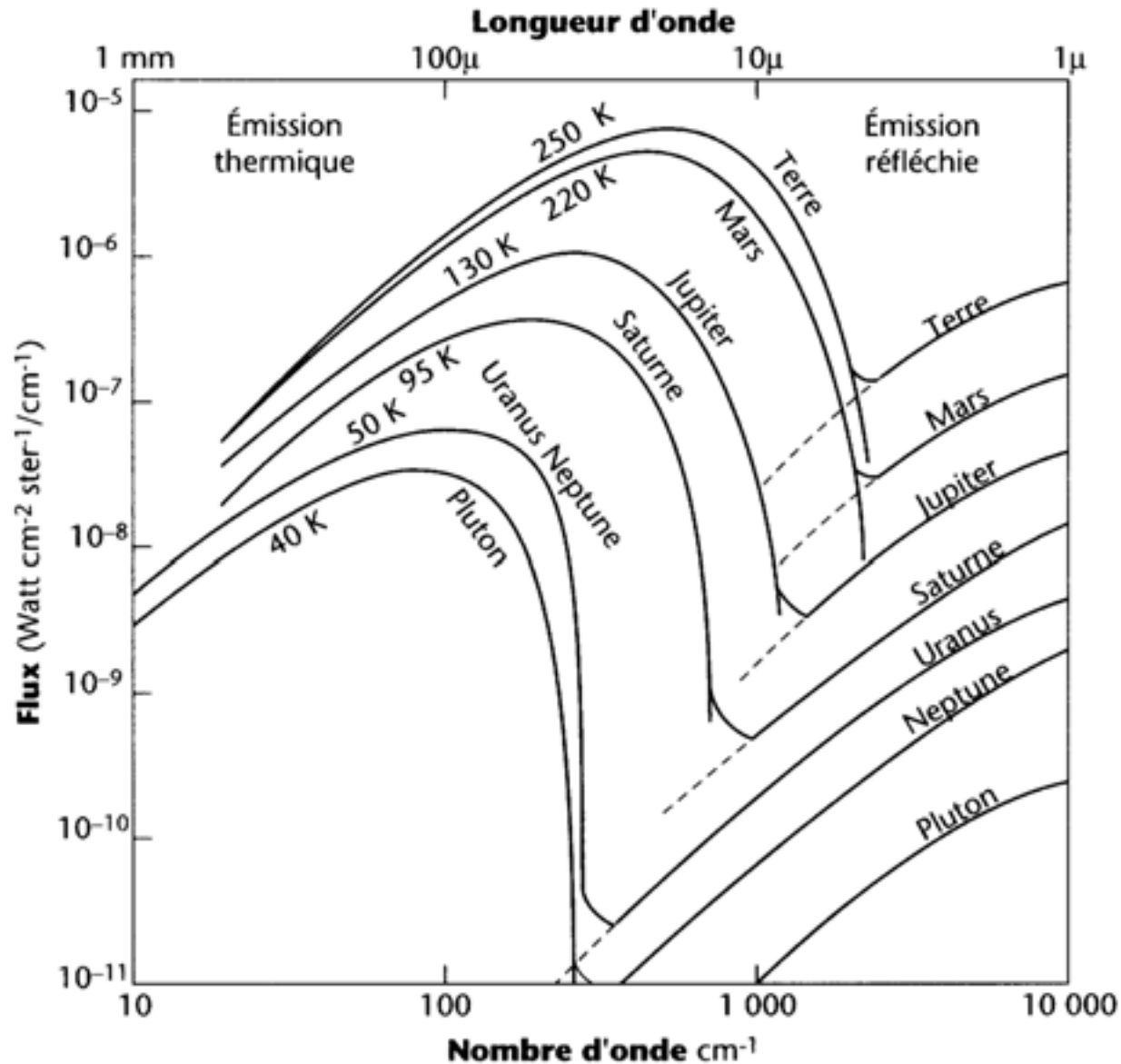


Cours 2

Moyens d'étude

- Spectroscopie des atmosphères
 - Rayonnement solaire réfléchi
 - Emission thermique
 - Sources d'opacité atmosphérique
- Imagerie multi-spectrale
- Méthodes d'occultation
- Mesures *in situ*

Emission thermique, rayonnement solaire réfléchi



Emission thermique, rayonnement solaire réfléchi

- Emission thermique

- Domine au-delà de $\sim 5 \mu\text{m}$: IR moyen, lointain, mm
- L'ETL est réalisé pour $p > 0,1-10 \mu\text{bar}$; la diffusion peut en général être négligée $\rightarrow \omega_0 = 0$ et $S_\nu = B_\nu$ [fonction source = fonction de Planck]

- Diffusion du rayonnement solaire

- Domine en-deçà de $\sim 4 \mu\text{m}$: UV, visible, IR proche
- En général, l'émission thermique est alors négligeable ($T_{\text{eff}} \ll T_{\text{u}}$)
- Diffusion cohérente ($\nu' = \nu$)

- Gaz : diffusion Rayleigh

- $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$, α = polarisabilité de la molécule = milieu, et N = densité du gaz où n = indice réel de réfraction du

- Section efficace : $\frac{n-1}{2\pi N}$

- Fonction de phase : $\sigma_R = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \alpha^2$ sans tenir compte de la polarisation;

en fait $p(\cos\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta)$

$$p_{\parallel} = \frac{3}{4}\cos^2\theta \quad ; \quad p_{\perp} = \frac{3}{4} \quad (\text{polarisations parallèle et orthogonale au plan de diffusion})$$

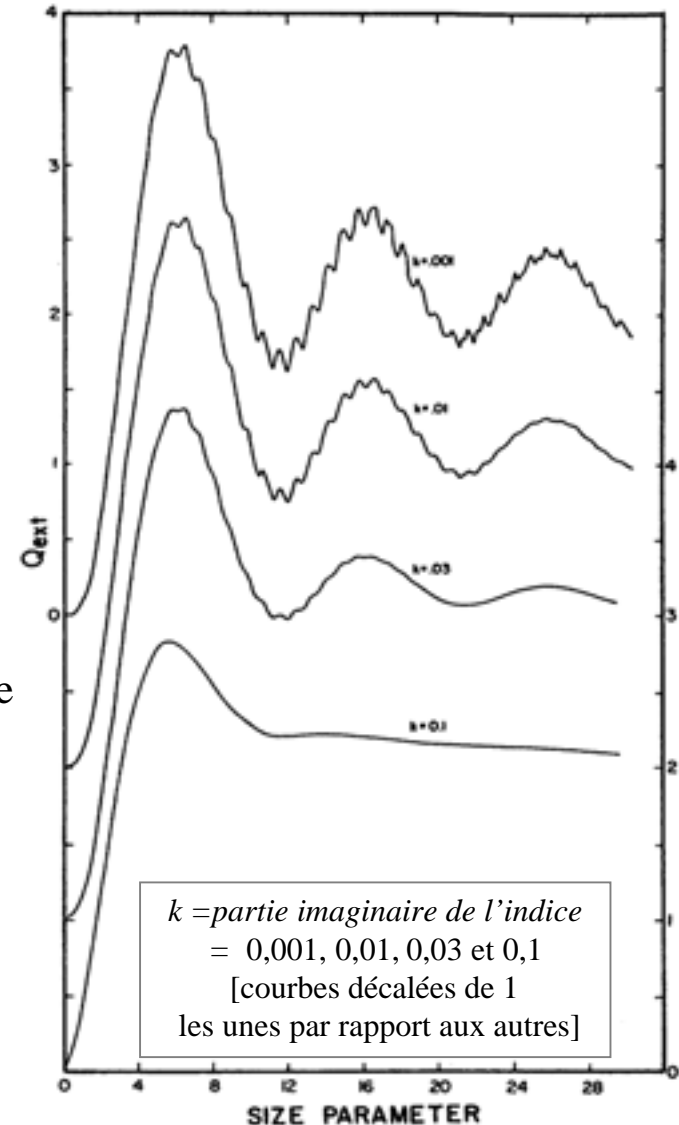
Emission thermique, rayonnement solaire réfléchi

	σ_R (cm ²) [λ en μm]
Air	$3,8 \times 10^{-28} / \lambda^4$
CO₂	$8,8 \times 10^{-28} / \lambda^4$
H₂	$8,3 \times 10^{-29} / \lambda^4$
He	$5,8 \times 10^{-30} / \lambda^4$

- Exemple : Jupiter $n(p) = p[\text{atm}] \times 45 \cdot 10^5 \times 2,7 \cdot 10^{19} = p[\text{atm}] \times 1,2 \cdot 10^{26} \text{ molec cm}^{-2}$
 $\tau_R = \sigma_R n(p) = 7,1 \cdot 10^{-29} / \lambda^4 \times 1,2 \cdot 10^{26} p[\text{atm}] = 0,086 / \lambda^4 \times p[\text{atm}]$
rouge : $0,8 \mu\text{m} \rightarrow \tau_R = 1 \text{ à } 50 \text{ bar}$
bleu : $0,4 \mu\text{m} \rightarrow \tau_R = 1 \text{ à } 3 \text{ bar}$
UV : $0,2 \mu\text{m} \rightarrow \tau_R = 1 \text{ à } 0,2 \text{ bar}$
(à titre de comparaison, le sommet des nuages de NH₃ est vers 0,3 bar)
- Vénus $\tau_R = 1,3 \text{ à } 1 \mu\text{m}$; $\tau_R = 10 \text{ à } 0,6 \mu\text{m}$ à la surface

Emission thermique, rayonnement solaire réfléchi

- Particules (poussières, nuages)
 - Particules sphériques → théorie de Mie
 - Paramètre de taille $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$
 - $x \ll 1 \Rightarrow$ diffusion Rayleigh ($\sigma_{ext} \sim x^4$)
 - $x \gg 1 \Rightarrow Q_{ext} = \sigma_{ext} / \pi r^2 \rightarrow 2$
(inclut le pic de diffraction avant)
 Q_{ext} est maximum pour $r \approx \lambda / (\pi |n-1|)$,
soit $\approx \lambda$ pour des gouttes d'eau
 - Pour une masse nuageuse donnée, c'est lorsque $r \approx \lambda$ que τ_{ext} est le plus grand



Transfert radiatif

- Equation générale -plan parallèle -

- $\mu \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - S_v$ (1) $S_v =$ fonction source ($\mu = \cos\theta$)

$\tau_v = \int_z^\infty (k_v + \sigma_v) dz$ $k_v =$ coefficient d'absorption
 $\sigma_v =$ coefficient de diffusion
 $k_v + \sigma_v =$ coefficient d'extinction

$$S_v = (1 - \omega_0) B_v + \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I_v(\mu', \phi') p(\mu, \phi, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (2)$$

avec $\omega_0 = \sigma_v / (k_v + \sigma_v) =$ albédo de simple diffusion

$p(\mu, \phi, \mu', \phi')$ = fonction de phase, avec
si diffusion isotrope $\rightarrow p = \omega_0$

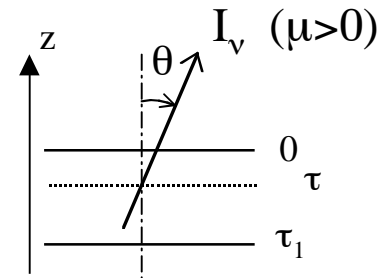
$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\mu, \phi, \mu', \phi') \frac{d\mu' d\phi'}{4\pi} = \omega_0$$

- Solution formelle

- On multiplie (1) par $e^{-\tau_v}$, on intègre \Rightarrow $\mu \frac{d(I_v e^{-\tau/\mu})}{d\tau} = -S_v e^{-\tau/\mu}$ d'où :

$$I_v e^{-\tau/\mu} = I_v(\tau_1) e^{-\tau_1/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau_1} S_v(\tau') e^{-\tau'/\mu} d\tau' \quad (3a) \text{ si } \mu > 0$$

$$I_v e^{\tau/|\mu|} = I_v(0) + \frac{1}{|\mu|} \int_0^{\tau} S_v(\tau') e^{+\tau'/|\mu|} d\tau' \quad (3b) \text{ si } \mu < 0$$



Transfert radiatif

- Lumière directe / lumière diffusée

- En pratique, la lumière solaire est collimatée (une seule direction $\mu = -\mu_0 < 0$), et il est utile de distinguer le rayonnement direct atténué par $e^{-\tau/\mu_0}$, du rayonnement solaire diffusé parvenant au niveau τ .

$$-\mu_0 \pi F_0 = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \mu I(0, \mu, \phi) d\mu d\phi \quad I(0, \mu, \phi) = \text{intensité descendante à } \tau = 0$$

- On a $I(0, \mu, \phi) = \pi F_0 \delta(\mu + \mu_0) \delta(\phi - \phi_0)$

$$\text{Au niveau } \tau, I = I_{direct} + I_{diff} \text{ avec } I_{direct} = \pi F_0 \delta(\mu + \mu_0) \delta(\phi - \phi_0) e^{-\tau/\mu_0}$$

- L'équation pour le champ diffusé devient :

$$\mu \frac{dI_{diff}}{d\tau} = I_{diff} - (1 - \omega_0) B_v - \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I_{diff}(\mu', \phi') p(\mu, \phi, \mu', \phi') d\mu' d\phi' - \frac{F_0}{4} p(\mu, \phi, -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (4)$$

- Diffusion seule (sans émission thermique)

résolution de l'équation de transfert *pour le champ diffus* par la méthode à n faisceaux

- Cas isotrope (couche d'épaisseur τ_1)

$$S_v = \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 I(\mu) d\mu + \frac{\omega_0}{4} F_0 e^{-\tau/\mu_0} = \frac{\omega_0}{2} \sum_{j=1}^n a_j I(\mu_j) + \frac{\omega_0}{4} F_0 e^{-\tau/\mu_0}$$

On résout alors n équations du 1^{er} ordre avec n conditions aux limites ($n/2$ faisceaux à $\tau = 0$ [$\mu_j < 0$] et $n/2$ faisceaux à $\tau = \tau_1$ [$\mu_j > 0$])

$$\mu_j \frac{dI_j}{d\tau} = I_j - \frac{\omega_0}{2} \sum_{j=1}^n a_j I_j - \frac{\omega_0}{4} F_0 e^{-\tau/\mu_0} \quad (5)$$

Transfert radiatif - diffusion -

– Cas non isotrope

- Une approximation simple consiste à définir le paramètre d'asymétrie g

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2\omega_0} \int_{-1}^1 p(\cos \theta) \cos \theta d(\cos \theta) \quad \text{où } \theta \text{ est l'angle de diffusion}$$

si $g = 0 \rightarrow$ cas isotrope

si $g = 1 \rightarrow$ tout est diffusé vers l'avant ($\theta = 0$) \leftrightarrow pas de diffusion !

