

Cours 3

Structure thermique et dynamique

- Equilibre radiatif
 - Troposphère, stratosphère, mésosphère
- Thermosphère
- Structure thermique horizontale
- Dynamique
 - Approximations cyclostrophique et géostrophique
 - Cyclones et anticyclones
 - Circulation générale

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Equilibre radiatif

- Flux conservatif : $\frac{d\pi F_{rad}}{dz} = 0$; on décompose F_{rad} en $F_{IR} - F_{\odot}$; πF_{IR} est le flux thermique et πF_{\odot} est le flux solaire net (descendant - montant diffusé)

- Troposphère

- Hypothèse : atmosphère chauffée par source interne ou surface

- On suppose que le flux solaire est absorbé *seulement* à la surface

- $\frac{d\pi F_{IR}}{dz} = 0 \Rightarrow \pi F_{IR} = C^{te} = \sigma T_{eff}^4$

- Equation de transfert sans diffusion : $\mu \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - B_v$ (1a) $\Rightarrow \frac{d(\pi F_v)}{d\tau_v} = 4\pi(J_v - B_v)$ (1b)

$$\Rightarrow \frac{d^2 F_v}{d\tau_v^2} = 4 \left[\frac{dJ_v}{d\tau_v} - \frac{dB_v}{d\tau_v} \right] \quad (2a)$$

- Approximation à 2 faisceaux : $J_v = \frac{1}{2}(I_v^+ + I_v^-)$; $F_v = (I_v^+ - I_v^-)$

$$(1a) \times \mu \Rightarrow 2\pi \int_{-1}^1 \mu^2 \frac{dI_v}{d\tau_v} d\mu = 2\pi \int_{-1}^1 \mu I_v d\mu = \pi F_v$$

$$\text{avec } \frac{d}{d\tau_v} \int_{-1}^1 \mu^2 I_v d\mu = \frac{d}{d\tau_v} \left[\frac{1}{3}(I_v^+ + I_v^-) \right] = \frac{2}{3} \frac{dJ_v}{d\tau_v}, \text{ on obtient } \frac{4}{3} \frac{dJ_v}{d\tau_v} = F_v \quad (2b)$$

$$(2a) + (2b) \Rightarrow \frac{d^2 F_v}{d\tau_v^2} - 3F_v = -4 \frac{dB_v}{d\tau_v} \quad (3)$$

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Modèle radiatif gris : $\tau_v = \tau$

• On intègre (3) sur $\nu \Rightarrow \frac{d^2 F_{IR}}{d\tau^2} - 3F_{IR} = -4 \frac{d(\sigma T^4/\pi)}{d\tau} \Rightarrow \sigma T^4 = \frac{3}{4} \pi F_{IR} \tau + \sigma T_0^4 \Rightarrow$

$$T^4 = T_0^4 + \frac{3}{4} T_{eff}^4 \tau$$

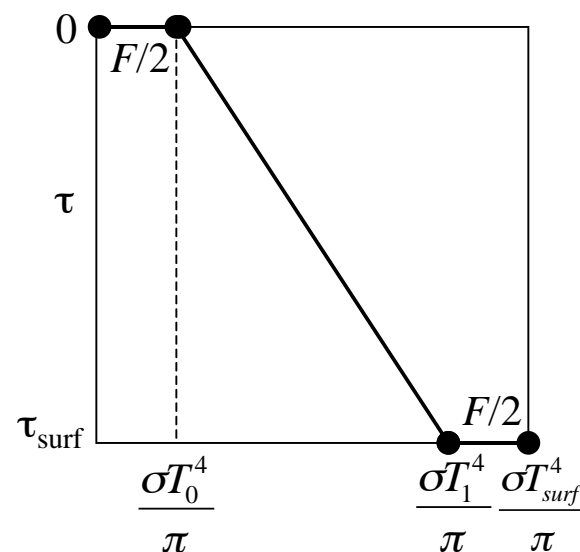
• Conditions aux limites : $I^-(0) = 0$; (1b) $\Rightarrow J(0) = \int_0^\infty J_\nu(0) d\nu = \sigma T_0^4 / \pi = \frac{1}{2} I^+(0) = \frac{1}{2} F_{IR}$
 $\Rightarrow T_0^4 = \frac{1}{2} T_{eff}^4$ $T^4 = T_0^4 \left(1 + \frac{3}{2} \tau\right) = \frac{T_{eff}^4}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \tau\right)$ (4) Note : $T = T_{eff}$ à $\tau = 2/3$

• Si surface (Titan, planètes telluriques) : $I^+(\tau_{surf}) = \sigma T_{surf}^4 / \pi \Rightarrow I^-(\tau_{surf}) = \frac{\sigma}{\pi} (T_{surf}^4 - T_{eff}^4)$
 Soit T_1 la température juste au-dessus de la surface

$$(1b) \Rightarrow J(\tau_{surf}) = \frac{\sigma T_1^4}{\pi} = \frac{\sigma}{2\pi} (T_{surf}^4 + T_{surf}^4 - T_{eff}^4) \Rightarrow T_1^4 = T_{surf}^4 - \frac{1}{2} T_{eff}^4$$

$$T_{surf}^4 = T_{eff}^4 \left(1 + \frac{3}{4} \tau_{surf}\right)$$
 (5)

- Gradient thermique $dT/dz < 0$ (car $d\tau/dz < 0$) dû au transport vertical du flux de chaleur interne (planètes géantes) ou du flux thermique re-émis par la surface (planètes telluriques)
- Il y a discontinuité de température à la surface
 - crée une couche 'limite' turbulente
 - atmosphère convective \rightarrow gradient adiabatique dans les premiers kms



Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Effet de serre

- $T_{surf} > T_{eff}$ ($= T_{eq}$): effet combiné d'une atmosphère 'transparente' dans le visible/IR proche et optiquement épaisse dans l'infrarouge thermique ($\tau_{surf} > 0$)

	T_{eff} (K)	T_{surf} (K)	Constituants responsables
Vénus	231	733	CO ₂ , nuages H ₂ SO ₄ , H ₂ O
Terre	255	288	H ₂ O, CO ₂ , CH ₄ , O ₃
Mars	210	215	CO ₂
Titan*	82	94	N ₂ -CH ₄ -H ₂

*Titan : $\tau_{surf}^{Ross} \approx 2 \rightarrow T_{surf} = 103$ K. En fait, la brume photochimique bloque une partie du flux solaire (40% de F_{\odot} absorbé dans la stratosphère), laisse passer le flux thermique IR \rightarrow *anti effet de serre* $\Delta T = -9$ K

- Effet de serre divergent

- Gaz, absorbant dans l'IR thermique, condensable dans la basse atmosphère, en équilibre avec la surface (H₂O dans les planètes telluriques, CH₄ sur Titan)
- Au-dessus d'un certain niveau de flux solaire absorbé, l'atmosphère ne peut pas être en équilibre radiatif

- Dans la basse atmosphère, le corps suit la loi de saturation

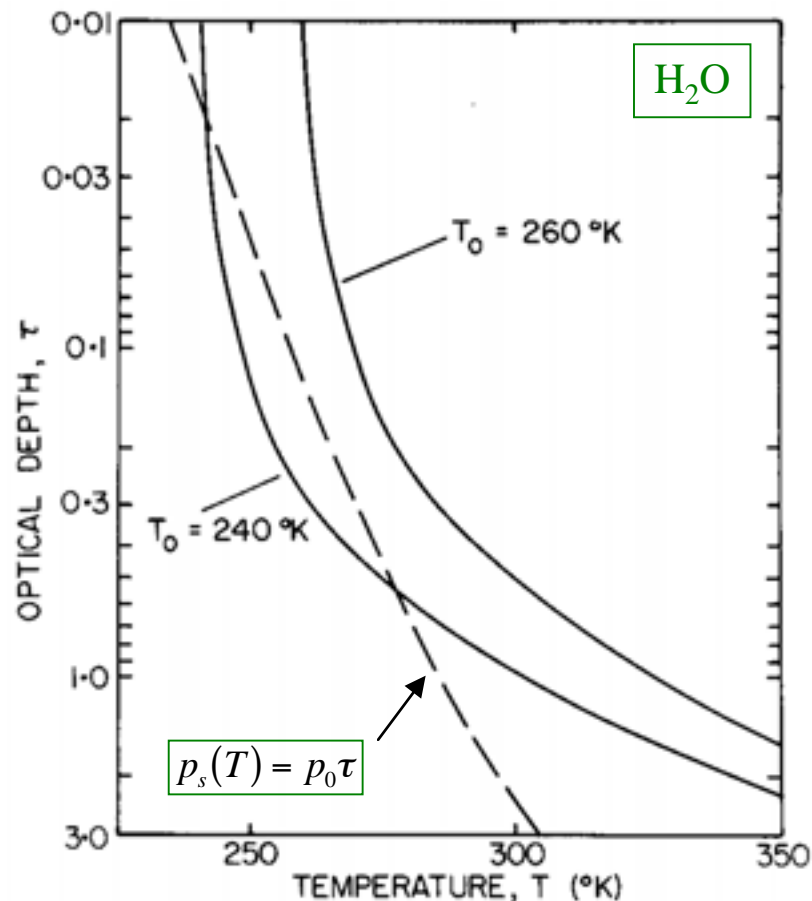
- Au-dessus de la tropopause, le rapport de mélange garde sa valeur à ce niveau ('piège froid') : $q_l = q_l(z_c)$

- $\tau(z_c) = \int_{z_c}^{\infty} \kappa_1 \rho_1 dz = \frac{M_1 \kappa_1}{Mg} p_1(z_c)$ $\kappa_1 =$ coefficient d'absorption massique

