

## Planétologie comparative : atmosphère (2)

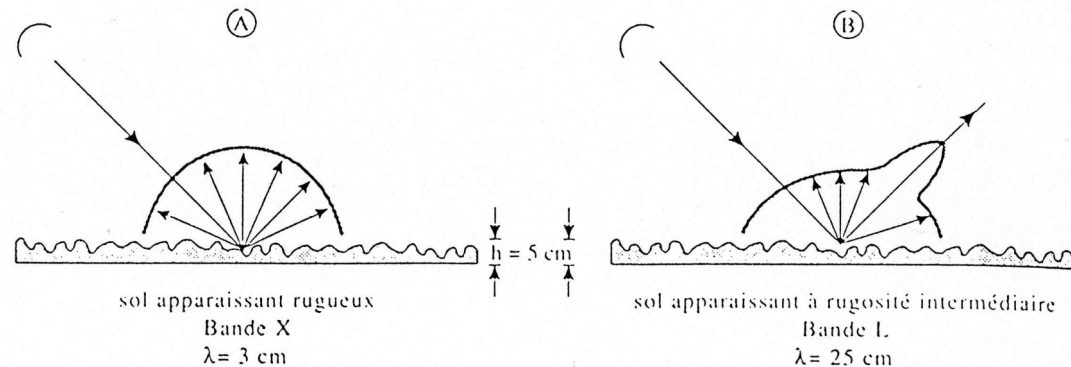
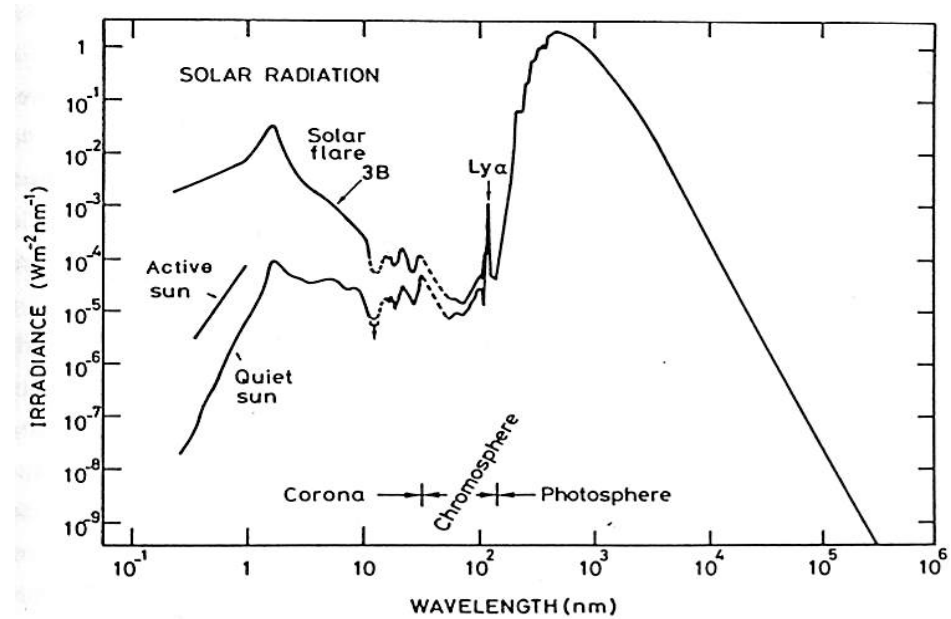


# Nomenclature des domaines de longueur d'onde

|                  |   |           |    |
|------------------|---|-----------|----|
| Rayons X         | X dur                                   | <1        | nm |
|                  | X mou                                   | 1-10      | nm |
| Ultraviolet (UV) | UV extrême (FUV ou EUV)                 | 0,01-0,20 | μm |
|                  | UV intermédiaire (MUV)                  | 0,20-0,30 | μm |
|                  | UV proche (NUV)                         | 0,30-0,38 | μm |
| Visible (Vis.)   | Violet                                  | 0,38-0,45 | μm |
|                  | Bleu                                    | 0,45-0,49 | μm |
|                  | Vert                                    | 0,49-0,56 | μm |
|                  | Jaune                                   | 0,56-0,59 | μm |
|                  | Orange                                  | 0,59-0,63 | μm |
|                  | Rouge                                   | 0,63-0,76 | μm |
| Infrarouge (IR)  | IR proche (NIR)                         | 0,8-1,5   | μm |
|                  | IR courte longueur d'onde (SWIR)        | 1,5-3,0   | μm |
|                  | IR longueur d'onde intermédiaire (MWIR) | 3-5       | μm |
|                  | IR grande longueur d'onde (LWIR)        | 5-15      | μm |
|                  | IR lointain (FIR)                       | 15-300    | μm |
| Micro-onde       | Submillimétrique                        | 0,01-0,10 | cm |
|                  | Millimétrique                           | 0,1-1,0   | cm |
|                  | Micro-onde                              | 1-100     | cm |

# Radiance et irradiance

- Irradiance spectrale : flux collimaté, se propageant dans une seule direction. Vrai du flux solaire (source quasiment ponctuelle) :  $F$  ( $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1}$ ).
- Intensité d'un rayonnement se propageant dans toutes les directions : intensité spécifique  $I$  ( $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$ ), ou encore radiance (ou luminance) spectrale.



# Distribution verticale de l'atmosphère

- Loi des gaz parfaits :  $p = nkT$
- Loi de l'équilibre hydrostatique :  $dp = -\rho g dz$ , où  $\rho = nm$  ( $n$  : densité atmosphérique,  $m$  : masse moléculaire moyenne).
- D'où  $dp/p = -dz/H$ , avec  $H = kT/mg$  (échelle de hauteur).
- Exercice : estimer les échelles de hauteur des troposphères de la Terre, de Mars et de Vénus.
- Dans l'hypothèse (simplificatrice) d'une atmosphère isotherme :
  - $p(z) = p_0 \exp(-z/H)$
  - $n(z) = n_0 \exp(-z/H)$
- La densité intégrée verticalement  $\int n(z) dz$ , de 0 à l'infini, vaut  $Hn_0$ . Elle s'exprime en  $m^{-2}$ .
- Exercice : estimer les densités intégrées verticalement des atmosphères de la Terre, de Mars et de Vénus.

# Loi de Beer-Lambert

- Quantité  $dI$  d'un rayonnement d'intensité  $I$  absorbée sur la distance  $ds$  :

$$dI(\lambda)/ds = -n\sigma(\lambda) I(\lambda),$$

où  $n$  est la densité de molécules absorbantes (par exemple  $\text{CO}_2$ ), exprimée en  $\text{m}^{-3}$ , et  $\sigma(\lambda)$  la section efficace de chaque molécule, exprimée en  $\text{m}^2$ . Sommation si plusieurs types de molécules.

- Coefficient d'absorption  $\kappa(\lambda) = n\sigma(\lambda)$ , exprimé en  $\text{m}^{-1}$ .

$$dI/ds = -\kappa(\lambda)I,$$

- Epaisseur optique  $\tau(\lambda)$  définie par  $d\tau(\lambda) = \kappa(\lambda)ds$  : nombre sans dimension. D'où :

