
Nomenclature et interactions onde - atmosphère

2.1 Nomenclature et définitions

Nous présentons ici les grandeurs utilisées dans la suite de ce document.

2.1.1 Grandeurs utilisées pour décrire le temps

d numéro du jour de l'année, qui varie de 1 (1^{er} janvier) à 365 (31 décembre) ou 366 pour une année bissextile.

D_j durée astronomique du jour j ou durée du jour en l'absence de masque.

j angle journalier (en radian), défini par $j = d2\pi/365,2422$.

n_0 temps en jours, compté de 0 h le 1er janvier jusqu'à l'équinoxe du printemps à la longitude 0 pendant l'année y .

t temps.

t_1 temps en jours compté à partir de l'équinoxe du printemps.

t_L temps légal : temps officiel accepté légalement au sein d'un état. Généralement lié de manière simple au temps universel.

t_{TSM} temps solaire moyen : temps défini selon les coordonnées angulaires d'un soleil fictif qui serait animé d'une vitesse constante.

t_{TST} temps solaire vrai : temps défini selon les coordonnées vraies du soleil.

t_{TU} temps universel : temps solaire moyen du méridien de Greenwich.

y année.

2.1.2 Grandeurs utilisées pour décrire l'espace géographique

Φ latitude géographique.

Φ_c latitude géocentrique.

l longitude.

z altitude du site.

2.1.3 Grandeurs utilisées pour la position relative terre - soleil et angles

δ déclinaison solaire : angle entre la direction terre-soleil à midi (lorsque le soleil est au plus haut dans le ciel) et le plan de l'équateur.

ϵ excentricité : correction relative de la distance terre - soleil (sans unité).

θ_s angle zénithal du soleil.

γ_s hauteur angulaire du soleil au dessus de l'horizon ($\gamma_s = \pi/2 - \theta_s$).

ψ_s azimut du soleil.

ω_h angle horaire : arc de la trajectoire solaire comprise entre le soleil et le plan méridien du lieu.

ω_{sr}, ω_{ss} respectivement angle horaire correspondant au lever, coucher du soleil.

ω_t angle journalier compté à partir de l'équinoxe du printemps.

r, r_0 distance terre - soleil, moyenne annuelle de la distance terre - soleil

2.1.4 Autres angles et quantités associées

α_p, β_p angles caractérisant l'orientation de la pente locale, respectivement en azimut et en inclinaison.

ϕ angle azimuthal relatif entre le soleil et le satellite, depuis la position de l'observateur.

φ azimut de la direction de propagation.

θ angle d'incidence par rapport à la normale à la surface.

θ_s, θ_v angle zénithal solaire, angle zénithal satellitaire.

μ, μ_s cosinus de l'angle zénithal, cosinus de l'angle zénithal solaire.

Θ angle de diffusion.

Ω angle solide (en sr), analogue tridimensionnel de l'angle plan. Il mesure la grandeur apparente sous laquelle un objet apparaît à un observateur.

2.1.5 Grandeurs utilisées pour les constituants atmosphériques

α coefficient d'Angström.

$\beta, \tau_{aer\ 550\ nm}$ respectivement épaisseur optique des aérosols à la longueur d'onde 1000 nm, et à 550 nm.

τ, τ_{aer}, τ_c respectivement épaisseur optique de la colonne atmosphérique, des aérosols, des nuages.

ρ_m densité de la matière.

n nombre de particules.

r_{eff} rayon effectif des particules.

cc fraction de couverture nuageuse pour un pixel donnée.

ic nuage à cristaux de glace.

cc nuage à goutellettes d'eau.

S surface.

TWC quantité d'eau qui pourrait être obtenue si toute l'eau contenue dans une colonne d'atmosphère de base unité était condensée et précipitée. Elle est exprimée en kg m^{-2} , qui correspond approximativement à 1 mm.

2.1.6 Grandeurs utilisées pour la propagation du rayonnement électromagnétique

λ longueur d'onde.

k_l nombre d'onde, $k_l = 2\pi/\lambda$.

ν fréquence de la radiation de longueur d'onde λ .

ϵ émissivité.

