

Flux conductifs, convectifs, radiatifs, bilans thermiques

Alizée Dubois
correcteur : M. Villain

Résumé

La première approche des transferts thermiques possibles est le frottement. Frottez vos mains l'une sur l'autre, à cause des irrégularités du matériau qu'est la peau, les atomes ne glissent pas les uns sur les autres, ils s'agitent avec un mouvement chaotique. Au premier abord on pourrait dire : "je connais parfaitement le transfert d'énergie, il est du au travail des forces de frottement, tout est bien défini". Mais quand le mouvement s'arrête, c'est sauté qui peut ! Il ne nous reste que des atomes qui s'agitent de manière aléatoire. Nous pouvons appeler cette énergie l'énergie thermique. Les lois qui gouvernent la disponibilité de l'énergie sont les lois de la thermodynamique. Halte là me direz vous car, dans la théorie phénoménologique de la chaleur, on introduit la température à partir de la notion d'équilibre thermodynamique. Cet équilibre est la situation la plus probable atteinte par deux systèmes isolés et correspond entre autre à l'égalité de leurs températures. Nous voudrions ici, pouvoir définir la température pendant l'évolution du ou des systèmes vers l'équilibre et non plus uniquement comme une T_i et une T_f avec une boîte noire au milieu. Non loin donc de cet équilibre, les phénomènes de transport obéissent à des lois phénoménologiques linéaires. Nous allons au cours de cette leçon légitimer le fait de parler de température dans un système hors équilibre et expliciter des méthodes pour modéliser simplement les transferts thermiques.



Prérequis :

- Hydrodynamique niveau L2
- Thermodynamique niveau L2
- Thermochimie niveau L2
- Mécanique des systèmes matériels niveau L2
- Diffusion de particules
- Diffusion thermique, loi de Fourier

- Rayonnement du corps noir
- Modèle de l'atmosphère stationnaire
- Notion de radioactivité

Table des matières

1	Phénomènes de transport thermique	2
1.1	Hypothèse de l'équilibre thermodynamique local.	2
1.2	Transport Conductif	3
1.3	Transfert Radiatif	4
1.4	Transfert Convectif	5
2	Bilan d'énergie : boîte à outils	7
2.1	Outils provenant de la mécanique	8
2.2	Outils provenant de la thermodynamique	8
2.3	Outils provenant de la chimie	8
2.4	Outils provenant de la physique nucléaire	9
3	Modélisation d'un problème complexe : L'étude de la jarre de vin	10
4	CONCLUSION	12
5	Questions et bilan	12
5.1	Questions	12
5.2	Remarques	12
6	Experiences	12
6.1	Mise en évidence de la conduction	12
6.2	Mise en évidence de la convection	13
	Références	13

1 Phénomènes de transport thermique

1.1 Hypothèse de l'équilibre thermodynamique local.

Bien que la notion de température ne soit applicable en toute rigueur qu'à des systèmes en équilibre thermodynamique, on va l'utiliser ici dans les cas où l'équilibre n'a pas encore été atteint.

définition On parle d'équilibre thermodynamique local si et seulement si tout sous-système macroscopique infinitésimal du système global en question, peut être regardé à chaque instant comme ayant atteint l'équilibre thermodynamique. Les grandeurs intensives et extensives caractérisant chaque sous système seront manipulées selon les règles de la thermodynamique. Cette condition n'est réalisée que si l'on peut définir deux échelles de temps, une échelle rapide (qq temps de collision) sur laquelle moyenner les grandeurs physiques relatives à un petit volume et une échelle longue caractéristique des évolutions que l'on étudie.

La notion de temps de relaxation L'échelle de temps selon laquelle le système va évoluer vers un état d'équilibre est caractérisé par un temps de relaxation. Ce temps de relaxation dépend d'un grand nombre de facteurs assez variés : nature du système, température, état initial. Il peut être influencé par la manière dont on manipule le système (ex je remue mon café pour faire fondre le sucre) ou par la présence de corps étrangers.

De façon générale, pour des systèmes homogènes de même nature, le temps de relaxation augmente avec la taille. L'équilibre s'établit d'abord localement, dans des sous systèmes intermédiaires de petite taille. Les propriétés du système varient donc d'un point à un autre à ce stade. Ces sous systèmes atteindront l'équilibre si τ_{eq} qui permet l'équilibre au sein du petit volume est plus petit que τ_{evo} du système global. Les échanges entre ces sous système aboutissent finalement à l'équilibre global. Dans un gaz l'équilibre local s'effectue au bout d'une dizaine de collisions.

