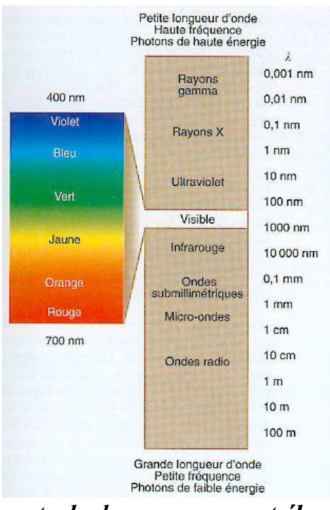
TRANSFERT DE CHALEUR PAR RAYONNEMENT

I. INTRODUCTION

Le transfert d'énergie par rayonnement résulte des interactions énergétiques entre un milieu matériel et le champ électromagnétique environnant et se produit par l'intermédiaire d'ondes électromagnétiques, donc sans support matériel. Lorsque la propagation se produit dans le vide ou dans un milieu parfaitement transparent, il n'y a pas de dégradation de l'énergie transportée. La plupart des gaz simples entrent dans cette catégorie. En revanche, lorsque la propagation des ondes électromagnétiques s'accompagne d'une diminution de l'énergie, on parle de milieux semi-transparents. Certains gaz, liquides ou solides entrent dans cette catégorie.

Tout corps matériel émet et absorbe de l'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique. Le phénomène d'émission d'un corps correspond à la conversion d'énergie matérielle en énergie radiative. Le phénomène d'absorption est la conversion inverse.

Le rayonnement électromagnétique (r.e.m.) obéit aux lois de la physique quantique et peut être décrit soit par l'aspect corpusculaire soit par l'aspect ondulatoire, selon la nature des phénomènes qui couplent ce rayonnement à la matière et selon les énergies mises en jeu. Du point de vue ondulatoire, le r.e.m. résulte de la propagation d'une onde électromagnétique (propagation simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique) caractérisée par sa fréquence. L'onde transporte une certaine quantité d'énergie liée à l'intensité du champ électrique. Du point de vue corpusculaire, le r.e.m. est constitué de quantas (photons) d'énergie $h\ \nu$ ($h = 6.624\ 10^{-34}\ J.s^{-1}$ c^{ste} de Planck, ν fréquence de l'onde s^{-1}). Le flux d'énergie est d'autant plus grand que le nombre de photons est élevé mais aussi que la fréquence est élevée. C'est en fait l'énergie transportée par chaque photon qui conditionne la forme que prend l'interaction du rayonnement avec la matière. La grandeur fondamentale caractérisant un r.e.m. est ainsi la fréquence ν ou la longueur d'onde $\lambda = c_0/\nu$ ($c_0 = 3.10^8\ m.s^{-1}$ vitesse de la lumière dans le vide) de chaque photon.



Distribution spectrale du rayonnement électromagnétique

- **Distribution spectrale du rayonnement électromagnétique**

Le champ électromagnétique se décompose ainsi en ***rayonnements élémentaires monochromatiques*** caractérisés par une longueur d'onde λ. Le flux surfacique radiatif φ ($W.m^{-2}$) représente la somme sur tout le spectre de longueurs d'onde ($\lambda \in [\,0, \infty\,[$) du flux surfacique monochromatique $d\varphi_\lambda$ défini sur l'intervalle $[\lambda, \lambda+d\lambda]$: $\varphi = \int_{\lambda=0}^{\lambda\to\infty} d\varphi_\lambda$.

Dans la description corpusculaire, l'émission (ou absorption) d'un photon est associée au changement d'état énergétique d'un système quantique au cours duquel le système perd (ou gagne) une quantité d'énergie égale à celle du photon.

A chaque domaine de fréquence est associé un type de transition de l'état énergétique de la matière :

- <u>rayonnement Hertzien</u> de longueur d'onde 10^3 m à 10^{-3} m (basses fréquences ou grandes longueurs d'onde, faible énergie) : produit par la circulation de courants alternatifs dans un conducteur (ondes radio…)
- <u>rayonnement Infrarouge</u> de longueur d'onde 100 µm à 0.8 µm : principalement lié aux mouvements des atomes dans les molécules excitées par l'agitation thermique. Le rayonnement IR est ainsi essentiellement un rayonnement thermique (application courante : caméras IR).

Nous verrons que lors du phénomène d'émission pour un corps noir (corps qui absorbe intégralement le rayonnement qu'il reçoit) à la température T en équilibre thermodynamique, la longueur d'onde la plus représentée vérifie la **loi de Wien** : $\lambda_m(T).T = 2898\ \mu m.K$. Ainsi, pour des températures de quelques centaines de degrés Kelvin, la longueur d'onde caractéristique se situe dans l'infrarouge. Ex : le corps humain à $T \sim 300\ K$, $\lambda_m \sim 10\ \mu m$.

