

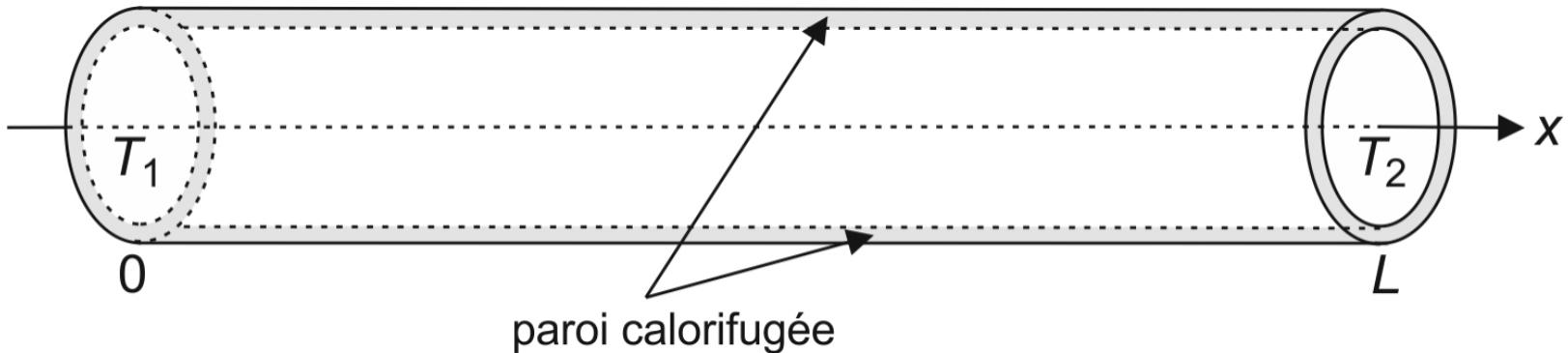
1. FLUX THERMIQUES

1.1 Système hors équilibre

équilibre thermodynamique \Rightarrow

- les paramètres d'état d'un système Σ ne dépendent pas du temps (état stationnaire)
- les paramètres d'état *intensifs* (p , T ...) sont ***uniformes***

exemple de régime stationnaire thermique \neq équilibre :



on impose $\forall t : T(x=0,t) = T_1$ et $T(x=L,t) = T_2 < T_1$

\Rightarrow après un régime transitoire, $T(x,t)$: régime stationnaire mais pas équilibre thermodynamique

1.2 Densité volumique de courants thermiques

on définit \vec{J} ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) tel que $\delta^3 Q = \vec{J} \cdot d^2 \mathcal{S} dt$

