

Dynamique de la moyenne atmosphère et des ondes atmosphériques

Cours 8: La variabilité aux moyennes latitudes et les réchauffements stratosphériques soudains.

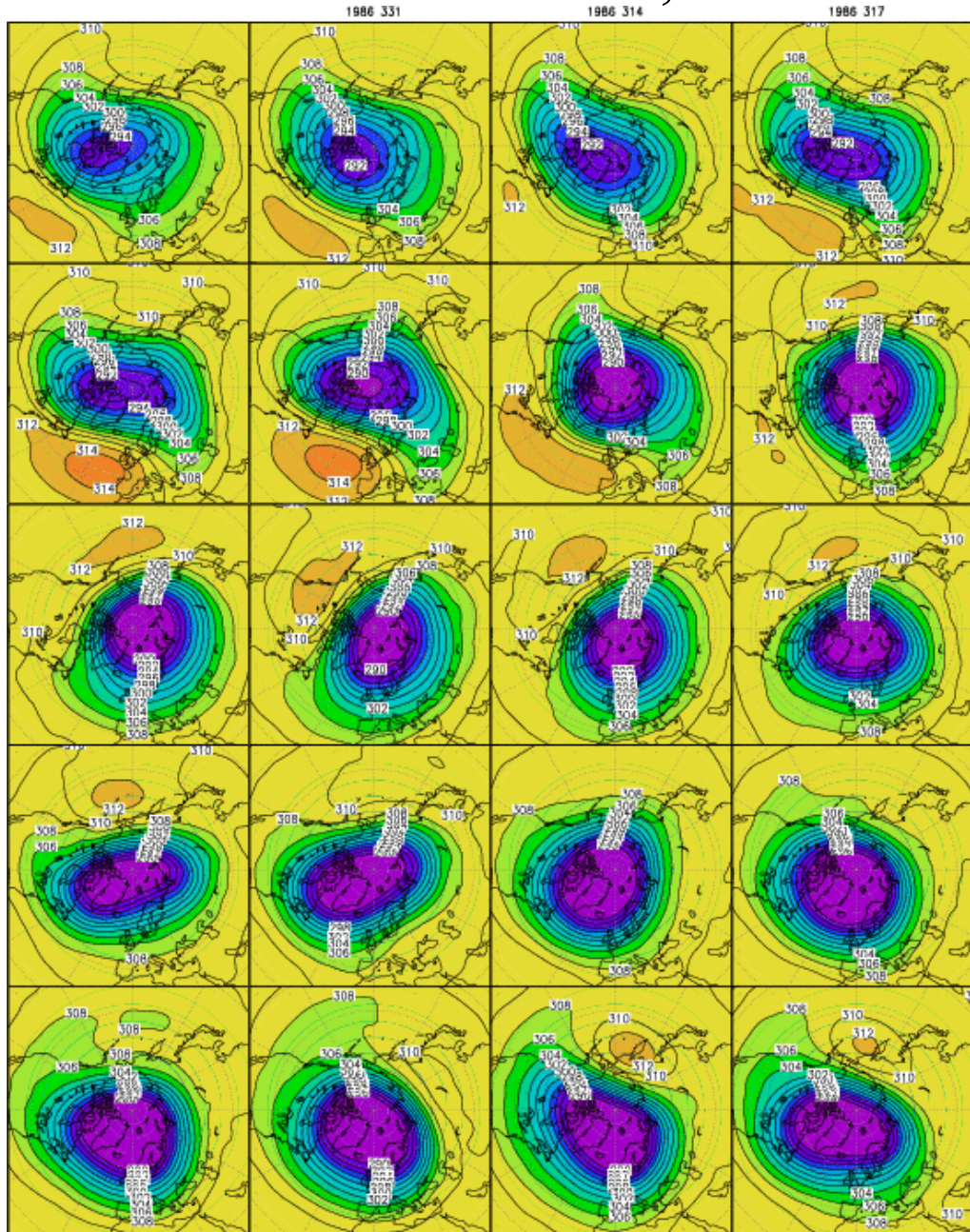
A) Modèle simple de la propagation des ondes planétaires dans la moyenne atmosphère

- Observation
- Modèle simple, déferlement et effet sur l'écoulement moyen

B) La variabilité dans la moyenne atmosphère

- Observations: variabilité en moyenne et variabilité des ondes planétaires. Les réchauffements stratosphériques soudains
- L'Oscillation Arctique, influence de la stratosphère sur le climat près du sol

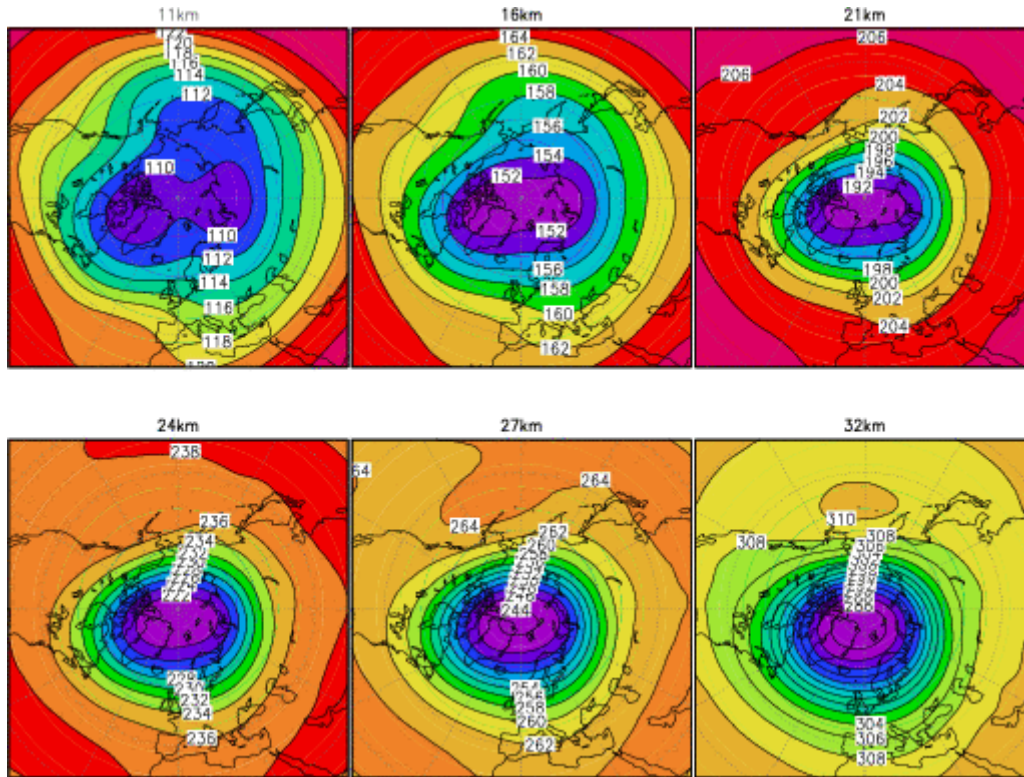
Hauteur géopotentielle ($Z=\Phi/g$) à 10hPa ($z\sim 32\text{km}$), au mois de Décembre 1986, une carte tout les 3 jours



- Il s'agit du vortex polaire Arctique
- Noter l'échelle très grande de sa déformation
- L'évolution assez lente de sa déformation

Composante stationnaire de la déformation du vortex polaire.