Note : diffusion Rayleigh $\rightarrow g = 0$

- On se ramène alors à un problème de diffusion isotrope, en considérant que la fraction g de l'intensité n'est en fait pas diffusée, et que la fraction $1-g$ est diffusée isotropiquement. Les τ_l et ω_0 deviennent alors :

$$\tau_1' = \tau_1(1 - g\omega_0) \quad \text{et} \quad \omega_0' = \frac{(1 - g)\omega_0}{(1 - g\omega_0)}$$

– Cas isotrope à deux faisceaux

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI_+}{d\tau} = I_+ - \frac{\omega_0}{2}(I_+ + I_-) - \frac{\omega_0}{4} F_0 e^{-\tau/\mu_0} \\ \frac{-1}{\sqrt{3}} \frac{dI_-}{d\tau} = I_- - \frac{\omega_0}{2}(I_+ + I_-) - \frac{\omega_0}{4} F_0 e^{-\tau/\mu_0} \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\begin{array}{ll} a_1 = 1 & a_{-1} = 1 \\ \mu_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} & \mu_{-1} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \end{array}$$

↑
équation homogène

Transfert radiatif - diffusion -

- Calcul pour une atmosphère semi-infinie (approximation isotrope à 2 faisceaux)

- On considère un rayonnement diffus descendant πF_0 en $\tau = 0$ et pas de rayonnement direct (collimaté)

- ♦ équivalent à
 - une moyenne sur le disque du flux solaire incident
→ représentatif d'observations non résolues (Io, Pluton, Titan ...)
 - une moyenne diurne en un point donné de la planète
→ utile pour modéliser le bilan radiatif moyen de l'atmosphère

- Conditions aux limites : $I_- = F_0$ à $\tau = 0$ et $I_+ = 0$ à $\tau = \infty$

- On cherche des solutions en $e^{k\tau} \Rightarrow$

$$\begin{vmatrix} 1 - \frac{\omega}{2} - \frac{k}{\sqrt{3}} & -\frac{\omega}{2} \\ -\frac{\omega}{2} & 1 - \frac{\omega}{2} + \frac{k}{\sqrt{3}} \end{vmatrix} = 0 \Rightarrow \left(1 - \frac{\omega}{2}\right)^2 - \frac{k^2}{3} - \frac{\omega^2}{4} = 0 \Rightarrow k^2 = 3(1 - \omega)$$

conditions aux limites $\Rightarrow I_+ = \Lambda F_0 e^{-\sqrt{3(1-\omega)}\tau} \quad I_- = F_0 e^{-\sqrt{3(1-\omega)}\tau}$

$$\sqrt{(1-\omega)}F_0 = \left(1 - \frac{\omega}{2}\right)F_0 - \Lambda \frac{\omega}{2}F_0 \Rightarrow \Lambda = \frac{I_+(0)}{I_-(0)} = \frac{1 - \frac{\omega}{2} - \sqrt{1-\omega}}{\frac{\omega}{2}}$$

en utilisant $\omega = (1 - \sqrt{1-\omega})(1 + \sqrt{1-\omega})$ et $\left(1 - \frac{\omega}{2}\right) - \sqrt{1-\omega} = \frac{(1 - \sqrt{1-\omega})^2}{2}$, on obtient

$$\Lambda = \frac{1 - \sqrt{1-\omega}}{1 + \sqrt{1-\omega}} \quad (7)$$

Λ est l'albédo d'une atmosphère ou d'un nuage semi-infini éclairé de façon diffuse

Transfert radiatif - diffusion -

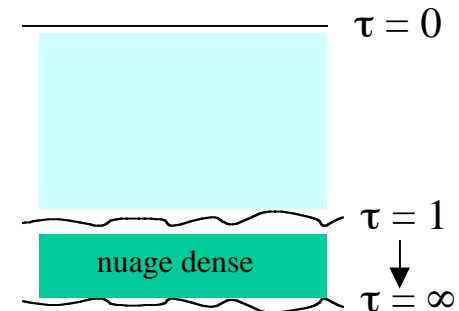
– Pénétration du rayonnement réfléchi (sortant)

- $\frac{I_+(\tau)}{I_+(0)} = e^{-\sqrt{3(1-\omega)}\tau} \Rightarrow$ le rayonnement qui sort a pénétré en moyenne jusque vers $\bar{\tau} = \frac{1}{\sqrt{3(1-\omega)}}$

A ce niveau, on a donc $\bar{\tau}_{diff} = \omega\bar{\tau} = \frac{\omega}{\sqrt{3(1-\omega)}}$ et $\bar{\tau}_{abs} = (1-\omega)\bar{\tau} = \sqrt{\frac{1-\omega}{3}}$

- Si ω (absorption gazeuse par exemple), τ_{diff} et τ_{abs} &. Le rayonnement sortant est en moyenne plus absorbé et moins diffusé (a pénétré moins profond).

- Exemple : Soit $\omega = 0,95 \rightarrow \tau_{diff} = 2,45 \rightarrow$ les photons réfléchis ont pénétré jusqu'au sommet d'un nuage (situé ici à $\tau = 1$). A une longueur d'onde voisine, on n'a plus que $\omega' = 0,5$ (absorption par un gaz) $\rightarrow \tau_{diff}' = 0,4$
 \rightarrow les photons sortant ne 'voient' plus le sommet du nuage



\Rightarrow permet de 'sonder' différentes régions de l'atmosphère

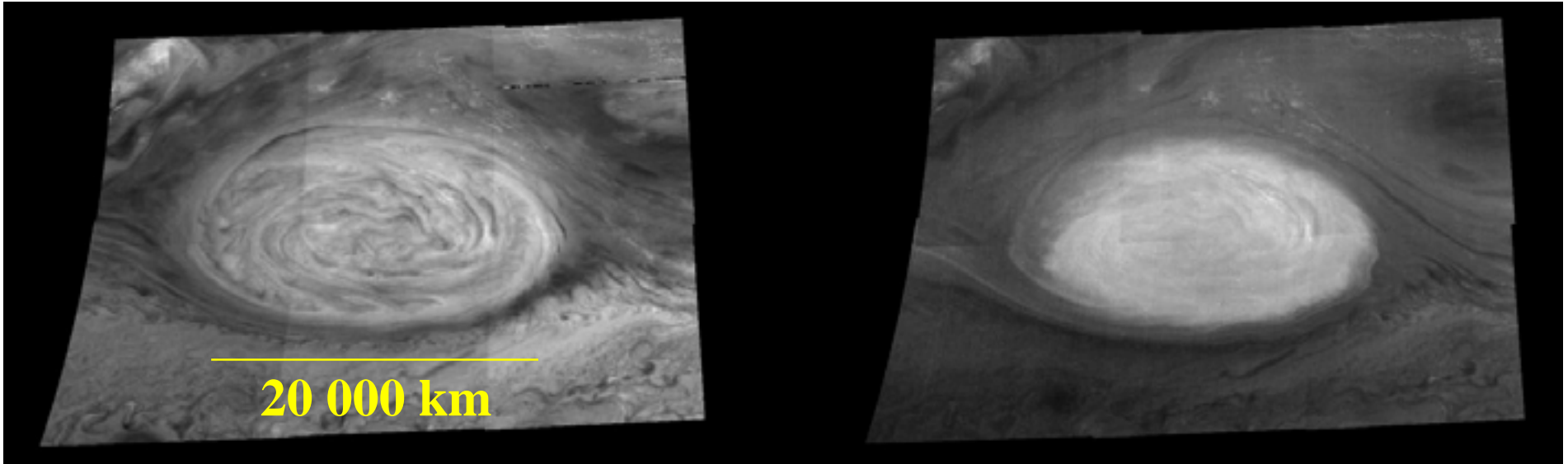
– Sondage de l'atmosphère

- Faible absorption \Rightarrow le rayonnement réfléchi 'sonde' profond
- Forte absorption \Rightarrow le rayonnement réfléchi 'sonde' plus haut dans l'atmosphère
- Si profil d'absorption gazeuse connu (gaz uniformément mélangé, de concentration connue)
 \rightarrow on mesure les propriétés de diffusion (ω , densité de particules)
- Si profil vertical des particules connu par d'autres mesures
 \rightarrow on mesure le profil vertical de l'absorbant

La Tache rouge de Jupiter (GRS) vue par *Galileo*

$\lambda = 732 \text{ nm}$
CH₄ faible

$\lambda = 886 \text{ nm}$
CH₄ fort

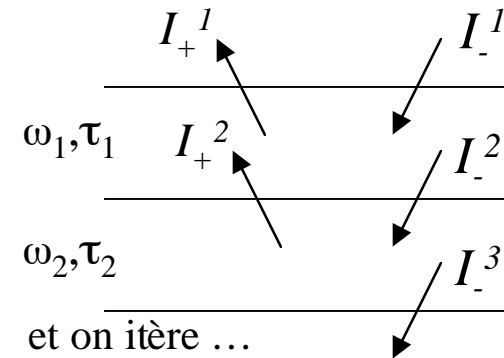


Transfert radiatif - diffusion -

- Atmosphère inhomogène (ω dépend de τ)
méthode de résolution :

- on résout le problème de diffusion pour chaque couche homogène $\rightarrow R_i$ et T_i
(dans le cas semi-infini précédent, $R=\Lambda$ et $T=0$)
- on combine les couches homogènes une à une ('adding method') : $I_+^1 = R_1 I_-^1 + T_1 I_+^2$ $I_+^2 = R_2 I_-^2$
 $I_-^2 = T_1 I_-^1 + R_1 I_+^2$ $I_-^3 = T_2 I_-^2$

- On obtient alors $R_{1,2} = R_1 + \frac{T_1^2 R_2}{1 - R_1 R_2}$ $T_{1,2} = \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2}$ (8)



- Atmosphère non diffusante ($\tau_{\text{diff}} = \omega\tau \ll 1$) + nuage/surface réfléchissante

$$I_\nu(0) = R(\mu_0, \mu, \phi_0, \phi) F_0 e^{-\tau_\nu \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right)}$$

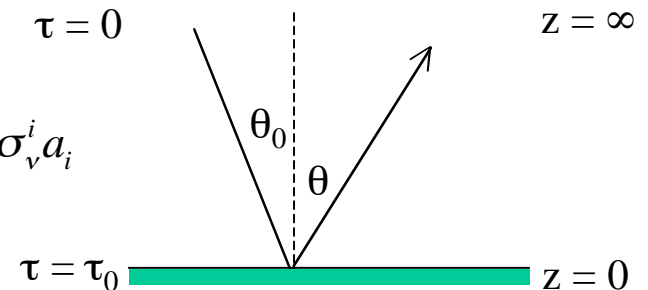
$$\rightarrow \text{on mesure } \tau_\nu = \int_0^\infty \sigma_\nu n(z) dz = \sum_i \sigma_\nu^i \int_0^\infty n_i(z) dz = \sum_i \sigma_\nu^i a_i$$

où a_i est la densité de colonne du composé i

(en supposant que σ_ν ne dépend pas de z)

Si un seul corps absorbe à cette fréquence, on mesure ainsi sa densité de colonne

