EPFL SWISS PLASMA CENTER

Faculté des Sciences de Base
Section de physique

Physique Générale II

Phénomènes de transport de la chaleur

Notes de cours du 28 mai 2020

Prof. Ivo Furno

PPB 119
1015 Lausanne
Switzerland

Editées par Benoît Labit
mis à jour le 2020-05-26 à 14:41:50

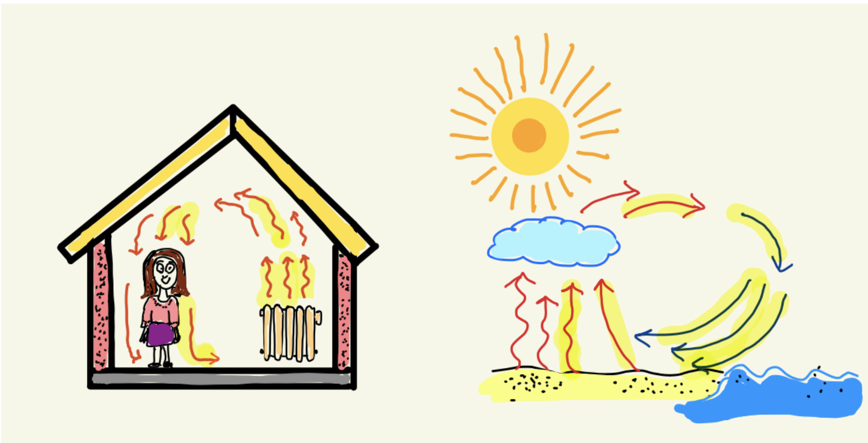
Avertissement : ces notes de cours ont été rédigées en urgence pendant la crise covid-19 et la fermeture du campus EPFL. Des "coquilles" peuvent s'être glissées et seront corrigées au fur et à mesure. Merci de votre compréhension.

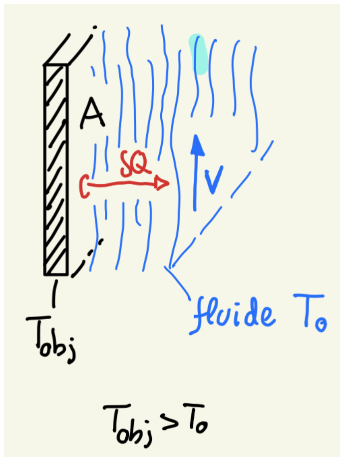
Table des matières

Convection

1.1 Transfert de chaleur par convection

La convection est le mécanisme de transfert de chaleur par mouvements macroscopiques. Les liquides et les gaz ne sont pas de bons conducteurs de chaleur (petite conductivité thermique K), mais ils peuvent transférer la chaleur de façon très efficace par leur mouvement macroscopique Souvent le mouvement du fluide/gaz est causé par une différence de température : l'air chaud est plus léger que l'air froid et donc monte vers le haut en générant des *cellules convectives*, comme illustré sur la figure de gauche ci-dessous.





Loi empirique de transfert de chaleur par convection

La figure ci-dessus à droite illustre le transfert de chaleur par convection entre un objet et un fluide. La loi de Newton permet de quantifier ce transfert de chaleur :

$$\frac{\delta Q}{dt} = hA(T_{\text{obj.}} - T_0),$$

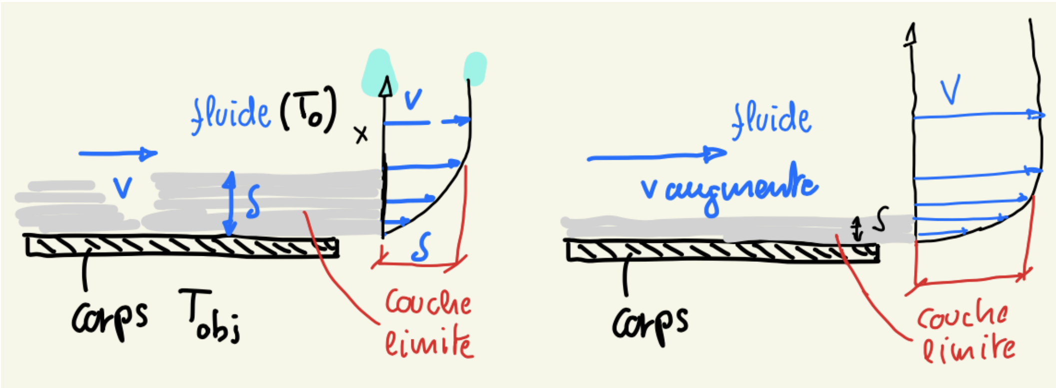
où $\frac{\delta Q}{dt}$ est la quantité de chaleur transférée de l'objet au fluide par unité de temps (unité [W] en S.I.), A est la surface de l'objet exposé au fluide (unité : $[m^2]$) et h est le coefficient de transfert de la chaleur (unité : $[W/m^2/K]$). Le coefficient h dépend du fluide, de l'objet, de la vitesse relative et des phases du fluide (possibilité de transition de phase). Donc en réalité, le paramètre h cache une physique très compliquée et dans la majorité des cas, h est mesuré expériementalement et non pas calculé, d'où la nature empirique de la loi de Newton. Quelques exemples de valeur numérique de h sont données ci-dessous :