- <u>Rayonnement visible</u> de longueur d'onde 400 à 750 nm

Un corps noir porté à 5000 K (le soleil) émet de la lumière visible dans toutes les longueurs d'onde et apparait blanc, avec une longueur d'onde caractéristique $\lambda_m \sim 0.6\ \mu m$ qui se situe dans le visible (jaune).

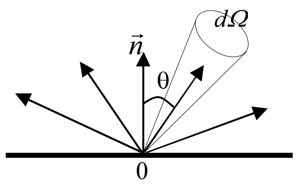
- Rayonnement Ultra-Violet (haute énergie).
- Rayons X : collision d'électrons accélérés (très haute énergie).
- Rayons gamma : produits lors des réactions nucléaires (très haute énergie)

Rayonnement thermique : $\lambda \in [\,0.1\ \mu m, 100\ \mu m\,]$ (UV + visible + proche infrarouge). L'absorption d'un photon provoque l'augmentation de l'énergie cinétique des atomes dans les couches surfaciques et donc une augmentation de la température de surface. Le flux émis par une surface sera d'autant plus grand que la température est élevée.

L'expérience de William Herschell a permis de mettre en évidence l'existence du rayonnement infrarouge. Des radiations émises par une source à la température T_0 sont envoyées à travers un prisme. La déviation de ces radiations à travers le prisme (réfraction) dépend de la longueur d'onde de chaque radiation. Le faisceau dévié est projeté sur un écran absorbant et on obtient la décomposition du rayonnement total incident en un spectre de radiations monochromatiques. Si on déplace un thermocouple le long de l'écran, on peut mesurer la température T_λ pour chaque longueur d'onde λ et construire la courbe $T_\lambda = f(\lambda)$ afin d'obtenir la répartition spectrale de l'énergie rayonnée thermiquement pour la température T_0 de la source. On constate que : l'énergie est maximale pour une longueur d'onde donnée $\lambda_m(T_0)$, l'énergie n'est émise que sur un intervalle de longueurs d'ondes, qui caractérise le domaine du rayonnement thermique, dont le rayonnement infrarouge fait partie.

- **Distribution directionnelle du rayonnement électromagnétique**

Outre la distribution spectrale du rayonnement électromagnétique, il existe également une ***distribution directionnelle***, à laquelle est attachée la ***notion d'angle solide***.



- Dans le cas où l'émission est indépendante de θ

  → rayonnement **isotrope**

- Dans le cas où l'émission est indépendante de O

  → rayonnement **homogène**

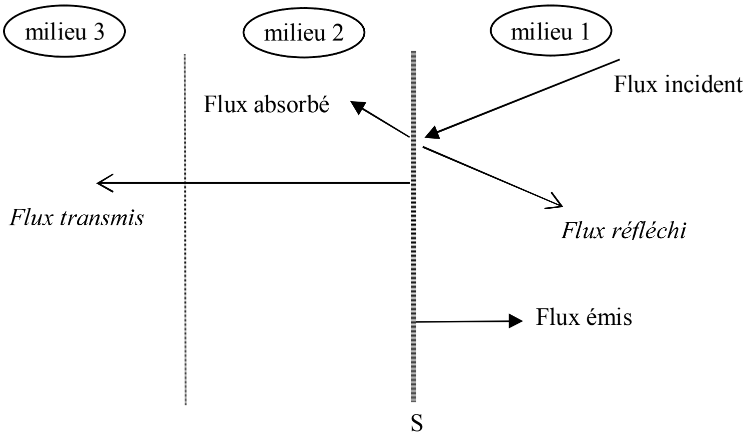
II. Flux radiatifs

Une fraction du rayonnement thermique incident qui arrive sur un corps est **absorbée** sous forme de chaleur, **transmise** ou **réfléchie**. Les phénomènes de réflexion et de transmission ne sont pas réellement un échange car ils n'influent pas directement sur l'énergie du système matériel.