- Soit un gaz de molécules de rayon ρ_0
- Dans un petit volume $v = l^* \pi \rho_0^2$ avec l^* le libre parcours moyen d'une particule, on rencontre 1 seule autre particule.
- On a donc $1 = v.n$ avec n la densité particulaire du gaz
- $l^* = \frac{1}{\pi \rho_0^2 n} = \frac{1}{3(10^{-10})^2 10^{26}} \simeq 1 \mu m$
- le temps caractéristique de collision est donné par $\tau = \frac{l^*}{v} = \frac{\sqrt{m}}{\pi \rho_0^2 n \sqrt{k_B T}}$
- $\tau = \frac{1.10^{-6}}{\sqrt{\frac{1.38.10^{-23} 300}{10.10^{-27}}}} \simeq 10^{-9} s$

$$\tau_{eq} = 10.\tau \simeq 10^{-8} s$$

Par contre l'équilibre global nécessite le transport de matière à travers ce gaz.

- Soit le même gaz dans une boîte de dimension $L = 1m$
- Le temps caractéristique de diffusion est donné $\tau_{diff} = \frac{L^2}{D}$ avec D le coefficient de diffusion
- $D(air) = 7,12.10^5 m^2.s^{-1}$

$$\tau_{evo} = \frac{1}{7,12.10^5} \simeq 10^{-6} s$$

On a bien $\tau_{eq} \ll \tau_{evo}$ On peut étendre cette notion à tout type de milieu. C'est pour cela qu'on peut parler de la température de ces régions. C'est l'hypothèse de **l'équilibre thermodynamique local**. Il correspond à la situation d'un déséquilibre faible. Chaque petit élément de volume est considéré voisin d'un état d'équilibre, caractérisé par un ensemble de grandeurs physiques intensives et extensives. Les grandeurs $T(\vec{r}, t)$, $\rho(\vec{r}, t)$, $\mu(\vec{r}, t)$ (*potentiel chimique*) sont définies à chaque instant et reliées entre elles par des équations d'état locales.

Limites du modèle L'hypothèse d'équilibre thermodynamique local n'est pas justifié dans les cas où les déséquilibres sont durables ; par exemple dans le cas du pompage optique dans les lasers. Dans ces cas de déséquilibre thermique important, le système ne peut être caractérisé que par la distribution statistique des populations $N_{i,j}$ des différentes espèces j sur les différents niveaux quantiques d'énergie i , discrets ou continus. Ceci conduit à des équations de type relaxation.

1.2 Transport Conductif

Si on applique un gradient de température $\vec{\nabla}T$ à un solide isolant, Il en résulte un flux d'énergie surfacique \vec{J}_E (le vecteur densité de courant thermique) qui dépend linéairement du gradient de température. C'est la loi phénoménologique de Fourier (1811).

$$\vec{J}_E = -\underline{\lambda}.\vec{\nabla}T$$

où λ est la conductivité thermique. ($\lambda_{air} = 0,026 W.K^{-1}.m^{-1}$)

Rappel : La puissance thermique reçue par le milieu étudié est définie par

$$P_{th} = -\phi_{th}(t) = - \int_{\sigma} \vec{J}_{th} \cdot \vec{n} dS$$

On peut en déduire l'équation de la chaleur

$$\frac{DT}{Dt} = \kappa \Delta T$$

avec $\kappa = \frac{\lambda}{\rho c_m}$, c_m étant la capacité calorifique massique du milieu considéré.

- Temps caractéristique de diffusion thermique :
- $\frac{DT}{Dt} = \kappa \Delta T$
- En passant à l'équation aux dimensions correspondantes avec L la longueur caractéristique du problème étudié.

$$\tau_{cond} = \frac{L^2}{\kappa}$$

1.3 Transfert Radiatif

Lorsque nous chauffons un corps, l'intensité du rayonnement qu'il émet croît rapidement avec la température, et, la longueur d'onde pour laquelle l'intensité est maximale glisse graduellement vers les longueurs d'onde plus courtes. Le corps devient d'abord rouge vif, puis blanc et finalement bleu. La loi de Stefan Boltzmann a été obtenue après analyse des données expérimentales de Stefan et déduite théoriquement d'après des considérations thermodynamiques par Boltzmann. Le flux d'énergie surfacique émise (ou radiance) pour un corps noir à une température T est donné par :