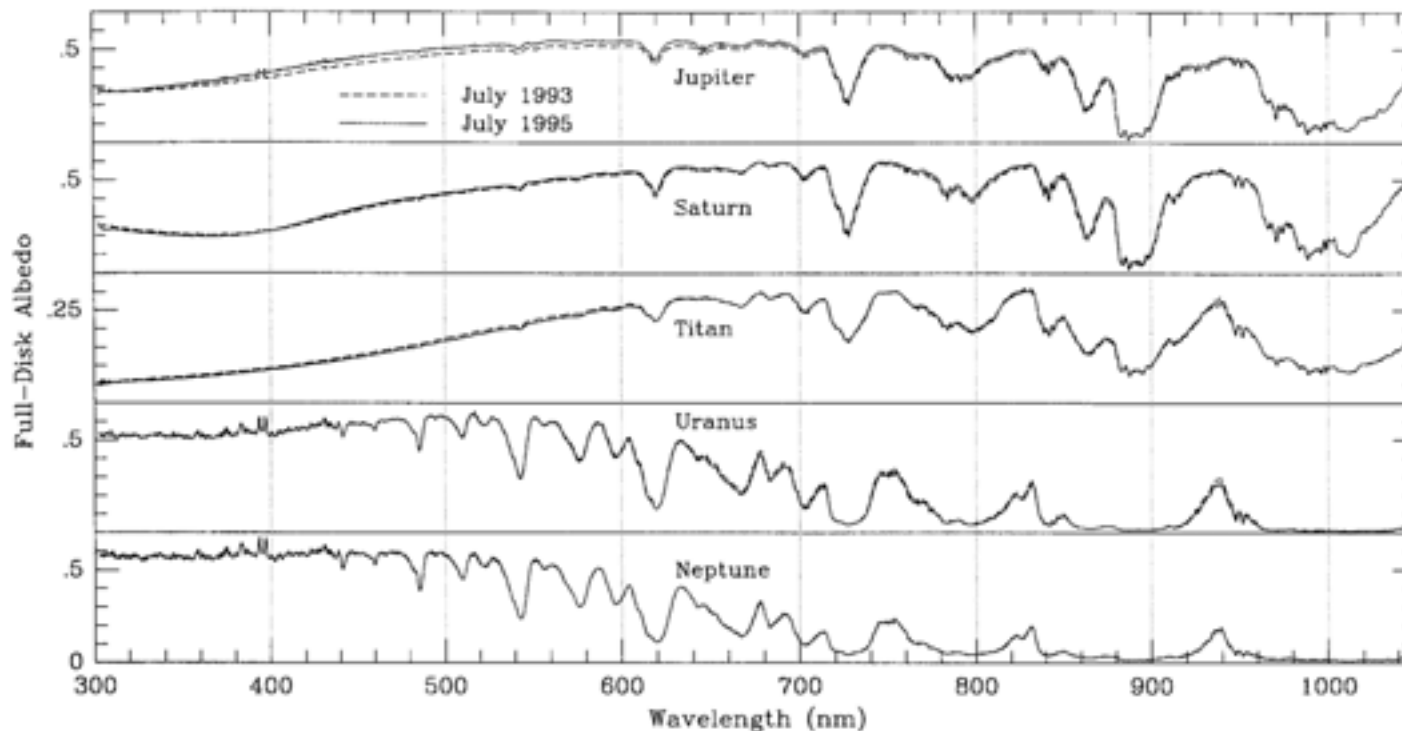
- \rightarrow 'monitoring' de l'ozone sur Terre par spectroscopie UV (308-360 nm) à bord de satellite (*Total Ozone Mapping Spectrometer*) : O_3 est dans la stratosphère et les nuages/la surface sont dans la troposphère



Spectres solaires réfléchis des atmosphères planétaires

- Planètes géantes

- Pénétration limitée **+** au sommet des nuages de NH_3 (variable) sur Jupiter ($\sim 0,2 - 0,45$ bar) et Saturne ($\sim 0,15 - 0,35$ bar)
 - +** au sommet d'un nuage optiquement épais (H_2S ?) vers 3 bar sur Uranus et Neptune. [Des nuages de CH_4 , vers 1,5 bar, peuvent aussi limiter la pénétration du rayonnement solaire]
- Dans le visible et IR proche, spectre dominé par CH_4

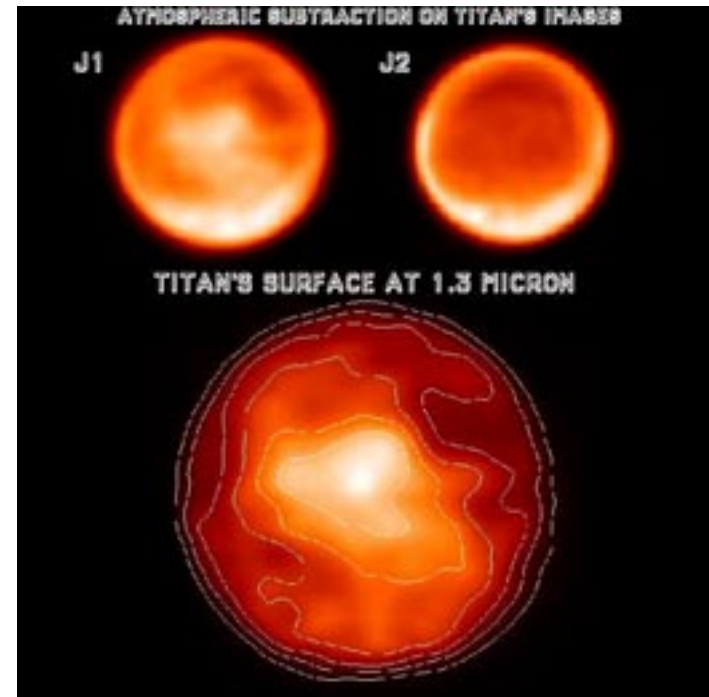
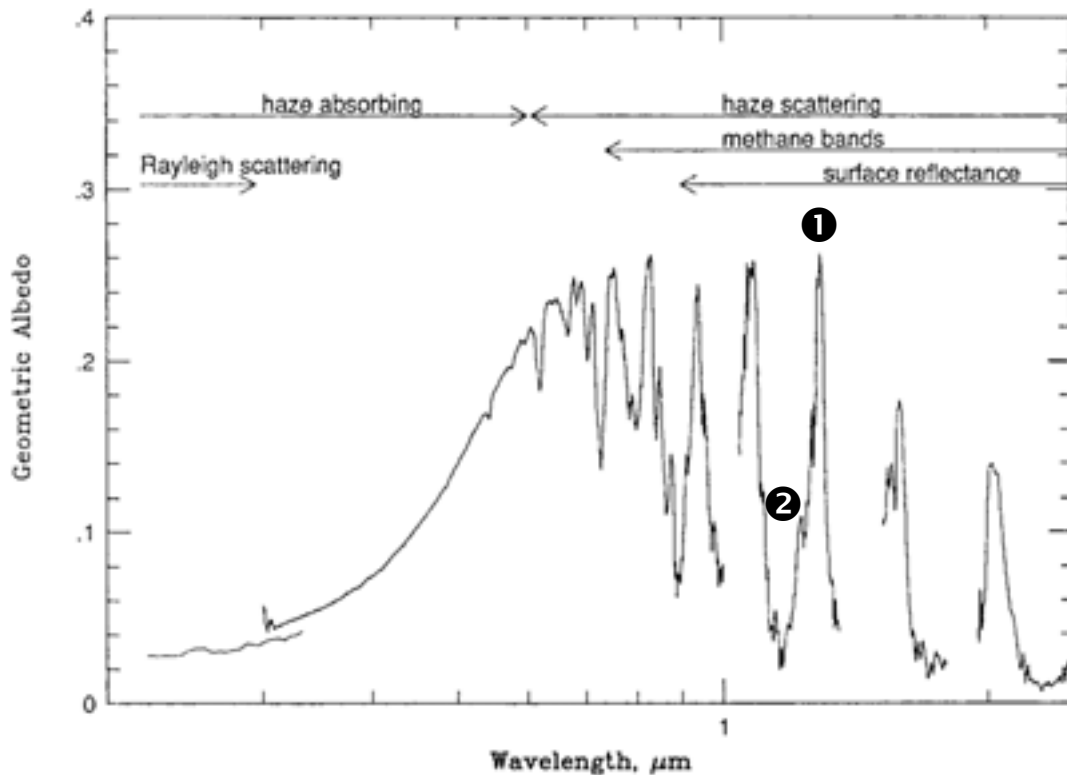


- NH_3 - gazeux - est aussi détecté sur Jupiter et Saturne
- Grandes quantités de CH_4 sur Uranus et Neptune \Rightarrow couleur bleue
- Chromophores absorbant le bleu \Rightarrow teinte jaune-orangé-rouge sur Jupiter et Saturne

Spectres solaires réfléchis des atmosphères planétaires

- Titan

- Spectre dominé par CH_4 + absorption du brouillard photochimique ($\lambda < 0,5 \mu\text{m}$)
- Pénétration du rayonnement solaire limitée par la diffusion des particules du brouillard
- Au-delà de $\sim 0,8 \mu\text{m}$, une fraction du rayonnement atteint la surface dans les fenêtres de ‘ transparence atmosphérique ’ (entre les bandes de CH_4)



CFHT : optique adaptative
J1 = 1,29 μm ; J2 = 1,18 μm
http://despa.obspm.fr/planeto/titan_oa.html

Spectres solaires réfléchis des atmosphères planétaires

- Vénus, Mars

- Pénétration limitée au sommet des nuages de H_2SO_4 ($\tau \sim 20-30$) sur Vénus (~ 64 km, 0,10 bar, 240 K)
- Spectre dans l'IR proche dominé par CO_2 ; absorptions de H_2O , CO visibles
- Spectre UV de Vénus dominé par SO_2 ($< 0,32 \mu\text{m}$) + absorbant inconnu ($0,3 - 0,45 \mu\text{m}$)

- Terre

- H_2O , CO_2 dominant l'IR proche et le visible, O_2 et O_3 l'UV

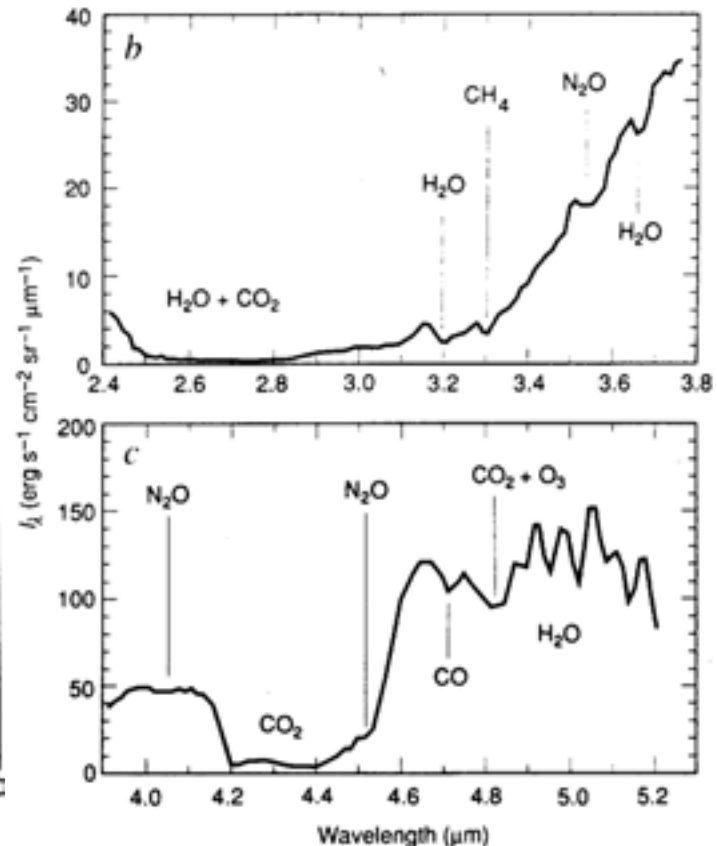
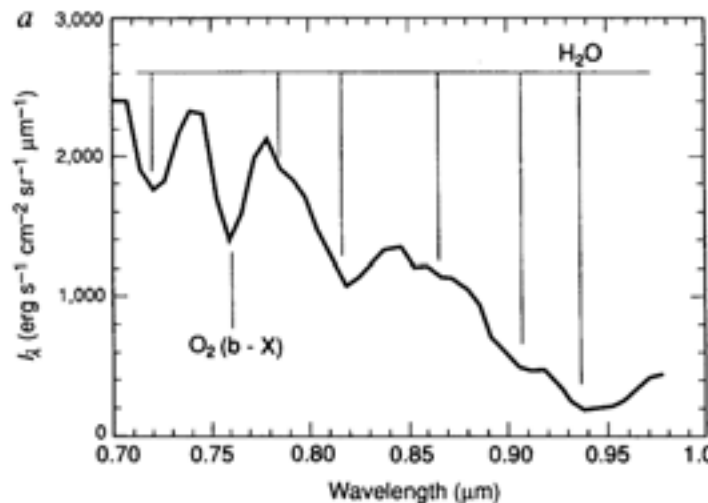
Spectre de la Terre
enregistré

par la sonde Galileo

Sagan *et al.* :

