



Le rayonnement thermique du corps noir

Auteurs :

BELORIZKY Elie, Ancien Professeur à l'Université Joseph Fourier, LIPhy (Laboratoire interdisciplinaire de Physique) , UGA

PIQUE Jean-Paul, Ancien Directeur de recherche CNRS, Grenoble, laboratoire LIPhy

20-09-2018

Pourquoi la couleur d'un métal change-t-elle lorsqu'il est chauffé ? Comment peut-on déterminer la température d'une source lumineuse comme une lampe à filament de tungstène ou celle de la surface du soleil ou des étoiles ? Quelle est la température de l'Univers ? Quel est le principe d'une caméra thermographique ? Les réponses à ces questions se font par l'analyse du rayonnement d'un corps noir, c'est-à-dire d'un corps qui absorbe toute la lumière qu'il reçoit. La théorie de Planck qui explique ce rayonnement a été le premier pas vers le développement de la mécanique quantique.

1. Les différents types de rayonnement

Il existe plusieurs types de rayonnement c'est-à-dire d'émission d'ondes. On peut citer :

Les **ondes sonores** émises par une personne qui parle, un instrument de musique ou un haut-parleur, la grandeur vibrante qui se propage avec l'onde étant alors la pression.

Les **ondes sismiques** qui sont des ondes élastiques qui peuvent traverser un milieu en le modifiant selon l'intensité du séisme.

Les **ondes électromagnétiques** qui, comme leur nom l'indique sont caractérisées par un champ électrique **E** et un champ magnétique **B** qui vibrent avec une certaine fréquence. Ces champs sont perpendiculaires entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation des ondes.

Dans l'article [la couleur du ciel](#) , les ondes électromagnétiques ont été décrites de manière détaillée. Une onde électromagnétique particulière se propageant dans un milieu donné est caractérisée par sa **fréquence** ν , l'amplitude et la direction de son champ électrique, sa vitesse de propagation (ou célérité) V dans le milieu considéré. Dans le vide cette vitesse est $c \approx 300\,000\text{ km s}^{-1}$. La **longueur d'onde** est $\lambda = V/\nu$: c'est la distance parcourue par l'onde à la vitesse V pendant une **période** $T = 1/\nu$. La fréquence est exprimée en hertz (Hz), c'est-à-dire en périodes/seconde noté plus simplement s^{-1} . L'**intensité** d'une onde électromagnétique est proportionnelle au carré de l'amplitude de son champ électrique. Elle représente le **flux d'énergie** transporté par l'onde. L'orientation du champ électrique, lorsqu'elle est fixée, est sa **polarisation**.

On classe les différentes ondes électromagnétiques selon leur fréquence ν , ou de façon équivalente selon leur longueur d'onde dans le vide $\lambda = c/\nu$. La gamme de longueurs d'onde est très étendue : de 10^3 m pour les grandes ondes radio à 10^{-12} m pour les rayons γ . Le spectre visible par notre œil est limité aux longueurs d'onde comprises entre $0,4\text{ }\mu\text{m}$ pour le violet et $0,8\text{ }\mu\text{m}$ pour le rouge ($1\text{ }\mu\text{m}=1/1000\text{ mm}$).

Les ondes électromagnétiques sont créées par des oscillations rapides de charges électriques. Les ondes radio ($\lambda \sim 100\text{ m}$), de télévision ($\lambda \sim 10\text{ m}$), celles utilisées par la téléphonie mobile et la WIFI (*Wireless Fidelity*, $\lambda \sim 0,10\text{ m}$), sont ainsi émises par des antennes parcourues par des courants électriques excitateurs. Les longueurs plus courtes, notamment les rayons X ($\lambda \sim 10^{-10}\text{ m}$), peuvent soit être obtenues en accélérant ou en freinant des électrons dans le vide à différentes énergies, soit être émises par des atomes préalablement excités. Les rayons γ résultent quant à eux de réactions nucléaires (lire [La radioactivité](#)).

