



SCA7002

Physique de l'atmosphère

Table des matières

1. Le rayonnement thermique

- L'émission et l'absorption de rayonnement
- Caractéristiques du champ radiatif
- Le corps noir
- Les corps réels
- Introduction au transfert radiatif

2. Le rayonnement solaire

- Le Soleil
- Le rayonnement solaire au sommet de l'atmosphère
- Le spectre solaire au sol



SCA7002

Physique de l'atmosphère

Table des matières

3. Le rayonnement atmosphérique et terrestre

- Le rayonnement infrarouge
- L'effet de serre
- La variabilité de l'effet de serre
- Télédétection du profil vertical de température

4. Les bilans d'énergie



SCA7002

Physique de l'atmosphère

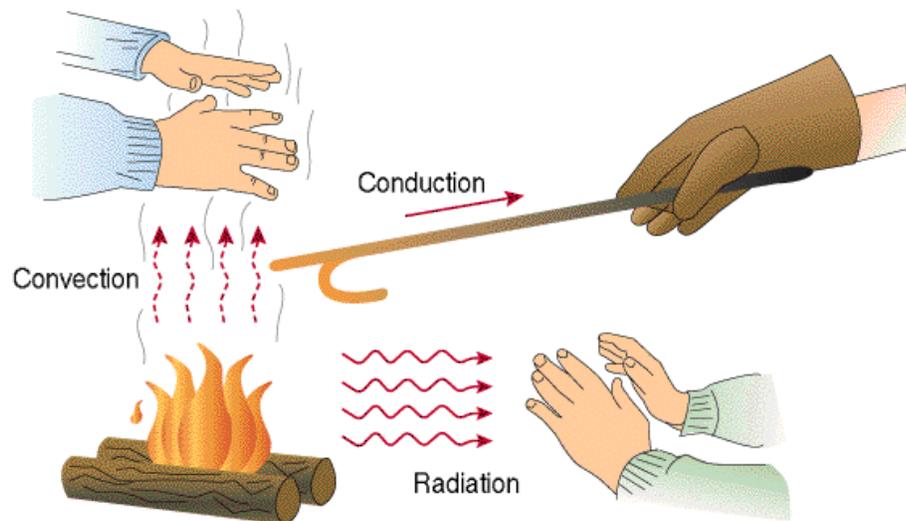
Table des matières

1. Le rayonnement thermique

- L'émission et l'absorption de rayonnement
- Caractéristiques du champ radiatif
 - Le flux radiatif, la radiance, et l'irradiance
 - Loi de Lambert
- Le corps noir
 - Les lois de Planck, de Wien et de Stefan-Boltzmann
- Les corps réels
 - L'émissivité, l'absorptivité et la loi de Kirchhoff
 - La réflectivité et l'albédo
 - Température radiative, effective et de couleur

- Les corps réels (suite)
 - Les corps non opaques
 - Propriétés d'absorption, de diffusion et d'extinction des particules
 - La taille radioélectrique et l'indice de réfraction
 - La diffusion de Rayleigh et de Mie
 - L'optique géométrique
- Introduction au transfert radiatif
 - L'équation de transfert radiatif
 - La loi de Beer-Bouguer-Lambert
 - La transmissivité
 - L'équation de Schwarzschild

Types de transfert de chaleur



- Conduction : transfert d'énergie dans la matière par agitation moléculaire.
 Convection : transfert d'énergie par le mouvement de la matière.
 Radiation : transfert d'énergie à distance représenté mathématiquement par la propagation d'ondes électromagnétiques. Elle ne nécessite pas la présence d'un milieu intermédiaire matériel.

Les transferts radiatifs

- Virtuellement, tous les échanges d'énergie entre la Terre et le reste de l'univers se produisent par transfert radiatif.
- L'énergie radiative du Soleil est pratiquement la seule source d'énergie qui influence les mouvements atmosphériques et les divers processus qui ont lieu dans les couches atmosphériques et à la surface de la Terre.
- La Terre et son atmosphère absorbent continuellement du rayonnement solaire et émettent leur propre rayonnement vers l'espace.
- Sur une longue période de temps, les taux d'absorption et d'émission sont à peu près égaux : **le système Terre est donc "approximativement" en équilibre radiatif avec le Soleil.**

Les transferts radiatifs

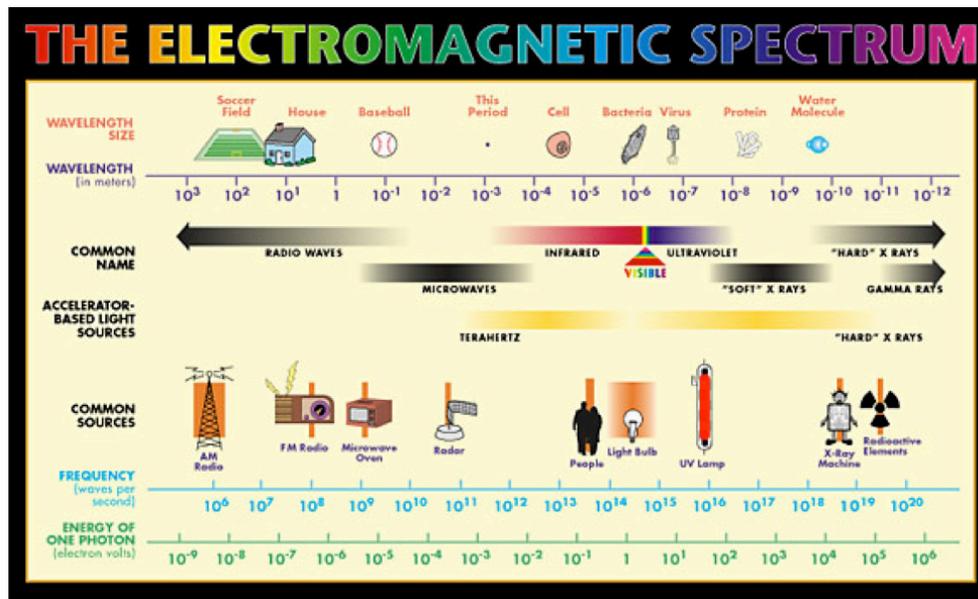
- Le transfert radiatif sert de mécanisme pour échanger de l'énergie entre l'atmosphère et la surface de la Terre, puis entre les différentes couches atmosphériques.
- Il joue un rôle important dans un grand nombre de réactions chimiques de la haute atmosphère et dans la formation de brouillards photochimiques (aérosols).
- Les propriétés de transfert du rayonnement visible (court) déterminent la visibilité, la couleur du ciel, et l'apparence des nuages.
- Le rayonnement infrarouge (IR) émis par l'atmosphère et intercepté par les satellites est la base du télésondage (remote sensing) de la structure thermique de l'atmosphère.

Le rayonnement thermique

L'émission de **radiation** par la **surface d'un objet** du fait de sa **température** est appelée le **rayonnement thermique** qu'on représente par des **ondes électromagnétiques**.

L'énergie radiative

- provient de l'énergie d'agitation thermique des particules (atomes, molécules, ions) de la matière,
- ne nécessite pas la présence d'un milieu intermédiaire matériel pour le transfert.



Puisque la radiation se propage à la vitesse de la lumière, $c_{\text{vide}}^* = 2,998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$, la longueur d'onde, λ , la fréquence, $\tilde{\nu}$, et le nombre d'onde, ν , sont liées par :

$$\lambda = \frac{c^*}{\tilde{\nu}}; \quad \tilde{\nu} = \frac{c^*}{\lambda}; \quad \nu = \frac{1}{\lambda}$$

Le domaine du visible

Au domaine des rayons visibles correspond la plage des longueurs d'onde s'étendant de 0,390 μm à 0,760 μm . Entre ces extrêmes se situent toutes les couleurs du spectre visible.

Détails de la partie visible

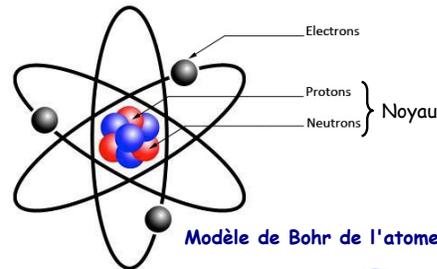
| Couleur | $\Delta\lambda$ (μm) | λ typique (μm) |
|------------|-----------------------------------|-------------------------------------|
| Violet | 0,390 – 0,455 | 0,430 |
| Bleu foncé | 0,455 – 0,485 | 0,470 |
| Bleu pâle | 0,485 – 0,505 | 0,495 |
| Vert | 0,505 – 0,550 | 0,530 |
| Jaune vert | 0,550 – 0,575 | 0,560 |
| Jaune | 0,575 – 0,585 | 0,580 |
| Orange | 0,585 – 0,620 | 0,600 |
| Rouge | 0,620 – 0,760 | 0,640 |

Absorption et émission de rayonnement

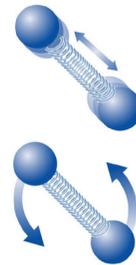
La relation qui existe entre l'absorption et l'émission de radiation et la structure atomique peut être facilement comprise à partir du modèle de l'atome proposé par Niels Bohr en 1913.

Toute **molécule isolée** a un contenu d'énergie qui peut s'expliquer en grande partie par :

- i) **Énergie cinétique et potentielle électrostatique des électrons en rotation** autour du noyau,



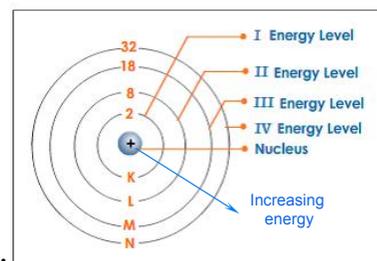
- ii) **Vibration des atomes** autour de leur position moyenne dans la molécule, et
- iii) **Rotation de la molécule** autour de son centre de masse.



