Chapitre 4

Processus physiques I. Radiation

La radiation électromagnétique provenant du soleil est, de loin, la source d'énergie dominante pour toute vie sur terre, et pour la dynamique de l'atmosphère et des océans. Dans ce chapitre, nous considérons comment cette radiation électromagnétique est transmise et partiellement réfléchie et absorbée par l'atmosphère; comment elle est réfléchie, absorbée et re-émise par le sol et les océans; et comment cette radiation ré-émise interagit à son tour avec l'atmosphère avant de s'échapper dans l'espace. Tout un programme !

4.1 L'irradiance solaire

La Figure 4.1 montre le spectre d'émission électromagnétique observée du soleil, sur une plage de longueurs d'onde allant de l'EUV à l'infrarouge moyen[1] (viz. Tableau 2.3). Les fortes fluctuations avec la longueur d'onde dans l'UV et le visible ne sont pas du bruit instrumental ou des erreurs de mesure, mais des variations véritables, dues à la présence de raies spectrales d'absorption produites dans la photosphère du soleil. L'encadré en bleu montre le spectre en plus de détail sur une petite plage de longueur d'onde 500–550nm. La profonde structure présente dans l'intervalle 517–519nm, par exemple, correspond à un triplet du MgI, sur lequel se superpose une raie du FeI; entre 519 et 520nm, on a quatre raies du Fer et une raie du Titane. L'avènement de la spectroscopie quantitative dans la seconde moitié du dix-neuvième siècle marque vraiment la naissance de l'astrophysique (en tant que discipline distincte de l'astronomie du temps), puisque qu'elle a permi de déterminer la composition chimique et les conditions physiques (pression, température, etc.) dans les atmosphères du soleil et des étoiles.

La courbe verte sur le graphique du bas est le spectre attendu pour un corps noir de température $T = 5770\,\mathrm{K}$. Si on oublie les raies spectrales, c'est tout de même une excellente représentation du spectre solaire véritable dans l'infrarouge, tout-à-fait acceptable aussi dans le visible, mais ça se gâte rapidement dès qu'on entre dans l'ultraviolet même rapproché, le flux réel étant très significativement sous la valeur attendue du corps noir. Dans l'ultraviolet, les raies spectrales associées aux métaux présents dans l'atmosphère du soleil, même en très faibles concentrations comparé à l'Hydrogène ou l'Hélium, sont tellement nombreuses et spectralement denses qu'elles abaissent effectivement le niveau du continu. Le flux manquant doit alors "sortir" à d'autres longueurs d'onde où l'opacité photosphérique est moindre. C'est ce qui se retrouve à causer la forme curieusement triangulaire du pic d'émission à $\simeq 450\,\mathrm{nm}$ sur le graphique du haut.

De l'EUV au rayons-X, le flux spectral est très faible, mais montre peu de dépendance sur la longueur d'onde, ce qui est tout à fait contraire à ce que prédit la théorie du corps noir, suggérant une origine dans un phénomène physique loin de l'équilibre thermodynamique. Cette émission

[1] Attention, ici c'est le flux mesuré à 1UA qui est porté en graphique, intégré sur l'angle solide sous-tendu par le Soleil vu de la Terre.

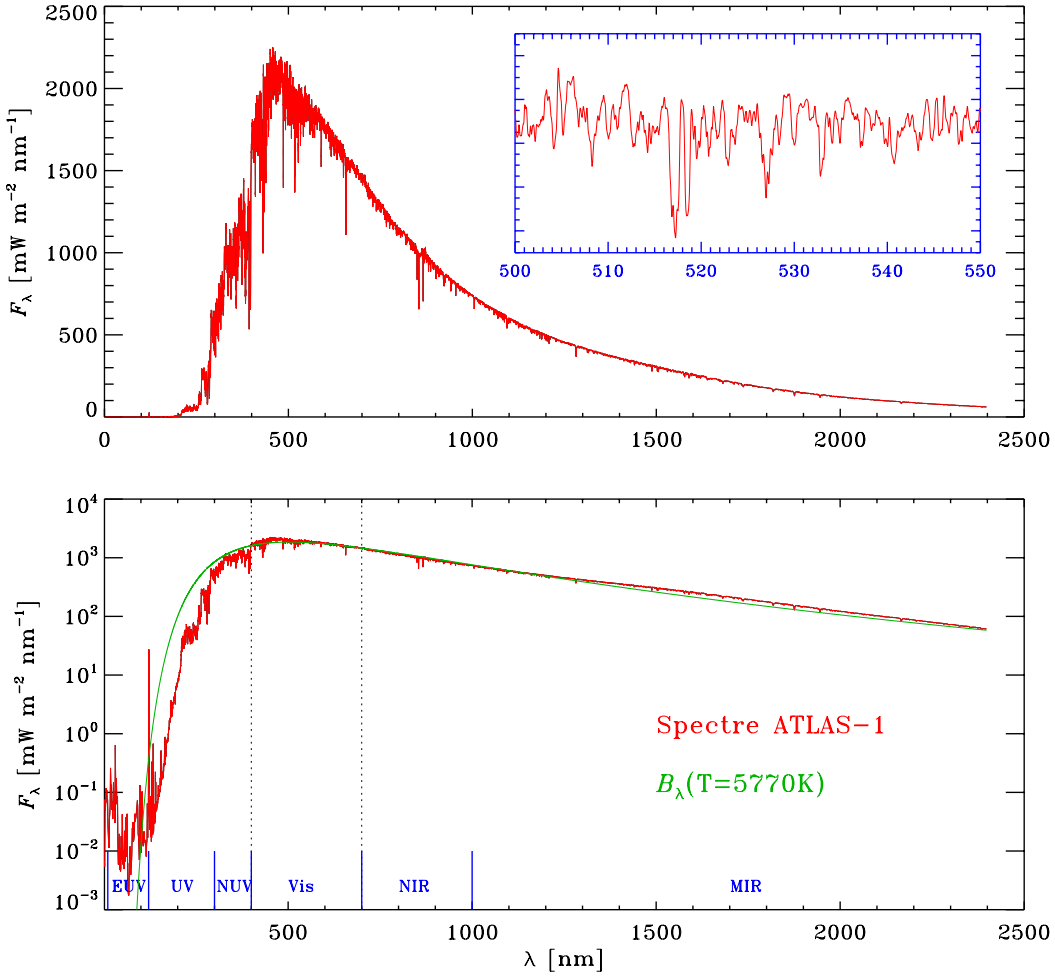

Figure 4.1: Le spectre électromagnétique du soleil, tel qu'observé de l'espace de l'extrême ultraviolet à l'infrarouge moyen, avec le flux spectral porté en graphique sur une échelle linéaire sur le graphique du haut, et logarithmique sur celui du bas. Sur ce dernier, le trait en vert est le spectre d'un corps noir à $T = 5770\,\mathrm{K}$, qui offre une bonne représentation du spectre véritable dans l'infrarouge et visible, mais en dévie de plus en plus à mesure que la longueur d'onde diminue (voir texte). Le très haut pic d'émission à 121nm correspond à la raie spectrale Lyα de l'Hydrogène. Source: Spectre Atlas-1 (G. Thuillier), `sbuv.gsfc.nasa.gov/solar/reference_spectra`

est associée à l'activité solaire, et plus précisément à la dissipation très spatiotemporellement intermittente de l'énergie magnétique dans la basse couronne solaire.

L'**irradiance solaire totale** (TSI) est définie comme le flux radiatif d'énergie (en Watt par mètre carré), intégré sur toutes les longueurs d'onde du spectre électromagnétique, incident sur la très haute atmosphère terrestre, i.e., avant toute réflexion ou absorption, quand la Terre est à exactement une unité astronomique du Soleil (1 U.A.≡149597870.7 km; dans tout ce qui suit j'arrondirai à 150×10^6 km !), Cette quantité est mesurée de manière continue depuis 1978 par une suite de satellites en orbite autour de la Terre.

La Figure 4.2 montre une séquence temporelle de la TSI. Il s'agit ici d'un composite assemblé à partir de mesures provenant de plus d'une douzaine de satellites; ce processus d'assemblage exige un travail substantiel de calibration des mesures d'un instrument à l'autre, mais laissons ça aux experts (voir bibliographie en fin de chapitre).

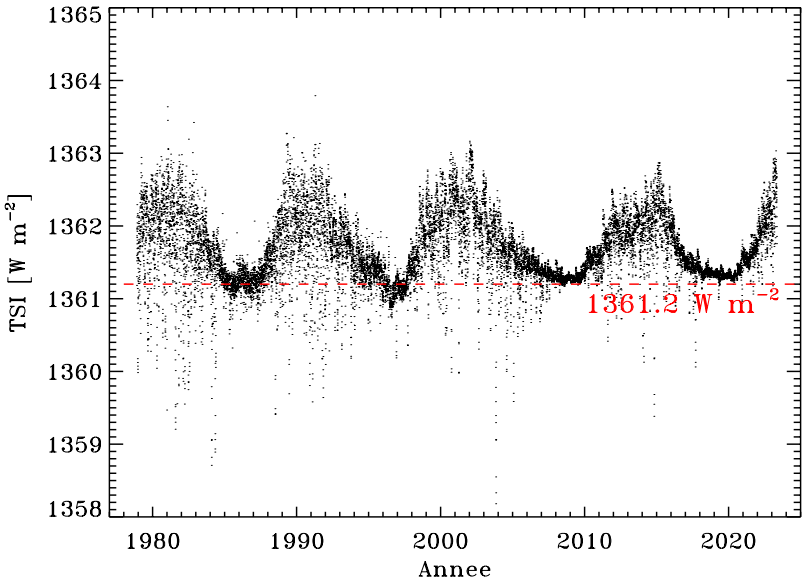

Figure 4.2: L'irradiance solaire totale depuis 1978. Chaque petit point correspond à une mesure journalière. Les fluctuations par rapport à la valeur basale de 1361 W m^{-2} sont dues à l'activité solaire, fortement modulée selon un cycle de période d'environ 11 ans (voir texte). Source: G. Kopp, `http://spot.colorado.edu/~koppg/TSI`

La TSI montre des variations à prime abord substantielles, mais regardez bien l'échelle verticale; les fluctuations couvrent environ 2 W m^{-2}, sur une valeur moyenne de $\simeq$ 1361 W m^{-2}, soit 0.15% ! Ces fluctuations sont dues à l'activité magnétique à la surface du soleil, qui produit de régions plus sombres (taches solaires) ou plus brillantes (facules, réseau) que la photosphère non-magnétisée. La variation approximativement périodique de période $\simeq$ 11 ans reflète le cycle magnétique du soleil, propulsé par un effet dynamo en son intérieur. Notons cependant qu'aux courtes longueur d'onde, la variabilité en fonction de la phase du cycle d'activité est beaucoup plus grande: $\sim$ 1–3 % dans l'UV, $\sim$ 10–20 % dans l'EUV, $\gtrsim$ 50 % pour Lyα à 121nm, atteignant 100–200% dans les SXR; cependant, les flux sont très faibles dans ces plages de longueur d'onde, ce qui fait que la variabilité de la TSI est dominée par la variabilité dans le visible, proche ultraviolet, et proche infrarouge.

Aux fins de ce cours, il sera tout à fait acceptable de considérer la TSI comme constante dans le temps, à une valeur $S_0 = 1361.2$ W m^{-2}, indiquée par le trait en tirets rouges sur la Fig. 4.2.

Connaissant la TSI, il est possible de calculer la **température d'équilibre** de la Terre, soit

la température à laquelle l'émission radiative thermique de sa surface vers l'espace compense exactement le flux radiatif solaire incident:

$$(\pi R_\oplus^2) \times S_0 = (4\pi R_\oplus^2) \times \sigma T_{\rm eq}^4 \ , \qquad \rightarrow \qquad T_{\rm eq} = \left(\frac{S_0}{4\sigma}\right)^{1/4} \ . \tag{4.1}$$

Donc pour la Terre, $T_{\rm eq} = 278\,{\rm K} \equiv 5^\circ\,{\rm C}$, ce qui est vraiment surprenamment près de 287K, la température moyenne mesurée[2]. Notons que la température d'équilibre de la Terre ne dépend pas de son rayon.

