

# Physique de l'atmosphère

COURS2

BILAN RADIATIF

ENSEM

B. Legras, [legras@lmd.ens.fr](mailto:legras@lmd.ens.fr), <http://www.lmd.ens.fr/legras>

## I Introduction

II Interactions du rayonnement avec la matière

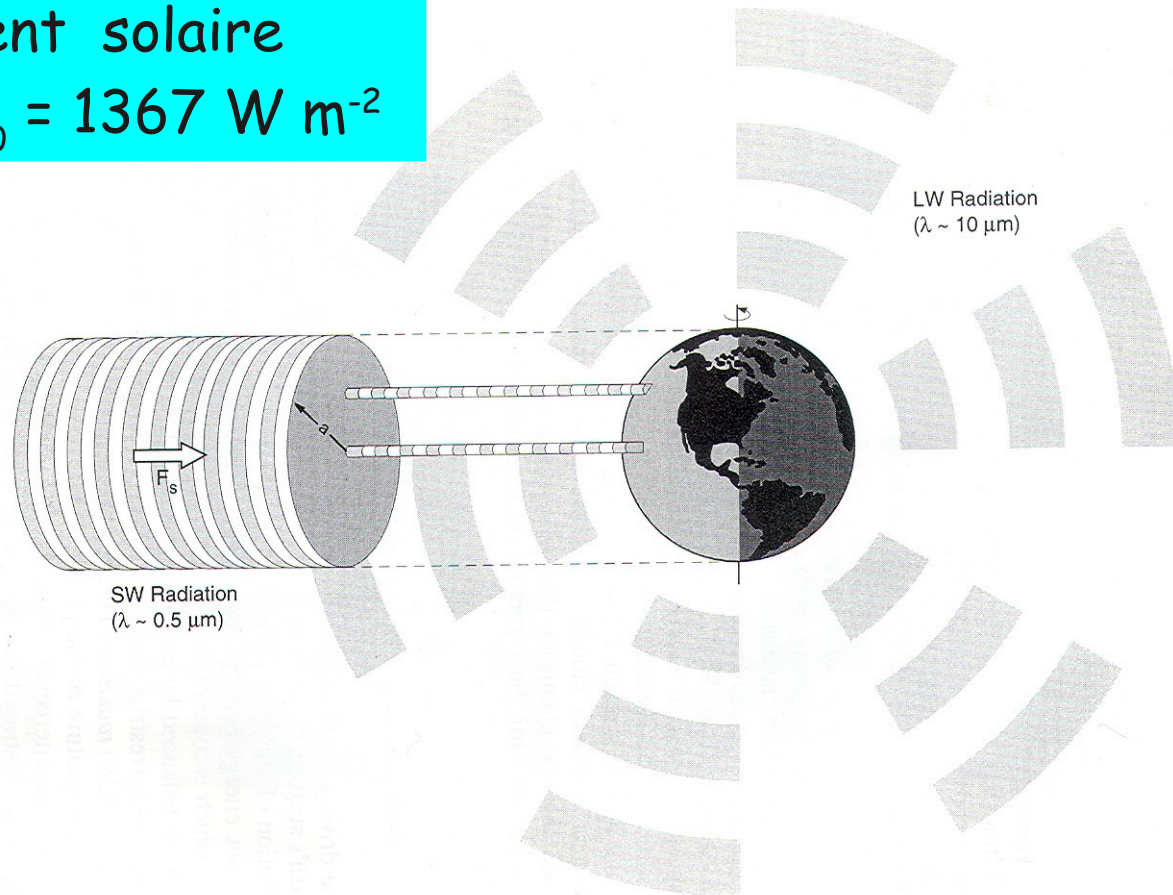
III Le bilan radiatif de la Terre

IV Effet de serre

V Climatologie du bilan radiatif

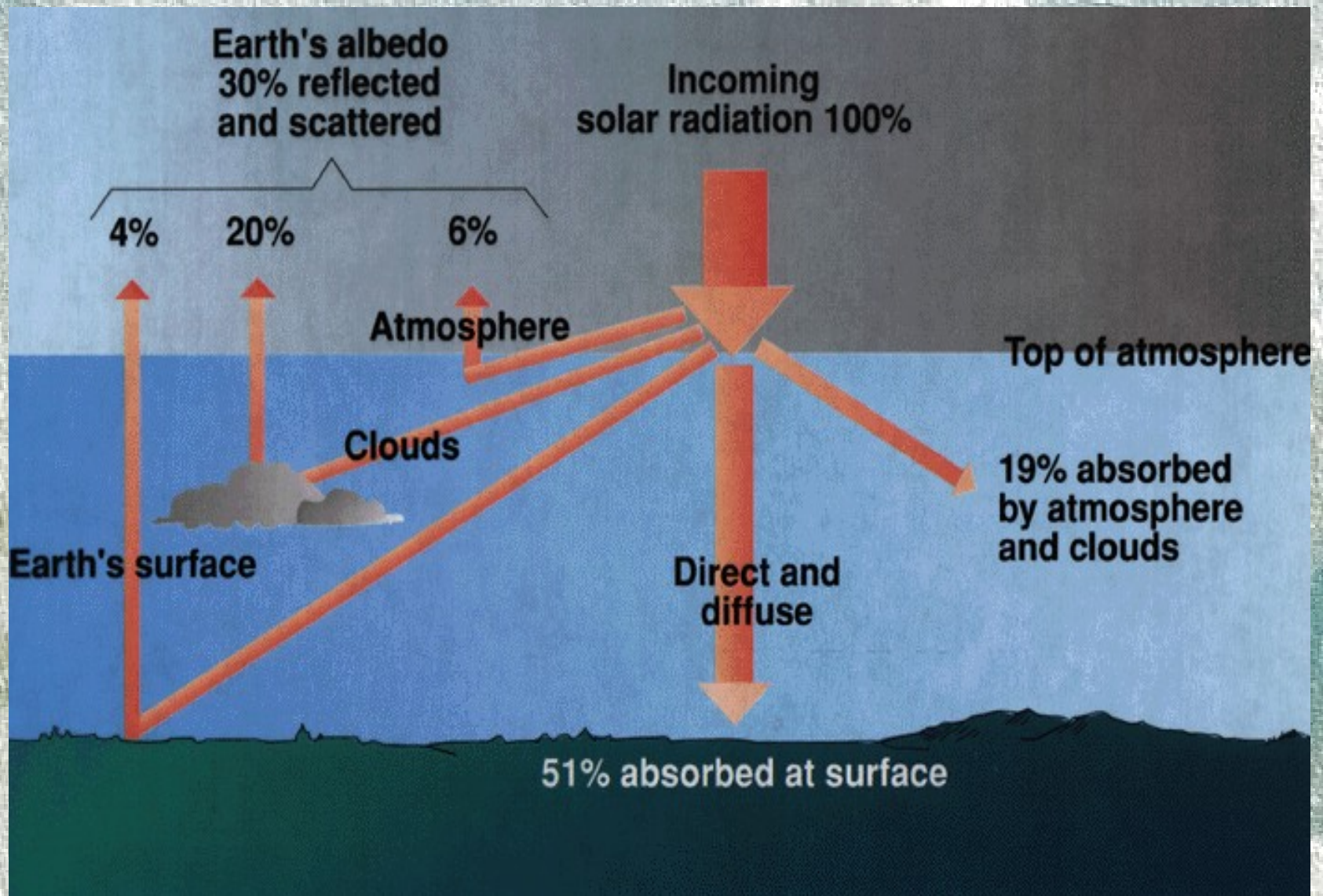
## I.1 Flux solaire incident et rayonnement terrestre sortant

Rayonnement solaire  
incident  $S_0 = 1367 \text{ W m}^{-2}$



La Terre éclairée par le Soleil et renvoyant  
l'énergie dans l'espace.

## I.2 Bilan du rayonnement incident sur la Terre



I Introduction

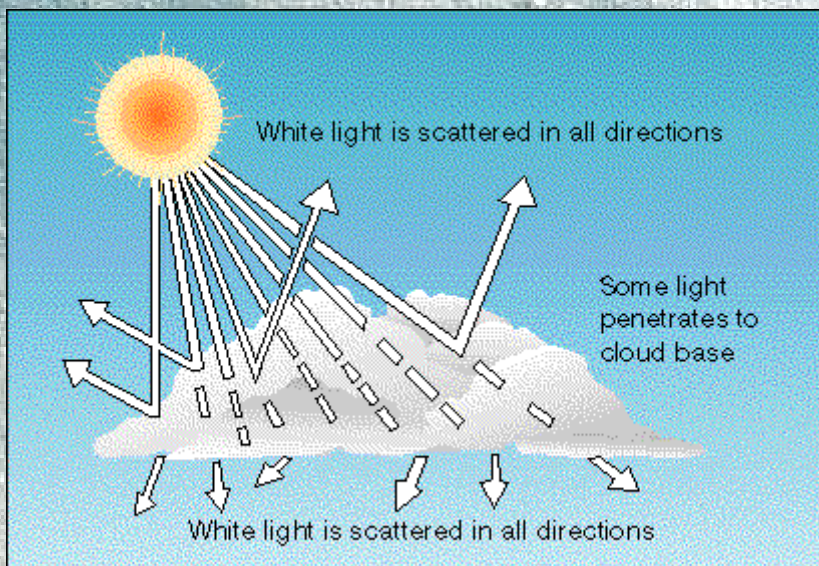
II Interactions du rayonnement avec la matière

III Absorption par les gaz. CO<sub>2</sub>

IV Effet de serre

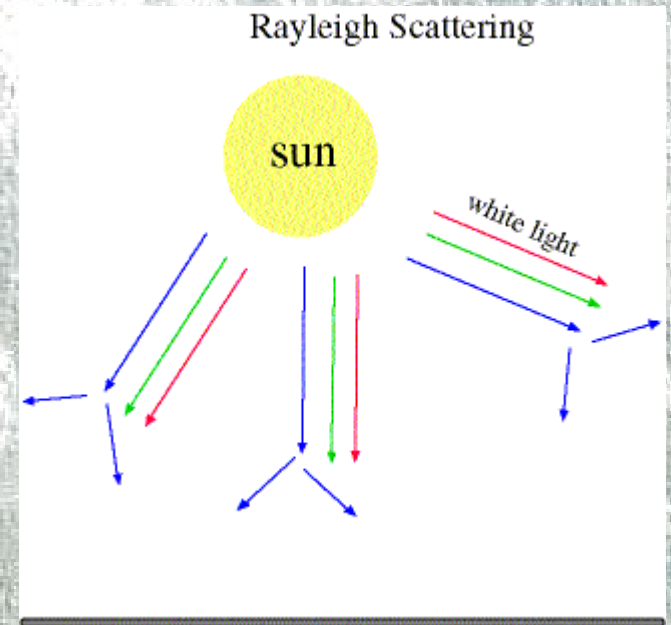
V Climatologie du bilan radiatif

VI Effet des nuages



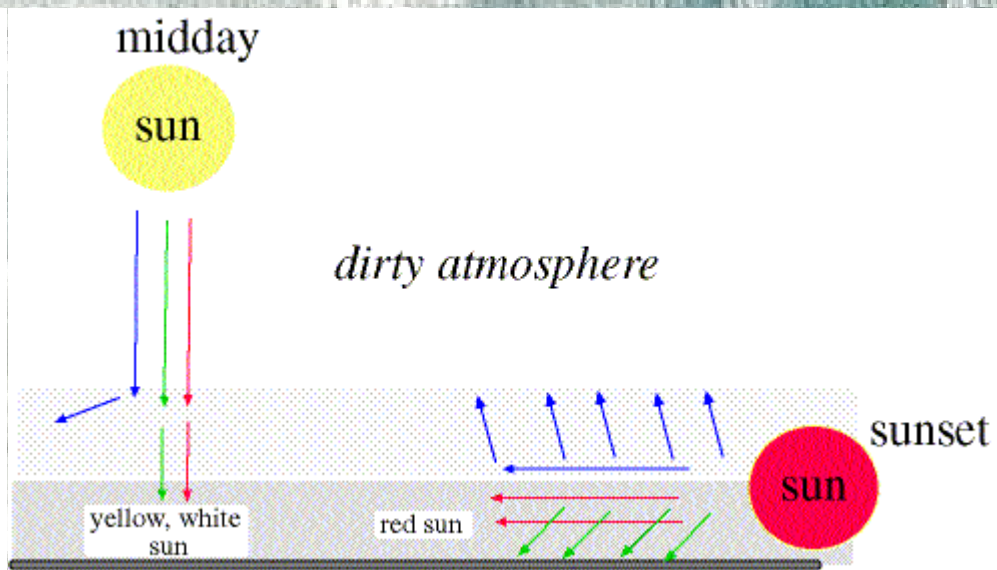
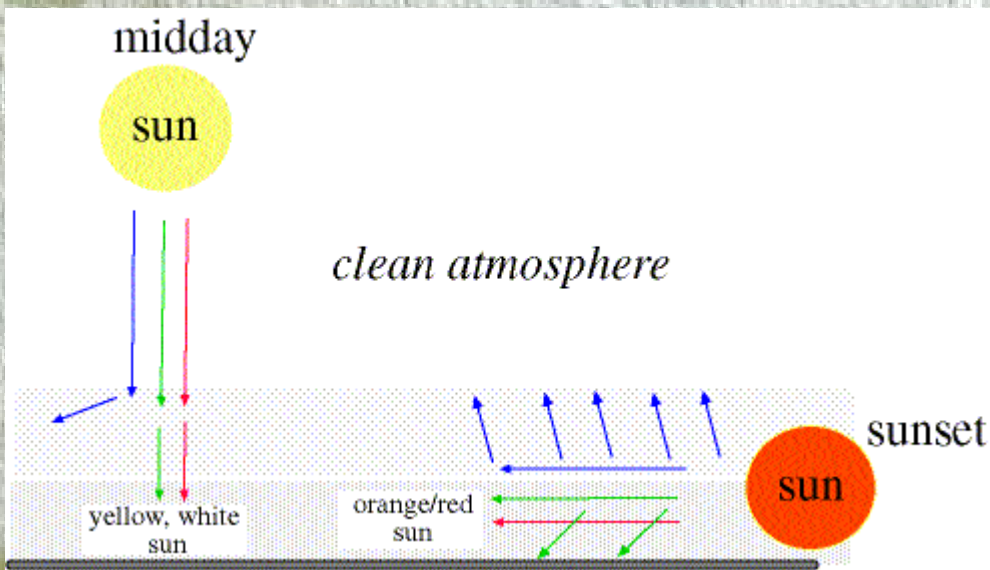
© 1998 Wadsworth Publishing Company/ITP

Diffusion de Lorenz-Mie pour les grosses particules (goutellettes) telles que  $a > \lambda$ .  
 La puissance diffusée est indépendante de  $\lambda$ .  
 ( $a$ : taille des particules diffusantes)



Diffusion de Rayleigh pour les petites particules (molécules de gaz) telles que  $a \ll \lambda$ .  
 La puissance diffusée varie  $\sim 1/\lambda^4$

## Effets de diffusion de la lumière solaire



## Principes physiques fondamentaux

L'interaction du rayonnement avec la matière provient du fait que la matière est composée de particules chargées en mouvement.

La théorie classique de l'électromagnétisme indique que toute particule chargée en mouvement accéléré émet ou absorbe du rayonnement. La théorie quantique indique que les particules émettent ou absorbent au cours de transitions entre états.

L'agitation thermique résultant du mouvement des molécules et de leur vibrations internes (comptabilisées dans  $C_p$ ), elle se traduit aussi sous forme de rayonnement.

# LOI DU CORPS NOIR

La loi du corps noir a été établie par Planck à partir de l'observation des propriétés radiatives de la matière portée à haute température. Cette loi a nécessité l'hypothèse que la matière ne peut absorber ou émettre du rayonnement à fréquence  $\nu$  que par quantas  $h\nu$ .

Pour Planck, cette hypothèse n'était qu'un artifice de calcul. Einstein en 1905 démontra qu'elle avait une réalité physique en expliquant grâce à elle l'effet photoélectrique, démontrant la dualité onde-corpuscule de la lumière.

Dans l'hypothèse de Planck, le corps noir parfait est capable d'absorber de manière parfaite tout rayonnement incident quel que soit sa fréquence.

La théorie quantique enseigne que les états de la matière sont quantifiés et que les photons absorbés ou émis sont associés à des transitions entre ces états. Un corps réel est absorbant et émetteur pour un certain nombre (éventuellement très grand) de fréquences et de raies associées qui couvrent un certain domaine spectral. Lorsqu'un grand nombre d'atomes sont couplés, certains niveaux d'énergie (correspondant aux orbites électroniques les plus éloignées du noyau) deviennent continus sur un intervalle. D'autres effets (collision, Doppler) élargissent les raies. Ceci permet de remplir l'espace des fréquences et d'observer la loi du corps noir.

La loi de Kirchhoff indique qu'un corps est capable d'émettre de la lumière dans la même proportion où il peut l'absorber.



# I Lois du corps noir à une température $T$

## a) Loi de Planck

Radiance monochromatique par unité d'angle solide et par unité de surface pour un corps noir

$$\text{émissivité } B_{\lambda}(T) d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5 [\exp \frac{ch}{k\lambda T} - 1]} d\lambda$$

$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$  constante de Planck

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  constante de Boltzmann

## b) Loi de Stefan

$$B(T) = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda = \frac{\sigma}{\pi} T^4$$

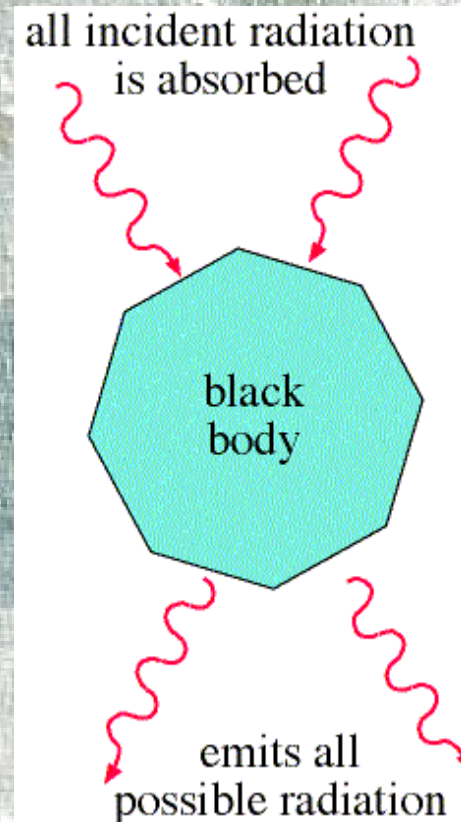
$$\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2}$$

En intégrant sur une demi-sphère d'angle solide

$$\begin{aligned} \iint B(T) \cos \theta d\omega &= \\ \iint B(T) \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi &= \\ \pi B(T) &= \sigma T^4 \end{aligned}$$

La loi du corps noir est valable pour un corps en équilibre thermodynamique:

- Au sens de la physique statistique, le macroétat qui maximise le nombre de microétats (entropie)
- Un état macroscopique qui, compte-tenu des contraintes extérieures fixées, n'évolue pas spontanément.
- Contre-exemple: le laser



### c) Loi de Wien

$$\lambda_{max} T = A = 2898 \mu m K$$

surface de la Terre	$T = 288K$	$\lambda_{max} = 9,9 \mu m$
sommet de la troposphère	$T = 255K$	$\lambda_{max} = 11,3 \mu m$
surface du Soleil	$T = 6110K$	$\lambda_{max} = 0,47 \mu m$

## II Loi de Kirchhoff pour les corps réels

$a_\lambda$  absorption, propriété caractéristique du corps

Pour tout corps à l'équilibre thermodynamique, l'émissivité est

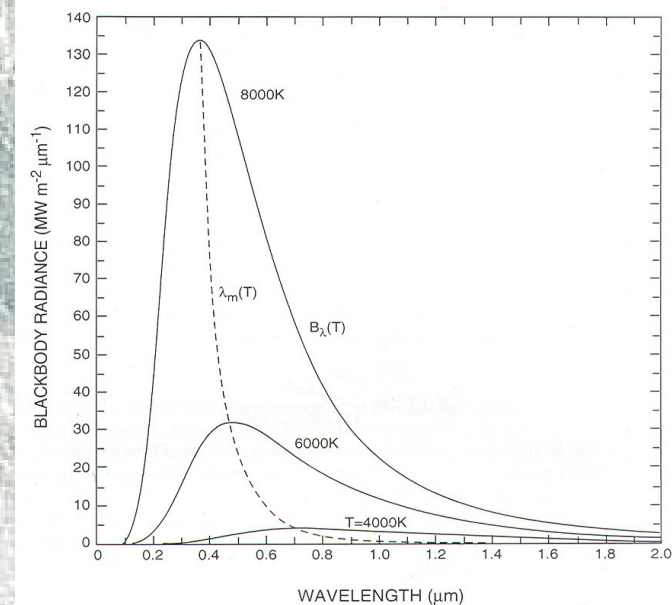
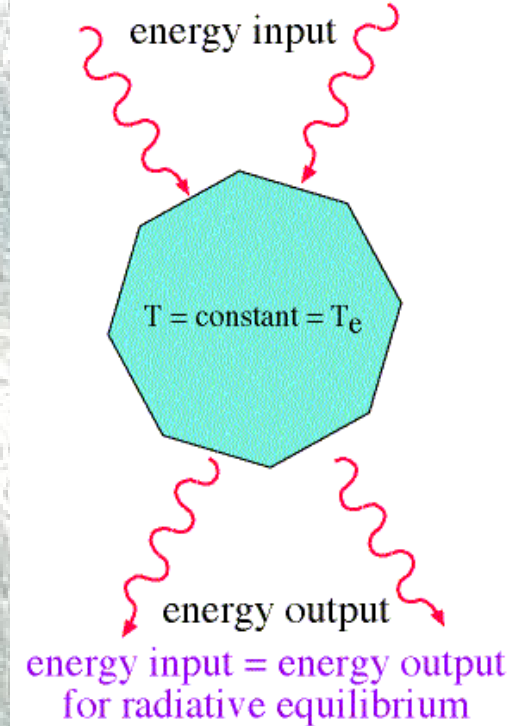
$$I_\lambda(T) = a_\lambda B_\lambda(T)$$

Pour un corps noir  $a_\lambda = 1$  et  $I_\lambda(T) = B_\lambda(T)$

Pour un corps réel  $a_\lambda < 1$  et  $I_\lambda(T) < B_\lambda(T)$

**Tout absorbant sélectif est un émetteur sélectif**

**L'émission à une certaine température est déterminée séparément par les propriétés du corps décrites par  $a_\lambda$  et la température  $B_\lambda(T)$**



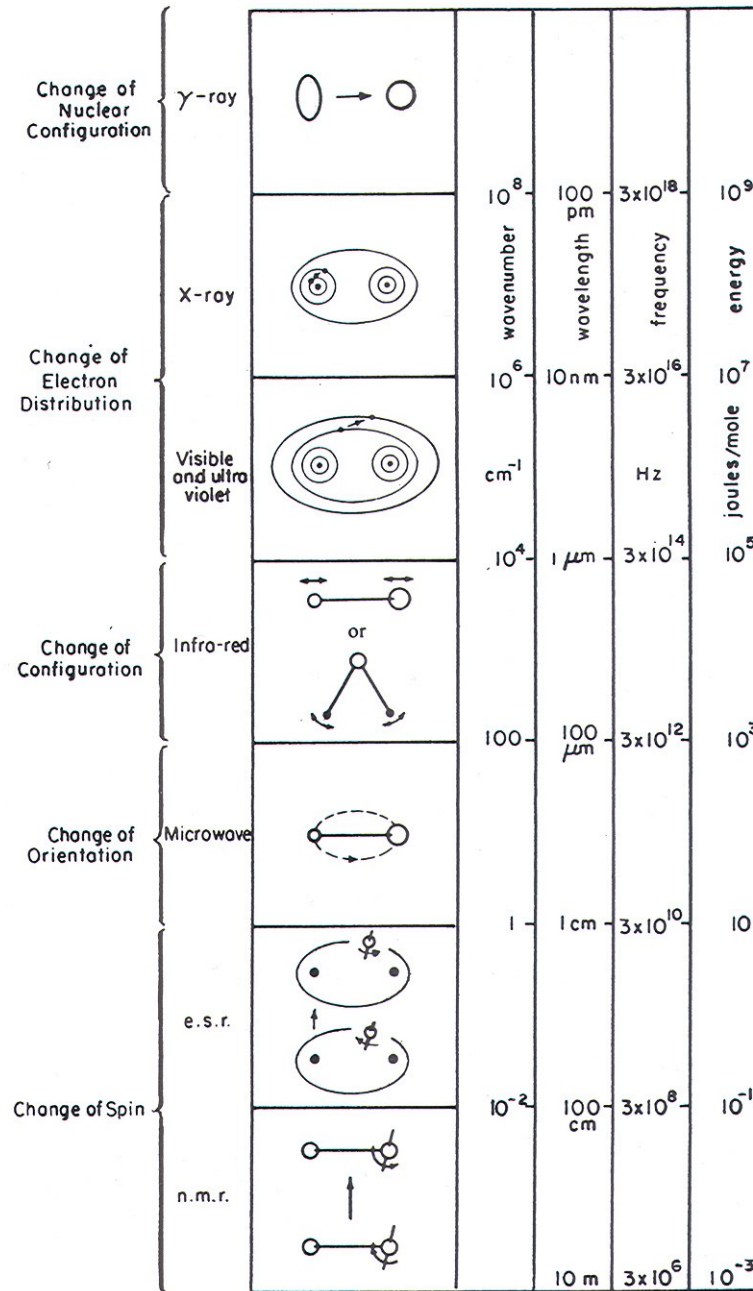
# Contributions des modes de vibration moléculaire au spectre électromagnétique

Photodissociation  
ionisation  
Transition électronique

Vibration et rotation  $\lambda > 0.7 \mu\text{m}$

Rotation pour  $\lambda > 20 \mu\text{m}$

Inversion du spin



Dans les domaines UV jusqu'aux micro-ondes:

Les longueurs d'onde plus petites (hautes fréquences) interagissent avec les particules plus légères (électrons).