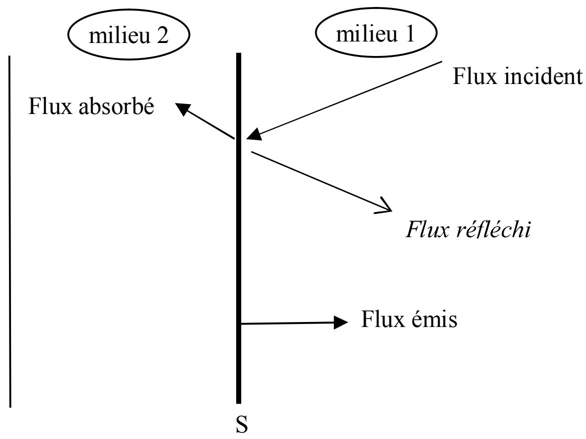
On peut distinguer 3 types de milieux :

milieux transparents	milieux semi-transparents	milieux opaques
uniquement de la transmission n'interagissent pas avec le champ de rayonnement	*transmission* émission absorption réflexion	*pas de transmission* émission absorption réflexion

Pour les milieux semi-transparents :



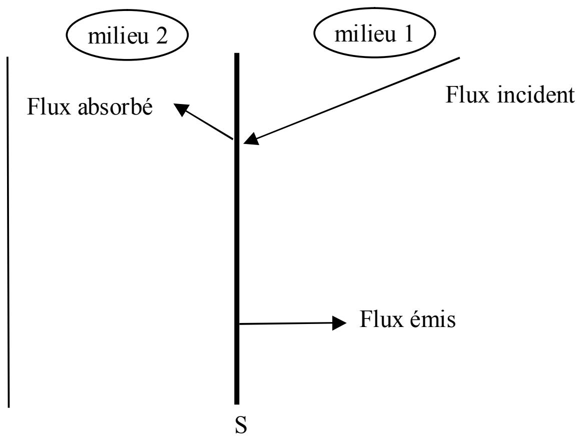
Pour les corps opaques :



Le bilan d'énergie réalisé sur un corps opaque à l'équilibre permet de définir un flux radiatif relatif au corps opaque considéré :

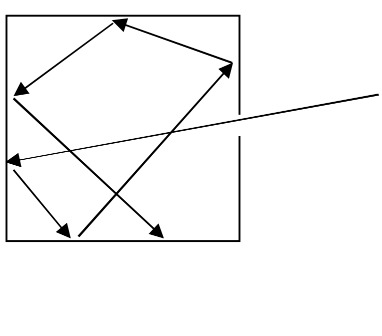
$$\boxed{\phi_{radiatif} == \phi_{absorbé} - \phi_{émis} = \phi_{incident} - \phi_{partant} = \left(\phi_{réflechi} + \phi_{absorbé}\right) - \left(\phi_{réflechi} + \phi_{émis}\right)}$$

Corps noir : corps qui absorbe tout le rayonnement incident, quelle que soit la longueur d'onde ou la direction incidente : il n'y a donc pas de flux réfléchi.



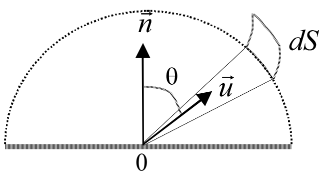
Une surface recouverte de noir de fumée se comporte approximativement comme un corps noir. Une enceinte isolée de l'extérieur munie d'une toute petite ouverture afin de ne pas modifier la température interne de l'enceinte et dont les parois sont absorbantes peut être modélisée par un corps noir.

Tout rayonnement qui pénètre dans l'enceinte par la petite ouverture va subir de multiples réflexions et être absorbé au fur et à mesure par les parois jusqu''à son absorption totale.



III. Luminance – Emittance - Eclairement

Définition d'un angle solide élémentaire :



Coordonnées sphériques :

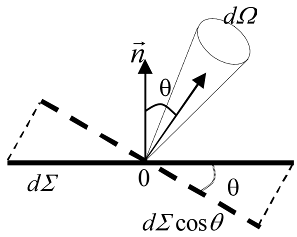
$dS = (r\, d\theta)\ (r \sin\theta\, d\zeta) = r^2 \sin\theta\, d\theta\, d\zeta$

$$\boxed{d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \sin\theta\ d\theta\ d\zeta}$$ en Stéradian (Sr)

L'angle solide maximal, Ω, pour un observateur pouvant regarder dans toutes les directions de l'espace est : $\Omega = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \sin\theta\ d\theta\ d\zeta = 4\ \pi$ Sr.

Luminance monochromatique directionnelle : flux de chaleur émis par unité de surface perpendiculaire à la direction d'émission et contenu dans l'angle solide dΩ, pour une longueur d'onde donnée.

$$\boxed{L_\lambda(\theta,\xi) = \frac{d\phi_\lambda}{d\Sigma\cos\theta\, d\Omega}}$$ en $W.m^{-2}.Sr^{-1}.m^{-1}$.



