

Analyse **spectrale**
spatio-temporelle

On souhaite, dans ce chapitre, utiliser les résultats du chapitre 2 pour mettre en évidence la présence d'ondes équatoriales et de l'Oscillation de Madden-Julian (MJO) sur le sud-ouest de l'océan Indien, ainsi que leurs liens avec la cyclogénèse tropicale. Pour ce faire, on effectue une décomposition spectrale spatio-temporelle du tracker γ créé dans le chapitre 2, ainsi que des variables environnementales qui composent sa formule, selon les caractéristiques connues des ondes équatoriales et de la MJO. Avant de commencer, il est utile de rappeler les caractéristiques principales de ces différentes ondes et oscillations.

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

La variabilité intrasaisonnière ne peut être simplement associée à un bruit situé entre les variabilités synoptiques (quelques jours) et saisonnières (quelques mois). Il est possible de distinguer divers phénomènes propagatifs à des longueurs d'onde et fréquences distinctes. Parmi ces phénomènes, on retrouve les ondes équatoriales ou encore l'Oscillation de Madden-Julian.

3.1.1 Les ondes équatoriales

Description générale

Grâce au développement des observations satellitaires, on sait que les précipitations convectives sous les tropiques sont organisées dans le temps et l'espace. Elles peuvent être modulées par les systèmes convectifs de méso-échelle (des zones d'orage pouvant s'étendre entre quelques dizaines et quelques centaines de kilomètres), mais aussi par des phénomènes à l'échelle planétaire comme l'ENSO (El Niño Southern Oscillation) par exemple.

Entre les deux échelles, on retrouve les ondes équatoriales qui contrôlent une part importante de la variabilité des précipitations (et des autres variables environnementales). Elles se propagent autour du globe parallèlement à l'équateur, soit au niveau de l'équateur, soit à quelques degrés de latitude au sein de la zone de convergence intertropicale, une ceinture d'une centaine de kilomètres du nord au sud composée de zones de basse pression et de forte activité convective. Elles ont parfois une composante méridienne.

Ces ondes, décrites par Kiladis et al. (2009), regroupent notamment les ondes d'est « Equatorial Rossby » (ER) et « Mixed Rossby-Gravity » (MRG) qui se propagent vers l'ouest, et les ondes d'ouest Kelvin qui se propagent vers l'est. Il existe aussi des ondes d'est africaines (AEW pour African Easterly Waves) qui influencent considérablement la variabilité météorologique sur l'Atlantique et le Pacifique surtout, et les ondes d'est et d'ouest « Inertio-Gravity » (EIG et WIG) qui ont une période de quelques jours.

Les solutions de Matsuno aux équations « shallow water » de Saint-Venant

Dans les années 50, Yoshida (1959) est le premier à réaliser qu'une planète en rotation peut être sujette à des mouvements « piégés » au niveau des basses latitudes proches de l'équateur. Afin de les caractériser, Matsuno (1966) pose un système d'équations de Saint-Venant (Saint-Venant 1871) décrites comme des « shallow water equations on an equatorial β -plane ». Ces équations représentent des mouvements dans une couche fluide « peu profonde », où l'échelle de l'écoulement horizontal est très supérieure à la profondeur de la couche. Le fluide, incompressible et de densité constante, est dominée par deux forces : la gravité et le paramètre Coriolis.

Dans un système local de coordonnées cartésiennes (figure 3.1), les équations du mouvement et de la conservation de la masse sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - fv + g \frac{\partial h}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu + g \frac{\partial h}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial t} + H \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

où u et v sont les vitesses dans les directions zonale x et méridionale y respectivement, et h est une petite variation de la hauteur du fluide. La hauteur moyenne de la couche est notée H , f est le paramètre de Coriolis et g est l'accélération de la pesanteur.

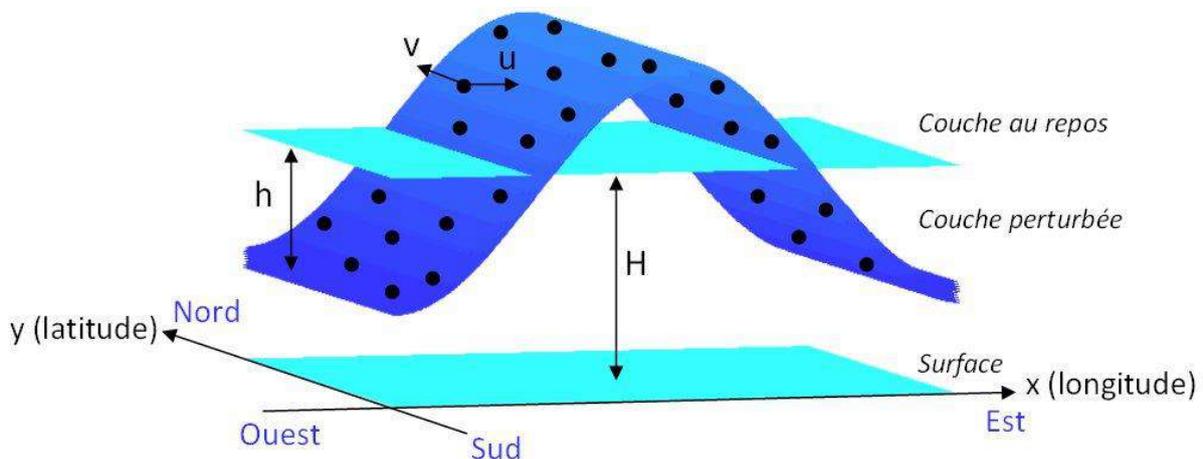


Figure 3.1 : Schéma représentant le système de coordonnées et la couche de « shallow water ».

Aux latitudes tropicales, le paramètre de Coriolis $f = \frac{4\pi}{T} \sin(y)$ peut s'exprimer de façon linéaire, proportionnellement à la latitude ($f = \beta y$). β est le gradient de tourbillon planétaire : $\beta = \frac{4\pi}{RT}$, où R est le rayon de la Terre égal à 6370 km et T est le temps de rotation de la Terre égal à 24 heures.

Afin de transformer le système d'équations (1) en une forme sans dimension, on doit utiliser la hauteur du géopotential ϕ au lieu de la hauteur géométrique h . On a alors :

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v + \frac{\partial \phi}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u + \frac{\partial \phi}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + c^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0,\end{aligned}\tag{2}$$

où c est la célérité des ondes de gravité pures ($c = \sqrt{gH}$). En normalisant les variables de temps et d'espace par $[T] = \sqrt{1/c\beta}$ et $[L] = \sqrt{c/\beta}$, le système d'équations (2) devient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} - y v + \frac{\partial \phi}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + y u + \frac{\partial \phi}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0.\end{aligned}$$

On cherche alors les solutions propagatives de ce système sous la forme :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{\phi}(y) \end{pmatrix} \exp[i(Kx - \Omega t)],$$

où $i = \sqrt{-1}$, K est le nombre d'onde zonal et Ω est la pulsation en coordonnées sans dimension. Par convention, lorsque K est positif, $\Omega > 0$ correspond à une propagation vers l'est et $\Omega < 0$ à une propagation vers l'ouest. De même, lorsque Ω est positif, $K > 0$ correspond à une propagation vers l'est et $K < 0$ à une propagation vers l'ouest.

Les équations deviennent alors :

$$\begin{aligned}-i\Omega \hat{u} - y \hat{v} + iK \hat{\phi} &= 0 \\ -i\Omega \hat{v} + y \hat{u} + \frac{d\hat{\phi}}{dy} &= 0 \\ -i\Omega \hat{\phi} + iK \hat{u} + \frac{d\hat{v}}{dy} &= 0.\end{aligned}$$

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

En combinant la deuxième et la troisième équations, on trouve une équation différentielle du second ordre en \hat{v} uniquement :

$$\frac{d^2\hat{v}}{dy^2} + \left(\Omega^2 - K^2 - \frac{K}{\Omega} - y^2 \right) \hat{v} = 0. \quad (3)$$

Solution évidente : ondes de Kelvin

Une solution évidente de l'équation différentielle (3) est $\hat{v}(y) = 0$ et donne alors un système d'équations simplifié dont la solution est, avec $\Omega = K$:

$$\begin{aligned} \hat{v}(y) &= 0 \\ \hat{u}(y) &= \exp(-y^2/2). \end{aligned}$$

Cette solution a une amplitude maximum à 0° de latitude et elle est symétrique de part et d'autre de l'équateur. Elle correspond aux ondes de Kelvin qui se propagent vers l'est.

Cas général

Si l'on revient au cas général de l'équation différentielle (3), on pose $\lambda = \frac{\Omega^2 - K^2 - K/\Omega}{2} - 1$, où λ est un réel, ce qui donne :

$$\frac{d^2\hat{v}}{dy^2} + (2\lambda + 1 - y^2)\hat{v} = 0.$$

Avec $\hat{v}(y) = \exp(-y^2/2)V(y)$, on obtient :

$$\frac{d^2V}{dy^2} - 2y \frac{dV}{dy} - 2\lambda V = 0,$$

dont la solution est : $V(y) = a H_\lambda(y)$, où a est une constante arbitraire et H_λ est un polynôme d'Hermite (version « physique ») de degré λ entier positif ou nul, nommé n dans la suite, qui correspond au nombre de nœuds de la fonction méridienne. On a, par exemple, $H_0(y) = 1$, $H_1(y) = 2y$, $H_2(y) = 4y^2 - 2$ et $H_3(y) = 8y^3 - 12y$.

On obtient donc :

$$\hat{v}(y) = v_0 \exp(-y^2/2) H_n(y).$$

et :

$$\hat{u}(y) = i v_0 \exp(-y^2/2) \left[\frac{1}{\Omega - K} H_{n+1}(y) + \frac{n}{\Omega + K} H_{n-1}(y) \right], \quad (4)$$

où le terme i indique que $\hat{u}(x, y, t)$ est déphasé de π (opposition de phase) par rapport à $\hat{v}(x, y, t)$. $\hat{u}(y)$ n'est défini que pour $\Omega \neq -K, +K$ pour $K > 0$ ($K \neq -\Omega, +\Omega$ pour $\Omega > 0$). Les autres solutions de l'équation différentielle (3) peuvent alors être trouvées à partir de l'équation de dispersion :

$$\Omega^2 - K^2 + \frac{K}{\Omega} = 2n + 1 \text{ avec } n \text{ entier } \geq 0. \quad (5)$$

Cas $n \geq 1$ périodes courtes : ondes WIG et EIG

Pour de hautes fréquences ($\Omega \gg K$), i.e., pour de petites périodes ($T \ll \lambda$), on a :

$$\frac{K}{\Omega} \ll K^2, \Omega^2.$$

L'équation de dispersion (5) donne :

$$\begin{aligned} \Omega(K) &\approx \pm \sqrt{K^2 + (2n + 1)} \text{ pour } K > 0, \\ \text{ou } K(\Omega) &\approx \pm \sqrt{\Omega^2 - (2n + 1)} \text{ pour } \Omega > \sqrt{2n + 1}. \end{aligned}$$

On a deux solutions :

- Pour $K > 0$ et $\Omega > 0$, l'onde se propage vers l'est. Elle est de type « Eastward Inertio-Gravity » (EIG).
- Pour $K > 0$ et $\Omega < 0$ (ou pour $K < 0$ et $\Omega > 0$), l'onde se propage vers l'ouest. Elle est de type « Westward Inertio-Gravity » (WIG).

Les ondes Intertio-Gravity sont aussi appelées « ondes de Poincaré ».

Cas $n \geq 1$ périodes longues : ondes Equatorial Rossby

Pour de basses fréquences ($\Omega \ll K$), i.e., pour de longues périodes ($T \gg \lambda$), on a :

$$\Omega^2 \ll \frac{K}{\Omega}, K^2.$$

L'équation de dispersion (5) donne :

$$\begin{aligned} \Omega(K) &\approx -\frac{K}{K^2 + (2n + 1)} \text{ pour } K > 0, \\ \text{ou } K(\Omega) &\approx -\frac{1 \pm [1 - 4(2n + 1)\Omega^2]}{\Omega} \text{ pour } 0 < \Omega < \frac{1}{2\sqrt{2n + 1}}. \end{aligned}$$

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

Pour $K>0$ et $\Omega<0$ (ou pour $K<0$ et $\Omega>0$), on a une onde qui se propage vers l'ouest. Elle est de type « Equatorial Rossby » (ER).

Cas $n=0$: ondes Mixed Rossby-Gravity et EIG

L'équation de dispersion (5) s'écrit : $\Omega^2 - K^2 - K/\Omega = 1$, ce qui donne :

$$(\Omega + K)(\Omega^2 - K\Omega - 1) = 0.$$

La solution $\Omega = -K$ est incompatible avec l'expression générale de $\hat{u}(y)$ en (5). L'autre solution est :

$$\Omega(K) = \frac{K}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{K}{2}\right)^2 + 1} \text{ pour } K > 0,$$

$$\text{ou } K(\Omega) = \Omega - \frac{1}{\Omega} \text{ pour } \Omega > 0.$$

- Pour $K > 0$, la solution $\Omega(K) = \frac{K}{2} - \sqrt{\left(\frac{K}{2}\right)^2 + 1}$ donne des valeurs négatives comprises entre -1 et 0 (pour Ω compris entre 0 et +1, K est négatif). Il s'agit d'une onde se propageant l'ouest avec des caractéristiques proches de celles des ondes ER ($\Omega \rightarrow 0 \Leftrightarrow K \rightarrow -\infty$). C'est une onde de type « Mixed-Rossby Gravity » (MRG) ou « onde de Yanai ». On a :

$$\hat{v}(y) = v_0 \exp(-y^2/2)$$

$$\hat{u}(y) = i v_0 \exp(-y^2/2) 2\Omega y.$$

- Pour $K > 0$, la solution $\Omega(K) = \frac{K}{2} + \sqrt{\left(\frac{K}{2}\right)^2 + 1}$ donne des valeurs positives (pour Ω supérieur à +1, K est positif). Il s'agit d'une onde EIG se propageant vers l'est ($\Omega, K \rightarrow \infty \Leftrightarrow \Omega \rightarrow K$).

Cas $n=-1$: fictif

Il s'agit d'un cas fictif car $H_n(y)$ n'est pas défini pour $n < 0$. L'équation de dispersion (5) s'écrit : $\Omega^2 - K^2 - K/\Omega = -1$, ce qui donne :

$$(\Omega - K)(\Omega^2 + K\Omega + 1) = 0.$$

- La solution $\Omega=K >0$ correspond à l'onde de Kelvin, qui est la solution évidente de l'équation différentielle (3).
- Les solutions de $\Omega^2 + K\Omega + 1 = 0$ ne sont pas physiques.

Résumé de la théorie des ondes

Les solutions de Matsuno donnent donc 5 types d'ondes en tout : les ondes de Kelvin ($n=-1$), ER ($n \geq 1$), WIG ($n \geq 1$), EIG ($n \geq 0$) et MRG ($n=0$), décrites par une relation entre la fréquence ω et le nombre d'onde zonal k qui donne l'information sur leur propagation. Le nombre n est appelé le nombre d'onde méridional. Toutes les solutions données précédemment sont représentées sur la figure 3.2.

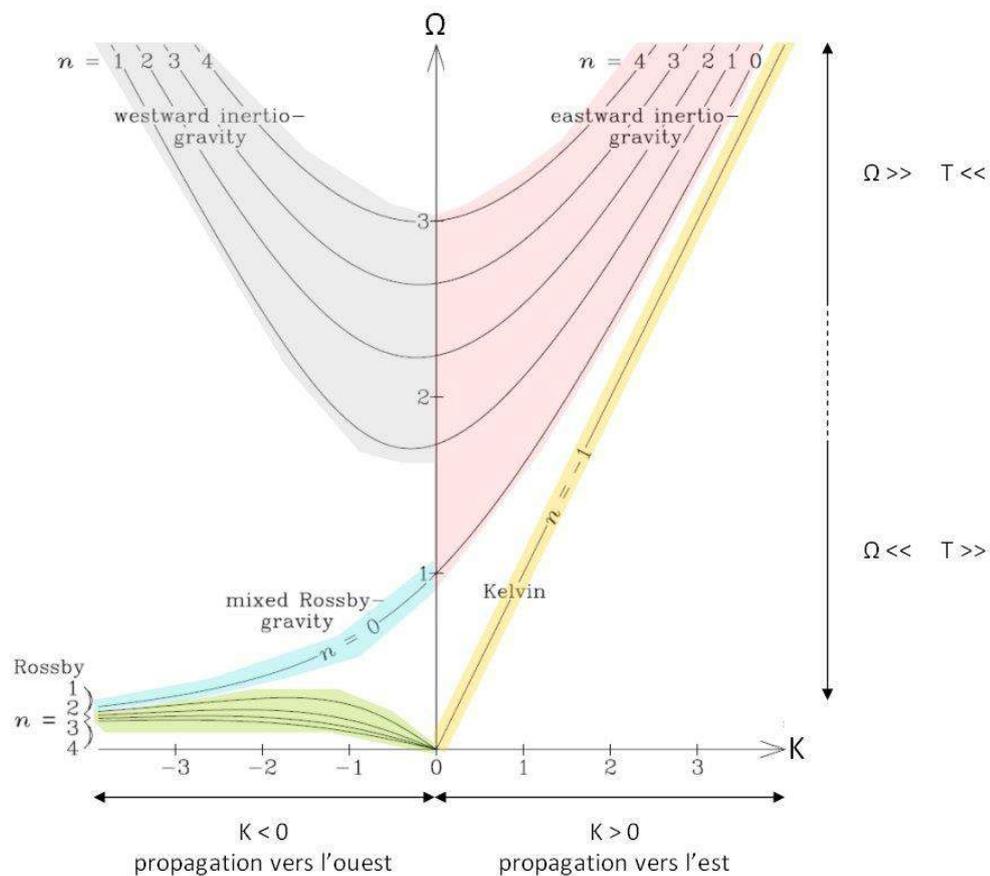


Figure 3.2 (tirée de Kiladis et al. 2009) : Représentation de la pulsation sans unité Ω en fonction du nombre d'onde zonal sans unité K , pour différents nombres d'onde méridionaux $n = -1$ à 4 ici, donnant ainsi les courbes de dispersion des différents modes propagatifs théoriques : les ondes de Equatorial Rossby en vert, les ondes Mixed-Rossby Gravity en bleu, les ondes WIG en gris, les ondes de Kelvin en orange et les ondes EIG en rose.

La figure 3.3 montre les structures horizontales des différentes ondes équatoriales solutions des équations de Matsuno. Ces structures sont tantôt symétriques (pour WIG $n=1$, ER $n=1$ et Kelvin $n=-1$), tantôt asymétriques (pour WIG $n=2$, MRG $n=0$ et EIG $n=0$) par rapport à l'équateur.

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

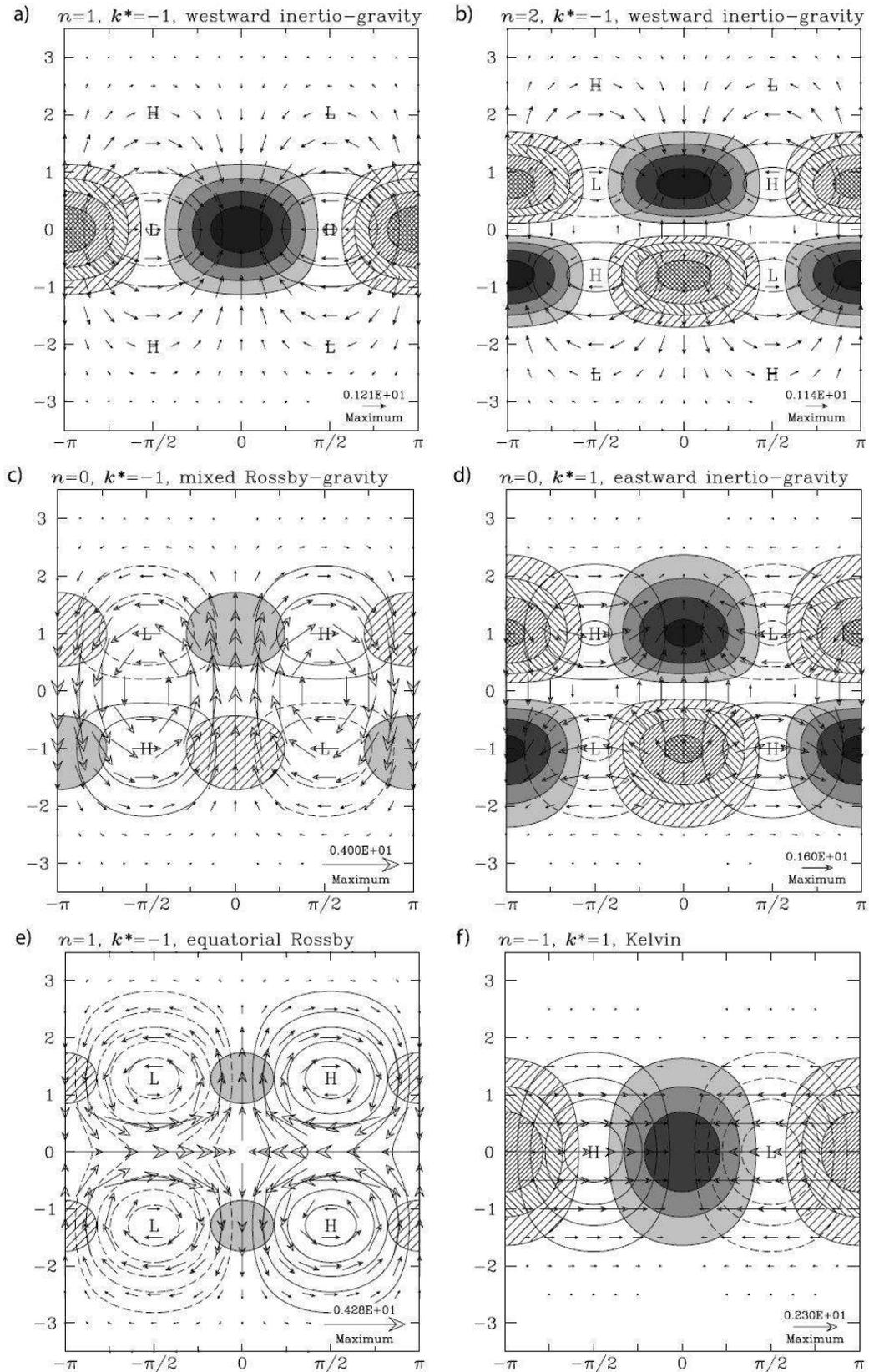


Figure 3.3 (tirée de Kiladis et al. 2009) : Structures horizontales en surface des modes (a) à (f), solutions des équations shallow water pour $k^* = K = \pm 1$ et pour les différents nombres d'onde méridionaux. Toutes les échelles sont sans dimension. L'équateur se trouve au niveau de l'ordonnée 0. Les contours pleins sont des zones convergentes et les contours hachurés des zones divergentes en surface. Les vents de surface sont représentés par des flèches selon leur intensité. Les contours solides non colorés ni hachurés sont liés au géopotentiel positif et les contours en pointillés sont liés au géopotentiel négatif.

