Leçon n° 5

LES PROPRIETES THERMO-OPTIQUES DES SURFACES REELLES

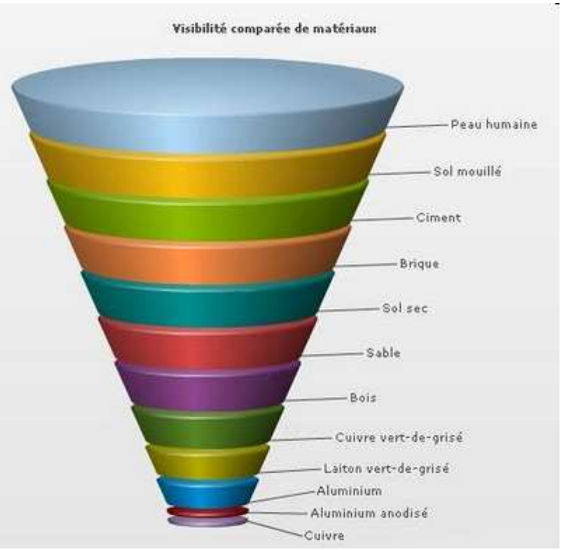
5.1 – Introduction

5.2 - Définitions générales

5.3 - Notion d'irradiation

5.4 - Facteurs d'émission

5.5 - Facteurs d'absorption

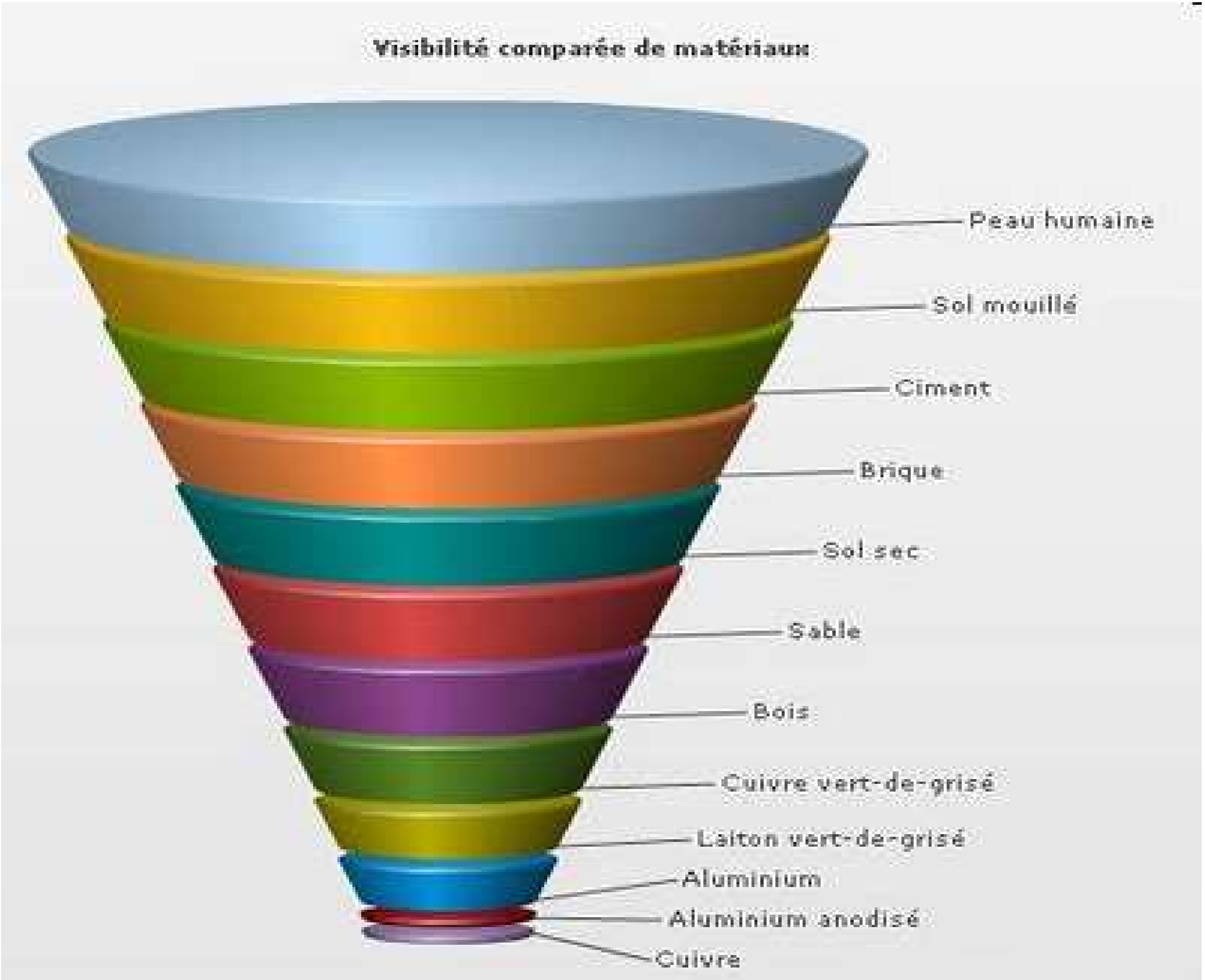


5.6 - Quelques éléments sur la réflexion

5.7 - La loi de KIRCHHOFF et ses conditions d'application

5.8 - Remarque sur les surfaces grises, diffuses

5.9 - Quelques données usuelles


Visibilité comparée de matériaux
Peau humaine
Sol mouillé
Ciment
Brique
Sol sec
Sable
Bois
Cuivre vert-de-grisé
Laiton vert-de-grisé
Aluminium
Aluminium anodisé
Cuivre

5.1 – INTRODUCTION

Après avoir étudié le modèle idéal de comportement radiatif qu'est le corps noir, nous nous intéressons essentiellement aux surfaces réelles **opaques**, et présenterons les grandeurs caractérisant :

* leur émission
* leur absorption
* leur réflexion

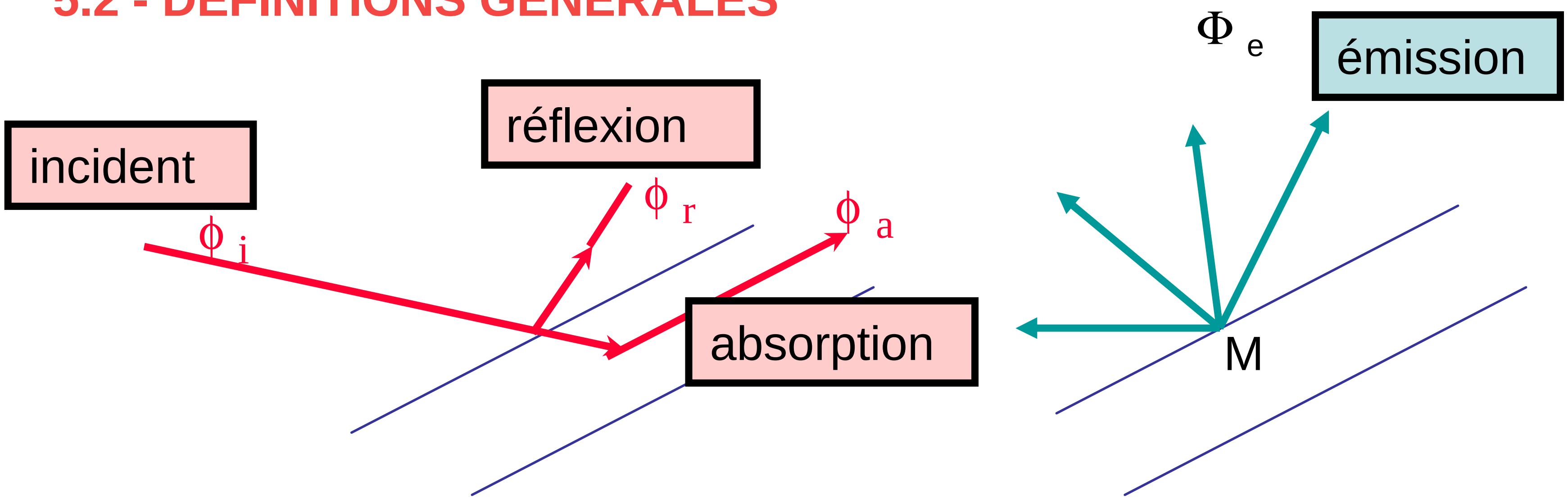
Nous introduirons les :

- émissivité ou facteur d'émission ε
- absorptivité ou facteur d'absorption α
- réflectivité ou facteur de réflexion ρ

Tout comme un flux, ou une luminance, ces facteurs peuvent présenter un caractère :

- monochromatique, total
- directionnel
- hémisphérique

5.2 - DEFINITIONS GENERALES



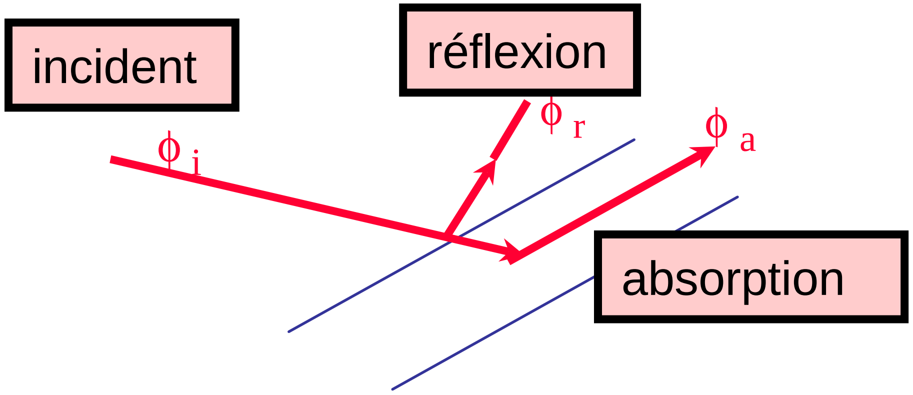
A chaque point M d'un Corps Réel, on appelle, pour des conditions géométriques, spectrales et une **température** données :

- **facteur d'émission**, le rapport du flux Φ_e émis par le corps réel en un point M à celui $\Phi°$, émis par le corps noir, dans les mêmes conditions :

$$\boxed{\varepsilon(M,\theta,\lambda,T) = \Phi_e / \Phi^0}$$

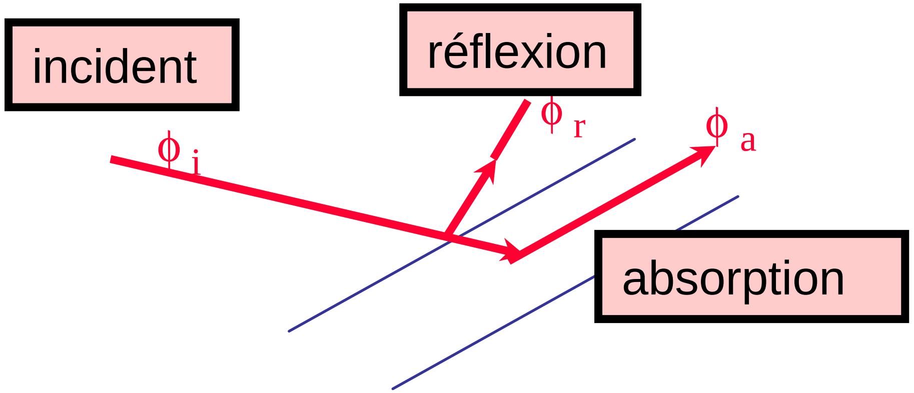
-facteur d'absorption, le rapport du flux absorbé Φ_a, au flux incident Φ_i

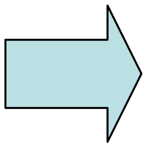
$$\boxed{\alpha(M, \theta, \lambda, T) = \Phi_a / \Phi_i}$$



- **facteur de réflexion**, le rapport du flux réfléchi Φ_r au flux incident Φ_i

$$\boxed{\rho\ (M, \theta, \lambda, T) = \Phi_r\ /\ \Phi_i}$$

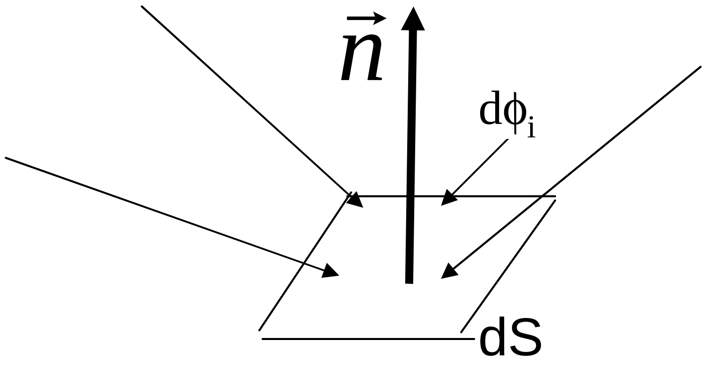


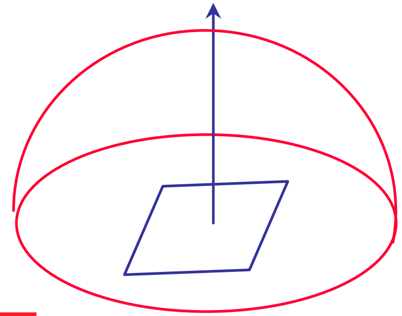


monochromatiques
ou totaux
directionnels
ou hémisphériques

5.3 - NOTION D'IRRADIATION

Considérons un élément de surface dS soumis à un **flux incident $d\Phi_i$ provenant des 2 π stéradians** et présentant un caractère total.