$$R = \sigma T^4$$

avec $\sigma = 5,67.10^{-18} W.m^{-2}.K^{-4}$

En 1911, le prix Nobel est attribué à Wien pour ses lois du rayonnement thermique, en particulier la position du maximum d'émission d'un corps noir à une température donnée. On observe pour toutes les températures un maximum qui se déplace vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température s'élève. La loi de Wien annonce :

$$\lambda_{max} T = Cte = 2898.10^{-6} mK$$

- Rayonnement du soleil hors atmosphère :
- Très proche du rayonnement d'un corps noir à $T = 5900 K$
 - L'atmosphère filtre ensuite quelques radiations.
 - Débit énergétique du soleil : $P_{sol} = 4\pi R_0^2 \sigma T^4 = 4,3.10^{26} W$ ($R_0 = 7.10^8 m$)
 - sur la terre, on va recevoir une puissance radiative sur une surface A : $P_{rad} = P_{sol} \frac{A}{4\pi D_{TS}^2}$
 - D_{TS} est la distance Terre Soleil et vaut $D_{TS} = 1,5.10^{11} m$
 - Une surface de $1cm^2$ va recevoir $P = 0,14W$
 - Pour un petit bonhomme assis au soleil d'à peu près $1m^2$ $P_{recue} = 1400 W$

1.4 Transfert Convectif

Le mode de transfert convectif est associé à un transport de matière. C'est le mode de transfert thermique présentant la plus grande richesse de comportement. La description du phénomène de convection (Bénard 1900) et sa première modélisation (Lord Rayleigh 1916) remontent au début du siècle. On va utiliser pour modéliser ce phénomène des lois de l'hydrodynamique et des lois de la conduction de la chaleur. Ce qui changera principalement par rapport aux cas usuellement traités dans le cours de mécanique des fluides est la compressibilité de l'écoulement.

Mise en évidence de la convection sur un exemple : l'ascension adiabatique d'une masse d'air Etude la l'ascension adiabatique précédent la formation d'un nuage. Phénomène souvent exploité par les parapentistes en montagne. Un fragment de granit sur les pentes de la montagne est éclairé par le soleil et est donc chauffé par transfert radiatif. L'air voisin est à l'équilibre thermique avec lui et donc à une température T_1 assez importante.

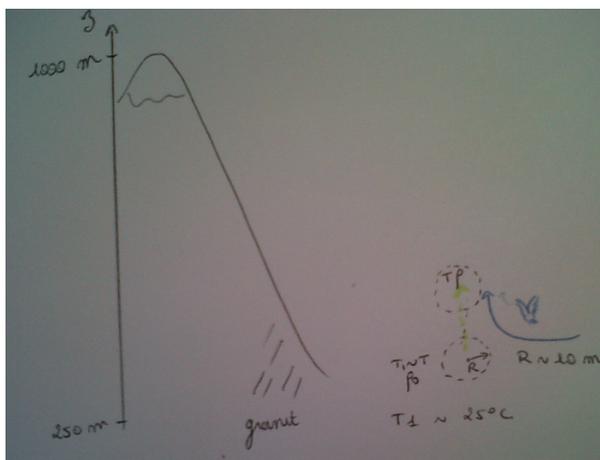


Modèle Envisageons une région de l'espace où l'atmosphère est stationnaire dans l'ensemble sauf en un endroit donné où se manifeste le mouvement ascendant. Découpons par la pensée, dans cet air qui monte une poche, ou bulle, constituée d'une petite masse d'air m de rayon R . On peut imaginer que cet air déplacé est séparé de l'air extérieur par une fine enveloppe du type "bulle de savon" d'effet négligeable parfaitement extensible et déformable mais imperméable à la matière. La pression de la bulle est supposée être à tout instant égale à la pression extérieure correspondant à l'altitude où se trouve la bulle. La bulle est assez volumineuse pour qu'on puisse négliger, par rapport à son énergie totale les échanges de chaleur qu'elle pourrait avoir avec l'extérieure. d'où un modèle d'ascension adiabatique quasi statique. Sa taille est d'environ une dizaine de mètre.

Dans l'état initial, la poche se trouve au niveau du sol localement chauffé. A un instant donné, une perturbation (un oiseau qui passe, un parapente un courant d'air) l'élève de quelques mètres. Elle se trouve alors dans une région de l'espace plus froide qu'elle.

Remarque : Ce phénomène est particulièrement efficace si le granit est bordé par un névé de neige ou par un groupe d'arbre qui, eux, ne sont que très peu conducteurs de chaleur et n'absorbent pas avec beaucoup d'efficacité le rayonnement solaire. Il y a dans ces cas là une différence de température d'autant plus importante entre l'air au niveau de la couche de granit et l'air au dessus du névé de neige d'où une instabilité d'autant plus grande.