Absorption et émission de rayonnement

La **mécanique quantique** prévoit que :

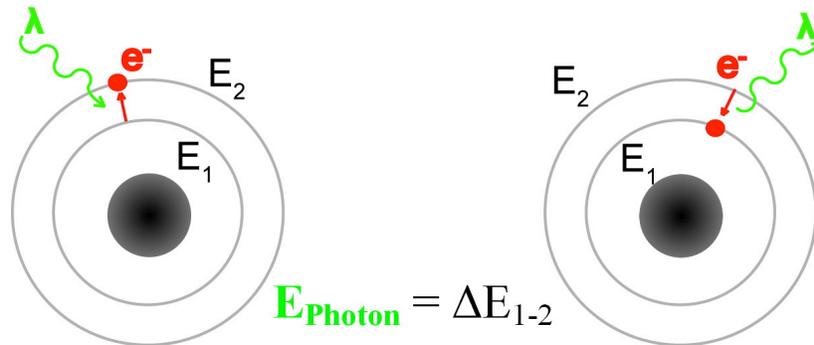
- Seulement certaines fréquences et amplitudes de vibration et taux de rotation sont permis pour une molécule.
- Seulement certaines configurations orbitales des électrons autour du noyau sont consenties.
 - L'électron ne rayonne aucune énergie lorsqu'il se trouve sur une orbite stable (ou orbite fondamentale).
 - L'électron ne rayonne ou n'absorbe de l'énergie que lors d'un changement d'orbite.



Absorption et émission de rayonnement

La mécanique quantique prévoit aussi que (suite) :

- Seulement des variations discrètes d'énergie multiples d'une unité appelée photon sont consenties.



La quantité d'énergie, E , associée à un photon est :

$$E = h\tilde{\nu} = \frac{hc^*}{\lambda}$$

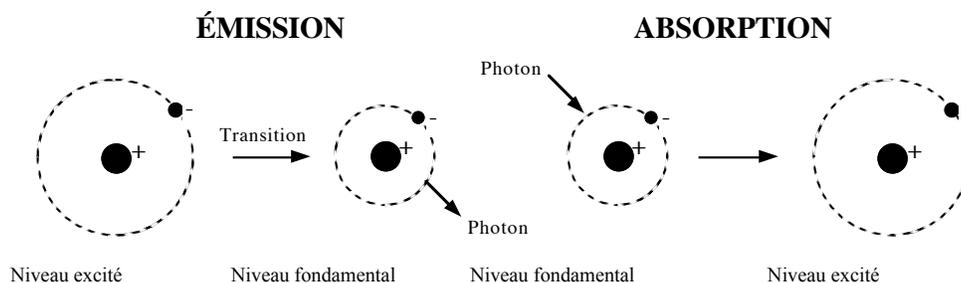
où $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$ est la constante de Planck.

La quantité d'énergie contenue dans un photon est ainsi inversement proportionnelle à la longueur d'onde du rayonnement.

Une molécule émet de la radiation seulement lorsqu'il passe d'un état d'énergie E_i à un état d'énergie plus bas E_j . Dans ce cas, elle émet un photon d'énergie $h\tilde{\nu}$:

$$E_i - E_j = h\tilde{\nu}$$

L'état d'énergie le plus bas est appelé **niveau fondamental**. Lorsqu'une molécule absorbe de l'énergie, elle passe à un état d'énergie plus haut appelé **niveau excité**. Par la suite, elle peut émettre spontanément un ou plusieurs photons pour passer à un niveau d'énergie plus bas.

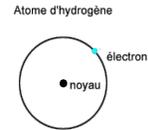


De Bohr, le moment cinétique angulaire, $L = m_e v r$, de chacune des orbites possibles de l'atome, c.a.d. de chacun des niveaux n , est donné par

$$L = n \left(\frac{h}{2\pi} \right), \text{ où } n = 1, 2, 3, \dots$$

Pour l'**hydrogène**, on peut ainsi montrer que l'énergie d'état du système est

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_e (k_e e^2)^2}{h n^2} = -\frac{R_E}{n^2} \approx -13.6 \frac{1}{n^2} \text{ (eV)}, \text{ où } n = 1, 2, 3, \dots$$



où m_e est la masse de l'électron et e sa charge, k_e la constante de Coulomb, et R_E la constante énergie de Rydberg. La fréquence d'émission ou d'absorption, lors de la transition d'un état d'énergie j à i , est donnée par

$$\tilde{\nu} = \frac{E_i - E_j}{h} = R_E \left(\frac{1}{j^2} - \frac{1}{i^2} \right)$$

lorsque $i > j$. Lors d'une transition d'état d'énergie déterminée de l'atome, le photon absorbé ou émis est caractérisé par une énergie bien précise (fréquence donnée).

Une molécule peut passer à un niveau d'énergie plus haut par collision ou par absorption de radiation électromagnétique, et à un niveau d'énergie plus bas par émission d'énergie radiante.

| | <i>Longueur d'onde typique du photon incident</i> | <i>Type d'interaction</i> | |
|----------|---|------------------------------------|---------------------------------------|
| Molécule | 1 cm (Onde radio) | Mouvement de rotation | |
| | 20 μm (Infrarouge) | Mouvement de vibration | |
| | 1 μm (Infrarouge proche) | Dissociation | |
| | | | ← Réaction photochimique |
| | <i>Longueur d'onde typique du photon incident</i> | <i>Type d'interaction</i> | |
| Atome | 1 μm (I.R. proche) | Excitation des couches extérieures | |
| | 0,1 μm (Ultraviolet) | Ionisation des couches extérieures | |
| | 0,01 μm (Rayons X) | Ionisation des couches internes | |
| | | | ← Réaction de photo-ionisation |

Une molécule peut par absorption de radiation se décomposer en ses constituantes atomiques. D'autre part, des atomes instables peuvent se combiner pour former une molécule stable. Dû au changement de structure produit par un photon, on appelle ce processus ***réaction photochimique***. Un exemple de ce processus dans la haute atmosphère est la dissociation d'une molécule d'oxygène par l'absorption d'un photon:



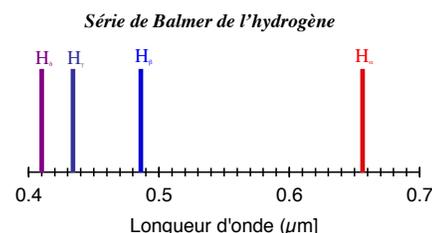
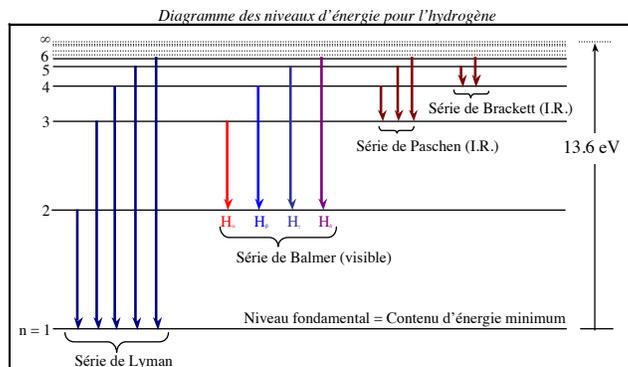
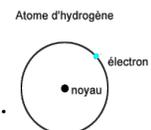
Pour que cette réaction se produise, il faut un photon avec une énergie minimale correspondante à $\lambda = 0,2424 \mu\text{m}$. Si le photon absorbé est plus énergétique, l'énergie en excès contribue à augmenter l'énergie cinétique des atomes et ainsi augmenter la température du gaz. Étant donné qu'un grand nombre de réactions photochimiques demandent des photons relativement énergétiques, les réactions photochimiques dans l'atmosphère concernent le rayonnement ultraviolet et visible.

Tous les atomes sont capables d'être ionisés par radiation lorsque les longueurs d'onde concernées sont suffisamment courtes ($\lambda < 0.1 \mu\text{m}$). Ce processus s'appelle ***photoionisation***. Lors de l'absorption d'un photon, un électron de l'atome se détache et se déplace comme une particule libre. Si l'énergie du photon dépasse l'énergie d'ionisation, l'électron libéré reçoit en surplus le reste de l'énergie sous forme d'énergie cinétique. En percutant d'autres particules les électrons libres leurs transmettent une partie de leur énergie cinétique en réchauffant ainsi le gaz.

Lignes d'absorption et d'émission

Une **molécule isolée** absorbe et émet de l'énergie radiative en quantité discrète, elle peut donc interagir seulement avec de l'énergie radiative à certaines fréquences discrètes. De cette façon, malgré un faible **élargissement naturel** associé au principe d'incertitude d'Heisenberg, une molécule isolée possède des lignes d'absorption et d'émission pour des valeurs discrètes de la fréquence (raies spectrales d'émission et/ou d'absorption).

Pour l'**hydrogène**, les raies spectrales sont relativement simples, pour des molécules plus complexes comme l'oxygène, le dioxyde de carbone, la vapeur d'eau, ..., les spectres sont beaucoup plus compliqués.



Élargissement des lignes pour une population de molécules

Rad-1.19

En pratique, les raies n'ont pas une fréquence parfaitement déterminée mais s'étalent sur une bande de fréquence. Les raisons de cet élargissement sont multiples :

Élargissement naturel : le principe d'incertitude relie la durée de vie Δt d'un état excité et la précision de son niveau énergétique ΔE , ainsi le même niveau excité aura des énergies légèrement différentes dans différents atomes. Cet effet est assez faible (typiquement quelques MHz). Environ 100 MHz pour les fréquences optiques.

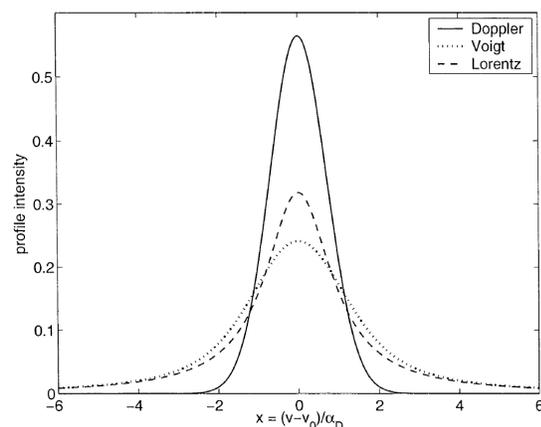
Élargissement Doppler : l'effet Doppler provoque un décalage vers le rouge ou vers le bleu du rayonnement selon que la source s'éloigne ou se rapproche de l'observateur. Dans un gaz, toutes les particules sont en mouvement dans toutes les directions, ce qui provoque un élargissement des raies spectrales. Comme la vitesse des particules dépend de leur température : plus la température du gaz est élevée, plus les différences de vitesse sont grandes, et plus les raies sont larges. Cet effet est typiquement 100 fois plus intense que l'élargissement naturel.