$$dI/d\tau = -I$$

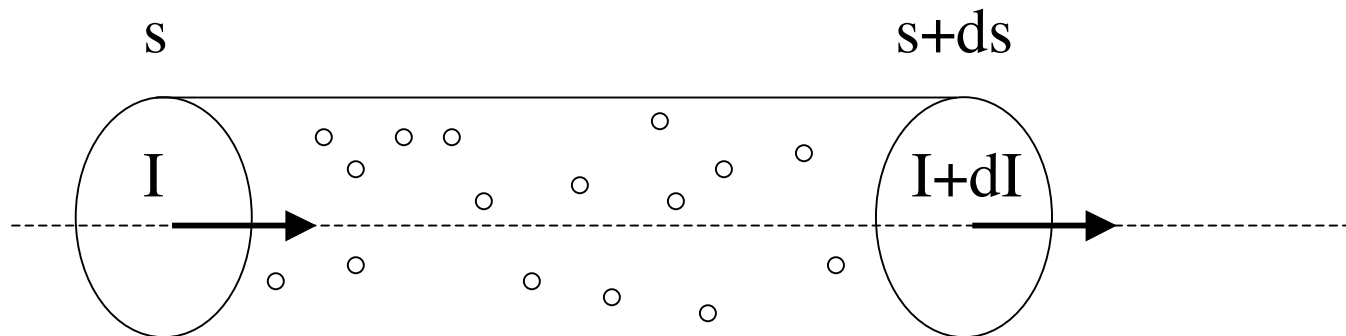
- soit, entre 0 et  $s$ ,

$$I(s) = I_0 \exp(-\tau) \text{ (loi de Beer-Lambert).}$$

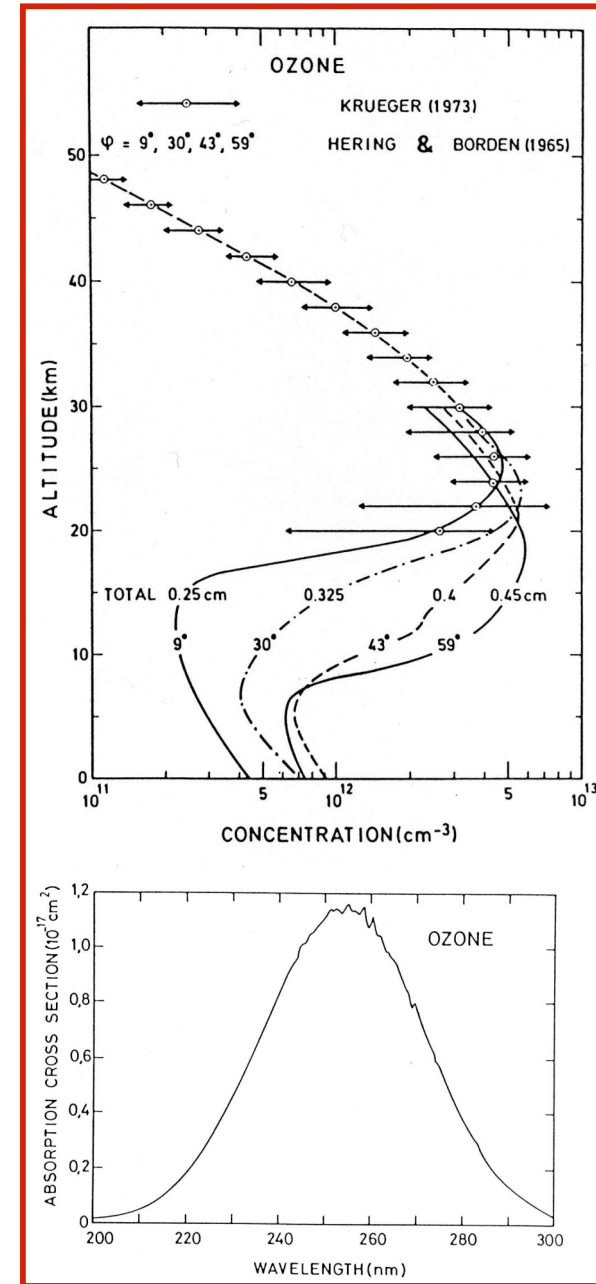
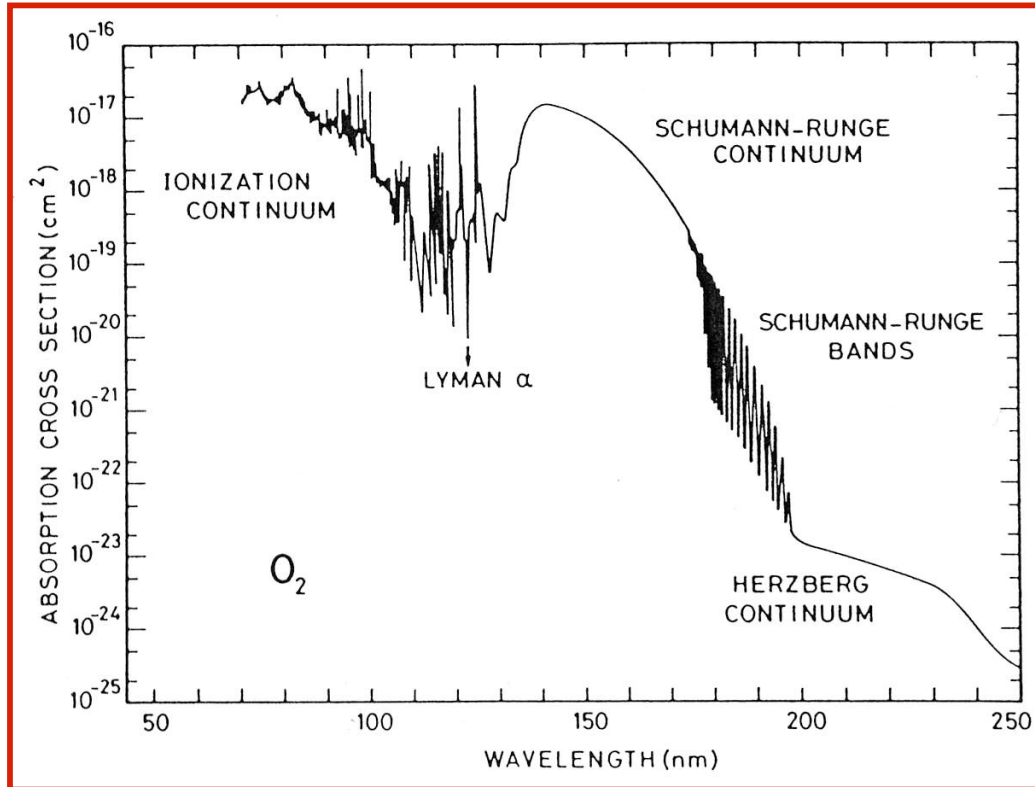
- Décroissance d'un facteur  $\exp(1)$  sur un trajet d'épaisseur optique unité.

# Notion de section efficace

- Dans l'approche physique, la section efficace  $\sigma$  de la molécule est reliée à la partie imaginaire de la polarisabilité de cette molécule, elle-même reliée à l'indice imaginaire (au niveau macroscopique).
- Approche analogique : la molécule peut être assimilée à une bille de section  $\sigma$  interceptant le rayonnement. Chaque bille retranche au rayonnement d'intensité  $I$ , en l'absorbant, la quantité  $\sigma I$ . Sur une longueur  $ds$ , et une section unité, le nombre de billes est  $nds$  ( $n$  étant la densité), d'où  $dI = -nds \sigma I$ , soit  $dI/ds = -n\sigma I$ .
- L'épaisseur optique  $d\tau$  du morceau de tube de longueur  $ds$  est  $n\sigma ds$  (sans dimension)



- Exercices :
- Estimer l'épaisseur optique verticale totale d'absorption de  $O_2$  dans l'atmosphère terrestre à 100, 140, 180 et 200 nm.
- Même question pour l'ozone stratosphérique ( $z > 20$  km) à 220, 250 et 280 nm.



## Equation du transfert radiatif

$$\frac{dI(\nu, \vec{n})}{ds} = -\kappa(\nu)I(\nu, \vec{n}) + \varepsilon(\nu)$$

- $I(\nu, \vec{n})$  : Intensité spécifique du rayonnement à la fréquence  $\nu$  se propageant dans la direction  $\vec{n}$ .
  - $s$  : abscisse curviligne le long de la direction de propagation.
- $\kappa(\nu)$  : coefficient d'absorption à la fréquence  $\nu$ .
- $\varepsilon(\nu)$  : coefficient d'émission à la fréquence  $\nu$ .



# Equilibre thermodynamique local

- L'état d'ETL (Equilibre Thermodynamique Local) est réalisé lorsque  $T_{\text{int}} = T_{\text{cin}}$  où :
  - $T_{\text{int}}$  : température interne de vibration(/rotation) des molécules (petits oscillateurs) définie par :

$$W_{\text{int}} = \frac{h\nu}{\exp(h\nu / kT_{\text{int}}) - 1}$$

- $T_{\text{cin}}$  : température d'agitation thermique des molécules définie par :  $W_{\text{cin}} = 3/2 kT_{\text{cin}}$ .
- On a l'ETL si le temps de relaxation des molécules par collisions est inférieur au temps de relaxation par rayonnement : vérifié si  $p > 10$  Pa, ou 0,1 mbar.
- Dans l'atmosphère terrestre, l'ETL est vérifié au dessous de  $\approx 60$  km.