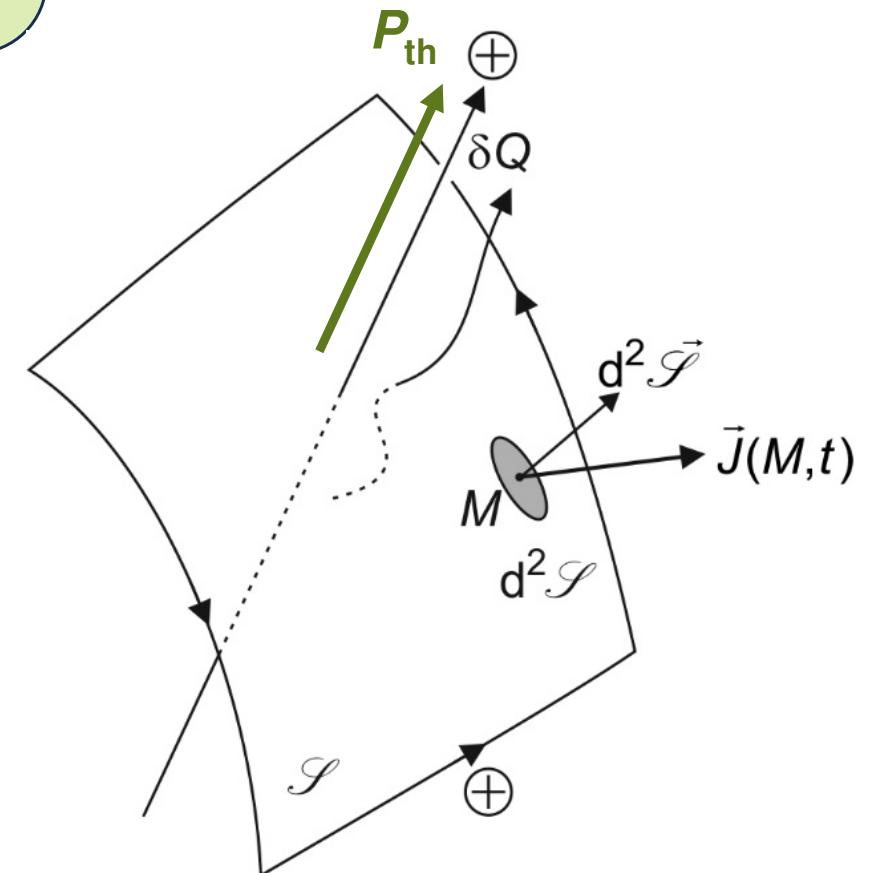
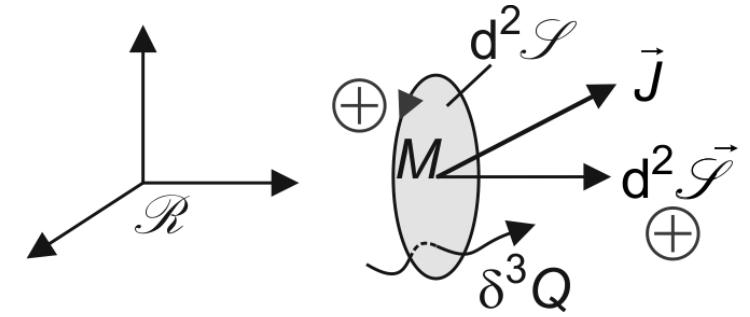
$d^2 \mathcal{S}$ est donc traversée par la puissance ("flux")

$$\text{élémentaire } d^2 P_{\text{th}} = d^2 \Phi = \frac{\delta^3 Q}{dt} = \vec{J} \cdot d^2 \mathcal{S}$$

$$\Rightarrow \underbrace{\Phi}_{\text{en W}} = P_{\text{th}} = \frac{\delta Q}{dt} = \iint_{\mathcal{S}} \vec{J} \cdot d^2 \mathcal{S}$$

trois modes de transfert :

- diffusif : \vec{J}_d
- convectif : \vec{J}_c
- radiatif : \vec{J}_r



1.3 Conduction (diffusion) thermique / loi de Fourier

conduction thermique :

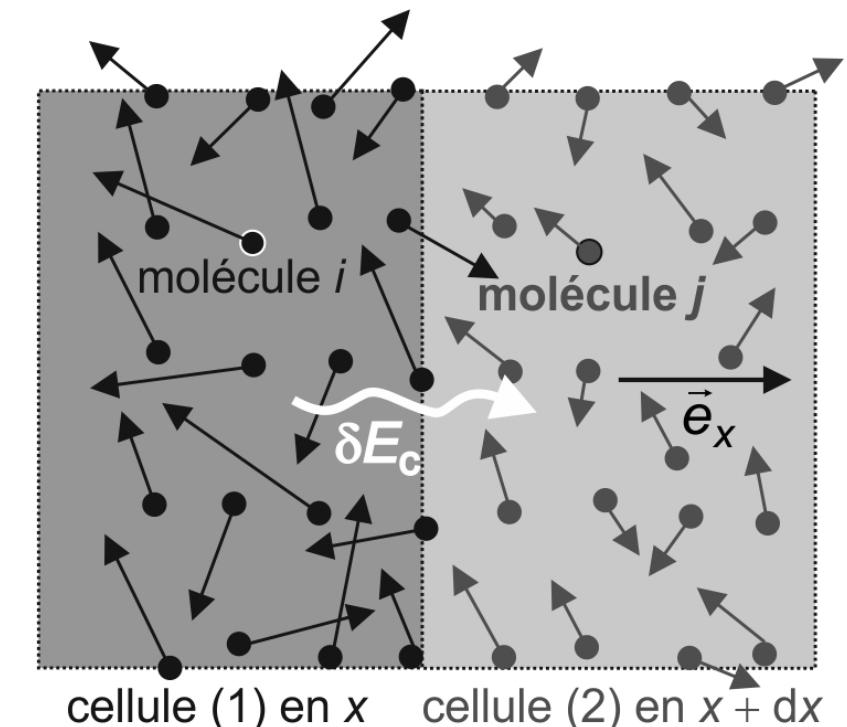
- nécessite un support matériel
- se produit dans *tous* les corps dès que la température n'est pas uniforme
- c'est un transport d'énergie cinétique de proche en proche entre particules microscopiques, **sans mouvement macroscopique**