Élargissement collisionnel (ou effet Lorentz) : la collision entre particules (atomes ou molécules) modifie légèrement leurs niveaux énergétiques, d'où l'élargissement des raies. La grandeur de cet effet dépend de la densité du gaz.

Élargissement des lignes pour une population de molécules

Rad-1.20

Pour un ensemble de molécules, l'interaction mutuelle entre celles-ci fait que l'absorption et l'émission d'énergie radiative ont lieu sur un spectre continu. Dans la troposphère, la collision entre les molécules, l'**effet Lorentz**, domine l'élargissement des raies d'émission. Par contre dans la haute stratosphère, c'est l'**effet Doppler** (mouvement des molécules par rapport à l'observateur) qui peut dominer l'élargissement des raies d'émission. La convolution de ces deux effets donne comme résultat le **profil de Voigt**.



The Lorentz profile (dashed line) and the Doppler profile (solid line) with same half-widths ($\alpha_L = \alpha_D = 1$). The dotted line is the corresponding Voigt profile. (Huang X. et Y.L. Yung, JAS 2004)

Caractéristiques du champ radiatif

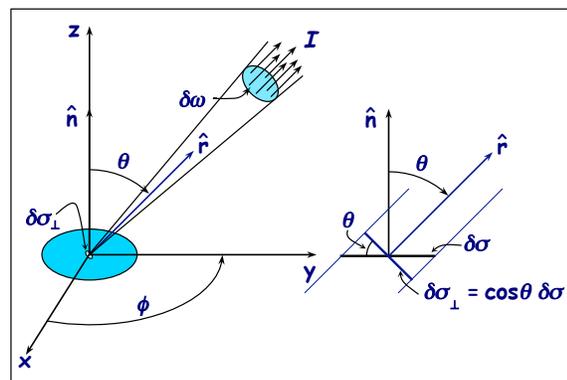
- Intensité de rayonnement (radiance) I

L'intensité de rayonnement, I , également nommée *radiance*, correspond à l'énergie radiative émise par unité de temps, par un **élément de surface normale** à la direction θ du faisceau, $\delta\sigma_{\perp}$, et dans un faisceau d'*angle solide* de faible ouverture $\delta\omega$. La radiance est mesurée en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

Si on note δW la quantité d'énergie radiative émise par unité de temps, nous avons :

$$\delta W = I \delta\sigma_{\perp} \delta\omega = I (\cos\theta \delta\sigma) \delta\omega$$

Le facteur $\cos\theta$ représente aussi l'étalement et la diminution de la radiation dans la direction θ sur le plan horizontal.

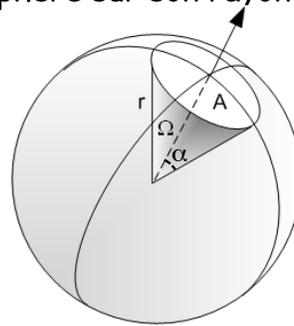


L'angle solide

L'angle solide, dans l'espace tridimensionnel, est défini comme le rapport de la surface d'une partie d'une sphère sur son rayon au carré.

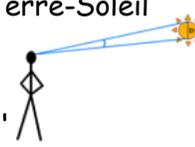
Angle solide : $\Omega = \frac{A}{r^2} = 2\pi(1 - \cos \alpha)$

Son unité est le stéradian noté "sr".



Soleil vu de la Terre

Angle solide : $\Omega_s = \frac{\pi R_s^2}{D_{T-S}^2} \approx 6.84 \times 10^{-5} \text{ sr}$ $\begin{cases} R_s & : \text{rayon du Soleil} \\ D_{T-S} & : \text{distance Terre-Soleil} \end{cases}$

Diamètre apparent : $\mathcal{D}_s = 2 \times \cos^{-1} \left(1 - \frac{\Omega_s}{2\pi} \right) \equiv \begin{cases} \text{min} : 31.46' \\ \text{max} : 32.53' \end{cases}$ 



Solid Angle

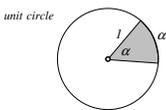
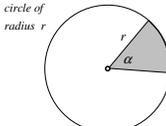
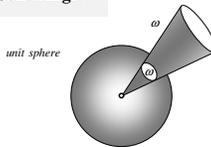
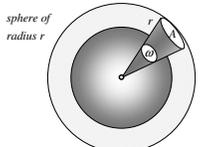
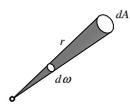
The solid angle Ω subtended by a surface S is defined as the surface area Ω of a unit sphere covered by the surface's projection onto the sphere. This can be written as

$$\Omega \equiv \iint_S \frac{\hat{\mathbf{n}} \cdot d\mathbf{a}}{r^2}, \quad (1)$$

where $\hat{\mathbf{n}}$ is a unit vector from the origin, $d\mathbf{a}$ is the differential area of a surface patch, and r is the distance from the origin to the patch. Written in spherical coordinates with ϕ the colatitude (polar angle) and θ for the longitude (azimuth), this becomes

$$\Omega \equiv \iint_S \sin \phi \, d\theta \, d\phi. \quad (2)$$

Solid angle is measured in steradians, and the solid angle corresponding to all of space being subtended is 4π steradians.

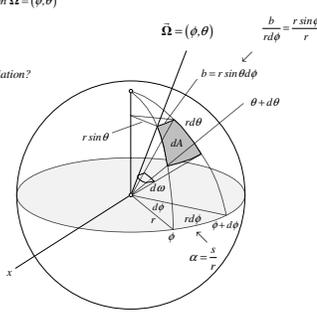
| | | |
|--|--|--|
| <p>Plane Angle</p>  <p>$\alpha = \text{arc length [radian]}$</p>  <p>$\frac{\alpha}{s} = \frac{2\pi \cdot 1}{2\pi \cdot r}$</p> <p style="text-align: center;">↓</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; display: inline-block;">$\alpha = \frac{s}{r}$</div> | <p>Solid Angle</p>  <p>$\omega = \text{area on a unit sphere [steradian], [sr]}$</p>  <p>$\frac{\omega}{A} = \frac{4\pi \cdot 1^2}{4\pi \cdot r^2}$</p> <p style="text-align: center;">↓</p> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; display: inline-block;">$\omega = \frac{A}{r^2}$</div> | <p>Differential Solid Angle</p>  <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; display: inline-block;">$d\omega = \frac{dA}{r^2}$</div> (12.7) |
|--|--|--|

Differential Solid Angle in spherical coordinates

Direction is defined by a pair of angles: $\hat{\Omega} = (\phi, \theta)$
 ϕ is an azimuthal angle: $0 \leq \phi \leq 2\pi$
 θ is a polar angle: $0 \leq \theta \leq \pi$

Consider a differential variation of the direction $\hat{\Omega} = (\phi, \theta)$
 $\phi + d\phi$ and $\theta + d\theta$

What solid angle corresponds to this variation?



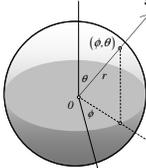
$\hat{\Omega} = (\phi, \theta)$
 $\frac{b}{rd\phi} = \frac{r \sin \theta}{r}$
 $b = r \sin \theta d\phi$
 $dA \approx (r \sin \theta d\phi) \cdot (rd\theta) = r^2 \sin \theta d\phi d\theta$

differential solid angle

$d\omega = \frac{dA}{r^2} = \sin \theta d\phi d\theta$

 (12.8)

$\hat{\Omega} = (\phi, \theta)$

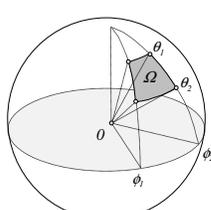


$x = r \cos \phi \sin \theta$
 $y = r \sin \phi \sin \theta$
 $z = r \cos \theta$

$x^2 + y^2 + z^2 = r^2$

Finite Solid Angle in spherical coordinates

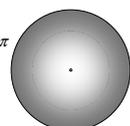
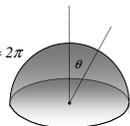
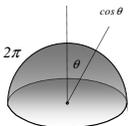
Consider a finite solid angle bounded by the directions:
 $\phi_1 \leq \phi \leq \phi_2$ and $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$



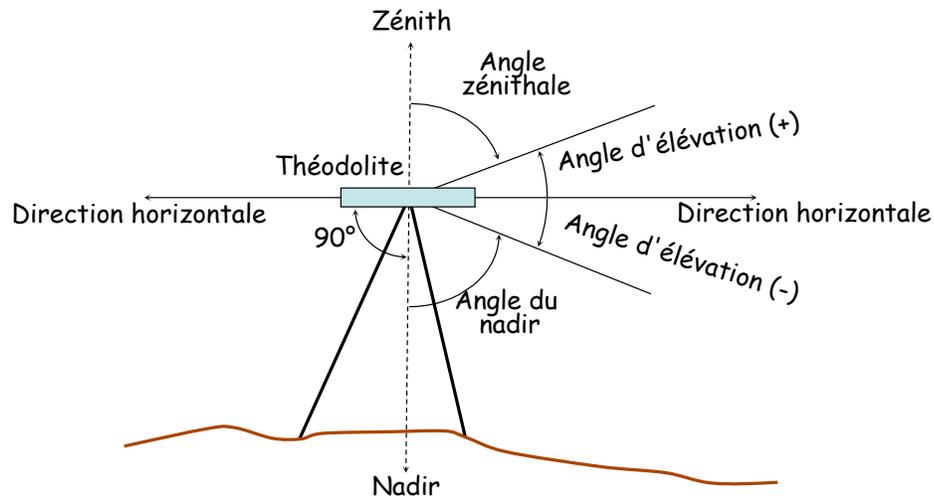
solid angle $\Omega = \iint_{\Omega} d\omega = \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta d\phi$

$= - \int_{\phi=\phi_1}^{\phi_2} \int_{\mu=\cos \theta_2}^{\cos \theta_1} d\mu d\phi$ substitution $\mu = \cos \theta$

$= (\phi_2 - \phi_1) (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$

| | | |
|--|---|--|
| <p>Sphere</p>  <p>$\Omega_{\text{sphere}} = 4\pi$</p> <p>$\Omega_{\text{sphere}} = \Omega_{\circ} = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 4\pi$</p> | <p>Hemisphere</p>  <p>$\Omega_{\text{hemisphere}} = 2\pi$</p> <p>$\Omega_{\text{hemisphere}} = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi$</p> | <p>Useful Fact</p>  <p>$\Omega_{\text{hemisphere}} = 2\pi$</p> <p>$\int_{2\pi} \cos \theta d\omega = \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = \pi$</p> |
|--|---|--|

Angles et directions



Propriété de la radiance

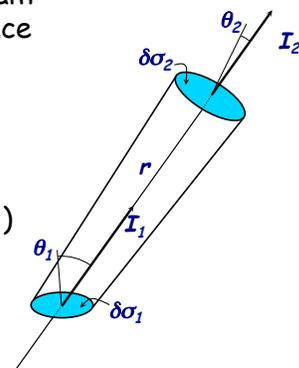
- La valeur de la radiance peut varier en fonction de la direction, mais dans le vide et dans une direction donnée, elle ne change pas en fonction de la distance.

