

Transfert Radiatif Bilan Énergétique

1 Description du rayonnement

1.1 Spectre du rayonnement

Le rayonnement électromagnétique est composé d'ondes se propageant à la vitesse de la lumière ($c=3 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le vide). On peut les distinguer par leur *longueur d'onde* λ ou leur *fréquence* ν , reliées par $c = \lambda\nu$. On rencontre également le nombre d'onde $\bar{\nu} = 1/\lambda$.

Le rayonnement visible occupe une bande étroite du spectre, aux longueurs d'ondes comprises entre 0,4 et 0,76 μm (figure 1). Les longueurs d'ondes plus courtes (fréquences plus élevées) forment le rayonnement ultraviolet, puis X et γ . Les longueurs d'onde plus longues que le visible forment le rayonnement infrarouge puis micro-onde.

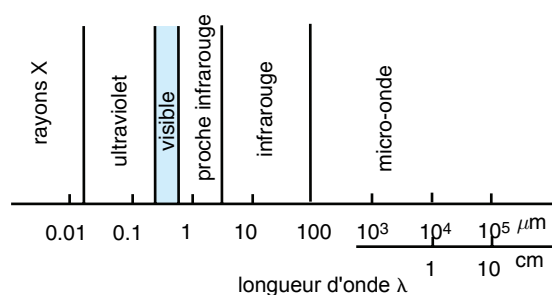


FIGURE 1 – Classification du rayonnement en fonction de la longueur d'onde

Dans l'atmosphère, la région du spectre où λ est inférieure à environ 0,4 μm est dominée par le rayonnement d'origine *solaire*, et est aussi désignée comme *ondes courtes*. Au delà, le rayonnement est surtout d'origine *terrestre* et est regroupé en *ondes longues*.

1.2 Mesures quantitatives

Le flux d'énergie total Φ émis par une source de rayonnement ou reçu par un objet est homogène à une puissance (énergie divisée par temps) et s'exprime en watts. En divisant par la surface de la source, on obtient l'*émittance* M (pour une source) ou l'*éclairage* E (pour un récepteur), qui s'expriment en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$. On rencontre aussi les termes d'*irradiance* ou de *densité de flux* F , qui s'utilise plutôt pour le flux traversant une surface virtuelle.

L'énergie transférée ou émise cette fois dans une direction spécifique, par unité de surface *perpendiculaire à cette direction* et de temps, est appelée la *luminance énergétique* ou *radiance* L (figure 2). Ses unités sont le $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$, où le stéradian sr est l'unité d'angle solide¹.

1. De même qu'un angle en radians est la longueur d'un arc de cercle divisée par le rayon, le stéradian est la

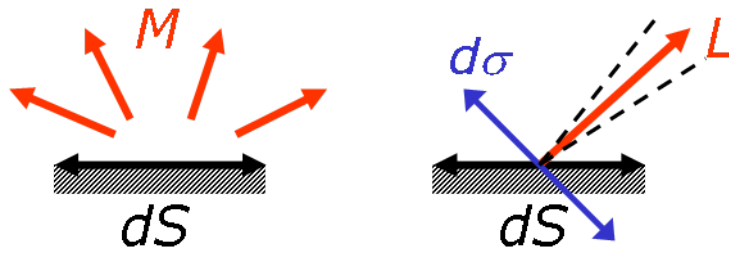


FIGURE 2 – Schéma montrant l'émittance M et la luminance L d'un élément de surface d^2S d'une source. M est l'intégrale du flux dans toutes les directions $M = d^2\Phi/d^2S$. L est le flux émis dans une certaine direction par unité de surface perpendiculaire $L = d^2\Phi/d^2\sigma$.

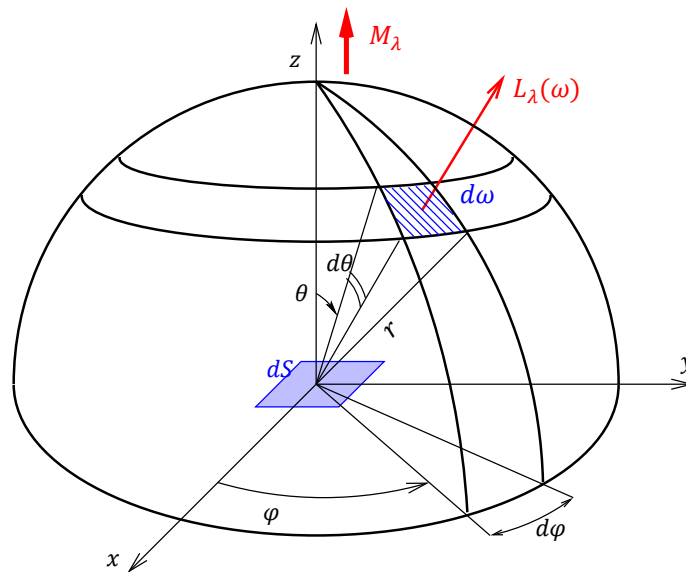


FIGURE 3 – Schéma en coordonnées sphériques de la luminance L de l'élément de surface d^2S d'une source située dans un plan (Oxy) . La luminance est définie pour chaque direction repérée par les angles θ et φ . L'angle solide élémentaire autour d'une direction donnée vaut $d^2\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ (rapport entre la surface hachurée et r^2). La relation avec le flux émis par la source est $L = d^4\Phi/(d^2\omega d^2S \cos\theta)$.

L'émittance, éclairement ou densité de flux à travers une surface se retrouve en intégrant la luminance sur toutes les directions d'un demi-espace (figure 3) :

$$F = \int_{2\pi} L \cos \theta \, d^2\omega$$

où $d^2\omega$ est un angle solide élémentaire, 2π représente l'intégration sur un demi-espace, et le facteur $\cos \theta$ vient de l'angle (dit *zénithal*) entre le rayonnement incident (ou émis) et la normale à la surface (dans la limite d'un rayonnement rasant, $\theta = \pi/2$, et aucune énergie ne traverse). Si la luminance est indépendante de la direction (rayonnement dit *isotrope*, l'intégration donne $F = \pi L$, ou $M = \pi L$ pour une source.

1.3 Grandeurs spectrales

L'énergie transmise par le rayonnement, et toutes les grandeurs définies précédemment, dépendent généralement de la longueur d'onde étudiée. On définit alors, par exemple, la *luminance spectrale* ou *monochromatique* L_λ (ou la densité de flux spectrale F_λ ...) comme la luminance dans un petit intervalle $d\lambda$ autour de la longueur d'onde λ . De même, on peut définir une luminance L_ν autour de la fréquence ν . La luminance totale intégrée sur tout le spectre est retrouvée par :

$$L = \int_\lambda L_\lambda \, d\lambda = \int_\nu L_\nu \, d\nu$$

Les unités des grandeurs spectrales dépendent de leur définition suivant λ , ν ou le nombre d'onde. Ainsi, une luminance spectrale L_λ s'exprimera en $W \cdot m^{-2} \cdot \mu m^{-1} \cdot sr^{-1}$, et L_ν en $W \cdot m^{-2} \cdot s \cdot sr^{-1}$.