exemple : barre calorifugée d'un matériau solide ; on porte la moitié gauche à T_1 et la droite à $T_2 < T_1$

⇒ initialement les molécules à gauche vibrent autour de leur position moyenne avec $E_{c1} > E_{c2}$, énergie cinétique des molécules de droite

⇒ par chocs à l'interface, celles de la moitié gauche perdent de l'énergie cinétique au profit de celles de la moitié droite

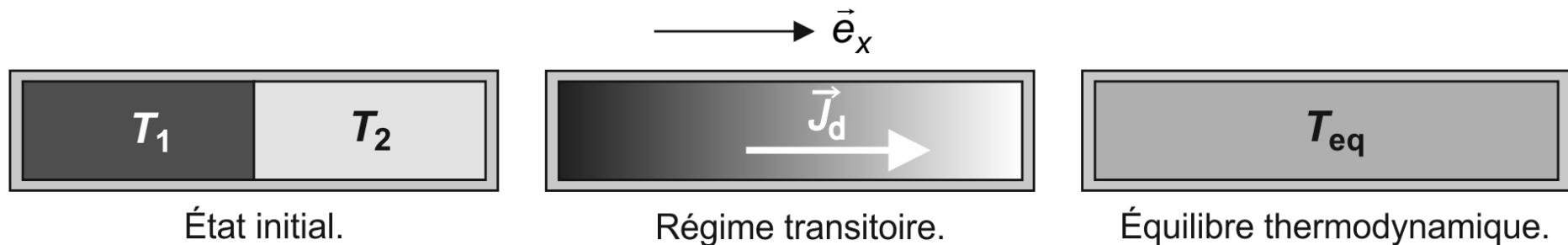
⇒ ce processus se reproduit de proche en proche, avec transport d'énergie cinétique des zones de forte température vers les zones de basse température : ici de la gauche vers la droite



$T(x,t) > T(x+dx,t) \Rightarrow$ transfert de E_c dans le sens $x \uparrow$

\vec{J}_d est donc dirigé des hautes vers les basses températures

après le régime transitoire, on obtient un équilibre thermodynamique avec $T_2 < T_{\text{eq}} < T_1$



$$\text{loi de Fourier : } \vec{J}_d = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$$

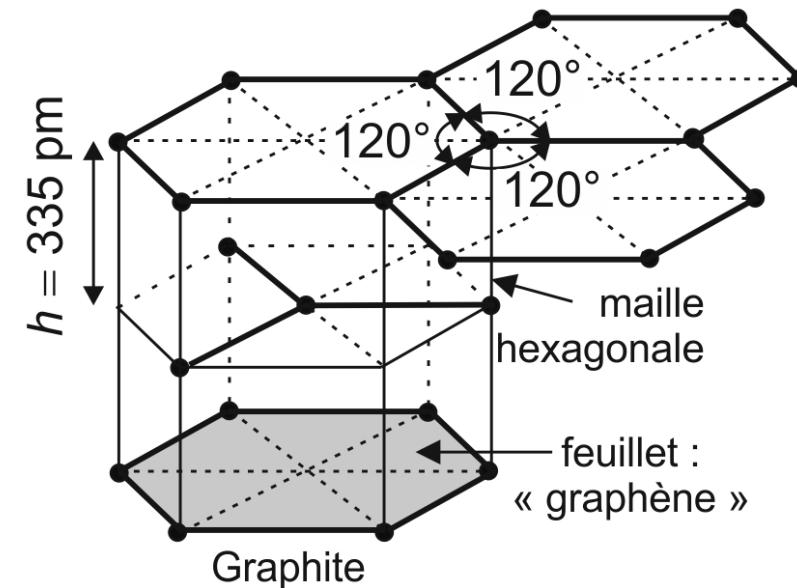
$\lambda \geq 0$ conductivité thermique du matériau ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