Notons finalement que le volcanisme, l'activité géothermique, et la conduction de la chaleur à travers la croûte terrestre depuis l'intérieur de la Terre, ne totalisent conjointement qu'environ 0.08 W m^{-2}; et l'énergie déposée dans l'atmosphère par les rayons cosmiques d'origine galactique ne contribue qu'une fraction $\sim 10^{-8}$ de la TSI.

4.2 Insolation

À tout moment, l'irradiance solaire illumine une surface effective de $\pi R_\oplus^2$, où $R_\oplus = 6370\,{\rm km}$ est le rayon moyen de la Terre[3]. L'input énergétique total est donc de $S_0 \times \pi R_\oplus^2 = 173495\,{\rm TW}$! Moyennée sur toute l'atmosphère, de surface $4\pi R_\oplus^2$ (équivalent à une moyenne journalière) on obtient une irradiance effective de $340.3\,{\rm W\ m^{-2}}$.

Ce n'est pas aussi simple cependant. L'irradiance varie en fonction de la distance Terre-Soleil, qui varie au cours de l'année; et de plus, localement, l'irradiance varie beaucoup en fonction de la latitude et des saisons en raison de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre par rapport au plan de son orbite autour du Soleil. Ces effets s'avèrent à produire de très substantielles variations de l'irradiance effective à différents points à la surface de la Terre, qui seront très importantes pour la suite des choses.

Commençons par définir l'**angle zénithal solaire** θ_S, soit l'angle soutendu par le segment reliant un point à la surface de la Terre au soleil, et la verticale locale (voir Figure 4.3). Un élément de surface dA interceptera alors un flux $\propto S_0 \cos\theta_S$, par simple effet de projection. L'**insolation** (Q, mesurée en W m^{-2}), soit l'irradiance effective reçue par l'élément de surface dA, sera alors donnée par:

$$Q = S_0 \left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \cos\theta_S \ , \qquad [{\rm W\ m^{-2}}] \tag{4.2}$$

où le facteur $(\bar{d}/d)^2$ capture la variation annuelle de la distance Terre-Soleil, $\bar{d}$ étant par définition égal à une unité astronomique.

Nous devons définir deux autres angles: (1) l'**angle horaire** h, soit la longitude ($\in [-\pi, \pi]$) du point subsolaire par rapport à sa longitude à midi solaire (correspondant à $h = 0$); et (2) l'**angle de déclinaison** δ, soit la latitude du point à la surface de la Terre où le soleil est au zénith à midi. Ceci permet de relier l'angle zénithal au midi solaire à la latitude locale ϕ: $\theta_S = \phi - \delta$. Notons que δ varie en fonction des saisons.

Un développement mathématique plutôt fastidieux en trigonométrie sphérique, dont je nous fait grâce, permet d'exprimer l'angle zénithal solaire en fonction de la latitude ϕ, l'angle de déclinaison δ, et l'angle horaire h (voir bibliographie en fin de chapitre). Le résultat de cette manoeuvre est:

$$\cos\theta_S = \sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cos h \tag{4.3}$$

Une valeur $\cos\theta_S < 0$ indique que le soleil est sous l'horizon, i.e., c'est la nuit! Les lever/coucher de soleil se produisent à $\theta_S = \pi/2$, les deux angles horaires correspondant (h_0) étant donnés par l'expression:

$$\cos h_0 = -\tan\phi \tan\delta \tag{4.4}$$

[2]Il y a une coincidence ici, l'annulation quasi-exacte de deux effets allant dans des directions opposées, que nous aurons l'occasion d'étudier en détail dans ce qui suit.

[3]La Terre n'est pas exactement sphérique, à cause de sa rotation; son rayon équatorial est de 6378 km, tandis que son rayon polaire est de 6357 km. Nous utiliserons $R_\oplus = 6370\,{\rm km}$ dans tout ce qui suit.

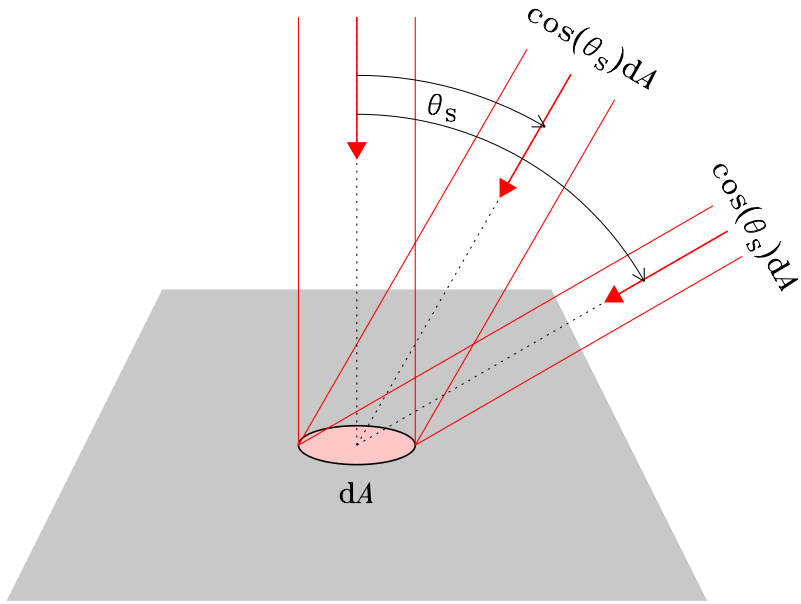

Figure 4.3: Variation de l'insolation Q d'un élément de surface dA avec l'angle zénithal θ_S. Même si l'irradiance S_0 ne dépend pas de θ_S, Q varie en $\cos\theta_S$, correspondant à l'irradiance effective sur la projection de dA dans un plan perpendiculaire à la radiation incidente.

La Figure 4.4 illustre la trajectoire du soleil dans le plan du ciel $[h, \theta_S]$, aux solstices et aux équinoxes. L'angle horaire est exprimé en terme de l'**heure solaire locale**, $h_S = 12(1+h/(2\pi))$. Par définition, le soleil atteint son élévation maximale à h_S =12:00:00, directement au Sud (dans l'hémisphère Nord), se lève exactement à 06:00:00 directement à l'Est aux équinoxes, etc. L'information contenue dans la Figure 4.4 est du genre à considérer dans le choix de l'orientation et inclinaison optimales pour des panneaux solaires!

En climatologie, on est souvent intéressé à la moyenne journalière ($\bar{Q}$) de l'insolation locale Q. Il s'agit "simplement" de substituer (4.3) dans (4.2), et d'intégrer de $-h_0$ à h_0, cette quantité étant donnée par (4.4), et divisant le tout finalement par 2π. Notons que à une latitude et un jour donnés, δ et ϕ peuvent être considérés comme des constante du point de vue de cette intégrale. On trouve ainsi:

$$\bar{Q} = \frac{S_0}{\pi}\left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^2 \left(h_0 \sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \sin h_0\right) \ . \tag{4.5}$$

Le calcul de $\bar{Q}$ est compliqué par le fait que δ ne varie pas exactement sinusoidalement à cause de la variation annuelle de la distance Soleil-Terre, l'orbite étant elliptique. Ce dernier calcul est passablement plus complexe qu'on pourrait l'imaginer *a priori*. Cependant, aux fins de la modélisation atmosphérique/climatique, au niveau de précision requis on peut se contenter des premiers termes d'un développements en séries de Fourier. On commence par définir un angle

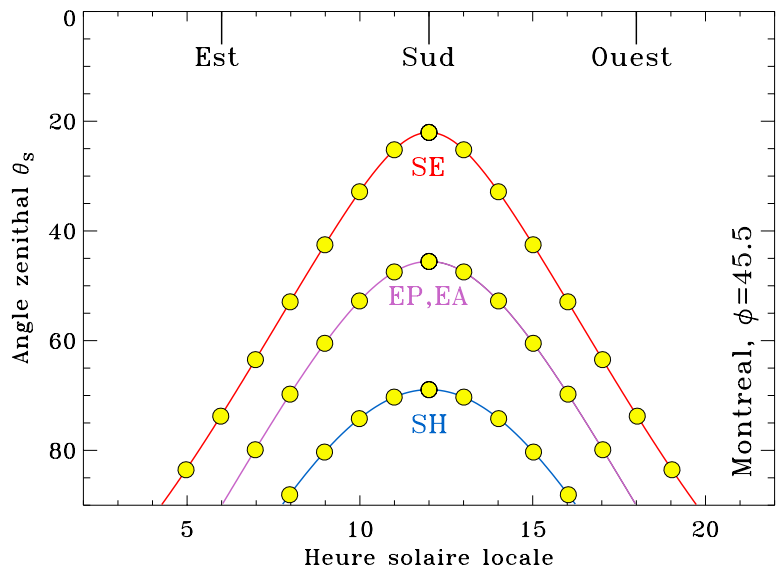

Figure 4.4: Trajectoire du soleil dans le ciel, tel que vu de Montréal (latitude $\phi = 45.5°$), aux solstices d'été (SE) et hiver (SH), et aux équinoxes de printemps et automne (ES, EA), les trajectoires étant identiques aux deux équinoxes. L'angle horaire h est exprimé en termes de l'heure solaire locale ($h = 0 \equiv$12:00$\equiv$Sud). Les "soleils" (cercles jaunes) sont tracés à intervalle d'une heure.

θ_d en fonction du jour (n) de l'année, débutant avec $n = 0$ le 1 janvier:

$$\theta_d = \frac{2\pi d_n}{365}\ , \qquad n = 0, 1, 2, ..., 364 \tag{4.6}$$

Les séries de de Fourier requises sont:

$$\delta(\theta_d) = \sum_{m=0}^{3} (a_m \cos(m\theta_d) + b_m \sin(m\theta_d)) \tag{4.7}$$

$$\left(\frac{\bar{d}}{d(\theta_d)}\right)^2 = \sum_{m=0}^{2} (a_m \cos(m\theta_d) + b_m \sin(m\theta_d)) \tag{4.8}$$

Les coefficients requis sont listés au Tableau 4.1. On notera qu'on arrête à $m = 3$ pour δ, et $m = 2$ pour $(\bar{d}/d)^2$.

Table 4.1: Coefficients de Fourier pour δ et d

m	a_m (δ)	b_m (δ)	a_m (d)	b_m (d)
0	0.006918	0	1.000110	0
1	-0.399912	0.070257	0.034221	0.001280
2	-0.006758	0.000907	0.000719	0.000077
3	-0.002697	0.001480		

Il ne reste plus qu'à substituer ces expressions dans (4.5) pour calculer l'insolation journalière moyenne $\bar{Q}$ en fonction de la latitude ϕ et du jour de l'année. Le résultat d'un tel calcul est

porté en graphique sur la Figure 4.5, sous la forme d'isocontours de $\bar{Q}$ dans le plan jour-latitude. L'insolation se maintient aux alentours de 400 W m^{-2} toute l'année dans les régions

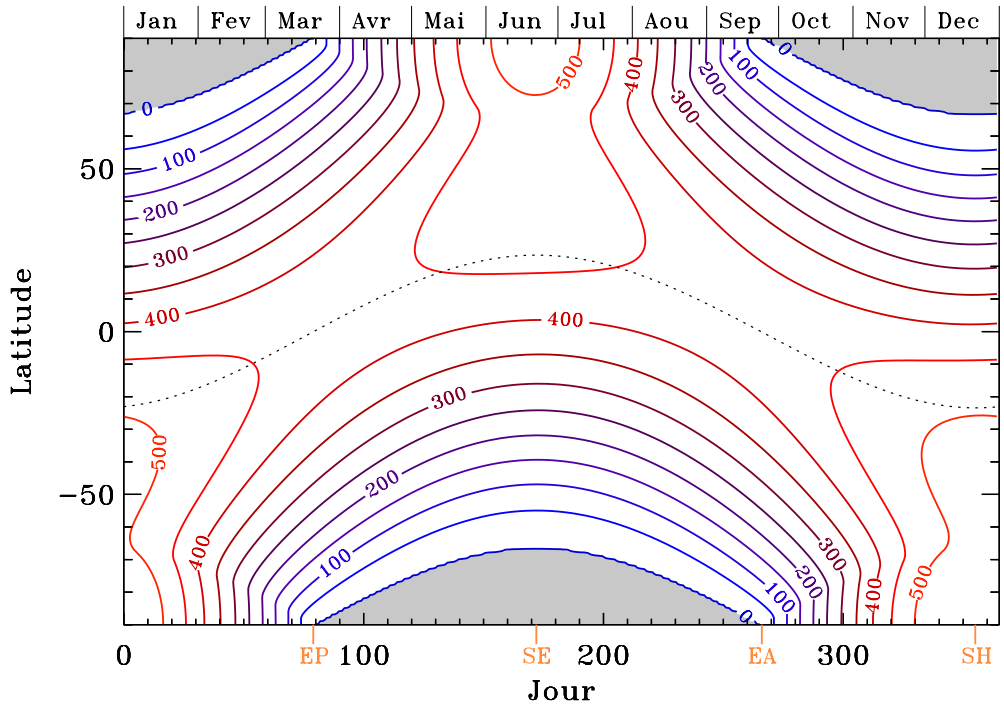

Figure 4.5: Insolation journalière moyenne en fonction du jour de l'année et de la latitude. Les contours sont en W m^{-2}, et les régions grises correspondent aux nuits polaires septentrionales et australes. Le trait pointillé indique la variation de l'angle de déclinaison δ au cours de l'année. Les date des solstices (SE, SH) et équinoxes (EP, EA) sont indiquées le long de l'axe horizontal.