Les atomes ou les molécules d'un gaz excités par un apport d'énergie émettent un rayonnement électromagnétique à des longueurs d'onde précises caractéristiques de la nature du gaz (c'est ainsi que l'on connaît la composition chimique de la surface des étoiles). C'est ce qu'on appelle un **spectre de raies**. Il existe aussi un rayonnement dit **thermique**, que tout corps émet du seul fait de sa température. Ce rayonnement se répartit sur une gamme continue de longueurs d'ondes, ce qu'on appelle un **spectre continu**. C'est le cas d'une lampe d'éclairage à filament, du Soleil ou des étoiles et plus généralement de la surface d'un corps chauffé à une certaine température. Pour analyser ce rayonnement il faut étudier les propriétés du corps noir défini dans le paragraphe suivant.

2. Le rayonnement interne du corps noir

Un **corps noir** est un objet idéal qui absorberait toute l'énergie électromagnétique qu'il recevrait, sans en réfléchir ni en transmettre. Ainsi éclairé, il absorberait totalement la lumière et devrait apparaître noir, d'où son nom. Cependant il n'apparaît noir qu'à basse température, car il émet de la lumière d'autant plus que sa température est élevée ; c'est ce phénomène qui est décrit ici.

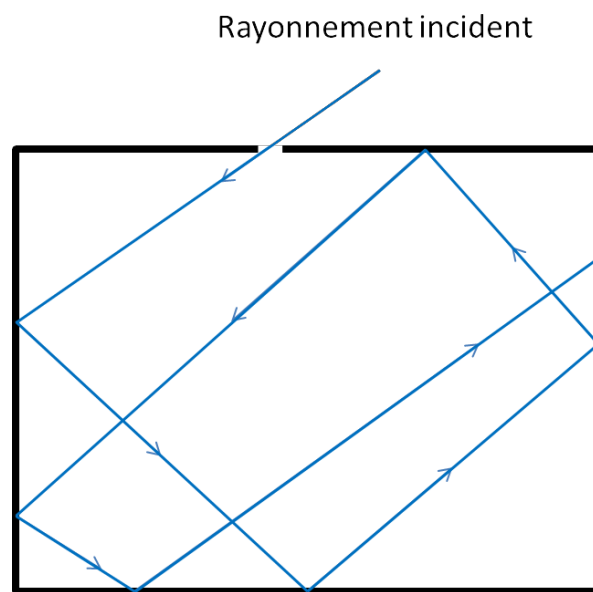


Figure 1. Une cavité percée d'un trou dans la paroi est un corps noir car le rayonnement incident a une probabilité négligeable de ressortir par le trou.

Un corps noir est bien représenté par un petit trou percé dans une cavité portée à une température absolue T (par exemple un four). Le trou doit être suffisamment petit pour ne pas perturber l'équilibre dans la cavité (Figure 1). En effet, si le trou dans la paroi est assez petit, tout rayonnement provenant de l'extérieur et pénétrant dans la cavité se réfléchit plusieurs fois sur les parois et a une probabilité très faible de ressortir par le trou. On peut alors analyser expérimentalement le rayonnement du trou vers l'extérieur en fonction de la fréquence ν des ondes émises et de la température T des parois de la cavité.

Dans cette cavité, vide de tout gaz pour simplifier, les atomes composant les parois émettent de façon permanente un rayonnement électromagnétique et absorbent celui émis par les autres atomes de ces parois. Cette émission peut s'expliquer qualitativement de manière classique par des mouvements de particules chargées. Chaque atome, formé par le noyau de charge positive et le nuage électronique de charge négative qui gravite autour, se comporte comme un **dipôle** électrostatique, c'est-à-dire une charge positive associée à une charge négative. Sous l'effet de la température ce dipôle oscille aléatoirement et se comporte comme une antenne microscopique, excitée par un micro-courant, qui rayonne de l'énergie. Ce rayonnement à spectre continu occupe toute la cavité. Inversement le champ électrique met en mouvement ces charges et leur cède ainsi de l'énergie, ce qui constitue l'absorption. Un état d'équilibre est vite atteint de sorte que pendant une unité de temps l'énergie émise par les atomes est égale à l'énergie absorbée.