Les plus basses fréquences interagissent avec la structure moléculaire (vibration, rotation).

I Introduction

II Interactions du rayonnement avec la matière

III Absorption par les gaz. CO<sub>2</sub>

IV Effet de serre

V Climatologie du bilan radiatif

# Modes de vibration-rotation de la molécule de H<sub>2</sub>O

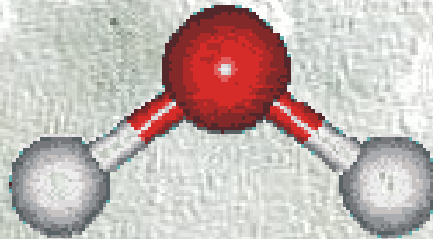
2.73  $\mu\text{m}$



$\nu_1$

symmetric stretch

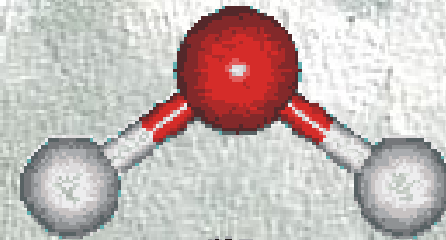
2.65  $\mu\text{m}$



$\nu_3$

asymmetric stretch

6.27  $\mu\text{m}$

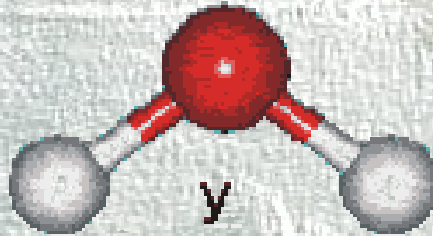


$\nu_2$

bend



x



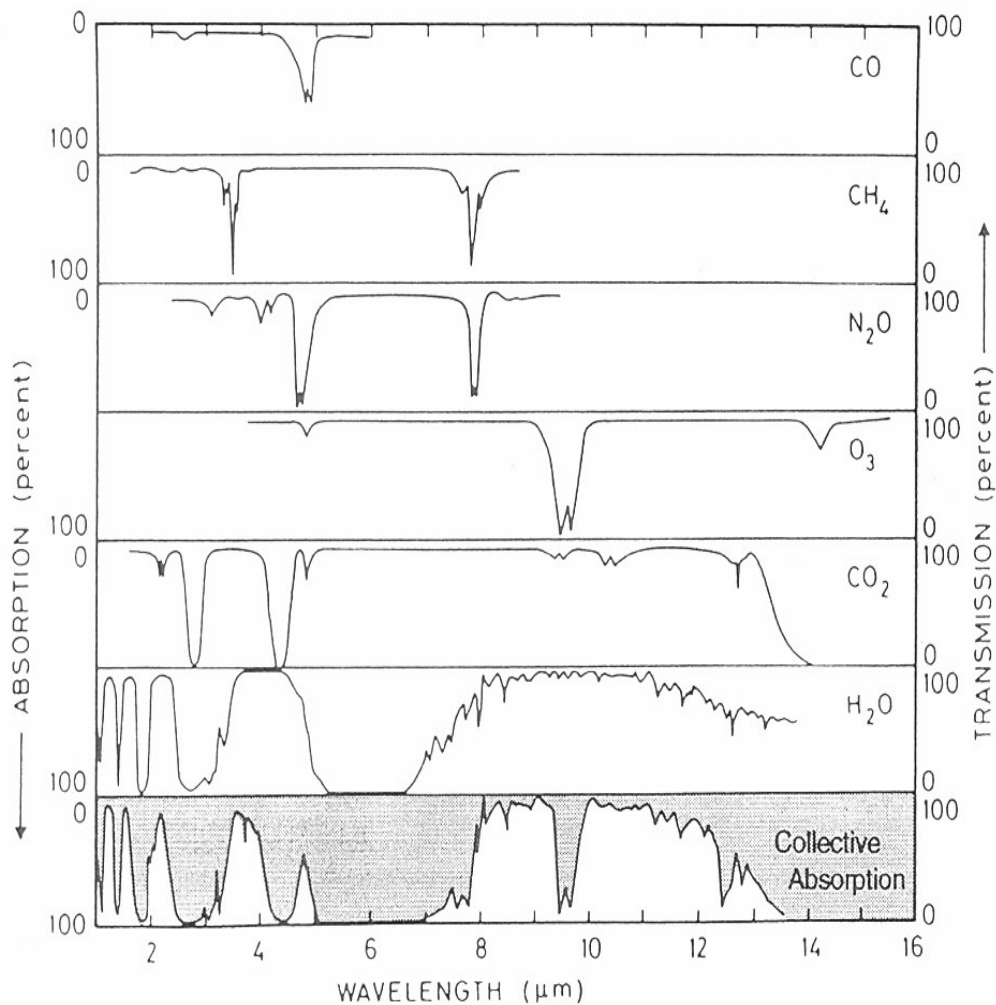
y



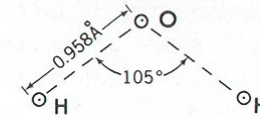
z

librations

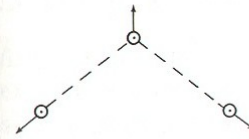
Yield to many transitions and hence many absorption lines all over the spectrum



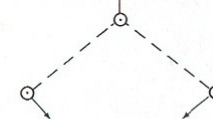
Water vapor molecule



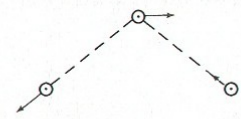
Vibratory states



Symmetric band stretching  
 $\nu_1 = 3657 \text{ cm}^{-1} = 2.73 \mu\text{m}$

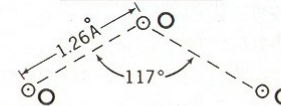


Bending  
 $\nu_2 = 1595 \text{ cm}^{-1} = 6.25 \mu\text{m}$

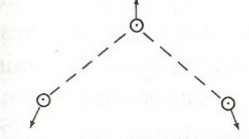


Asymmetric band stretching  
 $\nu_3 = 3756 \text{ cm}^{-1} = 2.66 \mu\text{m}$

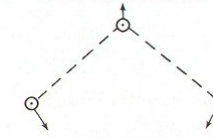
Ozone molecule



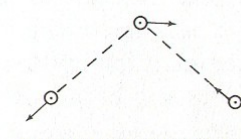
Vibratory states



Symmetric band stretching  
 $\nu_1 = 1110 \text{ cm}^{-1} = 9.0 \mu\text{m}$

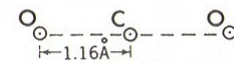


Bending  
 $\nu_2 = 701 \text{ cm}^{-1} = 14.3 \mu\text{m}$

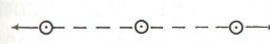


Asymmetric band stretching  
 $\nu_3 = 1045 \text{ cm}^{-1} = 9.6 \mu\text{m}$

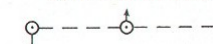
Carbon dioxide molecule



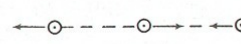
Vibratory states



Symmetric band stretching  
 No band



Bending  
 $\nu_2 = 667 \text{ cm}^{-1} = 15 \mu\text{m}$

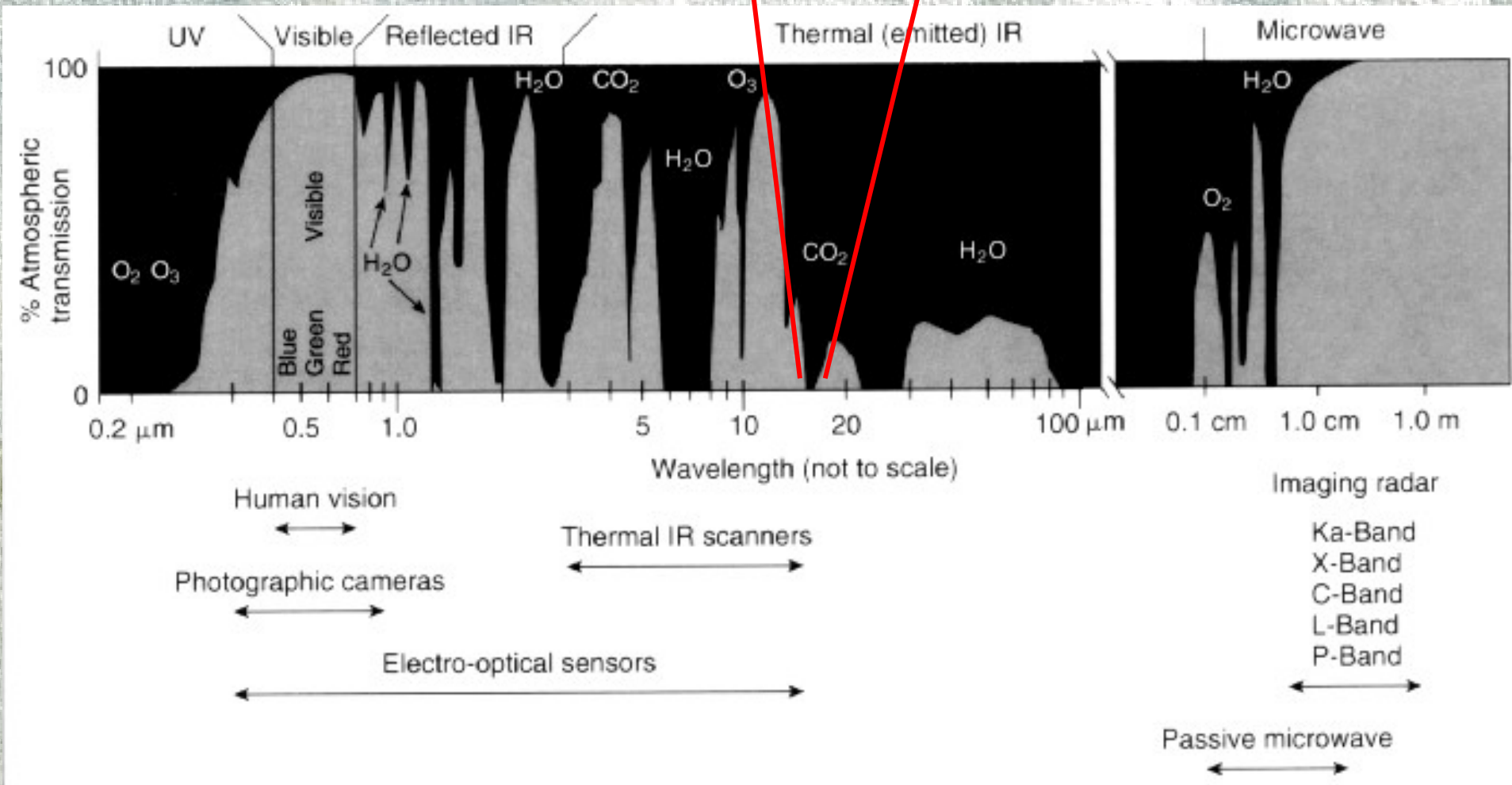
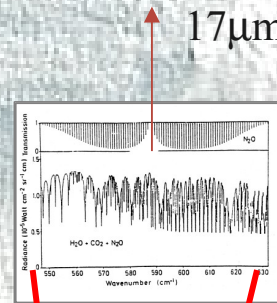


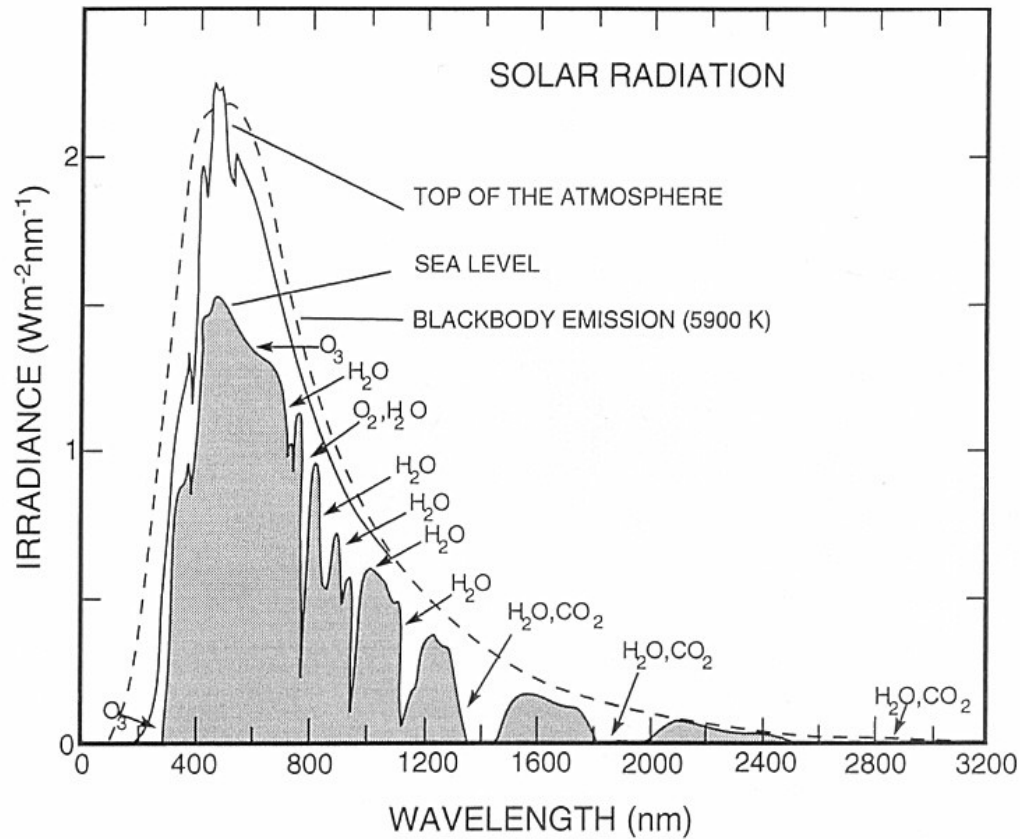
Asymmetric band stretching  
 $\nu_3 = 2349 \text{ cm}^{-1} = 4.3 \mu\text{m}$

Absorption par les molécules présentes dans l'atmosphère

Transmission = 1 - Absorption

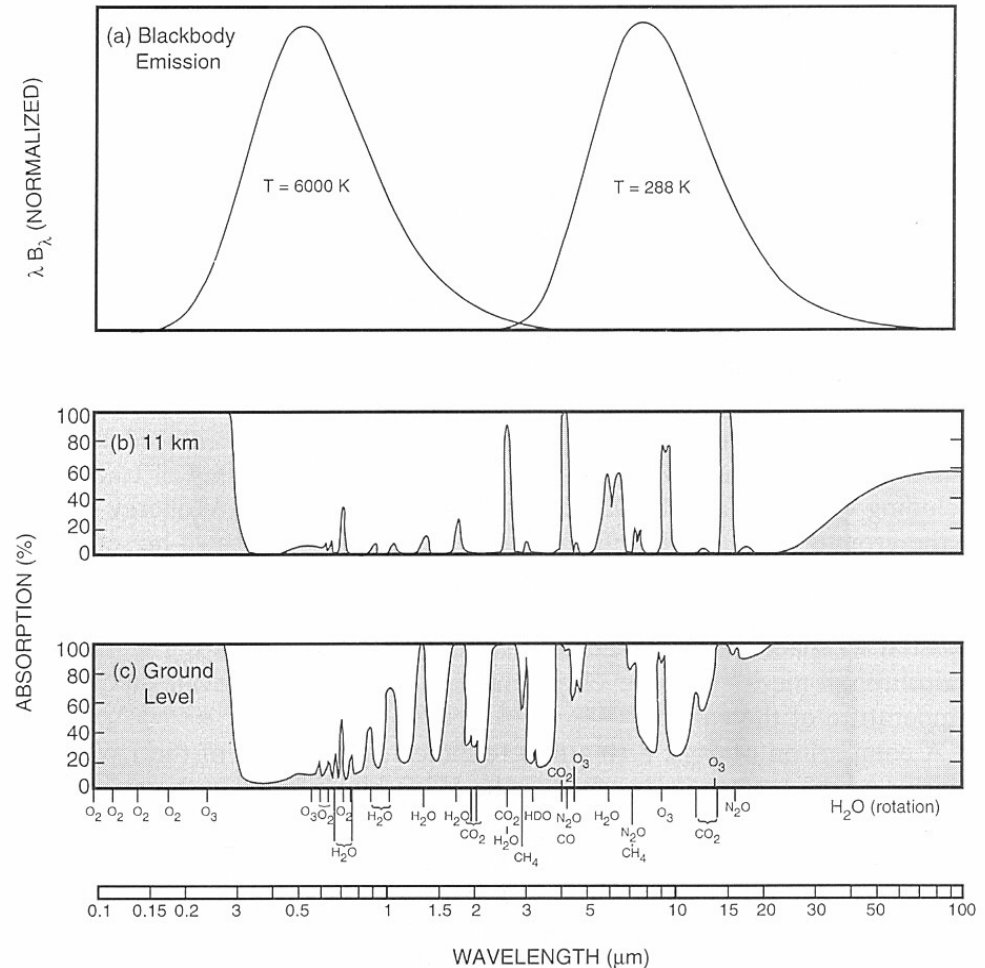
Les bandes d'absorption sont composées d'une multitude de raies.





# Absorption de l'atmosphère et comparaison des spectres du corps noir terrestre et solaire

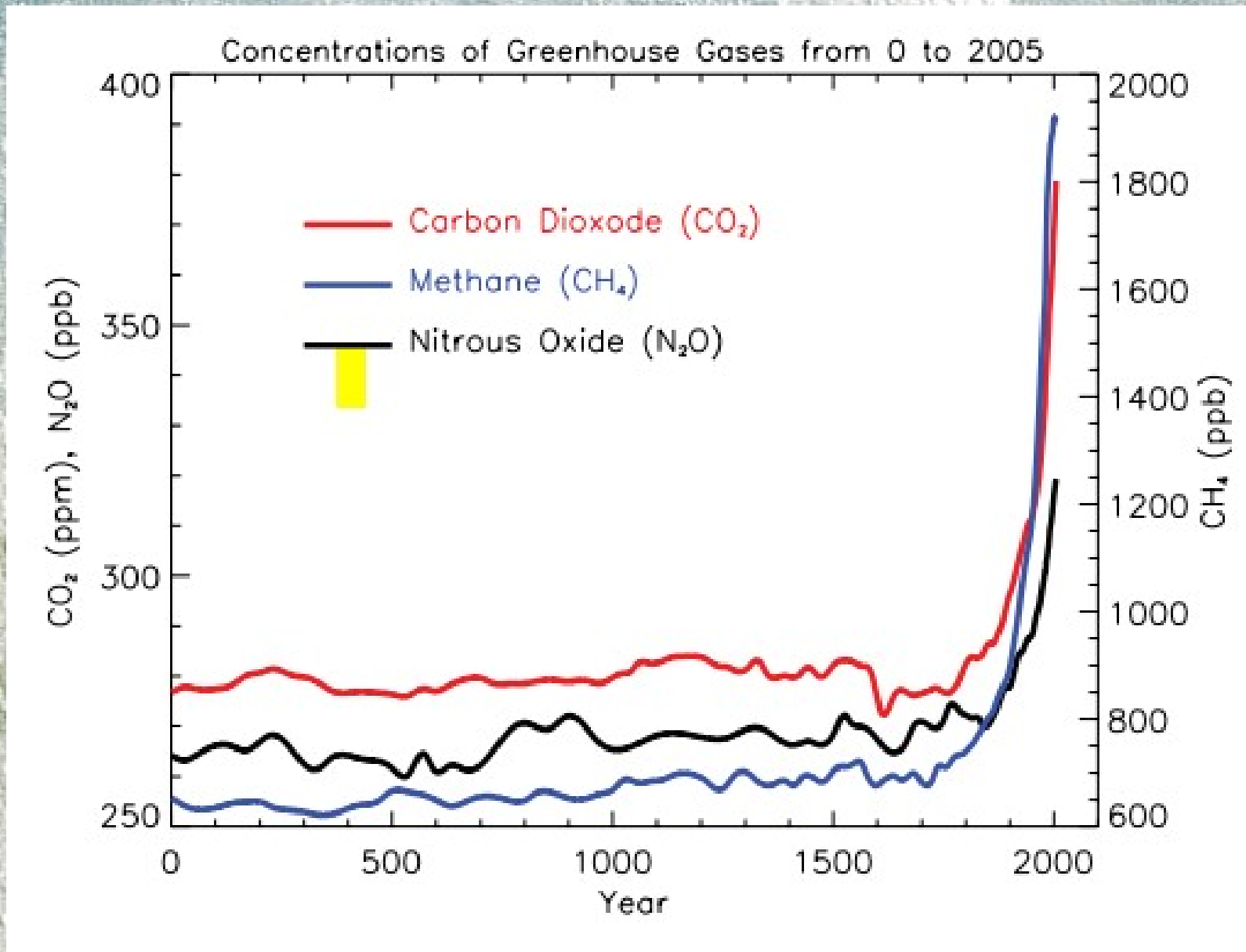
- domaines spectraux disjoints
- l'atmosphère est transparente pour une bonne part du rayonnement visible, fenêtre vers 10  $\mu\text{m}$  dans l'IR en l'absence de nuages