Considérons un faisceau de rayons lumineux traversant à la fois deux surfaces $\delta\sigma_1$ et $\delta\sigma_2$ situées à la distance r l'une de l'autre. Soit I_1 l'intensité du faisceau lumineux en **1**. L'énergie traversant la première surface $\delta\sigma_1$ par unité de temps est

$$\delta W = I_1 (\cos \theta_1 \delta\sigma_1) \delta\omega = I_1 (\cos \theta_1 \delta\sigma_1) (\cos \theta_2 \delta\sigma_2 / r^2)$$

Au point **2** on écrirait de même

$$\delta W = I_2 (\cos \theta_2 \delta\sigma_2) (\cos \theta_1 \delta\sigma_1 / r^2)$$



En comparant les deux expressions, on voit que $I_1 = I_2$

ce qui signifie que l'intensité d'un faisceau de lumière se propageant librement est la même en tout point du parcours.

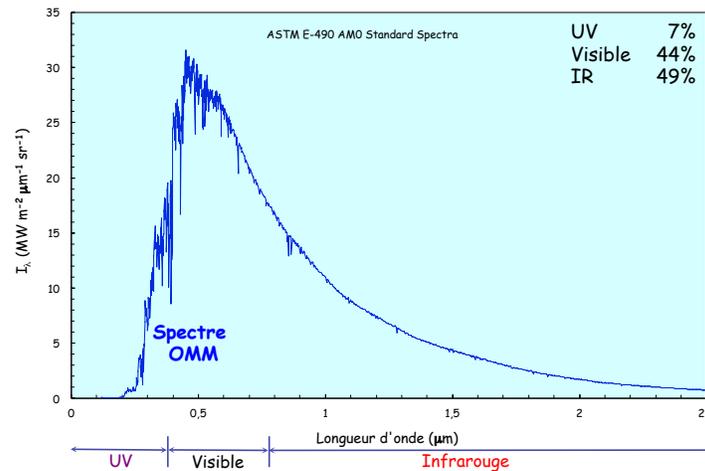
- Radiance monochromatique I_λ

La radiance par intervalle unitaire de longueur d'onde à la longueur d'onde λ est appelée intensité monochromatique ou radiance monochromatique, I_λ .

Les unités de mesure de I_λ sont $\text{W m}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$.

La radiance est lié à la radiance monochromatique par la relation :

$$I \triangleq \int_0^\infty I_\lambda d\lambda$$



La **radiance du Soleil**, I_S , est de $\sim 2 \times 10^7 \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$.

- Flux radiatif W

Le taux de transfert d'énergie radiative W (quantité d'énergie par unité de temps) est appelé flux radiatif et il est mesuré en J s^{-1} ou W :

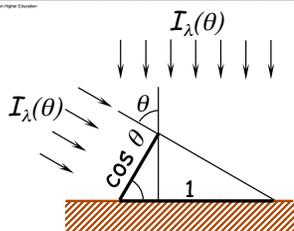
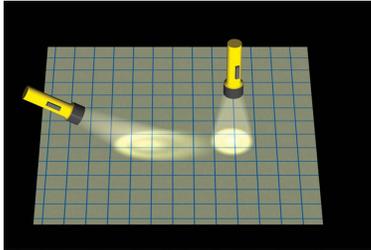
$$\begin{aligned} W &= \iint_{S \Omega} I d\sigma_\perp d\omega = \iint_{S \Omega} I \cos\theta d\sigma d\omega \\ &= \iiint_{S \Omega \Lambda} I_\lambda d\sigma_\perp d\omega d\lambda = \iiint_{S \Omega \Lambda} I_\lambda \cos\theta d\sigma d\omega d\lambda \end{aligned}$$

Le **flux radiatif du Soleil**, $W_S = 3,85 \times 10^{26} \text{ W}$.

Irradiance monochromatique F_λ

La densité monochromatique de flux radiatif

Par intégration de la radiance monochromatique dans toutes les directions d'un hémisphère, on obtient la densité de flux radiatif monochromatique, F_λ , également nommée irradiance monochromatique.



La contribution à F_λ par le rayonnement dans la direction θ est donnée par :

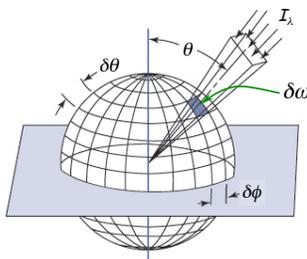
$$I_\lambda \cos \theta \delta \omega$$

$$\Rightarrow F_\lambda = \int_{\Omega=2\pi} I_\lambda \cos \theta d\omega$$

- F_λ est usuellement exprimée en $W m^{-2} \mu m^{-1}$.

Loi de Lambert

$$F_\lambda = \int_{\Omega=2\pi} I_\lambda \cos \theta d\omega$$



$$d\omega = \sin \theta d\theta d\phi$$

$$\Rightarrow F_\lambda = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_\lambda \cos \theta \sin \theta d\phi d\theta$$

Pour un champ radiatif isotrope : $I_\lambda = \text{cte}$

$$F_\lambda = I_\lambda \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\phi d\theta$$

$$F_\lambda = \pi I_\lambda$$

- Irradiance F

L'irradiance est liée à l'irradiance monochromatique par la relation :

$$F = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda$$

L'irradiance est mesurée en $W m^{-2}$. Elle est liée à la radiance par :

$$\delta F = I \cos\theta \delta\omega \Rightarrow F = \int_{\Omega=2\pi} I \cos\theta d\omega$$

où l'on intègre pour toutes les directions possibles de \hat{r} dans un hémisphère. Si I ne dépend pas de la direction, le champ est isotrope. Dans ce cas

$$\boxed{F = \pi I}$$

Loi de Lambert

Le flux radiatif est lié à l'irradiance par :

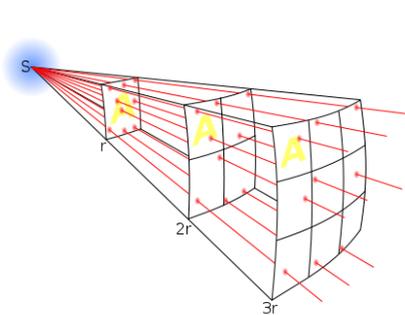
$$W = \int_S F d\sigma$$

Par exemple, l'irradiance moyenne à la surface du Soleil d'environ 7×10^8 m de rayon est donnée par:

$$F_s = \frac{W_s}{4\pi R_s^2} \approx \frac{3,85 \times 10^{26}}{4\pi (7 \times 10^8)^2} = 6,3 \times 10^7 W m^{-2}$$

Loi en carré inverse de l'irradiance

- L'**irradiance**, appelée aussi **densité du flux radiatif**, émise par une source diminue selon le carré de la distance par rapport à la source.



$$F_A(r) = I \omega_1 = I \frac{A}{r^2}$$

$$F_A(2r) = I \omega_2 = I \frac{A}{4r^2}$$

$$F_A(3r) = I \omega_3 = I \frac{A}{9r^2}$$

$$I = cte$$

$$\Rightarrow \boxed{F \propto \frac{1}{d^2}}$$

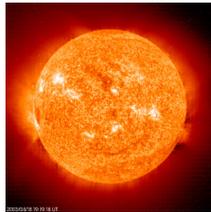
Loi en carré inverse de l'irradiance

La valeur de **la radiance** peut varier en fonction de la direction, mais donnée la direction, elle **se conserve** dans le vide. Cela ne signifie pas qu'à une surface de réception donnée l'on captera la même quantité de lumière du Soleil quelle que soit la distance à laquelle on se place.

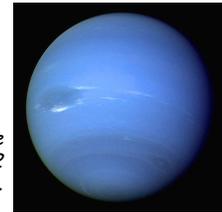
Si l'intensité du rayonnement solaire est bien la même sur la Terre et sur la lointaine planète Neptune, située 20 fois plus loin de notre étoile centrale, l'angle solide ($\delta A/r^2$) sous lequel le Soleil est vu de là-bas est 400 fois plus petit que de la Terre et par conséquent une surface donnée y recevra 400 fois moins d'énergie.



Photographie de la Terre prise depuis Apollo 17

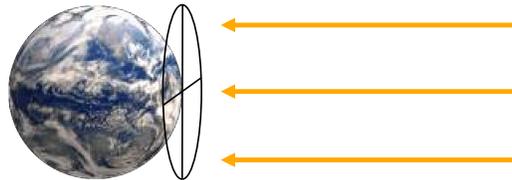


Neptune photographiée par la sonde Voyager 2 durant l'été 1989.



La constante solaire

La constante solaire S_0 est la densité de flux radiatif solaire, **irradiance solaire**, qui reçoit une surface au sommet de l'atmosphère exposée perpendiculairement au rayonnement.



Selon la définition d'irradiance :

$$S_0 = \int_{2\pi} I_s \cos\theta \, d\omega = \int_{\Omega_s} I_s \cos\theta \, d\omega$$

Puisque Ω_s est très petit ($\sim 6,84 \cdot 10^{-5}$ sr et $\mathcal{D}_s \leq 32.53'$), on peut ignorer les variations de **cos θ** lors de l'intégration; ceci est connu sous le nom d'**approximation du faisceau parallèle**.

$$\Rightarrow S_0 \approx I_s \times \Omega_s \approx 2 \cdot 10^7 \times 6.84 \cdot 10^{-5} \approx 1361 \text{ W m}^{-2}$$

Le corps noir

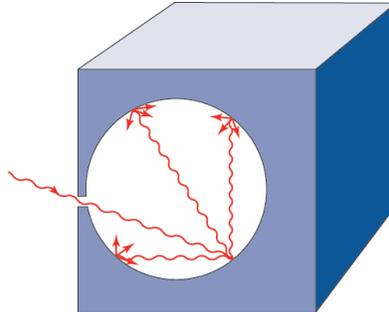
Quel que soit son état, tout corps émet de l'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques. Parmi tous les mécanismes qui régissent les différents types de rayonnement, nous n'en retenons qu'un : **le rayonnement thermique**. C'est le mécanisme d'émission dans lequel l'énergie rayonnante provient de l'énergie d'agitation thermique des particules de la matière (atomes, molécules, ions).