Il en résulte une différence δT de température avec l'air environnant de quelques degrés. On considérera une ascension jusqu'à 1 km de haut à peu près ce qui correspond aux altitudes typiques pour laquelle la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère se condense pour former un nuage. Nous considérerons que la température au niveau du sol ou de la masse de granit est de l'ordre de 35°C ou 30°C .



Mise en équations Cet élément de fluide est légèrement plus chaud que ses voisins de δT donc moins dense. Notons ρ sa densité et ρ_0 la densité de l'air environnant. Il aura tendance à monter soumis à la poussée d'Archimède.

$$f_A = (\rho - \rho_0) V g = \delta \rho \frac{4}{3} \pi R^3 g$$

Soit $\alpha = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$ le coefficient de dilatation thermique (pour un gaz il vaut à peu près $\frac{1}{T}$,

$$\delta \rho = -\alpha \rho_0 \delta T$$

Comme la sphère est plus légère que son milieu, elle a tendance à monter. Néanmoins les forces de frottements visqueux et le transfert conductif vont freiner son ascension. La force visqueuse est donnée par :

$$f_V = 6 \pi \eta R U$$

avec U la vitesse d'ascension de la petite sphère de rayon R .

Appliquons le Principe Fondamental de la dynamique à cette masse d'air.

$$\delta m \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho_0 \delta T \alpha \frac{4}{3} \pi R^3 g \vec{e}_z - 6 \pi \eta R \vec{v}$$

La projection sur \vec{e}_z fournit :

$$\frac{dv}{dt} + \frac{6 \pi \eta R}{V \rho_0} v = \alpha \delta T g$$

$$\text{Posons } T_{asc} = \frac{V \rho_0}{6 \pi \eta R} = \frac{2 R^2 \rho_0}{9 \eta}$$

$$T_{asc} \simeq 10^6 \text{ s} \simeq 12 \text{ jours}$$

On a également que $v_\infty = T_{asc} \alpha \delta T g$ Par ailleurs, en intégrant :

$$v(t) = v_\infty (1 - e^{-\frac{t}{T_{asc}}})$$

On retrouve le cas d'une chute libre mais avec une gravité apparente. On considère que $\delta T = C t^e$ puisque l'évolution est supposée isotherme. On peut donc intégrer la vitesse. On obtient

$$z(t) = \frac{\alpha \delta T g}{2} t^2$$

L'altitude $z = 1000 \text{ m}$ est atteinte pour $\tau \simeq 245 \text{ s} \simeq 4 \text{ min}$

remarque : Dans le cas du magma on pourrait raisonner comme suit :

Le temps caractéristique de la conduction s'obtient en regardant le temps mis par la sphère pour parcourir la distance entre les deux plaques.

$$\tau_{conv} = \frac{L}{U} = \frac{9 \eta L}{2 R^2 \rho_0 \alpha g \delta T}$$

Vérifions que le transport par convection est bien bien plus rapide que le transport par diffusion.

$$\frac{\tau_{cond}}{\tau_{conv}} = \frac{\sqrt{\frac{L}{\alpha \delta T g}}}{\frac{L^2}{\kappa}} \simeq 3 \cdot 10^{-10}$$

Le phénomène prépondérant est bien la convection.

Remarque : Si on avait utilisé un modèle d'ascension adiabatique pour modéliser le phénomène, au cours de l'ascension, la température de la masse d'air aurait diminué. Si l'air avait été humide, il se peut qu'à une certaine altitude la pression partielle en vapeur d'eau devienne égale à la pression de vapeur saturante : des gouttes de liquide seraient alors apparues. Le nuage se serait développé

Dans le cas du magma, le temps caractéristique d'ascension a un sens physique car les distances et les temps sont beaucoup plus grand. On peut alors comparer l'efficacité de la convection et de la diffusion comme suit :

- $\tau_{cond} = \frac{4 \pi r^2}{\kappa}$
- Il y a convection si le temps d'ascension τ_{conv} est inférieure au temps caractéristique de la conduction.
- $\frac{\tau_{cond}}{\tau_{conv}} = \frac{8 \pi \delta T R^4 g \rho_0 \alpha}{9 L \eta \kappa} = \frac{8 \pi}{9} \cdot \frac{\delta T}{\Delta T} \cdot \frac{R^4}{L^4} R_a$
- R_a est le nombre de Rayleigh qui caractérise la convection.

$$R_a = \frac{g \alpha \Delta T L^3}{\kappa \frac{\eta}{\rho_0}}$$



2 Bilan d'énergie : boîte à outils

L'étude est complexe, on va faire des études global sans chercher à déterminer explicitement les différents champs. Pratiquement, on utilisera souvent le point de vue de Lagrange.