# Loi de Kirchoff

- A l'ETL, la relation de Kirchoff s'applique :

$$\frac{\varepsilon(\nu)}{\kappa(\nu)} = B(\nu, T)$$

- L'équation du transfert radiatif à l'ETL peut donc s'écrire :

$$\frac{dI(\nu, \vec{n})}{ds} = -\kappa(\nu)[I(\nu, \vec{n}) - B(\nu, T)]$$

ou encore :

$$\frac{dI(\nu, \vec{n})}{d\tau} = -[I(\nu, \vec{n}) - B(\nu, T)]$$

où  $d\tau(\nu) = \kappa(\nu) ds$

# Relation entre coefficient d'absorption et section efficace d'absorption

- Loi de Beer-Lambert :  $dI(\nu)/ds = -n\sigma(\nu)I(\nu)$ ,
- On peut identifier  $\kappa(\nu)$  et  $n\sigma(\nu)$  (unité : l'inverse d'une longueur, souvent  $\text{cm}^{-1}$ ).
- La variation de  $\sigma(\nu)$  avec  $\nu$  obéit dans l'IR (transitions de vibration-rotation) à une loi de Voigt et peut s'écrire :

$$\sigma(\nu) = \sigma_{\text{tot}} \Phi_V(\nu) \quad (\text{donc } \int \sigma(\nu) d\nu = \sigma_{\text{tot}})$$

- d'où :

$$\kappa(\nu) = n \sigma_{\text{tot}} \Phi_V(\nu),$$

- ou :

$$d\tau(\nu) = n \sigma_{\text{tot}} \Phi_V(\nu) ds$$

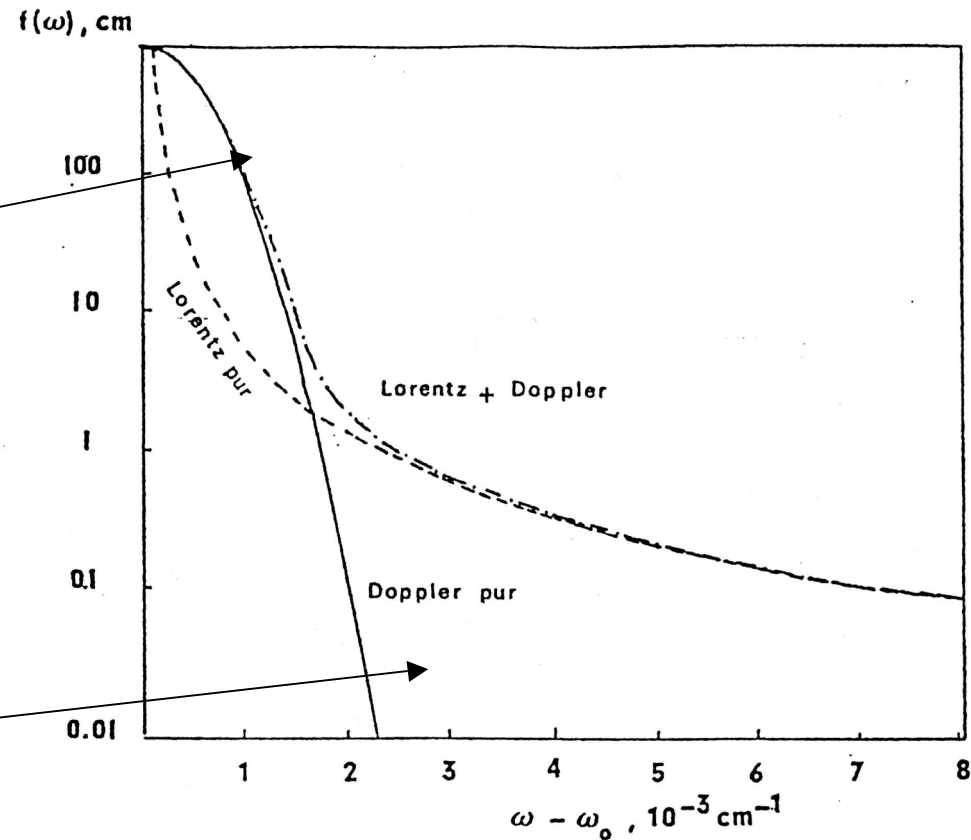
# Les deux sources d'élargissement des raies de vibration-rotation

- Agitation thermique des molécules : effet Doppler.

*Gaussienne*

- Collisions avec les autres molécules : élargissement des raies en fréquence, car resserrement en temps de la désexcitation des molécules (par collisions).

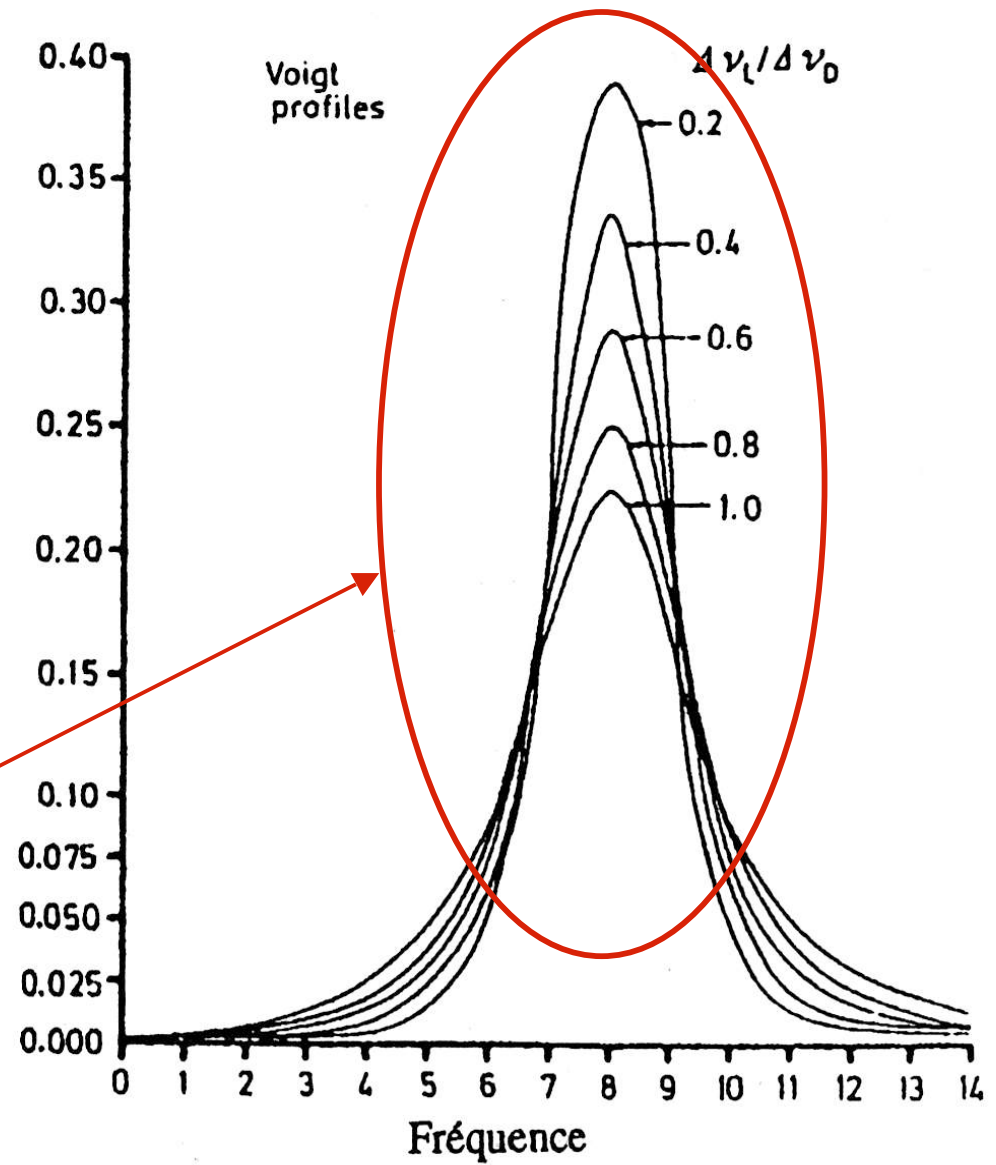
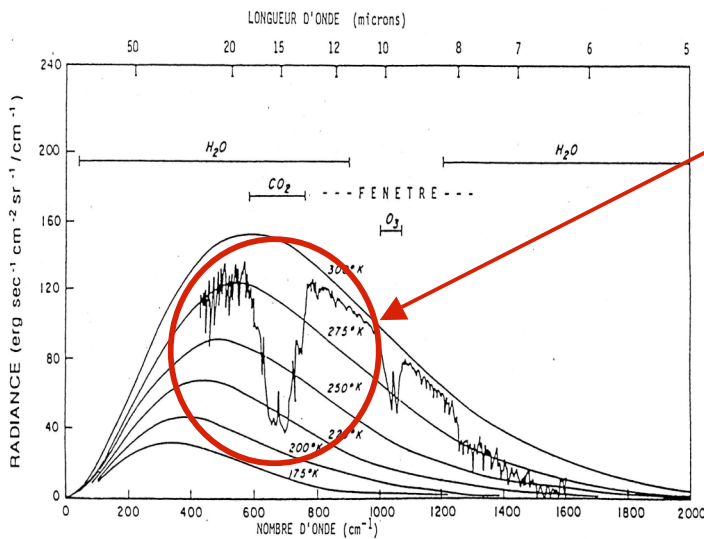
*Lorentzienne*



# Profil de Voigt

Ci-contre :

