

Rayonnement thermique

Le rayonnement thermique est un transfert énergétique classé dans les transferts thermiques qui comptent aussi la conduction et la convection. Ce mécanisme de transfert énergétique fait intervenir à la fois l'émission et l'absorption d'ondes électromagnétiques. Sa spécificité par rapport à la conduction et à la convection est de ne pas nécessiter de milieu matériel pour se réaliser. Le vide où peuvent se propager les ondes électromagnétiques permet les transferts thermiques par rayonnement. Quelques éléments théoriques concernant ces ondes sont indispensables. C'est pourquoi, nous commencerons par en donner une brève description. Notons, pour commencer, que le rayonnement thermique dans le domaine du visible et de l'infrarouge trouve de nombreuses applications. Dans le domaine du visible, le Soleil est la principale source de rayonnement thermique de notre environnement. La vision nocturne est sans doute la plus connue des applications, voir la figure 1. Elle est basée sur la détection du rayonnement infrarouge qui est émis par tout corps possédant une température habituelle sur Terre (autour de 280 K).



FIGURE 1 – Vision nocturne - Surveillance d'une zone sensible

Les autres applications seront étudiées à la fin de ce document.

1 Ondes électromagnétiques

Sur le plan théorique, le rayonnement thermique est décrit comme le résultat de la superposition des rayonnements électromagnétiques émis par une multitude de dipôles rayonnants. Les principaux résultats du cours sur l'émission d'ondes électromagnétiques par un dipôle oscillant sont nécessaires.

1.1 Rayonnement dipolaire

Le dipôle électrostatique a été modélisé par un couple de charge $(-q, +q)$ séparé par une distance fixe généralement notée a . Le moment dipolaire électrique associé à ce système est défini par le vecteur $\vec{p} = qa\vec{e}_z$ si les deux charges sont présentes sur l'axe de coordonnées Oz et orienté depuis la position de la charge négative $-q$ vers la charge positive q . Un dipôle électrique oscillant peut être décrit par le modèle de deux charges $(-q \cos \omega t, q \cos \omega t)$ séparées par la distance fixe a . Le moment dipolaire devient alors : $\vec{p} = qa \cos \omega t$ qu'on pourra noter en complexe :

$$\vec{p} = qa \exp i\omega t \vec{e}_z$$

Une autre description du moment oscillant est possible : on peut le décrire comme composé par un couple de charge $(-q, +q)$ invariables, séparées par une distance variable $a \cos \omega t$. On pose $\vec{p}_0 = qa\vec{e}_z$.

On montre, alors, dans le cadre de l'approximation dipolaire ($r \gg a$) que le champ électromagnétique dans la zone de rayonnement $r \gg \lambda$ où $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ est caractérisé par :

$$\vec{B} = -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi r c} \sin \theta \exp i(\omega t - kr) \vec{e}_\varphi \quad \text{et} \quad \vec{E} = -\frac{\mu_0 p_0 \omega^2}{4\pi r} \sin \theta \exp i(\omega t - kr) \vec{e}_\theta$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et $\vec{k} = k\vec{e}_r$ le vecteur d'onde de norme $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, voir la figure 2.

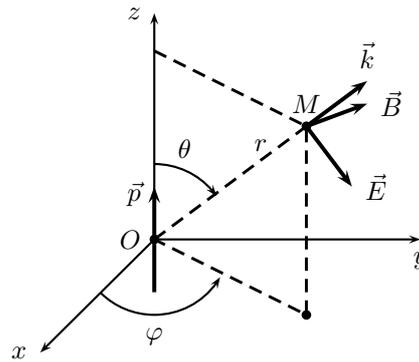


FIGURE 2 – Structure de l'onde rayonnée par un dipôle oscillant

1.2 Vecteur de Poynting

Le vecteur de POYNTING caractérise l'onde électromagnétique du point de vue énergétique. Il est défini par :

$$\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0}$$

Commençons par une analyse dimensionnelle de cette définition :

L'unité du champ électrique \vec{E} est : $V \cdot m^{-1}$. Pour l'autre terme de ce produit, il est préférable de ne pas s'intéresser à \vec{B} mais directement à $\frac{\vec{B}}{\mu_0}$. En effet, le champ magnétique créé par un fil infini parcouru par une intensité I est donné par $\vec{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \vec{e}_\theta$ pour un point M situé à la distance r du fil (coordonnées cylindriques). On constate donc que $\frac{B}{\mu_0} = \frac{I}{2\pi r}$. L'unité de ce terme est donc : $A \cdot m^{-1}$. Par conséquent :

$$\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0} \text{ est en : } V \cdot A \cdot m^{-2} \text{ ou } W \cdot m^{-2}$$

Le vecteur de POYNTING correspond donc à une puissance par unité de surface qu'on appelle encore *flux surfacique* souvent noté φ . Cette grandeur est identique à celles rencontrées en conduction et en convection que nous avons notées \vec{j}_{cond} et \vec{j}_{conv} . On écrira donc les puissances surfaciques correspondant au vecteur de POYNTING :

$$\text{Puissance surfacique : } j_{ray} = \varphi = \vec{\Pi}$$

Dans le cadre du dipôle oscillant, en réels, le flux surfacique sera : $j_{ray} = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 c r^2} \sin^2 \theta \cos^2(\omega t - kr)$.