Ainsi la densité d'énergie électromagnétique $\rho(T)$ (énergie par unité de volume de la cavité) est constante. Cette densité d'énergie provient de toutes les ondes de fréquence comprise entre 0 et l'infini. On observe que $\rho(T)$ est proportionnelle à la puissance 4 de la température absolue T , soit $\rho(T) = \alpha T^4$. L'énergie totale, et donc le rayonnement émis, augmente considérablement avec la température. Ainsi le trou apparaît très brillant lorsque la cavité est à haute température et totalement noir à très basse température.

Chaque contribution à la densité d'énergie à la fréquence ν , $\rho_\nu(\nu, T)$, constitue ce qu'on appelle la **densité énergétique spectrale**. L'expérience montre qu'elle est la même en tout point de la cavité et qu'elle est indépendante de sa forme géométrique et de son volume ainsi que de la matière qui en constitue les parois : c'est une fonction universelle de ν et T . Pour mesurer cette fonction il suffit de percer un petit trou dans la cavité, et d'analyser le rayonnement qui en sort en fonction de ν et T .

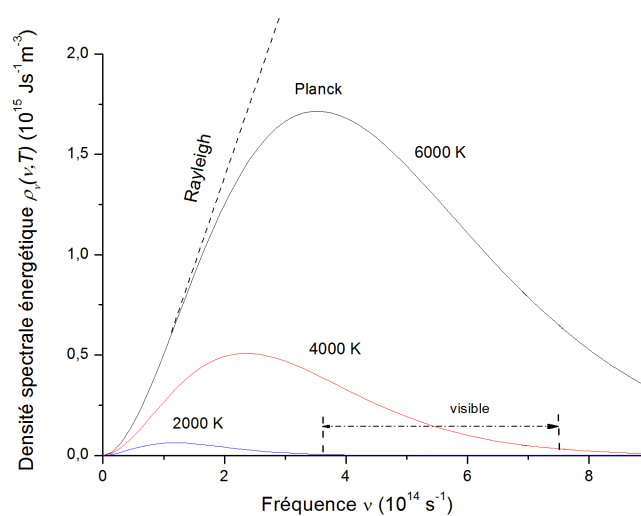


Figure 2. Densité spectrale énergétique du corps noir $\rho_\nu(\nu, T)$ pour différentes températures.

A chaque température on observe que la fonction $\rho_\nu(\nu, T)$ suit une courbe en cloche en fonction de la fréquence (Figure 2) présentant un maximum prononcé pour une valeur de la fréquence $\nu_m = 5,879 \times 10^{10} T$ (s^{-1}) qui augmente linéairement avec la température exprimée en degrés K (kelvin). Ceci explique le changement de couleur d'un corps qui rayonne : le fer est rouge foncé à 680 °C (953 K), rouge clair à 810°C (1083 K), jaune à 1000 °C (1273 K) et blanc à 1200 °C (1473 K) [1].

3. Énergie rayonnée par un corps noir

La densité d'énergie à l'intérieur d'une cavité est une quantité difficile à mesurer directement, et on accède plutôt au **flux**

d'énergie rayonnée par un petit trou de surface S . On peut mesurer ce flux en plaçant devant le trou un capteur dont le taux d'échauffement représentera l'énergie du rayonnement absorbé. Le flux d'énergie rayonné à travers une surface est défini comme l'énergie traversant cette surface par unité de temps et de surface. Si tout le rayonnement s'échappait perpendiculairement à la surface S à la vitesse c (Figure 3a), le contenu du volume $Sc dt$ traverserait la surface en un temps dt . L'énergie correspondante serait donc $\rho Sc dt$. En divisant par le temps et la surface, on obtiendrait un flux d'énergie ρc directement lié à la densité d'énergie totale ρ .