2.1 Outils provenant de la mécanique

- Théorème de la résultante cinétique :

$$\frac{D\vec{p}}{Dt} = \vec{F}_{ext}^{surf} + \vec{F}_{ext}^{vol}$$

- Théorème de moment cinétique :

$$\frac{D\vec{\sigma}_{/O}}{Dt} = \vec{M}_{/O}(\vec{F}_{ext})$$

- Théorème de l'énergie cinétique :

$$\frac{DE_c}{Dt} = P_{\vec{F}_{ext}} + P_{\vec{F}_{int}}$$

2.2 Outils provenant de la thermodynamique

Souvent utilisés lorsque le fluide n'est plus incompressible.

- Premier principe :

$$\frac{DU}{Dt} + \frac{DE_m}{Dt} = P_{\vec{F}_{ext}} + P_{thermique}$$

- Second principe :

$$\frac{DS}{Dt} = S_{ech} + S_{cree}$$

2.3 Outils provenant de la chimie

Lorsqu'il y a une réaction chimique, $\sum_i \nu_i R_i = \sum_j \nu_j P_j$ on la modélise par un apport d'énergie thermique ou une consommation d'énergie. Les équations de la thermochimie nous renseignent sur le bilan énergétique de la transformation.

- La caractérisation de l'état du système chimique se fait par l'avancement de la réaction notons le x , il sera borné entre x_{min} et x_{max}
- L'évolution est usuellement considérée monobare et monotherme
- Transfert mécanique :

$$W = -P_{ext} \Delta V$$

- Transfert thermique :

$$Q = \Delta H = H(x_{fin}) - H(x_{init})$$

L'enthalpie du système est la somme des enthalpies des différentes espèces :

$$H(x) = \sum_i n_i h_i^0(T) = \sum_i (n_i^0 + \nu_i x) h_i^0(T)$$

On a donc

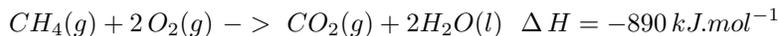
$$\frac{dH}{dx} = \sum_i \nu_i h_i^0(T) = \Delta_r H^0(T)$$

L'enthalpie standard de réaction va donc donner le transfert thermique total :

$$Q = x_{fin} \Delta_r H^0(T)$$

On fait souvent l'approximation d'Ellingham : dans le domaine de température où les espèces ne changent pas d'état physique, on considère que $\Delta_r H^0(T)$ ne dépend pas de T.

La quantité de chaleur dégagée ou absorbée par une réaction dépend de l'état physique des réactifs et des produits ainsi que de la pression. Dans les tables, les données sont fournies pour les composants dans leur état standard. C'est à dire purs, sous une pression de 1atm . (L'état standard de l'eau est l'état liquide. Un soluté dans une solution liquide est dans son état standard si sa concentration est de 1mol.L^{-1}). Par exemple la combustion du méthane (ou gaz naturel)



Si l'eau était à l'état final sous forme vapeur on aurait eu $\Delta H = -802\text{kJ.mol}^{-1}$.

- S'il y a changement de phase,

$$\Delta H = mL_{\text{chgt etat}}$$

avec m la masse totale de la partie du système changeant d'état.

La vaporisation est un processus endothermique : il faut fournir de l'énergie pour casser les liaisons inter moléculaires. L'impression de froid ressentie en sortant de la douche en est une illustration. Une certaine quantité de chaleur de la peau est consommée pour évaporer l'eau et nous avons donc froid. Pourquoi l'eau s'évapore ? Parceque la pression partielle en vapeur d'eau autour de nous est suffisamment basse pour que T_{ext} suffise à faire s'évaporer l'eau ($P_{\text{H}_2\text{O}} \simeq 0,12\text{bar}$). C'est aussi pour cela que les flaques d'eau s'évaporent ou que si on laisse une soucoupe pleine d'eau, et qu'on revient quelques temps après il n'y en aura plus.

Remarque : Pour chauffer jusqu'à ébullition 1L d'eau sous 1 atm. et à 20°C il faut 350kJ ($\Delta H_{vap}(\text{H}_2\text{O}) \simeq 41\text{kJ.mol}^{-1}$) soit environ l'énergie de la combustion de 24 mg de CH_4 .