ς transmittivité.

k coefficient d'absorption.

σ coefficient de diffusion.

a, a_{aer} coefficient d'atténuation, coefficient d'atténuation des aérosols. C'est la somme du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion :

$$a = k + \sigma \quad (2.1)$$

ω albédo de simple diffusion. C'est la fraction de rayonnement diffusé par rapport au rayonnement atténué. Il représente la probabilité pour un photon d'être diffusé et est donné par

$$\omega = \sigma/a \quad (2.2)$$

g paramètre d'asymétrie.

σ_e section efficace d'atténuation.

ρ_{sph} albédo sphérique de l'atmosphère.

n, w_j nombre de points de quadrature, $j^{ème}$ coefficient (ou poids) de la quadrature.

$\tilde{\omega}_l$ constante du polynôme de Légendre.

p fonction de phase pour la diffusion

E_{em}, H_{em} champ électrique, champ magnétique.

δ fonction delta de Dirac.

r distance (aussi utilisé comme vecteur position et comme rayon).

n_c indice d'ennuagement.

K_c indice de ciel clair : rapport entre l'éclairement observé E et l'éclairement qu'on devrait obtenir si le ciel était clair $E^{clearsky}$, $K_c = E/E^{clearsky}$.

K_T indice de clarté : rapport entre l'éclairement observé E et l'éclairement incident au sommet de l'atmosphère E_{toa} , $K_T = E/E_{toa}$.

T_L trouble de Linke : nombre d'atmosphères pures et sèches (sans aérosols, vapeur d'eau, ni nuages) nécessaires pour reproduire la même atténuation du rayonnement extraterrestre que celle obtenue par l'atmosphère réelle.

T transmittance : rapport de la luminance transmise L_T par la couche dans la direction (θ, φ) par la luminance incidente dans la direction (θ_i, φ_i) (voir figure 2.1).

$$T(\theta_i, \varphi_i; \theta, \varphi) = L_T(\theta, \varphi) / L(\theta_i, \varphi_i) \quad (2.3)$$

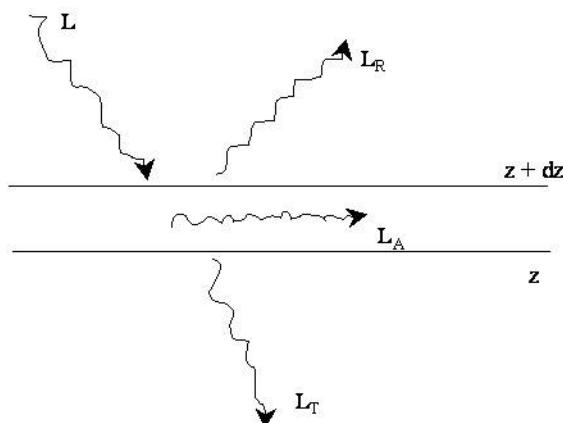


FIGURE 2.1 – rayonnement à la traversée d'un milieu semi-transparent d'épaisseur dz
Le rayonnement atteignant une surface, peut être réfléchi (L_R), absorbé (L_A) ou transmis (L_T).

2.1.7 Eclairement - Irradiation - Emittance

P flux (W) : le flux représente une puissance rayonnée, soit l'énergie Q quittant, ou arrivant sur, une surface donnée par unité de temps ($P = dQ/dt$).

L luminance, radiance en anglais, ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) : quantité de flux par unité d'angle solide reçue par unité de surface :

$$L(\theta, \varphi) = d^2P / (d\Omega dS \cos \theta) = dI / dS \cos \theta \quad (2.4)$$

La luminance est une quantité fondamentale et très pratique pour caractériser la distribution du rayonnement dans un environnement. Tout autre terme s'en déduit. Si la luminance est indépendante de la direction ($L(\theta, \varphi) = L$), la surface est dite lambertienne.

I intensité (W sr^{-1}) : quantité d'énergie transportée dans une direction par unité de temps et unité d'angle solide ($I = dP/d\Omega$). Si l'intensité est la même dans toutes les directions, la source est dite isotrope.