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

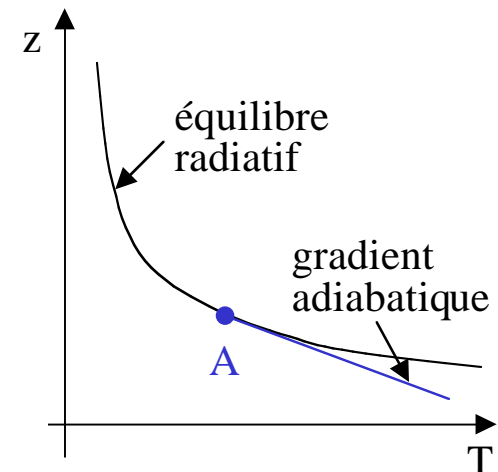
- Avec $p_1(z_c) = p_s(T_c) \Rightarrow p_s(T_c) = \frac{Mg}{M_1 \kappa_1} \tau_c \equiv p_0 \tau_c$. Pour la Terre, $\kappa_1 \sim 0,1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, d'où $p_0 = 15 \text{ mbar}$
- Le flux solaire absorbé est σT_{eff}^4 , avec $T_{eff}^4 = 2 T_0^4$ ($T_0 = 215 \text{ K}$ pour la Terre). Le profil de température à l'équilibre est $T^4 = T_0^4 (1 + 3/2 \tau)$

- Si $T_0 \geq 250 \text{ K}$, pas d'équilibre possible avec une atmosphère saturée en H_2O , car celle-ci est trop froide pour re-émettre l'énergie absorbée.
- **Si** océan il y a, lors de la formation de l'atmosphère, il s'évapore entièrement (T_{surf} augmente peu à peu, de plus en plus de gaz condensable passe dans l'atmosphère, jusqu'à évaporation complète).
- Vénus (0,72 UA) avec l'albédo de la Terre ($A_b=0,30$) $\rightarrow T_0 = 253 \text{ K}$



Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Convection dans la basse troposphère
 - Due en partie à la discontinuité de température que tend à imposer l'équilibre radiatif (Terre, Mars)
 - Apparaît lorsque l'épaisseur optique infrarouge τ devient trop importante vers la surface (Vénus, Titan) ou vers l'intérieur (planètes géantes)
 - Si $\tau \sim p^n$, $\alpha = \frac{d \ln T}{d \ln p} = \frac{dT/T}{dp/p} = \frac{3/8 d\tau}{n\tau} / \frac{d\tau}{d\tau} = \frac{3/8 n\tau}{1+3/2\tau}$
 quand $\tau \rightarrow \infty$, $\alpha \rightarrow n/4$; si τ varie en p^2/T (opacité induite par collisions) $\rightarrow n = 2 - \alpha$
 $\rightarrow \alpha(\tau = \infty) = 2/5 = 0,4$ alors que $\alpha_{ad} = 2/7$ pour les planètes géantes ($C_p = 7/2 R$).
 Dans cet exemple, α atteint la valeur adiabatique pour $\tau = 4/3$
 - \Rightarrow Le profil d'équilibre radiatif devient instable vis à vis de la convection lorsque $\tau \geq 1$
 - A grande profondeur, le gradient de température devient adiabatique et le flux total est égal au flux radiatif + flux convectif



Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Stratosphère

- Due à l'absorption du flux solaire localement dans l'atmosphère

- Equilibre radiatif : $\pi F_{IR} - \pi F_{\odot} = C^{te} = 0$ sans source interne
 $= F_{int}$ avec source interne (planètes géantes)

- On partage πF_{\odot} en πF_{surf} et πF_s : $\pi F_{surf} =$ flux non absorbé par l'atmosphère, absorbé par la surface

- Equation de transfert pour F_s , avec $F_s = I_+ - I_-$, diffusion isotrope et cas gris :

$$\left\{ \begin{array}{l} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI_+}{d\tau_s} = I_+ - \frac{\omega}{2}(I_+ + I_-) \text{ somme} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{d(I_+ - I_-)}{d\tau_s} = (1 - \omega)(I_+ + I_-) \Rightarrow \frac{d^2 F_s}{d\tau_s^2} = 3(1 - \omega)F_s \quad (6a) \\ - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI_-}{d\tau_s} = I_- - \frac{\omega}{2}(I_+ + I_-) \text{ différence} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{d(I_+ + I_-)}{d\tau_s} = I_+ - I_- \end{array} \right.$$

(3) $\Rightarrow \frac{d^2 F_{IR}}{d\tau_{IR}^2} - 3F_{IR} = -4 \frac{d(\sigma T^4/\pi)}{d\tau_{IR}} \quad (6b)$ En supposant $\beta = \frac{d\tau_s}{d\tau_{IR}} = C^{te}$ On obtient :

$$\frac{d^2(F_{IR} - F_s)}{d\tau_{IR}^2} = 3F_{IR} - 4 \frac{d(\sigma T^4/\pi)}{d\tau_{IR}} - 3(1 - \omega)\beta^2 F_s, \text{ avec } F_{IR} - F_s = F_{surf} \text{ (planètes telluriques) ou } F_{int} \text{ (planètes géantes)} = C^{te}$$

D'où $\frac{d(\sigma T^4/\pi)}{d\tau_{IR}} = \frac{3}{4} [F_{surf} - F_s(\beta^2(1 - \omega) - 1)] \quad (7)$

- Il existe un minimum de température $(\frac{d(\sigma T^4/\pi)}{d\tau_{IR}} = 0)$ seulement si $\beta^2(1 - \omega) - 1 > 0$

$$\Leftrightarrow (1 - \omega)(\tau_s/\tau_{IR})^2 > 1 \Leftrightarrow \sqrt{(1 - \omega)\tau_s} > \tau_{IR}$$

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Une inversion de température (tropopause) peut donc avoir lieu si le coefficient d'absorption 'solaire' est supérieur au coefficient d'absorption moyen dans l'infrarouge thermique : $\sqrt{(1-\omega)}\tau_s > \tau_{IR}$
- Au-dessus de la tropopause, T croît avec z (décroît avec τ) → **stratosphère**
- Avec $F_s = F_s(0)e^{-\sqrt{3(1-\omega)}\tau_s} = F_s(0)e^{-\sqrt{3(1-\omega)}\beta\tau_{IR}}$ (en supposant $\sqrt{3(1-\omega)}\tau_s[\text{surf}] \gg 1$), on peut intégrer (7).

- Condition aux limites : $J_{IR}(0) = \frac{1}{2} I_{IR}^+(0) = \frac{1}{2} F_{IR}(0) = \frac{1}{2} (F_{surf} + F_s(0)) = \frac{\sigma T_0^4}{\pi} + \frac{1}{4} \frac{dF_{IR}}{d\tau_{IR}}(0)$
[d'après (1b)]. Avec $\frac{dF_{IR}}{d\tau_{IR}}(0) = \frac{dF_s}{d\tau_{IR}}(0) = -F_s(0)\beta\sqrt{3(1-\omega)}$, on obtient :

$$\frac{\sigma T_0^4}{\pi} = \frac{1}{2} (F_{surf} + F_s(0)) + \frac{1}{4} \beta \sqrt{3(1-\omega)} F_s(0) = \frac{\sigma T_{eff}^4}{2\pi} + \beta \sqrt{3(1-\omega)} \frac{F_s(0)}{4} \quad (8)$$

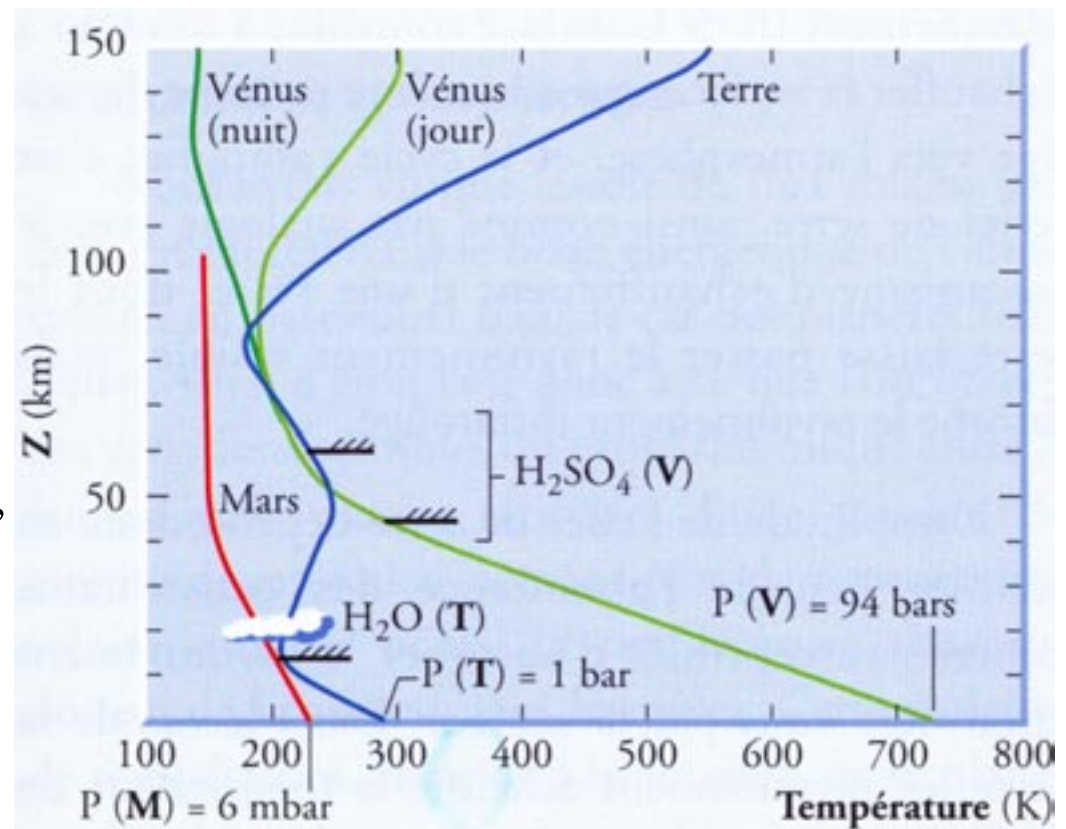
- CH_4 sur planètes géantes et Titan : nombreuses bandes d'absorption du rouge à l'infrarouge proche ; une seule bande ($7,7 \mu\text{m}$, 1305 cm^{-1}) dans l'IR thermique, peu efficace pour le refroidissement (λ trop faible) → $\beta > 1$ → inversion de température bien marquée
- Problème sur Neptune : températures stratosphériques bien plus élevées que prédites par les modèles d'équilibre radiatif → source de chaleur additionnelle (ondes de gravité ?)