équatoriales, mais montre des variations beaucoup plus substantielles aux plus hautes latitudes; par exemple, à Montréal (latitude $\phi = 45.5°$), $\bar{Q}$ passe de 121 à 483 W m^{-2} du solstice d'hiver (SH) à celui d'été (SE). On remarquera qu'aux solstices, $\bar{Q}$ est plus grand au pôle "été" qu'à l'équateur, et ce malgré un angle zénithal approchant 90°, simple conséquence du fait que le soleil ne se couche jamais. Notons finalement qu'aux solstices l'insolation maximale est 6.9% plus grande dans l'hémisphère Sud qu'elle ne l'est dans l'hémisphère Nord, conséquence du fait que la Terre est légèrement plus près du Soleil durant l'été austral que septentrional.

4.3 Absorption

Il est clairement d'intérêt de calculer la fraction de l'irradiance solaire qui est absorbée par l'atmosphère terrestre et/ou les océans. Il est important de bien distinguer l'**absorption**, qui transfère l'énergie des ondes électromagnétiques en énergie thermique du milieu, et la **dispersion** (sujet de la §4.4), qui redistribue spatialement la radiation électromagnétique incidente sans en diminuer le contenu énergétique.

On considère la géométrie illustrée sur la Figure 4.6. Le soleil ($*$ orange) est à un angle zénithal θ_S, et illumine le haut de l'atmosphère (ellipse bleue) d'un flux radiatif F_∞ (unités: W m^{-2}). Ce faisceau lumineux traverse la colonne d'atmosphère (cylindre bleu) pour arriver finalement au sol (ellipse orange). Il s'agit de calculer l'atténuation du flux radiatif incident

(F_∞) dû à l'absorption par le gaz atmosphérique contenu dans la colonne traversée.

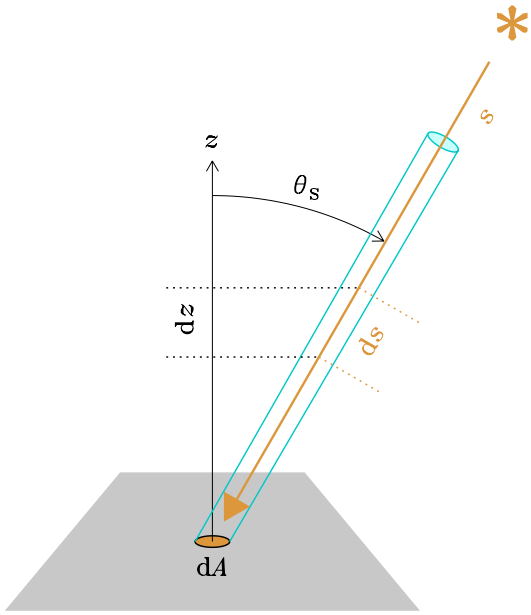

Figure 4.6: Géométrie de l'absorption d'un faisceau lumineux (flèche orange) en provenance du soleil ($*$ orange) à un angle zénithal θ_S et traversant une colonne de l'atmosphère terrestre (cylindre bleu) avant d'arriver au sol (en gris). La coordonnée s est définie le long de la ligne du faisceau, et augmente dans le sens de la flèche orange. L'angle zénithal θ_S permet de relier l'élément infinitésimal de distance de long du faisceau, ds, à la variation correspondante en altitude, dz, via $\mathrm{d}z = -\mathrm{d}s \cos\theta_S$.

En bonne première approximation, on peut supposer que la fraction (dF) du flux radiatif (F) absorbé sur une longueur ds le long de la trajectoire du rayon lumineux est linéairement proportionnelle à la densité du milieu absorbant, la constante de proportionalité étant le **coefficient d'absorption** (k; unités: $\mathrm{m}^2\,\mathrm{kg}^{-1}$):

$$\frac{F(s+\mathrm{d}s) - F(s)}{F(s)} \equiv \frac{\mathrm{d}F}{F} = -k\rho\mathrm{d}s \ . \tag{4.9}$$

Attention, comme F décroit à mesure que s augmente en suivant le faisceau lumineux vers la surface, le signe "$-$" soit être ajouté "à bras" si on veut que k soit une quantité définie positivement. Les unités de k, surface/masse, indiquent que k représente une forme de section efficace d'absorption par unité de masse du milieu. La quantité $1/(k\rho)$ a des unités de longueur, est appelée **longueur d'atténuation**, et est aussi souvent utilisée pour mesurer l'absorptivité d'un milieu. Son inverse aussi, avec des unités m^{-1}. Toujours faire TRÈS ATTENTION quand vous recherchez ces quantité sur le Web, ou ailleurs.

La géométries du système (viz. Figure 4.6) permet d'écrire:

$$\mathrm{d}z = -\cos\theta_S \mathrm{d}s \ . \tag{4.10}$$

Attention encore une fois, le signe "$-$" vient du fait que z augmente vers le haut, tandis que $s = 0$ au haut de l'atmosphère et augmente en suivant le faisceau vers le sol. En terme de

l'altitude z l'éq. (4.9) devient donc:

$$\cos\theta_S \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} = k\rho F \ . \tag{4.11}$$

Introduisons maintenant la **profondeur optique** (τ), une quantité adimensionnelle définie comme

$$\mathrm{d}\tau = -k\rho \mathrm{d}z \ , \tag{4.12}$$

ou encore,

$$\tau = \int_z^\infty k\rho \mathrm{d}z \ . \tag{4.13}$$

Je vous laisse vérifier que τ est bien une quantité adimensionnelle. Cette définition de la profondeur optique permet de réécrire l'éq. (4.11) sous la forme :

$$\cos\theta_S \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}\tau} = -F \ , \tag{4.14}$$

dont la solution est alors tout simplement:

$$F(z) = F_\infty \exp\left(-\frac{\tau}{\cos\theta_S}\right) \ , \tag{4.15}$$

décrivant l'atténuation exponentielle du flux radiatif due à l'absorption le long du faisceau lumineux. Ici F_∞ est effectivement le flux radiatif au haut de l'atmosphère. En sciences atmosphérique cette relation est connue comme la *Loi de Lambert-Bouguer-Beer*, ou souvent simplement en plus compact, **Loi de Beer**.

Le terme exponentiel au membre de droite de l'éq. (4.15) permet une interprétation physique simple: si on imagine notre faisceau lumineux comme un ensemble de photons, alors le terme exponentiel donne une mesure de la probabilité qu'un photon soit absorbé lors de sa traversée d'une colonne atmosphérique s'étendant de la haute atmosphère jusqu'à une altitude z, inclinée par θ_S par rapport au zénith. Cette interprétation probabiliste implique alors que si la colonne contient J espèces d'absorbeurs distincts, chacun avec sa densité ρ_j et coefficient d'absorption k_j, alors l'éq. (4.15) deviendrait

$$F(z) = F_\infty \prod_{j=1}^{J} \exp\left(-\frac{\tau_j}{\cos\theta_S}\right) \ , \tag{4.16}$$

qui se ramène à la forme (4.15) si on définit comme suit une profondeur optique totale τ_{tot}:

$$\tau_{\mathrm{tot}} = \sum_{j=1}^{J} \tau_j \ , \tag{4.17}$$

où chaque τ_j est calculé selon (4.13) avec les ρ_j et k_j appropriés pour chaque espèce absorbante.

La Loi de Beer peut paraitre très simple, mais il faut bien comprendre que toute la complication, soit la structure et composition chimique de l'atmosphère, se retrouve "cachée" dans la profondeur optique τ. Revenons à notre atmosphère plan-parallèle de la §3.1.2; on a vu que la densité y décroit exponentiellement avec l'altitude, viz. l'éq. (3.6). Substituant ceci au membre de droite de (4.13) et supposant k constant dans l'atmosphère, l'évaluation explicite de l'intégrale produit:

$$\tau = \frac{p_0}{g} k \exp(-z/H) \ , \tag{4.18}$$

où p_0 est la pression à altitude zéro et $H = k_B T/\bar{m}g$ est la hauteur de colonne telle qu'introduite à la §3.1.2. Pour notre atmosphère plan-parallèle isotherme, on peut montrer (je vous le laisse en exercice!) que

$$\frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}z} = -\frac{\tau}{H} \ . \tag{4.19}$$

L'évaluation de (4.18) à $z = 0$ conduit à $\tau_0 = p_0 k/g$; La quantité p_0/g a des unités de kg m^{-2}, soit la masse totale contenue dans une colonne atmosphérique de 1 m^2 de section.

Il s'agit maintenant de calculer le taux d'absorption d'énergie (unités: W m^{-3}) dans la colonne atmosphérique. Pour un segment de colonne de hauteur dz situé à une altitude z, l'énergie absorbée sera égale à la différence du flux entre z et $z + \mathrm{d}z$, autrement dit on doit calculer

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} &= \frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}z}\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}\tau} \ , \\ &= -\frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}z}\frac{F_\infty}{\cos\theta}\exp(-\tau/\cos\theta_S) \ , \\ &= \frac{\tau}{H}\frac{F_\infty}{\cos\theta}\exp(-\tau/\cos\theta_S) \ . \end{aligned} \tag{4.20}$$

Ici la seconde égalité résulte de l'utilisation de (4.15), et la troisième de (4.19). Un petit exercice en fin de chapitre vous fera démontrer que l'absorption est maximale à $\tau/\cos\theta_S = 1$, et donc qu'à mesure que l'angle zénithal augmente, l'absorption maximale se produit de plus en plus haut dans l'atmosphère.

Nous y sommes presque... L'augmentation de la température atmosphérique à une altitude z en conséquence de l'absorption du flux radiatif est donnée par

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} \ , \tag{4.21}$$

la dérivée partielle au membre de gauche venant du fait que suite à l'absorption du flux radiatif, qui dépend de z, la température évoluera en fonction de z et t, et ce même si l'atmosphère était initialement isotherme. Utilisant à bon escient l'éq. (4.11), ceci peut s'exprimer comme:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{c_p \cos\theta_S} F(z) \ , \tag{4.22}$$

démontrant que le chauffage local ne dépend que des propriétés physique du milieu (c_p et k), en plus évidemment du flux radiatif $F(z)$.

Tout ceci peut paraitre passablement simple, mais en réalité la complexité physique du phénomène se cache dans le coefficient d'absorption k; en général ce dernier dépend de la longueur d'onde λ de la radiation incidente, et de la composition chimique du milieu absorbeur, incluant souvent les concentrations de constituants mineurs, par exemple la vapeur d'eau atmosphérique dans le domaine spectral de l'infrarouge. On y reviendra sous peu (§§4.6 et 4.7).

4.4 Dispersion

L'absorption d'une onde lumineuse, telle que considérée précédemment, réduit son énergie au profit de l'énergie thermique du milieu absorbeur. La **dispersion** est une autre forme de réduction de l'énergie d'un faisceau d'ondes électromagnétiques (i.e., réduction de la grandeur du flux de Poynting), cette fois sans chauffage local du milieu: l'énergie est plutôt redirigée dans des directions autres que celle du faisceau lumineux incident. La Figure 4.7 illustre ceci schématiquement, du point de vue ondulatoire. Une onde plane arrivant ici de la gauche induit une oscillation d'une "particule" (point noir au centre) à la fréquence de l'onde incidente, ce qui en retour émet un front d'onde circulaire de même fréquence, un peu comme le ferait une bouée flottant sur une interface air-eau en présence de vagues.

