

Dynamique de la moyenne atmosphère et des ondes atmosphériques

Cours 7: Les oscillations tropicales semi-annuelle et quasi bi-annuelle

A) L'oscillation semi-annuelle

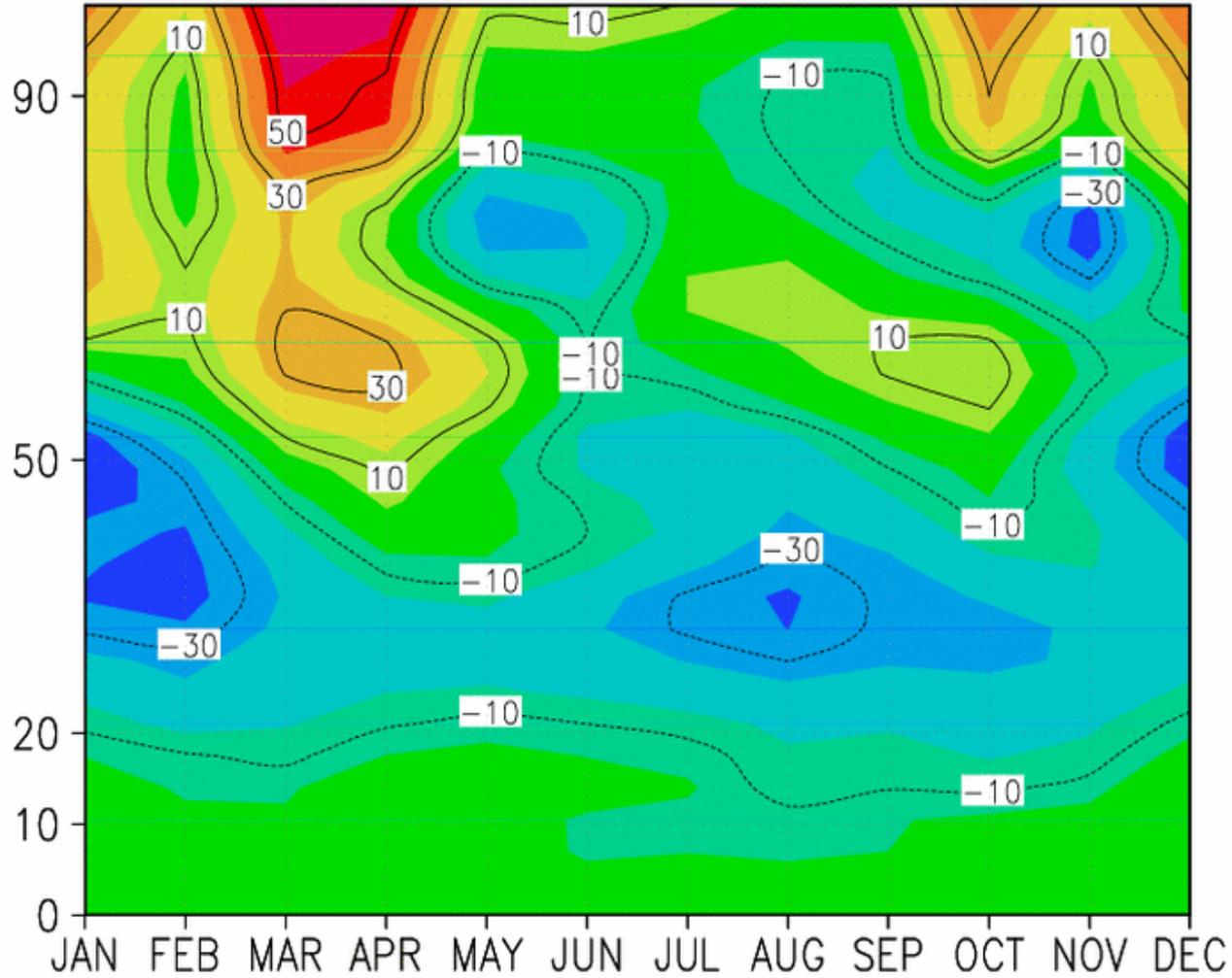
- Description
- Modèle simple
- Rôle des ondes

B) L'oscillation quasi-biennale

- Description
- Théorie du déferlement des ondes de gravité
- Modèle simple de Plumb (1981)

L'oscillation semi-annuelle (SAO)

Vent zonal, moyenne climatologique à l'Equateur, données CIRA



Observations satellitales (UARS):

- Swinbank et Ortland. 1997

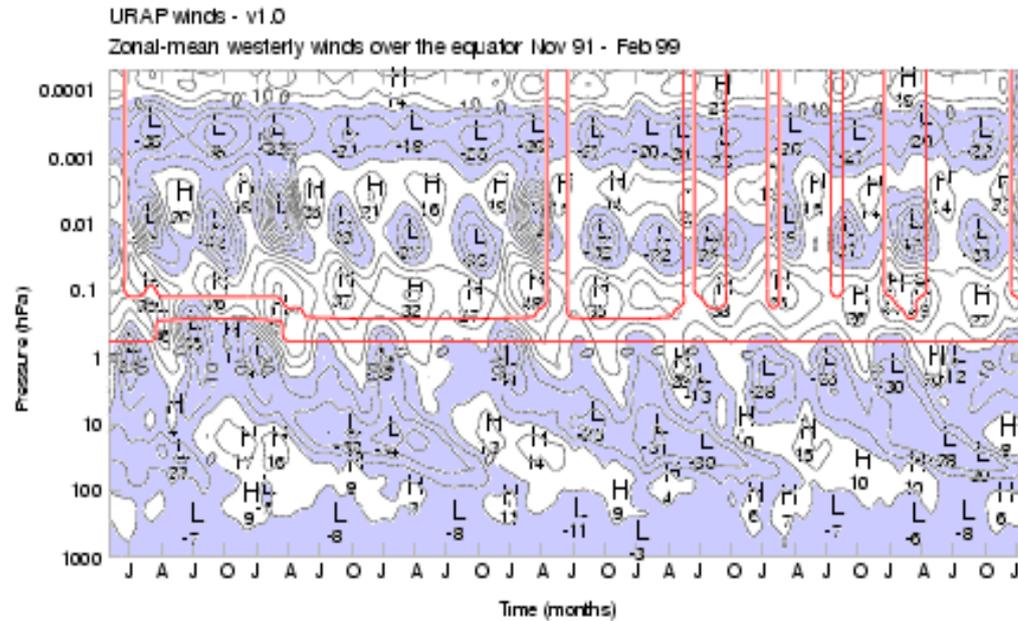


Figure 6. Time series of zonal-mean westerly winds over the equator, from November 1991 to February 1999. The tick marks along the x-axis mark each January, April, July and October. The additional lines show where the values are mainly derived from interpolated or climatological data.

Modèle simple de l'Oscillation Semi Annuelle

A partir du modèle de Saint Venant sur la sphère, version axisymétrique

Equations de base:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi}\right) u - \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \phi}\right) v \sin \phi = 0$$