## Spectre solaire au sol

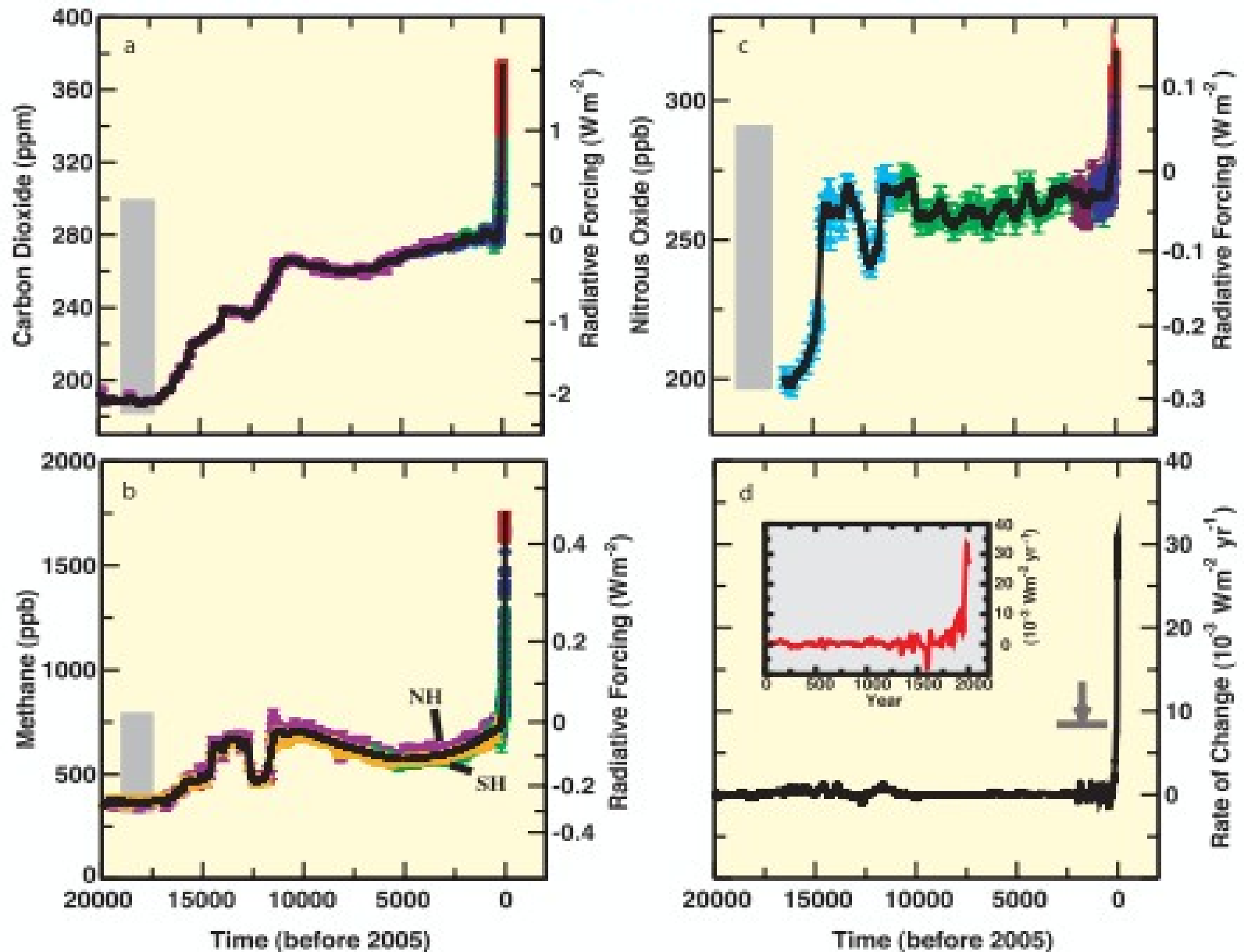


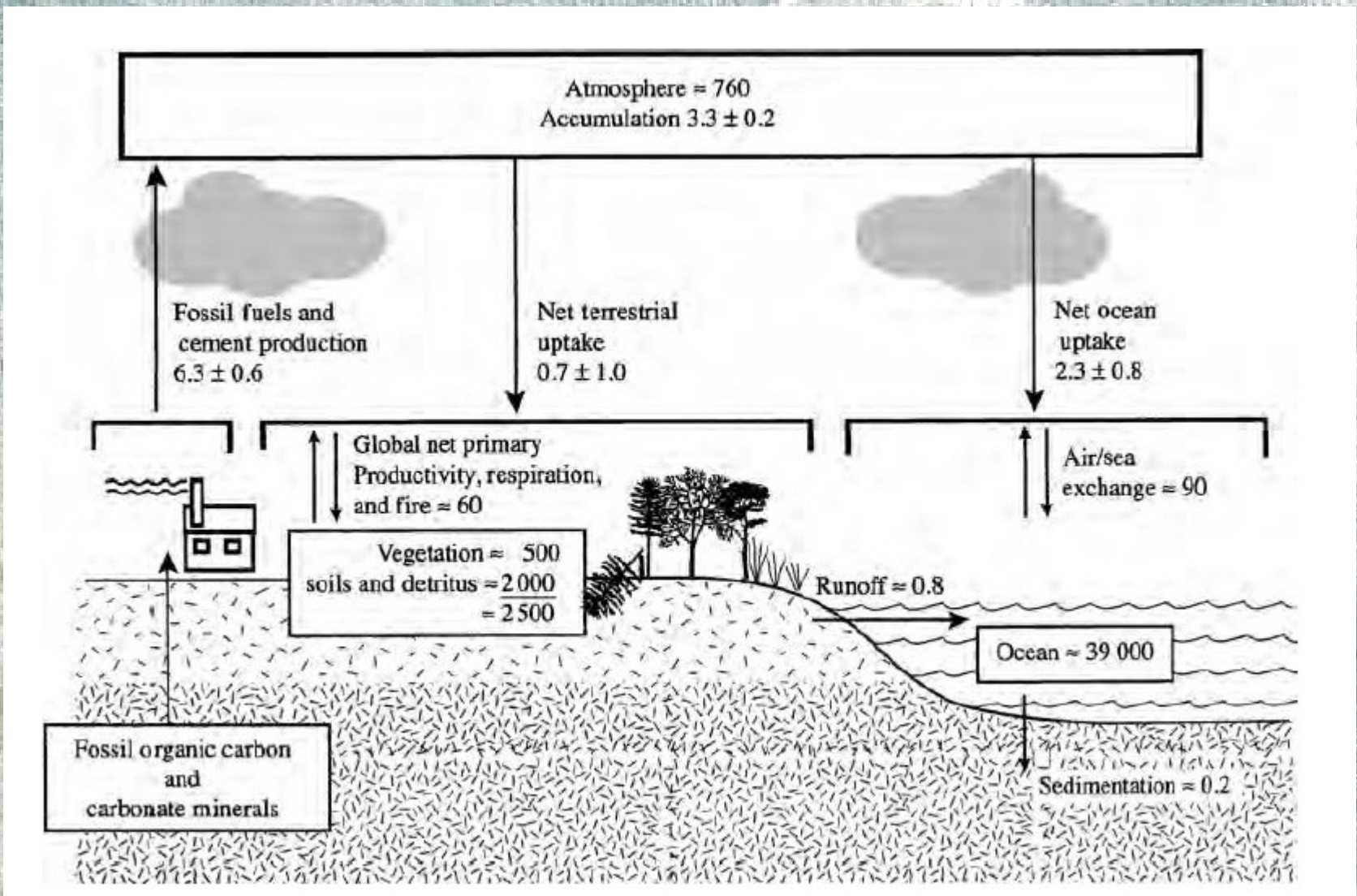
## Augmentation des gaz à effet de serre



L'origine anthropique de ces variations ne fait pas de doutes

## CHANGES IN GREENHOUSE GASES FROM ICE CORE AND MODERN DATA





## Echanges de carbone

Houghton, 2004

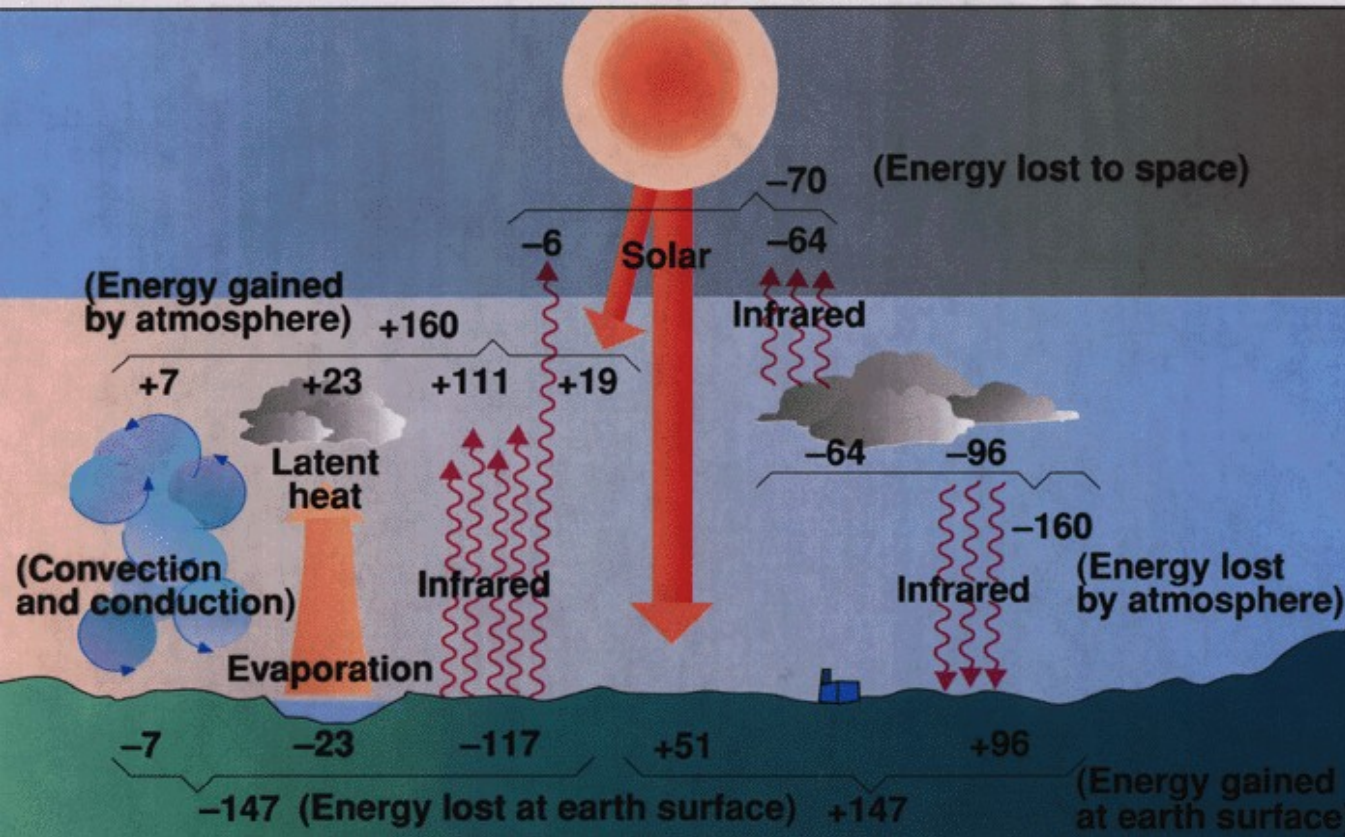
I Introduction

II Interactions du rayonnement avec la matière

III Absorption par les gaz. CO<sub>2</sub>

IV Effet de serre

V Climatologie du bilan radiatif



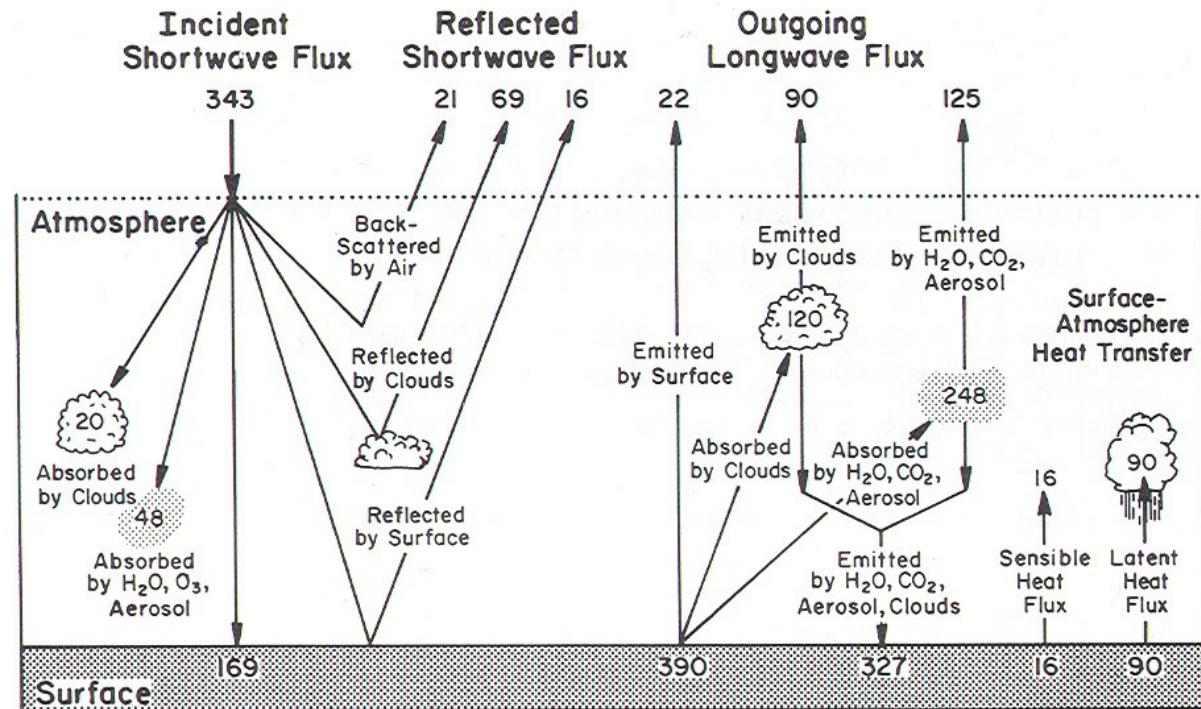
(en %)

## Bilan radiatif global

Rayonnement incident dans le visible  
 Rayonnement émis dans l'IR

21

(en  $\text{W/m}^2$ )



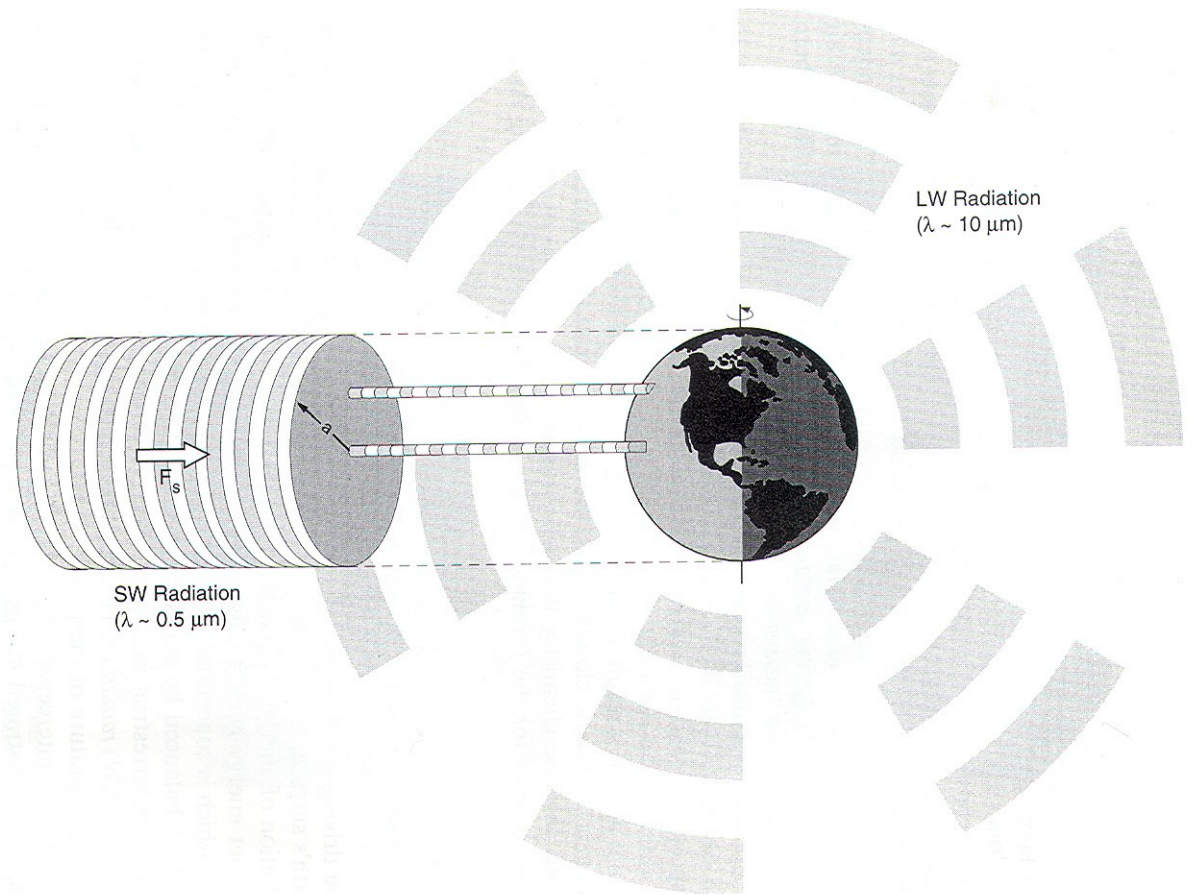
En l'absence  
d'effet de serre

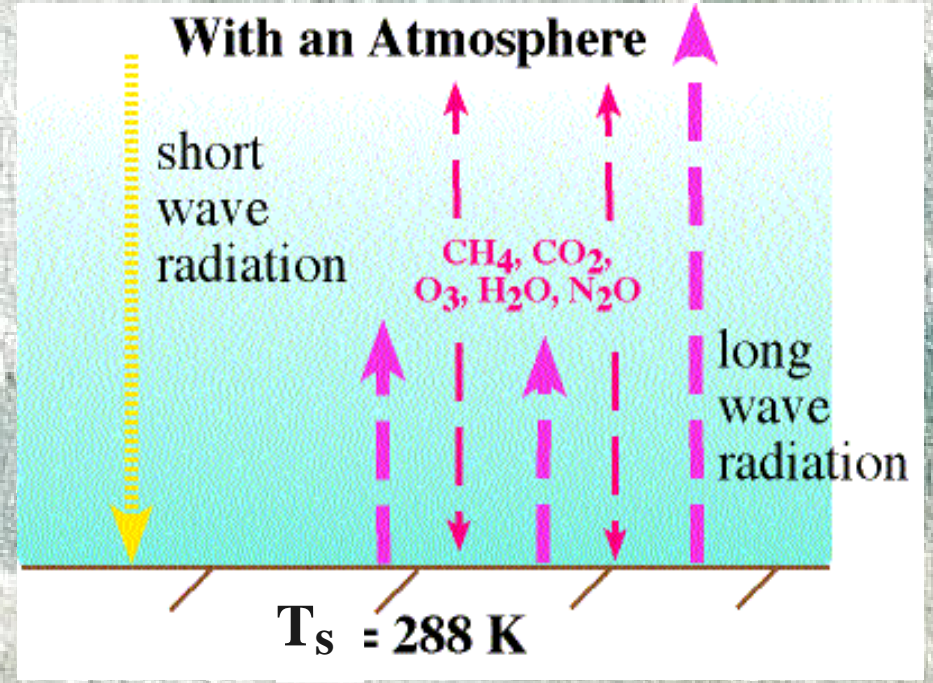
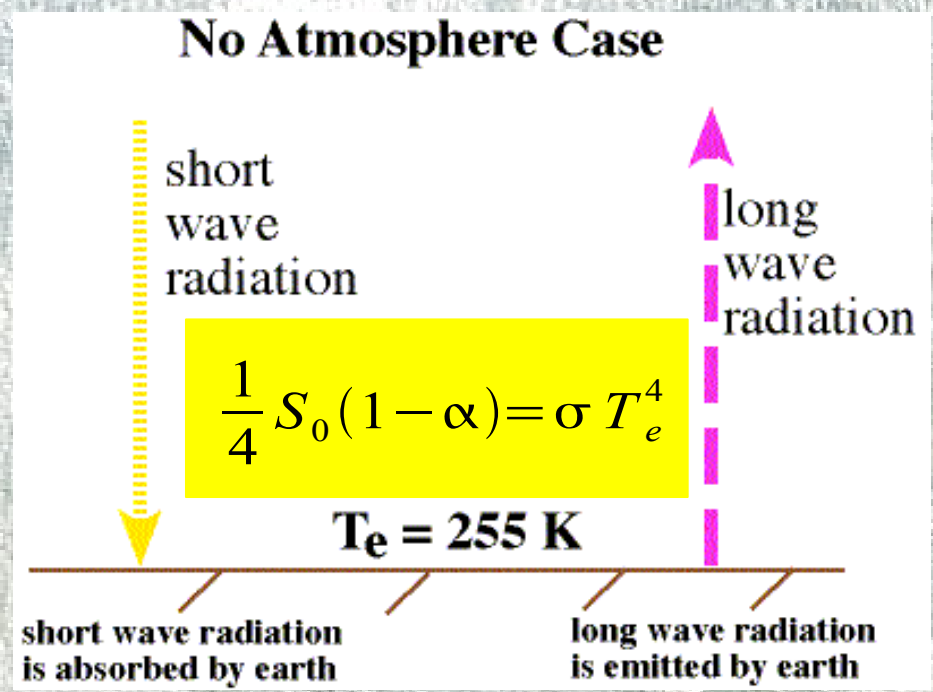
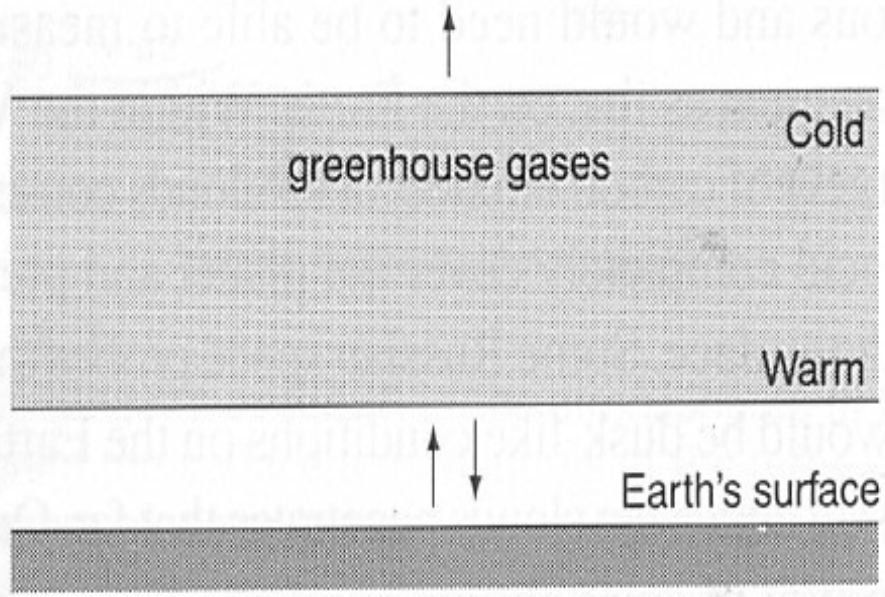
Albédo  $\alpha = 0,3$

$$\frac{1}{4} S_0 (1 - \alpha) = \sigma T_e^4$$

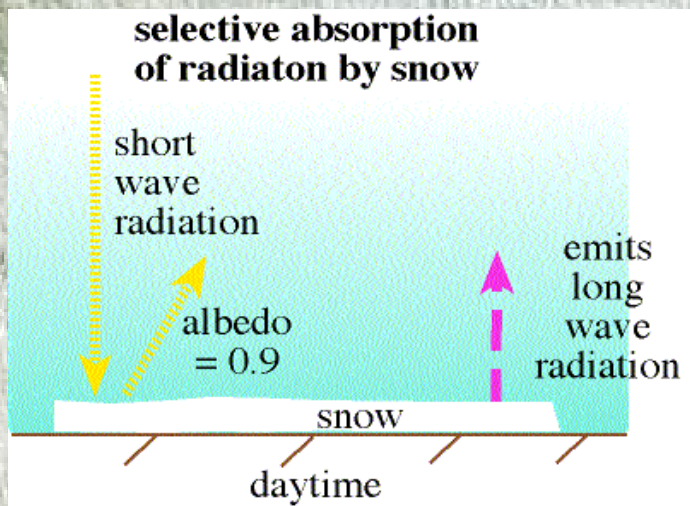
Température de la surface  $T_e = 255 \text{ K}$