Observations et analyses spectrales

Parallèlement à la publication des travaux de Matsuno (1966), les ondes MRG (Yanai et Maruyama en 1966, Maruyama en 1967) et les ondes de Kelvin (Wallace et Kousky en 1968) sont mises en évidence par des observations de la stratosphère. Comme prévu par l'étude de Matsuno (figure 3.3), les ondes MRG sont majoritairement associées à un écoulement méridien, tandis que les ondes Kelvin sont principalement caractérisées par un écoulement zonal. Cependant, il ne s'agit alors que de « dry modes », concernant une atmosphère sèche.

Des analyses spectrales basées sur les données satellitaires permettent d'établir un lien entre ces modes et l'organisation tropicale de la convection profonde. On suppose alors que les ondes d'est convectivement couplées englobent non seulement les ondes d'est africaines (AEW) déjà connues précédemment (Riehl 1945), mais aussi les ondes ER et MRG (Holton 1970, 1971). D'un autre côté, les ondes d'ouest pourraient être des modes Kelvin (Wallace et Chang, 1972).

Mais ce n'est que dans les années 1990, lorsque l'on obtient de plus longues périodes de données satellite et d'analyses de modèles opérationnels, que les chercheurs arrivent à isoler les propriétés des ondes convectivement couplées. Takayabu (1994) trouve, par analyse spectrale en temps et en espace de données satellitaires, des pics correspondants aux ondes Kelvin, ER, MRG et WIG.

Wheeler et Kiladis (1999) étudient la température de brillance des nuages par une décomposition en nombre d'onde et en fréquence, ce qui permet d'avoir une vue complète des modes. Sur la figure 3.4, sont représentées les composantes symétrique et asymétrique par rapport à l'équateur de la température de brillance après soustraction d'un fond de bruit rouge.

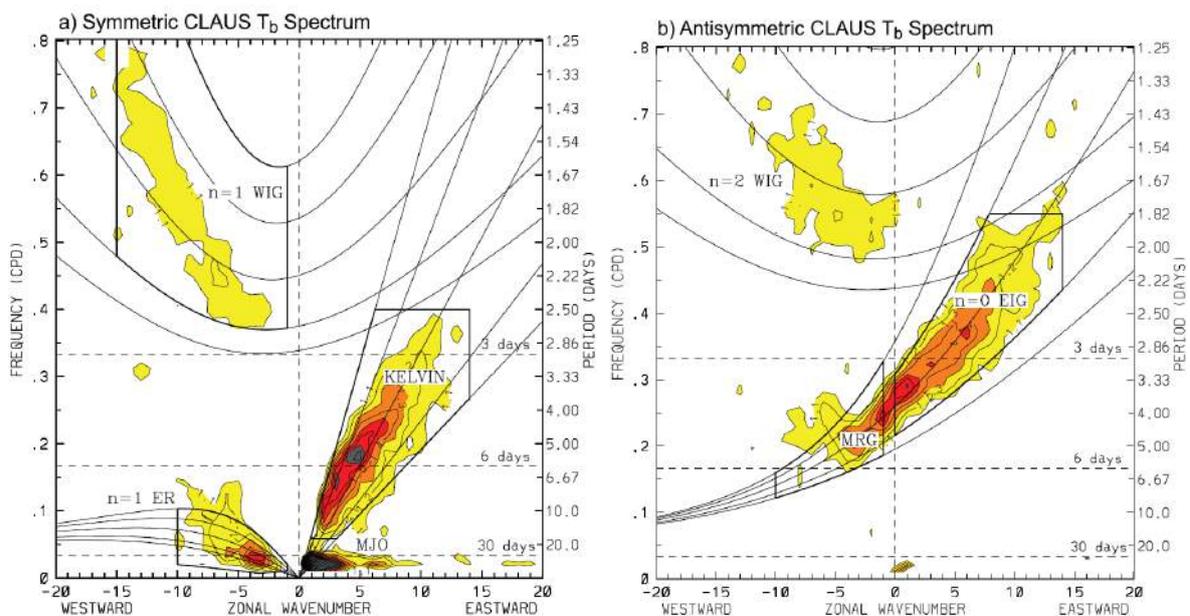


Figure 3.4 (tirée de Kiladis et al. 2009) : Puissance spectrale en nombre d'onde (relatif à la circonférence équatoriale) et fréquence des composantes **(a)** symétrique et **(b)** asymétrique de la température de brillance T_b donnée par CLAUSS (archive de données satellitaires) pour la période juillet 1983 - juin 2005, de 15°N à 15°S. Les couleurs indiquent l'intensité du signal après soustraction d'un bruit rouge. Les bandes spectrales des différentes ondes tropicales sont indiquées par les boîtes.

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

Wheeler et Kiladis observent un signal significatif au niveau des ondes ER ($n=1$), Kelvin ($n=-1$) et WIG ($n=1$) symétriques, et des ondes EIG ($n=0$), WIG ($n=2$) et MRG ($n=0$) asymétriques. On remarque que les différentes ondes sont bien différenciées selon leur période et leur direction de propagation, et moins distinctes en matière de longueur d'onde. On note aussi la présence de l'Oscillation de Madden-Julian (MJO ; voir partie 3.1.2), phénomène ondulatoire et propagatif observé, qui n'est cependant pas une solution des équations de Saint-Venant dans le plan β .

La comparaison des longueurs d'onde λ ($= 2\pi R / \text{nombre d'onde}$, où R est le rayon de la Terre) et périodes T déduites des observations (figure 3.4) avec les nombres d'onde K et pulsations Ω d'après les solutions de Matsuno (figure 3.2) permet de déterminer que la hauteur équivalente h de l'atmosphère tropicale concernée par ces ondes est de 10 à 100 m. On a ainsi pour l'onde Mixed Rossby-Gravity, par exemple, $T = 6$ jours et nombre d'onde $= 5$ ($\lambda \approx 8000$ km), qui donnent $K = -0,5$ et $\Omega = 0,75$, et :

$$h = \frac{1}{g\beta^2} \left(\frac{2\pi}{T\Omega} \right)^4 \approx 13 \text{ m.}$$

Caractéristiques principales des ondes équatoriales

Depuis Wheeler et Kiladis (1999), plusieurs auteurs ont plus précisément décrit les caractéristiques de ces ondes équatoriales à l'aide de réanalyses et de données OLR (Outgoing Longwave Radiation, ou Emission Infrarouge) ou de température de brillance des nuages déduites d'observations par satellites (Dickinson et Molinari 2002 ; Gall et al. 2010 ; Kiladis et al. 2009 ; Roundy et Frank 2004 ; Ventrice et al. 2012 ; Wheeler et al. 2000 ; Yang et al. 2007a, 2007b, 2007c).

Ces perturbations de la zone intertropicale peuvent être générées par le chauffage diabatique associé à la convection profonde, par des forçages induits par le relief ou par des perturbations issues des latitudes moyennes. En retour, ces ondes modulent l'activité convective. Elles sont parfois favorisées par la présence d'un flux de mousson d'ouest entre l'équateur et les alizés tropicaux, notamment sur le Pacifique nord-ouest ou l'Indien sud lors de l'été de l'hémisphère concerné. Le gradient méridien de tourbillon absolu produit en effet un guide d'onde canalisant la propagation.

Les ondes prévues par les équations de Matsuno représentent une solution idéalisée et simplifiée. Dans la réalité, les interactions non linéaires avec l'état de base et avec la convection rendent les processus dynamiques plus complexes. L'analyse spectrale spatio-temporelle de réanalyses et d'observations satellitaires permet cependant d'identifier des structures, des longueurs d'onde, des périodes caractéristiques. On en déduit notamment que les ondes fortement couplées à la convection ont des hauteurs équivalentes (10 à 50 m) et des vitesses de propagation inférieures à celles associées aux ondes « sèches ».

Les ondes de Kelvin

Elles sont associées à des systèmes nuageux centrés sur l'équateur, avec une échelle longitudinale de 5000 à 15 000 km et des périodes d'une dizaine de jours. Elles se propagent vers l'est avec des vitesses de phase ($c_\phi = \omega/k$, où ω est la pulsation et k le nombre d'onde) et de groupe ($c_G = \partial\omega/\partial k$) identiques de 10 à 20 m s⁻¹. Les ondes de

Kelvin sont plus marquées au cours de la période février-août, et elles sont plus actives dans l'hémisphère sud. Elles expliquent 5 à 10 % de la variance de la convection et des précipitations dans la zone intertropicale.

Les ondes de Kelvin sont essentiellement des perturbations du vent zonal, plus marquées au niveau de l'équateur, avec de part et d'autre des structures assez symétriques du vent et du géopotential. L'anomalie de vent d'est et l'humidification troposphérique précèdent la convection de 2-3 jours. Puis les développements convectifs se produisent de façon préférentielle dans l'hémisphère d'été, dans le secteur des vents perturbés d'ouest.

Elles ont une amplitude maximum en basse (1000-800 hPa) et haute (300-100 hPa) troposphère, avec une inclinaison vers l'ouest en basse et moyenne troposphère, vers l'est en haute troposphère. A l'interface entre les vents perturbés d'est et d'ouest, la superposition d'une convergence de basses couches et d'une divergence d'altitude favorise la formation de systèmes convectifs.

Les ondes de Kelvin, initiées par la convection ou le relief sur l'Amérique du Sud ou sur l'Afrique centrale, sont fortement couplées aux développements convectifs sur l'océan Indien et le Pacifique Ouest, avec une vitesse de propagation vers l'est de 10 à 15 m s⁻¹. Le couplage avec la convection est moins marqué et la propagation un peu plus rapide ensuite sur le Pacifique Est et l'Atlantique tropical.

Les ondes Equatorial Rossby (ER)

Elles sont dominées par la composante rotationnelle du vent, plus importante que la composante divergente. Elles ont une intensité maximum vers 10° de latitude nord ou sud, et un cycle saisonnier marqué avec une activité renforcée au cours de l'été de l'hémisphère considéré. Elles sont constituées de tourbillons de quelques milliers de km de diamètre, symétriques par rapport à l'équateur. L'alternance zonale de circulations cyclonique et anticyclonique présente une longueur d'onde de 5000 à 10 000 km et une période typique de 10 à 40 jours. L'anomalie associée de vent et de convection se propage vers l'ouest avec une vitesse de phase de 5 à 10 m s⁻¹. La vitesse de groupe est dirigée vers l'est, en association avec la génération de nouvelles zones actives à l'est de la perturbation initiale et leur dissipation vers l'ouest.

Le maximum d'activité convective est souvent associé au flux d'ouest de basses couches avec une composante méridienne dirigée vers les pôles, à l'est des circulations cycloniques. Les ondes ER expliquent 10 à 20 % de la variance des précipitations tropicales et équatoriales, mais cela peut dépasser 30 % sur l'Indien Sud et la Pacifique Sud-ouest lors de l'été austral.

La structure verticale des ondes ER est quasiment barotrope lorsqu'elles sont faiblement couplées avec la convection profonde. L'organisation verticale devient plus complexe lorsque les développements convectifs sont plus importants. Dans ce cas, des circulations divergentes et anticycloniques de haute troposphère surplombent approximativement les zones convergentes et cycloniques de basses couches.

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

Les ondes Mixed Rossby-Gravity (MRG)

Elles se présentent comme des tourbillons larges de plusieurs milliers de km centrés sur l'équateur, impliquant des circulations cycloniques et anticycloniques de part et d'autre. Elles sont mieux définies dans l'hémisphère nord entre 5 et 10°N sur le Pacifique central et ouest, avec un maximum saisonnier d'août à novembre. Leur longueur d'onde varie de 5000 à 10 000 km avec des périodes de 3 à 10 jours, des vitesses de phase de 10 à 30 m s⁻¹ et des vitesses de groupe vers l'est d'environ 5 m s⁻¹.

L'activité convective principale est associée aux composantes méridiennes dirigées vers le pôle dans les basses couches. Les systèmes convectifs s'éloignent sensiblement de l'équateur au cours de leur propagation vers l'ouest. Les ondes MRG expliquent 3 à 5 % de la variance des précipitations et des nuages à sommet froid des régions tropicales de l'hémisphère nord pendant l'été boréal. Les ondes MRG ont un nombre d'onde vertical égal à 1 avec une opposition de phase (circulation cyclonique / anticyclonique, convergence / divergence) entre la basse et la haute troposphère.

Les ondes d'est africaines

Des ondes de même période (3 à 10 jours) mais de plus petites longueurs d'onde (3000 à 5000 km) s'observent aussi aux basses latitudes de l'Atlantique et du Pacifique nord. Ce sont des « ondes d'est africaines » (AEW) ou « ondes Tropical-Depression (TD)-type », non prévues par les équations de Matsuno. Elles résultent plus probablement d'instabilités barotropes ou baroclines de l'écoulement zonal avec un gradient méridien de température. L'Afrique centrale et de l'ouest produit ainsi au cours de l'été boréal une grande quantité d'ondes d'est qui se propagent ensuite sur l'Atlantique et, éventuellement, le Pacifique. La structure de ces ondes est assez semblable à celle des ondes MRG, ce qui laisse supposer une continuité entre ces deux modes. Leur influence est très faible sur l'océan Indien nord et sud.

3.1.2 L'Oscillation de Madden-Julian

Description générale

En 1971, Roland Madden et Paul Julian ont analysé les anomalies du vent zonal et du potentiel de vitesses dans la haute troposphère et ont trouvé une oscillation d'une période de 40-50 jours à l'échelle planétaire. Cela a conduit à la découverte de l'Oscillation de Madden-Julian ou MJO (Madden et Julian 1994), que l'on observe surtout sur les océans Indien et Pacifique.

La MJO est un système couplé océan-atmosphère de fortes précipitations le long de l'équateur à une échelle de 10 000 à 20 000 km et avec une période de 30 à 60 jours. C'est une sorte d'onde qui se propage vers l'est avec une vitesse de phase entre 4 et 8 m s⁻¹ pendant sa phase d'activité. Zhang (2013) a montré qu'elle affectait à la fois la météorologie et le climat, notamment par les relations avec le déclenchement du phénomène El Niño.

Les variations de la MJO au cours du temps

La MJO est illustrée par la figure 3.5 qui décrit, dans le plan zonal, la propagation et l'évolution de la perturbation associée à la MJO selon le temps de haut en bas. Elle est caractérisée par une alternance de zones de nuages convectifs et de zones sèches où l'air est stable. La zone de fortes pluies se développe d'abord dans l'ouest de l'océan Indien (première vignette F), puis se déplace vers l'est (vignette G) et dépasse l'Indonésie (vignette H) pour atteindre les eaux chaudes du Pacifique ouest (vignette A) et central (vignette B). Des vignettes F à B, la vitesse de phase des anomalies de vent est autour de 5 m s^{-1} .

La MJO devient diffuse lorsqu'elle passe sur les eaux plus froides du Pacifique est (vignette C), jusqu'à disparaître au-dessus du continent américain (vignette D), puis reprend son développement lorsqu'elle passe sur l'Atlantique (vignette E). Pendant ces phases d'inactivité (vignettes C, D et E), la convection est peu perceptible tandis qu'il est toujours possible de suivre la MJO par les anomalies de vents et de pression de surface. La MJO semble alors se propager comme des ondes libres, i.e. sans couplage avec la convection, avec une vitesse de phase plus élevée entre 10 et 15 m s^{-1} .

Structure de la MJO active

La figure 3.6 donne plusieurs informations sur la phase active de la MJO. Le phénomène est caractérisé par une symétrie des circulations par rapport à l'équateur. A l'ouest de la zone de convection matérialisée par le nuage, une circulation d'ouest renforcée en basse troposphère au niveau de l'équateur et l'inverse en altitude, créant ainsi une anomalie de circulation à tendance cyclonique en surface de part et d'autre de l'équateur. A l'est de la zone de convection, des phénomènes de friction provoquent un ralentissement du flux anormal d'ouest en basses couches, d'où une tendance à la divergence en surface et une suppression de la convection. Plus loin à l'est, toujours au niveau de l'équateur, une circulation d'est renforcée en basses couches et d'ouest en altitude crée une tendance anticyclonique et une absence de divergence en altitude. C'est donc dans la partie ouest de la zone de convection que la cyclogénèse est la plus favorisée.

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

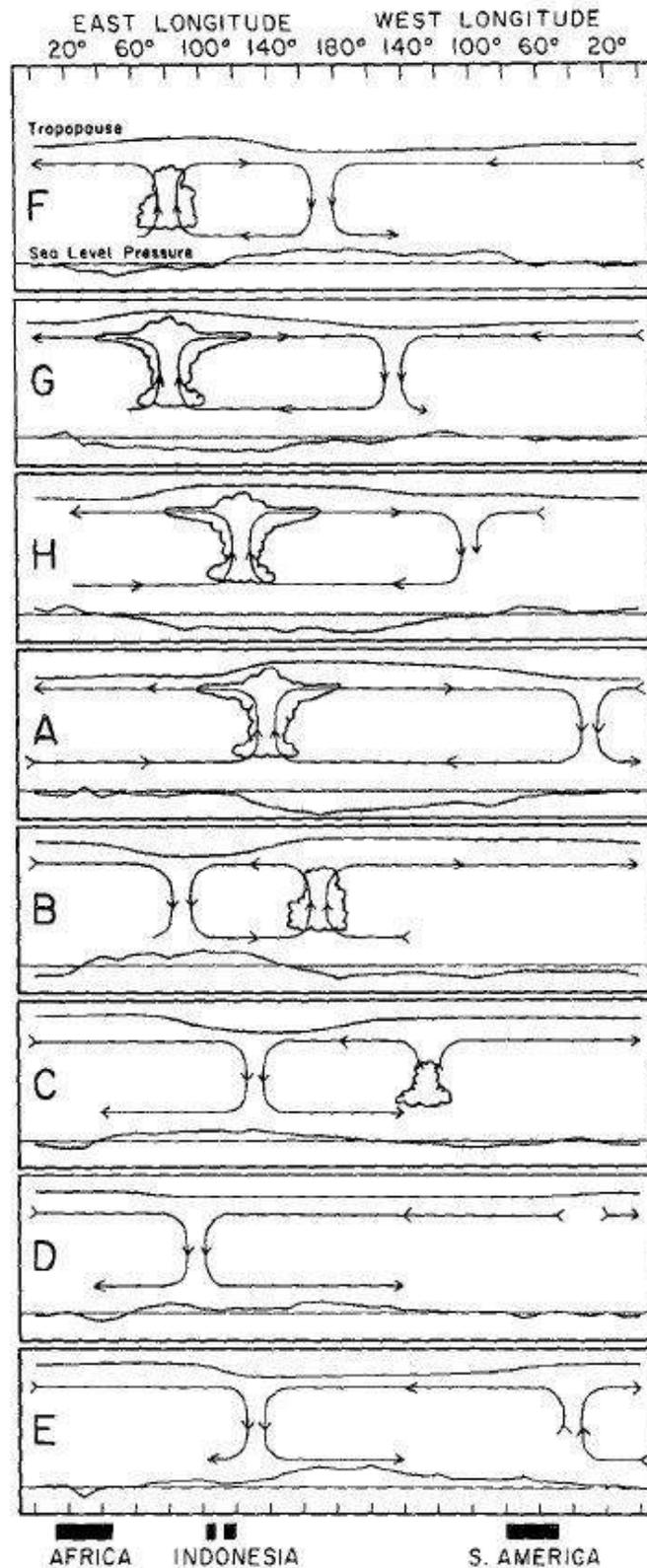


Figure 3.5 (tirée de Madden et Julian 1994) : Schéma représentant l'évolution de la MJO. L'anomalie moyenne de la pression au niveau de la mer est représentée dans chaque vignette en dessous des cellules de circulation qui, elles, sont basées sur les perturbations moyennes des vents zonaux. Les régions de convection de grande échelle accrue sont indiquées schématiquement par les cumulus et les cumulonimbus. La hauteur de la tropopause est renseignée dans la partie haute de chaque vignette.

