Chap 6 Rayt Tellurique dans l'atmosphère ①

I Absorption en IR tellurique

1.1 Absorbants en IR

- majoritaires N_2, O_2 + A spectre pauvre
- minoritaires souvent triatomiques

* H_2O troposphérique 2,6 µm solaire 6,3 µm $\lambda > 12$ µm
* CO_2 molécule linéaire 2,7 µm, 4,3 µm, <u>15 µm</u>
* O_3 stratosphérique <u>9,6 µm</u> ds fenêtre IR 8-12 µm
* CH_4 à 7,6 µm, N_2O, CO, . . CFC

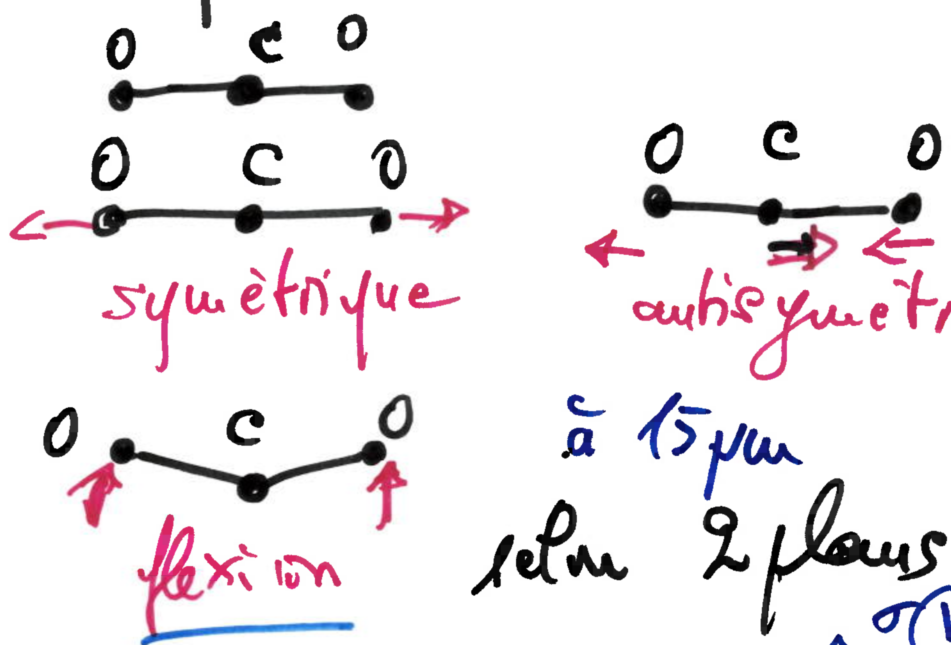
- nuages + aérosols

1-2 Spectres IR

Spectres de raies très complexes → coûteux à traiter raie par raie → méthodes approximatives représentation par des modèles de bande répartition périodique ou aléatoire des raies