L'irradiation totale est le quotient :

$$\boxed{I = \frac{d\Phi_i}{dS}}$$

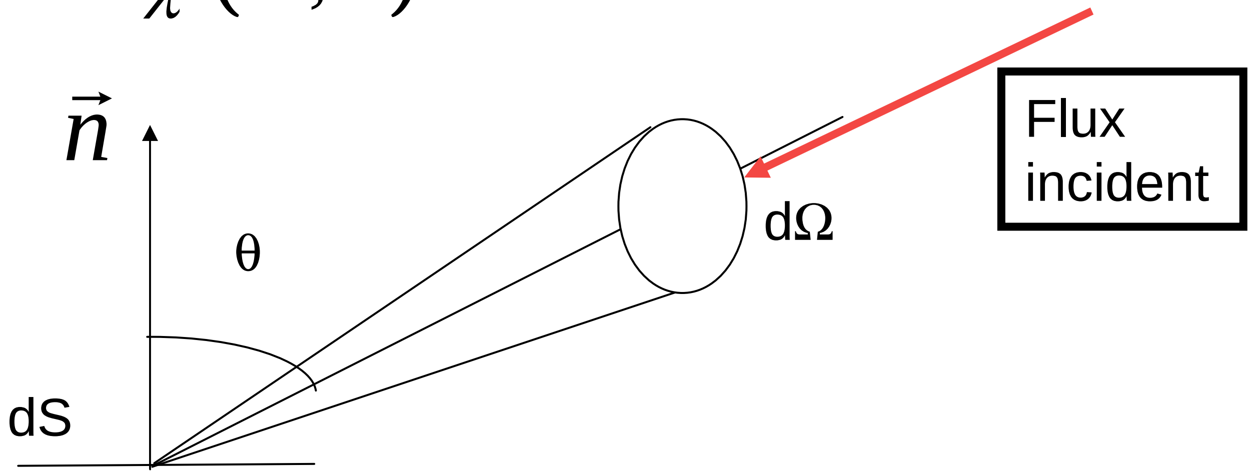
Elle s'exprime en W/m^2 , s'apparente à un éclairement et institue le pendant de l'émittance totale.

Mettant en jeu les 2 π stéradians incidents, l'irradiation présente un caractère **hémisphérique**.

Les distributions spatiales et directionnelles de l'irradiation mettent en jeu les quantités qui sont analogues à celles qui caractérisent l'émission .

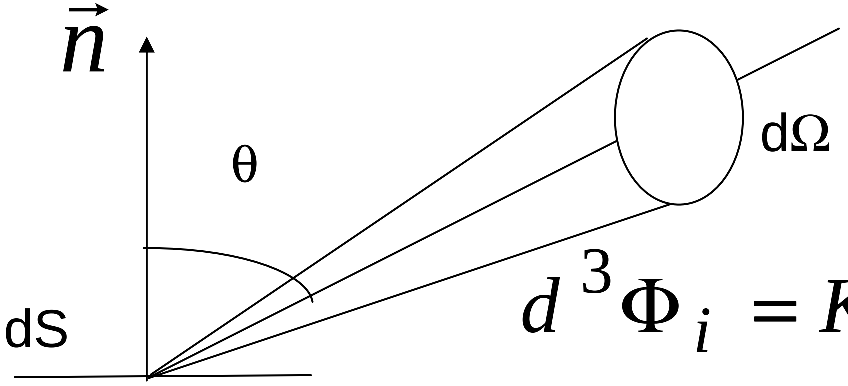
Ainsi le flux monochromatique directionnel incident $d^3\Phi_i$ sur un élément de surface, dans l'angle solide $d\Omega$, repéré par l'angle θ peut s'écrire:

$$d^3\Phi_i = K_\lambda(\lambda,\theta)\, dS \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda$$



définissant ainsi la **luminance monochromatique directionnelle incidente.**

$$\boxed{K_\lambda(\lambda,\theta)}$$



$$d^3\Phi_i = K_\lambda(\lambda,\theta)\, dS \cos\theta\, d\Omega\, d\lambda$$

Il faut bien observer ici que K_λ (λ,θ) présente certes des caractères directionnel et monochromatique, mais qu'elle ne dépend aucunement des propriétés de dS.

Au contraire, ses caractéristiques, telle sa distribution spectrale sont liées à la **source** d'où provient ce rayonnement.

On peut dès lors définir l'irradiation monochromatique:

$$E_\lambda(\lambda) = \int_{2\pi} K_\lambda(\lambda,\theta)\cos\theta\, d\Omega,$$

L'irradiation monochromatique: $E_\lambda(\lambda) = \int_{2\pi} K_\lambda(\lambda,\theta)\cos\theta \, d\Omega$,

est liée à l'irradiation totale par : $E = \int_0^\infty E_\lambda(\lambda) d\lambda$

La luminance incidente directionnelle totale se définit quant à elle par :

$$K(\theta) = \int_0^\infty K_\lambda(\lambda,\theta) \, d\lambda$$

et nous mentionnerons en dernier lieu la relation entre irradiation et luminance incidente totale directionnelle :

$$E = \int_{2\pi} K(\theta) \cos\theta \, d\Omega$$

5.4
FACTEURS D'EMISSION

Selon les propriétés du **corps noir**, celui-ci émet le maximum d’énergie pour toute longueur d’onde et dans toute direction possible dans l’hémisphère offert à l’émission.

Nous allons rapporter les flux émis par un **corps réel** :

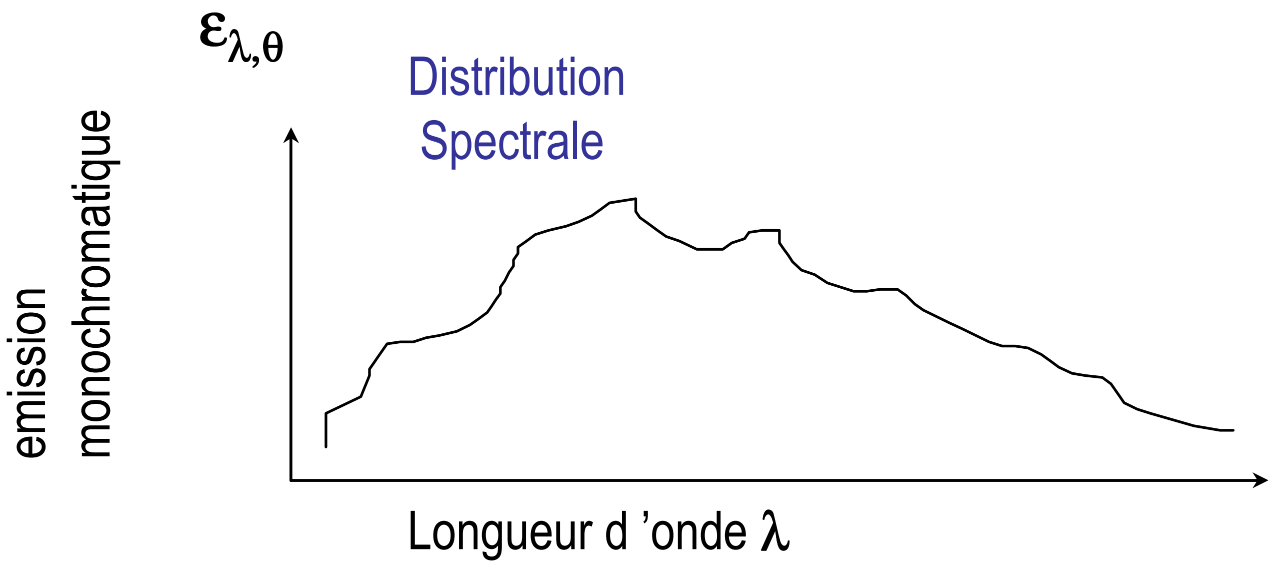
monochromatique,
total,
directionnel,
hémisphérique

aux mêmes quantités issues du corps noir opérant dans les mêmes conditions (longueur d'onde, direction, température) et définir ainsi 4 émissivités ou facteurs d'émission correspondantes.

Ces **facteurs d'émission** sont des **propriétés intrinsèques** au corps réel étudié.

5.4.1 - Facteur d'émission directionnel monochromatique : $\varepsilon_{\lambda,\theta}$

C'est la donnée de base dont les autres vont se déduire



Définition : On appelle facteur **d'émission** directionnel, monochromatique d'un élément de surface dS à la température T, dans l'angle solide dΩ repéré par la direction θ, sur la bande spectrale de largeur dλ, le rapport:

• du flux émis par cet élément,

• au flux qu'émettrait un Corps Noir de même surface, à la **même température,** dans un angle solide dΩ, centré sur la direction θ et pour une longueur d'onde λ d'émission donnée.

$$\boxed{\varepsilon_{\lambda,\theta} \equiv \varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda,\theta,\mathrm{T}) = \frac{\mathrm{d}^3\Phi_\mathrm{e}(\lambda,\theta,\mathrm{T}...)}{\mathrm{d}^3\Phi_\mathrm{e}^\circ(\lambda,\theta,\mathrm{T}...)}}$$

Notons que $\varepsilon_{\lambda,\theta}$ peut dépendre de la longueur d'onde , de la direction , et de la température T de l'émetteur.

Pour un corps réel, $\varepsilon_{\lambda,\theta} < 1$ (car $d^3\Phi_e < d^3\Phi°_e$, le corps réel émettant moins que le C.N.)

Pour un corps noir, $\varepsilon_{\lambda,\theta} = 1$

D'après l'allure des flux :

$$d^3\Phi_e = L_{\lambda,T}(\lambda,\theta,T)\cos\theta \, dS \, d\Omega d\lambda$$

$$d^3\Phi_e^0 = L_{\lambda,T}^0(\lambda,\theta,T)\cos\theta \, dS \, d\Omega d\lambda$$

L'émissivité s'écrit donc:

$$\boxed{\varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda,\theta,T) = \frac{L_{\lambda,T}(\lambda,\theta,T)}{L^{\circ}_{\lambda,T}(\lambda,T)}}$$

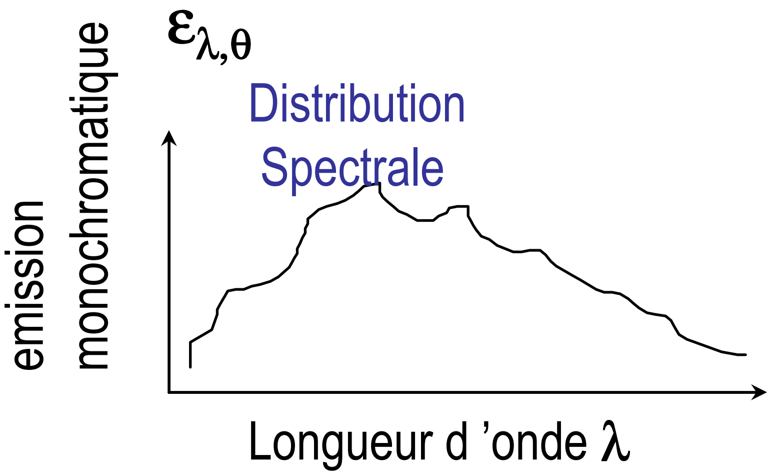
Il en découle que: $L_{\lambda,T}(\lambda,\theta,T)=\varepsilon_{\lambda,\theta}\quad \overset{\circ}{L}_{\lambda}(\lambda,T,\theta)$

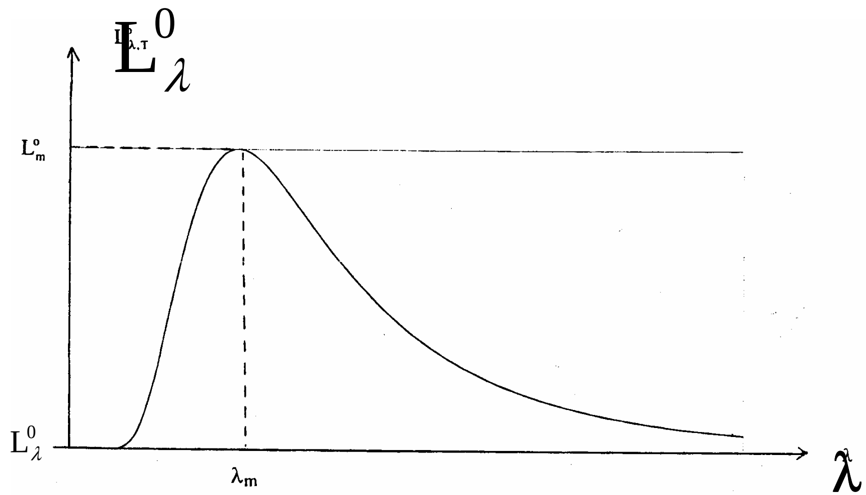
où $L_{\lambda,T}(\lambda,\theta,T)$ figure la luminance monochromatique directionnelle de la surface réelle.