« A search for life
on Earth from the Galileo
spacecraft »

Nature **365**, 715-721



Transfert radiatif - émission thermique -

- Solution de l'équation de transfert sans diffusion

- Atmosphère à l'ETL : $S_v = B_v$

- ◆ avec sol ou plafond nuageux → $I_v(\mu, 0) = \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau_1} B_v(\tau) e^{-\tau/\mu} d\tau + B_v(\tau_1) e^{-\tau_1/\mu}$ (9)

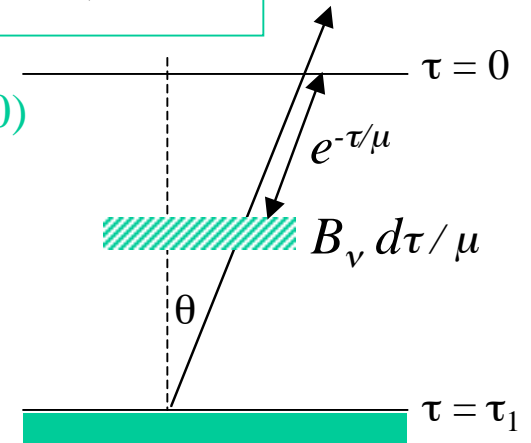
- ◆ atmosphère semi-infinie → $I_v(\mu, 0) = \frac{1}{\mu} \int_0^{\infty} B_v(\tau) e^{-\tau/\mu} d\tau$ (10)

soit $I_v(\mu, 0) = \int_0^1 B_v(\tau) dT_v$ (11) si $T_v = e^{-\tau/\mu}$ est la transmission le long de la ligne de visée

- On définit la température de brillance T_b

par $I_v(\mu, 0) = B_v(T_b)$ (12)

- Le flux sortant est égal à $\pi F_0 = 2\pi \int_0^{\infty} B_v(\tau) E_2(\tau) d\tau$ (13)
où E_2 est l'intégrale exponentielle du second ordre



- Fonction-poids

- On définit la fonction-poids $WF(p) = e^{-\tau/\mu} \frac{d(\tau/\mu)}{d \ln p} = \frac{dT_v}{d \ln p}$ et la fonction de contribution $CF(p) = WF(p) B_v(p)$. On a alors :

$$I_v(\mu, 0) = \int_0^{\infty} B_v(p) WF(p) d \ln p = \int_0^{\infty} CF(p) d \ln p \quad (14)$$

- ⇒ la fonction CF donne la contribution de chaque couche à l'émission sortante

Transfert radiatif - émission thermique -

- Fonction de Chapman

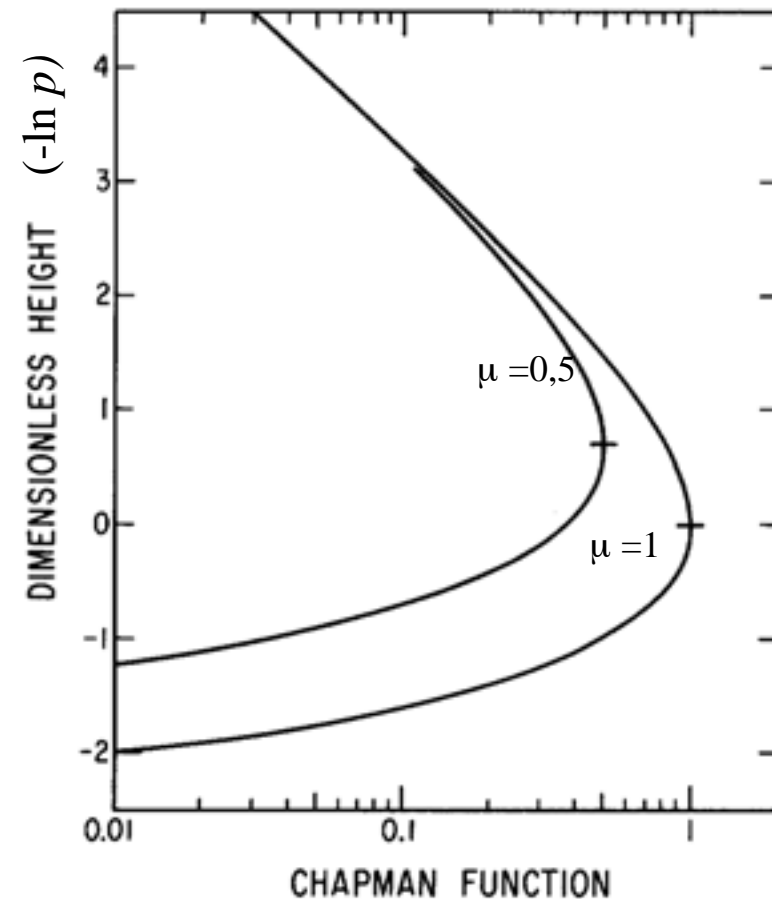
- $d\tau_v = -k_v dz = -\sigma_v n(z) dz = \frac{\sigma_v H}{kT} dp$ (en utilisant l'équilibre hydrostatique)
- Si atmosphère isotherme et σ_v constant avec $p \rightarrow \tau_v = \frac{\sigma_v H}{kT} p$ et

$$WF(p) = e^{-\frac{\sigma_v H}{\mu kT} p} \frac{\sigma_v H}{\mu kT} p \quad \left(= e^{-\tau/\mu} \times \frac{\tau}{\mu} \right)$$

- $WF(\ln p)$ est la fonction de Chapman

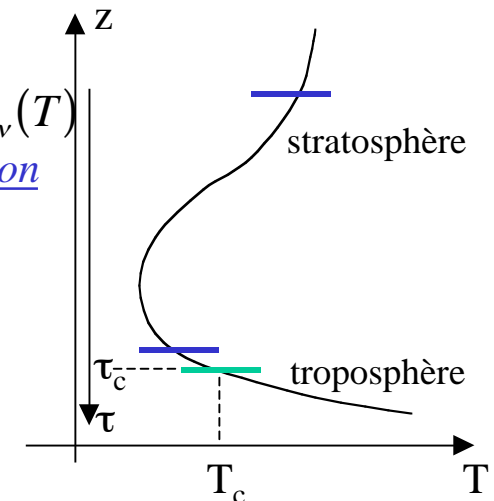
- maximum pour $\tau = \mu$
- largeur $\Delta \ln p \sim 1$, soit $\Delta z \sim H$
- \rightarrow l'émission thermique provient principalement de la région de l'atmosphère centrée vers $\tau = \mu$

- Pour une atmosphère non isotherme, B_v peut varier beaucoup avec p et $CF(p)$ être très différente de $WF(p)$



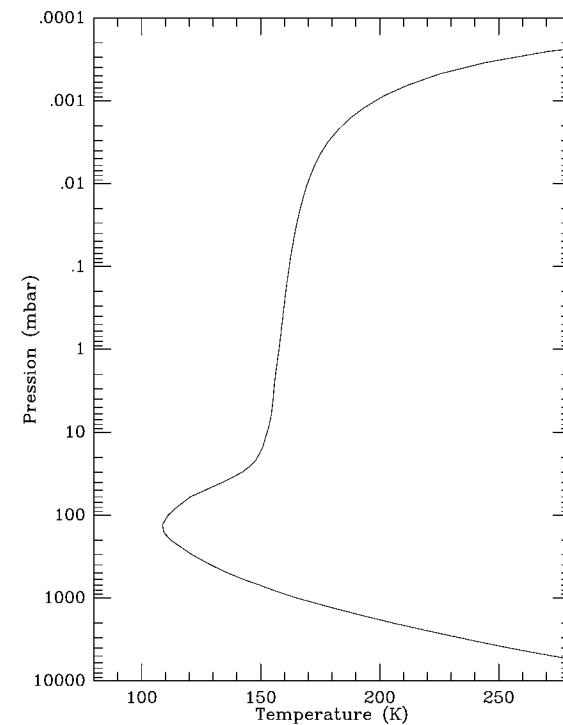
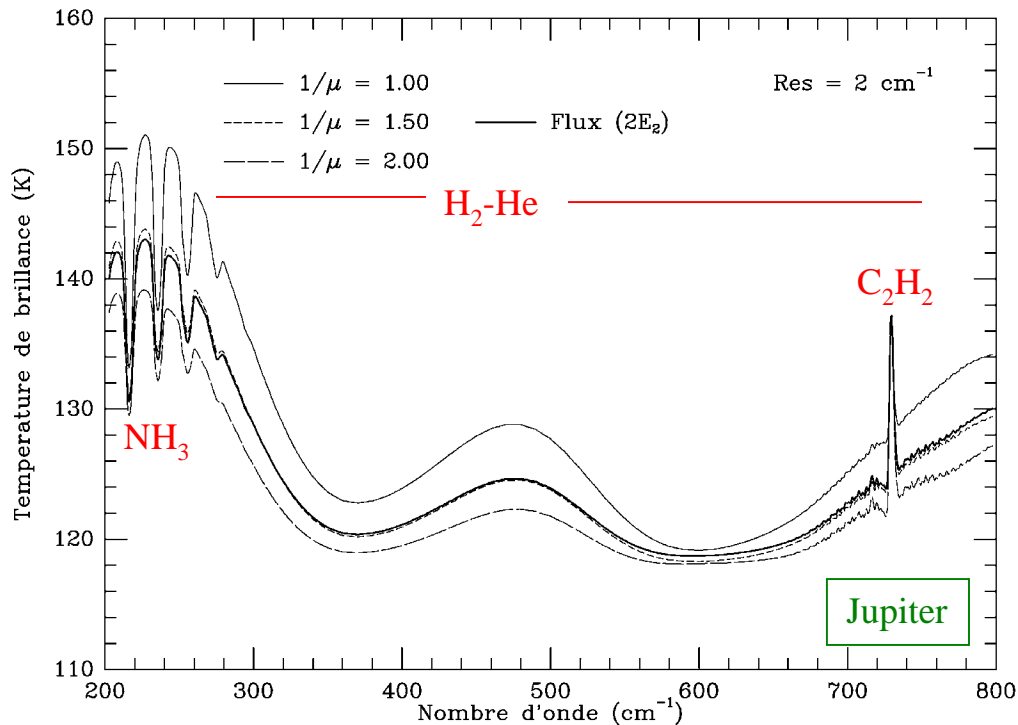
Transfert radiatif - émission thermique -

- Approximation : linéarisation de la fonction source
 - Si τ_ν varie de façon régulière avec p et donc avec T et $B_\nu(T)$ [opacité due à un corps uniformément mélangé par exemple], alors on écrit $B_\nu = a \tau_\nu + b$
 - $I_\nu(0) = \int_0^\infty (a\tau + b)e^{-\tau/\mu} d\tau / \mu = a\mu + b = B_\nu(\tau = \mu) \Rightarrow$ l'émission correspond à la température au niveau $\tau_\nu = \mu$ (maximum de la fonction-poids) $\Rightarrow T_b = T(\tau = \mu)$
 - Flux: $\pi F_\nu(0) = 2\pi \int_0^\infty (a\tau + b)E_2(\tau) d\tau = [-bE_3 - ae^{-\tau} + 2aE_4]_0^\infty = 2\pi \left(\frac{b}{2} + \frac{a}{3} \right) = \pi B_\nu(\tau = 2/3)$
 - Approximation utile : le flux est environ π fois l'intensité spectrale observée à une masse d'air $1/\mu$ (= sécante) de 1,5.
- Variation spectrale de l'intensité : absorption/émission
 - Soit $\nu = \nu_c$ une fréquence de faible opacité atmosphérique, continue, $\tau_c = 1$ dans la troposphère $\rightarrow I_{\nu_c} = B_{\nu_c}(T_c)$; ou $T_c = T_{surf}$ (si surface et $\tau_c \ll 1$)
 - A $\nu \neq \nu_c$, $\tau_\nu(p)$ & , le niveau $\tau_\nu = \mu$ se déplace vers le haut, $I_\nu = B_\nu(T)$
 - $T < T_c$, l'intensité diminue \Rightarrow le motif spectral apparaît en absorption
 - $T > T_c$, opacité très grande, stratosphérique, l'intensité augmente \Rightarrow le motif spectral apparaît en émission