loi **phénoménologique** (est issue des observations, ne se démontre pas ; n'est pas universelle) en bon accord avec les mesures pour beaucoup de matériaux si le gradient de température n'est pas trop élevé

la loi de Fourier est linéaire : les matériaux pour lesquels elle est bien vérifiée sont des matériaux L.H.I (linéaires, homogènes et isotropes)

graphite : matériau **non** isotrope

- : atome de carbone



loi de Fourier en accord avec les phénomènes observés : transferts thermiques dans la direction où les variations spatiales locales de températures sont les plus intenses, et dans le sens des températures *décroissantes*

exemple à 1D : $T(x,t)$

$$\vec{J}_d = -\lambda \underbrace{\frac{\partial T}{\partial x}}_{>0} \vec{e}_x \text{ si } T \text{ décroît avec } x$$

λ dépend peu de p et T (par la suite l'influence de T est négligée)

valeurs de λ (pour $p = p^0 = 1$ bar et $T = 300$ K) :

		λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
métaux : très bons conducteurs	cuivre	403
	fer	81
solides non métalliques	diamant	2310
	graphite // graphène	2000
	graphite \perp graphène	9,6
	verre	1,0
	bois	0,2
	P.V.C	0,16
	eau	0,6
liquide	air	0,026
isolants thermiques	laine de verre	0,03
	polystyrène expansé	0,04
	brique	0,8

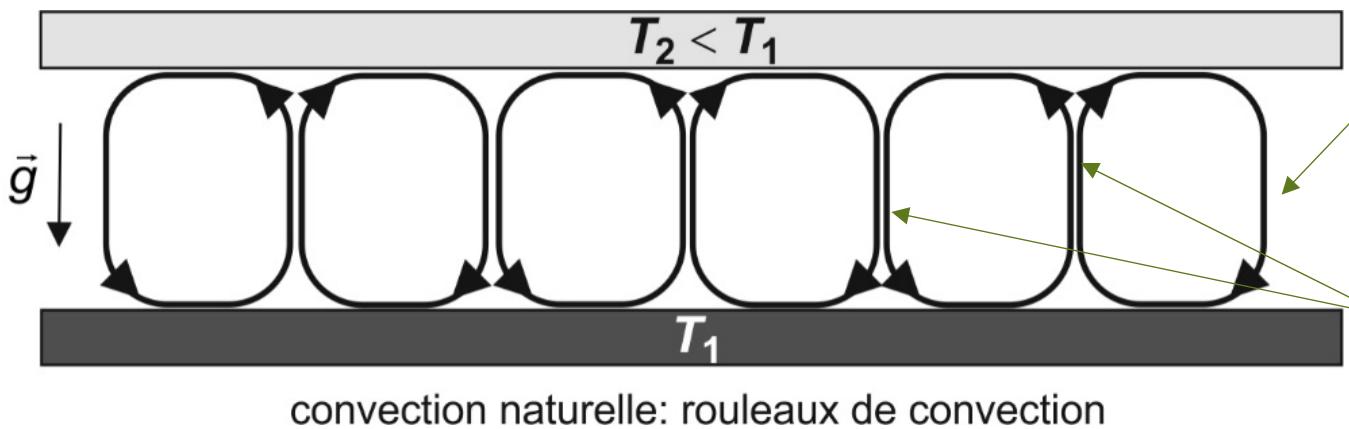
isolants thermiques : souvent des matériaux qui emprisonnent l'air $\Rightarrow \lambda \approx \lambda_{\text{air}}$