Condition d'échange	h [W/m^2/K]
Gaz en convection naturelle	5 - 37
Eau en convection naturelle	100 - 1200
Métaux liquides dans des tuyaux	2000 - 45'000
Vapeur d'eau qui condense	30'000 - 140'000

Le coefficient h dépend également de la géométrie : il est plus grand pour des surfaces parallèles que pour une surface simple. Il augmente aussi avec la vitesse relative.

Explication qualitative de l'équation de Newton

L'équation du transport de chaleur par convection peut être expliquée qualitativement en considérant la diffusion à travers la couche limite, comme illustré ci-dessous.



La couche limite est quasi-statique ($v \simeq 0$) donc le transport de chaleur se fait par diffusion :

$$\frac{\delta Q}{dt} = \frac{\partial T}{\partial x} \times A \times k = \frac{T_{\text{obj.}} - T_0}{\delta} \times A \times k,$$

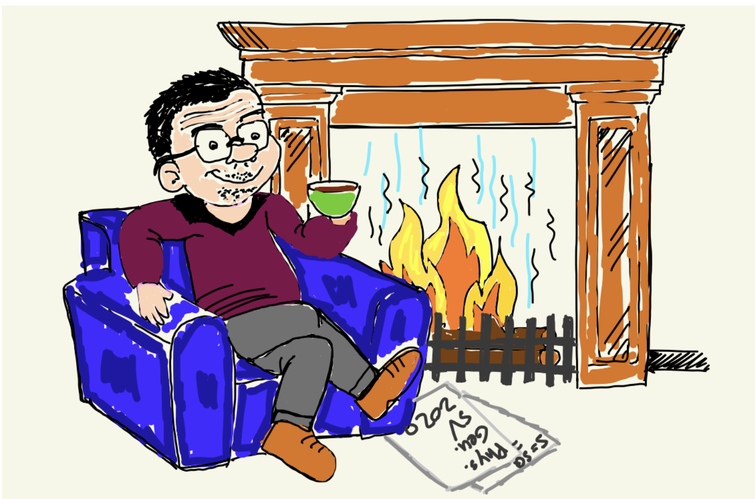
où k est la conductivité thermique du fluide et δ est l'épaisseur de la couche limite. Par identification avec la loi de Fourier, on obtient :

