IV. Ondes équatoriales

Observations
Conditions propres aux tropiques
Variabilité tropicale
Ondes tropicales
Ondes stationnaires – réponse au chauffage
Oscillation de Madden-Julian
Propagation verticale des ondes tropicales
Mécanisme de l'oscillation quasi-biennale

UE GEAT532, Université de La Réunion

Bernard Legras http://www.lmd.ens.fr/legras legras@lmd.ens.fr

Observations (1)

Distribution en latitude du vent et de la température

- renforcement des jets hivernaux
- vent d'est sur l'équateur
- transport vers l'hémisphère d'été
- faible gradient de température dans la zone tropicale

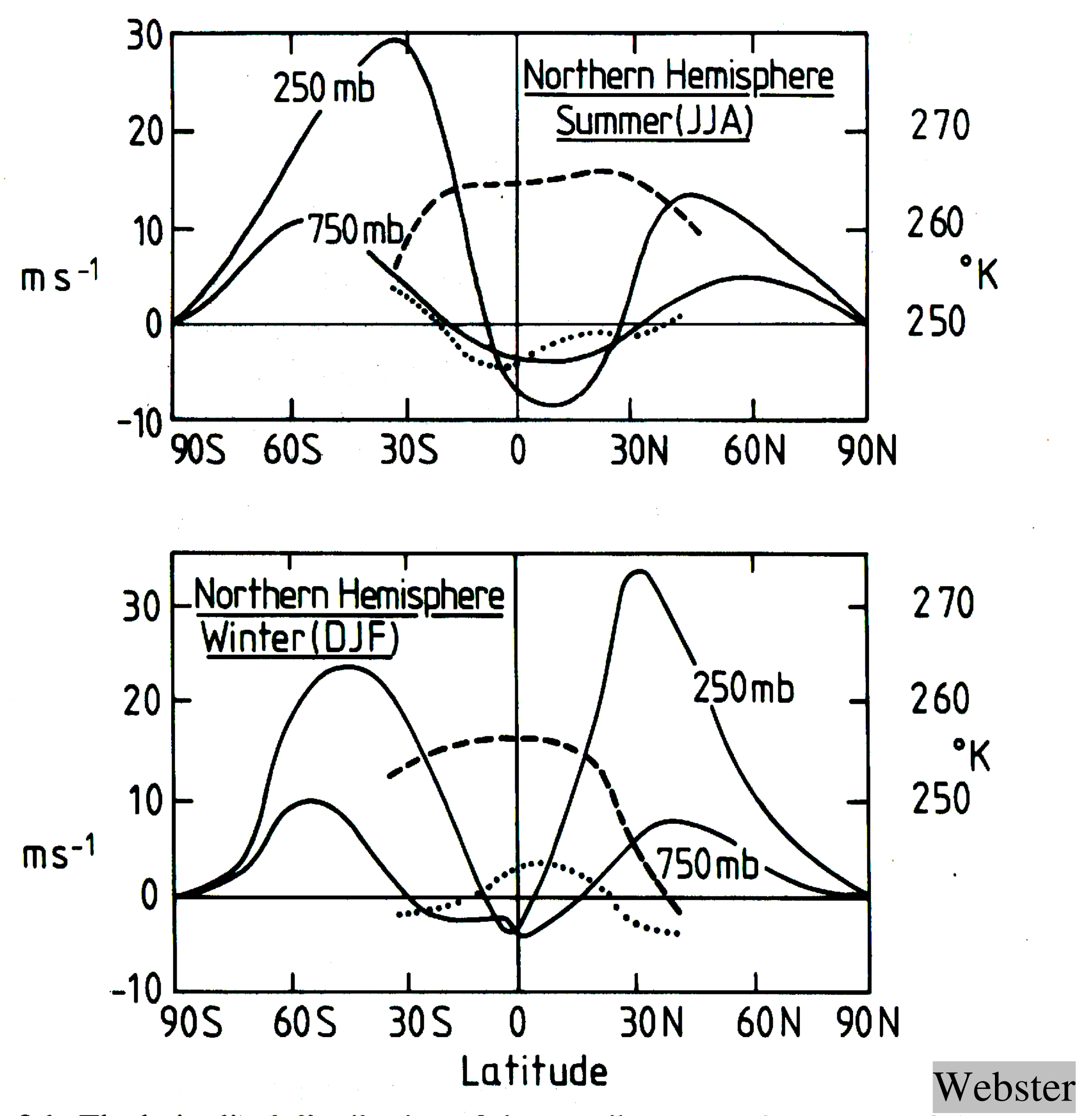


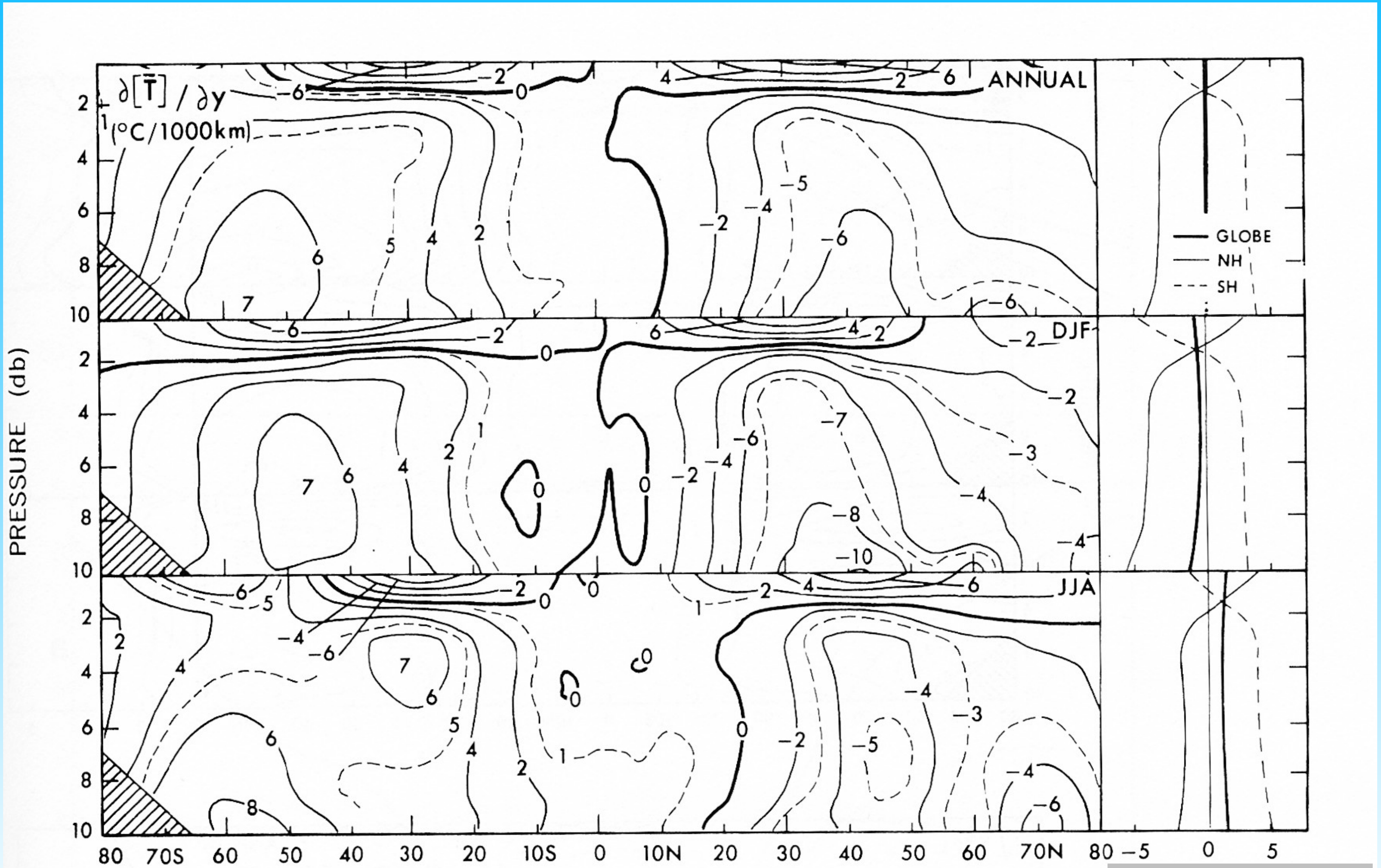
Fig. 9.1. The latitudinal distribution of the zonally averaged structure of the atmosphere for summer and winter. Solid lines refer to the 250 and 750 mb zonal wind fields, dashed curves to the 500 mb temperature field and dotted lines to the 250 mb meridional component of the wind.

Trait plein: vent zonal
Pointillé: vent méridien à 250 hPa
Tireté: température à 500 hPa

Observations (2)

Coupe méridienne du gradient de température

Le gradient est très faible dans la zone tropicale



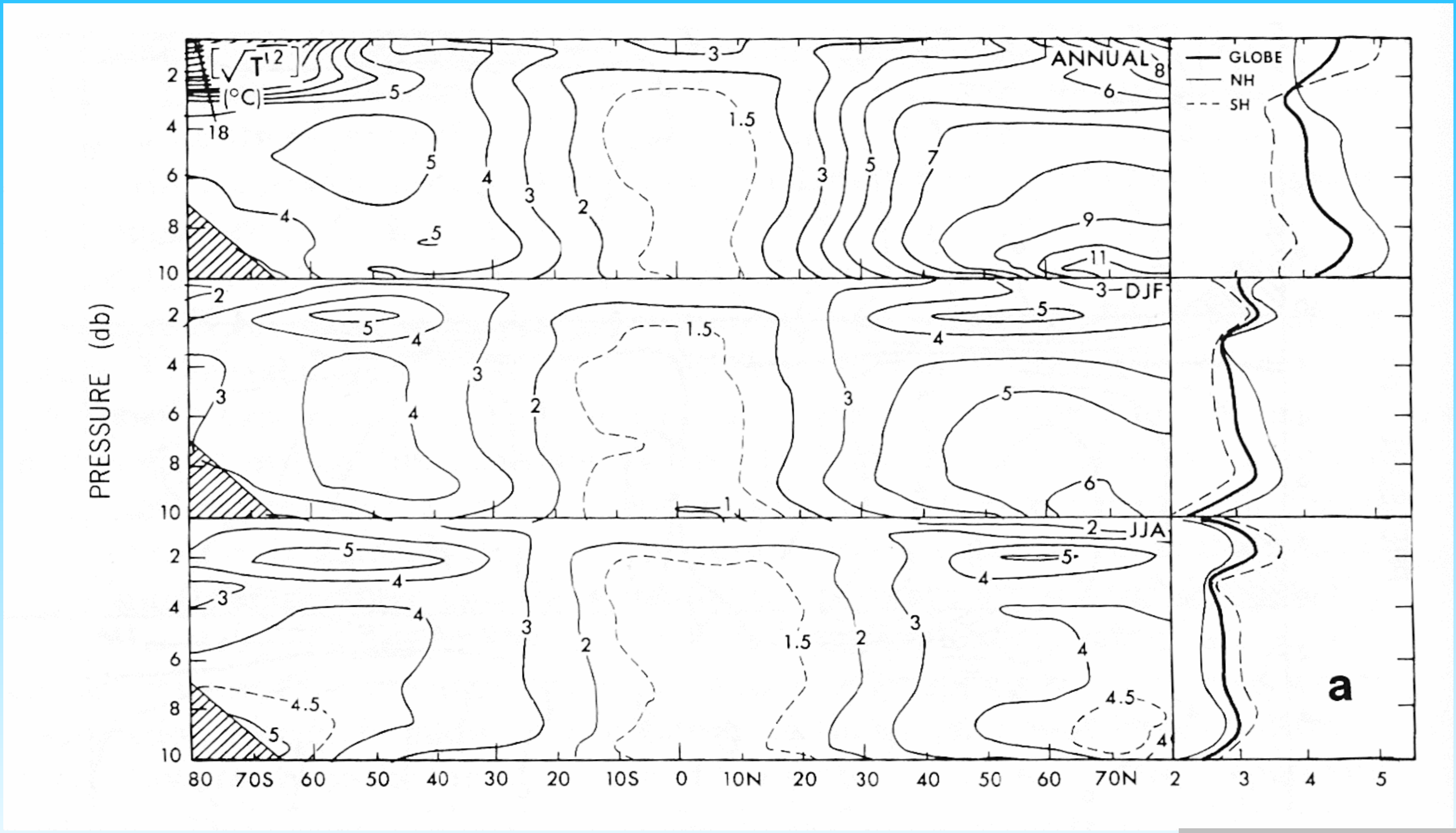
Peixoto & Oort, fig7.7

B. Legras 2009

Observations (3)

Coupe méridienne de la variance de la température

Faibles variations dans la zone tropicale



Peixoto & Oort, fig7.8

B. Legras 2009

Les conditions particulières dans la zone tropicale (15S-15N) (1)

- $f \leq 10^{-5}\ s^{-1}$
- Échelle des mouvements verticaux= échelle de l'atmosphère (H)
- L'humidité joue un rôle essentiel dans l'énergétique

Les équations du mouvement (en log-pression)

$$(\partial_t + \vec{v}\cdot\vec{\nabla}_h + \tilde{w}\,\partial_{\tilde{z}})\vec{v} + f\,\vec{k}\times\vec{v} = -\vec{\nabla}_h \Phi$$

$$\partial_{\tilde{z}}\Phi = RT/H$$

$$\vec{\nabla}_h\cdot\vec{V} + \partial_{\tilde{z}}\tilde{w} - \tilde{w}/H = 0$$

$$c_p(\partial_t + \vec{v}\cdot\nabla_h)T + \frac{\tilde{w}N^2 H}{\kappa} = J$$

où J est le chauffage total (radiatif + condensati

Les fluctuations du géopotentiel $\delta\Phi$ sont du même ordre que le terme d'advectio

$$\delta\Phi \approx U^2 \approx 100 m^2 s^{-2}$$

Selon la relation hydrostatique, les fluctuati de température sont $\approx \delta\Phi/R \approx U^2/R \approx 0{,}3\,K$

Le terme de chauffage, qui peut être de l'or de $J/c_p \approx 1\text{K}/jour$ est contrebalancé par le transport vertical et détermine $\tilde{w}$ d'où $W \approx 0{,}3\,cm\,s^{-1}$ pour $N^2 H/R \approx 3\,K\,km^{-1}$

Echelles

déplacement vertical	$D \approx H \approx 10^4\,m$
déplacement horizontal	$L \approx 1000\,km$
vitesse horizontale	$U \approx 10\,ms^{-1}$
vitesse verticale	$W \leqslant DU/L$
nombre de Rossby	$Ro \geq 1$
rayon de déformation	$N\dfrac{H}{f} \geq 10000\,km$

B. Legras 2009

Les conditions particulières dans la zone tropicale (15S-15N) (2)