$d\Sigma\cos\theta$ = surface apparente de $d\Sigma$
= surface perpendiculaire à la direction d'émission.

Emittance monochromatique directionnelle

$$d\phi_\lambda = L_\lambda(\theta,\xi)\, d\Sigma\cos\theta\, d\Omega = \underbrace{L_\lambda(\theta,\xi)\cos\theta\sin\theta\, d\theta\, d\xi}_{\text{émittance monochrom. directionnelle } M_\lambda(\theta,\xi)}\ d\Sigma$$

$M_\lambda(\theta,\xi)$ = flux de chaleur émis par unité de surface émettrice pour une longueur d'onde donnée

$$\boxed{M_\lambda(\theta,\xi) = \frac{d\phi_\lambda}{d\Sigma}}$$ en $W.m^{-2}.m^{-1}$.

Emittance hémisphérique : on intègre $M_\lambda(\theta,\xi)$ dans le 1/2 espace au-dessus de la surface

$$M_\lambda = \int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}} L_\lambda(\theta,\xi)\cos\theta\sin\theta\, d\theta\, d\xi$$

- Dans le cas d'un ***rayonnement isotrope***, la luminance ne dépend pas de l'angle d'émission :

$$L_\lambda(\theta,\xi) = L_\lambda$$

$$\Rightarrow\ M_\lambda = L_\lambda\int_0^{2\pi}\int_0^{\frac{\pi}{2}}\cos\theta\sin\theta\, d\theta\, d\xi = 2\pi\ L_\lambda\int_0^{\frac{\pi}{2}}\frac{\sin 2\theta}{2}d\theta = \pi\ L_\lambda\ \frac{1}{2}\left[\cos 2\theta\right]_0^{\frac{\pi}{2}}$$

$$\boxed{M_\lambda = \pi\ L_\lambda}$$ Loi de Lambert

Emittance totale : on intègre M_λ sur tout le spectre de longueurs d'ondes.

➢ Dans le cas d'un ***rayonnement isotrope*** : $\boxed{M = \int_0^{\infty} M_\lambda d\lambda = \pi \underbrace{\int_0^{\infty} L_\lambda d\lambda}_{\text{luminance totale L}}}$ en $W.m^{-2}$.

IV. Rayonnement du corps noir

Un corps noir est un corps qui absorbe totalement le rayonnement qu'il reçoit (pas de flux réfléchi ni de flux transmis), quelle que soit la longueur d'onde ou la direction du rayonnement. Par ailleurs, le corps noir émet de façon isotrope et vérifie donc la loi de Lambert ($M_\lambda^0 = \pi L_\lambda^0$).

Convention : on utilisera l'indice « 0 » lorsque l'on parlera des propriétés d'un corps noir.

1) Loi de Planck et Loi de Wien

Le rayonnement électromagnétique, constitué de photons, obéit aux lois de la physique statistique et quantique. La théorie statistique de Bose-Einstein établit que la luminance monochromatique d'un corps noir, L_λ^0, s'exprime par :

$$L_\lambda^0 = \frac{2\,h\,c_0^2\,\lambda^{-5}}{e^{\frac{h\,c_0}{k\,\lambda\,T}} - 1} \qquad \text{Loi de Planck}$$

c_0 vitesse de la lumière, $h = 6.624\ 10^{-34}\ J.s^{-1}$ C^{ste} de Planck, $k = 1.3805\ 10^{-23}\ J.K^{-1}$ C^{ste} de Boltzmann.

Cette relation décrit la distribution de la luminance monochromatique du rayonnement thermique du corps noir en fonction de la température T de la surface du corps. On peut réécrire cette expression sous la forme :

$$\boxed{L_\lambda^0(T) = \frac{c_1\,\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda\,T}} - 1}}$$

$c_1 = 2\,h\,c_0^2 = 11.909\ 10^{-17}\ W.m^2$, $c_2 = \dfrac{h\,c_0}{k} = 1.4388\ 10^{-2}\ m.K$.