Rayonnement solaire  
incident  $S_0 = 1367 \text{ W m}^{-2}$

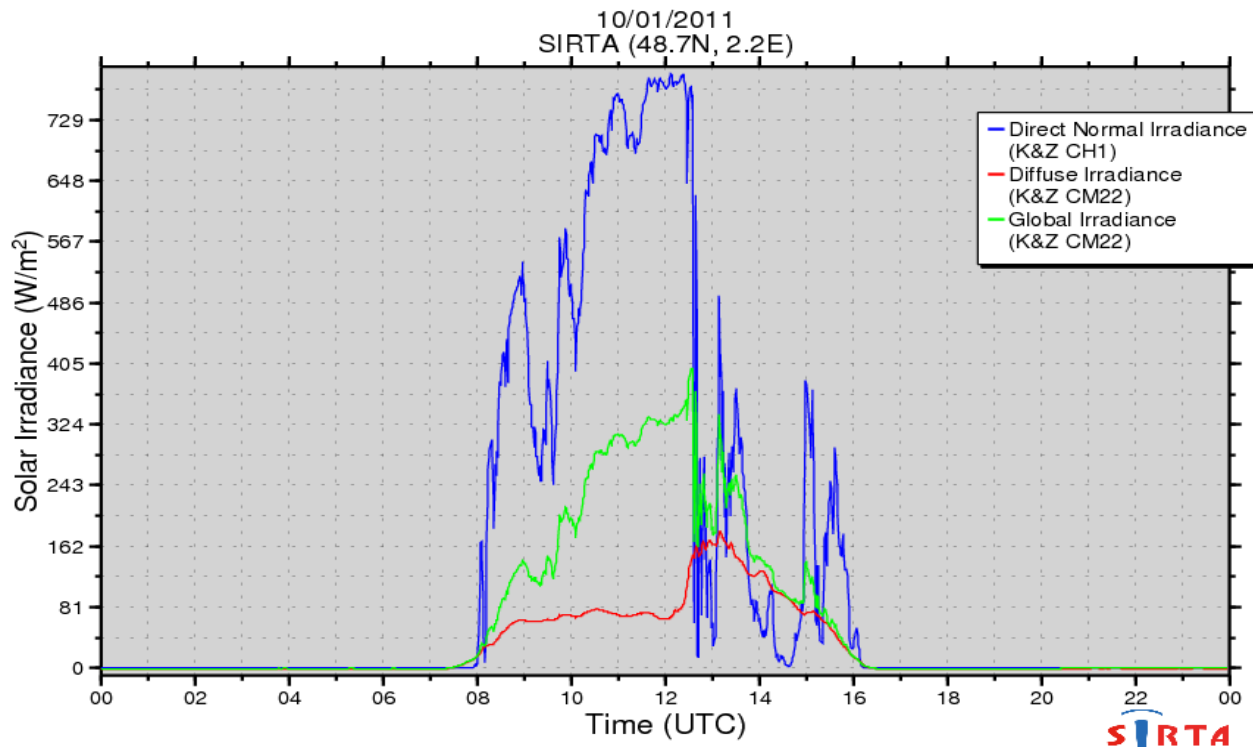




## Effet de serre



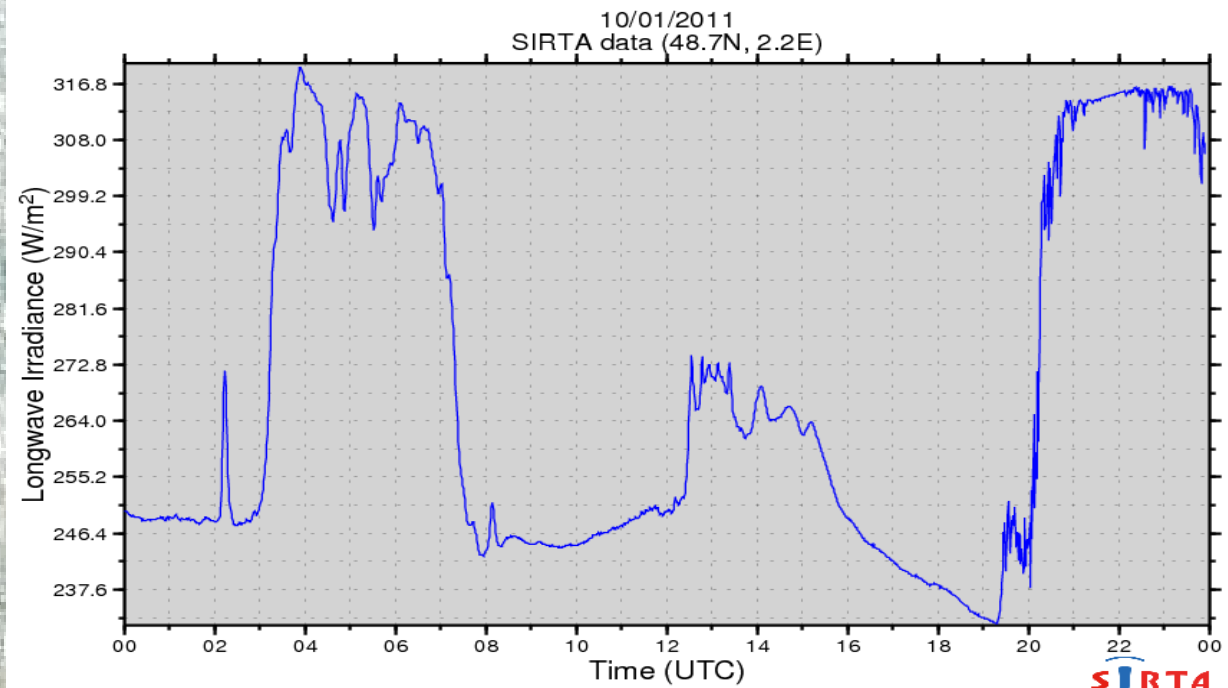
## Surface Downwelling Solar Irradiance



Mesure de  
l'irradiance solaire  
au SIRTA

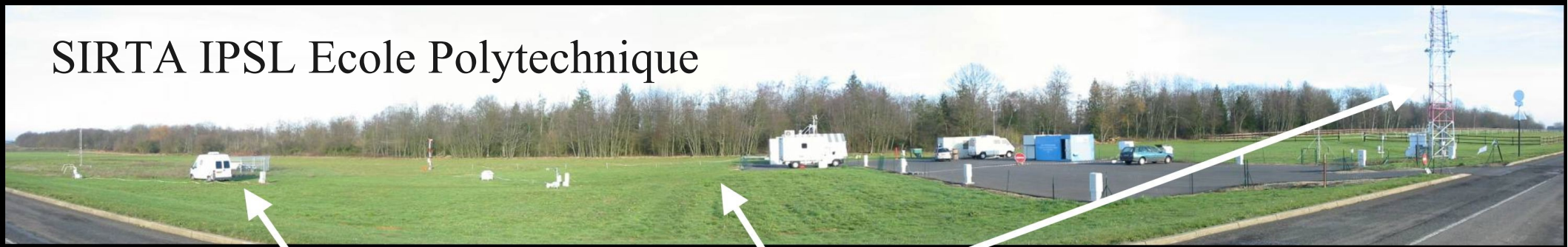
Mesure du flux  
infra-rouge descendant  
au SIRTA

## Surface Downwelling Longwave Irradiance





# SIRTA IPSL Ecole Polytechnique

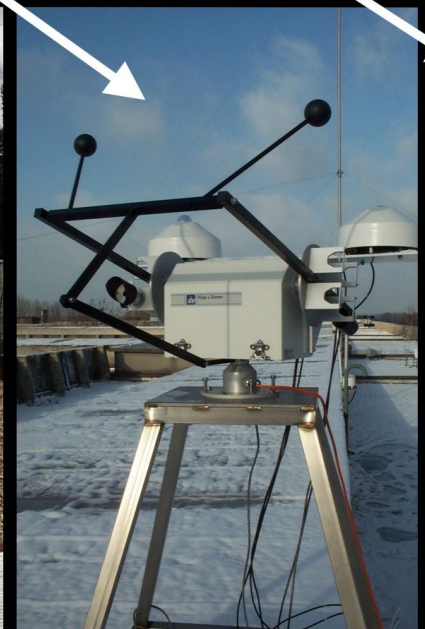
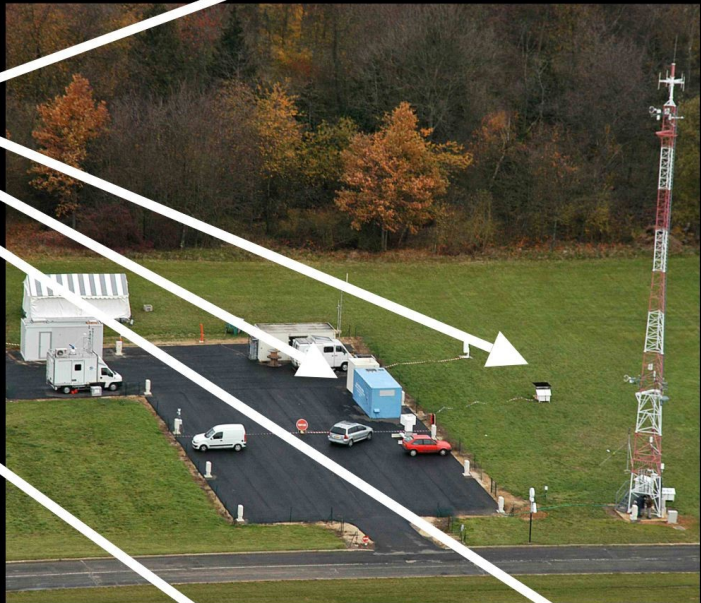


## Dynamique - Turbulence :

- Radar UHF
- T, H sol et air
- Sodar
- Lidar Doppler Vent
- Anémomètres Soniques

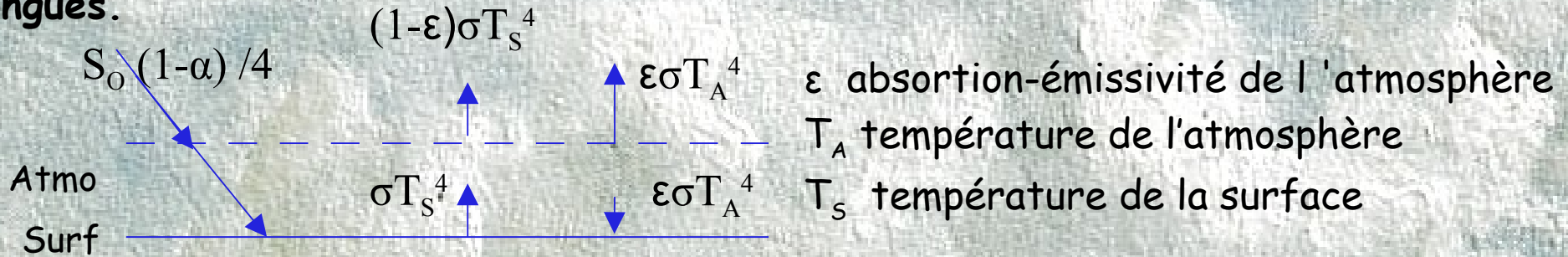
## Nuages - Aérosols :

- Lidar Dépolarisation VIS-NIR
- Photomètre solaire
- Radiomètres solaire et IR
- Radar Doppler 95 GHz
- Radiomètre micro-onde



# Différence entre les températures d'émission et de la surface: effet de serre

Considérons une atmosphère qui soit transparente au rayonnement solaire incident et qui se comporte comme un corps gris isotherme dans les ondes longues.



Bilan au sommet  
de l'atmosphère

$$\frac{S_0}{4}(1-\alpha) - (1-\epsilon)\sigma T_S^4 - \epsilon\sigma T_A^4 = 0$$

Bilan de l'atmosphère

$$\epsilon\sigma T_S^4 - 2\epsilon\sigma T_A^4 = 0$$

Bilan de la surface

$$\frac{S_0}{4}(1-\alpha) + \epsilon\sigma T_A^4 - \sigma T_S^4 = 0$$

$$T_S = \left( \frac{S_0}{2\sigma} \frac{(1-\alpha)}{(2-\epsilon)} \right)^{1/4} = T_e \left( \frac{2}{2-\epsilon} \right)^{1/4}$$

Pour la Terre:  $T_e = 255^\circ\text{K}$ ,  $T_s = 303^\circ\text{K} = +30^\circ\text{C}$ ,

La différence est due à "l'effet de serre" : absorption du rayonnement thermique par l'atmosphère

La surface est réchauffée par la présence de l'atmosphère.

## Sensibilité du climat et rétroactions

Cas simple, atmosphère à une couche  $\sigma T_s^4 = \frac{2\phi}{2-\epsilon}$

avec l'absorption  $\epsilon = \epsilon_{\text{CO}_2} + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  et  $\phi = 241 \text{ W m}^{-2}$ , le flux solaire incident.

$\epsilon_{\text{CO}_2}$  est fixé et dépend des émissions alors que  $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  dépend de la température

On écrit  $\delta\epsilon = \delta\epsilon_{\text{CO}_2} + \frac{d\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}}{dT_s} \delta T_s$

Ainsi

$$\frac{2\phi}{(2-\epsilon)^2} \left( \delta\epsilon_{\text{CO}_2} + \frac{d\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}}{dT_s} \delta T_s \right) = 4\sigma T_s^3 \delta T_s$$

$$\frac{2\phi}{(2-\epsilon)^2} \delta\epsilon_{\text{CO}_2} = \left( 4\sigma T_s^3 - \frac{2\phi}{(2-\epsilon)^2} \frac{d\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}}{dT_s} \right) \delta T_s$$

« Vrai » calcul:

3.7 W/m<sup>2</sup> pour  
un doublement  
du CO<sub>2</sub>

3.2 W/m<sup>2</sup>/K

1.5 W/m<sup>2</sup>/K

Avec  $\Gamma$  et RH constants.

La sensibilité passe donc de 3.2 W/m<sup>2</sup>/K à 1,7 W/m<sup>2</sup>/K, et le réchauffement de 1,2 à 2,2 °C.

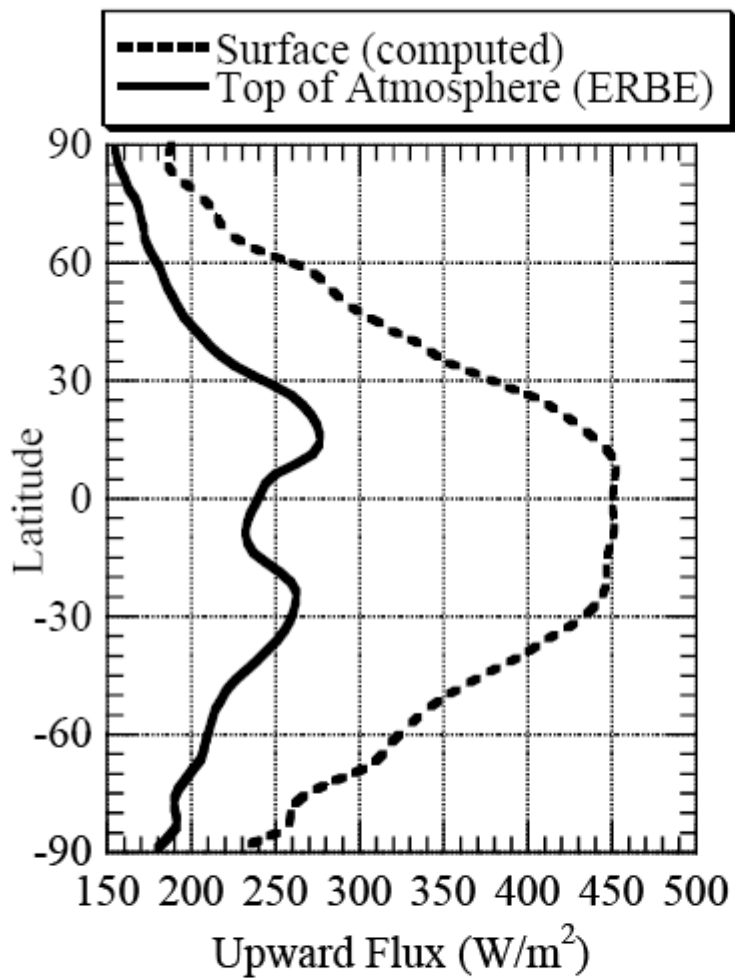


Figure 3.7: The Earth's observed zonal-mean OLR for January, 1986. The observations were taken by satellite instruments during the Earth Radiation Budget Experiment (ERBE), and are averaged along latitude circles. The figure also shows the radiation that would be emitted to space by the surface ( $\sigma T_g^4$ ) if the atmosphere were transparent to infrared radiation.

# Transfert radiatif dans une atmosphère 'grise' dans l'IR

Propagation selon une direction particulière

Absorption par un élément de colonne d'air

$$dI = -\kappa I \rho dz$$

où  $\kappa$  est le coefficient d'absorption par unité de masse et de longueur.

D'où, entre O et A

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^A \kappa \rho dz\right) = t I_0$$

où  $t$  est la transmission.

On définit l'épaisseur optique  $\tau$  entre O et A.

$$\tau = \int_0^A \kappa \rho dz \text{ d'où } I = I_0 e^{-\tau}$$

L'émission est le produit de l'émissivité du corps noir par l'absorption de la colonne  $E = \kappa \rho dz \times B$  avec  $B = \pi^{-1} \sigma T^4$

L'équation du transfert radiatif est

$$dI = -I \kappa \rho dz + B \kappa \rho dz$$

$$\frac{dI}{d\tau} = -I + B$$



On considère maintenant  $F^\wedge$  et  $F^\vee$  les flux  
les flux montants et descendants

$$F^\wedge = \int_{\text{hémisphère supérieur}} I(\theta) \cos \theta d\omega$$

$$F^\vee = \int_{\text{hémisphère supérieur}} I(\theta) \cos \theta d\omega$$

On peut montrer (admis ou voir Salby) que la loi du  
transfert radiatif 1D est valable si on remplace I par  
 $F^\wedge$  ou  $F^\vee$  à condition de remplacer  
 $dz$  par  $5/3 dz$  et  $B$  par  $\pi B$ .

(l'argument est fondé sur le profil des raies et le fait  
qu'elles sont saturées en leur centre et transmettent  
par leurs ailes). Ainsi :

$$\frac{dF^\wedge}{d\tau} = -F^\wedge + \pi B$$

$$\frac{dF^\vee}{d\tau} = F^\vee - \pi B$$

Avec

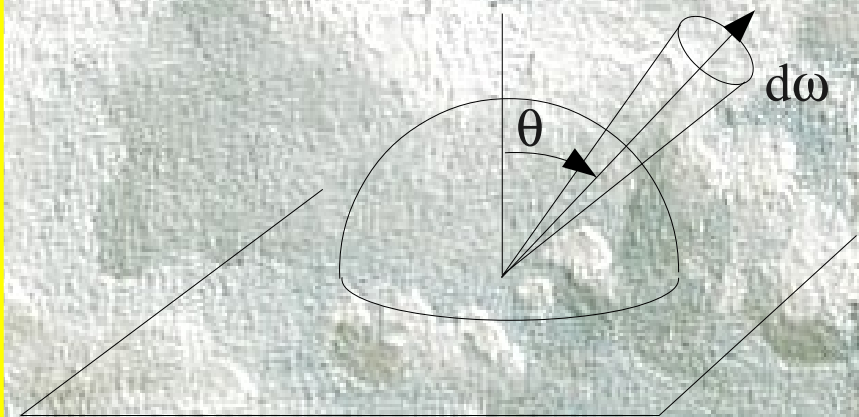
$$\tau = \int_0^z \frac{5}{3} k \rho dz'$$

En régime stationnaire, purement radiatif

$F^\wedge - F^\vee = \phi$ , flux IR sortant,  
aussi égal au flux visible entrant  $S_0(1-A)/4$ .

En régime non stationnaire,  $\frac{dF^\wedge}{dz} - \frac{dF^\vee}{dz} = -\rho C_p \frac{dT}{dt}$

## ATMOSPHERE EN PUR EQUILIBRE RADIATIF



On définit aussi la *profondeur optique*  $\chi$   
Elle est par convention comptée  
le sommet de l'atmosphère :

$$\chi = - \int_\infty^z \frac{5}{3} k \rho dz'$$

Par définition

$$\chi_s = \tau_\infty$$

$$\chi = \chi_s - \tau$$

Loi du corps noir

$$B(T) = \pi^{-1} \sigma T^4$$

Épaisseur optique

$$d\tau = \kappa \rho dl$$

Absorption ( $\text{m}^2/\text{kg}$ )  
 Dépend de  $\nu$ ,  $T$ ,  $p$   
 (dépendance en  $\nu$  ici négligée)



Equation pour les flux montants et descendants  
 (diffusion négligeable en IR thermique)  
 en utilisant  $\tau$  comme coordonnée et  
 en appliquant la loi de Kirchhoff

$$\frac{dF^w}{d\tau} = -F^w + \pi B(T, \nu)$$

$$\frac{dF^v}{d\tau} = F^v - \pi B(T, \nu)$$

Solution

$$F^w(\tau) = \sigma T_s^4 e^{-\tau} + \int_0^\tau \sigma T^4(\tau') e^{-\tau+\tau'} d\tau'$$

$$F^v(\tau) = \int_\tau^{\tau_\infty} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau'+\tau} d\tau'$$

Flux sortant au sommet  
 de l'atmosphère

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty} + \int_0^{\tau_\infty} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau_\infty+\tau'} d\tau'$$

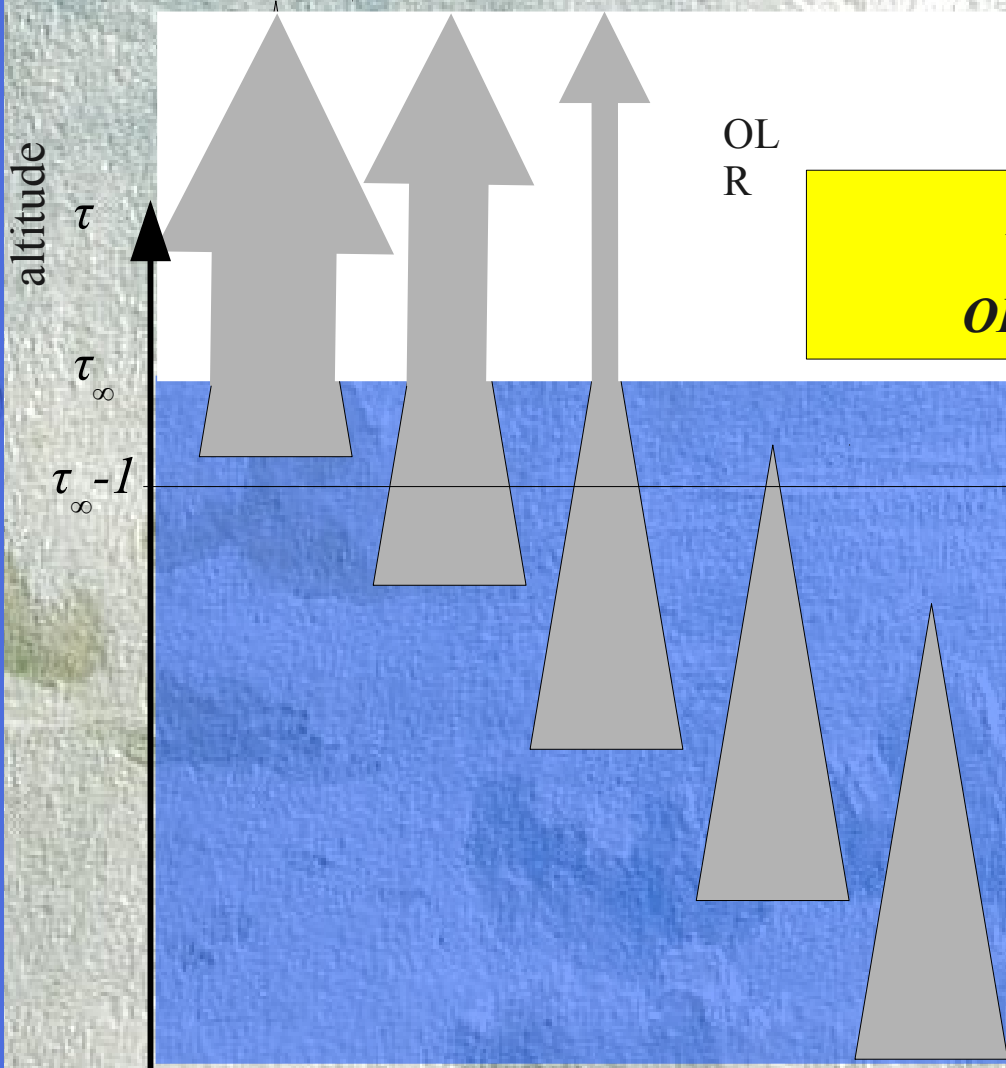
Pour la Terre  $\tau_\infty \approx 4$ , pour Vénus  $\tau_\infty \approx 80$

Sommet  
 $z = \infty, \tau = \tau_\infty$

$z, \tau$

Sol  
 $z = 0, \tau = 0$

## Altitude d'émission



OL  
R

$$F^\wedge = \sigma T_s^4 e^{-\tau} + \int_0^\tau \sigma T^4(\tau') e^{-\tau+\tau'} d\tau'$$

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty} + \int_0^{\tau_\infty} \sigma T^4(\tau') e^{-\tau_\infty+\tau'} d\tau'$$

Le rayonnement IR émis par les couches les plus basses est principalement absorbé. Le rayonnement ne sort que s'il est émis depuis des couches de profondeur optique assez faible. Conventionnellement, on définit le niveau d'émission comme celui pour lequel

$$\chi = \tau - \tau_\infty = 1$$



Cas d'une atmosphère isotherme à la même température que le sol

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty} + \int_0^{\tau_\infty} \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty + \tau'} d\tau' = \sigma T_s^4$$

Dans ce cas, l'émission IR vers l'espace est la même que celle qui aurait lieu en l'absence d'absorption dans l'atmosphère.