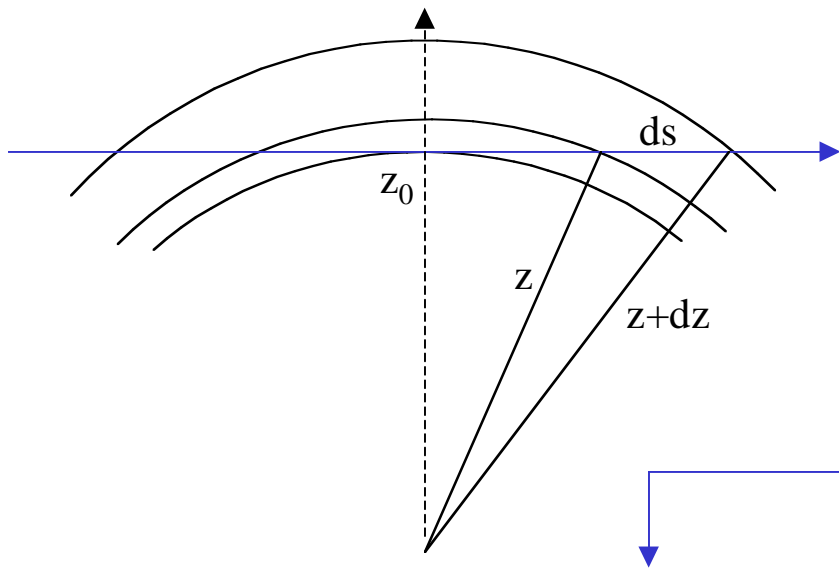
Transfert radiatif - émission thermique -

- Plus généralement : si un corps présente une opacité dans une région de l'atmosphère plus haute et plus froide que le niveau $\tau_c \rightarrow$ on le voit en *absorption* sur le continuum, plus chaude que le niveau $\tau_c \rightarrow$ on le voit en *émission* sur le continuum
- Variation avec la masse d'air
 - Quand la masse d'air ($1/\mu$) augmente \rightarrow effet identique à une augmentation uniforme de τ_v :
 - ◆ l'émission d'origine stratosphérique augmente en intensité
 - ◆ l'émission d'origine troposphérique diminue en intensité



Transfert radiatif - émission thermique -

- Observations en visée horizontale



$$I_v = \int B_v(T) e^{-\tau_s} d\tau_s \quad \tau_s = \int_s^\infty k_v ds$$

$$ds = \sqrt{(z+dz)^2 - z_0^2} - \sqrt{z^2 - z_0^2} = d\left(\sqrt{z^2 - z_0^2}\right)$$

$$\tau_s^{tot} = 2 \int_{z_0}^\infty \sigma_v n(z) \frac{z}{\sqrt{z^2 - z_0^2}} dz \quad (\text{intégré le long de la ligne de visée})$$

- Augmente considérablement l'opacité sur la ligne de visée
- Permet d'observer des constituants peu abondants dans la haute atmosphère
- La fonction-poids est très 'piquée' à l'altitude z_0 car $\frac{d\tau_s}{dz} = -2\sigma_v n(z) \frac{z}{\sqrt{z^2 - z_0^2}}$
- \Rightarrow en observant à différentes altitudes, on recouvre le profil vertical de l'absorbant tant que $\tau_s \leq 1$
- (La méthode sera utilisée par le spectromètre CIRS à bord de Cassini pour Titan)

$$\sqrt{z^2 - z_0^2} \approx \sqrt{2z_0(z - z_0)} \approx \sqrt{2R} \sqrt{z - z_0}$$

En supposant l'atmosphère isotherme et en posant $x = \sqrt{z - z_0}$, on obtient :

$$\tau_s = 2 \int_0^\infty \sigma_v n_0 e^{-x^2/H} \sqrt{2R} dx = \sigma_v n_0 \sqrt{2\pi R H}$$

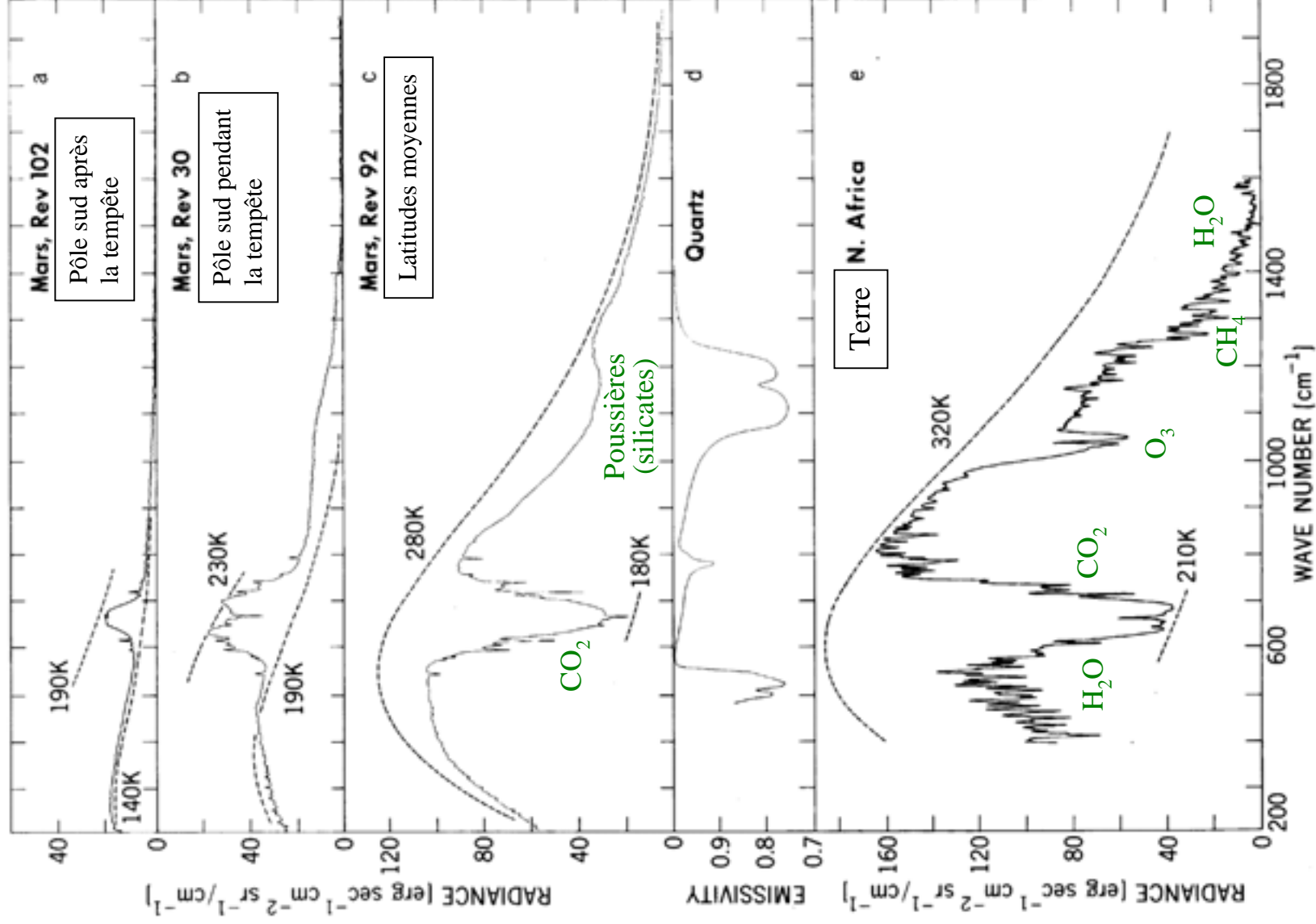
En visée verticale $\tau(z > z_0) = \sigma_v n_0 H$

\Rightarrow Facteur d'augmentation : $\sqrt{\frac{2\pi R}{H}} \gg 1 !$

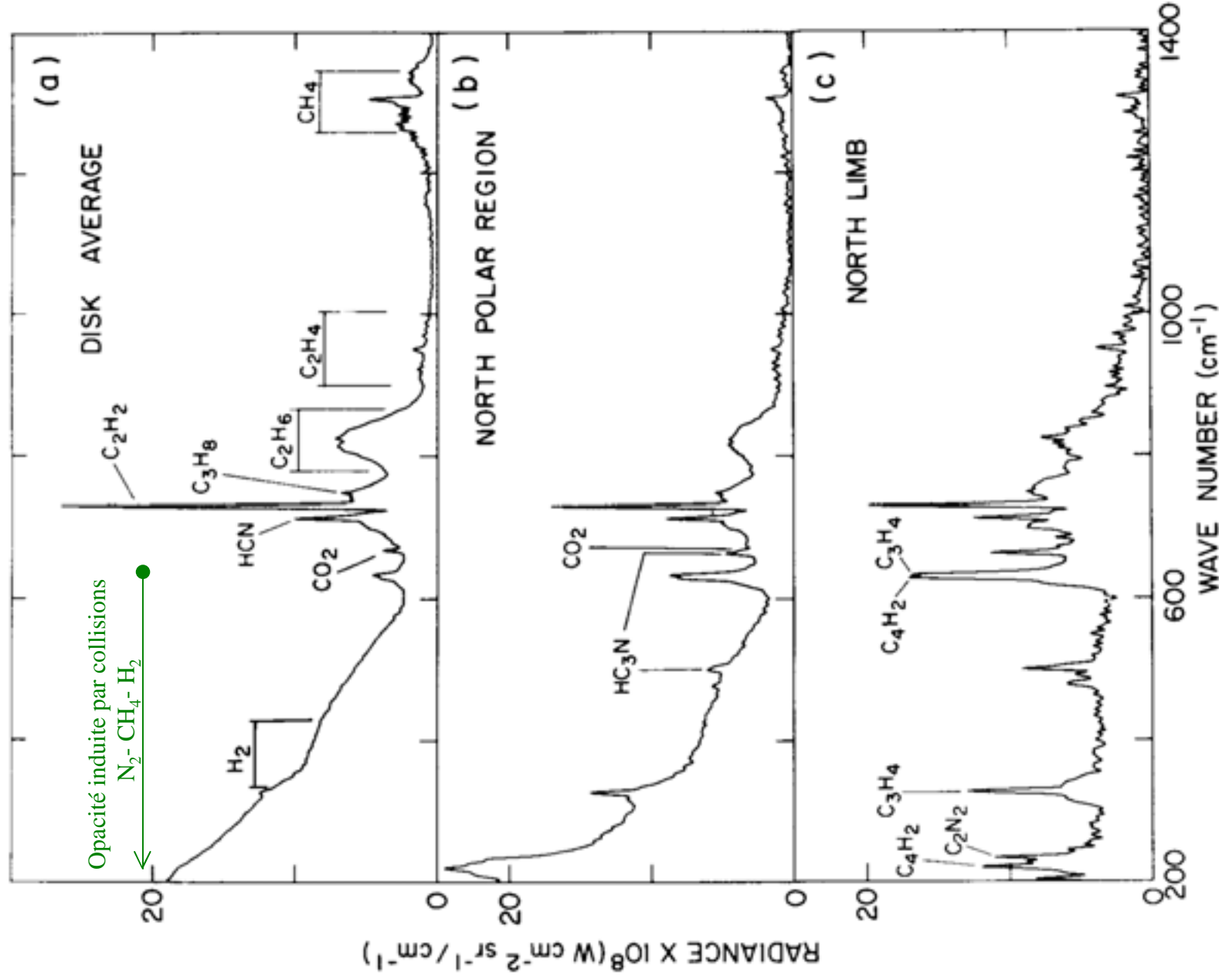
Transfert radiatif - émission thermique -

- Sources d'opacité infrarouge dans les atmosphères
 - Planètes telluriques
 - **N₂, O₂** : pas de transitions dipolaires permises ; transitions interdites faibles (vibration de N₂ à 4,29 μm - 2330 cm⁻¹ -)
 - **H₂O** : raies rotationnelles + bandes de vibration-rotation (6,3, 2,7 μm) → très important sur Terre
 - **CO₂** : bandes de vibration-rotation (15, 4,3, 2,7 μm) → très important sur Vénus, Mars, Terre
 - **O₃** : 9,60 μm (1042 cm⁻¹) ; **CH₄** : 7,67 μm (1304 cm⁻¹) sur Terre
 - **Nuages** : H₂O (Terre), H₂SO₄ (Vénus), poussières (Mars) → très important
 - Titan
 - **N₂-CH₄-H₂** : opacité induite par collisions entre ces molécules (varie comme le carré de la densité $k_v = \alpha_{1,2} n_1 n_2 = \alpha_{1,2} q_1 q_2 n^2$, s'exprime souvent en $cm^{-1} amagat^{-2}$) → important dans la troposphère
 - **Hydrocarbures, nitriles** : → stratosphère
 - **Nuages** : CH₄ (troposphère), brouillard photochimique (stratosphère)