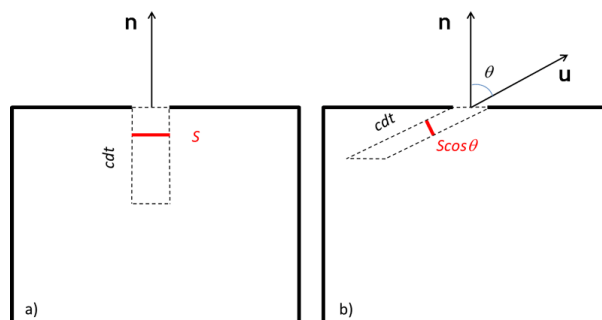


Figure 3. Rayonnement émis par le corps noir à travers une petite surface S de la paroi pendant le temps dt : a) cas où le flux serait uniquement dirigé dans la direction n , b) cas où le flux serait dirigé dans une direction u .

En réalité le flux sortant par la surface S est affecté d'un facteur $1/4$ dont l'origine est géométrique. En effet, à l'intérieur de la cavité le rayonnement se répartit dans toutes les directions de manière isotrope par réflexions multiples. Ainsi seule une petite partie du rayonnement sort au voisinage d'une direction représentée par le vecteur unitaire u faisant un angle θ avec la normale n (Figure 3b). Plus précisément dans un angle solide [2] très petit $d\Omega$ autour de u , seule la proportion $d\Omega/4\pi$ du rayonnement peut intervenir. De plus, comme dans le cas précédent, il faut considérer le contenu du cylindre oblique de la Figure 3b qui traverserait la surface en un temps dt . Ce cylindre a pour section normale à la direction de propagation $S \cos \theta$ et pour longueur $c dt$. Ce volume est donc $S \cos \theta c dt$. Le flux élémentaire par unité de temps et de surface sortant est donc $d\Phi = \rho c \cos \theta d\Omega/4\pi$. La somme sur toutes les directions du rayonnement, c'est-à-dire sur le demi-espace à l'extérieur du trou, de $\cos \theta d\Omega/4\pi$ étant égale à $1/4$, on obtient un flux total d'énergie donné par la **loi de Stefan-Boltzmann** découverte empiriquement en 1871 :

$$\Phi = \rho c/4 = \sigma T^4 \text{ avec } \sigma = 5,670 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \text{K}^{-4}$$

Les contributions à ce flux des rayonnements de fréquence ν sont égales à $\rho_\nu(\nu, T)c/4$ et peuvent être mesurées. Notons bien que le rayonnement émis par le corps noir est tout à fait indépendant d'un rayonnement incident qui pénétrerait par le trou et serait totalement absorbé. Les fondements théoriques de ce rayonnement ont été posés dans le cadre de la thermodynamique par un étudiant en doctorat de Stefan, Ludwig Boltzmann en 1884, mais n'ont été élucidés que par Max Planck en 1901 grâce à la théorie des quanta (voir [focus](#)).

4. Émission et absorption, loi de Kirchhoff

Par définition, une surface est noire dans un certain domaine de fréquence si tout rayonnement électromagnétique dans ce domaine de fréquence est absorbé. Néanmoins cette surface réémet des ondes électromagnétiques par rayonnement thermique. Le flux Φ rayonné par une surface S à la température T est égal au flux émis par un petit trou de même surface dans une cavité à la même température. En effet, si l'on ferme le trou par la surface noire (Figure 3), à l'équilibre thermique, le flux issu de la surface noire vers l'intérieur de la cavité doit être égal mais opposé au flux thermique moyen issu de la cavité absorbé par la surface noire.

