

Table des matières

Introduction	1
1 Physique du climat tropical.....	3
1.1 Variabilité du climat tropical.....	4
1.1.1 El Niño (El Niño Southern Oscillation, ENSO).....	4
1.1.2 La variabilité saisonnière et les moussons	5
1.1.3 La variabilité haute fréquence.....	6
1.2 Interaction de la convection et de la circulation de grande échelle.....	12
1.2.1 Principe de la convection humide atmosphérique.....	12
1.2.2 Les théories de l'interaction de la convection et de la dynamique de grande échelle	
15	
1.2.3 Modélisation de la convection atmosphérique.....	21
1.3 Importance de l'interaction océan-atmosphère sur la variabilité intrasaisonnière	23
1.3.1 Variabilité des flux de surface à l'échelle intrasaisonnière	23
1.3.2 Les mécanismes de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface	
océanique.....	25
1.3.3 Impact de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface sur	
l'atmosphère	28
1.3.4 Le paramètre « Température de Surface de l'Océan » dans les modèles.....	31
2 Données, Méthodes et outils	33
2.1 Les données utilisées	33
2.1.1 Les Températures de Surface de l'Océan (TSO)	33
2.1.2 Climatologie de la profondeur de la couche de mélange océanique	38
2.1.3 Le rayonnement infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère (Outgoing	
Longwave Radiation, OLR).....	40
2.1.4 Les réanalyses	41
2.1.5 Récapitulatif des données utilisées	42
2.2 Méthodes d'analyses.....	43
2.2.1 L'Indice régional Moyen de Déclenchement des Précipitations (IMDP)	43
2.2.2 Analyse spectrale	43
2.2.3 Analyse en Mode Locaux (AML)	45
2.3 Le Modèle de Circulation Générale (MCG) LMDZ.....	54
2.3.1 Présentation générale	54
2.3.2 Conditions initiales et conditions aux limites	55
2.3.3 Le zoom et le guidage	56
3 Évolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière.....	59
3.1 Motivations de l'étude	59
3.2 Perturbations convectives intrasaisonnières liées à l'évolution saisonnière des moussons	
Indo-Pacifique.....	62

3.2.1	Evolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière dans la région Indo-Pacific.....	62
3.2.2	Lien entre variabilité intrasaisonnière et profondeur de la couche de mélange dans la région Indo-Pacific.....	64
3.2.3	Les régions de moussons Indo-Pacific.....	66
3.3	Evolutions régionales et lien avec la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP).....	67
3.3.1	Cycles saisonniers de l'océan de surface	67
3.3.2	Cycles saisonniers de la variabilité intrasaisonnière.....	68
3.3.3	Définition et distribution saisonnière des forts évènements intrasaisonnières	70
3.3.4	Déclenchement des précipitations et forts évènements intrasaisonnières.....	71
3.3.5	Structures des forts évènements intrasaisonnières associés aux déclenchements des précipitations	74
3.4	Conclusion et Discussion.....	75
4	La variabilité intrasaisonnière dans LMDZ, impact des perturbations de la TSO.....	79
4.1	Motivations de l'étude et présentation des expériences	79
4.1.1	Rôle de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface de l'océan dans la variabilité intrasaisonnière de la convection tropicale.....	79
4.1.2	Présentation des expériences LMDZ.....	81
4.2	Evolution saisonnière de LMDZ dans l'Indo-Pacifique.....	81
4.2.1	Les états atmosphériques moyens simulés	81
4.2.2	Evolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière simulée.....	85
4.3	L'organisation de la variabilité intrasaisonnière dans LMDZ.....	94
4.3.1	Capacité du modèle à organiser la variabilité intrasaisonnière	94
4.3.2	Organisation de la variabilité intrasaisonnière en hiver.....	96
4.3.3	Organisation de la variabilité intrasaisonnière en été	101
4.4	Réponse de LMDZ aux perturbations intrasaisonnières de TSO (cas de l'hiver 2002)	
	106	
4.5	Conclusion.....	114
5	Les variations diurnes de la température de surface océanique et les Couches de Réchauffement Diurnes.....	117
5.1	Introduction	117
5.1.1	Définition des Couches de Réchauffement Diurne.....	117
5.1.2	Motivations de l'étude du Couches de Réchauffement Diurne.....	117
5.2	Le modèle diagnostic des Couches de Réchauffement Diurne (COARE 3)	119
5.2.1	Physique de la Couche de Réchauffement Diurne.....	119
5.2.2	Le phénomène de « Peau Froide ».....	123
5.3	Méthodes de diagnostic des Couches de Réchauffement Diurne	125
5.3.1	Choix des paramètres d'entrée de l'algorithme COARE.....	125
5.3.2	Choix des réanalyses utilisées	126
5.3.3	Méthode 1 : utilisation des paramètres de surface ERA-40 en entrée de COARE 3 (CEPAR)	127
5.3.4	Méthode 2 : utilisation des flux de surface ERA-40 en entrée de COARE 3 (CEFLU).....	129
5.3.5	Comparaison des résultats des deux méthodes (CEPAR et CEFLU)	130

5.4	Validation du diagnostic des Couches de Réchauffement Diurne	132
5.4.1	Validation par comparaison aux données de bouées SVP.....	132
5.4.2	Validation par comparaison à des formules empiriques.....	141
5.4.3	Présentation de climatologies des variations diurnes.....	145
5.5	Résultats : les variations diurnes de la température de surface associées aux Couches de Réchauffement Diurnes	147
5.5.1	Evolution saisonnière climatologique des CRD	147
5.5.2	Organisation des CRD	149
5.5.3	Impact des CRD et de l'effet de peau froide sur la température de surface de l'océan dans la région Indo-Pacifique	151
5.6	Conclusions	156
6	Couches de Réchauffement Diurne et Peau Froide interactives dans LMDZ.....	159
6.1	Motivations de l'étude	159
6.2	Description des expériences	161
6.2.1	Intégration des CRD et Peau Froide interactives dans LMDZ	161
6.2.2	Configuration de LMDZ et présentation des expériences	162
6.3	Simulations des CRD dans l'Océan Indien pendant l'hiver 1999.....	163
6.3.1	Impact du guidage sur l'état atmosphérique simulé.....	163
6.3.2	Organisations des CRD simulées	166
6.3.3	Etude des variations diurnes simulées.....	171
6.3.4	Impact des CRD et de la peau froide sur la variabilité de la TSO et de la convection	175
6.4	Conclusions	176
Conclusions et perspectives.....	179	
Confirmation de l'importance de l'interaction entre océan et atmosphère dans la variabilité saisonnière de la convection atmosphérique.....	179	
Vers une meilleure compréhension des processus physiques de l'interaction entre océan et atmosphère	179	
Perspectives	180	
Les campagnes MISMO et VASCO-CIRENE	180	
Étude de la sensibilité climatique au processus de surface au moyen de modèles globaux	180	
Annexe 1 - Calcul des flux turbulents à la surface (COARE 3)	183	
Annexe 2 – Correction de Webb	189	
Annexe 3 – Méthode d'interpolation KRIG	190	
Bibliographie.....	193	

Introduction

Dans les tropiques, la circulation et la convection atmosphériques sont fortement modulées à l'échelle intrasaisonnière (périodes de 20 à 90 jours). Cette variabilité intrasaisonnière occasionne des phases de faibles et intenses précipitations dans les régions de mousson (phases actives et pauses de mousson) et module la génération des cyclones tropicaux. Elle est, de plus, liée à la circulation extratropicale et affecte le climat des moyennes latitudes. Enfin, en tant que phénomène organisé à grande échelle, la variabilité intrasaisonnière interagit avec l'océan et peut influencer l'évolution des événements El Niño et du dipôle de l'Océan Indien. C'est pourquoi la compréhension et la bonne représentation de ce phénomène sont fondamentales pour les prévisions météorologiques et les tests de sensibilité climatique.

Les observations montrent que la variabilité intrasaisonnière de la convection dépend des caractéristiques de la surface. Ainsi, la convection et ses perturbations intrasaisonnières sont plus importantes au-dessus des eaux chaudes des Océans Indien et Pacifique. Il a été aussi observé que les perturbations de flux de surface, dues à la variabilité intrasaisonnière de la convection et à la réponse dynamique associée, peuvent occasionner de fortes variations de la Température de Surface Océanique (TSO). L'océan agit donc aussi en retour sur la variabilité atmosphérique par l'intermédiaire de ces perturbations de TSO à cette échelle de temps. Cependant, l'effet de cette rétroaction est encore mal compris et la variabilité intrasaisonnière reste mal simulée par les modèles de circulation générale (MCG).

Les analyses reportées dans cette thèse (i) montrent le lien étroit entre la variabilité intrasaisonnière et l'évolution saisonnière des moussons, (ii) confirment l'importance de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère dans la variabilité intrasaisonnière de la convection atmosphérique et (iii) permettent de mieux comprendre les processus physiques de cette interaction.

Le contexte général de la thèse est présenté dans le premier chapitre. Une attention particulière est donnée à la structure de l'océan près de la surface (couche mélangée, couche de réchauffement diurne) dont les caractéristiques influent sur l'interaction océan-atmosphère à l'échelle intrasaisonnière. Les outils, les données et les principales méthodes que l'on utilise dans cette thèse sont présentés dans le second chapitre.

Le chapitre 3 est consacré à une première analyse du rôle de l'interaction océan-atmosphère dans les variabilités saisonnière et intrasaisonnière de la convection. Ce chapitre permet de démontrer le lien étroit qui existe entre la variabilité intrasaisonnière et le cycle saisonnier des moussons dans la région Indo-Pacifique. Cette étude souligne en particulier l'importance de l'évolution saisonnière de la profondeur de la couche mélangée océanique aussi bien sur les perturbations intrasaisonnières de la convection que sur le déclenchement et l'évolution saisonnière des moussons. La couche mélangée agit comme un réservoir d'énergie qu'elle échange avec l'atmosphère à travers les flux de surface. Elle chauffe les basses couches atmosphériques et peut induire de l'activité convective ou, au contraire, elle refroidit ces dernières et tend ainsi à stabiliser l'atmosphère. Les observations montrent que cette interaction à l'échelle intrasaisonnière est optimale pour une couche de mélange de 20-30 mètres, confirmant des résultats d'études théoriques antérieures. Cette étude est le sujet d'une publication (Bellenger et Duvel, 2007).

Si la couche mélangée océanique agit en tant que réservoir d'énergie, l'efficacité des échanges entre l'océan et l'atmosphère est fonction de l'amplitude des perturbations de TSO. Il est en particulier important d'étudier l'impact de perturbations observées de TSO sur la convection atmosphérique à l'échelle intrasaisonnière. L'impact d'une telle variabilité est étudié au moyen

de simulations d'ensemble du modèle de circulation générale LMD-Z forcé avec des TSO comportant ou non de la variabilité intrasaisonnière. Pour un tel exercice, les mesures de TSO réalisées avec le capteur micro-ondes du satellite TRMM (Tropical Rain Measuring Mission) sont mieux adaptées car elle ont une amplitude intrasaisonnière plus réaliste et supérieure (de 30% en moyenne) à celles qui étaient considérées jusqu'alors (issues des mesures infrarouges). Ainsi, les études antérieures sur le rôle des perturbations de TSO dans la variabilité intrasaisonnière des modèles ont été menées en utilisant des températures ayant une trop faible variabilité. Cette étude, reportée dans le chapitre 4, a permis de quantifier la réponse de la convection et de la dynamique à la variabilité intrasaisonnière de la TSO. Cette étude montre également qu'il existe des non-linéarités de cette réponse entraînant une modification de la convection et de la circulation moyenne dans les régions de forte amplitude intrasaisonnière. L'organisation et de la reproductibilité des évènements convectifs intrasaisonnières sont également discutées.

Si la variabilité intrasaisonnière de la TSO est importante pour simuler correctement les variations intrasaisonnières de la convection dans les MCG, des études récentes font aussi état de l'importance potentielle de la variabilité diurne de la TSO dans l'accentuation des phases chaudes. En effet, pendant les phases de réchauffement de la surface, de fortes variations diurnes (de un à plusieurs degrés) peuvent être observées alors qu'elles n'apparaissent pas pendant les périodes de refroidissement. Ces variations ne sont pas prises en compte dans les modèles de climat car le couplage entre l'océan et l'atmosphère ne se fait qu'une fois par jour. D'autre part, la résolution verticale actuelle est trop basse dans les modèles d'océan pour prendre en compte ces couches de réchauffement diurne. Cela peut expliquer une part de la sous-estimation de la variabilité intrasaisonnière de la TSO dans les modèles couplés océan-atmosphère. Le chapitre 5 présente une méthode d'évaluation de ces variations diurnes au moyen d'un algorithme simple et des réanalyses ERA-40. Cette démarche permet l'obtention d'une évaluation quotidienne des variations diurnes sur l'ensemble des tropiques pour la période 1979-2002. La méthode est validée au moyen de mesures *in situ* de bouées et confrontée aux résultats d'études antérieures. Cette étude donne une climatologie des couches de réchauffement diurne. Cette étude confirme également le rôle potentiellement important des variations diurnes dans la variabilité intrasaisonnière de la TSO et offre une méthode pour leur prise en compte dans les modèles de climat.

Finalement, l'algorithme de diagnostic des variations diurnes de TSO utilisé dans le chapitre 5 est intégré au modèle LMDZ de telle sorte que les variations diurnes de la TSO soient en interaction avec le modèle d'atmosphère. Le chapitre 6 présente une étude préliminaire de l'impact régional des variations diurnes de la TSO. Cette étude est basée sur des simulations du modèle LMD-Z zoomé sur l'Océan Indien et guidé par les analyses du CEPMMT. Ces simulations montrent que malgré la trop grande sensibilité du schéma de convection aux perturbations de TSO, le GCM permet à des variations diurnes d'extensions et d'amplitudes réalistes de se développer. Ce chapitre comprend enfin une discussion de l'impact des variations diurnes interactives de la TSO sur la variabilité intrasaisonnière simulée.

1 Physique du climat tropical

Les tropiques (30°S-30°N) reçoivent une part importante de l'énergie solaire, soit environ 60% de l'énergie incidente au sommet de l'atmosphère. Le système Terre réemet une partie de cette énergie sous forme de rayonnement infrarouge et une circulation globale de l'océan et de l'atmosphère réduit le déséquilibre énergétique entre les tropiques et les plus hautes latitudes.

Hadley, au XVIII^e siècle, imagina une circulation méridienne redistribuant l'énergie des zones tropicales excédentaires vers les plus hautes latitudes. Une telle circulation existe effectivement en moyenne (Figure 1.1), l'énergie thermodynamique des basses couches atmosphériques proche de l'équateur est convertie en énergie potentielle de gravité (ascendance) puis distribuée sous forme d'énergie thermique aux plus hautes latitudes après compression adiabatique. Du fait de la rotation de la Terre, les alizés (Figure 1.1) sont déviés par la force de Coriolis et ont une composante zonale importante. Cette déviation induit une circulation zonale moyenne représentée dans la figure 1.2 appelée circulation de Walker.

La convection atmosphérique, et en particulier la convection humide joue un grand rôle dans ces circulations moyennes. L'effet de la convection consiste à redistribuer verticalement la chaleur en induisant un transport vertical d'air sous l'effet de la force d'Archimède. Dans le cas de l'air sec, l'air chaud étant moins dense que l'air froid, une masse d'air chaud (chauffée par la surface) sous une masse d'air froide sera instable et induira des mouvements convectifs faisant monter l'air chaud et descendre l'air froid. Cette advection verticale de chaleur est renforcée dans le cas de la convection humide par le dégagement de chaleur latente. Ce dégagement de chaleur latente est occasionné par la condensation de la vapeur d'eau contenue dans la parcelle d'air chaud ascendante lors de son refroidissement par décompression adiabatique. Ainsi, l'énergie nécessaire aux mouvements ascendants moyens (figures 1.1 et 1.2) est principalement fournie par la convection humide. En retour, les alizés, chargés d'humidité au-dessus des océans, convergent et apportent l'humidité nécessaire dans les régions de forte activité convective appelée Zone de Convergence Inter-Tropicale (ITCZ en anglais). Cette zone est une bande longitudinale d'extension méridienne limitée à proximité de l'équateur où les nuages convectifs peuvent s'élever jusqu'à la tropopause (environ 18 km d'altitude). En dehors de cette zone, les régions tropicales sont subsidentes. L'air y est chauffé par compression adiabatique et se refroidit alors par rayonnement infrarouge. La compétition entre la descente d'air sec et de la turbulence dans la couche limite atmosphérique dans ces régions de subsidence résulte en une activité convective principalement limitée à la partie supérieure de la couche limite (stratocumulus). Plus on se rapproche de l'ITCZ, plus la turbulence de couche limite s'organise et induit une activité convective qui de peu profonde (cumulus) devient profonde (cumulonimbus) dans l'ITCZ.

Nous n'avons présenté ici que la circulation et la distribution des régions convectives moyennes dans les tropiques. En plus des variations saisonnières et diurnes du forçage solaire, différents processus dans l'atmosphère et l'océan donnent au climat tropical une grande variabilité à différentes échelles de temps et d'espace.

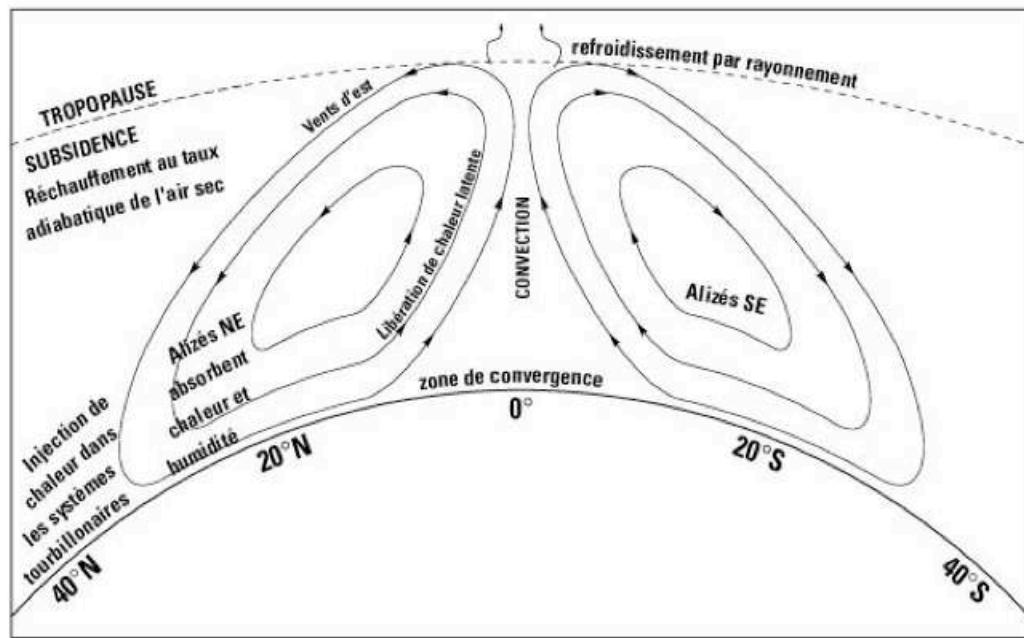


Figure 1.1 Schéma de la circulation méridienne moyenne.

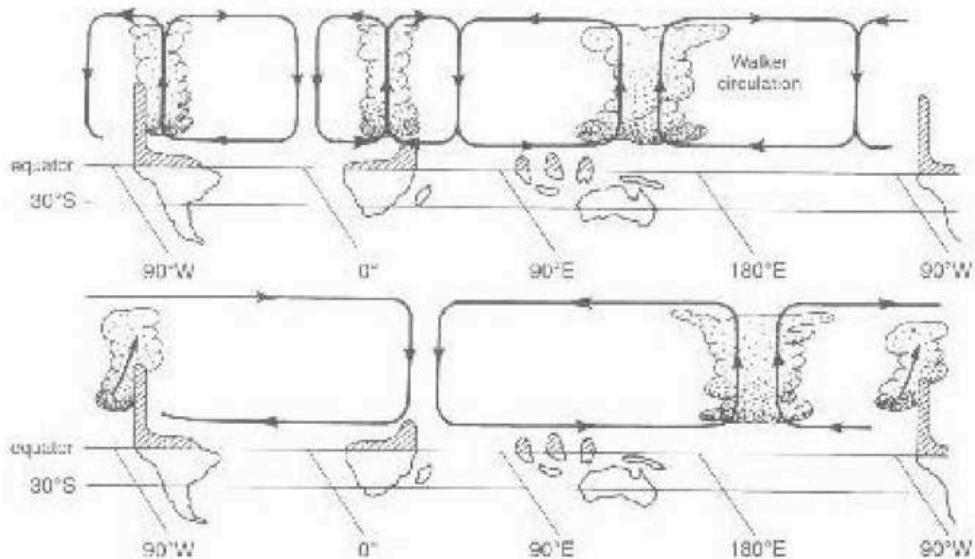


Figure 1.2 Schéma de la circulation zonale moyenne (en haut) et pendant un événement El Niño (en bas).

1.1 Variabilité du climat tropical

Le climat tropical est caractérisé par une intense activité convective avec une forte variabilité de son organisation à diverses échelles en relation avec la dynamique atmosphérique et océanique. Nous allons maintenant présenter les modes principaux de variabilité qui mettent en jeu la convection atmosphérique dont les échelles de temps s'étendent de l'interannuel à l'échelle diurne.

1.1.1 El Niño (El Niño Southern Oscillation, ENSO)

Principal mode de variabilité interannuel du climat tropical découvert Walker (1923,1924), El Niño consiste en une perturbation zonale de la cellule de Walker de périodicité 2-5 ans. La branche ascendante de la cellule de Walker (Pacific) est associée au maximum à grande

échelle de température de surface océanique qui se situe, en moyenne, dans la région du continent maritime (la « Warm-Pool », le continent maritime désigne l'ensemble des îles situées entre Océans Indien et Pacifique à l'Est et à l'Ouest, le continent asiatique et l'Australie au Nord et au Sud). Bjerknes (1969) est le premier à faire l'hypothèse qu'une interaction entre l'atmosphère et l'océan soit responsable du phénomène : Une anomalie de température chaude dans le Pacifique central diminue le gradient Est-Ouest de température de surface et donc l'intensité de la cellule de Walker. Les alizés au-dessus de l'Océan Pacifique central diminuent donc avec l'intensité de la cellule de Walker. La diminution des vents de surface diminue le forçage par l'atmosphère du mélange océanique. La couche de mélange devient moins profonde et se réchauffe dans l'Océan Pacifique central, ce qui conduit à un renforcement de l'anomalie positive (Bjerknes, 1969). Cette phase chaude d'ENSO s'accompagne de la migration de l'activité convective liée à l'ascendance grande échelle vers l'Est (figure 1.2). La perturbation inverse conduisant à un déplacement de la branche ascendante de la cellule de Walker au-dessus de l'Océan Indien est appelée La Niña (Philander, 1990). Wang et Picaut (2004) synthétisent les principales théories sur cette oscillation couplée (océan-atmosphère) et discutent son interaction avec la variabilité à plus courte échelle de temps.

1.1.2 La variabilité saisonnière et les moussons

Les régions recevant le plus de rayonnement solaire sont naturellement celles qui tendent à avoir la température de surface la plus élevée. En moyenne annuelle, il s'agit des régions équatoriales. Les températures de surface élevées réchauffent par le flux de chaleur sensible les basses couches de l'atmosphère au-dessus. La flottabilité de l'air de basse couche augmente et mène à un mouvement ascendant au-dessus des régions équatoriales. Lors de son élévation depuis la surface, l'air humide tend à se refroidir adiabatiquement, ce qui mène à la condensation de la vapeur d'eau qu'il contient accompagné d'un dégagement de chaleur latente et de précipitations (formation de nuages convectifs). La chaleur latente ainsi dégagée chauffe la parcelle d'air ascendant et permet à celle-ci de continuer à s'élever. Ainsi, l'ITCZ caractérisée par le maximum d'activité convective, correspond-t-elle aux régions de températures de surface les plus élevées et au maximum de réchauffement de l'atmosphère de basses couches par la surface (Waliser, 2003). Au cours de l'année, le pic d'insolation à la surface migre vers le Nord (de l'hiver de l'hémisphère nord à l'été) et le Sud (de l'été à l'hiver) et l'ITCZ suit cette migration (quasiment en phase au-dessus des continents et avec un retard d'un mois environ au-dessus des océans). L'évolution saisonnière du climat tropical ne se limite toutefois pas à la migration méridienne de l'ITCZ. Dans l'Océan Indien en été, par exemple, La migration vers le Nord de l'ITCZ est particulièrement accentuée (l'ITCZ atteint 20°N, figure 1.3 en juillet, alors qu'elle se situe vers 10°N ailleurs) et est associée à au phénomène de mousson.

Une mousson est caractérisée par un régime de vent stable, soutenu par l'évolution saisonnière de conditions aux limites (pour l'atmosphère) telles que la température de surface continentale ou océanique (Slingo, 2003). Pour illustrer la discussion nous considérerons en particulier la mousson indienne d'été qui est, de toutes, la plus importante. La mousson est établie par un contraste méridien important entre les surfaces continentales de faible capacité calorifique se réchauffant rapidement du fait de cycle saisonnier de l'insolation et les surfaces océaniques dont la température augmente plus lentement. Ce contraste thermique induit un gradient de pression se traduisant par un mouvement ascendant au-dessus du continent et une circulation de grande échelle (Gill, 1980 ; voir plus bas) caractérisée par un jet de basses couches trans-équatorial de l'océan vers le continent (figure 1.3 en juillet par exemple). L'ascendance au-dessus de continent Sud-Asiatique s'accompagne de convection profonde et d'un refroidissement important de la surface par la diminution de l'insolation et par évaporation des précipitations. La convection est alors maintenue au-dessus du continent par le dégagement de chaleur latente associée et à la convergence dans les basses couches d'humidité de la circulation de mousson. En retour, la circulation de mousson est maintenue par l'entretien de la convection. Dans le cas particulier de la mousson indienne, la disposition

des reliefs joue de plus un rôle important : la chaîne des Ghâts sur la péninsule indienne induit localement une ascendance (mécanique) d'air et provoque de fortes précipitations le long de la côte ouest de la péninsule, dans la Mer d'Arabie (figure 1.3) ; le plateau tibétain chauffé par insolation joue un rôle important dans le déclenchement et l'entretien en induisant un chauffage en altitude de la troposphère (Yanai et al, 1992).

La circulation de mousson la plus intense est la mousson asiatique (indienne et est-asiatique) en été, mais il existe aussi une mousson australienne (figure 1.3 en janvier), africaine et américaine. Notons finalement que l'Océan Indien au Sud de l'équateur présente les caractéristiques d'une circulation de mousson dans les basses couches en hiver boréal (figure 1.3). La couche mélangée océanique y est peu profonde, ce qui réduit, dans cette région, l'inertie thermique de la surface de l'océan. Elle chaufferait ainsi plus rapidement que le reste des régions océaniques et induirait un contraste thermique entre le Sud et le Nord, certes plus faible que dans le cas d'un continent mais suffisant pour induire une circulation de type mousson.

Liées au cycle saisonnier, les moussons sont des phénomènes réguliers, mais elles présentent cependant des variations interannuelles. Ces variations peuvent être associées, dans le cas de la mousson indienne, aux variations de la circulation de Walker en relation avec El Niño (Webster et al, 1998), ou encore aux variations interannuelles de la couverture de neige sur le plateau tibétain (Meehl, 1994). De plus, les moussons sont modulées à des échelles de temps inférieures à la saison, des pauses et des phases actives de la convection de périodes variables sont en effet observées au sein d'une même saison de mousson. Cette variabilité à plus haute fréquence a un impact sur la saison moyenne et sur les différences interannuelles des moussons (pour la mousson indienne par exemple : Goswami et Mohan, 2001).