- La puissance de ce rayonnement est d'autant plus grande que la température est élevée.
- Le rayonnement émis couvre en général un certain domaine de longueurs d'onde.
- On constate que cette puissance passe par un maximum. À ce maximum correspond une longueur d'onde λ_{max} , qui est d'autant plus courte que la température est plus élevée: $\lambda_{max,Soleil} \approx 0,5 \mu\text{m}$ et $\lambda_{max,Terre} \approx 10 \mu\text{m}$.

À des basses températures ne dépassant pas 1000 K, les ondes émises sont essentiellement infrarouges et radio. À mesure que l'échauffement se poursuit, le spectre du rayonnement change, la quantité totale de l'énergie émise augmente et l'on voit apparaître progressivement des ondes de plus en plus courtes, depuis les ondes visibles (du rouge au violet), jusqu'aux ondes ultraviolettes, les rayons X et les rayons gamma.

Le corps noir

- On qualifie de **corps noir** un objet idéal qui absorbe toutes les radiations incidentes.



- De plus, le corps noir est le radiateur thermique qui, pour une température donnée, émet de façon isotrope le maximum d'énergie.

La loi de Planck

À l'aide de la mécanique quantique, Max Planck a démontré que l'intensité monochromatique, B_λ , émise par un corps noir est :

$$B_\lambda(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\pi \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1})$$

$$c_1 = 2 \pi h c^2 \approx 3.74 \times 10^{-16} \text{ W m}^2,$$

$$c_2 = hc/k \approx 1.45 \times 10^{-2} \text{ m K},$$

$h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J s}$ est la constante de Planck,

$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$ est la vitesse de la lumière dans le vide, et

$k = 1,3806 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann.

Et, par la loi de Lambert, l'irradiance monochromatique, $F_{B\lambda}$, émise par un corps noir est :

$$F_{B\lambda}(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1})$$

La loi de Planck

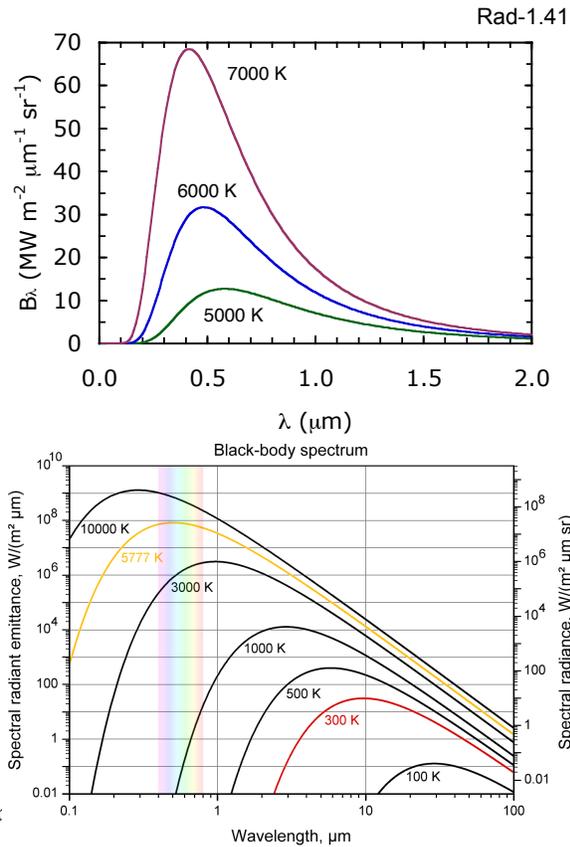
Les figures montrent que

- la radiance monochromatique augmente de façon significative en fonction de la température
- la longueur d'onde correspondante à la radiance maximale décroît avec une augmentation de la température

Exemple:

| T (K) | λ (μm) | F_{λ}^* ($\text{MW m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$) |
|-------|-----------------------------|---|
| 255 | 0.5 | 1.1×10^{-45} |
| 255 | 11.4 | 1.4×10^{-5} |
| 5767 | 0.5 | 83 |
| 5767 | 11.4 | 7.6×10^{-3} |

Spectre d'émission d'un corps noir aux températures indiquées. →



Approximation à la loi de Planck

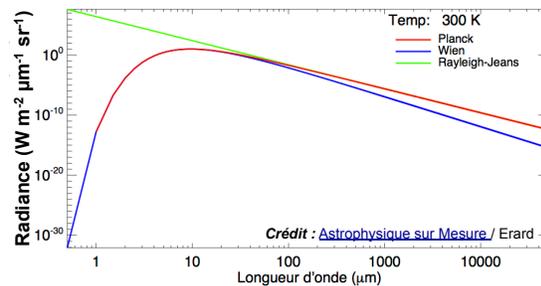
Rad-1.42

Approximation de Wien

Pour de valeurs de $\lambda T \ll \frac{hc}{k} \sim 14000(\mu\text{mK})$, l'exponentielle dans la Loi de Planck est beaucoup plus grand que l'unité; ainsi :

$$B_{\lambda} \cong c_1 \lambda^{-5} \pi \exp\left\{-c_2/\lambda T\right\}$$

Seulement pour de valeurs de λT , bien au-delà du maximum de la fonction, il faut utiliser l'expression exacte de la Loi de Planck.



Approximation de Rayleigh-Jeans

(ou la catastrophe ultraviolette)

Pour de valeurs de $\lambda T \gg \frac{hc}{k} \sim 14000(\mu\text{mK})$:

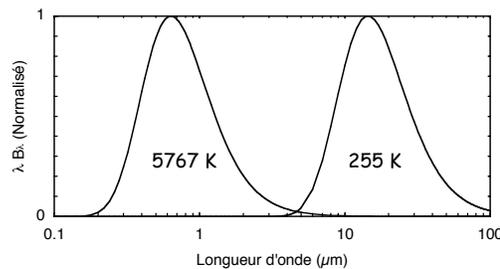
$$B_{\lambda} \cong \frac{2 k c T}{\lambda^4}$$

La loi de Wien

En différentiant la loi de Planck par rapport à λ et en posant la dérivée à zéro, on trouve la valeur λ_M qui correspond au maximum de la fonction. Le résultat donne la **loi de Wien** :

$$\lambda_M = \frac{2897}{T}$$

La **radiation solaire** est donc concentrée dans les parties du **visible** et de l'**infrarouge proche** du spectre, tandis que les **radiations planétaires** sont largement confinées dans l'**infrarouge**.



Spectres normalisés des corps noirs représentatifs du Soleil (5767 K) et de la Terre (255K).

L'axe des ordonnées a été multiplié par la longueur d'onde afin que les surfaces sous les courbes soient proportionnelles à la radiançe.

$$dB = B_\lambda d\lambda; \quad dB = dB_\lambda \frac{\lambda}{\lambda} d\lambda$$

$$\Rightarrow \quad dB = \lambda B_\lambda d \ln \lambda$$

- Loi de Stefan-Boltzmann

Si on intègre la Loi de Planck sur tout le spectre de fréquence, on obtient l'irradiance totale du corps noir:

$$F_B = \int_0^\infty F_{B\lambda} d\lambda = c_1 \int_0^\infty \frac{\lambda^{-5} d\lambda}{\left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}$$

En posant $x = c_2/\lambda T$, on trouve que

$$F_B = \frac{c_1}{c_2^4} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \left(\frac{c_1}{c_2^4} \frac{\pi^4}{15} \right) T^4,$$

d'où

$$F_B = \sigma T^4$$

où $\sigma = \left(\frac{c_1}{c_2^4} \frac{\pi^4}{15} \right) = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann

L'expression $F_B = \sigma T^4$ a été établie expérimentalement par Stefan avant d'être démontrée théoriquement par Boltzmann d'où son nom : loi de Stefan-Boltzmann.

Température effective du Soleil

$$F_S = \pi I_S \approx \pi \times 2,00 \times 10^7$$

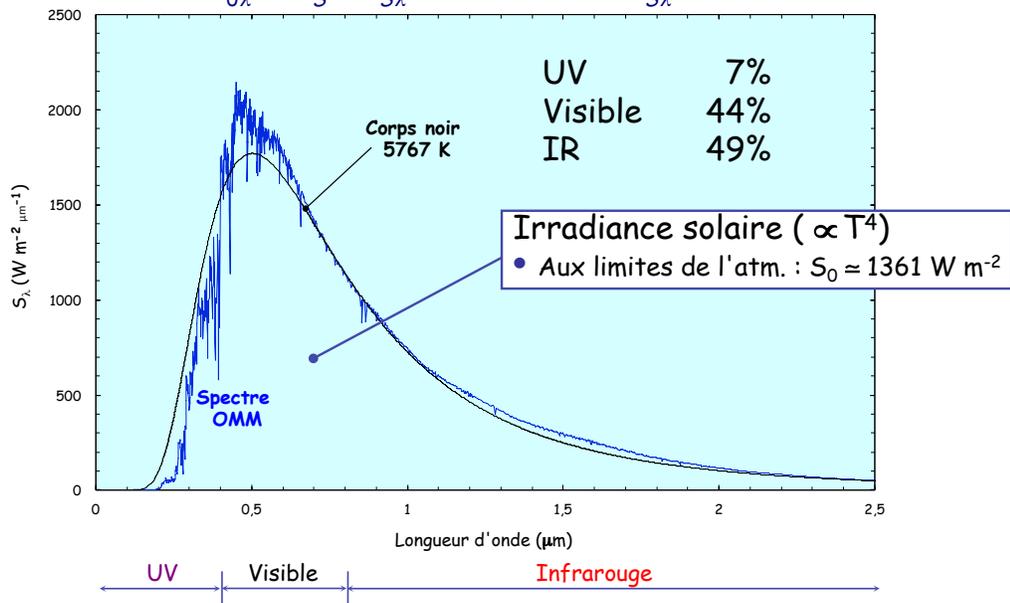
$$F_S = \sigma T_{E,S}^4$$

$$\Rightarrow T_{E,S} = \sqrt[4]{\frac{F_S}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{\pi \times 2,00 \times 10^7}{5,67 \times 10^{-8}}} \approx 5767 \text{ K}$$