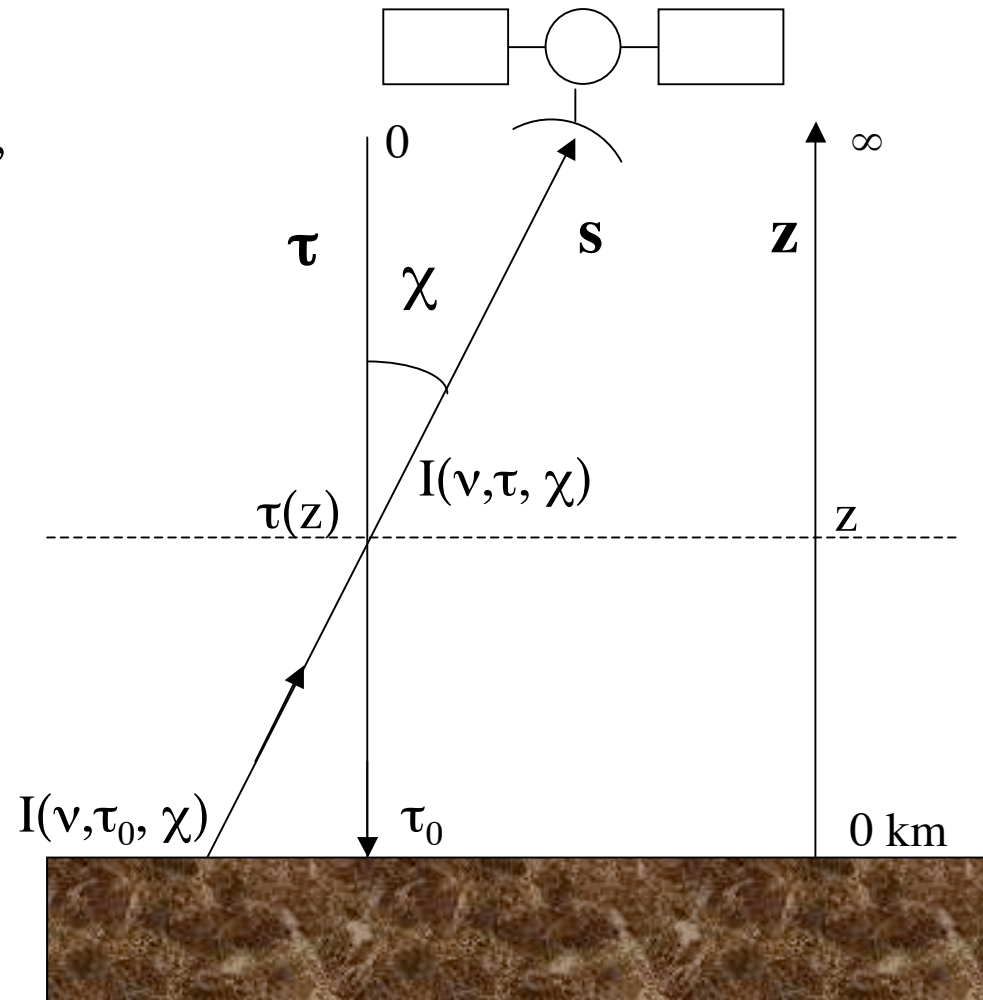
Convolution d'une  
gaussienne et d'une  
lorentzienne



# Géométrie de sondage infrarouge en orbite

- L'échelle des altitudes est orientée vers le haut, celle des épaisseurs optiques vers le bas.
- L'angle zénithal est  $\chi$ , d'où :  $s = \frac{z}{\cos \chi}$
- L'épaisseur optique  $\tau$  est définie par :

$$\tau(\nu, z, \chi) = \int_0^z \kappa(\nu, z') ds'$$



## Résolution de l'équation du transfert

- Dans la géométrie de sondage IR, l'équation de transfert peut être écrite :

$$\frac{dI(\nu, \tau, \chi)}{d\tau(\nu)} = -I(\nu, \tau, \chi) + B(\nu, T(\tau))$$

- Résolution par la méthode de la « variation de la constante ».

$$I(\nu, \tau) = I(\nu, \tau_0)e^{-\tau_0} + \int_0^{\tau_0} B(\nu, T(\tau'))e^{-\tau'} d\tau'$$

- Cas limites  $\tau_0 \approx 0$  (atmosphère optiquement mince), et  $\tau_0$  grand (atmosphère optiquement épaisse).

## Notion de fonction de poids

- La *fonction de poids*  $F_p(\nu, z, \chi)$  est définie par :

$$F_p(\nu, z, \chi) dz = -e^{-\tau(\nu, z, \chi)} d\tau$$

- Soit :

$$F_p(\nu, z, \chi) = \frac{d}{dz} [e^{-\tau(\nu, z, \chi)}]$$

- La fonction de poids est la dérivée, par rapport à l'altitude, de la *transmittance* atmosphérique  $T = \exp(-\tau)$ .
- La solution de l'équation de transfert peut se réécrire :

$$I(\nu, 0) = I(\nu, \tau_0) e^{-\tau_0} + \int_0^{\infty} B(\nu, T(z)) F_p(\nu, z, \chi) dz$$



# Allure de la fonction de poids

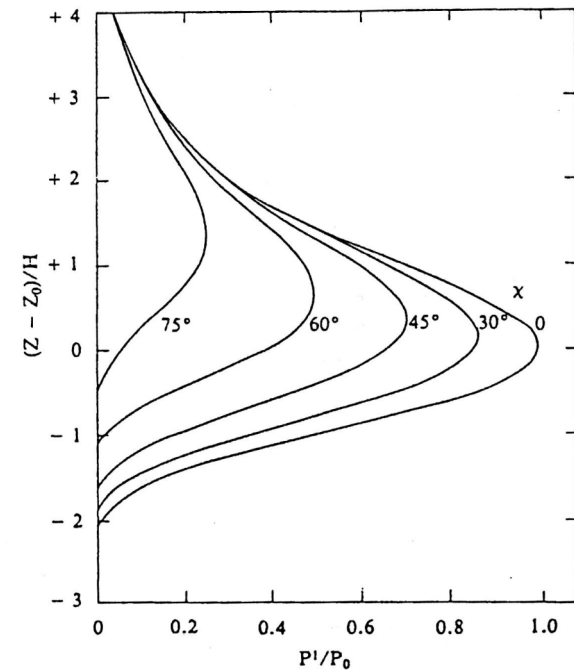
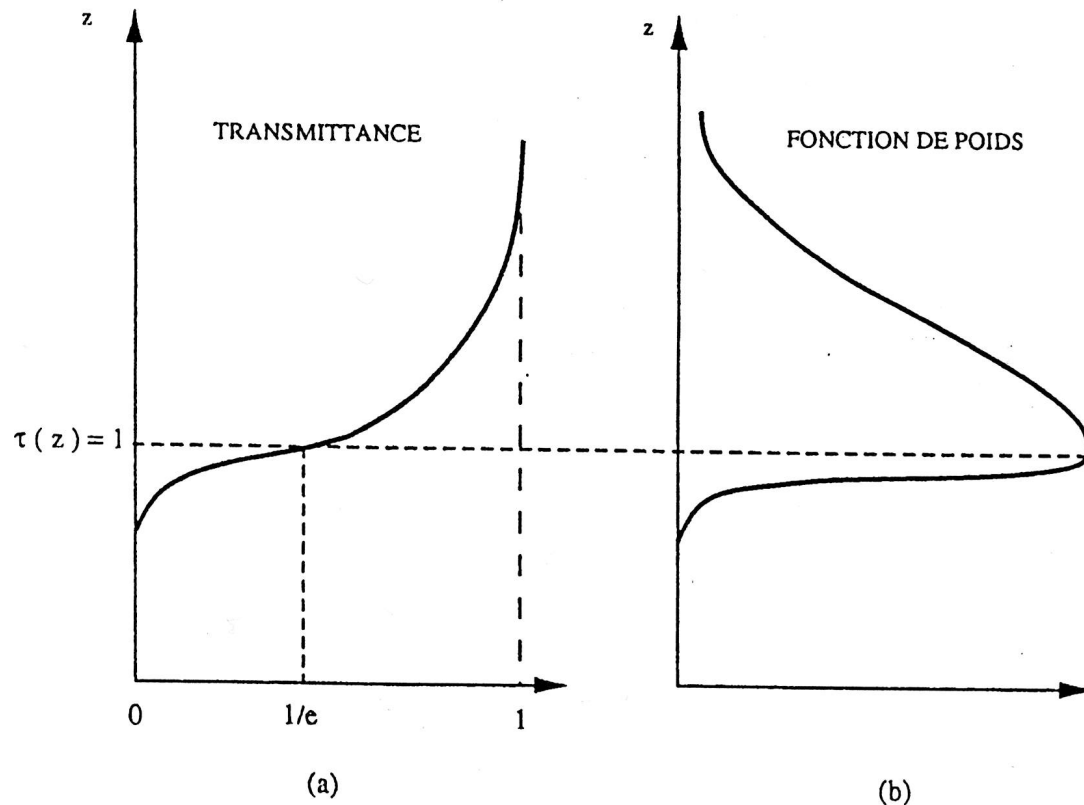
- Exercice : démontrer que le maximum de la fonction de poids est atteint à l'altitude où :