• Faibles variations de température horizontales

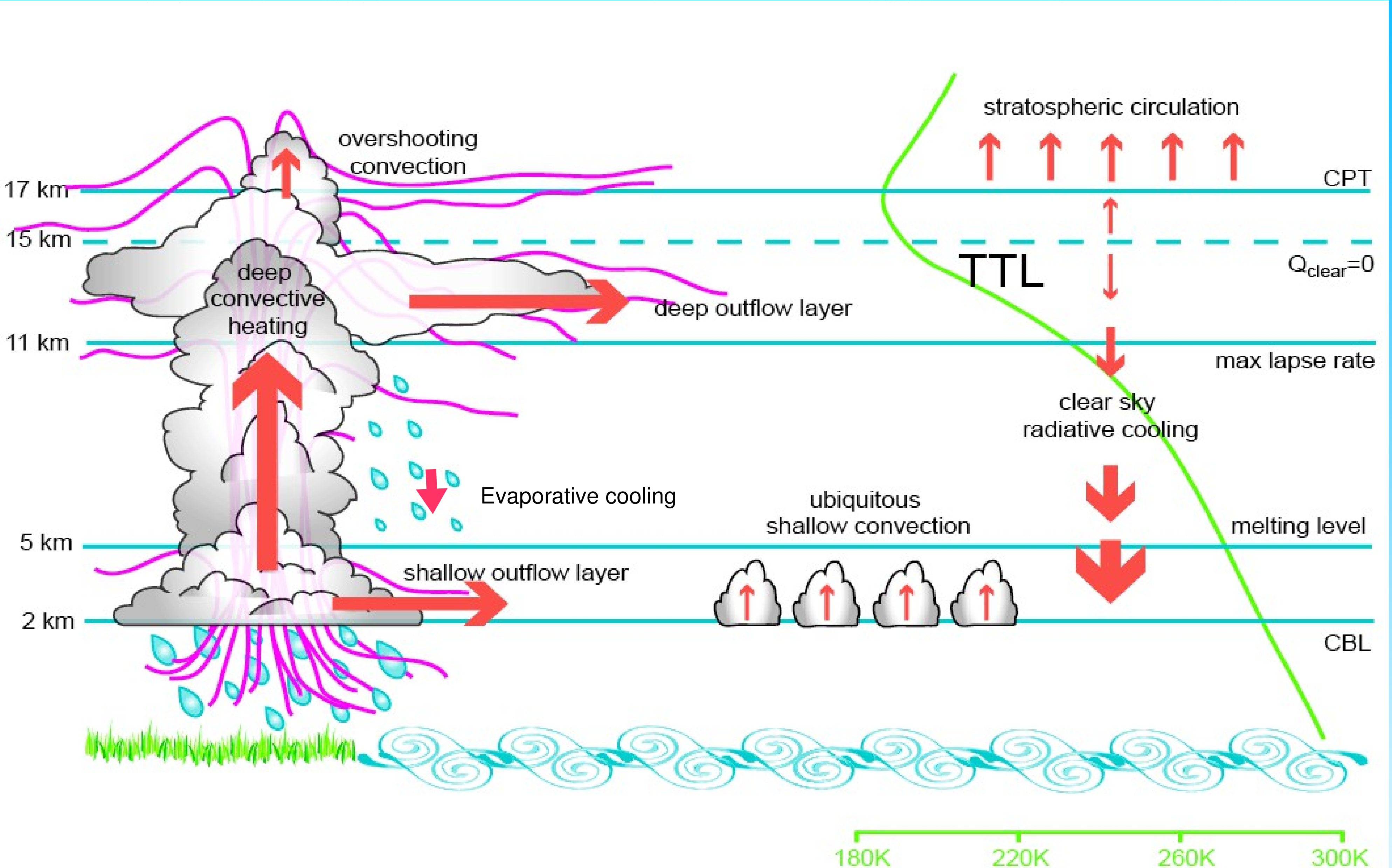
• Les fluctuations de géopotentiel et les vitesses verticales (hors systèmes convectifs) sont un ordre de grandeur plus faibles qu'aux latitudes tempérées

• Forte interaction convection / mésoéchelle / circulation de grande échelle

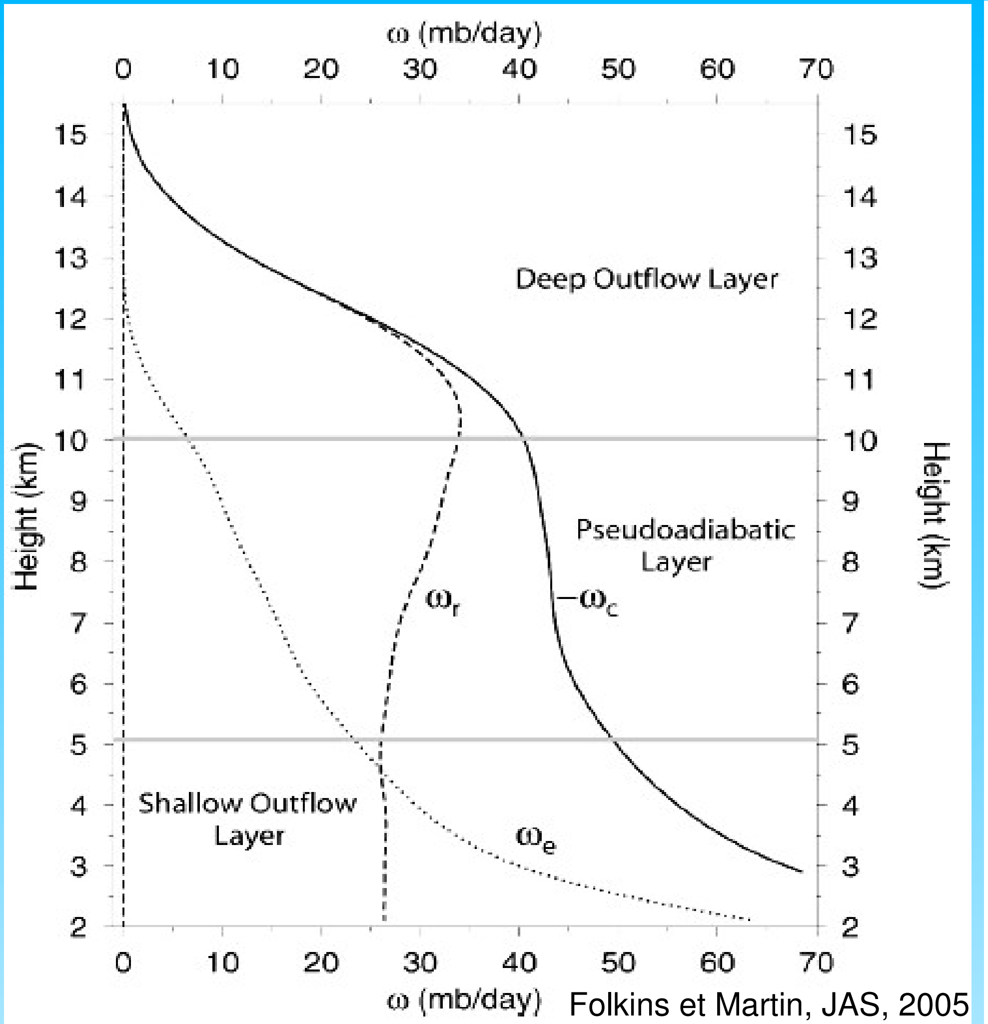
• Dans les zones convectives, précipitations de l'ordre de 2 cm/jour soit 20 kg au m^2, ou encore (avec $L=2{,}5\ 10^6\ J\ kg^{-1}$), un chauffage de la colonne de $5\ 10^7\ J\ m^{-2}\ jour^{-1}$. En supposant cette chaleur uniformément distribuée dans la colonne de masse $p_0/g \approx 10^4\ kg\ m^{-2}$, le chauffage par unité de masse d'air est $J/c_p \approx 5\ K\ jour^{-1}$. En pratique, ce chauffage inégalement réparti est de 2 à 4 fois plus grand, entraînant des vitesses moyennes de l'ordre de 3 à 5 cm s^{-1}, bien plus fortes qu'en dehors de systèmes convectifs.

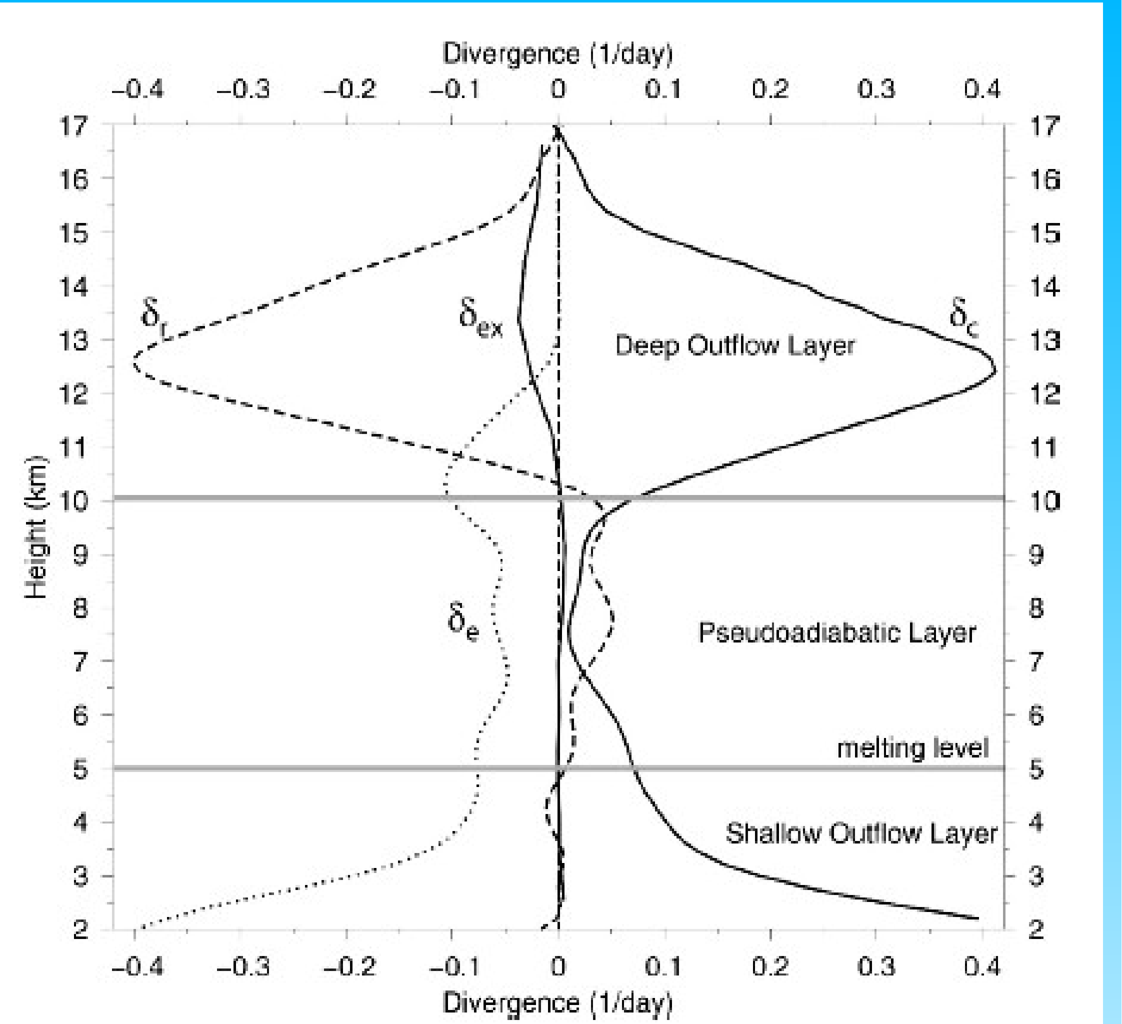
• Convergence de l'humidité dans la zone de convection (les précipitations excèdent largement l'évaporation locale)

Circulation verticale dans les tropiques et convection



Folkins et Martin, JAS, 2005





Flux de masses radiatif évaporatif et convectif (sur 20S-20N)

Divergence radiative, évaporative et convective (sur 20S-20N)

$$\omega_r = \frac{Q_r}{\sigma} \qquad \omega_e = \frac{-L\,e}{c_p \sigma} \qquad \omega_c + \omega_r + \omega_e = 0$$

Q_r : chauffage radiatif

e : évaporation

σ : stabilité statique $= -\dfrac{(\Gamma_d - \Gamma)}{\rho g} = \dfrac{T}{\theta}\dfrac{\partial \theta}{\partial p} = \dfrac{1}{c_p}\dfrac{\partial}{\partial p}(c_p T + g z)$