1.4 Convection

solides : diffusion thermique *pure*

fluides : diffusion + convection (transport de E_c par mouvement *macroscopique*)

l'écoulement peut être dû à des différences de température dans le fluide (convection *naturelle*) ; exemple :



fluide entre deux plaques parallèles horizontales ; celle du bas est chauffée

deux rouleaux voisins tournent en sens opposé

le fluide se réchauffe au contact de la plaque inférieure et devient moins dense que le fluide du dessus

$T_1 - T_2 > \Delta T_{\text{critique}}$ \Rightarrow instabilité de Rayleigh-Bénard : rouleaux de convection

- le fluide chaud subit une poussée d'Archimède de la part du fluide froid qui l'entoure et monte
- le fluide froid, plus dense, descend

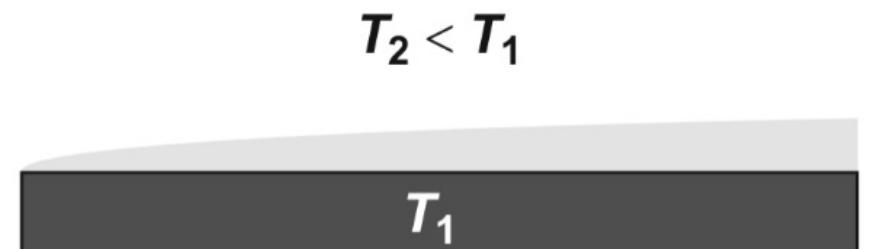
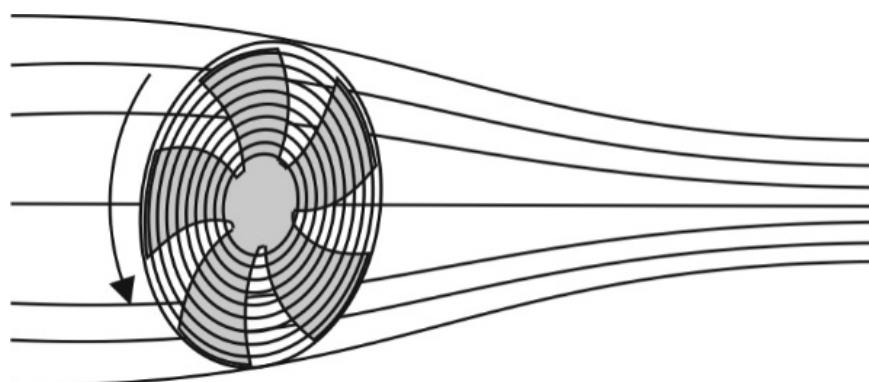
exemple : chauffage d' une pièce avec des radiateurs à eau

les transferts thermiques dus à la convection naturelle sont *beaucoup plus rapides* que ceux dus à la diffusion : $\tau_c \ll \tau_d$

ce phénomène fait intervenir la gravité et n'existe pas en apesanteur

on augmente la puissance thermique en *imposant* un écoulement : convection **forcée**

exemple : ventilateur d'un ordinateur pour refroidir les composants électroniques