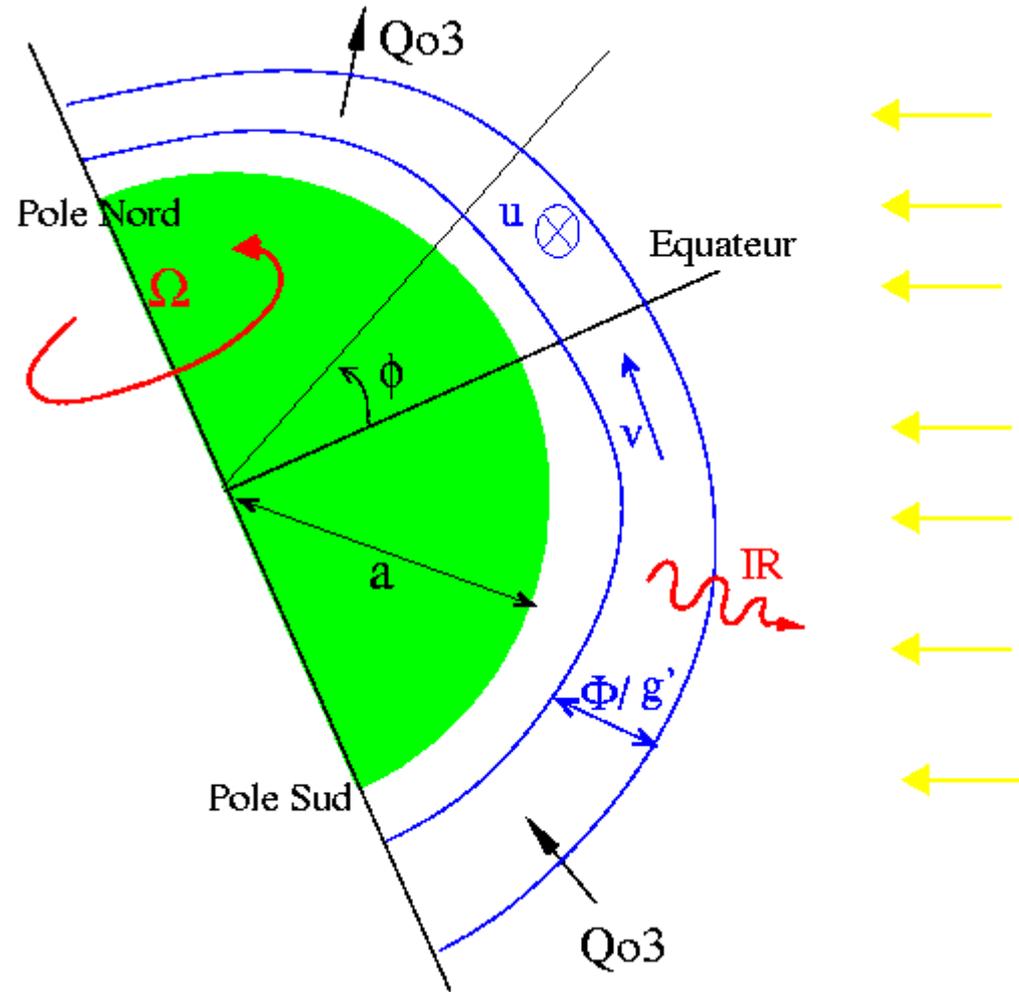
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi}\right) v + \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \phi}\right) u \sin \phi = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi v \cos \phi}{\partial \phi} = Q_{03} - \alpha (\Phi - \Phi_0)$$

Conservation du moment angulaire et force de Coriolis:

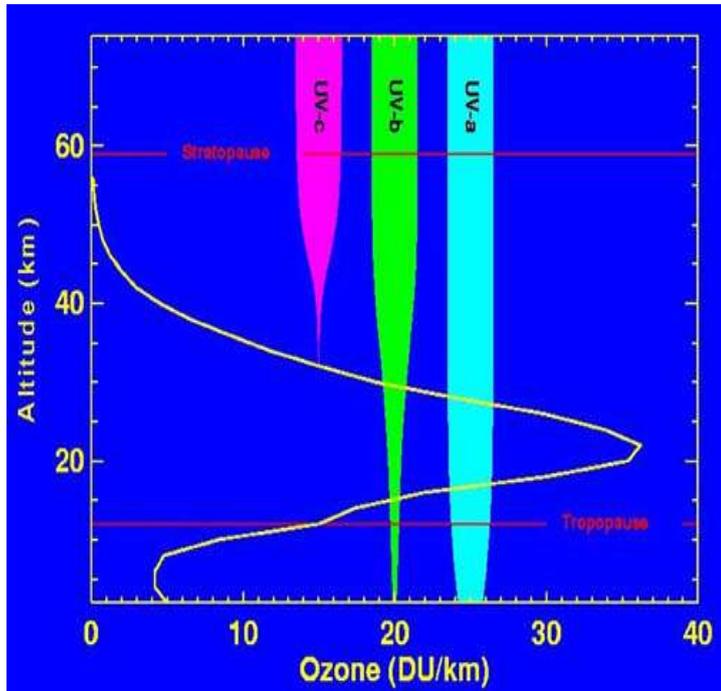
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi}\right) (u \cos \phi + a\Omega \cos^2 \phi) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} u \approx 2\Omega \sin \phi v$$



Φ est à la fois le potentiel et l'épaisseur de la couche via Φ/g' , sa valeur au repos est $\Phi_0/g' \sim 60\text{km}$; $g' \sim g$ est une gravité réduite, le temps caractéristique de refroidissement IR $\alpha \sim (1/5 \text{ jours})$.

Chauffage par l'Ozone



Profil d'Ozone aux moyennes latitude et
Altitude de pénétration des UV-a, UV-b,
UV-c

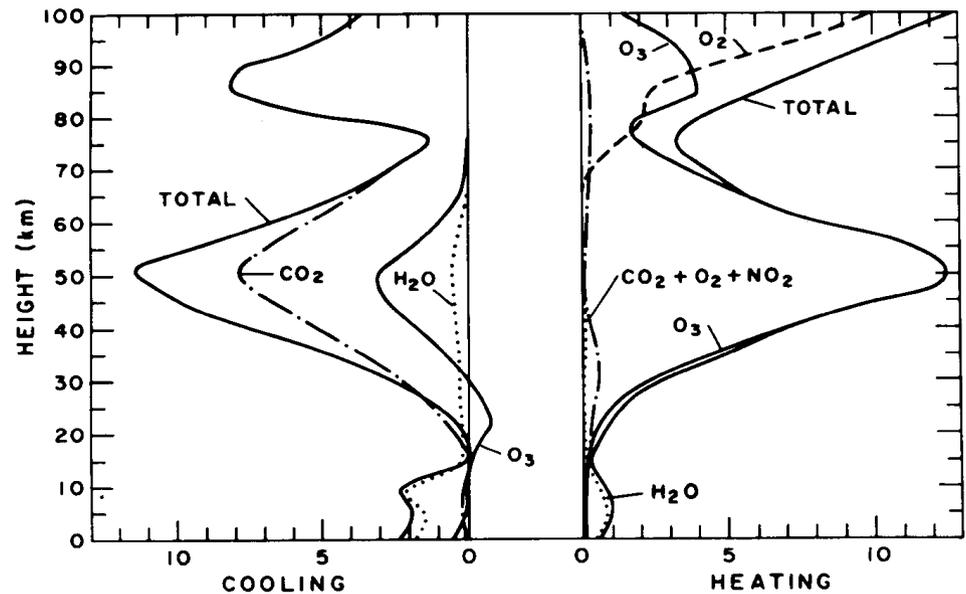
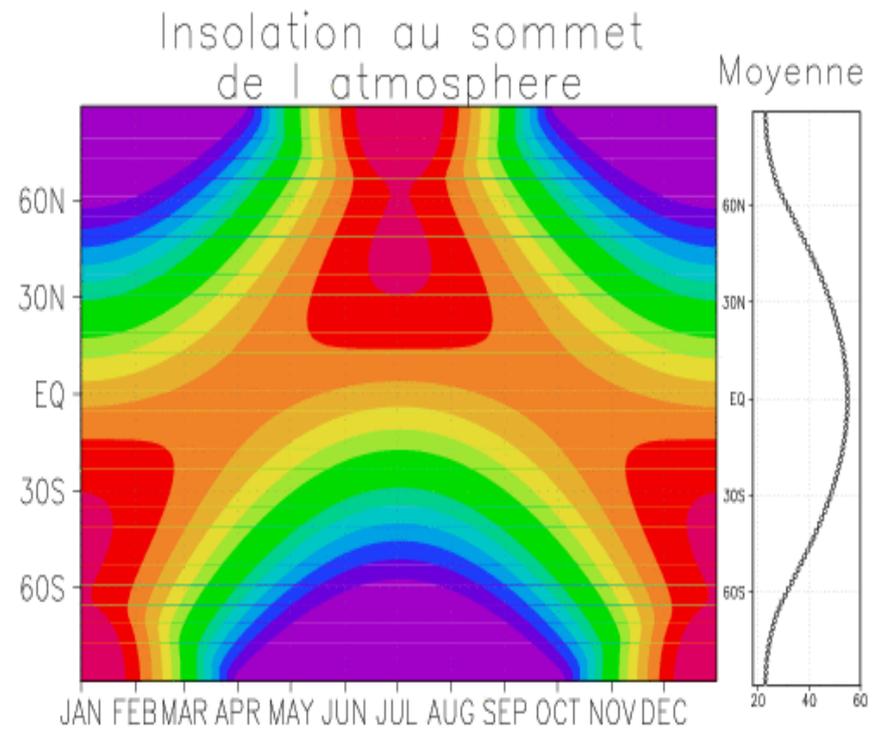
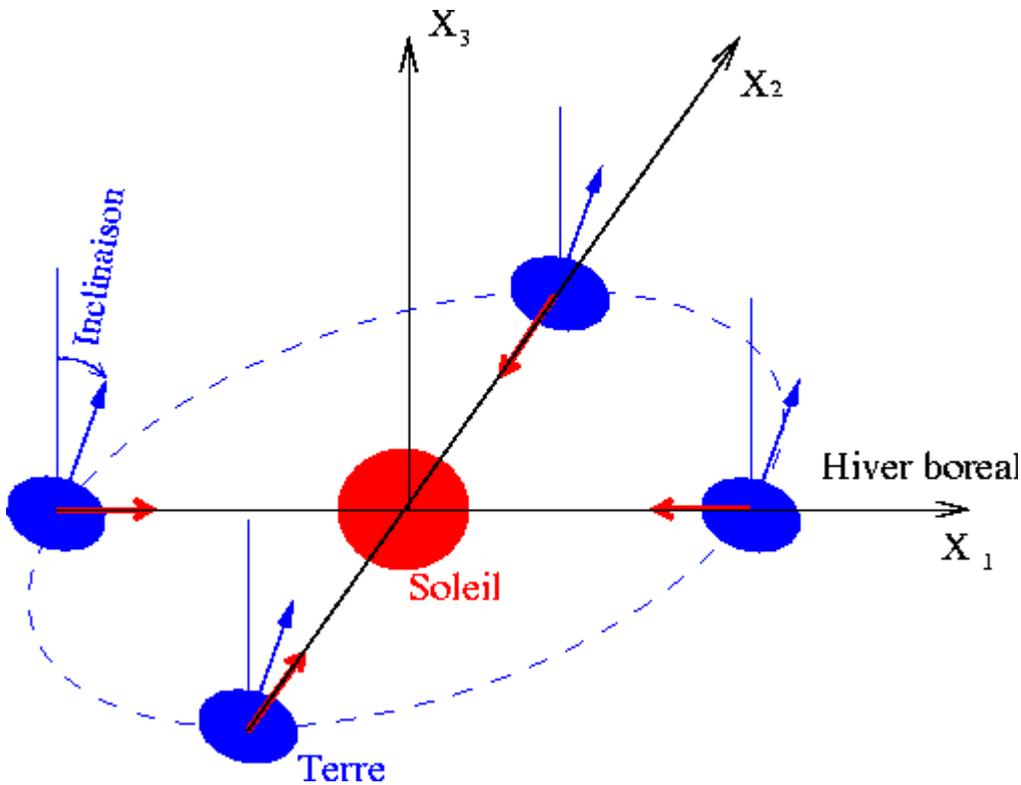