1.4 Absorption et transmission

Le rayonnement incident sur une surface peut être absorbé, transmis ou réfléchi en différentes proportions. Les contributions des trois phénomènes à une longueur d'onde donnée sont données par des coefficients spectraux d'absorption a_λ , de transmission τ_λ , et de réflexion ρ_λ caractéristiques de la surface. En plus de la longueur d'onde, ces coefficients dépendent parfois de la direction du rayonnement incident. La conservation du flux d'énergie s'écrit :

$$a_\lambda + \tau_\lambda + \rho_\lambda = 1$$

On peut également définir des coefficients de réflexion du flux total incident a , ρ , τ , et on doit à nouveau avoir

$$a + \tau + \rho = 1$$

Attention, si les coefficients spectraux ne sont pas indépendants de la longueur d'onde, les coefficients intégrés dépendent des caractéristiques du flux incident et pas seulement du matériau.

surface d'une portion de sphère divisée par le rayon au carré. On a donc 4π stéradians sur tout l'espace : voir figure 3

2 Lois du corps noir

2.1 Rayonnement du corps noir

On appelle *corps noir* un objet dont la surface absorbe complètement le rayonnement incident (son coefficient d'absorption vaut toujours 1). On peut montrer qu'un tel corps émet du rayonnement de façon isotrope, avec une luminance spectrale (notée B_λ pour blackbody) qui dépend seulement de la température du corps, mais pas de sa nature. On a

$$B_\lambda(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\pi (e^{c_2/\lambda T} - 1)}$$

Où c_1 et c_2 sont des constantes. La luminance spectrale B_ν est déterminée de la même façon. Comme ce rayonnement est isotrope, l'émittance spectrale du corps noir vaut $M_\lambda = \pi B_\lambda$. L'aspect du rayonnement émis en fonction de la température est illustré sur la figure 4. La luminance tend vers 0 aux longueurs d'ondes très courtes (très peu de photons ayant cette énergie) et très grandes (énergie d'un photon tendant vers 0). D'autre part, la luminance augmente avec la température T quelle que soit la longueur d'onde. La dépendance en T du rayonnement corps noir est résumée par deux lois simples.

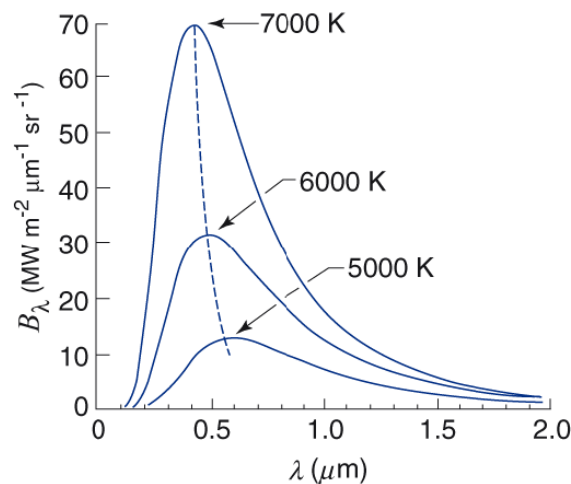


FIGURE 4 – Courbes de luminance spectrale d'un corps noir pour différentes températures. La courbe en pointillés indique la position du maximum en fonction de T .

2.2 Loi de Wien

On observe sur la figure 4 que la maximum de la luminance spectrale B_λ se décale vers les longueurs d'onde courtes (photons plus énergétiques) quand T augmente. La loi exacte, appelée *loi de déplacement de Wien* est que

$$\lambda_{\text{max}} = A/T$$

Où λ_{\max} est la longueur d'onde du maximum de luminance spectrale et $A=2897 \mu\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$. On peut retrouver la loi de Wien en dérivant B_λ par rapport à λ . Une formulation alternative est que ν_{\max} est proportionnelle à T .

Le soleil, dont l'enveloppe externe a une température autour de 6000 K, a donc un maximum d'émission situé dans le visible (jaune)². Pour des températures typiques de la Terre d'environ 300 K, le maximum d'émission est situé dans l'infrarouge vers 10 μm , et le rayonnement émis dans les longueurs d'ondes visibles est à peu près nul.

2.3 Loi de Stefan

La loi de *Stefan-Boltzmann* donne la valeur de l'intégrale sur les longueurs d'ondes de la courbe du corps noir. Elle est en général exprimée en termes d'émittance totale (qui vaut π fois la luminance) :

$$M = \sigma T^4$$

Avec $\sigma=5,67\times 10^{-8} \text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$. L'énergie totale émise par un corps noir dépend donc seulement de sa température.

2.4 Absorbants imparfaits, loi de Kirchoff

Dans le cas d'un corps qui n'est pas un absorbant parfait, on peut définir un coefficient d'émissivité spectral ϵ_λ égal au rapport entre la luminance spectrale du corps et celle du corps noir :

$$\epsilon_\lambda = \frac{L_\lambda}{B_\lambda(T)}$$

La *loi de Kirchoff* dit que l'émissivité spectrale doit être égale au coefficient d'absorption du corps :

$$\epsilon_\lambda = a_\lambda$$

L'émissivité dépend donc seulement de la longueur d'onde, et à priori de la direction d'émission. La loi de Kirchoff montre donc qu'un corps ne peut émettre plus de rayonnement qu'un corps noir à la même température. D'autre part, un corps transparent ou réfléchissant à une certaine longueur d'onde en émettra également très peu.

3 Transfert radiatif dans l'atmosphère

3.1 Interaction matière-rayonnement

Le rayonnement se propageant dans l'atmosphère interagit avec les particules présentes (molécules, poussières, gouttes d'eau...), il peut alors être soit absorbé soit diffusé (changement de direction). La somme de l'absorption et de la diffusion est appelée *extinction* du rayonnement.

2. Le soleil est très proche d'un corps noir car il absorbe bien tout le rayonnement incident. Mais la température à laquelle le rayonnement est émis varie légèrement suivant λ

Ces différents phénomènes sont chacun caractérisés par une *section efficace* σ , exprimée en m^2 : sur une petite distance parcourue ds , la luminance spectrale est atténuée suivant

$$dL_\lambda = -L_\lambda \sigma_\lambda N ds$$

Où N est le nombre de particules par unité de volume. On peut également définir un coefficient d'absorption massique en $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$.

3.1.1 Diffusion

La diffusion change la direction d'une partie du rayonnement incident. Après avoir été diffusé une fois ou plusieurs fois successivement (*diffusion multiples*, le rayonnement peut être réfléchi vers sa direction incidente : on parle alors de *rétrodiffusion*).