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Aérosols photochimiques sur Titan : très bons absorbants dans l'UV et le visible, relativement transparents dans l'infrarouge $\rightarrow \beta \gg 1$ (~ 100) \rightarrow forte inversion de température et stratosphère très chaude (≈ 180 K)

Planètes telluriques

- O_3 sur Terre : responsable de l'inversion de température, formé à partir de la photo-dissociation de O_2
- CO_2 sur Vénus et Mars : bon absorbant dans l'IR thermique, absorbe très peu dans l'UV, le visible et l'IR proche $\rightarrow \beta < 1$, *pas d'inversion de température, pas de stratosphère* \rightarrow la mésosphère succède directement à la troposphère



Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Mésosphère

- L'existence d'une mésosphère - où T décroît avec l'altitude- au-dessus d'une stratopause - maximum local de température - est due au fait que β n'est pas constant avec l'altitude

- Sur Terre, chauffage stratosphérique dû à O_3 , refroidissement dû à $CO_2 \rightarrow \beta \propto \frac{[O_3]}{[CO_2]}$
Au-dessus de ≈ 40 km, $[O_3]/[CO_2]$ diminue avec l'altitude (production de $O_3 \searrow$)
 \Rightarrow stratopause bien marquée vers 40-50 km

- La mésopause correspond à la limite de l'ETL et marque donc la limite de l'équilibre radiatif et de la prépondérance du rayonnement pour transporter l'énergie absorbée.

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Constantes de temps radiatives

$$- \rho C_p^* \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial z} = - \frac{\partial F_{IR}}{\partial z} + \frac{\partial F_{sol}}{\partial z} \Rightarrow \boxed{\frac{\partial T}{\partial t} = K_{sol} - K_{IR}} \text{ avec } \begin{cases} K_{IR} = - \frac{1}{\rho C_p^*} \frac{\partial F_{IR}}{\partial z} = \frac{g}{C_p^*} \frac{\partial F_{IR}}{\partial p} \\ K_{sol} = - \frac{1}{\rho C_p^*} \frac{\partial F_{sol}}{\partial z} = \frac{g}{C_p^*} \frac{\partial F_{sol}}{\partial p} \end{cases}$$

K_{IR} = taux de refroidissement (dépend de $T(p)$)

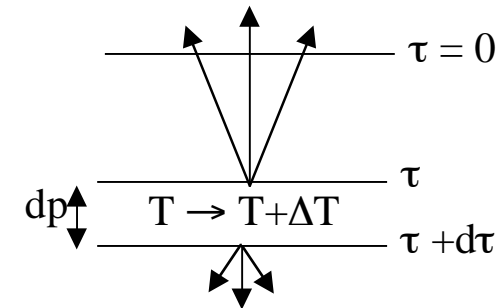
K_{sol} = taux de chauffage

- Si une couche atmosphérique subit une perturbation $+\Delta T = T - T_{eq}$, on suppose une loi de refroidissement linéaire (Newtonien) $\frac{\partial(\Delta T)}{\partial t} = - \frac{\Delta T}{\tau_{rad}}$ avec $\boxed{\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{\partial K_{IR}}{\partial T}(T(p))}$

- **Approximation transparente** : $\tau \ll 1$

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{\Delta K_{IR}}{\Delta T} = \frac{g}{C_p^*} \times \frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta(\sigma T^4/\pi) \times 4\pi d\tau_{IR}}{dp} = \frac{16\sigma T^3 g d\tau_{IR}/dp}{C_p^*}$$

$$\boxed{\tau_{rad} = \frac{C_p^*}{16\sigma T^3 g d\tau_{IR}/dp}} \quad (9a)$$



- **Approximation 'refroidissement direct vers l'espace'** : $\tau \leq 1$ (seul moyen de refroidissement = émission thermique vers l'espace, on ne tient pas compte du transfert entre couches)

$$\Delta dF_{IR} = \Delta(\sigma T^4/\pi) \times 2\pi E_2(\tau_{IR}) d\tau_{IR} \Rightarrow \boxed{\tau_{rad} = \frac{C_p^*}{8\sigma T^3 g E_2(\tau_{IR}) d\tau_{IR}/dp}} \quad (9b)$$

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

- Approximation 'diffusive' : $\tau \gg 1$ (le transport d'énergie est équivalent à un processus de diffusion thermique)

$$\frac{\partial F_{IR}}{\partial z} = \frac{4\pi}{3} l \frac{\partial^2 (\sigma T^4 / \pi)}{\partial z^2} \quad \text{où} \quad l = \frac{1}{d\tau_{IR}/dz} \quad \text{est le libre parcours moyen d'un photon IR}$$

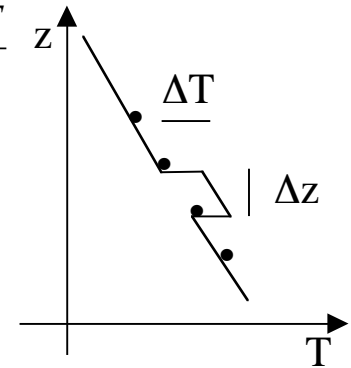
En prenant $\Delta z \sim H (= p/\rho g)$, on a :

$$\Delta \left(\frac{\partial^2 (\sigma T^4 / \pi)}{\partial z^2} \right) \approx 2 \frac{\Delta (\sigma T^4 / \pi)}{(\Delta z)^2} = \frac{8\sigma T^3 \Delta T}{\pi (\Delta z)^2}$$

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{1}{\rho C_p^* \Delta T} \frac{4\pi}{3} \frac{1}{d\tau_{IR}/dz} \frac{8\sigma T^3 \Delta T}{\pi H^2}$$

$$\tau_{rad} = \frac{C_p^* p^2 d\tau_{IR}/dp}{(32/3)\sigma T^3 g} \quad (9c)$$

τ_{rad} varie presque en p^2 si τ_{IR} varie en p^2/T , et T en $p^{2/7}$



Structure thermique verticale : équilibre radiatif

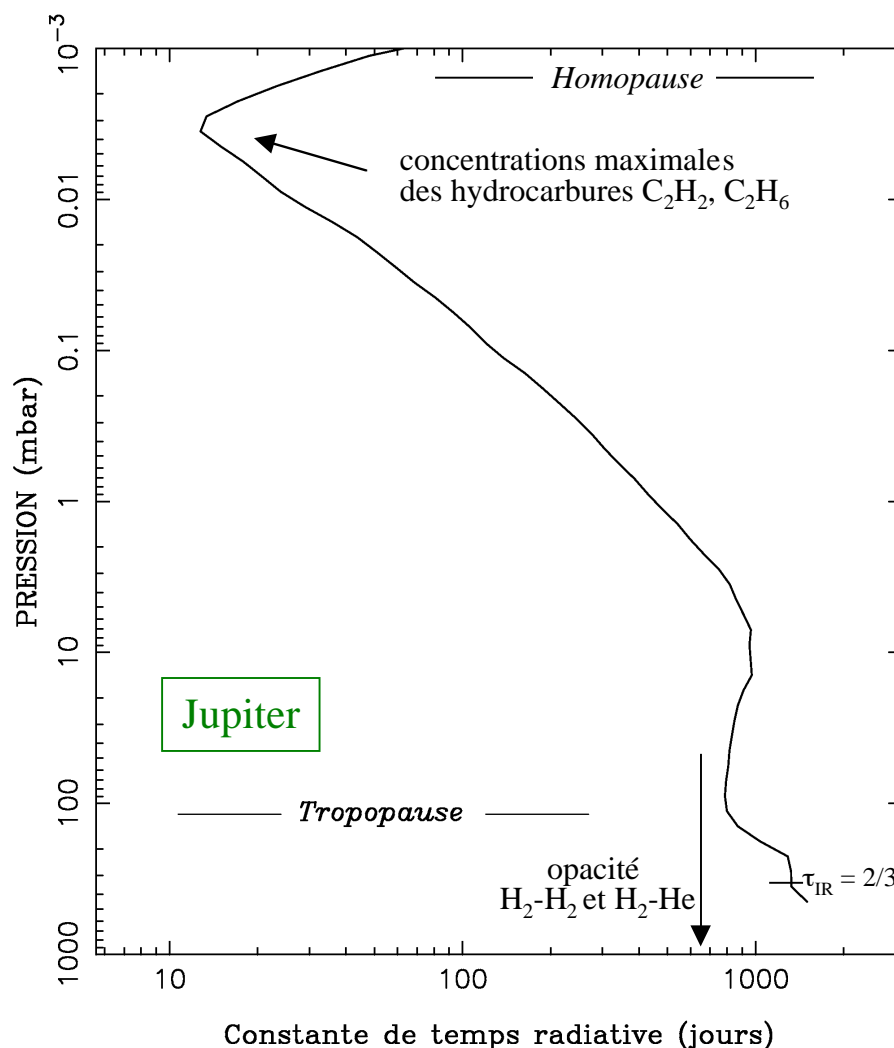
– Planètes telluriques :