Cas du CO_2 linéaire

vibrations



à 15 µm

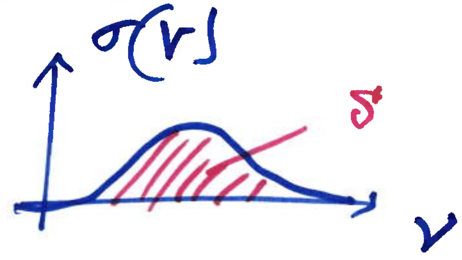
selon 2 plans ⊥

Force de raie S

$\sigma(\nu) = S \times f(\nu)$

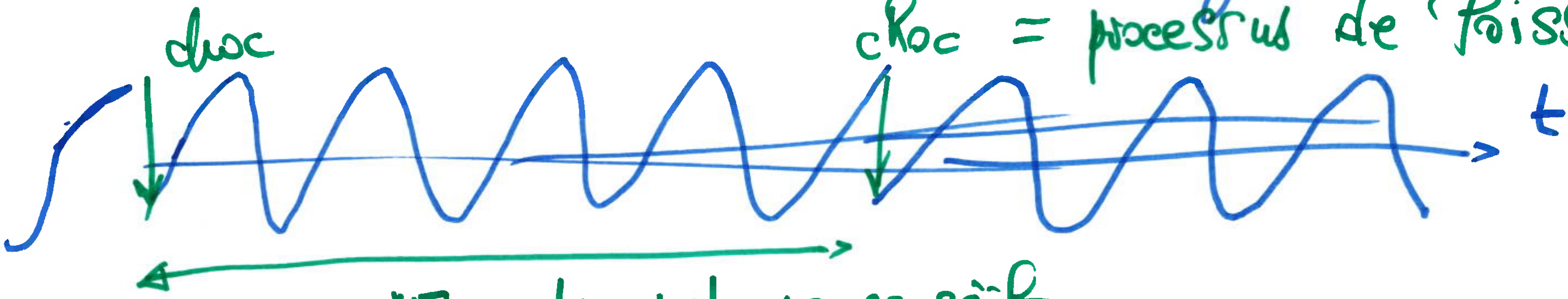
profil de raie $f(\nu)$

$\int f(\nu)\, d\nu = 1$



I. 3 Élargissement collisionnel → Lorentzienne

choc = processus de Poisson



ΔT entre 2 chocs successifs

choc ⇒ saut de phase ⇒ limiter durée du train d'onde

sinusoïde de durée ∞ → Dirac en fréquence

ΔT → impulsion élargie de largeur $\sim \frac{1}{\Delta T}$

ΔT suit une loi exponentielle $p(\Delta T) = \frac{1}{\theta} \exp\left(-\Delta T/\theta\right)$

$\Delta T > 0$

θ = durée moyenne entre 2 collisions

$\frac{1}{\theta} = \alpha_L$ = fréq des collisions

$\alpha_L \sim n_{air} \sqrt{\langle v^2 \rangle} \propto n \sqrt{T}$

α

(4)

collisions $\rightarrow$ Lorentzienne

$$f_L(\nu) = \frac{\alpha_L}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \qquad f_L(\nu_0) = \frac{1}{\pi \alpha_L}$$

$\alpha_L = \frac{1}{2}$ largeur à mi hauteur $\qquad f_L(\nu_0 \pm \alpha_L) = \frac{1}{2} f_L(\nu_0)$

Half W Half

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_L(\nu)\,d\nu = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_L\, d\nu / \alpha_L^2}{\left(\frac{\nu - \nu_0}{\alpha_L}\right)^2 + \frac{\alpha_L^2}{\alpha_L^2}} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{x^2 + 1} = 1$$

$$\alpha_L \sim n \sqrt{T} \sim \frac{P}{T} \sqrt{T} = \frac{P}{\sqrt{T}}$$ prépondérant

$$\alpha_{L_0} = \alpha_L(z=0) \approx 0{,}1 \text{ cm}^{-1}$$

5

I.4 Élargissement Doppler → Gaussien

Effet Doppler $\dfrac{\Delta\nu}{\nu_0} = \dfrac{v_{radiale}}{c}$

Distribution des vitesses : Boltzmann pour le modèle 1 composante = distribution gaussienne

$$p(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\sqrt{\frac{m}{kT}}\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}\right)$$

$$\Rightarrow f_D(\nu) = \frac{1}{\sigma_D\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\sigma_D}\right)^2\right]$$

σ_D = écart-type $= \dfrac{\nu_0}{c}\sqrt{\dfrac{kT}{m}}$ $\qquad \alpha_D \sim \sqrt{T}$

soit α_D = 1/2 largeur à mi-hauteur

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_D}{\sigma_D}\right)^2\right] = \frac{1}{2} \qquad \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha_D}{\sigma_D}\right)^2 = \ln 2$$

$$\alpha_D = \sigma_D\sqrt{2\ln 2}$$

(6)

I.5 Profil de Voigt = collisions + Doppler

$$\frac{\alpha_L}{\alpha_D} \propto \frac{p}{\sqrt{T}} \times \frac{1}{\sqrt{T}} = \frac{p}{T} \sim n$$