Onde planétaire stationnaire: moyenne en Décembre de $Z=\Phi/g$ à 11km, 16km, 21km, 24km, 27km, et 32km



- Noter le lent changement de phase avec l'altitude ($\sim -\pi/4$ entre 16km, et 32km)
- Noter l'échelle très grande de sa déformation

Approximation du Plan β

- Equations hydrostatiques et en coordonnées Log-Pression

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

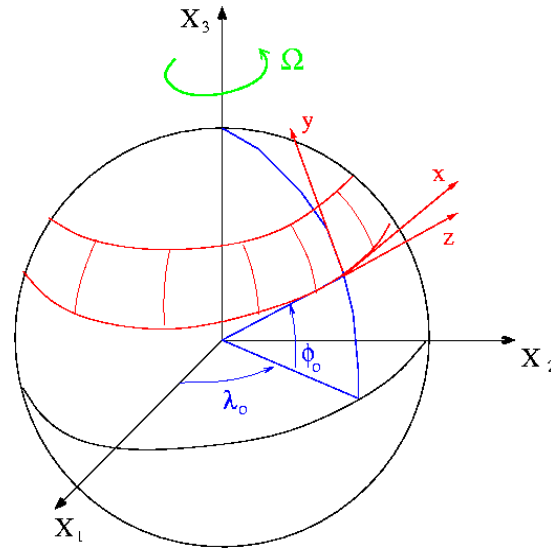
$$\frac{Dv}{Dt} + \left(2\Omega \sin \phi + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u + \frac{\Phi_\phi}{a} = Y$$

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

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

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

- Formulation dans le plan β et séparation $\Phi = \Phi_0(z) + \Phi_e$



$$x = a \cos \phi_0 (\lambda - \lambda_0), \quad y = a (\phi - \phi_0)$$

$$2\Omega \sin \phi$$

$$= 2\Omega \sin \phi_0 + 2\Omega \cos \phi_0 (\phi - \phi_0)$$

$$\sim f_0 + \beta y = f$$

$$\frac{Du}{Dt} - f v + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = X$$

$$\frac{Dv}{Dt} + f u + \frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = Y$$

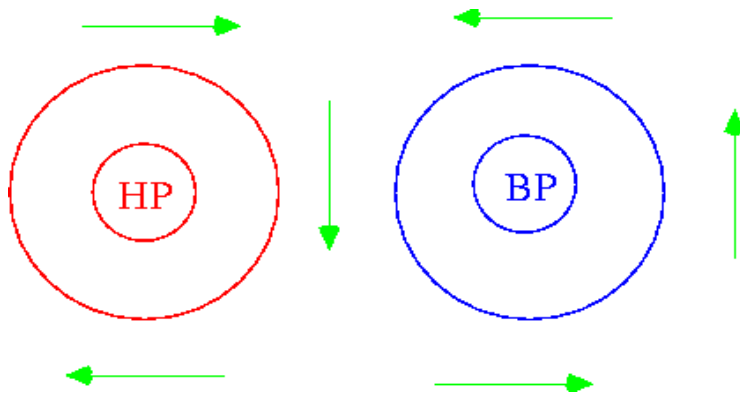
$$u_x + v_y + \frac{(\rho_0 w)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\frac{D}{Dt} \frac{\partial \Phi_e}{\partial z} + N^2 w = J$$

où:

$$N^2 = \Phi_{0zz} + \frac{\kappa}{H} \Phi_{0z}$$

Approximation Quasi-Géostrophique et moyenne Eulérienne



$$v_g = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi_e}{\partial x}, \quad u_g = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi_e}{\partial y}$$

La vitesse géostrophique est non-divergente

Equations quasi-géostrophiques:

$$D_g u_g - f_0 v - \beta y v_g + \frac{\partial \Phi_e}{\partial x} = X$$

$$D_g v_g + f_0 u + \beta y u_g + \frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = Y$$

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

$$D_g \frac{\partial \Phi_e}{\partial z} + N^2 w = J$$

où: $D_g = \partial_t + u_g \partial_x + v_g \partial_y$

- Séparation Ondes écoulement moyen:

$$u_g = \bar{u}_g + u_g', \quad v_g = v_g', \quad \Phi_e = \bar{\Phi} + \Phi'$$

Les équations pour les moyennes Eulérienne s'écrivent:

(cas sans forçage moyen ni dissipation moyenne)

$$\partial_t \bar{u}_g - f_0 \bar{v} = -(\overline{v_g' u_g'})_y$$

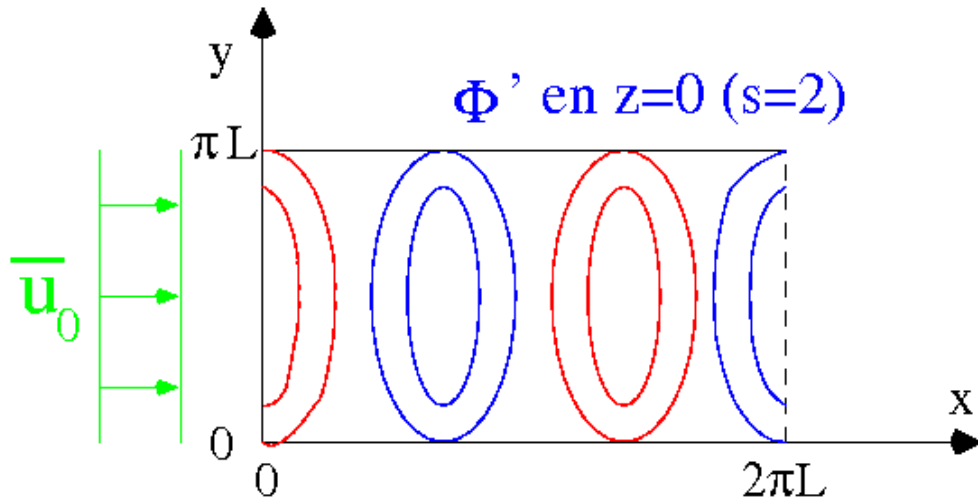
$$\bar{v}_y + \frac{(\rho_0 \bar{w})_z}{\rho_0} = 0$$

$$\partial_t \bar{\Phi}_z + N^2 \bar{w} = -(\overline{v_g' \Phi_z'})_y$$

Remarque: \bar{u}_g et $\bar{\Phi}$ sont liés par la relation du vent thermique:

$$f_0 \bar{u}_{gz} = -\bar{\Phi}_{zy}$$

Equations pour une onde linéaire stationnaire forcée par une fluctuation stationnaire du potentiel à la tropopause (**idéalisation de l'effet des montagnes**)



Equations QG, perturbation dans un écoulement de base stationnaire: ($\bar{u}_g = \bar{u}_0 = \text{cte}$):

$$\bar{u}_0 \partial_x u'_g - f_0 v'_g - \beta y v'_g = -\partial_x \Phi'$$

$$\bar{u}_0 \partial_x v'_g + f_0 u'_g + \beta y u'_g = -\partial_y \Phi'$$

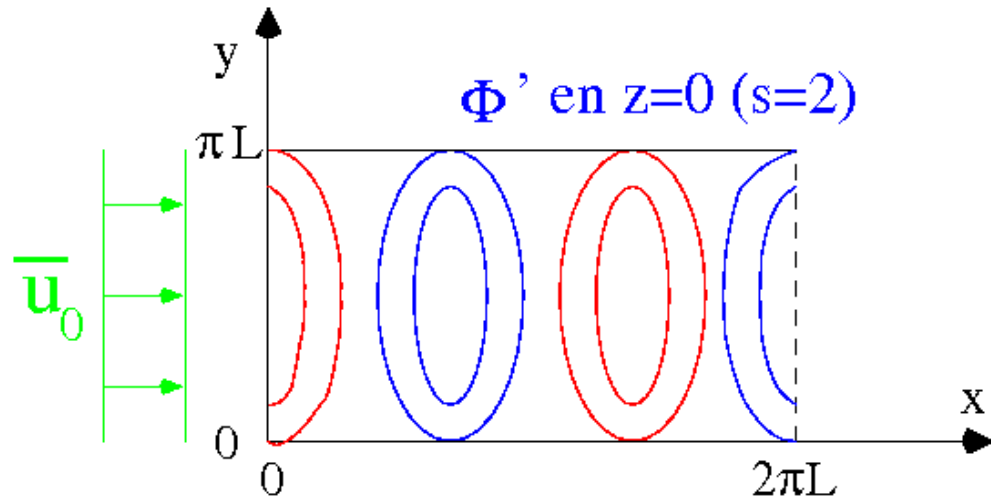
$$\bar{u}_0 \partial_x \Phi'_z + N^2 w' = 0$$

$$u'_x + v'_y + \frac{(\rho_0 w')_z}{\rho_0} = 0$$

D'où l'on déduit l'équation du tourbillon potentielle pour la perturbation:

$$\bar{u}_0 \partial_x \left(\Phi'_{xx} + \Phi'_{yy} + \frac{f_0^2}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right) + \beta \Phi'_x = 0$$