$$d^2\tau/dz^2 = (d\tau/dz)^2$$

- Hypothèse : atmosphère isotherme, répartition exponentielle de la densité  $n(z)$  de molécules absorbantes (distribution barométrique), donc de la densité intégrée  $N(z, \chi)$  de  $z$  à l'infini le long de la ligne de visée.
- Exercice : calculer dans ce cas  $N(z, \chi)$  en fonction de  $n_0=n(0)$  km),  $H$  et  $\chi$ , puis  $\tau(\nu, z, \chi)$  en fonction de la section efficace d'absorption  $\sigma(\nu)$  et  $z$ .
- En déduire que le maximum de la fonction de poids est atteint pour une profondeur optique  $\tau_0$  égale à 1. On pourra se servir de la relation établie ci-dessus, et démontrer que :

$$(1/H^2) \tau_0^2 = (1/H^2) \tau_0.$$

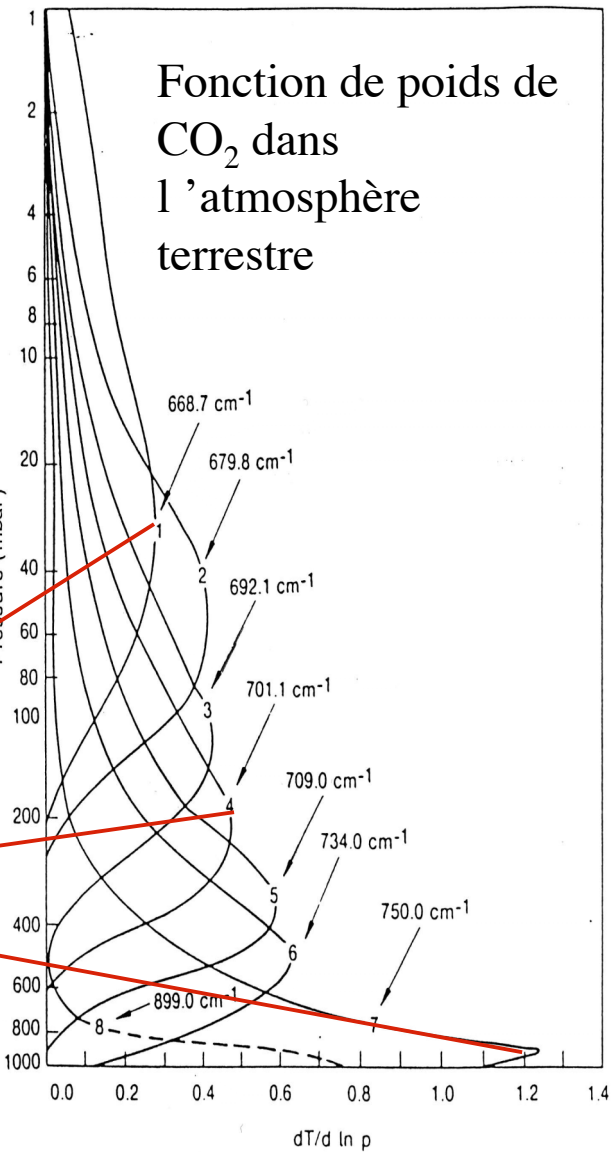
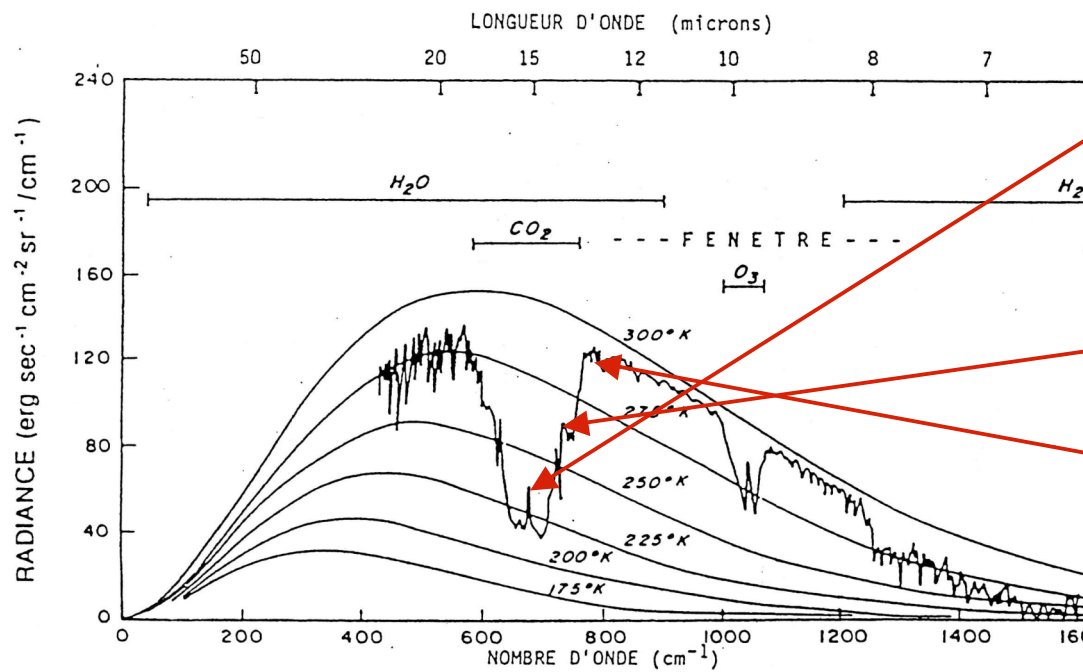
# Transmission et fonction de poids dans le cas d'une répartition barométrique de l'absorbant



# Fonction de poids et spectre d'émission infrarouge

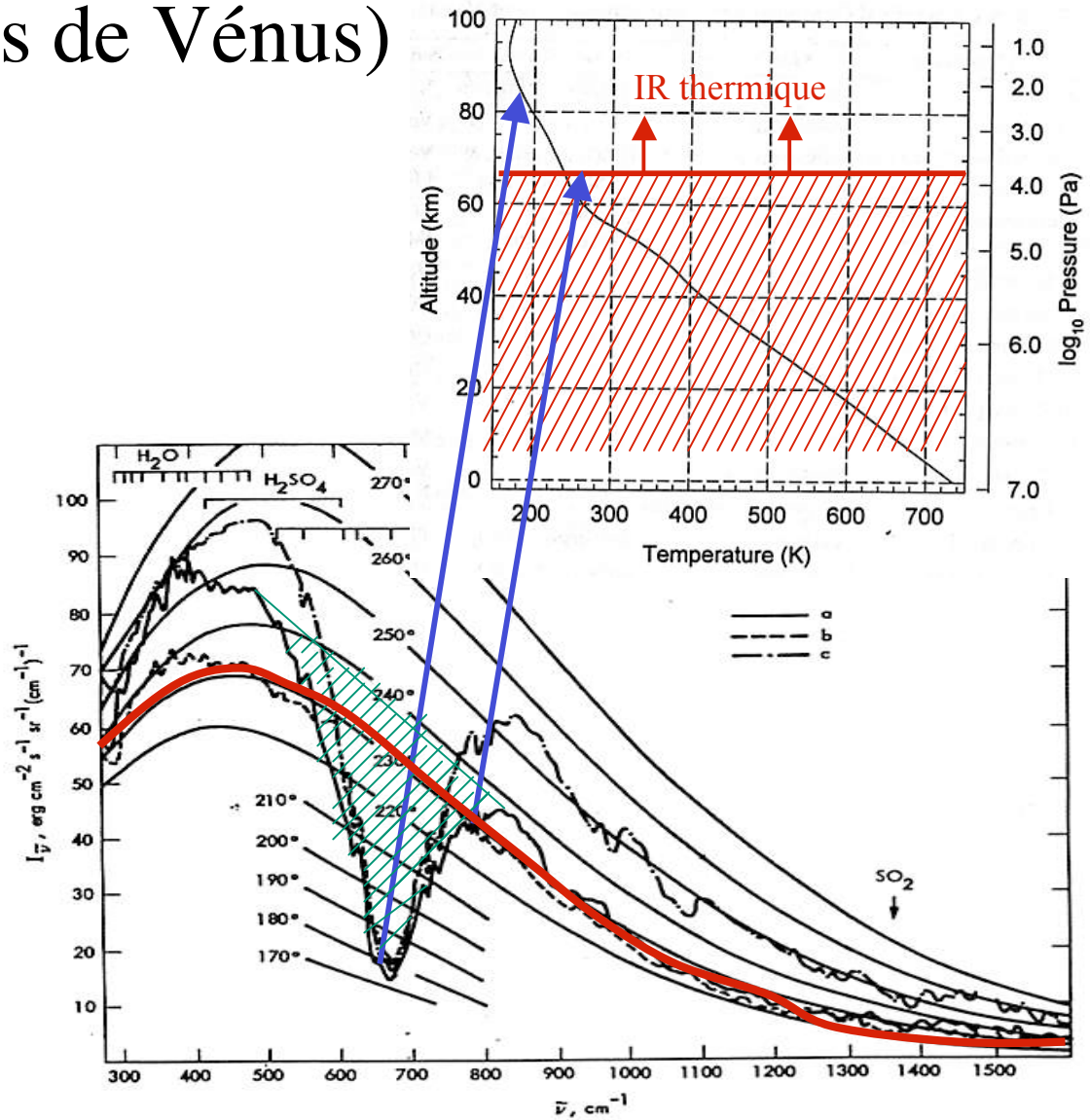
Les photons émis à une altitude proviennent d'une couche.  
Le « profil » de cette couche est donné par la fonction de poids (ici en fonction de  $\ln p$  (coordonnées log-pression)).