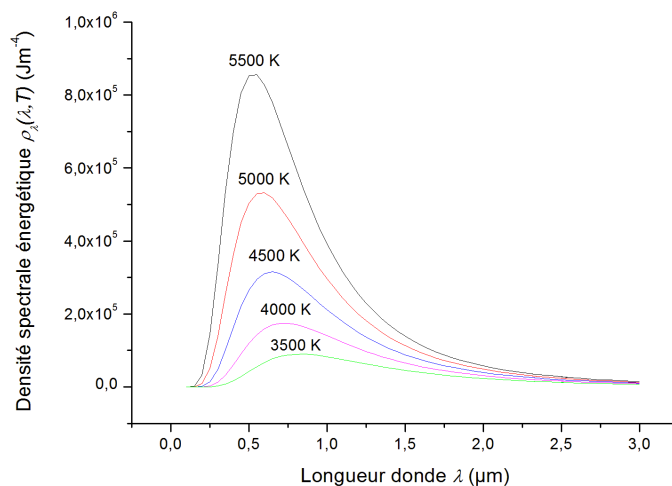


Figure 4. Densité spectrale énergétique du rayonnement du corps noir en fonction de la longueur d'onde.

De même si un objet non noir à la température T absorbe une fraction a du rayonnement incident qui tombe sur lui, le flux de rayonnement émis par l'objet à la même température sera a fois le flux émis par un corps noir à cette température. Le facteur a désigne l'**absorptivité**. L'**émissivité** qui est le rapport entre l'émission de rayonnement d'une surface et celui d'un corps noir à la même température est désignée par le facteur e . La **loi de Kirchhoff** affirme que ces deux facteurs sont égaux, soit $a = e$. Pour un réflecteur parfait comme un miroir, $a = 0$, donc $e = 0$: un réflecteur parfait ne rayonne pas thermiquement.

Souvent il est préférable d'exprimer la densité spectrale énergétique du corps noir en fonction de la longueur d'onde $\lambda = c/\nu$ plutôt que de la fréquence ν des ondes. Cette fonction $\rho_\lambda(\lambda, T)$ s'obtient facilement à partir de $\rho_\nu(\nu, T)$ (voir [focus](#)). Le graphe de cette fonction, qui est représenté en fonction de λ pour diverses températures sur la Figure 4, a l'allure d'une courbe en cloche.

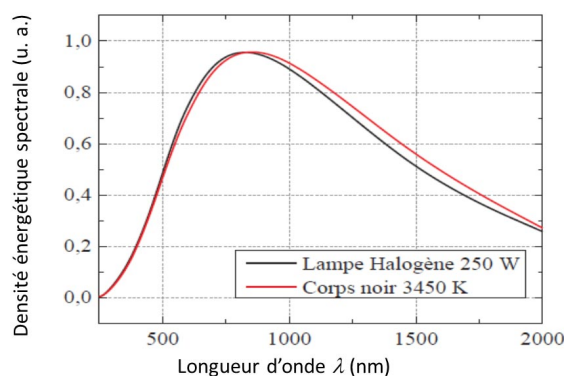


Figure 5. Spectre d'une lampe halogène de 250 W comparé au rayonnement du corps noir à 3450 K.

On montre sur la Figure 5 le rayonnement d'une lampe halogène qui correspond bien à celui d'un corps noir ($e = 1$) à 3450 K.

À température ordinaire les matériaux rayonnent dans l'infrarouge. Les émissivités des matériaux dépendent de la longueur d'onde mais aussi de l'état de leur surface. Typiquement [3] pour une feuille d'aluminium poli $e(\lambda = 3 \mu\text{m}) = 0,09$ et $e(\lambda = 10 \mu\text{m}) = 0,04$. Si l'on s'intéresse à l'émissivité totale e intégrée sur toutes les longueurs d'onde on a, par exemple, $e = 0,02$ pour l'or poli, $e = 0,60$ pour le sable, $e = 0,80$ pour la neige, $e = 0,96$ pour l'eau liquide, $e = 0,70-0,90$ pour le papier blanc, $e = 0,90$ pour le papier noir et $e = 0,98$ pour la peau humaine. Les sols et l'eau liquide ont des émissivités proches de 1, ce qui facilite la détermination des températures au sol par imagerie infrarouge de satellites.