1.3 Puissance rayonnée

La puissance rayonnée à travers une surface donnée correspond au flux du vecteur de POYNTING à travers la surface ouverte ou fermée considérée :

$$P_{ray} = \oiint \vec{j}_{ray} \cdot d\vec{S}$$

Dans le cas d'un seul dipôle oscillant étudié précédemment, on peut observer que la puissance n'est pas rayonnée de façon isotrope dans l'espace du fait de la présence du terme en $\sin^2 \theta$, elle est maximale en $\theta = \pi/2$. Le calcul de la puissance moyenne rayonnée à travers une sphère de rayon r s'écrit donc : $\langle P_{ray} \rangle = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{16\pi^2 c} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi$. Après calcul, on a :

$$\langle P_{ray} \rangle = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{12\pi c}$$

On constate que cette puissance ne dépend que des caractéristiques du moment dipolaire oscillant. On observera aussi bien à travers ce résultat qu'à travers l'expression de j_{ray} que le rayonnement émis par un dipôle est composé d'une seule fréquence correspondant à la pulsation ω ou à la longueur λ . Il est *monochromatique*.

2 Loi de Planck

Afin d'expliquer le rayonnement émis par un corps macroscopique, Planck proposa en 1900 une théorie qui considère que le corps macroscopique à l'équilibre à la température T est constitué d'une multitude de dipôles oscillants. La Thermodynamique statistique permet alors d'étudier le flux surfacique émis. Sa première caractéristique est de ne plus être monochromatique. Cette théorie est hors programme mais fait intervenir un modèle pour le corps macroscopique étudié qu'on appelle le modèle du *corps noir*.

2.1 Le corps noir

Un corps macroscopique est qualifié de *corps noir* lorsqu'il est à l'équilibre thermodynamique. Il est donc indispensable qu'il reçoive autant d'énergie qu'il n'en émette. D'autre part, un *corps noir* absorbe l'intégralité du rayonnement incident qu'il reçoit d'où son qualificatif de noir par référence aux corps de couleur noire qui absorbent intégralement le rayonnement visible.

$$\text{Corps noir} \Leftrightarrow \text{Équilibre} \Leftrightarrow \varphi_{\text{incident}} = \varphi_{\text{absorbé}} = \varphi_{\text{émis}}$$

2.2 La loi de Planck

Elle sera présentée sous la forme de la densité spectrale de rayonnement. Le caractère non monochromatique du rayonnement émis par le corps noir est traduit par la donnée de la dérivée du flux surfacique de rayonnement j_{ray} par rapport à la longueur d'onde λ (on peut aussi rencontrer cette loi où la fréquence $\nu = c/\lambda$ est privilégiée). La formule de la loi de PLANCK est :

$$\frac{dj_{ray}}{d\lambda} = \frac{d\varphi_{\text{corps noir}}}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{k_B T \lambda} - 1}$$

Dans cette formule $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ est la constante de PLANCK et $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ est la constante de BOLTZMANN. La densité spectrale de flux surfacique est donnée à la figure 3.

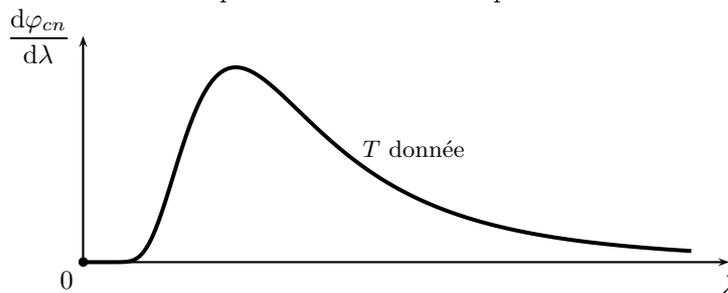


FIGURE 3 – Densité spectrale de flux surfacique

2.3 Loi de Wien

On effectue fréquemment le changement de variable $\alpha = \frac{hc}{k_B T \lambda}$ pour simplifier l'approche de cette fonction lorsqu'on étudie le spectre du rayonnement émis par le corps noir, c'est-à-dire la dépendance avec λ . On peut alors réécrire : $\frac{d\varphi_{\text{Corps Noir}}}{d\lambda} = \frac{2\pi k_B^5 T^5}{h^4 c^3} f(\alpha)$ avec $f(\alpha) = \frac{\alpha^5}{\exp \alpha - 1}$. Après calcul, on trouve que $\frac{df}{d\alpha} = \frac{5\alpha^4}{(\exp \alpha - 1)^2} \left[\exp \alpha \left(1 - \frac{\alpha}{5} \right) - 1 \right]$. Cette dérivée s'annule pour $\alpha = \alpha_m$ et la fonction $f(\alpha)$ présente un maximum lorsque : $1 - \frac{\alpha_m}{5} = \exp -\alpha_m$. Cette équation doit être résolue numériquement et on trouve : $\alpha_m = 4,9651$. La représentation de $f(\alpha)$ est donnée sur la figure 4.

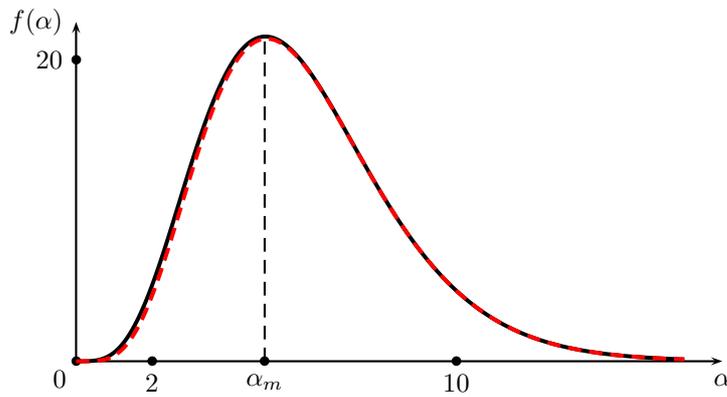


FIGURE 4 – Représentation de $f(\alpha)$

Sauf pour les valeurs de $\alpha \simeq 0$, la fonction $f(\alpha)$ peut être très bien approchée par $f_{ap}(\alpha) = \alpha^5 \exp -\alpha$. L'étude de cette fonction est alors beaucoup plus simple et on trouve que $\alpha_m = 5$.