Remarque : Si l'on indique bien que les grandeurs de base, telle la luminance où l'émissivité peuvent dépendre de la température, on peut simplifier les notations en retenant :

$$\boxed{L_{\lambda,T}(\lambda,\theta,T)=\varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda,\theta,T)\overset{\circ}{L}_{\lambda,T}(\lambda,T)}$$

5.4.2 - Facteur d'émission total directionnel : ε_θ





$$\int_0^\infty \ldots \; d\lambda$$

On définit comme précédemment pour

une surface donnée,

un angle solide élémentaire et une direction donnés,

mais sur tout le spectre de longueur d'onde

l'émissivité totale directionnelle ε_θ comme étant

le flux total émis à T dans la direction θ par le corps réel, rapporté au flux total émis à T par le corps noir, dans cette même direction, soit :

$$\varepsilon_\theta \equiv \varepsilon_\theta(\theta, T) = \frac{d^2\Phi_e(\theta, T)}{d^2\Phi_e^\circ(\theta, T)}$$

Puisque :

$$d^2\Phi_e = \int_0^{\infty} L_\lambda(\lambda,\theta,T) dS \cos\theta d\Omega d\lambda = L(\theta,T) dS \cos\theta d\Omega$$

et $$d^2\Phi_e^{\circ} = L^{\circ}(T)\, dS \cos\theta\, d\Omega$$

$$\boxed{\varepsilon_\theta = \frac{\int_0^{\infty} L_\lambda(\lambda,\theta,T)d\lambda}{\int_0^{\infty} L_\lambda^0(\lambda,\theta,T)d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_\lambda L_\lambda^0(\lambda,\theta,T)d\lambda}{\int_0^{\infty} L_\lambda^0(\lambda,\theta,T)d\lambda} = \frac{L(\theta,T)}{L^{\circ}(\theta,T)}}$$

où $L(\theta,T) \equiv L_\theta$ figure la luminance totale du corps réel dans la direction θ.

Rappelons que la luminance totale du corps noir ne présente pas de dépendance directionnelle.

Noter: $$L^0(\theta,T) = \frac{\sigma T^4}{\pi}$$

$$\boxed{\varepsilon_\theta = \frac{L(\theta,T)}{L^\circ(\theta,T)} = \frac{L(\theta,T)}{\sigma T^4/\pi}}$$

Remarque:

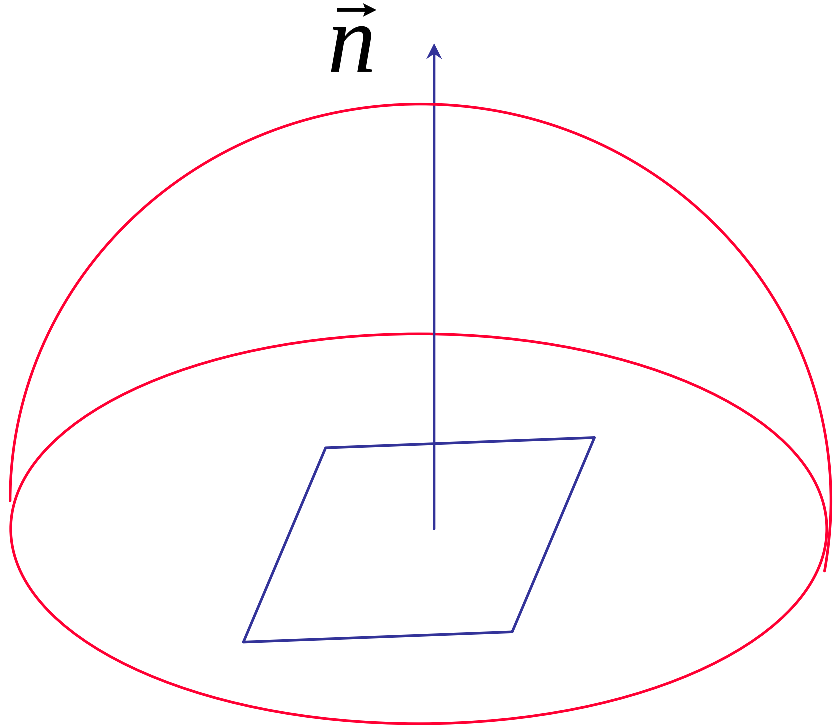
Une écriture similaire est :

$$\varepsilon_\theta = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,\theta} \, L_{\lambda,\theta} \, d\lambda}{\sigma T^4/\pi}$$

puisque

$$L_\theta \equiv L(\theta,T) = \int_0^\infty L_{\lambda,\theta} \, d\lambda = \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,\theta} \, L^\circ_{\lambda,\theta} \, d\lambda$$

5.4.3 - Facteurs d'émission hémisphériques : ε_λ et ε.



$$\int_\theta \ldots \cos\theta \, \mathrm{d}\Omega$$

Ils se définissent comme les émissivités monochromatique ou totale, mais relatives à tout le demi-espace offert à l'émission devant la source.

C'est donc le rapport

du flux émis par un élément dS de corps réel ($d^2\Phi_\lambda$ en monochromatique ou $d\Phi$ en total)

au flux ($d^2\Phi_\lambda^\circ$ ou $d\Phi^0$) émis par l'élément dS du corps noir à la même température, dans tout le demi-espace devant dS.

$$\boxed{\varepsilon_\lambda \equiv \varepsilon_\lambda(\lambda, T) = \frac{d^2\Phi_\lambda}{d^2\Phi_\lambda^\circ} \text{ et } \varepsilon \equiv \varepsilon(T) = \frac{d\Phi}{d\Phi^\circ}}$$

Comme $d\Phi = H\,dS$ (monochromatique ou total)

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T) = \frac{H_\lambda}{H_\lambda^\circ} \qquad \varepsilon(T) = \frac{H}{H^\circ}$$

Les facteurs hémisphériques monochromatiques ε_λ et total ε sont liés, compte tenu de la loi $H° = \pi\, L°$ par la relation :

$$\varepsilon = \frac{H}{H^0} = \frac{\int_\lambda H_\lambda d\lambda}{\int_\lambda H_\lambda^\circ d\lambda} = \frac{\int_\lambda \varepsilon_\lambda H_\lambda^\circ d\lambda}{\int_\lambda H_\lambda^\circ d\lambda} = \frac{\int_\lambda \varepsilon_\lambda L_{\lambda T}^\circ d\lambda}{\int_\lambda L_{\lambda T}^\circ d\lambda}$$

matériau gris:

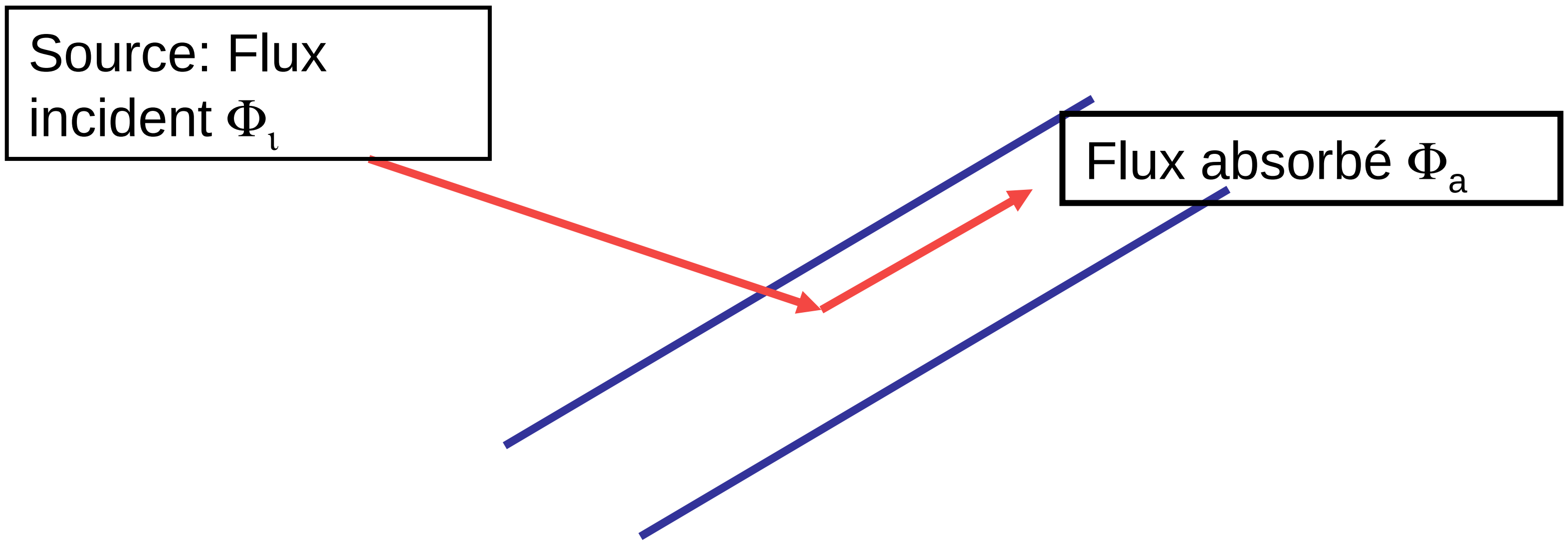
c'est un matériau dont l'émissivité ε_λ est indépendante de λ. Il vient donc dans ce cas :

$$\boxed{\varepsilon_\lambda = \varepsilon\ \forall \lambda}$$

5.5

FACTEURS D'ABSORPTION

Un corps réel n’absorbe qu’une partie du flux incident et son facteur d’absorption - ou absorptivité - (directionnel, monochromatique ...) est inférieur à l’unité.



De plus, nous l’avons déjà fait observer, le rôle de la source va devenir important

5.5.1 - Facteur monochromatique directionnel d'absorption $\alpha_{\lambda,\theta}$

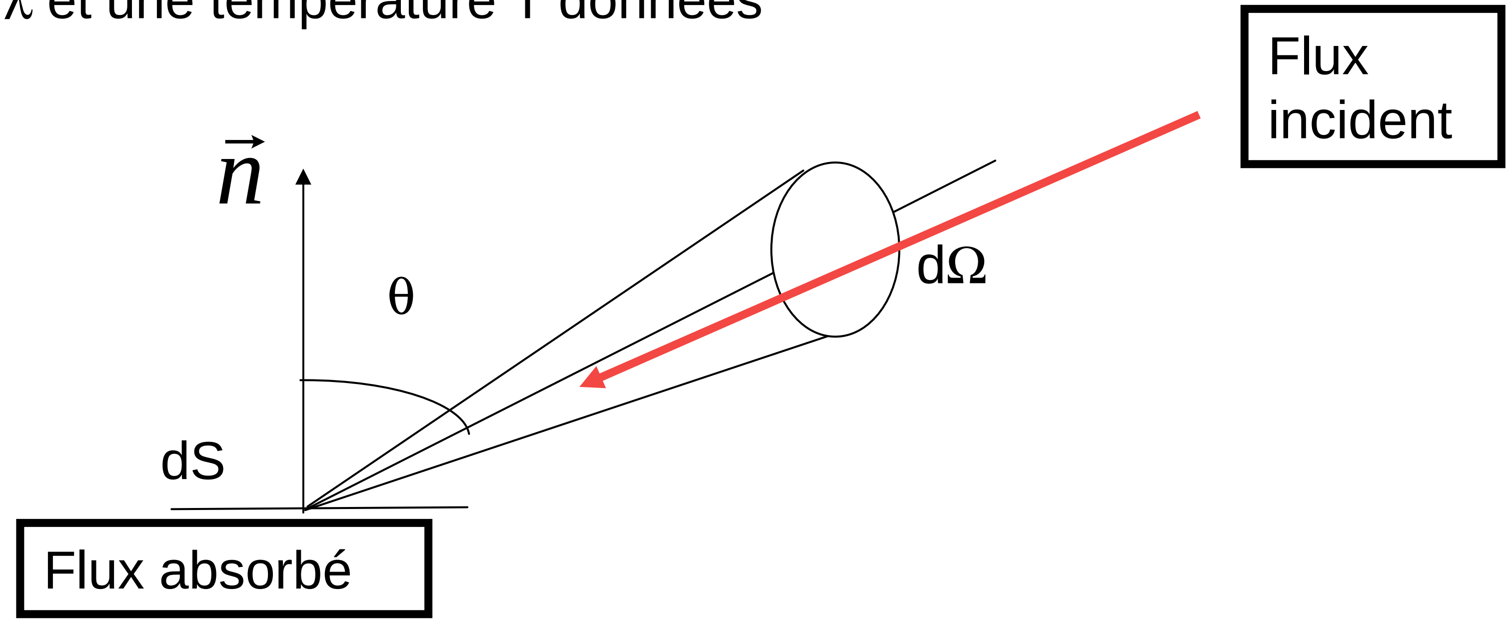
Définition :

On appelle **facteur d'absorption directionnel monochromatique** d'un élément de surface dS dans une direction θ, le rapport $\alpha_{\lambda,\theta}$

du flux absorbé

au flux incident sur dS

dans un angle solide $d\Omega$ centré sur la direction θ, pour une longueur d'onde λ et une température T données



D’où la définition:

$$\boxed{\alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, T, \ldots) = \frac{d^3\Phi_{a,\lambda,\theta}}{d^3\Phi_{i,\lambda,\theta}}}$$

qui implique:

$$\boxed{d^3\Phi_{a,\lambda,\theta} = \alpha_{\lambda,\theta}\, d^3\Phi_{i,\lambda,\theta}}$$

Pour un corps réel, $\alpha_{\lambda,\theta} < 1$ (car $d^3\Phi_a < d^3\Phi_{i,}$)

Pour un corps noir, $\alpha_{\lambda,\theta} = 1$ (car le corps noir absorbe tout)

Remarque : les facteurs **monochromatiques** d’absorption et d’émission, sont des propriétés intrinsèques des corps considérés, car aucune hypothèse n’a été faite quant à la nature (répartition spectrale notamment) du rayonnement (incident ou émis) considéré.