5. Loi de Wien et applications à l'astrophysique

Les courbes $\rho_\lambda(\lambda, T)$ représentées sur la Figure 4 présentent un maximum pour des valeurs λ_m données par la **loi de Wien** :

$$\lambda_m T = 0,201 \text{ hc}/k_B = 2,896 \times 10^{-3} \text{ m.K}$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et k_B la constante de Boltzmann (lire [Pression, température, chaleur](#)). Cette expression très simple permet d'estimer des températures de surface.

-Température de la surface solaire

La surface solaire peut être considérée en première approximation comme une surface noire ; la densité $\rho_\lambda(\lambda, T)$ du rayonnement solaire est maximale pour $\lambda_m = 0,501 \text{ }\mu\text{m}$. A partir de la loi de Wien il est alors possible de déduire la température de la surface solaire $T_S = 5777 \text{ K}$.

-Flux de chaleur rayonné par le Soleil vers la Terre

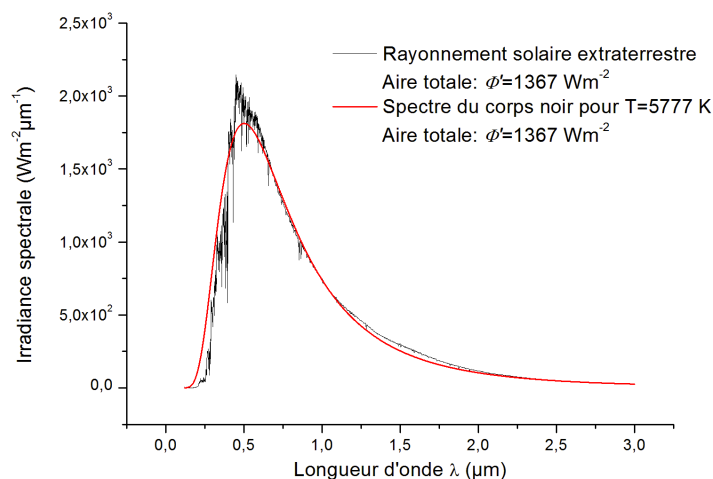


Figure 6. Comparaison du spectre d'émission réel du Soleil en dehors de l'atmosphère avec la courbe théorique de Planck relative à un corps noir pour $T = 5777 \text{ K}$ [source : <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/>, spectre solaire standard hors atmosphère ASTM E490]

En assimilant la surface solaire à une surface noire, le flux émis par le Soleil est d'après la loi de Stefan-Boltzmann $\Phi_0 = \sigma T^4 s$. La puissance totale P_0 émise par le Soleil de rayon $R_0 = 7 \times 10^5 \text{ km}$ est donc le produit de ce flux par la surface de la sphère de rayon R_0 , $P_0 = 4\pi R_0^2 \Phi_0$. A une distance L du Soleil la même puissance se répartit sur une sphère de rayon L , ce qui représente un flux local $\Phi' = P_0 / (4\pi L^2) = \Phi_0 (R_0/L)^2$. A la distance moyenne de la Terre $L = 1,5 \times 10^8 \text{ km}$, on obtient ainsi un flux de $\Phi' = 1367 \text{ W/m}^2$. On montre sur la Figure 6 le spectre réel d'émission du Soleil mesuré en dehors de l'atmosphère et qui peut être comparé à son expression théorique issue de la **loi de Planck**, proportionnelle à $\rho_\lambda(\lambda, T)$ pour $T = 5777 \text{ K}$. Les quelques écarts les plus notables avec la courbe théorique du corps noir sont dus aux raies d'émission et d'absorption des éléments présents au niveau de la surface solaire, essentiellement les raies de Balmer [4], de l'hydrogène.

-Température de rayonnement de la surface de la Terre

Ce sujet est traité dans l'article [L'enveloppe gazeuse de la Terre](#).