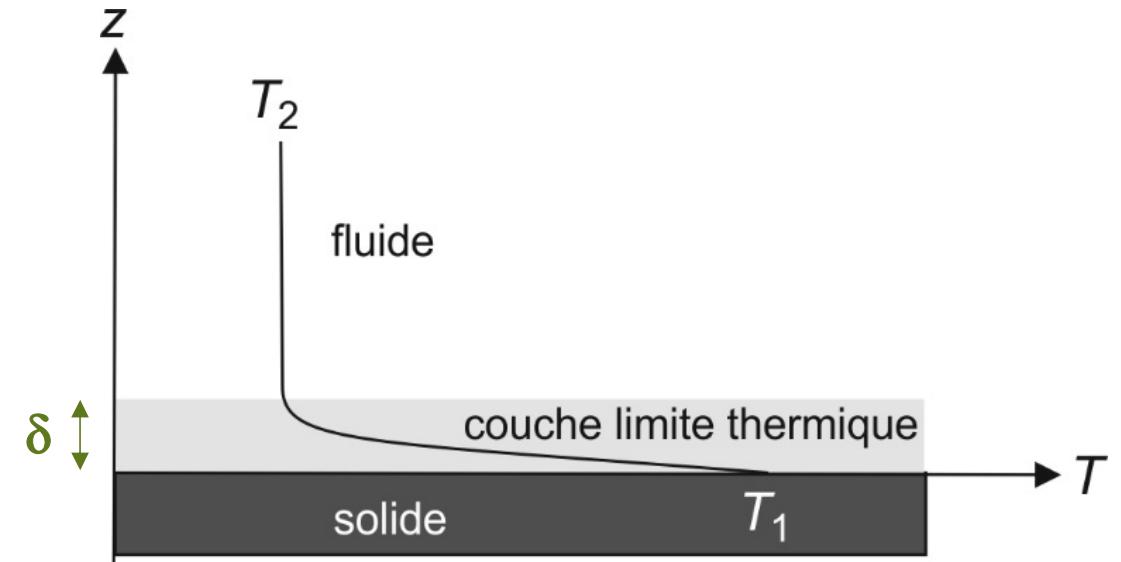


convection forcée : couche limite thermique

pour un solide de température T_1 placé dans un écoulement fluide (naturel ou forcé) de température $T_2 \Rightarrow$ transferts thermiques à l'interface

près du solide, la vitesse v du fluide $\rightarrow 0$ (adhérence à la paroi) \Rightarrow transferts thermiques *diffusifs* non négligeables dans une *couche limite thermique*

- hors de la couche limite thermique (de très faible épaisseur δ), $T \approx T_2$
- dans la couche limite : fort gradient de T (passe sur une faible distance de T_1 à T_2)
- \neq couche limite « dynamique » qui existe pour tout écoulement alors qu'il n'y a pas de couche limite thermique si $T_1 = T_2$



Les transferts thermiques entre le solide et le fluide font intervenir la diffusion **et** la convection : on parle de transport *conducto-convectif* associé au vecteur \vec{J}_{cc}

pour calculer ces transferts il faut les champs de vitesse **et** de température de l'écoulement \Rightarrow simulations numériques

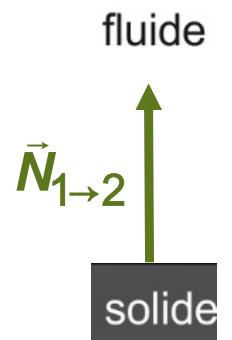
approche phénoménologique : loi de Newton $\vec{J}_{cc} = h[T_1 - T_2] \vec{N}_{1 \rightarrow 2}$

$h \geq 0$ coefficient de transfert thermique de surface ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)

$\vec{N}_{1 \rightarrow 2}$ vecteur unitaire normal à l'interface solide / fluide
dirigé du solide vers le fluide

loi de Newton :

- linéaire
- transferts thermiques normaux à l'interface
- d'autant plus rapides que $|T_1 - T_2|$ est grande
- dans le sens solide \rightarrow fluide si $T_1 - T_2 > 0$, dans le sens opposé sinon
- bon accord avec les mesures si $|T_1 - T_2|$ pas trop élevé



convection naturelle : $h_{(\text{air})} \simeq 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$; $h_{(\text{eau})}$ de 100 à 1000 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

convection forcée : $h_{(\text{air})}$ jusqu'à 500 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$; $h_{(\text{eau})}$ jusqu'à 15000 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

1.5 Rayonnement thermique

rayonnement électromagnétique émis par les atomes qui se désexcitent d'un niveau d'énergie à un niveau plus bas suite à une *excitation thermique*
se propage donc dans le vide (seul mode de transfert thermique qui existe en l'absence de milieu matériel)

Complément hors-programme : rayonnement du corps noir

corps noir : absorbe tout rayonnement électromagnétique, $\forall \lambda$ et l'angle d'incidence