5.5.2 - Facteur d'absorption total directionnel : α_θ

Le facteur total directionnel d'absorption α_θ est défini comme le quotient

du flux total $d^2\Phi_a$ absorbé par le corps réel à la température T,

au flux total incident selon la direction $\theta, d^2\Phi_i$ $\qquad \alpha_\theta \equiv \alpha_\theta(\theta,T) = \dfrac{d^2\Phi_a}{d^2\Phi_i}$

$$d^2\Phi_i(\lambda,\theta,\ldots) = K_\lambda(\lambda,\theta)\,dS\cos\theta\,d\Omega\,d\lambda$$

$$d^2\Phi_a = \int_0^\infty \alpha_{\lambda,\theta}\,d^2\Phi_{i,\lambda,\theta}(\lambda,\theta)\,d\lambda$$

$$\boxed{\alpha_\theta = \frac{\int_0^\infty \alpha_{\lambda,\theta}(\lambda,\theta,T)\;K_\lambda(\lambda,\theta)\;d\lambda}{\int_0^\infty K_\lambda(\lambda,\theta)\,d\lambda}}$$

De toute évidence, α_θ n'est pas une grandeur intrinsèque, mais dépend fortement des propriétés spectrales de la source caractérisée par $K_\lambda(\lambda,\theta)$

5.5.3 - Facteurs hémisphériques d'absorption : α_λ et α.

Le facteur hémisphérique monochromatique α_λ représente la fraction du flux monochromatique hémisphérique incident qui est absorbé par un corps réel à la température T.

$$\alpha_\lambda \equiv \alpha_\lambda(\lambda,T) = \frac{d^2\Phi_{a,\lambda}}{d^2\Phi_{i,\lambda}} = \frac{\int_{2\pi} \alpha_{\lambda,\theta} K_{\lambda,\theta} \cos\theta \, d\Omega \, dS}{E_\lambda(\lambda) \, dS}$$

D'où :

$$\boxed{\alpha_\lambda = \frac{\int_{2\pi} \alpha_{\lambda,\theta} K_{\lambda,\theta} \cos\theta \, d\Omega}{E_\lambda(\lambda)}}$$

Rappel :

$$E_\lambda(\lambda) = \int_{2\pi} K_\lambda(\lambda,\theta) \cos\theta \, d\Omega,$$

Enfin, le facteur hémisphérique total étend la définition précédente aux grandeurs totales :

$$\alpha(\mathrm{T}) = \frac{\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{a}}}{\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{i}}} = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda \mathrm{E}_\lambda \mathrm{d}\lambda \, \mathrm{dS}}{\mathrm{EdS}}$$

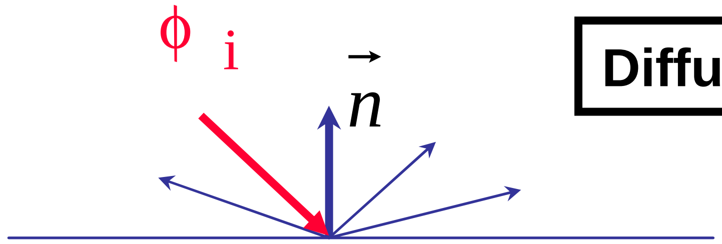
D'où :

$$\boxed{\alpha(T) = \frac{1}{E} \int_0^\infty \left[\int_{2\pi} \alpha_{\lambda\theta} \, K_{\lambda\theta} \, \cos\theta \, d\Omega \right] d\lambda}$$

Le facteur total hémisphérique concerne la fonction du flux absorbé sur tout le spectre et en provenance de toutes les directions.

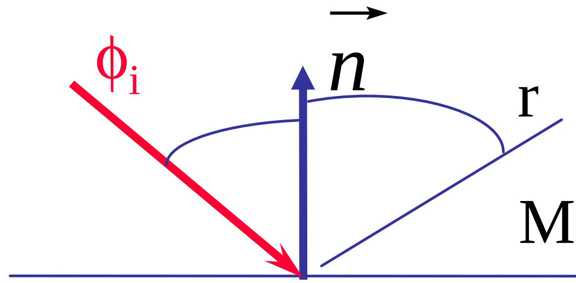
5.6 - QUELQUES ELEMENTS SUR LA REFLEXION

Voir la leçon 2

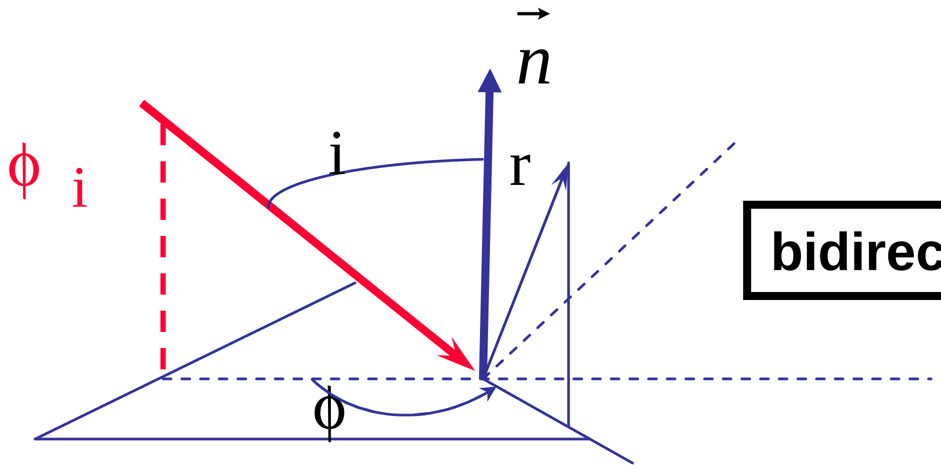


Diffuse

Spéculaire



i= r
Même plan



bidirectionnelle

$\phi \neq \pi$

5.7

LA LOI DE KIRCHHOFF

ET SES CONDITIONS D'APPLICATION

Quelles relations entre les α et les ε ?

5.7.1 – Loi de Kirchhoff à l'échelle monochromatique directionnelle

L'émissivité monochromatique directionnelle se définit par :

$$\varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda,\theta,T)=\frac{L_{\lambda,T}(\lambda,\theta,T)}{L^{\circ}_{\lambda,T}(\lambda,T)}$$

Il s'agit là d'une grandeur intrinsèque

La définition du facteur monochromatique directionnel d'absorption :

$$\alpha_{\lambda,\theta}=\frac{\Phi_a(\lambda,\theta,T)}{\Phi_i(\lambda\theta)}$$

montre que pour une longueur d'onde, et une direction donnée cette grandeur est bien aussi caractéristique du matériau.

La loi de KIRCHHOFF stipule que :

$$\boxed{\varepsilon_{\lambda,\theta}\equiv\alpha_{\lambda,\theta}}$$

5.7.2 - Extension aux grandeurs totales

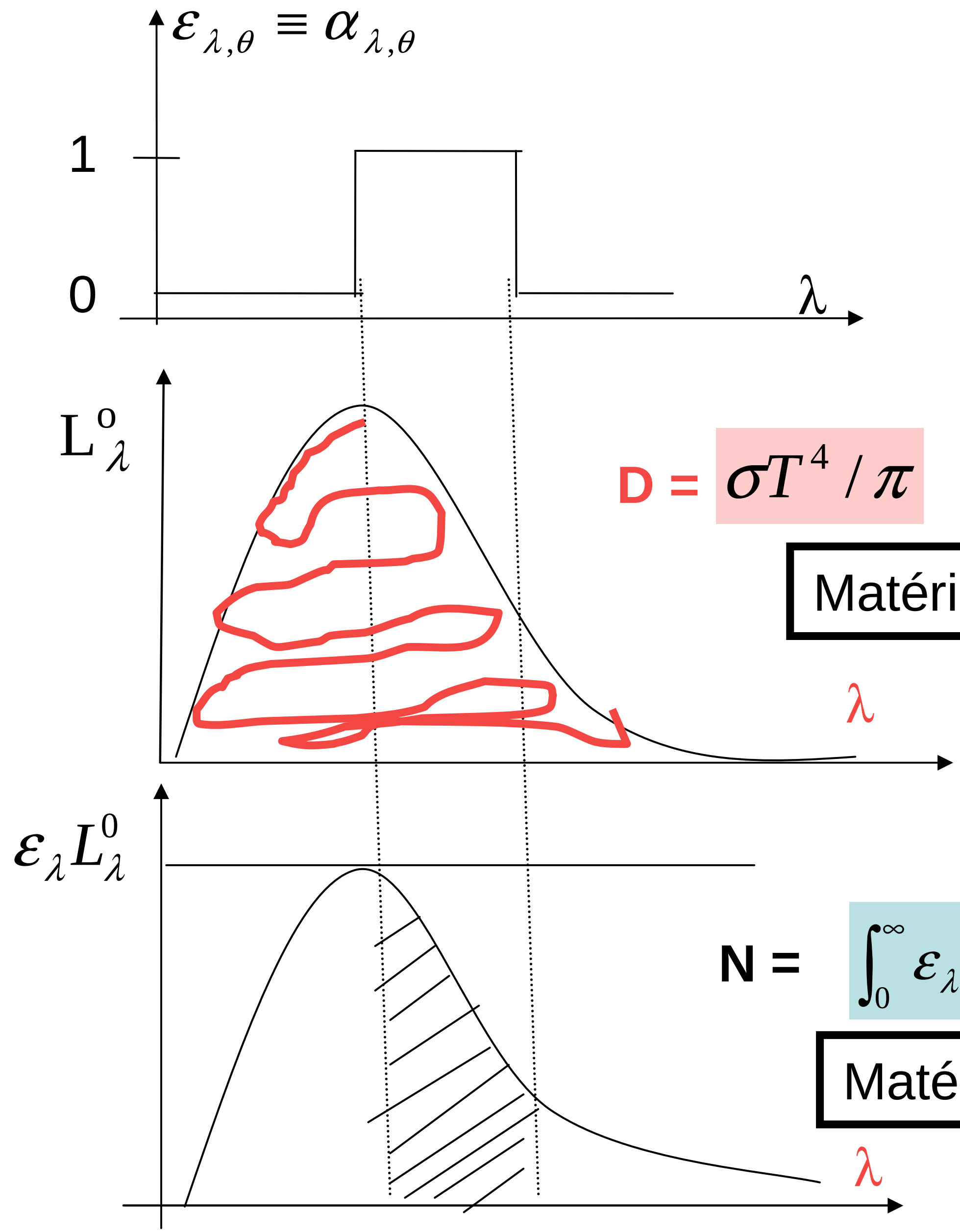
Remarques :

a) Un facteur d'émission directionnel total est une grandeur intrinsèque.

En effet, d'après la définition :

$$\varepsilon_\theta(\theta,T)=\frac{\int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,\theta} L^\circ{}_{\lambda T}\, d\lambda}{\sigma T^4/\pi}=\frac{N}{D}$$

La figure suivante va aider à préciser pourquoi ce facteur total d'émission est une grandeur intrinsèque



D = $\sigma T^4 / \pi$

Matériau

N = $\int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,\theta} L°_{\lambda T} \, d\lambda$

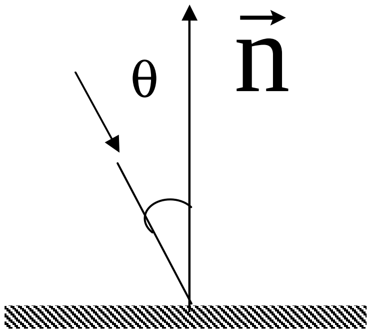
Matériau

N et D sont contrôlés par l'état du matériau

ε_θ est une grandeur intinsèque

b) Un facteur d'absorption total n'est pas une grandeur intrinsèque au matériau constituant le corps réel :