Spectres d'émission thermique de Mars et de la Terre



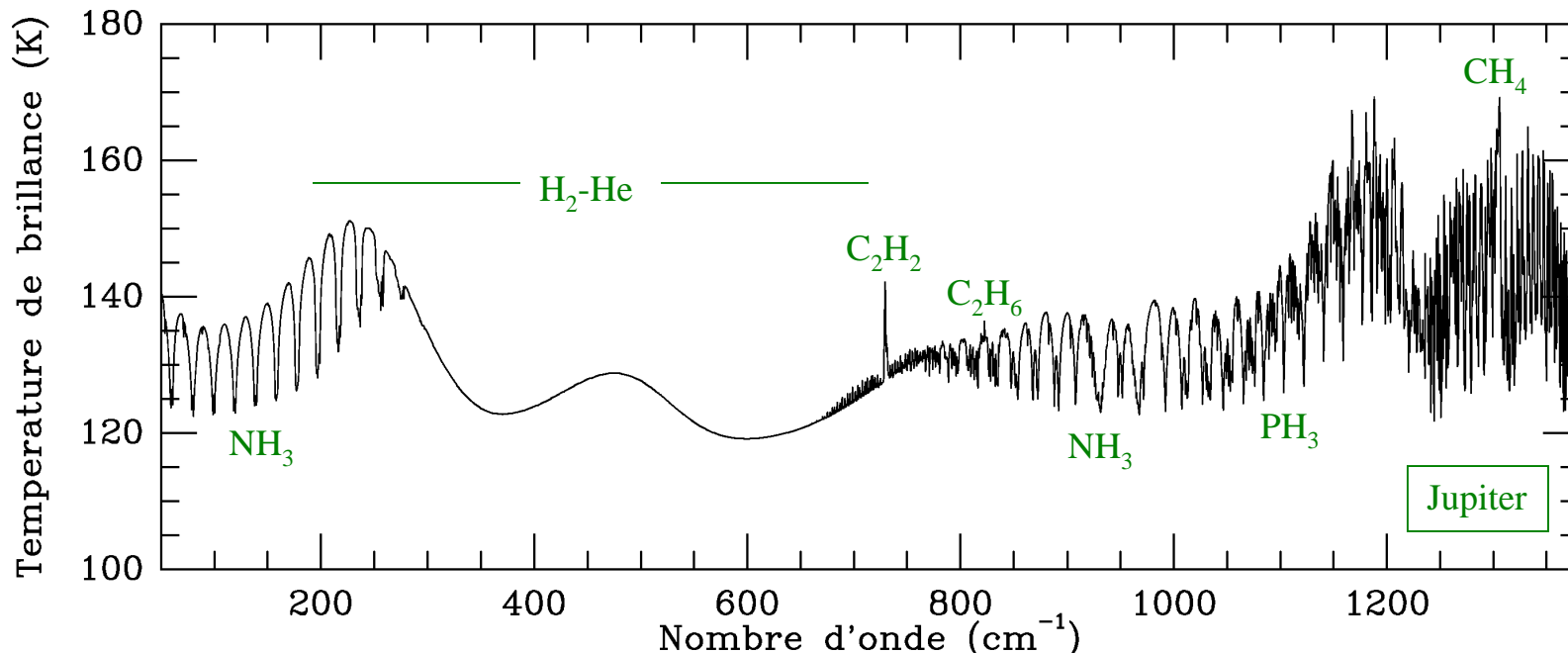
Spectre d'émission thermique de Titan



Transfert radiatif - émission thermique -

- Planètes géantes

- **H₂, He** : opacité induite par collisions H₂-H₂ et H₂-He (varie comme le carré de la densité $k_v = \alpha_{1,2} n_1 n_2 = \alpha_{1,2} q_1 q_2 n^2$) → important dans la troposphère
- **NH₃** (Jupiter), **PH₃** (Saturne):
 - raies rotationnelles
 - bandes de vibration-rotation
- **Hydrocarbures** : bandes de vibration-rotation → stratosphère
 - CH₄ (7,67 μm ↔ 1304 cm⁻¹), C₂H₆ (12,2 μm ↔ 821 cm⁻¹), C₂H₂ (13,7 μm ↔ 729 cm⁻¹)



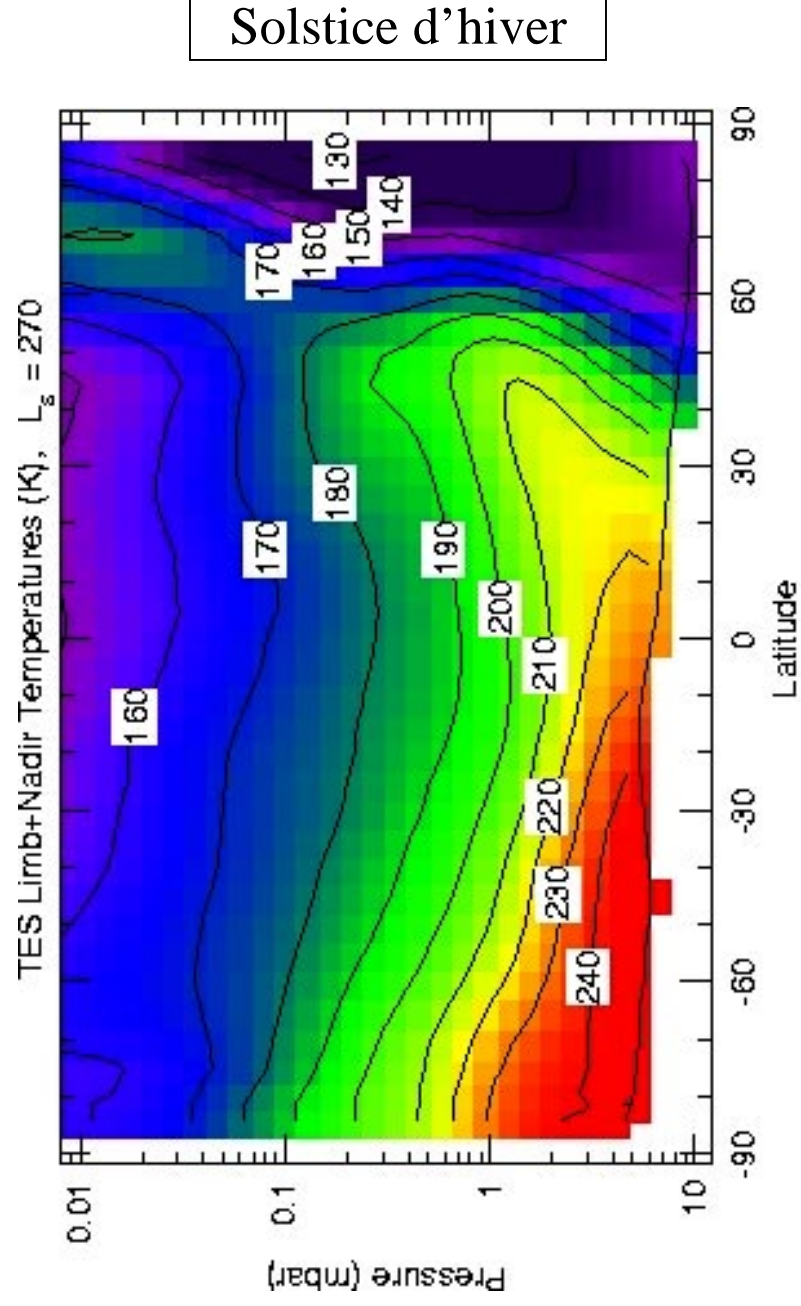
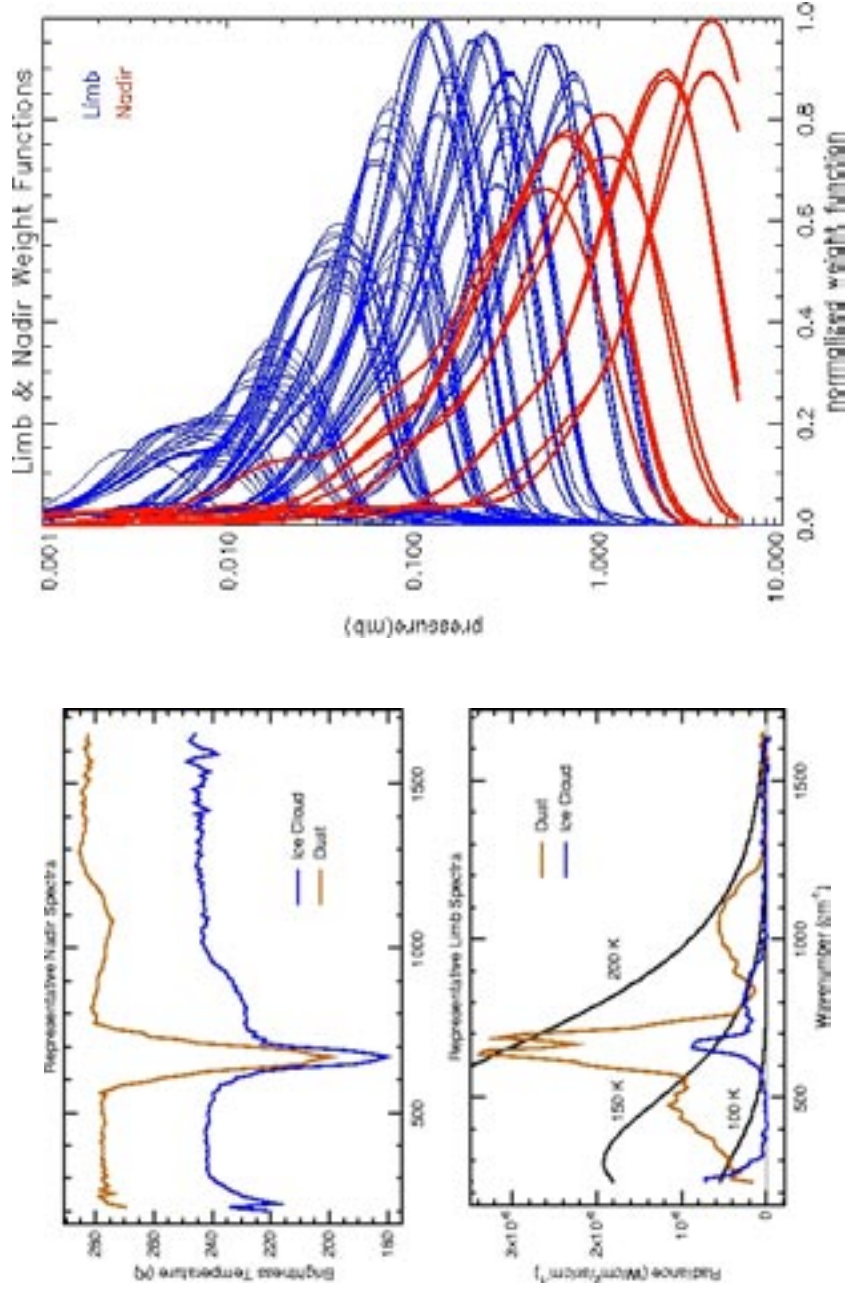
Transfert radiatif - émission thermique -

- Mesure des paramètres physiques : température et fractions molaires
 - Principe : on mesure I_{ν_i} à des fréquences ν_i qui ‘sondent’ différents niveaux p_i (maxima des fonctions de contribution)
 - ❶ on connaît $\tau_\nu(p) \rightarrow$ on détermine $T(p)$
 - ❷ on connaît $T(p) \rightarrow$ on détermine $\tau_\nu(p) \rightarrow q(p)$
 - **❶** : on utilise un constituant uniformément mélangé dont on connaît l’abondance :
 - H₂-He pour la troposphère des planètes géantes
 - CH₄ pour la stratosphère des planètes géantes et de Titan
 - CO₂ pour les planètes telluriques Vénus, Mars, Terre

On linéarise l’équation de transfert $I_\nu = \int_0^\infty B_\nu(T) WF(\ln p) d \ln p$: on part d’un profil initial $T_0(p)$, et on écrit $\Delta I_\nu = I_\nu - I_\nu^0 \approx \int_0^\infty K_\nu(p) [T(p) - T_0(p)] d \ln p$, où $K_\nu(p) = \frac{dB_\nu}{dT} WF(\ln p)$ (en gros, la fonction de contribution CF). On dispose de m mesures I_{ν_i} ($i = 1, m$). L’intégrale de transfert est évaluée sur n points de quadrature ($j = 1, n$) et on résout l’équation matricielle $\Delta I_{\nu_i} = K_{\nu_i}^j \Delta T^j$

- **❷** : connaissant $T(p)$, on peut en théorie recouvrer le profil vertical d’un corps ; cela peut être difficile car :
 - les absorptions de différents composés et/ou des nuages peuvent se superposer
 - on ne mesure en général que $\langle e^{-\tau} \rangle_{\Delta\nu}$ qui peut varier peu avec l’abondance \rightarrow intérêt d’une résolution spectrale élevée

Inversion du profil de température sur Mars: mesures Mars Global Surveyor



Fenêtres spectrales dans les atmosphères épaisses

Importantes car

- elles permettent le refroidissement de l'atmosphère profonde (diminuent l'opacité, $\frac{1}{\tau_{Ross}} = \frac{1}{4\sigma T^3/\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\tau_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu$, limitent l'effet de serre)
- donnent accès à une information spectrale sur les niveaux profonds:
 - longs parcours → détection d'espèces peu abondantes