Equations pour une onde linéaire stationnaire forcée par une fluctuation stationnaire du potentiel à la tropopause (idéalisation de l'effet des montagnes)



Conditions aux limites:

$$v'_g = 0 \text{ en } y=0, \pi L$$

$$\Phi' = \Re\{\Phi_r \sin ly e^{+ikx}\} \text{ en } z=0$$

($l=1/L$, et $k=s/L$, $s=1, 2, 3, \dots$)

On prend aussi Φ_r réel positif par confort

Pour le cas $N^2 = \text{cte}$, on cherche une solution du type:

$$\Phi' = \Re\{\hat{\varphi}(z) \sin lye^{+ikx} e^{z/2H}\}$$

Et toujours, $k > 0$ par convention. Ce qui donne:

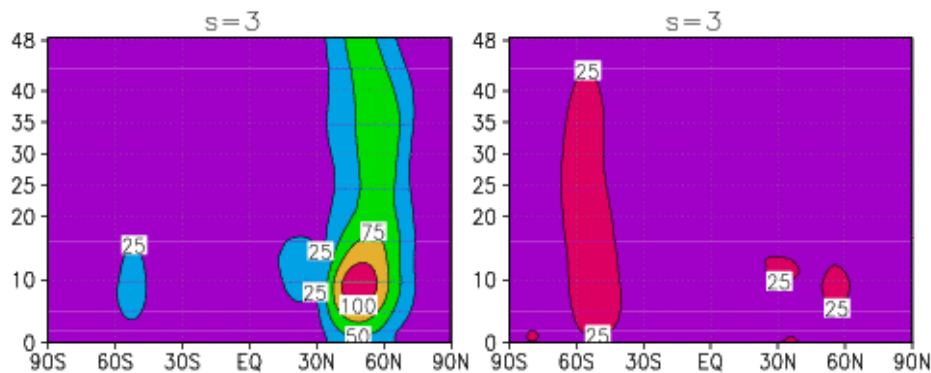
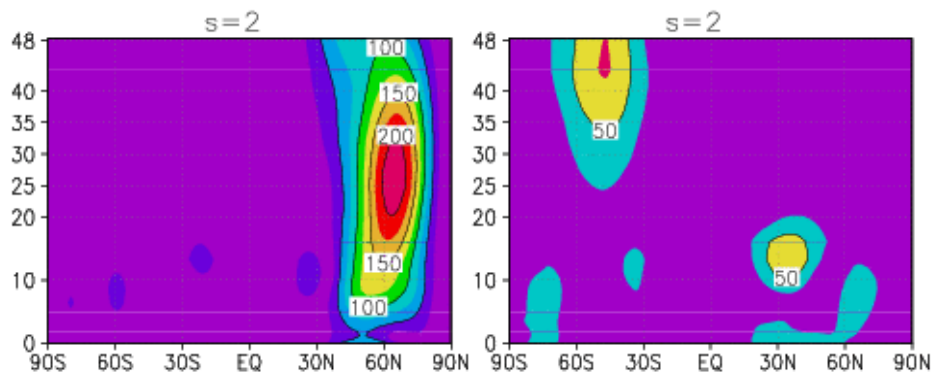
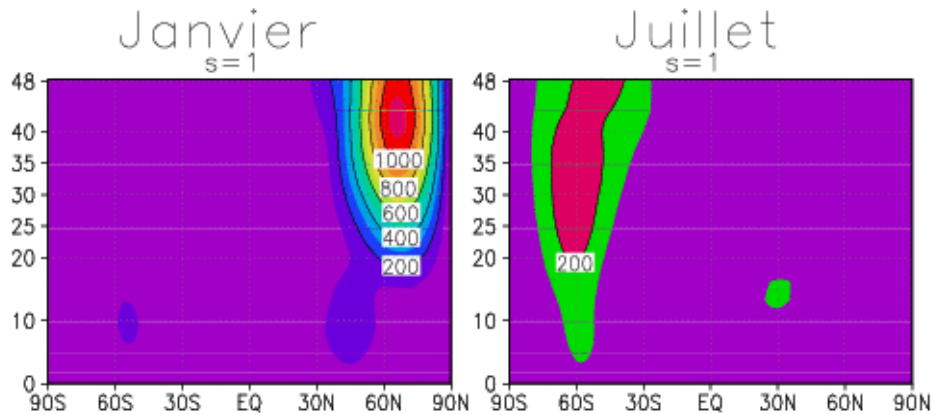
$$\hat{\varphi}_{zz} + \underbrace{\left(\frac{N^2}{f_0^2} \left(\frac{\beta}{\bar{u}_0} - k^2 - l^2 \right) - \frac{1}{4H^2} \right)}_{Q(z)} \hat{\varphi} = 0$$

Pas de propagation verticale si $u_0 < 0$
(Hémisphère d'été)

Seule des ondes relativement longues se propagent verticalement lorsque $u_0 > 0$

Un faible $u_0 > 0$ favorise le passage d'un plus grand nombre d'ondes (phase finale d'un réchauffement stratosphérique soudain)

Moyenne mensuelle de Φ sur la période 1981-2000, donnée CEPPMT, analyse harmonique.



Analyse harmonique du géopotentiel un jour donné:

$$\Phi(\phi, \lambda, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \hat{\Phi}_s(\lambda, z, t) e^{is\phi}$$

- Seules les ondes 1 et 2 passent dans la stratosphère
- Les ondes planétaires ne passent qu'en Hiver
- L'onde 1 domine

Structure verticale d'une onde Stationnaire-Linéaire

Dans la direction verticale lorsque $Q > 0$, la solution est du type:

$$\hat{\varphi}(z) = \Phi_r e^{+imz} \text{ où } m = \epsilon\sqrt{Q} \text{ et } \epsilon = \pm 1$$

Pour déterminer ϵ on doit calculer la vitesse de groupe dans la direction verticale:

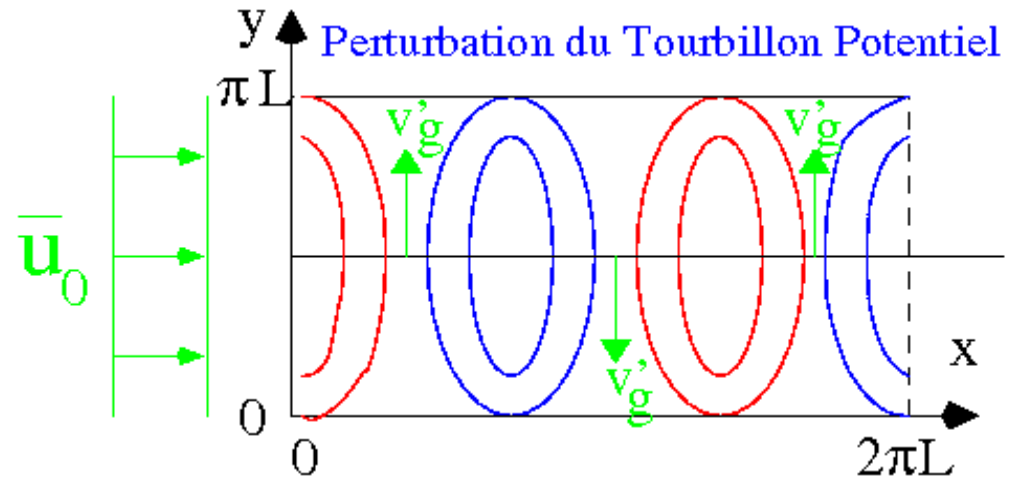
$$C_{gz} = \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial m}$$

où $\hat{\omega} = -k\bar{u}_0$ est la fréquence intrinsèque de la perturbation. Elle satisfait la relation de dispersion:

$$\hat{\omega} = \frac{-\beta k}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)}$$

De cette relation, et pour avoir $C_{gz} > 0$ on déduit que $\epsilon = +1$ (soit $m > 0$).