Fig. 2.1. Vertical distribution of heating due to absorption of solar radiation (right) and cooling due to emission of infrared radiation (left). [From London (1980), with permission.]

Distribution verticale du chauffage du à
l'absorption des rayons solaires et du
refroidissement du au rayonnement
infrarouge

Rappel: Cycle saisonnier de l'ensoleillement

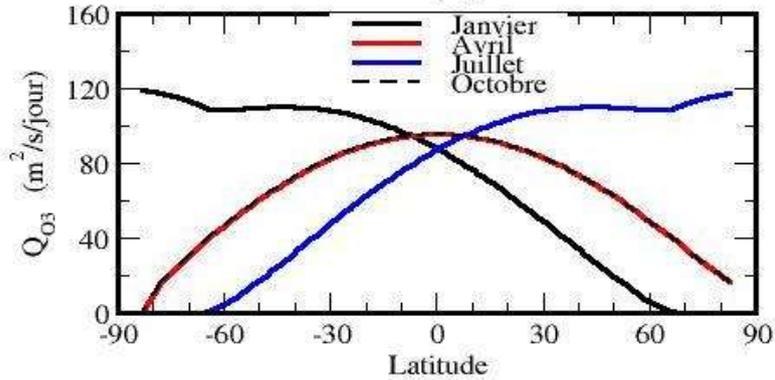


- L'Ozone réémet quasi-instantanément, et sous forme de chaleur, le rayonnement UV qu'elle absorbe
- L'ensoleillement moyen journalier est maximum aux pôles en été en partie car la journée y dure presque 24h
- En moyenne et au cours du temps l'insolation reste maximale à l'équateur

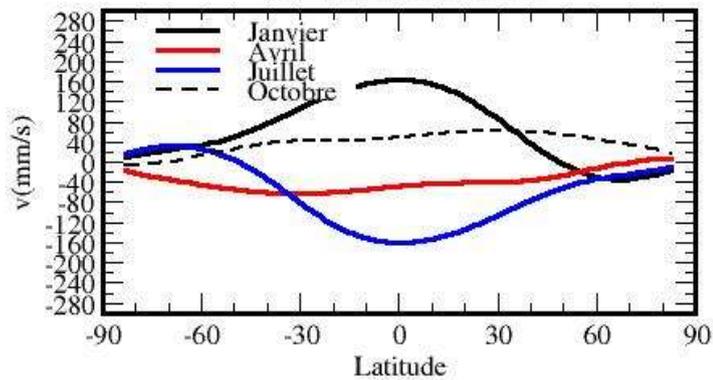
Modèle simple de l'Oscillation Semi Annuelle