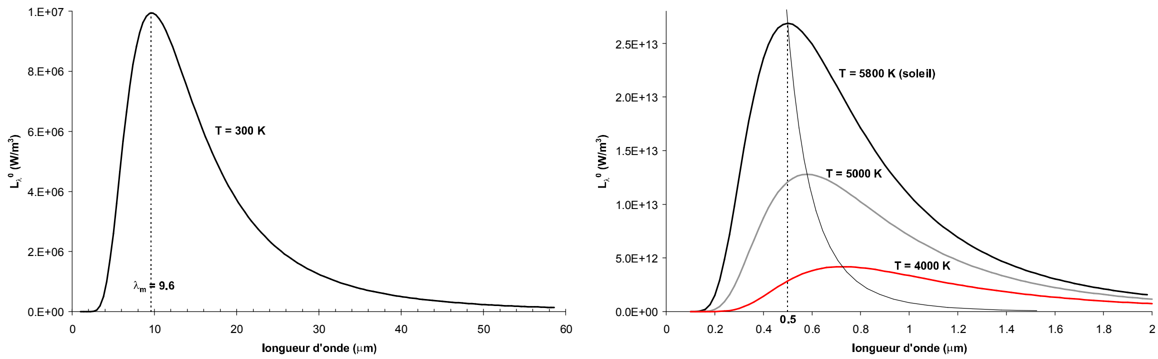
Le rayonnement thermique correspond à un flux de chaleur émis à une température T donnée. La loi de Planck décrit ainsi la répartition spectrale de la puissance émise à une température T donnée (répartition en fonction de la longueur d'onde).

A une température T donnée, la courbe $L_\lambda^0(T)$ admet un maximum pour une longueur d'onde, $\lambda_m^0(T)$: $\dfrac{dL_\lambda^0}{d\lambda} = 0$ pour $\lambda = \lambda_m^0(T)$. On peut facilement montrer que :

$$\boxed{\lambda_m^0\,T = 2898.77}\ \mu m.K \qquad \textbf{loi de déplacement de WIEN} \qquad (1)$$

$$\Rightarrow \qquad L_{\lambda_m}^0 = B\,T^5 \propto \lambda_m^{-5}\ \text{(hyperbole)}$$

Lorsque T augmente, la luminance augmente et la longueur d'onde relative au maximum de luminance se déplace vers les petites longueurs d'ondes. Le rayonnement devient visible lorsque la température est suffisamment élevée pour que les longueurs d'onde émises se trouvent dans la gamme de longueur d'ondes du visible.



(a) Corps à la température ambiante (b) Influence de la température

Distribution spectrale de la luminance monochromatique

Les courbes ci-dessus montrent que la quasi-totalité du rayonnement émis par un corps à 300 K (le corps humain par exemple) se produit dans l'infrarouge ($\lambda \in [0.8\,,100]\ \mu m$). Pour le soleil ($T = 5800\text{K}$), un certain pourcentage du rayonnement émis se produit dans le visible ($\lambda \in [0.4\,,0.7]\ \mu m$).

2) Loi de Stefan-Boltzmann

Le rayonnement du corps noir étant isotrope, il vérifie la loi de Lambert :

$$M^0 = \pi\, L^0$$

avec

$$L^0 = \int_0^\infty L_\lambda^0(T)\, d\lambda = c_1 \int_0^\infty \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}\, d\lambda$$

On peut facilement montrer (en posant par exemple $x = c_2/(\lambda T)$), la **loi de Stefan-Boltzmann** :

$$\boxed{M^0 = \sigma\, T^4} \qquad (2)$$

où $\sigma = \dfrac{2\pi^5 k^4}{15\, c_0^2\, h^3} = 5.67\ 10^{-8}\ \text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ C^{ste} de Stefan-Boltzmann

1) Table de Planck

Il est possible, à partir de tables disponibles dans la littérature, de calculer la fraction de flux émis par un corps noir dans un domaine de longueur d'onde donné.

Le flux émis (par unité de surface) dans la gamme de longueurs d'ondes [0, λ] par un corps noir

est donné par : $M^0(0,\lambda) = \int_0^\lambda M_\lambda^0 d\lambda$.

On définit la fonction de Planck comme étant la fraction du flux émis par un corps noir dans la gamme de longueurs d'ondes [0, λ] :

$$\boxed{F_{0-\lambda} = \frac{\int_0^\lambda M_\lambda^0 d\lambda}{\int_0^\infty M_0^\lambda d\lambda} = \frac{\int_0^\lambda M_\lambda^0 d\lambda}{\sigma\, T^4}}$$

donnée dans la table de Planck.

Le flux émis (par unité de surface) dans une bande spectrale [λ_1, λ_2] par un corps noir est donné

par : $$M^0(\lambda_1,\lambda_2)=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_\lambda^0 d\lambda=\int_0^{\lambda_2} M_\lambda^0 d\lambda-\int_0^{\lambda_1} M_\lambda^0 d\lambda$$

La fraction du flux émis par un corps noir dans une bande spectrale [λ_1, λ_2] peut ainsi être calculée à partir de la table de Planck par :

$$\boxed{F_{\lambda_1-\lambda_2}=F_{0-\lambda_2}-F_{0-\lambda_1}}$$