**Il n'y a pas d'effet de serre pour une atmosphère isotherme à la même température que le sol.**

En réalité, l'atmosphère n'est pas isotherme. La température décroît avec l'altitude jusqu'à la tropopause.

$dT/dz$  proche d'une adiabatique humide dans les régions tropicales,

$dT/dz \approx -6,5\text{K/km}$ .

Cas d'une atmosphère avec un profil  $T = T_s (p/p_s)^\gamma$  et d'absorption uniforme sur le domaine IR (atmosphère grise)

En utilisant la relation hydrostatique  $d\tau = \frac{-\kappa}{g} dp$

soit, avec  $\chi = \tau_\infty - \tau$ :  $T = T_s \left( \frac{\chi}{\tau_\infty} \right)^\gamma$

$$OLR = \sigma T_s^4 e^{-\tau_\infty} + \sigma T_s^4 \int_0^{\tau_\infty} \left( \frac{\chi}{\tau_\infty} \right)^{4\gamma} e^{-\chi} d\chi$$

$$OLR = \sigma T_s^4 \left( e^{-\tau_\infty} + \left( \Gamma(1+4\gamma, 0) - \Gamma(1+4\gamma, \tau_\infty) \right) \tau_\infty^{-4\gamma} \right)$$

Pour  $\tau_\infty$  grand:  $T_s = \left( \frac{S_0 (1-\alpha)}{4\sigma} \right)^{1/4} \Gamma(1+4\gamma, 0)^{-1/4} \tau_\infty^\gamma$

$OLR/\sigma$

Effet de serre

L'effet de serre croît avec l'épaisseur optique et dépend du profil de température.

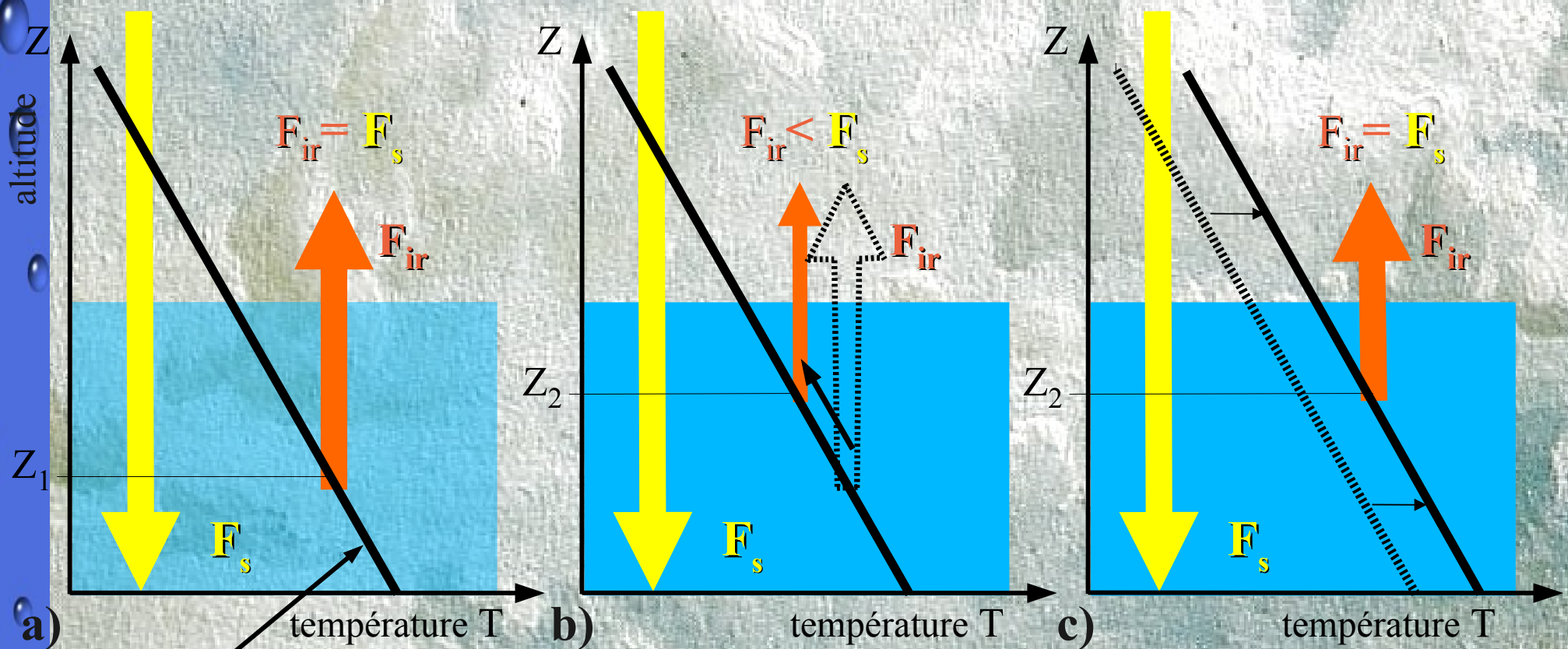
Si l'absorption varie en  $\kappa = \kappa_s (p/p_s)^m$  (élargissement des raies en fonction de la pression),

alors remplacer  $\gamma$  par  $\gamma/(1+m)$  dans la dernière formule.

# Effet de serre dans une atmosphère stratifiée.

Rayonnement solaire net  $F_s$

Rayonnement IR sortant  $F_{ir}$



a)  $dT/dz$  fixé  
par convection

b) GES ( $CO_2$ ) augmente,  $Z_e$   
augmente,  $T_e$  diminue:  
Rayonnement sortant plus  
faible.

c)  $T(z)$  augmente:  
Retour à l'équilibre

# Effet de serre dans une atmosphère en pur équilibre radiatif

Si  $\psi = F^\wedge + F^\vee$  et  $\phi = F^\wedge - F^\vee$

alors  $\frac{d\psi}{d\chi} = \phi$  et  $\frac{d\phi}{d\chi} = \psi - 2\pi B$ .

En stationnaire:  $\frac{d\phi}{d\chi} = 0$ ,

d'où  $\psi = 2\pi B$  avec  $B = \frac{\phi}{2\pi}\chi + cste$

Au sommet de l'atmosphère,  $F^\vee = 0$   
(le flux radiatif IR entrant est négligeable).

$$\rightarrow \psi(\chi=0) = \phi \text{ et } B = \frac{\phi}{2\pi}(\chi+1).$$

De même :

$$F^\wedge = \frac{\phi}{2}(\chi+2) \text{ et } F^\vee = \frac{\phi}{2}\chi,$$

et la température de l'atmosphère est

$$T = \left( \frac{\phi}{2\sigma}(\chi+1) \right)^{1/4}$$

Au sol ( $\chi = \chi_s$ )

$$F^\wedge(\chi_s) = \frac{\phi}{2}(\chi_s+2) = \pi B(\chi_s) + \frac{\phi}{2} = \pi B_s$$

où  $\pi B_s = \sigma T_s^4$  est l'émissivité du sol.

Effet de serre

$$\pi B_s = \frac{\phi}{2}(\chi_s+2) = \sigma T_s^4$$

$\chi_s = 0$  : pas d'effet de serre.

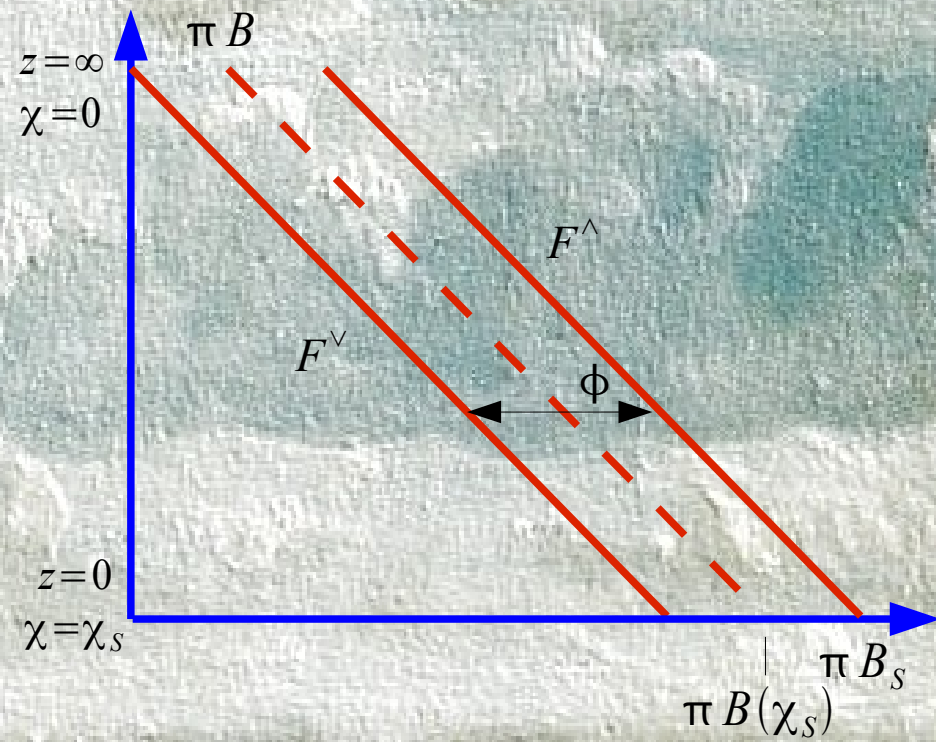
Terre  $\chi_s = 4 \rightarrow T_s \approx 336\text{K}$

pour  $z \rightarrow \infty$ ,  $T$  tend vers  $T_e = 215\text{K}$ ,  
température de peau

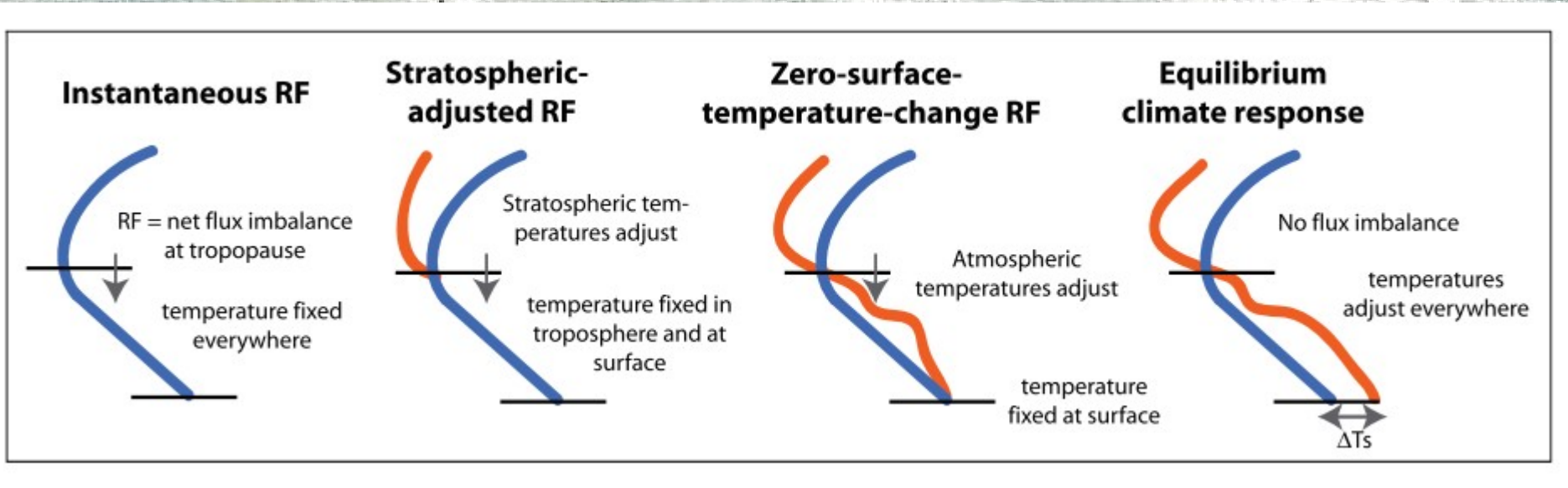
Notez

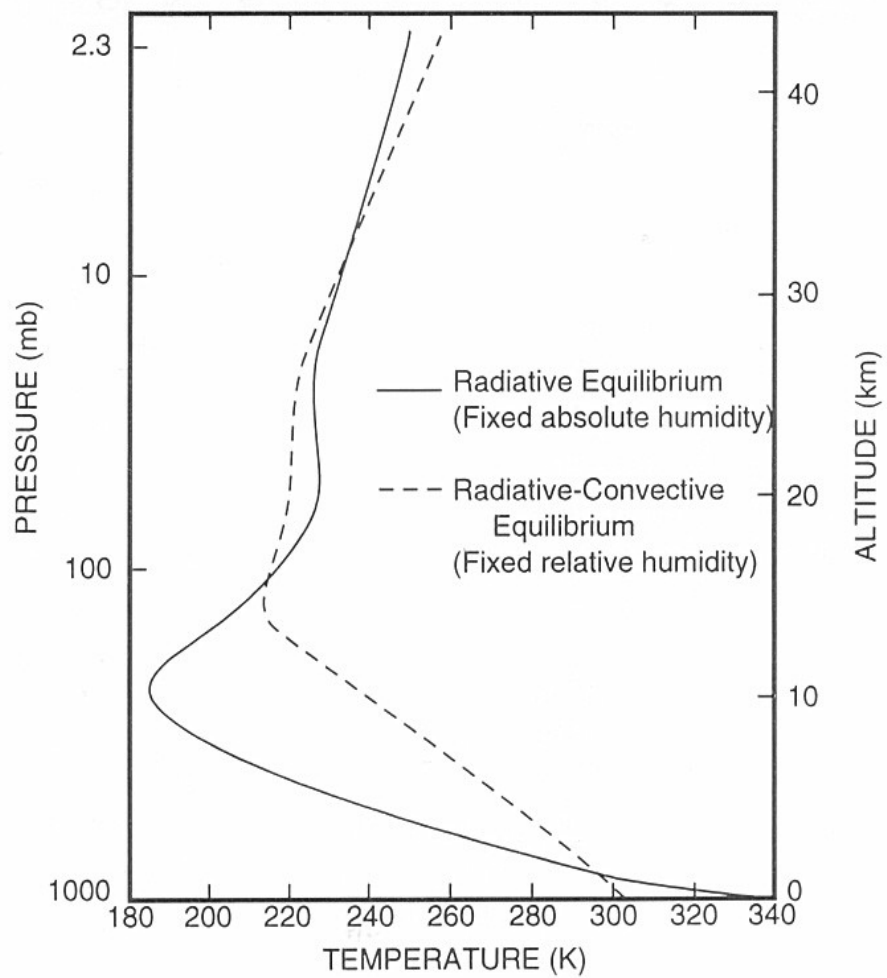
- la température du sol est plus élevée que celle de l'air à la surface.

- la température de peau est inférieure à 255K  
température de corps noir pour la Terre



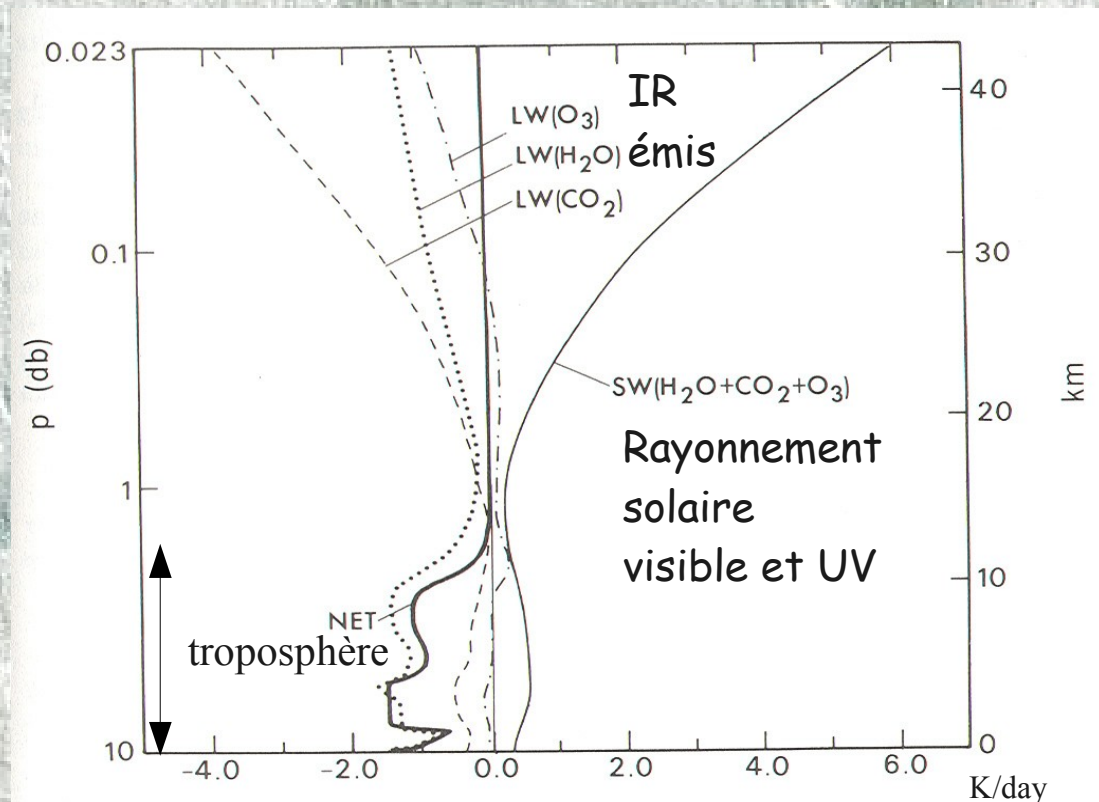
Calcul du forçage radiatif additionnel impliqué par une variation de la concentration de l'atmosphère en gaz à effet de serre





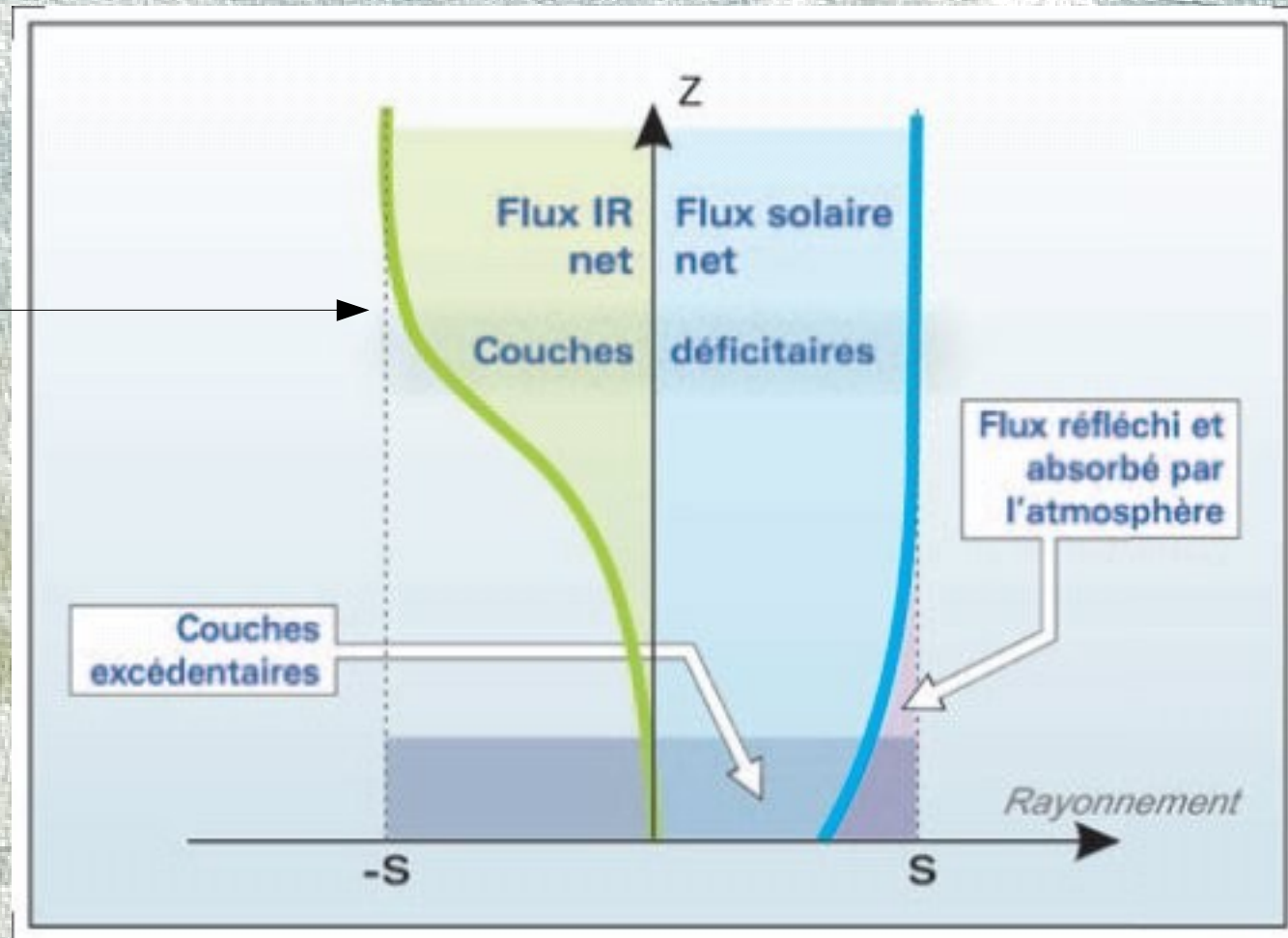
La stratosphère est en équilibre radiatif (essentiellement absorption UV par  $O_3$  et émission IR par  $CO_2$ ). Dans toute la troposphère, le bilan radiatif est négatif, il y a transport vertical de chaleur par convection depuis le sol pour compenser.