Il s'agit d'ondes de Rossby:



$$\bar{u}_0 \partial_x \left(\Phi'_{xx} + \Phi'_{yy} + \frac{f_0^2}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0 \Phi'_z}{N^2} \right)_z \right) + \beta v'_g = 0$$

TP du à l'onde

Transport de TP
planétaire par l'onde

Fluxs de Chaleur et de Quantité dus à une onde linéaire stationnaire Quasi-Géostrophique (ici piégée en latitude!!)

Rappel de la solution:

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz} e^{z/2H}$$

Fluxs:

$$\begin{aligned} -\overline{v'_g u'_g} &= -\frac{1}{2} \Re(\hat{v}_g^* \hat{u}_g) = 0 \\ -\overline{v'_g \Phi'_z} &= -\frac{1}{2} \Re(\hat{v}_g^* \hat{\Phi}_z) = -\frac{km}{2f_0} \Phi_r^2 \sin^2 ly e^{z/H} \end{aligned}$$

$$\overline{w^*} = \overline{w} + \frac{1}{N^2} (\overline{v'_g \Phi'_z})_y, \quad \overline{v^*} = \overline{v} - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\rho_0}{N^2} \overline{v'_g \Phi'_z} \right)_z$$

Au 2d ordre, cela revient à inclure à la vitesse verticale, la dérive de Stokes:

$$\overline{w(\vec{x} + \vec{\xi}(\vec{x}, t), t)} = \overline{w} + \overline{w_S} \approx \overline{w^*}$$

L'absence de flux horizontal de QM est liée au piégeage latérale, ce n'est pas une propriété générale des ondes planétaires

L'onde produit un flux de chaleur, ce qui est normal, et qui est divergent dans le cas linéaire stationnaire et non-dissipatif...

Pour éviter que ce terme ne chauffe l'écoulement moyen, dans le cas linéaire stationnaire et non-dissipatif, on l'intègre à la vitesse verticale.

Intégration du flux de chaleur dans la circulation moyenne (Formalisme en moyenne Eulérienne transformée)

Observations:

Rappel du formalisme général:

Définition de la circulation méridienne résiduelle:

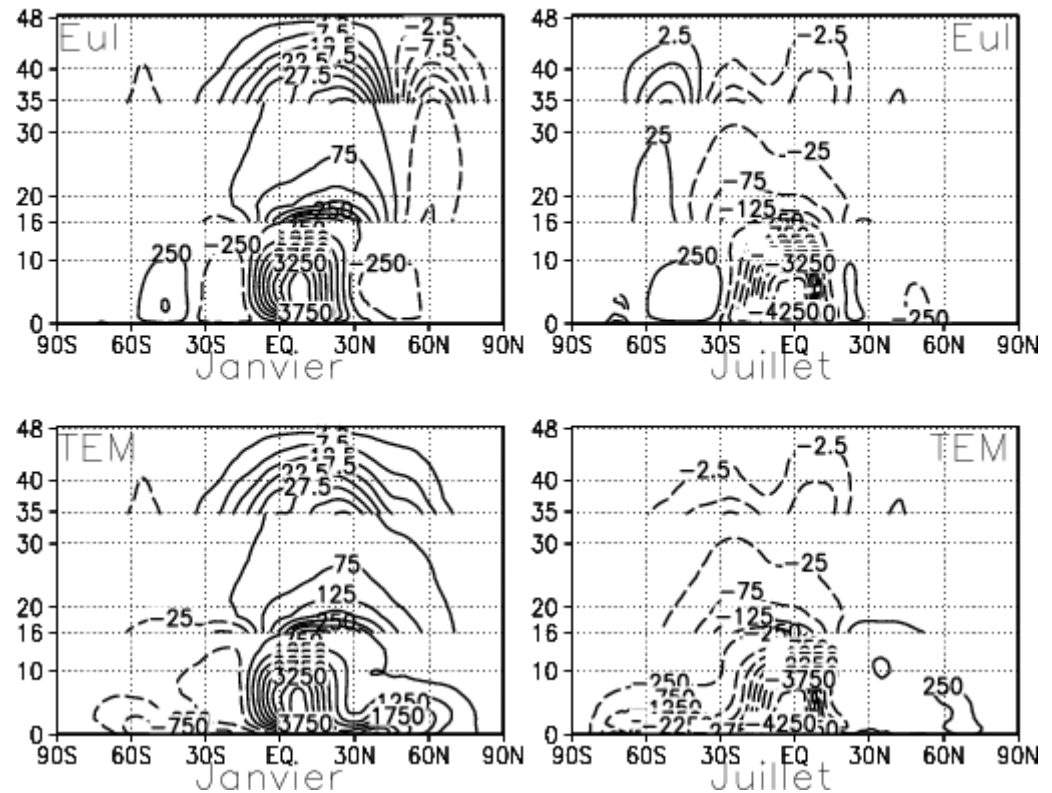
$$\bar{v}^* = \bar{v} - \rho_0^{-1} (\rho_0 \overline{v'\theta'}) / \bar{\theta}_z$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + (a \cos \phi)^{-1} (\cos \phi \overline{v'\theta'}) / \bar{\theta}_z$$

Fonction de courant:

$$\frac{\partial \Psi^*}{\partial z} = -\rho_0 \cos \phi \bar{v}^*$$

Fonction de courant de la circulation
Meridienne. CEPPMT 1981–2000



Flux d'Eliassen et Palm

Observations:

Rappel du formalisme général:

$$F^{(\phi)} = \rho_0 a \cos \phi (\bar{u}_z v' \theta' / \bar{\theta}_z - \overline{v' u'})$$

$$F^{(z)} = \rho_0 a \cos \phi \left(\left(f - \frac{(\bar{u} \cos \phi) \phi}{a \cos \phi} \right) \overline{v' \theta' / \bar{\theta}_z} - \overline{w' u'} \right)$$

$$\partial_t \bar{u}_g - f_0 \bar{v}^* = + \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}$$

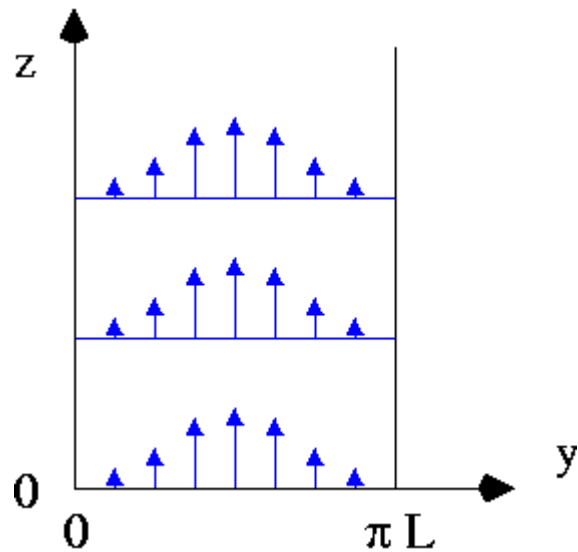
$$\bar{v}^*_y + \frac{(\rho_0 \bar{w}^*)_z}{\rho_0} = 0$$

$$\partial_t \bar{\Phi}_z + N^2 \bar{w}^* = \underbrace{-\alpha \bar{\Phi}_z}_{\text{Flux IR}}$$