La loi de WIEN exprime le fait que la longueur d'onde λ_m correspondant au maximum de puissance rayonnée par le corps noir est lié à la température T de ce dernier par :

$$\text{Loi de WIEN : } \lambda_m T = 2895 \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

Cette loi est souvent approximée par $\lambda_m T \simeq 3000 \mu\text{m} \cdot \text{K}$. Son origine est directement liée à la détermination de $\alpha_m = \frac{hc}{k_B T \lambda_m}$ d'où $\lambda_m T = \frac{hc}{k_B \alpha_m}$.

Comme le spectre rayonné par le Soleil présente un maximum d'émission autour de $0,5 \mu\text{m}$, on peut évaluer très rapidement grâce à la loi de WIEN la température des couches superficielles du Soleil : on trouve $T_S \simeq 6000 \text{K}$.

Dans la lecture du graphique de la figure 4, on n'oubliera pas que $\alpha = \frac{hc}{k_B T \lambda}$ et donc que, pour une température T fixée, $\alpha \rightarrow 0$ correspond à $\lambda \rightarrow \infty$ et réciproquement $\alpha \rightarrow \infty$ correspond à $\lambda \rightarrow 0$. Il est donc indispensable de tracer le spectre en fonction de la longueur d'onde λ .

2.4 Étude spectrale

Nous allons étudier l'influence de la température T du corps noir sur la distribution spectrale du rayonnement. Le graphique de la figure 5 représente $\frac{d\varphi}{d\lambda}$ en fonction de λ .

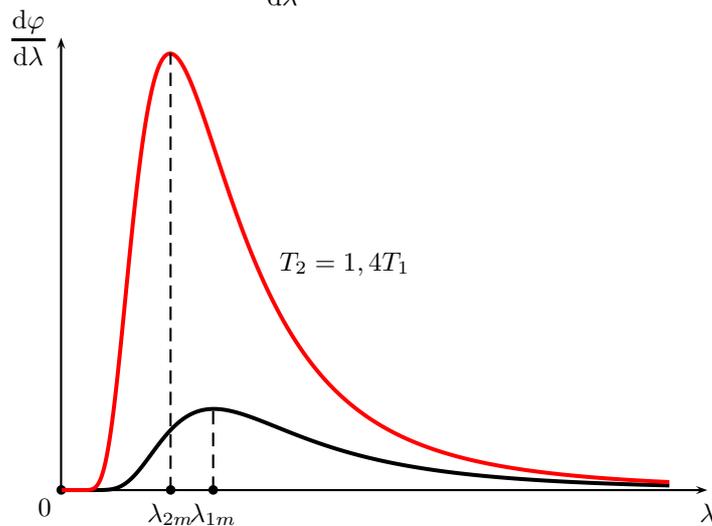


FIGURE 5 – Spectre du rayonnement du corps noir

Les constatations importantes à effectuer sont d'une part le fait que lorsque la température augmente la puissance surfacique rayonnée à savoir φ qui est représentée par l'aire sous la courbe puisque $\varphi = \int \frac{d\varphi}{d\lambda} d\lambda$ augmente fortement. D'autre part, comme on l'a vu avant le maximum se décale vers les courtes longueurs d'onde comme la Loi de WIEN. Un corps à la température de $T \simeq 300 \text{K}$ émettra essentiellement autour de $\lambda_m \simeq 10 \mu\text{m}$, c'est-à-dire dans l'infrarouge. C'est le cas de la plupart des objets terrestres. Le principe de la

vision nocturne en infrarouge repose sur la différence des rayonnements émis avec la température. Prenons l'exemple d'une atmosphère nocturne à 7°C donc $T_1 = 280\text{ K}$ et celle d'un homme à 37°C donc $T_2 = 310\text{ K}$. Le rapport des températures est $T_2/T_1 = 1,12$. La différence entre les rayonnements émis est déjà suffisamment notable comme on peut le voir à la figure 6. Les deux systèmes émettent dans l'infrarouge autour de $10\ \mu\text{m}$ mais la quantité de rayonnement émis est plus importante pour le corps humain d'où la possibilité de le détecter.

