Propagation de la chaleur')
39 plt.show()

```

7.3 Résultats

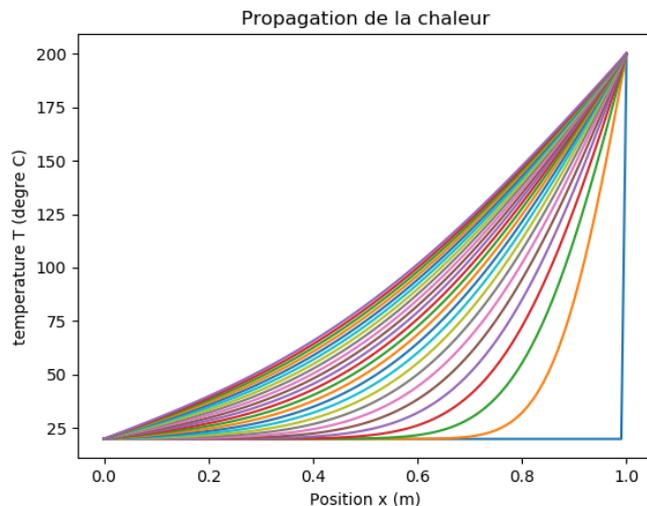


FIGURE 4 – Profil de température $T(x)$ dans la barre à différents instants : de $t = 0$ en bas à droite, puis les courbes de plus en plus proches de la diagonale. La discontinuité de température initialement très marquée tend à se lisser au cours du temps sous l'effet de la diffusion thermique. Aux temps longs, on retombe sur un profil affine comme déjà démontré.

8 Analogie entre phénomènes de diffusion/conduction

Les différents phénomènes de diffusion/conduction présentent de fortes analogies :

- ★ diffusion de particules (chapitre *T2*),
- ★ diffusion thermique (chapitre *T3*),
- ★ conduction électrique (chapitres *Électromagnétisme*),
- ★ viscosité (chapitres *Mécanique des Fluides*),
- ★ mécanique quantique (chapitre *Mécanique Quantique*).

diffusion de particules	diffusion thermique	conduction électrique
densité de courant de particules \vec{j}_N en $\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2}$	densité de flux thermique \vec{j}_Q en $\text{J}.\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2} = \text{W}.\text{m}^{-2}$	densité de courant de charges \vec{j} en $\text{C}.\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2} = \text{A}.\text{m}^{-2}$
flux de particules $\phi_N = \vec{j}_N \cdot \vec{S}$ en s^{-1}	flux thermique $\phi_Q = \vec{j}_Q \cdot \vec{S}$ en $\text{J}.\text{s}^{-1} = \text{W}$	intensité électrique $I = \vec{j} \cdot \vec{S}$ en $\text{C}.\text{s}^{-1} = \text{A}$
particules N	température T en K	potentiel électrique V en V
loi de Fick $\vec{j}_N = -D.\overrightarrow{\text{grad}}(n)$	loi de Fourier $\vec{j}_Q = -\lambda.\overrightarrow{\text{grad}}(T)$	loi d'Ohm locale + électrostatique $\vec{j} = -\gamma.\overrightarrow{\text{grad}}(V)$
coefficient de diffusion D en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	conductivité thermique λ en $\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	conductivité électrique γ en $\text{A}.\text{m}^{-1}.\text{V}^{-1} = \Omega^{-1}.\text{m}^{-1} = \text{S}.\text{m}^{-1}$
conservation de N $\text{div}(\vec{j}_N) + \frac{\partial n}{\partial t} = 0$	conservation de H $\text{div}(\vec{j}_Q) + \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = 0$	conservation de Q $\text{div}(\vec{j}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

Concernant la notion de résistance :

diffusion thermique	conduction électrique
flux thermique $\phi_Q = \vec{j}_Q \cdot \vec{S}$ en $\text{J}.\text{s}^{-1} = \text{W}$	intensité électrique $I = \vec{j} \cdot \vec{S}$ en $\text{C}.\text{s}^{-1} = \text{A}$
différence de température $T_1 - T_2$ en K	différence de potentiel $V_1 - V_2$ en V
résistance thermique $R_{\text{th}} = \frac{T_1 - T_2}{\phi} = \frac{L}{\lambda S}$ en $\text{K}.\text{W}^{-1}$	résistance électrique $R = \frac{V_1 - V_2}{I} = \frac{L}{\gamma S}$ en $\text{V}.\text{A}^{-1} = \Omega$