$$\delta = -\frac{\partial \omega}{\partial p}$$

B. Legras 2009

Circulation de Hadley Walker

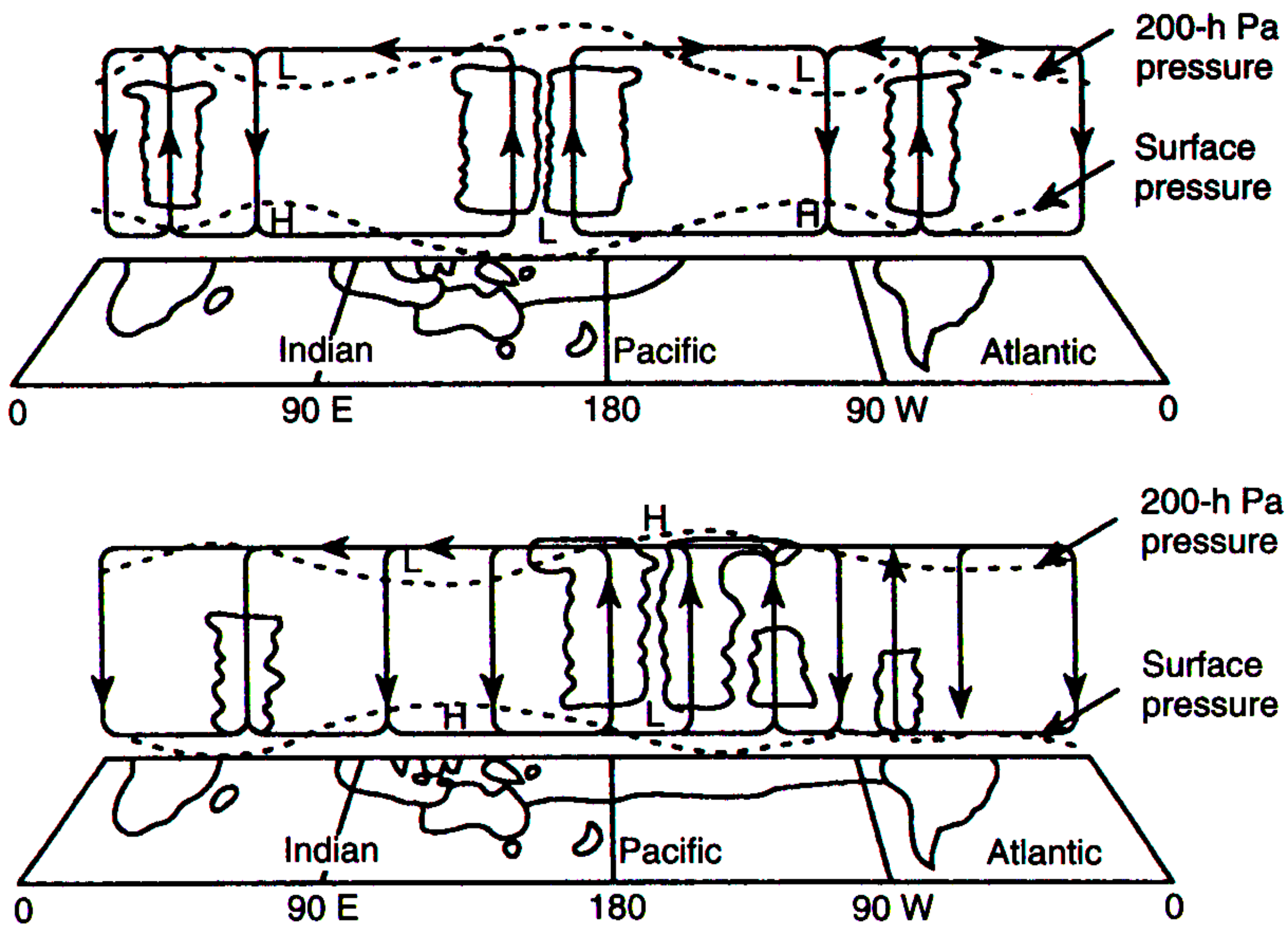


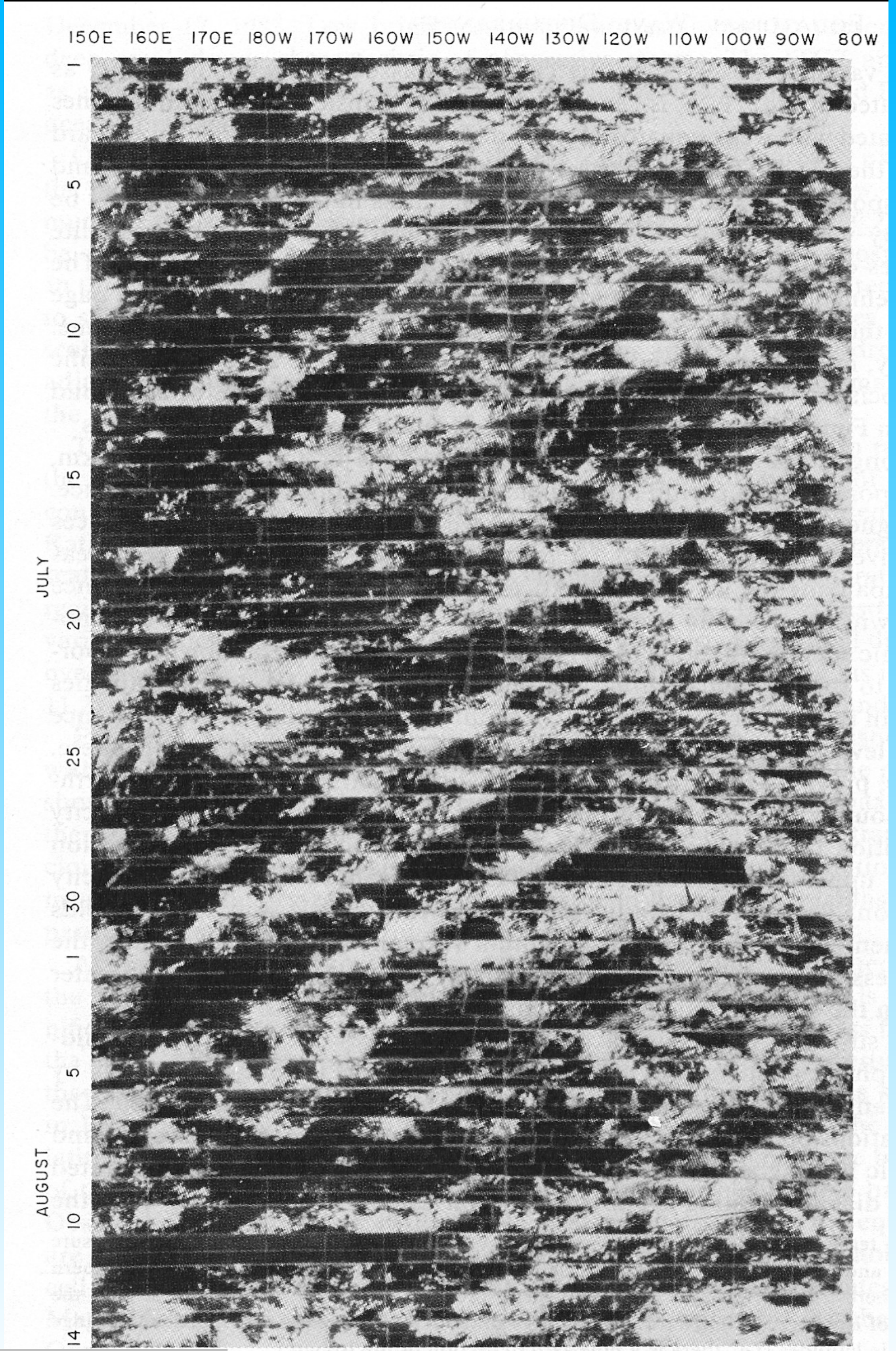
Fig. 11.10 Schematic diagrams of the Walker circulations along the equator for normal conditions (top) and El Niño conditions (bottom). (After Webster, 1983 and Webster and Chang, 1988.)

Holton

Variabilité tropicale (2)

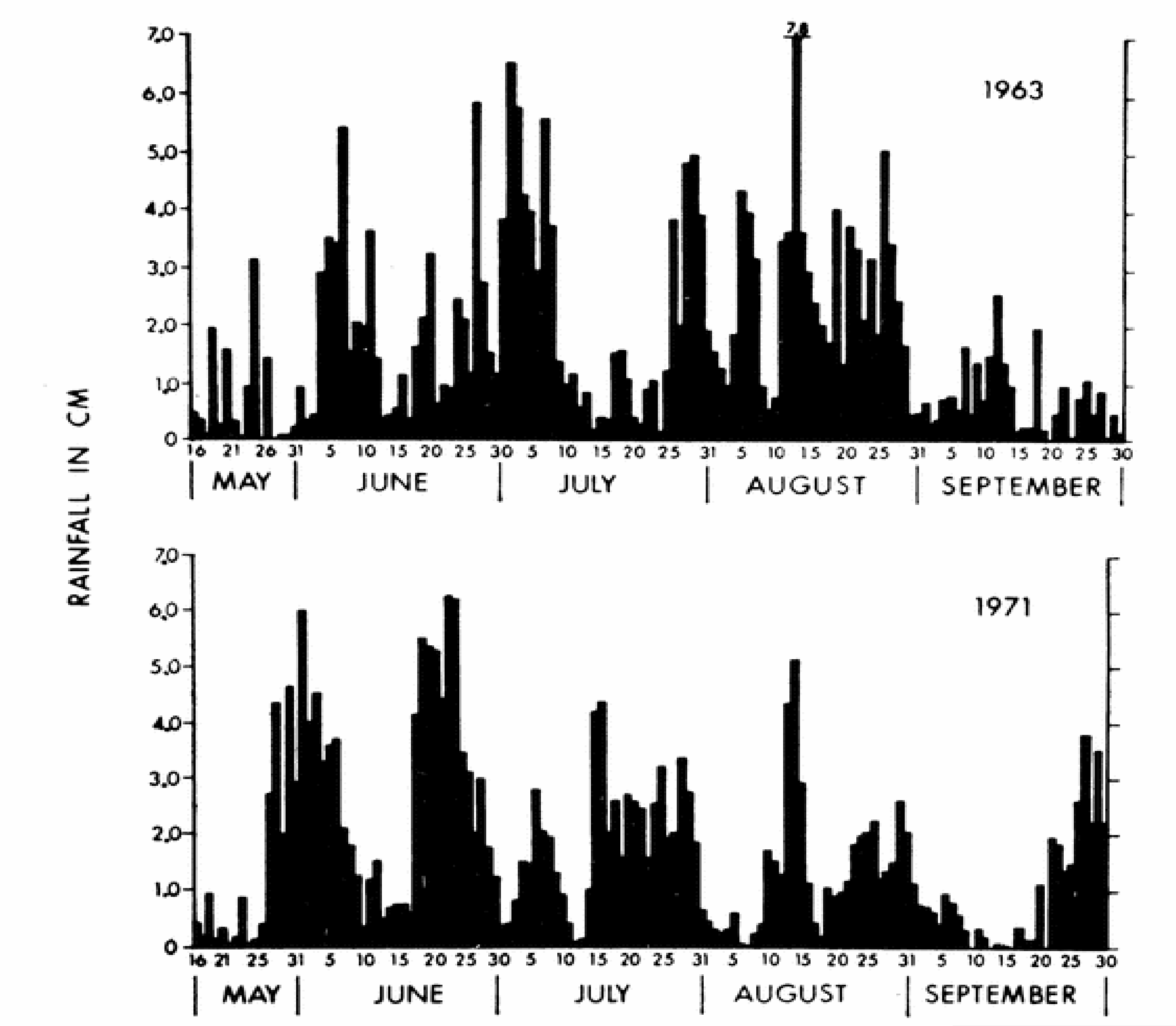
Perturbations tropicales: propagation vers l'ouest dans la zone convective

diagramme temps longitude entre 5S et 10N à partir d'images satellite dans le visible



Webster, fig9.6

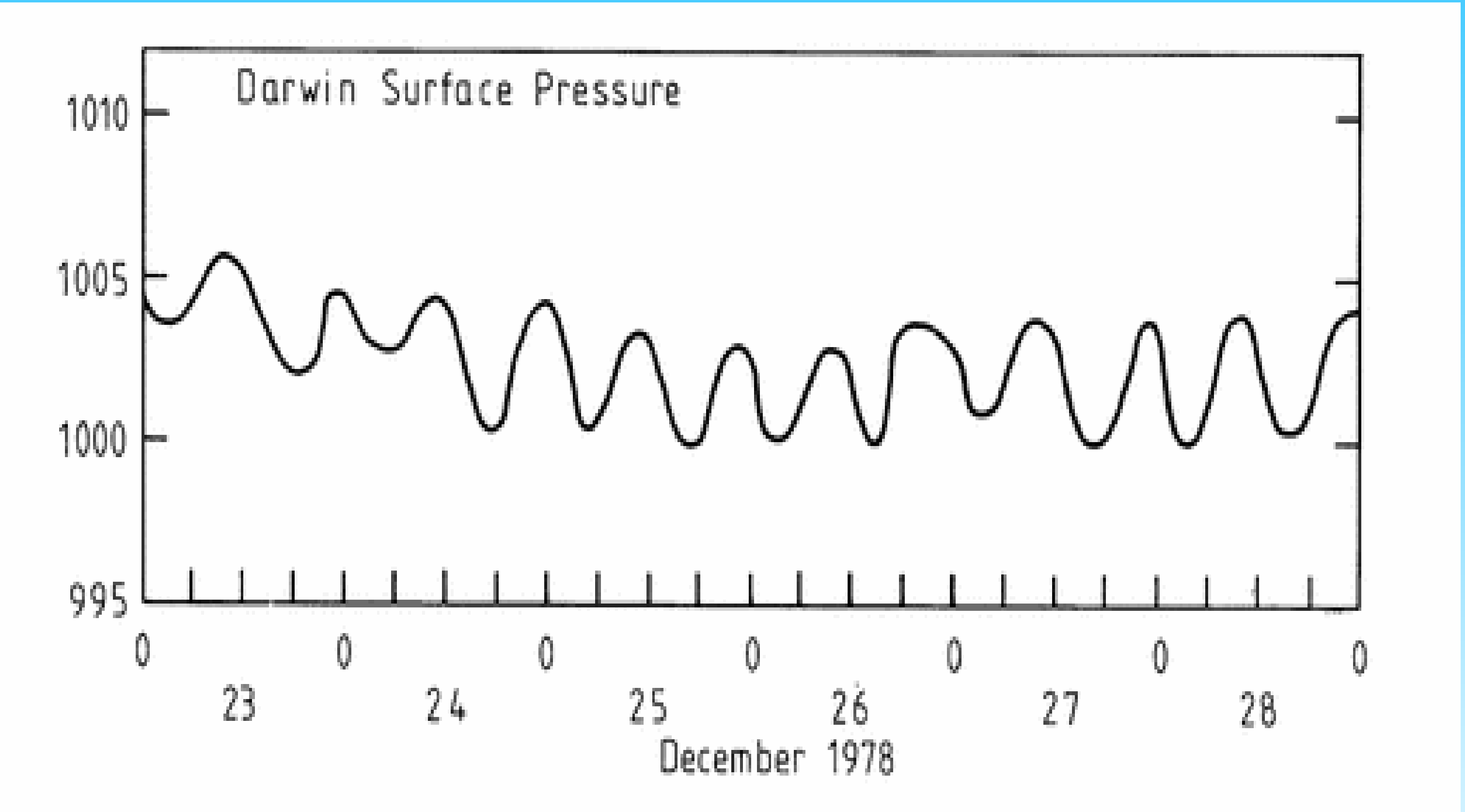
Fluctuations des pluies de la mousson indienne



Webster, fig9.5

Variabilité tropicale (4)

Cependant, les fluctuations de la pression au sol restent faibles (dominées par la marée semi-diurne)



Webster, fig9.10

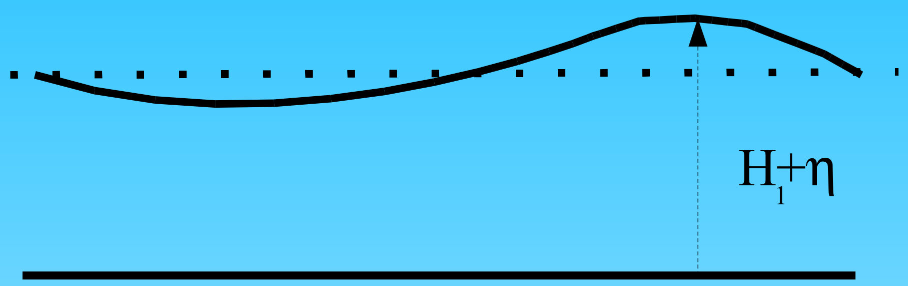
Les modes de la variabilité tropicale
(version eau peu profonde, pas de dépendance verticale)

Les équations de base linéarisées
Approximation du plan β équatorial

$$\partial_t u - \beta y v = -g\partial_x \eta$$

$$\partial_t v + \beta y u = -g\partial_y \eta$$

$$\partial_t \eta + H_1(\partial_x u + \partial_y v) = \frac{G}{\rho}$$



Justification du forçage dans l'équation de continuité

L'équation de l'entropie est $T\,dS = c_p\,dT - \frac{1}{\rho}dp = \delta Q$ *où* δQ *rend compte du chauffage total (radiatif et dû à la condensation). On a donc* $\frac{dS}{c_p} \equiv \frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \kappa\frac{dp}{p} = \frac{-d\rho}{\rho} + (1-\kappa)\frac{dp}{p} = \frac{\delta Q}{c_p T}$,

soit $-\frac{\rho}{\theta}D_t\theta = D_t\rho - \frac{1}{c_s^2}D_t p = \frac{-B}{g}$ *avec* $c_s^2 = \frac{RT}{(1-\kappa)}$ *et* $B = \frac{g\rho}{c_p T}D_t Q$.

Par ailleurs, l'équation de continuité est $D_t\rho + \rho\vec{\nabla}\cdot\vec{u} = 0$, *d'où* $\frac{1}{c_s^2}D_t p + \rho\vec{\nabla}u = \frac{B}{g}$.