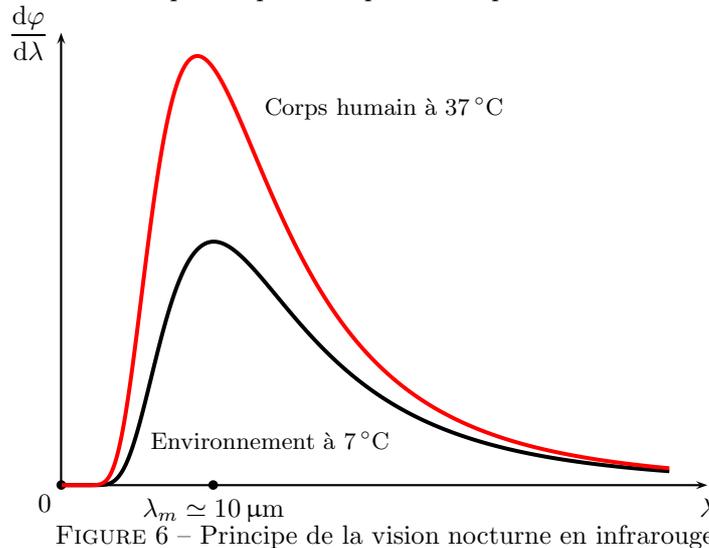


FIGURE 6 – Principe de la vision nocturne en infrarouge

2.5 Le rayonnement de fond cosmologique

Un corps noir à une température de 3 K possède un spectre réparti aux alentours de $\lambda = 1\text{ mm}$ d'après la loi de WIEN. Les modèles cosmologiques actuels (dits du big bang) supposent que l'état *initial* de l'univers était exclusivement constitué de rayonnement, en équilibre thermique à une température très élevée, donc à une longueur d'onde très faible. Le refroidissement rapide associé à l'expansion de l'Univers amena la fin de cette première phase lorsque la température devint suffisamment basse (de l'ordre de 4000 K) pour permettre la recombinaison des électrons et des noyaux en atomes, puis en molécules : c'est la phase de dominante matérielle, qui dure encore actuellement. Le rayonnement qui avait été émis à ce moment poursuit depuis une existence propre, découplée de l'évolution matérielle ; il continue de remplir uniformément l'Univers. Cependant, il subit, comme le reste de l'Univers, l'expansion universelle. Ainsi, il possédait au moment de la recombinaison (il y a environ 15×10^9 années) une température de l'ordre de 4000 K , avec donc une répartition donnée par la loi de PLANCK, et un maximum d'émission à la longueur d'onde de $0,72\ \mu\text{m}$. La réalisation d'observations astronomiques à grande distance revient, compte tenu de la vitesse finie de propagation des ondes électromagnétiques, à une observation du passé. Cependant, une telle observation est affectée par l'effet DOPPLER-FIZEAU, c'est-à-dire par un *décalage vers le rouge* (vers les basses longueurs d'onde) du rayonnement, proportionnel au rapport v/c , où v est la vitesse d'éloignement (on parle aussi de vitesse de récession) de l'objet observé, et c la vitesse de la lumière. Dans le cas de ce rayonnement, le rapport v/c pour la *frontière* de la zone de rayonnement (c'est-à-dire aussi, la limite de l'univers observable) correspond environ à $v/c = 1500$, donc la longueur d'onde de ce rayonnement, tel qu'il est observé depuis la Terre, atteint aujourd'hui une valeur de l'ordre de 1 mm , ce qui correspond à une température apparente de $2,7\text{ K}$; on dit que l'expansion universelle *refroidit* ce rayonnement thermique, qui porte le nom de rayonnement de fond cosmologique. Ce rayonnement, prévu par les théoriciens de la cosmologie, a été observé pour la première fois en 1965 par les radioastronomes américains ARNO PENZIAS et ROBERT WILSON. Conformément aux prévisions théoriques de la cosmologie, ce fond de rayonnement est pratiquement isotrope et est très bien représenté par la loi de PLANCK ; les mesures effectuées le satellite COBE évaluent actuellement sa température à $2,74 \pm 0,06\text{ K}$.

3 Loi de Stefan

3.1 Expression de la loi

Cette loi est encore appelée loi de STEFAN-BOLTZMANN. Cette loi caractérise le flux surfacique $j_{ray} = \varphi$ en $W \cdot m^{-2}$ émis par un corps noir à l'équilibre à la température T . Comme nous l'avons écrit précédemment, ce flux surfacique correspond à l'aire sous la courbe représentant la densité spectrale. Pour obtenir le flux surfacique, on intègre sur toutes les longueurs d'onde λ , voir la figure 7.

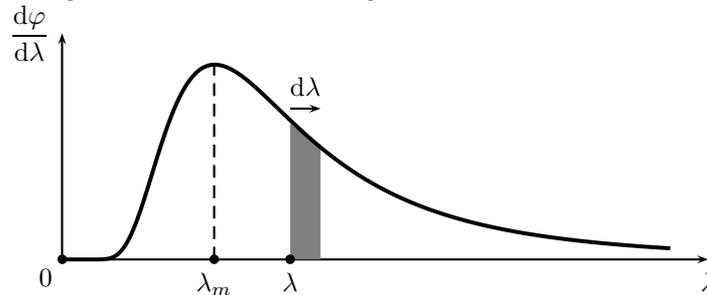


FIGURE 7 – Calcul du flux surfacique

On a donc $j_{ray} = \varphi = \int_{\lambda=0}^{\infty} \left(\frac{d\varphi}{d\lambda} \right) d\lambda$. Pour calculer cette intégrale, on effectue à nouveau le changement de variable $\alpha = \frac{hc}{k_B T \lambda}$. On peut ainsi écrire que $j_{ray} = \frac{2\pi k_B^4 T^4}{c^2 h^3} \int_{\alpha=0}^{\infty} \frac{\alpha^3}{\exp \alpha - 1} d\alpha$. Cette dernière intégrale est difficile à calculer, le résultat est la valeur $\frac{\pi^4}{15}$. Ainsi, on peut écrire :

Loi de STEFAN-BOLTZMANN : $j_{ray} = \sigma T^4$

avec $\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \times 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$ est appelée constante de STEFAN-BOLTZMANN. On constate que quel que soit le système considéré à partir du moment où il est assimilé à un corps noir, il obéit à $j_{ray} = \sigma T^4$. De plus, la constante σ ne dépend que de constantes fondamentales de la Physique.