E éclairement, irradiance en anglais, (W m^{-2}) : puissance rayonnée reçue par unité de surface. C'est la somme sur une hémisphère des rayonnements éclairant la surface normalisée par cette surface. Il est donné par :

$$E = dP/dS = \int \int_{\text{hémisphère}} L(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega \quad (2.5)$$

E_{global} , E_{direct} , E_{diffus} et E^{clearsky} désignent respectivement l'éclairement global, direct, diffus et par ciel clair.

E_{direct} est l'éclairement due au rayonnement arrivant à la cible en direction de la source et E_{diffus} celui due aux photons qui, partis de la source ont suivi d'autres chemins avant de parvenir à la cible. $E_{\text{global}} = E_{\text{direct}} + E_{\text{diffus}}$.

E_0 éclairement normal extraterrestre : éclairement sur une surface perpendiculaire aux rayons solaires, à la limite supérieure de l'atmosphère.

E_{sc} constante solaire : moyenne annuelle de l'éclairement normal extraterrestre E_0 ; $E_{sc}=1367\text{Wm}^{-2}$.

E_{toa} éclairement au sommet de l'atmosphère sur un plan horizontal.

M émittance, exitance en anglais, (W m^{-2}) : puissance émise ou réfléchi par unité de surface d'une source étendue, dans tout le demi-espace déterminé par cette unité de surface. C'est l'analogue de l'éclairement qui, lui, concerne la puissance reçue tandis que l'émittance définit la puissance quittant.

H irradiation (J m^{-2}) : synonyme de dose de rayonnement. Obtenue par intégration de l'éclairement par rapport au temps, durant une période définie.

2.1.8 Albédo et réflectance

ρ réflectance. La réflectance exprime la probabilité pour le rayonnement venant d'une direction spécifique (θ, φ) d'être réfléchi dans une autre direction spécifique (θ_r, φ_r) ,

$$\rho(\theta_r, \varphi_r; \theta, \varphi) = \frac{L_r(\theta_r, \varphi_r)}{L_i(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega} \quad (2.6)$$

Cette quantité étant difficilement mesurable, on utilise très souvent le facteur de réflectance bidirectionnel ρ_f .

ρ_f facteur de réflectance bidirectionnel : rapport de la luminance effectivement réfléchie L_r par la surface dans la direction (θ, φ) , à la luminance que réfléchirait un diffuseur idéal parfaitement lambertien $L_{r,idéal}$ (le rayonnement diffusé est identique dans toutes les directions). ρ_f est donné par

$$\rho_f(\theta_r, \varphi_r; \theta, \varphi) = L_r(\theta_r, \varphi_r) / L_{r,idéal} \quad (2.7)$$

La réflectance et le facteur de réflectance bidirectionnel sont liés par une relation simple :

$$\rho = \rho_f / \pi$$

$\bar{\rho}$ albédo. L'albédo est défini comme la fraction du rayonnement solaire incident réfléchi par une surface, intégré sur les directions d'observation. L'albédo peut être

- hémisphérique (réflectance bi-hémisphérique BHR) c'est-à-dire intégré sur toutes les directions d'illumination. Il est aussi appelé "white-sky albedo" et est le rapport de l'éclairement ascendant E_{global}^+ à l'éclairement descendant E_{global} :

$$BHR = \frac{E_{global}^+}{E_{global}} \quad (2.8)$$

- ou directionnel (réflectance hémisphérique directionnelle DHR), c'est-à-dire pour une direction d'illumination ou un angle zénithal solaire donné. Il est aussi appelé "black-sky albedo" et est donné par

$$DHR(\theta, \varphi) = \frac{1}{\pi} \int \int_{\text{hémisphère}} \rho_f(\theta_r, \varphi_r; \theta, \varphi) \cos \theta_r d\Omega_r \quad (2.9)$$

DHR est souvent utilisé permet d'évaluer la part de rayonnement réfléchi provenant du rayonnement direct incident.

Tout au long de ce document, lorsque la précision n'est pas faite, l'albédo $\bar{\rho}$ désigne BHR .

ρ_{cloud} albédo des nuages les plus brillants.

ρ_{sat} albédo planétaire ou vu par le satellite.