- Vénus : vers la surface , $\tau_{IR} \approx 130$ (en utilisant Eq. 5) ; en supposant $\tau_{IR} \sim p^2 \rightarrow d\tau_{IR}/dp \approx 2 \tau_{IR}/p$; $C_p^* = 9/2 R/M$; $p = 92$ bars ; $T = 733$ K
Eq. (9c) $\Rightarrow \tau_{rad} \approx 30$ ans $\gg T_{rot}$ (243 jours) et T (226 jours)
 \rightarrow pas de variations diurnes ni en fait horizontales, la circulation atmosphérique peut homogénéiser la température en latitude et longitude dans la basse atmosphère :
 $\tau_{dyn} \sim 1$ jour $\ll T_{rot} \ll \tau_{rad}$
- Terre : vers la surface, $\tau_{IR} \approx 0,8$; $E_2(\tau_{IR}) = 0,2$; en supposant $d\tau_{IR}/dp \approx \tau_{IR}/p$;
 $C_p^* = 7/2 R/M$
Eq. (9b) $\Rightarrow \tau_{rad} \approx 1$ mois $\gg T_{rot}$ (24 heures)
 \rightarrow on s'attend à des variations diurnes faibles, mais non négligeables (sur 12 hrs $\approx \tau_{rad}/60$, ce calcul simple donne $\Delta T \approx 288/60 \approx 5$ K, ce qui est \approx OK)
 $\rightarrow \tau_{rad} < T$ (1 an) , on s'attend à des variations saisonnières de température
- Mars : vers la surface, $\tau_{IR} \approx 0,15$; en supposant $d\tau_{IR}/dp \approx \tau_{IR}/p$;
Eq. (9a) $\Rightarrow \tau_{rad} \approx 1$ jour $\approx T_{rot}$ (24,6 heures)
 \rightarrow fortes variations diurnes et variations saisonnières attendues $C_p^* = 9/2 R/M$
 - *Viking 1* a mesuré à 22,5°N, au début de l'été, des températures au sol variant de 187 K (5:00 heure solaire locale) à 242 K (15:00 heure solaire locale)
- Plus haut dans l'atmosphère, les constantes de temps radiatives sont plus faibles
 - Exemple : sur Vénus, $\tau_{rad} \approx 2$ mois ($< T_{rot}$) à 60 km (vers le sommet des nuages)

Structure thermique verticale : équilibre radiatif

– Planètes géantes :

- τ_{rad} varie en $1/T^3$ → les constantes de temps radiatives sont notablement plus élevées pour Uranus et Neptune que pour Jupiter et Saturne
- Dans la stratosphère, τ_{rad} diminue avec l'altitude, atteint un minimum vers la région de formation des hydrocarbures (~ 10 jours sur Jupiter)
- $\tau_{rad} \gg T_{rot}$ dans toute l'atmosphère → pas de variations jour/nuit de température
- Sur Jupiter et Saturne, τ_{rad} reste inférieur à une année planétaire au-dessus du niveau $\tau \sim 2/3$ (environ 0,3 bar) → effets saisonniers dans la stratosphère et vers la tropopause de Saturne (obliquité = 27°)



Structure thermique verticale : thermosphère

- Thermosphère

- Transport de chaleur principalement par conduction
- Présence d'un fort gradient de température $dT/dz > 0$, dû à une source de chaleur à haute altitude
 - Sur Terre : photodissociation de O_2 [$O_2 + h\nu \rightarrow O(^3P) + O(^1D)$]
 - La chaleur est transportée par conduction jusqu'à la mésosphère où elle peut être réémise par rayonnement vers l'espace

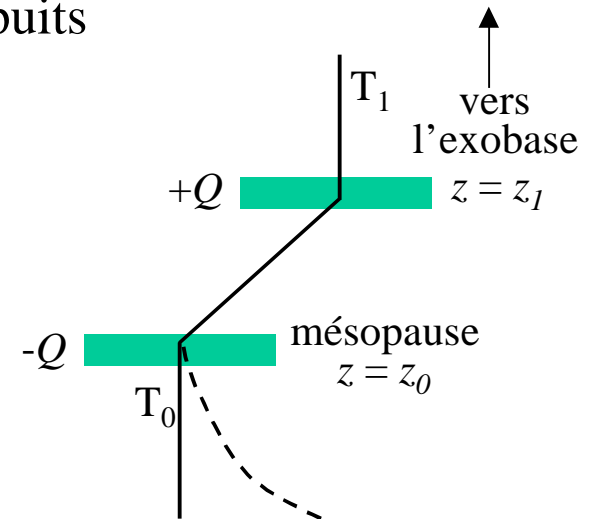
$$\rho C_p^* \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_c \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q(z) = 0 \quad \text{en régime permanent} \Rightarrow \boxed{K_c \frac{\partial T}{\partial z} = \int_z^\infty q(z) dz = Q(z)}$$

- On suppose une source $+Q$ à haute altitude (z_1) et un puits $-Q$ à $z = z_0$ (mésopause) avec $K_c(T) = AT^s$, on obtient :

$$z_0 < z < z_1 \rightarrow AT^s \frac{\partial T}{\partial z} = Q \Rightarrow$$

$$\boxed{T^{s+1} - T_0^{s+1} = \frac{Q(s+1)}{A} (z - z_0)} \quad (10)$$

- Eq. 10 donne alors une estimation de T_1 , température exosphérique



Structure thermique verticale : thermosphère

Planète	T_1 (K)
Vénus	110-300
Terre	1000
Mars	200
Jupiter	1000
Saturne	420
Uranus	800
Neptune	750
Titan	186

- Sources de chaleur thermosphérique dans les différentes planètes
 - Photodissociation et photo-ionisation de O_2 (produit de la photochimie de CO_2) sur Mars et Vénus
 - Sur Vénus : le jour $T_1 \approx 300$ K, la nuit $T_1 \approx 110$ K (\rightarrow *cryosphère*)
 - Températures faibles (\ll Terre) : dues à la relative efficacité du refroidissement hors-ETL de CO_2 (collisions O- CO_2)
 - Cryosphère : due à la faiblesse de la circulation atmosphérique jour \rightarrow nuit (friction élevée)
 - Planètes géantes : températures très élevées \rightarrow une autre source que la photo-ionisation par le flux solaire (10-100 nm) doit exister
 - Dissipation d'ondes de gravité engendrées dans la troposphère
 - Précipitation de particules chargées (e^- et ions)
 - Chauffage par effet Joule
 - Titan : thermosphère assez froide
 - Chauffage dû à l'absorption du rayonnement UV extrême
 - Les modèles indiquent que le refroidissement par les raies rotationnelles de HCN est plus efficace que la conduction thermique (car ETL encore valide pour rotation pure et $q(\text{HCN}) \geq 10^{-4}$)

Structure thermique verticale : résumé

- **Troposphère** **convection (+radiation)**
 - Transport du flux de chaleur provenant de l'intérieur (planètes géantes) ou de la surface (planètes telluriques et Titan) $dT/dz > 0$, $\tau_{IR} \geq 2/3$
- **Stratosphère** **radiation**
 - Absorption directe du flux solaire (O_3 sur Terre, CH_4 sur les planètes géantes, aérosols sur Titan)
 - $dT/dz > 0$; l'inversion de température (tropopause) est due au chauffage d'un corps bon absorbant dans le visible/IR proche, peu émetteur dans l'IR thermique
- **Mésosphère** **radiation**
 - Région intermédiaire $dT/dz < 0$
- **Thermosphère** **conduction (+radiation)**
 - Source de chaleur à haute altitude $\Rightarrow dT/dz \gg 0$

tropopause

• $\tau_{IR} < 2/3$

stratopause

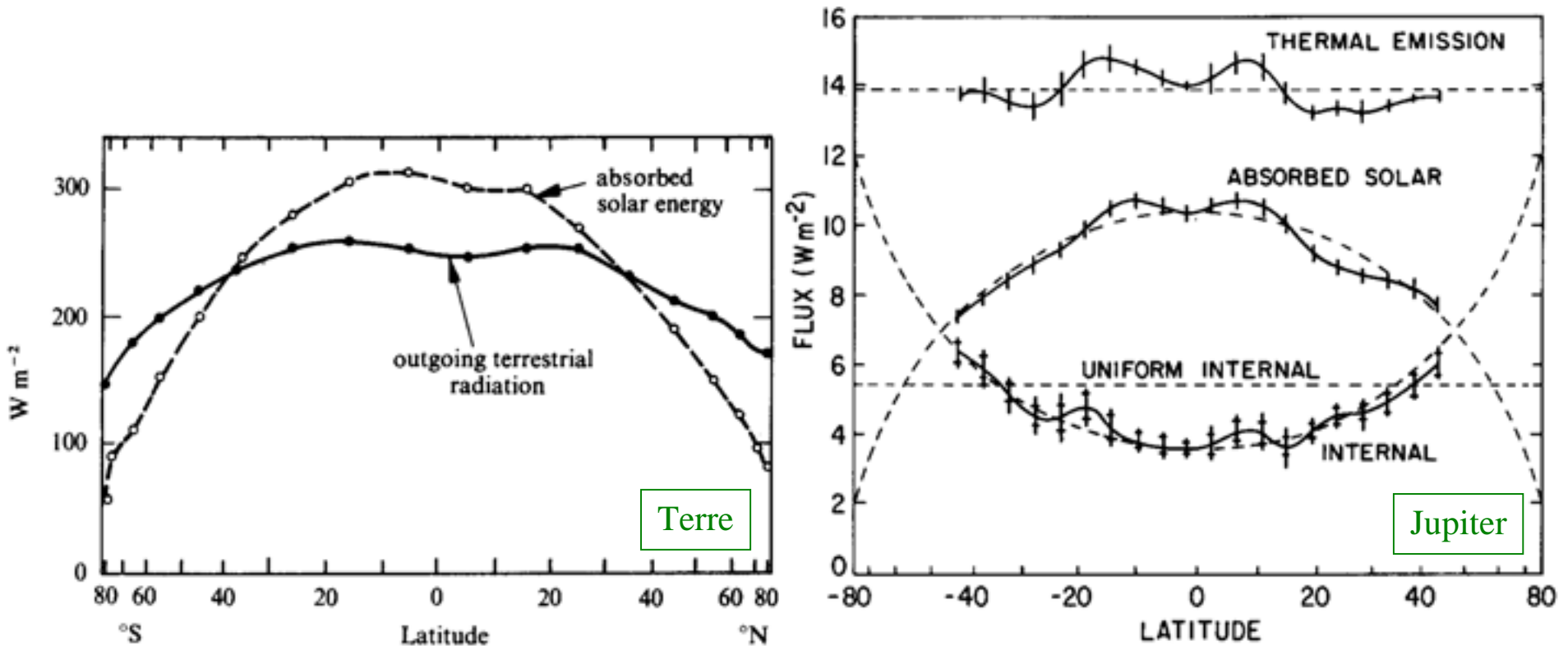
• chauffage solaire maximum

mésopause

• limite ETL



Structure thermique horizontale



- L'équilibre radiatif ($\pi F_{\odot}^{abs} = \sigma T_{eff}^4$ à toutes latitudes) prédit de fortes variations de température en latitude
- Les variations observées sont bien plus faibles
 - → La dynamique réduit les contrastes engendrés par le forçage radiatif
- Les différences de température dues aux variations d'ensoleillement constituent le moteur de la circulation atmosphérique → transfert de chaleur des régions chaudes vers les régions froides