1.1.3 La variabilité haute fréquence

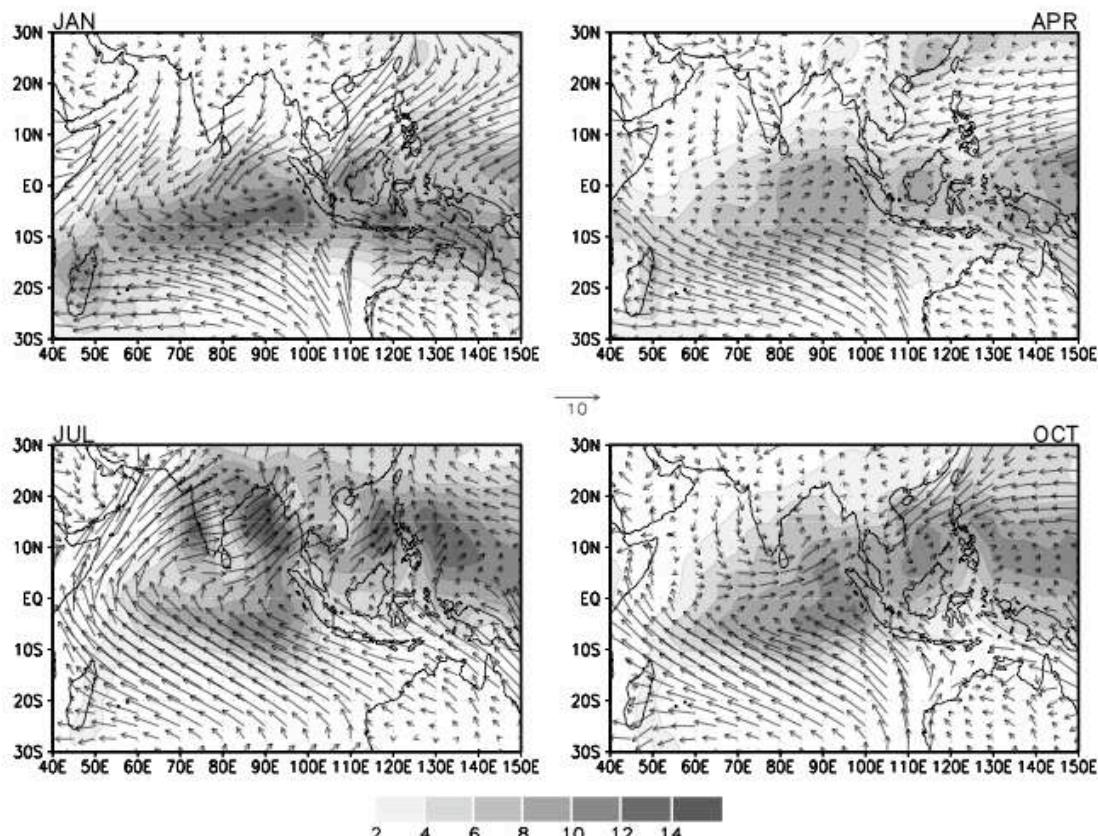


Figure 1.3 Climatologie des précipitations (mm/jour) et du vent à 850 hPa (ms^{-1}) (réanalyses NCEP) pour janvier, avril, juillet et octobre. D'après Goswami (2005a).

1.1.3.1 La Variabilité intrasaisonnière et l’Oscillation de Madden-Julian

L’échelle de temps intrasaisonnière correspond par convention à des périodes comprises entre 20 et 90 jours et à des extensions spatiales de perturbations convectives de l’ordre de un à plusieurs milliers de kilomètres. La variabilité intrasaisonnière présente une grande diversité de comportements (périodicité, organisation, propagation). Les cyclones tropicaux, par exemple, correspondent à des perturbations de périodes environ 20-30 jours (Hartmann et al, 1992) se forment dans des conditions de faible cisaillement vertical de vent et au-dessus des eaux chaudes tropicales. Les cyclones sont en interaction avec les autres modes de variabilité intrasaisonnières de plus basses fréquences qui ont tendance à moduler leur fréquence d’occurrence. Liebmann et al (1994) montrent, en effet, que le nombre de cyclones augmente pendant les phases de plus forte activité convective d’autres variations intrasaisonnières comme l’Oscillation de Madden-Julian en particulier.

Découverte sur la base de mesures de radiosondages par Madden et Julian (1972), l’Oscillation de Madden-Julian (OMJ) est d’abord repérée par une covariance entre les vents zonaux au-dessus et en dessous de 500 hPa et la pression de surface pour une échelle de temps d’environ 50 jours. Elle représente la plus forte variabilité organisée à l’échelle intrasaisonnière. L’OMJ a d’abord été définie comme une perturbation dynamique de période 30-50 jours d’échelle planétaire. Zangvil et Yanai (1981) montrent, de plus, une organisation de la convection à l’équateur, d’échelle également planétaire et se propageant vers l’Est, qui correspondrait à la perturbation dynamique de l’OMJ. La figure 1.5 représente un composite de l’OMJ dans la région Indo-Pacifique en hiver boréal (Wheeler et Hendon, 2004).

A la suite de ces premiers travaux d’observations, l’OMJ a souvent été a priori définie comme une perturbation dynamique équatoriale (entre -5° et 5° Nord, parfois de -20° à 20° Nord comme Zhang et Dong, 2004) associée à la convection, d’échelle planétaire (de nombre d’onde zonal 1 à 5, soit plus de 8000 km), d’une périodicité de 30-50 jours (voir 20-90 jours, Zhang et Dong, 2004) et se propageant vers l’Est à la vitesse moyenne de 5ms^{-1} d’après Weickmann et al (1985). Cette définition a servi dans nombre d’études et notamment pour la création d’indices d’activité de l’OMJ afin d’étudier les variations de l’amplitude de celle-ci à différentes échelles de temps (Slingo et al, 1999 ; Wheeler et Hendon, 2004 ; voir une synthèse plus complète dans Zhang, 2005).

Cette définition rigide de l’OMJ ne rend cependant pas compte d’un certain nombre de caractéristiques fondamentales de l’oscillation. Gutzler et Madden (1989) montrent que la perturbation dynamique associée à l’OMJ n’est liée à la convection principalement que dans la région Indo-Pacifique (figure 1.4) à l’Ouest de 180° Est, au-delà, seule la perturbation dynamique est observable dans les champs de vents à 150 hPa avec une vitesse de propagation devenant beaucoup plus rapide (35 ms^{-1} , Matthews, 2000). Les relations de phases entre les paramètres dynamiques et thermodynamiques (relatifs à la convection) ne sont en effet pas constantes au cours d’un événement d’OMJ (Rui et Wang, 1990 ; Hendon et Salby, 1994). Zhang et Dong (2004) notent de plus une forte variation saisonnière de l’OMJ dans son intensité (Madden, 1986) dont les maxima sont situés en dehors de la zone équatoriale (vers 5° - 10° Sud en hiver et Nord en été, voir figure 1.5). Goulet et Duvel (2000) ont de plus montré que les modes moyens de variabilités sur l’ensemble de la région Indo-Pacifique (à l’ouest de 220° Est) étaient peu représentatifs des événements convectifs intrasaisonnières individuels, et ce particulièrement pendant l’été. Duvel et Vialard (2006) montrent que la propagation vers l’Est de la convection n’est sensible que dans l’Océan Indien, dans l’Océan Pacifique la convection se propage généralement vers l’Ouest en hiver. Ils suggèrent aussi que l’organisation des perturbations intrasaisonnières de la convection se fait principalement à l’échelle du bassin et plus rarement de manière cohérente sur l’ensemble de la région Indo-Pacifique. Cette conception de la variabilité intrasaisonnière de la convection partant d’événements convectifs à l’échelle du bassin et interagissant entre eux par la réponse dynamique à grande échelle associée est aussi celle d’études récentes (Jiang et Li, 2005 ; Annamalai et Sperber, 2005). Les résultats de ces dernières études ainsi que les

difficultés à définir simplement les caractéristiques fondamentales de l'OMJ nous induiront à ne pas différentier l'OMJ du reste de la variabilité intrasaisonnière au cours de cette thèse. Notons de plus que nous ne parlerons de variabilité intrasaisonnière de manière générale pour se référer à la variabilité de la convection profonde et de la circulation associée. La variabilité intrasaisonnière est de plus, par son échelle intermédiaire entre les variabilités synoptiques (ondes équatoriales) et les variations saisonnières et interannuelles, et son origine reste débattue.

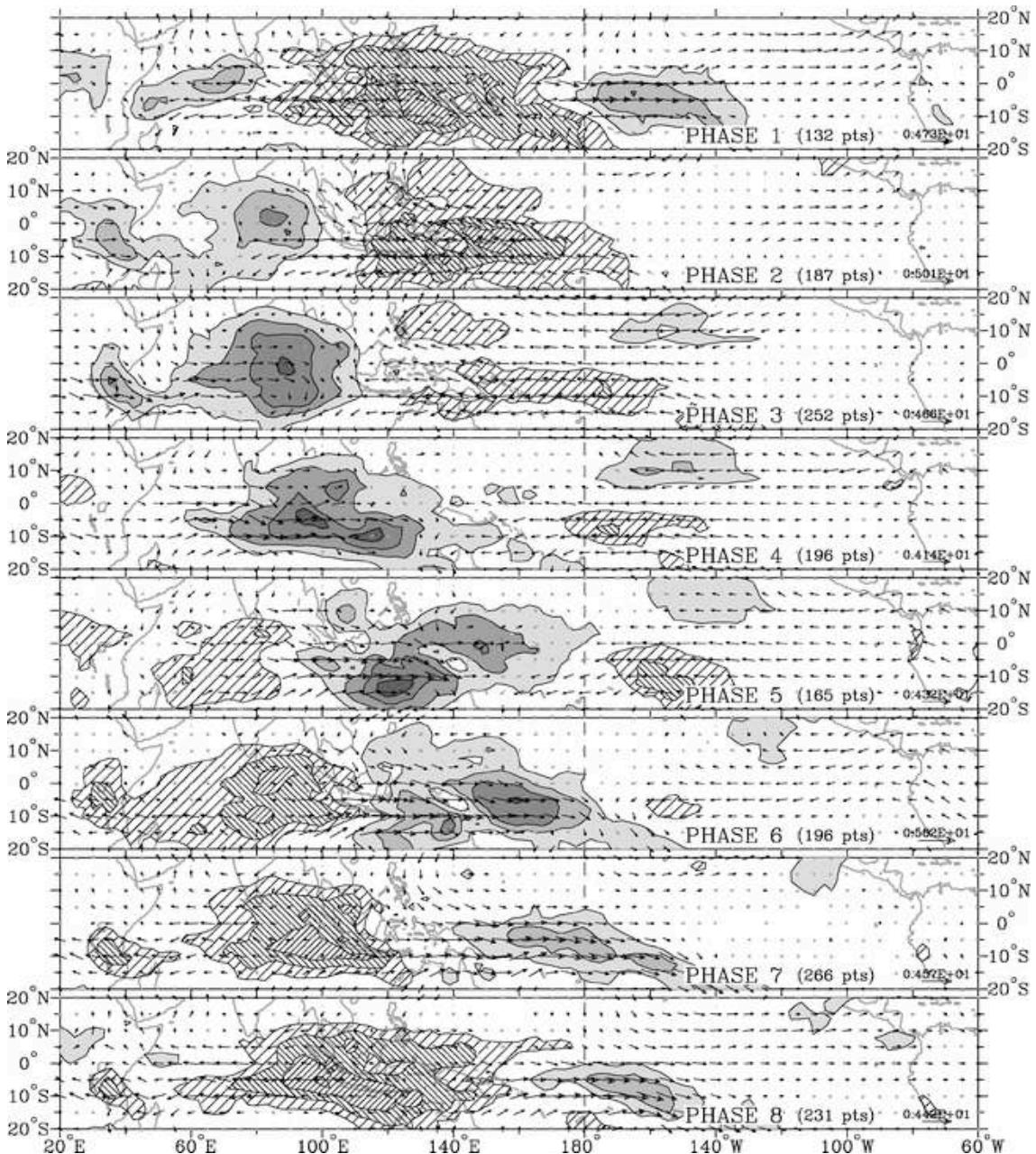


Figure 1.4 Composite d'OMJ pendant décembre-février 1979-2001 pour l'OLR (NOAA) et le vent à 850 hPa (NCEP). Le composite est basé sur un indice symétrique par rapport à l'équateur (-15° à 15° Nord), les grisés correspondent à des anomalies de -7.5, -15, -22.5 et -30 Wm⁻² (soit un renforcement de la convection) et les parties hachurées à des anomalies de 7.5 et 22.5 Wm⁻². D'après Wheeler et Hendon (2004).

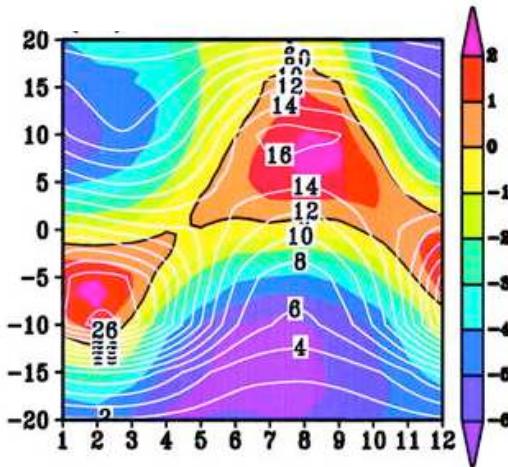


Figure 1.5 Cycle saisonnier de l'OMJ mesuré par la variance des précipitations (CMAP, contours, en $\text{mm}^2\text{jour}^{-2}$) et module du vent de surface (European Remote Sensor, en couleur, m^2s^{-2}) moyennée entre 60° et 180° Est, pour 1979-1998. D'après Zhang et Dong (2004).

1.1.3.2 La variabilité synoptique

Les équations du mouvement pour une couche mince de fluide (shallow water) sur une sphère en rotation, au voisinage de l'équateur où le paramètre de Coriolis peut être linéarisé (le β -plan) permettent le développement et la propagation d'une série d'ondes dynamiques. La figure 1.6 représente la structure théorique des ondes de Kelvin et Rossby équatoriales. La propagation de ces ondes (vers l'Est pour Kelvin et l'Ouest pour Rossby) est physiquement due à la quadrature de phase entre les champs de divergence et de pression. Pour l'onde de Kelvin, à partir de l'état représenté en figure 1.6, la divergence (convergence) aura tendance à faire baisser (augmenter) la pression. Cela résulte en une dépression (haute pression) à l'endroit de la divergence (convergence) soit un quart de longueur d'onde plus à l'Est que la dépression (haute pression) à l'état représenté. Le mécanisme est le même pour l'onde de Rossby à ceci près que le déphasage entre divergence et pression est inversé et que la propagation s'effectue alors vers l'Ouest. La nature du couplage entre les ondes dynamiques et la convection reste un sujet de débat. Il est possible de considérer que les ondes et la convection s'auto entretiennent, la convergence étant renforcée par le chauffage par la convection qui est, en retour, maintenue par la convergence (voir ci-dessous la théorie onde-CISK, Lindzen, 1974), ou bien que les ondes ne soient que la réponse à une perturbation du champ de pression par le chauffage lié à la convection (Yamagata et Hayashi, 1984), dans ce cas d'autres théories ont été développées (voir plus bas).

Les relations de dispersions de ces ondes sont tracées sur la figure 1.7 pour des paramètres particuliers (Wheeler et Kiladis, 1999). Certaines sont symétriques (pour les perturbations de vent) par rapport à l'équateur se propagent vers l'Est (Ondes de Kelvin, figure 1.6), d'autres vers l'Ouest (Rossby, figure 1.6) enfin, certaines n'ont pas de directions de propagation privilégiées (ondes symétriques et antisymétriques d'Inertie-Gravité et ondes antisymétriques mixtes Rossby-Gravité). Wheeler et Kiladis (1999) montrent au moyen d'une étude spectrale qu'entre 15° Sud et 15° Nord certaines perturbations convectives semblent s'organiser et se propager selon les relations de phases prévues par la théorie shallow water. Ce qui suggère une forte interaction de la convection et des ondes équatoriales.

Takayabu et al (1996) ont, en effet, observé pendant TOGA-COARE des oscillations dynamiques associées à la convection de périodicité 2-3 jours et se propageant vers l'Ouest qu'ils interprètent en termes d'ondes d'inertie-gravité. Wheeler et al (2000) présentent des perturbations de convection observées par satellites associées à des perturbations dynamiques cohérentes avec celles des ondes équatoriales prévues par la théorie linéaire (Matsuno, 1966). Ils présentent notamment des composites d'ondes de Kelvin se propageant vers l'Est avec une périodicité de 3 à 15 jours, d'ondes de Rossby se propageant vers l'Ouest et de période

10-20 jours et les ondes de périodicité inférieures à 6 jours (ondes Mixtes Rossby-Gravité et ondes d'Inertie Gravité).

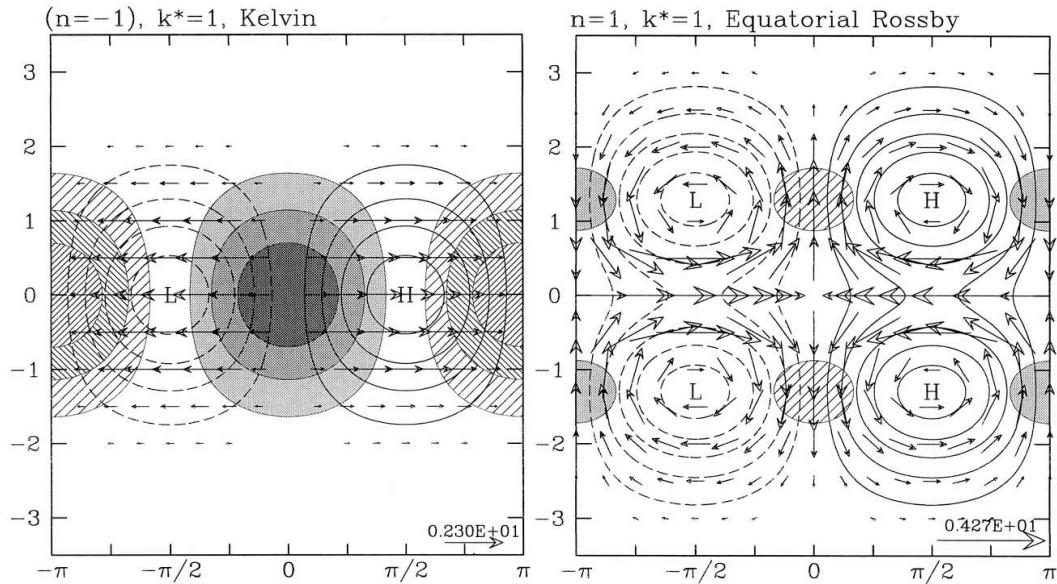


Figure 1.6 Distributions spatiales théoriques des anomalies de courant, de pression (contours, H =haute pression, L =basse pression) et de divergence (couleur :anomalie positive, hachures : anomalie négative i.e. convergence) pour l'onde de Kelvin équatoriale (gauche) et l'onde de Rossby équatoriale (droite). D'après Wheeler et al (2000).

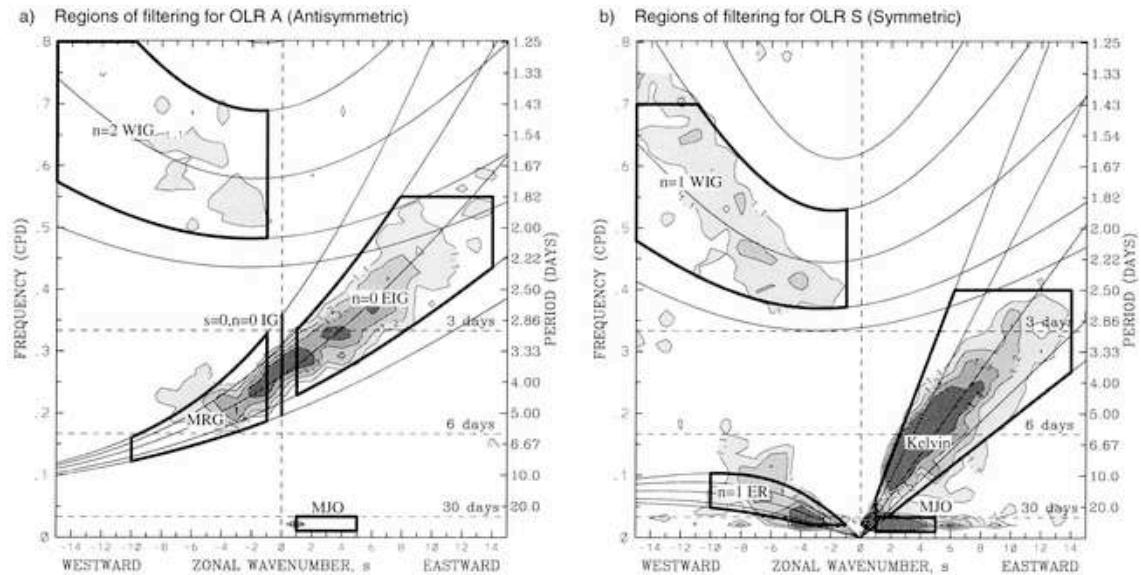


Figure 1.7 Rapport des spectres de puissance spatio-temporels moyens sur des fenêtres de 96 jours et le spectre de « fond » (construit en lissant plusieurs fois le premier pour retirer les oscillations) pour la (a) partie antisymétrique et (b) la partie symétrique de l'OLR (traceur de la convection) entre -15° et 15° Nord de 1979 à 1996. Les zones grisées correspondent à un niveau de significativité de 95%, soit des rapports de plus de 1.1 (pas de 0.1 entre deux courbes). Les courbes de dispersions des ondes équatoriales sont représentées pour cinq profondeurs équivalentes différentes (profondeur de la couche mince de fluide utilisée pour le calcul de la relation de dispersion théorique). D'après Wheeler et Kiladis (1999).

1.1.3.3 La variabilité diurne

Le cycle diurne de la convection est principalement marqué au-dessus des continents et il est relativement faible, en moyenne, au-dessus des océans. La convection est cependant caractérisée par de fortes variations diurnes en été au-dessus de la baie du Bengale et en hiver dans le

Pacifique Ouest (Yang et Slingo, 2001). L'amplitude des variations diurnes de la convection n'est pas la seule différence entre la convection « continentale » et « océanique », le maximum de convection au-dessus des continents est en général dans l'après-midi ou en début de nuit, tandis que la convection atteint son maximum d'intensité le soir et le matin au-dessus de l'océan. Pour l'Océan Pacifique Ouest en particulier, pendant TOGA-COARE (expérience d'observations dans le Pacifique Ouest pendant l'hiver 1992-93) Sui et al (1997) et Chen et Houze (1997) relèvent que les maxima convectifs matinaux sont liés aux périodes de convection intense tandis que les maxima l'après midi sont caractéristiques des périodes de faible convection quand les variations diurnes de températures sont importantes. Les variations diurnes sont modulées à des échelles de temps plus longues et interagissent vraisemblablement avec elles (Johnson et al, 1999). La convection peu profonde se déclenche en effet lors des périodes de faible convection et servirait probablement à charger la basse troposphère en humidité et réduire l'inhibition convective (préconditionnement de l'atmosphère pour la convection profonde).

1.1.3.4 Prédicibilité de la variabilité intrasaisonnière et interactions d'échelles

La variabilité intrasaisonnière (20-90 jours) est considérée en grande partie comme stochastique et imprédictible à l'échelle saisonnière (Sperber et al, 2000 ; Krishnamurthy et Shukla, 2000) et interannuelle (Slingo et al, 1999). Cependant, la compréhension l'interaction entre la variabilité atmosphérique intrasaisonnière et celles qui sont à d'autres échelles de temps et la prise en compte du couplage entre l'atmosphère et l'océan à l'échelle intrasaisonnière (que nous développerons plus bas) peuvent jouer un rôle dans la prédictibilité de la variabilité à l'échelle intrasaisonnière (Waliser, 2005).

La variabilité intrasaisonnière est en effet fortement liée aux autres échelles de variabilité climatique. Les forts coups de vents d'Ouest dans le Pacifique Ouest associés à la variabilité intrasaisonnière sont potentiellement responsables du déplacement vers l'Est de la région de maximum de température de surface de l'Océan (par les ondes de Kelvin océaniques, l'advection) ce qui pourrait expliquer le déclenchement d'un événement El Niño (Lengaigne et al, 2002). Takayabu et al (1999) montre que la propagation des ondes de Kelvin émises en réponse à l'activité convective intrasaisonnière pouvait expliquer l'arrêt brutal d'événements El Niño.

La variabilité intrasaisonnière tropicale interagit avec les variations saisonnières et notamment les moussons dont elle occasionne en grande partie les phases actives (forte convection et précipitations) et les pauses (voir Goswami, 2005, Goswami et Mohan, 2001 pour la mousson indienne, Hsu, 2005 pour la mousson Est-asiatique). Murakami et al (1986) associent la variabilité intrasaisonnière au déclenchement et au retrait saisonniers de la mousson indienne. Hendon et Liebmann (1990) lient de plus le premier événement intrasaisonnière se propageant au Sud de l'équateur au déclenchement de la mousson australienne.

Finalement, la variabilité intrasaisonnière est fortement liée aux échelles de temps inférieures. Nakazawa (1988) montre que la variabilité intrasaisonnière et l'OMJ en particulier consistent en l'organisation à grande échelle de systèmes convectifs à mésoéchelles (de l'ordre de quelques centaines de kilomètres). La propagation d'un événement intrasaisonnière peut ainsi être due au développement consécutif de systèmes convectifs apparaissant en décalage par rapport aux précédents dans la direction de propagation. L'association fréquente de la variabilité intrasaisonnière et d'ondes équatoriales (en particulier les ondes de Kelvin et Rossby) ont amené un certain nombre d'études à interpréter l'OMJ en termes d'ondes de Kelvin (Lau et Peng, 1987) ou d'ondes couplées Kelvin-Rossby (Madden, 1986 ; Rui et Wang, 1990). Rappelons qu'il se peut que les ondes jouent un rôle déterminant dans le déclenchement et l'organisation d'événements convectifs intrasaisonnières, comme il est possible que ces ondes ne soient que des réponses dynamiques à la convection (Yamagata et Hayashi, 1984). Enfin, que la variabilité intrasaisonnière est susceptible d'influer sur la

formation des cyclones tropicaux en modulant la circulation de grande échelle (Liebmann et al, 1994 ; Bessafi et Wheeler, 2006).

La variabilité intrasaisonnière est de plus en probable interaction avec la dynamique atmosphérique extratropicale (Berbery et Nogués-Paegle, 1993). Il est donc nécessaire de comprendre les mécanismes fondamentaux qui la gouverne afin de mieux la représenter dans les modèles de climat. Ainsi est-il important de comprendre en particulier les mécanismes qui gouvernent le déclenchement et le maintien de la convection à cette échelle de temps, le lien entre la convection organisée et la dynamique de grande échelle et les mécanismes pouvant induire la propagation des perturbations convectives. Les principales théories sur ces mécanismes sont présentées dans le paragraphe suivant.