Dans la suite du document, les grandeurs suivies d'un indice " λ " sont monochromatiques et celles suivies d'un exposant " 0 " sont les grandeurs de corps noir.

2.2 Propagation du rayonnement électromagnétique

2.2.1 Phénomènes physiques d'atténuation

Une onde électromagnétique plane est donnée par :

$$\begin{cases} E_{em}(r, t) = E_0 \exp(ik \cdot r - i\omega t) \\ H_{em}(r, t) = H_0 \exp(ik \cdot r - i\omega t) \end{cases} \quad (2.10)$$

E_{em} et H_{em} sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique, k est le nombre d'onde, ω est la fréquence angulaire (un nombre complexe), r est le vecteur position et $i = (-1)^{1/2}$. L'intensité de l'onde étant proportionnelle au carré de l'amplitude, elle décroît avec la distance parcourue par l'onde. Ainsi, l'intensité I ayant traversé un milieu d'épaisseur r est plus faible que l'intensité I_0 incidente. En effet, l'action d'une particule sur le rayonnement crée une atténuation de ce dernier dans sa direction de propagation. Cette atténuation est causée par deux effets : l'absorption d'une partie du rayonnement et la diffusion du faisceau. La diffusion est due aux phénomènes de diffraction, de réfraction et de réflexion (Figure 2.2). La relation entre I et I_0 est donnée par

$$I/I_0 = \exp(-\varsigma r) \quad (2.11)$$

ς est la transmittivité et I/I_0 est la transmittance.

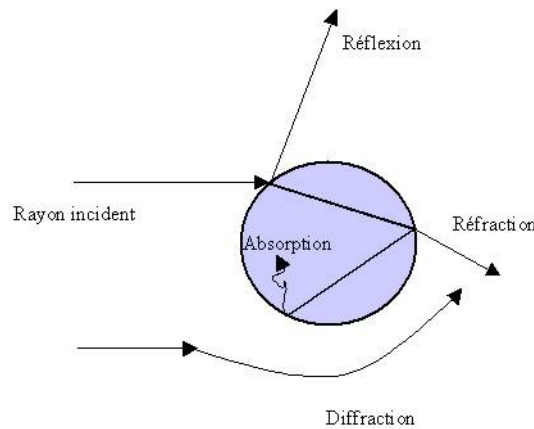


FIGURE 2.2 – interaction rayonnement-matière

2.2.1.1 Absorption

Conformément aux principes de la mécanique quantique, il y aura absorption (ou émission) si l'énergie du photon est égale à l'énergie correspondant à un arrangement moléculaire ou atomique. On vérifie alors une équation de type $h\nu = \Delta Q$, où $h\nu$ est l'énergie du photon et ΔQ l'énergie de la transition. L'absorption se fera donc pour des valeurs discontinues de longueur d'onde appelée raies d'absorption. La nature de la transition dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident : les ultraviolets produisent une dissociation des molécules, les rayons visibles causent une transition entre les niveaux d'énergie correspondant aux configurations électroniques, les infrarouges provoquent une transition vibrationnelle et les micro-ondes une transition rotationnelle. L'absorption par un corps de longueur dr , vu sous un angle solide Ω , créera une variation en intensité du rayonnement incident [Houghton, 1986] (figure 2.3) :

$$dL_{\lambda a}(r, \Omega) = -k_{\lambda}\rho_m L_{\lambda}(r, \Omega)dr \quad (2.12)$$

où ρ_m est la densité de la matière, k_{λ} est le coefficient d'absorption de la couche gazeuse pour la longueur d'onde λ , qui dépend de la température et de la pression du milieu.