Si on se place dans la limite $c_s \to \infty$, *alors* $\rho\vec{\nabla}u = \frac{B}{g}$ *d'où après intégration verticale de 0 à* $H_1+\eta$:

$$\partial_t\eta + H_1(\partial_x u + \partial_y v) = \frac{\int_0^{H_1} B}{g\rho}dz.$$

Modes libres: cas particulier, l'onde de Kelvin
(pas de vitesse en y: v=0)

Dans le cas de l'onde de Kelvin, les équations se ramènent à

$$\partial_t u = -g \partial_x \eta$$
$$\partial_t \eta + H_1 \partial_x u = 0$$
$$\beta y u = -g \partial_y \eta$$

En posant $u = \hat{u}(y) \exp i(kx - \omega t)$ et $\eta = \hat{\eta}(y) \exp i(kx - \omega t)$

On obtient $\omega \hat{u} = g k \hat{\eta}$ et $-\omega \hat{\eta} + k H_1 \hat{u} = 0$

d'où $\omega^2 = c^2 k^2$ (avec) $c^2 = g H_1$

Le signe de ω / k est fixé par la troisième relation

$$\partial_y \hat{\eta} = \frac{-\beta y k}{\omega} \hat{\eta}$$

ω / k doit être positif pour que l'onde reste confinée sous la f

$$\hat{\eta} = \eta_0 \exp(\frac{-\beta k}{2\omega} y^2) = \eta_0 \exp(\frac{-\beta y^2}{2c})$$

Modes libres: cas général

Après quelques manipulations, on obtient une équation pour la seule variab

$$\partial_t \{ \frac{1}{c^2} (\partial_{t^2} v + \beta y^2 v) - (\partial_{x^2} v + \partial_{y^2} v) \} - \beta \partial_x v = 0$$

En posant encore $v = \hat{v}(y) \exp(i(kx - \omega t))$, on obtient

$$d_y^2 \hat{v} + (\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} - \frac{\beta^2 y^2}{c^2}) \hat{v} = 0$$

On connaît les solutions de cette équation sous la forme

$$\hat{v} = \mathcal{H}_n ((\frac{\beta}{c})^{1/2} y) \exp(\frac{-\beta y^2}{2c})$$

où $\mathcal{H}_n$ est un polynôme de Hermite et on vérifie

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} = (2\mathrm{n} + 1) \frac{\beta}{c}$$

Ondes tropicales (1)

Les équations de base linéarisées

Approximation du plan β équatorial

$$\partial_t u - \beta y v = -\partial_x \phi$$
$$\partial_t v + \beta y u = -\partial_y \phi$$
$$\partial_t \partial_z \phi + N^2 w = 0 \{J\}$$
$$\partial_x u + \partial_y v + \partial_z w - \frac{w}{H_0} = 0$$

Mode de Kelvin: $v \equiv 0$

On suppose $(u, w, \phi) = (\hat{u}, \hat{w}, \hat{\phi})(y) e^{\frac{z}{2H_0}} e^{i(kx + mz - \omega t)}$

d'où

$$-\omega \hat{u} + k \hat{\phi} = 0, \quad \beta y \hat{u} + \partial_y \hat{\phi} = 0$$
$$i\omega\left(\frac{1}{2H_0} + im\right)\hat{\phi} + N^2 \hat{w} = 0, \quad ik\hat{u} + \left(im - \frac{1}{2H_0}\right)\hat{w} = 0$$

Eliminant $\hat{u}$ et $\hat{w}$: $N^2 \frac{k^2}{\omega^2}\hat{\phi} + \left(im - \frac{1}{2H_0}\right)\left(im + \frac{1}{2H_0}\right)\hat{\phi} = 0$

La relation de dispersion est donc : $\boldsymbol{\omega^2 = \dfrac{N^2 k^2}{m^2 + \dfrac{1}{4H_0^2}}}$

Le signe de ω / k est fixé par l'équation du moment en y qui fixe aussi la structure méridienne.

$$\partial_y \hat{\phi} + \frac{\beta y k}{\omega} \hat{\phi} = 0 \quad .$$

Ainsi ω / k doit être positif pour que l'onde reste confinée près de l'équateur

sous la forme $\hat{\phi} = \phi_0 \exp\left(\frac{-\beta k}{2\omega} y^2\right) = \phi_0 \exp\left(\frac{-\beta y^2}{2c}\right)$

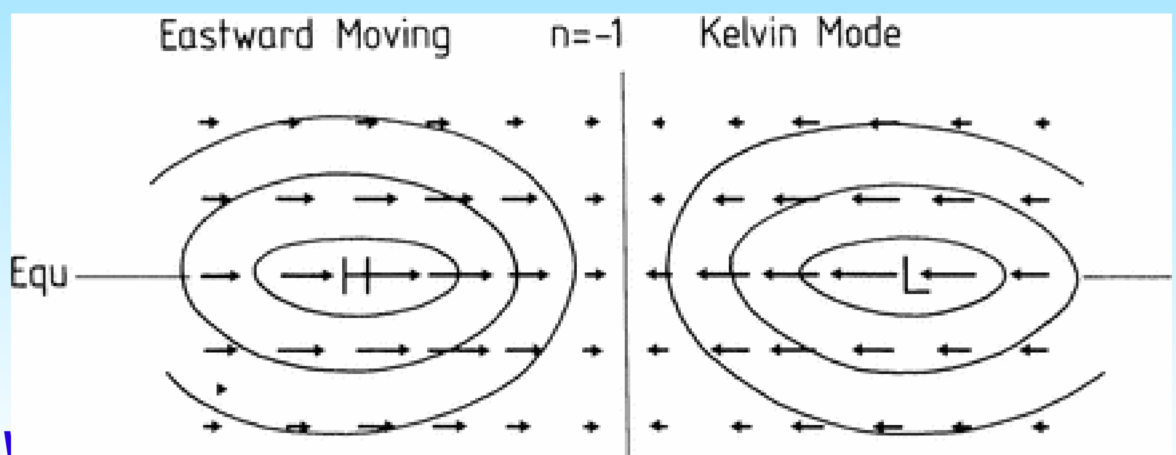
Ondes tropicales (2)

Mode de Kelvin

Relation de dispersion $\boldsymbol{\omega = \dfrac{N k}{\left(m^2 + \dfrac{1}{4 H_0^2}\right)^{1/2}}}$

$$\phi = \phi_0 \exp\left(\frac{-\beta y^2}{2c} + \frac{z}{2 H_0} + i(kx + m z - \omega t)\right)$$

L'onde de Kelvin se propage vers l'est de part et d'autre de l'équateur.
Pour $c \approx 30\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, la largeur de l'onde est environ $|2c/\beta|^{1/2} \approx 1600\,km$
Dans l'océan, c est bien plus petit, $c \approx 0{,}5 - 3\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, d'où une largeur de 100-250 km



Note:
Dans la limite $m \to 0$, la relation de dispersion devient $\omega = 2 N H_0 k$
et la vitesse de phase $c = 2 N H_0$
qu'il faut comparer à la vitesse pour une onde de gravité ou de Kelvin barotrope $\sqrt{g H_1}$
Si on se base sur un profil isotherme, on a $N^2 = \dfrac{g}{\bar{\theta}} \partial_z \bar{\theta} \approx \dfrac{g \kappa}{H_1}$, soit $c = \sqrt{2} H_0 \dfrac{g\kappa}{H_1}$
Il suffit donc d'adopter $H_1 = 2\sqrt{\kappa} H_0$
pour établir la concordance du calcul hydrostatique avec le calcul en eau peu profonde.

Ondes tropicales (3)

Les équations de base linéarisées
Approximation du plan β équatorial

$$\partial_t u - \beta y v = -\partial_x \phi$$
$$\partial_t v + \beta y u = -\partial_y \phi$$
$$\partial_t \partial_z \phi + N^2 w = 0 \{J\}$$
$$\partial_x u + \partial_y v + \partial_z w - \frac{w}{H_0} = 0$$

Problème complet

On suppose $(u, v, w, \phi) = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{\phi})(y) e^{\frac{z}{2H_0}} e^{i(kx+mz-\omega t)}$
d'où

$$-i\omega\hat{u} - \beta y \hat{v} + ik\hat{\phi} = 0, \quad \beta y \hat{u} - i\omega\hat{v} + \partial_y \hat{\phi} = 0$$
$$i\omega\left(\frac{1}{2H_0} + im\right)\hat{\phi} + N^2\hat{w} = 0, \quad ik\hat{u} + \partial_y\hat{v} + \left(im - \frac{1}{2H_0}\right)\hat{w} = 0$$

Il est ici plus intéressant de se ramener à une équation en

Eliminant $\hat{u}$ et $\hat{w}$: $N^2\frac{k^2}{\omega^2}\hat{\phi} + \left(im - \frac{1}{2H_0}\right)\left(im + \frac{1}{2H_0}\right)\hat{\phi} = 0$

Eliminant $\hat{w}$ entre les deux dernières équations, on a $ik\hat{u} + \partial_y \hat{y} - \frac{i\omega\tilde{m}^2}{N^2}\hat{\phi} = 0$

avec $\tilde{m} = \pm\left(m^2 + \frac{1}{4H_0^2}\right)^{1/2}$ (on convient que m et $\tilde{m}$ ont le même signe).

Avec la première équation, ceci permet d'exprimer $\hat{\phi}$ et $\hat{u}$ en fonction de $\hat{v}$

$$\hat{u} = \frac{i}{D}\left(\frac{\beta\omega}{N^2}\tilde{m}^2 y\hat{v} - k\partial_y\hat{v}\right), \quad \hat{\phi} = \frac{i}{D}(\beta y k \hat{v} - \omega\partial_y\hat{v}), \text{ avec } D = \frac{\omega^2|\tilde{m}|}{N^2} - k^2$$

Après remplacement dans l'équation pour $\hat{v}$

$$0 = \partial_{yy}\hat{v} + \left(\frac{\tilde{m}^2}{N^2}(\omega^2 - \beta^2 y^2) - k^2 - \frac{\beta k}{\omega}\right)\hat{v}$$

Ondes tropicales (4)

L'équation $0 = \partial_{yy}\hat{v} + \left(\frac{\tilde{m}^2}{N^2}(\omega^2 - \beta^2 y^2) - k^2 - \frac{\beta k}{\omega}\right)\hat{v}$

est transformable par la substitution $\eta = \left(\frac{\beta|\tilde{m}|}{N}\right)^{1/2} y$

et $M = \frac{N}{\beta|\tilde{m}|}\left(\frac{\omega^2\tilde{m}^2}{N^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega}\right)$

en $\left(\partial_{\eta\eta} + M - \eta^2\right)\hat{v} = 0$

On connaît les solutions de cette équations sous la forme $\hat{v} = H_n(\eta)\exp\left(\frac{-\eta^2}{2}\right)\hat{v}_0$

où $M = 2n+1$ avec n entier positif et H_n est un polynôme de Hermite

$$H_0 = 1, \quad H_1 = 2\eta, \quad H_2 = 4\eta^2 - 2, \quad \partial_\eta H_n = 2nH_{n-1}, \quad H_{n+1} = 2\eta H_n - nH_{n-1}$$

On peut donc écrire $\hat{v} = \hat{v}_0 \exp\left(-\frac{\beta|\tilde{m}|y^2}{2N}\right) H_n\left(\left(\frac{\beta|\tilde{m}|}{N}\right)^{1/2} y\right)$

avec $\frac{\omega^2\tilde{m}^2}{N^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} = (2n+1)\frac{\beta|\tilde{m}|}{N}$

Noter: même relation que pour le cas barotrope avec $c = \frac{N}{|\tilde{m}|} = \sqrt{g h_e}$

h_e : hauteur équivalente de 9 à 80m

En utilisant les relations entre $\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi}$; on obtient :

$$\hat{u} = i\hat{v}_0\left(\frac{\beta|\tilde{m}|}{N}\right)^{1/2}\left(\frac{\frac{1}{2}H_{n+1}(\eta)}{|\tilde{m}|\omega - Nk} + \frac{nH_{n-1}(\eta)}{|\tilde{m}|\omega + Nk}\right)e^{-\eta^2/2}, \quad \hat{\phi} = i\hat{v}_0\left(\frac{\beta|\tilde{m}|}{N}\right)^{1/2}\left(\frac{\frac{1}{2}H_{n+1}(\eta)}{|\tilde{m}|\omega - Nk} - \frac{nH_{n-1}(\eta)}{|\tilde{m}|\omega + Nk}\right)e^{-\eta^2/2}$$

Ondes tropicales (5)

Les ondes sont piégées près de l'équateur avec une longueur d'échelle $\left(\frac{2N}{\beta\tilde{m}}\right)^{1/2}$

Pour une longueur d'onde verticale de 10 km, la largeur est 1660 km. La transition entre mode propagatif et évanescent a lieu pour $\eta=\pm M^{1/2}$, soit $y=\pm\left((2\mathrm{n}+1)\frac{N\beta}{\tilde{m}}\right)^{1/2}$

Bien que $n<0$ sorte des valeurs admises, on retrouve la relation de dispersion de l'onde de Kelvin pour n=-1.

Avec $n=0$, on obtient le mode de Rossby-gravité, dit de Yanai, pour lequel

$$(\omega^2\tilde{m}^2-k^2N^2)=\frac{\beta N}{\omega}(kN+|\tilde{m}|\omega)$$

Puisque $\omega^2\tilde{m}^2=k^2N^2$ est propre à l'onde de Kelvin, on obtient $|\tilde{m}|=\frac{N}{\omega^2}(\beta+\omega k)$, ce qui implique que $\tilde{m}=\frac{\pm N}{\omega^2}(\beta+\omega k)$, $\quad c=\frac{\omega}{k}>-\frac{\beta}{k^2}$ et $c_{gz}=\frac{\partial\omega}{\partial m}=\left(\frac{\partial m}{\partial\omega}\right)^{-1}=\mp\frac{\omega^3}{N(2\beta+\omega k)}\frac{\partial m}{\partial\tilde{m}}$