⇒ collisions prépondérantes dans l'élargissement dans couches denses

$z \leq 30$ km Lorentzien dominant

$z \geqslant 30$ km Gaussien dominant

I.6 Saturation de l'absorption

$$T_\nu(\Delta\tau_\nu) = \exp(-\Delta\tau_\nu)$$

$A_\nu(\Delta\tau_\nu) = 1 - T_\nu(\Delta\tau_\nu)$

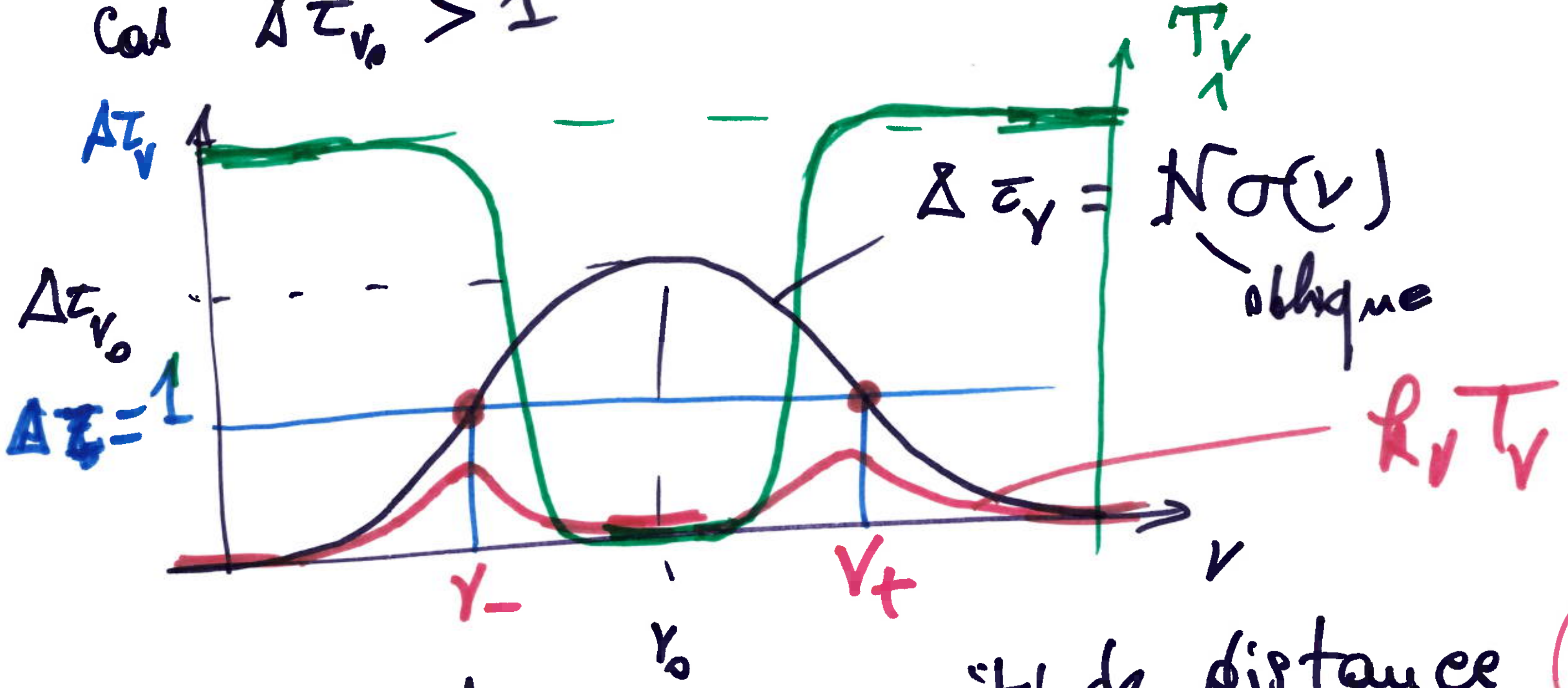
↓ $\Delta\tau_\nu$ si faible

si $\Delta\tau_\nu \ll 1$ $T_\nu \sim 1 - \Delta\tau_\nu$

mais $\Delta\tau_\nu \geqslant 1$ l'exponentielle amplifie les variations

↪ T_ν négligeable

Cas $\Delta\tau_{\nu_0} > 1$



absorbé dans la couche, par unité de distance $k_\nu T_\nu$

$$k_\nu = n\,\sigma(\nu) \Rightarrow k_\nu T_\nu = \underbrace{n\,\sigma(\nu)}_{\text{max en } \nu_0}\,\underbrace{\exp[-N\sigma(\nu)]}_{\text{min en } \nu_0}$$

à quelle fréq $k_\nu T_\nu$ est-elle max ?

max d'absorption plus au centre, mais migre vers les ailes

Paramétrisation simple

$\sigma(\nu) = \sigma(\nu_0) \exp[-g(\nu)]$ $\qquad g(\nu) = \ln \frac{\sigma(\nu_0)}{\sigma(\nu)}$

$g(\nu_0) = 0$ $\qquad |\nu-\nu_0| \nearrow$ $\qquad g(\nu) \geq 0$ $\qquad g(\nu) \nearrow$

$|\nu-\nu_0| \to \infty$ $\qquad g(\nu) \to \infty$

Q: ν^* t.q. $k_\nu T_\nu$ maximum

$$k_\nu T_\nu = n\,\sigma_0 \exp\Big[\underbrace{-g(\nu)\cancel{]}\ \cancel{\exp[}-\Delta\tau_0\, e^{-g(\nu)}}_{\frac{d}{d\nu}}\Big]$$