1.2 **Interaction de la convection et de la circulation de grande échelle**

1.2.1 **Principe de la convection humide atmosphérique**

Dans la troposphère, l'équilibre radiatif (chauffage par flux solaire et refroidissement net par rayonnement infrarouge) se traduirait par un gradient vertical de température plus fort que le gradient caractéristique de l'équilibre convectif (gradient adiabatique, $-g/C_p$). La divergence des flux radiatifs tend donc à refroidir l'air en altitude en donnant un gradient dépassant le gradient adiabatique, la colonne d'air est donc convectivement instable. La chaleur nécessaire au rétablissement d'un gradient stable est alors fournie par la convection sèche. L'instabilité convective est accentuée près de la surface où l'air est réchauffé par le sol (ou l'océan) par les flux turbulents de chaleur sensible. En cas de condensation, l'équilibre convectif est caractérisé par le gradient adiabatique humide plus faible que le gradient adiabatique sec (voir plus bas). La chaleur nécessaire au rétablissement d'un gradient stable est fournie par la convection humide et principalement du dégagement de chaleur latente par condensation de la vapeur d'eau contenue dans la parcelle d'air. L'instabilité convective est, dans ce cas, accentuée par les flux de chaleur sensible et latente à la surface.

La grandeur qu'il faut considérer afin de caractériser l'instabilité statique est l'énergie statique sèche (h_s) pour une parcelle d'air sec (ou non-saturée) et l'énergie statique humide (h_h) lorsque la vapeur d'eau se condense:

$$\begin{aligned} h_s &= c_p T + gz \\ h_h &= c_p T + gz + L_v q \end{aligned} \tag{1.1}$$

où $c_p T$ est l'enthalpie thermique, gz l'énergie potentielle et $L_v q$ l'énergie de chaleur latente (L_v est la chaleur latente de vaporisation et q l'humidité spécifique). Pour une parcelle d'air sèche se déplaçant verticalement sans échanger de chaleur avec son environnement ($dh_s = 0$, processus adiabatique), la température décroît avec l'altitude selon le gradient adiabatique sec (Figure 1.8) dans le cadre de l'approximation de l'équilibre hydrostatique.

$$-\frac{dT}{dz} = \Gamma_s = g/c_p \approx 9.8 K km^{-1} \tag{1.2}$$

Il en va de même pour une parcelle d'air non saturée avec une bonne approximation. Lorsque la parcelle atteint son point de saturation (fonction de T et de P) l'eau se condense et précipite. Cependant, en négligeant la capacité calorifique de l'eau condensée présente en faible proportion dans la parcelle et les échanges de chaleur entre la parcelle et son environnement, le comportement de la parcelle d'air humide est décrit par le gradient adiabatique humide. En considérant que la pression a un impact négligeable par rapport à la température sur le rapport de mélange r_v (d'après Clausius-Clapeyron), ce gradient prend la forme :

$$\Gamma_h = \frac{\Gamma_s}{1 + \frac{L_v}{c_p} \frac{dr_v}{dT}} \in [3K\text{km}^{-1}, 9K\text{km}^{-1}] \quad (1.3)$$

La figure 1.8 représente un exemple de profil de température tel qu'on peut en observer dans les tropiques. Une parcelle d'air provenant de la surface et s'élevant de manière adiabatique verra sa température varier selon l'adiabatique sèche jusqu'à atteindre son niveau de condensation (Lifting Condensation Level, LCL), puis selon l'adiabatique humide. Au-dessus de ce niveau, une partie de l'énergie nécessaire à l'ascendance de la parcelle est fournie par le dégagement de chaleur latente associée à la condensation de la vapeur d'eau. Tant que sa température (en première approximation) est inférieure à celle de son environnement, il faut fournir un travail mécanique pour éléver la parcelle. Lorsqu'elle atteint le niveau de convection libre (Level of Free Convection, LFC), la parcelle, plus chaude que son environnement continuera de s'élever sous l'effet de la force d'Archimède jusqu'à atteindre le niveau de flottabilité nulle (Level of Neutral Buoyancy, LNB). L'inhibition convective (Convective Inhibition, CIN) est le travail que l'on doit fournir pour que la parcelle d'air atteigne son niveau de convection libre. L'énergie potentielle disponible pour la convection (Convective Available Potential Energy, CAPE) est le travail que la force d'Archimède fournit pour éléver la parcelle d'air de son niveau de convection libre (LFC) à son niveau de flottabilité nulle (LNB).

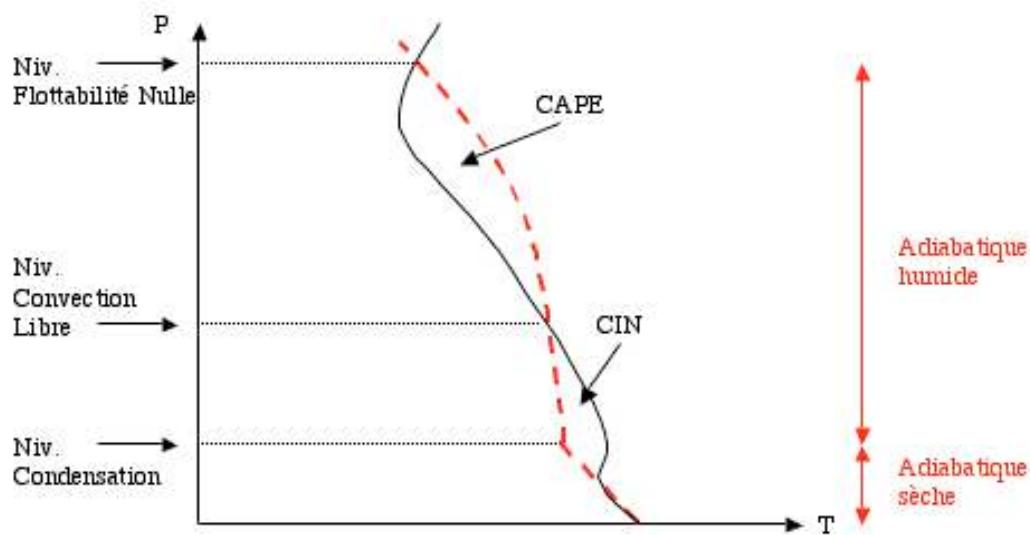


Figure 1.8 Profils de température d'une parcelle d'air soulevée à partir de la surface (rouge) et de l'air environnant (noir).

Cette discussion sur les températures de la parcelle et de l'environnement est une approximation, les niveaux de convection libre, la CIN et la CAPE doivent être définies en fonction de la densité et non de la seule température. Pour cela, on utilise la température virtuelle qui est la température que devrait avoir une parcelle d'air sec pour avoir la même densité que la parcelle humide considérée. Notons que comme la vapeur d'eau est plus légère que l'azote, la température virtuelle est supérieure à la température. Comparer pour deux parcelles d'air les températures virtuelles revient à comparer leurs densités. La CAPE et la CIN sont alors définies par :

$$\begin{aligned} CAPE &= \int_{LFC}^{LNB} g \frac{(T_v - \bar{T}_v)}{\bar{T}_v} dz \\ CIN &= - \int_{z_0}^{LFC} g \frac{(T_v - \bar{T}_v)}{\bar{T}_v} dz \end{aligned} \quad (1.4)$$

où T_v et \bar{T}_v sont les températures virtuelles de la parcelle et de l'environnement respectivement. La CAPE représente l'énergie maximum disponible pour une parcelle d'air ascendante. Cependant, cette énergie n'est disponible que si la parcelle d'air peut vaincre l'inhibition convective quantifiée par la CIN, c'est-à-dire si elle atteint son niveau de convection libre. Un grand nombre de mécanismes peuvent fournir le travail nécessaire à cela. Citons par exemple le soulèvement mécanique de ces parcelles par des masses d'air plus denses ou par un relief, les ondes de gravité, ou le chauffage par les flux de surface et la création de mouvements convectifs sous le LFC. L'atmosphère devient notamment très instable pour des températures de surfaces de l'océan de plus de 28°C (Palmen, 1948) et au-delà de ce seuil, la convection croît fortement et de manière non linéaire avec la température de surface (Bhat et al, 1996).

Le transfert d'humidité et la formation de nuage que génère la convection a de plus un impact sur le bilan radiatif de l'atmosphère. L'eau interagit fortement avec le rayonnement infrarouge, le profil vertical de vapeur d'eau joue un rôle important sur l'efficacité du refroidissement radiatif de l'atmosphère, les nuages quant à eux réfléchissent le rayonnement solaire en plus d'absorber le rayonnement infrarouge. Ces effets des nuages sur l'atmosphère peuvent avoir un impact à différentes échelles suivant l'organisation de la convection.

On distingue la convection profonde, fortement précipitante qui s'étend verticalement jusqu'au sommet de la troposphère (et bas de la stratosphère), et la convection peu profonde, peu précipitante et d'extension verticale moindre. La convection s'organise à différentes échelles de temps et d'espace (orages isolés, amas nuageux, lignes de grains). Dans les tropiques, une organisation fréquente de la convection est le système convectif de mésoscale. (Houze, 2004, figure 1.9a) dont l'extension spatiale est de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres et ayant une échelle temporelle de l'ordre de la journée. Il est constitué de régions de convection profonde intense et peu étendues et d'une région plus étendue couverte de nuages stratiformes précipitants (figure 1.9b). Les régions de convections profondes correspondent à un profil de taux de chauffage positif sur la vertical (dans la troposphère), on parle aussi de premier mode barocline (figure 1.9c), tandis que les régions stratiformes correspondent à un changement de signe dans le profil du taux de chauffage (second mode barocline). Notons que les régions de subsidence et de convection peu profonde correspondent aussi respectivement au premier et second mode barocline avec des taux de chauffages de signes opposés à ceux qui sont présentés sur la figure 1.9c (figure 1.9a). Le taux de chauffage positif est lié au dégagement de chaleur latente par condensation de l'eau, le taux de chauffage négatif est associé à l'évaporation des précipitations sous le nuage pour les régions stratiformes et au refroidissement radiatif dans les régions subsidentes et de convection peu profonde.

Les systèmes convectifs peuvent de plus s'organiser (figure 1.10) sur la grande échelle en formant des « super-amas convectifs » (Nakazawa, 1988) de durée de vie plus longue. La convection atmosphérique participe ainsi de toutes les échelles de variabilité du climat et elle est fortement liée à la circulation atmosphérique à grande échelle dans les tropiques. Nous allons maintenant présenter les principales théories concernant l'interaction entre la convection et la dynamique tropicales.

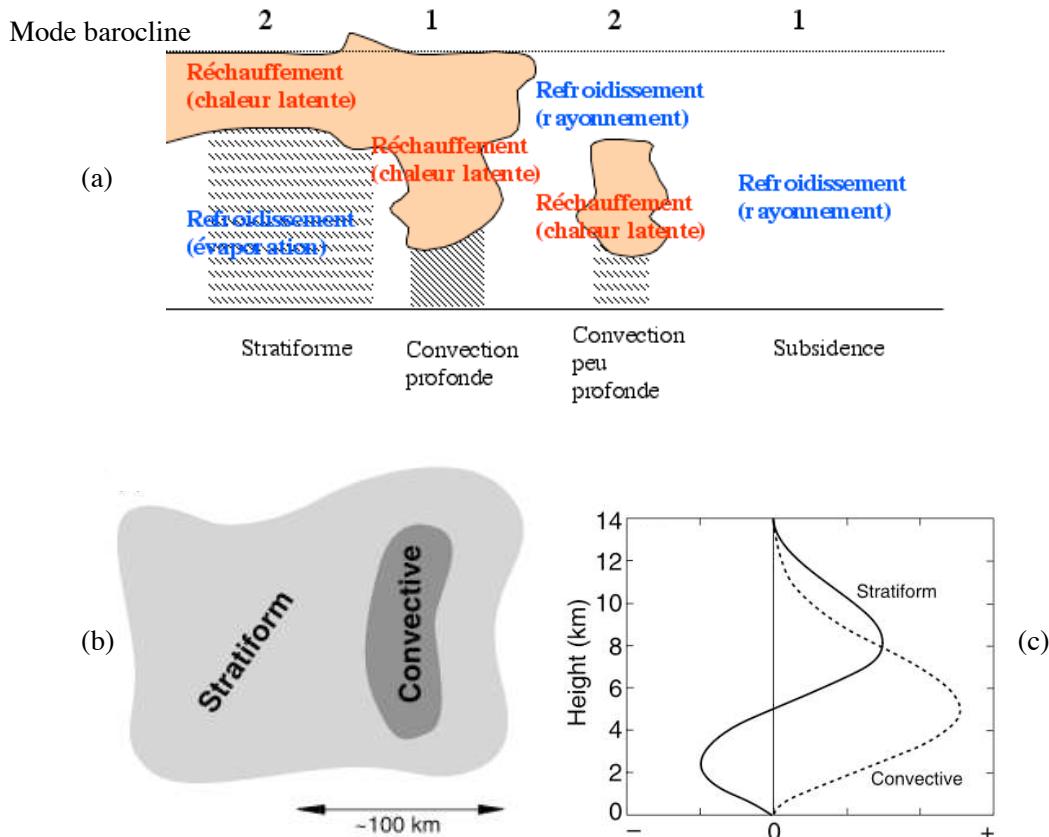


Figure 1.9 Organisation schématique d'un système convectif de mésoéchelle (a) coupe verticale (le trait pointillé figure la tropopause), (b) organisation horizontale et (c) profils idéalisés des taux de chauffage pour les zones de convection profonde (premier mode barocline) et de nuages stratiformes (second mode barocline). D'après Houze, 2004.

1.2.2 Les théories de l'interaction de la convection et de la dynamique de grande échelle

- **Réponse stationnaire de la dynamique à un chauffage diabatique**

Gill (1980) présente les réponses analytiques stationnaires d'une couche mince de fluide (« shallow water ») sur le plan β -équatorial (linéarisation du paramètre de Coriolis au voisinage de l'équateur) à un forçage diabatique idéalisée, distribuée de manière asymétrique par rapport à l'équateur (figure 1.11a) ou de manière symétrique (figure 1.11c). Les structures spatiales obtenues dans le cas où le forçage est symétrique par rapport à l'équateur rappellent celles des ondes de Rossby et de Kelvin équatoriales (Matsuno, 1966), comme spécifié dans le modèle de Gill (1980). Le modèle de Gill n'est pas un modèle à deux couches minces de fluides, mais prend toutefois en compte la composante verticale de la vitesse du vent. Pour cela, Gill considère une atmosphère incompressible entre deux surfaces rigides (distantes d'une hauteur H). Le mode vertical considéré dans son étude est le premier mode barocline pour lequel les composantes horizontales varient comme $\cos(\pi z/H)$ et la composante verticale comme $\sin(\pi z/H)$ (où $0 < z < H$). La composante verticale est directement liée au champ de pression et au forçage diabatique.

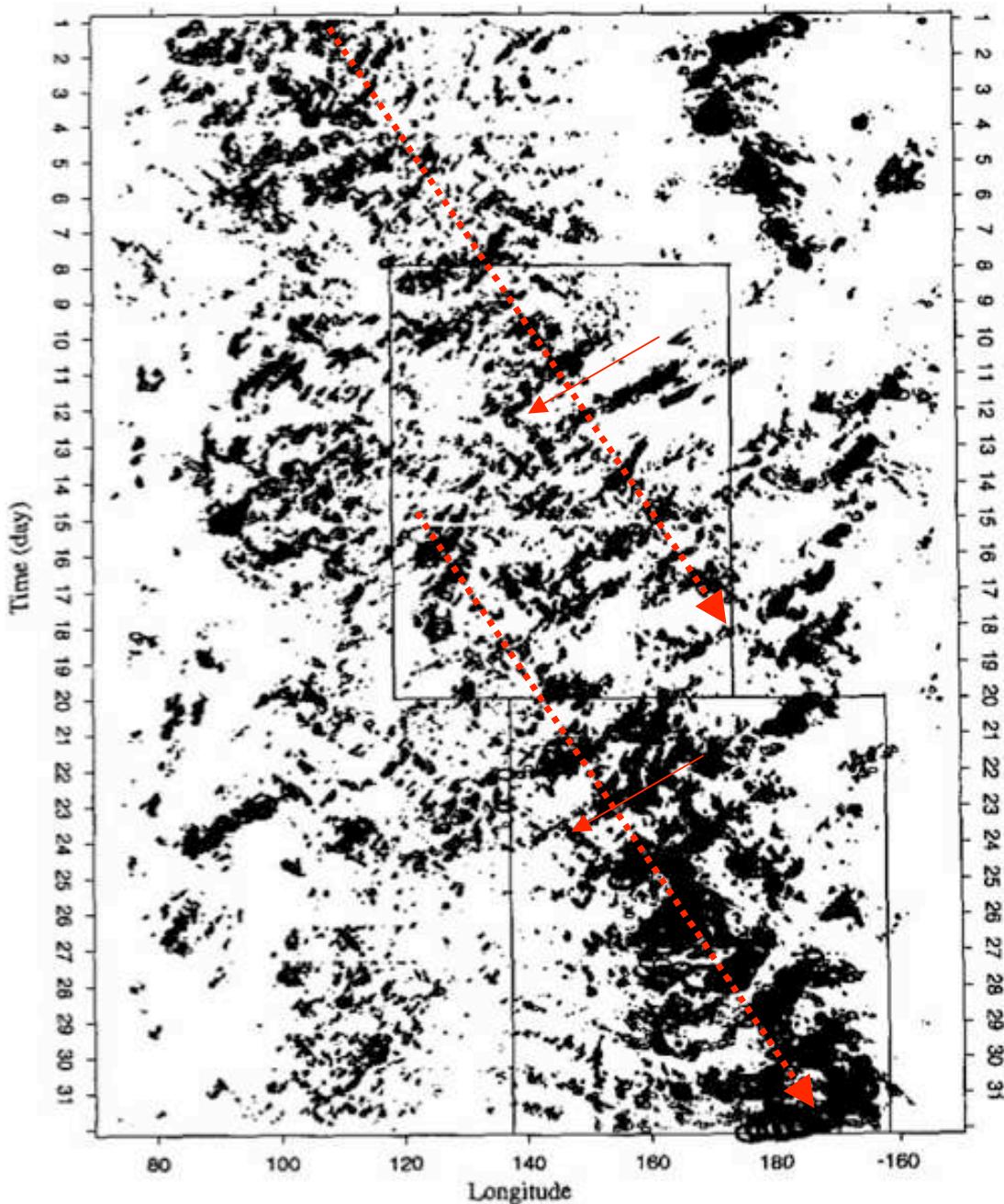


Figure 1.10 Diagramme temps-longitudes (moyenne sur 0° - 10° sud) des amas convectifs (température de brillance $<208K$) pour le mois de décembre 1992. D'après Yanai et al (2000).

Ce modèle simple permet de comprendre les principales caractéristiques de la circulation atmosphérique dans les tropiques. Ainsi, à l'échelle saisonnière, la convection est maximale au-dessus du continent maritime. Le chauffage de la moyenne troposphère par la convection induit en moyenne la circulation représentée sur la figure 1.11a et ce qui s'interprète comme une branche de la circulation méridienne d'Hadley et comme la circulation zonale de Walker (figure 1.11b et d).

Ce modèle est utilisé afin de comprendre les perturbations de la circulation moyenne pendant les différentes phases d'El Niño (Chiang et al, 2001). Il a de plus été utilisé pour étudier la réponse dynamique associée à un chauffage convectif de la troposphère à l'échelle

intrasonsionnière au-dessus d'un bassin océanique et d'interpréter les interactions dynamiques entre différents bassins (Annamalai et Sperber, 2005).

Lindzen et Nigam (1987) proposent un modèle pratiquement équivalent (Neelin, 1989) pour étudier la réponse dynamique dans la couche limite atmosphérique à un chauffage par la température de surface océanique. Bien que mathématiquement très proches, ces deux modèles diffèrent dans leurs interprétations. Au contraire du modèle de Gill, la hauteur de la couche limite de Lindzen et Nigam (1987) varie en fonction de la convergence induite par le chauffage. Les constantes d'adimensionnement des équations de Lindzen et Nigam (1987) sont ajustées aux observations. Finalement, le mouvement induit par la température de surface induit un mouvement vertical représenté par un flux de masse convectif dans le modèle de Lindzen et Nigam (1987). Ce dernier point suggère que la convection ne se déclenche qu'au-dessus des plus chaudes températures de surface en réponse à la convergence dans la couche limite. Toutefois, une limite du modèle de Lindzen et Nigam (1987) est qu'il considère que le chauffage de la troposphère libre par la convection ainsi déclenchée n'affecte pas la circulation dans la couche limite (Neelin, 1989).

Ces modèles donnent les solutions stationnaires dans le temps à un chauffage fixe spatialement (convectif ou via les flux de surface). Or, la variabilité intrasonsionnière associée à la convection n'est pas une oscillation stationnaire spatialement, elle se propage notamment au-dessus des Océans Indien et Pacifique (Lau et Chan, 1985 ; Lau et Chan, 1986). Il est apparu que l'interaction entre la convection et les mouvements de grandes échelles dont les ondes équatoriales peut fournir un cadre utile pour comprendre la variabilité intrasonsionnière. Nous allons présenter les principales familles de théories qui ont actuellement cours pour l'explication des mécanismes d'entretien de la convection et d'interaction avec la grande échelle à l'échelle intrasonsionnière.

○ La CISK (Conditional Instability of the Second Kind)

Dérivée de la théorie de Charney et Eliassen (1964) pour expliquer les cyclones, la théorie CISK suppose que la convection profonde est déclenchée dans une région de convergence de basses couches à grande échelle, le chauffage par dégagement de chaleur latente associé entraîne une circulation renforçant la convergence de grande échelle (par exemple une circulation de type Gill, 1980). Ce renforcement de la convergence de basses couches mène alors au renforcement de la convection et du chauffage associé. Lorsque la convergence de grande échelle est associée à une onde équatoriale (Kelvin, Rossby), on parle de théorie « onde-CISK » (Lindzen, 1974 ; Wang et Rui, 1990a). Chao et Lin (1994) suggèrent cependant que le mécanisme d'onde-CISK agirait principalement sur les petites échelles (systèmes convectifs mésoéchelles d'une extension de l'ordre de la centaine de kilomètres). Dans la théorie onde-CISK, la propagation vers l'Est de la perturbation convective est liée à une onde de Kelvin se propageant à la vitesse de $15-20\text{ms}^{-1}$ (contre 5ms^{-1} pour l'OMJ).

Wang (1988) et Wang et Li (1994) prennent de plus en compte la dynamique de la couche limite atmosphérique qui devient le moteur de la variabilité intrasonsionnière. La convergence dans la couche limite, sous l'effet de la friction avec la surface (Ekman), tend à organiser la convergence à de plus grandes échelles que dans la théorie onde-CISK. La friction dans la couche limite tend à produire des paquets d'ondes Kelvin et Rossby se propageant vers l'Est lentement, soit $5-10\text{ms}^{-1}$ (contre $15-20\text{ms}^{-1}$ pour la théorie onde CISK) ce qui est relativement proche de la vitesse de propagation de l'OMJ (5 ms^{-1} environ). La caractéristique principale de cette théorie, en comparaison des théories CISK et onde-CISK « classique » (figure 1.12), est que la convergence dans la couche limite est en avance sur les perturbations convectives intrasonsionnières ce qui est de plus en accord avec un certain nombre d'observations (Hendon et Salby, 1994 ; Maloney et Hartmann, 1998 ; Fu et al, 2006). La principale limite de cette théorie est le fait que l'effet de la couche limite induisant la propagation vers l'Est du paquet d'ondes est confiné à l'équateur, tandis que l'activité intrasonsionnière est maximale en dehors de l'équateur (figure 1.4).

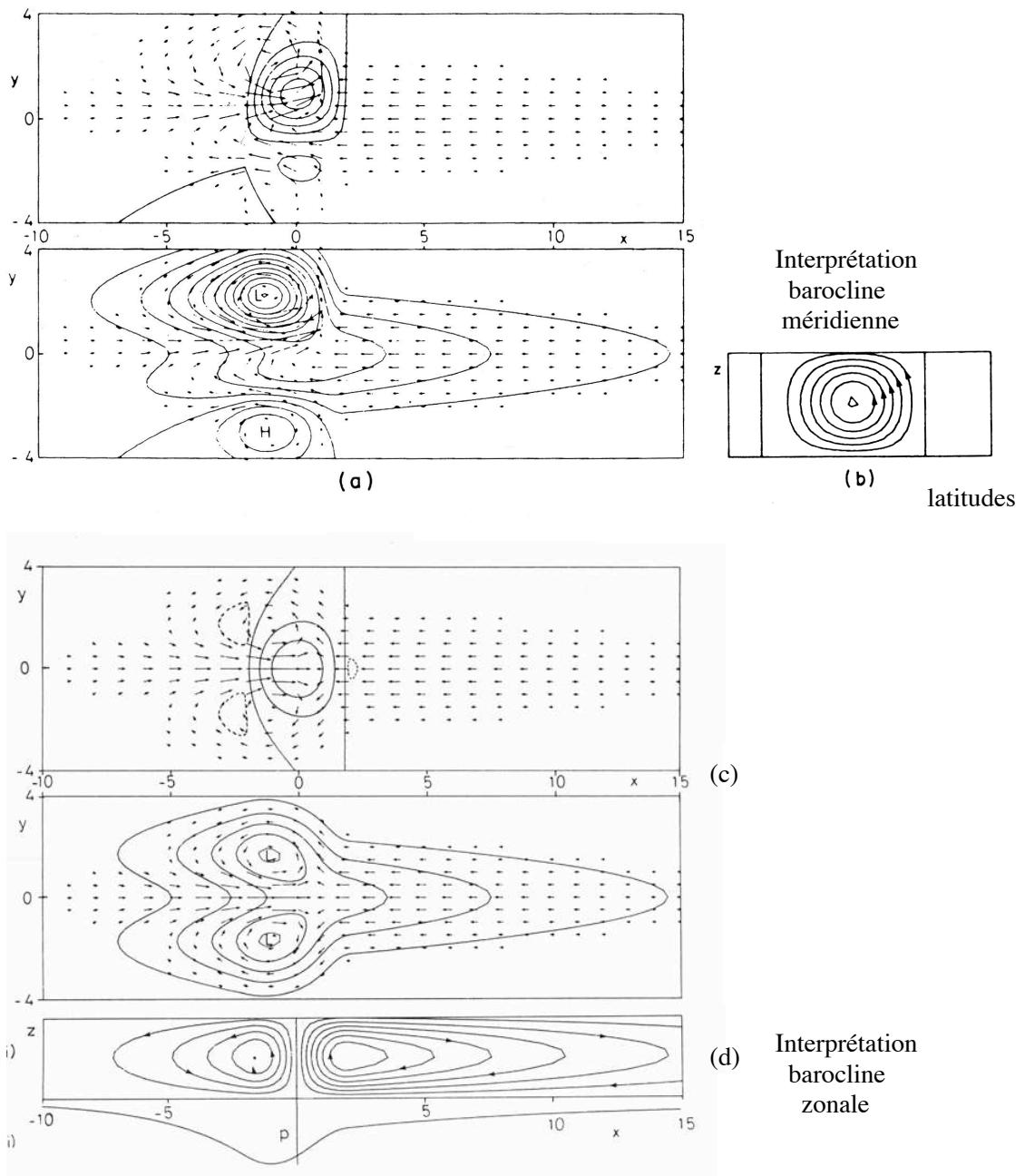


Figure 1.11 Solutions du modèle de Gill (1980) forcé par un chauffage constant. (a) pour un chauffage asymétrique par rapport à l'équateur : (haut) le contour donne la perturbation de vitesse verticale qui est (dans ce cas stationnaire) proportionnelle au chauffage (bas) anomalie de pression (L =dépression) et la circulation associée. En (b), une interprétation barocline de la circulation verticale et mérienne (intégration de la solution selon les longitudes) est présentée pour un chauffage dans la moyenne troposphère. En (c), comme en (a) pour un forçage symétrique par rapport à l'équateur. En (d) comme en (b) pour une intégration selon les latitudes, le profil de pression est de plus reporté.