En contexte atmosphérique, c'est le champ électrique oscillant de l'onde électromagnétique qui est la "vague"; agissant sur les électrons d'un atome ou molécule, le passage de l'onde électromagnétique induit un moment dipolaire, lui-même oscillant, et émettant donc une onde électromagnétique secondaire isotropiquement dans le plan perpendiculaire à l'axe du dipôle induit, équations de Maxwell obligent. Notons que ce processus conserve l'énergie électromagnétique. Vu du point de vue corpusculaire, la dispersion consiste à absorber un photon et le ré-émettre à la même énergie, mais dans une direction aléatoire, comme dans une collision élastique.

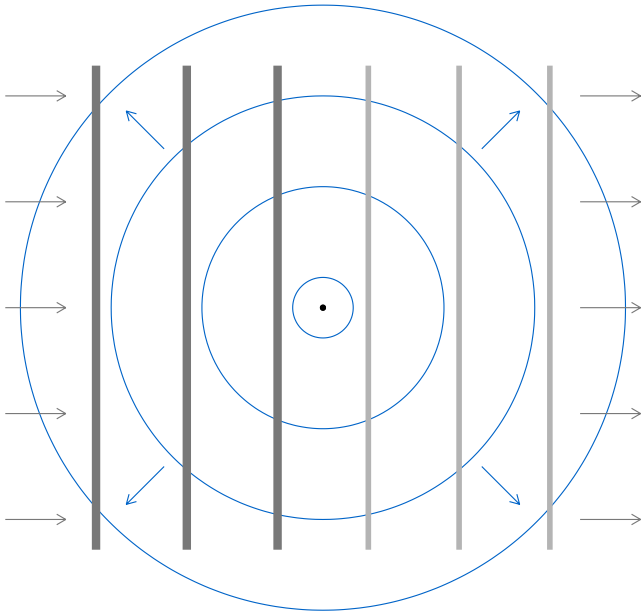

Figure 4.7: représentation classique (lumière ≡ onde électromagnétique) de la dispersion de Rayleigh. Une onde électromagnétique plane incidente (traits verticaux gris) induit une oscillations harmonique des électrons dans un atome ou molécule (point noir), conduisant à l'émission d'un train d'onde électromagnétique secondaire (cercles bleus) à la même fréquence que l'onde incidente (voir texte).

4.4.1 La dispersion de Rayleigh

L'efficacité de la dispersion est fortement influencée par les propriétés physiques du milieu dans lequel se propage l'onde électromagnétique, ainsi que par la longueur d'onde de cette dernière. Une théorie générale de la dispersion a été développée par Gustav Mie en 1908, mais c'est vraiment du costaud; nous nous limiterons ici au cas limite déjà étudié par Rayleigh en 1871.

La théorie développée par Rayleigh est applicable quand la taille d des atomes/molécules impliquées est beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ de l'onde électromagnétique incidente. Exprimé en coordonnées sphériques avec l'axe de symétrie aligné avec la direction de propagation d'une onde incidente d'intensité I_0 et l'origine du système coincidant avec la position de la particule produisant la dispersion, la distribution spatiale de l'intensité I_s dispersée à une position (r, θ) est donnée par:

$$I_s(r,\theta) = I_0 \frac{1+\cos^2\theta}{2r^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda^4}\right)^4 \left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 \left(\frac{d}{2}\right)^6 \tag{4.23}$$

où n est l'indice de réfraction du milieu et l'angle polaire θ est mesuré par rapport au vecteur d'onde $\mathbf{k}$ de l'onde. La **section efficace** de dispersion est donnée par la moyennes angulaire de l'expression ci-dessus:

$$\sigma_s = \frac{2\pi^5}{3} \frac{d^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 , \qquad [\mathrm{m}^2] \tag{4.24}$$

Pour une onde électromagnétique au pic du visible ($\lambda = 532\,\mathrm{nm}$) se propageant dans l'air ($n = 1.000293$) et dispersé par une molécule d'azote (N_2; $d \simeq 1.25\,\mathrm{nm}$), on trouve $\sigma_s = 5 \times 10^{-31}\,\mathrm{m}^2$. L'atténuation de l'intensité à une position z le long de la trajectoire de l'onde est alors donnée

par le produit de cette section efficace et du nombre N de molécules présentes dans le milieu:

$$\frac{I(z)}{I_0} = \sigma_s \times N \ . \tag{4.25}$$

À TPN, on a $\sim 2 \times 10^{25}$ molécules de N_2 par mètre cube, donc une atténuation de $\sim 10^{-5}$ par mètre d'atmosphère traversé. Sur une hauteur de colonne de 8km, l'intensité est donc atténuée de 8%.; on monte à 25% à 400nm, et tombe à 3% à 700nm; la dépendance en $1/\lambda^4$ se fait rapidement sentir !

Mentionnons finalement que la couleur bleue du ciel (sans nuage), et la couleur rouge des levers et couchers de soleil, sont des conséquences directes du scattering de Rayleigh.

4.4.2 L'irradiance du ciel

L'impact net de la dispersion sur l'irradiance au sol est moins significatif qu'on pourrait à prime abord l'imaginer; en première approximation, si la dispersion est vraiment isotrope spatialement, la moitié du flux radiatif extrait d'un faisceau d'ondes électromagnétique par dispersion traversant une colonne atmosphérique (viz. Fig. 4.6) est reémis sur le 2π sterradian sous-tendu par la surface, et l'autre moitié sur l'autre 2π sterradian, vers l'espace. L'irradiance au sol (en W m^{-2}) est donc celle provenant du soleil réduite par la fraction dispersée (S_p), plus l'irradiance diffuse du ciel (S_d) intégrée sur tout le ciel (2π steradian):

$$S_{\text{tot}} = S_p + S_d \ , \tag{4.26}$$

où $S_0 = 1361\,\text{W m}^{-2}$ est l'irradiance solaire incidente sur la haute atmosphère terrestre (§4.1) et θ_S l'angle zénithal solaire (Fig. 4.3).

Comme on l'a vu (viz. Fig. 4.3), le flux solaire sur une surface (horizontale) est réduit d'un facteur $\cos\theta_S$, où θ_S est l'angle zénithal solaire, par simple géométrie. La Loi de Beer (§4.3) est applicable ici, en remplaçant la profondeur optique d'absorption par la profondeur optique de dispersion (τ_{tot}); dans un cas comme dans l'autre, l'atténuation du faisceau est proportionnel à la masse d'absorbeur/disperseur traversé. On écrira donc:

$$S_p = (1-\alpha) S_0 \, \cos\theta_S \exp(-\tau_{\text{tot}} m) \ , \tag{4.27}$$

où $\alpha = 0.29$ est l'albedo moyen de la haute atmosphère (on en parle en détail à la section suivante). La quantité m est une mesure indirecte de l'altitude, définie comme la masse d'une colonne atmosphérique s'élevant d'une altitude z_0 par rapport à une colonne complète s'élevant à partir du niveau de la mer. Pour une atmosphère en équilibre hydrostatique et isotherme (ou pas loin):

$$m = \left(\frac{p(z_0)}{p_0}\right)\left(\frac{1}{\cos\theta_S}\right) \ , \tag{4.28}$$

p_0 étant la pression atmosphérique au niveau de la mer, et $p(z_0)$ la pression de surface à une position d'altitude z_0 à la surface de la Terre où on cherche à calculer S_{tot}. Il reste à spécifier la profondeur optique totale τ_{tot}, associée à l'ensemble des constituants atmosphériques produisant la dispersion. On se limite souvent à calculer (ou mesurer) deux contributions, une (τ_m) due aux molécules (pour lesquelles la théorie de Rayleigh est appropriée), et une seconde associée aux **aérosols**, particules couvrant un intervalle de taille 0.1–1 μm. On a donc $\tau_{\text{tot}} = \tau_m + \tau_a$, avec comme valeur typique $\tau_m \simeq 0.3$ (valeur exacte dépendant principalement du contenu atmosphérique en vapeur d'eau), et $\tau_a \simeq 0.05$–0.5, la valeur exacte dépendant du niveau de pollution.

Le calcul de l'irradiance diffuse par l'ensemble des constituants atmosphériques est plus complexe, car il implique la distribution spatiale de la radiation dispersée (viz. l'eq. (4.23)), intégrée sur tout le ciel. Certaines expressions approximatives utiles ont néanmoins été développées, et validées empiriquement (i.e., à partir de mesures); par temps clair, i.e., sans nuages:

$$S_d = 0.3 S_0 \left[1 - \exp(-m\tau_{\text{tot}})\right] \cos\theta_S \ , \tag{4.29}$$

La Figure 4.8 montre la variation de S_p (trait tirets-points), S_d (traits en tirets) et S_{tot} (traits pleins) en fonction de l'angle zénithal solaire θ_S, tels que calculé à l'aide des expressions ci-dessus. Le calcul a été effectué pour deux "sites", le premier un site "urbain" chargé en aérosols et au niveau de la mer (en rouge), et un site de plus haute altitude loin des villes ou autre source d'aérosols (en vert). Dans les deux cas on a posé $\tau_m = 0.3$. On constate que, de

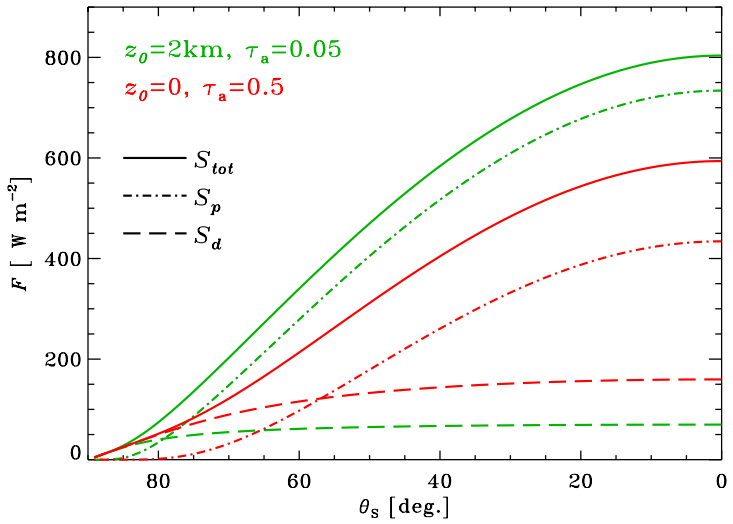

Figure 4.8: Irradiance au sol à deux combinaisons d'altitudes (z_0) et de densités d'aérosol (spécifiée via τ_a), avec $\tau_m = 0.3$ dans les deux cas. L'irradiance solaire au sol S_p (tirets-points), l'irradiance diffuses du ciel S_d (tirets) et leur somme (trait plein) sont porté en graphique en fonction de l'angle zénithal solaire θ_S.

manière générale et sauf pour une heure ou deux après le lever du soleil et avant son coucher, un site de plus haute altitude et loin des grandes villes, donc moins chargé en aérosols (traits rouges), verra une irradiance diffuse atteignant rarement plus $\sim 10\%$ de l'irradiance solaire au sol; tandis qu'à un site de plus basse altitude et chargé en aérosols (traits vert), l'irradiance du ciel clair (sans nuages) peut facilement compter pour jusqu'à un tier de l'irradiance totale au sol.

4.4.3 Les nuages: dispersion et absorption

Qu'en est-il de tout ça quand des nuages sont présents? Un nuage est constitué d'un ensemble de petite gouttelettes d'eau ou cristaux de glace ayant des tailles suffisamment petites pour demeurer en suspension dans l'air pendant de longues périodes de temps (on verra pourquoi et comment au chapitre suivant). On parle ici de gouttelettes de diamètre d variant (typiquement) de 5 à 50μm; soit beaucoup plus grand que les longueurs d'onde où le spectre électromagnétique du soleil est maximal. On est maintenant dans le régime $d \gg \lambda$, soit le régime opposé à celui caractérisant la dispersion de Rayleigh. Par contre, dans l'infrarouge moyen, dans le pic de l'émission thermique de la Terre, on aurait $d \sim \lambda$; la situation la plus compliquée !