Dynamique

- Equations du mouvement

- Navier-Stokes :

$$\frac{dV}{dt} = -2\Omega \wedge V - \frac{1}{\rho} \nabla p + g + \frac{F}{\rho} \quad (11) \quad \text{où} \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V \cdot \nabla$$

Ω = vitesse angulaire de la planète

accélération de Coriolis

accélération effective de la gravité

terme de friction

$$g = g_0 - \Omega \cdot (\Omega \wedge V) = g_0 + \Omega^2 R$$

(R = distance à l'axe)

- Le terme de friction F/ρ est lié au cisaillement de l'écoulement ; il est parfois paramétrisé linéairement par $-V/\tau_F$ (friction ' Rayleigh ')

- Continuité :

$$\nabla(\rho V) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (12)$$

si fluide incompressible $\rightarrow \rho$ constant $\rightarrow \nabla \cdot V = 0$

- En général, on suppose l'incompressibilité sauf, verticalement, pour tenir compte de la poussée d'Archimède \rightarrow approximation Boussinesq

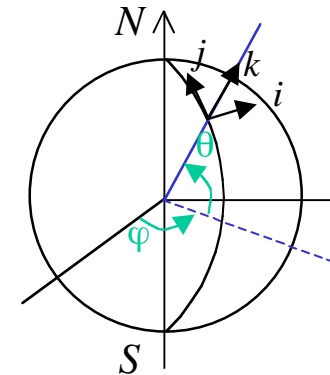
- Coordonnées sphériques

x > 0 : est vitesse : u (vent zonal)

y > 0 : nord v

z > 0 : haut w

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + w \frac{\partial}{\partial r}$$



Dynamique

- On s'intéresse à des mouvements atmosphériques à moyenne ou grande échelle, $L \gg H \Rightarrow w \ll u$ et v , d'après l'équation de continuité

- → Mouvements 'quasi-horizontaux'

- Si, de plus, on considère $L \ll a$ (= rayon de la planète) $\Rightarrow \frac{dV}{dt} = \frac{du}{dt}i + \frac{dv}{dt}j + O\left(\frac{u^2}{a}, \frac{v^2}{a}, \frac{uv}{a}\right)$

- On définit le paramètre de Coriolis

$$f = 2\Omega \sin \theta$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{dV}{dt} = fV \wedge k - \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{F}{\rho}} \quad (13)$$

- Approximation géostrophique

- Mouvements à grande échelle, loin de la surface ($F \approx 0$), avec faible rayon de courbure $\rightarrow dV/dt \approx 0$

\Rightarrow

$$\boxed{fV \wedge k = \frac{1}{\rho} \nabla p} \quad (14a)$$

$$\boxed{fv = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}} \quad (14b)$$

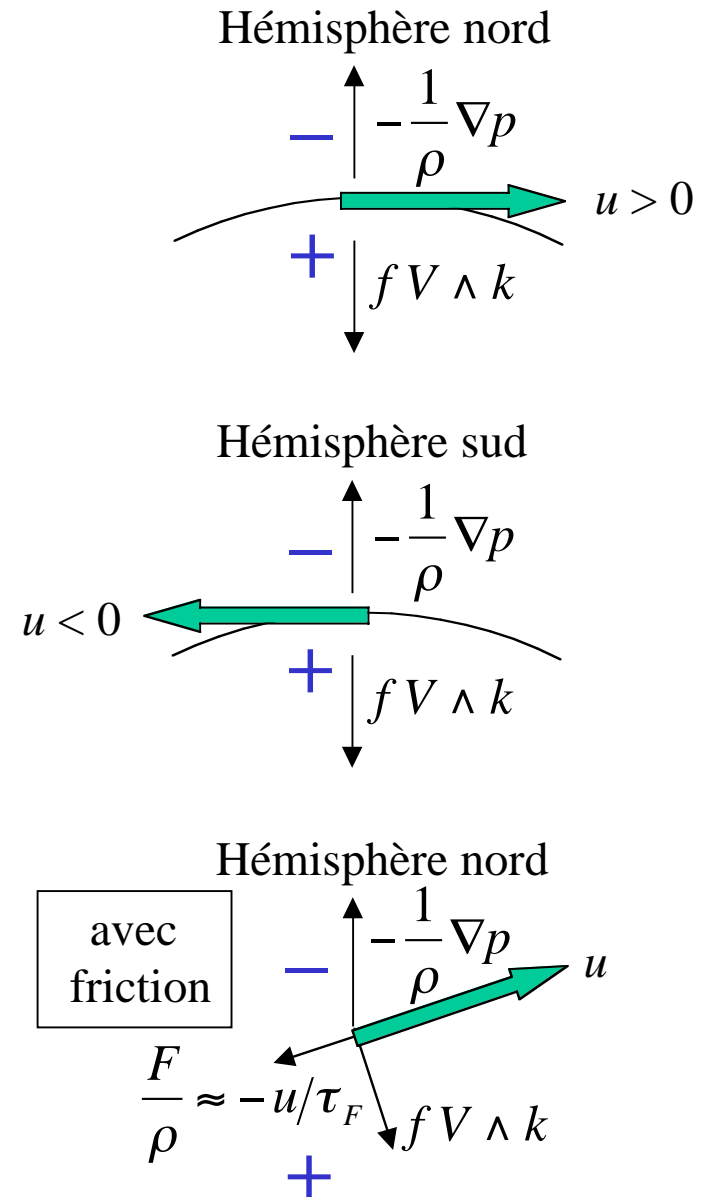
$$\boxed{fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}} \quad (14c)$$

→ gradients horizontaux de pression compensés par les vents 'géostrophiques' dus à la force de Coriolis

- Approximation valable sur Mars et la Terre à $z \geq 1$ km, $|\theta| \geq 10^\circ$; sur les planètes géantes, $|\theta| \geq 5^\circ$; pas valable sur Vénus ou Titan où $f \approx 0$

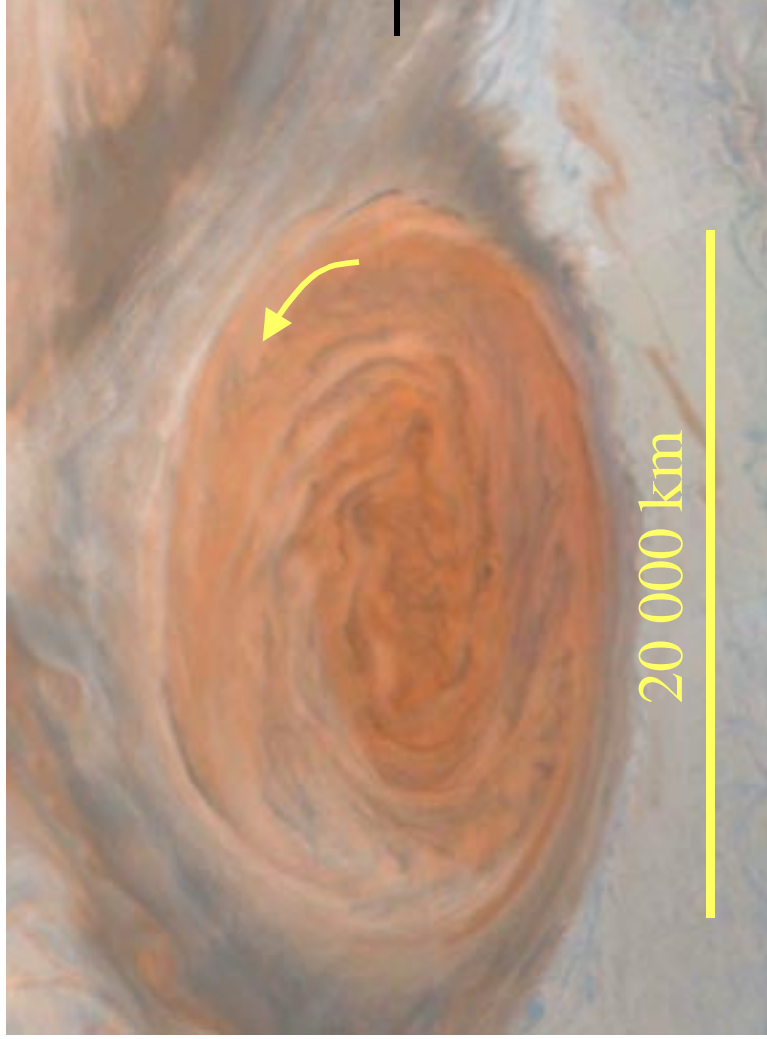
Dynamique

- Le vent souffle parallèlement aux isobares
 - Dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère nord autour des centres de haute pression (= anticyclones) ; dans le sens contraire dans l'hémisphère sud
 - Dans le sens contraire des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère nord autour des centres de basse pression (= dépressions) ; dans l'autre sens dans l'hémisphère sud
- Plus près de la surface, $F \neq 0$; V n'est plus parallèle aux isobares
 - Composante vers l'extérieur d'un anticyclone
 - Composante vers l'intérieur d'une dépression
 - Conservation de la masse \Rightarrow air descendant dans une région de haute pression - anticyclonique - ; air ascendant dans une dépression
- \Rightarrow Ce n'est pas vrai dans les *planètes géantes* : car pas de surface ! La turbulence (\Rightarrow friction) est élevée dans la troposphère supérieure
 - \Rightarrow dans les planètes géantes, l'air monte dans les régions anticycloniques (GRS, ovales), descend dans les régions cycloniques