## Contribution des principaux gaz à l'équilibre radiatif



Equilibre radiatif et équilibre radiatif-convectif calculés en tenant compte des bandes d'absorption des composés de l'air

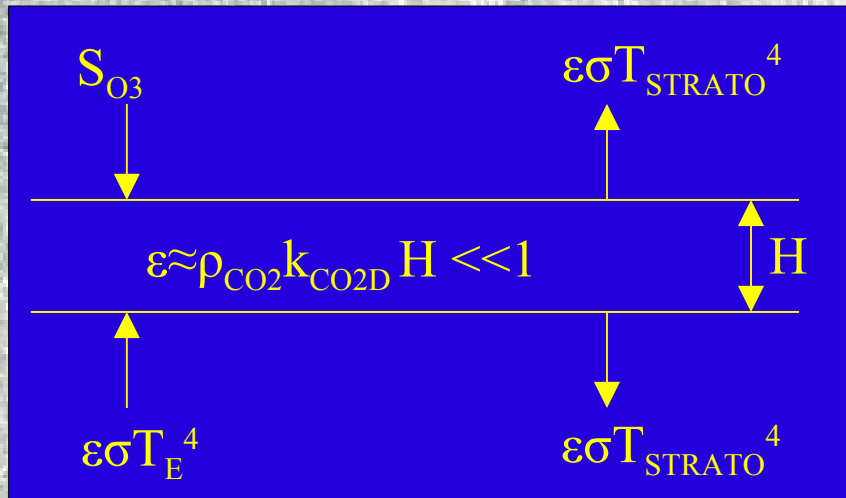
tropopause



L'atmosphère réelle n'est pas en équilibre radiatif en dessous de la tropopause. Le flux montant d'énergie est assuré dans les basses couches par le transport convectif (de chaleur latente essentiellement)

## Refroidissement de la stratosphère quand la concentration de $CO_2$ augmente

La stratosphère est en équilibre radiatif pur où l'absorption des ondes courtes (principalement due à l'ozone) est compensée par l'émission ondes longues vers l'espace et vers la troposphère (principalement due au  $CO_2$ ).



A l'équilibre:

$$S_{O_3} + \varepsilon\sigma T_E^4 = 2\varepsilon\sigma T_{STRATO}^4$$

Donc

$$T_{STRATO} = \left( \frac{S_{O_3} + \sigma T_E^4}{\varepsilon} \right)^{1/4} \frac{1}{2\sigma}$$

Si la concentration de  $CO_2$  augmente, alors  $\varepsilon \approx \rho_{CO_2} k_{CO_2D} H$ , augmente.

En supposant :

- (1) que la concentration d'ozone reste constante,
- (2) que l'albédo planétaire reste constant (donc  $T_E$  aussi)

alors  $T_{STRATO}$  diminue.

**Effet de serre = réchauffement des couches inférieures et refroidissement des couches supérieures.**



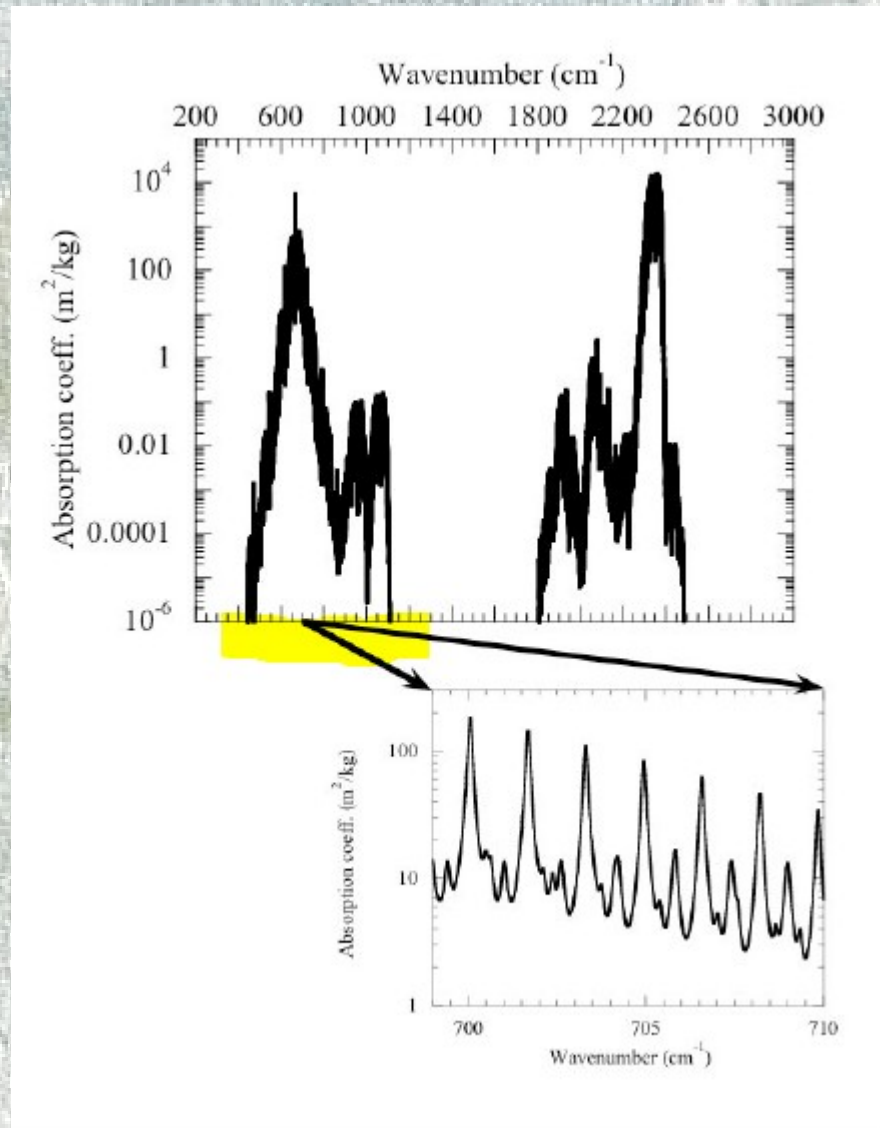
Le profil de température dans la troposphère **n'est pas** pas déterminé par les échanges radiatifs. Il est fixé par le brassage par les perturbations météorologiques et la convection nuageuse.

La température de surface est sensible au flux radiatif à la tropopause plutôt qu'au flux radiatif à la surface.

Le flux radiatif net (absorbé - émis) à la surface détermine les échanges entre la surface et l'atmosphère → contrôle et limite l'évaporation.

# Effets de la forme du spectre d'absorption dans l'effet de serre

## Absorption par le CO<sub>2</sub>

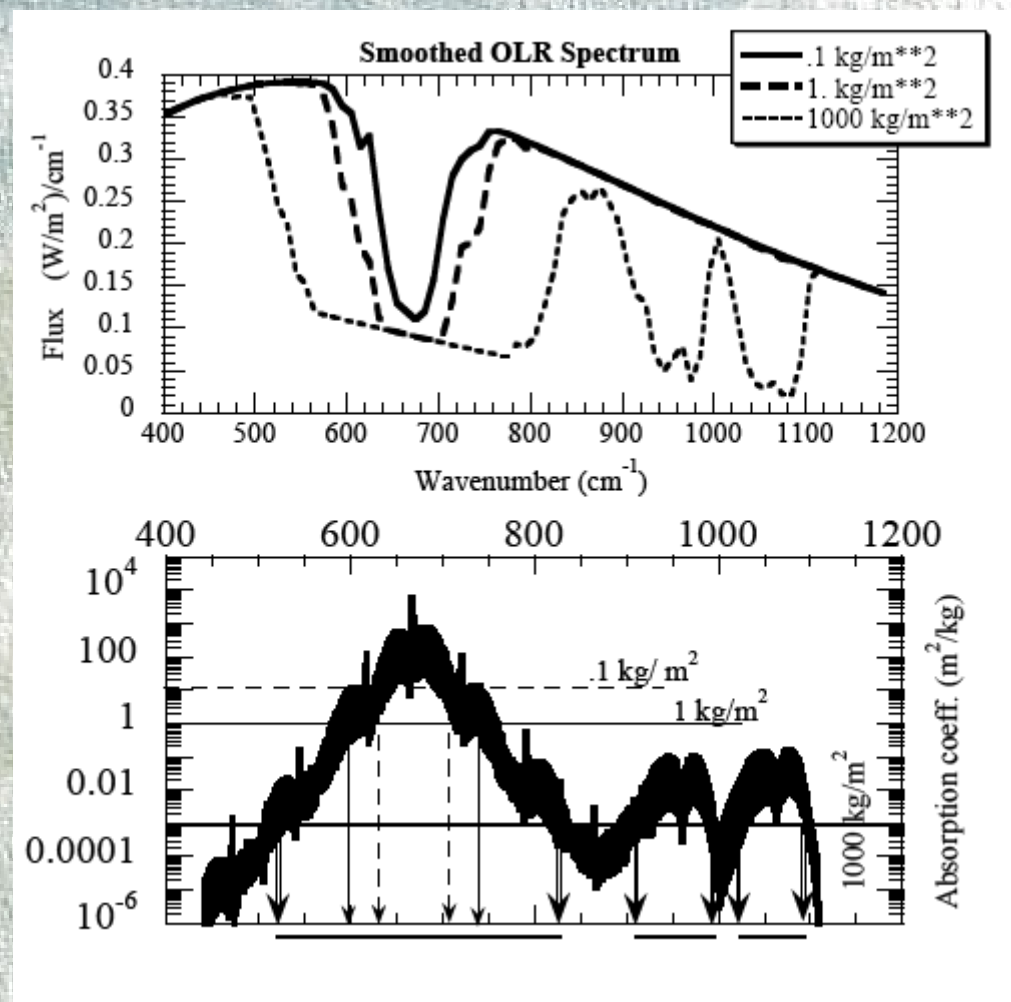


Elargissement des raies  
par collision et par effet  
Doppler  
Profils de Lorentz et  
Voigt.

$\kappa = 10 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$  conduit à  
une profondeur d'absorption  
de 200m à 1000 hPa

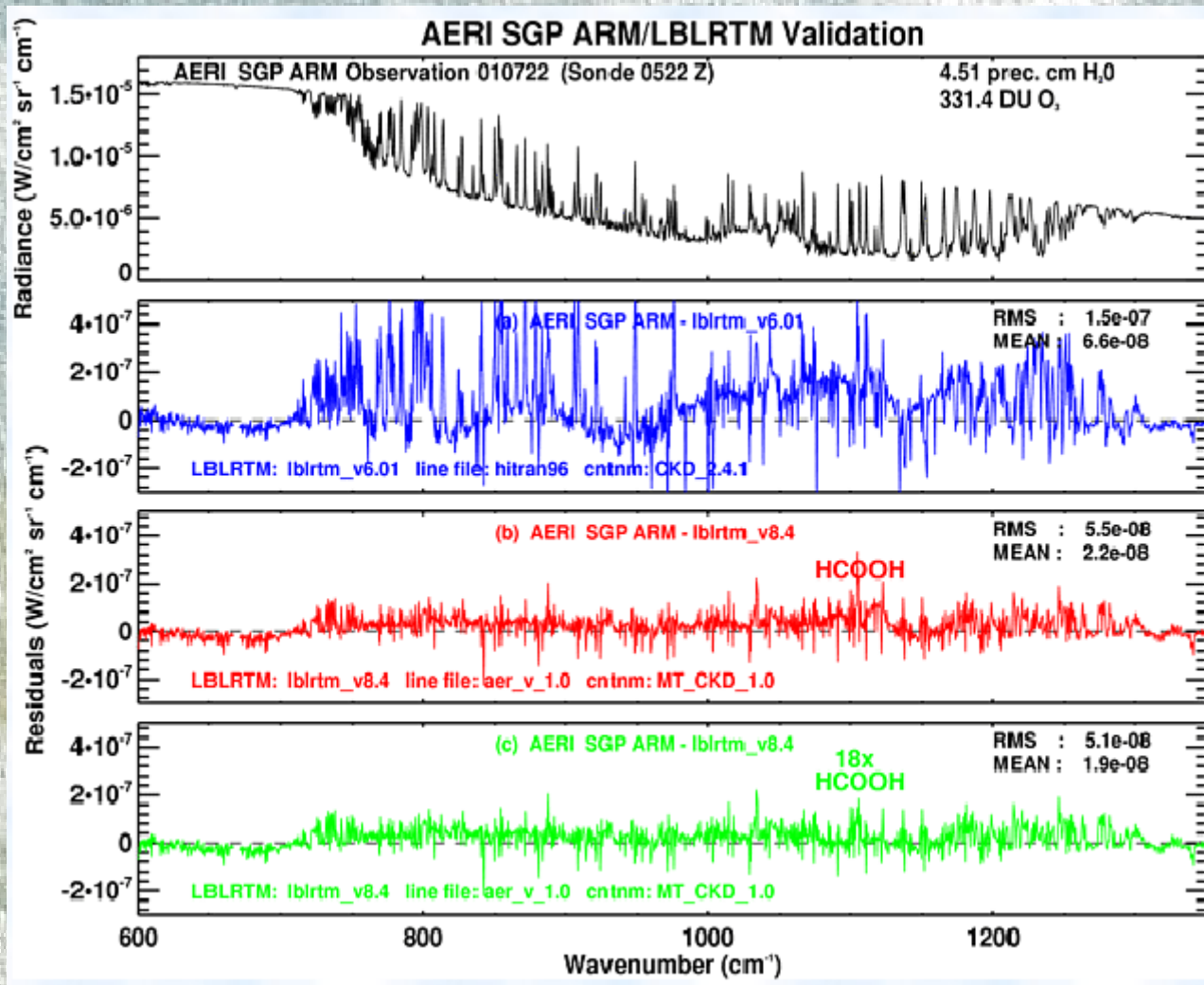
Figure 4.7: The absorption coefficient vs. wavenumber for pure  $CO_2$  at a temperature of 293K and pressure of  $10^5 \text{ Pa}$ . This graph is not the result of a measurement by a single instrument, but is synthesized from absorption data from a large number of laboratory measurements of spectral features, supplemented by theoretical calculations. The inset shows the detailed wavenumber dependence in a selected spectral region.

La croissance de l'absorption du CO<sub>2</sub> est logarithmique en fonction de la concentration. Heureusement ! Effet de la stratification et de la forme des raies.



Pour 300 ppmv de CO<sub>2</sub>, uniformément distribué, on a 3kg/m<sup>2</sup>

Figure 4.12: Lower panel: The absorption coefficient for CO<sub>2</sub> at 1 bar and 300K, in the wavenumber range of interest for Earthlike and Marslike planets. The horizontal lines show the wavenumber range within which the optical thickness exceeds unity for CO<sub>2</sub> paths of  $\frac{1}{10}$ , 1 and 1000 kg/m<sup>2</sup>. Upper panel: The corresponding OLR for the three path values, computed for the same temperature profiles as in Figure 4.5. The OLR has been averaged over bands of width 10 cm<sup>-1</sup>.



Résidu avec  
HITRAN96

Résidu avec  
HITRAN2000  
+ modélisation du  
continuum

Comparaison modèle radiatif ligne à ligne et mesures spectroscopiques du flux thermique descendant. Cas ciel clair de la station ARM Great Plains (Utah).

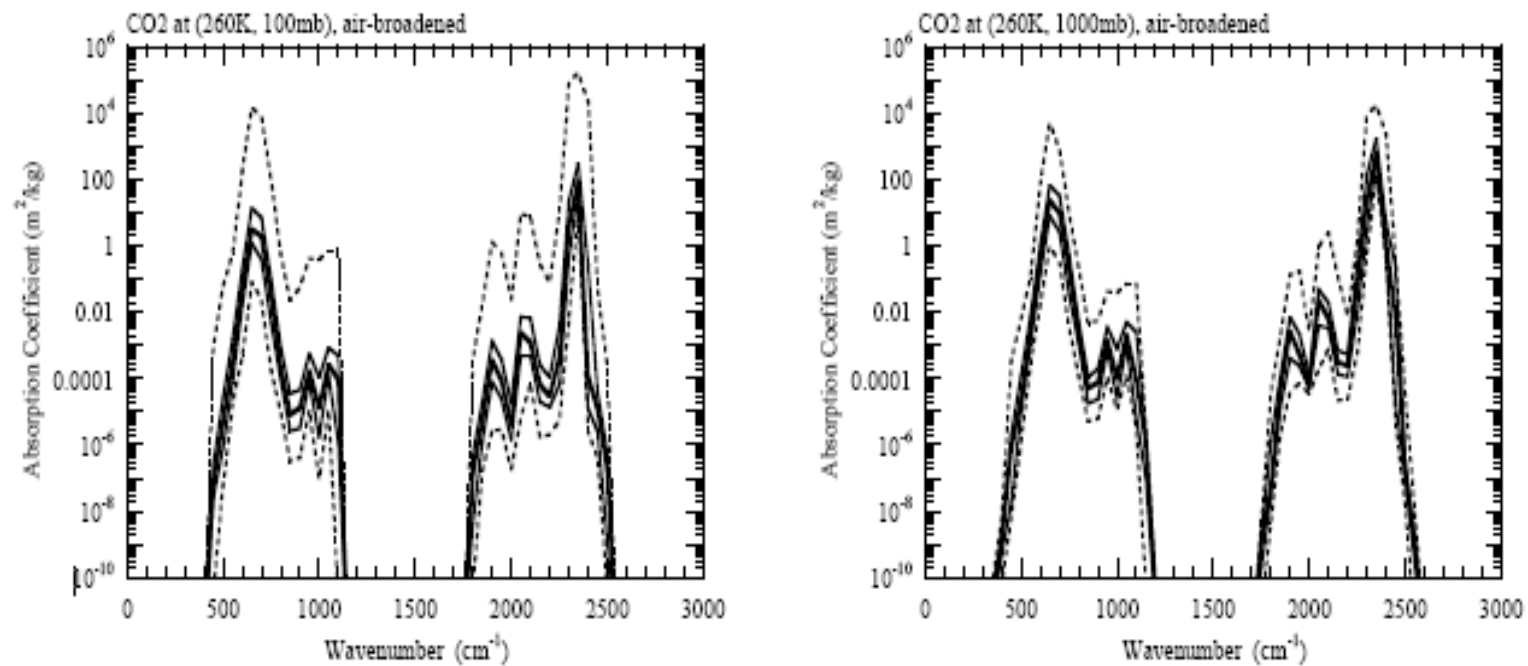
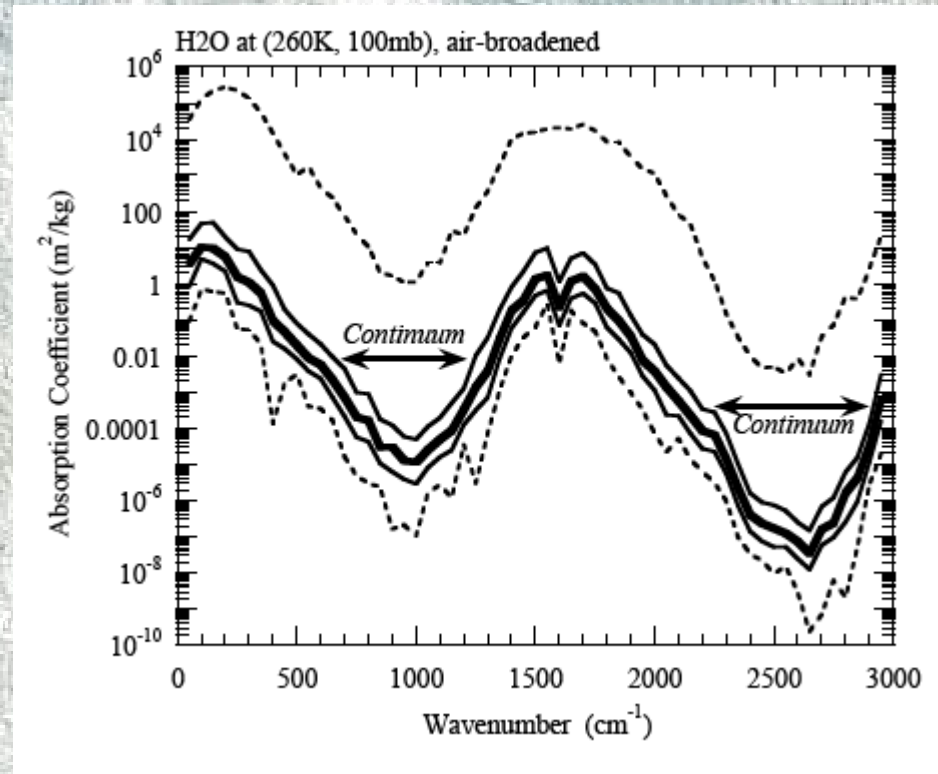
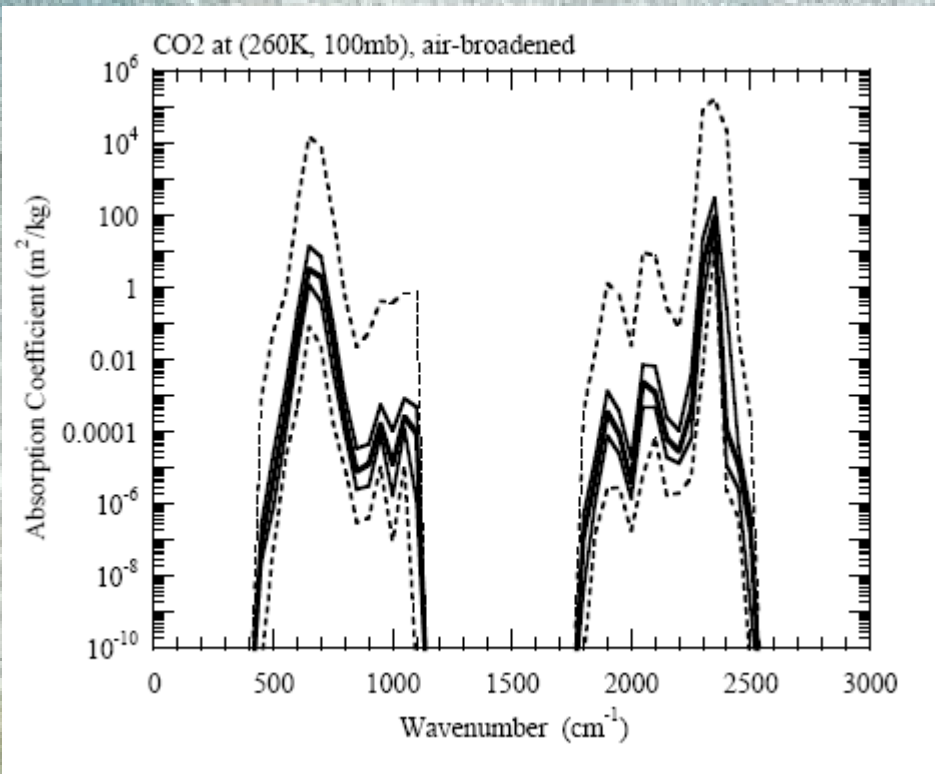


Figure 4.17: The minimum, 25<sup>th</sup> percentile, median, 75<sup>th</sup> percentile, and maximum absorption coefficients in bands of width  $50\text{ cm}^{-1}$ , computed for  $\text{CO}_2$  in air from spectral line data in the HITRAN database. The left panel shows results at an air pressure of  $100\text{ mb}$ , whereas the right panel gives results at  $1\text{ bar}$ . Both are calculated at a temperature of  $260\text{ K}$ .

Méthodes de calcul: ligne à ligne à partir d'une base de données spectroscopiques ou par bandes. Le domaine spectral est divisé en bandes desquelles au sein desquelles les calculs sont effectués par des méthodes de tri et resommation.