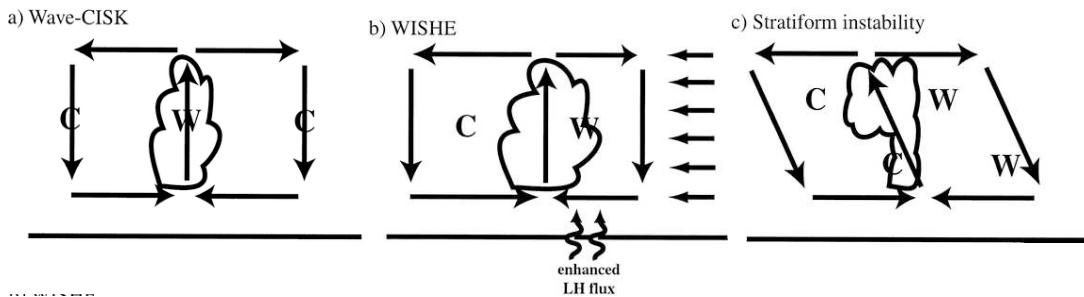


Figure 1.12 Schémas longitudinaux décrivant les différentes théories d’interaction entre la convection et les perturbations de circulation de grande échelle (a) théorie CISK/onde-CISK, (b) théorie WISHE et (c) instabilité stratiforme. C=refroidissement, W=réchauffement, les flèches à travers la surface indique une augmentation de flux de chaleur les flèches à droites dans le panneau (b) représente la circulation moyenne.

- **Le Quasi-Equilibre et le WISHE (Wind Induced Heat Exchange)**

D’après Emanuel (1994) les théories CISK sont en contradiction avec les observations de quasi-équilibre entre la convection et les processus de grandes échelles (Arakawa et Schubert, 1974). Dans l’hypothèse de quasi-équilibre, la réponse de la convection étant très rapide par rapport aux processus de grandes échelles, la convection dissipe rapidement l’énergie amenée par la grande échelle. En d’autres termes, une ascendance de grande échelle tend à augmenter la CAPE par le refroidissement de la moyenne troposphère (détente adiabatique et refroidissement radiatif) et par la convergence d’humidité dans les basses couches. Cette augmentation de la CAPE est alors immédiatement consommée par la convection. Le refroidissement de la troposphère est en effet très vite compensé par le chauffage dû au dégagement de chaleur latente associé à la convection, sans qu’il n’y ait accumulation de CAPE comme dans la théorie CISK. Dans la théorie WISHE (Emanuel, 1987 ; Yano et Emanuel, 1991 ; « interaction vent-évaporation », Neelin et al (1987), l’énergie susceptible d’entretenir la convection et la dynamique de grande échelle associée est alors fournie par l’augmentation des flux de chaleur à la surface (flux de chaleur latente principalement) induite par la circulation à grande échelle (figure 1.12b) et non par le chauffage excédentaire de la convection comme dans la théorie CISK. Le principal inconvénient de cette théorie est qu’elle suppose un vent moyen d’Est pour la propagation vers l’Est de la perturbation intrasaisonnière. Les vents d’Est à l’Est de la convection sont renforcés ce qui augmente les flux de chaleur à la surface (proportionnels au module du vent de surface) (voir figure 1.12b). Cela entraîne une déstabilisation de l’atmosphère légèrement à l’Est de la perturbation convective, d’où la propagation. Cette condition est remplie dans le Pacifique Est mais c’est une région où la variabilité intrasaisonnière est faible.

A la suite des travaux théoriques de Sobel et Gildor (2003), en couplant un MCG à une couche mélangée océanique, Maloney et Sobel (2004) montrent que le mécanisme de WISHE peut se produire, dans des conditions de vents de basses couches moyens d’Ouest, à l’ouest de la convection et occasionner une propagation de la perturbation convective intrasaisonnière vers l’Est (comme observé au cours de TOGA-COARE, Lin et Johnson, 1996). Cela peut se comprendre au moyen de la réponse idéalisée de Gill (1980). La perturbation dynamique associée à la convection est maximale à l’Ouest de cette dernière. L’augmentation des flux y est donc la plus importante pour un état moyen de vent d’ouest ou même nul. Or il est visible sur la figure 1.11 que l’air ainsi chargé en humidité aurait tendance à converger légèrement plus à l’Est que la zone de chauffage initiale. C’est ce qui est mis en évidence à l’aide d’un modèle de circulation générale par Maloney et Sobel (2004) et Maloney et Esbensen (2005) dans le Pacifique, ce qui est cohérent avec les observations dans cette région (figure 1.13b). Notons finalement que l’impact du mécanisme WISHE sur la convection (amplitude, propagation) dépend de

manière non linéaire de la profondeur de la couche de mélange océanique conceptualisée comme la réserve énergétique de l'atmosphère à l'échelle de temps intrasaisonnière. Le couplage entre l'océan et l'atmosphère pourrait ainsi être un mécanisme important de la variabilité intrasaisonnière, nous reviendrons plus loin sur ce point (1.2 et dans les chapitres suivants).

○ **L'instabilité stratiforme**

Mapes (2000) et Majda et Shefter (2001), s'appuyant sur les observations de plus en plus nombreuses sur les systèmes convectifs tropicaux (Rickenbach et Rutledge, 1998 ; Houze, 1997 ; Johnson et al, 1999) ont développé une nouvelle théorie pour l'entretien de la convection associée à une circulation de grande échelle tenant compte de l'importance des pluies stratiformes dans l'atmosphère tropicale. Pour cela ils ajoutent, en plus du premier mode barocline (la convection profonde), un deuxième mode barocline représentant la formation de nuages stratiformes dans la haute troposphère qui accompagne le développement de convection profonde (Houze, 1997). En plus de la convection profonde, un second mode barocline se développe (figure 1.12c). Ce second mode produit des précipitations dont l'évaporation refroidit la basse troposphère. Ce refroidissement au-dessus d'une couche limite chargée en énergie par le flux de surface déstabilise l'atmosphère et induit de nouveau de la convection profonde. Ce mécanisme entretiendrait finalement la convection dans les zones de convergence organisées par la circulation de grande échelle.

○ **L'interaction nuages-rayonnement**

Hu et Randall (1994) ont suggéré que l'interaction non linéaire entre le rayonnement, la convection et les flux de surface peut engendrer une oscillation stationnaire plutôt qu'un état stable sans dynamique de grande échelle. Dans ce modèle, le refroidissement radiatif de l'atmosphère et les flux de surface tendent à déstabiliser l'atmosphère tandis que la convection le restabilise. Raymond (2001) a proposé un autre modèle dans lequel les nuages stratiformes dans la moyenne à haute troposphère induisent un réchauffement sous le nuage par le rayonnement infrarouge (effet de serre additionnel), alors qu'au-dessus du nuage, l'air se refroidit radiativement. L'atmosphère est ainsi déstabilisée et déclenche la convection profonde. Ce mécanisme d'instabilité expliquerait le maintien de la convection dans les zones de convergence aménagées par la dynamique de grande échelle.

Rappelons que la relation de phase entre la convection et la dynamique de grande échelle n'est pas constante, elle change notamment d'un bassin océanique à l'autre. La figure 1.13 montre deux schémas représentants les relations de phases entre convection, vent zonal de surface et température de surface de l'océan (Zhang et Anderson, 2003). La première configuration est plus souvent observée au-dessus de l'Océan Indien que dans l'Océan Pacifique au-dessus duquel la seconde configuration est le plus souvent observée (Zhang et Anderson, 2003 ; Zhang, 2005). La figure 1.13 fait de plus état d'une relation entre la variabilité intrasaisonnière et la température de surface de l'océan. Nous verrons plus en détail l'impact probable des perturbations de températures sur la variabilité intrasaisonnière qui est suggéré par de nombreuses études et par les résultats présentés dans cette thèse.

Tous les mécanismes présentés ici sont susceptibles de jouer un rôle dans l'organisation de la convection et de la dynamique tropicale à l'échelle de temps intrasaisonnière. Ces différentes théories de l'interaction entre la convection et la dynamique atmosphérique ont mené au développement de différentes modélisations de la convection comme nous l'exposerons dans le prochain paragraphe.

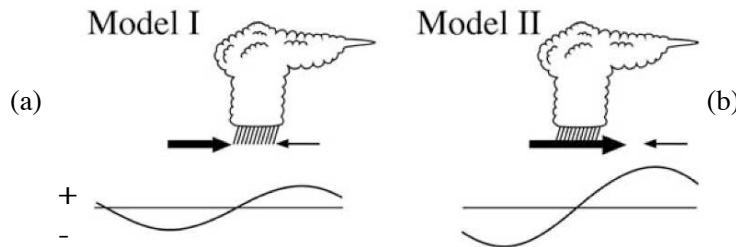


Figure 1.13 Schémas longitudinaux des relations observées entre convection, le vent de surface zonal et l'anomalie de la température de surface de l'océan (courbe). Le modèle I (a) est caractéristique de l'Océan Indien, le II (b) de l'Océan Pacifique.

1.2.3 Modélisation de la convection atmosphérique

La difficulté de bien représenter la variabilité intrasaisonnière dans un modèle de grande échelle tel qu'un Modèle de Circulation Générale (MCG) tient pour une part importante au fait qu'il est nécessaire de paramétriser la convection, c'est-à-dire de formuler la résultante d'un ensemble de processus sous-maille en fonction des variables pronostiques de l'échelle résolue. Les schémas de convection ont ainsi pour principal rôle de modifier les profils de températures et d'humidité, mais aussi (pour certains) de transférer verticalement de la quantité de mouvement, il en existe de plusieurs types :

- **Schéma d'ajustement**

Manabe et al (1965) propose un schéma de convection très simple qui ajuste simplement les profils de températures et d'humidité à un profil de référence lorsqu'une parcelle de la couche limite atmosphérique est instable et que la maille est saturée. L'ajustement conserve l'énergie sur la verticale et la vapeur d'eau en excès est convertie en précipitation.

Betts (1986) développe un modèle d'ajustement qui relâche la condition de saturation de la maille pour le déclenchement de la convection. Il ajuste les profils de températures et d'humidité avec un temps de relaxation de 2 heures dès que l'atmosphère devient instable. Ainsi, ce schéma satisfait-il l'hypothèse de Quasi-Equilibre mais requiert un profil de référence d'humidité.

- **Schéma basé sur le bilan d'humidité**

Le schéma de Kuo (1974) est basé sur la relation entre convergence d'humidité intégrée sur la verticale, évaporation à la surface et précipitations. Les précipitations sont simplement proportionnelles (avec un facteur constant) à la somme de la convergence d'humidité (intégrée sur la verticale) et de l'évaporation à la surface. La distribution du chauffage et de l'humidité sur la verticale se fait par l'ajustement de la moyenne du profil de la maille sur l'adiabatique humide. La convergence de grande échelle contrôle la convection, ce schéma est en accord avec la théorie CISK.

- **Schémas « flux de masse »**

La modification par le schéma de convection des profils de température correspond au bilan énergétique entre le dépôt de chaleur latente et aux redistributions de températures par les mouvements convectifs (ascendants et subsidents). Ces effets sont regroupés dans le terme Source Apparente de Chaleur, notée Q_1 . De manière analogue, l'assèchement et l'humidification de l'atmosphère sont pris en compte dans le terme de Puit Apparent d'Humidité noté Q_2 . On définit aussi le terme de Source Apparente de Moment Q_3 pour rendre compte de l'effet des processus sous-maille liés à la convection sur le transfert vertical de quantité de mouvement horizontal.

Si on écrit l'équation de la thermodynamique avec l'énergie statique sèche (1.1) en dissociant la partie moyenne (grande échelle, résolue, notée) et la perturbation (sous-maille, paramétrée, notée) de chaque grandeur, en négligeant les termes horizontaux de second ordre et en

utilisant l'équation de continuité moyenne on obtient (d'après Gregory, 2002, ECMWF Meteorological Training Course Lecture) :

$$\frac{\partial \bar{h}_s}{\partial t} + \vec{v}_h \nabla \bar{h}_s + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{h}_s}{\partial p} = \bar{Q}_R + L_v(\bar{c} - \bar{e}) - \frac{\partial \bar{\omega}' \bar{h}_s'}{\partial p} = Q_l \quad (1.5)$$

où h_s est l'énergie statique sèche, \vec{v}_h la vitesse horizontale, $\bar{\omega}$ la vitesse verticale (en Pas⁻¹), p la pression, Q_R le chauffage radiatif (dominé en fait par le refroidissement radiatif), L_v la chaleur latente de vaporisation, c la condensation et e l'évaporation. Le membre de gauche de l'égalité représente les termes grandes échelles et ceux du membre de droite les termes associés à des échelles sous-maille. De manière analogue, on obtient à partir des équations de conservation de l'eau et du moment horizontal :

$$Q_2 = L_v(\bar{c} - \bar{e}) + L_v \frac{\partial \bar{\omega}' \bar{r}_v'}{\partial p} \quad (1.6)$$

$$\bar{Q}_3 = \frac{\partial \bar{\omega}' \vec{v}_h'}{\partial p} \quad (1.7)$$

Notons qu'on retrouve la variation de l'énergie statique humide associée aux processus à l'échelle sous-maille :

$$Q_l - Q_2 - \bar{Q}_R = - \frac{\partial \bar{\omega}' \bar{h}_h'}{\partial p} \quad (1.8)$$

La maille est divisée en une partie convective et l'environnement. La paramétrisation en flux de masse lie le flux turbulent vertical d'une grandeur A ($-\bar{\omega}' A'$) au flux de masse d'air environnant M_c entraîné par la convection :

$$-\bar{\omega}' A' = g M_c (\bar{A}^c - \bar{A}) \quad (1.9)$$

où \bar{A}^c est la moyenne de A dans la partie convective de la maille et \bar{A} dans l'environnement. Ainsi, nous obtenons pour Q_l et Q_2 en particulier :

$$Q_l = L_v(\bar{c} - \bar{e}) + g \frac{\partial M_c(\bar{h}_s^c - \bar{h}_s)}{\partial p} \quad (1.10)$$

$$Q_2 = L_v(\bar{c} - \bar{e}) - g L_v \frac{\partial M_c(\bar{r}_v^c - \bar{r}_v)}{\partial p}$$

Afin de déterminer l'influence de la convection sur la grande échelle, il faut maintenant déterminer le flux de masse convectif, les valeurs des paramètres thermodynamiques et du moment liés à l'activité convective et les termes de condensation et d'évaporation. La détermination du flux de masse convectif est donnée par une relation de fermeture qui change d'une paramétrisation à l'autre. Les autres termes sont déterminés par cette fermeture et un modèle de nuage décrivant les échanges à chaque niveau vertical entre l'air de l'environnement et l'air descendant (saturé ou non) ainsi qu'à l'air ascendant tous deux liés aux mouvements convectifs.

Tiedtke (1989) propose une fermeture basée sur la convergence à grande échelle en accord avec la théorie CISK. Le flux de masse M_c à la base du nuage est en effet directement proportionnel à la convergence de grande échelle.

Emanuel (1991) propose un schéma pour lequel le flux de masse M_c est la somme des flux de masse à chaque niveau vertical M_i calculé d'après l'intégrale de la CAPE (1.4) entre la base du nuage et ce niveau i (σ_i est la fraction de maille correspondant à l'ascendance non diluée paramétrée en fonction de la variation de vitesse verticale ω_i entre deux pas de temps) :

$$M_c = \sum_i \rho_i \sigma_i \omega_i = \sum_i \rho_i \sigma_i \sqrt{2CAPE(LCL,i)} \quad (1.12)$$

Du fait de la fermeture de ce schéma sur l'instabilité statique (CAPE), il respecte l'hypothèse de Quasi-Equilibre (Arakawa et Schubert, 1974). En effet, à mesure que la grande échelle produit de l'instabilité statique, celle-ci est consommée par la convection. Ce schéma contient aussi une représentation des descentes précipitantes non saturée dont l'effet refroidissant dans la basse troposphère peut être plus important que le chauffage convectif dans certains cas (Houze, 1989) et peut réduire la cyclogenèse spontanée au-dessus des Océans chauds (Emanuel, 1989).

1.3 Importance de l'interaction océan-atmosphère sur la variabilité intrasaisonnière

Comme la principale source d'énergie de l'océan est le rayonnement solaire et que celui-ci est réfléchi par les nuages, une part importante de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère consiste en la réduction du rayonnement incident à la surface par les nuages convectifs qui ont tendance à se développer au-dessus des eaux chaudes. Ramanathan et Collins (1991) montrent que, pendant l'événement El Niño de 1987, l'élévation de température dans le Pacifique est associée à une augmentation de l'activité convective accompagnée de cirrus couvrants une large surface. Ces cirrus réduisent le flux solaire incident à la surface et limite l'élévation de la température océanique. Cette régulation de la température de surface est appelée l'effet thermostat des nuages.

L'océan et l'atmosphère échangent de l'énergie sous différentes formes via les flux de surface. Dans les tropiques, l'océan se réchauffe principalement sous l'effet du flux de rayonnement solaire et se refroidit par les flux de chaleur latente et sensible et le flux radiatif infrarouge. Notons qu'il peut arriver que le flux de chaleur sensible réchauffe l'océan comme cela a été observé en été dans la Mer d'Arabie du fait du chauffage radiatif de la couche limite atmosphérique par les aérosols marins (Bhat, 2006). L'atmosphère est chauffée par les flux de chaleurs à la surface et par le rayonnement infrarouge de la surface océanique (en plus du réchauffement direct par le flux solaire). Ces échanges d'énergie sont en particulier importants à l'échelle intrasaisonnière et peuvent jouer un rôle dans la variabilité intrasaisonnière atmosphérique.

1.3.1 Variabilité des flux de surface à l'échelle intrasaisonnière

Les perturbations de flux de chaleur à la surface (chaleur sensible F_s et principalement chaleur latente F_{LH}) peuvent favoriser l'organisation à grande échelle de la convection et sa propagation à l'échelle intrasaisonnière de plusieurs façons. Les perturbations de flux de chaleur peuvent jouer un rôle dans l'interaction entre la convection et la dynamique de grande échelle (WISHE), ou encore directement sur la dynamique (Lindzen et Nigam, 1987), ils peuvent enfin charger la couche limite atmosphérique et indirectement la basse troposphère libre en énergie afin de déstabiliser l'atmosphère (préconditionnement) sur de grandes régions.

Les flux de chaleur à la surface peuvent être calculé selon :

$$\begin{aligned} F_{LH} &= \rho L_v C_e V_r (q_{sat}(P_s, T_s) - q_r) \\ F_s &= \rho c_p C_h V_r (T_s - \theta_r) \end{aligned} \quad (1.13)$$

où ρ est la densité de l'air, c_p la capacité calorifique de l'air, C_h et C_e des coefficients de transferts, $q_{sat}(P_s, T_s)$ le rapport de mélange saturant à la surface, T_s la température de

surface océanique, V_r le module du vent de surface, θ_r la température potentielle de l'air près de la surface (altitude r) et q_r le rapport de mélange dans l'air proche de la surface (altitude r). La température potentielle est la température qu'une parcelle d'air non saturée aurait si elle était amenée adiabatiquement et de manière réversible à la surface, elle est donc conservée pour toute transformation adiabatique sèche.

D'importantes perturbations de flux de surface sont observées en relation avec la variabilité intrasaisonnière (et l'OMJ en particulier). De nombreuses études font état, au moyen de mesures in situ, de données satellites ou des réanalyses, de variations de flux de surface cohérentes avec la variabilité intrasaisonnière en été dans l'Océan Indien (Sengupta et Ravichandran, 2001 ; Vecchi et Harrison, 2002) et en hiver dans l'Océan Indien au sud de l'équateur (Harrison et Vecchi, 2001 ; Duvel et al, 2004) et dans l'Océan Pacifique (Lau et Sui, 1997 ; Shinoda et al, 1998, Woolnough et al, 2000). La figure 1.15 est un diagramme des relations entre les flux de surface et la convection organisée (correspondant à l'échelle intrasaisonnière). Ce schéma a été construit à partir des réanalyses du Centre Européen pour la Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT) pour l'OMJ au-dessus du Pacifique. Ces variations de flux issues des réanalyses sont en accord avec les mesures in situ des études précédemment citées. Pour l'été, les tendances de ce schéma, adapté à l'OMJ, sont utilisables pour représenter les variations de flux avec la convection dans la direction méridienne (la propagation des variations intrasaisonnières étant principalement vers le Nord en été), les valeurs changent (y compris la vitesse de propagation et l'extension de la convection), mais les tendances restent les mêmes (voir Kemball-Cook et Wang, 2001). Les variations du flux de chaleur sensible, étant faibles et évoluant en phase avec le flux de chaleur latente, ne sont pas reportées sur la figure 1.15. Ces variations sont en effet environ 10 fois moins fortes que celles du flux de chaleur latente. De même, les variations du flux infrarouge montant, étant très faibles par rapport à celles du flux solaire incident, ne sont pas représentées. Les variations zonales liées aux variations intrasaisonnières du flux net à la surface sont dominées par les variations du flux solaire incident et du flux de chaleur latente (Shinoda et al, 1998).

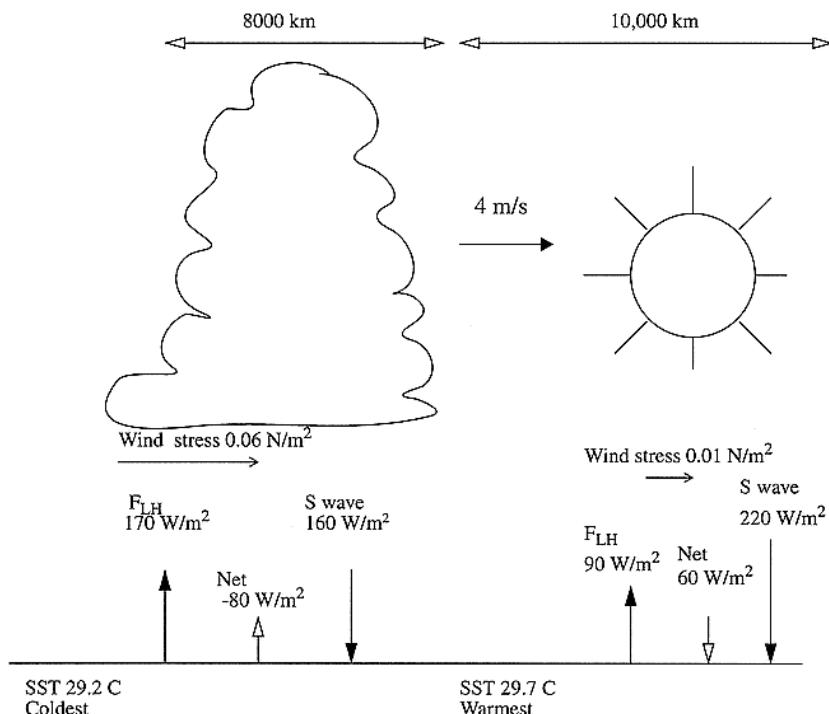


Figure 1.15 Diagramme schématique zonal des amplitudes et relations de phases observées relativement à la perturbation convective des flux de surface et de la température de surface de l'océan pour une variation intrasaisonnière se propageant vers l'Est à 4ms^{-1} dans le Pacifique Ouest (OMJ). D'après Shinoda et al (1998).

Quand la convection profonde est peu ou pas présente (régime subsident), les vents de surface sont relativement faibles et le flux de chaleur latente (et sensible) est faible d'après (1.13). La faible couverture nuageuse fait qu'en revanche, le flux solaire net est très fort (figure 1.15) et la surface se réchauffe. Lorsque la convection profonde se déclenche et s'organise à grande échelle, le flux solaire net diminue fortement, le maximum de vents (coups de vents d'ouest) est observé une semaine après que la convection soit déclenchée (réponse dynamique) et fait que le flux de chaleur latente augmente très fortement (1.13). Ce renforcement des flux de chaleur peut vraisemblablement avoir un impact en retour sur la convection (WISHE) comme le suggèrent les études de modèles de Neelin (1987), Maloney et Sobel (2004) dans la région Indo-Pacifique et Maloney et Esbensen (2005) dans le Pacifique Est. Les variations du flux net ont une amplitude d'environ 70 Wm^{-2} en moyenne, ces variations font que l'océan a tendance à se réchauffer pendant la phase sans convection et à se refroidir au profit de l'atmosphère pendant la phase active d'une variation intrasaisonnière de la convection. Notons que du fait du phasage spatial entre convection et dynamique qui diffère dans l'Océan Indien et l'Océan Pacifique (figure 1.13), ces variations de flux auraient tendances à être plus marquées dans le Pacifique que dans l'Océan Indien pour lequel les variations de flux de chaleur latente et de rayonnement solaires ne sont pas colocalisées (Shinoda et al, 1998). Duvel et Vialard (2006) montrent cependant que pour les événements intrasaisonnières les mieux organisés, c'est au contraire sur l'Océan Indien que les perturbations de températures de surface associées aux perturbations de flux (liées aux variations de vent et d'OLR) sont les plus importantes et les mieux organisées.

D'après les équations (1.13), pour que l'océan joue un rôle important sur la modulation des flux et donc sur la variabilité intrasaisonnière, il faut que les perturbations de flux décrites ci-dessus se concrétisent en une variation de la température de surface (T_S). La variation de température de surface à l'échelle intrasaisonnière dépend des flux mais aussi de la structure de la partie supérieure de l'océan. Nous allons présenter cette structure et les divers mécanismes de variation de la température de surface dans le prochain paragraphe.

1.3.2 Les mécanismes de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface océanique

L'évolution de la température de surface est fortement dépendante de la structure de la partie supérieure de l'océan et de son évolution qui intègre les flux de surface. Cette dernière dépend des profils de température et de salinité qui définissent la stratification en densité, ces profils varient sous l'effet des courants (advection), des flux de surface, et de la turbulence principalement induite par la tension de vent à la surface. Dans la région Indo-Pacifique, cette structure évolue principalement sous l'effet des perturbations de flux de surface qui changent les profils de température et de salinité (la salinité augmente à la surface lorsque l'évaporation augmente, elle diminue du fait des précipitations) et des perturbations de flux de moment qui force le mélange turbulent d'autant plus profondément que le vent de surface est important et peu des courants horizontaux. Dans la région Indo-Pacifique, en hiver, et dans l'Océan Indien Nord, en été, les gradients horizontaux de températures en surface sont, en effet, très faibles. Cronin et MacPhaden (1997) (observations) et Clayson et Chen (2002) (modèles de couche limite) montrent cependant que, dans certains cas, l'advection peut jouer un rôle important dans l'évolution intrasaisonnière de la température océanique (notamment dans le cas présenté dans la figure 1.17d et 1.17e). Toutefois, Shinoda et Hendon (1998) ont démontré que cet effet n'était pas systématiquement phasé avec la variabilité intrasaisonnière.