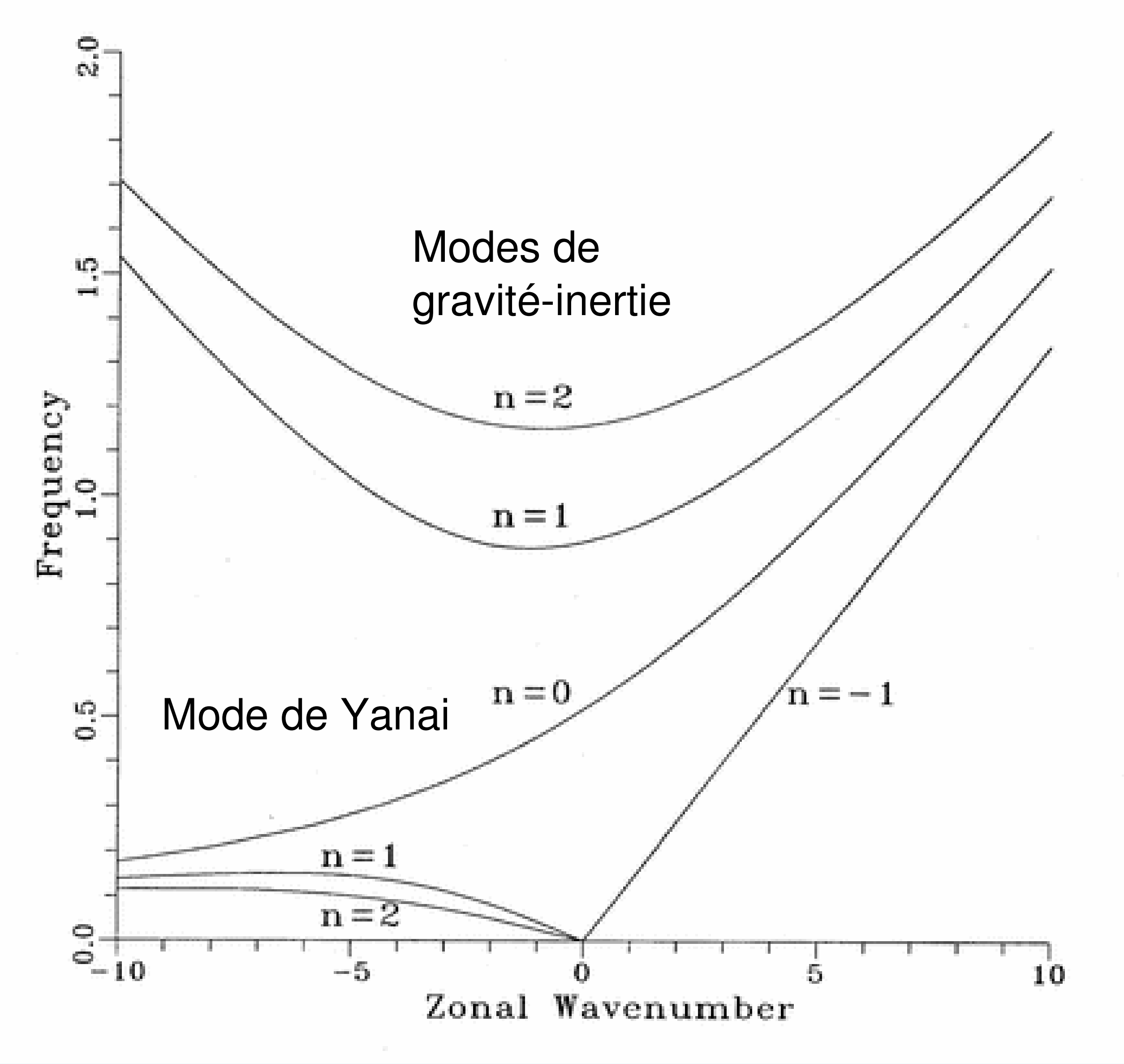
Comme on veut que $c_{gz}>0$, ceci implique que si $-\beta/k<\omega<0$, alors $c_{gz}=-\omega^3/\ldots$ alors que si $\omega>0$, alors $c_{gz}=\omega^3/\ldots$. Ainsi $\tilde{m}=-signe(\omega)\frac{N}{\omega^2}(\beta+\omega k)$

et puisque $H_0=1$, $\quad(\hat{u},\hat{v},\hat{\phi})=\hat{v}_0\left(\frac{i|\tilde{m}|\omega y}{N},1,i\omega y\right)\exp\left(-\frac{\beta|\tilde{m}|y^2}{2N}\right)$

Ondes tropicales (6)

Pour chaque $n \geq 1$ et $|k|$, il existe trois solutions: une onde de Rossby de basse fréquence et deux modes de gravité-inertie.

Relation de dispersion des ondes équatoriales libres pour $\tilde{m}=0$

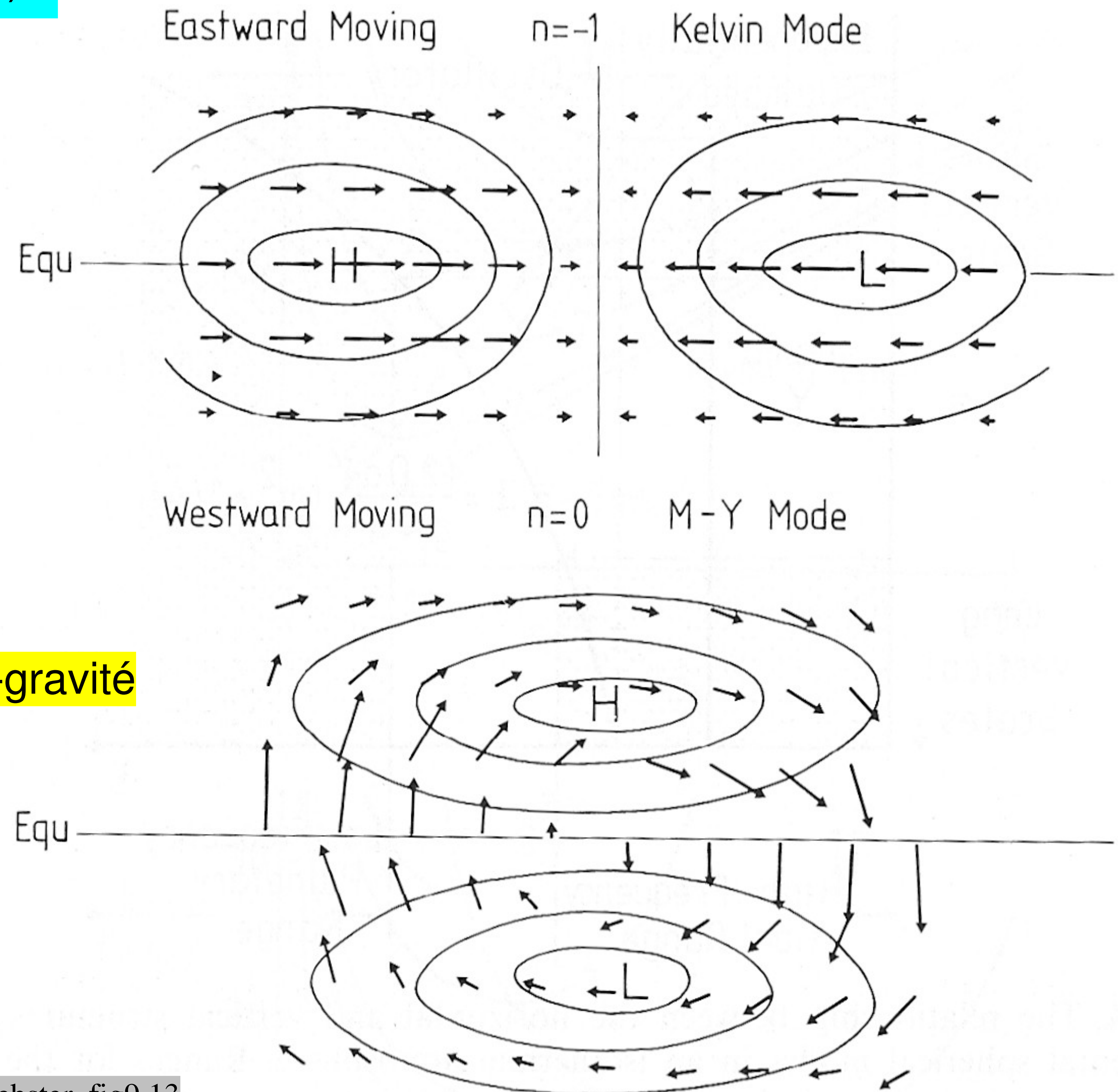


B. Legras 2009

Ondes tropicales (7)

Mode de Kelvin équatorial

Mode de Rossby-gravité



Webster, fig9.13

Modes tropicaux et stationnarité

Webster

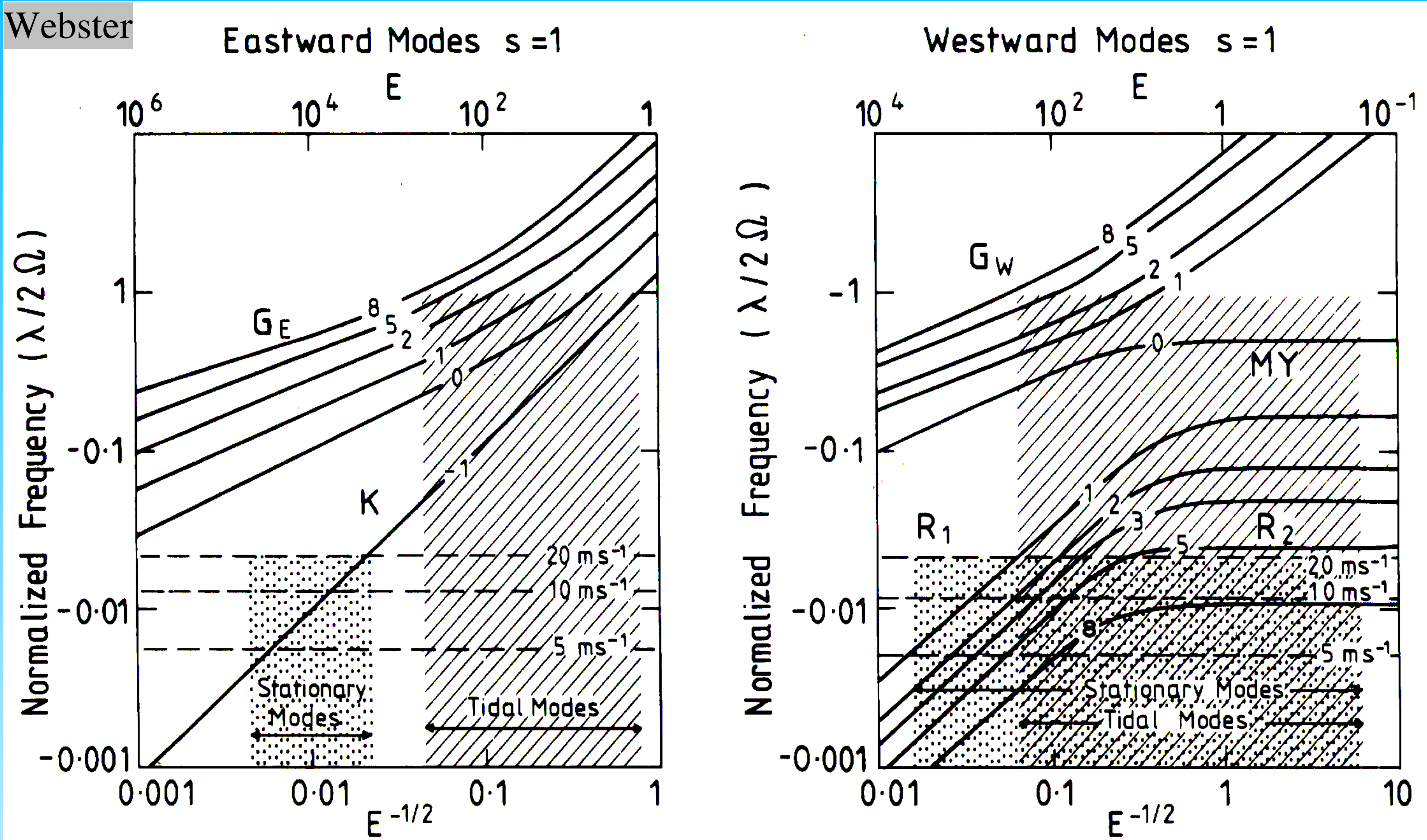


Fig. 9.12. Eigenfunctions of the free inviscid modes of oscillation on a sphere for the gravest longitudinal mode ($s = 1$) propagating (a) eastward and (b) westward, plotted as a function of frequency and E. Horizontal dashed lines refer to Doppler-shifted frequencies corresponding to eastward and westward basic zonal winds of magnitude 5, 10 and 20 m s^{-1}. The region where the low-latitude stationary modes and the tidal modes exist for the parameter range indicative of low latitudes is shaded. The lettering identifies the various classes of modes referred to in the text, and the numbers refer to the eigenfunction of the latitudinal operator. (Adapted from Longuet-Higgins, 1968.)

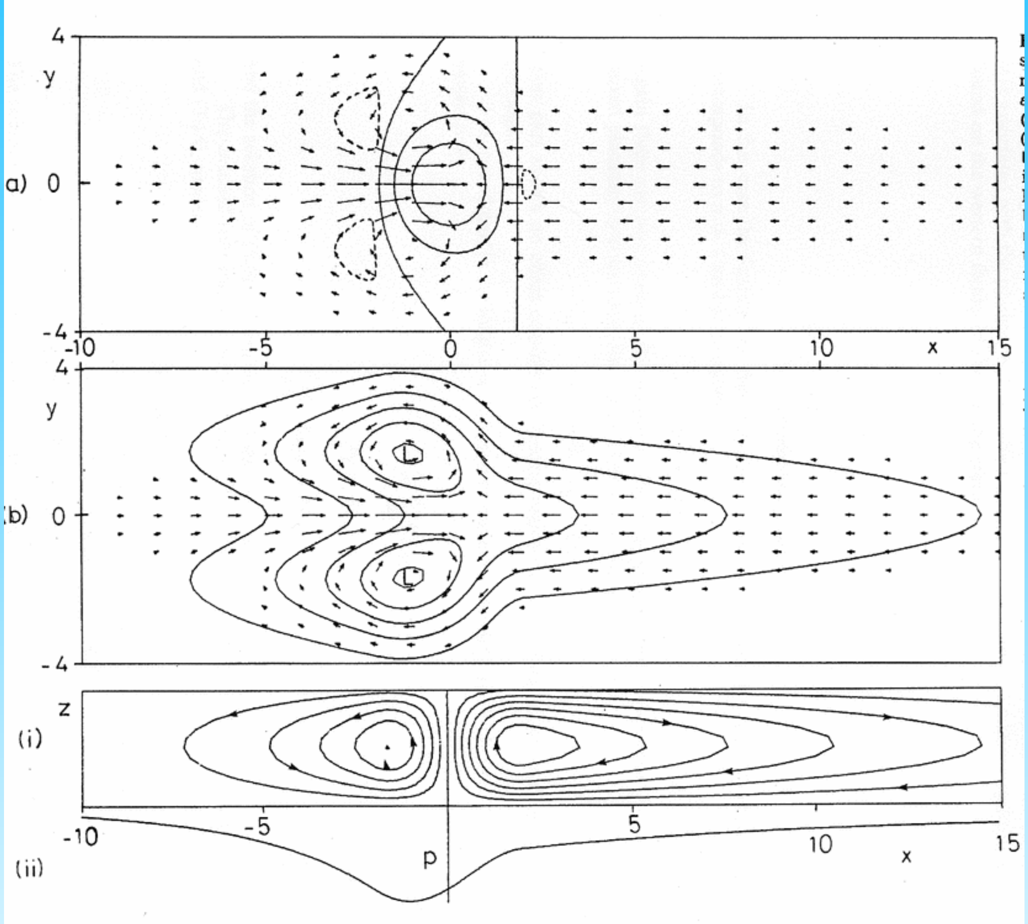
$$E = \frac{(2\Omega a)^2}{g H_1}$$

Ondes forcées, réponse stationnaire

On doit ajouter un amortissement pour limiter l'amplitude de la réponse. Cet amortissement peut être interprété comme une friction pour u et v. On peut aussi l'interpréter comme une relaxation thermique pour l'équation de continuité. On prend le même coefficient pour simplifier