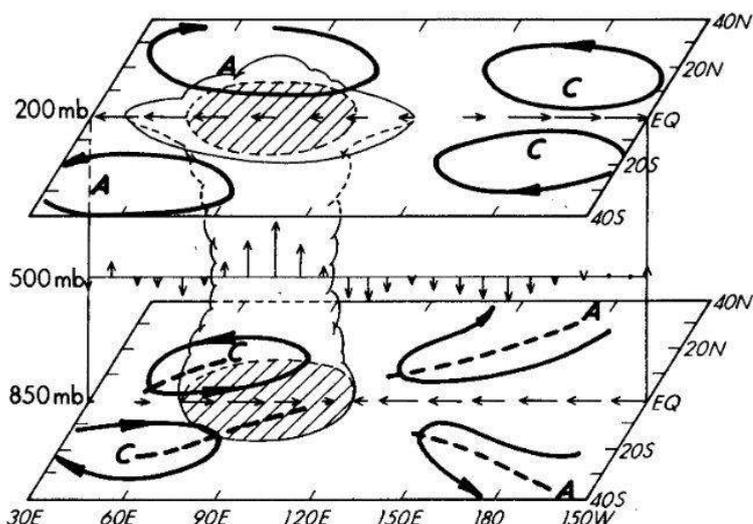


Figure 3.6 (tirée de Rui et Wang 1990) : Schéma représentant la structure d'une phase active de la MJO en basse (850 hPa) et haute (200 hPa) troposphère. Pour les deux niveaux de pression, les flèches à l'équateur correspondent aux anomalies de vent zonal. Entre les deux niveaux, l'anomalie de vent vertical est donnée à 500 hPa. Les zones hachurées et la colonne de nuage en hauteur correspondent à de la convection. Les lettres A et C caractérisent des circulations anticycloniques et cycloniques respectivement à 850 et 200 hPa, dans les hémisphères nord et sud de part et d'autre de l'équateur.

Diagrammes (RMM1, RMM2)

Pour retracer les différentes phases de la MJO autour de l'équateur, Wheeler et Hendon (2004) ont développé une méthode basée sur des données journalières de champs atmosphériques. Ils introduisent deux fonctions orthogonales empiriques basées sur les champs combinés des vents zonaux à 850 hPa et 200 hPa, issues des réanalyses NCEP–NCAR et des analyses opérationnelles NCEP, et de l'OLR issue de satellites en orbite polaire de la NOAA. Ils obtiennent alors deux séries temporelles qui varient de façon intrasaisonnière et qui sont indépendantes de la variabilité interannuelle. Ces séries temporelles constituent un indice, le « Real-Time Multivariate MJO Index » (RMM), et les séries sont appelées RMM1 et RMM2. Elles sont disponibles sur le site web de Matthew Wheeler⁹. Bien que l'indice ne soit pas un traceur parfait de la MJO, il est généralement accepté par de nombreux chercheurs de la communauté scientifique internationale.

Ces séries RMM peuvent être tracées sur un diagramme de phase pour connaître l'état de la MJO à un moment donné. Un exemple pour l'été austral 2011-2012 (de décembre à mars) est illustré par la figure 3.7. On constate en général que les séries RMM tracent des cercles dans le sens inverse des aiguilles d'une montre autour de l'origine. On peut imaginer que le diagramme illustre une vue au-dessus du pôle nord (désigné par le cercle) ; le sens de tracé des cercles signifie que la MJO se propage vers l'est. Des cercles de grande amplitude sont associés à des cycles MJO forts, tandis que les cycles MJO faibles apparaissent comme des mouvements aléatoires proches de l'origine.

Huit phases sont représentées sur le diagramme et peuvent être comparées aux vignettes de la figure 3.5 : les phases 2 et 3 correspondent aux vignettes F et G ; les phases

⁹ <http://cawcr.gov.au/staff/mwheeler/maproom/RMM/>

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

4 et 5 se réfèrent à la vignette H ; les phases 6 et 7 traduisent les vignettes A et B ; et les phases 8 et 1 correspondent aux vignettes C, D et E.

En prenant l'exemple de l'année 2011-2012, on constate que début décembre (du 1^{er} au 5), on est dans une phase moyennement active de la MJO sur l'océan Indien. Pendant les mois qui suivent (décembre-janvier), la MJO semble être faible ou inexistante. Début février, l'intensité de la MJO augmente jusqu'au 6 dans le Pacifique Ouest, puis diminue jusqu'à une intensité moyenne qui se maintient pendant que la MJO traverse le continent américain et l'Atlantique. Mi-février, la MJO traverse l'océan Indien et son intensité augmente jusqu'au 4 mars, puis diminue à nouveau et reste constante pendant la traversée du continent maritime (l'Asie du Sud-Est), jusqu'à mi-mars. Au moment où la MJO atteint l'océan Pacifique, son intensité augmente à nouveau jusqu'au 19 mars et se stabilise pendant 3-4 jours. Puis, l'intensité diminue subitement. On observe ainsi, de février à mars, pendant 60 jours environ, un cycle complet de la MJO, avec trois pics d'intensité : (1) au début dans le Pacifique Ouest, (2) dans l'océan Indien et (3) à la fin dans le Pacifique Ouest à nouveau. Entre ces pics, on constate des baisses d'intensité sur le Pacifique Est, le continent américain et le continent maritime.

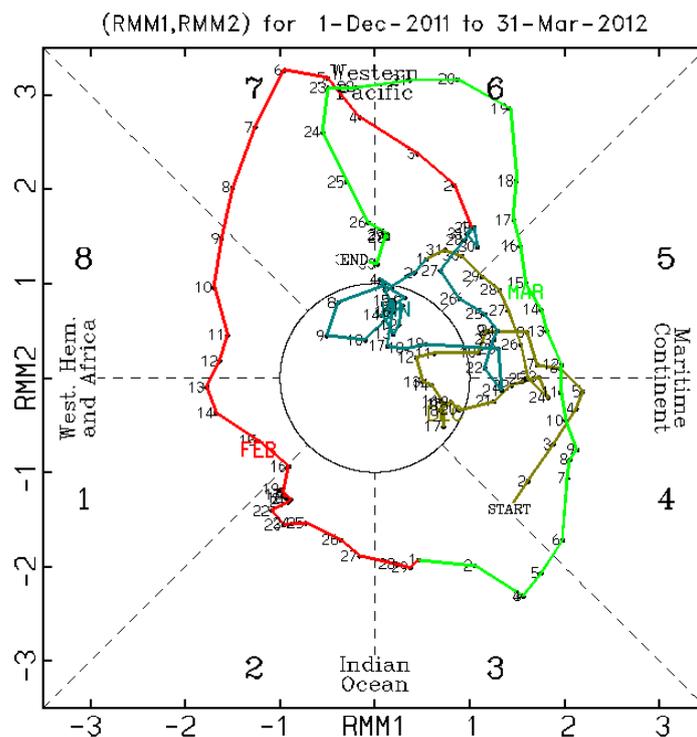


Figure 3.7 (tiré du site web de Matthew Wheeler) : Représentation de la série temporelle RMM2 en fonction de RMM1, selon la date entre le 1er décembre 2011 et le 31 mars 2012. Les dates consécutives sont reliées par une ligne. Les mois sont en couleurs : décembre (brun), janvier (bleu), février (rouge), mars (vert).

Liens entre la MJO et les ondes de Kelvin

Même si la MJO et les ondes de Kelvin occupent des parties différentes du spectre dans l'analyse en nombre d'onde et en fréquence (figure 3.4), certains chercheurs pensent que la MJO (périodes : 30-60 jours) et les ondes de Kelvin (périodes : 2-20 jours) sont

fortement liées, se propageant toutes deux vers l'est et présentent des structures assez voisines (figures 3.3 et 3.6). Sobel et Kim (2012) ont mesuré l'amplitude des champs liés à la convection (l'OLR ou les précipitations) et ont montré qu'alors que la MJO est plus forte sur les océans Indien et Pacifique Ouest, elle est plus faible et plus rapide sur l'hémisphère ouest (Pacifique Est, continent américain et Atlantique), se rapprochant ainsi des ondes de Kelvin.

Roundy (2012) tire des conclusions intéressantes sur le lien entre la MJO et les ondes de Kelvin. Dans son spectre, il existe un champ continu de structures intermédiaires entre la partie Kelvin et la partie MJO, ce qui suggérerait que les deux phénomènes ne sont pas totalement distincts. Les signaux des ondes de Kelvin ressemblent de plus en plus à des signaux de la MJO à mesure que la convection associée s'intensifie. En outre, les ondes de Kelvin semblent être plus actives sur l'Atlantique et l'Afrique, avant le développement de la convection profonde liée à la MJO sur l'océan Indien. Enfin, il semblerait que les ondes de Kelvin lentes atteignent leur maximum d'intensité au sein de la phase convective active de la MJO sur l'océan Indien.

Ces liens entre la MJO et les ondes de Kelvin ne sont pas encore confirmés et sont toujours le sujet d'études actuellement. Nous considérerons dans la suite qu'elles sont distinctes.

3.1.3 Le lien avec la cyclogénèse

Frank et Roundy (2006) ont publié une synthèse sur le rôle des ondes équatoriales (périodes supérieures à deux jours) et de la MJO dans la cyclogénèse tropicale selon six bassins tropicaux majeurs, à partir de 29 années de données satellitaires d'OLR. Ils ont commencé par séparer les spectres des hémisphères nord et sud (figure 3.8), et ont montré de nombreuses différences entre les deux hémisphères.

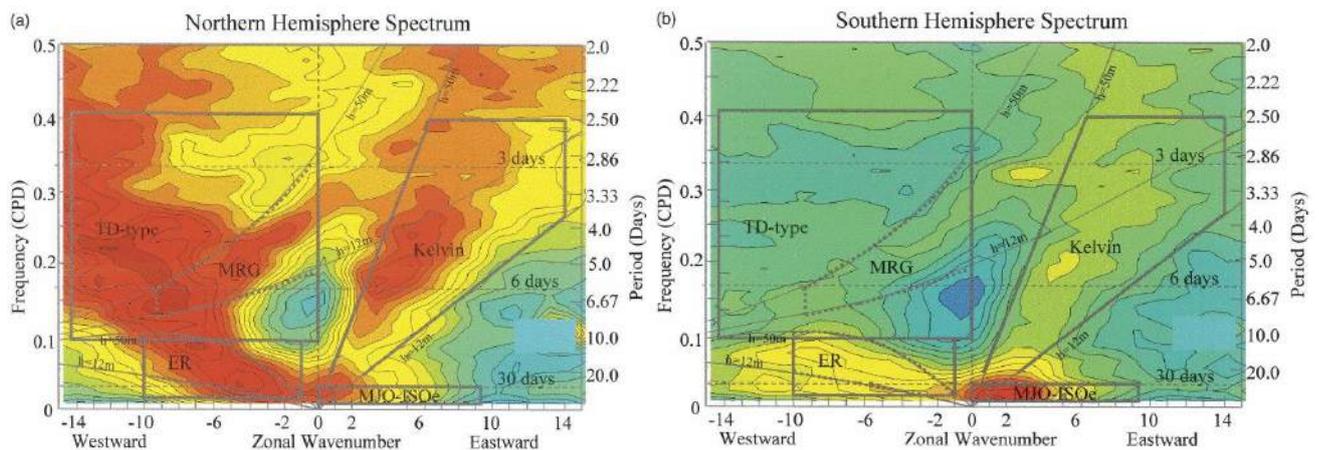


Figure 3.8 (tirée de Frank et Roundy, 2006) : Spectres normalisés en nombre d'onde zonale et en fréquence de l'OLR pour (a) l'Hémisphère Nord et (b) l'Hémisphère Sud. Les bandes spectrales des 4 filtres utilisés dans le projet sont indiquées par les boîtes.

La MJO est, de loin, le type d'onde le plus actif sur l'Hémisphère Sud, suivie par les ondes ER et Kelvin. Les ondes MRG ont un signal très faible, et le signal des ondes TD-type

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

est quasiment inexistant. En revanche, ce sont plutôt ces dernières ondes équatoriales qui sont retrouvées dans l'Hémisphère Nord.

Des analyses composites en relation avec les positions de formation de tempêtes et de cyclones tropicaux donnent ensuite une indication sur les structures des ondes et les phases qui modulent la cyclogénèse. Ces résultats sont donnés dans la figure 3.9. Frank et Roundy évoquent un lien entre l'activité ondulatoire et la formation de tempêtes tropicales dans la plupart des bassins tropicaux. Sur le Pacifique Est (e), ce lien semble moins marqué, alors que sur le Pacifique Ouest (c), il existerait bien entre la cyclogénèse et les ondes ER et MRG-TD principalement. Sur le sud de l'océan Indien, la formation de tempêtes et de cyclones semble coïncider avec un signal plus élevé des quatre ondes tracées (MJO, ER, MRG et Kelvin), confirmant ainsi la complexité des liens entre la cyclogénèse et les modes propagatifs dans ce bassin.

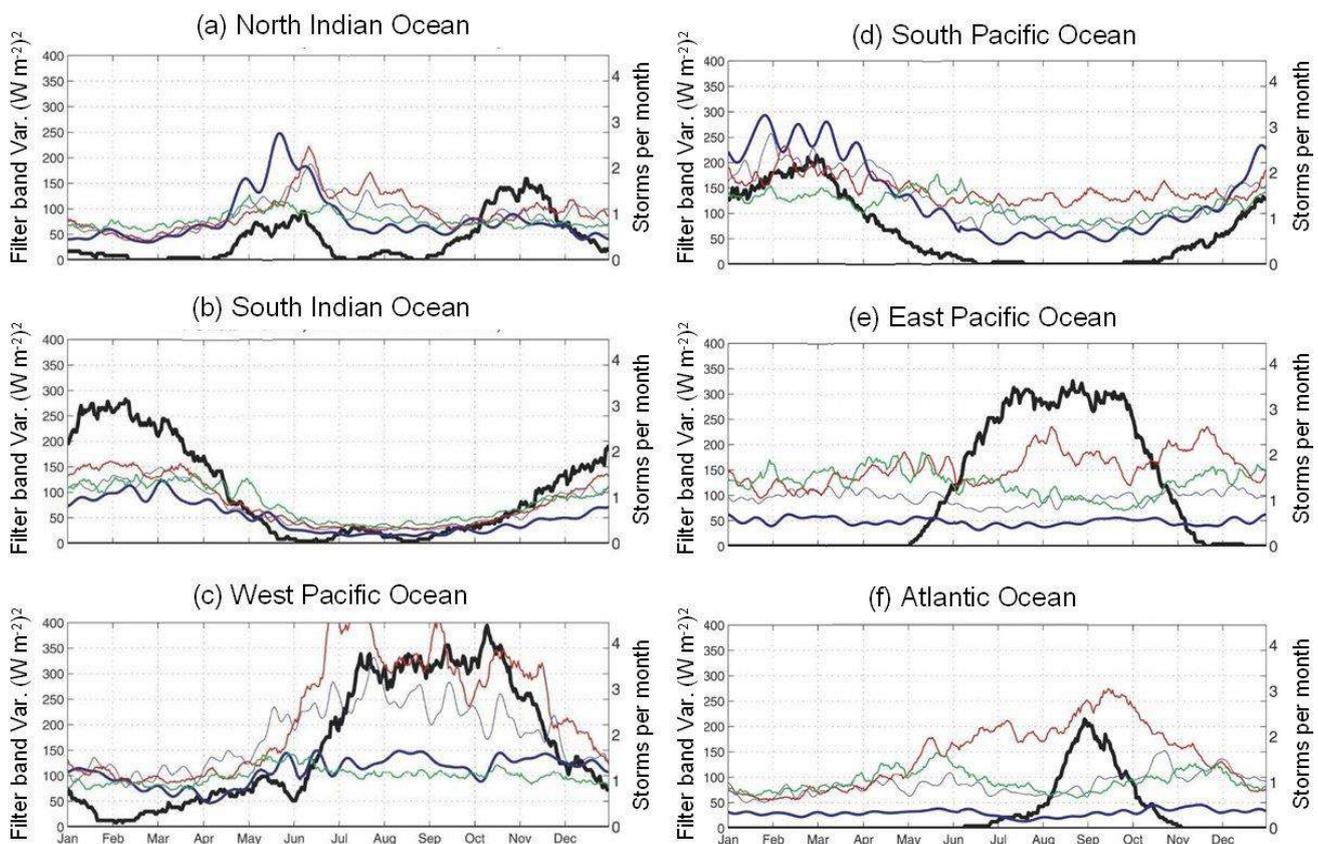


Figure 3.9 (tirée de Frank et Roundy, 2006) : Cycles moyens annuels de cyclogénèse et de variance d'OLR dans les 4 bandes spectrales indiquées sur la figure 3.8 pour six bassins tropicaux de (a) à (f). Les courbes sont en couleurs : cyclogénèse (noir), MJO (bleu épais), ER (bleu fin), MRG/TD-type (rouge) et Kelvin (vert).

Plus précisément, Frank et Roundy ont étudié l'activité ondulatoire locale au moment précis de chaque cas cyclogénétique. Ils concluent que les ondes MJO, ER et MRG-TD jouent un rôle significatif dans la formation des cyclones tropicaux sur les six bassins tropicaux. En revanche, les ondes de Kelvin n'influenceraient la cyclogénèse que pendant l'été austral sur le sud de l'océan Indien et pendant le printemps dans l'Hémisphère Nord.

Synthèse de l'influence des ondes et de la MJO sur la cyclogénèse

La situation est quelque peu différente sur les différents bassins tropicaux. Les paragraphes ci-dessous essaient de résumer les points essentiels de quelques études consacrées à l'influence des différentes ondes équatoriales sur la cyclogénèse tropicale (Aiyyer et al. 2012 ; Arnault et Roux 2011 ; Chen et Chou 2014 ; Fukutomi et Ysunari 2013 ; Gall et al. 2010 ; Hall et al. 2001 ; Ho et al. 2006 ; Maloney et Hartmann 2000a, 2000b ; Schreck et al. 2011a, 2011b, 2012 ; Ventrice et al. 2012 ; Xu et al. 2013).

La MJO

Les perturbations induites par la MJO sur la température, l'humidité, le vent zonal et méridien, le tourbillon, la divergence dans toute la troposphère influencent l'activité cyclonique directement en générant localement des conditions favorables, ou indirectement en provoquant la génération, l'amplification ou la modification d'autres ondes équatoriales. L'influence de la MJO est plus forte sur l'hémisphère sud qu'au nord et sur les océans Indien et Pacifique ouest, là où la modulation associée de l'activité convective est plus sensible. Généralement, le lieu privilégié de cyclogénèse tropicale se situe vers le secteur plus humide et convectivement actif des vents perturbés d'ouest, en présence d'un cisaillement horizontal cyclonique avec les alizés d'est des plus hautes latitudes, et d'un cisaillement vertical plus faible.

Les ondes de Kelvin

Certaines ondes de Kelvin semblent être associées à la MJO qui en serait une source notable lorsque cette perturbation atteint la ligne de changement de date lors de sa propagation vers l'est et que le couplage avec la convection devient moins net. Des ondes de Kelvin peuvent aussi s'observer comme des perturbations naturelles de l'écoulement atmosphérique équatorial et tropical, même en l'absence de MJO. Les modifications environnementales propagées par les ondes de Kelvin concernent le vent zonal, la vitesse verticale, l'humidité troposphérique, la convection. A nouveau, le secteur privilégié pour la cyclogénèse tropicale est celui des perturbations d'ouest avec intensification de la convection et du cisaillement horizontal cyclonique, et atténuation du cisaillement vertical. Cependant, la situation est quelque peu différente entre l'Atlantique tropical, où le cisaillement vertical du vent est habituellement d'ouest avec des vents d'est en basses couches, d'ouest en haute troposphère, et l'océan Indien où des vents d'ouest près de la surface sont surplombés par un flux d'est en altitude. Néanmoins, l'influence des ondes de Kelvin sur le cisaillement de vent semble moins importante que les perturbations de l'humidité et de la convection pour les variations induites de l'activité cyclonique.

Les ondes ER

Les ondes ER sont, avec la MJO, le processus dominant de l'activité cyclonique tropicale dans l'hémisphère sud. Si la cyclogénèse est renforcée là où ces ondes propagent humidification troposphérique et convection soutenue, leur influence sur le cisaillement

3.1 Les ondes équatoriales et l'Oscillation de Madden-Julian

vertical de vent semble assez variable. Plus précisément, le lieu privilégié de formation des cyclones tropicaux se situe plutôt entre le centre de circulation cyclonique de grande échelle et le flux convergent dirigé vers le pôle favorable aux développements convectifs. Une situation favorable, observée notamment sur l'Indien sud et le Pacifique nord-ouest, est celle où la propagation vers l'ouest des ondes ER les amène à interagir avec une large dépression océanique de mousson. Cela peut entraîner la cascade en tourbillons de plus petites tailles, mais plus intenses, piégés dans un environnement avec inversion du gradient méridien de tourbillon absolu.

Les ondes MRG

A l'opposé, les ondes MRG, et les ondes d'est AEW qui leur sont plus ou moins associées, jouent un rôle prépondérant pour la cyclogenèse tropicale dans l'hémisphère nord, surtout sur l'Atlantique et le Pacifique nord-ouest, en relation avec les perturbations produites par la mousson de l'Afrique de l'Ouest. La région privilégiée pour le développement de cyclones tropicaux se situe au sein des vastes zones de circulation cyclonique avec une activité convective plus soutenue vers le bord est. A nouveau, l'interaction entre une onde MRG se propageant vers l'ouest et une dépression de mousson ou une phase active de MJO peut générer des structures cycloniques plus intenses pouvant évoluer en tempêtes et cyclones tropicaux dans un environnement protégé au sens de Dunkerton et al. (2009), avec souvent une composante de propagation méridienne.