## CO2

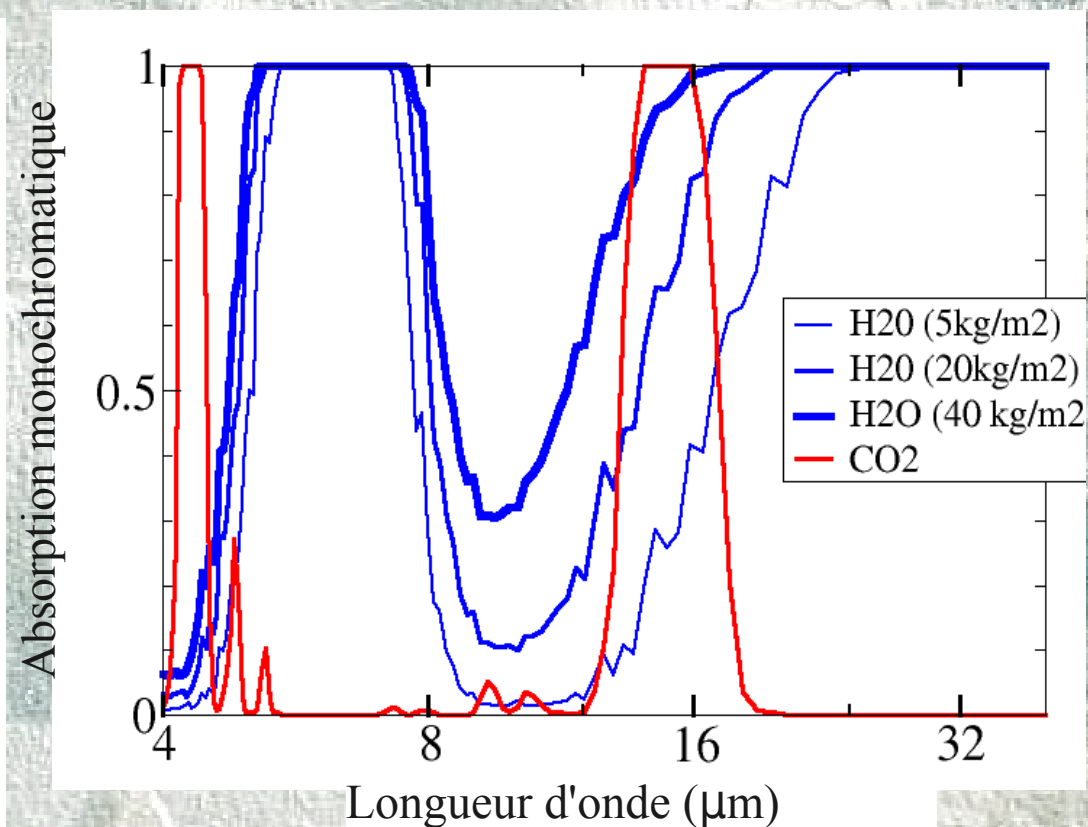
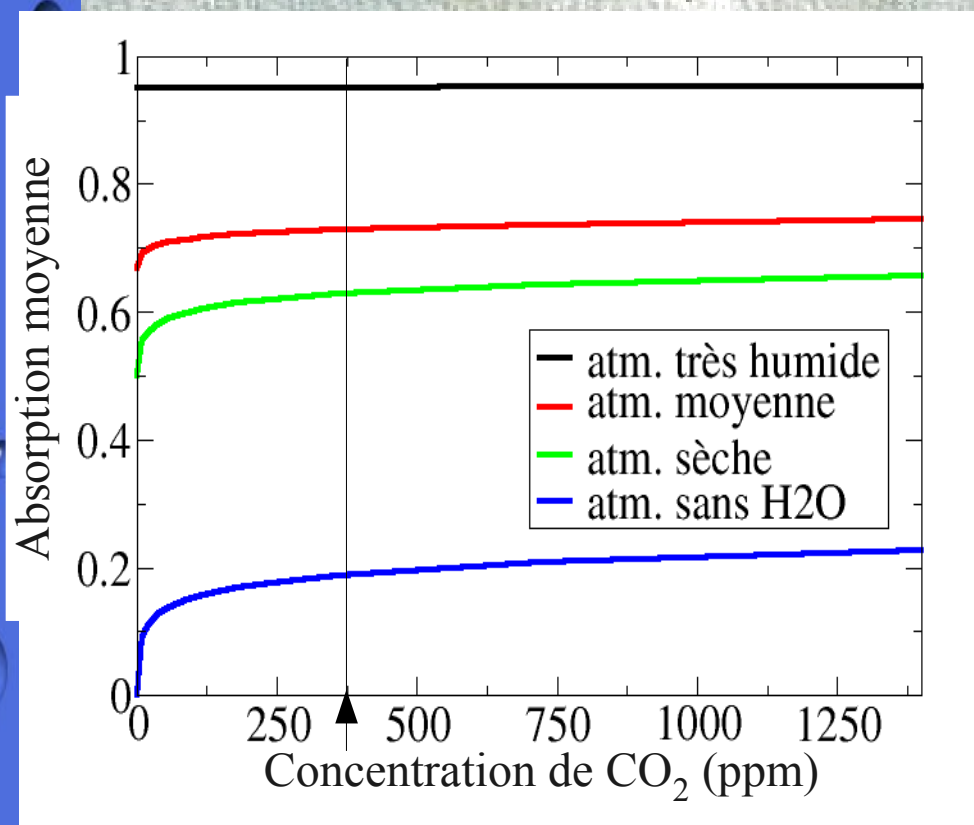
## H2O



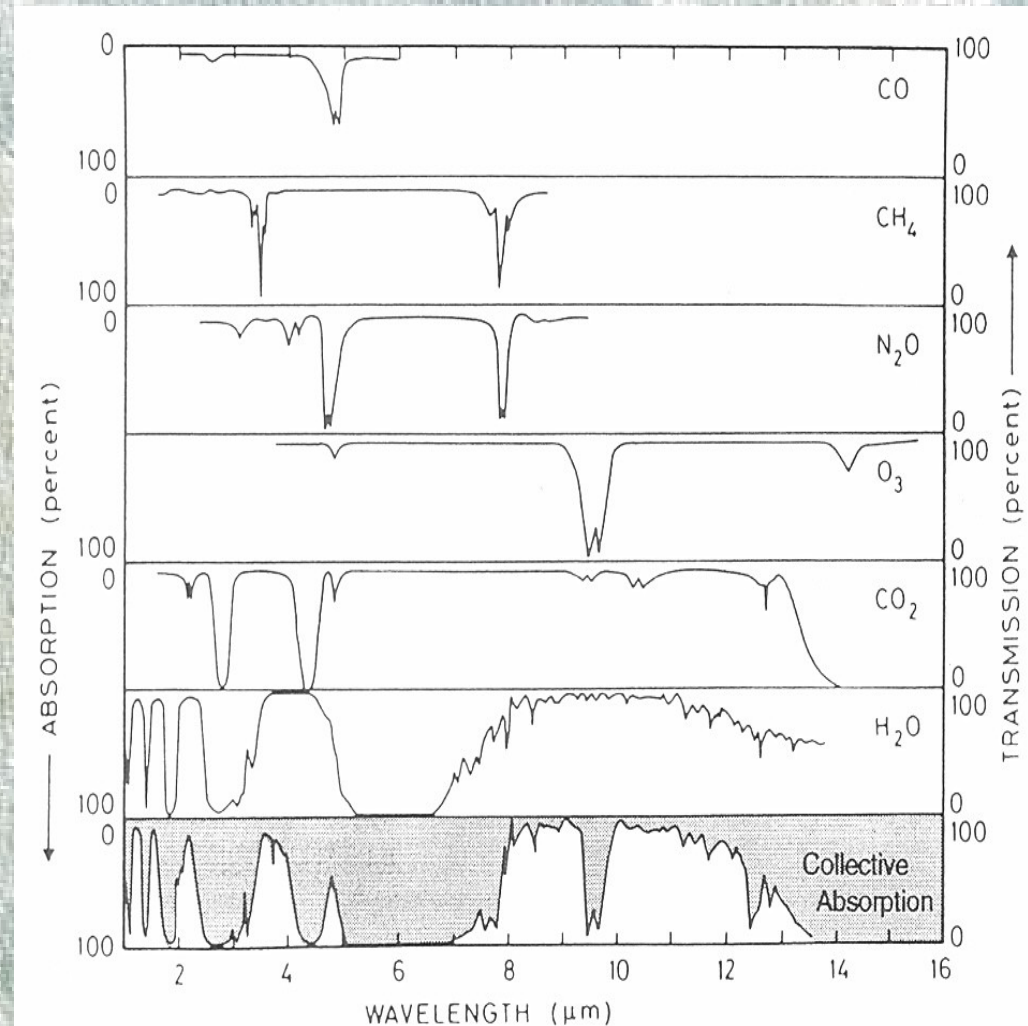
Contrairement au gaz carbonique, la vapeur d'eau est en quantité très variable dans l'atmosphère.  
25 kg/m<sup>2</sup> en moyenne, variable de 5 à 50 kg/m<sup>2</sup> selon la altitude.  
35g/kg en région tropicale au sol, 150 fois plus abondante que CO<sub>2</sub>  
4-6 ppmv à la tropopause tropicale (17,5 km, 100 hPa, T=200K) et dans la stratosphère, 50 fois moins abondante que CO<sub>2</sub>

**Absorption** de l'atmosphère **moyennée** sur le domaine infra-rouge en fonction du  $\text{CO}_2$ , pour différentes valeurs de  $\text{H}_2\text{O}$

**Absorption monochromatique** de l'atmosphère due au  $\text{CO}_2$  et à  $\text{H}_2\text{O}$ , pour différentes concentrations de  $\text{H}_2\text{O}$



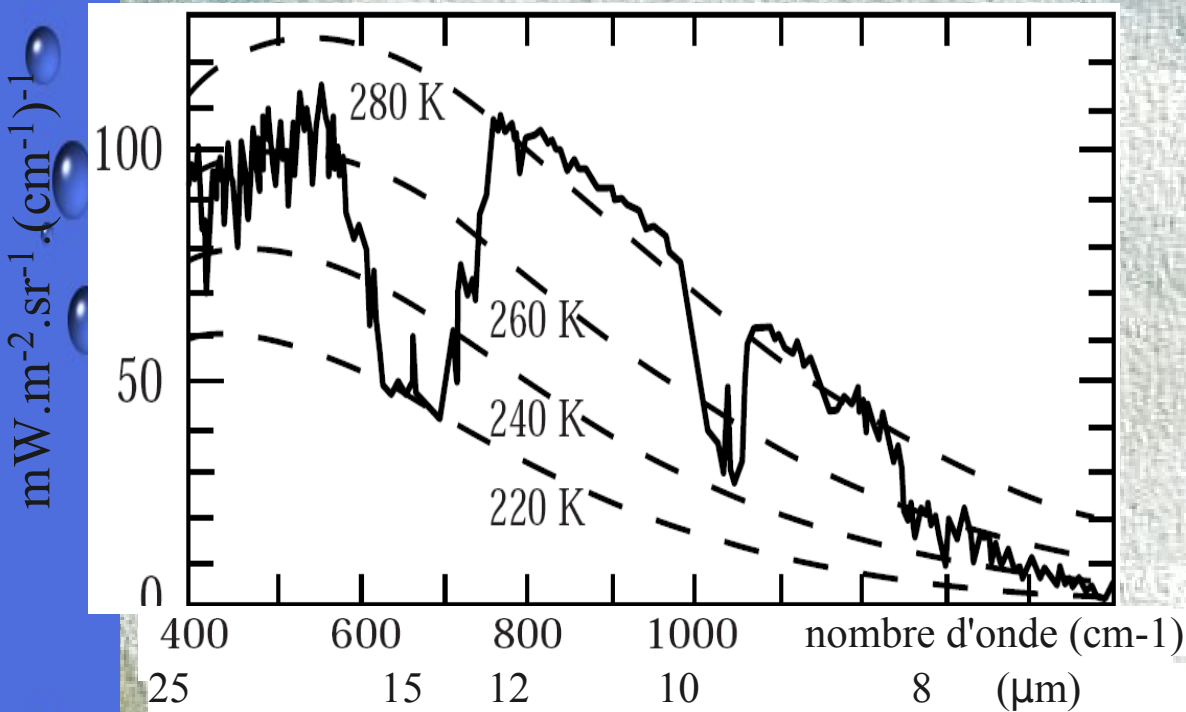
# Absorption combinée des gaz atmosphériques



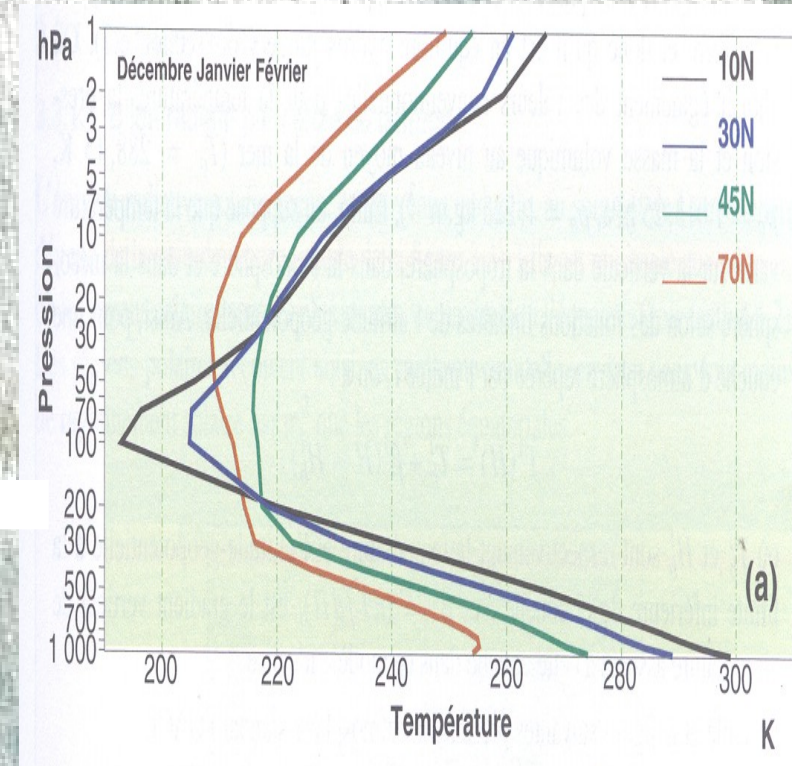


# Rayonnement émis par la Terre et l'atmosphère

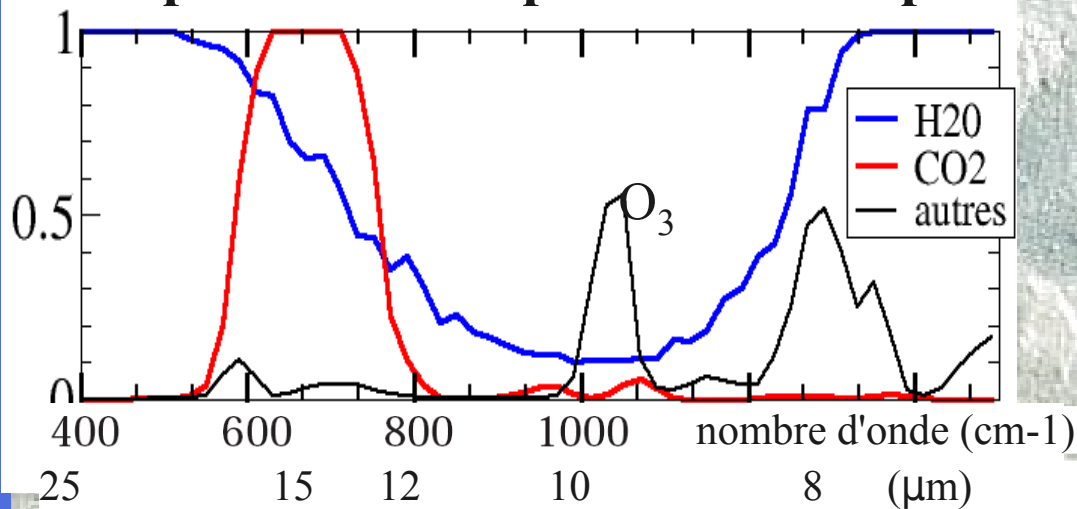
Spectre infra-rouge observé par satellite



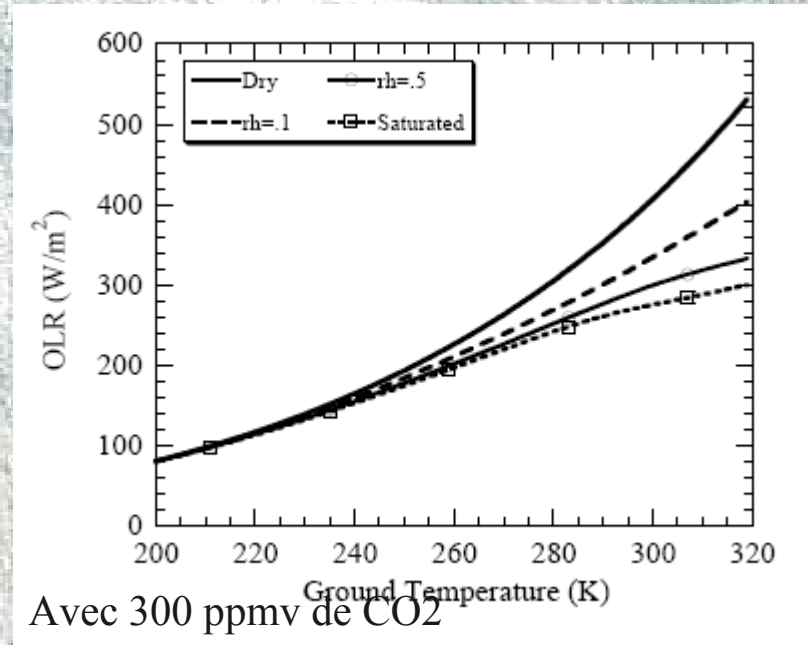
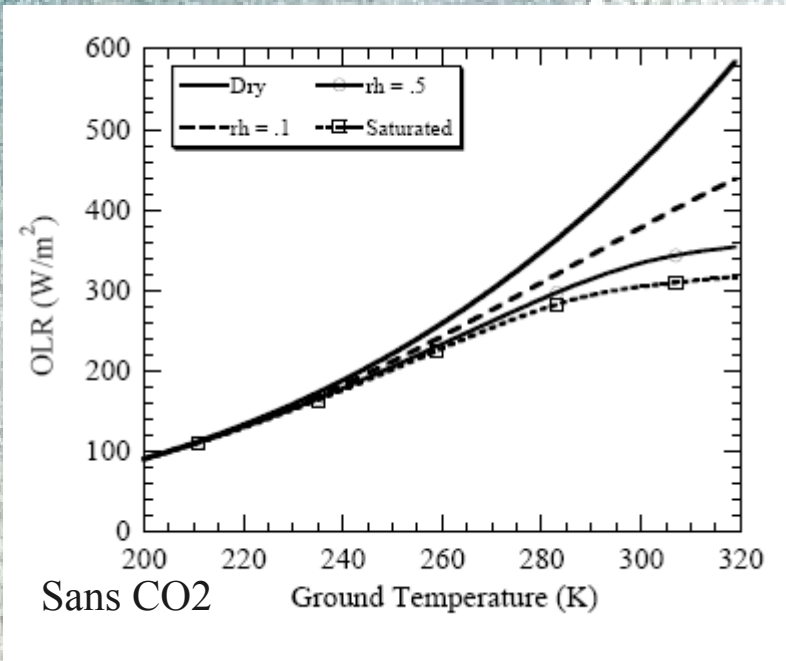
## Profils verticaux de température



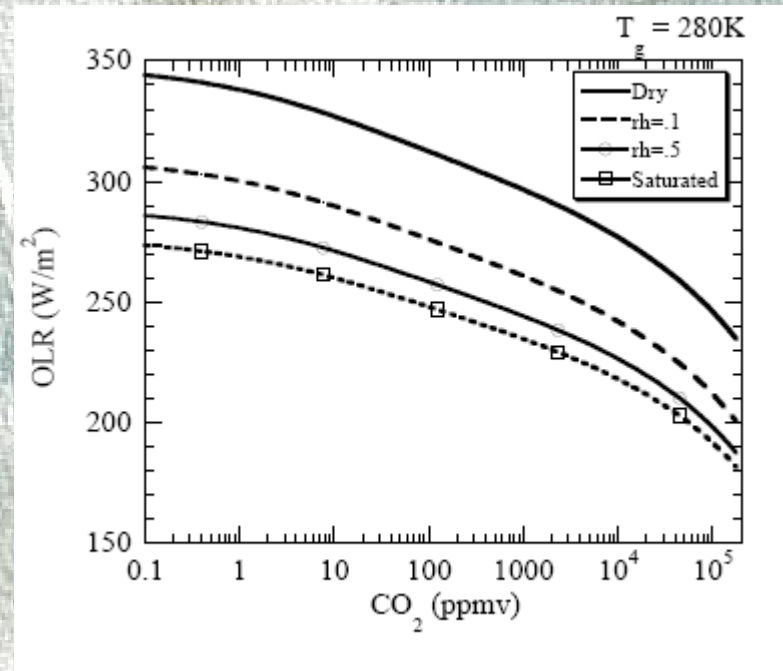
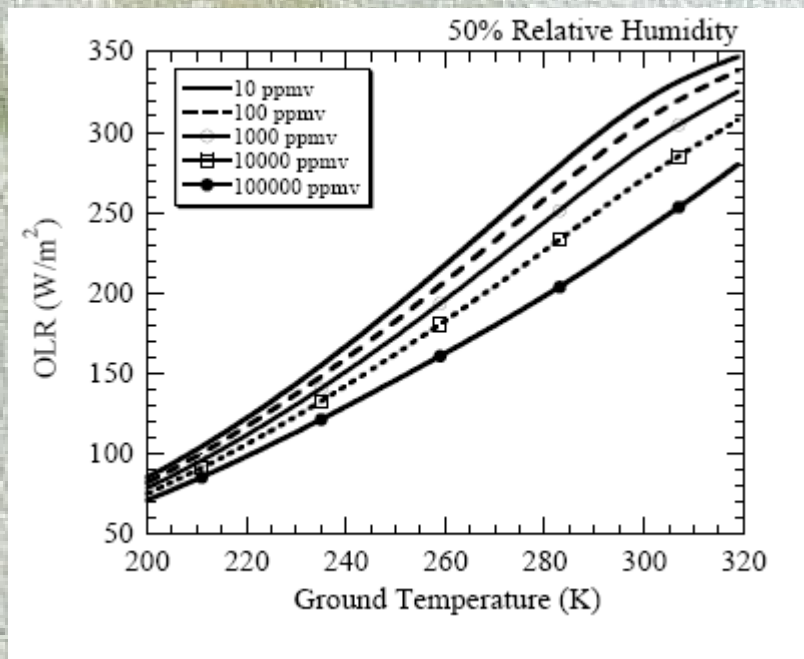
## Spectre d'absorption de l'atmosphère



# OLR en fonction de Ts pour différentes humidité relatives



## OLR avec RH=50% et différentes valeurs de CO2



En adoptant un albédo de 22,5% (tenant compte de la compensation de l'albédo nuageux par l'effet de serre des nuages)

Pour un doublement de CO<sub>2</sub>, à humidité constante 50%, l'OLR diminue de 4 W/m<sup>2</sup> et la réponse de la température au sol est de 2 degrés

### Questions

- pourquoi fixer l'humidité relative à 50% ?
- quel est le rôle des nuages ?