1.3.2.1 Structure de la partie supérieure de l'océan tropical (Indo-Pacifique, Warm Pool)

La figure 1.16 représente une structure possible de la partie supérieure de l'océan. Dans la région Indo-Pacifique pendant l'hiver, dans l'Océan Indien au printemps et dans le Pacifique tropical nord-ouest pendant l'été les vents sont en moyenne relativement faibles à la surface

(figure 1.3). En particulier dans l’Océan Pacifique Ouest, cette structure est composée d’une couche mélangée (turbulente) stable et relativement fine (20-30 mètres). Pour plus de la moitié des cas étudiés par Lukas et Lindstrom (1991), la couche mélangée est au-dessus d’une couche isotherme et plus salée (et donc plus dense) repérée par la halocline : le « barrier layer » ; qui isole la couche limite de la thermocline (fort gradient de température) (figure 1.16). Notons qu’il arrive aussi que la thermocline soit moins profonde que la halocline (ce cas n’est pas représenté sur la figure 1.16) cependant les fortes précipitations associées à la forte activité convective dans cette région rend la formation d’un « barrier layer » plus probable (Lukas et Lindstrom, 1991). Masson et al (2002) montrent de plus de telles stratifications dans l’Océan Indien équatorial (observations et simulations).

La couche mélangée peut se réduire sensiblement (jusqu’à 1-3 mètres) au cours des jours de faibles vents de surface (faible mélange vertical turbulent) et de forte insolation, cette couche se réchauffe alors fortement pendant la journée induisant une stratification thermique stable avec l’eau en dessous (figure 1.16). La nuit, les eaux de surface se refroidissent sous l’effet des flux de chaleur et infrarouge et cette couche s’approfondit par convection océanique. Cette couche mince diurne est appelée Couche de Réchauffement Diurne (CRD). La dénomination « couche mélangée » fait, elle, généralement référence à la couche océanique qui est mélangée aux échelles interdiurnes (c’est à peu près la couche mélangée nocturne lorsqu’il y a formation de CRD).

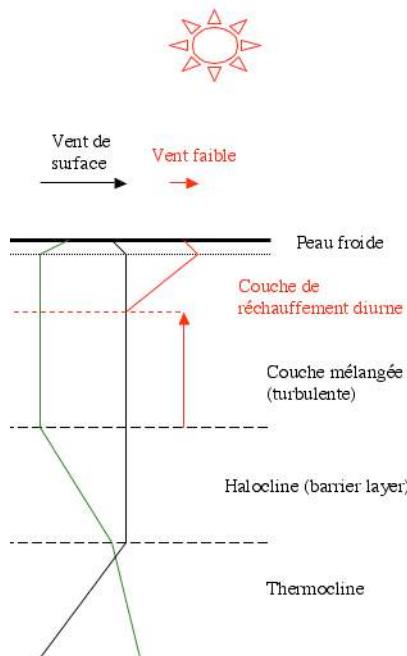


Figure 1.16 Schéma de la structure de la couche mélangée océanique un profil idéalisé de salinité (vert) et un profil de température (noir) y sont reportés. La thermocline est typiquement entre 20 et 100 mètres, la couche mélangée est de 10-30 mètres dans les zones de forte variabilité intrasaisonnière. Pendant la journée, si l’ensoleillement est fort et le vent de surface faible, la couche de mélange peut se réduire pendant la journée jusqu’à atteindre 1-3 mètres et correspondant à un chauffage important de la surface (profil rouge). Sous l’effet des flux de surface et de la convection océanique, la couche mélangée s’approfondit de nouveau pendant la nuit et la température s’homogénéise sur la verticale (profil noir). La peau de surface (quelques millimètres) correspond au refroidissement de la surface par les flux et à l’augmentation de la salinité par évaporation.

Finalement, les quelques dixièmes de millimètres sous la surface sont refroidis par les flux de chaleur sensible et latente et le flux infrarouge (l’infrarouge à une longueur de pénétration d’une dizaine de micromètres) et sont caractérisés par une température plus froide et une

salinité plus grande (due à l'évaporation), cette couche est la peau froide. En de rares cas de fort ensoleillement et de faibles vents, cette peau froide peut toutefois devenir une « peau chaude ». Le refroidissement induit par la peau froide varie peu autour de -0.3°C .

1.3.2.2 Mécanismes de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface

Lors des phases de réchauffement de la surface par les flux de surface (faible convection et faible vent de surface, figure 1.15), la température de la couche mélangée (température nocturne de surface) augmente et la température de surface montre des variations diurnes très marquées de plus de 1°C sur plusieurs jours consécutifs associées à la formation de CRD (figure 1.17). Dès que la convection se déclenche (repérée par les précipitations et le flux net changeant de signe), et que le vent s'intensifie, les variations diurnes de la température sont nulles et la température décroît fortement de plus d'un degré en 15 jours.

- L'alternance des périodes de faibles vents et de vents forts a tout d'abord un impact sur la couche mélangée. Celle-ci a tendance à être plus fine lorsque les vents sont faibles, et donc plus réactive aux flux de surface pendant la période sans convection. Après le déclenchement de la convection, et l'augmentation du vent de surface, elle a tendance à s'approfondir et à devenir ainsi moins réactive aux flux de surface. Cette dissymétrie de la sensibilité de la couche mélangée aux flux de surface fait que l'utilisation d'un modèle de couche mélangée couplé à un modèle d'atmosphère surestimera l'impact du refroidissement pendant la phase convective et sous-estimera le réchauffement d'environ 25-50% (Shinoda et Hendon, 1998). L'approfondissement de la couche de mélange peut de plus changer la température de la couche mélangée (et donc de surface) en mélangeant des eaux parfois plus chaudes (mais plus salées) du barrier layer (Shinoda et Hendon, 1998) ou refroidir en mélangeant les eaux de la thermocline (Feng et al, 1998 ; Duvel et al, 2004). Notons finalement que la dynamique atmosphérique et en particulier la réponse dynamique à la convection bien organisée module le pompage d'Ekman qui contrôle la profondeur de la thermocline. Une thermocline plus haute peut augmenter le refroidissement lors de l'approfondissement de la couche mélangée lors de la phase convective d'une variation intrasaisonnière (Feng et al, 1998 ; Harrison et Vecchi, 2001).

- Les précipitations peuvent créer une stratification stable à la surface d'eau relativement froide mais très sensible aux perturbations de flux car isolée des niveaux inférieurs (Anderson et al, 1996). Cependant, les précipitations sont souvent associées à de forts vents qui forcent le mélange et détruisent la stratification. Cet effet aurait donc peut d'impact dans la réalité à l'échelle intrasaisonnière (à des échelles plus courtes le décalage entre la convection et la réponse dynamique peut faire que cette stratification se maintienne), mais si la relation entre les précipitations et les vents sont mal représentés dans un modèle couplé, cela peut avoir un impact important sur la variabilité de la température de surface simulée (Zhang et Anderson, 2003). Notons que le Nord de la Baie du Bengale garde toutefois une stratification stable par l'effet du gradient vertical de salinité créé le flux d'eau douce associé aux fortes précipitations et au débit important des rivières et ce malgré les forts vents de surface (Shenoi et al, 2002).

- Les variations diurnes ont un impact important et systématique sur la variabilité intrasaisonnière de la température de surface puisqu'elles ont tendance à augmenter la température moyenne sur la journée uniquement pendant les périodes de réchauffement de la surface de l'océan (fort ensoleillement et faibles vents de surface). Bernie et al (2005) estiment, en effet, à 30% la part de la variabilité intrasaisonnière due aux variations diurnes. Sui et al (1997) et Johnson et al (1999) notent que la convection peu profonde est plus abondante lorsque les variations diurnes de température de surface de l'océan sont importantes et se développe principalement pendant l'après-midi près du maximum de température. Il est donc probable que les variations diurnes déclenchent de la convection peu profonde qui humidifie la basse troposphère libre ce qui préconditionnerait l'atmosphère pour la convection profonde (Johnson et al, 1999).

1.3.3 Impact de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface sur l'atmosphère

1.3.3.1 Variabilité intrasaisonnière observée de la température de surface océanique

Une importante variabilité intrasaisonnière de la température de surface est observée dans la région Indo-Pacifique tout au long de l'année en relation avec la variabilité intrasaisonnière de la convection. La figure 1.18 représente les variations composites hivernales d'OLR (marqueur de la convection), de flux solaire incident, de tension de vent zonale, de flux de chaleur latente, de la somme des flux solaire et de chaleur latente et de la température de surface de l'océan entre 5° Sud et 5° Nord. Les variations de flux solaire et de chaleur latente sont bien en phase avec les perturbations de convection et de vent zonal respectivement avec un retard de phase de la perturbation de vent sur la perturbation de convection (comme

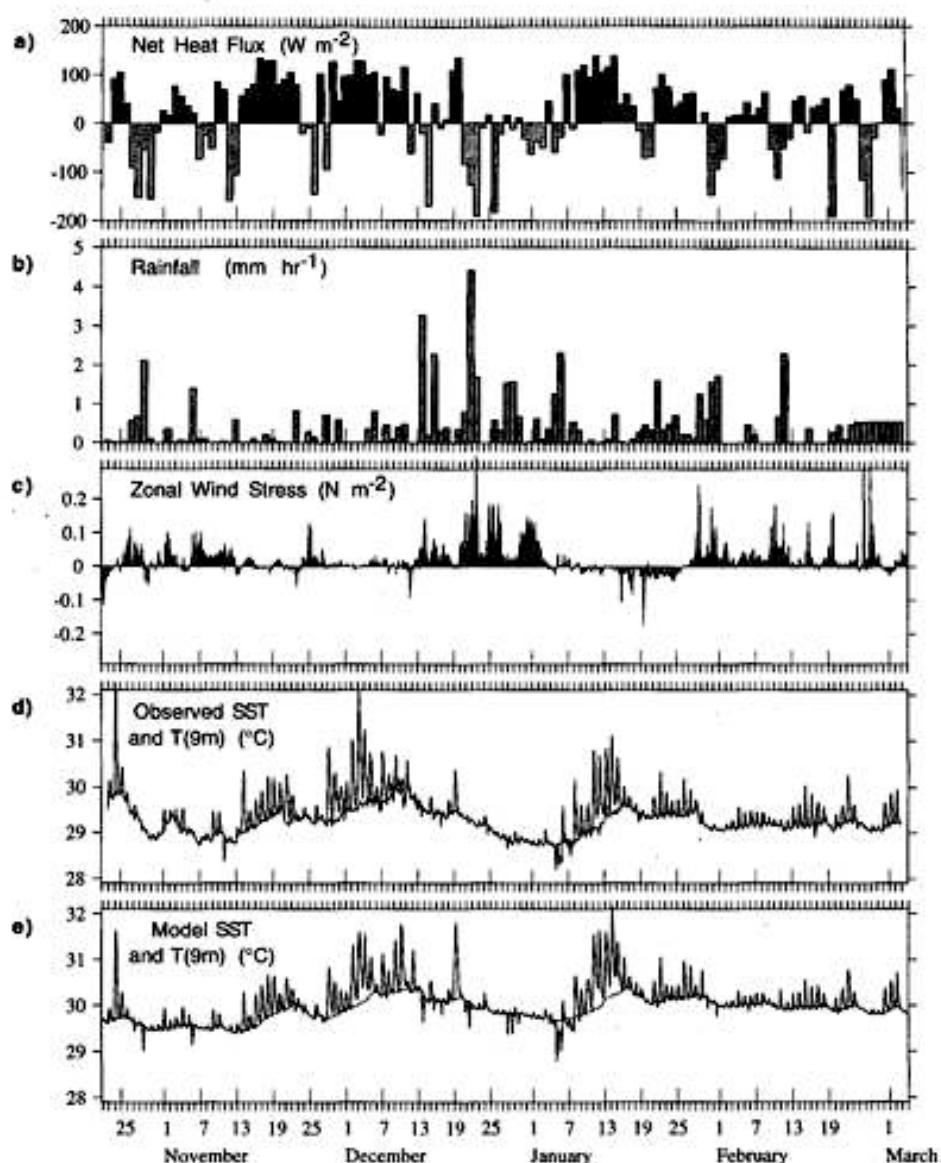


Figure 1.17 Séries temporelles de l'expérience de terrain TOGA-COARE (hiver 1992-93 dans le Pacifique équatorial Ouest) du flux net entrant dans l'océan (a), des pluies (b), de la tension de vent (c), de la température de surface de l'océan observée (d) et modélisée à partir des flux par un modèle de couche limite unidimensionnel (e). D'après Anderson et al (1996).

discuté plus haut). La température de surface varie en quadrature de phase avec les flux de surface suggérant que la variabilité de la température est principalement liée aux perturbations de flux de surface. L'amplitude des variations de températures est relativement modeste (0.15°C) ce qui peut s'expliquer par la bande de latitude choisie pour le composite (les perturbations les plus importantes sont alors plus au Sud que 5° , Duvel et Vialard, 2006), et par les données de températures utilisées (Reynolds et Smith, 1994) comme nous le discuterons dans le prochain chapitre. Pour des événements particuliers, cette perturbation de température peut atteindre $1.5^{\circ}\text{--}3^{\circ}\text{C}$ localement : en hiver dans l'Océan Pacifique équatorial Ouest (Anderson et al, 1996, voir figure 1.17), en janvier 1999 dans l'Océan Indien (Harrison et Vecchi, 2001) ; en été dans la Mer de Chine (Kawamura, 1988) ; dans la Baie du Bengale (Sengupta et Ravichandran, 2001).

Les variations de flux de surface jouent le rôle principal dans l'évolution de la température de la couche mélangée qui se traduit généralement dans l'évolution de la température de surface (figure 1.18, Woolnough et al, 2000 ; Duvel et Vialard, 2006). L'équation de l'évolution de la température de la couche mélangée peut s'écrire en fonction de la profondeur de la couche de mélange H (intégration de l'équation de la chaleur sur la couche mélangée, Duvel et al, 2004) :

$$\partial_t T = \frac{Q + Q_s(1 - f(-H))}{\rho c_p H} + \frac{B_{-H}}{\rho c_p H} + A + D$$

Où Q_s est le flux solaire net, Q le flux net non solaire, $f(-H)$ la fraction de radiations solaires pénétrants à la profondeur H , B_{-H} est le flux de chaleur en bas de la couche mélangée (prend en compte le mélange turbulent vertical, l'advection verticale de chaleur et le mélange éventuel avec les eaux en dessous de la couche mélangée si celle-ci s'approfondie), A est l'advection horizontale et D prend en compte la diffusion, la convergence horizontale de flux turbulent de chaleur et est en général faible. Une perturbation intrasaisonnière purement sinusoïdale des flux de surface se traduit donc d'après cette équation par une perturbation sinusoïdale de température de couche de mélange en quadrature de phase.

Les relations de phases entre les perturbations de convection, de vent de surface et de température de surface océanique varient cependant d'un événement à l'autre et en moyenne entre les saisons suivant les différents mécanismes entrant en jeu dans la variabilité intrasaisonnière de la température de surface (Duvel et Vialard, 2006). Ces différentes relations de phase à l'échelle intrasaisonnière peuvent être liées aux variations de vents de surface à des échelles de temps inférieures. La destruction brusque de CRD par une augmentation rapide de vent de surface tendrait à faire varier la température de l'océan en opposition de phase avec le vent de surface. Le mélange entre les eaux de la couche mélangée et de la thermocline ou la remontée d'eaux froides (upwelling) peuvent aussi faire varier la relation de phase entre la température et les autres paramètres à l'échelle intrasaisonnière.

1.3.3.2 Rôle du couplage entre l'océan et l'atmosphère dans la variabilité intrasaisonnière

La température de surface agit pour déstabiliser l'atmosphère par les flux de surface pendant les périodes sans convection et pour la restabiliser lors des périodes fortement convectives (Lau et Sui, 1997). Pour une atmosphère statiquement stable, une augmentation de la température de surface induit une augmentation de la température de la couche limite par les flux de surface qui aurait tendance à déstabiliser la colonne d'air. Au contraire, dans le cas d'une colonne d'air instable, un refroidissement de la surface induira un refroidissement de la couche limite ce qui aurait tendance à stabiliser la colonne d'air.

Wang et Xie (1998) proposent, en accord avec la théorie CISK, que les variations de température modulent la pression de surface et ainsi la convergence d'humidité dans les basses couches. Waliser et al (1999) montrent au moyen d'un Modèle de Circulation Générale couplé à une couche mélangée océanique que les variations de température

océanique ralentissent la propagation des variations intrasaisonnières qui sans elles sont trop rapides et les amplifient par le biais de la convergence de basses couches.

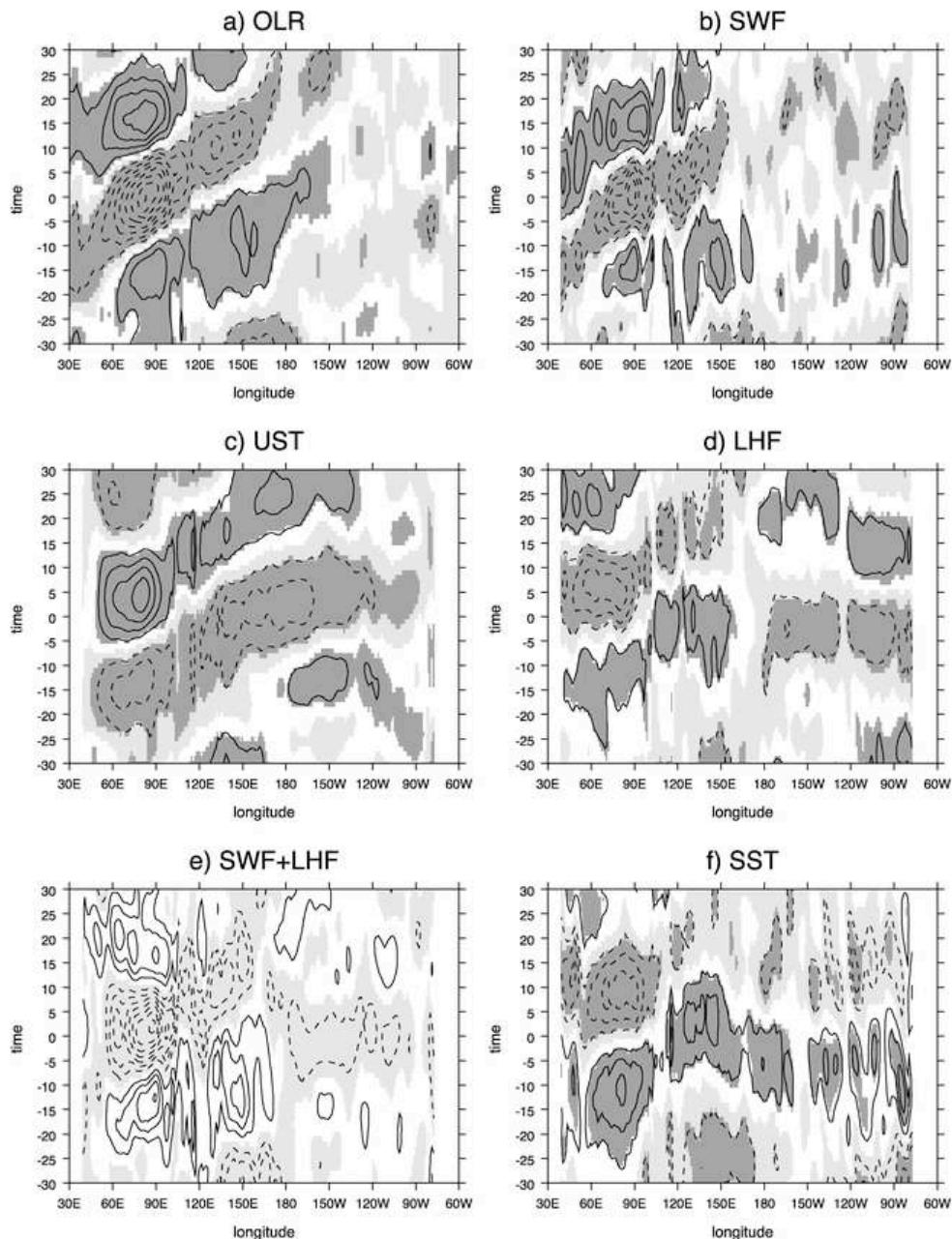


Figure 1.18 Composites sur les minima intrasaisonnières (20-100 jours) d'OLR à 82.5°Est moyennés entre -5° et 5° Nord pendant les périodes d'octobre à mai (1982-1997). Les contours d'OLR (a) de flux solaire incident à la surface (b) de flux de chaleur latente (vers l'océan) (d) et de la somme des deux flux (e) sont de 5Wm^{-2} . Les contours pour la tension de vent zonal (c) sont de 0.005Nm^{-2} et de 0.05°C pour la température de surface de l'océan (f). Les valeurs négatives sont en pointillés. D'après Woolnough et al (2000).

Maloney et Sobel (2004) et Maloney et Esbensen (2005) montrent que le mécanisme WISHE est important pour ces mêmes caractéristiques de la variabilité intrasaisonnière et que son effet est optimal pour une couche de mélange de 20-30 mètres (Maloney et Sobel, 2004) comparable à celle qui caractérise la région de forte variabilité intrasaisonnière.

Matthews (2004) montre qu'un modèle de circulation générale d'atmosphère produit une variabilité intrasaisonnière présentant les principales caractéristiques de l'OMJ lorsqu'il est

forcé avec les températures de surface de l'océan observées (données par Reynolds et Smith, 1994). Cependant, comme l'ont discuté Fu et Wang (2004), le fait de forcer un modèle d'atmosphère par les températures de surface détruit la relation de phase entre convection et variations de la température. La quadrature observée devient une évolution en phase dans le modèle forcé. De plus le couplage n'est pas seulement déterminant pour le phasage entre les variations atmosphériques et à la surface de l'océan, Fu et al (2003) ont de plus démontré qu'il augmentait de 50% l'amplitude des variations intrasaisonnières de la convection. Ils ont pour se faire comparer la variabilité intrasaisonnière de leur modèle couplé océan-atmosphère (océan simplifié) aux variations du modèle d'atmosphère forcé par les températures de la simulation couplée.

Le couplage entre l'océan et l'atmosphère est important pour la bonne représentation de la variabilité intrasaisonnière atmosphérique. Ce couplage s'effectue par les flux qui dépendent eux-mêmes en partie de la température de surface océanique. Nous allons discuter les différentes réalités englobées dans le terme générique de température de surface de l'océan que se soient dans les observations ou dans les modèles (forcés ou couplés).

1.3.4 Le paramètre « Température de Surface de l'Océan » dans les modèles

La dénomination générique de « température de surface de l'océan » recouvre différentes grandeurs dans les différentes études du climat effectuées à ce jour. La température de surface mesurée par un capteur infrarouge ou micro-ondes *in situ* ou à partir d'un satellite n'est pas la température de surface mesurée par un thermomètre sur une bouée (à 0.3-1m de profondeur). Ces deux températures de surface sont encore distinctes de celles qui sont calculées par un modèle simple de couche limite (slab) ou par un modèle d'océan. La figure 1.19 reprend le schéma de la figure 1.16 en ajoutant les profondeurs correspondant aux différentes mesures et aux modèles.

Les capteurs infrarouges mesurent la température entre la surface et une dizaine de microns, Les capteurs micro-ondes entre la surface et 1 millimètre. Tous deux mesurent une température (température de peau) tenant compte de l'effet de peau et des variations diurnes potentielles. Pour les satellites, cette prise en compte dépend de l'heure locale du passage, les variations diurnes sont bien prises en compte lorsque le satellite passe à midi et minuit, beaucoup moins lorsqu'il passe à 6 et 18 heures. Cela est compliqué par le fait que les produits satellitaires sont en général interpolés par rapport aux données de bouées (Reynolds et Smith, 1994). Les bouées sont dotées de thermomètres situés à une profondeur de 0.2-0.5m (bouées SVP) à 1m (TRITON), leurs mesures ne tiennent pas compte de l'effet peau froide ni d'une bonne part des variations diurnes lorsque celles-ci sont particulièrement fortes (correspondant à une CRD d'environ 1m).

Les modèles unidimensionnels de couches mélangées sont utilisés avec une résolution verticale comprise entre 0.25m (Bernie et al, 2005) et 1 mètre (Clayson et Chen, 2002) et couplés à un modèle d'atmosphère ou forcés par les flux toutes les 15 minutes. Dans la mesure où les variations de températures océaniques sont dues à des processus verticaux, leurs résultats sont comparables aux mesures de bouées. A part le modèle d'océan à 300 niveaux verticaux utilisé par Bernie et al (2005) avec une résolution de 1m près de la surface, les MCG couplés ont en général leur premier niveau à 10m (ex :Innes et Slingo, 2003) et le couplage entre l'atmosphère et l'océan ne se fait qu'une fois par jour sur les valeurs moyennes des flux. Ainsi, les modèles couplés ne prennent en général pas en compte les variations diurnes (même avec un couplage à plus haute fréquence du fait de la profondeur de la première couche) ni l'effet de peau. Il en va de même pour les modèles simples de couches mélangées à profondeur constante dans le temps (ex : 50 m pour Waliser et al, 1999 ; de 10m à 30m pour Maloney et Kiehl, 2002).

Nous avons vu que les variations diurnes de la température de surface comptaient pour 30% de la variabilité intrasaisonnière, de plus l'effet quasi constant de la peau froide est de -0.3°C

soit de l'ordre de l'augmentation de la température de surface de la mer diagnostiquée pour ces 50 dernières années (IPCC, rapport scientifique 2001). Il convient donc de faire attention à la température utilisée pour le couplage d'un modèle d'atmosphère et d'océan (la température de surface n'est pas celle de la couche à 10m) ou dans le choix des champs de forçages d'un modèle d'atmosphère.

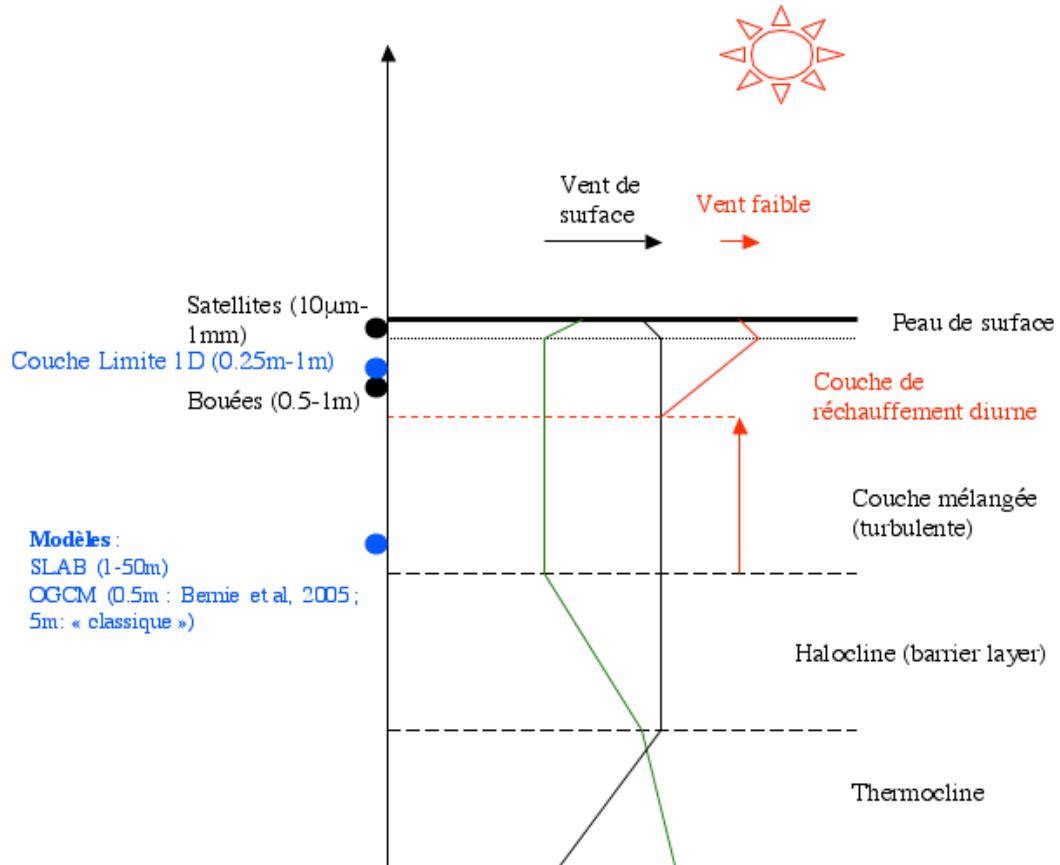


Figure 1.19 Comme figure 1.16 avec les profondeurs des mesures et du premier point de grille pour la plupart des modèles de circulation générale couplés (10 mètres en général mais 1m dans Bernie et al, 2005) et des modèles simples de couche mélangée (slab) dont l'épaisseur (constante dans le temps) varie selon les études de 2m à 50m (Waliser et al, 1999 ; Malone et Sobel, 2004).