L'influence sur la cyclogénèse sur le sud-ouest de l'océan Indien

Sur le sud-ouest de l'océan Indien, Bessafi et Wheeler (2006) ont étudié les perturbations de certains champs dynamiques de grande échelle (tourbillon de basses couches, cisaillement vertical et convection profonde) qui sont connus pour leur importance dans la cyclogénèse, en négligeant les influences thermodynamiques (la température de surface de la mer, l'humidité et l'instabilité convective). Ils se basent sur 26 années de données de trajectoires de cyclones de 1974 à 2004, issues du CMRS La Réunion, de données satellitaires de l'OLR et d'analyses du modèle de l'ECMWF. D'après eux, la MJO ne serait pas le seul type d'onde à influencer les paramètres dynamiques ; les ondes équatoriales ER, MRG et Kelvin auraient aussi un impact. Ils ont conclu à une modulation de la formation des cyclones tropicaux qui est : (1) importante et statistiquement significative par la MJO et les ondes équatoriales ER, (2) légère mais significative par les ondes de Kelvin, et (3) non significatives par les ondes MRG.

3.2 La méthode de l'analyse spectrale

D'après les travaux décrits précédemment, l'activité cyclogénétique dans le sud-ouest de l'océan Indien serait influencée par l'Oscillation de Madden-Julien (MJO) et les trois ondes équatoriales Equatorial Rossby (ER), Mixed Rossby-Gravity (MRG) et Kelvin. Or, dans le chapitre 2, un indice γ a été créé pour représenter les développements tourbillonnaires dotés d'un potentiel cyclogénétique. Dans cette partie, on souhaite donc faire une analyse spectrale sur γ ainsi que sur ses composantes afin d'identifier les paramètres environnementaux liés à la fois à la cyclogénèse et aux perturbations ondulatoires.

3.2.1 L'analyse spectrale et le sud-ouest de l'océan Indien

Description d'une analyse spectrale en Physique

Un phénomène physique peut généralement être décrit par un ou plusieurs signaux qui varient en fonction du temps. Ces signaux se décomposent en des séries discrètes ou continues de signaux simples sous forme de sinusoïdes qui subissent une amplification et un déphasage, et qui sont décrites en termes de fréquence. C'est le principe de l'analyse spectrale : décomposer un signal complexe en une somme de sinusoïdes.

Une difficulté de cette analyse est que la décomposition sous-entend généralement que le signal est défini sur un temps infini. Or, l'enregistrement du signal est de durée limitée. Il faut donc faire des hypothèses quant à la partie non enregistrée du phénomène, en construisant un modèle du signal. Lorsque le signal reproduit indéfiniment le contenu de l'enregistrement, on construit un modèle périodique basé sur des séries de Fourier ; le signal est alors décrit par un spectre discret, i.e. un ensemble de fréquences en progression arithmétique. En revanche, lorsque l'on suppose que le signal est négligeable en dehors de l'enregistrement, on construit un modèle transitoire basé sur des transformées de Fourier ; le signal est alors décrit par un spectre continu. La figure 3.10 illustre ces deux types de signaux.

Lorsque les signaux varient en temps mais aussi en espace (sur une ou plusieurs dimensions spatiales), la décomposition doit alors s'effectuer en fréquence d'une part et en longueur(s) d'onde d'autre part.

L'analyse spectrale sur les ondes équatoriales

Dans les études théoriques sur les ondes (Matsuno 1966, entre autres), les équations qui gouvernent les perturbations atmosphériques sont résolues afin d'étudier les relations entre leurs nombres d'onde et leurs fréquences, leurs structures amplitude-phase et leurs caractéristiques de propagation. Pour comparer les ondes observées et simulées avec les modes théoriques, il peut donc s'avérer utile d'étudier le comportement spatiotemporel des différentes variables environnementales en les séparant en des composantes de Fourier.

Hayashi (1982) est l'un des premiers à appliquer l'analyse spectrale à la météorologie. Dans son article sur les ondes atmosphériques, il utilise une transformée de Fourier

3.2 La méthode de l'analyse spectrale

modifiée, en temps et en espace, afin d'obtenir un spectre continu de fréquences (signal limité en temps) et un spectre discret de longueurs d'onde (signal cyclique en espace). Les analyses sont faites sur des données issues de modèles de circulation générale du GFDL. Il parvient à séparer les signaux de départ en modes stationnaires et en modes propagatifs. Ces modes propagatifs peuvent être séparés, à leur tour, en modes qui se propagent vers l'est et vers l'ouest.

Les caractéristiques précédemment résumées des différentes ondes équatoriales et de leur influence sur la cyclogénèse tropicale ont ainsi été déduites de l'analyse spectrale spatiotemporelle de données satellites de couverture nuageuse ou de précipitations, et de champs environnementaux produits par des modèles de circulation générale.

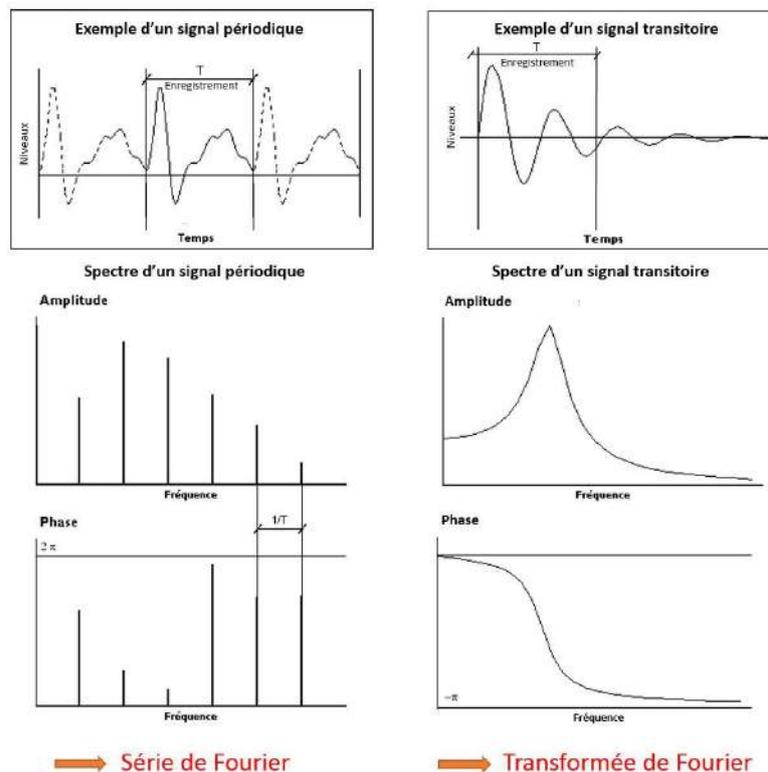


Figure 3.10 (source Wikimedia Commons) : Représentation d'exemples d'un signal périodique (à gauche) et d'un signal transitoire (à droite) qui varient en fonction du temps, accompagnés de leurs spectres d'amplitude et de phase respectifs.

Notre analyse spectrale sur le sud-ouest de l'océan Indien

On souhaite appliquer une analyse similaire sur le bassin que l'on étudie. Puisque l'on veut étudier la propagation zonale des ondes, la composante espace qui nous intéresse est la longitude plutôt que la latitude. On fera donc l'analyse spectrale pour chaque latitude sur un domaine temps-longitude.

Cependant, dans les précédents travaux, le domaine spatial des analyses spectrales était soit suffisamment étendu, soit cyclique autour du globe, e.g., Bessafi et Wheeler (2006) qui ont utilisé des données globales. Dans notre cas, on choisit d'utiliser les données de la zone étudiée au sein du sud-ouest de l'océan Indien uniquement. Cela permettra de ne regarder que les phénomènes propres au bassin. Or, la zone a une

extension longitudinale de 45° (entre 55 et 100°E), ce qui peut être suffisant pour étudier correctement les phénomènes de petite longueur d'onde (≤ 5000 km), mais pas les phénomènes de grande échelle zonale (> 5000 km). En revanche, la durée totale de 4 mois par saison permet de restituer correctement les périodes associées aux principales ondes équatoriales (2 jours à 2 mois).

On fait ici une analyse par séries de Fourier (limitée) d'un signal S d'une longueur totale D ($= 4$ mois ou 45° de longitude) échantillonné après interpolation avec un intervalle d ($= D/128$, soit environ 23 heures ou $0,35^\circ$). Selon le théorème de Shannon, on restitue les longueurs d'onde ou périodes comprises entre $2d$ et $2D$ (voir plus loin pour les détails).

La figure 3.11 résume quelques propriétés importantes des ondes tropicales sur le sud-ouest de l'océan Indien : leur longueur d'onde, leur période et leur célérité, ainsi que les bornes choisies pour notre description en longueur d'onde.

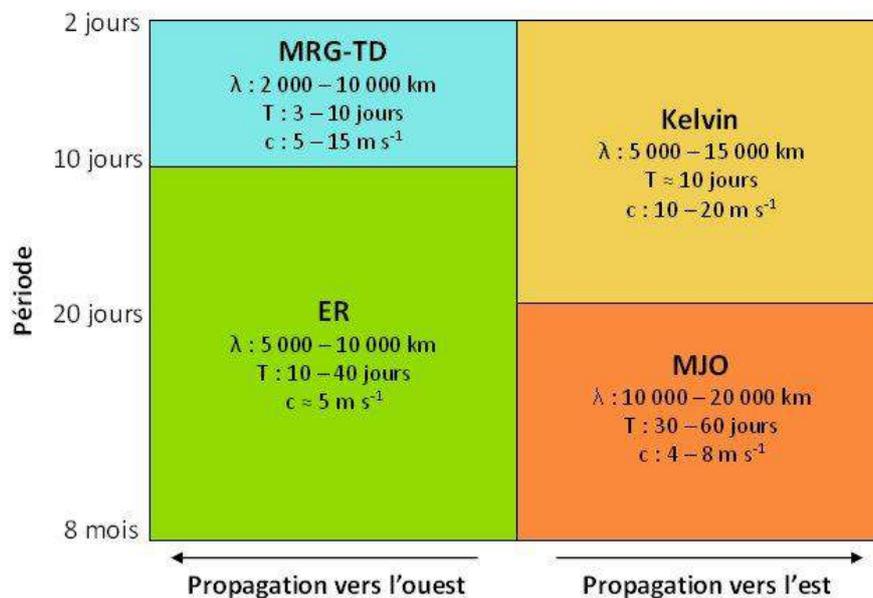


Figure 3.11 : Schéma représentant les trois ondes équatoriales et la MJO selon leur période, avec des indications de longueur d'onde λ et de célérité c approximatives. Les couleurs sont celles qui seront utilisées schématiquement dans la suite.

D'après les figures 3.4 et 3.8, les périodes caractérisent mieux les différents modes que leur longueur d'onde. On choisit donc de prendre surtout en compte la composante temporelle dans les résultats, et d'ignorer les caractéristiques spatiales. L'analyse spectrale donnera un spectre de pulsations ω (ou de périodes $T = 2\pi/\omega$) dans lequel on négligera les ondes dont la période $T \leq 2$ jours, i.e. les ondes de type WIG et EIG. Dans la gamme de périodes considérée, on supposera, d'une part, que les ondes d'est (propagation vers l'ouest) dont la période est comprise entre 2 et 10 jours sont des ondes de haute fréquence de type MRG et celles dont la période T est supérieure à 10 jours sont des ondes de type ER. D'autre part, les ondes d'ouest (propagation vers l'est) dont la période est comprise entre 2 et 20 jours seront associées aux ondes de Kelvin, tandis que celles dont la période T est supérieure à 20 jours se référeront à la MJO.

3.2 La méthode de l'analyse spectrale

3.2.2 La méthode de décomposition en modes

En se basant sur les précédents travaux sur l'analyse spectrale (Hayashi 1982, Frank et Roundy 2006, Bessafi et Wheeler 2006, entre autres), on propose de faire une décomposition en modes sur $N_V = 9$ variables V_i , $i=1:N_V$ au total : l'indice de cyclogénèse γ et les 8 variables qui la composent : {TB, SST, RVOR₁₀₀₀₋₈₀₀, RIH₁₀₀₀₋₈₀₀, DIV₁₀₀₀₋₈₀₀, RVOR₇₀₀₋₅₀₀, RIH₇₀₀₋₅₀₀, DIV₄₀₀₋₂₀₀}.

Chacune de ces N_V variables est définie sur t (temps du 1^{er} décembre au 31 mars), sur un espace en deux dimensions en longitude x et latitude y (55-100°E ; 5-20°S), et ce sur chacune des $N_s = 12$ saisons, comme illustré sur la figure 3.12. Pour chaque saison, les variables varient en fonction de $n = \{t, x, y\}$. On note « i_t » l'indice en temps variant de 1 à N_t , « i_x » l'indice en longitude variant de 1 à N_x et « i_y » l'indice en latitude variant de 1 à N_y .

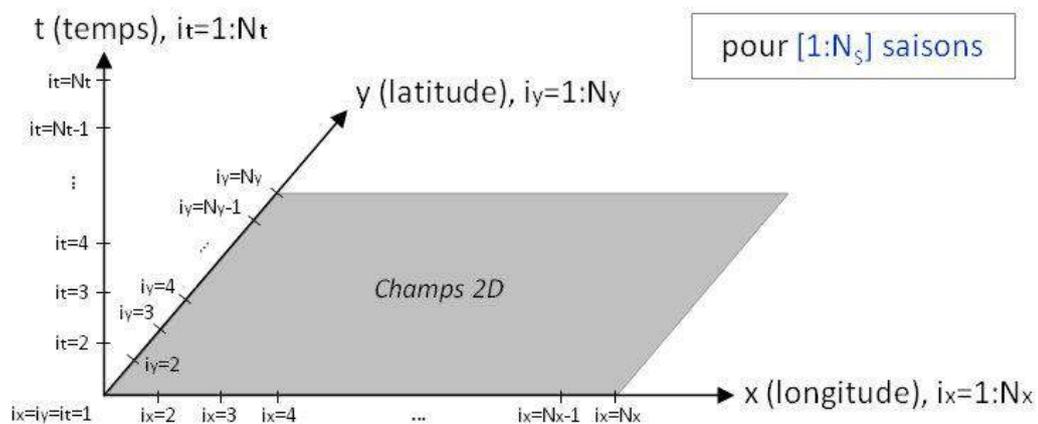


Figure 3.12 : Domaine de définition de chaque variable étudiée, voir texte pour description.

Normalisation des variables

On souhaite que les variables soient du même ordre de grandeur afin de pouvoir plus facilement les comparer entre elles dans les résultats. Il est donc nécessaire de les normaliser, de la même façon que dans le chapitre 2 :

$$V_i^*(n) = \frac{V_i(n) - M(V_i)}{\sigma(V_i)} \quad \text{avec } i = 1:N_V,$$

où M et σ sont la moyenne et l'écart-type de la variable V_i sur les 12 saisons et sur n (domaine en temps et espace).

La décomposition spectrale en bref

Pour chaque variable normalisée ou sur l'indice γ , après soustraction d'une tendance linéaire (représentant une évolution interannuelle due par exemple à l'ENSO ou à l'IOD), on décompose le signal restant en modes décrits dans la figure 3.13. On obtient alors par la méthode décrite ci-dessous des ondes stationnaires et des ondes d'ouest et d'est,

rapides et lentes, que l'on peut associer aux modes théoriques de Matsuno 1966 selon leurs périodes.

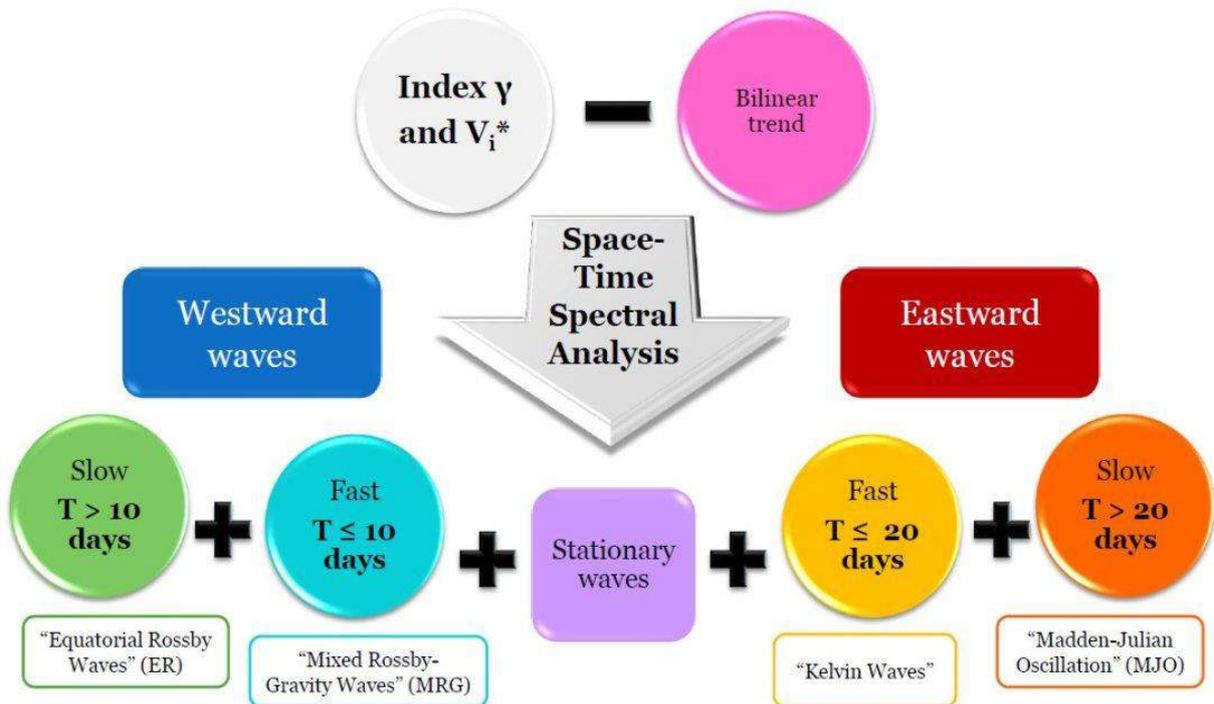


Figure 3.13 : Description succincte de la méthode de décomposition spectrale avec, en entrées, les variables normalisées et la fonction γ et, en sorties, les différents modes ouest, est et stationnaire.

Algorithme de l'analyse spectrale pour chaque variable normalisée V_i^* ou γ

Pour chacune des N_s saisons,

Initialisation de la variable à décomposer

- On lit les valeurs $V_i^*(t,x,y)$.
- A chaque temps t , on supprime les points (x,y) à 500 km de distance de perturbations tropicales matures (au-delà de la tempête tropicale) et en voie de dissipation ou de transition.
- On interpole V_i^* sur une grille en indices $\{it, ix, iy\}$ définie par : $N_t = 128$, $N_x = 128$ et $\Delta y = 1^\circ$. On choisit N_t et N_x égaux à 128, une puissance de 2, ce qui est préférable pour des analyses de Fourier et puisque notre domaine fait 45° de longitude échantillonné à $0,25^\circ$ de résolution, et entre 121 et 122 jours (dépendant des années bissextiles) pour chaque saison. On a alors $\Delta x \approx 0,35^\circ$ et $\Delta t = 22,875$ h.

Pour chaque latitude (iy),

- L'ensemble de $N_t \cdot N_x$ mesures peut être analysé comme la composition de $N_t \cdot N_x$ éléments d'une série de Fourier. On a, pour chaque latitude (iy), une fonction qui varie selon le temps (it) et la longitude (ix) :

3.2 La méthode de l'analyse spectrale

$$F_i(it, ix).$$

- On calcule la **tendance bilinéaire** en it et en ix :

$$TX_i(it, ix) = F_i^T it + F_i^X ix,$$

où F_i^T et F_i^X sont des scalaires.

- Après la **soustraction de la tendance bilinéaire**, il reste le signal :

$$G_i(it, ix) = F_i(it, ix) - TX_i(it, ix)$$

- Il est ensuite nécessaire de faire un « **padding** », qui consiste à rajouter des marges nulles aux extrémités de G_i en temps et en espace. Cela double l'espace de définition, permettant ainsi d'obtenir des périodes et longueurs d'onde plus grandes, sans changer les résultats. En effet, d'après le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon, l'échantillonnage d'un signal (sa représentation sous forme discrète), avec un pas Δx fixe, exige une fréquence d'échantillonnage supérieure au double de la fréquence maximale présente dans le signal. Autrement dit, il faut que les différentes longueurs d'onde λ du signal soient supérieures à $2 * \Delta x$.

Prenons l'exemple simple d'une fonction f (en bleu sur la figure 3.14) qui varie en espace. Elle est échantillonnée sur $N_x=4$ points, distants de $\Delta x=1$. On voudra travailler sur 4 vecteurs d'onde $k = \{1, 2, 3, 4\}$ qui correspondront aux longueurs d'onde $\lambda = N_x/k = \{4/1, 4/2, 4/3, 4/4\} = \{4, 2, 1.33, 1\}$. Or le théorème d'échantillonnage exige un $\lambda \geq 2$. Donc on ne pourra travailler que sur deux longueurs d'onde : 4 et 2.

Faisons maintenant un padding sur la fonction f : on rajoute à droite et à gauche une fonction nulle (en rouge sur la figure 3.14) sur 4 autres points au total. La fonction f_2 , résultat du padding, est échantillonnée sur $N_x'=2*N_x=8$ points. Ici, on considérera donc 8 vecteurs d'onde $k = \{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8\}$, qui correspondent aux longueurs d'onde $\lambda = \{8/1, 8/2, 8/3, 8/4, 8/5, 8/6, 8/7, 8/8\} = \{8, 4, 2.67, 2, 1.6, 1.33, 1.15, 1\}$. La contrainte donnée par le théorème de Shannon exige qu'on travaille sur les 4 premières longueurs d'onde : 8, 4, 2.67 et 2. Le padding, ici, permet donc de considérer des longueurs d'onde plus élevées et d'obtenir un plus grand nombre de longueurs d'onde intermédiaires.