$$I(\nu, 0) = I(\nu, \tau_0) e^{-\tau_0} + \int_0^{\infty} B(\nu, T(z)) F_p(\nu, z, \chi) dz$$



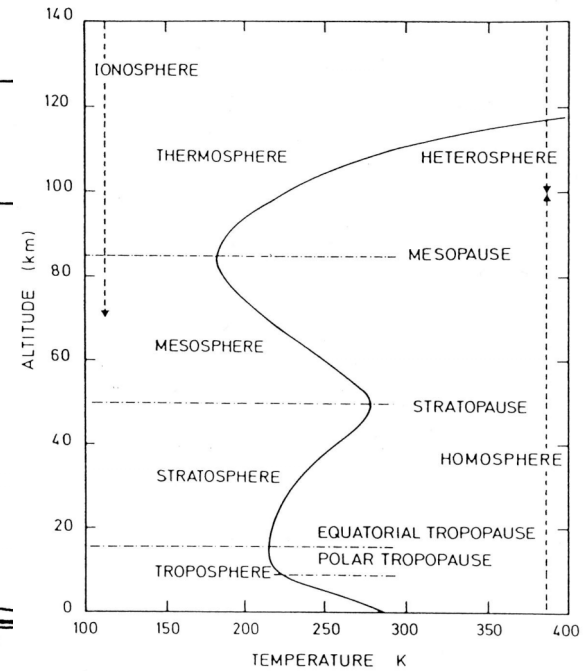
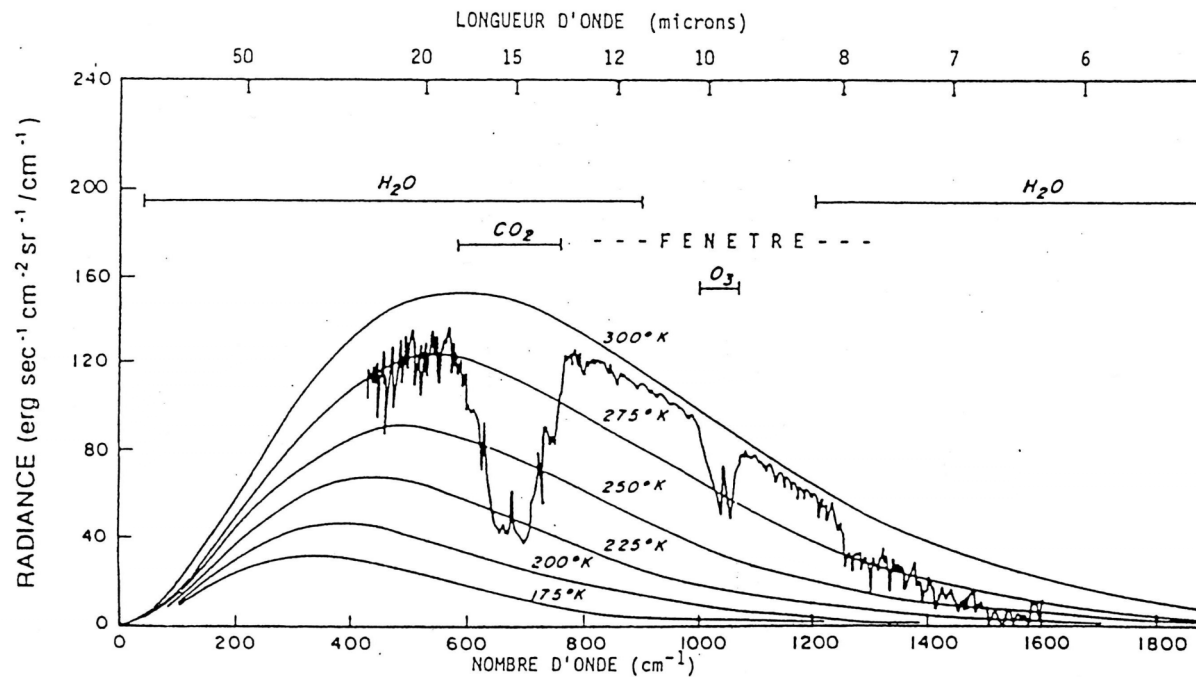
# Effet de serre (cas de Vénus)

- Température à la surface des nuages (ETL, donc  $T_{\text{emi}} = T_{\text{int}} = T_{\text{cin}}$ ) : 240-250 K
- Température au centre de la bande de  $\text{CO}_2$  ( $T_{\text{emi}} = T_{\text{cin}}$  aussi) : 180 K : émission vers 85 km.
- La température du corps noir émettant la même quantité de rayonnement que Vénus est 230 K.

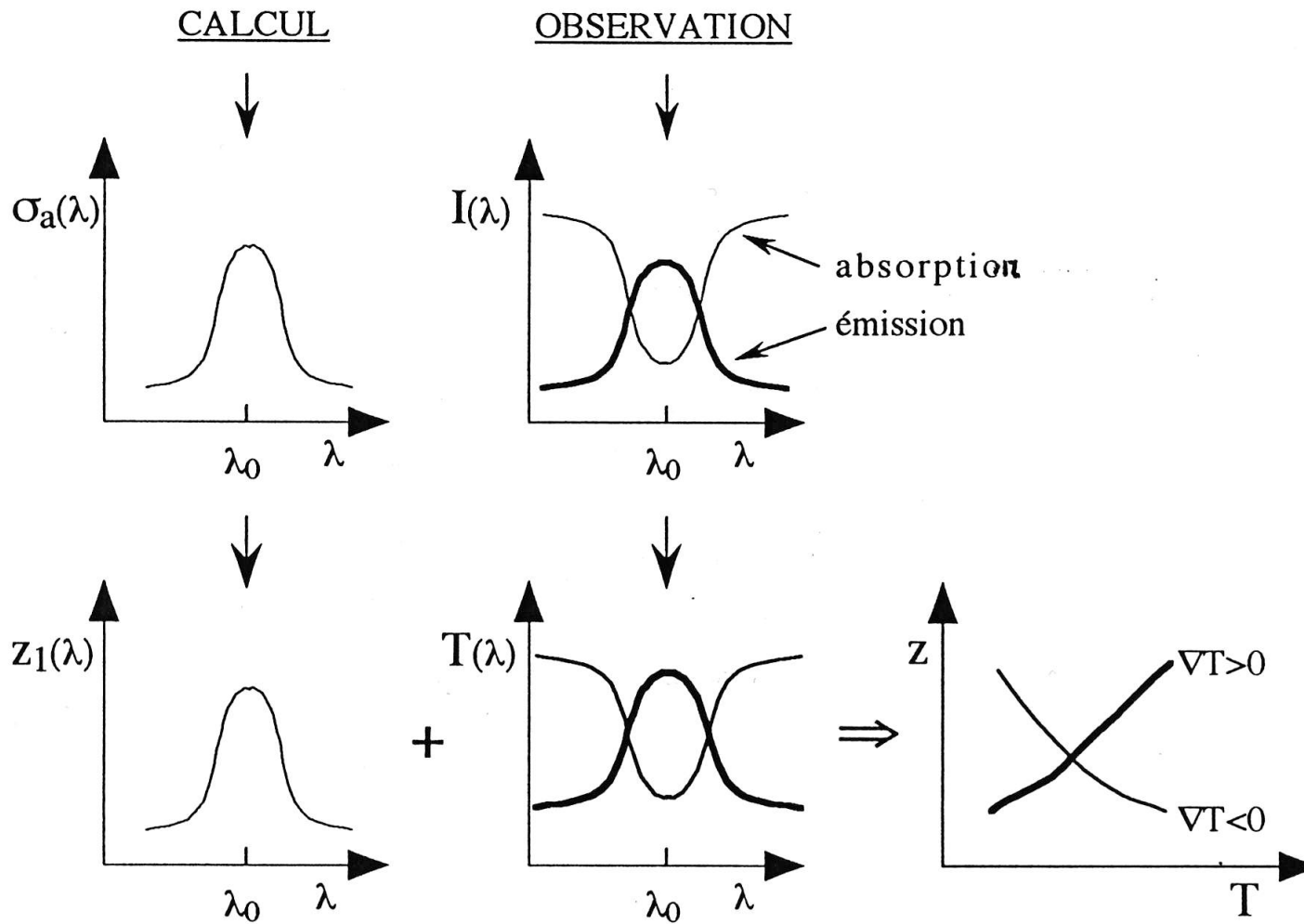


• Exercice :