$$-g'(\nu) + \overset{\Delta\tau_\nu}{\Delta\tau_0\, e^{-g(\nu)}}\, g'(\nu) = g'(\nu)\,(\Delta\tau_\nu - 1)$$

$\frac{d \ln k_\nu T_\nu}{d\nu} = 0$ $\quad \Big\langle \begin{array}{l} g'(\nu) = 0 \Rightarrow \nu_0 = 0 \\ \text{ou} \\ \Delta\tau_\nu = 1 \end{array}$

si $\Delta\tau_{\nu_0} < 1$ impossible abs faible

si $\Delta\tau_{\nu_0} > 1$ possible abs forte si $\Delta\tau_{\nu_0} > 1$ notez $\nu_\pm$ t.q. $\Delta\tau_{\nu_\pm} = 1$

ν		ν_-		ν_0		ν_+	
g'	$\cancel{+}$ $-$		$\cancel{+}$ $-$	0	$+$		$+$
$\tau_\nu - 1$	$-$	0	$+$		$+$	0	$-$
$\dfrac{d\, k_\nu T_\nu}{d\nu}$	$+$	0	$-$	0	$+$	0	$-$
$k_\nu T_\nu$	$\nearrow$		$\searrow$		$\nearrow$		$\searrow$

calcul par bandes spectrales de largeur $\Delta\bar{\nu}$

$\Delta\nu \gg$ largeur de la raie

$$\mathcal{T}(\Delta\tau_{\bar{\nu}}) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\bar{\nu}-\frac{\Delta\nu}{2}}^{\bar{\nu}+\frac{\Delta\nu}{2}} T(\Delta\tau_\nu)\, d\nu$$

idem pour absorption

$$\mathcal{A}(\Delta\tau_{\bar{\nu}}) = 1 - \mathcal{T}(\Delta\tau_{\bar{\nu}})$$

N = contenu intégré d'absorbant

* absorption faible $\Delta\tau_\nu \ll 1$

$$\mathcal{A}(\Delta\tau_{\bar{\nu}}) \simeq \Delta\tau_{\bar{\nu}} \sim S \cdot N$$

* absorption saturée

$$\mathcal{A}(\Delta\tau_{\bar{\nu}}) \sim \sqrt{\alpha_L\, S N} \sim \sqrt{P}\sqrt{SN} \sim P_{air}\sqrt{r_{abs}}$$

r_{abs} = rapport de mélange