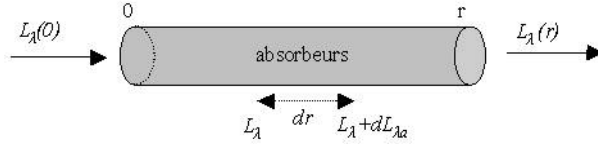


FIGURE 2.3 – atténuation du rayonnement par absorption

2.2.1.2 Diffusion

Lorsqu'une onde se propage dans un milieu homogène, elle conserve sa forme, seules sa direction et sa vitesse de propagation sont modifiées. Or la rencontre entre l'onde et une particule ayant des propriétés électriques et magnétiques différentes de celle du milieu environnant distord le front d'onde. Cette perturbation a deux aspects : d'une part, l'onde plane incidente diminue d'intensité et d'autre part, à une distance grande par rapport à la longueur d'onde et au rayon de la particule, une nouvelle onde sphérique est observée. L'énergie de cette nouvelle onde est appelée énergie de diffusion. Il s'agit du phénomène physique de diffusion.

L'intensité de la diffusion dépend de la longueur d'onde du faisceau incident, de l'indice complexe de la réfraction, de la taille et de la morphologie des particules. Physiquement, la

particule agit comme une nouvelle source en renvoyant l'énergie reçue dans toutes les directions, dont celle incidente. La distribution angulaire de la diffusion, ou fonction de phase [voir Annexe A], indique la probabilité relative pour un photon d'être diffusé dans une direction quelconque. La distribution angulaire de la diffusion dépend étroitement du rapport entre la taille de la particule et la longueur d'onde de l'onde incidente. Dans l'atmosphère, les particules responsables de la diffusion couvrent les tailles allant des molécules gazeuses ($\approx 10^{-8}$ cm) aux particules nuageuses (≈ 1 cm). Pour une diffusion isotrope, la fonction de phase est circulaire. Une petite particule anisotrope diffuse de façon égale dans les directions avant et arrière. Plus la taille de la particule est grande, plus l'énergie est diffusée vers l'avant dans la direction incidente (figure 2.4). Dans l'atmosphère, les directions avant et arrière sont souvent privilégiées au détriment des directions perpendiculaires.

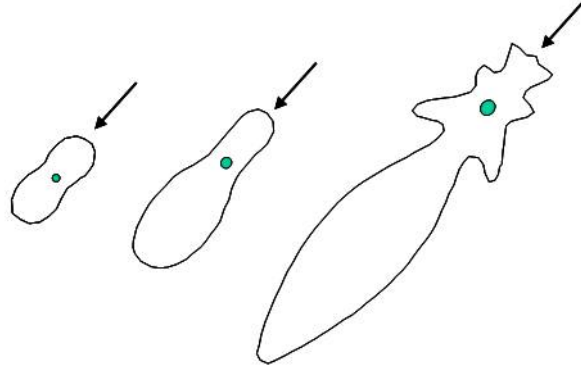


FIGURE 2.4 – distributions angulaires typiques des diffusions en fonction de la taille de la particule diffusante [Liou, 1980]

De façon générale, la diffusion contribue à une atténuation du rayonnement dans la direction incidente. Comme pour l'absorption, nous aurons :

$$dL_{\lambda d}(r, \Omega) = -\sigma_{\lambda} \rho_m L_{\lambda}(r, \Omega) dr \quad (2.13)$$

où σ_{λ} est le coefficient monochromatique de diffusion. Au contraire, pour les autres directions, il se produit un gain d'intensité. Lorsque le rayonnement en provenance d'une direction quelconque $\Omega(\theta_i, \varphi_i)$ est diffusé dans la direction de propagation $\Omega(\theta, \varphi)$, il se produit une augmentation de luminance :

$$dL_{\lambda dg}(r, \Omega) = \frac{\sigma_{\lambda} \rho_m dr}{4\pi} L_{\lambda}(r, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (2.14)$$

où p est la fonction de phase. Afin de prendre en compte la contribution à L de la diffusion des rayons incidents provenant de toutes les directions, on intègre sur tous les angles solides élémentaires $d\Omega_i$, et on obtient ainsi la variation totale d'intensité due à la diffusion gain :

$$dL_{\lambda dg}(r, \Omega) = \frac{\sigma_{\lambda} \rho_m dr}{4\pi} \int_{d\Omega_i=4\pi} L_{\lambda}(r, \Omega_i) p(\lambda, \Omega_i, \Omega) d\Omega_i \quad (2.15)$$