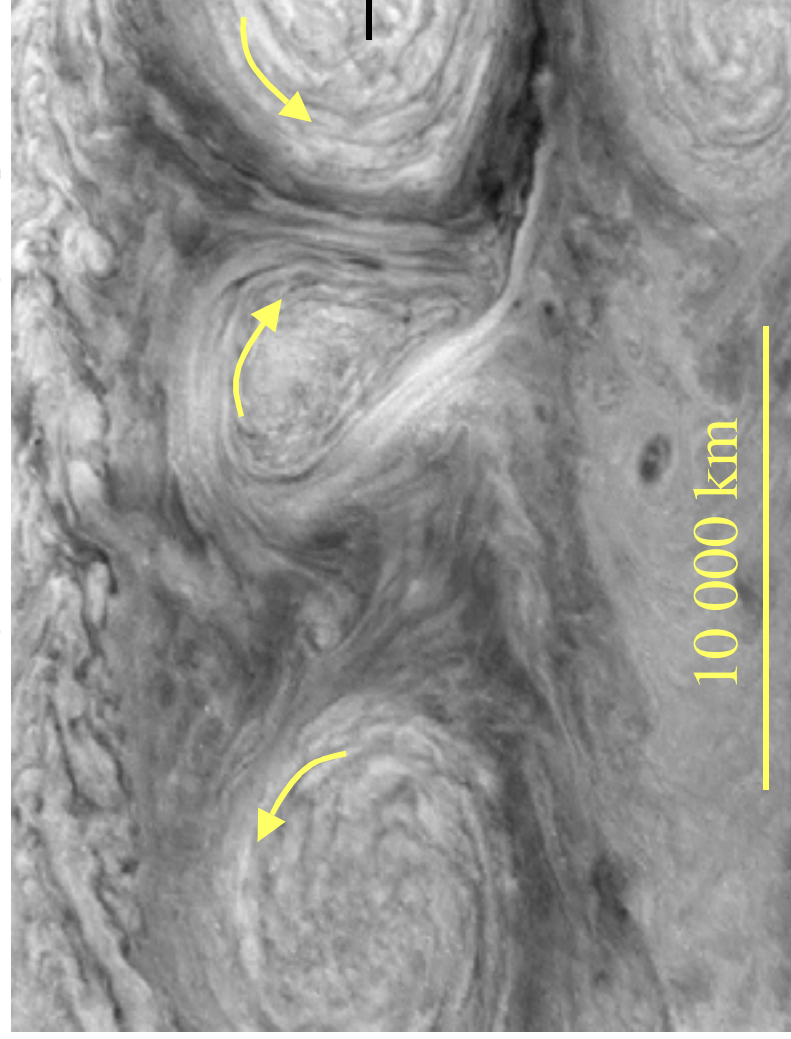


Cyclones et anticyclones sur Jupiter

Great Red Spot (GRS) - Anticyclone -



Deux ovales blancs - Anticyclones - et un vortex cyclonique au milieu



Dynamique

- **Mouvement cyclostrophique**

- A faibles latitudes ($f \approx 0$) ou pour des mouvements à petite échelle (courbure élevée)

- Tornades sur Terre, tourbillons de poussières sur Terre et sur Mars

- $\frac{V^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$ (15) où r est la distance au centre de courbure

- → flux cyclostrophique : rotation autour d'un centre de *basse pression* dans le sens positif ou négatif

- Exemple : sur Terre, $r \approx 100$ km, gradient de pression ≈ 30 mbar/100 km
→ $v \approx 50$ m s⁻¹

- Nombre de Rossby

- Mouvement de vitesse v , sur une échelle L

$$R_0 = \frac{v^2/L}{fv} = \frac{v}{fL} \quad (16)$$

↑ terme de Coriolis

↓ terme centrifuge

- $R_0 \ll 1 \rightarrow$ approximation géostrophique OK
- Sur Terre, pour $\theta = 45^\circ$, $L \approx 1000$ km, $v \approx 10$ m s⁻¹ → $R_0 \approx 0,1$

Dynamique

- Vents thermiques (jet streams)

- Gradients de pression dus aux différences de température sur la planète

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z = -\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_x \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_p = \rho g \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_p \Rightarrow fV \wedge k = g \nabla_p z$$

- On définit le géopotiel $\Phi(z) = \int_0^z g dz$ $\left(= -\int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho} \right)$ Note : on a $\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho} = -\frac{RT}{pM}$

- On a alors $fV \wedge k = \nabla_p \Phi$

soit, en coordonnées sphériques, $f v = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \Big|_p$ et $f u = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \Big|_p$

$$f \frac{\partial u}{\partial \ln p} = f p \frac{\partial u}{\partial p} = -\frac{p}{a} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)_p = \frac{p}{a} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{RT}{pM} \right) \right]_p = \frac{R}{Ma} \frac{\partial T}{\partial \theta} \Big|_p \quad \text{et} \quad f \frac{\partial v}{\partial \ln p} = \frac{R}{Ma \cos \theta} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \Big|_p$$

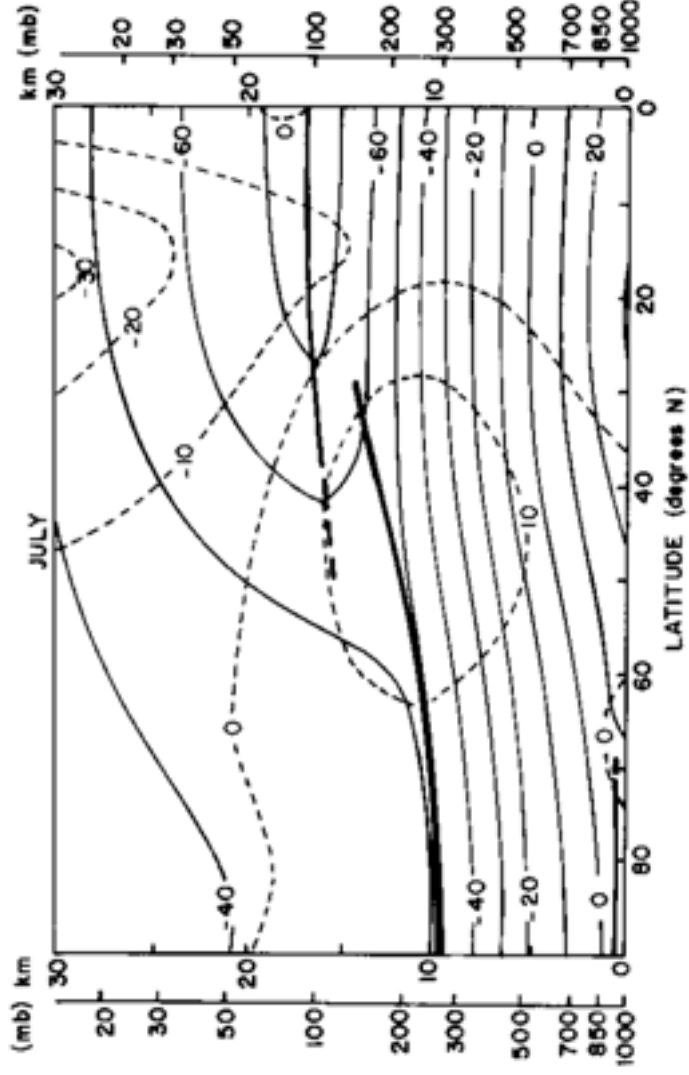
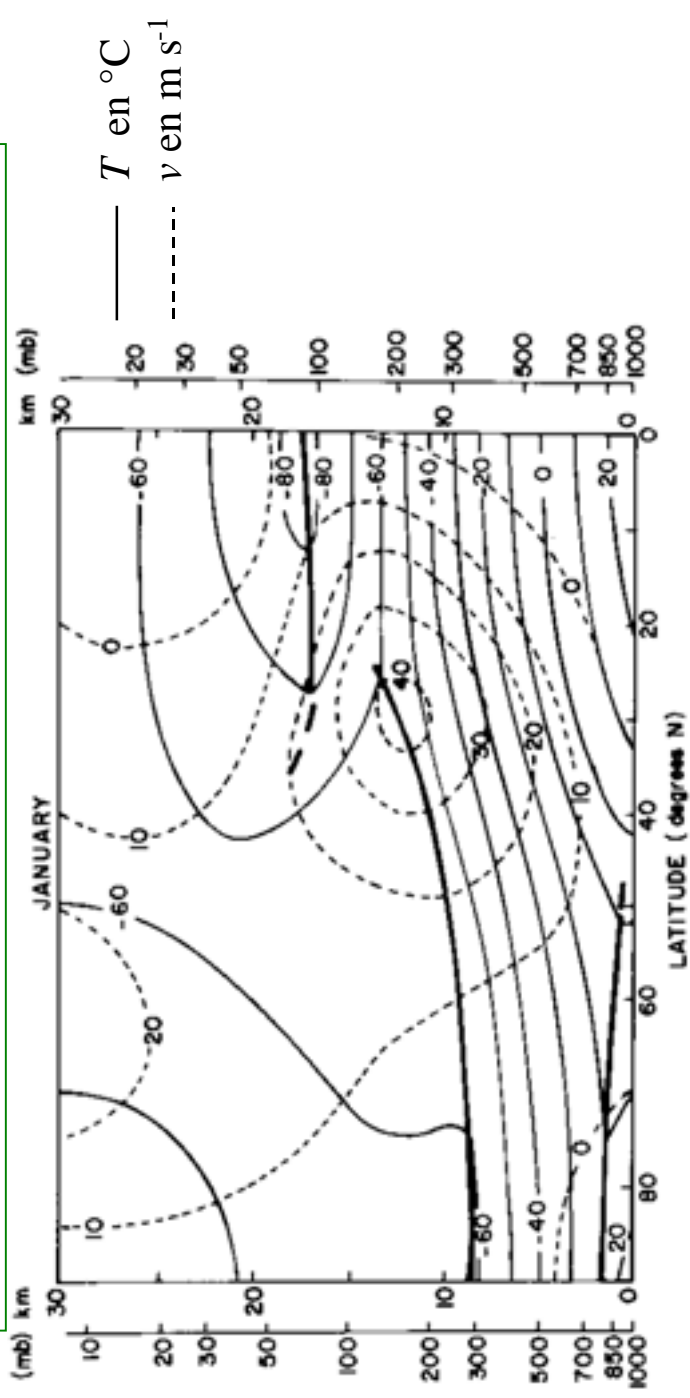
On obtient finalement l'équation du vent thermique :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{afT} \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad (17a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{afT \cos \theta} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \quad (17b)$$