3.2 Corps gris

Le modèle du corps noir est un modèle qui ne correspond pas tout à fait à la réalité de l'émission thermique même si le modèle fonctionne très bien pour le rayonnement de fond cosmologique. En pratique, l'émission de rayonnement est décrite par la notion de *corps gris* et caractérisée par un nombre $0 \leq \varepsilon \leq 1$ qu'on peut qualifier d'émissivité. Le flux surfacique émis par le corps gris est une fraction de celui émis par le corps noir :

Corps gris : $j_{ray} = \varepsilon \sigma T^4$

La description que nous venons de faire du corps gris n'est pas tout à fait satisfaisante car les corps ne sont pas des émetteurs *universels*. Cela signifie qu'il ne se comporte pas de la même façon sur toutes les longueurs d'onde. Les exemples que nous prendront concernent les deux domaines de rayonnement qui nous concernent à avoir le rayonnement infrarouge autour de $10 \mu m$ ou $300 K$ et le rayonnement visible autour de $0,5 \mu m$ ou $6000 K$. Certains corps peuvent être considérés comme des corps quasiment noirs dans un domaine de longueur d'onde et comme des corps gris dans un autre. L'émission s'effectuant au niveau de la surface, c'est surtout l'état de surface d'un corps qui va être décisive. Dans le tableau qui suit, on trouve des exemples du comportement différent d'un même corps en fonction du domaine spectral considéré :

	ε Visible $\lambda \simeq 0,5 \mu m$	ε Infrarouge $\lambda \simeq 10 \mu m$
acier galvanisé	0,89	0,28
marbre blanc	0,47	0,97
verre	0,10	0,90
papier blanc	0,28	0,95
végétation	0,80	0,85

On observe donc que le modèle du corps noir s'adapte très bien au cas du marbre dans l'infrarouge et relativement mal dans le domaine visible. Pour l'acier galvanisé, c'est plutôt l'inverse.

3.3 Définition des flux surfaciques pertinents

Lors de l'étude thermodynamique des systèmes qui émettent du rayonnement thermique, on est amené à définir plusieurs flux surfaciques. Nous avons déjà présenté le flux surfacique émis par un corps. Un autre flux important est le flux réfléchi par la surface d'un corps. Lorsqu'un corps reçoit un rayonnement thermique, il ne va pas en général l'absorber complètement. Une partie sera réfléchie. Comme pour l'émission la fraction réfléchie du rayonnement dépend de la longueur d'onde et donc du domaine spectral. Le coefficient de réflexion est noté en général A et porte le nom d'*albédo*. Ce facteur permet d'évaluer la puissance surfacique réfléchie par une surface par rapport à celle qu'elle reçoit. Un exemple : l'atmosphère terrestre réfléchit environ 35% du flux surfacique qu'elle reçoit de la part du Soleil. On a donc $A = 0,35$. Comme nous l'avons vu pour l'émissivité ε , l'albédo dépend aussi du domaine de longueur d'onde. En particulier, l'atmosphère va relativement peu réfléchir le rayonnement infrarouge mais plutôt l'absorber.

- Le flux surfacique *émis* est donné par le modèle du corps noir $\varphi_{\text{émis}} = \sigma T^4$ ou bien par celui du corps gris $\varphi_{\text{émis}} = \varepsilon \sigma T^4$.
- Le flux surfacique incident sur une surface est : $\varphi_{\text{incident}}$.
- Le flux surfacique réfléchi par une surface est : $\varphi_{\text{réfléchi}} = A \varphi_{\text{incident}}$.
- Le flux surfacique absorbé par une surface est : $\varphi_{\text{absorbé}} = (1 - A) \varphi_{\text{incident}}$.
- Le flux surfacique partant d'une surface est : φ_{partant} .

La figure 8 présente un bilan des différents flux surfaciques définis ci-dessus.

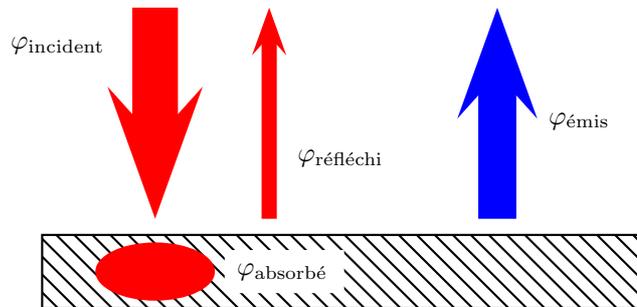


FIGURE 8 – Bilan des flux surfaciques

Avec les définitions proposées, on constate que le flux incident se décompose en flux absorbé et en flux réfléchi :

$$\varphi_{\text{incident}} = \varphi_{\text{réfléchi}} + \varphi_{\text{absorbé}}$$

De la même façon, le flux partant comporte deux contributions, une issue de la réflexion et une autre issue de l'émission propre par la surface :

$$\varphi_{\text{partant}} = \varphi_{\text{réfléchi}} + \varphi_{\text{émis}}$$

Le modèle du corps noir suppose que $\varphi_{\text{réfléchi}} = 0$. Par conséquent, on a $\varphi_{\text{incident}} = \varphi_{\text{absorbé}} = \varphi_{\text{partant}} = \varphi_{\text{émis}}$.