Comme dans le visible λ est beaucoup plus petit que le diamètre des gouttelettes, et donc on peut approcher le problème en terme de réflexion/transmission à une interface eau-air de forme sphérique. Considérons une gouttelette comme une sphère liquide (H_2O) d'indice de réfraction n et de rayon r. Une onde électromagnétique incidente sera en partie réfléchie et en partie transmise à l'interface (voir §2.2.2). La partie réfléchie sur la partie supérieure de la gouttelette le sera dans une direction approximativement contraire au faisceau incident; une partie du faisceau transmis traversera la gouttellette et ressortira de l'autre coté substantiellement déviée

(voir Figure 4.9); une autre partie subira une (ou plusieurs) réflexion interne et ressortira (éventuellement) dans une direction très différente du faisceau incident; tout ça produit une forme de dispersion anisotrope.

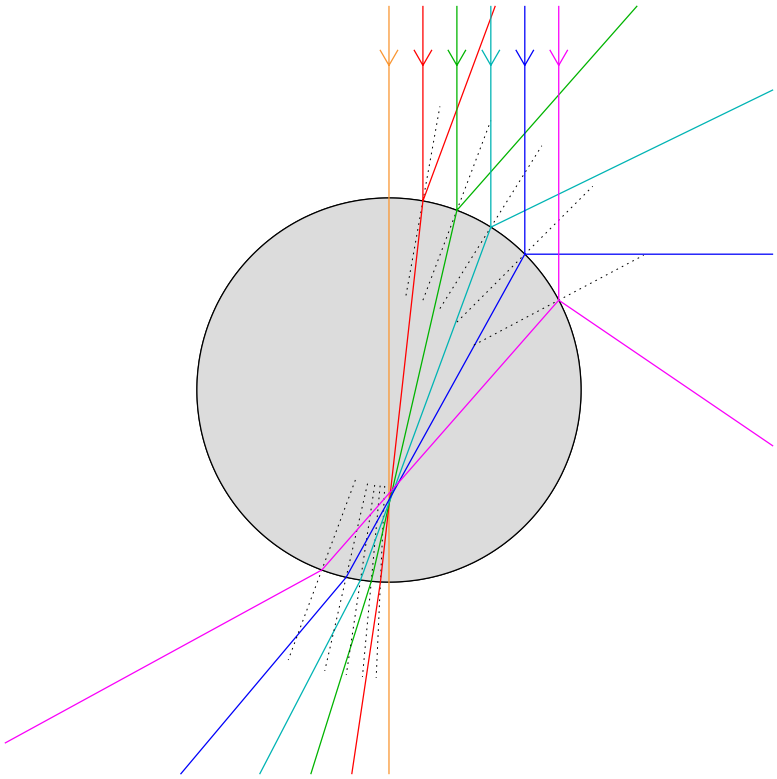

Figure 4.9: Rayons lumineux verticaux incidents sur une goutte sphérique d'eau (indice de réfraction $n = 1.33$ dans tous les cas; la couleur des rayons ne représente pas leur longueur d'onde!). Les rayons ayant un angle d'incidence $\leq 45°$ ont leur fraction réfléchie dirigée vers le haut, tandis que un pour angle d'incidence $\gtrsim 72°$ il y aura réflexion totale interne à la sortie de la goutte. Sauf pour des angles d'incidence très petits, les rayons transmis sont fortement déviés de la verticale par les deux réfractions successives.

De plus, l'onde lumieuse sera également atténuée par absorption à l'intérieur de la gouttelette[4]. On a donc à la fois transmission, dispersion et absorption. Mais dans les trois cas, l'effet est de retirer une partie du flux du faisceau incident de sa direction initiale de propagation. Pour la lumière visible, le problème est de nature balistique: une goutte sphérique de rayon r ayant une section πr^2, il s'agit simplement de calculer, sur la hauteur de la colonne amosphérique, la surface de la section de la colonne qui est masquée par l'ensemble des gouttelettes distribuées sur toute la partie de la colonne atmosphérique occuppée par un nuage.

Considérons un nuage hautement idéalisé, soit une couche horizontale d'épaisseur h à l'intérieur de laquelle les gouttelettes sont distribuées spatialement de manière statistiquement uniforme. Supposons que nous connaissons la distribution $n(r)$ de la taille des gouttelettes, i.e., le nombre de gouttelettes par unité de volume ayant rayon entre r et $r + \mathrm{d}d$. En intégrant sur la distribution des tailles, on peut alors définir une profondeur optique capturant l'interception et dispersion/absorption du faisceau incident par l'ensemble des gouttelettes sur l'épaisseur du

[4]On pourrait penser que la petite taille d'une gouttelette typique ne devrait pas conduire à beaucoup d'absorption, mais les réflexions totales internes peuvent grandement allonger le chemin optique total à travers la gouttellette.

nuage:

$$\tau_n = \pi h \int_0^\infty k_e(r) r^2 n(r) \mathrm{d}r \ , \tag{4.30}$$

où dans ce contexte $k(r)$ est appelé le **coefficient d'extinction**, qui dépend de la taille des gouttelettes. Si $r \gg \lambda$, on peut montrer que $k_e \simeq 2$. Pour une distribution bien piquée et de moyenne $\bar{r} \gg \lambda$, l'expression ci-dessus devient alors

$$\begin{aligned} \tau_n &= 2\pi h \bar{r}^2 \int n(r) \mathrm{d}r \\ &= 2\pi h \bar{r}^2 N \ , \end{aligned} \tag{4.31}$$

où N est la densité volumique de gouttelettes (leur nombre par unité de volume), toutes tailles confondues. On peut donc définir, pour une colonne verticale traversant le nuage une **densité surfacique** (unités: kg m^{-2}):

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \bar{r}^3 \rho_e h N \ , \tag{4.32}$$

où $\rho_e = 10^3$ kg m^{-3} est la densité de l'eau. Utilisant cette expression pour substituer pour le h dans l'éq. (4.31), on obtient

$$\tau_n = \frac{3\sigma}{2\rho_2 \bar{r}} \ . \tag{4.33}$$

Ceci nous informe que pour un contenu total en eau donné, une distribution de gouttelettes de plus petite taille moyenne génère une plus grande profondeur optique, i.e., disperse plus efficacement; ceci résulte du fait que la dispersion par réflexion à l'interface eau-air est un effet de surface, et que le rapport surface/volume varie en $1/r$ pour une sphère. Ceci est illustré schématiquement sur la Figure 4.10; la même masse totale d'eau a été distribuée en N_1, N_2 sphères de rayon r_1, r_2 avec $r_2 = 2r_1$, et chaque groupe positionné aléatoirement dans un cube de volume unitaire. La Figure montre une projection sur un plan perpendiculaire à l'axe-z du cube. Bien que plus petites, les gouttelettes du diagramme de gauche couvrent une plus grande fraction de la surface projetée que dans les cas des plus grosses gouttelettes de droite; conséquence directe qu'ici $N \propto 1/r^3$ et donc que la surface d'interception $f \propto N\pi r^2$.

Il est déjà clair sur la Fig. 4.9 que tous les rayons incidents frappant la gouttellette avec un angle d'incidence plus petit que 45° sont réfléchis vers l'espace. Un impact important des nuages, particulièrement ceux à hautes altitudes est d'augmenter de manière importante la réflectivité de l'atmosphère dans le visible. Dépendant du contenu en eau (la densité surfacique σ dans léq. (4.32)), une telle couche nuageuse peut facilement doubler la réflectivité de la haute atmosphère. Ceci nous mène naturellement vers notre prochain sujet au programme, soit...

4.5 Réflectivité et albedo

Le terme **albedo** est souvent utilisé comme synonyme de réflectivité; ici je réserverai le terme "albedo" pour une mesure de la réflectivité **moyenne** d'une surface, la moyenne se faisant ici sur la surface même ainsi que sur les longueurs d'onde du spectre électromagnétique.

Le calcul de l'albedo d'une surface est extrêmement complexe. Même pour une surface "simple", l'albedo dépend de la nature microscopique de la substance, ainsi que de la rugosité de la surface.

Imaginons un cas maximalement "simple", soit la surface d'un océan calme (i.e., sans vagues, écume, glaces, ou plastique flottant en surface). On a alors affaire à une interface plane air-eau, avec indices de réfraction $n = 1$ et 1.34 respectivement. Le coefficient de réfletivité à incidence normale est alors $R \simeq 0.02$ (éq. (2.36); revoir la §2.2.2 au besoin). Cependant l'indice de réfraction de l'eau dépend de la longueur d'onde, passant de $n = 1.345$ à 1.331 entre 400nm et 700nm. Le coefficient de réflectivité ne change pas beaucoup, passant de $R = 0.0216$ à 0.0202, mais augmente de plus en plus à mesure que l'on s'enfonce dans l'ultraviolet. On a aussi vu à la §2.2.2 que le coefficient de réflexion demeure essentiellement constant pour des

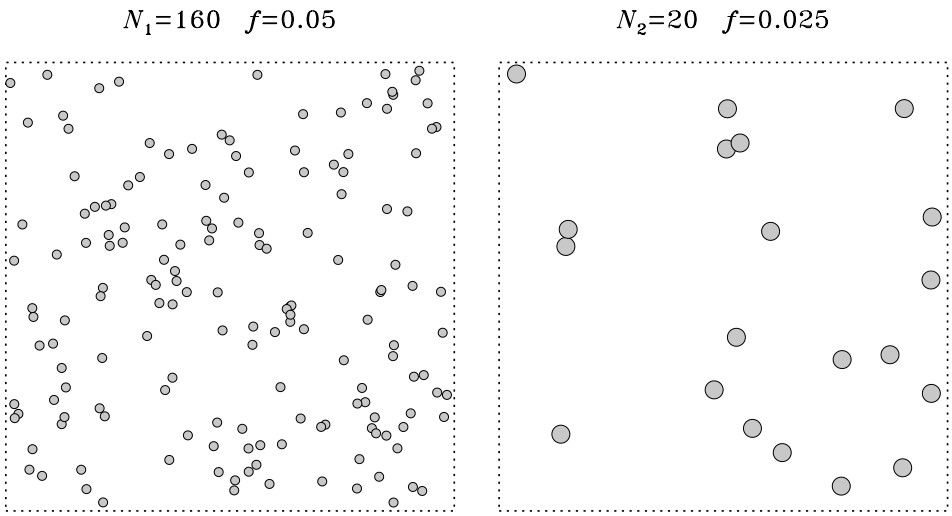

Figure 4.10: Distributions spatialement aléatoires mais statistiquement uniforme en 3D de gouttes sphériques, projetées dans un plan horizontal, représentation très idéalisée d'un nuage. Pour contenu total identique en eau, des gouttes plus petites (gauche) couvrent une plus grande fraction (f) de la surface que des gouttes de plus grand rayon (droite).

angles d'incidence allant de zéro jusqu'à $\simeq 45°$, mais augmente rapidement pour des angles d'incidence dépassant $\simeq 50°$ (viz. Fig. 2.2). Ainsi, vu à incidence normale la surface de l'océan (sans glaces) est très sombre, mais à incidence élevée reflète très bien la luminosité du Soleil, comme le montre déjà très bien la Fig. 3.1. Ceci implique que la forme d'une surface aura un fort impact sur son albedo.

Reprenons le cas de notre océan, cette fois avec des vagues d'amplitudes substantielles (voir Fig. 4.11). Pour un faisceau lumineux arrivant avec un grand angle d'incidence, comme quand le Soleil est bas sur l'horizon, la déformation de la surface par les vagues fera que les rayons lumineux frapperont l'interface eau-air à un angle d'incidence local *inférieur* au cas de l'interface plane, ce qui *diminuera* donc l'albedo de la surface dans son ensemble.

En physique environnementale on s'intéressera parfois à l'albedo de surfaces simples, comme un océan sans glace ou vagues ou une couche de neige fraiche; ou plus souvent complexes, comme un glacier rocailleux, une prairie herbeuse, ou une forêt. Un calcul *ab initio* de l'albedo pour de telles surfaces complexes est en pratique extrêmement difficile, voire impossible, et il est d'usage de mesurer l'albedo expérimentalement, directement en laboratoire ou "in the field"', ou encore via des observations faites de l'espace. Le Tableau 4.2 compile les albedos de diverses surfaces naturelles ou artificielles qui seront d'intérêt pour le reste de ce cours.