$\phi i = \int_0^\infty \ldots d\lambda$

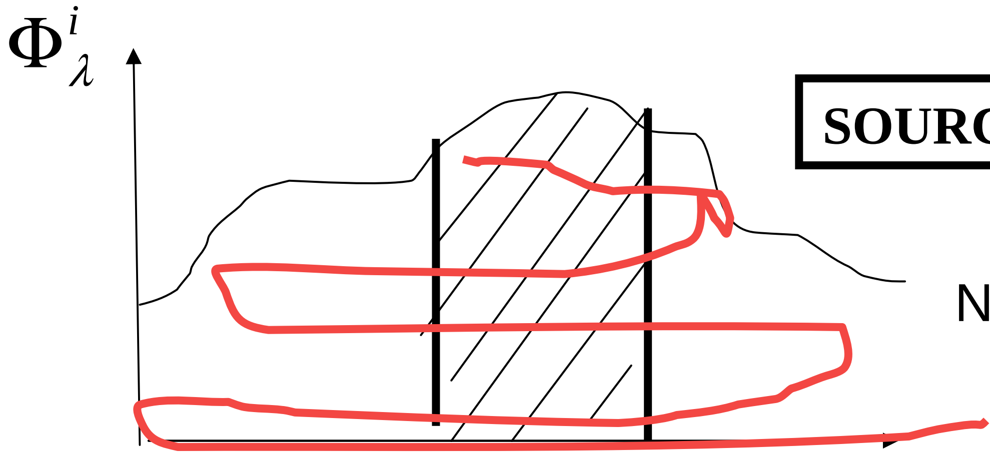


En effet, la définition du facteur d'absorption total étant :

$$\alpha(\theta, T) = \frac{d^2\Phi_a}{d^2\Phi_i}$$

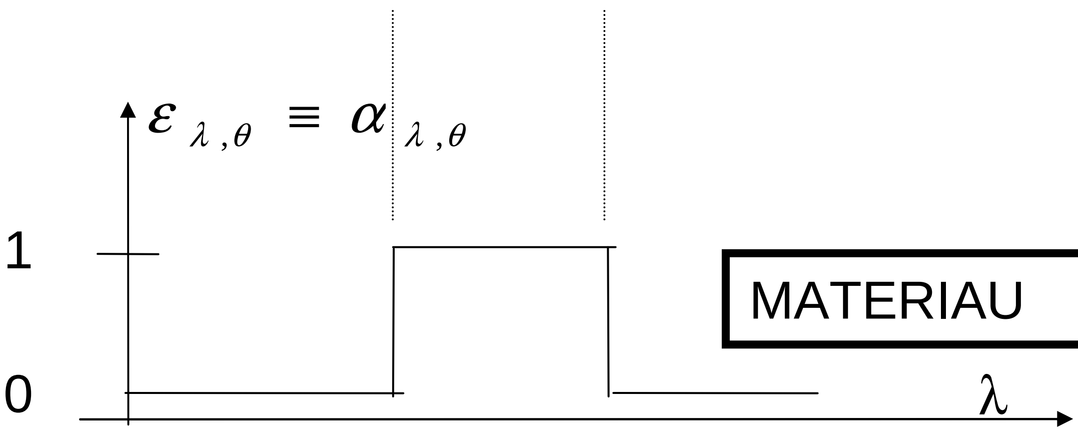
$$= \frac{\int_0^\infty \alpha(\lambda, \theta, T) d^3\Phi_i(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty d^3\Phi_i(\lambda) d\lambda} = \frac{N}{D}$$

Voir la figure suivante



SOURCE

N = $\int_0^\infty \alpha(\lambda,\theta,T)\, d^3\Phi_i(\lambda)\, d\lambda$



MATERIAU

D = $\int_0^\infty d^3\Phi_i(\lambda)\, d\lambda$

5.7.3 - Cas particulier où $\varepsilon_\theta = \alpha_\theta$

5.7.3.1 - La source est un corps noir à la même température que le matériau du corps étudié.

$$\boxed{\varepsilon_\theta = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda L_\lambda^0(\lambda,\theta,T)\,d\lambda}{\int_0^\infty L_\lambda^0(\lambda,\theta,T)\,d\lambda}}$$

$$\boxed{\alpha_\theta = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda K_\lambda(\lambda,\theta,T)\,d\lambda}{\int_0^\infty K_\lambda(\lambda,\theta,T)\,d\lambda}}$$

$$K_\lambda \equiv L_\lambda^0$$

$$\Downarrow$$

Donc la conclusion est évidente

5.7.3.2 - Le matériau est un corps gris

Définition d'un corps gris : un matériau est gris si son émissivité monochromatique directionnelle est indépendante de la longueur d'onde.

Par voie de conséquence, (comme $\alpha_{\lambda\theta} = \varepsilon_{\lambda\theta}$), il en est de même de l'absorption.

Puisque $\varepsilon_{\lambda,\theta} = \alpha_{\lambda,\theta}$ sont indépendants de λ , les deux intégrales du numérateur et du dénominateur sont identiques et :

$$\varepsilon_{\theta} = \alpha_{\theta}$$

5.7.3.3 - Comparaison de ε_θ et α_θ dans le cas général :

Reprenons l'examen comparé de ε_θ **et** α_θ **:**

$$\varepsilon_\theta = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,\theta} L°_{\lambda,T}\, d\lambda}{\int_0^\infty L°_{\lambda,T}\, d\lambda} \qquad \alpha_\theta = \frac{\int_0^\infty \alpha_{\lambda,\theta} K_{\lambda,T'}\, d\lambda}{\int_0^\infty K_{\lambda,T'}\, d\lambda}$$

Bien que l'on ait rigoureusement, $\varepsilon_{\lambda,\theta} = \alpha_{\lambda,\theta}$ les fonctions de pondération intervenant dans les grandeurs totales n'ont a priori aucune raison d'être identiques:

$L°_{\lambda,T}$ dépend du matériau à T

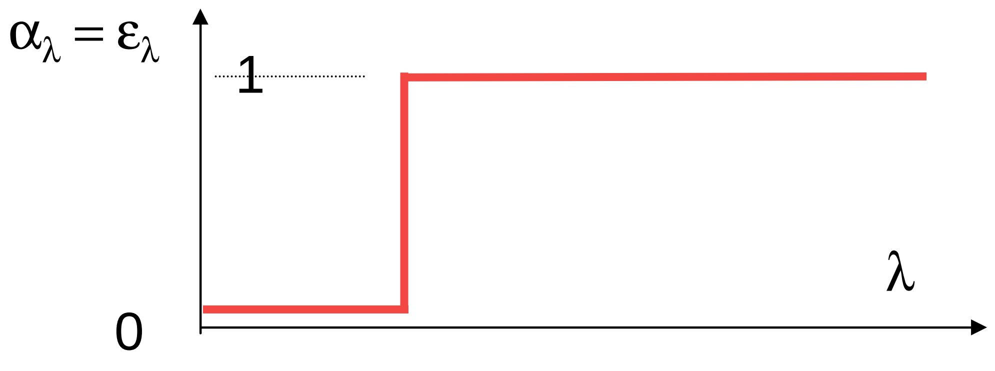
$K_{\lambda,T'}$ dépend de la source générant le flux incident à (**attention, en général T′ ≠ T**) et donc en général

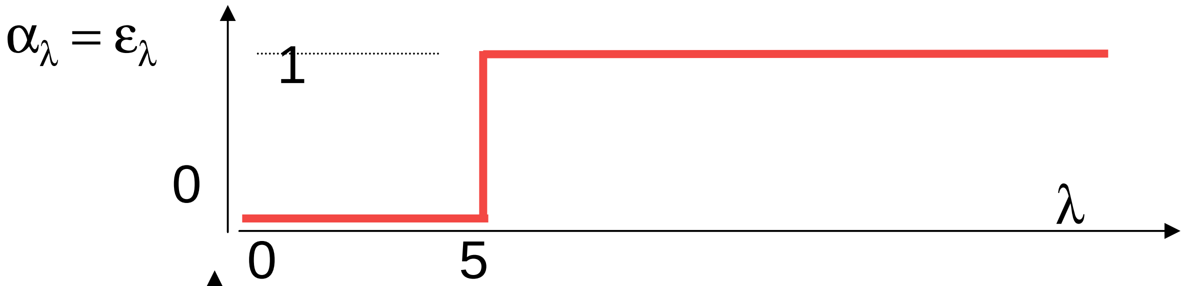
$$\boxed{\varepsilon_\theta \neq \alpha_\theta}$$

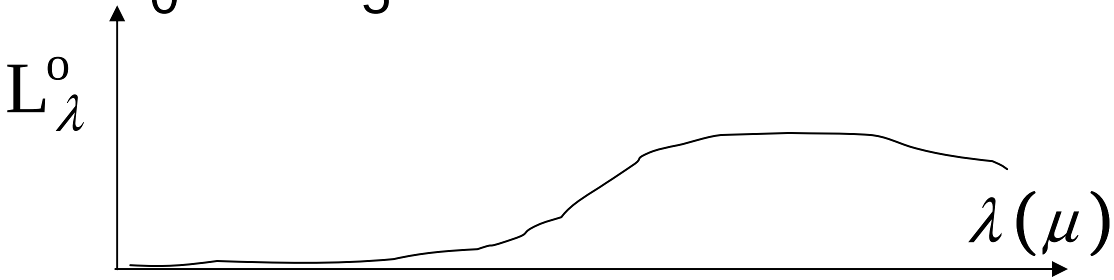
5.7.4 - Exemple pratique d'application où $\varepsilon_\theta \neq \alpha_\theta$

C'est le cas de revêtements très sélectifs, étant amenés à opérer en absorption à l'égard du flux solaire et en émission à l'égard du flux infra-rouge.

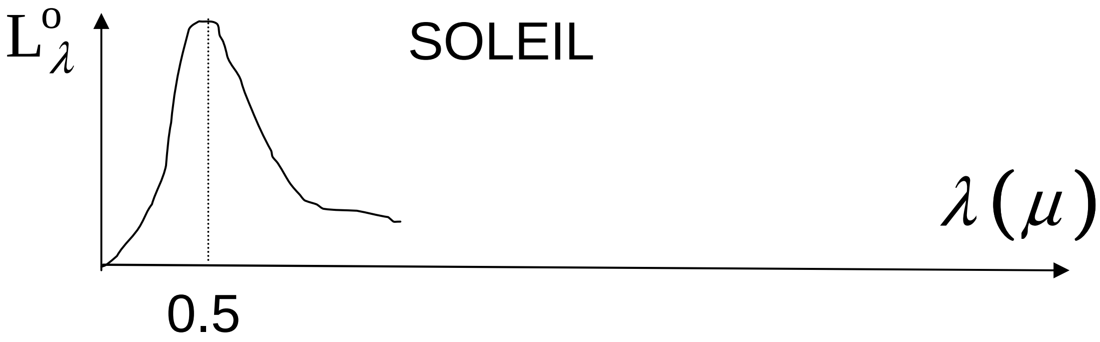
Considérons un absorbeur spectral dont la caractéristique monochromatique est indiquée ci-dessous, et dont la température d'équilibre est supposée de l'ordre de 300 K.







T équilibre =300K
émission du
MATERIAU



Émission
de la
SOURCE

Les ordres de grandeur des absorptivités solaires et infra-rouge sont :

α_S # 0,1 ε_{IR} # 1

et donc visiblement $\alpha \neq \varepsilon$

5.8 - REMARQUES SUR LES SURFACES LAMBERTIENNES ET GRISES ; REGLE DE CONSERVATION DU FLUX

5.8.1 - Une surface lambertienne a une luminance $L_{\lambda,\theta}$ indépendante de la direction, avec $L_{\lambda,\theta} < L^\circ_{\lambda,\theta}$

Il en découle que : $\varepsilon_{\lambda,\theta} = \alpha_{\lambda,\theta} = \varepsilon_{\lambda}$

Son émissivité est indépendante de la direction. On parle de surface **diffuse**.

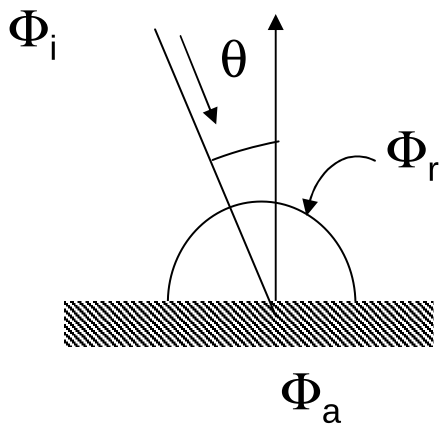
5.8.2 - Une surface grise a une émissivité indépendante de la longueur d'onde.

déjà vu

5.8.3 - Règle de conservation du flux pour une surface opaque obéissant à la loi de KIRCHHOFF

Raisonnons dans une direction θ

$$\Phi_i^\lambda = \Phi_a^\lambda + \Phi_r^\lambda$$



En divisant par Φ_i^λ , il vient :

$$\boxed{\rho_\lambda + \alpha_\lambda = 1}$$

Mais puisque dans cette direction, on peut également retenir :

$$\boxed{\rho_\lambda + \varepsilon_\lambda = 1}$$

Si la loi de KIRCHHOFF, peut s'étendre aux grandeurs totales, on retiendra alors : $\rho + \varepsilon = 1$ et $\alpha = \varepsilon$, d'où :

$$\rho + \varepsilon = 1$$

5.9.

QUELQUES DONNEES SUR LES FACTEURS D'EMISSION DES CORPS REELS

5.9.1 - Généralités

L’émissivité $\varepsilon\ (M,\ \lambda,\ T,\ \theta)$ d’un corps dépend de sa nature physico-chimique, mais aussi de son état de surface.

⇒ L’absorptivité, donc l’émissivité , seront élevées si la surface comporte des trous nombreux et profonds (rugosités !), qui sont autant de petits corps noirs, quelle qu’en soit d’ailleurs l’échelle.