2 Données, Méthodes et outils

2.1 Les données utilisées

2.1.1 Les Températures de Surface de l’Océan (TSO)

2.1.1.1 Températures dérivées de mesures satellitaires

La température de surface de l’océan est considérée comme l’un des paramètres les plus importants pour la convection profonde atmosphérique au-dessus des océans tropicaux (Bjerknes, 1969 ; Gadgil et al, 1984 ; Graham et Barnett, 1987). La relation entre température de surface de l’océan et la convection profonde est en effet non-linéaire, la convection augmentant fortement avec la température de surface au-delà de 28,5°C (Waliser et al, 1993). Jusque récemment, la principale source de données de températures de surface océanique était les températures hebdomadaires Reynolds (Reynolds et Smith, 1994) dérivées d’observations satellitaires (satellite NOAA Advanced Very High Resolution Radiometer, AVHRR) dans le domaine infrarouge. La mesure à la base des températures Reynolds utilise des canaux infrarouges, or les nuages sont opaques pour ces longueurs d’ondes. Les températures Reynolds donnent donc, entre autres, une mauvaise évaluation de la température de surface océanique dans les zones de fortes activités convectives pour lesquelles elles sont interpolées (Sengupta et Ravichandran, 2001). La figure 2.1 montre un exemple d’évolution des températures Reynolds et des températures mesurées par une bouée dans la Baie du Bengale pendant l’été 1998. La variabilité intrasaisonnière de la température de surface y est fortement sous-évaluée par les mesures infrarouges du fait de la présence de nuages dans la baie pendant l’été.

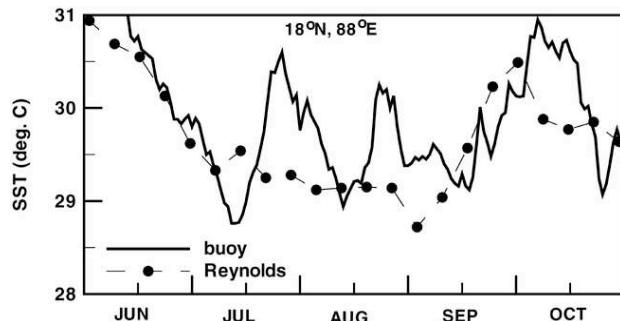


Figure 2.1 Evolutions temporelles de la température de surface océanique mesurée par une bouée dans la Baie du Bengale en 1998 et température Reynolds correspondante, d’après Bhat et al (2004).

En utilisant des canaux micro-ondes, le satellite Tropical Rain Measuring Mission (TRMM) équipé du Microwave Imager (TMI), lancé fin 1997, est capable d’estimer la température de surface de l’océan malgré la présence de nuages (Wentz et al, 2000) dans la bande de latitude comprise entre 40° Sud et 40° Nord. La fréquence principale utilisée pour estimer la température de surface de l’océan est 10.7 GHz pour laquelle l’atténuation atmosphérique est faible (97% de la radiation de la surface océanique parvient au sommet de l’atmosphère). La résolution horizontale des données TMI est de 50 km (soit environ 0.5°). Wentz et al (2000) trouvent un écart type entre les observations TMI et les observations in situ quotidiennes (bouées, bateaux) d’environ 0.6 K. La figure 2.2 illustre l’adéquation entre les observations in situ et les températures TMI par un exemple d’évolution de la température TMI interpolée au point d’une bouée en hiver dans l’Océan Indien Est au Sud de l’Équateur.

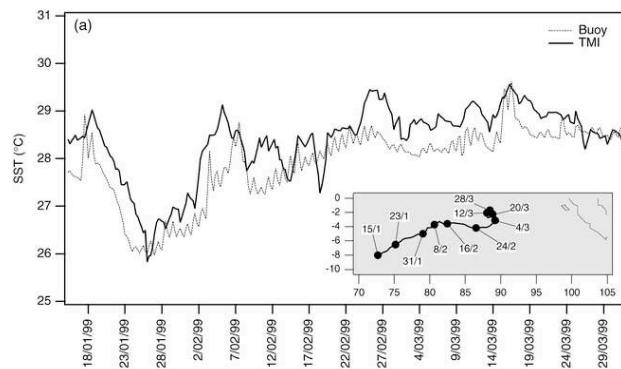


Figure 2.2 Evolutions temporelles de la température mesurée par bouée et température TMI correspondante dans l’Océan Indien Est au sud de l’Equateur (Duvel et al, 2004).

Les variations intrasaisonnières organisées de la température de surface océanique de plus de 1K ont pu être observées (Harrison et Vecchi, 2001 ; Vecchi et Harrison, 2002 ; Saji et al, 2006) et étudiées en relation avec l’activité atmosphérique (Duvel et al, 2004 ; Duvel et Vialard, 2006). La variabilité intrasaisonnière moyenne des températures TMI et Reynolds est donnée sur la figure 2.3 pour chaque saison. Si les distributions spatiales sont proches tout au long de l’année, il est clair que la variabilité intrasaisonnière des mesures TMI est bien supérieure à celle des données Reynolds, notamment entre -20° et 20° Nord. Les températures TMI capturent mieux la variabilité intrasaisonnière de la température de surface océanique ce qui les rend plus indiquées pour l’étude du rôle de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface océanique sur l’activité atmosphérique à cette échelle de temps.

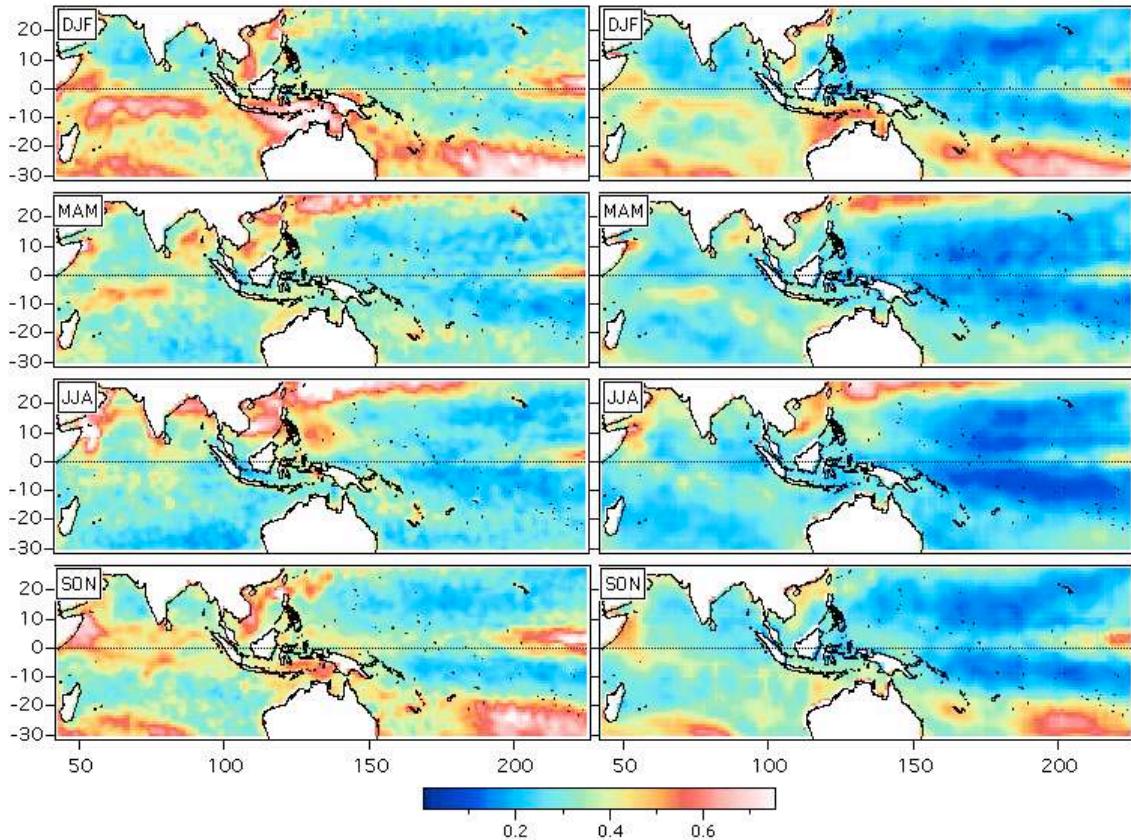


Figure 2.3 Distributions moyennes des écarts types de la TSO pour les variations de périodes 20-90 jours pour les années 1998-2004 (gauche) températures TMI, et (droite) températures Reynolds en $^{\circ}\text{C}$.

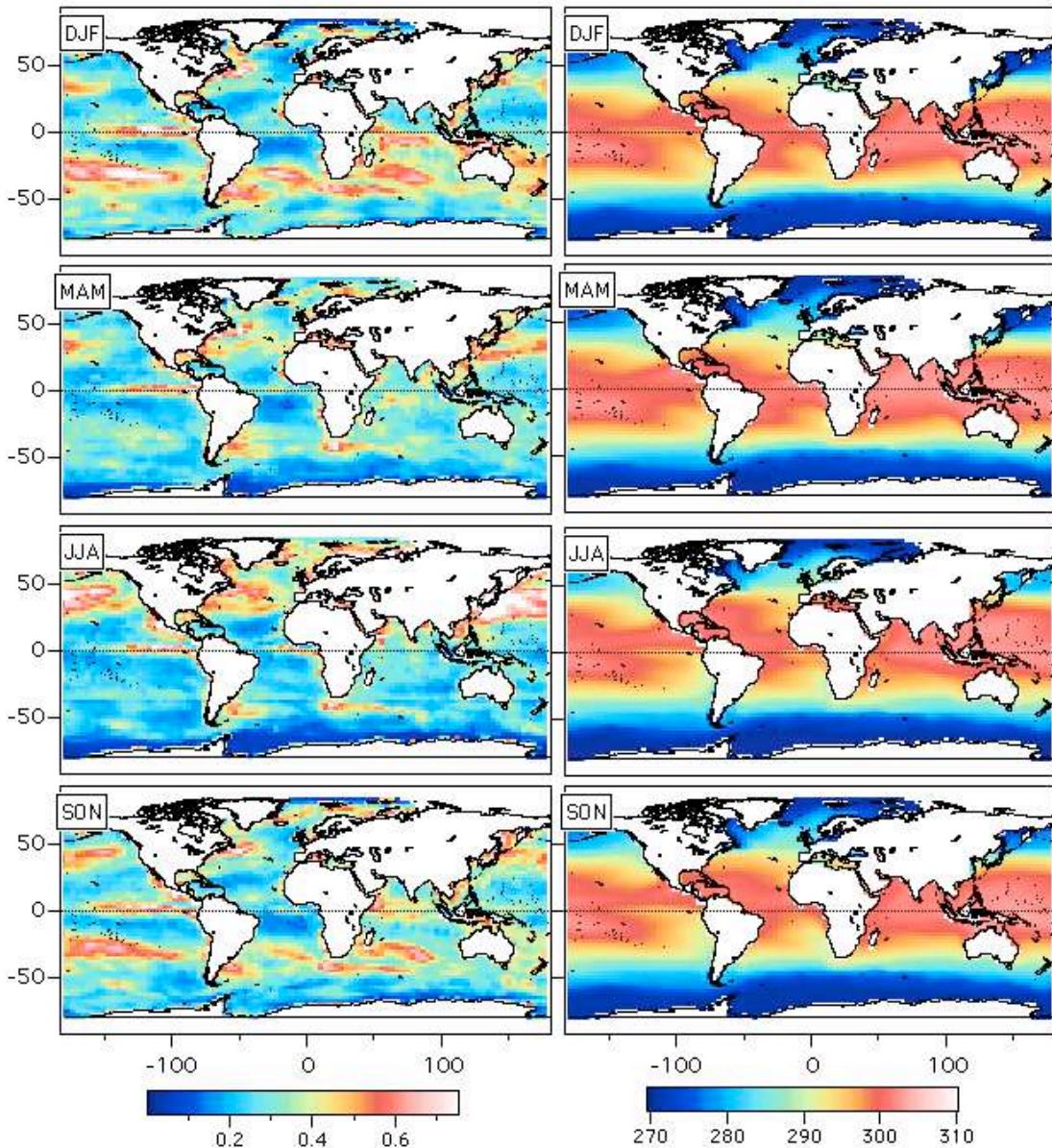


Figure 2.4 Distributions moyennes (droite) des écarts types de la TSO pour les périodes 20-90 jours et (gauche) des moyennes par saison pour la période 1998-2004 (en K) pour le mélange TMI-Reynolds.

La température TMI est la plus indiquée pour l'étude des variations intrasaisonnières. S'il y a peu de différences entre les TSO TMI et Reynolds en période de ciel clair et de chauffage de la surface, seules les TSO TMI contiennent une information précise sur les refroidissements de température associés à l'activité convective. Cela explique en partie la plus grande variabilité intrasaisonnière dans les données TMI que dans celle de Reynolds (figure 2.3). Nous utiliserons donc de préférence les données TMI. Cependant, les données TMI ne sont disponibles que depuis fin 1997. Aussi utiliserons-nous tout de même les données Reynolds en plus des données TMI pour avoir des séries plus longues (25 ans). De plus, les données TMI ne sont pas globales (latitudes comprises entre -40° et 40° Nord). Un nouveau jeu de données est créé à partir des températures de surface TMI et Reynolds afin d'obtenir une couverture globale. Ainsi, les températures TMI quotidiennes sont utilisées telles quelles entre -35° et 35° Nord, entre 35° et 40° de l'équateur, une combinaison linéaire des températures TMI et Reynolds est utilisée, pour

les plus hautes latitudes on utilise les températures Reynolds. La figure 2.4 représente la variabilité intrasaisonnière du jeu de température de surface de l'océan ainsi obtenu ainsi que les températures moyennes pour chaque saison. Une légère discontinuité dans la variabilité intrasaisonnière de la TSO obtenue est visible vers 40° Sud pendant l'été et l'automne, cependant, les distributions moyennes de TSO n'ont pas de discontinuités visibles. Ces TSO globales seront donc utilisées dans la suite de la thèse pour forcer différents modèles (LMDZ, le modèle diagnostique de Couche de Réchauffement Diurne) et pour étudier les relations observées entre les variations intrasaisonnières de la TSO et de la convection.

2.1.1.2 Mesures in situ par les bouées

Les Services de Données Environnementales Marines (MEDS) sont le centre mondial de données des flotteurs dérivants. Ils collectent les mesures de l'ensemble des bouées dérivantes SVP et fourni sur son site Internet des mesures brutes et interpolées (« Krig », Hansen et Poulain, 1996). Les bouées sont déployées dans le cadre du Global Drifter Program de la NOAA. Il y a actuellement environ 1300 bouées réparties sur l'ensemble des océans et chaque année un nombre important de bouées est déployé (nombre stable depuis 1996, figure 2.5).

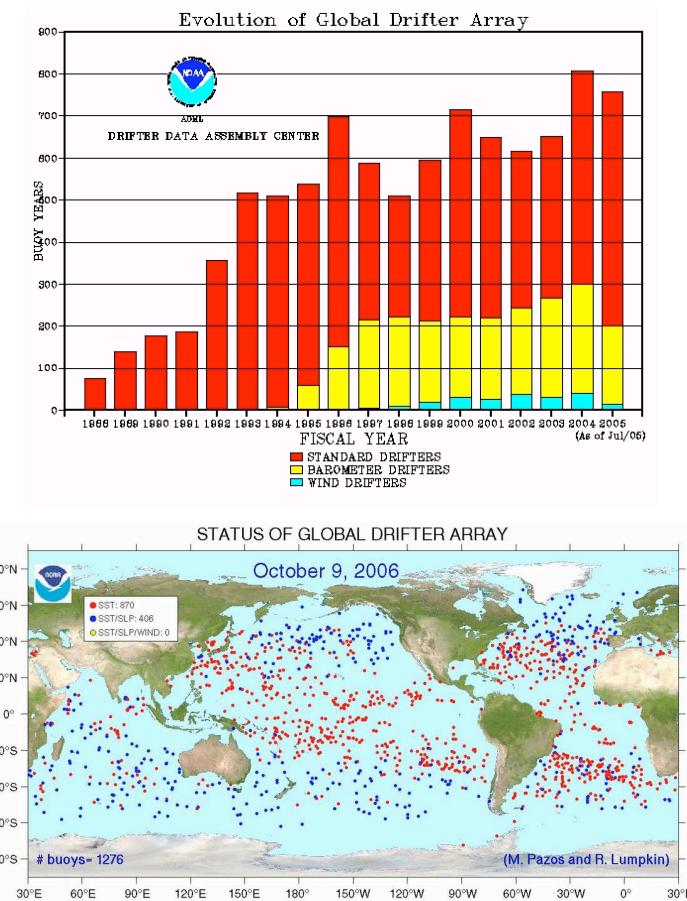


Figure 2.5 (haut) Nombre de bouées déployées chaque années (rouge) SVP standard, (jaune) SVP avec baromètre et (vert) bouées équipées d'appareil de mesure de la vitesse du vent de surface. **(bas)** positions des bouées SVP le 9 octobre 2006, (rouge) SVP standard et (bleu) SVP avec baromètre.

Les bouées SVP sont des flotteurs sphériques produits par METOCEAN qui suivent les courants de surface (les 15 premiers mètres de l'océan). Ils sont équipés de dérive afin que la déviation de leur trajectoire due aux vents de surface ne dépasse pas 1 km par jour pour des vents de 10 ms^{-1} . Les bouées SVP sont équipées d'un thermomètre situé environ à 20-30 cm sous la leur ligne de flottaison. Certaines sont de plus dotées d'un baromètre pour mesurer la

pression au niveau de la mer. Leur durée de vie normale est d'environ deux ans. Les températures sont mesurées toutes les 90 secondes. Sept échantillons sur 30 minutes sont collectés et envoyés par satellite (réseau Argos). Un test sur la transmission est effectué (test sur la somme des 32 bits du message Argos) et seuls les messages remplissant la condition du test sont retenus. Les bouées SVP fournissent ainsi des données haute fréquence de la température de l'océan près de la surface pour un grand nombre de régions océaniques (figure 2.5).

2.1.1.3 Comparaison entre les mesures de bouées et les données satellites

La comparaison des évolutions aux échelles intrasaisonnières et diurnes des Températures de Surface de l'Océan mesurées par les bouées et de celles qui sont déduites des mesures par satellites n'est pas simple. En plus du fait que la bouée mesure la température en un point tandis que la TSO déduite des mesures satellite est une moyenne sur un domaine d'environ 50 km d'extension, des problèmes supplémentaires liés aux deux moyens d'évaluation de la température (bouées et satellites) doivent être discutés ici.

- Bhat et al (2004) font état d'un biais négatif des températures TMI par rapport aux observations lorsque le vent de surface dépasse 10ms^{-1} . Ce biais, visible sur la figure 2.6, intervient lors des périodes de refroidissement de la surface et induit une surestimation de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface océanique d'un facteur qu'ils estiment à 1.3 (pour la Baie du Bengale en 1998). La bouée ne mesure pas le refroidissement de l'effet de peau qui augmente avec les pertes de chaleur par la surface de l'océan (Wick et al, 1996) et peut atteindre -0.6°C . Lors des événements convectifs les flux de chaleurs vers l'atmosphère augmentent quand les vents de surface augmentent au-dessus d'une surface chaude comme dans la Baie du Bengale, cela pourrait donc en partie expliquer la différence entre les mesures de la bouée et la température TMI.

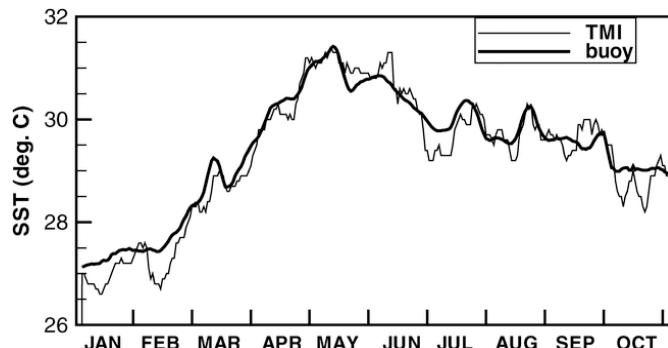


Figure 2.6 Evolutions temporelles de la température mesurée par bouée et température TMI correspondante dans la Baie du Bengale en 1998 (Bhat et al, 2004).

- De plus, lors des épisodes de réchauffement de la surface océanique correspondant à un ensoleillement important et de faibles vents de surface, la variation diurne de la température de surface peut devenir importante (quelques degrés) et occasionner des erreurs dues à l'échantillonnage des températures au cours d'une journée par les satellites AVHRR (Reynolds) et TRMM (TMI). Le satellite passe deux fois par jour au-dessus d'une même région à 12 heures d'intervalle. La figure 2.7 illustre l'erreur due à l'échantillonnage par deux passages de satellites à 12 heures d'intervalle sur la moyenne $((T_{\max} - T_{\min})/2)$ de la température quotidienne, du fait du caractère non sinusoïdal de la variation diurne de la température de surface océanique. Si la variation diurne était sinusoïdale (en rouge sur la figure 2.7), quelles que soient les heures de passage du satellite au-dessus de la région (passages 1 et 2 ou 1' et 2') la moyenne des deux mesures donnerait la moyenne de l'augmentation de température pour la journée. Le caractère non sinusoïdal de la variation diurne fait que le satellite diagnostiquera une augmentation diurne de température variant en fonction des heures de passage (ici de

près de 0.2K d'incertitude, ΔT sur la figure 2.7). La variation diurne est obtenue d'après Fairall et al (1996b) et représente les principales caractéristiques de l'évolution diurne de la température de surface.

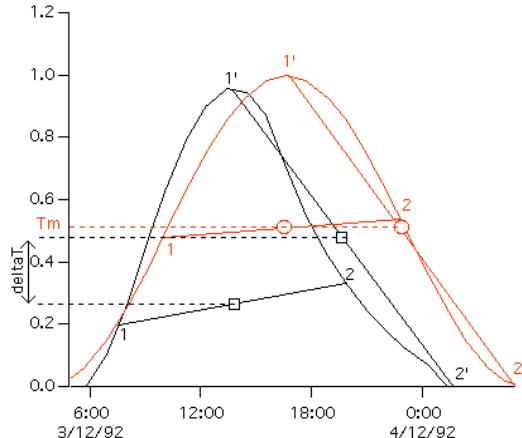


Figure 2.7 Exemple d'évolution temporelle de la température de surface de l'océan pour un jour (noir, en K, voir chapitre 5) et évolution idéalisée sinusoïdale (rouge). T_m est l'augmentation diurne de température que mesurerai le satellite si l'évolution était sinusoïdale quelles que soient les heures de passages (en rouge : 1 et 2 ou 1' et 2', les moyennes des deux mesures sont indiquées par des cercles rouges). Pour une évolution diurne réaliste de la température (noir) les moyennes mesurées (repérées par des carrés) changent en fonctions des heures de passages (en noir : 1 et 2 ou 1' et 2').

- La température de surface mesurée par les bouées ne prend pas en compte l'effet de peau froide alors que la température déduite des mesures de satellite prend en compte cet effet.
- Pendant la formation de Couche de Réchauffement Diurne (voir chapitre 5), la température mesurée à 30 cm sous la surface pourra être sensiblement inférieure à la température de la surface si la CRD a une profondeur de l'ordre de 30 cm.
- De plus, la bouée créée de la turbulence qui peut suffire, en cas de faibles vents et de forte stratification des premières couches de l'océan, à mélanger les eaux de surface aux eaux plus profondes et plus froides et donc donner une température mesurée inférieure à celle que l'on mesurerait sans technique intrusive. C'est ce que Kawai et Kawamura (2000) appellent l'effet « plateforme » et dépend fortement du type de bouée utilisé.
- Un autre effet possible lié à la bouée sur la température mesurée est le chauffage direct du flotteur et de l'appareil de mesure par le flux radiatif solaire qui peut potentiellement surestimer la variation de température diurne.

Il est difficile de prévoir la résultante de ces différents effets lors de la comparaison entre les TSO issues de mesures satellites et celles qui sont mesurées par les bouées. Il faut néanmoins avoir ces limites à l'esprit lorsque l'on veut comparer différentes données de températures de surface océanique. En fonction des techniques de mesures utilisées, la dénomination générique « température de surface de l'océan » recouvre en fait des grandeurs différentes.

2.1.2 Climatologie de la profondeur de la couche de mélange océanique

Nous utiliserons la climatologie mensuelle de la profondeur de la couche de mélange océanique construite par de Boyer Montégut et al (2004). La profondeur de la couche mélangée que se propose d'estimer cette étude est la profondeur dans laquelle les flux de surface ont été intégrés à une échelle temporelle de un à quelques jours. La variation diurne de la couche mélangée (Couche de Réchauffement Diurne) n'est donc pas considérée. De

Boyer Montégut et al (2004) définissent la profondeur de la couche de mélange comme la profondeur à laquelle la température diffère de 0.2 K de celle de la surface. La figure 2.8 représente les distributions spatiales des profondeurs moyennes de la couche de mélange de Boyer Montégut et al (2004). En hiver, la couche de mélange est relativement fine dans l’Océan Indien autour de 10° Sud, au Nord de l’Australie et dans l’Océan Pacifique sud-ouest. Il est intéressant de constater que les fortes variabilités intrasaisonnières de la TSO sont localisées en relation avec la couche de mélange peu profonde, suggérant que les flux de surface forcent principalement cette variabilité (Duvel et Vialard, 2006). La couche de mélange est ensuite peu profonde dans l’ensemble de l’Océan Indien et dans les mers du continent maritime. La couche de mélange s’approfondit ensuite pendant l’été en relation avec les forts vents de surface de mousson en été pour rester fine dans l’Est de la région Indo-Pacifique. En automne, la couche de mélange est fine dans l’Océan Indien équatoriale et au Nord de l’Australie. Tout au long de l’année, les variations intrasaisonnières importantes de la TSO sont associées à une couche de mélange fine comme dans l’Océan Indien au sud de l’équateur, dans la Baie du Bengale et en Mer de Chine au printemps, en Mer de Chine et dans le Pacifique nord-ouest en été et le long des côtes du Nord de l’Océan Indien.