-Rayonnement fossile de l'Univers

Penzias et Wilson ont découvert en 1964 l'existence d'un **rayonnement fossile** similaire à celui d'un corps noir avec un maximum à $\lambda_m = 1,06 \text{ mm}$ qui correspond à une température de $2,73 \text{ K}$. Ce rayonnement a une très faible anisotropie, c'est-à-dire qu'il varie très peu en fonction de l'orientation des antennes réceptrices. Cette observation apporte un soutien important au modèle du **big-bang** qui suppose un Univers en expansion qui se refroidit avec le temps. Selon cette théorie, le rayonnement cosmique subsiste depuis l'époque primaire où l'Univers était constitué d'électrons et de protons à environ 4000 K . Ce plasma d'électrons et de protons a fortement interagi avec le rayonnement électromagnétique à toutes les fréquences, de sorte que la matière et le rayonnement étaient en équilibre. L'Univers s'est ensuite refroidi vers 3000 K formant une matière essentiellement composée d'atomes d'hydrogène. L'interaction avec le rayonnement noir ne s'est plus effectuée qu'aux fréquences caractéristiques de l'hydrogène. La plus grande partie du rayonnement électromagnétique a donc été découplée de la

matière et l'Univers s'est refroidi par détente adiabatique jusqu'à 2,73 K (de façon analogue à la détente d'un gaz). Après le découplage précédent, la matière a évolué en atomes plus lourds qui se sont organisés en galaxies, étoiles, nuages de poussière. Le rayonnement électromagnétique issu de ces objets se surajoute au rayonnement cosmique du corps noir.

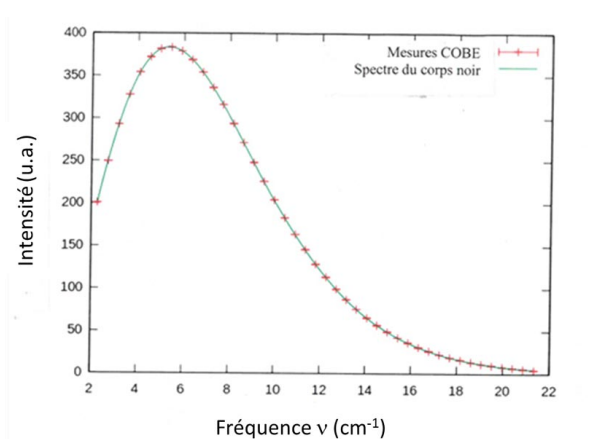


Figure 7. Spectre du rayonnement cosmique de l'Univers en fonction de la fréquence, mesuré grâce au satellite COBE (croix rouges) et calculé à partir de la loi de Planck pour $T = 2,726\text{K}$ (courbe verte). Notons que 1 cm^{-1} correspond à une fréquence de $3 \times 10^{10}\text{ s}^{-1}$ [source : https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_microwave_background]

On montre sur la figure 7 le spectre du flux de ce rayonnement cosmique en fonction de la fréquence, mesuré grâce au satellite COBE [5] en 1989. La courbe théorique proportionnelle à la densité spectrale énergétique $\rho_\nu(\nu, T)$ donnée par la formule de Planck (voir focus) se superpose parfaitement aux points expérimentaux pour $T = 2,726\text{ K}$. Notons que le rayonnement fossile est présent dans tout l'univers et qu'actuellement il correspond à un rayonnement total d'environ 500 photons/cm^3 .

6. Application aux caméras thermographiques

Une caméra thermographique [6] enregistre les différents rayonnements infrarouges qui varient en fonction de la température du corps qui émet. Elle permet ainsi de mesurer la température à partir de la loi du rayonnement du corps noir. Un filtre amovible permet d'intégrer le rayonnement dans des fenêtres spectrales de transparence de l'atmosphère. Le système convertit la puissance de rayonnement en signaux numériques ou analogiques : ceux-ci sont transcrits en température par le calculateur et transformés en image. L'image ainsi obtenue s'appelle "thermogramme".