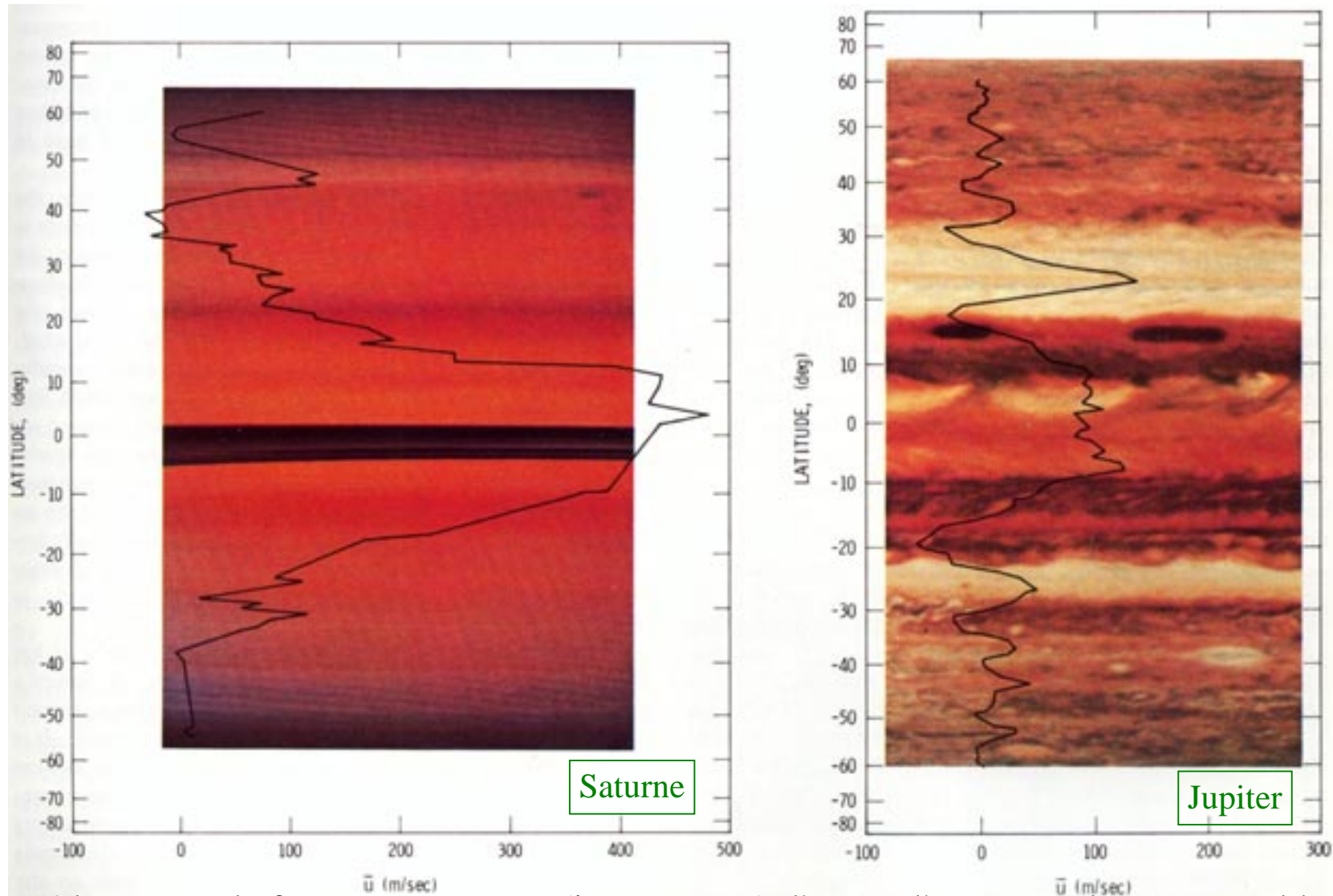
- Cisaillement vertical du vent dû aux variations horizontales de température (pour une planète en rotation rapide : Terre, Mars, planètes géantes)

Températures et vitesses des vents sur Terre en janvier et en juillet



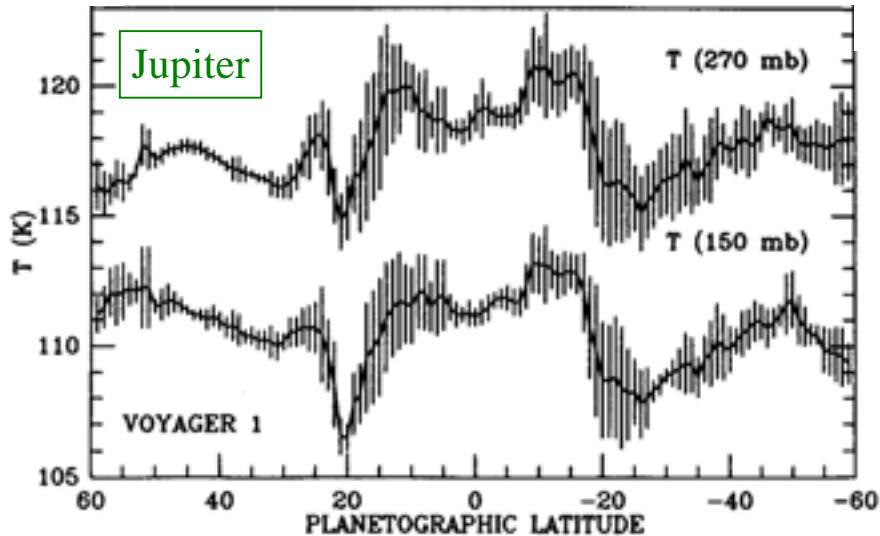
- Le gradient de température pôle-équateur bien plus marqué en hiver qu'en été aux latitudes moyennes de l'hémisphère nord
- → en hiver, fort jet-stream soufflant vers l'est (car $dT/d\theta < 0$) ; maximal à 30°N et 12 km
- → en été, le jet-stream faiblit et se déplace vers le nord

Circulation atmosphérique des planètes géantes

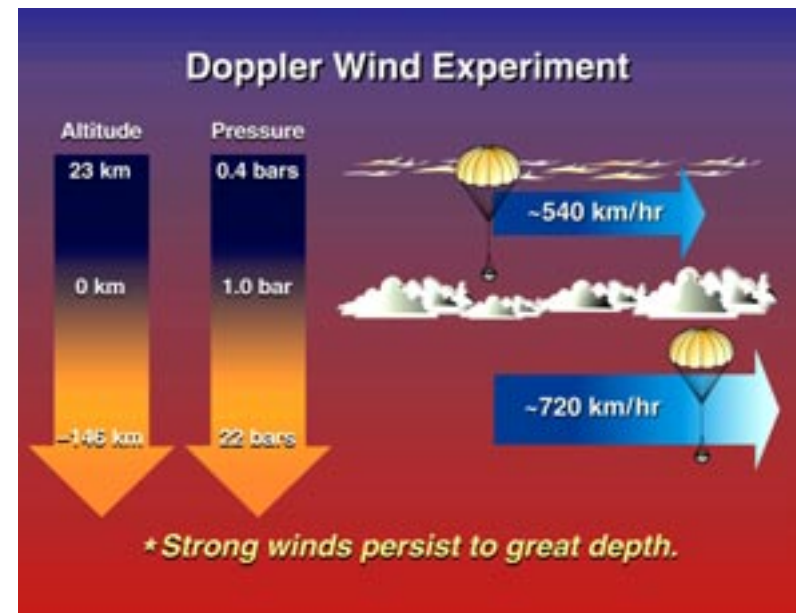
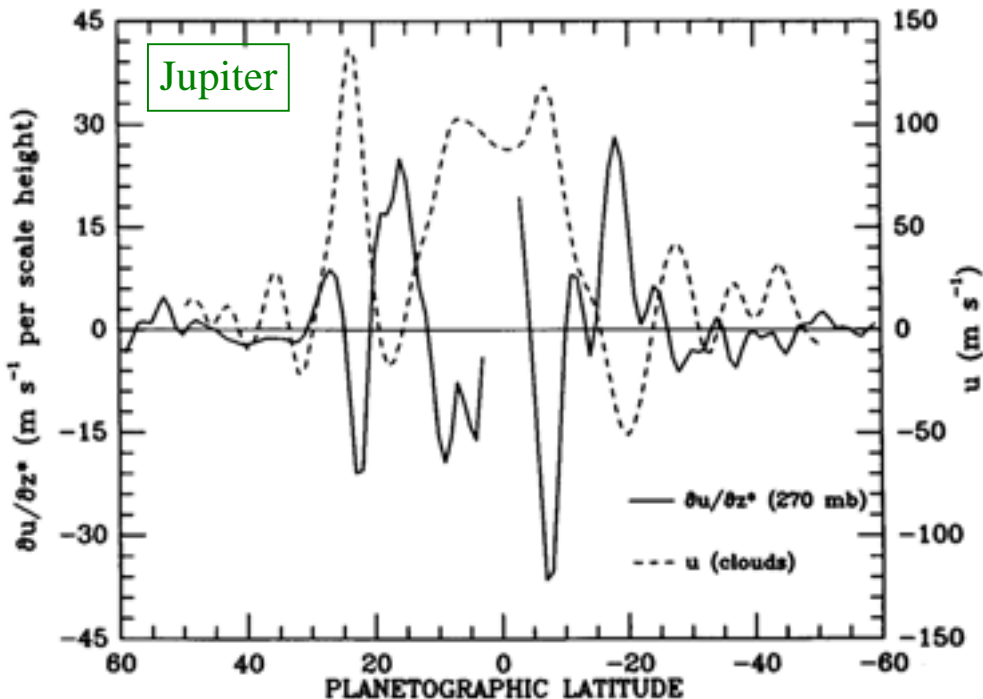