$$h = \frac{k}{\delta}.$$

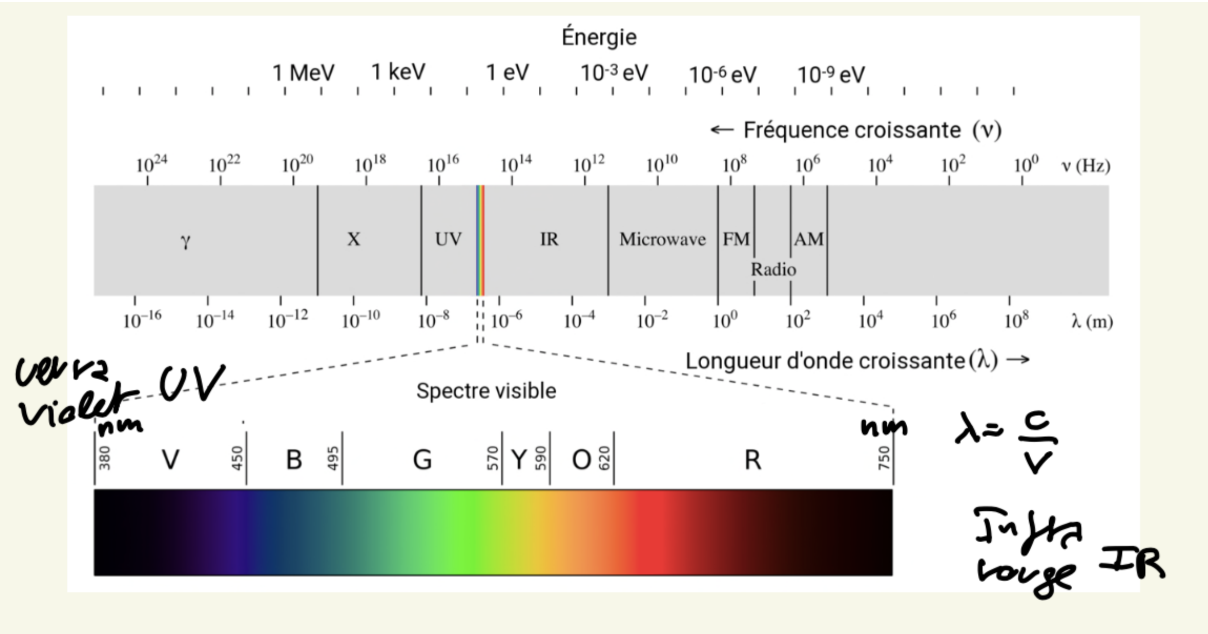
Donc si δ diminue (par exemple si v augmente), h augmente et vice-versa. C'est pourquoi, par exemple, le transfert est très efficace avec un fluide turbulent (et non pas laminaire) puisque la couche limite est très mince.

1.2 Transfert de chaleur par rayonnement

Alors que la conduction et la convection nécessitent la présence de matière pour le transport de chaleur, le rayonnement lui peut se faire sans aucun milieu matériel (dans le vide). Par exemple, devant un bon feu de cheminée, on reçoit de la chaleur pratiquement que par rayonnement : pas de conduction (on ne touche pas le feu !), ni de convection vers nous (l'air chaud monte).



Dans le rayonnement, l'énergie est transportée par des ondes électromagnétiques (dans le vide ou dans un milieu) et transférée au corps par ces mêmes ondes e.m.



Pour bien isoler thermiquement, il ne suffit pat de réduire la conduction et la convection, il faut aussi réduire les pertes par rayonnement. C'est pour cela que les bouteilles *thermos* sont constituées non seulement d'une couche de vide mais aussi d'un matériel réfléchissant. On retrouve se matériel réfléchissant dans les couvertures de survie par exemple.