Les mécanismes de diffusion varient suivant la taille des particules diffusantes par rapport à la longueur d'onde du rayonnement (figure 5). Pour des particules petites devant la longueur d'onde, comme les molécules, on est dans le régime de *diffusion Rayleigh*. L'efficacité de la diffusion est faible (mais le nombre de particules est très grand) et dépend fortement de la longueur d'onde :

$$\sigma_\lambda \propto \lambda^{-4}$$

Cette dépendance explique la couleur bleue du ciel et de la Terre vue de l'espace, qui est celle du rayonnement diffusé. Le soleil, qui apparaît blanc sans diffusion, a alors une couleur jaune à rouge suivant l'importance de la diffusion.

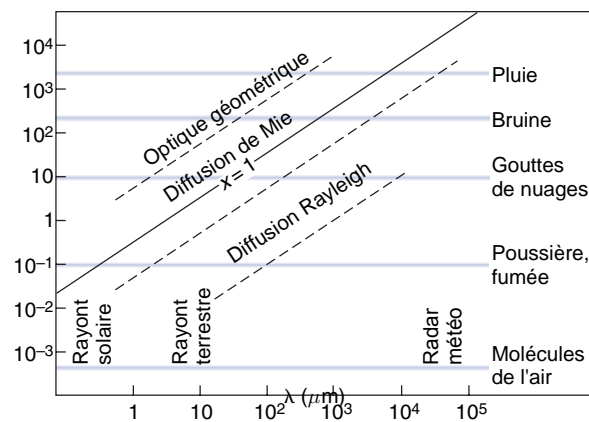


FIGURE 5 – Type de mécanisme de diffusion dominant en fonction de la longueur d'onde (en abscisse) et de la taille des particules (ordonnées). Unités en μm

Pour des particules plus grosses, dont la taille est de l'ordre de λ , la régimes est appelé *diffusion de Mie*. Enfin, la diffusion par des très grosses particules obéit aux lois de l'optique géométrique. Contrairement à la diffusion Rayleigh, dans ces régimes l'efficacité de diffusion est indépendante de λ . La lumière diffusée a donc la même couleur que la lumière incidente (cas

de la lumière diffusée par un nuage ou de la neige). D'autre part la diffusion est majoritairement vers l'avant (figure 6).

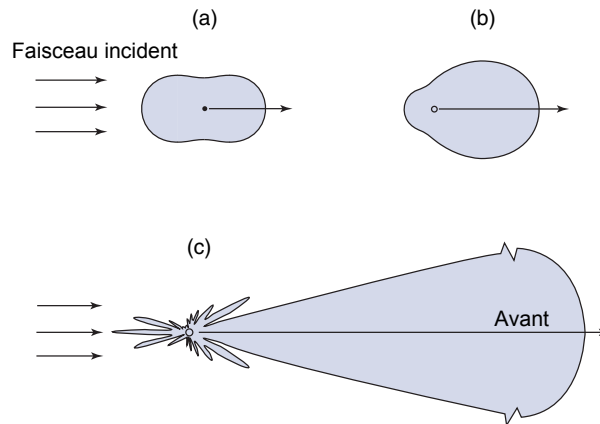


FIGURE 6 – Répartition de la probabilité de diffusion dans différentes directions, pour différents types de diffusion : (a) Rayleigh, (b) et (c) Mie avec une particule plus grande en (c).

3.2 Loi de Beer, épaisseur optique

On considère du rayonnement incident avec un angle θ sur une couche d'air horizontale (figure 7). On s'intéresse uniquement à l'extinction progressive du rayonnement par absorption ou diffusion, on néglige l'apport par diffusion depuis d'autres directions ou l'émission. La convention de signe adoptée est cohérente avec du rayonnement incident au sommet de l'atmosphère se propageant vers des altitudes z décroissantes.

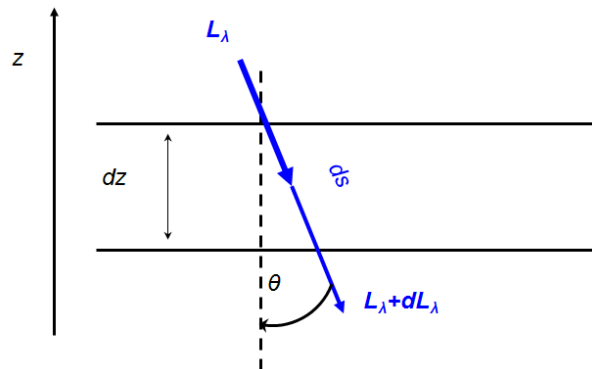


FIGURE 7 – Variation du rayonnement incident avec un angle θ sur une couche d'épaisseur dz

La distance parcourue par le rayonnement à travers une fine couche d'épaisseur dz vaut $ds = -\mu dz$, où $\mu = 1/\cos \theta$, et on a

$$dL_\lambda = L_\lambda \rho_a k_\lambda \mu dz$$

où k_λ est un coefficient d'absorption massique et ρ_a est la densité d'absorbant. Cette relation peut être intégrée sur une couche épaisse. On obtient

$$L_\lambda(z_1) = L_\lambda(z_2)e^{-\mu\tau_\lambda}$$

où

$$\tau_\lambda = \int_{z_1}^{z_2} k_\lambda \rho_a dz \quad (1)$$

est l'épaisseur optique de la couche comprise entre z_1 et z_2 . L'épaisseur optique donne l'extinction d'un pinceau lumineux dirigé vers le bas ($\theta = 0$), elle doit être corrigée de l'angle d'incidence qui impose un chemin optique plus grand pour une même différence d'altitude.

Si l'extinction est uniquement due à de l'absorption, on a une relation directe entre l'épaisseur optique et le coefficient d'absorption de la couche :

$$a_\lambda = 1 - e^{-\tau_\lambda\mu}$$

3.2.1 Maximum d'absorption

On peut chercher à quel niveau se situe le taux d'absorption dL_λ/dz le plus fort. En utilisant que $d\tau_\lambda/dz = -\rho_a k_\lambda$, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{dL_\lambda}{dz} &= -L_\lambda\mu \frac{d\tau_\lambda}{dz} \\ &= -L_\lambda^\infty e^{-\tau_\lambda\mu} \mu \frac{d\tau_\lambda}{dz} \end{aligned} \quad (2)$$

Dans l'atmosphère, la densité d'absorbant est souvent de la forme

$$\rho_a = \rho_{a_0} e^{-z/H_a}$$

C'est le cas par exemple d'un gaz bien mélangé dans l'atmosphère, à cause du profil vertical de ρ , ou même de la vapeur d'eau avec une décroissance plus rapide³. En remplaçant dans la définition (1) de τ_λ , on obtient

$$\tau_\lambda = \tau_{\lambda_0} e^{-z/H_a}$$

On a alors $d\tau_\lambda/dz = -\tau_\lambda/H_a$. Le taux d'extinction vaut alors

$$\frac{dL_\lambda}{dz} = L_\lambda^\infty e^{-\mu\tau_\lambda} \frac{\mu\tau_\lambda}{H_a}$$

Ce taux est maximal pour

$$\frac{d(\tau_\lambda\mu e^{-\tau_\lambda\mu})}{dz} = 0$$

soit pour $\mu\tau_\lambda = 1$. On a donc un maximum d'extinction (absorption ou diffusion) du rayonnement incident pour une épaisseur optique de 1 traversée à partir du sommet de l'atmosphère. Pour des épaisseurs optiques plus faibles, on a peu d'extinction car la densité d'absorbants est faible au sommet de l'atmosphère. Pour des épaisseurs optiques plus grandes, on a beaucoup d'absorbants mais la luminance résiduelle est petite (figure 8).