A partir du modèle de Saint Venant sur la sphère, version axisymétrique

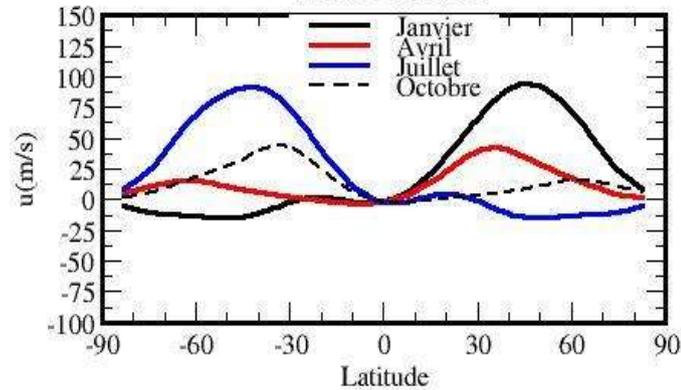
Forçage



Vitesse Méridienne

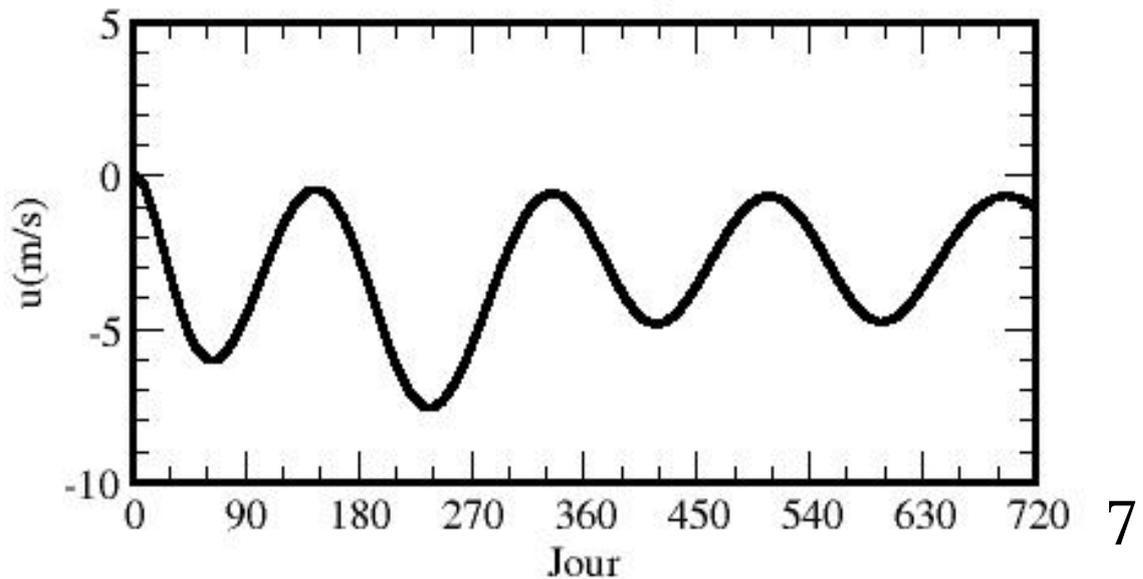


Vitesse Zonale



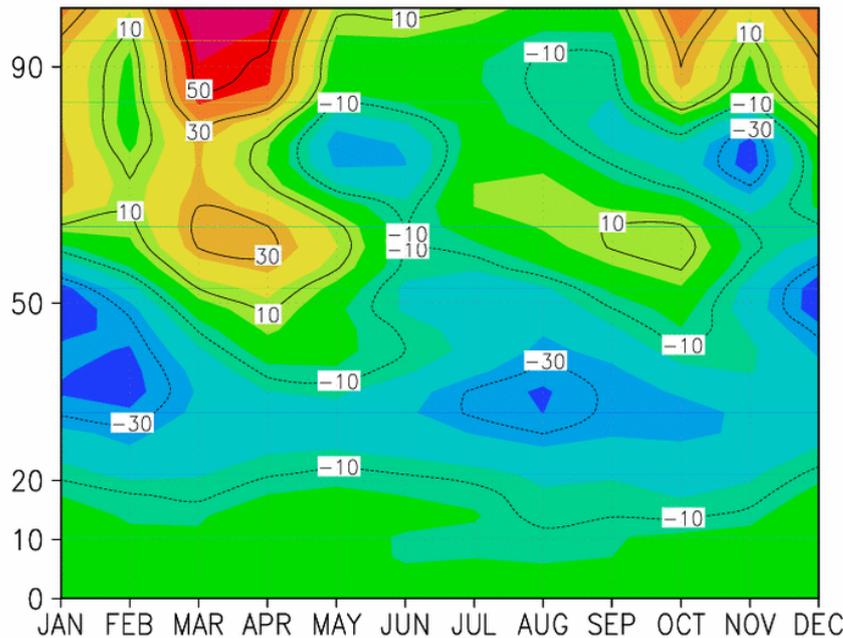
- L'Ozone chauffe l'Hémisphère d'été, aux solstices, induisant une vitesse méridienne depuis l'Hémisphère d'été vers l'hémisphère d'Hiver
- Le transport de moment angulaire par cette vitesse méridienne, explique grossièrement la structure des vents aux moyennes latitudes (cours 1)
- Lorsque la vitesse méridienne est forte, elle amène à l'équateur des parcelles de fluide ayant un déficit de moment angulaire, et cela 2 fois par an. 2 fois par an, la vitesse zonale à l'équateur présente des minima < 0 .
- En l'absence de forçage mécaniques, la vitesse zonale ne peut être que négative:

Vitesse à l'équateur

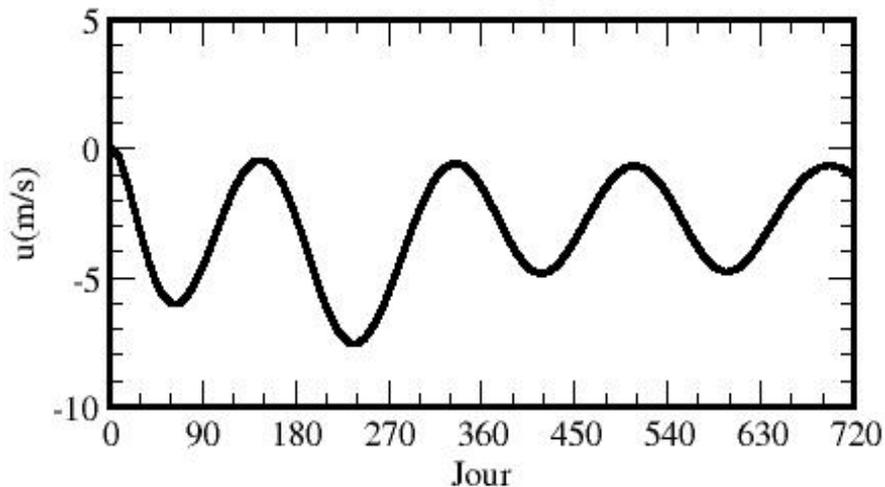


Modèle simple de l'Oscillation Semi Annuelle

Limites



Vitesse à l'équateur

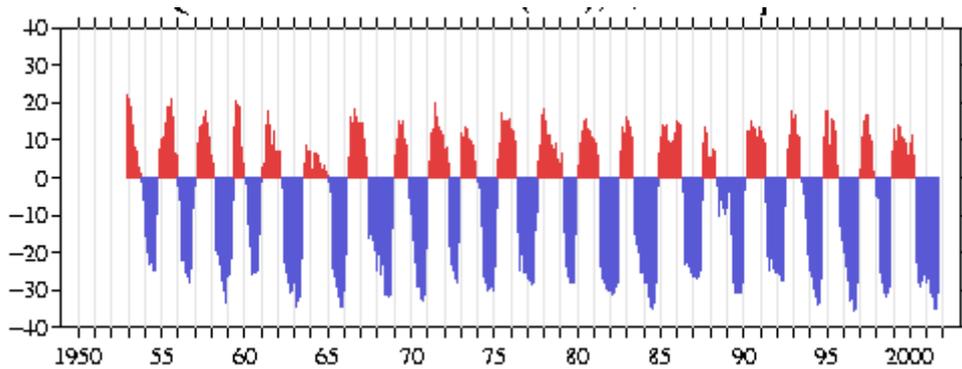


- Le modèle a une circulation méridienne trop faible:
 - La réponse est déphasée: les minima y sont 1 mois avant les équinoxes, alors qu'en réalité, dans la mésosphère (vers 80km) ils sont plutôt 1 mois après.
 - L'amplitude est plutôt faible
- Interprétation: L'influence des ondes aux moyennes latitudes et en hiver sur la circulation de "Brewer Dobson" a été négligée
- Cette interprétation est consistante avec le fait que le modèle ne présente pas d'asymétrie DJFM et JJAS (la circulation de Brewer Dobson est plus forte en DJFM, du fait de la forte activité des ondes planétaires dans l'Hémisphère Nord
- Le modèle ne présente pas de vitesses $u > 0$ (superrotation). Celle-ci est due au transport vertical de quantité de mouvement par les ondes équatoriales et par les ondes de gravité.

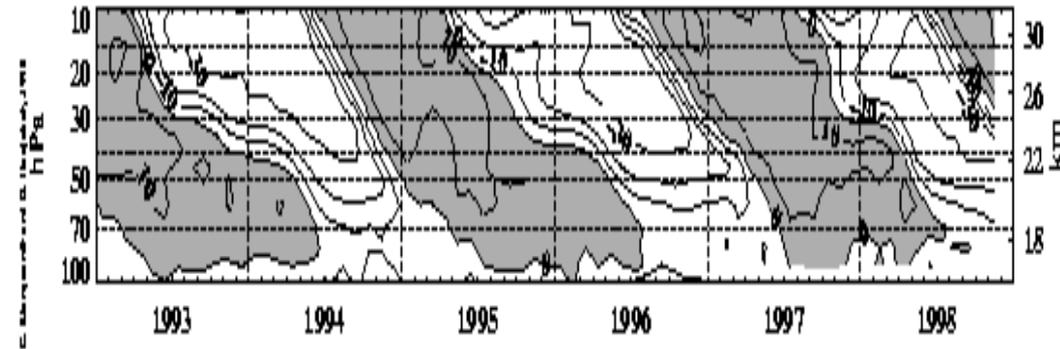
L'Oscillation Quasi-biennale dans la basse stratosphère tropicale

Observations

L'index de l'OQB basé sur la moyenne du vent zonal (m/s) à 30hPa (~25km). Extrait du site: tao.atmos.washington.edu



Moyenne zonale du vent zonal en fonction du temps et de l'altitude
Extrait du site: tao.atmos.washington.edu



Noter la descente vers le bas des lignes de phase, indicatif que les modifications sont dues à des ondes venant d'en bas

Vision Mécaniste de la QBO (Baldwin et al. 2001)