G_i est défini sur $N_t * N_x$ points. Suite au double padding en temps et en espace, on a :

$$H_i(it, ix) = \begin{cases} G_i(it - N_t/2, ix - N_x/2) & \text{si } N_t/2 \leq it \leq 3N_t/2 \text{ et } N_x/2 \leq ix \leq 3N_x/2 \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases}$$

où i_t et i_x vont de 1 à $N_t'=2*N_t$ et $N_x'=2*N_x$ respectivement. Le théorème d'échantillonnage permettra alors l'étude de $N_\omega=N_t$ fréquences ω et $N_k=N_x$ vecteurs d'onde k , avec :

- $2*\Delta t \approx 1,9$ jours \leq **période T** $\leq 2*N_t*\Delta t \approx 244$ jours ;
- $2*\Delta x \approx 70$ km \leq **longueur d'onde λ** $\leq 2*N_x*\Delta x \approx 8960$ km.

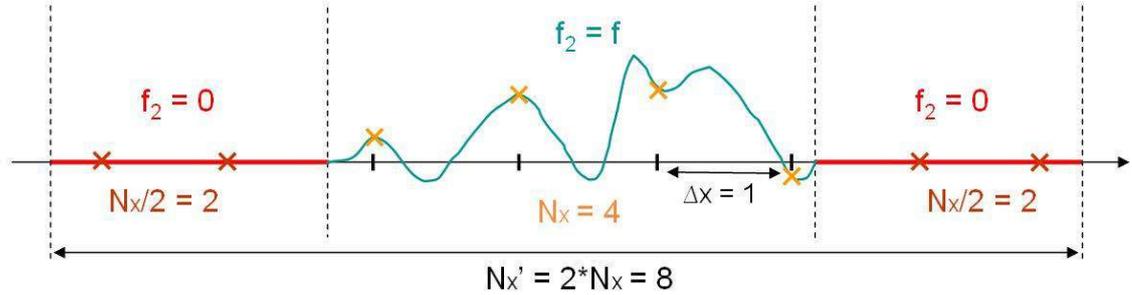


Figure 3.14 : Exemple de padding sur la fonction f (en bleu) échantillonnée sur $N_x = 4$ points. Le résultat f_2 comporte la fonction f bordée aux extrémités par une fonction nulle (en rouge).

- On souhaite maintenant **décomposer H_i en séries de Fourier** en espace, puis en temps. Nous avons vérifié que l'ordre des opérations de décomposition n'influe pas sur le résultat final.

Pour chaque i_t , on décompose d'abord H_i en **séries de Fourier en espace**, pour transformer la longitude x d'indices i_x en vecteur d'onde k d'indices i_k . Cela introduit deux fonctions P_i et Q_i qui varient en fonction du temps et du vecteur d'onde :

$$H_i(i_t, i_x) = \sum_{i_k=1}^{N_k} [P_i(i_t, i_k) \cos(k(i_k) x(i_x)) + Q_i(i_t, i_k) \sin(k(i_k) x(i_x))].$$

Pour chaque i_k , on décompose ensuite P_i et Q_i en **séries de Fourier en temps**, donnant quatre fonctions A_i , B_i , C_i et D_i qui varient en fonction de la fréquence ω d'indices i_ω et du vecteur d'onde k d'indices i_k .

$$P_i(i_t, i_k) = \sum_{i_\omega=1}^{N_\omega} [A_i(i_\omega, i_k) \cos(\omega(i_\omega) t(i_t)) + B_i(i_\omega, i_k) \sin(\omega(i_\omega) t(i_t))]$$

$$Q_i(i_t, i_k) = \sum_{i_\omega=1}^{N_\omega} [C_i(i_\omega, i_k) \cos(\omega(i_\omega) t(i_t)) + D_i(i_\omega, i_k) \sin(\omega(i_\omega) t(i_t))],$$

d'où :

$$H_i(i_t, i_x) = \sum_{i_k=1}^{N_k} \sum_{i_\omega=1}^{N_\omega} [A_i(i_\omega, i_k) \cos(k(i_k) x(i_x)) \cos(\omega(i_\omega) t(i_t)) + B_i(i_\omega, i_k) \cos(k(i_k) x(i_x)) \sin(\omega(i_\omega) t(i_t)) + C_i(i_\omega, i_k) \sin(k(i_k) x(i_x)) \cos(\omega(i_\omega) t(i_t)) + D_i(i_\omega, i_k) \sin(k(i_k) x(i_x)) \sin(\omega(i_\omega) t(i_t))]$$

3.2 La méthode de l'analyse spectrale

H_i peut se réécrire :

$$H_i(it, ix) = \sum_{ik=1}^{Nk} \sum_{i\omega=1}^{N\omega} \left[\begin{aligned} & \left(\frac{A_i(i\omega, ik) - D_i(i\omega, ik)}{2} \right) \cos(k(ik)x(ix) + \omega(i\omega)t(it)) \\ & + \left(\frac{C_i(i\omega, ik) + B_i(i\omega, ik)}{2} \right) \sin(k(ik)x(ix) + \omega(i\omega)t(it)) \\ & + \left(\frac{A_i(i\omega, ik) + D_i(i\omega, ik)}{2} \right) \cos(k(ik)x(ix) - \omega(i\omega)t(it)) \\ & + \left(\frac{C_i(i\omega, ik) - B_i(i\omega, ik)}{2} \right) \sin(k(ik)x(ix) - \omega(i\omega)t(it)) \end{aligned} \right].$$

La partie en $\cos(kx+\omega t)$ et en $\sin(kx+\omega t)$ se propage vers l'ouest, tandis que la partie en $\cos(kx-\omega t)$ et en $\sin(kx-\omega t)$ se propage vers l'est, avec k et ω positifs.

- Pour la **détermination des sens de propagation**, on calcule le carré du module des composantes est et ouest pour chaque onde, i.e. pour chaque couple (ω, k) , d'indices $(i\omega, ik)$. Pour simplifier les notations, on omet l'écriture des indices $(i\omega, ik)$.

$$MW_i = \sqrt{\left(\frac{A_i - D_i}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_i + B_i}{2}\right)^2} = \frac{1}{2} \sqrt{A_i^2 + B_i^2 + C_i^2 + D_i^2 + 2B_i C_i - 2A_i D_i}$$

$$ME_i = \sqrt{\left(\frac{A_i + D_i}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_i - B_i}{2}\right)^2} = \frac{1}{2} \sqrt{A_i^2 + B_i^2 + C_i^2 + D_i^2 - 2B_i C_i + 2A_i D_i}$$

Puisqu'il ne peut y avoir une propagation vers l'ouest ET vers l'est en même temps, on considérera que la propagation dominante se décompose en une part commune aux deux propagations est-ouest (hachurée sur la figure 3.15) qui correspond à une onde stationnaire, et en une onde résultante dans le sens dominant.

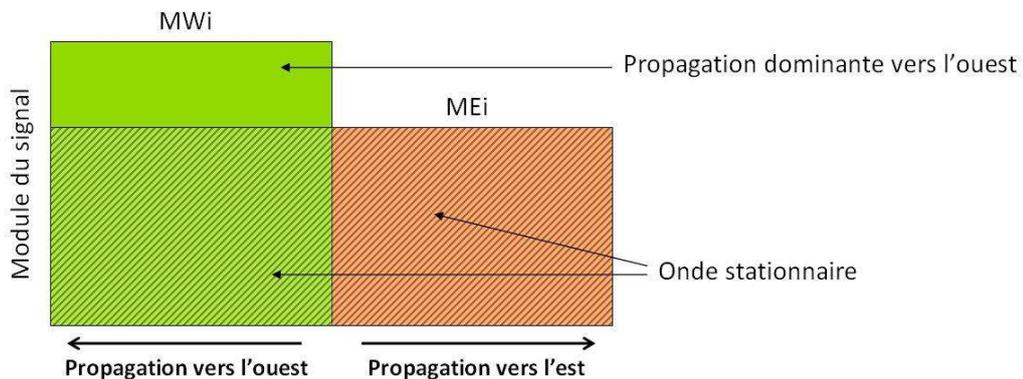


Figure 3.15 : Exemple d'une propagation dominante vers l'ouest. Les propagations sont représentées en fonction de leur amplitude (module) : MW_i pour l'onde d'est et ME_i pour l'onde d'ouest. Ici, puisque $MW_i > ME_i$, ME_i devient le module de l'onde stationnaire et $MW_i - ME_i$ le module de l'onde d'est résultante.

En comparant MW_i^2 et ME_i^2 , on peut donc connaître le sens de propagation dominant.

$$MW_i^2 - ME_i^2 = B_i C_i - A_i D_i$$

On trouve alors trois cas de propagation :

1. $B_i C_i - A_i D_i > 0 \Rightarrow$ Propagation dominante vers l'ouest

Alors, le signal recomposé s'écrit :

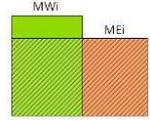
$$H_i(it, ix) = SW_i(it, ix) + WW_i(it, ix),$$

où la partie stationnaire est :

$$SW_i(it, ix) = \sum_{ik=1}^{Nk} \sum_{i\omega=1}^{N\omega} \left[\left((A_i(i\omega, ik) + D_i(i\omega, ik)) \cos(k(ik)x(ix)) \right. \right. \\ \left. \left. + (C_i(i\omega, ik) - B_i(i\omega, ik)) \sin(k(ik)x(ix)) \right) \cos(\omega(i\omega)t(it)) \right]$$

et la partie qui se propage vers l'ouest est :

$$WW_i(it, ix) = \sum_{ik=1}^{Nk} \sum_{i\omega=1}^{N\omega} \left[-D_i(i\omega, ik) \cos(k(ik)x(ix) + \omega(i\omega)t(it)) \right. \\ \left. + B_i(i\omega, ik) \sin(k(ik)x(ix) + \omega(i\omega)t(it)) \right]$$



2. $B_i C_i - A_i D_i < 0 \Rightarrow$ Propagation dominante vers l'est

Alors, le signal recomposé s'écrit :

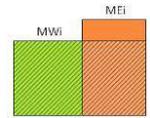
$$H_i(it, ix) = SE_i(it, ix) + EE_i(it, ix),$$

où la partie stationnaire est :

$$SE_i(it, ix) = \sum_{ik=1}^{Nk} \sum_{i\omega=1}^{N\omega} \left[\left((A_i(i\omega, ik) - D_i(i\omega, ik)) \cos(k(ik)x(ix)) \right. \right. \\ \left. \left. + (C_i(i\omega, ik) + B_i(i\omega, ik)) \sin(k(ik)x(ix)) \right) \cos(\omega(i\omega)t(it)) \right]$$

et la partie qui se propage vers l'est est :

$$EE_i(it, ix) = \sum_{ik=1}^{Nk} \sum_{i\omega=1}^{N\omega} \left[D_i(i\omega, ik) \cos(k(ik)x(ix) + \omega(i\omega)t(it)) \right. \\ \left. - B_i(i\omega, ik) \sin(k(ik)x(ix) + \omega(i\omega)t(it)) \right]$$



3. $B_i C_i - A_i D_i = 0 \Rightarrow$ Onde purement stationnaire

Alors, le signal recomposé s'écrit :

$$H_i(it, ix) = SS_i(it, ix),$$

avec :

$$SS_i(it, ix) = \sum_{ik=1}^{Nk} \sum_{i\omega=1}^{N\omega} \left[ABCD_i \cos\left(\frac{\phi_i + \psi_i}{2}\right) \cos(k(ik)x(ix)) \right. \\ \left. + ABCD_i \sin\left(\frac{\phi_i + \psi_i}{2}\right) \sin(k(ik)x(ix)) \right] \\ * \cos\left(\omega(i\omega)t(it) + \frac{\phi_i - \psi_i}{2}\right),$$



3.2 La méthode de l'analyse spectrale

où :

$$ABCD_i = \sqrt{A_i^2(i\omega, ik) + B_i^2(i\omega, ik) + C_i^2(i\omega, ik) + D_i^2(i\omega, ik)},$$

$$\cos(\phi_i) = \frac{A_i(i\omega, ik) + D_i(i\omega, ik)}{ABCD_i} \quad \text{et} \quad \sin(\phi_i) = \frac{C_i(i\omega, ik) - B_i(i\omega, ik)}{ABCD_i},$$

$$\cos(\psi_i) = \frac{A_i(i\omega, ik) - D_i(i\omega, ik)}{ABCD_i} \quad \text{et} \quad \sin(\psi_i) = \frac{C_i(i\omega, ik) + B_i(i\omega, ik)}{ABCD_i}.$$

Ainsi, en général, le signal H_i pourra être décomposé en cinq types d'onde, puisqu'on cherche à séparer les ondes propagatives en ondes lentes et rapides :

- des ondes stationnaires : $ST_i(it, ix) = SW_i(it, ix) + SE_i(it, ix) + SS_i(it, ix)$.
- des ondes d'ouest lentes : $WS_i(it, ix) = WW_i(it, ix)$, où la somme sur les ω ne se fait que pour $T > 10$ jours (ER).
- des ondes d'ouest rapides : $WF_i(it, ix) = WW_i(it, ix)$, où la somme sur les ω ne se fait que pour $T \leq 10$ jours (MRG).
- des ondes d'est rapides : $EF_i(it, ix) = EE_i(it, ix)$, où la somme sur les ω ne se fait que pour $T \leq 20$ jours (Kelvin).
- des ondes d'est lentes : $ES_i(it, ix) = EE_i(it, ix)$, où la somme sur les ω ne se fait que pour $T > 20$ jours (MJO).

La variable normalisée V_i^* après suppression des tempêtes développées et en voie de dissipation peut donc se décomposer en 6 modes pour chaque saison : soit un mode « tendance bilinéaire », un mode stationnaire et les 4 modes propagatifs. On choisira, dans la suite, de travailler sur ces variables et modes moyennés en latitude, pour tout $it=1:Nt$ et $ix=1:Nx$:

$$V_i^*(it, ix) \approx TX_i(it, ix) + ST_i(it, ix) + WS_i(it, ix) + WF_i(it, ix) + EF_i(it, ix) + ES_i(it, ix).$$

Exemple d'une fonction simple passée dans l'algorithme

Il est important de tester l'algorithme en simulant un signal simplifié dont les différentes propagations sont prédéfinies. Comme exemple, le signal initial est décrit comme une somme de 4 ondes : une onde d'est lente, une onde d'est rapide, une onde d'ouest rapide et une onde d'ouest lente, avec des caractéristiques de périodes et de longueurs d'onde similaires au cas réel atmosphérique. Nous avons vérifié le comportement de l'algorithme spatiotemporel pour différentes caractéristiques de champ simulé, en accord avec les propriétés réelles supposées. Le signal de l'exemple est décrit par :

$$\begin{aligned}
 F(it, ix) = & AC_{WS} \cos(k_{WS} x(ix) + \omega_{WS} t(it)) + AS_{WS} \sin(k_{WS} x(ix) + \omega_{WS} t(it)) \\
 & + AC_{WF} \cos(k_{WF} x(ix) + \omega_{WF} t(it)) + AS_{WF} \sin(k_{WF} x(ix) + \omega_{WF} t(it)) \\
 & + AC_{EF} \cos(k_{EF} x(ix) - \omega_{EF} t(it)) + AS_{EF} \sin(k_{EF} x(ix) - \omega_{EF} t(it)) \\
 & + AC_{ES} \cos(k_{ES} x(ix) - \omega_{ES} t(it)) + AS_{ES} \sin(k_{ES} x(ix) - \omega_{ES} t(it)) \\
 & + \text{BRUIT},
 \end{aligned}$$

où les 4 contributions, de même amplitude, sont définies dans le tableau 3.1, avec des valeurs de période, de longueur et de célérité cohérentes avec celles des ondes équatoriales données dans la figure 3.11. A ces propagations, on ajoute un bruit défini comme une fonction aléatoire dont la valeur quadratique moyenne est égale à un quart de celle de la partie propagative.

	Période (jours) $T = 2\pi/\omega$	Longueur d'onde (km) $\lambda = 2\pi/k$	Célérité (m s ⁻¹) $c = \lambda/T$	Amplitude du terme cosinus	Amplitude du terme sinus
Westward Slow WS	15,68	5852	4,32	2	-1
Westward Fast WF	6,37	2757	5,01	1	2
Eastward Fast EF	9,34	1142	14,15	-2	1
Eastward Slow ES	45,67	12864	3,26	-1	2

Tableau 3.1 : Caractéristiques des propagations pour la simulation d'un signal simplifié.

Après avoir normalisé le signal F, on fait une décomposition spectrale qui donne les 6 modes décrits dans la méthode. Ce qui nous intéresse dans un premier temps sont les propriétés temporelles des différents types de propagation. L'étude des spectrogrammes temporels respectifs du signal vers l'ouest (figure 3.16b) et du signal vers l'est (figure 3.16c), où les ondes lentes et rapides sont regroupées, permet de retrouver des pics d'amplitude spectrale qui correspondent aux périodes de l'onde telle qu'elle a été initialisée : quatre pics pour quatre ondes simples mises en entrée. D'autre part, on retrouve le bruit en partie dans les signaux propagatifs, mais surtout dans l'onde stationnaire. La partie stationnaire permet ainsi de mettre de côté les signaux parasites lorsque l'on veut étudier les propagations pures.

3.2 La méthode de l'analyse spectrale

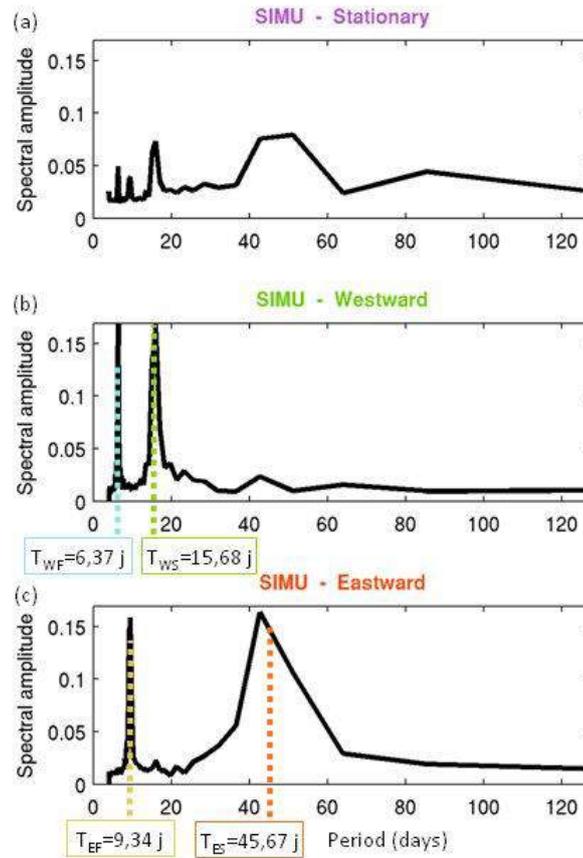


Figure 3.16 : Représentation, en fonction de la période, de l'amplitude spectrale des signaux (a) stationnaire et propagatifs (b) vers l'ouest et (c) vers l'est, pour la simulation d'un signal simplifié. Repérage des périodes utilisées en jours pour le signal initial.

En outre, des outils statistiques existent pour comprendre l'importance de chaque mode. On peut aisément connaître l'intensité de chacun des 6 modes qui composent un signal donné par le calcul de sa valeur quadratique moyenne, appelée ici RMS (de l'anglais « root mean square »). On fait ce calcul sur chaque mode $f_m \in \{ TX, ST, WS, WF, EF, ES \}$ où $m=1:6$:

$$RMS_m = \left[\frac{1}{Nt \ Nx} \sum_{it=1}^{Nt} \sum_{ix=1}^{Nx} (f_m(it, ix))^2 \right]^{1/2} .$$

D'autre part, si l'on veut connaître la contribution de chaque mode dans le signal initial, le calcul du pourcentage de variance expliquée (PVE) peut s'avérer utile. Le PVE est, à la base, un outil pratique qui permet de comparer les résultats d'un modèle théorique avec des données expérimentales. Une illustration de cette comparaison est donnée dans la figure 3.17. On dit que plus le PVE est grand, plus le modèle explique la variance des données expérimentales. Le calcul du PVE repose sur la valeur quadratique moyenne de la fonction expérimentale et de celle de la fonction expérimentale moins la fonction modèle. Dans notre cas, si l'on considère la fonction relative à un mode f_m , $m=1:6$, ainsi que le signal initial F (variable normalisée), on a :

$$PVE_m = 100 \left(1 - \frac{RMS(F - f_m)}{RMS(F)} \right).$$

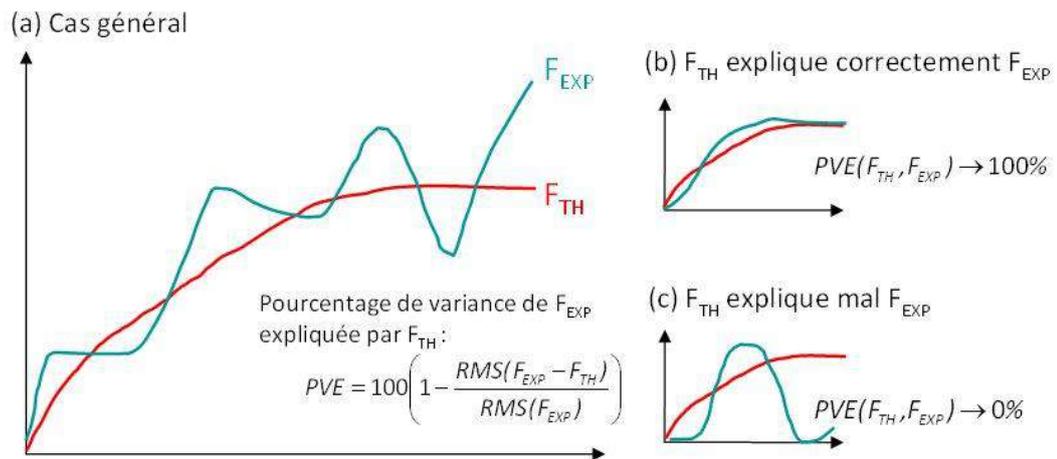


Figure 3.17 : Exemple d'application du pourcentage de variance expliquée (PVE) à la comparaison entre des résultats de modèle théorique (F_{TH} en rouge) et des données expérimentales (F_{EXP} en bleu) dans (a) le cas général, (b) le cas où F_{TH} et F_{EXP} sont proches et (c) le cas où F_{TH} n'approche pas F_{EXP} .