3. Si l'humidité relative est constante, la quantité de vapeur d'eau décroît exponentiellement avec la température, qu'elle décroît linéairement avec z .

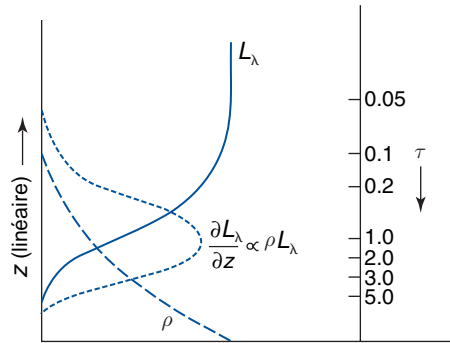


FIGURE 8 – Comparaison des structures verticales de la densité de l’atmosphère ρ , de la luminance d’un rayonnement incident L_λ et de sa dérivée verticale. L’échelle horizontale est linéaire pour chaque grandeur.

3.3 Transfert radiatif dans l’infrarouge

On peut négliger la diffusion du rayonnement infrarouge dans l’atmosphère terrestre : la diffusion Rayleigh est très inefficace aux grandes longueurs d’onde, et les particules plus grosses (comme les gouttes d’eau) sont typiquement très absorbantes et donc peu diffusives.

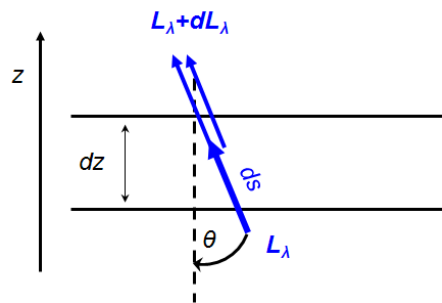


FIGURE 9 – Variation du rayonnement infrarouge montant incident sur une couche d’épaisseur dz : absorption et émission par la couche.

On doit par contre considérer en plus de l’absorption de rayonnement, l’émission dans l’infrarouge par l’atmosphère (figure 9). Dans les conditions appelées *équilibre thermodynamique local*⁴, qui sont valables jusque vers 60 km d’altitude environ, le rayonnement émis (vers le haut et vers le bas) par une couche mince d’atmosphère dépend de sa température et de son coefficient d’absorption suivant la loi de Kirchoff. Pour un faisceau lumineux traversant une couche mince d’atmosphère, la variation de luminance vaut alors :

$$dL_\lambda = (-L_\lambda + B_\lambda(T)) \mu d\tau_\lambda$$

4. Ces conditions sont vérifiées si les collisions entre molécules sont plus fréquentes que l’absorption ou émission de rayonnement. Les molécules émettrices ont alors la même température que leur environnement

Le premier terme du second membre représente l'absorption du rayonnement incident, le deuxième l'émission par les gaz de la couche. La loi de Kirchoff fait qu'ils sont multipliés par le même coefficient $\mu\tau_\lambda$ qui donne le coefficient d'absorption et d'émission de la couche. Cette équation est appelée *équation de Schwarzschild*. Son intégration entre une altitude z_0 et l'infini (espace) donne :

$$L_\lambda(\infty) = L_\lambda(z_0)e^{-\mu\tau_\lambda(z_0,\infty)} + \int_{z_0}^{\infty} B_\lambda(T)e^{-\mu\tau_\lambda(z,\infty)}\mu\rho_a k_\lambda dz$$

Le rayonnement sortant du sommet de l'atmosphère est donc la somme du rayonnement présent en z_0 diminué de l'absorption entre z_0 et le sommet de l'atmosphère (premier terme), et de l'intégrale de la contribution du rayonnement émis par chaque couche au dessus de z_0 .

Comme pour le transfert dans le visible, on peut montrer (en supposant que T varie peu) que la contribution maximale au rayonnement sortant à une longueur d'onde λ provient d'une épaisseur optique de $\tau_\lambda = 1$ à partir du sommet de l'atmosphère.

4 Bilan d'énergie dans le visible

Le rayonnement solaire arrive au niveau de l'orbite terrestre en faisceaux pratiquement parallèles (figure 10). D'autre part, comme la distance Soleil-Terre est beaucoup plus grande que le rayon de la Terre, la luminance en différents points de la Terre ne varie pas. On désigne par *constante solaire* S la valeur moyenne de la densité de flux du rayonnement solaire au niveau de l'orbite Terrestre. La valeur de S est mesurée à $1365 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, avec quelques faibles variations.

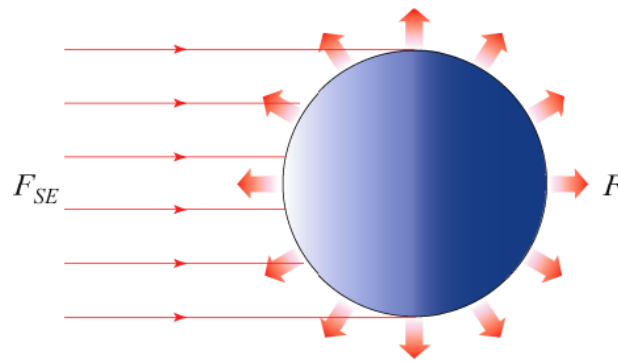


FIGURE 10 – Schéma montrant le rayonnement solaire incident (densité de flux S) et le rayonnement infrarouge émis par la Terre (émittance I).

A cause de l'incidence parallèle, le flux total intercepté par la Terre vaut $\phi = \pi R_T^2 S$ où R_T est le rayon de la Terre (l'ombre projetée par la Terre est un disque de rayon R_T). L'éclairement moyen à la surface de la Terre vaut donc $E = \phi/(4\pi R_T^2)$, $4\pi R_T^2$ étant la surface de la Terre, soit $E = S/4$.

4.1 Influence de la latitude

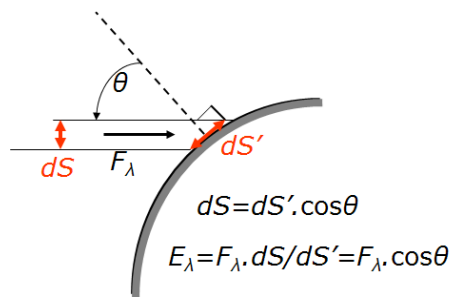


FIGURE 11 – Schéma de la relation entre densité de flux du rayonnement incident parallèle et éclairement de la surface suivant l'angle d'incidence.