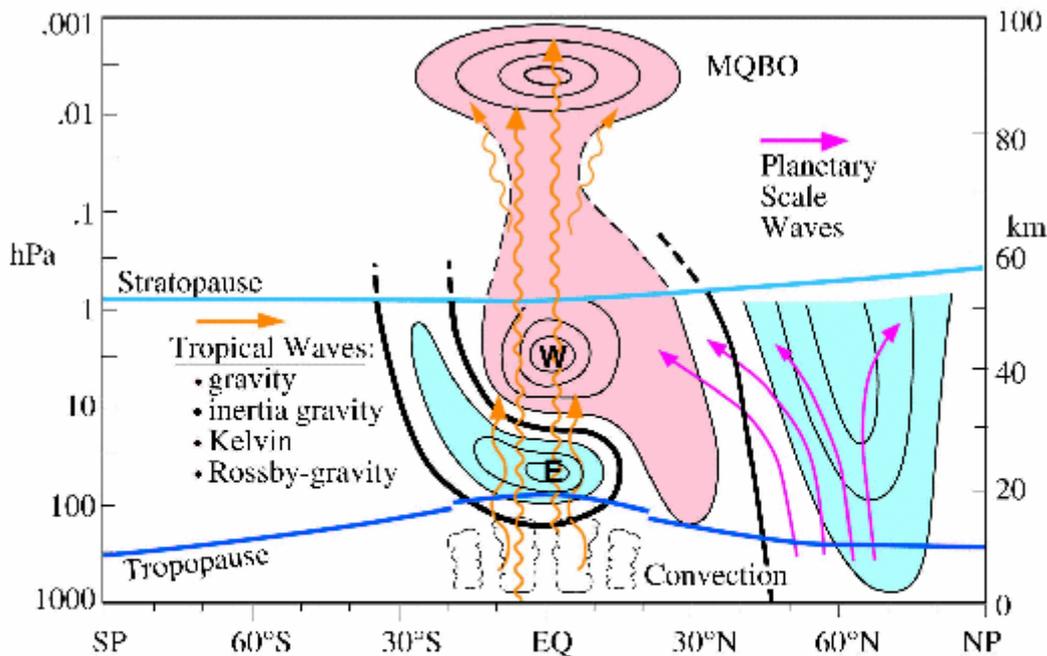


Plate 2. Dynamical overview of the QBO during northern winter. The propagation of various tropical waves is depicted by orange arrows, with the QBO driven by upward propagating gravity, inertia-gravity, Kelvin, and Rossby-gravity waves. The propagation of planetary-scale waves (purple arrows) is shown at middle to high latitudes. Black contours indicate the difference in zonal-mean zonal winds between easterly and westerly phases of the QBO, where the QBO phase is defined by the 40-hPa equatorial wind. Easterly anomalies are light blue, and westerly anomalies are pink. In the tropics the contours are similar to the observed wind values when the QBO is easterly. The mesospheric QBO (MQBO) is shown above ~80 km, while wind contours between ~50 and 80 km are dashed due to observational uncertainty.

- Lorsque la QBO est dans un phase Est dans la basse stratosphère, les ondes se propageant vers l'Ouest se propagent à travers cette région sans déferler.
- Elles déferlent souvent sous le maximum du Jet vers l'Ouest.
- Elles accélèrent alors le vent, et le maximum du jet d'Ouest descend
- Les ondes sont des ondes de tout type: Kelvin Equatoriale (Est), Rossby-gravité équatoriales (Ouest), et gravité (Est et Ouest).
- Le modèle simple présenté ensuite simplifie considérablement ce problème:
 - Ne considère que les ondes de Gravité
 - Géométrie Bidimensionnelle
 - Négligent la circulation méridienne de Brewer Dobson....

Le modèle de Plumb (1977) pour l'Oscillation Quasi-Biennale

- Equations hydrostatiques et en coordonnées Log-Pression

$$\frac{Du}{Dt} - \left(2\Omega \sin \phi + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v + \frac{\Phi_\lambda}{a \cos \phi} = X$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left(2\Omega \sin \phi + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{\Phi_\phi}{a} = Y$$

$$\Phi_z = \frac{RT}{H}$$

$$\frac{u_\lambda + (v \cos \phi)_\phi}{a \cos \phi} + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q$$

- Formulation Bidimensionnelle et dans le plan Equatorial sans effet β ($f=0$).

$$\frac{Du}{Dt} + \Phi_x = X$$

$$\Phi_z = \frac{RT}{H}$$

$$u_x + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\frac{DT}{Dt} + \frac{\kappa T}{H} w = \frac{J}{C_p}$$

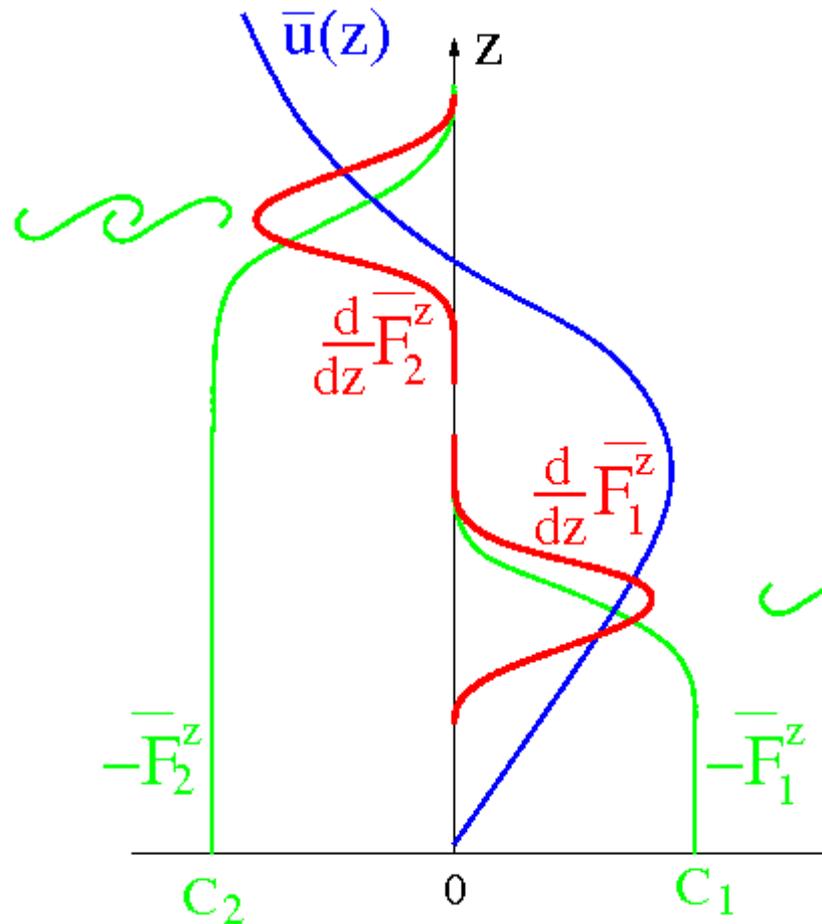
où

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

Fonction de courant:

$$\rho_0 u = + \frac{\partial \psi}{\partial z} ; \quad \rho_0 w = - \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Principe du modèle simple



- L'évolution du vent moyen \bar{u} est évaluée numériquement.
- Elle est piloté par la théorie des interactions ondes-écoulement moyen d'Eliassen-Palm
- L'effet des ondes est paramétré sur la base de la théorie WKB des ondes de gravité

Séparation onde-écoulement moyen:

$$u = \bar{u}(z, t) + u'(x, z, t)$$

$$w = w', \quad T = T_0(z) + \bar{T}(z, t) + T'(x, z, t)$$

Définition de la moyenne:

$$\bar{u} = \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi a} u dx$$

Fréquence de Brunt-Väisälä:

$$\bar{N}^2 = \frac{R}{H} \left(T_{0z} + \bar{T}_z + \frac{\kappa (T_0 + \bar{T})}{H} \right)$$

Equations pour l'écoulement moyen:

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \bar{u} = - \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \overline{w' u'} + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}$$

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \bar{T} = - \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \overline{w' T'} + \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial}{\partial z} \bar{T}$$

Remarques: $\bar{w} = 0$, et $T_0(z)$ résulte d'un équilibre entre forçages diabatiques et diffusion thermique.