- Alternance de forts vents zonaux (jets-streams) d'est et d'ouest extrêmement stables ; fort jet équatorial soufflant vers l'est (1600 km/h sur Saturne !)
- Sur Jupiter, l'amplitude des vents est maximale aux interfaces entre zones (régions nuageuses, blanchâtres) et ceintures (régions plus dégagées, brunâtres)

Circulation atmosphérique des planètes géantes

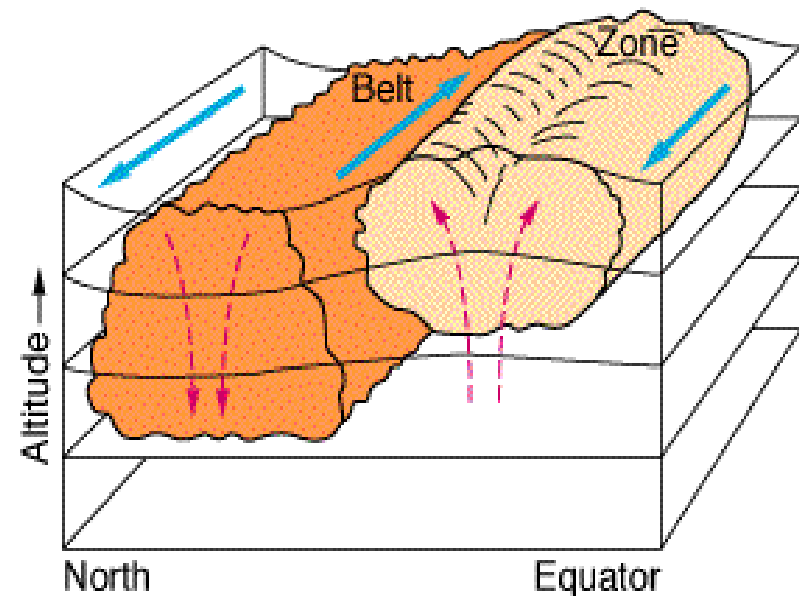
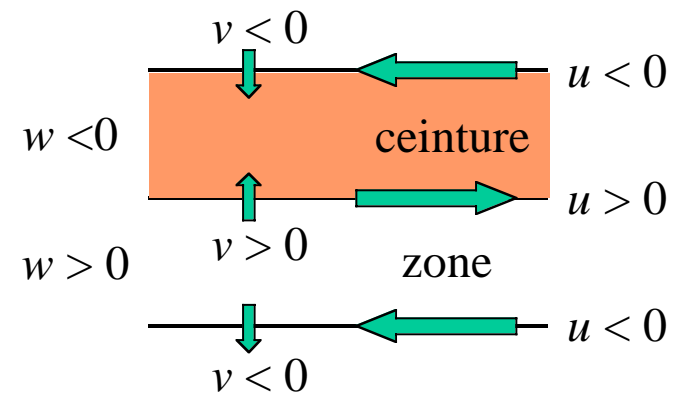


- Equation du vent thermique $\rightarrow du/dz$ varie à peu près proportionnellement à $-u$
- \Rightarrow les vents zonaux décroissent avec l'altitude
- *Galileo* a bien observé une augmentation de u avec la profondeur jusqu'à ~ 2 bars
- \rightarrow Une friction importante s'exerce sur le vent zonal dans la troposphère supérieure $\sim -u/\tau_F$



Circulation atmosphérique des planètes géantes

- Eq. 13 $\Rightarrow f_v = -\frac{F}{\rho} = \frac{u}{\tau_E}$; la friction sur le vent zonal induit une circulation méridienne.
- Equation de continuité $\Rightarrow w > 0$ dans les zones et $w < 0$ dans les ceintures
- Air ascendant dans les zones \rightarrow condensation de l'air humide qui se refroidit \rightarrow régions nuageuses
- Air descendant dans les ceintures \rightarrow l'air frais est asséché \rightarrow régions claires
- Succession de cellules de Hadley qui se referment dans les couches profondes
- Circulation enracinée dans l'atmosphère profonde, sous la 'couche météorologique'.



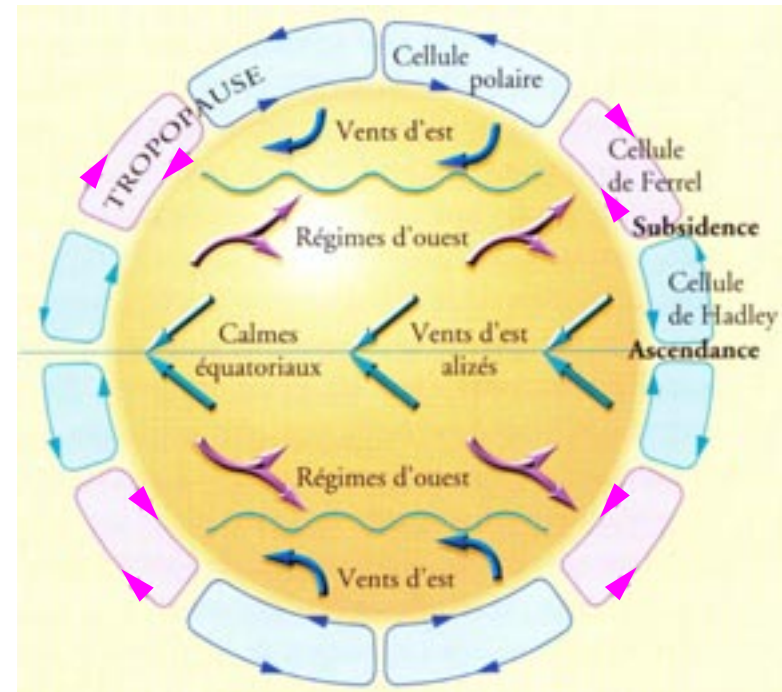
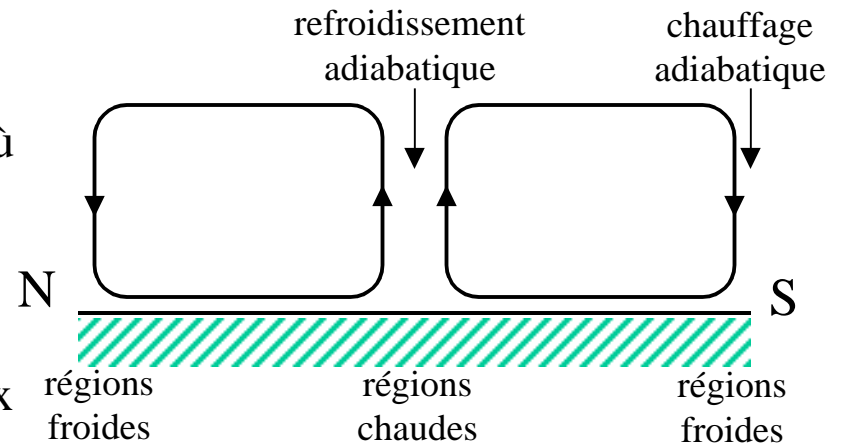
Dynamique

- Circulation générale

- Circulation de Hadley :

- L'air monte des régions chaudes, est transporté vers des latitudes plus froides où il redescend \Rightarrow transfert de chaleur
 - Le retour de l'air froid et sec vers les régions chaudes a lieu près de la surface
 - \Rightarrow une seule cellule de Hadley axi-symétrique ne peut pas s'étendre jusqu'aux pôles à cause d'instabilités \rightarrow sur Terre, trois cellules de Hadley
 - Force de Coriolis sur cette circulation méridienne \rightarrow près de la surface :
 - Vents d'est (alizés) à $|\theta| < 30^\circ$
 - Régimes d'ouest à $30^\circ < |\theta| < 60^\circ$
 - Front polaire (est) à $|\theta| > 60^\circ$

- En dehors des tropiques, le transport d'énergie se fait plus efficacement par d'autres mécanismes (ondes baroclines ...)
 - Sur Mars, forte influence de la topographie et des marées thermiques, causées par les variations diurnes du flux solaire



Dynamique

– Planètes à rotation lente (Vénus, Titan) :

- Sur Vénus, super-rotation (vent zonal d'est) : origine encore mystérieuse
- Cellule de Hadley au niveau des nuages (où est absorbée la plus grande partie du flux solaire)
- Probablement d'autres cellules existent plus profond, y compris près de la surface

- Equilibre cyclostrophique : $\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p$

pour un vent zonal u , on a suivant \mathbf{j} :

$$\frac{u^2 \tan \theta}{a} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z \Rightarrow \boxed{2u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{T \tan \theta} \frac{\partial T}{\partial \theta}} \quad (18)$$

en coordonnées isobariques

- $|u|$ croît avec l'altitude si la température décroît vers les pôles (ce qui est le cas < 70 km)
- On pense qu'une super-rotation existe aussi sur Titan