Localement, l'éclairement varie suivant la latitude et la saison, en plus de l'alternance jour/nuit : il est proportionnel à $\cos \theta$ où θ est l'angle d'incidence avec la surface (figure 11). En moyenne annuelle, le maximum d'ensoleillement est donc aux latitudes tropicales, mais il varie au cours de l'année et est même maximal aux pôles pendant l'été local (figure 12) : la durée du jour de 24h fait plus que compenser l'angle d'incidence réduit dû à la latitude élevée.

4.2 Albédo et absorption

La figure 13 compare le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère et à la surface, en fonction de la longueur d'onde. On voit que dans le domaine des ondes courtes, le rayonnement ultraviolet est complètement absorbé par l'ozone, et l'oxygène aux longueurs d'ondes très courtes (figure 14). L'atmosphère est également assez opaque dans le proche infrarouge (longueur d'onde quelques microns), où l'absorption est effectuée par la vapeur d'eau et les nuages.

Dans les longueurs d'ondes visibles en revanche, où se situe la majorité du rayonnement solaire incident, l'atmosphère absorbe peu, mais une fraction du rayonnement, appelée *albédo*, est réfléchi vers l'espace. L'albédo dû à l'atmosphère vient de la rétrodiffusion Rayleigh dans les longueurs d'ondes courtes (d'où l'aspect de « planète bleue ») et des nuages, qui contribuent pour environ 2/3 de l'albédo total.

L'*albédo planétaire*, qui représente la fraction de l'éclairement moyen E au sommet de l'atmosphère qui est réfléchi vers l'espace, comprend également une contribution de la surface. L'albédo du sol dépend fortement de sa nature, il va de très élevé (0,8) pour de la neige fraîche à faible pour de la végétation ou des roches sombres (table 1). L'albédo de l'océan est faible (de l'ordre de 0,1) sauf pour des angles d'incidence très rasants. Il dépendra donc beaucoup de la distribution des vagues.

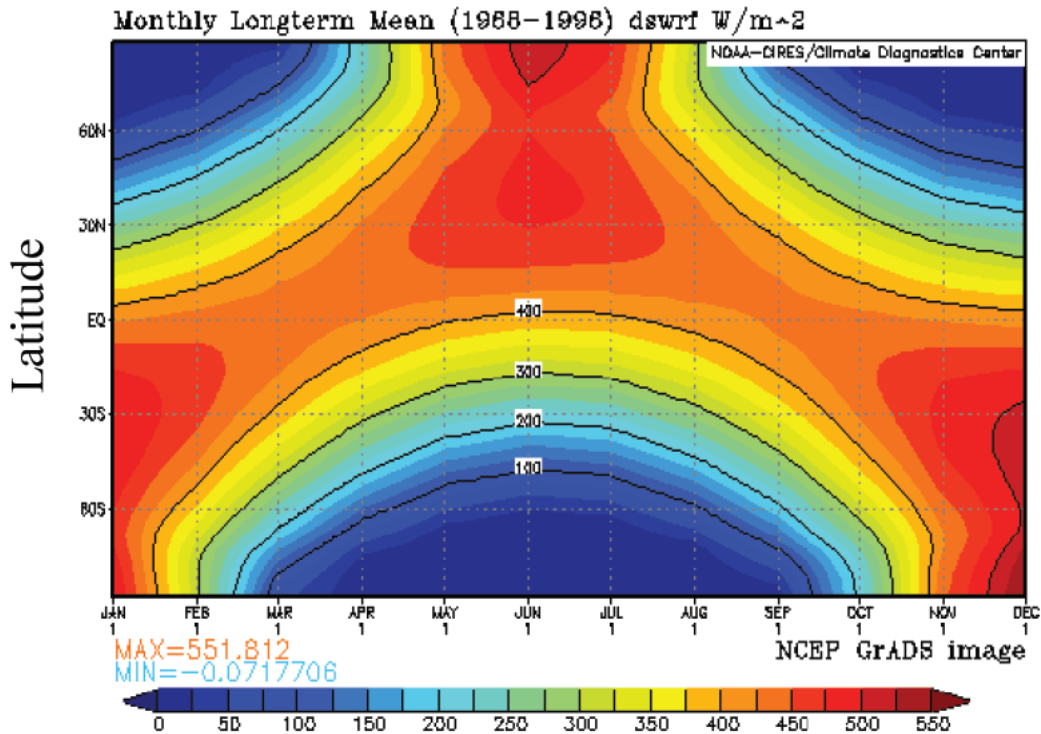


FIGURE 12 – Cycle saisonnier de l'éclairement dû au rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère.

5 Bilan dans l'infra-rouge, effet de serre

Contrairement aux longueurs d'onde courtes, l'atmosphère est très opaque dans l'infrarouge (figure 14). On distingue seulement une *fenêtre* ente 8 et 12 microns où le rayonnement émis par la surface s'échappe en grande partie vers l'espace. Les principaux absorbants sont la vapeur d'eau et le CO₂, d'autres gaz comme le méthane ou l'ozone ayant des contributions plus faibles (voir aussi la liste table ??). Le spectre d'absorption au dessus de 11 km (où la vapeur d'eau est absente) montre que la plupart des gaz absorbent dans des bandes étroites. La vapeur d'eau au contraire absorbe dans un domaine spectral très large. Ce spectre est valable en cielclair et ne tient pas compte de la présence de nuages. L'eau liquide (ou glace) est un très fort absorbant dans l'infrarouge à toutes les longueurs d'ondes, et un nuage même peu épais absorbera donc rapidement la quasi-totalité du rayonnement incident.

La surface de la Terre peut en général être considérée comme un corps noir. Pratiquement tout le rayonnement infrarouge est absorbé, et l'émissivité de la surface est très proche de 1.

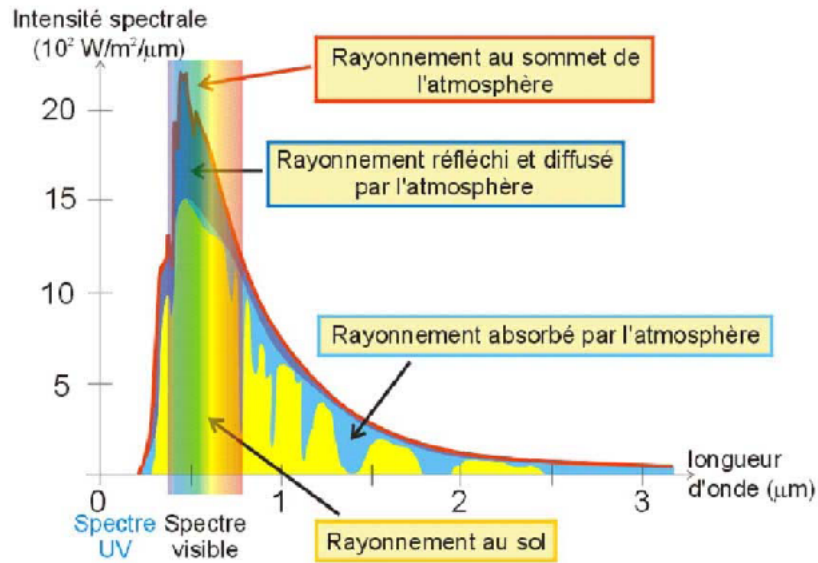


FIGURE 13 – Spectres du rayonnement solaire moyen incident au sommet de l’atmosphère (courbe rouge) et à la surface de la Terre (jaune). La fraction du rayonnement absorbée dans l’atmosphère est en bleu, celle qui est rétrodiffusée en violet.