I Introduction

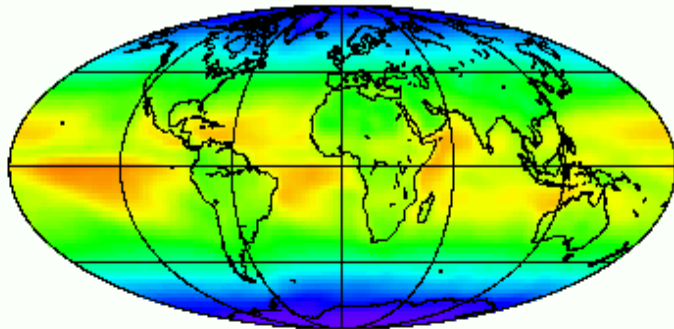
II Interactions du rayonnement avec la matière

III Le bilan radiatif de la Terre

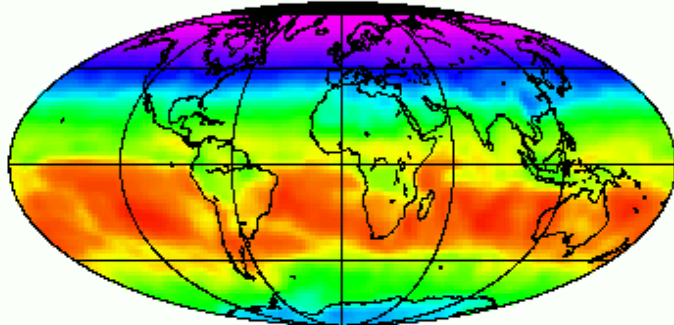
IV Effet de serre

V Climatologie du bilan radiatif

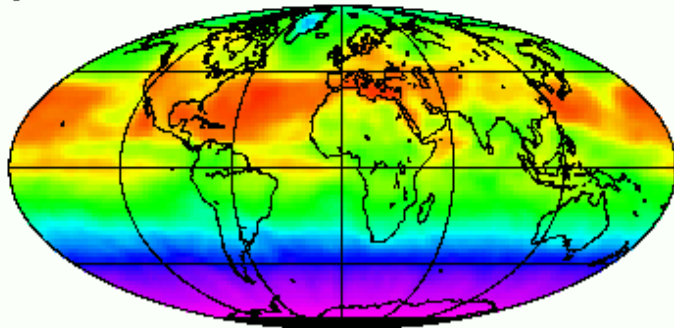
Puissance Solaire Absorbée



Moyenne Annuelle

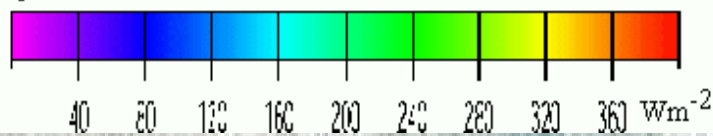


Janvier 1995

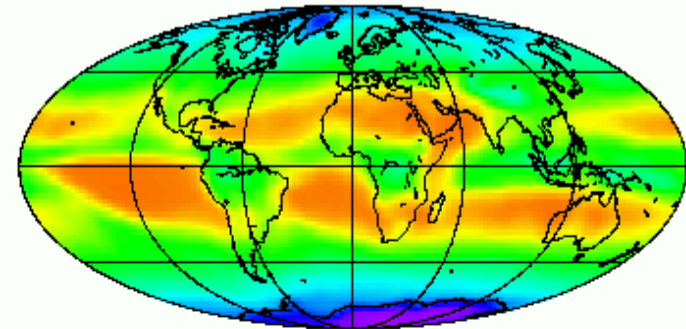


Juillet 1994

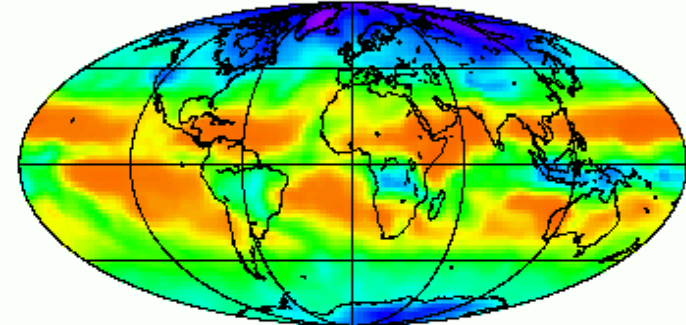
ScaRaB CNRS/LMD



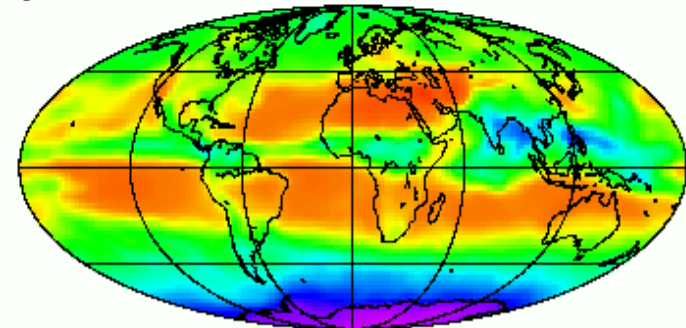
Puissance Infrarouge Émise



Moyenne Annuelle

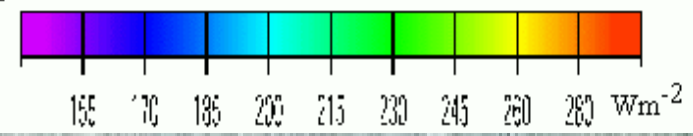


Janvier 1995



Juillet 1994

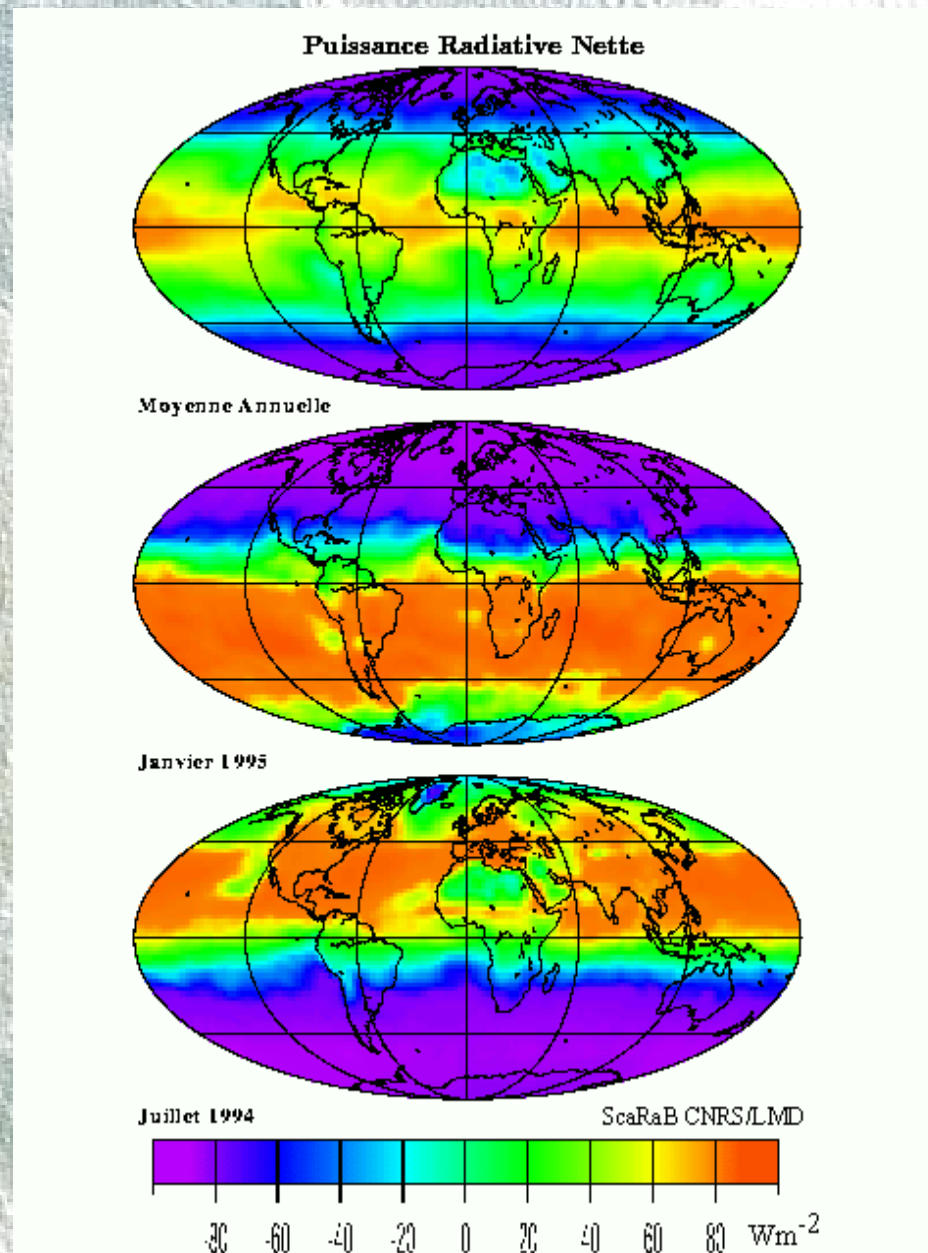
ScaRaB CNRS/LMD



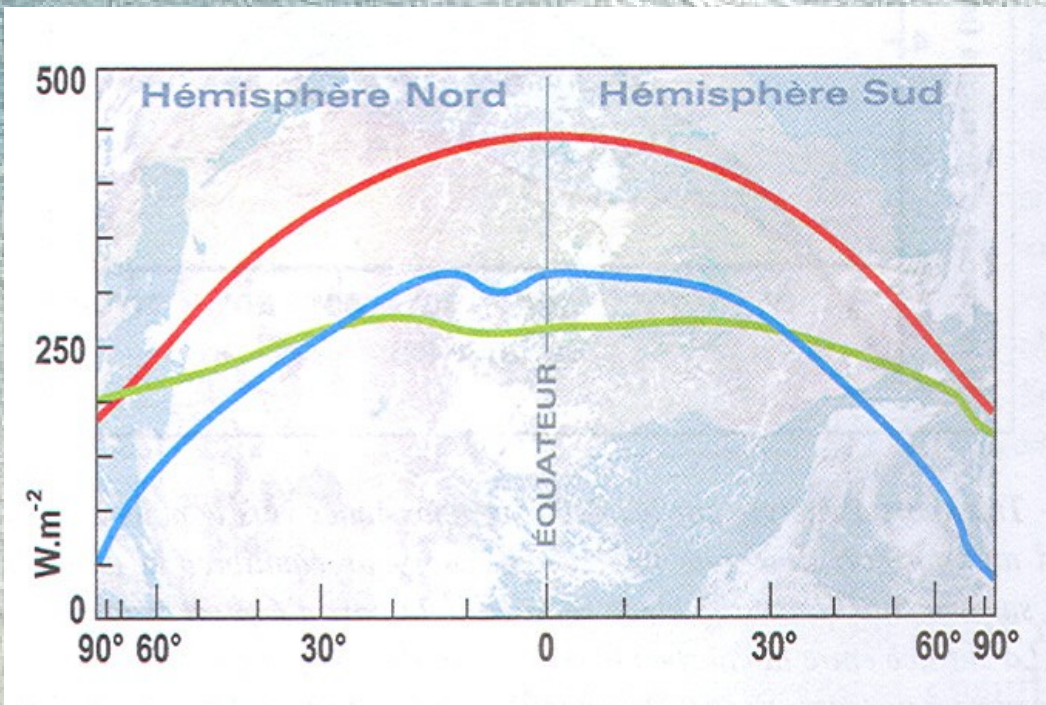
Bilan radiatif de la Terre vue depuis l'espace.

Mesuré directement à l'aide d'un radiomètre embarqué sur satellite.

Noter, dans les tropiques, les comportements des zones convectives (faible absorption et émission) et des océans (forte absorption et émission)



Bilan radiatif de la Terre vue depuis l'espace (suite)  
 Mesuré directement à l'aide d'un radiomètre embarqué sur satellite.  
 Noter les compensations dans la zone tropicale.



## Bilan radiatif de la Terre

rouge: rayonnement solaire reçu au sommet de l'atmosphère  
 bleu: rayonnement solaire absorbé  
 vert: rayonnement IR émis vers l'espace

Excès aux basses latitudes et déficit aux hautes latitudes: -> nécessité d'un transport de chaleur des basses vers les hautes latitudes.

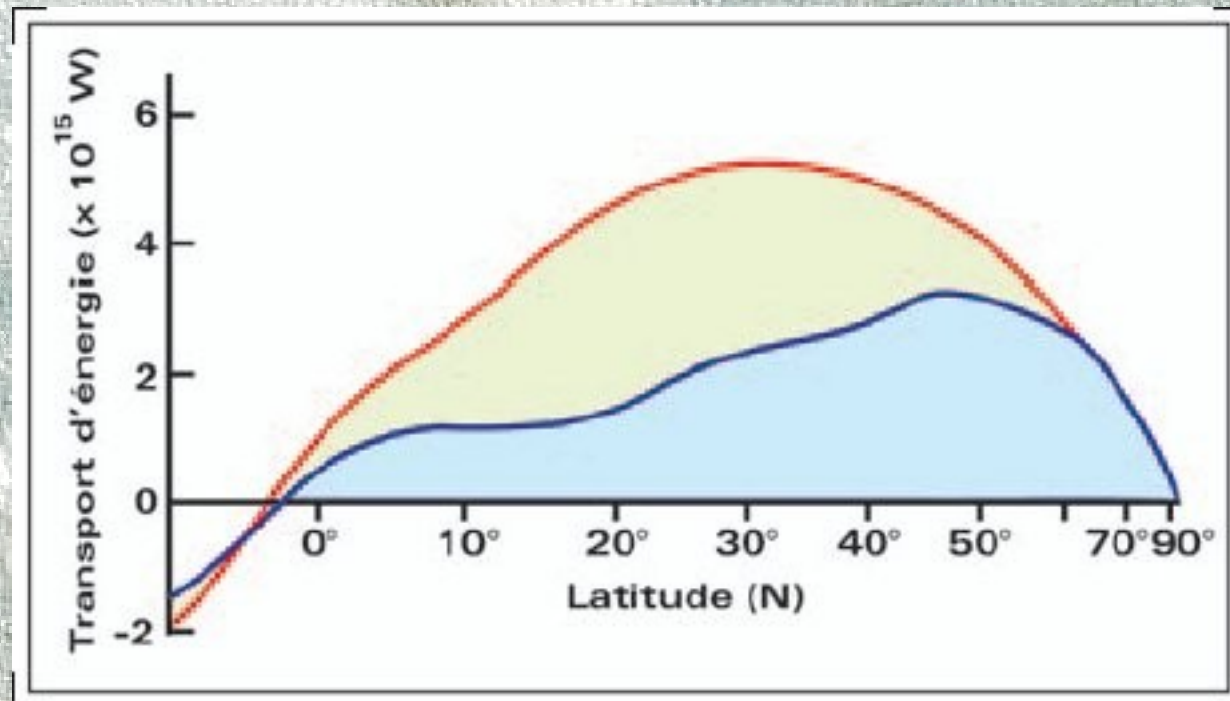
[Malardel, 2005; Gill, 1982]

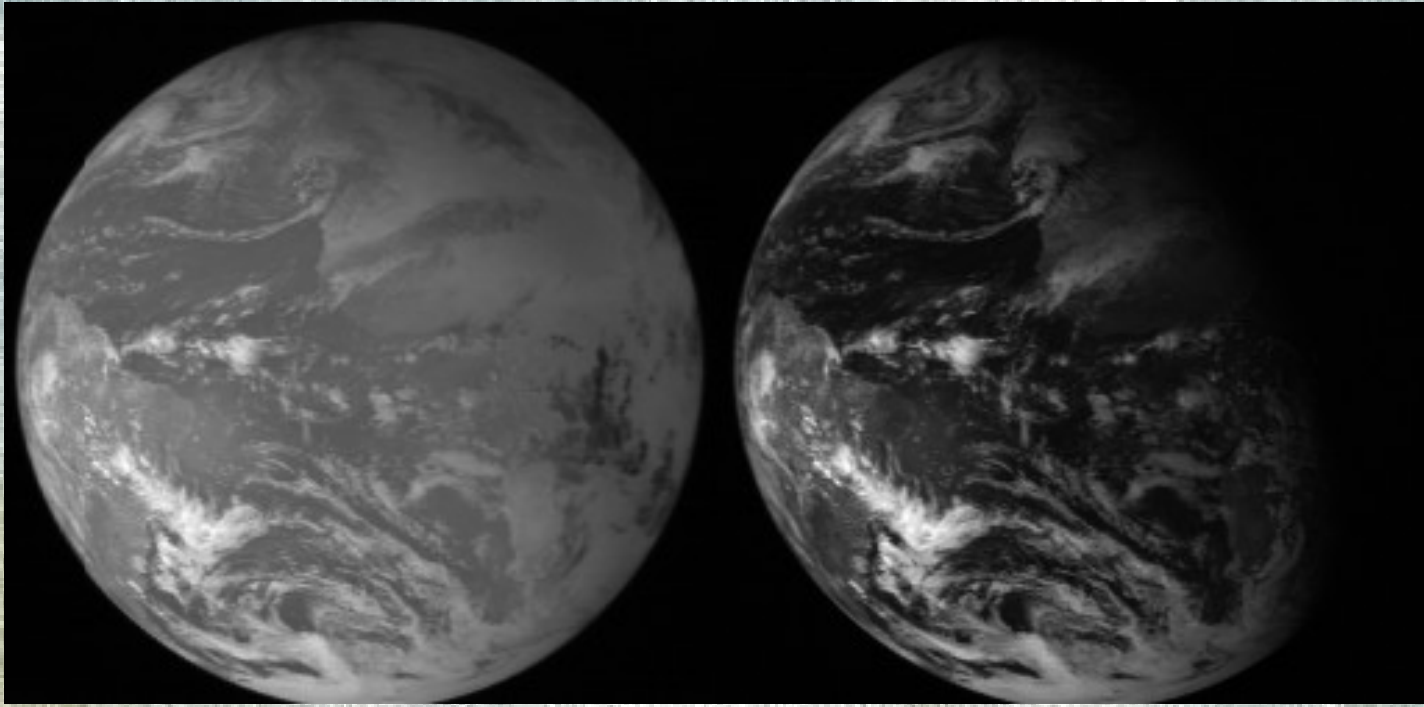
## Transport d'énergie par les fluides géophysiques

rouge: transport total  
 bleu: transport de chaleur par l'atmosphère

Entre la courbe bleu et la courbe rouge: transport par l'océan

L'atmosphère et l'océan réalisent chacun à peu près la moitié du transport.





Bilan radiatif total  
(sortant - entrant)

Canal visible

### Effet des nuages:

pendant la journée, l'effet dominant est le renvoi du rayonnement solaire par la surface réfléchissante des nuages (-> effet refroidissant); pendant la nuit, l'effet dominant est le blocage de l'émission infra-rouge (-> réchauffement).



# Effet des nuages sur le bilan radiatif

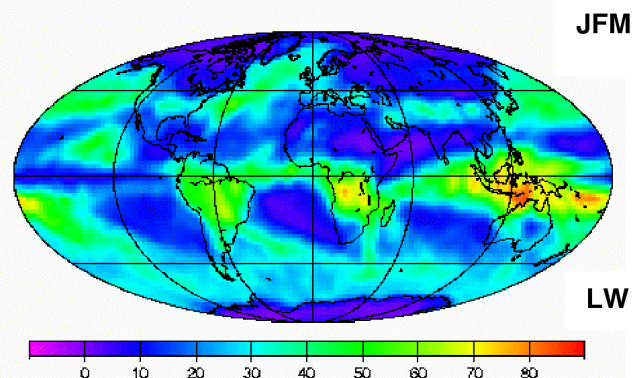
(calculé sur chaque pixel comme:  $\langle \text{moyenne des cas avec nuage} \rangle - \langle \text{moyenne des cas avec ciel clair} \rangle$ , flux compté positif dans le sens descendant)

Moyenne sur l'hiver  
1999 (JFM)

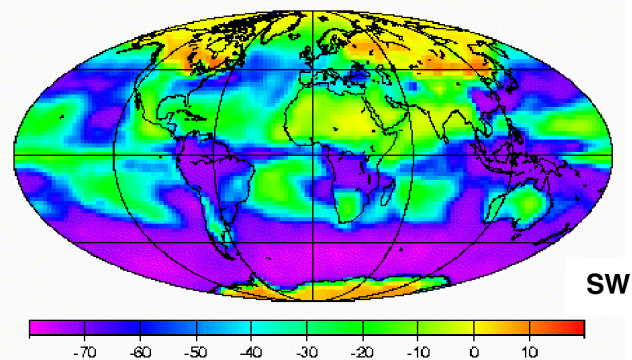
en  $W m^{-2}$

données ScaRaB LMD

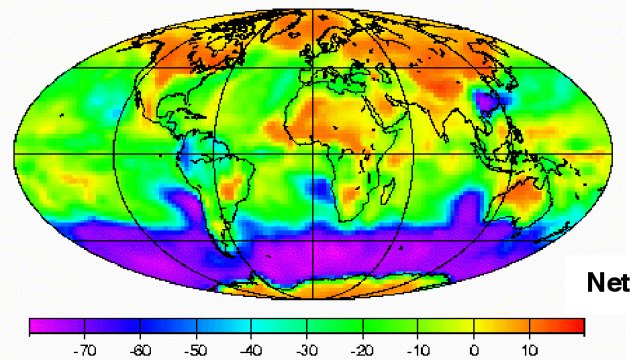
Ondes longues  
(infra-rouge)



Ondes courtes  
(visible)



Bilan (somme ondes  
courtes et longues)



Dans les zones de nuages hauts et froids la faible émission IR des nuages (par rapport au sol) a un effet positif sur le bilan radiatif

(la perte est plus faible). Faible effet dans les zones de nuages bas.

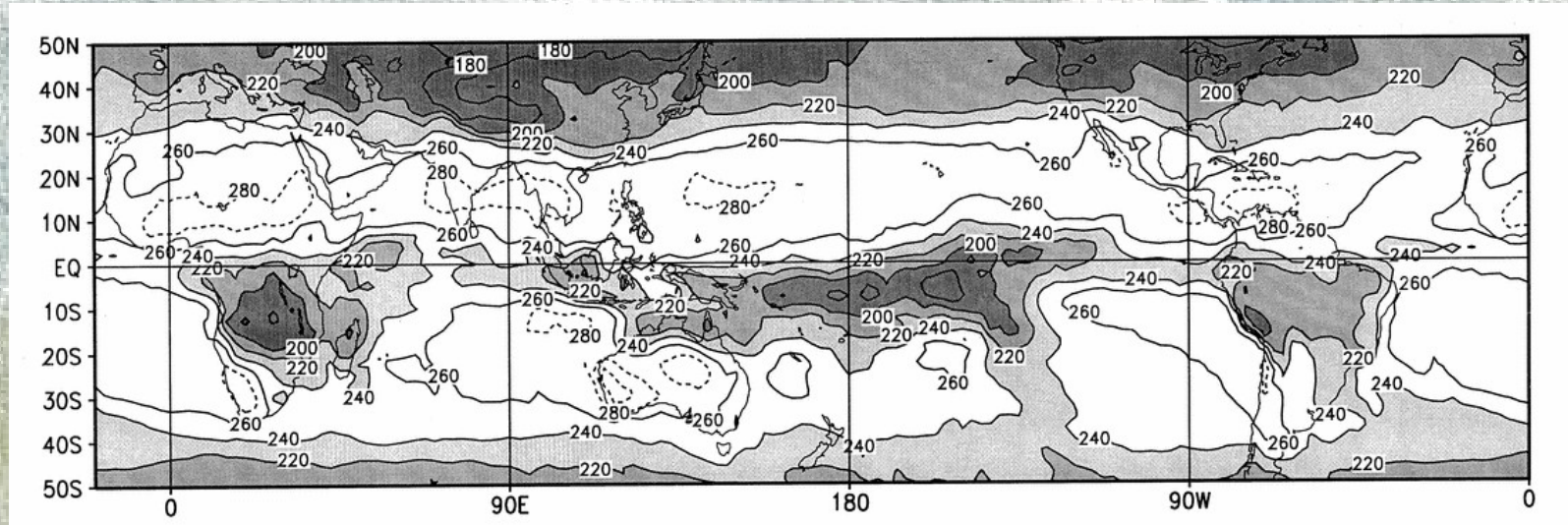
La réflexion par les nuages fait qu'il ont dans le visible une contribution négative au bilan radiatif. Les nuages hauts (glacés) sont les plus réfléchissants. Aux latitudes tempérées, les nuages limitent l'absorption au dessus des océans (rôle négatif) et limitent la réflexion au dessus des continents (rôle positif).

Dans le bilan total, les effets positifs et négatifs se compensent presque entièrement dans la zone tropicale.

# Radiation IR sortante en janvier

## Situation El Niño versus situation normale

Janvier  
1998



Janvier  
2001