Les équations se ramènent

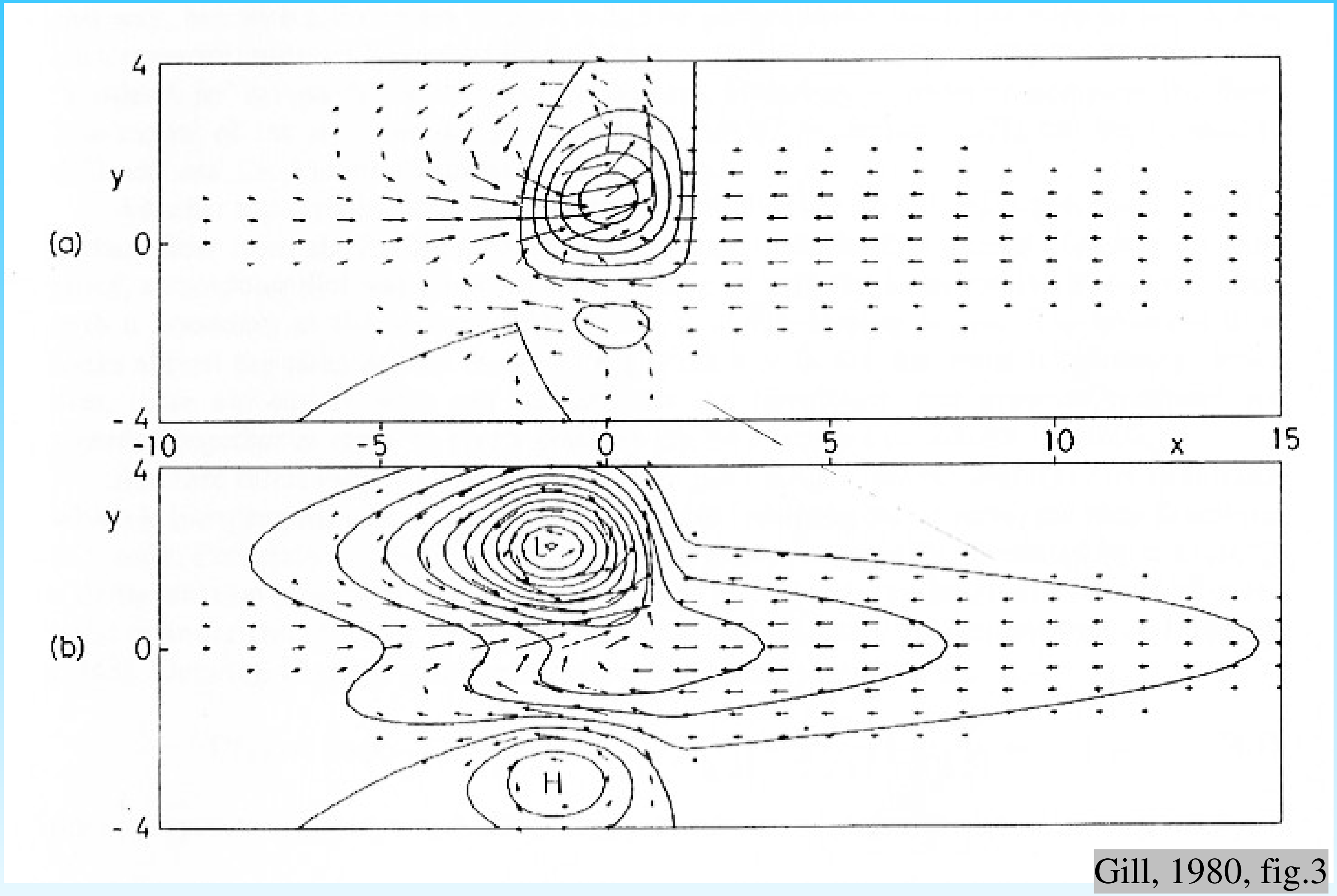
$$\alpha u - \beta y v = -g \partial_x \eta$$
$$\alpha v + \beta y u = -g \partial_y \eta$$
$$\alpha \eta + H(\partial_x u + \partial_y v) = \frac{G}{\rho}$$



Gill, 1980, fig.1

Résolution pour un forçage centré sur l'équateur

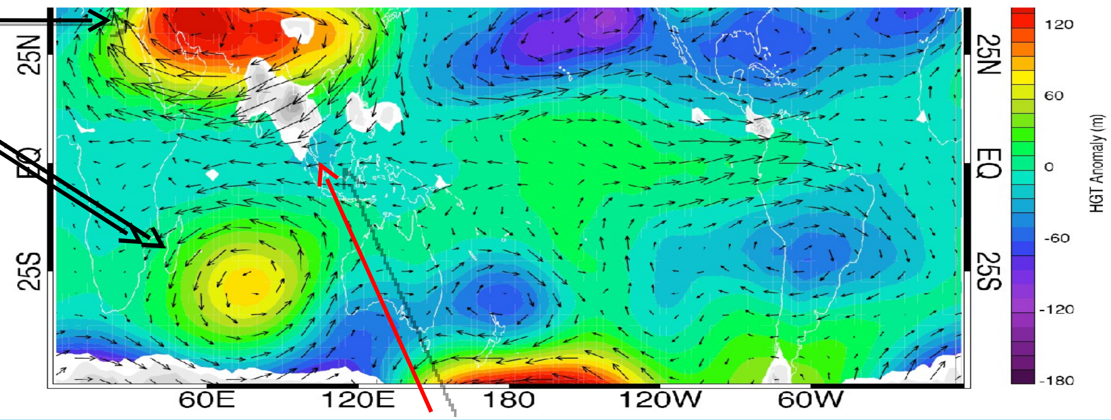
Résolution pour un forçage combinant forçages à l'équateur et à 10N



Gill, 1980, fig.3

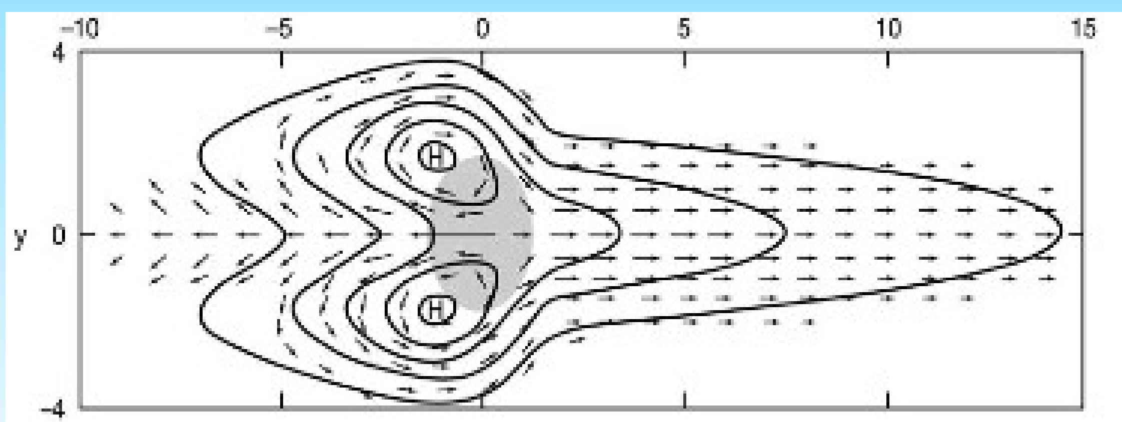
geopotentiel et vents à 100 hPa

anticyclones



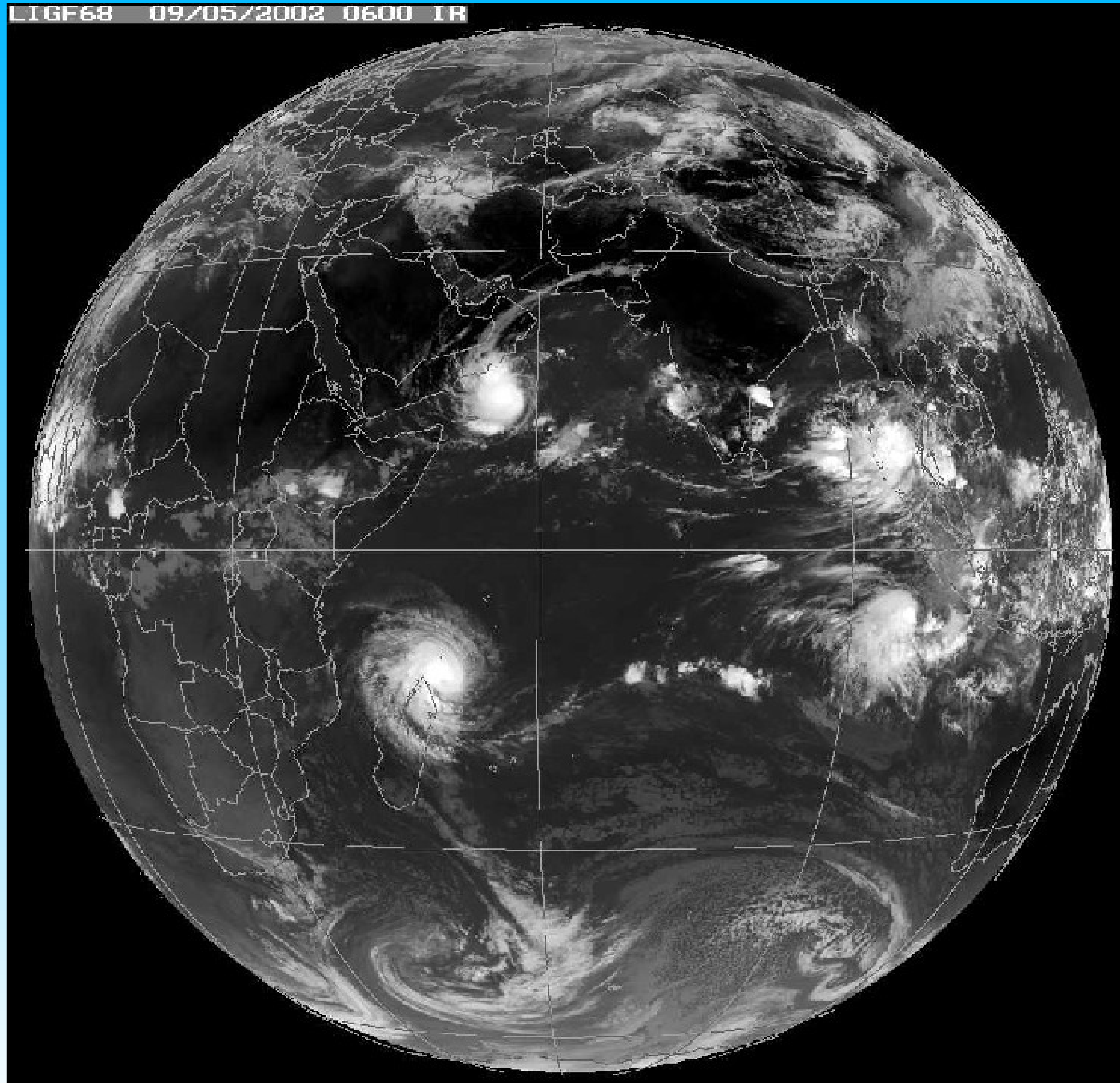
Convection (heating)