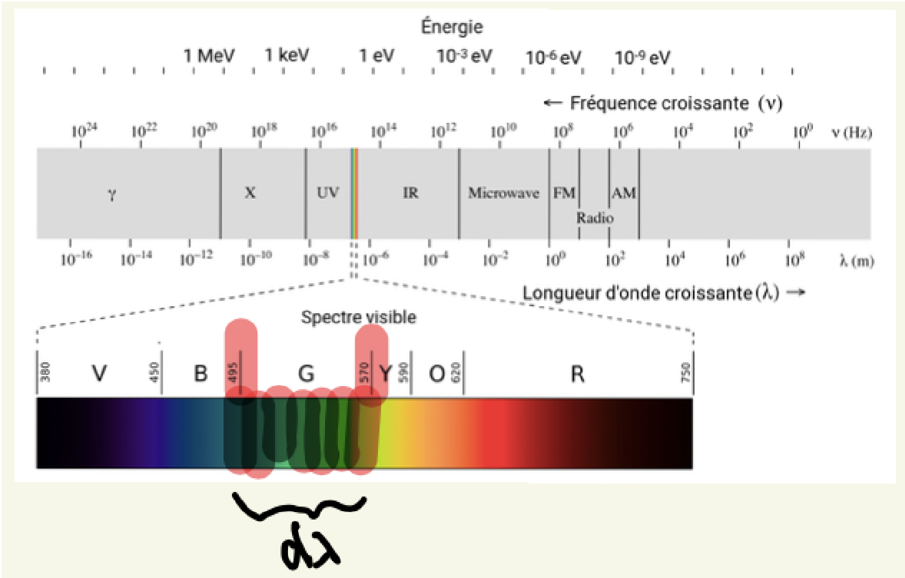
Emission et absorption

Tout corps qui émet du rayonnement peut en absorber. La puissance totale rayonnée $P = \frac{\delta Q}{dt}$ (unité [W]) dépend de la surface totale de l'objet, de la longueur d'onde du rayonnement, de la température de l'objet et de la nature et de l'état de la surface émettrice. Pour tenir en compte ces facteurs, on définit des quantité spécifiques comme l'émittance $\mathcal{E}$ (unité W/m^2 en S.I.) telle que la puissance rayonnée totale dP par unité de surface $d\sigma$ est donnée par :

$$dP = \mathcal{E} d\sigma \quad \Rightarrow \quad P = \int_S \mathcal{E} d\sigma = \mathcal{E} \times S \,\text{si}\, \mathcal{E} = \text{const.}.$$

L'émission, comme l'absorption, dépend de la longueur d'onde λ. Par exemple, un métal chauffé émet dans l'infrarouge si il n'est pas trop chaud mais en le chauffant plus, il devient incandescent et il émet dans le visible (rouge) et si on chauffe encore, il va émettre de plus en plus blanc. On introduit l'émittance spectrale $\mathcal{E}_\lambda$ (unité W/m^3) telle que la puissance totale rayonnée par l'élément de surface $d\sigma$ entre les longeurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ soit donnée par

$$dP_\lambda = \mathcal{E}_\lambda d\lambda d\sigma.$$



Le bilan entre émission et absorption dépend aussi de la longueur d'onde λ. Par exemple, les rayons de soleil à travers une vitre : le rayonnement visible passe mais pas l'infrarouge qui est absorbé (effet de serre). On introduit le facteur d'absorption spectral a_λ tel que

$$a_\lambda = \frac{\text{puissance absorbée}}{\text{puissance incidente}} \quad \text{à la longueur d'onde}\, \lambda.$$

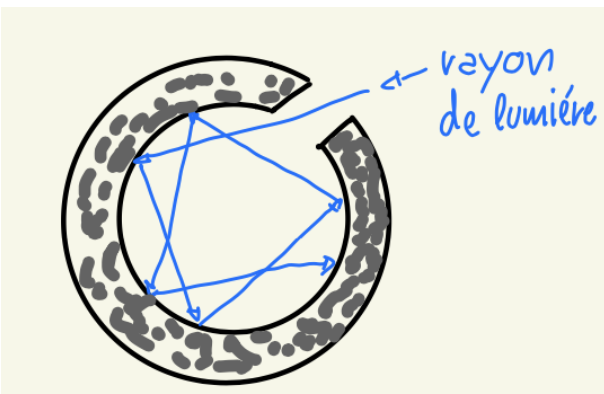
La loi de Kirchhoff donne la relation entre a_λ et $\mathcal{E}_\lambda$:

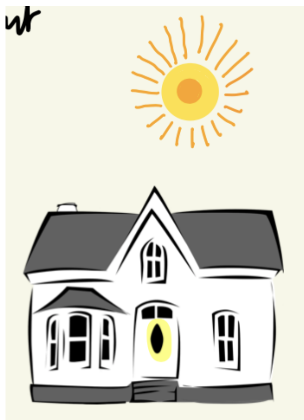
$$\frac{\mathcal{E}_\lambda}{a_\lambda} = f(T).$$

Le rapport dépend uniquement de la température du corps. Autrement dit, un bon émetteur est un aussi un bon absoreur à la même longueur d'onde.

Un cas particulier : le corps noir

Un corps noir est un corps qui absorbe toute la radiation incidente : $a_\lambda = 1$. En pratique, il s'agit d'une cavité (sphère) avec un petit trou qui piège le rayonnement à l'intérieur (illustration ci-dessous à gauche). On peut faire l'analogie avec une maison à petites fenêtres et sans éclairage intérieur : vue depuis l'extérieur, l'intérieur apparait sombre même en journée (illustration de droite)