Remarquez déjà qu'il s'agit de beaucoup plus qu'une simple question de couleurs sombres vs claires. Au niveau des sols et surfaces poreuses, le contenu en eau souvent aussi très important.

L'albedo moyen des couches externes de l'atmosphère terrestre est mesuré à $\alpha \simeq 0.29$, cette moyenne prenant ici en considération la variation avec la latitude de l'angle d'incidence de l'irradiation solaire, et les variations des propriétés atmosphériques avec la latitude et les saisons (couverture nuageuse, etc.). Si on reprend le calcul de la §4.1 pour la température d'équilibre de la Terre, on doit maintenant réduire le flux entrant par un facteur $1 - \alpha$, ce qui conduit à une température d'équilibre maintenant donnée par:

$$T_{\rm eq} = \left(\frac{(1-\alpha)\alpha S_0}{4\sigma} \right)^{1/4} = 255\,{\rm K}\ . \tag{4.34}$$

C'est un très hivernal $-18°$C, ce qui commence à faire dans le frisquet, et nous éloigne sub-

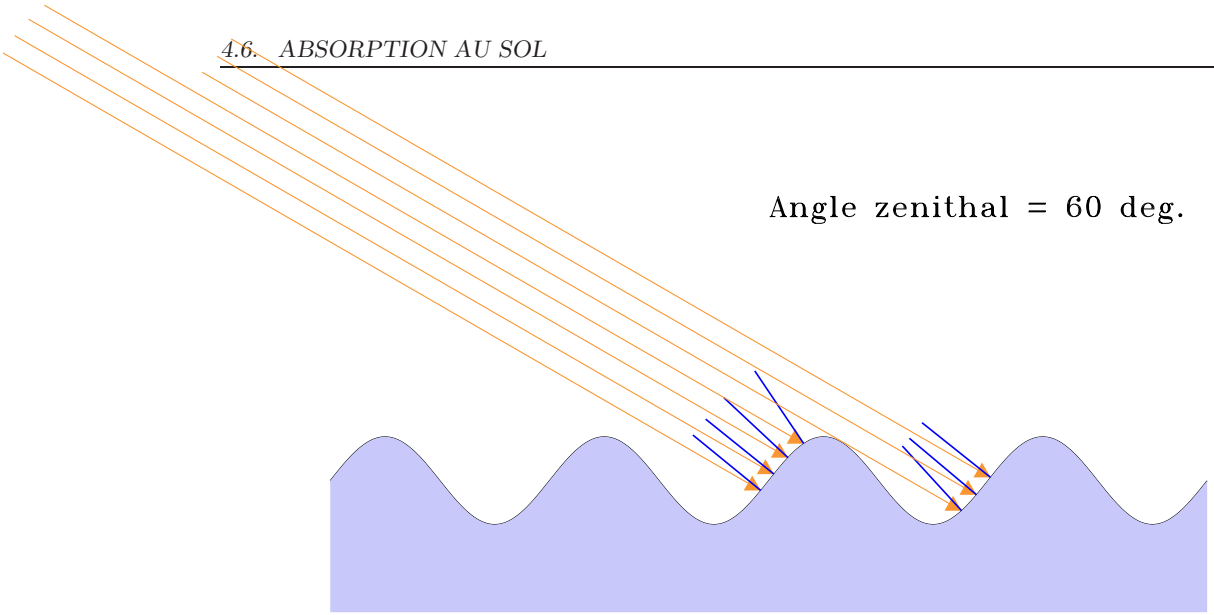

Figure 4.11: Insolation d'une surface océanique liquide avec vagues, ici pour un angle zénithal de 60°. Pour une interface plane on aurait ici $R = 0.06$ à cet angle d'incidence, tandis qu'ici les angles d'incidence locaux varient entre 4° et 22°, conduisant à $R \simeq 0.02$ dans tous les cas. Les segments bleus indiquent la normale locale au point d'arrivée des rayons lumineux (flèches oranges).

stantiellement de la température moyenne mesurée, 14° C. On y reviendra en temps et lieu.

4.6 Absorption au sol

Notre radiation solaire est finalement arrivée au sol, et la fraction (un moins l'albedo de surface) qui n'est pas réfléchie vers l'atmosphère est finalement absorbée.

Dans les sols sans végétation, l'absorption se fait dans le premier mètre, et souvent moins, la profondeur d'absorption dépendant de la composition du sol et en particulier de son contenu en eau, et donc de sa porosité (voir §3.3). En présence d'une couverture végétale une fraction parfois substantielle de la radiation est interceptée par le feuillage et est utilisée pour la photosynthèse, réduisant ainsi le chauffage direct du sol.

Les océans couvrent 71% de la surface de la Terre, et ils se retrouvent donc à absorber directement la majorité de l'irradiance solaire. Pour une eau relativement propre et transparente, l'absorption s'avère être bien décrite par la Loi de Beer introduite à la §4.3 en contexte atmosphérique. Le coefficient d'absorption k pour l'eau varie substantiellement avec la longueur d'onde, même dans l'intervalle spectral relativement restreint du spectre visible. Ceci est illustré sur la Figure 4.12, dans le cas de l'eau pure à 22°C. ATTENTION, ce qui est porté en graphique ici est le produit $k \times \rho$. On constate que le coefficient d'absorption k augmente par plus de deux ordres de grandeur entre 400 et 700nm, indiquant que l'atténuation du spectre électromagnétique incident est beaucoup plus rapide aux grandes longueurs d'onde qu'aux courtes. On a vu (§4.3!) que la quantité $(k\rho)^{-1}$ est une longueur d'atténuation, soit la distance sur laquelle le flux chute d'un facteur 1/e. La lumière rouge (700nm) s'atténue ainsi sur une distance de $\simeq 1$ m, tandis que la bleue (450nm) le fait sur $\simeq 100$ m. C'est pourquoi tout a déjà une teinte bleuâtre quand on nage à peine à quelques mètres de profondeur sous l'eau.

En réalité l'absorption dans les couches externe des océans est plus rapide que ce qu'on vient de déduire de la Fig. 4.12. La présence de sels ou autres minéraux dissous ou en suspension, de plancton, etc., augmente l'absorptivité, et parfois de manière fortement dépendante de la longueur d'onde, comme dans le cas du plancton. La Figure 4.12 demeure cependant

Table 4.2: Albedo (α) de diverses surfaces naturelles et artificielles

Surface	Valeur typique	Intervalle
Eau profonde+vent	0.1	0.05–0.2
Sol riche (noir, humus)	0.1	0.05–0.15
Sol humide	0.15	0.1–0.2
Sol désetique	0.3	0.2–0.35
Sable mouillé	0.25	0.2–0.3
Sable sec	0.35	0.3–0.4
Végétation verte (courte)	0.17	0.1–0.2
Végétation sèche	0.25	0.2–0.3
Forêt conifères	0.12	0.1–0.15
Forêt feuillus	0.17	0.15–0.25
Forêt tropicale	0.13	
Forêt marécageuse	0.12	
Forêt enneigée	0.25	0.2–0.35
Glace marine (sans neige)	0.3	0.25–0.4
Vieille neige (fondante)	0.5	0.35–0.65
Neige froide	0.7	0.6–0.75
Neige fraiche et sèche	0.8	0.7–0.9
Asphalte	0.07	0.05–0.1
Béton	0.2	0.15–0.35

une approximation raisonnable, certainement aux fins de ce cours... sauf si on s'intéresse spécifiquement au plancton !

4.7 Émission par la surface

Comme tout bon corps noir, la Terre irradie de l'énergie dans l'espace, à un taux proportionnel à la quatrième puissance de sa température, ce qui devrait conduire à un inexorable refroidissement. Heureusement qu'il y a l'irradiance solaire pour maintenir la surface de la Terre à une température n'approchant pas le zéro absolu.

Comme on l'a vu, pour les longueurs d'ondes plus longues que l'ultraviolet, en bonne première approximation la distribution spectrale de l'irradiance solaire ressemble beaucoup à celle d'un corps noir de température $T = 5770\,\mathrm{K}$ (retourner zieuter la Fig. 4.1 au besoin). Le spectre correspondant est porté en graphique sur la Figure 4.13 (trait bleu), ainsi qu'en version "diluée" par un facteur $(R_\odot/\bar{d})^2$ (tirets bleus), donnant alors le flux spectral tel qu'on le mesurerait à l'orbite de la Terre, comme sur la Fig. 4.1. On a vu précédemment (§4.1) que la Terre, considérée comme un corps noir, a une température d'équilibre $T_{\mathrm{eq}} = 287\,\mathrm{K}$. Le spectre corps noir correspondant est tracé en rouge sur la Figure 4.13. Comparant les deux spectres corps noir, on constate que la majorité de l'irradiance solaire est "contenue" dans l'intervalle spectral $300 \leq \lambda \leq 3000\,\mathrm{nm}$, tandis que le spectre d'émission thermique de la Terre se situe dans l'intervalle $3000 \leq \lambda \leq 10^5\,\mathrm{nm}$. En climatologie anglophone on distingue souvent ces deux domaines électromagnériques par les qualificatifs "shortwave" et "longwave", respectivement.

La Figure 4.14 montre une image de l'émission thermique de la Terre, sur son coté nuit. On peut y distinguer, dans le quadrant supérieur droit, les contours de l'Afrique du Nord, de la Péninsule Arabique, et de la Mer Méditétannée, et les plus ferré.e.s en géographie y détecteront également la Corse et la Sardaigne. Les régions en bleu (les plus froides) correspondent à l'émission thermique provenant des couches nuageuses en très haute altitude (donc froides), l'émission codée en rouge représente les régions les plus chaudes, soit prédominemment la surface des océans et les nuages de très basses altitudes, essentiellement à la température du

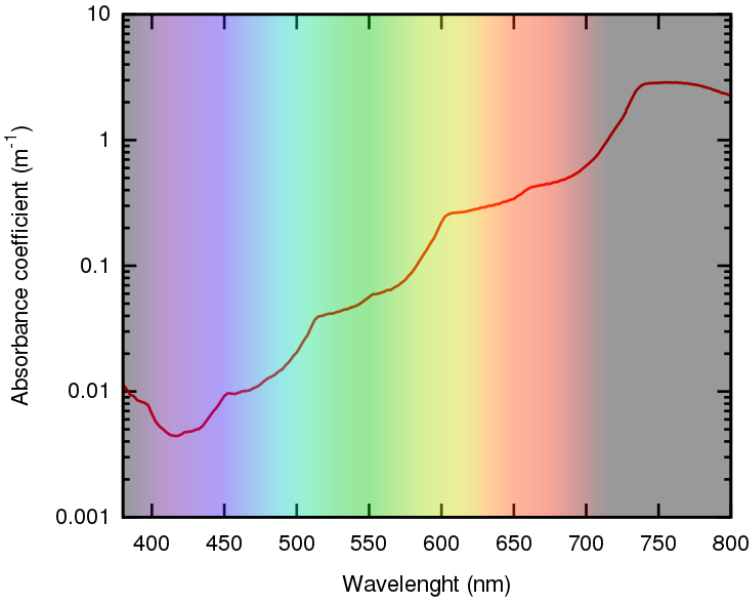

Figure 4.12: Longueur d'atténuation du spectre visible dans l'eau pure à 22°C. Attention, ici la quantité portée en graphique versus la longueur d'onde est le produit $k \times \rho$, dans la notation de la §4.3. Source: Wikipedia Commons CC0 1.0.

sol. On remarque que les régions désertiques comme le Sahara ou l'intérieur de la Péninsule Arabique sont à des températures (codées jaune/vert) plus froides que les océans, ce qui est typique des déserts la nuit, à cause de la très faible humidité de la basse atmosphère dans ces régions.

Dans le visible et l'infrarouge rapproché, l'atmosphère (par temps clair) est pratiquement transparente, tandis que dans l'infrarouge moyen et lointain caractéristique du spectre thermique terrestre, elle est opaque sur de larges bandes de longueurs d'onde. Ceci s'avère à avoir des conséquences importantes sur le bilan énergétique planétaire.