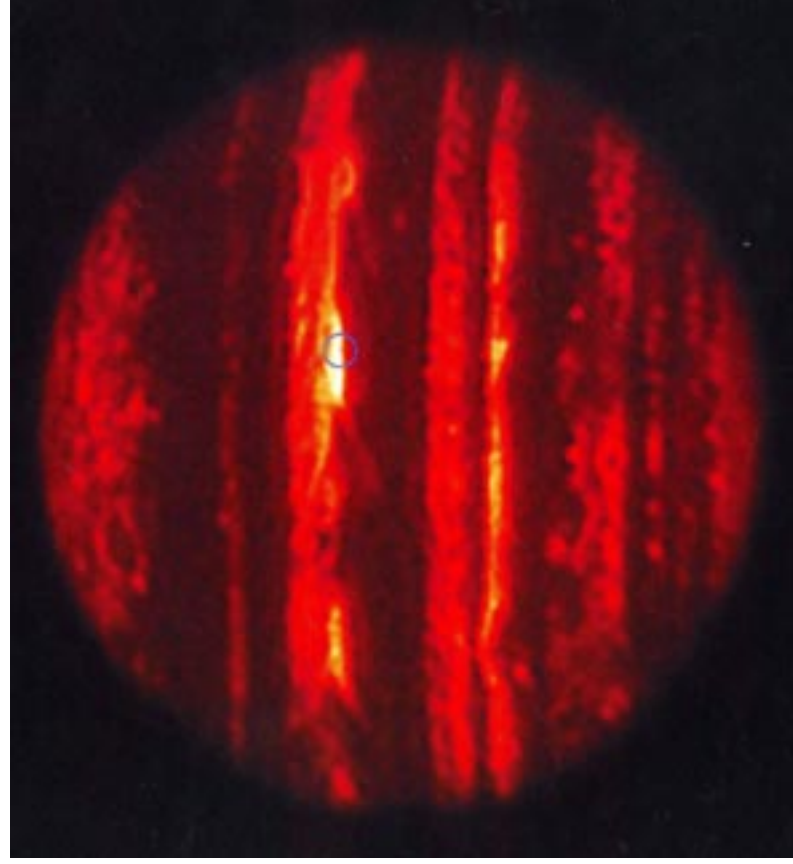
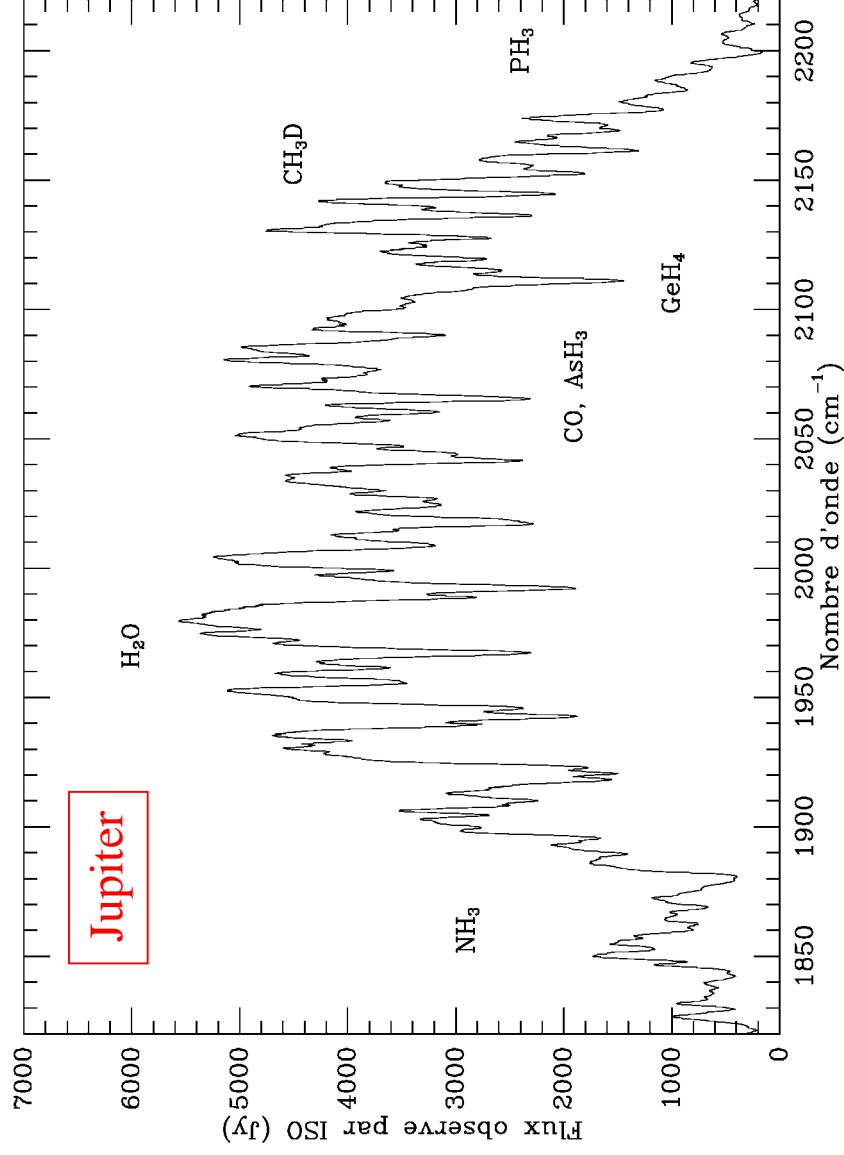
- Fenêtre à 5 μm sur Jupiter et Saturne

- Niveaux sondés : 4 - 7 bars
- H_2O , CO , NH_3 , PH_3 , CH_3D , GeH_4 , AsH_3 (0,2 ppb !)

- Fenêtres dans l'infrarouge proche sur Vénus

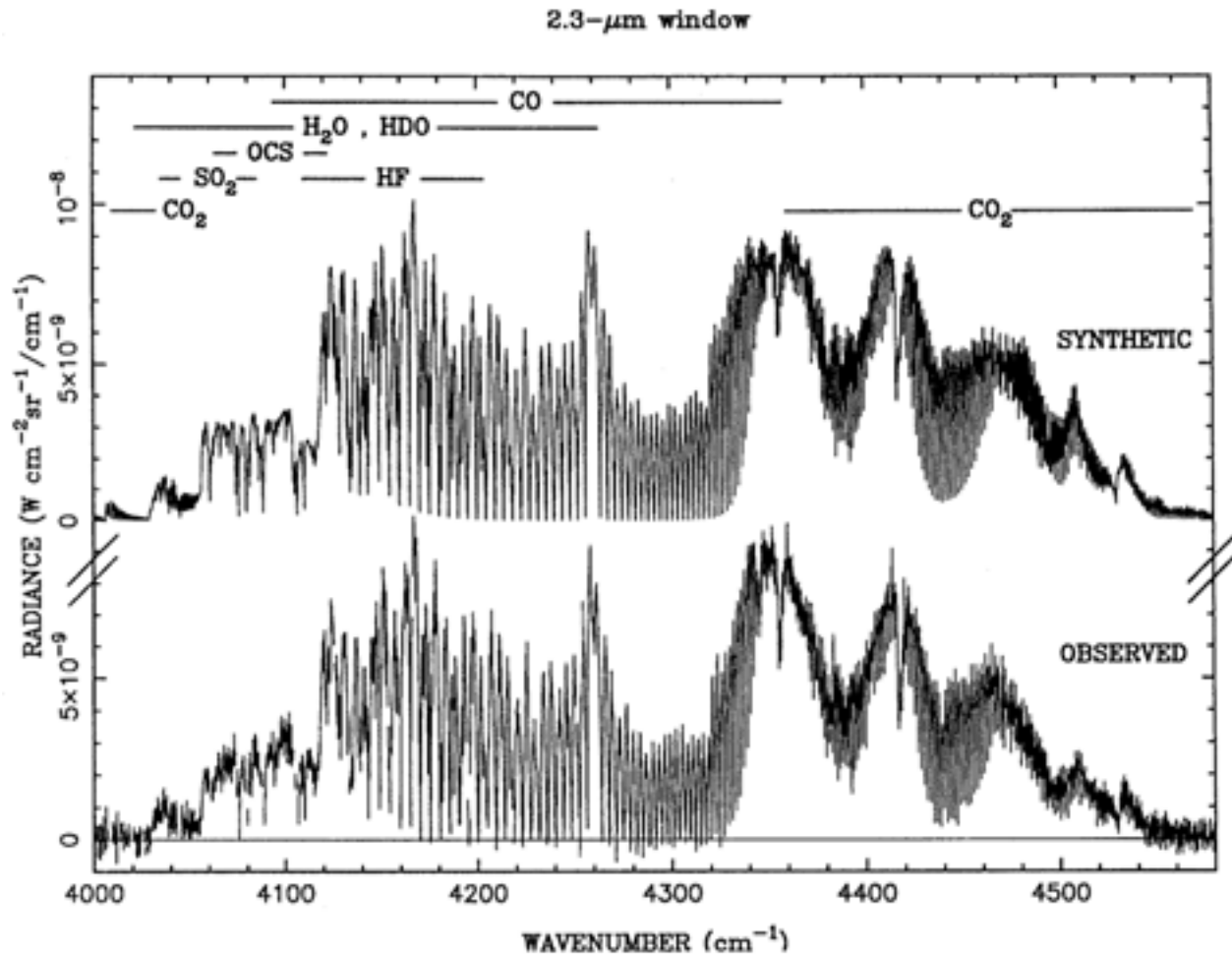
- H_2SO_4 très peu absorbant à $\lambda < 2,5 \mu\text{m}$ → nuages diffusants mais peu absorbants
- Emission thermique de l'atmosphère profonde (chaude) détectable côté nuit
- Mesure de la composition chimique sous les nuages :
 - CO_2 , CO , H_2O , HDO , OCS , SO_2 , HF à 2,3 μm
 - CO_2 , H_2O , HCl à 1,74 μm