Type de Surface	Albédo (%)
<i>Sol nu</i>	
Roches sombres, humus	10
Sol sec, désert	30
Sable mouillé	25
Sable clair, sec	35
Asphalte	7
Béton	20
<i>Végétation</i>	
Végétation basse, verte	17
Végétation sèche	25
Forêt conifères	12
Forêt décidue	17
<i>Neige et glace</i>	
Forêt avec neige au sol	25
Banquise sans neige	30
Neige fondante	50
Neige fraîche	80

TABLE 1 – Valeurs typiques de l’albédo du sol pour différents types de surface

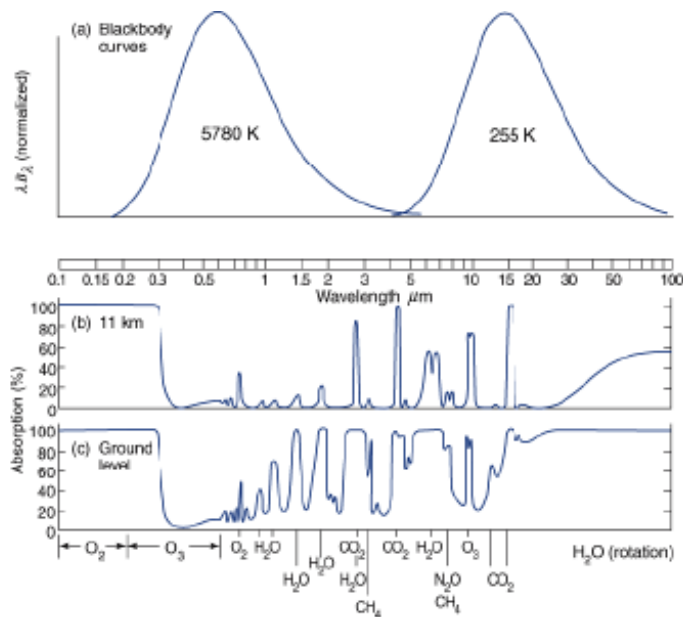


FIGURE 14 – Spectres d’absorption de l’atmosphère en fonction de la longueur d’onde. Sommet : courbes d’émission normalisée de corps noirs à 5780 K (rayonnement solaire) et 255 K (rayonnement terrestre). Base : coefficients d’absorption (en %) entre le sommet de l’atmosphère et 11 km ou la surface. Les principaux gaz responsables de l’absorption à différentes sont indiqués en bas.

5.1 Température équivalente

A l’équilibre, une planète comme la Terre doit émettre vers l’espace autant d’énergie qu’elle en reçoit du soleil. On peut définir une *température équivalente corps noir* T_{eq} qui serait celle d’un corps noir de température uniforme T_{eq} qui émettrait cette même quantité d’énergie. En écrivant que l’égalité des énergies émises et reçues par unité de surface, on obtient

$$\sigma T_{eq}^4 = \frac{S}{4} (1 - \alpha)$$

Avec S la constante solaire, α l’albédo planétaire et σ la constante de Stéfán. On peut souligner que même dans le cas d’une planète n’ayant pas une température uniforme ou ne se comportant pas comme un corps noir, le rayonnement émis vers l’espace doit être égal en moyenne à σT_{eq}^4 . Les valeurs de T_{eq} pour quelques planètes telluriques sont données dans la table 2. On notera que la température équivalente de Vénus est plus faible que celle de la Terre, bien qu’elle soit plus proche du soleil, à cause de son fort albédo.

5.2 Modèle de l’atmosphère à une couche

On considère pour simplifier dans cette section le cas de la surface d’une planète recevant l’éclairement moyen $E = S/4$ et d’albédo planétaire α . En l’absence d’atmosphère, la température de surface à l’équilibre est égale à T_{eq} (figure 15) : $T_s = T_{eq}$.

Planète	Distance au Soleil (UA)	Constante solaire (W.m^{-2})	Albédo	T_{eq} (K)
Mercure	0,39	8994	0,06	439
Vénus	0,72	2639	0,78	225
Terre	1	1368	0,30	255
Mars	1,52	592	0,17	216

TABLE 2 – Comparaison des facteurs influençant la température équivalente corps noir pour différentes planètes du système solaire

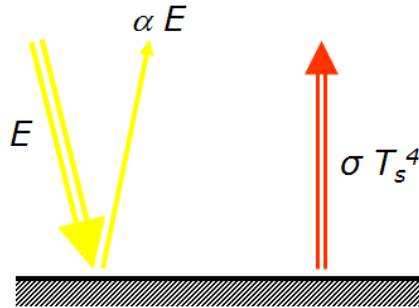


FIGURE 15 – Schéma des flux échangés dans le visible (jaune) et l'infrarouge (rouge) pour une planète sans atmosphère de température de surface T_s .

On représente maintenant l'atmosphère par une couche isotherme de température T_a , parfaitement absorbante dans l'infrarouge et présentant un coefficient d'absorption a dans le visible. Le rayonnement infrarouge émis par la surface est alors complètement absorbé dans l'atmosphère, qui émet à son tour σT_a^4 vers l'espace et vers la surface (figure 16). Le bilan des flux radiatifs entrant et sortant au sommet de l'atmosphère donne alors à l'équilibre

$$T_a^4 = E(1 - \alpha)/\sigma = T_{\text{eq}}^4$$

Le bilan des flux absorbés et émis par l'atmosphère donne à son tour

$$E(1 - \alpha)a + \sigma T_s^4 = 2\sigma T_a^4$$

soit, en utilisant les relations entre T_{eq} et T_a et E ,

$$T_s^4 = T_{\text{eq}}^4(2 - a)$$

Dans la limite où l'atmosphère est transparente dans le visible ($a=0$), on trouve $T_s^4 = 2T_{\text{eq}}^4$, ce qui donne une température de 288 K pour la Terre, supérieure à T_{eq} qui vaut 255 K. Un bilan d'énergie à la surface donnerait le même résultat.

Deux aspects de ce modèle simple de l'effet de serre sont importants :

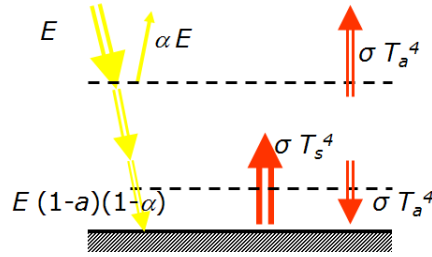


FIGURE 16 – Comme la figure 15 mais avec une atmosphère opaque dans l’infrarouge et de coefficient d’absorption a dans le visible, de température T_a .