observations

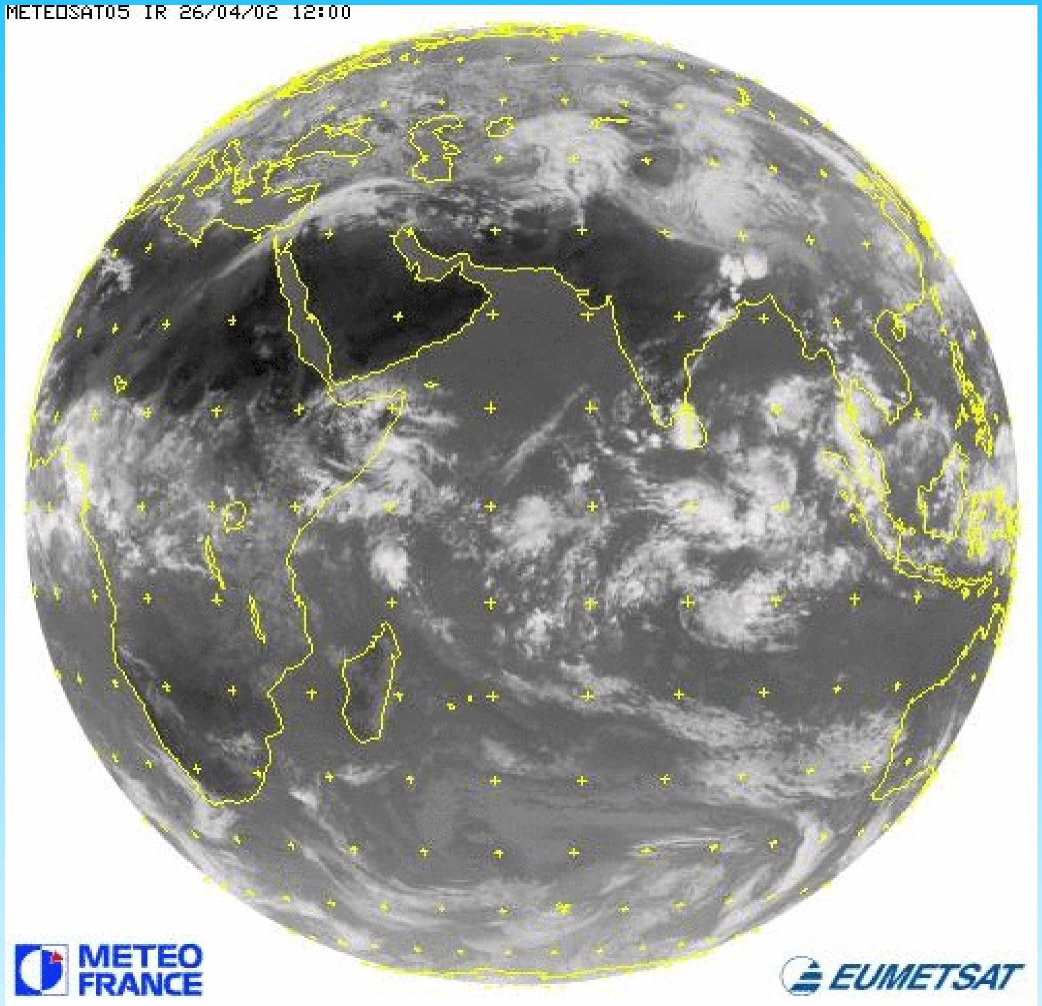


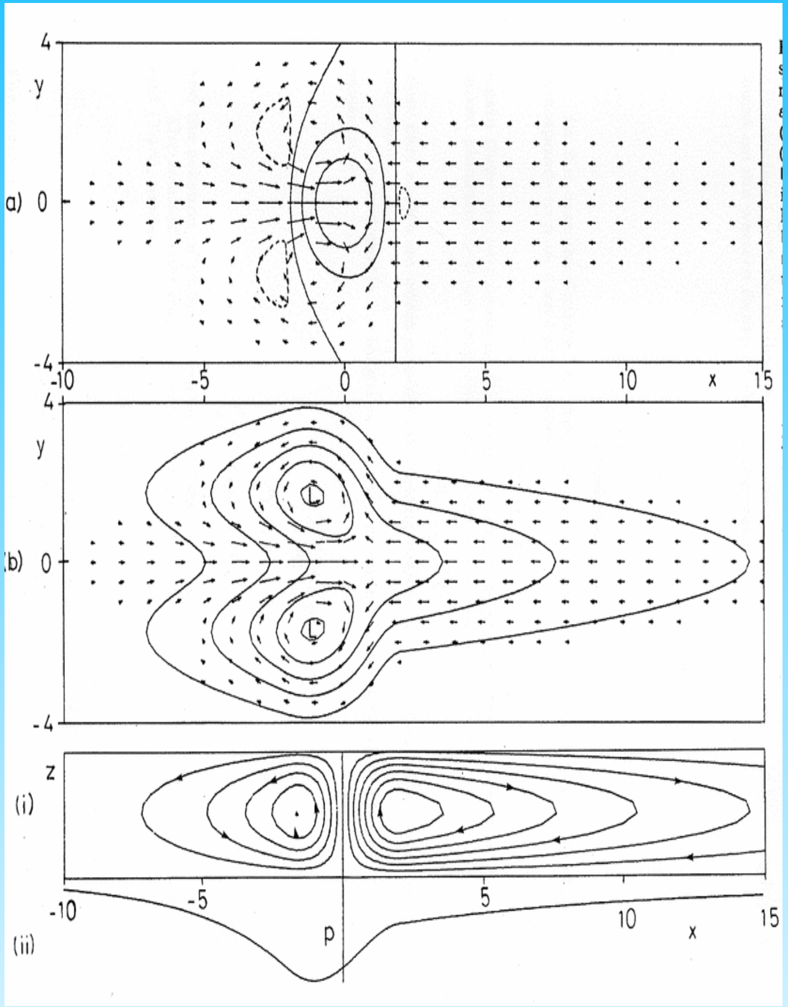
théorie

Cyclones jumeaux

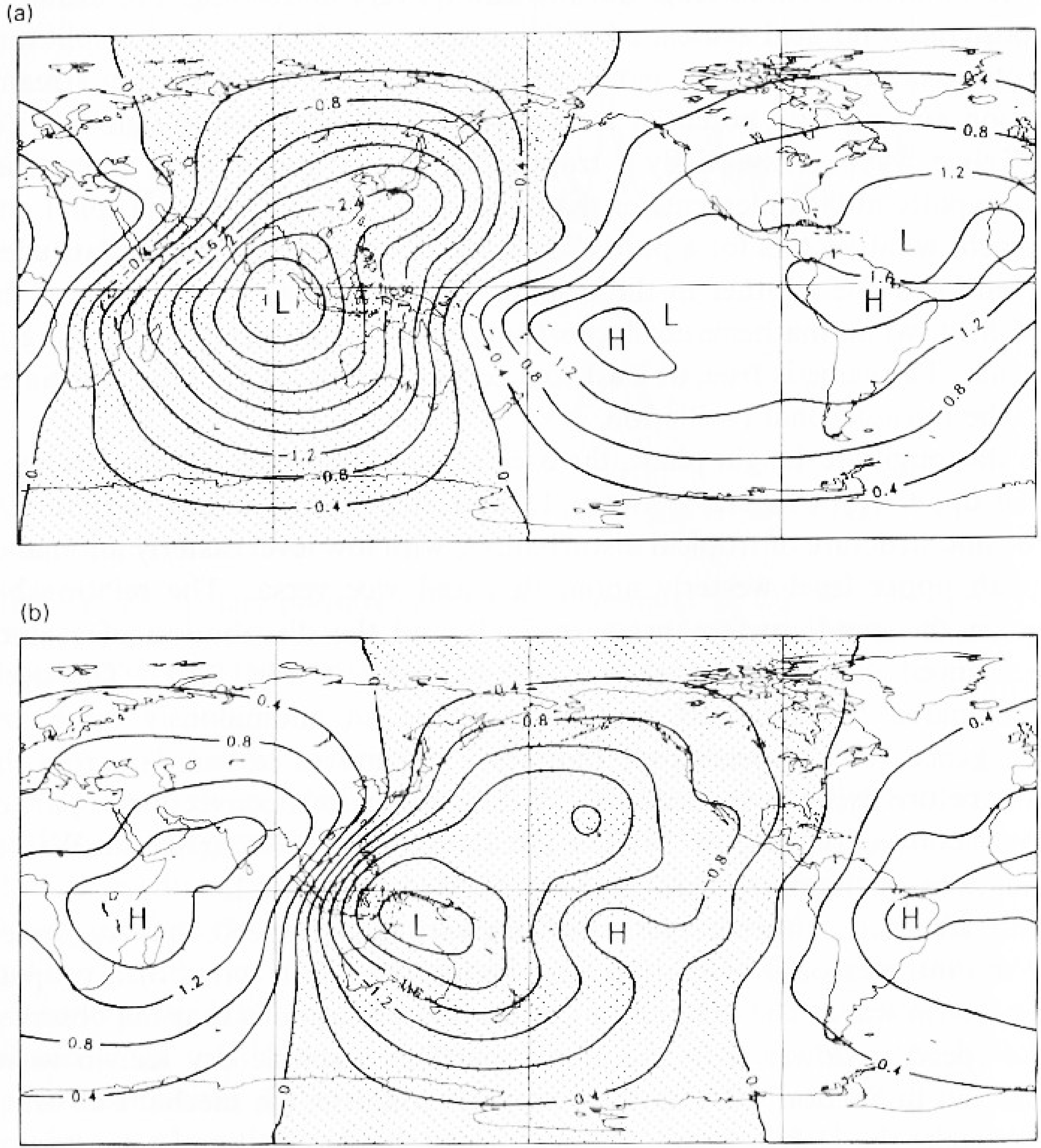


Coup de vent d'ouest

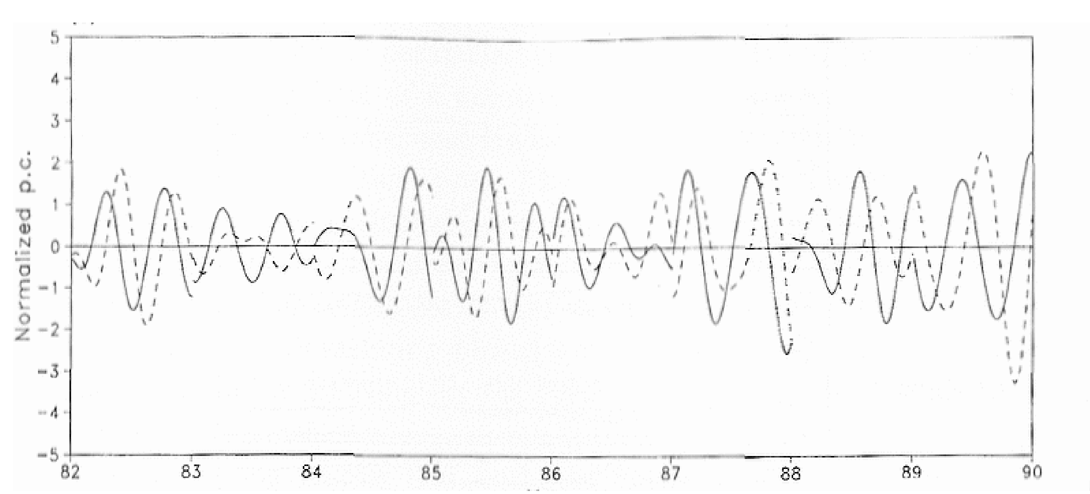




EOF 1 et 2 de la divergence à 150 hPa en DJF



Cycle d'une oscillation de Madden et Julian



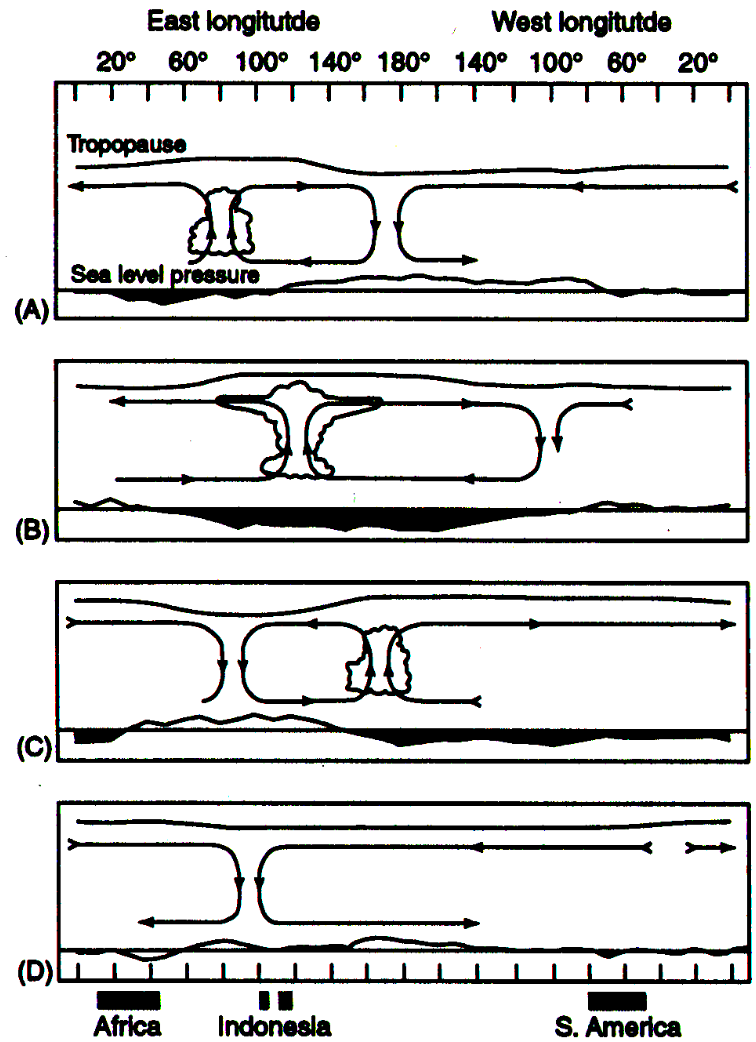


Fig. 11.12 Longitude-height section of the anomaly pattern associated with the tropical intraseasonal oscillation (MJO). Reading downward the panels represent a time sequence with intervals of about 10 days. Streamlines show the west–east circulation, wavy top line represents the tropopause height, and bottom line represents surface pressure (with shading showing below normal surface pressure). (After Madden, 2003; adapted from Madden and Julian, 1972.)

Relation de dispersion pour les ondes se propageant vers le haut

Kelvin $m^* = k^*$

Yanai $m^* = k^* + 1$

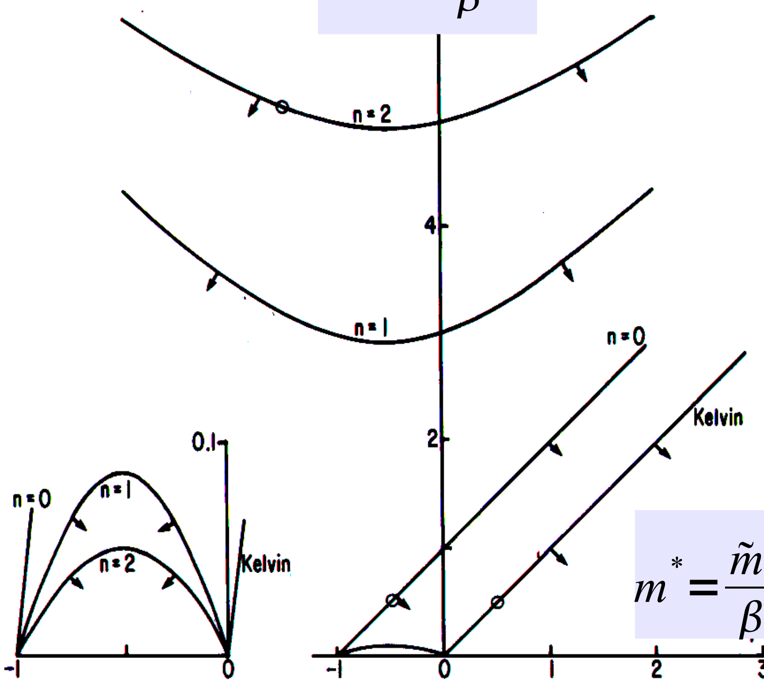
$$n > 1: \quad m^{*2} - (2n+1)\, m^* = k^{*2} + k^* \quad \begin{cases} \text{gravité } m^* = N + \frac{1}{2} + \sqrt{\left(k^* + \frac{1}{2}\right)^2 + n(n+1)} \\ \text{Rossby } m^* \approx -\frac{k^{*2} + k^*}{2n+1} \end{cases}$$

rappel:

$$\frac{\omega^2 \tilde{m}^2}{N^2} - k^2 - \frac{\beta k}{\omega} = (2n+1)\frac{\beta |\tilde{m}|}{N}$$