2.2.2 Rayonnement émis

La matière émet et absorbe en permanence du rayonnement électromagnétique. Le processus d'émission est lié à l'agitation moléculaire interne de la matière, agitation qui dépend du matériau mais surtout de la température. La théorie de l'électromagnétisme classique indique que la longueur d'onde du rayonnement émis dépend de l'accélération subie par les particules. Comme toutes les valeurs d'accélération sont possibles, chaque molécule fournit une certaine énergie radiative dont les niveaux d'énergie statistiques prennent toutes les valeurs. La distribution en longueur d'onde est donc uniforme et le rayonnement est dit à spectre continu. L'émission thermique des solides est référencée à la notion théorique de corps noir, défini comme un objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde [Gaussorgues, 1989]. L'émission spectrale L_{λ} du corps noir est décrite par la loi de Planck :

$$L_{\lambda}^0 = \frac{2hc^2 \lambda^{-5}}{\exp(\frac{hc}{\lambda T}) - 1} \quad (2.16)$$

où T est la température et λ la longueur d'onde. Le soleil est assimilable à un corps noir de température 6000 K et l'éclairement au sommet de l'atmosphère est proche de l'émittance d'un corps noir de même température [Liou, 1980; Perrin and Vauge, 1982] (figure 2.5). Les températures d'émission de la terre sont de l'ordre de 240 K à 320 K et celles de l'atmosphère sont plus encore basses [Perrin and Vauge, 1982]. La figure 2.5 représente l'émittance du corps noir, $M_{\lambda}^0(T) = L_{\lambda}^0(T)$, pour approcher les rayonnements émis par la terre et par le soleil.

On voit que les valeurs maximales d'émittance sont obtenues respectivement pour des longueurs d'onde d'environ 10 μm et 0,5 μm , et que de part et d'autre de ces valeurs, l'émittance décroît fortement avec la longueur d'onde. D'après la loi de Wien, la valeur maximale de l'émittance d'un corps noir est obtenue à la longueur d'onde λ_m telle que $\lambda_m T = 2898 \mu\text{m K}$. Selon cette même loi, 99 % de la puissance émise par un corps noir l'est dans l'intervalle

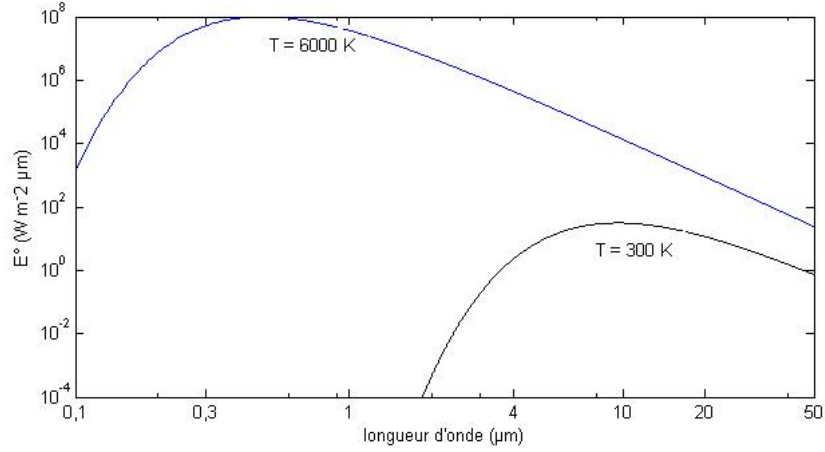


FIGURE 2.5 – Distribution spectrale de l'émittance de deux corps noirs de température 300 K (terre) et 6000 K (soleil)

$[0,5 \lambda_m - 10 \lambda_m]$. Ainsi les émittances de la terre et de l'atmosphère sont négligeables dans le domaine $[0,3 \mu\text{m}, 4 \mu\text{m}]$. C'est pourquoi nous négligeons la luminance émise par l'atmosphère pour un élément dr :

$$dL_{\lambda\text{émis}}(r, T) = \epsilon_{\lambda}(r) L_{\lambda}^0(r, T) dr \quad (2.17)$$

où $\epsilon_{\lambda}(r)$ est l'émissivité monochromatique du gaz.