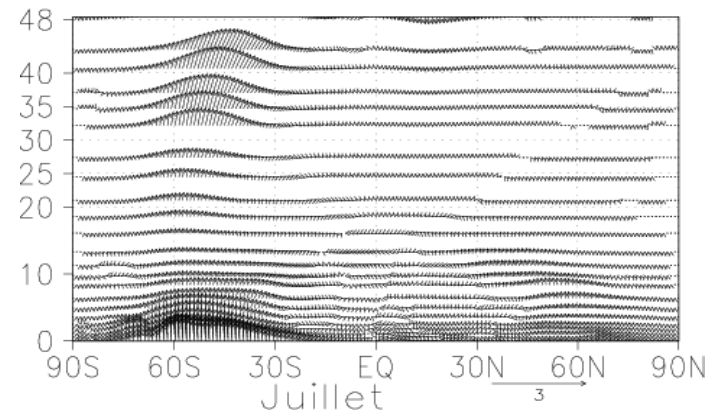
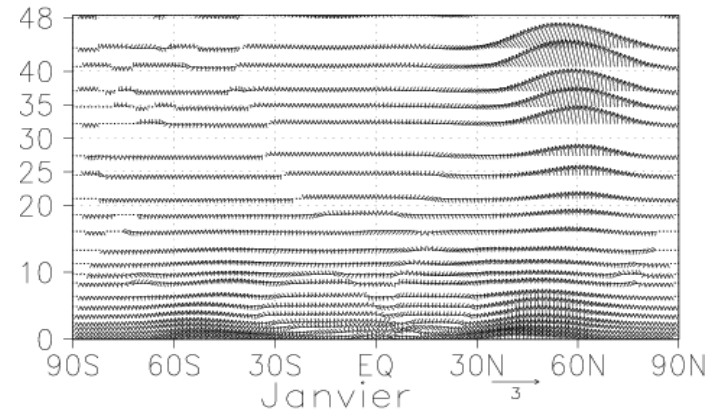
Où le flux d'Eliassen Palm:

$$\vec{F} = \left(-\overline{\rho_0 v'_g u'_g}, \frac{f_0 \rho_0}{N^2} \overline{v'_g \Phi'_z} \right)$$

Pour notre onde linéaire stationnaire et non-dissipative, on vérifie $\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0$.



CEPPMT (81-00) E-P Fluxes



Observation et critère de déferlement

Critère: $|u_g'| \simeq u_0$
 (Effets non-linéaires importants)

$$\frac{\Phi_r l}{f_0} e^{z/2H} < \bar{u}_0$$

Pour $z < z_B = 2H \ln \frac{f_0 \bar{u}_0}{l \Phi_r}$,

$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz+z/2H}$$

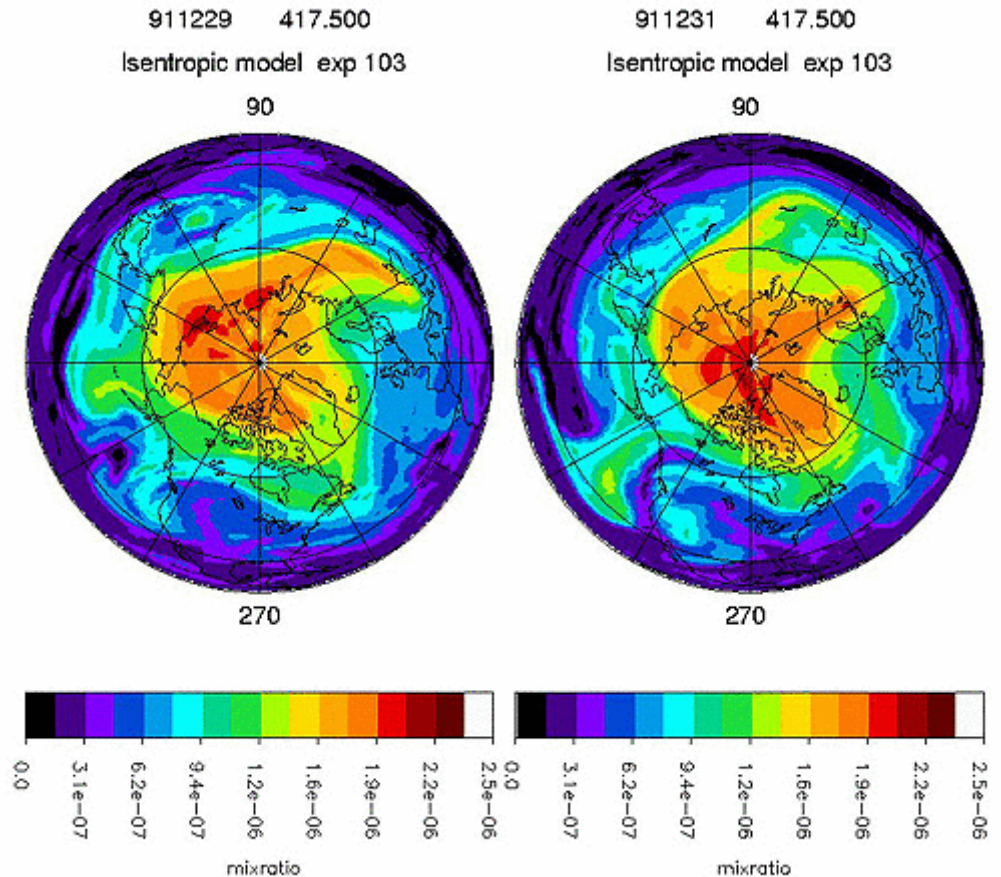
$$F^z = \frac{km\rho_r}{2N^2} \Phi_r^2 \sin^2 ly = F_r \sin^2 ly$$

Pour $z > z_B$

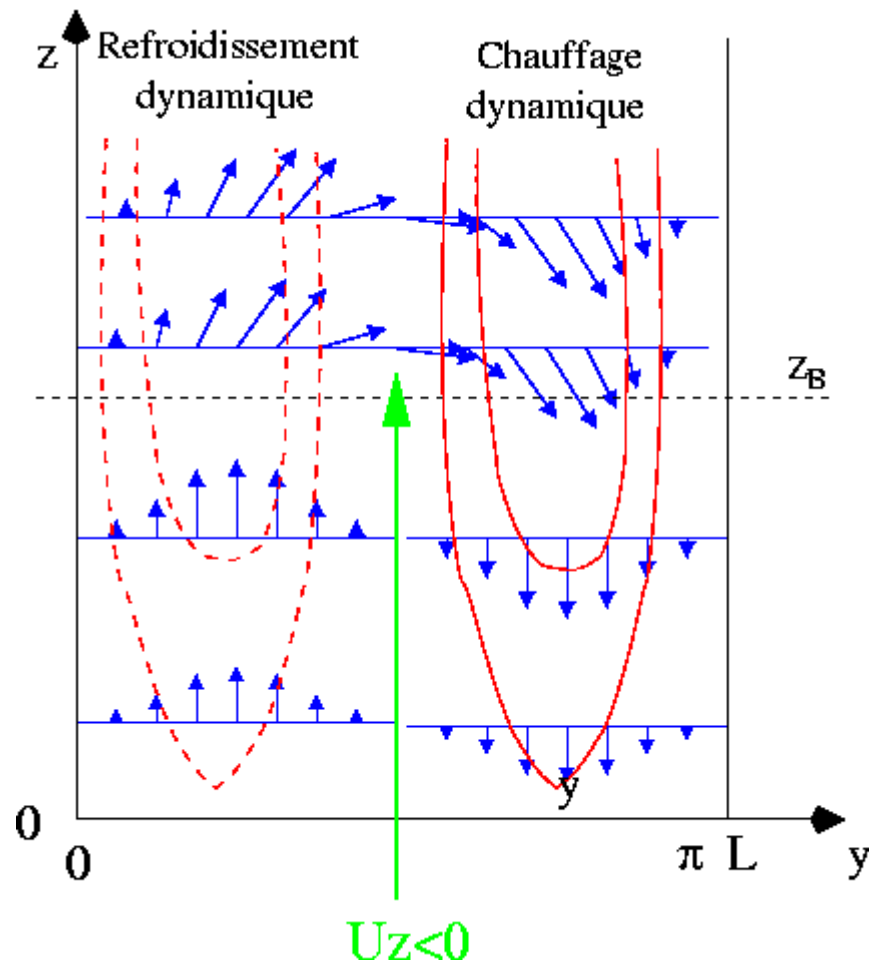
$$\hat{\Phi} = \Phi_r \sin ly e^{+ikx+imz+z_B/2H}$$

$$F^z = F_r \sin^2 ly e^{(z_B-z)/H}$$

Illustration du mélange sur des surfaces isentropes: ici l'ozone mais il en serait de même pour le tourbillon potentiel