Equations pour la perturbation:

- Propriété des ondes (en absence de déferlement):

- Linéaires
- Non visqueuses
- Adiabatiques

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) u' + \bar{u}_z w' = - \frac{\partial \Phi'}{\partial x}$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{(\rho_0 w')_z}{\rho_0} = 0$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial z} \Phi' + N^2(z) w' = 0$$

Cas d'une onde monochromatique
stationnaire
(hypothèse de milieu lentement
variable dans le temps, mais pas
selon z):

$$\begin{pmatrix} u' \\ w' \\ \Phi' \end{pmatrix} = \Re \left\{ \begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{w} \\ \hat{\Phi} \end{pmatrix} e^{i(kx - \omega t)} \right\} + O(\alpha^2) \quad \text{Avec } k > 0, \text{ et } \alpha \ll 1$$

Relations de polarisations:

$$-i\hat{\omega}\hat{u} + \bar{u}_z\hat{w} = -ik\hat{\Phi}$$

$$-i\hat{\omega}\hat{\Phi}_z + \bar{N}^2\hat{w} = 0$$

$$\rho_0\hat{u} = +\hat{\psi}_z, \quad \rho_0\hat{w} = -ik\hat{\psi}$$

Equation pour $\hat{\psi}$:

$$\hat{\psi}_{zz} + \hat{\psi}_z/H + \left(\frac{\bar{N}^2 k^2}{\hat{\omega}^2} + \frac{k}{\hat{\omega}} \left(\bar{u}_{zz} + \frac{\bar{u}_z}{H} \right) \right) \hat{\psi} = 0$$

Mise sous forme canonique: $\hat{\psi} = \hat{\varphi} e^{-z/2H}$:

$$\hat{\varphi}_{zz} + \underbrace{\left(\frac{\bar{N}^2 k^2}{\hat{\omega}^2} + \frac{k}{\hat{\omega}} \left(\bar{u}_{zz} + \frac{\bar{u}_z}{H} \right) - \frac{1}{4H^2} \right)}_{Q(z)} \hat{\varphi} = 0$$

Fréquence intrinsèque:

$$\hat{\omega} = \omega - k\bar{u}$$

Forçage par les ondes de gravité: Théorème d'Eliassen et Palm (1961)

Flux de chaleur: $-\rho_0 \overline{w'T'} = \frac{1}{2} \Re\{-\rho_0 \hat{w} \hat{T}^*\}$

$$-\rho_0 \hat{w} \hat{T}^* = -\frac{\rho_0 H}{R} \hat{w} \hat{\Phi}_z^*$$

$$-\hat{w} \hat{\Phi}_z^* = -i \frac{N^2}{\hat{\omega}^2} \hat{w} \hat{w}^*$$

Imaginaire pur: Les ondes de gravité n'agissent pas sur la Température moyenne

Théorème de Eliassen et Palm:

$$\rho_0 \overline{w'u'}(z_1) = \rho_0 \overline{w'u'}(z_2)$$

Démonstration: on part de l'Equation d'onde sous forme canonique on multiplie par $\hat{\varphi}^*$ et on intègre entre z_1 et z_2 :

$$\int_{z_1}^{z_2} \hat{\varphi}^* \hat{\varphi}_{zz} dz + \int_{z_1}^{z_2} Q(z) \hat{\varphi} \hat{\varphi}^* dz = 0$$

$$[\hat{\varphi}^* \hat{\varphi}_z]_{z_1}^{z_2} + \int_{z_1}^{z_2} \underbrace{(Q(z) \hat{\varphi} \hat{\varphi}^* - \hat{\varphi}_z \hat{\varphi}_z^*)}_{\text{Toujours Réel}} dz = 0$$

Flux de quantité de mouvement (Eliassen-Palm):

$$\overline{F^z} = -\rho_0 \overline{w'u'} = -\frac{1}{2} \Re\{\rho_0 \hat{w} \hat{u}^*\}$$

$$-\Re\{\rho_0 \hat{w} \hat{u}^*\} = +\frac{1}{2} \Re\left\{\frac{ik}{\rho_r} \hat{\varphi}_z \hat{\varphi}^*\right\}$$

Peut être non nul si la perturbation est une onde se propageant verticalement (si $\hat{\varphi}_z \approx im\hat{\varphi}$)

Pour une onde linéaire stationnaire adiabatique et non dissipative, le flux de quantité de mouvement est constant avec l'altitude
Il s'agit d'un théorème de non-interaction.

Solution WKB, valeur du flux d'Eliassen Palm

Solution WKB pour $\hat{\varphi}$:

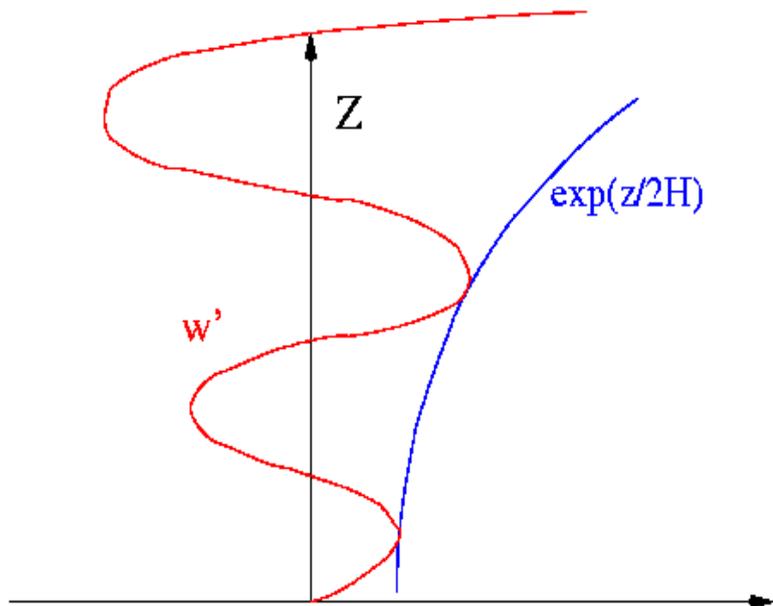
$$\hat{\varphi} = \hat{\varphi}_r \sqrt{\frac{m(0)}{m(z)}} \exp\left(i \int_0^z m(z') dz'\right)$$

$$m(z) = -\text{sign}(\hat{\omega}) \sqrt{Q(z)}$$

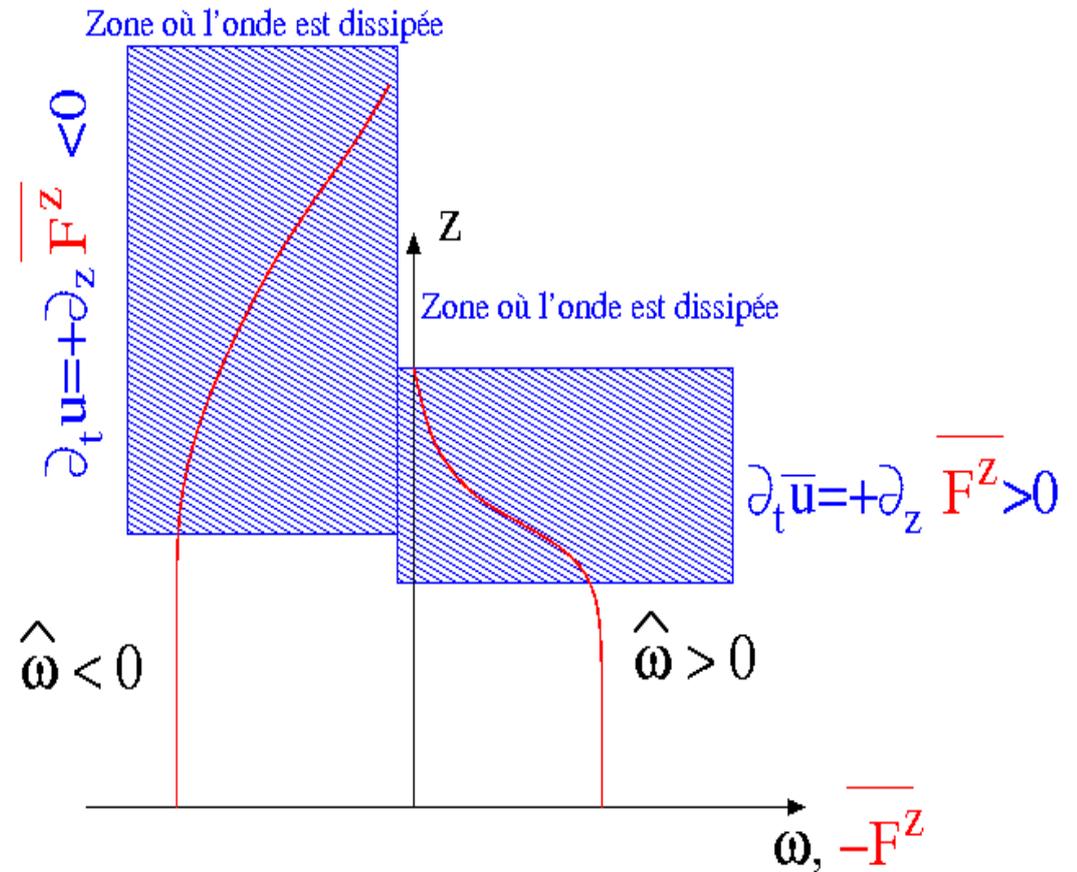
Flux d'Eliassen-Palm à la tropopause ($z=0$):

$$\overline{F^z}(0) = -\frac{1}{2} \rho_0 \hat{u} \hat{w}^* = + \frac{k m(0)}{\rho_r} \hat{\varphi}_r \hat{\varphi}_r^*$$

- Exemple pour une onde lorsque $U=0$, $N^2=\text{cte}$ $\omega \neq 0$.