Irradiance monochromatique solaire

Irradiance monochromatique solaire **aux limites de l'atmosphère** sur une surface perpendiculaire au rayonnement :

$$S_{0\lambda} = \Omega_S \times I_{S\lambda} = 6.84 * 10^{-5} \times I_{S\lambda}$$



- $S_{0\lambda}$ vs $F_{T\lambda}$

Irradiance monochromatique du Soleil à l'orbite de la Terre (sommet de l'atmosphère) et irradiance monochromatique de la Terre pour $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, $\lambda = 5 \mu\text{m}$ et $\lambda = 11.4 \mu\text{m}$:

$$S_{0\lambda} = \Omega_s \times I_{s\lambda}$$

Irradiance monochromatique ($\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$)

| λ (μm) | Terre | Soleil |
|-----------------------------|-----------------------|-------------------|
| | 255 K | 5767 K |
| 0.5 | 1.1×10^{-39} | 1.8×10^3 |
| 5 | 1.5 | 1.6 |
| 11.4 | 14 | 0.17 |

Les corps réels

Emissivité et absorptivité

Un radiateur thermique non idéal à la température T se caractérise par une **émissivité** définie comme le rapport de sa radiance monochromatique à celle du corps noir de même température

$$\varepsilon_{\lambda} \triangleq \frac{I_{\lambda}(\text{émis})}{B_{\lambda}(T)}$$

et par une **absorptivité** défini comme rapport de la radiance monochromatique absorbée à celle incidente :

$$A_{\lambda} \triangleq \frac{I_{\lambda}(\text{absorbé})}{I_{\lambda}(\text{incident})}$$

Loi de Kirchhoff

À l'**équilibre thermodynamique**, si la fréquence de collision entre les molécules d'une substance est plus grande de la fréquence d'un événement d'absorption et/ou d'émission d'énergie radiative, et lorsque le rayonnement incident est celui d'un corps noir, on démontre qu'il y a égalité entre l'absorptivité et l'émissivité à la même longueur d'onde :

$$A_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda}$$

Dans l'atmosphère, les conditions pour appliquer la Loi de Kirchhoff (conditions d'**équilibre thermodynamique local**) sont rencontrées jusqu'à une altitude de ~ 60 km.

- Pour un corps noir, $\varepsilon_{\lambda} = A_{\lambda} = 1$.
- Lorsque $\varepsilon_{\lambda} = A_{\lambda} < 1$, le **corps** est appelé **gris**.

Emissivité et absorptivité à bande large

Il est courant de définir pour un corps l'**émissivité** et l'**absorptivité à bande large**, également nommée de corps gris, par :

$$\varepsilon \triangleq \frac{I(\text{émis})}{B} = \frac{I(\text{émis})}{\sigma T^4} \leq 1$$

$$A \triangleq \frac{I(\text{absorbé})}{I(\text{incident})} \leq 1$$

| Émissivités à bande large (IR) | |
|---------------------------------------|-------------|
| Surface aquatique calme | 0,94 - 0,96 |
| Surface glacée | 0,92 - 0,94 |
| Neige | 0,99 |
| Surface continentale (valeur moyenne) | 0,95 |

- Exemple

Une surface grise de $A_S = 0.1$ et $A_{IR} = 0.8$ au sommet de l'atmosphère est exposée à la radiation solaire :

- a) Quel est la **température d'équilibre radiatif** de cette surface?

Équilibre radiatif : $W(\text{absorbé}) = W(\text{émis})$

$$A_S S_0 \mathcal{A} = \varepsilon_{IR} \sigma T_E^4 \mathcal{A}$$

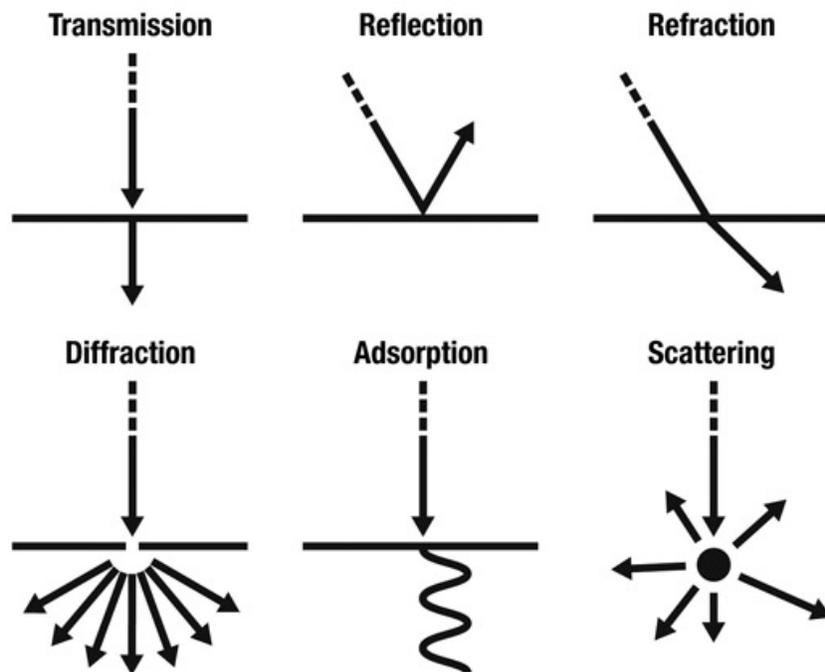
Loi de Kirchhoff: $A_{IR} = \varepsilon_{IR}$

$$\Rightarrow T_E = \left(\frac{A_S S_0}{\varepsilon_{IR} \sigma} \right)^{1/4} = \left(\frac{0,1 \times 1361}{0,8 \times 5,67 \times 10^{-8}} \right)^{1/4} \approx 234 \text{ K}$$

- b) Si la température de la surface est de 300 K, quelle est la valeur de l'**irradiance nette** au-dessus de cette surface?

$$\begin{aligned} F_n \Downarrow &= A_S S_0 - \varepsilon_{IR} \sigma T^4 \\ &= 0,1 \times 1361 - 0,8 \times 5,67 \times 10^{-8} \times 300^4 \\ &= 136,1 - 367,4 \approx -231 \text{ W m}^{-2} \end{aligned}$$

Phénomènes affectant la propagation des ondes



The simplest interaction with light is **transmission**, which occurs when light passes through the object without interacting. Light coming through window is a simple example of transmission.

Reflection occurs when the incoming light hits a very smooth surface like a mirror and bounces off, like a mirror.

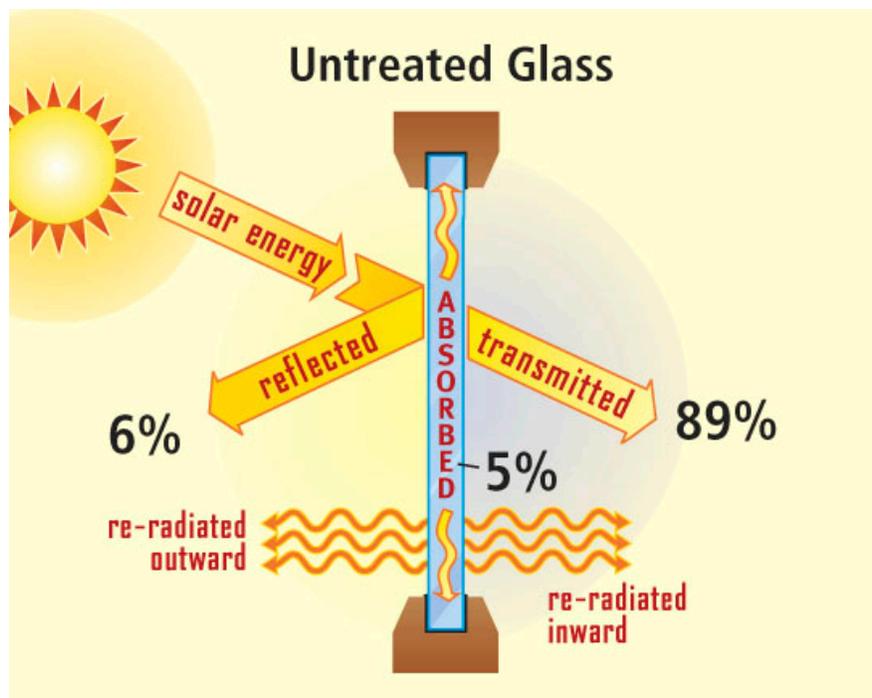
Refraction occurs when the incoming light travels through another medium, from air to glass for example. When this happens the light slows down and changes direction. This change in direction is dependent on the light's wavelength so its spectrum of wavelengths are separated and spread out into a rainbow.

Diffraction occurs when light hits an object that is similar in size to its wavelength. When light passes through a sufficiently-thin slit it will diffract and spread. If it's visible light, this will also create a rainbow.

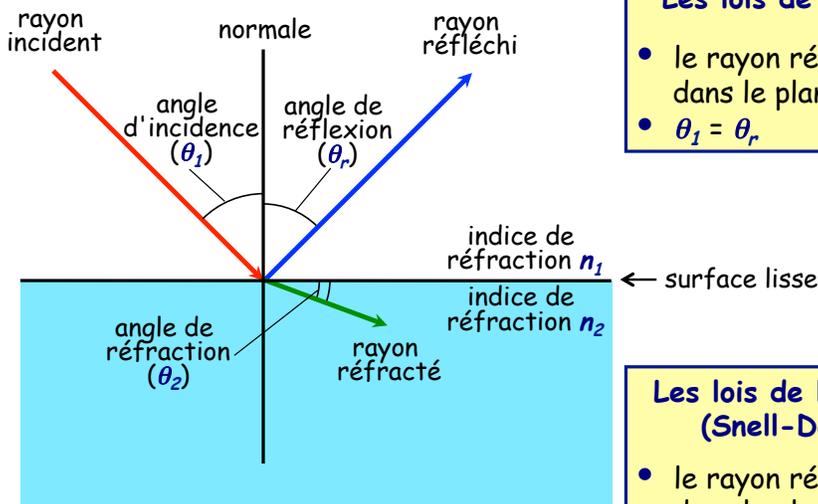
Absorption occurs when the incoming light hits an object and causes its atoms to vibrate, converting the energy into heat which is radiated. Anyone with a dark-colored car on a hot day will experience the effects of adsorption.