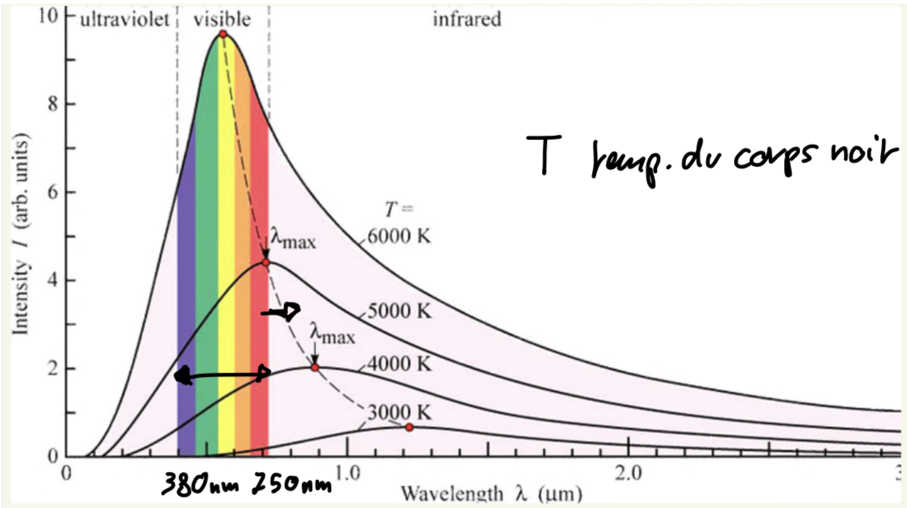




Comme $a_\lambda = 1$, $\mathcal{E}_\lambda = f(T)$ selon la loi de Kirchhoff : l'émittance spectrale est une fonction universelle de la température du corps. La dérivation théorique (loi de Planck) de $\mathcal{E}_\lambda$ pour le corps noir est fondamentale en physique car elle a indiqué les limites de la physique classique : dualité onde-particule de la lumière. La loi de Planck s'écrit :

$$\mathcal{E}_\lambda = \frac{\mathcal{E}_0}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B T \lambda}\right) - 1},$$

où $h = 6.6 \times 10^{-34}$ Js est la constante de Planck et $\mathcal{E}_0 = 8\pi hc = 3.7 \times 10^{-16}\,\mathrm{Wm}^2$.
La figure ci-dessous montre l'allure de $\mathcal{E}_\lambda$ pour différentes températures T de corps noir.



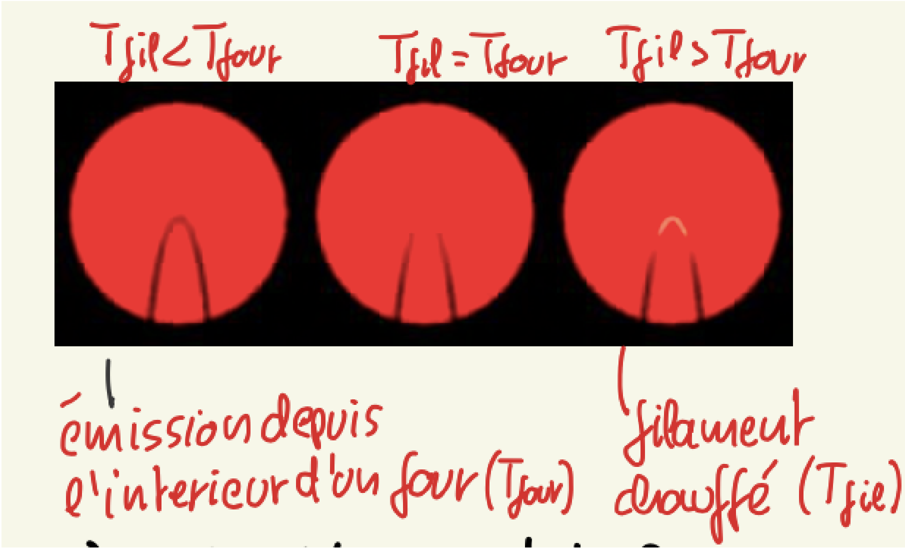
On observe que si T augmente, 1) le maximum de l'émittance est à une longueur d'onde plus courte et 2) l'émission totale $\int_0^\infty \mathcal{E}_\lambda d\lambda$ augmente.
Le maximum de l'émittance spectrale se trouve au minimum du dénominateur dans la loi de Planck (donc où sa dérivée s'annule). En posant $C = \frac{hc}{k_B}$, on obtient :

$$\begin{aligned}
\frac{d}{d\lambda}\left[\exp\left(\frac{C}{T\lambda}\right) - 1\right]\lambda^5 &= 0 \\
5\lambda^4\left[\exp\left(\frac{C}{T\lambda}\right) - 1\right] + \lambda^5 \exp\left(\frac{C}{T\lambda}\right)\left(-\frac{C}{T\lambda^2}\right) &= 0 \\
\lambda^4\left[5\left(\exp\left(\frac{C}{T\lambda}\right) - 1\right) - \frac{C}{T\lambda}\exp\left(\frac{C}{T\lambda}\right)\right] &= 0 \\
\lambda^4 f(\lambda T) &= 0
\end{aligned}$$