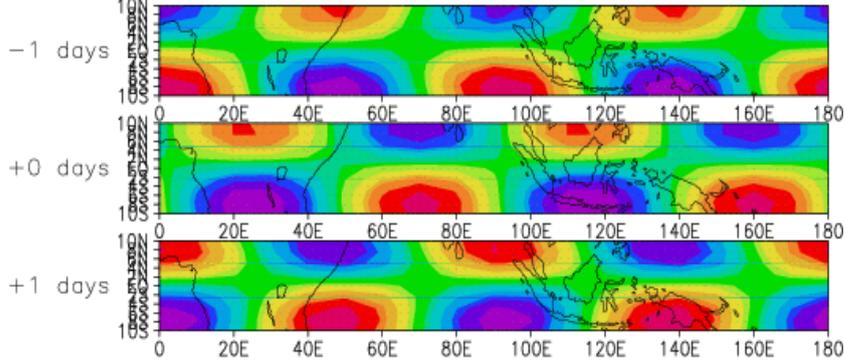


- Le signe choisit pour m assure que l'onde se propage vers le haut
- m est un nombre d'onde vertical local
- Le signe de F^z détermine le signe de l'accélération de l'écoulement moyen (cf. Cours 3)

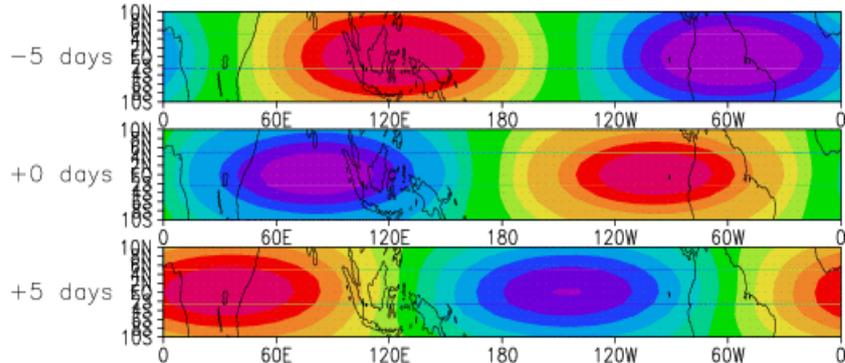


Dans le modèle de Plumb, les ondes de gravités vers l'Ouest et vers l'Est peuvent aussi être vues comme représentant les ondes de Rossby gravité et les ondes de Kelvin (voir cours 6)

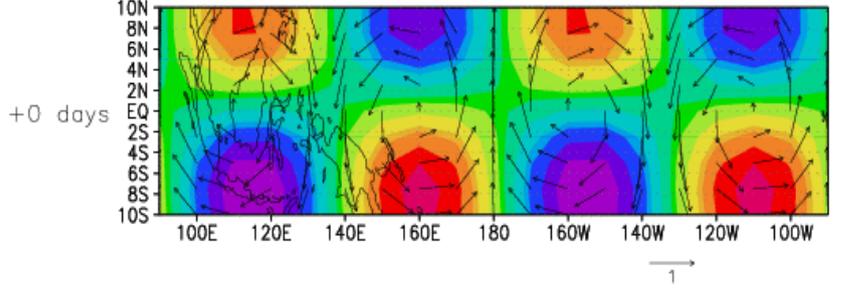
Composite s=4 West Rossby Gravity NCEP data
Z (CI=0.2m) at 22km



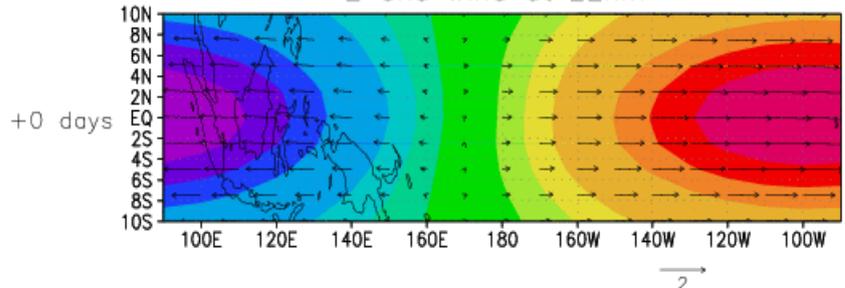
Composite s=1 Kelvin Wave NCEP Reanalysis
Z (CI=1m) at 22km



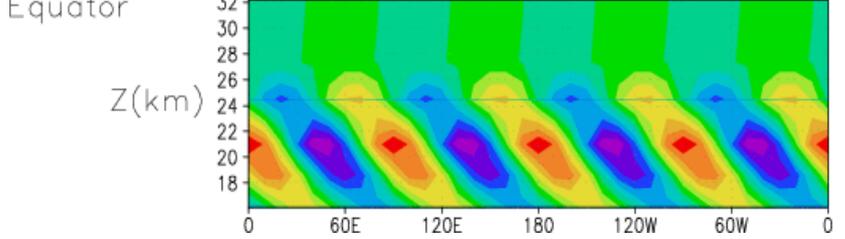
Z and wind at 22km



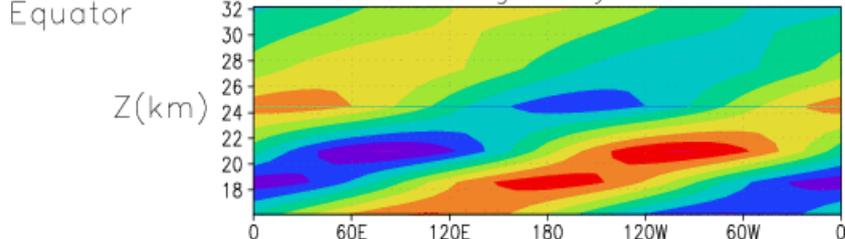
Z and wind at 22km



Equator V at lag 0 day



Equator Z at lag 0 day



Déferlement d'une onde monochromatique

Condition de déferlement:

$$\theta' + \theta_{0z} < 0$$

$$(T'_z + T_{0z}) + \frac{\kappa}{H} (T' + T_0) < 0$$

Pour une onde monochromatique:

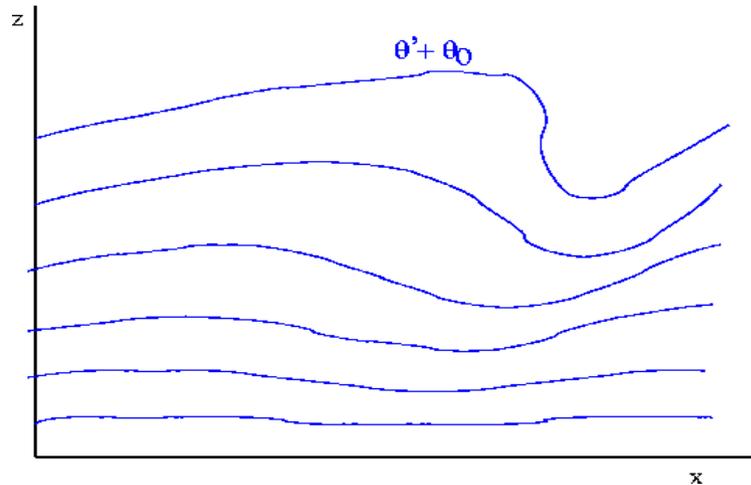
$$\underbrace{\|\hat{\Phi}_{zz} + \frac{\kappa}{H}\hat{\Phi}_z\|}_{\approx \|\hat{\Phi}_{zz}\|} > N^2$$

$$\approx \|\hat{\Phi}_{zz}\| \approx \left\| \frac{N^2 k \sqrt{mm(0)}}{\rho_r \hat{\omega}} \right\| \|\varphi_r\| e^{z/2H}$$