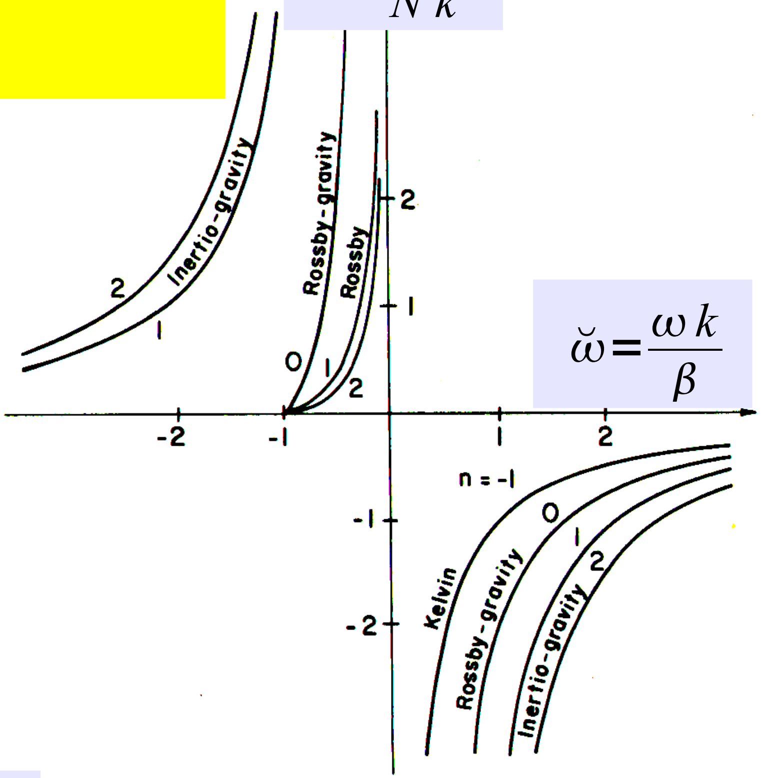
$$k^* = \frac{k\,\omega}{\beta}$$

$$m^* = \frac{\tilde{m}\,\omega^2}{\beta N}$$



$$\breve{m} = \frac{\tilde{m}\,\beta}{N k^2}$$

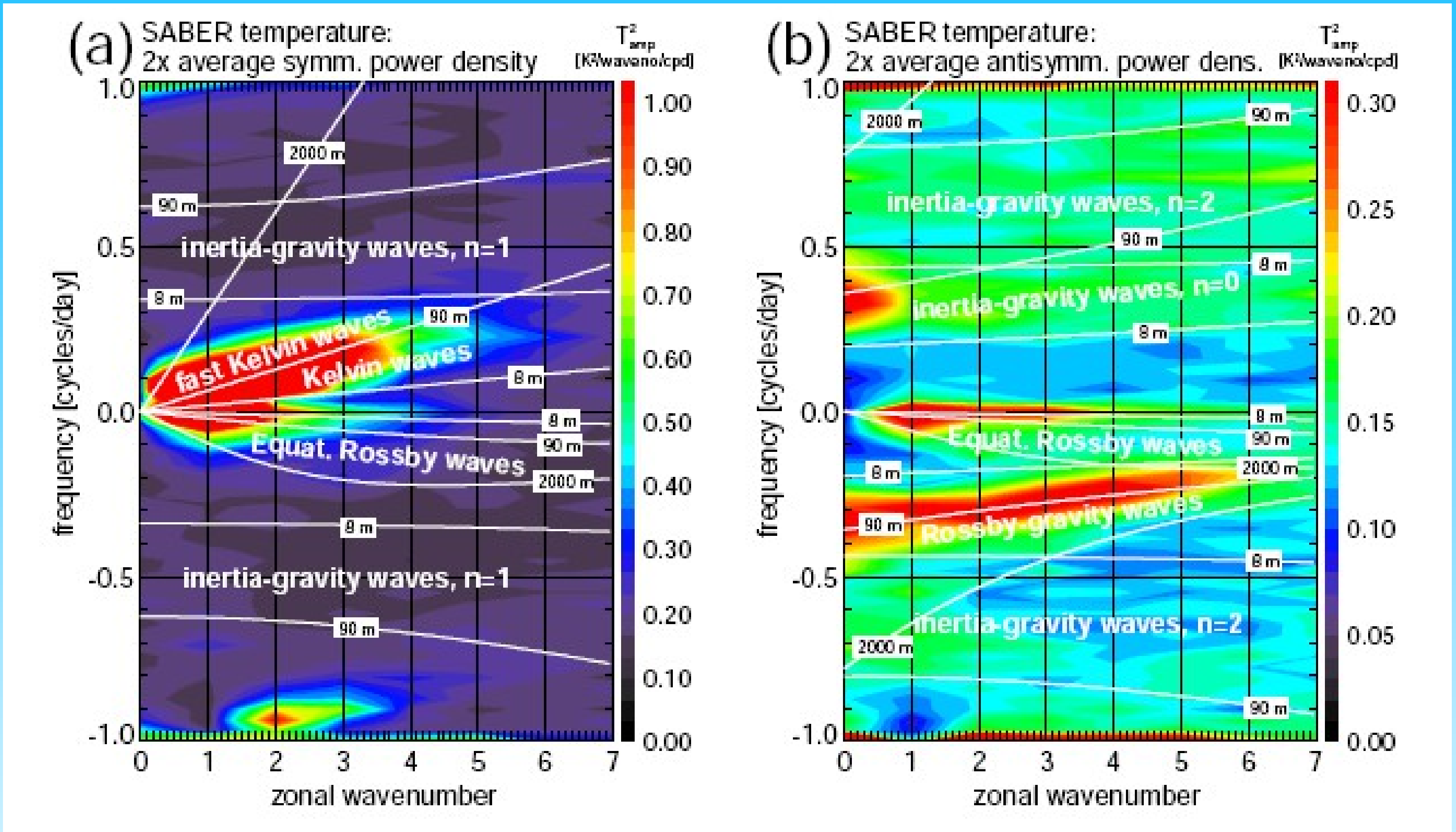
$$\breve{\omega} = \frac{\omega k}{\beta}$$



Gill,1980

Fig. 11.8. Dispersion curves for vertically propagating equatorially trapped waves. m is the vertical wavenumber and k the eastward wavenumber. The curves collapse into a single set when scaled with the frequency ω, buoyancy frequency N, and beta as indicated. The direction of the group velocity, being the gradient of frequency in wave-number space, is as indicated. The curves for m negative are obtained by reflection in the k axis and have upward group velocity. The inset at the left is a blowup of the region near the origin to show the planetary waves $n = 1, 2$. The upper $n = 1, 2$ curves are the corresponding gravity waves. The circles represent observed waves (see text).

Ondes tropicales dans les observations satellitates (à 20 km)



Ern et al, ACP, 2008

Oscillation quasi-biennale

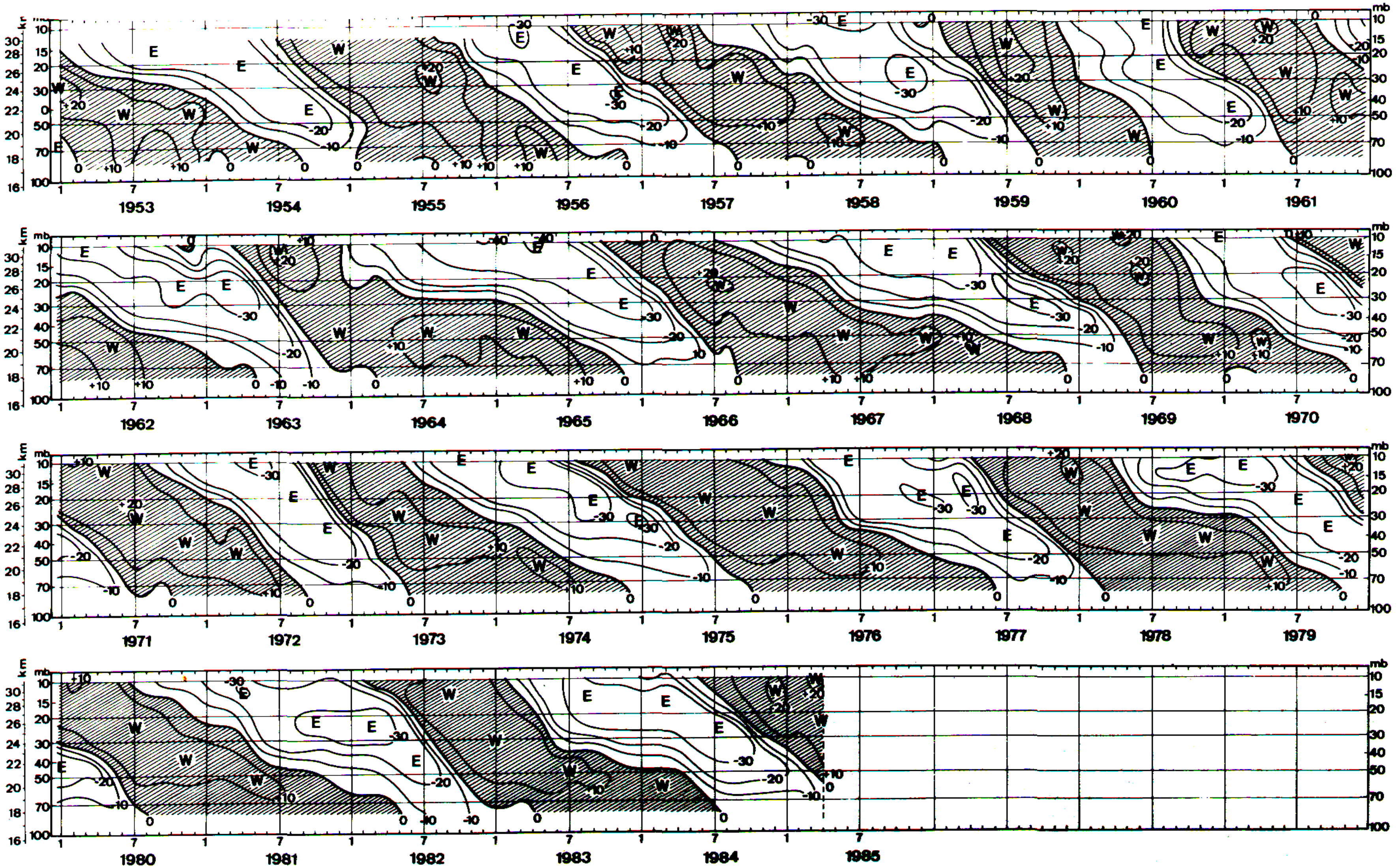


Fig. 8.1. Time–height section of monthly mean zonal winds (m s^{-1}) at equatorial stations (Jan. 1953–Aug. 1967: Canton Island, 3°S/172°W; Sept. 1967–Dec. 1975: Gan/Maldive Islands, 1°S/73°E; Jan. 1976–Apr. 1985: Singapore, 1°N/104°E). Isopleths are at 10-m s^{-1} intervals. Note the alternating downward propagating westerly (W) and easterly (E) regimes. [From Naujokat (1986), with permission.]

Mécanisme de l'oscillation quasi-biennale

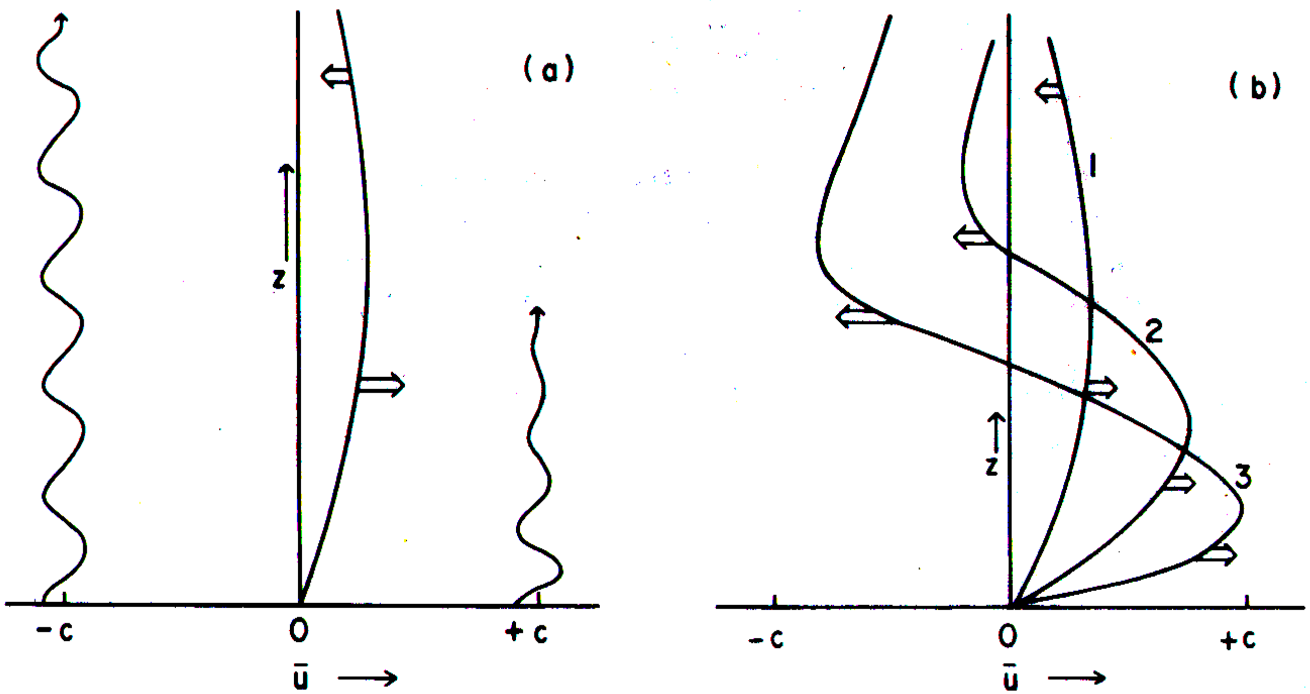
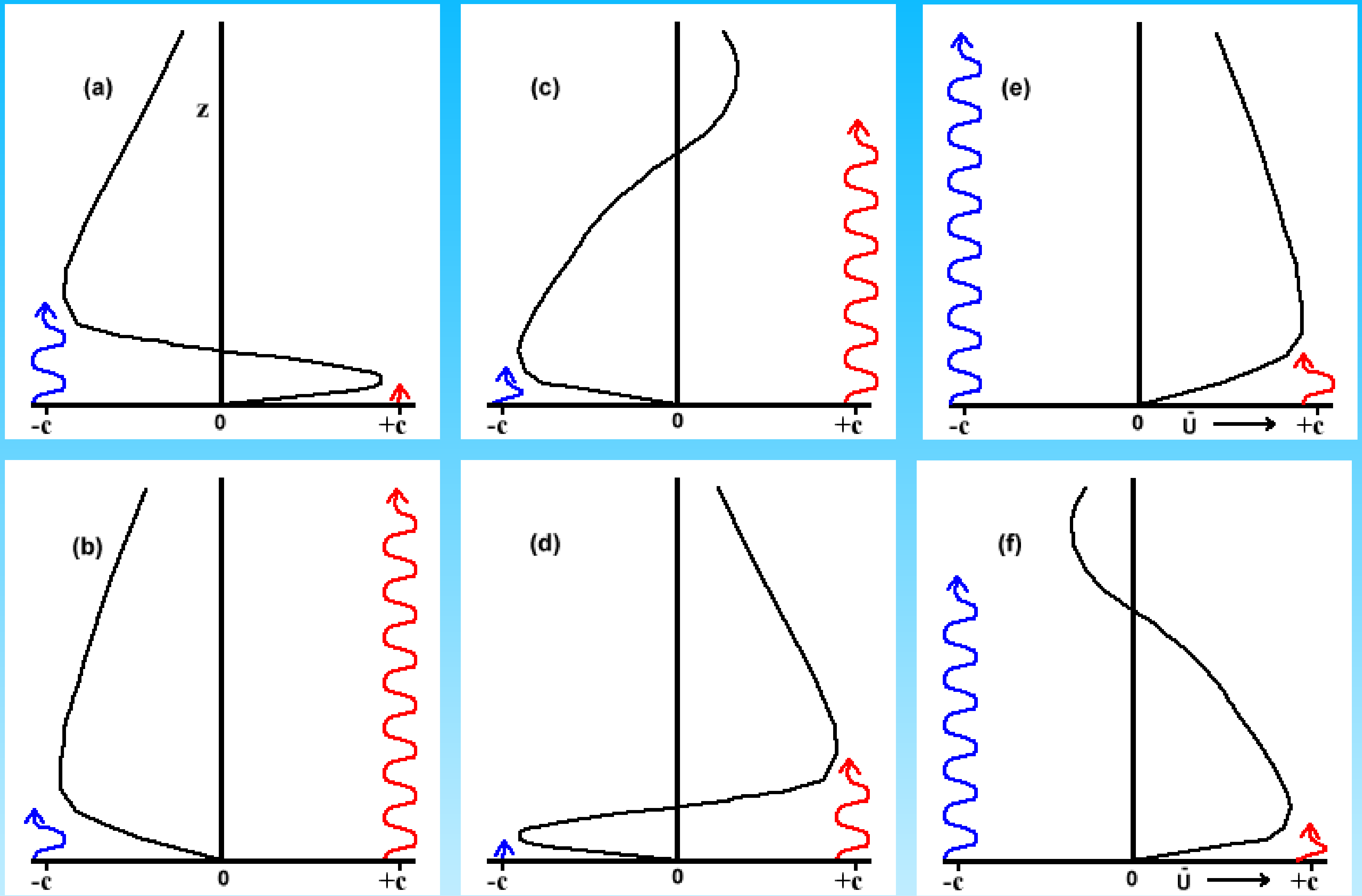


Fig. 8.6. Schematic representation of the instability of zonal flow in a stratified fluid with standing-wave forcing at a lower boundary. (a) Onset of instability from a small zonal flow perturbation. (b) Early stages of the subsequent mean-flow evolution. Broad arrows show locations and direction of maxima in mean wind acceleration. Wavy lines indicate relative penetration of wave components of positive and negative phase speeds *c*. [From Plumb (1982), with permission.]



Mécanisme de la QBO (suite)

Les ondes se propageant vers l'est sont fournies par le mode de Kelvin et les ondes se propageant vers l'ouest sont fournies par le mode de Rossby-gravité (+ autres ondes de gravité).

B. Legras 2009

Sources des figures:

- Webster in Hoskins & Pearce, Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere, Academic Press, 1983
- Peixoto and Oort, Physics of Climate, American Institute of Physics, 1992
- Holton, An introduction to dynamic meteorology, third edition, Academic Press, 1992
- Gill, Atmosphere-Ocean Dynamics, Academic Press, 1980
- Folkins & Martin, J. Atmos. Sci. 62, 1560-1573, 2005
- Ern et al., Atmos Chem. Phys., 8, 845-869, 2008