Dans l'infrarouge entre 1 et 100μm, l'absorption par l'atmosphère est dominée par les bandes moléculaires associées aux états quantiques de vibration et rotation. Les niveaux d'énergie associés étant très rapprochés de l'un au suivant, on se retrouve avec un spectre très dense, qui se fusionne en une bande sous l'effet de l'élargissement thermique.

La Figure 4.15 montre la variation de la transmissivité de l'atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde, soit la transmissivité spectrale (t_λ), sur une plage de longueurs d'onde incluant à la fois le pic du spectre solaire et celui de la radiation thermique terrestre. Le trait noir au bas du graphique montre la transmissivité spectrale totale, tandis que les traits colorés montrent la transmissivité spectrale des cinq principaux absorbeurs dans l'infrarouge rapproché et moyen ($700 \leq \lambda \leq 10^4\,\mathrm{nm}$). Ces courbes de transmissivité ont été produites à l'aide du "Planetary Spectrum Generator" de la NASA, avec lequel vous aurez l'occasion de vous amuser en TP. On pourrait être surpris que les principaux constituants atmosphériques, soit les molécules N_2 et O_2, ne se retrouvent pas parmi les principaux absorbeurs. Ultimement ceci est dû au fait que ces molécules ne montrent pas de moment dipolaire électrique même quand elles vibrent, et donc n'ont pas de transitions rotationnelles, et donc pas de bandes vibration+rotation. Les molécules H_2O et O_3, par contre, sont caractérisées par un moment dipolaire, et CO_2 en développe un sous vibration; ces constituants atmosphériques, bien que présents en faible quantités relativement à N_2 et O_2, se retrouvent alors à dominer l'absorption dans l'intervalle $5 \lesssim \lambda \lesssim 50\,\mu$m, où la majorité de la radiation thermique est émise. Plus spécifiquement:

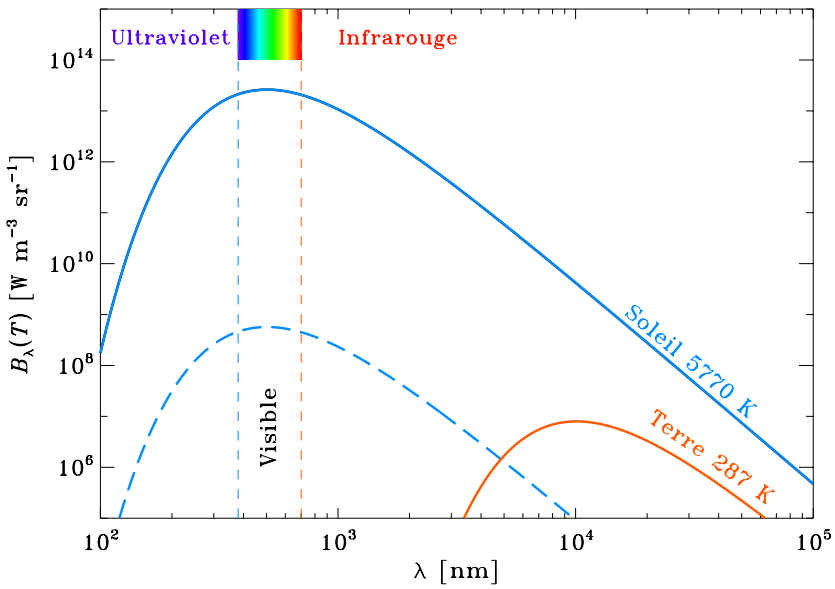

Figure 4.13: Spectres du corps noir pour des température correspondant à la photosphère du Soleil ($T = 5770\,\mathrm{K}$) et à la surface de la Terre ($T = 287\,\mathrm{K}$). Notez l'échelle verticale logarithmique. Le trait en tirets bleus est le spectre solaire reporté à la distance moyenne Terre-Soleil, $\bar{d} = 1\mathrm{UA} = 150 \times 10^6\,\mathrm{km}$.

- Le principal absorbeur dans l'infrarouge est, de loin, la vapeur d'eau (H_2O), avec une bande vibration-rotation à 6.3μm, et une large bande purement rotationnelle au dela de 12μm, dominant l'absorption à $\simeq 20\mu$m et plus;
- Le dioxyde de carbone (CO_2) a une très forte bande de vibration-rotation à $\simeq 15\mu$m, soit au pic de l'émission thermique de l'atmosphère terrestre à 288K.
- Dans l'infrarouge rapproché ($0.7 \lesssim \lambda \lesssim 3\,\mu$m), une séquence de bandes vibration-rotation de H_2O, et à un degré moindre de CO_2, domine l'absorption atmosphérique de l'irradiance solaire.
- L'ozone a une bande d'absorption à 9.3μm, qui bien que relativement mince, tombe dans la "fenêtre" de transmission entre 8 et $12\,\mu$m laissée ouverte par H_2O et CO_2.
- Sous $\simeq 0.3\,\mu$m (300nm), la photodissociation de l'ozone (O_3) domine l'absorption, qui se produit principalement dans la stratosphère.
- Finalement, sous $\simeq 0.2\,\mu$m, la photodissociation de N_2 et O_2 domine l'absorption, qui se produit dans la haute stratosphère et thermosphère (viz. Fig. 3.4).

La transmissivité étant essentiellement une mesure de la probabilité qu'un photon ne soit *pas* absorbé, la transmissivité spectrale totale d'un mélange de diverses expèces chimiques est alors donnée par le *produit* des transmissivités associées à chaque espèce chimique:

$$t_\lambda = \prod_k t_{\lambda,k} \ , \qquad k \equiv [\mathrm{H_2O}, \mathrm{CO_2}, \mathrm{CH_4}, \mathrm{O_3}, \mathrm{N_2O}] \tag{4.35}$$

Cette quantité est tracée en gris au bas de la Fig. 4.15, pour nos cinq espèces chimiques dominant l'absorption atmosphérique dans l'infrarouge; les deux principales différences avec la transmissivité spectrale totale simulée (en noir) sont (1) dans le visible, où le scattering

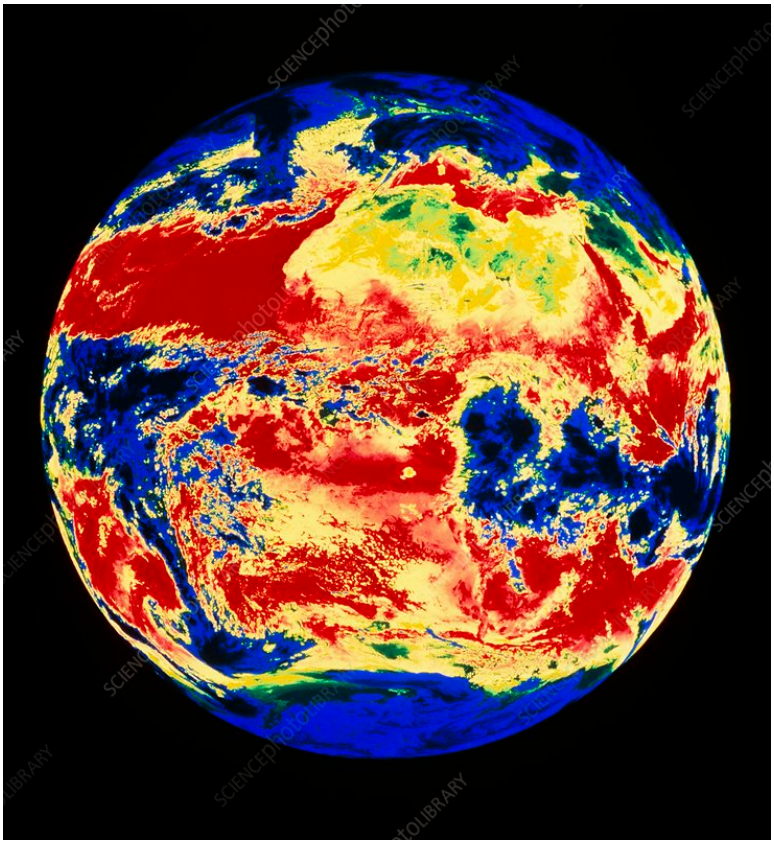

Figure 4.14: Image thermique (infrarouge) du coté nuit de la Terre. Le pôle N (S) est au haut (bas) de l'image. La température augmente du bleu au rouge. Les régions bleues correspondent à l'émission au haut des nuages de haute altitude, et les régions rouges à l'émission des océans et/ou nuages de basse altitude. Source: METEOSAT/`www.sciencephoto.com`.

de Rayleigh (§4.4.1) atténue préférentiellement le coté bleu du spectre électromagnétique dans le visible; ce n'est pas de l'absorption à proprement parler, puisque la radiation est réémise isotropiquement dans le plan perpendiculaire à **E**, à la même longueur d'onde, et donc n'est pas perdue, énergétiquement parlant. (2) Au dela de $\simeq 7\mu$m, l'absorption manquante est due en bonne partie au dimère $H_2O + H_2O$, qui produit un continu d'absorption.

Dénotons par t_λ la transmissivité atmosphérique totale (en noir au bas de la Fig. 4.15) à une longueur d'onde λ; la transmissivité nette dans une bande de longueur d'onde donnée peut se calculer en pondérant t_λ par le spectre corps noir évalué à cette même longueur d'onde, le tout intégré sur ladite bande de longueur d'onde. On peut ainsi calculer la transmissivité nette de l'atmosphère par rapport à l'irradiance solaire dans le visible, et par rapport au spectre thermique terrestre dans l'infrarouge:

$$\langle t \rangle_{\rm Vis} = \int_{0.3\mu{\rm m}}^{0.9\mu{\rm m}} B_\lambda(T=5770) t_\lambda {\rm d}\lambda \Big/ \int_{0.3\mu{\rm m}}^{0.9\mu{\rm m}} B_\lambda(T=5770){\rm d}\lambda \ , \tag{4.36}$$

$$\langle t \rangle_{\rm IR} = \int_{6\mu{\rm m}}^{20\mu{\rm m}} B_\lambda(T=287) t_\lambda {\rm d}\lambda \Big/ \int_{6\mu{\rm m}}^{20\mu{\rm m}} B_\lambda(T=287){\rm d}\lambda \ , \tag{4.37}$$

$$\tag{4.38}$$

Les bornes des deux régimes spectraux correspondent aux intervalles indiqués en bleu et rouge au haut de la Fig. 4.15; pour le profil de transmissivité atmosphérique de la Fig. 4.15, on trouve

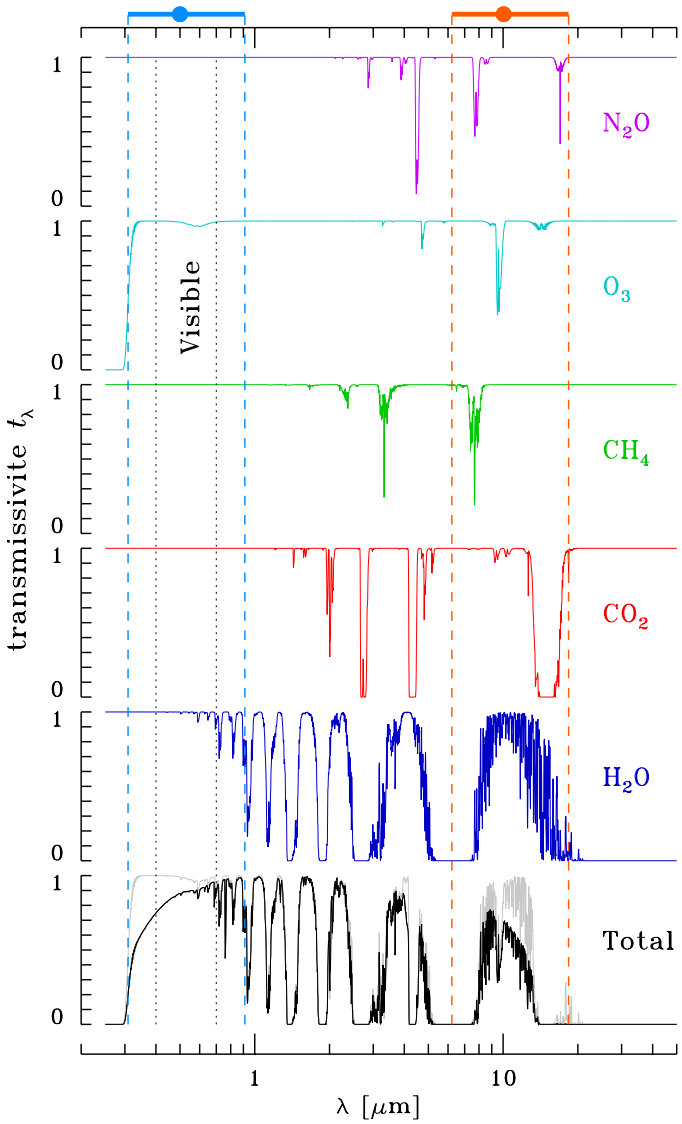

Figure 4.15: Transmissivité atmosphérique spectrale t_λ versus la longueur d'onde, de 200nm (ultraviolet) jusqu'à 50μm (infrarouge lointain). Les transmissivités spectrales associées aux cinq principaux absorbeurs atmosphériques dans l'infrarouge sont portées en graphique individuellement, ainsi que la transmissivité totale (en noir). Les traits et points colorés bleu/rouge le long de l'axe supérieur indiquent le pic du corps noir à $T_{\rm eff} = 5770$ et 287 K, ainsi que la plage de longueurs d'onde correspondante où le $B_\lambda(T)$ est supérieur à 50% de sa valeur maximale. Figure produite à partir de données numériques générées par le Planetary Spectrum Generator (NASA-GSFC), `psg.gsfc.nasa.gov`.