Altitude de déferlement:

$$z_B = 2H \ln \left(\frac{\rho_r \|\hat{\omega}\|}{k \|\varphi_r\| \sqrt{mm(0)}} \right)$$

varie en $\|\hat{\omega}\|^{3/2}$
 car $m \approx \frac{Nk}{\|\hat{\omega}\|}$

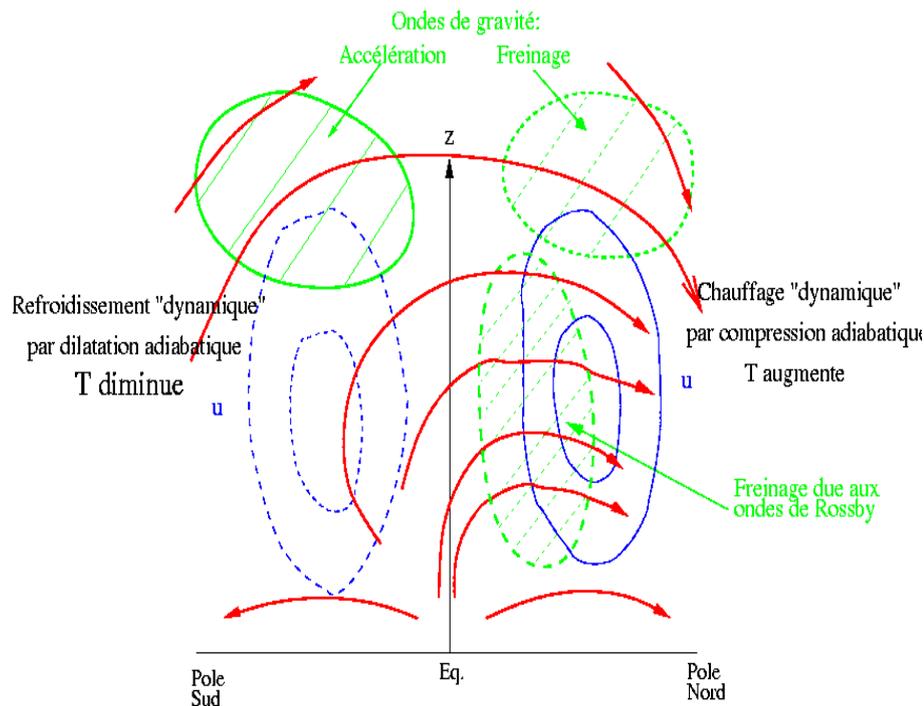


- Le déferlement est donc favorisé lorsque la fréquence intrinsèque est petite (en amplitude):
 - Dans un écoulement vers l'Est ($U > 0$), le déferlement des ondes vers l'Est ($C > 0$) est favorisée, elles accélèrent l'écoulement moyen: $dF^z/dz > 0$.
 - Dans un écoulement vers l'Ouest ($U < 0$), le déferlement des ondes vers l'Ouest ($C < 0$) est favorisé, elles freinent l'écoulement moyen: $dF^z/dz < 0$.
- Le déferlement fini toujours par se produire (à haute altitude) du fait de l'effet de densité (croissance de la perturbation en $\exp(z/2H)$)

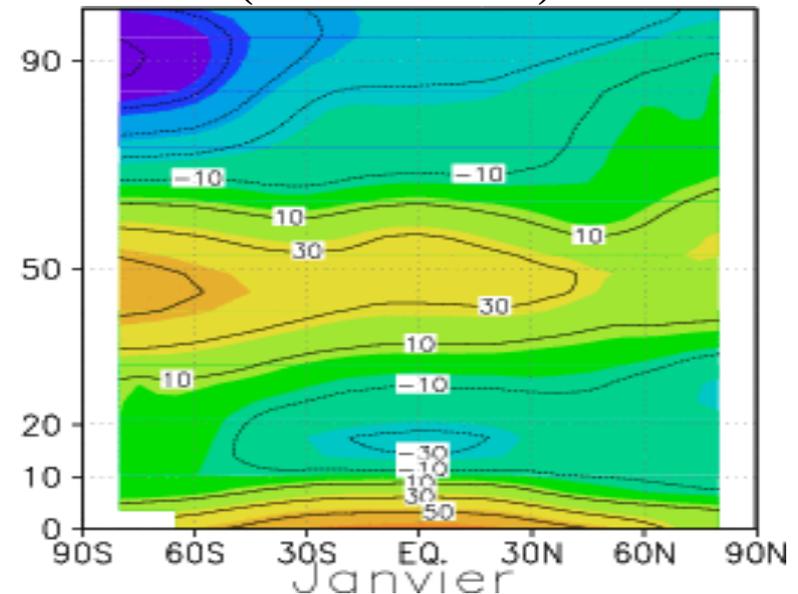
Retour à la fermeture des jets dans la haute mésosphère (Cours 2) par les ondes de gravité

La circulation de Brewer Dobson pilotée par les ondes et le "Downward Control"

- Au sommet de la moyenne atmosphère d'Hiver, ne restent que des ondes se propageant vers l'Ouest ($C < 0$). En effet, le vent étant vers l'Est ($U > 0$) dans toute la moyenne atmosphère, les ondes vers l'Est ($C > 0$) ont déferlées auparavant. Les ondes vers l'Ouest ($C < 0$) restantes, déferlent par effet de densité et freinent l'écoulement moyen à très haute altitude (entre 65 et 90 km) $dF^z/dz < 0$.
- Inversement pour l'Hémisphère d'été.



Température au mois de Janvier (données CIRA)



Retour au modèle modèle simple de la QBO

L'équation du vent moyen est intégrée par différences finies dans le temps et en z.

On prend seulement 2 ondes de gravité:

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \bar{u} = + \sum_{i=1}^2 \frac{\partial \overline{F^z}_i}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial}{\partial z} \bar{u}$$

Evaluation de $\overline{F^z}_i(z,t)$:

Evolution de u:

Schéma Leapfrog centré avec filtre de Asselin pour l'effet des ondes. Méthode implicite pour la diffusion verticale.

Condition à la limite: $u=0$ en $z=0$

- 1) On impose $\overline{F^z}_{ir}$ en $z=0$ (c'est à dire l'amplitude des ondes de gravité se propageant à travers la moyenne atmosphère)
- 2) on transforme la condition de déferlement en évaluant qu'elle est l'amplitude maximum de $\overline{F^z}_i$ au delà de laquelle l'onde déferle: $\overline{F^z}_{is}(z,t)$

$$\overline{F^z}_{is} = -\frac{1}{2} \frac{\rho_r \hat{\omega}^2}{km} e^{-z/H}$$

3) Passage de z à z+dz:

1. On applique le théorème d'Eliassen et Palm:

$$\overline{F^z}_i(z+dz) = \overline{F^z}_i(z)$$

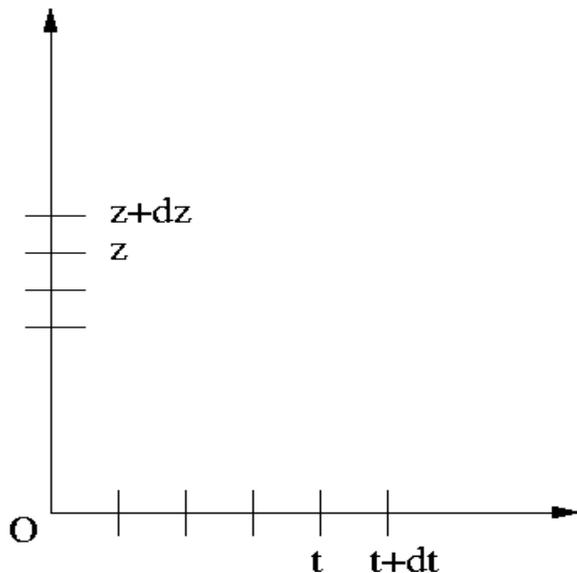
2. On teste le déferlement:

Si $|\overline{F^z}_i(z+dz)| < |\overline{F^z}_{is}(z+dz,t)|$: $\overline{F^z}_i(z+dz) = \overline{F^z}_{is}(z+dz)$

Pas d'action des ondes sur u entre z et z+dz

Si $|\overline{F^z}_i(z+dz)| > |\overline{F^z}_{is}(z+dz,t)|$: $\overline{F^z}_i(z+dz) = \overline{F^z}_i(z+dz)$

Les ondes agissent sur U entre z et z+dz



Résultat du modèle:

Interprétation:

$$\bar{u}(z,t)$$