1. La température à laquelle est émise le rayonnement infrarouge sortant vers l’espace doit être (en moyenne) égale à T_{eq} . Sans atmosphère, cette température est celle de la surface, avec une atmosphère opaque c’est celle de l’atmosphère.
2. Il n’y a un « effet de serre » que si la température d’émission vers l’espace est inférieure à la température de la surface. On le voit dans le cas où $a=1$ (atmosphère également opaque dans le visible). La surface échange alors uniquement du rayonnement avec l’atmosphère, et est à la même température à l’équilibre : $T_s = T_a = T_{eq}$.

De façon plus générale, on a vu que le rayonnement sortant provenait majoritairement de la région de l’atmosphère autour d’une épaisseur optique de 1 à partir du sommet. Cette région dépend de la longueur d’onde : proche de la surface dans la fenêtre transparente, dans la haute troposphère dans les bandes d’absorption du CO_2 , autour de 2 km dans celles de la vapeur d’eau. Comme la température décroît à partir de la surface, le rayonnement sortant est donc émis à des températures inférieures à T_s , et on peut écrire qu’il vaut

$$IR_{\text{sommet}} = \sigma T_s^4 (1 - \epsilon) = \sigma T_{eq}^4$$

Où $\epsilon > 0$ est une mesure de l’effet de serre. La valeur de ϵ augmente quand la température d’émission vers l’espace diminue par rapport à celle de surface, typiquement parce que l’altitude d’émission augmente.

6 Bilan global

6.1 Bilan moyen

Une représentation détaillée des différents flux échangés en moyenne sur la Terre est présentée sur la figure 17. Le bilan net en surface dans l’infrarouge de $65 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ est une petite différence entre le flux émis par la surface σT_s^4 et celui reçu depuis l’atmosphère. D’autre part, seule une petite partie du flux total émis par la surface s’échappe directement vers l’espace.

On voit que si le bilan radiatif est bien équilibré au sommet de l’atmosphère, la surface gagne en moyenne de l’énergie et l’atmosphère en perd. En l’absence d’autres mécanismes de transfert d’énergie, cela conduirait à un refroidissement de l’atmosphère, et à une discontinuité

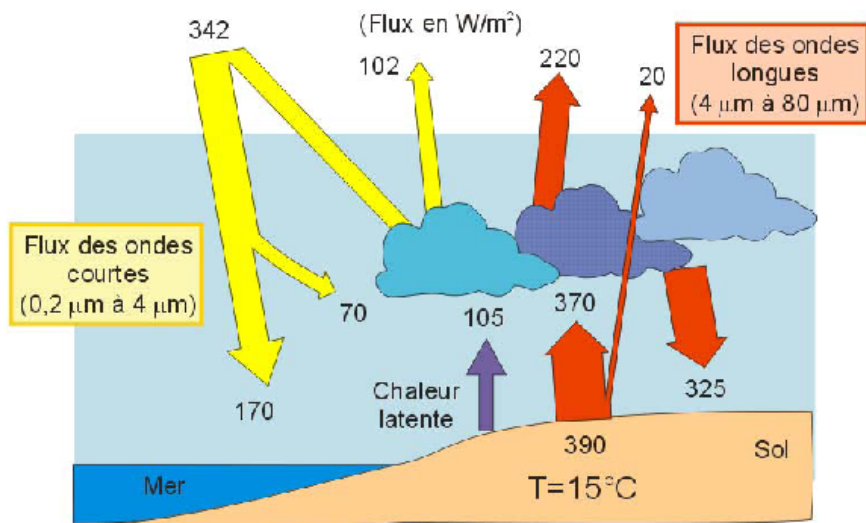


FIGURE 17 – Schéma des flux moyens échangés entre la surface de la Terre, l'atmosphère, et l'espace : flux radiatifs ondes courtes (jaune) et infrarouge (rouge), et flux sensibles et latents (violet).

de température à la surface entre le sol et l'air. En pratique, ce déséquilibre radiatif est compensé par des flux de chaleur sensible (conduction) et latente (évaporation) depuis la surface vers l'atmosphère.

6.2 Variations géographiques

6.2.1 Rôle des nuages

La présence de différents types de nuages est très variable, à la fois géographiquement et dans le temps. Ils ont pourtant une influence très grande sur le bilan radiatif, par deux mécanismes distincts (figure 18) :

Effet d'albédo les nuages réfléchissent une partie importante du rayonnement solaire incident (par rétrodiffusion par les gouttes d'eau). Cet effet est d'autant plus fort que le nuage contient d'eau et que les gouttes sont fines. Un nuage très réfléchissant apparaîtra sombre vu d'en dessous. Au total, les nuages sont responsables des 2/3 de l'albédo planétaire.

Effet de Serre Les gouttes d'eau (ou la glace) des nuages sont excellents absorbants dans l'infrarouge. Un nuage même peu épais absorbe donc très rapidement tout le rayonnement infrarouge provenant des couches plus basses. Il émet lui-même vers le haut du rayonnement suivant sa propre température : σT_N^4 où T_N est la température au sommet du nuage. Un nuage au sommet élevé (donc froid) aura donc un effet de serre très

important.

Au final, l'effet d'albédo l'emporte pour les nuages bas (type stratus), qui sont typiquement épais (albédo élevé) et dont le sommet est chaud. Au contraire, les fins nuages d'altitude (cirrus) ont un albédo faible mais un sommet très froid donc ont un effet net réchauffant. Pour les nuages de type orageux, qui sont épais avec un sommet froid, les deux effets tendent à se compenser.

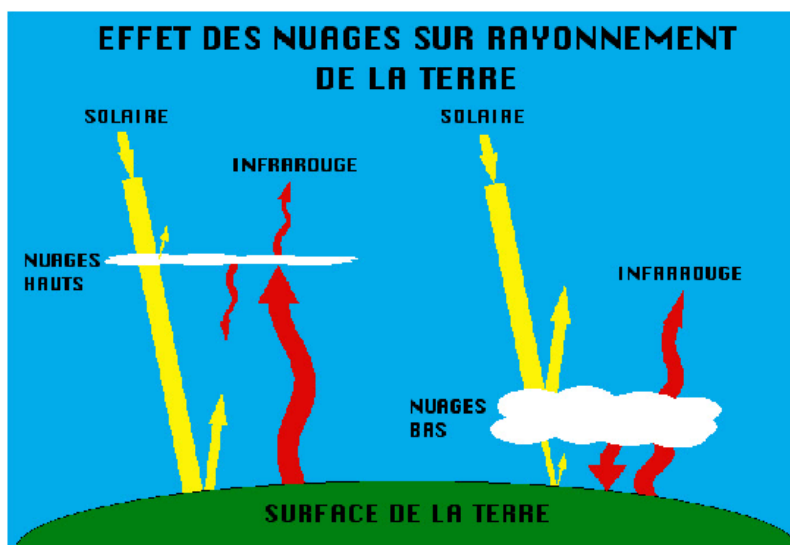


FIGURE 18 – Schema de l'influence des nuages sur le bilan radiatif : effet d'albédo dans le visible (jaune), et absorption et émission dans l'infrarouge (rouge). L'effet de serre vient du rayonnement émis vers l'espace plus faible que celui venant de la surface, qui est absorbé.