Considérons un corps considéré comme noir à la température T plongé dans un environnement aussi assimilé à un corps noir à la température T_0 . Ce corps émet selon la loi de STEFAN-BOLTZMANN le flux surfacique σT^4 . Mais dans le même temps, il reçoit de la part de son environnement le flux surfacique σT_0^4 . Pour tout problème énergétique, il faudra tenir compte de ces deux flux surfaciques. Si l'on utilise la convention habituelle de la Thermodynamique qui compte positivement les énergies reçues par le corps considéré, on a donc le bilan de flux suivant qu'on appelle encore *le flux radiatif* :

$$\dot{j}_{\text{bilan}} = \varphi_{\text{bilan}} = \sigma(T_0^4 - T^4) = j_{\text{radiatif}} = \varphi_{\text{rad}}$$

3.4 Linéarisation d'un bilan de rayonnement ou flux radiatif

La loi de STEFAN-BOLTZMANN n'est pas linéaire. Il est toutefois possible de linéariser ce bilan de rayonnement lorsque $\Delta T = T - T_0 \ll T_0$. La linéarisation s'effectue en utilisant un développement de TAYLOR à l'ordre le plus bas, c'est-à-dire ici au premier ordre, au voisinage de T_0 . On peut écrire que :

$$f(T) = f(T_0) + \left. \frac{df}{dT} \right|_{T_0} (T - T_0)$$

On utilise alors la fonction $f(T) = T^4$ et on peut donc écrire que :

$$T^4 = T_0^4 + 4T_0^3 (T - T_0)$$

On obtient donc :

$$j_{\text{bilan}} = 4\sigma T_0^3 (T - T_0)$$

L'intérêt de cette procédure - lorsqu'elle est raisonnablement possible - est de permettre de voir la question du bilan de rayonnement comme une question suivant le même type de loi que la convection. Il arrive qu'on pose un coefficient de convection lié au rayonnement selon :

$$h_{\text{ray}} = 4\sigma T_0^3 \quad \text{et} \quad j_{\text{ray}} = h_{\text{ray}} (T - T_0)$$

Lors du bilan énergétique d'un système dans une atmosphère donnée, on pourra englober le bilan de rayonnement et la convection pour écrire que :

$$j_{\text{conv+ray}} = h_{\text{tot}} (T - T_0) \quad \text{avec} \quad h_{\text{tot}} = h_{\text{conv}} + h_{\text{ray}}$$

Cette modélisation est souvent pratiquée par les ingénieurs, les architectes qui étudient la question des pertes énergétiques d'un bâtiment qu'ils ont la charge de concevoir. Dans leur cas de figure, les écarts entre la température de surface d'un bâtiment et la température de l'atmosphère est, en général, suffisamment faible pour autoriser la linéarisation. Bien sûr, en cas d'écarts de température plus importants, il faudra conserver la loi non-linéaire de STEFAN-BOLTZMANN. Pour terminer, nous allons faire les deux applications numériques du bilan de rayonnement concernant une casserole encore chaude puisqu'elle est à 50°C ($T = 323\text{K}$) et l'air de la cuisine à 20°C ($T_0 = 293\text{K}$). L'une est effectuée sans linéarisation et l'autre avec :

$$\begin{cases} j_{\text{bilan}}^{(nl)} = \sigma (T^4 - T_0^4) = 200 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \\ j_{\text{bilan}}^l = 4\sigma T_0^3 (T - T_0) = 171 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \end{cases}$$

On constate, ici, que l'écart relatif entre les deux bilans de rayonnement est de l'ordre de 15% pour un écart de température de 30°C ce qui représente un écart relatif d'environ 10% sur la température exprimée en kelvin.

Si on reprend le même calcul pour un système à $T = 303\text{K}$ par rapport à une atmosphère toujours à $T_0 = 293\text{K}$, on trouve les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} j_{\text{bilan}}^{(nl)} = \sigma (T^4 - T_0^4) = 60 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \\ j_{\text{bilan}}^l = 4\sigma T_0^3 (T - T_0) = 57 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \end{cases}$$

L'écart est maintenant réduit à environ 5%.

4 Applications du rayonnement thermique

Sur les figures, l'intensité du rayonnement infrarouge est traduite en fausses couleurs allant par convention du rouge pour les intensités élevées au bleu pour les intensités faibles.

4.1 Fuites thermiques

Comme nous pouvons le voir sur la figure 9, l'observation dans le domaine de l'infrarouge est décisive pour étudier le problème d'isolation d'une maison ou d'un bâtiment. On peut ainsi mieux cibler les fuites thermiques et améliorer la conception d'un ouvrage.

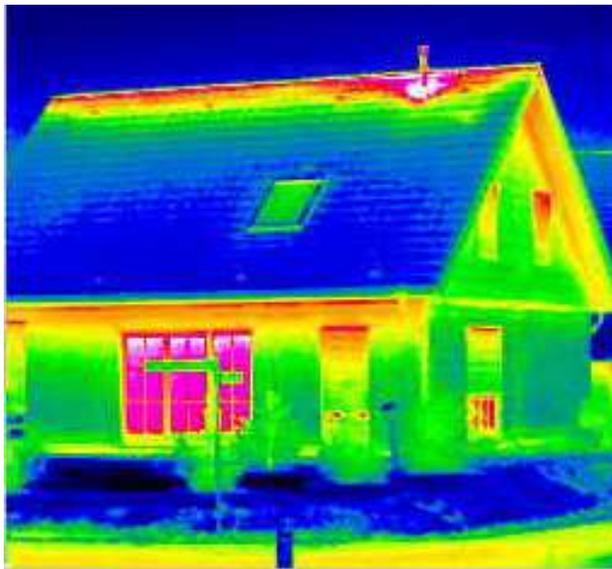


FIGURE 9 – Fuite thermique

4.2 Effet Joule

Dans la conception des circuits intégrés, il est très important de prendre en compte l'évacuation de l'énergie dissipée (effet JOULE). Par exemple, l'analyse d'un prototype de circuit par une caméra infrarouge permettra de mieux cerner les zones d'échauffement et donc de mieux prévoir la disposition des ailettes de refroidissement. Sur la figure 10, on peut voir que le processeur au centre dégage beaucoup d'énergie ainsi qu'un petit composant sur la gauche de la figure. L'échelle de température est en degré FAHRENHEIT avec la correspondance $32^{\circ}\text{F} = 0^{\circ}\text{C}$ et $100^{\circ}\text{F} = 37^{\circ}\text{C}$.