L’étude expérimentale de l’émissivité en fonction des 3 paramètres :

- la longueur d’onde ,
- la température T,
- la direction ,

ainsi que l’étude théorique, basée sur le fait que le rayonnement est de nature électromagnétique, conduisent à classer, du point de vue **optique**, les matériaux en :

- conducteurs
- isolants **électriques**

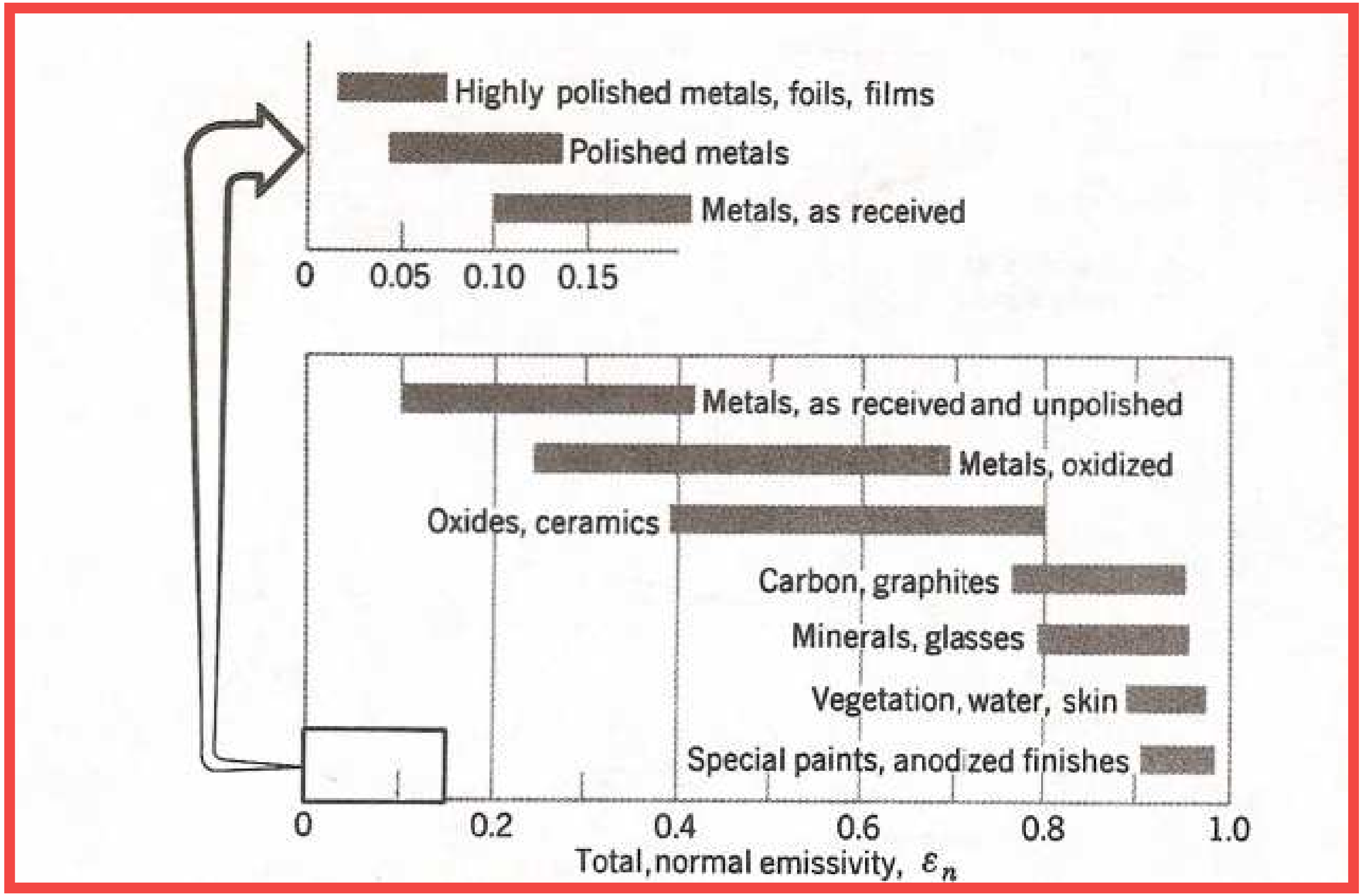
D'une façon générale, on peut retenir que :

- les métaux polis ont une faible, voire très faible émissivité totale. (0,1 voire 0,01)

- les matériaux isolants ont une émissivité au-delà de 0, 5

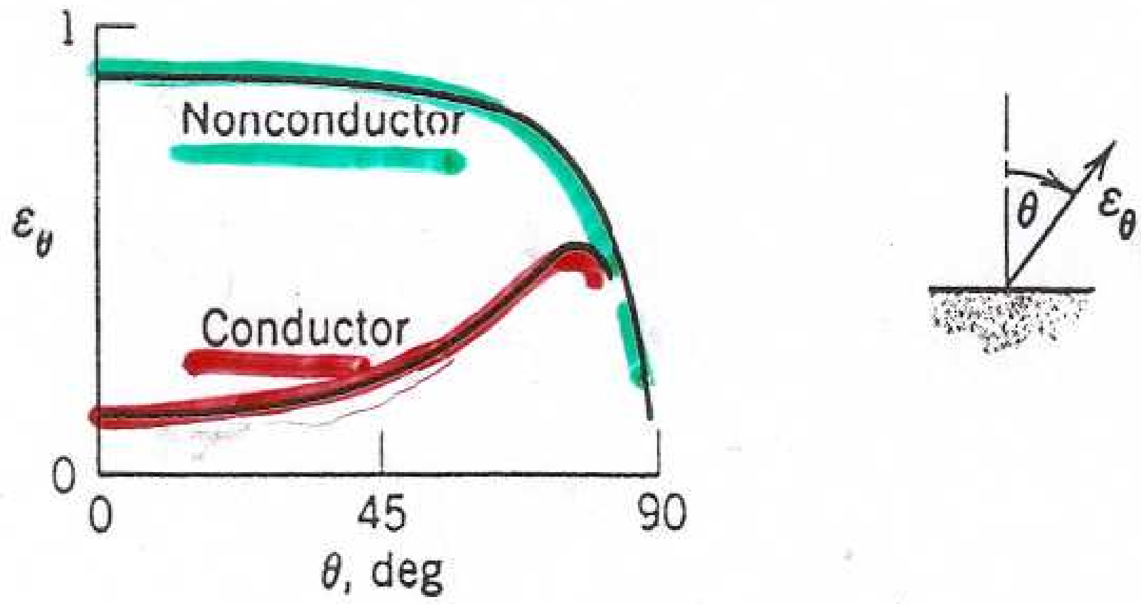
- Mais l'état de surface est très influent :

un métal non poli, sablé, oxydé voit son émissivité remonter sensiblement.

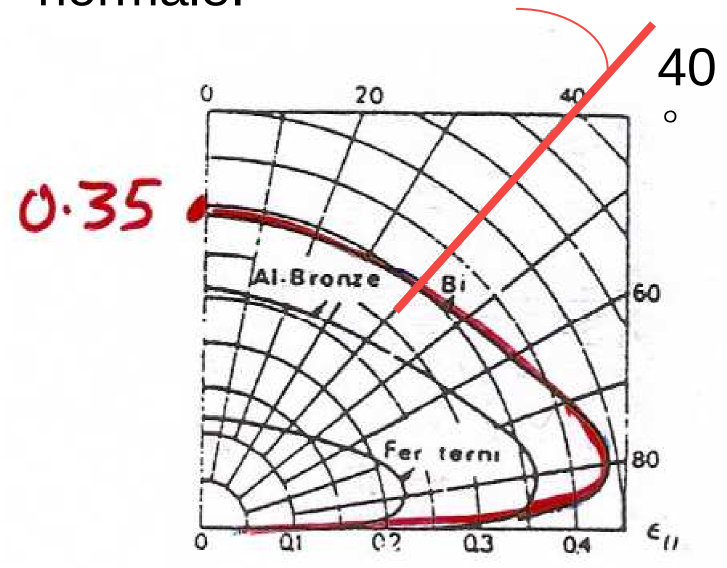


Highly polished metals, foils, films
Polished metals
Metals, as received
0
0.05
0.10
0.15
Metals, as received and unpolished
Metals, oxidized
Oxides, ceramics
Carbon, graphites
Minerals, glasses
Vegetation, water, skin
Special paints, anodized finishes
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
Total, normal emissivity, ε_n

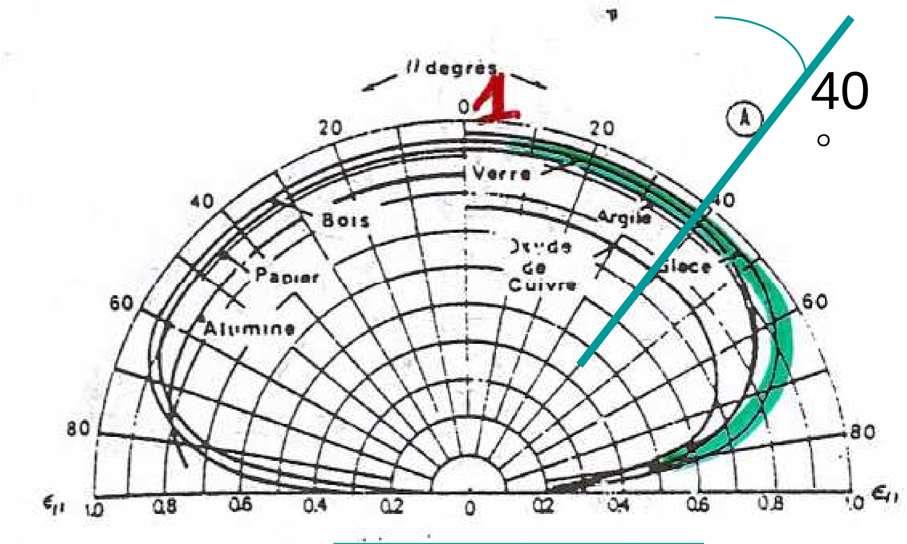
9.2 – Dépendance à l'égard de l'incidence θ.



Les indicatrices d'émissions ci-après résument bien la différence entre matériaux conducteurs et isolants. Elles montrent la variation avec l'angle d'émission θ, du quotient $\varepsilon_\theta/\varepsilon_n$, ou ε_n figure l'émissivité normale.



Isolant

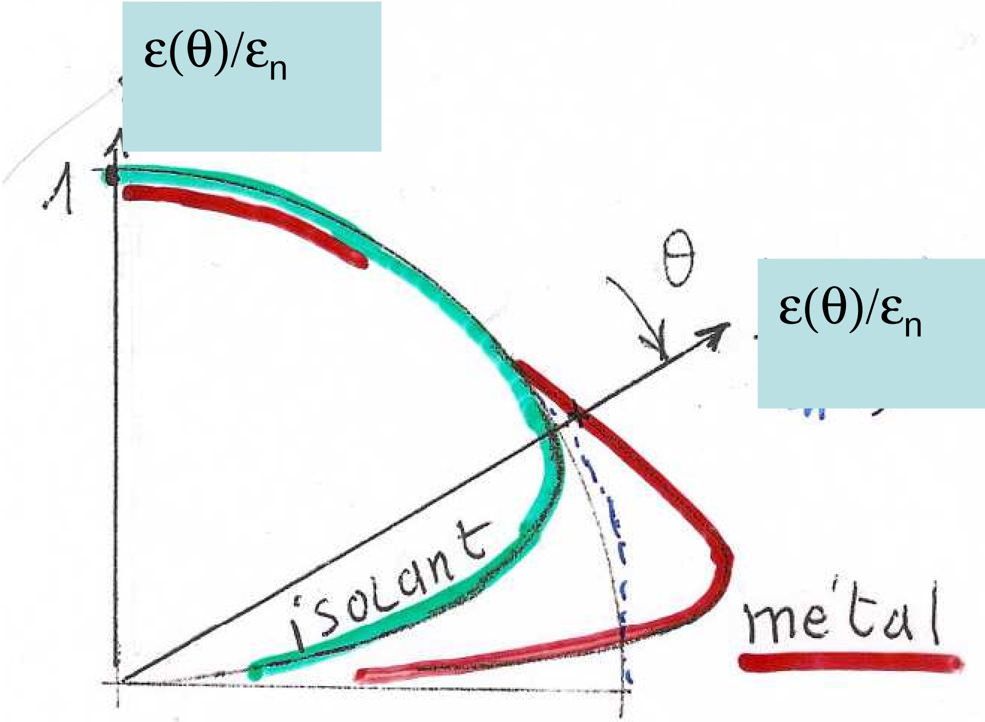


Conducteur

- Jusqu'à θ = 40°, les matériaux sont sensiblement lambertiens.
- Au-delà de θ = 40°, les isolants émettent moins que selon la normale, alors que c'est l'inverse pour les métaux.