On peut également visualiser le signal et les 6 modes de la décomposition en les moyennant sur les latitudes et en les traçant sur des diagrammes de Hovmöller en fonction de la longitude et du temps. La figure 3.18 montre les 7 diagrammes de Hovmöller, accompagnés des valeurs de RMS et de PVE pour les 6 modes.

Au départ, sur le diagramme (a), on constate un signal hétérogène où l'on peut tout de même distinguer des propagations vers l'ouest et vers l'est, identifiables par des regroupements de valeurs qui semblent se propager dans le temps (vers le haut) vers la gauche (ouest) ou vers la droite (est), lentement ou rapidement. La tendance bilinéaire (b) en temps et en longitude de ce signal est calculée, puis soustraite. Dans ce cas précis, cette tendance est très faible, avec une valeur quadratique moyenne RMS quasi-nulle, et elle n'explique pas le signal de départ, avec un PVE égal à zéro. La décomposition spectrale donne ensuite une onde stationnaire (c) qui ressemble à un bruit. On n'y constate pas de propagation notable.

Les ondes propagatives, elles, sont bien visibles. Sur les diagrammes (d), (e), (f) et (g), on constate des alternances de valeurs positives et négatives qui laissent apparaître des bandes dont la période est très semblable aux périodes d'initialisation du signal de départ définies dans le tableau 3.1. En revanche, la célérité des modes et, par extension, la longueur d'onde ne sont pas forcément correctement restituées selon les cas, toujours à cause de la faible extension longitudinale du domaine ; c'est le cas pour le mode correspondant aux ondes de Kelvin qui semble être beaucoup trop lent dans cet exemple.

Les quatre valeurs quadratiques moyennes sont similaires. De même pour les pourcentages de variance expliquée. Cela est cohérent avec ce qui a été défini pour le signal initial : quatre ondes simples de même amplitude.

Par cet exemple, on montre que la méthode de décomposition spectrale fonctionne et restitue des modes corrects en termes de période, dont l'importance peut être évaluée à travers le calcul du PVE.

3.2 La méthode de l'analyse spectrale

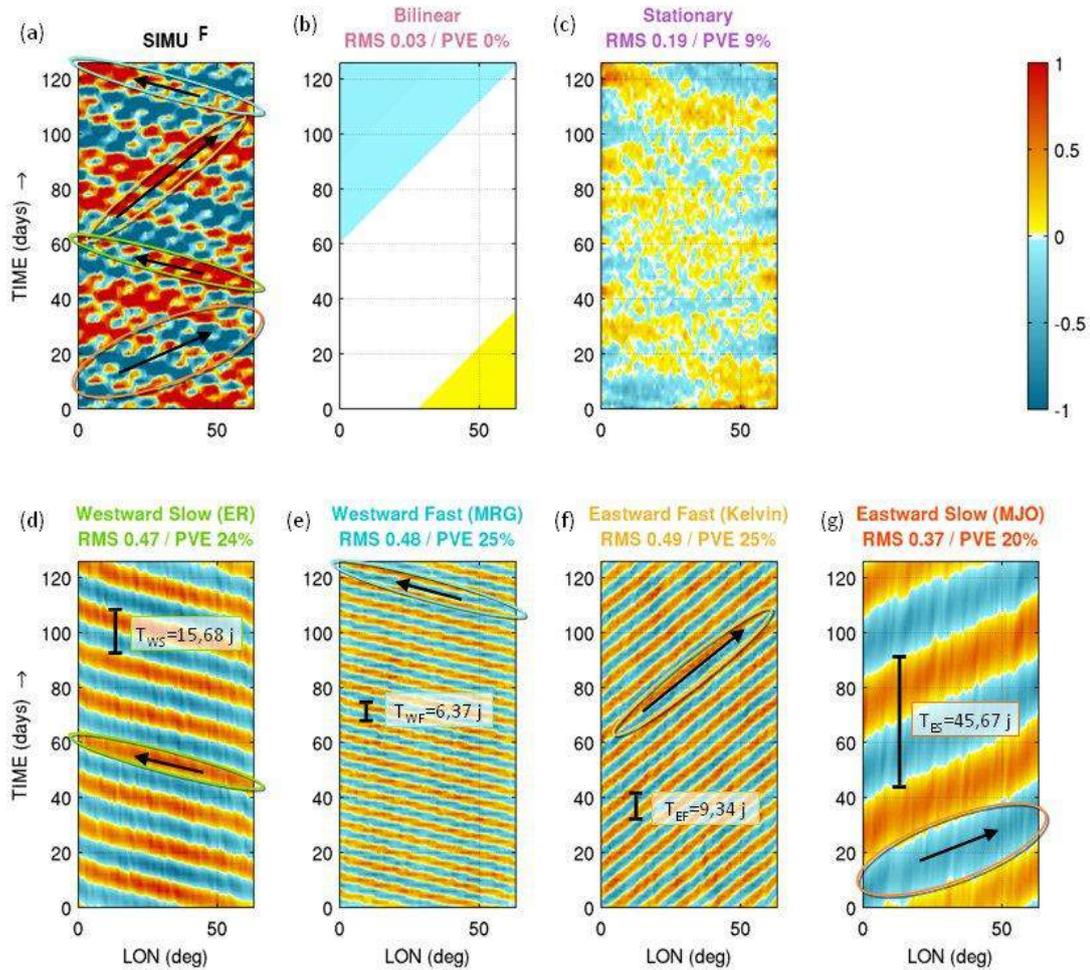


Figure 3.18 : Diagrammes Hovmöller du signal normalisé **(a)** et des six modes donnés par la décomposition spectrale : **(b)** la tendance bilinéaire, **(c)** l'onde stationnaire, **(d)** l'onde d'est lente, **(e)** l'onde d'est rapide, **(f)** l'onde d'ouest rapide et **(g)** l'onde d'ouest lente. Les signaux sont moyennés sur les latitudes et tracés en fonction de la longitude et du temps. Les couleurs sur les diagrammes sont associées aux valeurs de -1 (bleu) à +1 (rouge), comme décrit sur la barre de couleur en haut à droite. Les zones encadrées sur (a) dénotent des exemples de propagation lente ou rapide vers l'ouest ou vers l'est, et correspondent aux zones encadrées sur (d), (e), (f) et (g). Les périodes des ondes sont indiquées sur les diagrammes (d), (e), (f) et (g). Les flèches horizontales donnent une information sur la célérité de chaque onde propagative.

3.3 Les résultats

On souhaite trouver des liens entre la cyclogénèse tropicale sur le sud-ouest de l’océan Indien et les ondes tropicales. Pour chacune des 12 saisons étudiées, de décembre à mars de 1999-2000 à 2010-2011, et pour chacune des 9 variables normalisées comprenant la fonction γ et les 7 variables qui composent sa formule : {TB, SST, RVOR₁₀₀₀₋₈₀₀, RIH₁₀₀₀₋₈₀₀, DIV₁₀₀₀₋₈₀₀, RVOR₇₀₀₋₅₀₀, RIH₇₀₀₋₅₀₀, DIV₄₀₀₋₂₀₀}, on visualise et caractérise les différents modes donnés par la décomposition spectrale à travers des diagrammes de Hovmöller et le pourcentage de variable expliquée PVE. La valeur quadratique moyenne RMS des différents modes n’est pas indiquée explicitement, mais leur amplitude est donnée par le code de couleur.

Pour chacune des 9 variables, on interprète physiquement :

- La tendance bilinéaire comme des variations lentes de la variable au sein de la saison (cycle saisonnier), e.g., la variation inertielle de la SST, et elle peut aussi contenir la variabilité interannuelle (transition entre des modes de l’ENSO ou de l’IOD ; voir partie 2.1.3) ;
- Le mode stationnaire comme des processus locaux et sporadiques qui ne seront pas plus détaillés dans cette thèse. On peut également supposer qu’il englobe le bruit dans les données ainsi que les erreurs de décomposition spectrale ;
- Le mode « ouest lent » comme les ondes Equatorial Rossby (ER) ;
- Le mode « ouest rapide » comme les ondes Mixed Rossby-Gravity (MRG) ;
- Le mode « est rapide » comme les ondes de Kelvin ;
- Le mode « est lent » comme l’Oscillation de Madden-Julian (MJO).

À cause d’une quantité trop importante de figures, on montrera ici les résultats détaillés pour la saison 2000-2001 uniquement, choisie au hasard. Les saisons 2006-2007 et 2010-2011, différentes de la saison 2000-2001, figurent en annexe.

3.3.1 Résultats sur la saison 2000-2001

La saison 2000-2001, explicitée dans le chapitre 2, et aussi celle qu’on choisit de détailler dans cette partie. Durant cette saison, trois systèmes tourbillonnaires Ando, Bindu et Charly ont atteint le stade de tempête les 2, 8 et 19 janvier 2001 respectivement, au sein d’un mois de janvier particulièrement actif. Pendant ce mois, un autre tourbillon, défini comme la perturbation tropicale n°7 par le CMRS La Réunion, s’est développé autour du 30. Il s’est intensifié en une dépression tropicale avant de quitter les latitudes favorables. Pendant la saison de décembre à mars, et dans le sud-ouest de l’océan Indien excluant le voisinage de Madagascar, le CMRS La Réunion n’a détecté aucune autre perturbation tropicale.

Diagrammes Hovmöller de l'indice γ et de 8 variables normalisées

La fonction γ

Afin d'en savoir un peu plus l'activité cyclogénétique sur cette saison et son lien avec les processus de moyenne et de grande échelle concernés, on fait, dans un premier temps, une décomposition spectrale sur le composite γ dont les résultats sont donnés sur la figure 3.19.

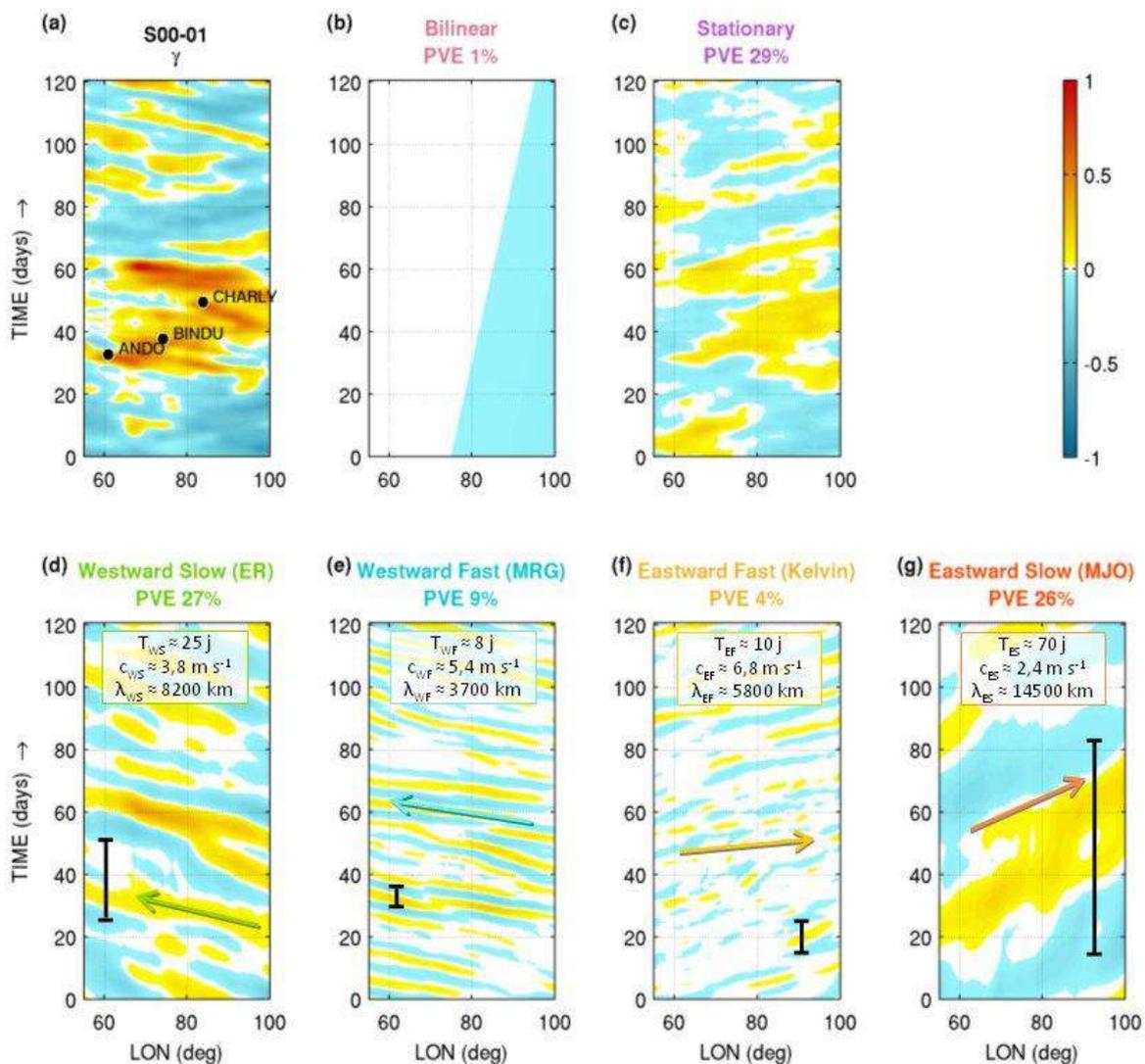


Figure 3.19 : Diagrammes Hovmöller de l'indice de cyclogénèse γ fonction linéaire de 8 variables normalisées (a) et des six modes donnés par la décomposition spectrale pour la saison 2000-2001 : (b) la tendance bilinéaire, (c) l'onde stationnaire, (d) l'onde d'est lente, (e) l'onde d'est rapide, (f) l'onde d'ouest rapide et (g) l'onde d'ouest lente. Les signaux sont moyennés sur les latitudes et tracés en fonction de la longitude et du temps. Les points de cyclogénèse (moment où les vents associés aux systèmes tourbillonnaires dépassent 17 m s^{-1}) sont représentés sur (a) par un point et le nom de chaque système nommé. Pour chacun des six modes, un PVE est donné. Pour chaque mode propagatif, la flèche renseigne sur la célérité du mode et le segment sur sa période.

On constate que les valeurs maximales du γ moyen sur les latitudes sont liées aux trois cyclones tropicaux Ando, Bindu et Charly en janvier. Plus tôt dans la saison, en décembre,

et plus tard, en février, l'activité cyclogénétique est réduite. Elle semble reprendre légèrement en mars sans atteindre de fortes valeurs.

La tendance bilinéaire est faible avec un PVE égal à 1%. L'influence de la variabilité interannuelle n'est donc pas flagrante lorsque l'on regarde l'activité cyclogénétique. Le mode stationnaire, lui, a un PVE relativement élevé, égal à 29%. Il semble que des processus locaux et sporadiques jouent un rôle non négligeable dans la variabilité de la cyclogénèse tropicale. Ceux-ci ne seront pas plus explicités ici.

Ce qui nous intéresse sont les traces de propagations trouvées dans l'activité cyclogénétique. Les 4 modes propagatifs expliquent ici 66% de la variance de γ , ce qui signifie que ces modes sont importants dans les variations des conditions favorables de cyclogénèse tropicale.

On déduit des diagrammes de Hovmöller les caractéristiques de période T et de célérité c pour les différentes propagations, et on peut aussi calculer la longueur d'onde λ associée. Les résultats sont donnés sur les vignettes (d), (e), (f) et (g) de la figure 3.19 pour les quatre types de modes propagatifs. On remarque que les valeurs de T , c et λ collent relativement bien aux ondes observées dont les caractéristiques sont résumées sur la figure 3.11. Les éventuelles erreurs peuvent être liées aux sommes de différents modes pour chaque catégorie d'onde.

Les ondes type ER et MJO semblent expliquer la majeure partie de ces variations avec un PVE de 27% et de 26% respectivement. Ce sont des modes propagatifs dominants. On voit bien sur la figure 3.19 que la cyclogénèse des trois événements nommés se produit lors de phases positives de ER et de MJO. Les ondes type MRG et Kelvin, eux, avec 9% et 4% de PVE, n'expliquent que faiblement la cyclogénèse tropicale pendant la saison 2000-2001.

On souhaite maintenant comprendre à travers quels paramètres environnementaux ces modes propagatifs dominants et secondaires influencent la cyclogénèse dans le sud-ouest de l'océan Indien. On fait donc une décomposition spectrale des 8 variables normalisées qui composent γ . On retrouve des diagrammes de Hovmöller et des valeurs de PVE selon la tendance bilinéaire, le mode stationnaire et les différents modes propagatifs, pour la température de brillance TB (figure 3.20), la température de surface de la mer SST (figure 3.21), le tourbillon de basse troposphère (figure 3.22), la divergence de basse troposphère (figure 3.23), l'humidité relative de basse troposphère (figure 3.24), le tourbillon de moyenne troposphère (figure 3.25), l'humidité relative de moyenne troposphère (figure 3.26) et la divergence de haute troposphère (figure 3.27). Le but de cette partie étant de relier la cyclogénèse tropicale aux ondes équatoriales et à la MJO, on s'intéressera surtout aux modes propagatifs ici, malgré les valeurs généralement élevées de la PVE associée au mode stationnaire qui correspond à des processus qui sont plus difficiles à étudier à l'échelle de nos travaux.

TB*

Sur la figure 3.20, on constate des valeurs négatives de TB^* autour des cyclones tropicaux, ce qui est cohérent car de faibles valeurs de TB correspondent à des sommets de nuages froids et donc à des nuages à haute altitude que l'on retrouve dans les cyclones.

3.3 Les résultats

Les ondes de type MRG et Kelvin influencent assez peu la TB ici aussi (PVE égaux à 7% et 6% respectivement), tandis que le mode « ouest lent » a un PVE plus élevé égal à 18%. Ce sont les ondes de type MJO qui expliquent la majeure partie de la variance de la TB avec un PVE égal à 33% et un signal en bandes bien visible. La MJO étant un phénomène de propagation de nuages convectifs, le fait qu'elle influence directement la TB est donc cohérent.

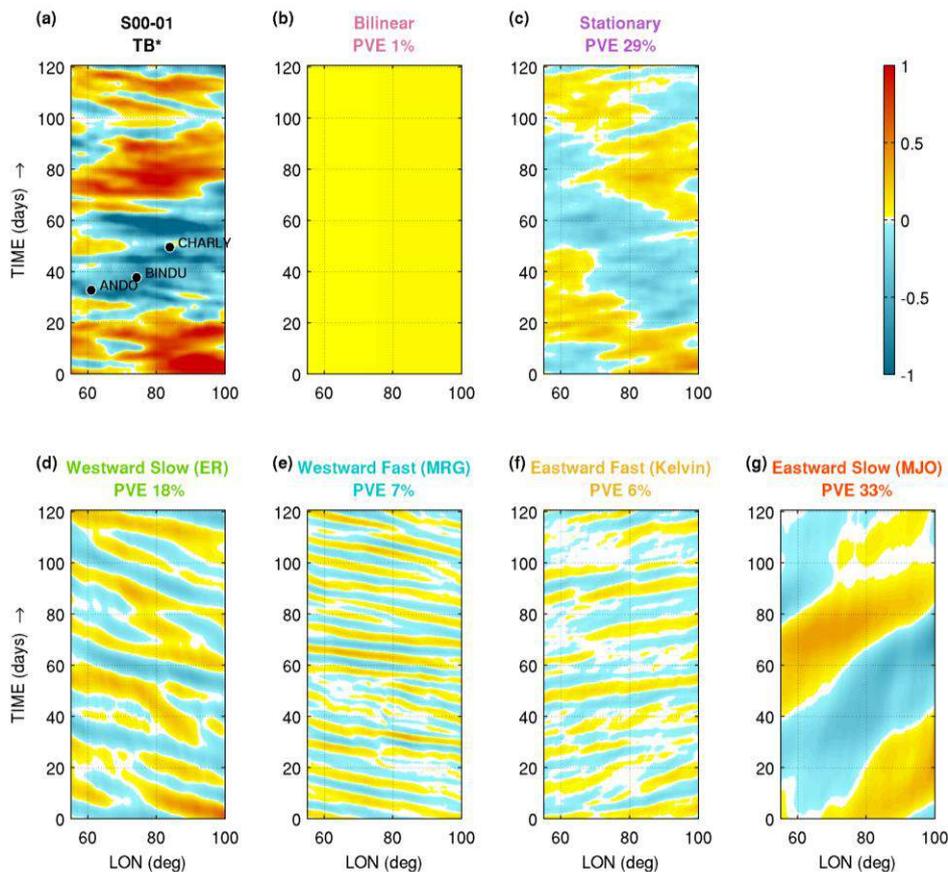


Figure 3.20 : Idem 3.19, mais pour la température de brillance normalisée.