Solution Stationnaire avec un refroidissement IR, α



Solution stationnaire:

$$-f_0 \bar{v}^* = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial F^z}{\partial z}$$

Pour $z > z_B$:

$$\bar{v}^* = + \frac{F_r}{\rho_r f_0 H} \sin^2 ly e^{z_B/H}$$

Pour $z < z_B$:

$$\bar{v}^* = 0$$

Intégration de l'équation de continuité:

Pour $z > z_B$:

$$\bar{w}^* = + \frac{2lF_r}{\rho_r f_0} \sin ly \cos ly e^{z_B/H}$$

Pour $z < z_B$:

$$\bar{w}^* = + \frac{2lF_r}{\rho_r f_0} \sin ly \cos ly e^{z/H}$$

Effet sur la Temperature:

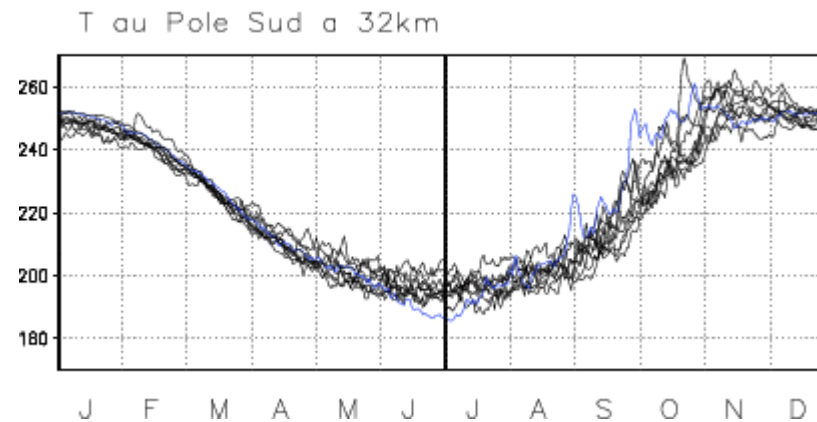
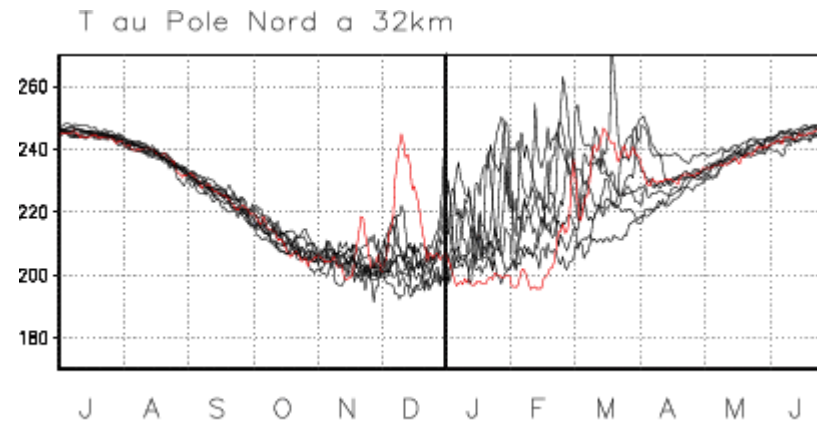
$$\bar{\Phi}_z = - \frac{N^2}{\alpha} \bar{w}^*$$

Effet sur le vent moyen via:

$$f_0 \bar{u}_{gz} = - \frac{\partial}{\partial y} \bar{\Phi}_z$$

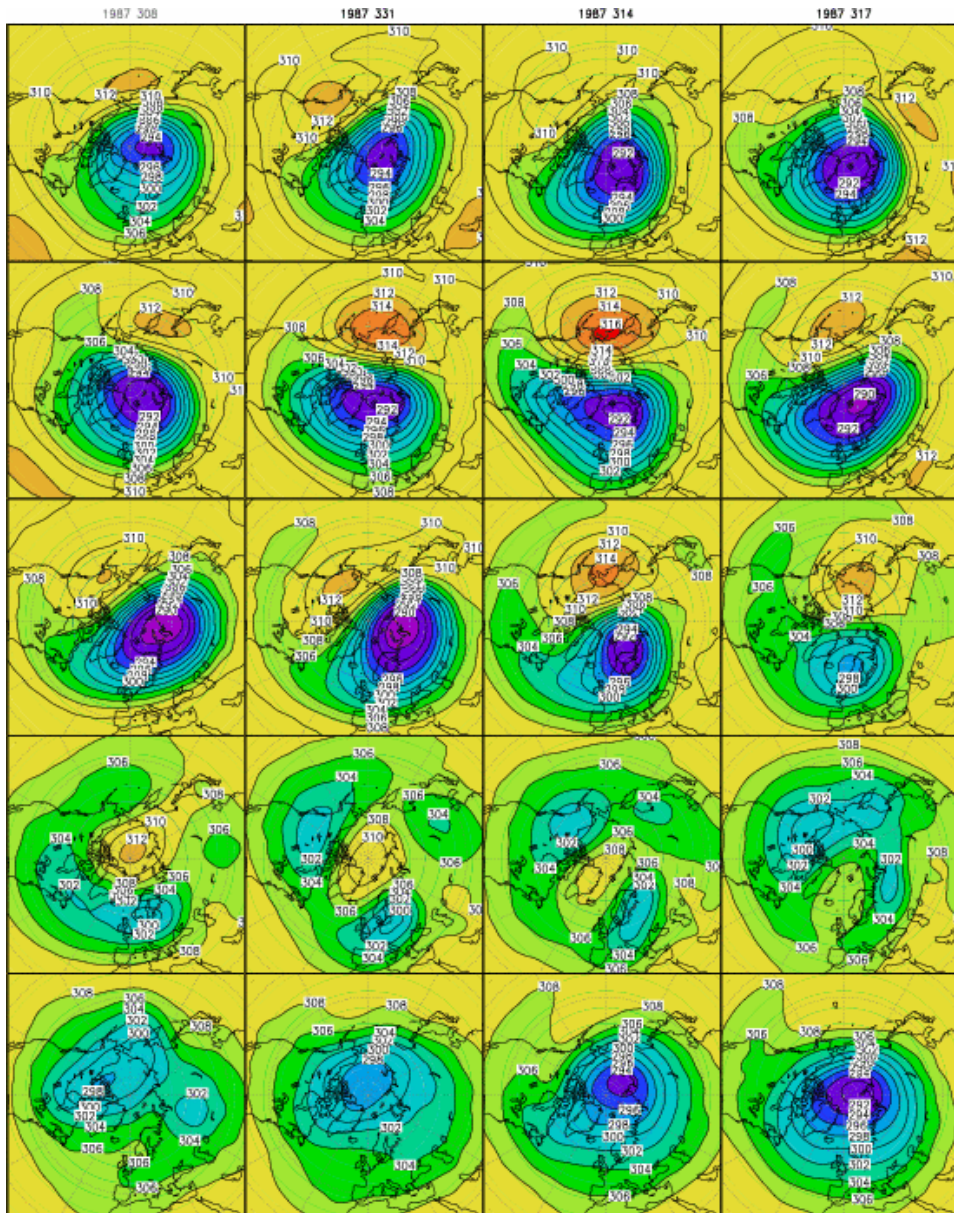
La variabilité de la circulation dans la stratosphère:

Les Températures moyennes aux pôles



Le réchauffement stratosphérique soudain en **Décembre 1987**

Cartes de Z à 32km, tout les 3 Jours



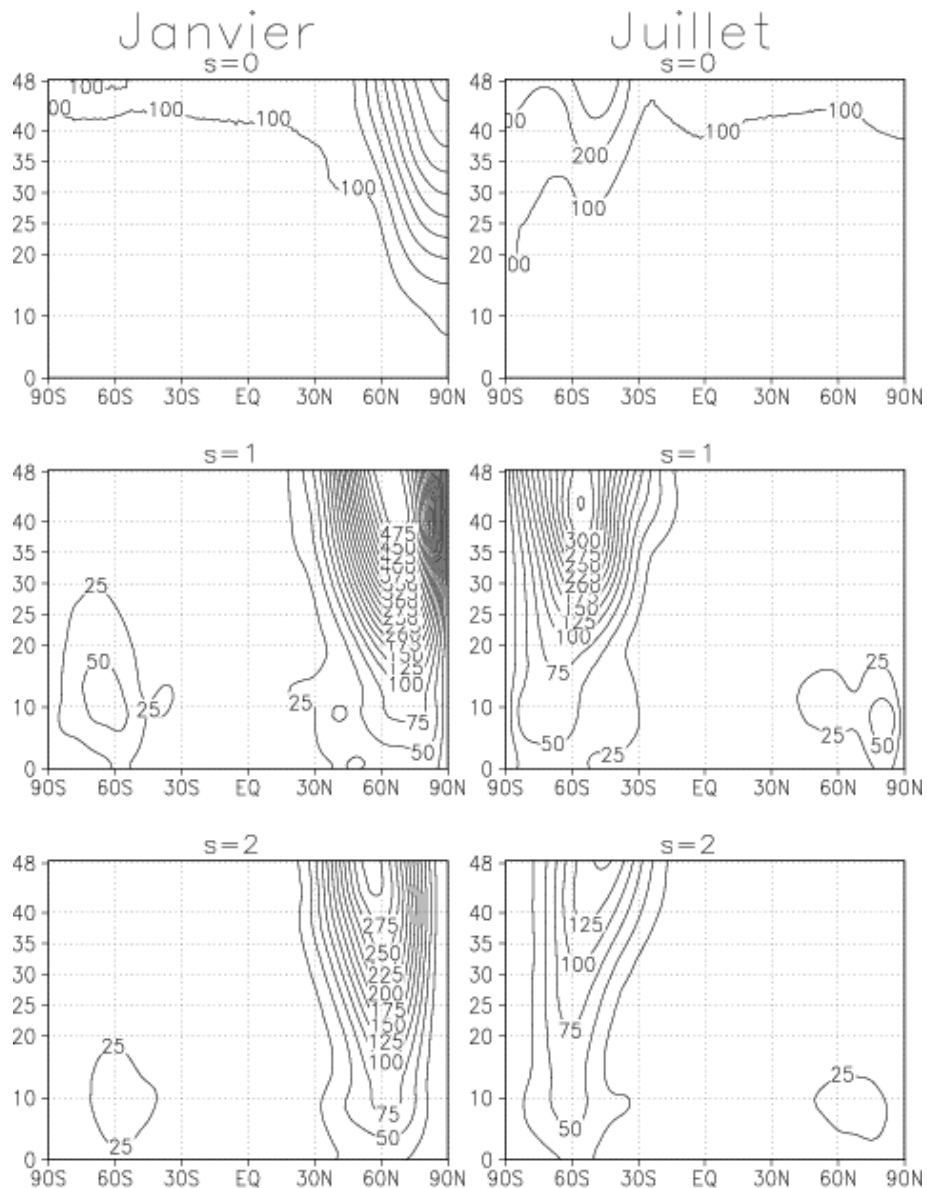
Certains mois en Hiver de l'hémisphère Nord l'activité des ondes planétaires est très forte

Lors de ces épisodes le réchauffement des régions polaires par les ondes est encore plus fort

Noter tout d'abord la forte activité de l'onde 1, puis l'apparition de l'onde 2 lorsque le réchauffement est maximum

Noter aussi la reconstruction du vortex polaire à la fin

Déviations standard de la Moyenne mensuelle de Φ sur la période 1981-2000, donnée CEPPMT, analyse harmonique.

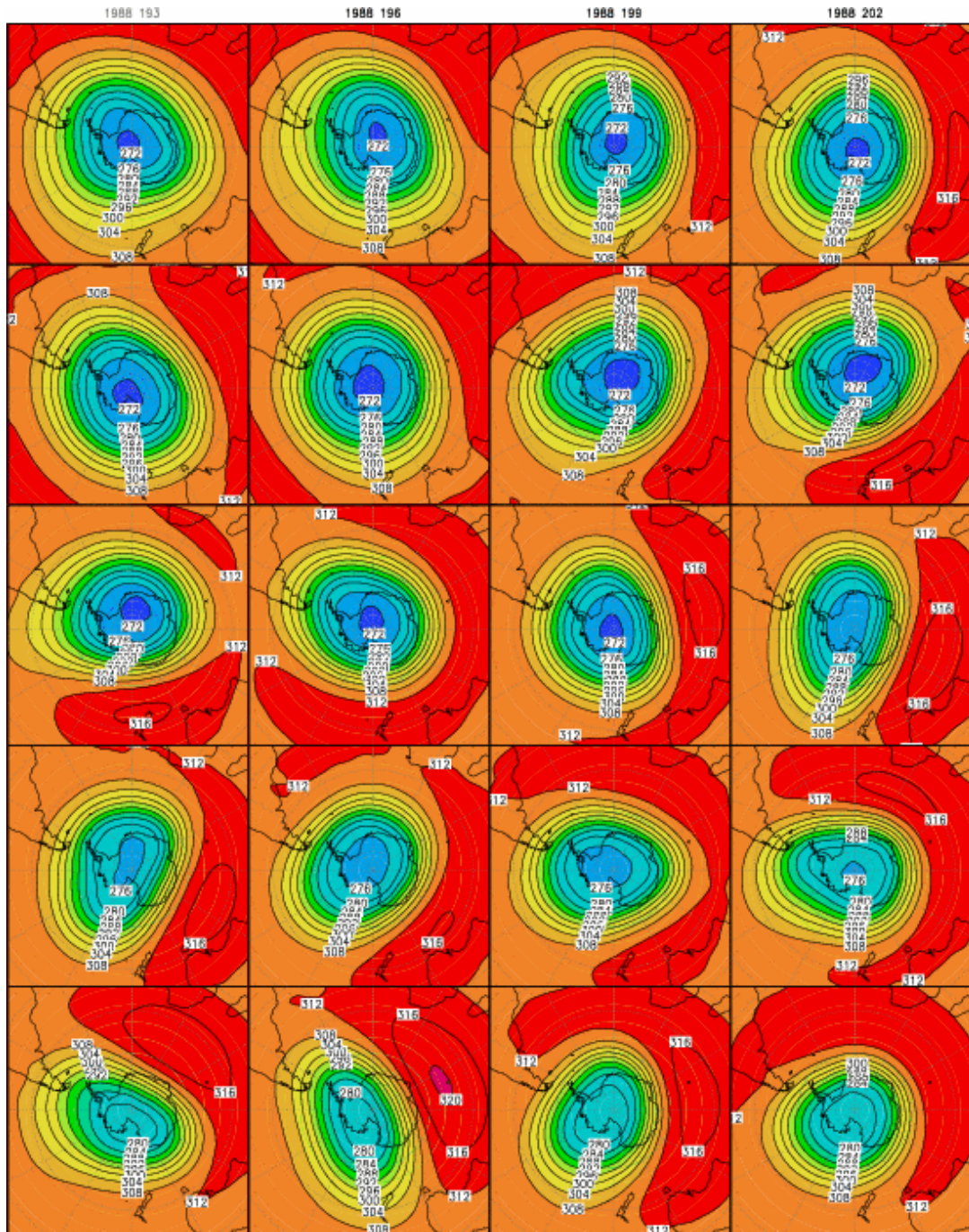


Analyse harmonique du géopotiel un jour donné:

$$\Phi(\phi, \lambda, z, t) = \sum_{s=0}^{\infty} \hat{\Phi}_s(\lambda, z, t) e^{is\phi}$$

- On retrouve bien que la variabilité de l'écoulement moyen est la plus forte dans l'Hem. Nord en Hiver
- Il en est de même de la variabilité des ondes
- Pour les ondes, la déviation standard est comparable et dépasse la moyenne

La circulation dans l'Hémisphère Sud en Aout Sept 1988



Cartes de Z à 32km, tout les 3 jours:

Une certaine variabilité du vortex lors du réchauffement relatif

Très rarement de ruptures

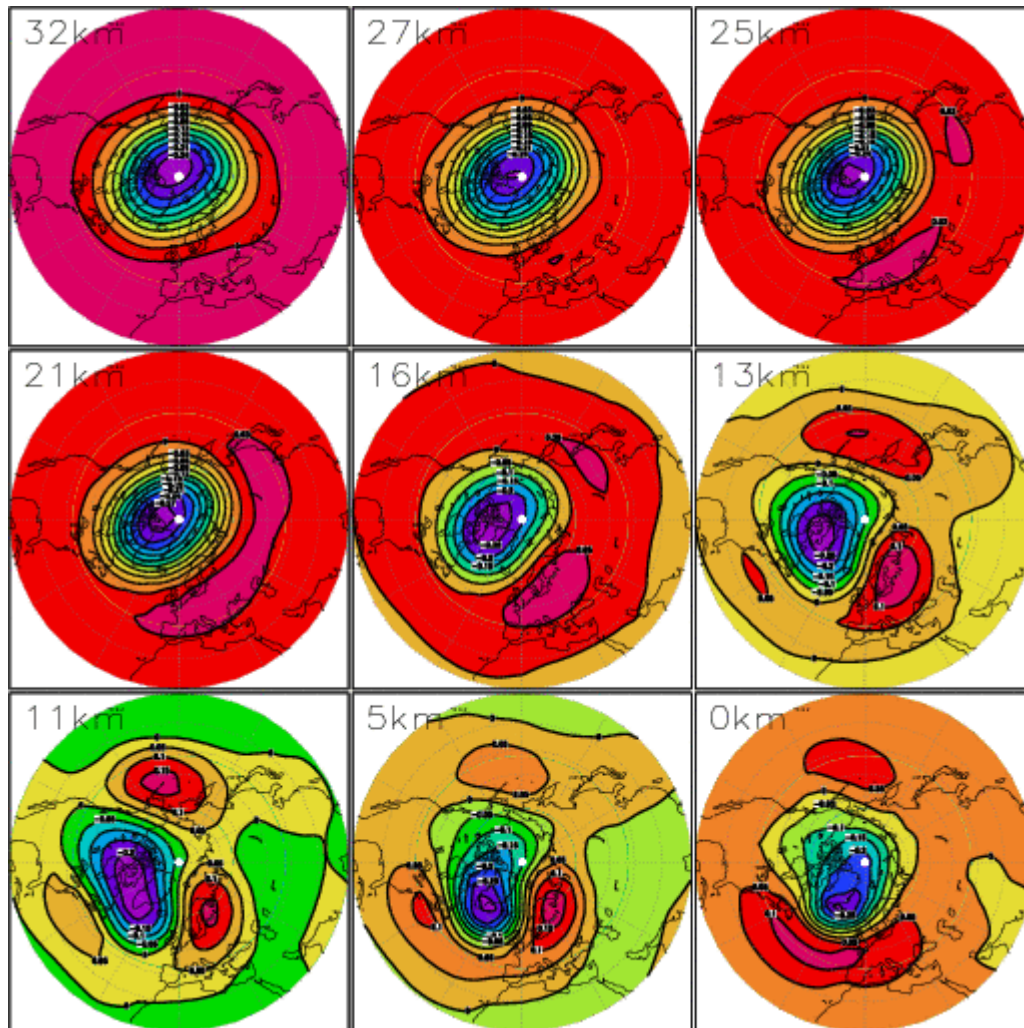
Les masses d'air polaire dans la stratosphère de l'Hémisphère Sud restent très isolées, ce qui rend facile la destruction de l'Ozone dans ces régions et durant la nuit polaire

Rappel: la circulation de BD ne rentre pas dans ce vortex (elle n'y apporte pas l'Ozone depuis les latitudes tropicales)

L'Oscillation Arctique

Analyse en composantes principales de la variabilité du géopotentiel dans l'Hémisphère Nord (après soustraction du cycle annuel).

Cartes du 1er EOF à différentes altitudes données NCEP
1981-2000

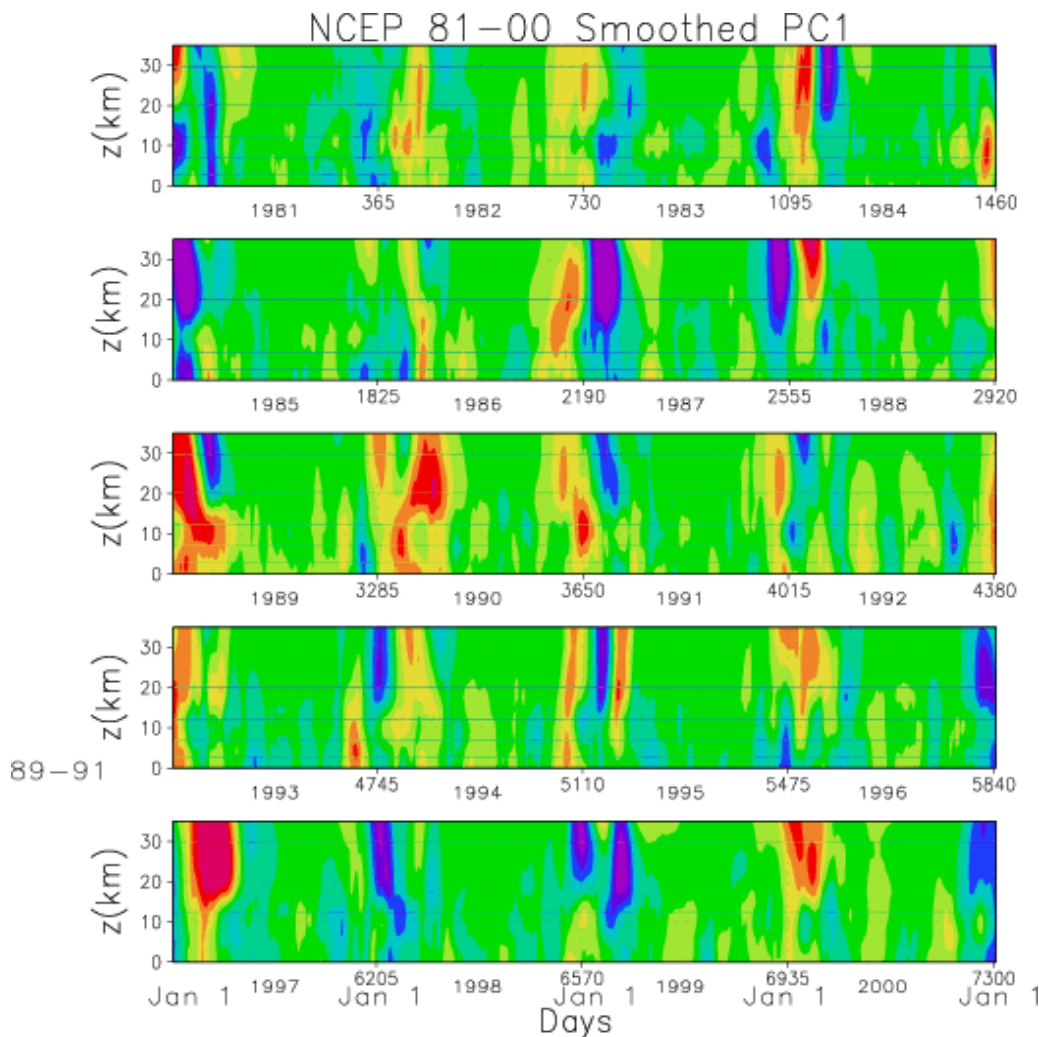


A bas niveau, il s'agit du premier mode de variabilité du climat dans la troposphère

L'Oscillation Arctique

Analyse en composantes principales de la variabilité du géopotentiel dans l'Hémisphère Nord (après soustraction du cycle annuel).

Evolution de la 1ère PC, en fonction du temps et de l'altitude
données NCEP 1981-2000



Noter parfois que le signal dans la stratosphère précède celui dans la troposphère

Mécanisme de type QBO mais prenant en compte les interactions entre les ondes planétaires et l'écoulement moyen