Il s’ensuit que le quotient de l’émissivité hémisphérique à l’émissivité normale, $\varepsilon_H/\varepsilon_n$ est sensiblement :

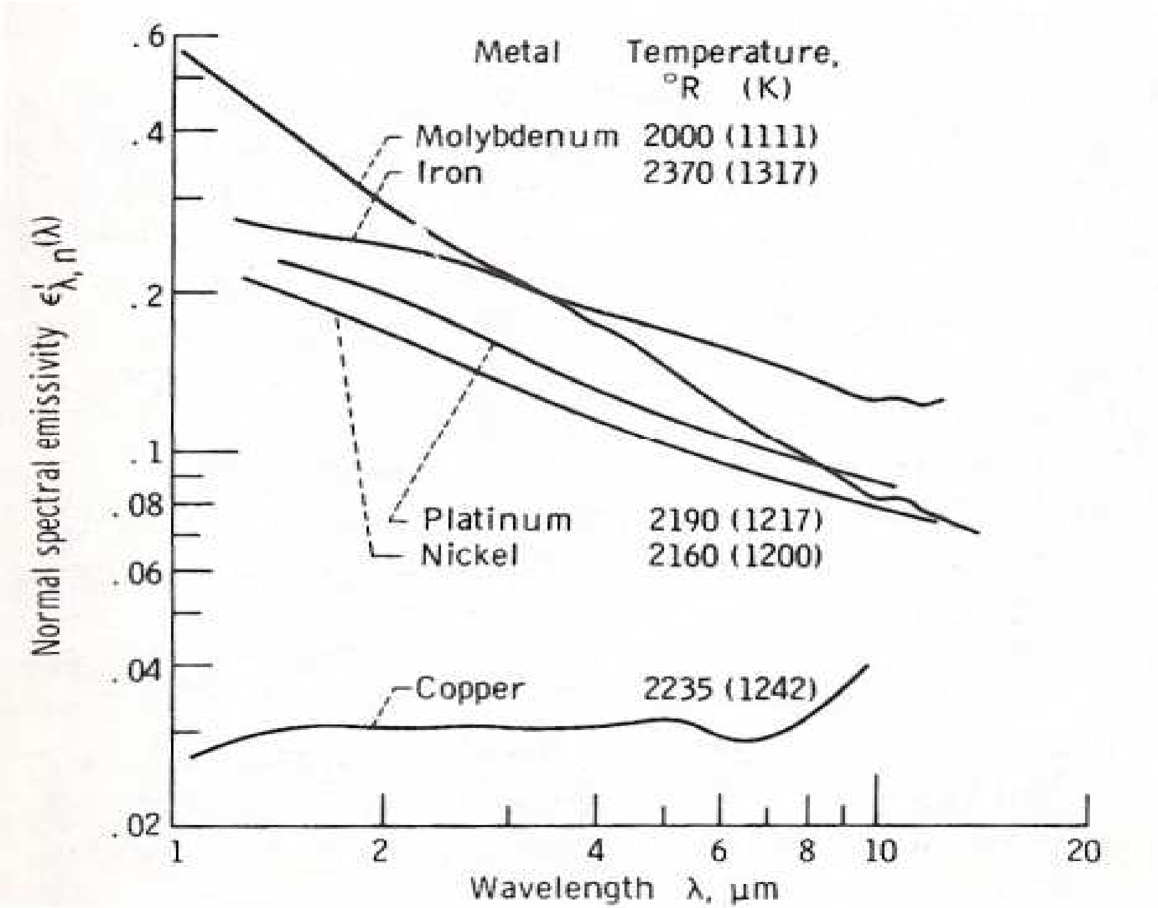
- inférieur à 1 pour les isolants
- supérieur à 1 pour les métaux.

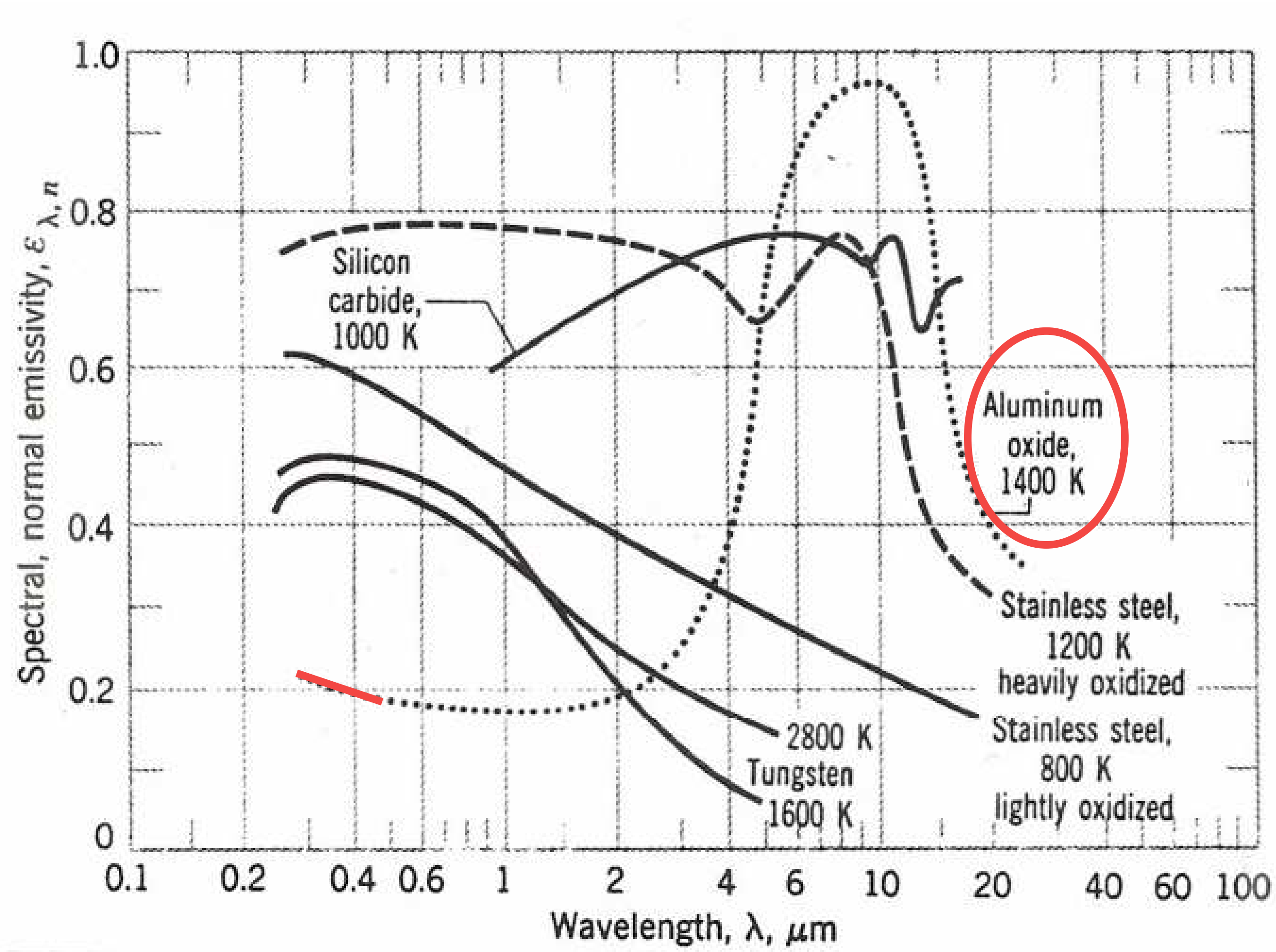


	isolant	métal
$\frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_n}$	0.95 à 1	1 à 1,3

5.9.3. – Dépendance à l'égard de la longueur d'onde λ.

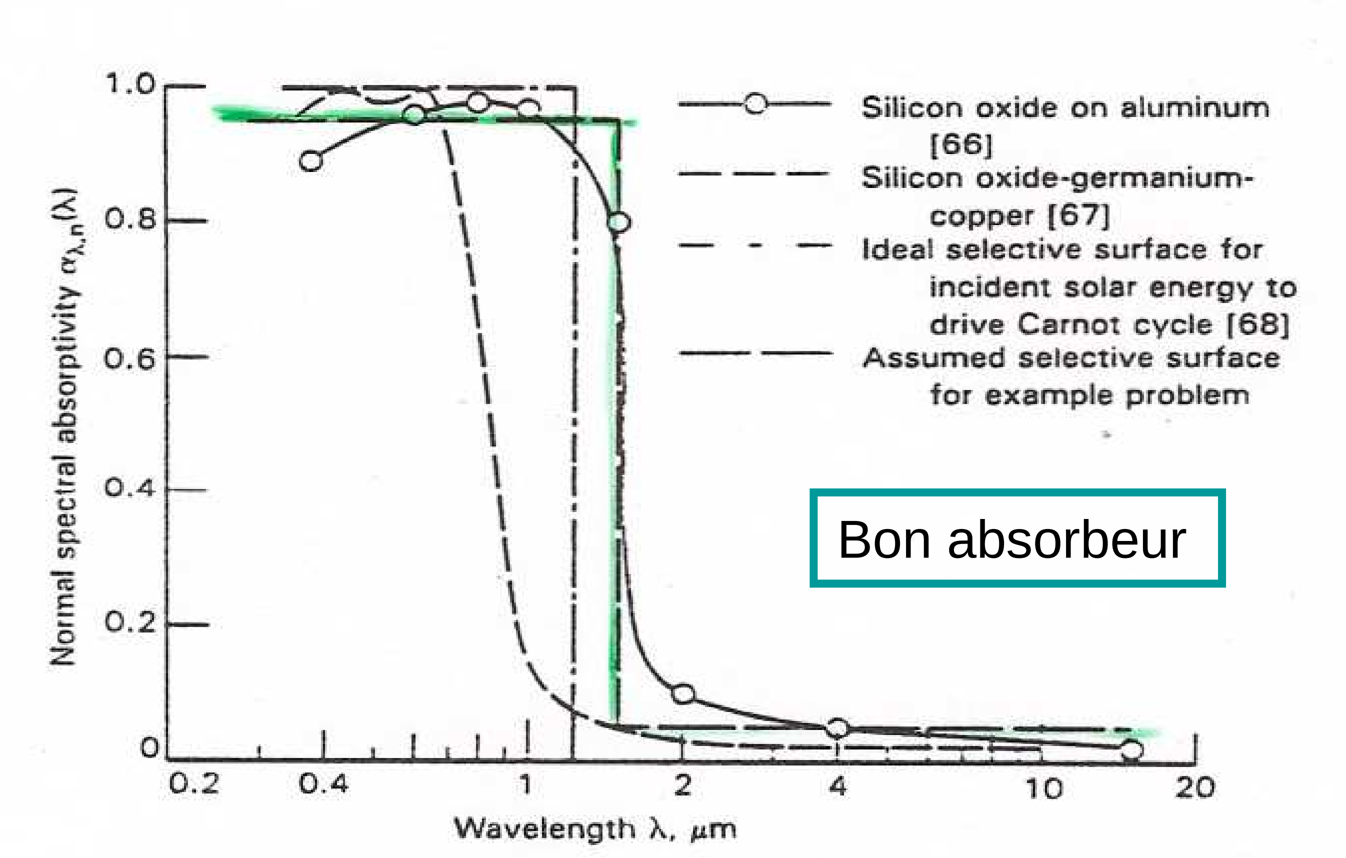
Les émissivités des métaux décroissent en général (mais exception pour le cuivre) avec la longueur d'onde.

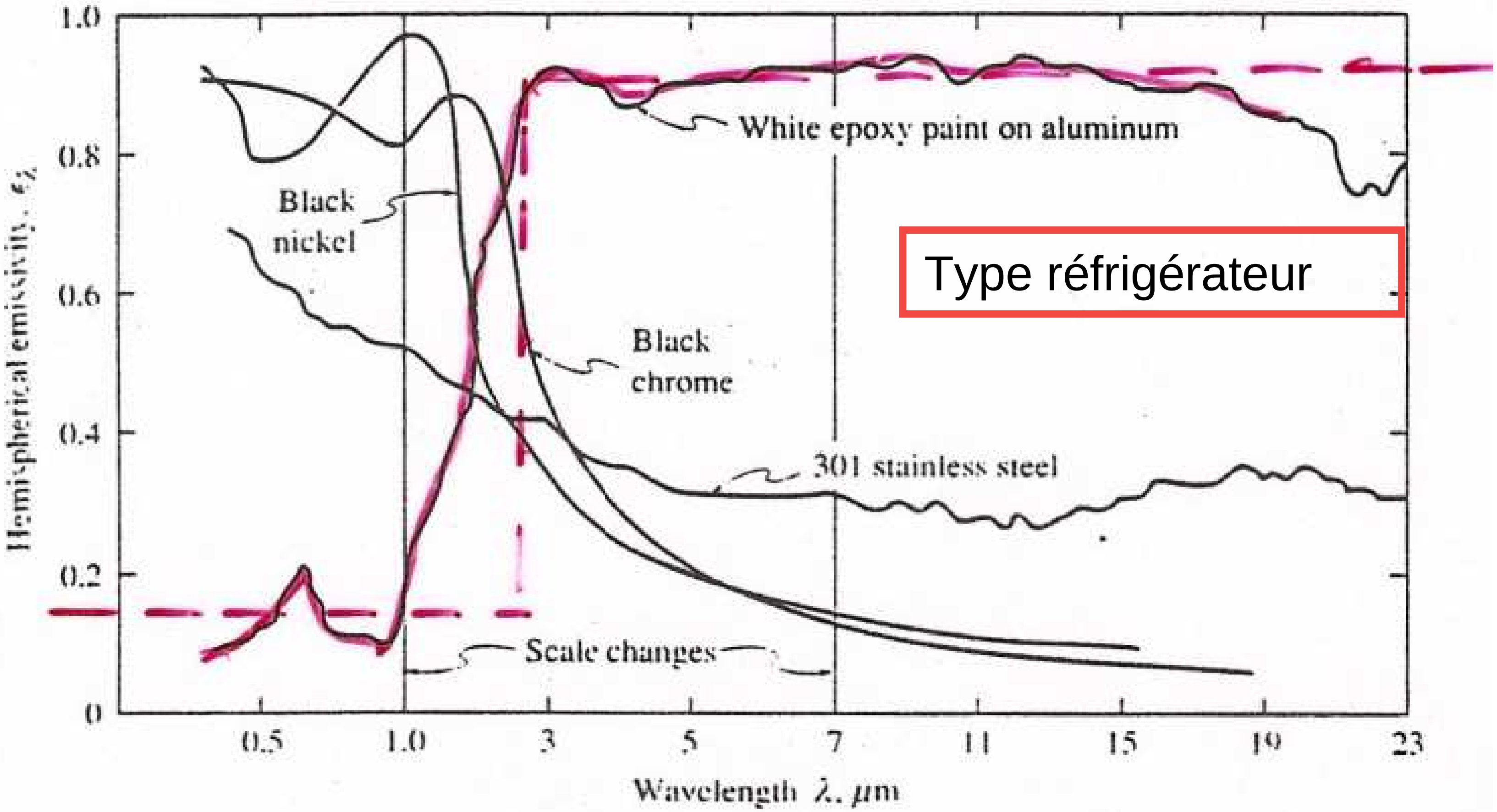




Par contre, la situation est moins nette pour les isolants (voir le cas de l'oxyde d'aluminium et du carbure de silicium sur la figure ci-dessus).