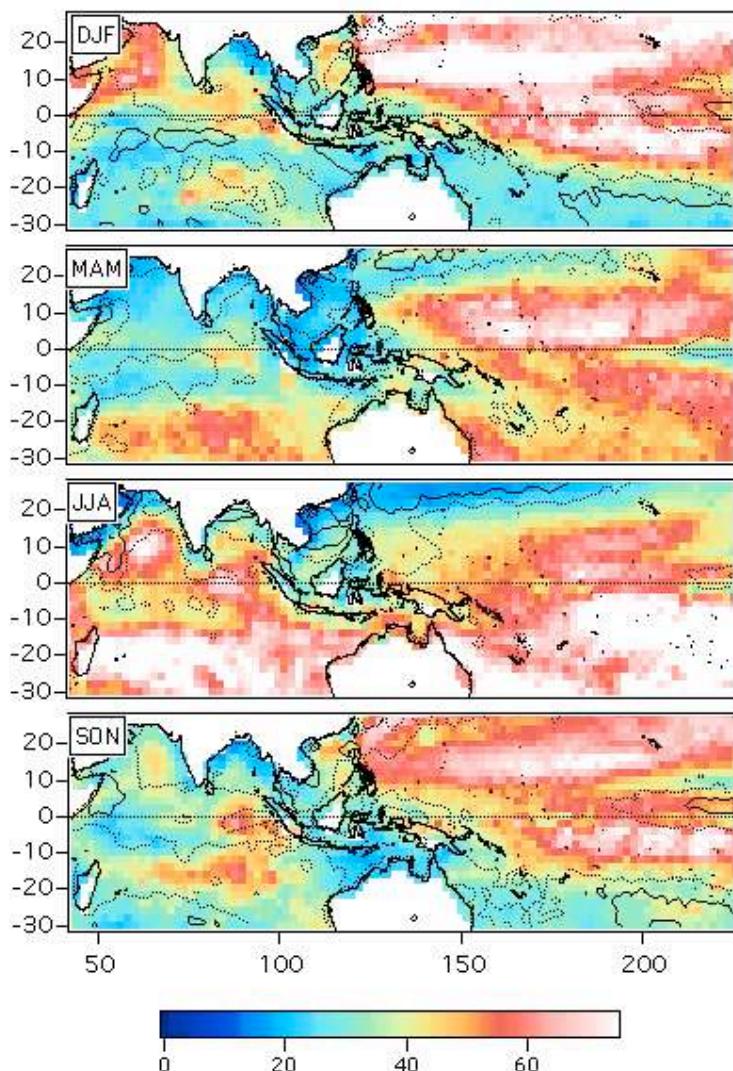


Figure 2.8 Profondeurs moyenne de la couche de mélange océanique (hiver, printemps, été et automne, en couleurs, en mètres) et variabilité 20-90 jours de la TSO TMI (pointillés : 0.4°C ; continu : 0.6°C ; voir figure 2.3).

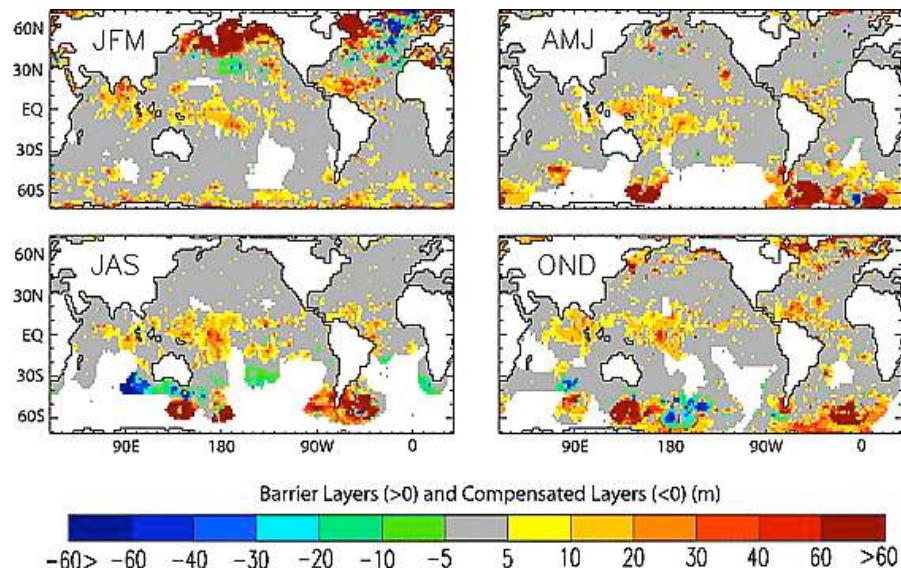


Figure 2.9 cartes par trimestres des différences de profondeur de couches de mélange océanique (en mètres) entre les évaluations d'après le critère sur la température (différence avec la surface de 0.2°C) et un critère sur la variation de densité (correspondant à une variation de température de 0.2°C). Les valeurs positives dénotent la présence de « barrier layer », les valeurs négatives, celle de couches compensées (où la variation de densité due au changement de température est compensée par la variation due au changement de salinité). D'après de Boyer Montégut et al (2004).

Dans la région Indo-Pacifique équatoriale et à l'exception du sud de l'Océan Indien (au Sud de 15° Sud), le nombre de profils de températures observés est suffisant pour que la climatologie soit valable, c'est-à-dire au minimum 10 à 20 dans la Baie du Bengale et souvent plus de 100 ailleurs (par régions de $2^{\circ}\times 2$). Comme les observations de salinité sont trop peu nombreuses, elles ne sont pas prise en compte dans la construction de la climatologie. Or, dans les tropiques, en cas de fortes précipitations ou de flux d'eaux douces fluviales important (Baie du Bengale), une stratification stable entre les eaux relativement douces de surface et les eaux plus salées et de même température (donc plus denses) en dessous (Shenoi et al, 2002) peut se mettre en place et mener à une surestimation de la profondeur de la couche de mélange par le critère en température. Cette surestimation peut atteindre jusqu'à 20-30 mètres en moyenne dans la Baie du Bengale en automne et en hiver ou tout au long de l'année dans certaines régions du Pacifique équatorial Ouest (effet « barrier layer », voir figure 2.9). La climatologie de la profondeur de la couche de mélange basée sur la température est, en revanche, très précise en hiver dans l'Océan Indien au sud de l'équateur, au printemps dans une bonne partie de l'Océan Indien et dans la Mer de Chine, et dans l'Océan Indien Nord, la Mer de Chine et l'Océan Pacifique tropical Nord en été, au Nord de l'Australie en automne. L'utilisation de cette climatologie sera spécifiquement discutée en fonction de l'emploi particulier que nous en ferons (Chapitre 3).

2.1.3 Le rayonnement infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère (Outgoing Longwave Radiation, OLR)

Les satellites à orbite polaire de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration, satellites Advanced Very High Resolution Radiometer comme pour les températures Reynolds) donnent une série quotidienne de la mesure du rayonnement infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère ou OLR (Outgoing Longwave Radiation) à une résolution spatiale de $2.5^{\circ}\times 2.5^{\circ}$ continue depuis 1979 (Liebmann et Smith, 1996). Dans les tropiques, l'OLR permet de localiser les zones de forte activité convective. En effet, les nuages ayant une épaisseur optique suffisante absorbent le rayonnement infrarouge venant de la surface et ils émettent vers l'espace

un rayonnement dont la longueur d'onde est fonction de la température de leur sommet (loi de Stefan en première approximation).

Au-dessus d'un nuage haut, l'OLR dépendra donc principalement de la température du sommet du nuage et sera d'autant plus faible que le sommet du nuage sera haut. Notons que les cirrus de haute altitude (souvent associés aux tours convectives) correspondent aussi à un OLR faible et qu'ils ne pourront être discernés des cumulo-nimbus convectifs par la seule donnée de l'OLR, cependant, ils sont aussi très largement associés à la convection profonde dans les tropiques. Au contraire, pour une région de subsidence, l'OLR sera avant tout déterminé par la surface et sera donc plus important qu'au-dessus d'un nuage. Les faibles OLR seront donc caractéristiques de régions convectives et les OLR élevés seront caractéristiques des régions sans ou avec peu de convection.

Notons aussi que l'OLR ne dépend pas uniquement de la nébulosité et de la température de surface et que les profils verticaux d'humidité et de température modifient également l'OLR. Cet impact des profils d'humidité et de température sur l'OLR a pour effet que ce dernier ne permet pas de repérer très précisément les zones convectives mais seulement leur enveloppe (Waliser et al, 1993). De plus, les données quotidiennes d'OLR sont obtenues au moyen de deux passages par jour du satellite pour une même région. La variabilité diurne de l'OLR peut ainsi fausser l'évaluation de la moyenne quotidienne. Les variations diurnes au-dessus de zones désertiques peuvent être très importantes ($50-60 \text{ Wm}^{-2}$) d'après Hartmann et Recker (1986) mais sont de l'ordre de 10 Wm^{-2} au-dessus des océans notamment du fait de la persistance de la convection. Notre étude concernant des régions océaniques, et les variations intrasaisonnieres que nous considérerons étant plus importantes que cette erreur, nous pourrons utiliser l'OLR observé comme traceur de la convection.

2.1.4 Les réanalyses

Une évaluation globale et homogène des flux de surface, des vents et des divers paramètres atmosphériques à différentes altitudes sur une longue période, peut être obtenue grâce aux réanalyses. Les réanalyses offrent en effet la possibilité d'obtenir une évaluation globale d'un grand nombre de paramètres atmosphériques sur une longue période de temps pour lesquels il n'existe pas d'observations ou alors sur une période trop courte. Il existe deux jeux de réanalyses, celles du Centre Européen pour la Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT) ERA 40 (Uppala et al, 2005) et celles du National Center for Environmental Prediction (NCEP) (Kalnay et al, 1996).

L'analyse consiste en une combinaison d'observations de différentes sortes avec les résultats d'un modèle de circulation générale à des fins de prévision. Toutes les 6 heures, aux informations du modèle sont assimilées les observations afin de produire une estimation de l'état atmosphérique la plus en accord possible avec les données observées. Cette combinaison est effectuée selon la méthode d'assimilation variationnelle (Bengtsson et al, 1982) qui minimise l'erreur entre le résultat de l'analyse, les observations et le modèle. Les analyses sont notamment sensibles au modèle utilisé ainsi qu'à leur évolution (changement de paramétrisations). La réanalyse est une analyse effectuée sur les années passées au moyen d'une unique version du modèle afin d'obtenir une évaluation de l'évolution de l'atmosphère plus homogène sur plusieurs décennies (bien sûr, les types et densités d'observations assimilées, elles, changent).

Les réanalyses ne sont pas exemptes de biais, qu'ils soient dus aux erreurs des méthodes d'observations, de leur évolution au cours de la période de réanalyse (des années 50 à nos jours), qu'ils soient dus au modèle ou encore à l'assimilation des observations au modèle. Un certain nombre d'études font état de la meilleure adéquation entre les résultats d'ERA-40 avec les observations par rapport aux réanalyses NCEP. Scott et Alexander (1999) montrent que les flux solaires incidents à la surface d'ERA-40 sont meilleurs en moyenne que ceux de NCEP dans les tropiques bien qu'ils soient en moyenne inférieurs de $20-40 \text{ Wm}^{-2}$ à ceux qui sont dérivés des mesures satellites. Feng et Li (2006) ont montré la meilleure adéquation des flux de chaleur latente à la surface ERA-40 aux observations par rapport à NCEP dans les tropiques.

Finalement, Betts et al (2006) montrent la même tendance pour les paramètres de surface atmosphériques (température, humidité, précipitations et flux radiatifs descendants infrarouge et solaire ainsi que flux net à la surface). Nous utiliserons donc principalement ERA-40 pour les études de l'interface océan atmosphère à l'échelle diurne et intrasaisonnière (Chapitre 5). Les réanalyses ERA-40 correspondent à la période de mi-1957 à mi-2002. Nous avons donc choisi pour notre première étude (chapitre 3), portant sur le lien climatologique entre la variabilité intrasaisonnière et le cycle saisonnier, d'utiliser les réanalyses NCEP qui se poursuivent jusqu'après 2002.

Les données des réanalyses (vents, température de l'air et du sol, humidité, flux de surface, albédo, neige) seront utilisées tout au long de la thèse dans divers contextes :

- Initialisations de simulations : Lors des simulations avec LMDZ, les états initiaux atmosphériques et de température du sol (lente à se mettre à l'équilibre si on ne l'initialise pas) seront construits à partir des données ERA-40 qui donnent une description relativement complète de l'état de l'atmosphère.
- Conditions aux limites : Les conditions aux limites, que sont l'albédo et la neige, sont données par les réanalyses ERA-40. Les neiges du plateau tibétain ont un impact sur la circulation de mousson et sa variabilité (Fasullo, 2004) et donc possiblement dans le LMDZ. De même l'albédo continental et sa variabilité influence la circulation moyenne (Meehl, 1994) Notre but n'étant pas d'étudier l'impact des neiges ni de l'albédo sur la variabilité intrasaisonnière, nous fixons cette grandeur comme condition aux limites.
- Climatologie des variations diurnes de la TSO : L'utilisation des réanalyses pour diagnostiquer les variations diurnes a un double avantage. Premièrement, fournir des séries d'amplitude de variations diurnes sur l'ensemble des tropiques pour une période permettant la construction d'une climatologie représentative. Deuxièmement, valider notre approche consistant à utiliser un diagnostic conçu pour les mesures in situ dans un modèle global de faible résolution ($2,5^\circ \times 2,5^\circ$) (voir chapitre 5).
- Validation des sorties modèles : Les différents champs issus des simulations pourront être confrontés aux réanalyses qui sont plus proches des situations effectivement observées.
- Les réanalyses serviront enfin directement à l'étude de la variabilité intrasaisonnière en relation avec les données observées.

2.1.5 Récapitulatif des données utilisées

Types	Période utile	Fréquence	Paramètres	Unités	Couverture
Satellite AVHRR	1979-2004	Quotidienne	TSO Reynolds	K	Globale
Satellite TRMM	1998-2004	Quotidienne	TSO TMI	K	De -40° à 40° Nord
Bouées	1988-2002	Environ 1 heure	Température océanique à 30cm	K	Discrète et globale
Bouées, bateaux	Climatologie 1941-2002	Mensuelle	Profondeur de la Couche mélangée	m	Globale
Satellite AVHRR	1979-2004	Quotidienne	OLR	Wm^{-2}	Globale
Réanalyses CEPMMT ERA-40	1979-2002	6 heures	Paramètres atmosphériques et flux de surface		Globale (3D)
Réanalyses NCEP	1979-2004	6 heures	Paramètres atmosphériques		Globale (3D)

2.2 Méthodes d'analyses

2.2.1 L'Indice régional Moyen de Déclenchement des Précipitations (IMDP)

Les déclenchements de moussons sont les transitions les plus marquées du climat tropical à l'échelle de la saison. Ces transitions correspondent à des échelles de temps intrasaisonnières et il sera donc intéressant d'étudier le lien entre la variabilité intrasaisonnière et ces transitions saisonnières. Fasullo et Webster (2003) définissent le déclenchement de la mousson asiatique sur la base d'un changement brusque de flux de vapeur d'eau par la mise en place de la circulation de mousson au-dessus de l'Océan Indien Nord. Wang et Ho (2002) illustrent cependant la grande hétérogénéité des dates climatologiques de déclenchement des fortes précipitations selon les régions. Partant du constat de cette hétérogénéité, nous avons voulu étudier la relation entre variabilité intrasaisonnière et le déclenchement régional de la saison des pluies en développant, parallèlement à l'étude de Wang et Ho (2002), un indice régional de ce déclenchement.

Nous utilisons pour cet indice le cycle saisonnier quotidien climatologique (1979-2004) de l'OLR pour chaque région de $2,5^\circ \times 2,5^\circ$. Chaque jour, on évalue la dérivée temporelle par la différence de l'OLR moyen sur 5 jours entre ± 15 jours relativement au jour considéré (soit sur 30 jours). Pour chaque région de $2,5^\circ$ d'extension, la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP) est le jour du minimum de cette dérivée (Figure 2.10). En plus de définir la DMDP, cet indice donne une information sur le caractère abrupt de ce déclenchement, l'Indice Moyen de Déclenchement des Précipitations (IMDP) qui est la valeur de la dérivée à la DMDP, et donc peut nous servir à définir les régions qui connaissent une saison de mousson (un seuil ad hoc de $-1 \text{ W m}^{-2} \text{ j}^{-1}$ sera utilisé, voir chapitre 3). Ainsi, une diminution brutale de l'OLR climatologique signifie qu'une diminution d'OLR importante et reproductible a lieu chaque année en association avec le déclenchement d'une mousson. Si cet DMDP ne peut être considéré comme une date de déclenchement de mousson (à grande échelle), nous verrons que, pour certaines régions, elle y correspond toutefois.

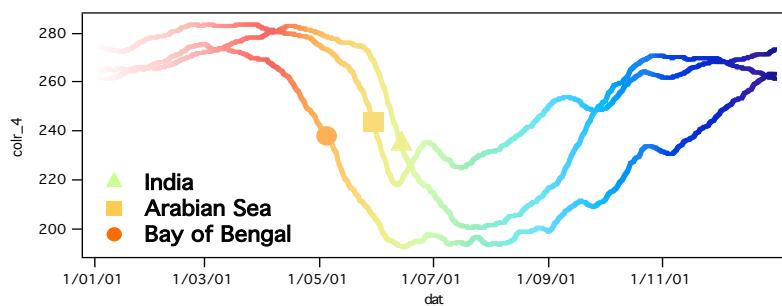


Figure 2.10 Exemples de cycles saisonniers d'OLR (W m^{-2}) sur différentes régions (voir Chapitre 3) et de la Date de Déclenchement Climatologique associée. La couleur varie en fonction de la date.

2.2.2 Analyse spectrale

2.2.2.1 La variabilité « basse fréquence »

Nous exposerons ici les réflexions et observations qui nous ont amenées à nous pencher sur le lien entre les échelles saisonnières et intrasaisonnières.

Notre étude trouve son origine dans l'ambiguïté de la définition du cycle saisonnier telle qu'on la rencontre dans diverses études. Pour certaines (Wang et Xu, 1997) il s'agit de la moyenne jour à jour sur un nombre suffisant d'années, pour d'autres, le cycle saisonnier est défini spectralement par la première harmonique ou la somme des deux ou trois premières harmoniques (Fu et al, 2003 ; Wheeler et Hendon, 2004). Posons que le cycle saisonnier est

l'ensemble des phénomènes qui d'une année à l'autre reviennent inchangés car ils sont forcés par le cycle saisonnier du flux solaire incident au sommet de l'atmosphère et la répartition géographique immuable (aux échelles de temps qui nous intéresse) des continents et des océans. C'est en quelque sorte ce cycle saisonnier qu'Annamalai et Sperber (2005) tentent d'étudier en utilisant leurs Composantes Principales cyclo-stationnaires. À ce cycle s'ajoutent les perturbations à plus courtes échelles de temps et les variations interannuelles. Les deux définitions présentées plus haut mènent à des évaluations différentes de ce qu'est pour une région donnée, le cycle saisonnier. Ainsi, il est possible pour déterminer un cycle saisonnier de ne retenir que certaines harmoniques (Fourier, voir ci-dessous 2.2.2.2) de la série temporelle, simplement de moyenner le signal sur plusieurs années, ou encore de lisser la série temporelle en utilisant une fenêtre glissante de 90 jours. Si la plupart du temps il y a peu de différence entre les cycles saisonniers obtenus selon ces différentes méthodes, il arrive que, pour certaines régions, les différences soient importantes. Ces régions sont celles qui connaissent un changement très brusque ou associés à de courtes échelles de temps mais reproductible tous les ans à la même période.

Ainsi, au large des côtes de la Somalie, le déclenchement annuel de la mousson induit une remontée brusque des eaux froides et profondes (upwelling) près des côtes. Il en résulte une brusque baisse de la température de surface de l'océan fin mai début juin (durant une trentaine de jours environ). La figure 2.11 montre la série brute des températures de surface de l'océan TMI dans cette région pour la période 1998-2000 ainsi que les résultats de diverses méthodes d'évaluation du cycle saisonnier. Notre but est d'obtenir des séries temporelles contenant le cycle saisonnier et la variabilité interannuelle. En effet, le cycle saisonnier défini comme moyenne pour chaque jour de la valeur de la TSO sur plusieurs années (en rose), ne tenant plus compte de la variabilité interannuelle, entraîne un biais important pour certaines années, comme ici en 1998. Le lissage par une fenêtre glissante de 90 jours (en rouge) réduit l'amplitude et le caractère abrupt du refroidissement du signal saisonnier reproductible de près de 2K près du maximum saisonnier de TSO et entraîne une perte de données (45 jours au début et à la fin de la série). Le filtre de Fourier dans ce cas précis rend bien compte de ce signal saisonnier abrupt. La prise en compte de la variabilité de période comprise entre 90 et 120 jours semble cependant nécessaire pour bien représenter le cycle saisonnier de certaines années (comme en 2000).

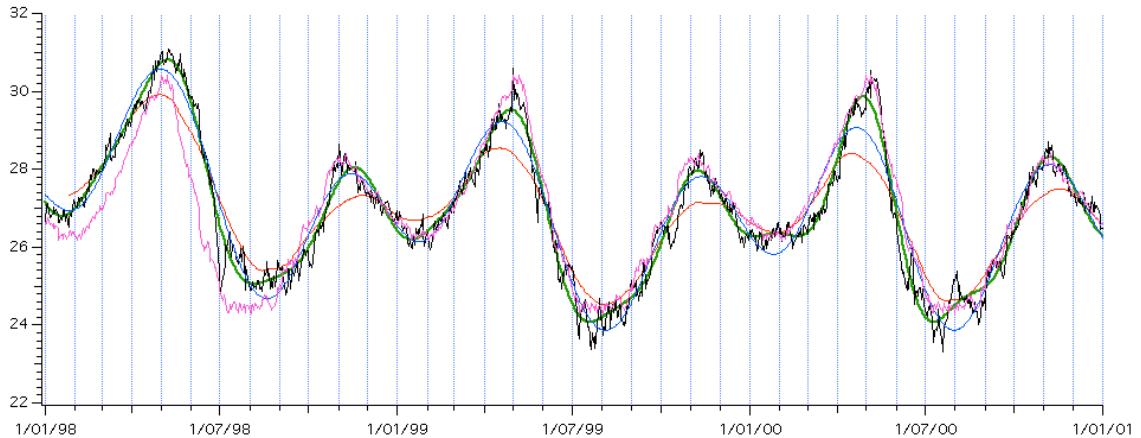


Figure 2.11 Température de surface de l'océan (en °C) sur la région 50°-60° Est, 7°-12° Nord mesuré par l'instrument TMI. Température brute (noir) traitée par un filtre de Fourier passe-bas jusqu'à 90 jours (vert) et jusqu'à 120 jours (utilisé par Fu et al, 2003); Température lissée sur 90 jours (rouge). Pour les périodes 1998-2000 ; cycle saisonnier moyen (rose). Seules les années 1998-2000 sont représentées mais les différents traitements sont effectués sur 1998-2003.

2.2.2.2 La variabilité intrasaisonnière

Ce que nous appellerons la variabilité intrasaisonnière d'une série temporelle sera simplement sa variance dans la bande spectrale correspondant aux périodes comprises entre 20 et 90 jours

de telle sorte que nous prenons en compte toutes les échelles temporelles de la variabilité intrasaisonnière (et pas uniquement les variations 30-50 jours de l'OMJ par exemple). Afin de présenter et d'étudier l'évolution saisonnière moyenne de la variabilité intrasaisonnière de la convection atmosphérique, le traitement mathématique utilise pour extraire la variabilité intrasaisonnière de la convection doit être capable de donner une évaluation continue de la variance étudiée. Nous utilisons donc la méthode dite de démodulation complexe d'une série temporelle présentée par Julian (1971). Le principe de cette méthode s'approche de celui de l'analyse en ondelettes mais pour une bande spectrale donnée. Soit $X(n)$ la série temporelle quotidienne considérée, le signal complexe démodulé $\tilde{X}_f(t)$ correspondant pour la bande spectrale $[k_1, k_2]$ s'écrit :

$$\tilde{X}_f(t) = \frac{1}{N} \sum_{k=k_1}^{k_2} \left(\sum_{n=1}^N X(n) e^{-2i\pi k \frac{n}{N}} \right) e^{2i\pi t \frac{k}{N}} \quad (2.1)$$

Dans notre cas k_1 et k_2 correspondent aux périodes de 20 et 90 jours. Le module $|\tilde{X}_f(t)|$ donne l'évolution temporelle de la variabilité intrasaisonnière de la série temporelle considérée, et la partie réelle $\Re(\tilde{X}_f(t))$ est le signal filtré intrasaisonnière.

2.2.3 Analyse en Mode Locaux (AML)

2.2.3.1 Motivations du développement de l'AML

La variabilité intrasaisonnière de la convection atmosphérique est un phénomène intermittent caractérisé par une forte variation saisonnière (Zhang et Dong, 2004). Comme nous le verrons par la suite (chapitre 3), l'organisation mensuelle moyenne de la variabilité intrasaisonnière a une extension à l'échelle du bassin (quelques milliers de kilomètres) et varie fortement d'un mois à l'autre. De plus, comme l'ont montré Goulet et Duvel (2000), et Duvel et Vialard (2006), d'un événement convectif intrasaisonnière à l'autre, rares sont les événements intrasaisonnières à être organisés sur plusieurs bassins (l'Océan Indien et l'Océan Pacifique Ouest). Enfin, les événements intrasaisonnières ont une grande diversité d'organisations spatiales et de caractéristiques propagatives (Goulet et Duvel, 2000 ; Duvel et Vialard, 2006). Il est donc délicat de les décrire au moyen de l'Analyse classique en Composantes Principales moyennes et globales, réelles (ACP) ou complexes (ACPC) (voir Wheeler et Hendon, 2004 ; Matthew, 2004).

Afin de tenir compte du cycle saisonnier de la variabilité intrasaisonnière de la convection, certaines études (Krishnamurty et Shukla, 2000 ; Sperber et al, 2000 ; Jiang et Li, 2005 ; Annamalai et Sperber, 2005 ; Yoo et al, 2006) calculent les ACPC ou ACP sur une période relativement brève pour laquelle la variabilité intrasaisonnière est considérée comme homogène. Cette méthode comporte cependant certaines limites. Premièrement, l'utilisation d'une fenêtre temporelle limitée sur une saison amplifie les effets de bords, troncature d'une variation intrasaisonnière en début ou fin de période d'analyse, erreurs sur la détermination du signal intrasaisonnière (par analyse spectrale). Cette limite, inhérente à toute technique spectrale doit alors être atténuée par l'utilisation par exemple d'une fenêtre de Welch qui réduit néanmoins le signal au début et à la fin de la série temporelle et donc les perturbations en début et fin de la période d'analyse. La fenêtre peut alors être élargie, ce qui risque de mélanger des modes de variabilité non nécessairement orthogonaux caractéristiques de différentes saisons. Enfin, même pour une même saison, les événements intrasaisonnières peuvent présenter des structures différentes sans pour autant être orthogonaux. La contrainte d'orthogonalité entre les modes de variabilité extraits par ACPC rend les différents modes issus de cette approche difficilement interprétables et les structures de ces modes données par les ACPC moyennes ne sont pas nécessairement représentatives des événements intrasaisonnières qui ont eu lieu pendant la période d'analyse.