Scattering occurs when the incoming light bounces off an object in many different directions. A good example of this is known as Rayleigh scattering, where sunlight is scattered by the gasses in our atmosphere. This is what gives the sky its blue color.

Transmission



Réflexion et réfraction



Les lois de la réflexion

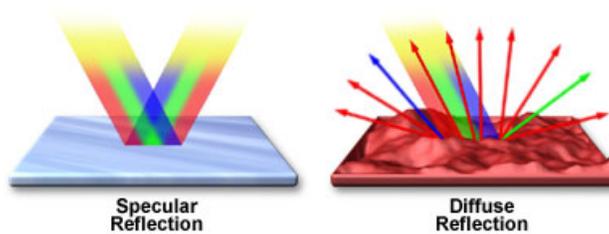
- le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence
- $\theta_1 = \theta_r$

Les lois de la réfraction (Snell-Descartes)

- le rayon réfracté est dans le plan d'incidence
- $n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2)$

Réflexion spéculaire et diffuse

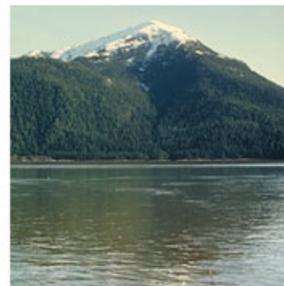
(micro.magnet.fsu.edu)



Reflections From the Surface of Water



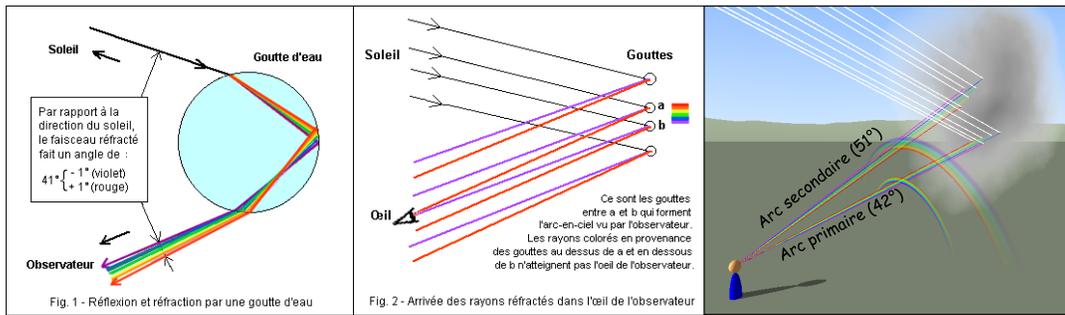
Smooth Water Surface



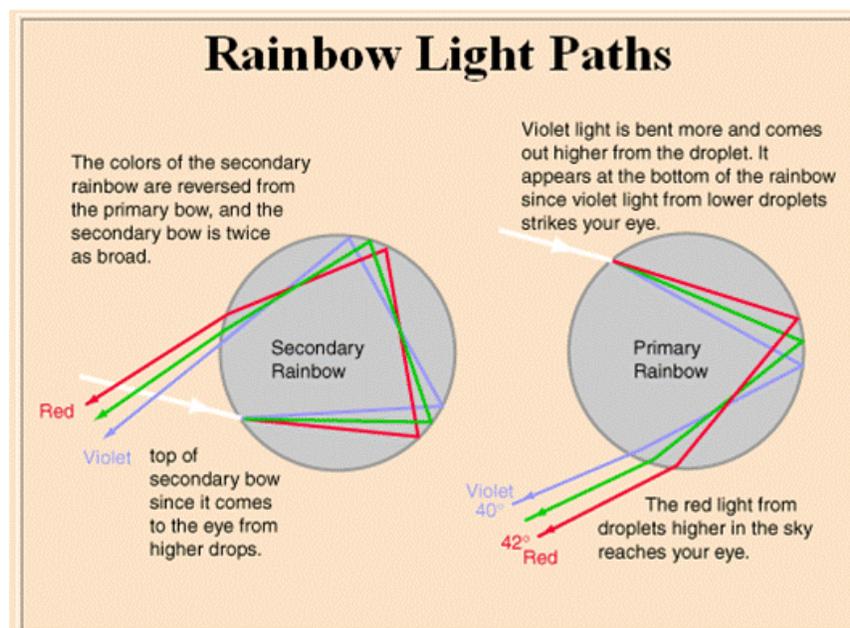
Wavy Water Surface

(micro.magnet.fsu.edu)

L'arc-en-ciel

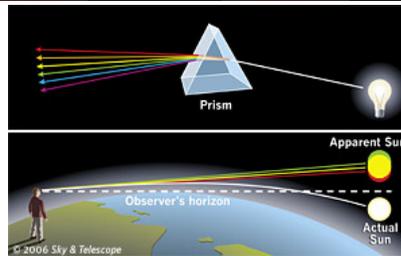


L'arc-en-ciel secondaire



Le rayon vert

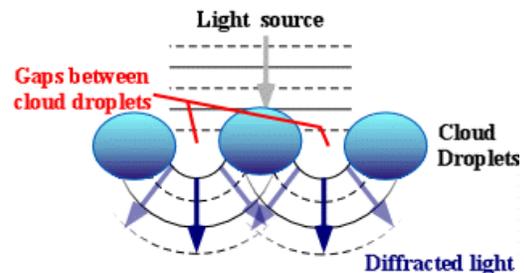
Rad-1.61



Diffraction

Rad-1.62

La diffraction est le comportement des ondes lorsqu'elles rencontrent un obstacle.

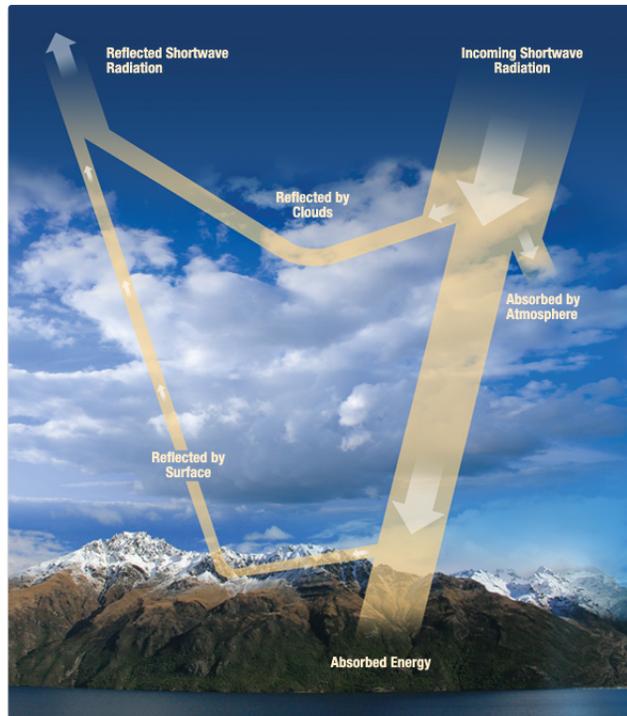


Solar Corona

Andrew Kirk imaged this corona in November '07.

The rings are non circular indicating a change in droplet size across the cloud. As the droplet size becomes more variable the colours become more chaotic and we have instead an iridescent cloud.

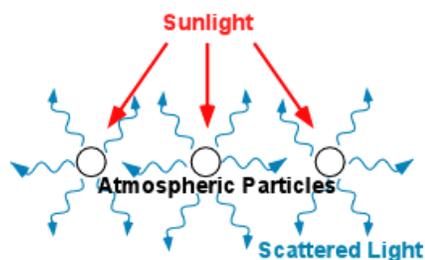
Absorption



Science Mission Directorate. "The Earth's Radiation Budget" Mission:Science. 2010. National Aeronautics and Space Administration. http://missionscience.nasa.gov/ems/13_radiationbudget.html

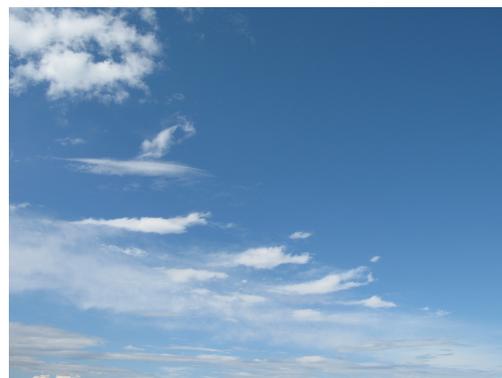
Diffusion

La diffusion est le phénomène par lequel un rayonnement est dévié dans diverses directions par une interaction avec des objets.