2.4 Outils provenant de la physique nucléaire

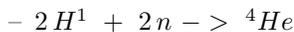
C'est la source d'énergie la plus importante. La désintégration d'un élément s'accompagne d'un dégagement d'énergie sous forme de rayonnement gamma ou d'émission de particule (électrons et antineutrino électronique et ou, positrons et neutrino électronique ou noyau d'Hélium) dont le freinage par les matériaux environnants dégage d'importantes quantités de chaleur. (Cf : mécanisme de la fission contrôlée pour produire de l'électricité).

Remarque : Cette désintégration est un phénomène irréversible qui suit une loi exponentielle en fonction du temps :

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

où N est le nombre d'atomes désintégrés pendant le temps t et N_0 le nombre d'atomes initialement présents. La constante de désintégration λ est fonction de chaque élément radioactif. On peut aussi caractériser un élément par son temps de demi vie ou période $\tau_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$

Calcul de l'énergie de liaison nucléaire, dégagée par le système lorsque Z protons et $A-Z$ neutrons se réunissent :



- perte de masse en unité de masse atomique $1u = \frac{1}{N.A} = 1,6605.10^{-27}\text{kg}$ ($\frac{1}{12}$ de la masse du carbone 12)

$$- \Delta m = 4,0026u - (2 * 1,0078 + 2 * 1,0087)u = -0,0304u = -5,05\text{kg}$$

$$- E = \Delta m c^2 = -4,55.10^{12}\text{kg}$$

- Une énergie de $4,55\text{J}$ se dégage donc lorsqu'un noyau d'Hélium se forme. Soit une énergie molaire de $2,7.10^9\text{kJ.mol}^{-1}$.

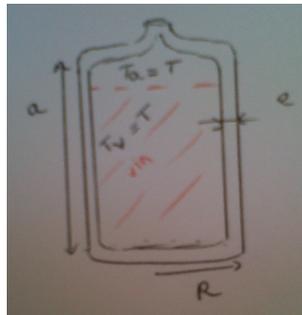
Il est usuel de raisonner en taux de production massique ou volumique de chaleur calculé à partir du nombre d'atomes désintégré par unité de temps et de l'énergie de liaison dégagé. Les éléments radioactifs les plus atifs sont le Thorium, L'Uranium et le potassium. La production de la chaleur interne par la radioactivité est un mécanisme durable puisque la période des éléments producteurs est au minimum de 700 Ma.

L'estimation du présent taux de chaleur produit par les désintégrations radioactives est de l'ordre de $3,8 \cdot 10^{13} \text{ W} = 38 \text{ TW}$

3 Modélisation d'un problème complexe : L'étude de la jarre de vin

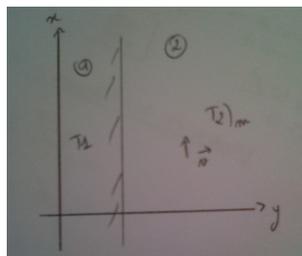
Considérons une jarre de vin d'épaisseur $e = 0,01 \text{ m}$, de rayon $R = 0,4 \text{ m}$, suspendue à l'ombre, sans contact direct avec le sol, l'air environnant étant un vent de vitesse \vec{v} , $\|\vec{v}\| = 1 \text{ m.s}^{-1}$. On considère que l'évaporation est suffisamment lente pour que l'état puisse être considéré comme stationnaire. Considérons le système jarre, vin, air à l'intérieur de la jarre. On peut écrire le bilan thermique suivant sachant que l'évolution est stationnaire :

$$0 = \frac{\partial H}{\partial t} = P_{\text{evaporation}} + P_{\text{radiatif}} + P_{\text{conductif}} + P_{\text{convectif}}$$



Pour faire la part des choses entre $P_{\text{conductif}}$ et $P_{\text{convectif}}$, on va adopter le modèle conducto-convectif :

Le modèle conducto-convectif Dans le cas d'un échange thermique entre un fluide et un solide, il se forme à la surface de séparation un film immobile dont l'épaisseur dépend de l'importance de la convection et de l'état de surface. On parle de couche limite.



démonstration : Le nombre de Reynolds peut être défini par le rapport des termes convectifs sur les termes diffusifs.

$$R_e = \frac{\text{transfert par convection}}{\text{transfert par diffusion}} = \frac{\rho \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}}(\vec{v})}{\eta \Delta \vec{v}} = \frac{\rho v L}{\eta}$$