FIGURE 10 – Dissipation de puissance dans un circuit intégré

Il est aussi possible grâce à l'émission de rayonnement thermique de repérer une connexion électrique défectueuse dans une installation. La connexion possède une résistance plus élevée qu'en fonctionnement normal, il y a plus d'effet JOULE. La température est alors plus élevée. On peut l'observer grâce à une caméra infrarouge, voir la figure 11.

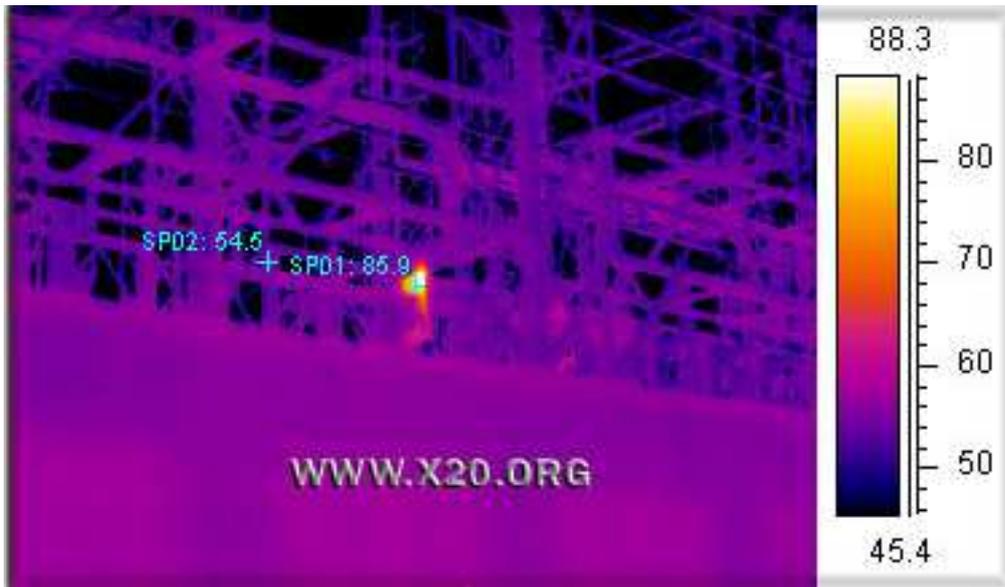


FIGURE 11 – Connexion électrique défectueuse

4.3 Zoologie

En observant un animal avec une caméra infrarouge, on peut déterminer les endroits du corps qui réalisent les plus importants transferts thermiques par rayonnement avec l'extérieur. Voir les photographies en infrarouge et fausses couleurs des figures 12, 13 et 14.

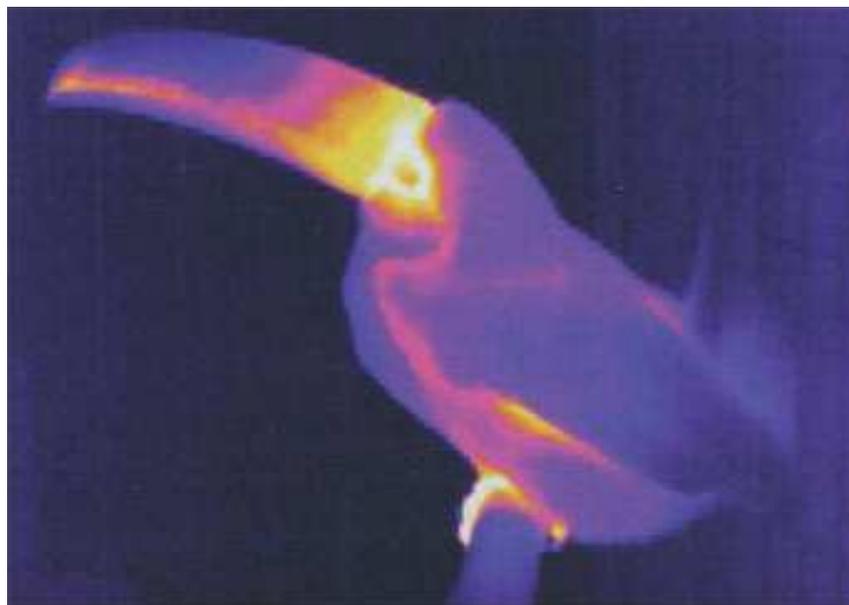


FIGURE 12 – Un toucan

On observe que la base du bec et la face du toucan est particulièrement émettrice, cela est la conséquence d'une vascularisation importante de cette zone. La base du bec du toucan qui vit habituellement dans des milieux où les températures sont supérieures à la température moyenne sur Terre lui sert de radiateur pour se refroidir.

Sur l'image de la photographie de la figure 13, on peut voir que le radiateur du lapin est réalisé par ses oreilles, pour le chien le halètement si fréquent permet au chien de perdre de l'énergie principalement par la langue.