Citons enfin d’autres exemples de matériaux dont le comportement peut-être décrit comme passe-bas (ε_λ élevé aux faibles longueurs d’onde et faible aux grandes longueurs d’onde, avec présence d’une longueur d’onde de «coupure») ou comme passe-haut (voir les deux figures ci-après).

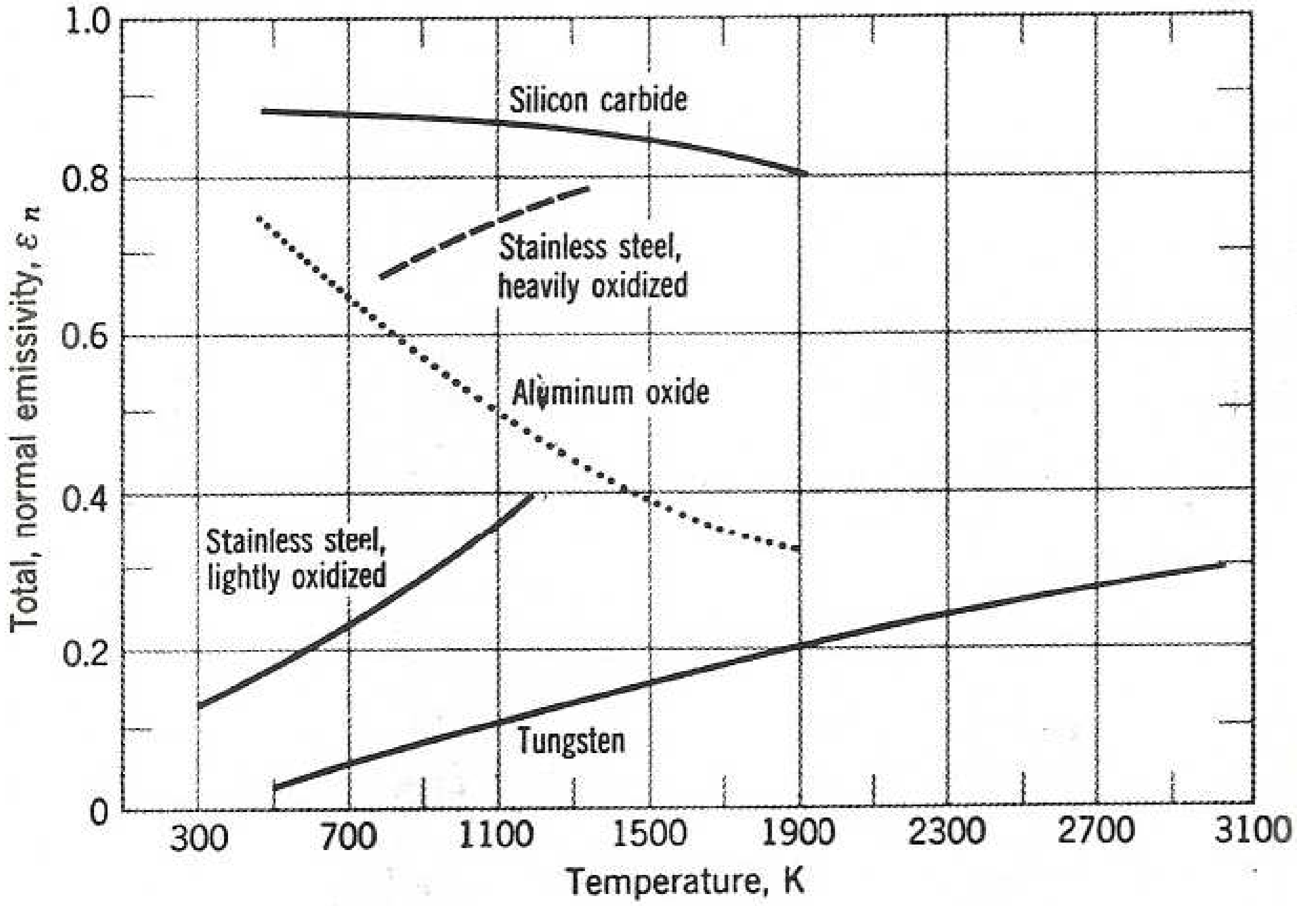




Ces propriétés sélectives peuvent être mises à profit, pour fabriquer des éléments de type réfrigérateur (rejette l’énergie radiative) ou puits de chaleur (fixe un maximum d’énergie) :

5.9.4. – Dépendance en température.

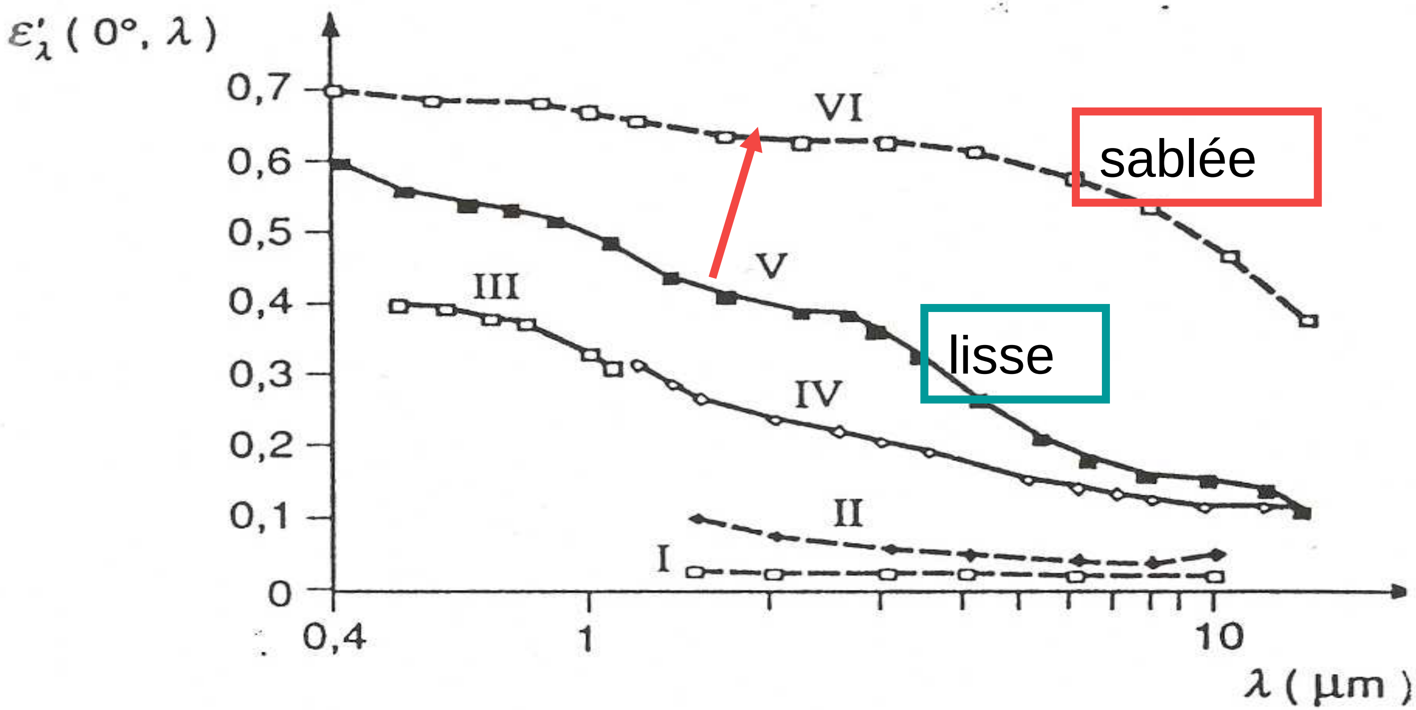
Il n’y a pas de règle générale (voir ci-après).



5.9.5. – Dépendance à l’égard de l’état de surface et de l’oxydation.

Le sablage fait apparaître des rugosités qui augmentent la surface effective d’émission et renforce ainsi l’émissivité.

Voir figure suivante



surface lisse :

I : Cu à 1 035 K
II : Cu à 907 K
III : Fe à 293 K
IV : Fe à 1 078 K
V : acier inox AISI 430 à 298 K

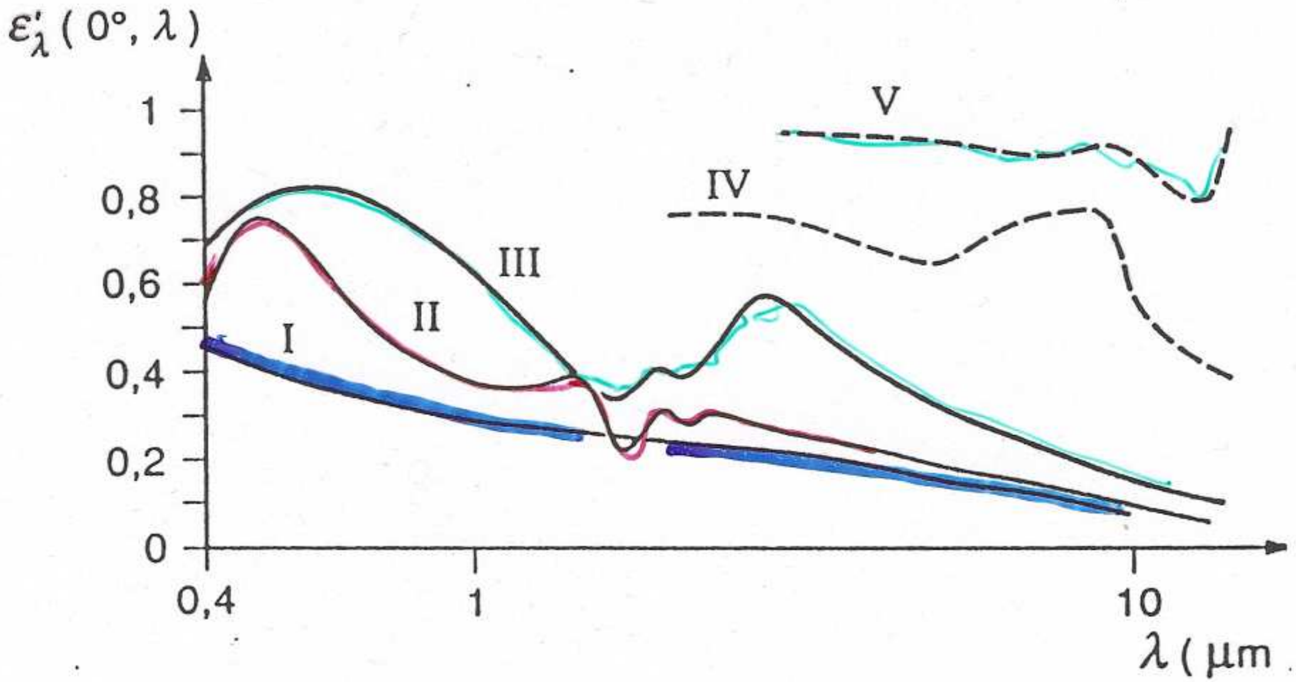
surface sablée :

VI : acier inox AISI 430 à 298 K

Fig. 5. – Variations en fonction de λ de l'émissivité monochromatique $\varepsilon'_\lambda(0°, \lambda)$ pour la direction normale ($\theta = 0°$) dans le cas des métaux à surface non oxydée soit lisse, soit sablée.

Enfin, un métal non oxydé présente une faible valeur d'émissivités ; des traitements thermiques en atmosphère oxydante ont pour effet de faire apparaître en surface l'oxyde, élément isolant, et dont renforce l'émissivité du matériau.

Voir figure suivante



I : acier non oxydé à 20 °C
II : acier chauffé 9 heures à l'air à 400 °C
III : acier chauffé 9 heures à l'air à 600 °C
IV : acier chauffé 6 heures à l'air à 1 000 °C
V : acier chauffé 9 heures à l'air à 800 °C

Fig. 6. – Variations en fonction de λ de l'émissivité monochromatique ε'_λ (0°, λ) pour la direction normale (θ = 0°) dans le cas de l'acier inox AISI (304 ou 316) à surface lisse.