- Quelle est la température d'émission de la surface de la Terre?
- Vers quelle altitude est émis le rayonnement au centre de la bande de  $\text{CO}_2$ ? Même question au centre de la bande de  $\text{O}_3$ .
- Sachant que le gradient thermique atmosphérique est de  $-6 \text{ K/km}$ , et que la température d'émission de la Terre est  $255 \text{ K}$ , quelle est l'altitude moyenne d'émission du rayonnement thermique de la Terre?

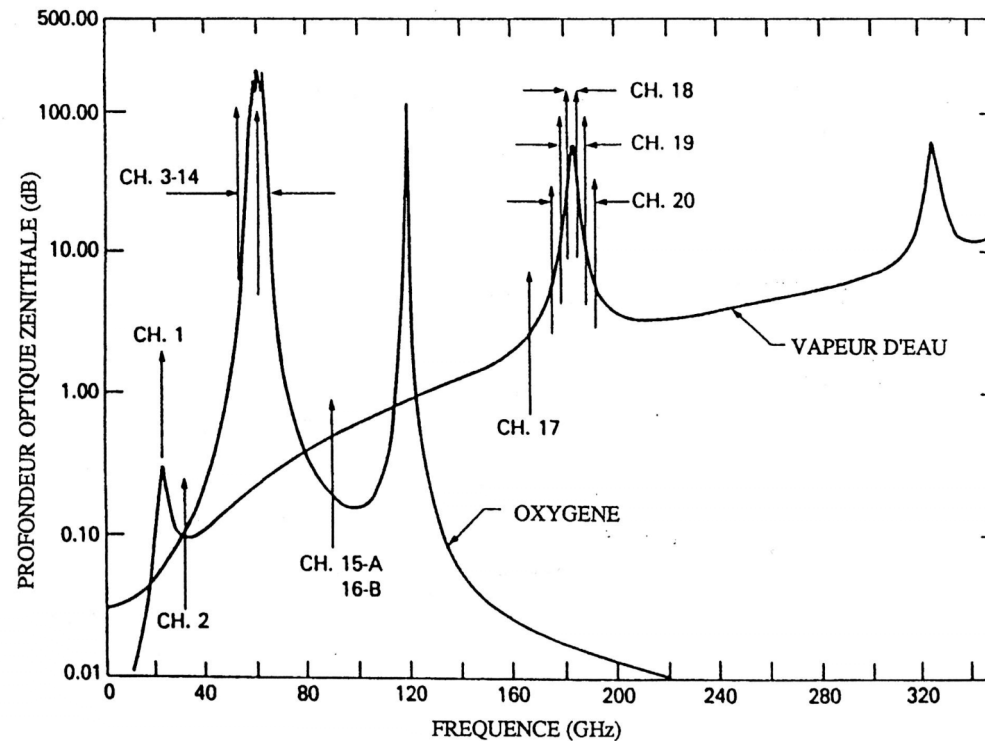


# Principe du sondage infrarouge passif



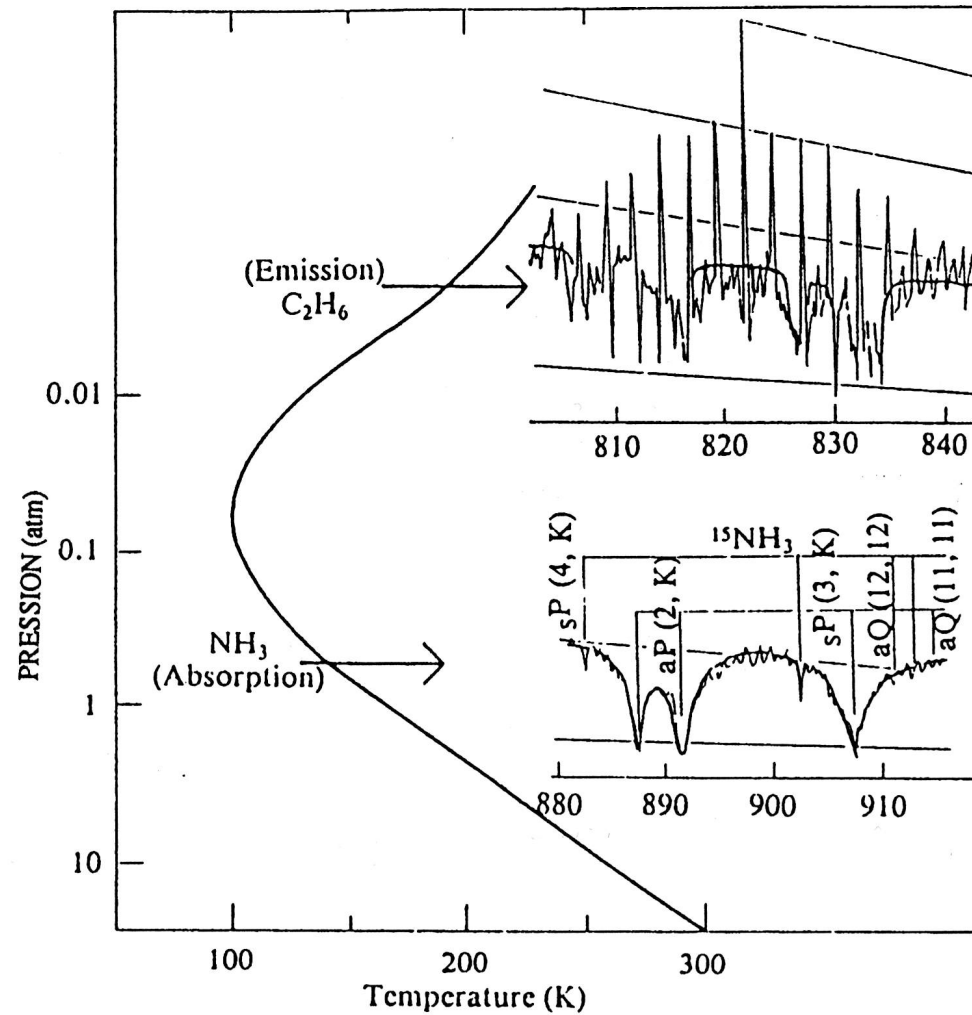
# Sondage micro-onde de l'oxygène moléculaire, de la température et de la vapeur d'eau

- Positions en fréquence des 20 canaux du système de sondage AMSU pour les satellites météo américains de la NOAA.
- La mesure de  $O_2(z)$  donne la température  $T(z)$  via l'équilibre hydrostatique.
- Connaissant  $T(z)$ , on peut remonter à  $H_2O(z)$ .



$$I(\nu, 0) = I(\nu, \tau_0) e^{-\tau_0} + \int_0^{\infty} B(\nu, T(z)) F_p(\nu, z, \chi) dz$$