Sans faire d'autres calculs, observons que $f(\lambda T) = 0$ donne un maximum de l'émittance $\mathcal{E}_\lambda$ pour λT=const. :

$$\lambda_{\max.} T = \text{ const } = 2.9 \times 10^{-3}\,\mathrm{m\,K} \quad \text{loi de Wien.}$$

On peut faire l'approximation que le soleil est un corps noir. L'émission a un maximum à $\lambda_{\max.} \simeq 500\,\mathrm{nm} = 5 \times 10^{-7}\,\mathrm{m}$ (jaune/vert), donc la température du soleil est environ $T_{\text{soleil}} \simeq \frac{2.9\times10^{-3}}{5\times10^{-7}} \simeq 5800\,\mathrm{K}$.
Autre exemple : le pyromètre. C'est un appareil de mesure des hautes températures. Par exemple, on observe l'émission visible dans un four et on la compare avec l'émission d'un filament dont on connait la température. Quand le filament disparait, c'est qu'il est à la température du four comme illustré ci-après.

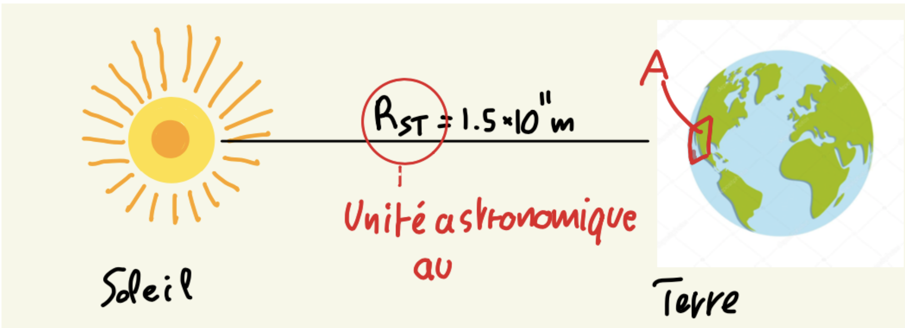


Emittance totale

C'est la puissance totale émise par unité de surface donc après intégration sur les longeurs d'onde :

$$\boxed{\mathcal{E} = \int_0^\infty \mathcal{E}_\lambda(T)d\lambda = ... = \text{const.}T^4 = \sigma_B T^4 \qquad \text{loi de Stefan,}}$$

avec $\sigma_B = 5.7 \times 10^{-8}\,\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann.
On remarque que la puissance émise augmente très vite avec la température du corps.
Exemple : Le rayonnement solaire. Quel est l'ordre de grandeur de la puissance par m^2 qui arrive sur Terre ?



La puissance totale émise par le Soleil est

$$P_{\text{émise}} = \mathcal{E} \times \text{ surface du Soleil} = \sigma_B T_S^4 \times 4\pi R_S^2,$$

avec $R_S = 7 \times 10^8\,\text{m}$ et $T_S \simeq 5800\,\text{K}$.
La fraction qui arrive sur la surface A sur Terre est

$$P_A = \sigma_B T_S^4 \times 4\pi R_S^2 \times \frac{A}{4\pi R_{ST}^2},$$

où $R_{ST} = 1.5 \times 10^{11}\,\text{m}$ est la distance Terre-Soleil. Soit finalement,

$$\frac{P_A}{A} = \sigma_B T^4 \frac{R_S^2}{R_{ST}^2} = 5.7 \times 10^{-8} \times 5800^4 \times \left(\frac{7 \times 10^8}{1.5 \times 10^{11}}\right)^2 \simeq 1400\,\text{Wm}^2.$$

Cette valeur ne tient pas compte des phénomènes atomosphériques, des variations saisonières, etc... En Suisse, la puissance par mètre carré varie entre 20 et 800 W/m^2 en moyenne.