Fenêtre à 5 μm sur Jupiter/Saturne

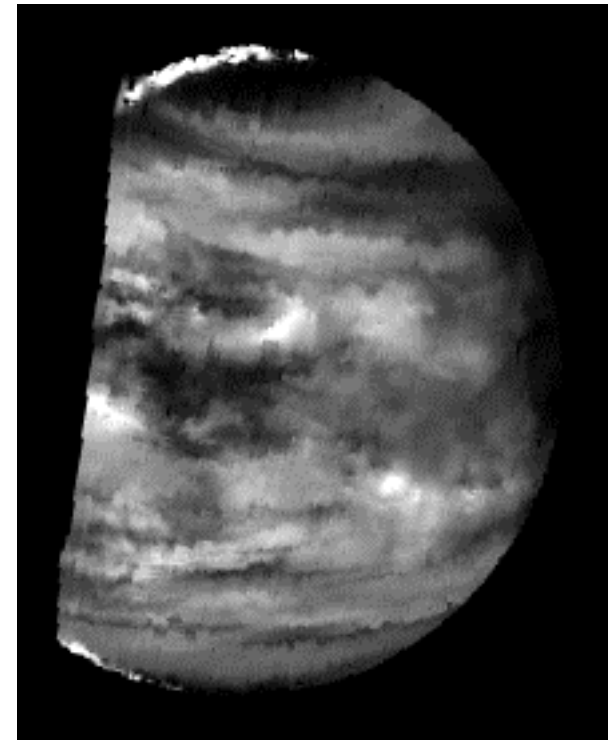


○ Point d'entrée de la sonde Galileo

Fenêtres dans l'infrarouge proche sur Vénus



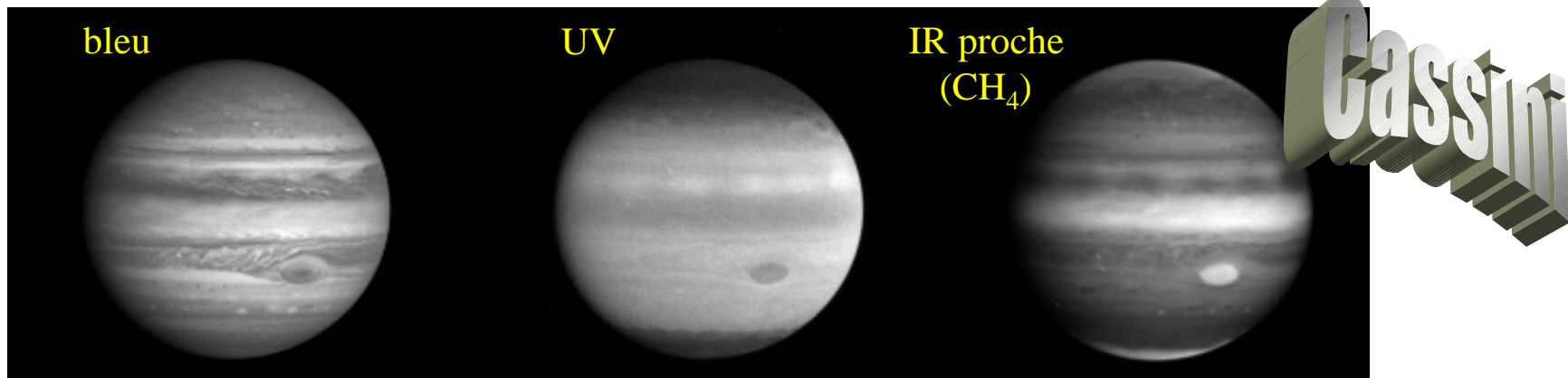
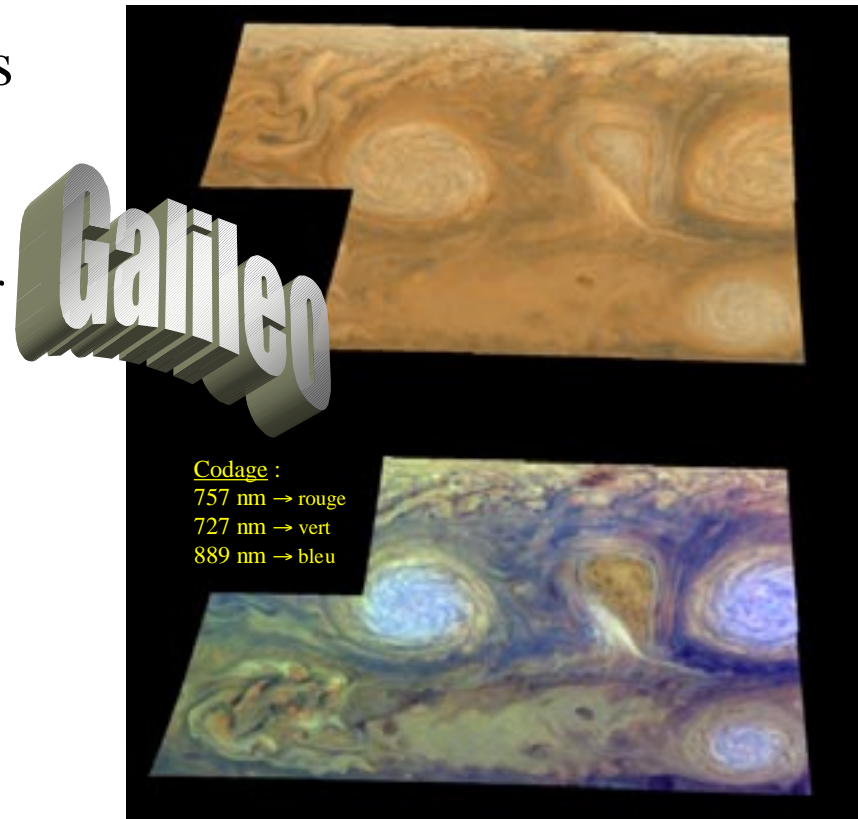
Télescope CFHT ; spectromètre à transformée de Fourier
Résolution = $0,14 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda/\Delta\lambda \approx 30000$)



Côté nuit de Vénus observé
à $2,3 \mu\text{m}$ par le spectromètre
NIMS à bord de *Galileo*

Imagerie multi-spectrale

- Etude de la dynamique, des systèmes nuageux
 - Différentes longueurs d'onde sondent différents niveaux de l'atmosphère (voir *transfert radiatif - diffusion*)
 - Exemple : Galileo et Cassini sur Jupiter
 - IR à $5\mu\text{m}$ \rightarrow nuages à $p \leq 6$ bar
 - IR proche continu (757 nm) $\rightarrow \leq 10$ bar
 - IR proche, absorption par CH_4
 - Faible, 727 nm $\rightarrow \leq 4$ bar
 - Forte, 889 nm $\rightarrow \leq 0,3$ bar
 - UV proche \rightarrow absorption par la brume (petites particules) à $p \leq 0,2$ bar



Méthodes d'occultation

- Occultation

- Source de lumière (Soleil, étoile) ou émetteur radio (sonde spatiale) passant derrière le limbe de la planète par rapport à la Terre

→ on enregistre sur Terre l'extinction progressive du signal causée par :

- *a* / réfraction différentielle (visible, radio) + déphasage (radio)
- *b* / absorption atmosphérique (UV)

a /

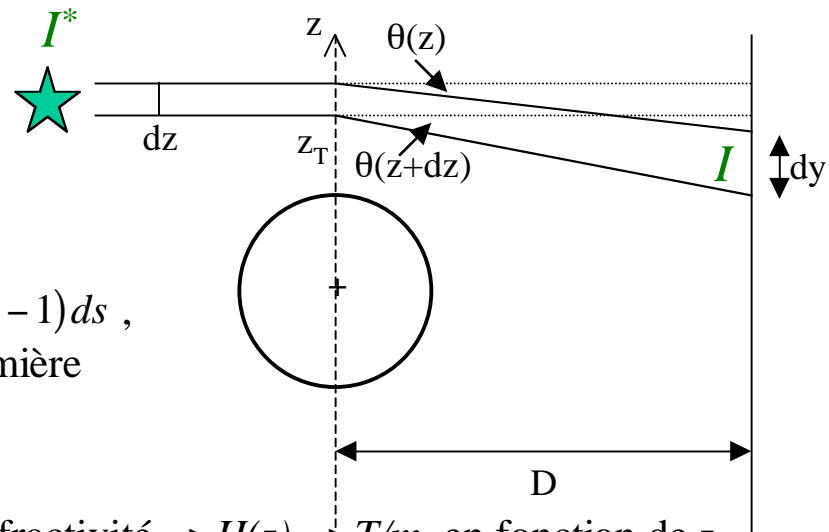
$$dy = dz + D\theta(z + dz) - D\theta(z) = dz + Dd\theta$$

$$\frac{I^*}{I} = 1 + D \left| \frac{d\theta}{dz} \right|$$

On montre que, θ est donné par $\theta = \frac{d}{dz} \int_{-\infty}^{+\infty} (n-1) ds$,
où n est l'indice de réfraction, et que en première

approximation
$$\frac{d\theta}{dz} = -\frac{\theta}{H(z_T)}$$

- On mesure ainsi un profil vertical de réfractivité → $H(z)$ → T/m en fonction de z
- en utilisant une étoile, dans le visible ou l'IR, on sonde jusqu'à environ 0,5 mbar
- avec le lien radio d'une sonde spatiale, on descend jusqu'à environ 1-2 bars.



Méthodes d'occultation

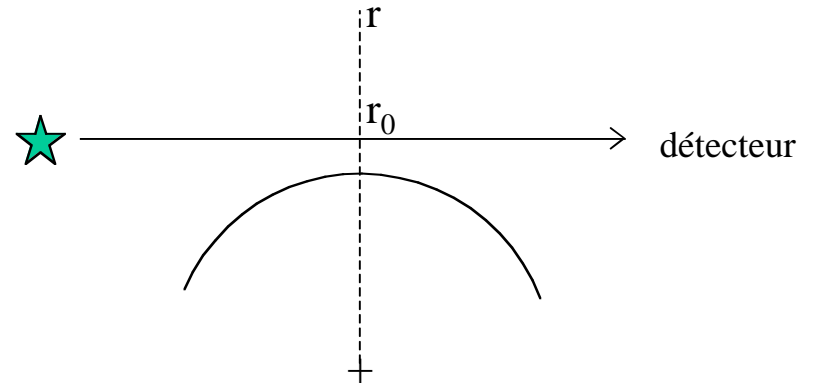
b/

- On enregistre le spectre d'absorption UV pendant la disparition de l'étoile

$$I = I_* e^{-\tau_s}$$

$\tau_s = \sigma_i n_i \sqrt{2\pi r_0 H}$ dans l'approximation isotherme

- Par une méthode d'inversion, on peut remonter au profil vertical de l'absorbant $n_i(z)$
- Exemple : mesure du profil vertical de CH_4 dans l'hétérosphère des planètes géantes avec le spectromètre UVS à bord de *Voyager*



Mesures *in situ*

- Planètes explorées *in situ*

- Vénus : Sondes Venera (→ 1982), Pioneer Venus (1978), Vega (1985)
- Mars : Viking 1 et 2 (1976), Pathfinder (1997)
- Jupiter : Galileo (1995) - de 0,4 à 22 bars -

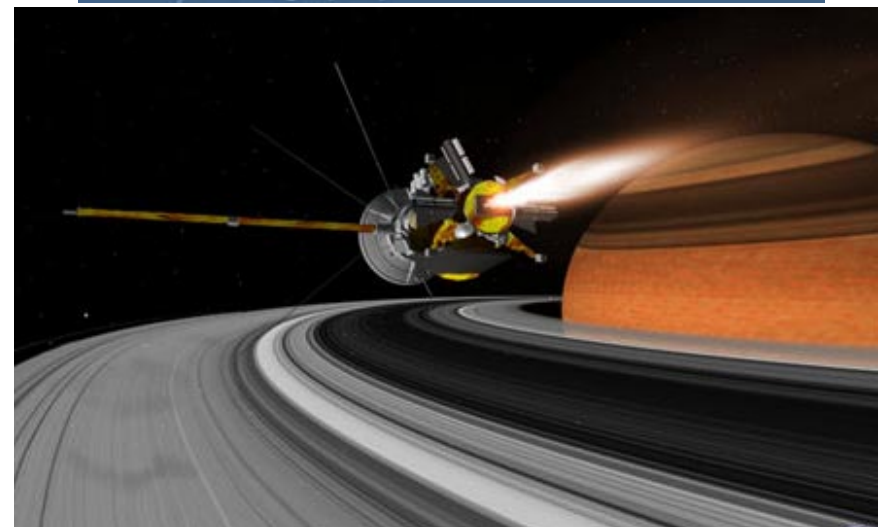
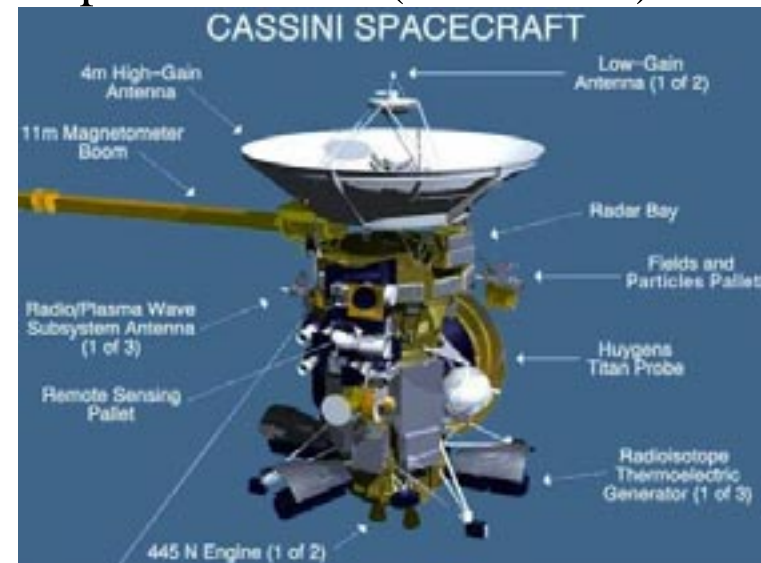
- Instruments

- Senseur de pression/température
- Spectromètre de masse
 - Composition gazeuse (y compris gaz rares, isotopes)
→ on mesure en fait m/Z (problèmes d'interprétation, d'ambiguïté...)
- Chromatographe en phase gazeuse
 - Composition gazeuse (nombreux problèmes de fonctionnement sur *Venera*...)
- Radiomètre multicanaux ou spectro-photomètre
 - Profil d'absorption et de diffusion du flux solaire
- Néphélomètre
 - Paramètres physiques des particules nuageuses
- Mesure des vents



La mission Cassini/Huygens (NASA/ESA)

- Cassini (<http://www.jpl.nasa.gov/cassini>)
 - Exploration de Saturne et son environnement pendant 4 ans (2004-2008)
 - 12 expériences à bord dont :
 - Imaging Science Subsystem (ISS)
 - Filtres entre 0,2 et 1,1 μm
 - Composite Infrared Spectrometer (CIRS)
 - $\Delta\lambda = 7,2 \mu\text{m}-1 \text{ mm}$ ($10-1400 \text{ cm}^{-1}$)
 - Résolution spectrale 8 fois meilleure que Voyager/IRIS
 - Visual and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS)
 - $\Delta\lambda = 0,35-5 \mu\text{m}$
 - Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS)
 - $\Delta\lambda = 56-190 \text{ nm}$
 - Radio Science Subsystem (RSS)



La mission Cassini/Huygens (NASA/ESA)

- Huygens (<http://sci.esa.int/huygens>)
 - Sonde de descente dans l'atmosphère de Titan (janvier 2005)
 - Mesures dans l'atmosphère (0-150 km) et sur la surface pendant ~2,5 heures
 - 6 expériences à bord :
- Atmospheric Structure Instrument (HASI)
 - Pression, température
- Gas Chromatograph & Mass Spectrometer (GCMS)
 - Composition gazeuse, analyse des aérosols pyrolysés
- Aerosol Collector & Pyrolyzer (ACP)
- Descent Imager/Spectral Radiometer (DISR)
 - Caméras, spectromètres visibles et infrarouges : 0,35 - 1,70 μm
 - Bilan énergétique, profil de CH_4 , propriétés physiques des nuages et aérosols, état et composition de la surface
- Surface Science Package (SSP)
 - État et composition de la surface
- Doppler Wind Experiment (DWE)