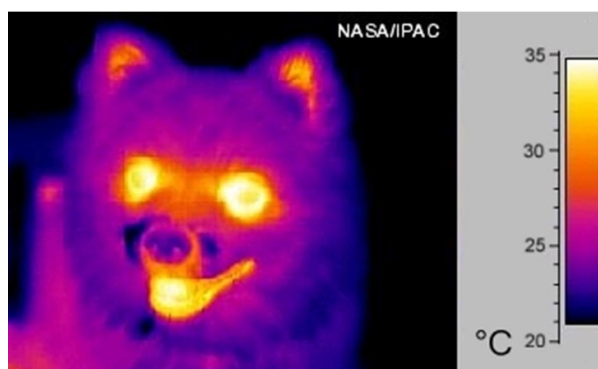


Figure 8. Image thermique d'un petit chien avec une échelle de température en degrés Celsius [source : <https://fr.wikipedia.org/wiki/Thermographie>]

La longueur d'onde du rayonnement infrarouge dépend de la température ; à température ambiante, au voisinage de 300 K , le rayonnement maximal donné par la loi de Wien se situe vers $\lambda \sim 10\text{ }\mu\text{m}$. Le capteur de ces caméras mesure le rayonnement infrarouge reçu qui est la somme des contributions proportionnelles à la fonction $\rho_\lambda(\lambda, T)$ dans la plage de longueur d'onde choisie au voisinage de $\lambda = 10\text{ }\mu\text{m}$. La couleur produite par la caméra est une fausse couleur, obtenue en associant une couleur à l'intensité reçue afin de faciliter la lecture directe de la température : à chaque couleur de l'image correspond une température

comme dans l'image thermique figurant en photo de couverture de cet article ou encore l'image thermique d'un chien sur la Figure 8.

Une caméra thermique peut être utilisée dans de nombreuses situations : par les sapeurs pompiers pour la recherche de victimes de séismes et leur localisation dans des endroits difficilement accessibles ou pour la détection de feux naissant ou couvant, par les entreprises pour la détection des points faibles de l'isolation des bâtiments, dans les aéroports pour déceler les personnes ayant une fièvre suspecte, pour l'étude des espèces nocturnes telles les chauve-souris sans les déranger avec une source lumineuse visible.

Références et notes

Photo de couverture : Image thermique d'une bouche de métro anglais. [Source : [branestawm2002](#) via [Visual Hunt](#) / [CC BY](#)]

[1] http://www.thethermographiclibrary.org/index.php?title=Tableau_émissivités_en_thermographie

[2] De la même manière qu'un angle représente la longueur d'un arc de cercle de rayon unité, un angle solide représente une portion de surface sur une sphère de rayon unité. Pour un observateur situé en un point O, l'angle solide sous lequel on voit un objet est la projection de la surface apparente de cet objet sur une sphère de rayon unité centrée en O. Par exemple, à l'intérieur d'une cavité fermée, l'angle solide sous lequel on voit cette cavité n'est autre que la surface totale d'une sphère de rayon unité, c'est-à-dire 4π .

[3] http://www.thethermographiclibrary.org/index.php?title=Tableau_émissivités_en_thermographie

[4] Elie Belorizky *Initiation à la Mécanique quantique*, Dunod, Paris, 2003.

[5] https://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_microwave_background

[6] A ne pas confondre avec les caméras dites infrarouges utilisées pour la simple vision nocturne, opérant à plus courte longueur d'onde ($1\ \mu\text{m}$), ce qui ne permet pas des mesures thermiques.

L'Encyclopédie de l'environnement est publiée par l'Université Grenoble Alpes - www.univ-grenoble-alpes.fr

Pour citer cet article: **Auteurs** : BELORIZKY Elie - PIQUE Jean-Paul (2018), Le rayonnement thermique du corps noir, Encyclopédie de l'Environnement, [en ligne ISSN 2555-0950] url : <http://www.encyclopedie-environnement.org/?p=3664>

Les articles de l'Encyclopédie de l'environnement sont mis à disposition selon les termes de la licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International.