SST*

La décomposition spectrale de la SST est donnée sur la figure 3.21. On constate un gradient de température très marqué en temps et en espace qui se retrouve particulièrement dans la tendance bilinéaire qui explique une part record (54%) de la variance de la SST. Cela serait dû au cycle saisonnier et à l'inertie de l'océan. Celui-ci emmagasine de la chaleur pendant les premiers mois d'été, mais ce n'est qu'à partir de fin février que la SST augmente, surtout à l'ouest et au centre de la zone étudiée. On note que les trois cyclones ne se développent pas en fin de saison lorsque la SST atteint ses plus fortes valeurs, mais cela ne signifie pas que la SST n'est pas déjà favorable au moment des cyclogénèses.

A part la tendance bilinéaire, c'est le mode « ouest lent » ER qui explique le plus la variance de la SST, à hauteur de 21%, tandis que le PVE associé au mode « ouest rapide » MJO est égal à 13%. Les ondes de type MRG et Kelvin, elles, influencent très peu la SST, avec des PVE égaux à 0% et 1% respectivement. On en conclut que, de par sa nature

inertielle lente, la SST n'est pas modulée par les ondes rapides, mais plutôt majoritairement par le cycle saisonnier et parfois par les ondes lentes.

On remarquera aussi que la vitesse de propagation du mode ER est très lente pour la SST par rapport aux autres variables. Il pourrait plutôt s'agir de l'influence d'une onde de Rossby océanique (Chelton et Schlax 1996).

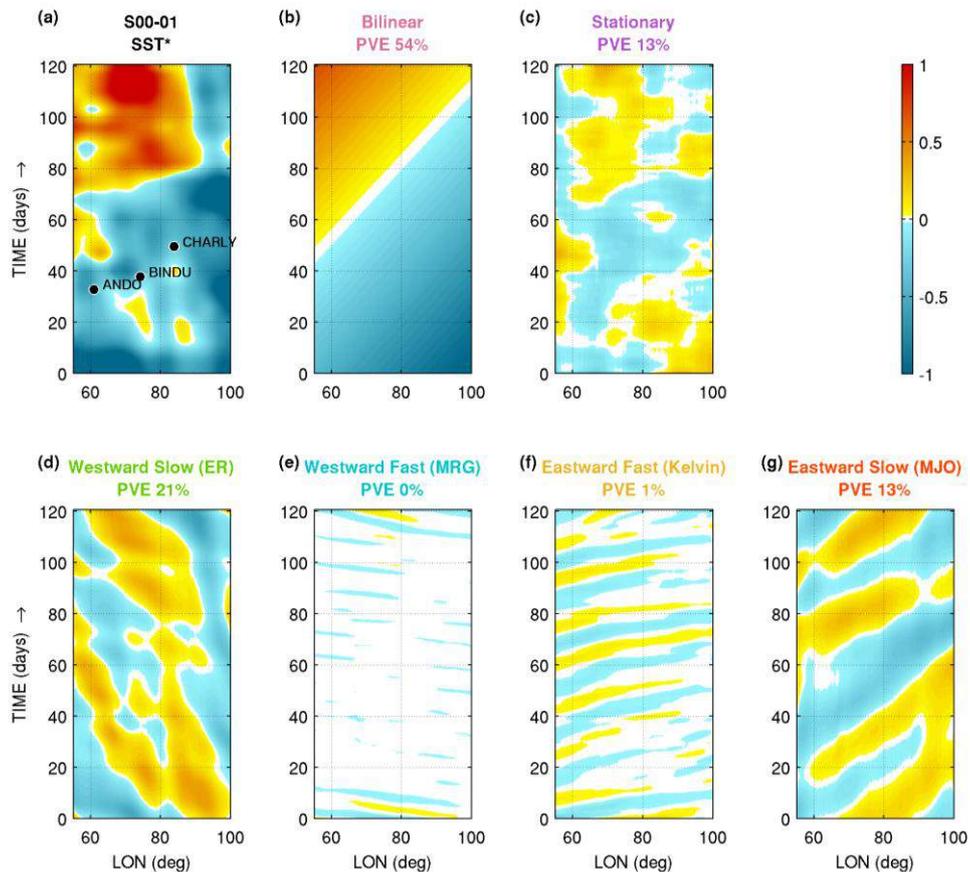


Figure 3.21 : Idem 3.19, mais pour la température de surface de la mer normalisée.

RVOR*1000-800

En ce qui concerne la basse troposphère entre 1000 et 800 hPa, on constate que de fortes valeurs négatives du tourbillon normalisé (figure 3.22) sont associées aux trois cas de cyclogénèse. C'est majoritairement le mode « ouest lent » de type ER qui explique sa variance avec un PVE égal à 40%. Cette fois, c'est le mode « ouest rapide » de type MRG le deuxième à influencer la variable, avec un PVE égal à 20%, soit la moitié du PVE du mode ER, contrairement au mode MJO associé à un PVE de 11% uniquement. Les ondes de Kelvin influencent peu la variance du tourbillon de basses couches avec un PVE de 6%.

3.3 Les résultats

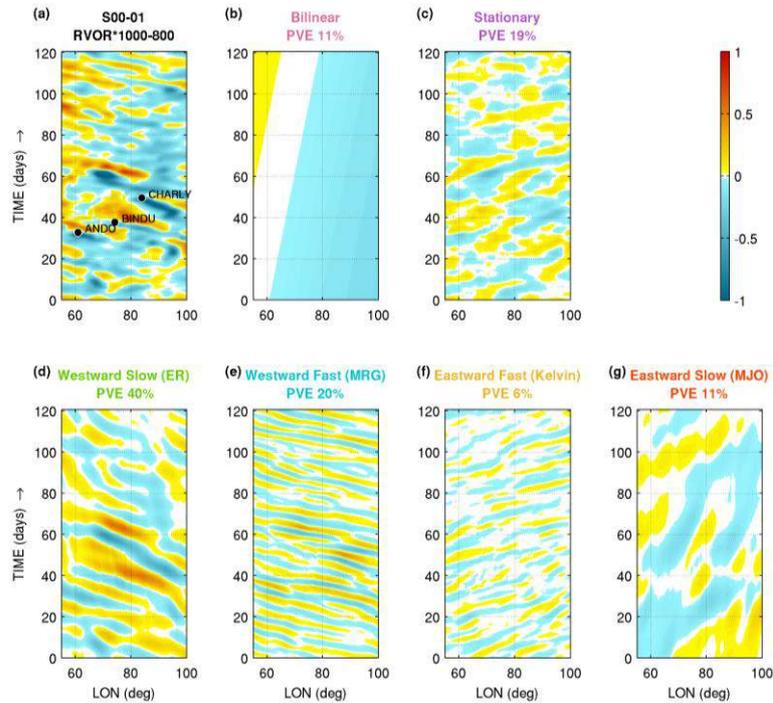


Figure 3.22 : Idem 3.19, mais pour le tourbillon relatif normalisé de basses couches (1000-800 hPa).

*DIV*1000-800*

La divergence de basses couches normalisée (figure 3.23) est plutôt négative au niveau des points de cyclogénèse, signifiant qu'on a plutôt de la convergence en ces points. Pour ce qui est des modes propagatifs, ce sont les ondes lentes qui dominent. En revanche, les modes rapides ont tout de même un PVE égal à 12%. La composante stationnaire (PVE = 29%) représente ici l'activité convective sporadique dispersée sur toute la zone.

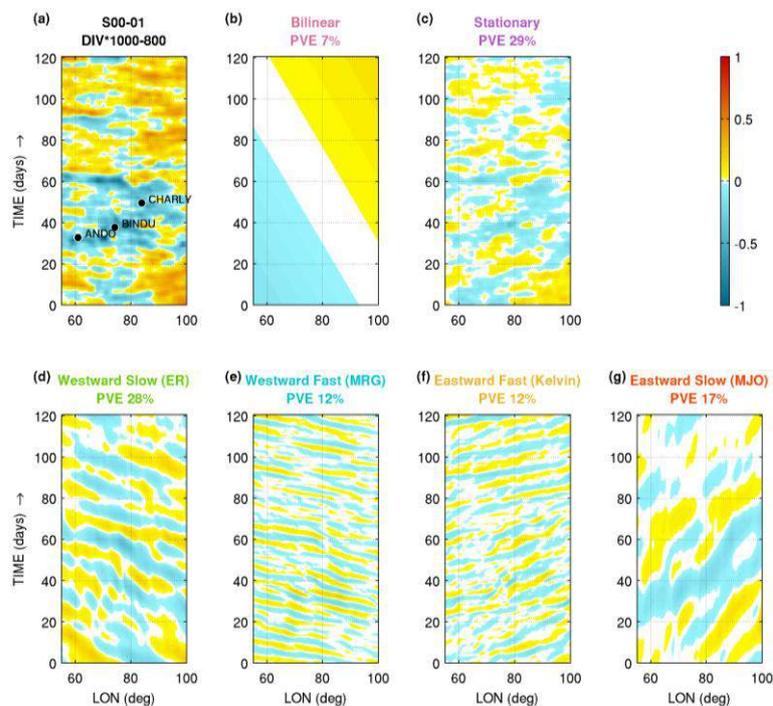


Figure 3.23 : Idem 3.19, mais pour la divergence normalisée de basses couches (1000-800 hPa).

RIH*1000-800

L'humidité de basse troposphère (figure 3.24) est elle aussi majoritairement influencée par les ondes de type ER dont le PVE atteint 35%. Le mode « est lent » de type MJO explique 17% de la variance de l'humidité, i.e. il a un effet deux fois moins important que le mode ER. Les ondes MRG et Kelvin influencent peu la variance de l'humidité de basses couches avec des PVE de 11 et 5% respectivement.

On note à nouveau une composante stationnaire importante (PVE = 29%), mais avec une moindre variabilité temporelle que le tourbillon ou la divergence de basse troposphère. Cela traduit vraisemblablement l'impact à long terme (quelques semaines) de l'humidification indirecte de la troposphère par les trois développements cycloniques successifs.

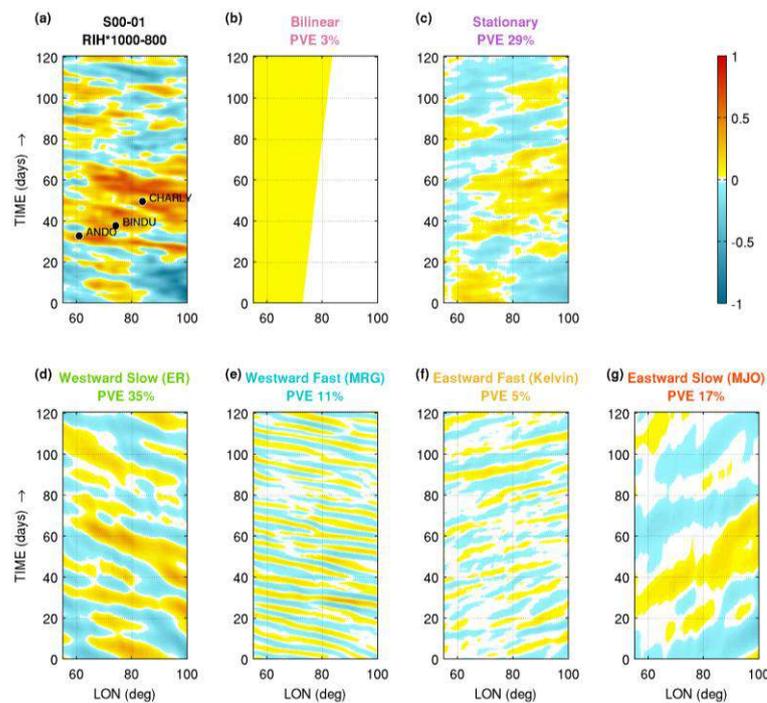


Figure 3.24 : Idem 3.19, mais pour l'humidité relative normalisée de basses couches (1000-800 hPa).

RVOR*700-500

En moyenne troposphère entre 700 et 500 hPa, les cyclones sont encore associés à de fortes valeurs négatives (cycloniques) du tourbillon normalisé (figure 3.25). La tendance bilinéaire est, pour ces niveaux de pression aussi, assez forte et explique 18% de la variance de la variable. Elle s'explique par la prépondérance anticyclonique sur l'est du bassin, plus marquée en moyenne troposphère qu'en basse troposphère (PVE = 11% ; figure 3.22).

Ce sont les ondes de type ER qui expliquent le plus cette variance, avec un PVE égal à 35%, suivi des ondes de type MRG, avec un PVE égal à 17%. Une fois de plus, comme entre 1000 et 800 hPa, la variable tourbillon est plus influencée par les modes qui se propagent vers l'ouest.

3.3 Les résultats

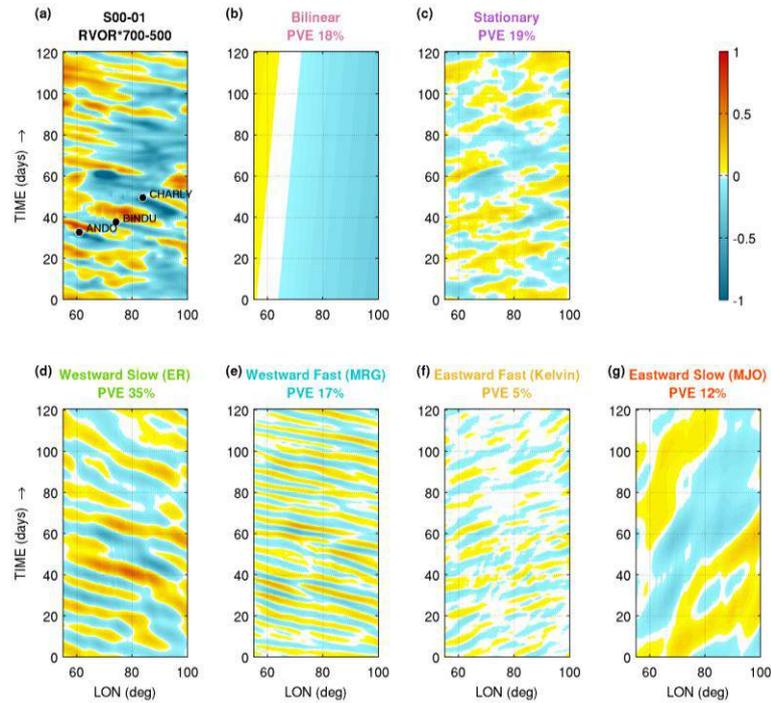


Figure 3.25 : Idem 3.19, mais pour le tourbillon relatif normalisé de moyenne troposphère (700-500 hPa).

*RIH*700-500*

L'humidité de moyenne troposphère (figure 3.26) est relativement élevée au niveau des trois cyclones tropicaux. En dehors de la composante stationnaire (PVE=27%) qui montre, comme à 1000-800 hPa, l'impact à relativement long terme de l'humidification liée aux 3 cyclones, la variance de l'humidité de moyenne troposphère est majoritairement expliquée de façon quasi-égale par les ondes ER (29%) et les ondes MJO (27%).

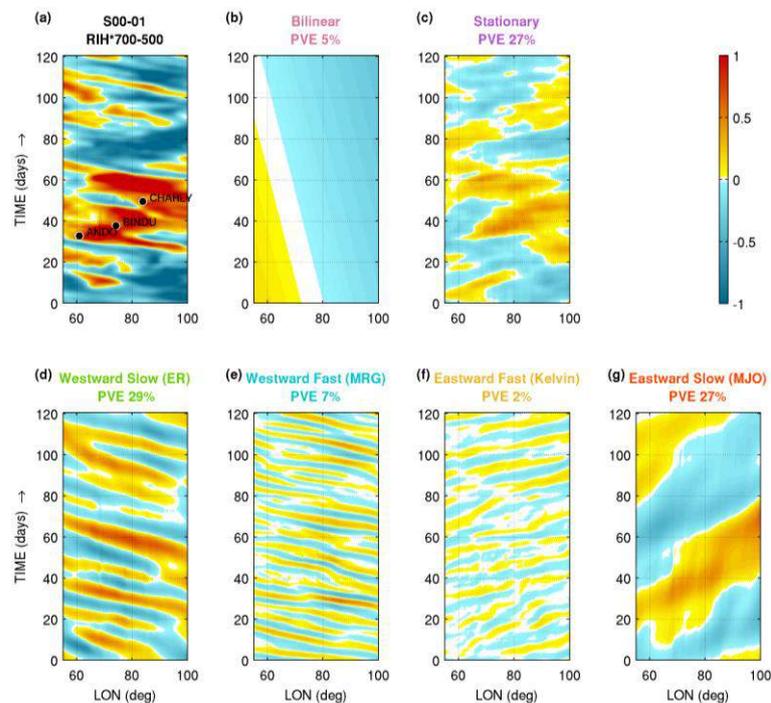


Figure 3.26 : Idem 3.19, mais pour l'humidité relative normalisée de moyenne troposphère (700-500 hPa).

DIV*400-200

Dans la haute troposphère entre 400 et 200 hPa, on étudie la divergence (figure 3.27). Elle est forte pour les cyclones tropicaux et est majoritairement expliquée à 34% par le mode « est lent » de type MJO. Cette variable est liée à la TB, puisqu'il y a divergence aux sommets froids des nuages.

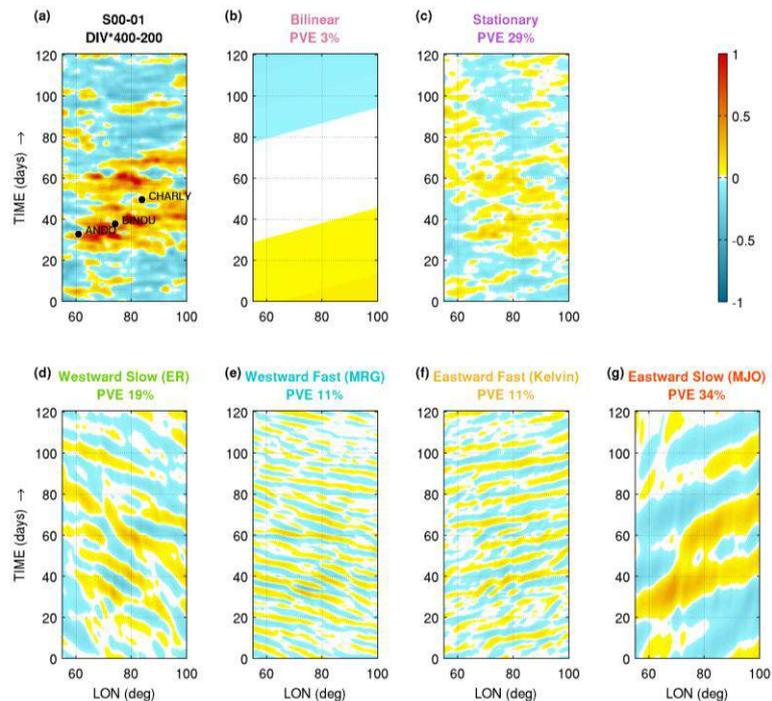


Figure 3.27 : Idem 3.19, mais pour la divergence normalisée de haute troposphère (400-200 hPa).

Récapitulatif des PVE

On récapitule, pour la saison 2000-2001, les pourcentages de variance des variables expliquée par les différents modes dans le tableau 3.2.

On remarque d’abord que la somme des PVE n’est pas strictement égale à 100% (dernière colonne). Cela est dû au fait qu’on compare, pour chaque mode, la valeur quadratique moyenne de la fonction initiale avec celle de la fonction décomposée puis recomposée du mode en question. Les étapes de décomposition et de recombinaison introduisent des erreurs minimales. La somme des PVE introduit donc une somme de petites erreurs. Le fait que la somme des PVE est tout de même proche de 100% montre que la méthode d’analyse spectrale développée est correcte.

On constate qu’en 2000-2001, 66% de la variance de γ est expliquée par les modes propagatifs (chiffres en rouge). On peut donc dire que les ondes équatoriales ont une réelle influence sur la cyclogénèse tropicale dans la zone étudiée. On souhaite déterminer à travers quelles variables ces ondes modulent la cyclogénèse.

Le mode stationnaire, lui, explique 27 à 29% des variances des variables liées à l’activité convective « sporadique » (TB, DIV et RIH) avec une distribution spatiotemporelle influencée par les trois développements cycloniques.

3.3 Les résultats

Le mode « ouest lent » de type ER module fortement la variance du tourbillon et de l'humidité en basse et moyenne troposphère, ainsi que de la divergence de basses couches. L'influence prépondérante des ondes ER sur le tourbillon et l'humidité est en accord avec les conclusions de Gall et al. (2010).

Le mode « est lent » de type MJO module à plus de 25% la variance de la TB, de l'humidité de moyenne troposphère et de la divergence de haute troposphère. Cela signifie que la MJO contrôle une partie significative de l'activité convective via les perturbations de vent en altitude notamment.

Le mode « ouest rapide » de type MRG n'est significatif que pour les tourbillons de basse et de moyenne troposphère, avec un PVE entre 17 et 20%. Pour les autres variables, le PVE tourne autour de 10%.

Le mode « est rapide » de type Kelvin influence moyennement les divergences de basse et haute troposphère (PVE de 11 et 12% respectivement), mais l'impact sur la convection est limitée (le PVE de TB est de 6% seulement).

Mode \ Variable	Bi-linear	Stationary	Wward Slow ER	Wward Fast MRG	Eward Fast Kelvin	Eward Slow MJO	Σ
γ	1	29	27	9	4	26	96
TB*	1	29	18	7	6	33	94
SST*	54	13	21	0	1	13	104
RVOR*1000-800	11	19	40	20	6	11	107
DIV*1000-800	7	29	28	12	12	17	105
RIH*1000-800	3	29	35	11	5	17	100
RVOR*700-500	18	19	35	17	5	12	106
RIH*700-500	5	27	29	7	2	27	97
DIV*400-200	3	29	19	10	11	34	106

Tableau 3.2 : Récapitulatif des PVE en % pour 2000-2001 dans des cases grisées selon 4 tons : PVE \geq 40% (gris foncé), $30\% \leq$ PVE < 40% (gris moyen), $20\% \leq$ PVE < 30% (gris clair) et PVE < 20% (blanc). La dernière colonne donne la somme des PVE sur les 6 modes.