ainsi:

$$\langle t \rangle_{\rm Vis} = 0.84 \ , \qquad \langle t \rangle_{\rm IR} = 0.27 \ . \tag{4.39}$$

Vous aurez l'occasion de vérifier en TP que les valeurs exactes des bornes d'intégration choisies ci-dessus n'influencent pas énormément le résultat final. Par exemple, si se on se limite à l'intervalle spectrale du formellement visible ($0.3 \leq \lambda \leq 0,7\,\mu$m), on trouve $\langle t \rangle_{\rm Vis} = 0.88$.

Bref, le message important: l'atmosphère terrestre est essentiellement transparente au gros de l'irradiance solaire, mais opaque à la radiation thermique terrestre dans l'infrarouge, sauf dans une mince fenêtre spectrale allant de 8 à 12 μm, ...mais centrée sur le pic d'émission thermique ! De plus, cette fenêtre étant bornée par des bandes d'absorption du méthane et du dioxyde de carbone, on peut déjà anticiper l'importance de la contribution de ces constituant atmosphériques pourtant mineurs (voir Tableau 3.1) à l'effet de serre...

4.8 Bilan radiatif global

Nous avons débuté ce chapitre en calculant (§4.1) la température d'équilibre $T_{\rm eq} = 278\,$K pour laquelle une Terre (sans atmosphère et d'albedo nul) demeure à l'équilibre thermique. Il s'agit maintenant de le clore en recalculant $T_{\rm eq}$, cette fois prenant en considération l'effet de l'atmosphère et des sols/océans.

Établissons un bilan énergétique planétaire en utilisant l'approche système RSPF introduite à la §2.4... et apprivoisée au premier TP! La Figure 4.16 en illustre les différentes composantes:

- Nous avons deux réservoirs thermiques: l'atmosphère et les sols/océans, caractérisés par des températures T_a et T_s respectivement;
- Le réservoir sol/océan à une source, soit l'insolation solaire S_0, qui par hypothèse traverse l'atmosphère sans atténuation, mais dont une fraction $(1-\alpha)$ (α étant l'albedo) est réfléchie dans l'espace et donc ne contribue pas à l'insolation au sol;
- Le réservoir "atmosphère" irradie la moitié de son flux thermique ($0.5\sigma T_a^4$) vers l'espace, et l'autre moitié vers le bas, ce qui correspond à un flux entrant $= 0.5\sigma T_a^4$ pour le réservoir sol/océan;
- Le réservoir sol/océan transfère un flux thermique σT_s^4 au réservoir atmosphère.

Il ne nous reste plus qu'à écrire nos équations de bilan. On se limitera ici au régime stationnaire, où le système est globalement à l'équilibre (tous les $\mathrm{d}/\mathrm{d}t = 0$); les flux totaux entrant et sortant de chaque réservoir doivent alors être nuls:

$$\text{Atmosphere} \quad : \quad 0 = \sigma T_s^4 - 2 \times \left(\frac{1}{2}\sigma T_a^4\right) \qquad \rightarrow \qquad T_a = T_s \ , \tag{4.40}$$

$$\text{Sol/Ocean} \quad : \quad 0 = \frac{(1-\alpha)S_0}{4} + \frac{1}{2}\sigma T_a^4 - \sigma T_s^4 \ . \tag{4.41}$$

De ces deux expressions on tire immédiatement:

$$T_{\rm eq} = \left(\frac{(1-\alpha)S_0}{2\sigma}\right)^{1/4} = 304\,\mathrm{K} \ , \tag{4.42}$$

soit 31°C, nettement plus chaud que le −18°C obtenu à la §4.5 en ne prenant en considération que l'effet de l'albedo sur la température d'équilibre. Pas mal trop chaud, en fait, en comparaison avec la température terrestre moyenne mesurée, 14°C. C'est une manifestation de ce très fameux **effet de serre**, ici dans sa forme la plus extrême puisque *toute* la radiation thermique de la surface est supposée être absorbée dans l'atmosphère, ce qui n'est pas le cas avec l'atmosphère terrestre, bien que l'absorption y soit substantielle. Au delà de la simplicité du modèle, introduire un puit thermique supplémentaire, directement du réservoir sol/océan vers

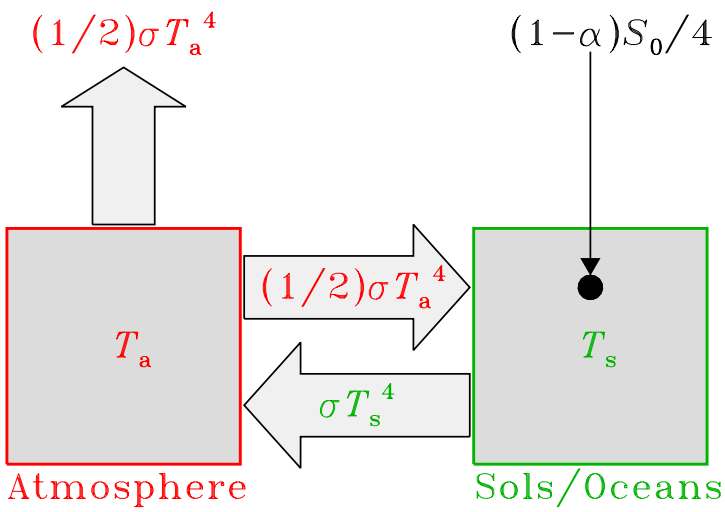

Figure 4.16: Le système Atmosphère+Sols et océans, en représentation Réservoir+Source+Puit+Flux. On suppose que l'atmosphère est complètement transparente à l'irradiance solaire, et complètement opaque à la radiation thermique provenant de la surface. Dans une telle situation l'atmosphère envoie la moitié de sa radiation thermique vers l'espace, et l'autre moitié vers la surface (voir texte).

l'espace, peut nous ramener au 14° observé. Un des problèmes en fin de chapitre vous guide dans cet exercice.

Exercices:

4.1: Considérons encore une fois l'émission électromagnétique du Soleil comme identique à celle d'un corps noir à $T = 5770\,\mathrm{K}$. Calculez l'irradiance attendue au haut de l'atmosphère terrestre.

4.2: Allez fouiner sur internet (ou ailleurs) pour trouver les distances et températures moyennes des planètes Mercure, Vénus, Mars et Jupiter; calculez leur températures d'équilibre, et comparez aux valeurs mesurées. Réfléchissez aux origines possibles des différences, le cas échéant.

4.3: Calculez Q (équation (4.2)) en fonction de l'heure de la journée à la latitude de Montréal le jour de l'équinoxe. Faites le calcul pour une atmosphère complètement transparente. Il pourrait être une bonne idée de commencer par reproduire la Fig. 4.4. Une forme purement sinusoidale représenterait-elle bien la variation de $Q(t)$ entre les lever et coucher du soleil ? Si vous ajustez une forme sinusoidale à votre $Q(t)$ correctement calculé, quelle est l'erreur relative maximale sur l'irradiance au sol et à quelle heure de la journée se produit-elle ?

4.4: Répétez les calculs de l'exercice précédent, mais cette fois en prenant en compte l'atténuation du flux radiatif selon la Loi de Beer (§4.3). Vous pouvez supposer une longueur d'atténuation de 10km.

4.5: Retournez examiner la Figure 4.9. Calculez la réflectivité moyenne d'une gouttelette d'eau sphérique de rayon r, prenant en considération la variation de l'intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence. Mathématiquement, ceci sera décrit par une certaine intégrale de surface... et n'oubliez pas qu'en 3D, il y a ici axisymétrie par rapport à la direction du faisceau incident.

4.6: À partir de l'éq. (4.20), démontrez que le chauffage par absorption est maximal à une profondeur optique $\tau = 1$.

4.7: Calculez la profondeur géométrique correspondant à la profondeur optique $\tau = 1$ d'une colonne d'eau dans l'océan, aux longueurs d'onde λ =400, 500, 600 et 700nm. La Figure 4.12 vous sera très utile dans ce processus.

4.8: On considère une atmosphère sans absorption mais avec forte dispersion (§4.4.2) due à une très force densité d'aérosols produits par des feux de forêt, par exemple. À quelle profondeur optique τ_{tot} l'irradiance diffuse devient-elle égale à l'irradiance transmise? Faites votre calcul pour des angles zénithaux de 30, 45 et 60°. Que devient l'irradiance diffuse dans la limite $\tau_{\text{tot}} \to \infty$?

4.9: La transmissivité de l'atmosphère dans la partie infrarouge du spectre thermique de la Terre est notoirement difficile à calculer *ab initio*, car elle dépend de manière très sensible de la composition de l'atmosphère (contenu en vapeur d'eau, en CO_2, en méthane, etc.) ainsi que de la longueur d'onde (vous vérifierez ça en TP!). Aux fins de cet exercice supposons simplement qu'une fraction t ($0 \leq t \leq 1$) du flux thermique émis au niveau de la surface s'échappe dans l'espace. Modifiez le modèle de la Figure 4.16 pour prendre en considération ce puit supplémentaire, et calculez la valeur de t qui conduit à une température d'équilibre de 14° en surface. Votre valeur de t se compare-t-elle bien à celle obtenue à la fin de la §4.7 ?

4.10: Calculez la température à la surface de la planète Venus, sous l'approximation d'un effet de serre total, tel que décrit par le système de la Figure 4.16. Comparez à la valeur mesurée (viz. exercice # 2).

4.11: Reprenez le modèle stationnaire de calcul de l'effet de serre de la §4.7, mais en y ajoutant une seconde couche atmosphérique élevée, pour représenter la stratosphère. Vous pouvez supposer la stratosphère également totalement transparente à la lumière visible, mais totalement opaque à la radiation themique infrarouge. Votre température au sol se retrouve-t-elle plus petite ou plus grande que sans cette couche stratosphérique ?

Bibliographie:

Pour plus de détails (et données) sur le spectre solaire, voir par exemple:

`sunclimate.gsfc.nasa.gov/ssi-reference-spectra`

Sur la TSI et toutes les subtilités associées à la production du composite de la Fig. 4.2, voir:

`http://spot.colorado.edu/~koppg/TSI`

Bien que sujettes à plusieurs élaborations de mon cru, les §4.2 et 4.3 sont fortement inspirées de la présentation de ces sujets faites aux sections 2.7 et 3.6 de l'ouvrage de Hartmann cité en bibliographie à la fin du chapitre 1.

La section 4.4.2 s'inspire quant à elle de la §5.3.4 de Monteith & Unsworth, qui présente deux séries de mesures, en format équivalent à la Fig. 4.8, et qui s'y collent très bien. La §4.4.3 est basée en partie sur la §3.9 de Hartmann, qui présente aussi des mesures et calcul d'albedo et absorptivité pour des nuages prototypiques.