6.2.2 Moyennes annuelles

On présente dans cette section des cartes des différents termes du bilan radiatif de la terre, tels qu'observés par satellite depuis l'espace.

Le flux solaire absorbé (figure 19) montre essentiellement une dépendance en latitude. L'effet de l'ensoleillement au sommet de l'atmosphère, plus fort dans les tropiques, est amplifié par un albédo élevé aux latitudes polaires à cause de la présence de neige et de glace au sol. En plus de ces variations en latitudes, on observe des différences locales dues à l'albédo des régions nuageuses (zone de convergence intertropicale, bords est des océans) ou du sol (Sahara).

Le flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère (figure 20) a lui aussi une structure en latitude, mais moins marquée que pour les ondes courtes : les hautes latitudes, plus froides, émettent moins de rayonnement. On voit d'autre part nettement les régions humides des tropiques (continents et zone de convergence) où le rayonnement provient d'altitudes élevées et est plus faible.

La signature des régions humides est nettement plus faible sur la carte du bilan net au sommet de l'atmosphère (figure 21) ; les effets de serre et d'albédo des nuages se compensent

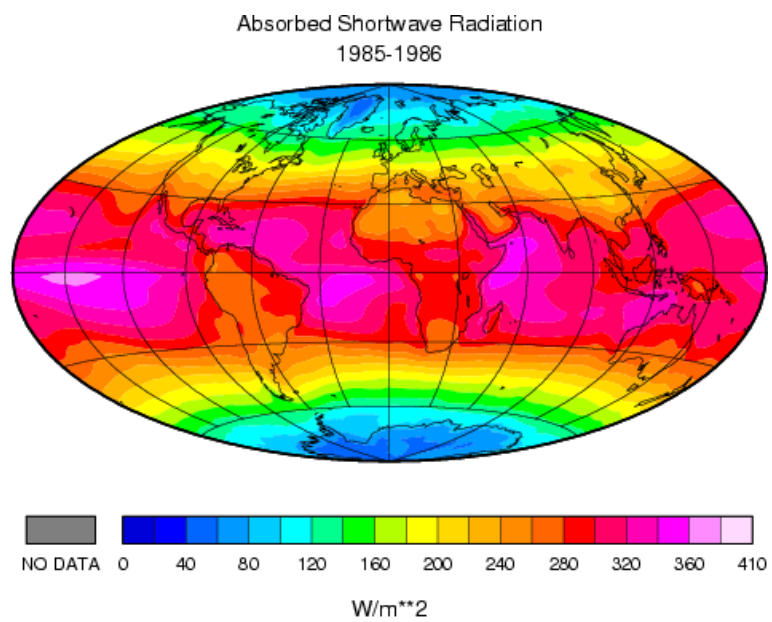


FIGURE 19 – Rayonnement visible absorbé par la Terre, en moyenne annuelle (données ERBE)

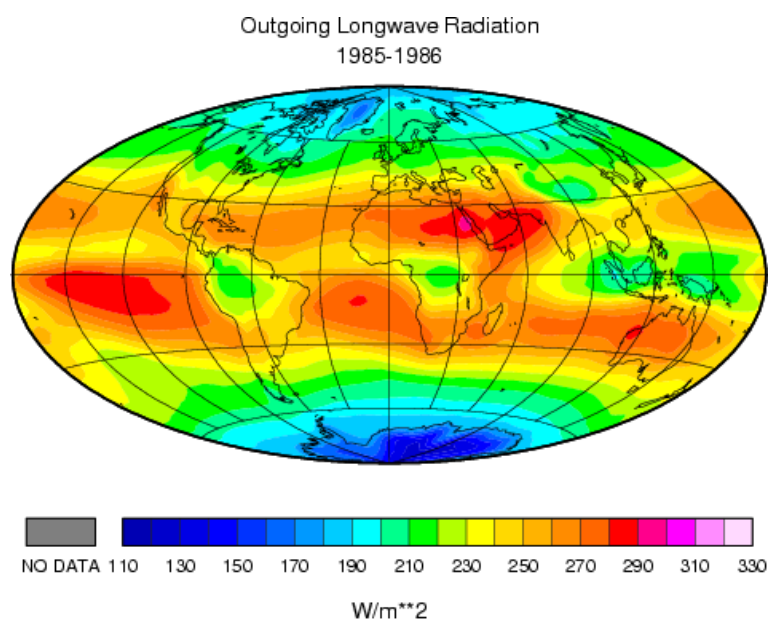


FIGURE 20 – Rayonnement infrarouge sortant au sommet de l’atmosphère, en moyenne annuelle.

en grande partie. On retrouve par contre un bilan moins positif dans les régions où un albédo élevé provient du sol (Sahara) ou de nuages bas (Chili, Californie). D'autre part, on observe un gain net d'énergie dans les tropiques, et une perte dans les hautes latitudes ; la distribution du bilan dans le visible qui est plus inégale que celle dans l'infrarouge détermine donc la structure globale.

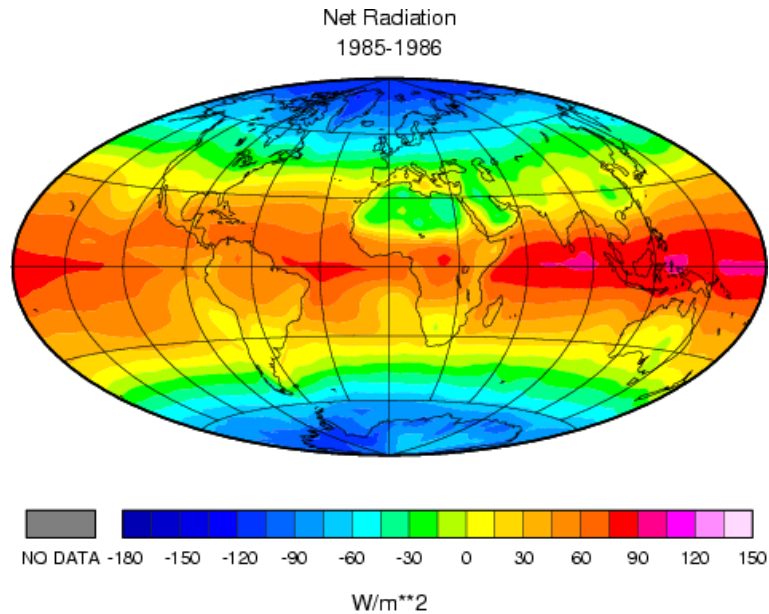


FIGURE 21 – Flux net absorbé par la Terre (visible -infrarouge sortant) en moyenne annuelle.

Ces excès et déficit d'énergie locaux doivent, en moyenne, être compensés par des transports d'énergie par les circulations atmosphérique et océanique. Ils fournissent d'autre part la source d'énergie pour ces mouvements.