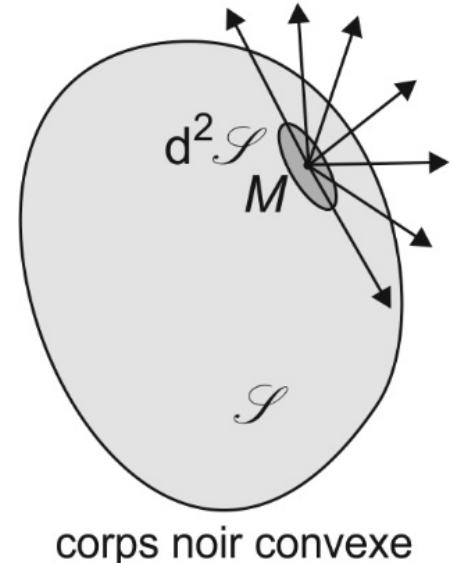
loi de Planck pour corps noir de température *de surface* T (équilibre thermodynamique *local* car la température du corps noir n'est pas nécessairement uniforme) :

$$\underbrace{d\phi_e}_{W \cdot m^{-2}} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} d\lambda = F(\lambda) d\lambda$$

h , k_B et c constantes de Planck, de Boltzmann, et célérité de la lumière dans le vide

puissance émise par unité de surface,
dans l'intervalle spectral $[\lambda, \lambda + d\lambda]$

Φ_e puissance émise dans un demi espace à partir d'un point M à la surface du corps noir supposé convexe



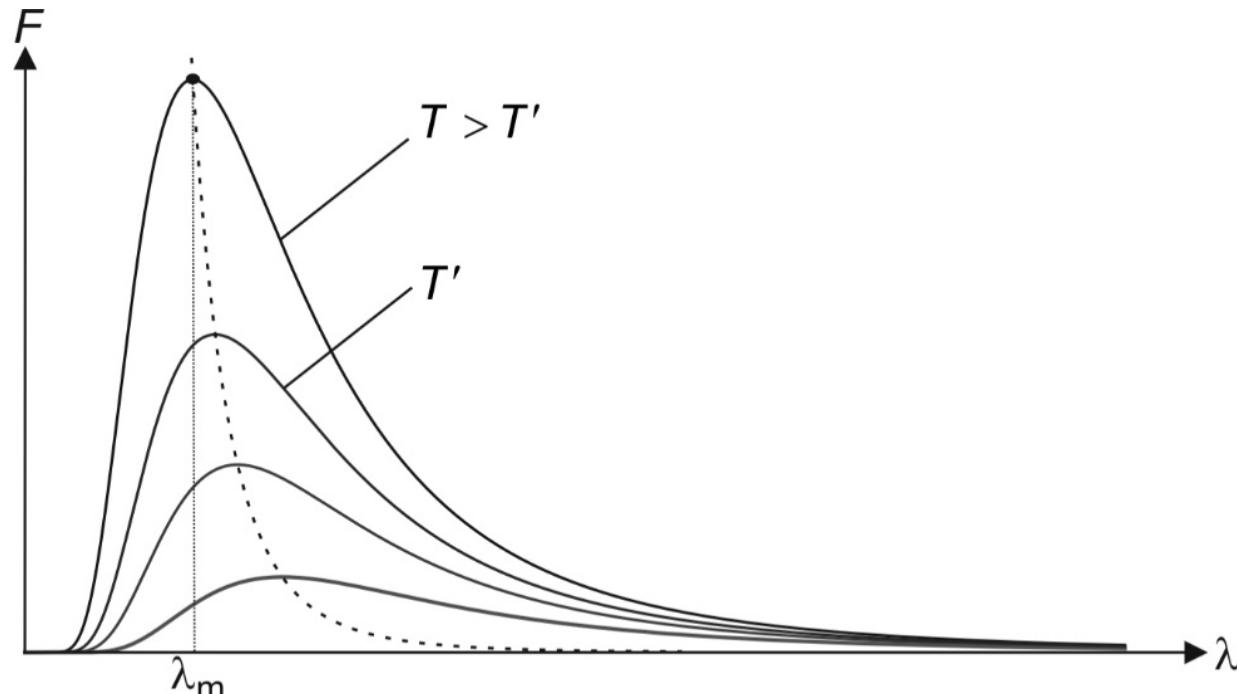
le rayonnement d'un corps noir est donc **continu**, très différent du spectre de raies émis par un gaz à basse pression.