Supposons l'écoulement turbulent dans la zone 2, Le profil de la température est stationnaire et homogène $T_2 = T_m$ sauf à l'intérieur d'une couche limite entre les deux milieux dans laquelle le terme diffusif sera prédominant. La détermination de l'épaisseur de cette couche limite peut se faire comme suit :

$$\|\rho \vec{v} \cdot \vec{grad}(\vec{v})\| = \|\eta \Delta \vec{v}\| \quad \text{d'où} \quad \frac{\rho v^2}{L} = \frac{\eta v}{\delta^2}$$

L'épaisseur de la couche limite est donc donnée par : $\delta = \frac{L}{\sqrt{Re}}$

De ce fait pour $0 < y < \delta$ le transfert d'énergie thermique peut être considéré comme uniquement diffusif.

$$j_{ther}^{\vec{}} = -\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial y} \vec{e}_y = -\lambda_2 \frac{T_m - T_1}{\delta} \vec{e}_y$$

On pose $h = \frac{\lambda_2}{\delta}$

Typiquement, cas d'une paroi plane verticale située dans l'air à pression atmosphérique évoluant à une vitesse $\|\vec{v}\| = 1 \text{ m.s}^{-1}$; $h \simeq 2.5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. h va dépendre de l'état de surface de la vitesse du fluide en mouvement et de la nature de ce fluide. Si aucun mouvement ne lui est imposé on parle de convection naturelle : $h_{gaz} = 5 - 30 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et $h_{eau} = 100 - 1000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Si un mouvement à une vitesse donnée lui est imposé, on parle de convection forcée, $h_{gaz} = 10 - 300 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$; $h_{eau} = 300 - 12000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$; $h_{huile} = 50 - 1700 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et $h_{metal \text{ liquide}} = 6000 - 110000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

résolution : On peut maintenant poser que $P_{conductif} + P_{convectif} = P_{conducto-convectif}$

$$P_{cc} = -4 \pi R a h_{cc} (T - T_e)$$

La puissance émise et reçue par radiation est donnée par : $P_{radiatif} = P_{reçue} - P_{émise}$

$$P_{rad} = -\sigma 2 \pi R a (T^4 - T_e^4)$$

En considérant $T = T_e + \epsilon$ avec $\epsilon \ll 1$

$$P_{rad} = -2 \pi R a \sigma * 4 T_e^3 (T - T_e)$$

La puissance perdue au cours du changement de phase du vin de liquide à vapeur est donnée par :

$$P_{evap} = \frac{dm}{dt} L_{vap}$$

Soit h la hauteur du vin dans la jarre, on peut écrire : $\frac{dm}{dt} = \rho_V 2 \pi R \frac{dh}{dt}$ et on peut aussi supposer que $\frac{dm}{dt} = -K S$ avec $S = 2 \pi R h$ la surface de contact avec l'air extérieur. On obtient alors une équation différentielle en h

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{K}{\rho} h$$

d'où $h(t) = a e^{-\frac{K}{\rho} t}$ Soit $T_0 = 30$ jours, la durée au bout de laquelle la jarre est à moitié vide, on peut ainsi avoir un ordre d'idée pour K , $K = \frac{\rho \ln(2)}{T_0}$.

Finalement en réinjectant tout ça dans le bilan thermique de départ, on obtient :

$$T = T_e + \frac{K L}{h_{cc} + 4 \sigma T_e^3}$$

$T \simeq 13$, on peut donc conserver le vin à 13° dans une jarre en terre cuite, en effet toute l'énergie thermique apportée par l'air extérieur est consommée par l'évaporation du vin qui peut se faire grâce à la porosité de la jarre, ce qui ne serait pas possible avec une bouteille de verre par exemple.

4 CONCLUSION

Nous avons traité ici les bilans thermiques à travers un problème politiquement très correct qui est la conservation du vin à une température agréable pour le boire ou la mise en évidence d'ascendants thermiques forts pratiques pour nos amis ailés ou pour les parapentes. Néanmoins, l'énergie effectivement disponible est un autre problème. Nous ne nous sommes pas ici préoccupés de la pérennité des termes sources. Remarquons par exemple que, comme nous l'avons montré avec de l'hydrogène, la fusion thermo nucléaire contrôlée permettrait avec par exemple 10L d'eau consommé par seconde (la consommation domestique d'eau aux états unis est pour l'instant de $18.10^6 L.s^{-1}$) d'égaliser la puissance électrique fabriquée actuellement aux états unis. Ainsi, comme dirait Feynmann, "C'est au physicien de nous libérer de la nécessité d'avoir de l'énergie"