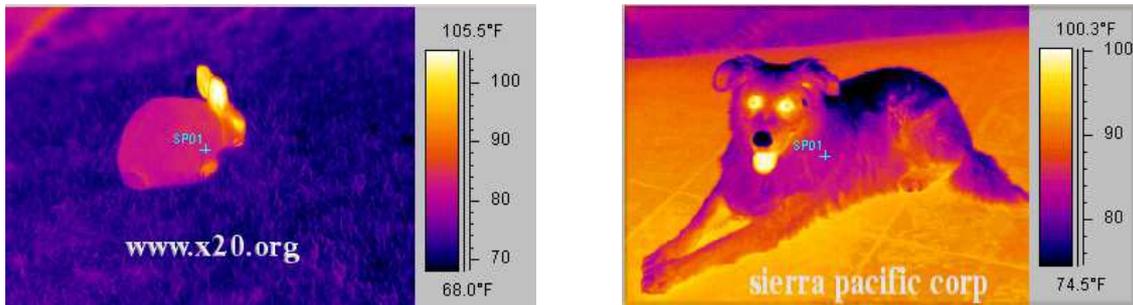


FIGURE 13 – Lapin et chien

Pour le lion, voir la figure 14, les pertes thermiques sont réparties de façon homogène sur le corps, cet animal vivant à des températures moyennes plus élevées en général qu'un lapin ou un chien, le problème des pertes thermiques n'est pas de même nature. Un lapin vivant (comme un chien) en zone tempérée a plus besoin de limiter ses pertes thermiques que de les favoriser. On peut voir, sur la photographie, que la crinière constitue en isolant comme on pouvait s'y attendre.



FIGURE 14 – Lion

5 Bilan terrestre - Effet de serre

5.1 Bilan de rayonnement

On peut voir sur l'image de la figure 15 le bilan de rayonnement qui représente les zones de la Terre qui reçoivent plus de rayonnement qu'elles n'en émettent et réciproquement. Les courants marins et aériens transportent l'excédent d'énergie de l'équateur vers les pôles. La répartition de l'énergie a tendance à s'homogénéiser par convection. Pour que la Terre soit en situation stable sur le plan énergétique, il faudrait que la quantité d'énergie qu'elle émet soit équivalente à celle qu'elle reçoit. La Terre a connu des périodes beaucoup plus froides qu'à l'heure actuelle mais aussi d'autres beaucoup plus chaudes. Le problème actuel n'est pas qu'il y ait une évolution contre laquelle nous ne pourrions rien faire, mais que l'évolution est clairement la conséquence des activités humaines et que le processus de réchauffement climatique a tendance à s'accélérer.

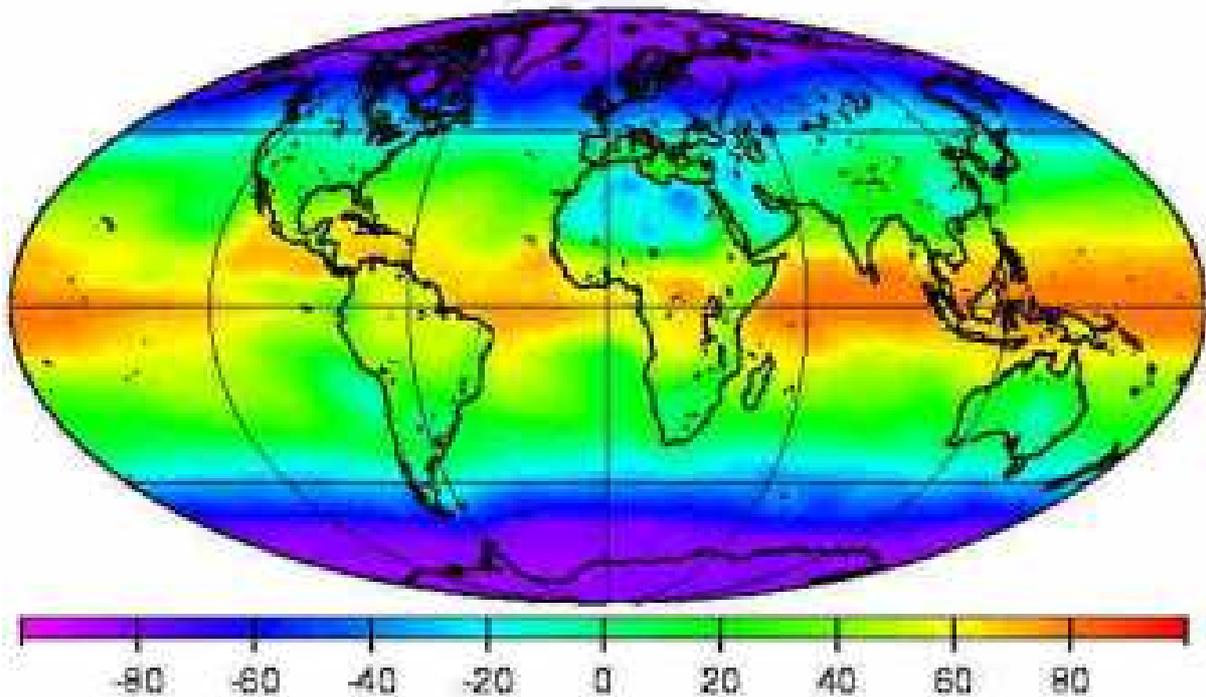


FIGURE 15 – Lion

C'est pourquoi, bien que hors-programme, nous effectuerons une étude, même minimaliste, du bilan de rayonnement terrestre afin de dégager les points essentiels qui permettent de comprendre l'effet de serre.

5.2 Le rayonnement solaire reçu par la Terre