En conclusion, en 2000-2001, les modes lents sont tous deux très importants pour la cyclogénèse tropicale dans le bassin car ils ne modulent pas les mêmes variables impliquées dans la cyclogénèse. Les modes rapides, eux, sont moins importants mais jouent tout de même un rôle secondaire dans la modulation du tourbillon et de la divergence. Les modes stationnaires sont, pour la quasi-totalité des variables, relativement

importants car ils représentent la contribution de phénomènes non propagatifs liés notamment à la convection sporadique et permanente sur l'Indien Sud tropical.

3.3.2 Résultats généraux sur les 12 saisons

L'étude des onze autres saisons se fait de la même façon que pour la saison 2000-2001. Pour les saisons 2006-2007 et 2010-2011, les diagrammes de Hovmöller associés aux différents modes pour les différentes variables se trouvent en annexe (figures A.1 à A.9 et A.10 à A.18 respectivement, comme les figures 3.19 à 3.27). Ces deux saisons sont intéressantes car, malgré une faible variabilité interannuelle des valeurs de PVE (tableau 3.3), il semblerait que ce ne sont pas les mêmes processus qui contrôlent la cyclogénèse. En effet, la saison 2006-2007, accompagnée d'une très forte activité cyclonique, est pilotée par des phénomènes à toutes les échelles (ENSO/IOD, modes propagatifs, processus locaux sporadiques), et la faible cyclogénèse de saison 2010-2011 semble être plus dominée par les ondes d'est Equatorial Rossby.

On résume, pour l'ensemble des saisons, la moyenne et l'écart-type des pourcentages de variance des variables expliquée par les différents modes dans le tableau 3.3.

Mode Variable	Bi-linear	Statio- nary	Wward Slow ER	Wward Fast MRG	Eward Fast Kelvin	Eward Slow MJO
γ	17 (10)	24 (4)	28 (6)	8 (2)	6 (2)	23 (10)
TB*	11 (8)	26 (4)	30 (8)	6 (2)	8 (2)	26 (11)
SST*	63 (6)	10 (4)	15 (7)	1 (0)	2 (1)	10 (6)
RVOR*1000-800	8 (5)	25 (4)	38 (5)	16 (3)	9 (3)	14 (2)
DIV*1000-800	10 (4)	28 (3)	29 (4)	11 (2)	13 (2)	19 (4)
RIH*1000-800	11 (7)	25 (3)	33 (6)	11 (3)	7 (2)	20 (8)
RVOR*700-500	10 (6)	24 (4)	40 (5)	16 (3)	7 (2)	12 (3)
RIH*700-500	15 (7)	25 (4)	34 (9)	7 (1)	5 (2)	22 (10)
DIV*400-200	4 (2)	31 (2)	28 (7)	11 (2)	16 (2)	23 (9)

Tableau 3.3 : Récapitulatif des moyennes et écarts-types des PVE en % des différents modes par rapport aux 9 variables sur les 12 saisons, dans le format « Moyenne (écart-type) ». Les cases en gris correspondent aux moyennes de PVE supérieures à 20%.

Pour l'ensemble des saisons, tandis que le mode stationnaire et la tendance bilinéaire expliquent 24% et 17% de la variance de la cyclogénèse tropicale via l'indice γ , les modes propagatifs expliquent la part la plus importante de cette variance : 65% (en rouge).

3.3 Les résultats

Parmi les modes propagatifs, le mode « ouest lent » de type ER module la cyclogénèse à travers toutes les variables qui composent la formule de γ , sauf la SST, avec un PVE de plus de 28% en moyenne.

Le mode « est lent » de type MJO, lui, influe sur la cyclogénèse via la TB, les humidités de basse et moyenne troposphère et la divergence de haute troposphère. Ce sont les variables liées à la convection.

Les modes rapides est et ouest ne modulent pas beaucoup la variance des différentes variables (PVE entre 5 et 16%), et très peu pour la variance de la SST, variable à évolution lente.

Pour les 12 saisons, comme pour la saison 2000-2001 détaillée, on retrouve un PVE moyen très important pour la tendance linéaire de la SST, accompagné d'un écart-type relativement fort également suggérant la variabilité interannuelle des processus de grande échelle.

Pour les modes stationnaire, « ouest lent », « ouest rapide » et « est rapide », les écarts-types de PVE sur les différentes variables sont généralement entre 2 et 9%, montrant que les résultats sont assez semblables selon les années.

Pour les ondes type MJO, les écarts-types des PVE sont entre 8 et 11%. Cela sous-entend que même si ce mode est important pour la cyclogénèse, il y a une certaine variabilité selon les saisons. Cela serait peut-être dû aux intensités variables au cours des saisons des oscillations de la MJO, dont l'étude est détaillée dans la suite.

3.3.3 Liens entre les modes trouvés et les ondes théoriques

Liens entre le mode « est lent » et la MJO

La MJO module largement l'activité des nuages convectifs et des fortes précipitations. Dans notre ensemble de variables, celles qui sont étroitement liées à la convection sont : la TB, l'humidité de moyenne troposphère ou la divergence de haute troposphère. En théorie, on retrouverait donc des PVE élevés associés au mode « est lent » type MJO pour ces variables pendant les saisons de MJO actives sur l'océan Indien. La figure 3.28 illustre le mode « ouest lent » associé à la TB pour les 12 différentes saisons.

On constate que le mode « est lent » est différent selon les saisons. Il existe des saisons où l'on visualise de larges bandes, i.e. à période égale à 40 jours, d'alternance entre valeurs positives et négatives du signal et d'autres où ces bandes sont plus fines et moins parallèles. Cela pourrait avoir un lien avec les différentes activités et phases de la MJO. Sur la cinquantaine de tempêtes et cyclones tropicaux pointés sur les diagrammes, 60% évoluent dans une bande négative (signe de convection), 35% sont à la limite entre une bande positive et une bande négative et 5% sont situés dans une bande positive. Autrement dit, environ 95% des tempêtes et cyclones des 12 saisons semblent être influencés par une phase active du mode « est lent » de type MJO pour la variable TB.

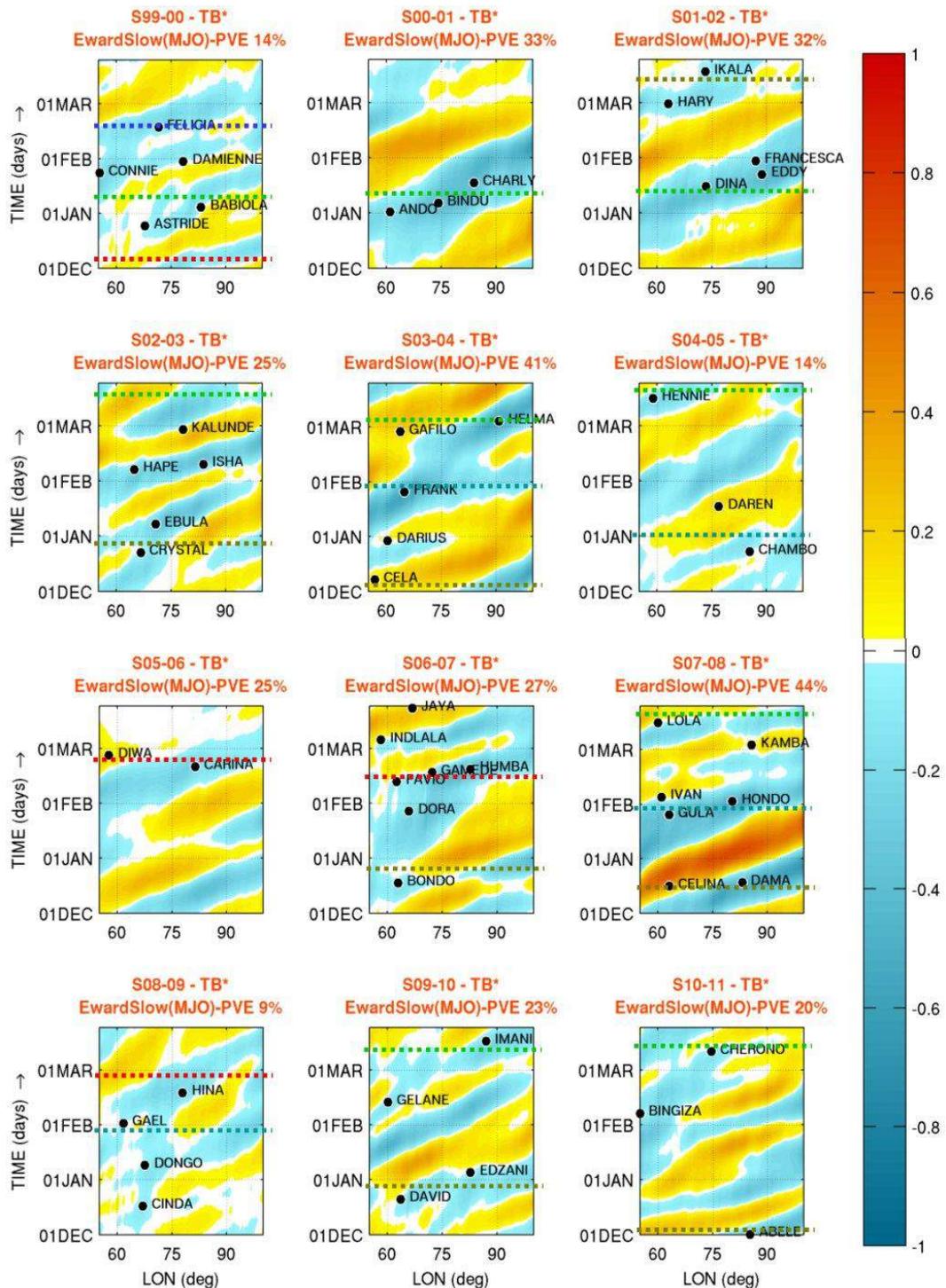


Figure 3.28 : Diagrammes Hovmöller du signal « est lent » pour la variable normalisée TB^* moyenné sur les latitudes, représenté en fonction de la longitude et du temps, pour 12 saisons cycloniques de décembre à mars de 1999-2000 à 2010-2011. Les points de cyclogénèse (moment où les vents associés aux systèmes tourbillonnaires dépassent 17 m s^{-1}) sont représentés pour les différentes saisons par un point et le nom de chaque système nommé. Le PVE est donné dans chacun des cas. Les pointillés correspondent aux phases actives de la MJO repérés dans la zone grâce à la figure 3.30.

Afin de vérifier les relations avec la MJO, on compare ce mode pour l'une des variables de convection, la TB ici, avec le diagramme (RMM1, RMM2) de Wheeler et Hendon pour chaque saison. A travers l'exemple de la saison 2000-2001 (figure 3.29), on montre

3.3 Les résultats

comment comparer ce qui se passe dans les phases 2 et 3 du diagramme de Wheeler et Hendon avec les bandes du diagramme de Hovmöller pour la TB. Le diagramme RMM montre qu'en janvier 2000, la MJO est dans sa phase 2-3 au-dessus de l'océan Indien et que son amplitude est relativement forte. On peut la retrouver sur le diagramme de Hovmöller, au moment où la cyclogénèse a lieu pour Ando, Bindu et Charly. On peut en conclure que les trois cas de cyclogénèse se déroulent pendant une phase active de la MJO. Il semblerait y avoir, sur le diagramme de Hovmöller, un autre cas de MJO en mars, mais le diagramme de Wheeler et Hendon indique une MJO de très faible amplitude ce mois-là.

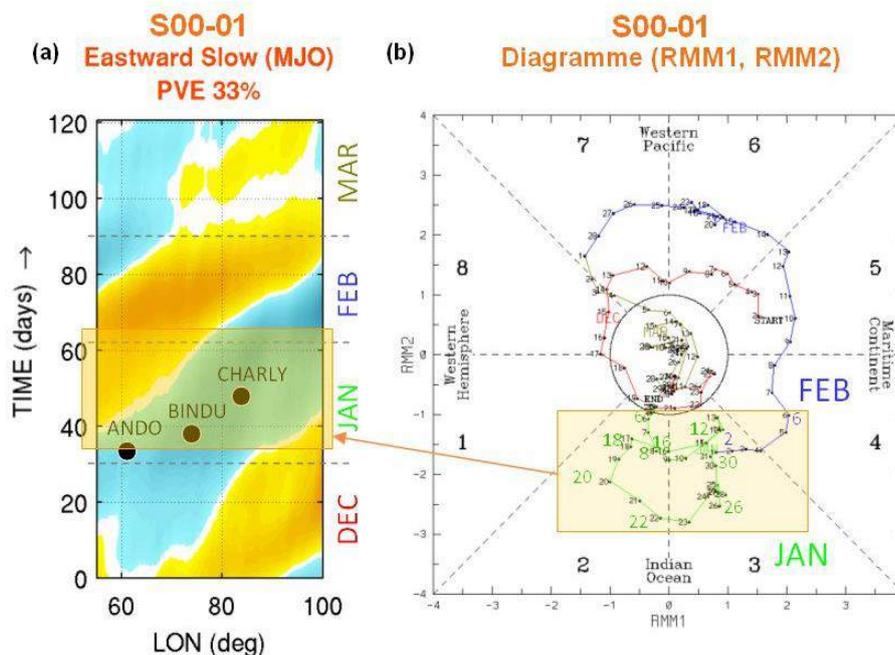


Figure 3.29 : Comparaison pour la saison 2000-2001 entre (a) le mode « est lent » issu de la décomposition spectrale de la température de brillance TB et (b) le diagramme (RMM1, RMM2) de Wheeler et Hendon. Les mois du diagramme (b) décembre (rouge), janvier (vert), février (bleu) et mars (brun) sont indiqués sur (a).

L'étude des diagrammes de Wheeler et Hendon sur les 12 saisons (figure 3.30) montre que la MJO n'a pas un comportement homogène selon les saisons dans la zone océan Indien (phases 2 et 3).

Pendant les saisons 1999-2000, 2008-2009 et 2010-2011 par exemple, l'amplitude de la MJO dans les phases 2-3 est très faible. Pendant les saisons 2004-2005, 2005-2006 et 2009-2010, l'amplitude est moyenne et pour les saisons restantes, l'amplitude est forte. Selon les saisons, on retrouve zéro, une, deux ou trois développements MJO marqués dans la zone pendant la période de décembre à mars. En comparant avec les diagrammes de la figure 3.28 de la manière illustrée dans la figure 3.29, on peut effectivement dire que, lorsque les bandes des diagrammes de Hovmöller pour le mode « est lent » sur la TB sont bien organisées, parallèles et larges, on a affaire à une saison comportant un ou plusieurs développement(s) marqué(s) de MJO.

En considérant les dates présentes dans la zone orangée dans la figure 3.30 (phases 2-3, et aussi les phases 1 et 4 qui peuvent influencer le bassin), on arrive à reporter sur la figure 3.28 (par les barres horizontales en pointillés) les différents événements repérés. On constate que, généralement, un événement actif de la MJO repéré sur les diagrammes de Wheeler et Hendon correspond bien à une phase négative du signal « est lent » type MJO.

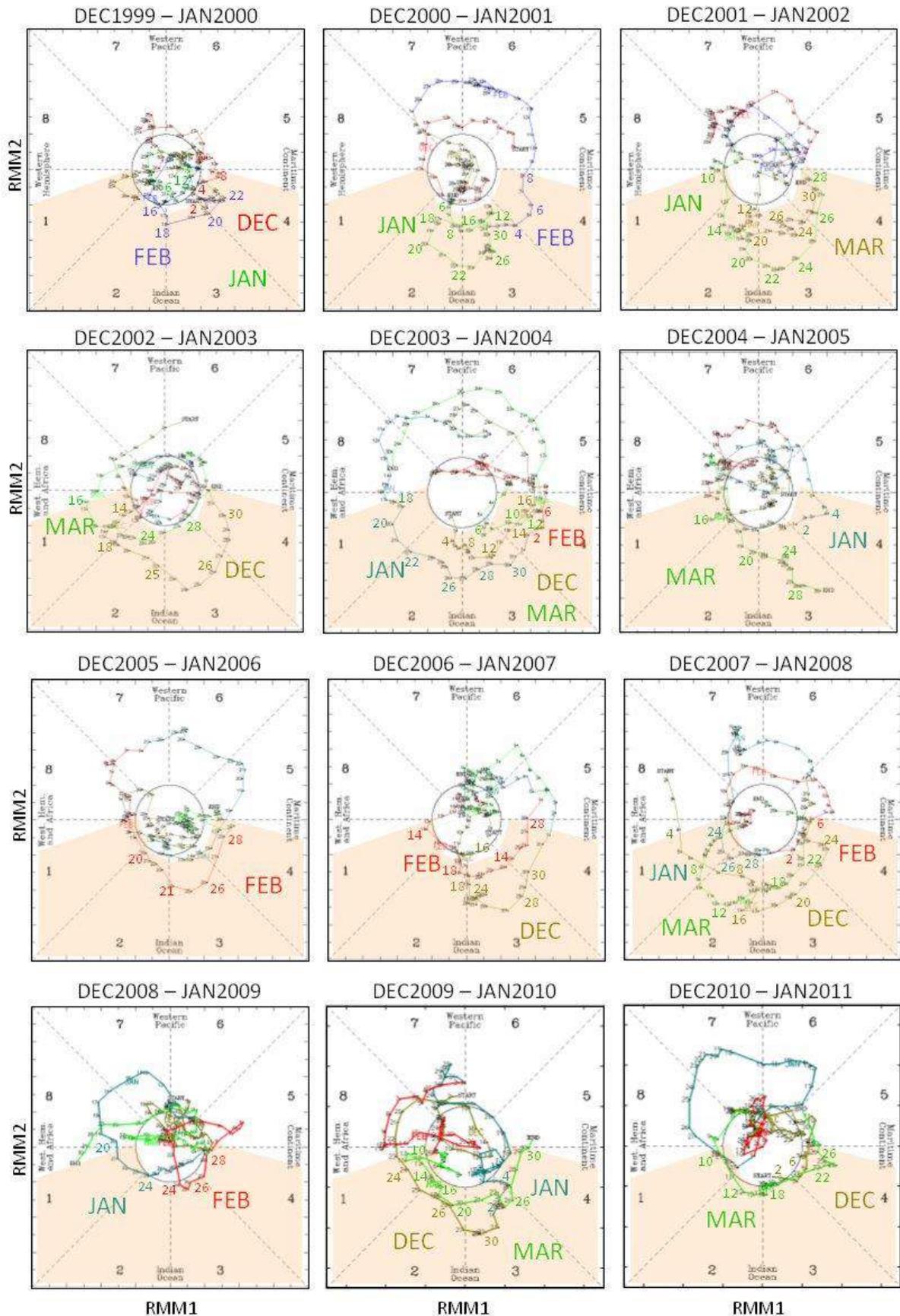


Figure 3.30 : Diagrammes (RMM1, RMM2) de Wheeler et Hendon pour les 12 saisons. Le principe des diagrammes est expliqué en détail dans la partie 3.1.2. Les dates consécutives sont reliées par une ligne. Les mois sont représentés dans différentes couleurs. La zone orangée est celle qui nous intéresse.

Liens entre les autres modes et les ondes équatoriales

Alors qu'on peut aisément chercher les liens entre le mode « est lent » de la TB ou de la divergence de haute troposphère et les cas avérés de MJO grâce aux diagrammes de Wheeler et Hendon, il est plus difficile d'associer les trois autres types d'onde « ouest lent », « ouest rapide » et « est rapide » aux ondes équatoriales, et ce quelle que soit la variable étudiée. En effet, à l'heure actuelle, il n'existe pas de répertoire sur les ondes équatoriales du passé. Une vérification des liens entre les modes trouvés et les ondes équatoriales théoriques serait éventuellement possible en considérant aussi les longueurs d'onde (donc avec un domaine global) et en étudiant précisément les caractéristiques symétriques et asymétriques par rapport à l'équateur en étendant la zone étudiée à 20°N-20°S.

3.4 Conclusions et discussions

Dans ce chapitre, on a d'abord présenté les modes théoriques, solutions de Matsuno (1966) des équations de Saint-Venant. Les modes théoriques ont été reliés aux ondes observées, et les divers résultats relatifs à leur influence sur la cyclogénèse tropicale globale ont été donnés.

La méthode que l'on a développée et utilisée consiste en la décomposition spectrale en temps et en longitude sur la MDZ de la fonction de cyclogénèse γ présentée dans la partie 2.2, ainsi que des variables environnementales qui composent sa formule. Cette méthode a permis d'identifier un mode stationnaire et différents modes d'ouest et d'est, lents et rapides, par leurs caractéristiques temporelles uniquement, étant donné la faible extension longitudinale de notre zone MDZ.

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que les perturbations ondulatoires de la circulation équatoriale et tropicale ont une influence notable sur les conditions environnementales favorables ou non à la cyclogénèse. Le rôle majeur trouvé ici pour la MJO et les ondes ER est en accord avec les résultats de précédentes études sur l'hémisphère sud (Bessafi et Wheeler 2006 ; Ho et al. 2006 ; Schreck et al. 2012).

Notre étude apporte quelques éléments nouveaux comme le contrôle de l'humidité et du tourbillon par les ondes ER alors que la convection est plutôt modulée par la MJO. Les ondes rapides MRG et Kelvin jouent un rôle bien moindre, résultat connu pour MRG dans l'hémisphère sud, mais plus discuté en ce qui concerne Kelvin.