[http://ww2010.atmos.uiuc.edu/\(Gh\)/guides/mtr/opt/mch/sct.rxml](http://ww2010.atmos.uiuc.edu/(Gh)/guides/mtr/opt/mch/sct.rxml)

La couleur du ciel



<http://fond-d-ecran-gratuit.org/fond-d-ecran-ciel-bleu/>

Les corps opaques

Corps opaques

Un corps opaque réfléchit toute la radiation qu'il n'absorbe pas. Pour caractériser la réflexion de l'énergie radiative on introduit le concept de **réflectivité** :

$$R_{\lambda} \triangleq \frac{I_{\lambda}(\text{réfléchi})}{I_{\lambda}(\text{incident})}$$

Le rayonnement monochromatique incident sur la surface d'un corps opaque est absorbé ou réfléchi et par conservation de l'énergie :

$$I_{\lambda}(\text{absorbé}) + I_{\lambda}(\text{réfléchi}) = I_{\lambda}(\text{incident})$$

$$\Rightarrow \frac{I_{\lambda}(\text{absorbé})}{I_{\lambda}(\text{incident})} + \frac{I_{\lambda}(\text{réfléchi})}{I_{\lambda}(\text{incident})} = 1 \quad \Rightarrow \quad A_{\lambda} + R_{\lambda} = 1$$

Albédo

La **réflectance à bande large** d'un corps dans l'intervalle de fréquences caractéristiques du **rayonnement solaire** est appelée **albédo**.

$$\alpha \triangleq \frac{F_s(\text{réfléchi})}{F_s(\text{incident})}$$

| Planète | Distance du Soleil (unités de 10 ⁶ km) | Albédo |
|---------|---|--------|
| Mercure | 58 | 0,06 |
| Vénus | 108 | 0,78 |
| Terre | 150 | 0,30 |
| Lune | 150 | 0,12 |
| Mars | 228 | 0,17 |
| Jupiter | 778 | 0,45 |

Table 1. Reflectivity values of various surfaces.

| Surface | Details | Albedo |
|--------------------|--------------------|-------------|
| Soil | Dark and Wet | 0.05 - 0.40 |
| | Light and Dry | |
| Sand | | 0.15 - 0.45 |
| Grass | Long | 0.16 - 0.26 |
| | Short | |
| Agricultural Crops | | 0.18 - 0.25 |
| Tundra | | 0.18 - 0.25 |
| Forest | Deciduous | 0.15 - 0.20 |
| | Coniferous | 0.05 - 0.15 |
| Water | Small Zenith Angle | 0.03 - 0.10 |
| | Large Zenith Angle | 0.10 - 1.00 |
| Snow | Old | 0.40 - 0.95 |
| | Fresh | |
| Ice | Sea | 0.30 - 0.45 |
| | Glacier | 0.20 - 0.40 |
| Clouds | Thick | 0.60 - 0.90 |
| | Thin | 0.30 - 0.50 |

Sources: Oke, 1992; Ahrens, 2006.

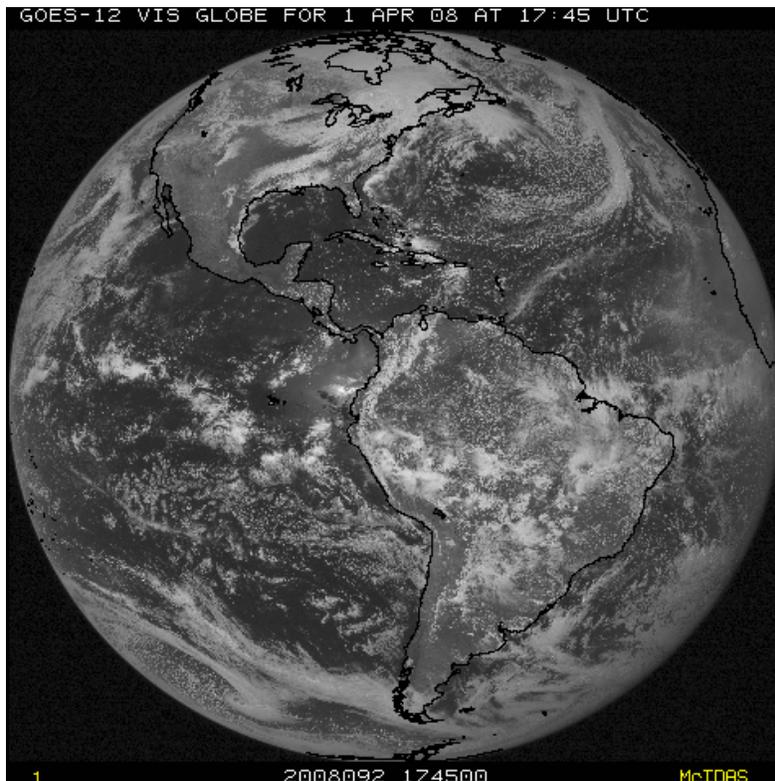
Albédo moyen de nuages

| Nuage | α | |
|-----------------|-----------|------------|
| Stratus | | |
| Épaisseur | 100 m | 0.4 |
| | 200 m | 0.5 |
| | 300 m | 0.6 |
| | 500 m | 0.7 à 0.75 |
| Altostratus | 0.4 à 0.7 | |
| Tête de cumulus | 0.83 | |

Tiré de Triplett & Roche, 1977.

Images satellitaires (visible)

Rad-1.68



Température radiative, effective et de couleur

Température radiative

- Température radiative, T_R :

$$F_{\lambda} = F_{\lambda}^*(T_R)$$

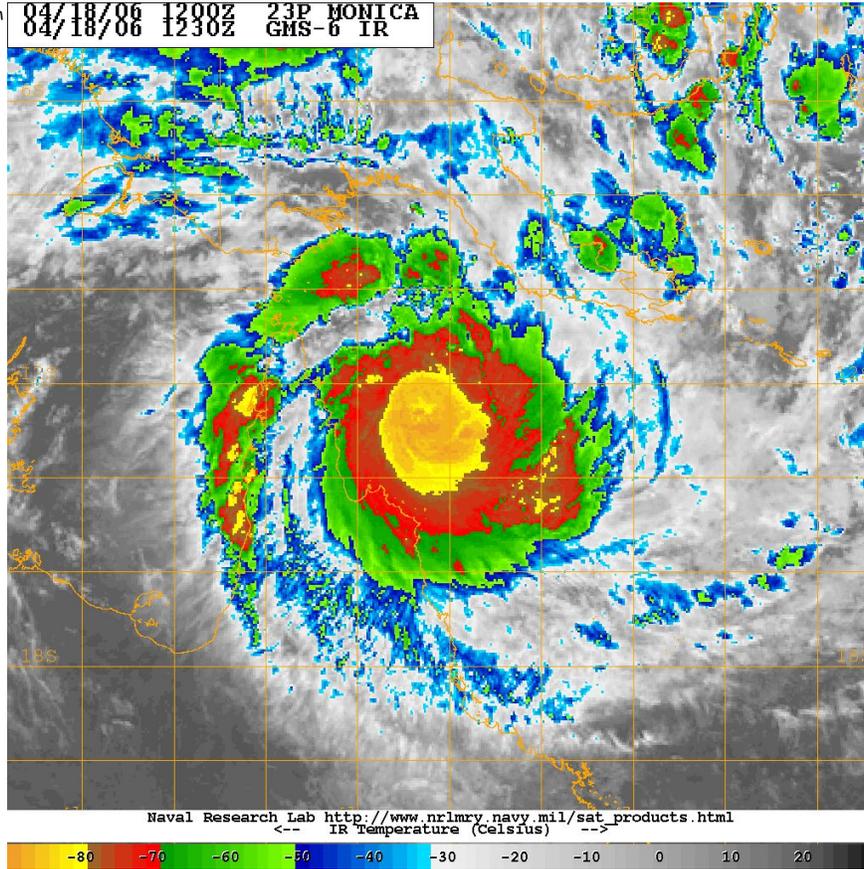
F_{λ} est l'irradiance monochromatique d'un objet naturel et

F_{λ}^* l'irradiance monochromatique du corps noir à la température T_R .

$$\Rightarrow T_R = \frac{c_2}{\lambda} \frac{1}{\ln(c_1 \lambda^5 + F_{\lambda})}$$

IR : 10.5 - 12.5 μm

04/18/06 1200Z 23P MONICA
04/18/06 1230Z GMS-6 IR

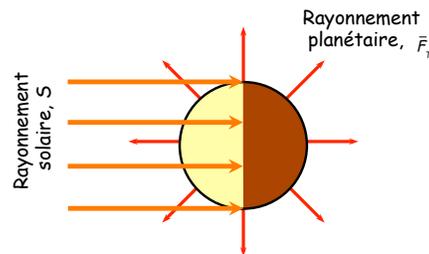


Rad-1.71

Température effective, T_E : $F = \sigma T_E^4$

Rad-1.72

- $T_E(\text{Soleil}) \approx 5767 \text{ K}$
- Température effective de la Terre



Albédo planétaire : $\alpha_T \approx 0,3$

Équilibre radiatif : $W(\text{absorbé}) = W(\text{émis})$

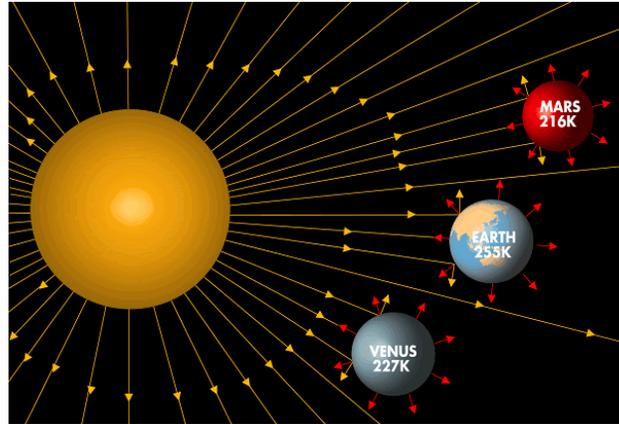
$$(1 - \alpha_T) S_0 \pi \bar{R}_T^2 = \bar{F}_T 4 \pi \bar{R}_T^2$$

$$\Rightarrow \bar{F}_T = \frac{(1 - \alpha) S_0}{4} = \frac{(1 - 0,3) \times 1361}{4} \approx 238 \text{ W m}^{-2}$$

$$T_{E,T} = \sqrt[4]{\frac{\bar{F}_T}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{238}{5,67 \times 10^{-8}}} \approx 255 \text{ K}$$

Température effective de quelques planètes

| Planète | Distance du Soleil (unités de 10^6 km) | Albédo | T_E (K) |
|---------|---|--------|-----------|
| Mercure | 58 | 0,06 | 442 |
| Vénus | 108 | 0,78 | 227 |
| Terre | 150 | 0,30 | 255 |
| Mars | 228 | 0,17 | 216 |
| Jupiter | 778 | 0,45 | 105 |



Température de couleur

- **Température de couleur, T_c** : C'est la température à laquelle la couleur d'un corps noir correspond mieux à celle d'un objet naturel.

Colour Temperatures in the Kelvin Scale

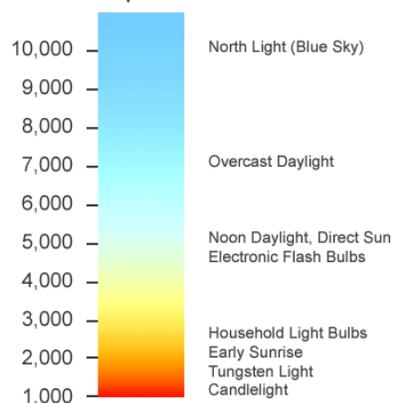


Image courtesy of www.mediacollege.com