L'émission et l'absorption dépendent aussi de la nature et l'état de la surface. Même les corps qui ne sont pas noirs (par leur état de surface) suivent la même loi pour l'émission (extension de la loi de Stefan) :

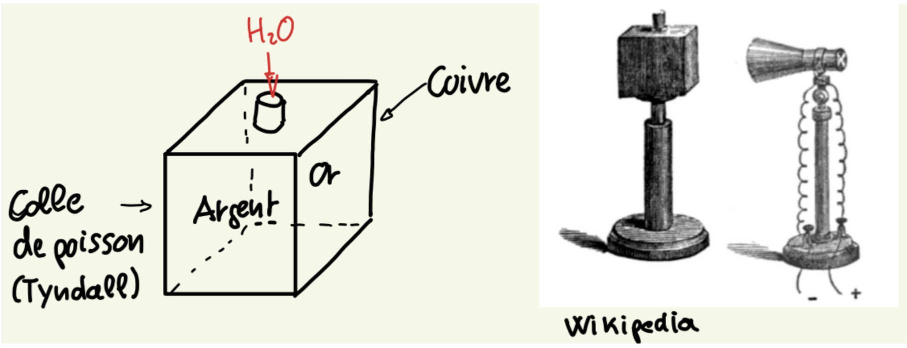
$$\mathcal{E} = \sigma_B T^4 \times \mathtt{e},$$

où l'on a introduit le coefficient d'émission (emissivity en anglais) $\mathtt{e}$ qui vaut donc 1 pour les corps noirs et $\mathtt{e} < 1$ pour les corps dit *gris*. Le coefficient d'émission dépend de l'état de la surface, du matériel, de la longueur d'onde. Par exemple,

	Visible	Infrarouge
peau blanche	$\mathtt{e} = 0.65$	~ 0.98
peau noire	$\mathtt{e} = 0.8$	~ 0.98

Le cube de Leslie (voir matériel supplémentaire)

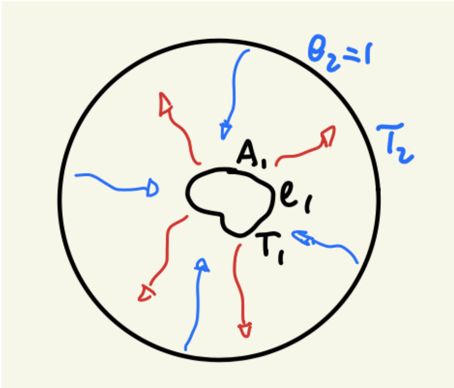
Ce dispositif du nom d'un mathématicien et phyisien écossais (1766-1832) permet de démontrer la variation de l'énergie de rayonnement émise selon l'état de la surface des corps. Le cube est rempli d'eau à une température connue et la mesure de la puissance rayonnée ($P = \mathcal{E} \times$ surface) est différente selon la suface (à la même température).



Matériau	Coefficient d'émission $\mathtt{e}$
feuille d'aluminium	0.03
cuivre	0.04
peinture	0.9
eau	0.96

Equilibre entre émission et absorption pour un corps contenu dans un autre

Supposons un corps avec $\mathtt{e}_1$, A_1 et T_1 placé à l'intérieur d'un autre corps plus grand avec $\mathtt{e}_2 = 1$, $A_2 > A_1$ et $T_2 \neq T_1$, comme illustré ci-dessous.



Le premier corps émet une puissance $P_1 = \mathtt{e}_1 \sigma_B T_1^4 A_1$ tandis que le deuxième émet $P_2 = \text{const.} T_2^4$. Quelle est la valeur de la constante ? Faisons le bilan d'énergie sur le corps 1 :

$$P_{\text{tot},1} = \underbrace{\mathtt{e}_1 \sigma_B A_1 T_1^4}_{\text{émise}} - \underbrace{\text{const.} T_2^4}_{\text{absorbée}}.$$

A l'équilibre thermique, les deux températures s'égalisent ($T_1 = T_2$) et il n'y a plus de transport de chaleur et donc $P_{\text{tot},1} = 0$, donc const. $= \mathtt{e}_1 \sigma_B A_1$ et donc

$$P_{\text{tot},1} = \mathtt{e}_1 \sigma_B A_1 \left(T_1^4 - T_2^4\right).$$