5 Questions et bilan

5.1 Questions

- La loi de Stefan est elle valable pour tous les corps ?
Non, uniquement pour les corps noirs "pur sucre". Sinon, il s'agit de corps gris ou de corps colorés. Il faut introduire un coefficient α qui peut ou non dépendre de λ

$$P = \alpha(\lambda) \sigma T^4$$

- Objectif de l'exercice sur la convection naturelle? Quel est le but ?
Montrer le transport d'énergie induit par la convection naturelle. Une partie de l'air chaud s'élève et transporte donc de l'énergie thermique dans des régions plus froides.

5.2 Remarques

- L'exercice de l'ascension adiabatique n'est pas trivial.
- Le transfert conducto convectif est peut être à faire plus tôt dans la leçon.
- Autres applications possibles : refroidissement par ailettes.
- Il eût fallu introduire la notion de résistance thermique
- Bien insister sur le fait que la loi du rayonnement thermique est linéarisable pour des petites différences de température.

6 Expériences

6.1 Mise en évidence de la conduction

Matériel :

- Une tige métallique de 50 cm
- Un bec bunsen
- Des petites billes métallique
- de la piscine

Coller à l'aide de la piscine les billes métallique sur la tige. Chauffer à une extrémité et observer les billes se décoller les une après les autres suivant la propagation de la chaleur.

6.2 Mise en évidence de la convection

Matériel :

- Un cristallisateur rectangulaire
- un bec bunsen
- un dispositif de projection par ombre ou par image
- laser + epurateur
- un diaphragme
- une lentille de focale 20 cm
- une pointe de crayon ou un petit cache
- une lentille de focale 10 cm
- un écran

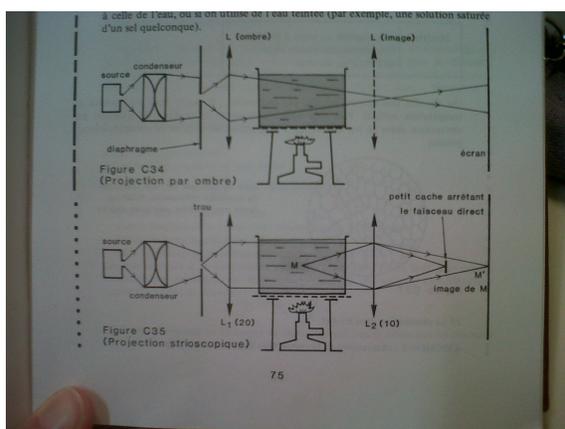


FIGURE 1 – Convection dans l'eau

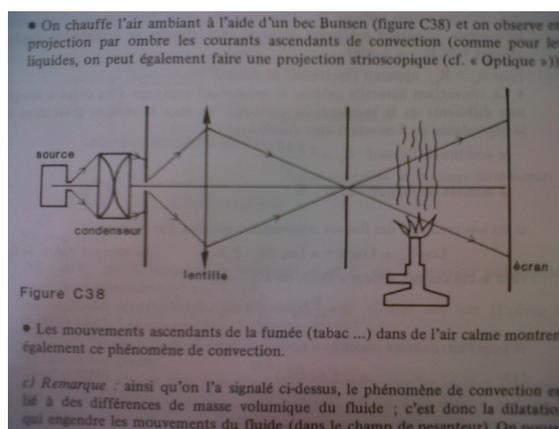


FIGURE 2 – convection dans l'air

Références

- [1] Noëlle POTTIER. *Physique Statistique hors équilibre, Processus irréversibles linéaires*. CNRS Edition, 530.4
- [2] Jean-Pierre Faroux, Jacques Renault. *Thermodynamique, cours et exercices corrigés*. 53.4
- [3] F KREITH. *Transmission de la chaleur et Thermodynamique*. 536.2
- [4] B.Diu, C.Guthmann, D.Lederer, B.Roulet *Thermodynamique*
- [4] B.Diu *Physique Statistique*
- [5] Etienne GUYON. *Hydrodynamique Physique*. 532.2
- [6] Laurent JOLIVET. *Géodynamique*. 551
- [7] Lucien QUARANTA. *Tome II la thermodynamique*. 53.5
- [8] J-B Baudin, F. Lahitète, V.Prévost. *Chimie, tout en un PC-PC**.
- [9] Atkins, Jones. *Chime, molécule, matière, métamorphose*.