étude de fonction : la puissance surfacique spectrale $F(\lambda)$ est maximale pour la longueur d'onde λ_m telle que :

$$\lambda_m T = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \simeq 3 \cdot 10^3 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

(loi de déplacement de Wien)

exemple : pour $T = 300 \text{ K}$, $\lambda_m = 10 \text{ } \mu\text{m}$ (infra-rouges)



loi de déplacement de Wien : plus la température est élevée, plus le spectre émis est centré sur les faibles longueurs d'onde

calcul : 98% de la puissance est rayonnée dans l'intervalle $[0,5\lambda_m, 8\lambda_m]$
en intégrant sur tout le spectre : **loi de Stefan**

$$\Phi_e = \sigma T^4 \text{ avec } \sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} = 5,670316 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4} \text{ constante de Stefan}$$

puissance surfacique *totale* émise par le corps noir de température de surface T

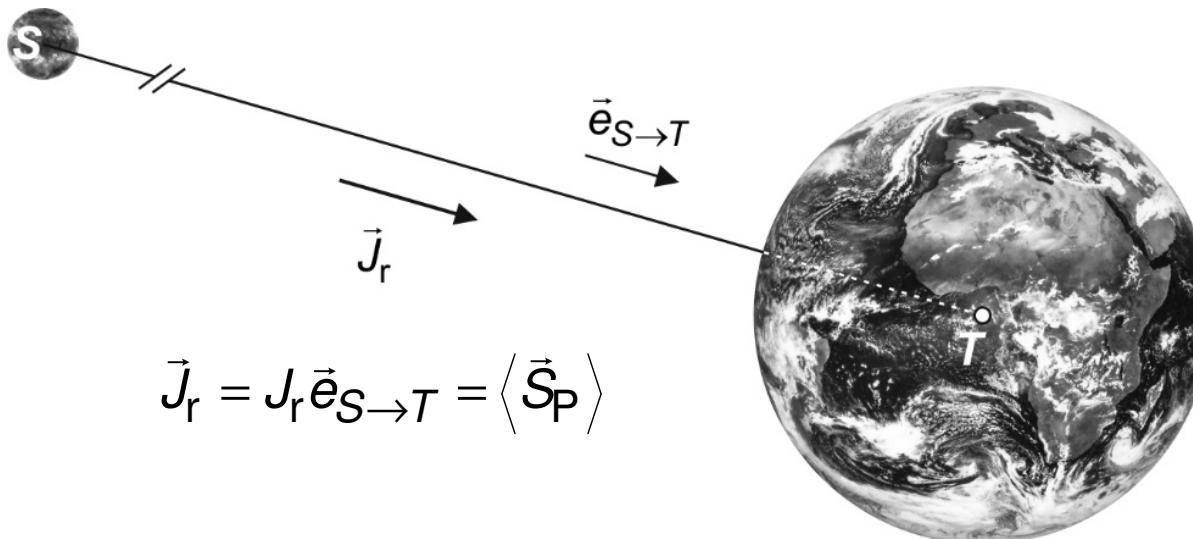
corps noir : modèle car aucun corps n'absorbe tout le spectre

exemple : le verre est transparent dans le visible mais absorbe les U.V et **les infrarouges autour de 10 µm** \Rightarrow se comporte comme un corps noir vers 10 µm et absorbe, d'après la loi de Wien, le rayonnement thermique ambiant ($T \approx 300$ K)

le rayonnement solaire est proche de celui d'un corps noir de température 5700 K
 la loi de Stefan permet de calculer la puissance émise par le Soleil et on en déduit la fraction J_r reçue par la Terre

$$J_r = 1360 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ au sommet de l'atmosphère}$$

$$J_{r\ max} \simeq 1 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2} \text{ au niveau de la mer car :}$$



- *albédo* (une partie de la puissance provenant du Soleil est réfléchie, ou diffusée, et repart dans l'espace)
 - absorption par l'atmosphère
 - émission de rayonnements de l'atmosphère vers la Terre