# Sondage infrarouge de l'atmosphère de Jupiter

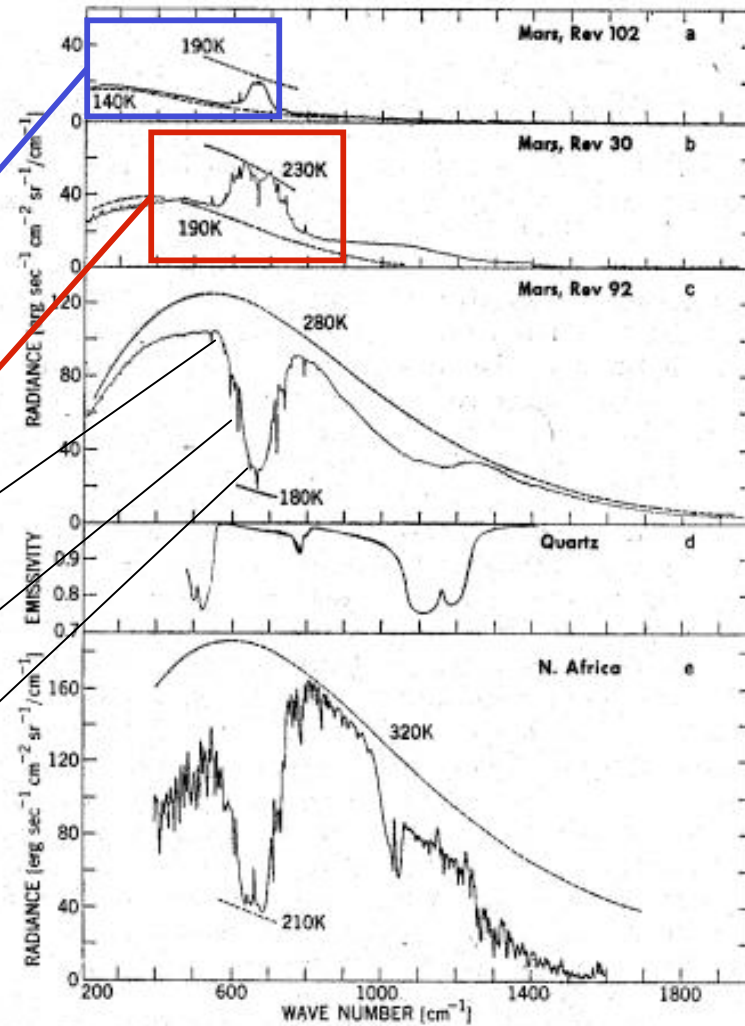
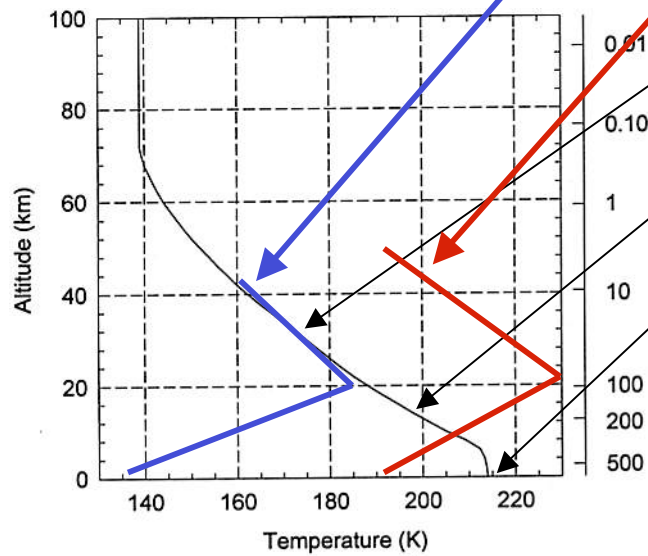






L'arrivée de Mariner 9 en orbite  
martienne (décembre 1971)

# Spectres infrarouges de Mars pris par Mariner 9



# Relation poussière/ structure thermique

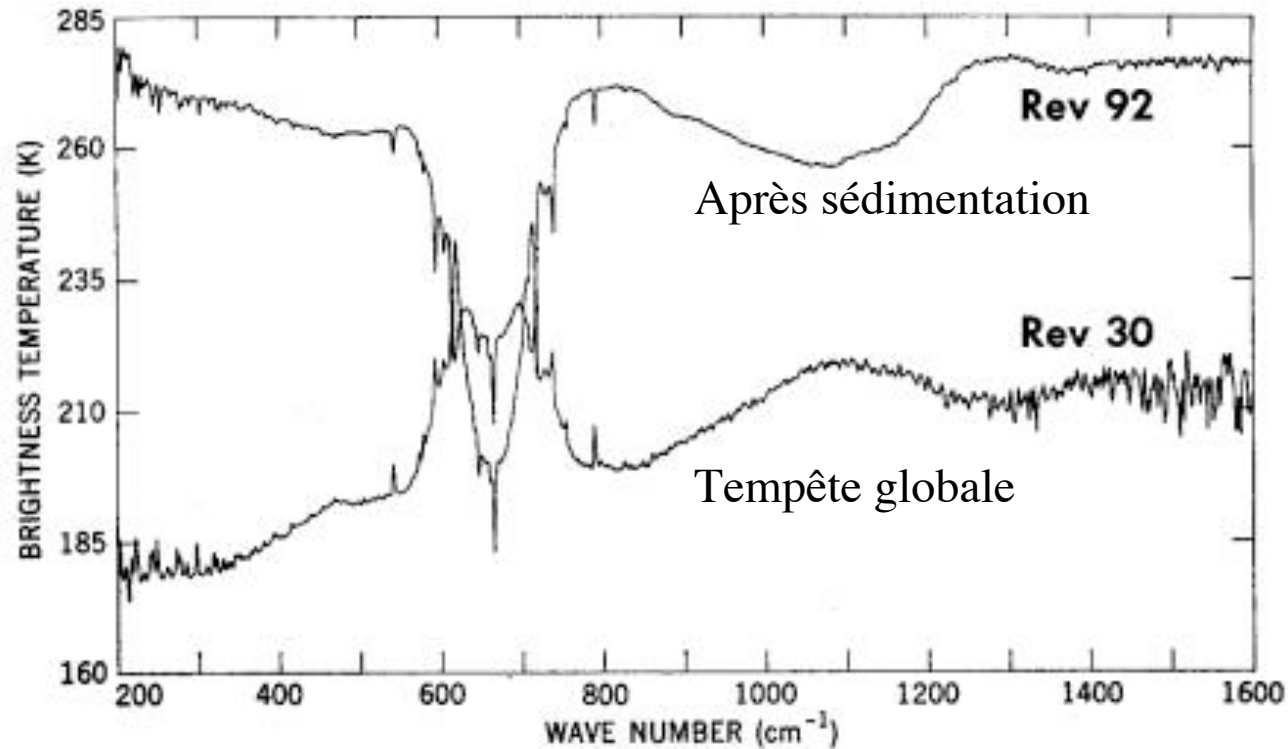


FIG. 4. Brightness temperatures calculated from spectra recorded on revolutions 30 and 92. The midlatitude spectrum shows a minimum due to silicate dust near  $1085\text{ cm}^{-1}$ . The south polar spectrum shows a maximum at approximately the same wavenumber.

Evolution de la  
structure  
thermique durant  
l'accalmie de la  
tempête globale

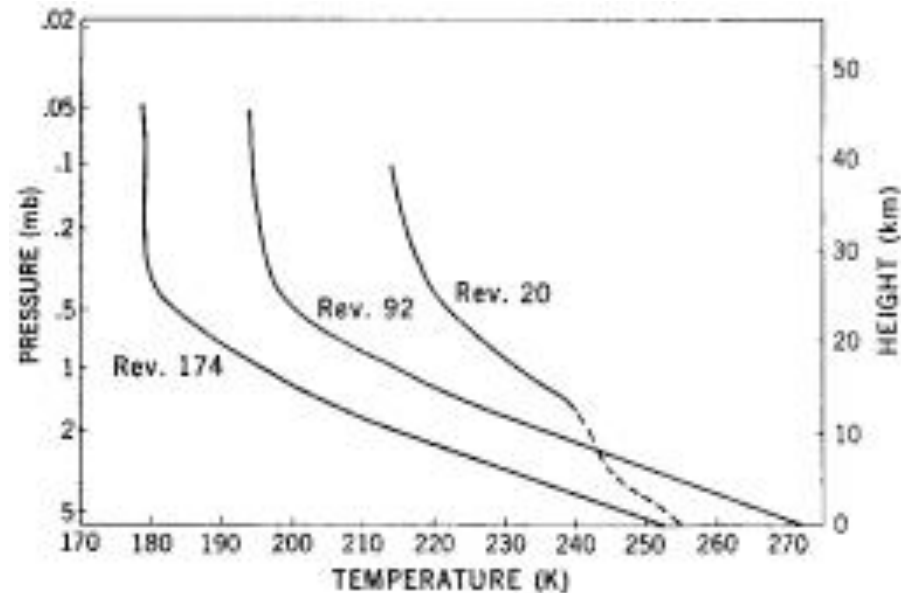


FIG. 8. Temperature profiles obtained by inversion of measurements in the  $667\text{-cm}^{-1}$   $\text{CO}_2$  absorption band. The profiles were obtained at approximately  $-30^\circ$  latitude and 1400hr Martian local time during the revolutions indicated. During revolution 20 the atmosphere was heavily dust laden. By revolution 92 the dust was dissipating; clearing was well advanced by revolution 174.