L’Analyse en Modes Locaux (AML) relâche la contrainte d’orthogonalité entre les différents événements de variabilité intrasaisonnière et à été conçue pour pallier les limites de l’approche par ACPC moyennes. Pour cela, la démarche adoptée part des événements particuliers afin de construire des modes moyens. L’AML offre une grande liberté dans le choix des critères de sélections des modes participant à la construction d’un mode moyen, comme nous le discuterons plus loin. La démarche consiste à appliquer une série d’analyse en ACPC sur une fenêtre courte que l’on déplace tout au long de la série temporelle. La taille de la fenêtre d’analyse est choisie au regard de l’échelle temporelle du phénomène que l’on compte étudier. Les ACPC donnent les structures spatiales et les relations de phases entre les régions pour un signal sans mélanger les caractéristiques spatio-temporelles de deux événements intrasaisonnières successifs.

2.2.3.2 Aspects mathématiques de l’AML

Pour l’étude de la variabilité intrasaisonnière, nous utiliserons une fenêtre temporelle de 120 jours qui sera décalée de 5 jours entre chaque ACPC. Afin que l’AML soit distincte d’une ACPC, la fenêtre d’analyse doit être relativement courte (<180 jours), il est apparu que l’utilisation d’une fenêtre de 90 jours pouvait dans certains cas faire ressortir deux modes se ressemblants et très proches dans le temps correspondants en réalité au même événement intrasaisonnier. Ainsi, avons-nous choisi la fenêtre de 120 jours, mieux adaptée, et appliquée aux séries filtrées entre 20 et 90 jours de sorte que l’on étudie bien la variabilité 20-90 jours. Les modes de variabilité intrasaisonnière sont les maxima locaux dans le temps de pourcentage de variance expliquée par l’ACPC. Ces modes correspondent alors aux perturbations les mieux organisées sur la région d’étude.

Pour chaque analyse (m) sur une fenêtre de 120 jours, notons $S_p^m(x, t)$ la série temporelle ($1 \leq t \leq T=120$) du paramètre p pour chaque point de grille x de la région d’étude ($1 \leq x \leq N$). On calcule le premier vecteur propre de la matrice cospectrale $\tilde{\xi}_p^m$ définie par

$$\tilde{\xi}_p^m(k, k') = \sum_{x=1}^N \tilde{F}_p^m(x, k) \tilde{F}_p^{m*}(x, k') \quad (2.2)$$

où \tilde{X} est un nombre complexe et \tilde{X}^* son conjugué, k est l’harmonique (pour le spectre entier, $1 \leq k \leq T/2$) et $\tilde{F}_p^m(x, k)$ est le coefficient de Fourier défini par,

$$\tilde{F}_p^m(x, k) = \frac{\sqrt{2}}{T} \sum_{t=1}^T w(t) S_p^m(x, t) e^{-2i\pi k t/T} \quad (2.3)$$

où w(t) est la fenêtre de Welch. Le premier vecteur propre de $\tilde{\xi}_p^m$ est un spectre complexe normalisé $\tilde{\psi}_p^m(k)$ qui est la clé spectrale caractérisant l’évolution temporelle du mode le mieux organisé sur la région pour la fenêtre de 120 jours considérée. De cette clé spectrale, nous déduisons le vecteur propre spatial $\tilde{Z}_p^m(x)$ associé selon,

$$\tilde{Z}_p^m(x) = \sum_{k=k_1}^{k_2} \tilde{F}_p^m(x, k) \tilde{\psi}_p^{m*}(k) \quad (2.4)$$

où k_1 et k_2 sont la bande spectrale correspondant au phénomène étudié (pour notre étude de l’intrasonsionnier, ils correspondent aux périodes de 20 à 90 jours). Pour chaque point de grille de la région d’étude, on peut reconstruire la série temporelle associée à ce mode $\Sigma_p^m(x, t)$ en prenant la partie réelle du produit de la transformée de Fourier inverse de $\tilde{\psi}_p^m(k)$ représentant l’évolution normalisée du mode avec $\tilde{Z}_p^m(x)$ qui représente l’amplitude et la phase locale pour chaque point de grille (x),

$$\Sigma_p^m(x, t) = A_p^m(x)B^m(t)\cos(\phi_p^m(x) + \chi^m(t)) \quad (2.5)$$

avec $A_p^m(x) = |\tilde{Z}_p^m(x)|$ la déviation standard du vecteur propre spatial et $\phi_p^m(x) = \arg[\tilde{Z}_p^m(x)]$ sa phase pour chaque point de grille, $B^m(t)$ et $\chi^m(t)$ sont la déviation standard et la phase de la transformée de Fourier inverse de $\tilde{\psi}_p^m(k)$. La somme des $A_p^m(x)^2$ sur l'ensemble des points de grille de la région d'étude est la variance organisée pour la fenêtre temporelle (m) considérée. On définit alors le pourcentage de variance expliquée par le mode par,

$$\Pi_p^m = \frac{\sum_{x=1}^N A_p^m(x)^2}{\sum_{x=1}^N V_p^m(x)} \quad (2.6)$$

où $V_p^m(x)$ est la variance totale pondérée par la fenêtre de Welch de $S_p^m(x, t)$ pour la bande de fréquence sélectionnée $[k_1, k_2]$. Seuls les modes correspondant à un maximum local de Π_p^m par rapport à m (analyses successives) seront retenus comme représentatifs des perturbations intrasaisonnières organisées sur la région d'étude. Nous y ferons référence en tant qu'évènements intrasaisonniers. Notons qu'il est possible d'utiliser la matrice cospectrale régionale en (2.2) plutôt que la matrice cospectrale et d'obtenir les mêmes résultats. En effet, en utilisant la matrice cospectrale régionale,

$$\tilde{\xi}_p^{im}(x, x') = \sum_{k=k_1}^{k_2} \tilde{F}_p^m(x, k) \tilde{F}_p^{m*}(x', k) \quad (2.7)$$

on obtient le vecteur propre $\tilde{Z}_p^{im}(x)$ associé à la valeur propre λ' . On obtient le spectre correspondant $\tilde{\psi}_p^{im}(k)$ par

$$\tilde{\psi}_p^{im}(k) = \sum_{x=1}^N \tilde{F}_p^m(x, k) \tilde{Z}_p^{im*}(x) \quad (2.8)$$

Par définition de $\tilde{Z}_p^{im}(x)$ (vecteur propre de la matrice cospectrale régionale associé à la valeur propre λ'), on a

$$\sum_{k=k_1}^{k_2} \tilde{F}_p^m(x, k') \tilde{\psi}_p^{im*}(k') = \lambda' \tilde{Z}_p^{im}(x) \quad (2.9)$$

ainsi,

$$\tilde{\xi}_p^m \tilde{\psi}_p^{im}(k) = \sum_{k'=k_1}^{k_2} \sum_x \tilde{F}_p^m(x, k) \tilde{F}_p^{m*}(x, k') \tilde{\psi}_p^{im}(k') = \lambda' \sum_x \tilde{F}_p^m(x, k) \tilde{Z}_p^{im*}(x) = \lambda' \tilde{\psi}_p^{im}(k) \quad (2.10)$$

donc $\tilde{\psi}_p^{im}(k)$ est vecteur propre de la matrice cospectrale. De plus, les valeurs propres de la matrice de cospectrale régionale et de la matrice cospectrale sont égales. Les deux démarches sont donc bien équivalentes ($\tilde{\psi}_p^{im}(k) = \tilde{\psi}_p^m(k)$). Le calcul ici ne s'effectue que sur des matrices cospectrales de dimension K, où $K = k_2 - k_1 + 1$, qui est inférieure aux matrices NxN (matrice de cospectrale régionale). En effet, pour nos études dans la région Indo-Pacifique pour une fenêtre de 120 jours pour étudier le signal 20-90 jours, on a $N = 1000$ qui est bien supérieur à $K = 5$. Ceci permet de gagner énormément en temps de calcul.

L'AML permet de plus d'étudier la variabilité d'autres paramètres (q...) qui serait associée aux modes de variabilité intrasaisonnière d'un paramètre de référence (p) (Duvel et Vialard, 2006).

Il suffit pour ceci d'utiliser dans (2.4) la clé spectrale $\tilde{\psi}_p^m(k)$ du paramètre de référence (p) avec les coefficients de Fourier du paramètre (q). On obtient alors $\tilde{Z}_{p,q}^m(x)$ qui représente la structure spatiale de la perturbation de (q) associée à la perturbation bien organisée de (p). Cette structure représente la part de signal de (q) pour chaque point de grille qui est corrélée à la perturbation de (p) la mieux organisée représenté par le mode (m). On parle alors de modes reprojetés. Notons que les modes sont retenus uniquement selon le pourcentage de variance expliquée par le mode du paramètre de référence. Nous obtenons donc la variabilité d'un paramètre q associée à la variabilité organisée du paramètre p de référence qui est en général différent d'un mode de variabilité organisé de q (c'est-à-dire le résultat de l'AML sur le paramètre q pris comme paramètre de référence).

L'AML permet de plus de calculer des modes moyens et les modes moyens reprojetés (Duvel et Vialard, 2006). Seuls sont considérés, pour la construction des modes moyens, les modes correspondant aux maxima locaux de pourcentage de variance expliquée, et pour les modes moyens reprojetés, les modes reprojetés associés. Ces modes moyens correspondent ainsi uniquement aux perturbations les mieux organisées ce qui donne des résultats plus simplement interprétables que ceux qui sont issus d'une ACPC moyenne sur la saison qui mélange les perturbations organisées et celles qui le sont moins. De plus il est possible de construire une distance normalisée quantifiant le degré de ressemblance de chaque mode (et modes reprojetés) au mode moyen (et mode moyen reprojeté) correspondant.

La structure du mode moyen est calculée à partir de la matrice de cospectre moyenne des modes satisfaisants à un ensemble de conditions. Soit S l'ensemble des modes sélectionnés. La matrice cospectrale régionale moyenne s'écrit en utilisant le signal (reconstruit et donc organisé) de chaque mode sélectionné:

$$\bar{\xi}_{p,S}(x, x') = \frac{1}{\text{card}(S)} \sum_{m \in S} \sum_{k=k_1}^{k_2} \tilde{Z}_p^m(x) \tilde{\psi}_p^m(k) \tilde{Z}_p^{m*}(x') \tilde{\psi}_p^{m*}(k) \quad (2.11)$$

Notons que comme on recherche une structure moyenne, l'utilisation de la matrice cospectrale n'est pas utilisable pour la détermination du mode moyen. En effet on obtiendrait alors une structure spatiale par événement correspondant à un spectre commun pour tous les modes, alors qu'on recherche ici une structure spatiale commune même si les caractéristiques temporelles diffèrent. En utilisant le premier vecteur propre normalisé $\bar{\tilde{Z}}_{p,S}(x)$, qui définit le mode moyen, de la matrice cospectrale régionale moyenne $\bar{\xi}_{p,S}$, on obtient un spectre $\tilde{\psi}_{p,S}^m(k)$ pour chaque événement (m) par :

$$\tilde{\psi}_{p,S}^m(k) = \sum_{x=1}^N \tilde{Z}_p^m(x) \tilde{\psi}_p^m(k) \bar{\tilde{Z}}_{p,S}^{m*}(x) \quad (2.12)$$

Ces spectres, qui représentent la part de variabilité pour chaque mode (m) associée à la structure du mode moyen, sont ensuite normalisés tels que

$$\sum_{m \in S} \sum_{k=k_1}^{k_2} |\tilde{\psi}_{p,S}^m(k)|^2 = 1 \quad (2.13)$$

Une fois normalisés, ces spectres peuvent être utilisés pour construire la structure moyenne de la perturbation d'un autre paramètre (q) associée au mode moyen de (p). Ainsi, les structures des modes moyens reprojetés $\bar{\tilde{Z}}_{q,S}^p(x)$ sont calculées selon,

$$\bar{\tilde{Z}}_{q,S}^p(x) = \sum_{m \in S} \sum_{k=k_1}^{k_2} \tilde{Z}_q^m(x) \tilde{\psi}_q^m(k) \tilde{\psi}_{p,S}^{m*}(k) \quad (2.14)$$

Les structures $\tilde{Z}_{p,S}(x)$ et $\tilde{Z}_{q,S}^p(x)$ des modes moyens et modes reprojetés donnent les amplitudes régionales et les phases relatives entre les régions et les paramètres en moyenne pour les perturbations les mieux organisées du paramètre de référence. Pour représenter une « évolution » du mode moyen et des modes moyens reprojetés, nous tracerons N_c cartes (j) selon,

$$C_{p,S}(x, j) = \left| \tilde{Z}_{p,S}(x) \right| \cos(\arg[\tilde{Z}_{p,S}(x)] + 2i\pi j/N_c) \quad (2.15)$$

et de même $C_{q,S}^p(x, j)$ en remplaçant $\tilde{Z}_{p,S}(x)$ par $\tilde{Z}_{q,S}^p(x)$ dans (14).

En utilisant $\bar{Z}_{p,S}(x)$ dans (11) et en injectant (11) dans (13) on trouve que $\bar{Z}_{p,S}^p(x) = \bar{Z}_{p,S}(x)$ (le calcul est similaire à (7)-(9)). Par définition de $\bar{Z}_{p,S}(x)$ on a de plus que pour le paramètre (p), toutes les structures que l'on moyenne en (2.14) sont égales. Ce n'est pas vrai pour un mode reprojeté d'un autre paramètre. L'hypothèse faite ici est que les structures des perturbations d'un paramètre (q) associées aux perturbations de (p) ont toujours environ le même phasage, c'est-à-dire que la réponse de (q) à une perturbation organisée de (p) est la même pour chacun des modes et pour chaque région. La validité de cette hypothèse pourrait être testée en calculant une distribution de distances des structures reprojetées (2.14) les unes aux autres. Cette distance serait calculée de la même manière que dans Goulet et Duvel (2000).

La ressemblance des modes ($m \in S$) au mode moyen est quantifiée par la distance normalisée définie par Goulet et Duvel (2000) :

$$d^2(m) = 1 - 2 \frac{\sum_{x=1}^N |\tilde{Z}_p^m(x)| |\bar{Z}_{p,S}(x)| \cos(\arg[\tilde{Z}_p^m(x)] - \arg[\bar{Z}_{p,S}(x)] - \phi_{\min})}{\sum_{x=1}^N |\tilde{Z}_p^m(x)|^2 + |\bar{Z}_{p,S}(x)|^2} \quad (2.16)$$

où ϕ_{\min} est la phase qui minimise la distance entre les deux vecteurs $\tilde{Z}_p^m(x)$ et $\bar{Z}_{p,S}(x)$, et qui est déterminée par :

$$\phi_{\min} = \arctan \left\{ \frac{\sum_{x=1}^N |\tilde{Z}_p^m(x)| |\bar{Z}_{p,S}(x)| \sin(\arg[\tilde{Z}_p^m(x)] - \arg[\bar{Z}_{p,S}(x)])}{\sum_{x=1}^N |\tilde{Z}_p^m(x)| |\bar{Z}_{p,S}(x)| \cos(\arg[\tilde{Z}_p^m(x)] - \arg[\bar{Z}_{p,S}(x)])} \right\} \quad (2.17)$$

Cette minimisation est nécessaire car deux structures ayant les mêmes distributions spatiales d'amplitudes et de phases relatives, à une différence de phase constante près, sont en fait identiques. Une distance de 0 est atteinte si le mode (m) est identique à son mode moyen à une phase constante près. La distance est égale à 1 pour un mode parfaitement orthogonal au mode moyen (ce qui ne peut advenir si $m \in S$).

2.2.3.3 Illustration et discussion de l'AML

Nous allons maintenant présenter un exemple de résultat d'AML afin d'illustrer la méthode. La figure 2.12 représente la structure spatiale de deux modes d'OLR extraits par AML pendant l'hiver 2000, les évolutions temporelles reconstruites de l'OLR et du mode reprojeté de la TSO pour la région 72.5° Est 10° Sud sont aussi reportées avec les signaux filtrés d'entrées de ces deux paramètres. Les cartes de structures spatiales représentent pour chaque région l'amplitude locale expliquée par le mode AML et la phase relative du signal sur la région considérée par rapport aux autres régions. La figure 2.13 présente un « guide de lecture » des structures spatiales de modes AML présentés en figure 2.12. Le mode de mars 2000 présente une perturbation importante de l'OLR dans l'Océan Indien qui se propage globalement vers l'Ouest

de 100° Est à 60° Est au Sud de l'Équateur. En janvier, le signal organisé à grande échelle dans l'Océan Indien est plus faible. Le mode de janvier correspond en effet à une perturbation d'OLR principalement organisée dans le Pacifique Ouest se propageant vers le nord-ouest depuis 200° Est 20° Sud et à une perturbation en opposition de phase avec la première se propageant vers l'Ouest au Nord de l'Australie. En comparant les évolutions temporelles des signaux reconstruits pour la région 72.5° Est 10° Sud pour les deux modes au signal d'entrée, on peut vérifier que l'AML capture bien les variations locales d'OLR et de TSO associées (mode reprojétés). La relation de phase entre les deux paramètres (quadrature) est de plus bien représentée par l'AML pour chacun des deux modes.

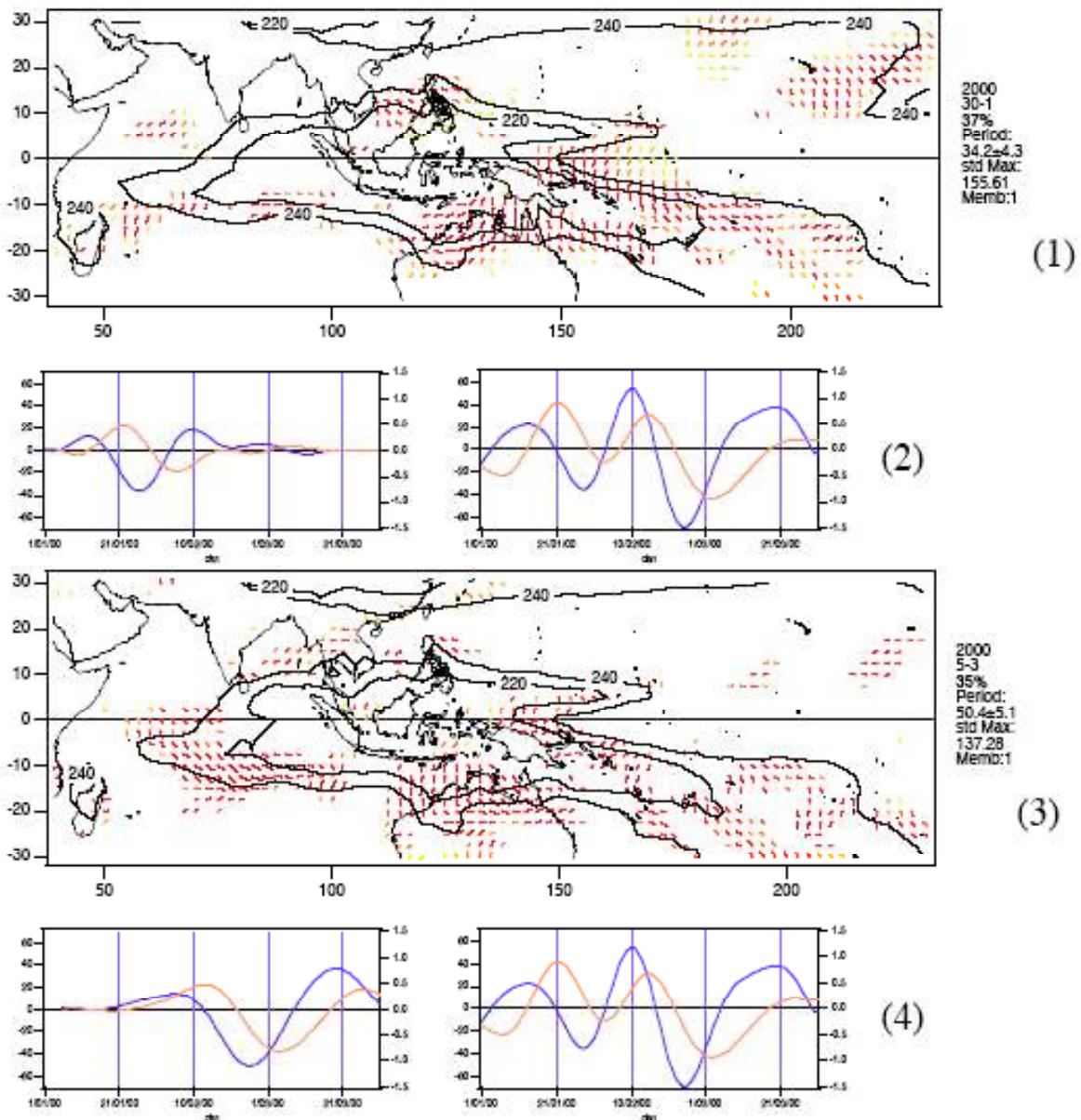


Figure 2.12 Structures spatiales de deux événements AML d'OLR, (1) en janvier 2000 et (3) en mars 2000. Signaux reconstruits (équation (4), avec fenêtre de Welch) d'OLR (bleu, Wm^{-2}) et de TSO (réprojeté, rouge, $^{\circ}\text{C}$) pour la région 72.5°E - 10°S pour l'événement de janvier (2) et de mars (4) comparés aux signaux d'entrées de l'hiver 2000 (janvier-mars) pour la même région.

Comparons maintenant ces résultats à ceux des ACP et ACPC classiques. Les ACP et ACPC sont calculées sur les mois de janvier à mars pour les années 1998-2004 comme il est généralement fait dans les études utilisant ce type de méthodes (par exemple, Wheeler et Hendon, 2004). Afin d'obtenir la variation de TSO associée, une régression du signal filtré de la TSO par rapport à la composante principale complexe d'OLR est effectuée (aux deux premières composantes principales pour l'ACP réelle). Pour l'hiver 2000 (figure 2.14), il est clair que ni l'ACP ni l'ACPC ne représentent correctement la variation d'OLR et de TSO associée. Les amplitudes des signaux reconstruits sont très faibles comparées à celles du signal d'entrée et les déphasages entre les deux paramètres ne sont pas ceux qui sont observés dans le signal filtré d'origine, la TSO semble d'après les deux analyses évoluer presque en phase avec l'OLR en mars. Cela s'explique par le fait que les ACP et ACPC sont conçues pour expliquer le maximum de variance pour l'ensemble de la série temporelle, en considérant un événement unique d'un phénomène intermittent tel que la variabilité intrasaisonnière, les premières composantes principales ne sont pas adaptées pour reconstruire le signal qui est alors organisé à grande échelle.

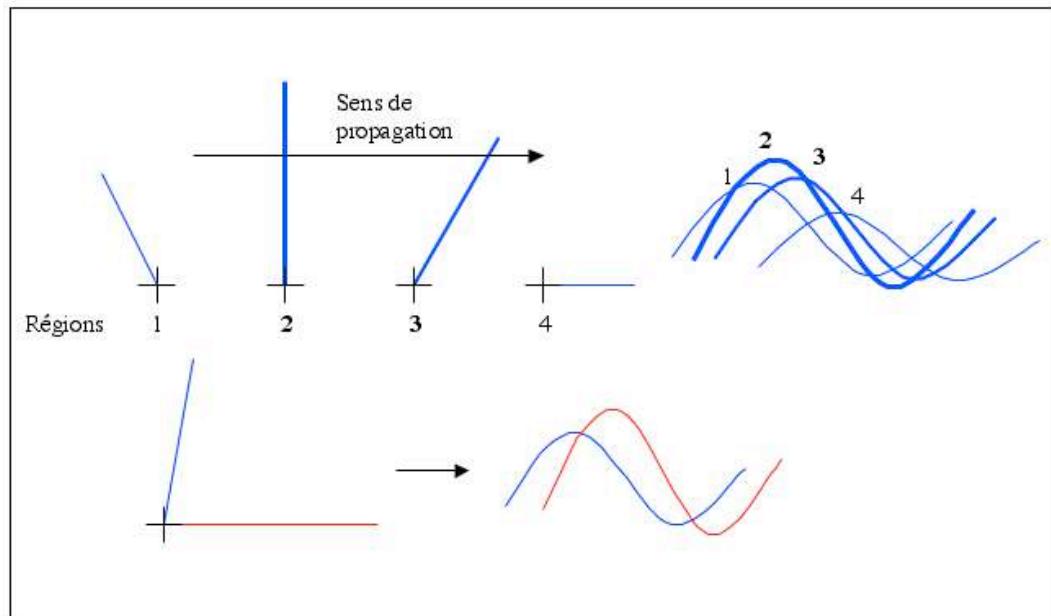


Figure 2.13 Principe de la représentation des structures des modes (amplitudes et phases relatives). L'amplitude locale du mode est représentée pour chaque région par la longueur du bâtonnet (et ici, de son épaisseur pour la clarté du schéma), la phase relative, par l'angle que font entre eux deux bâtonnets : l'angle nul correspond à une évolution en phase, l'angle droit à une quadrature et 180° correspond à une opposition de phase. Le plan est orienté dans le sens horaire : par exemple, entre la région 1 et la région 2 le déphasage est positif (avance de la région 1 sur la région 2). Les phases relatives des 4 régions représentées donnent donc le sens de propagation spatial (de 1 vers 4), les signaux idéalisés des 4 régions sont reportés à côté. Ainsi, sur une carte telle que celle de la figure 2.12, le sens de propagation est donné par la direction selon laquelle les bâtonnets « tournent » dans le sens des aiguilles d'une montre. Entre un mode d'un paramètre de référence (bleu) et un mode reprojeté sur ce premier mode pour un autre paramètre (rouge), pour une même région, le déphasage relatif des signaux est donné de la même façon.

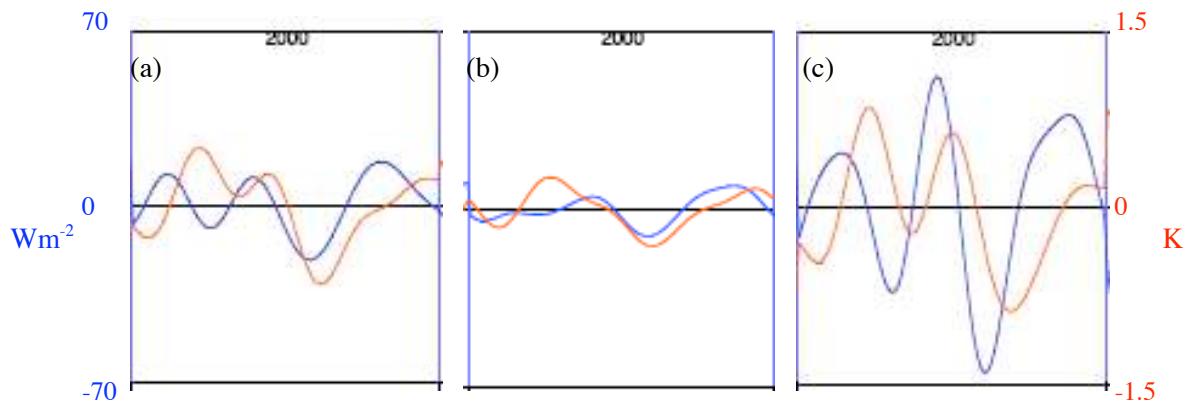


Figure 2.14 Signaux reconstruits sur janvier, février et mars 2000, d'OLR (bleu, Wm^{-2}) et de TSO (reprojété sur l'OLR, rouge, $^{\circ}\text{C}$) pour les deux premières composantes principales réelles (a), la première composante principale complexe (b) comparés aux signaux d'entrées (c) pour la région $72.5^{\circ}\text{E}-10^{\circ}\text{S}$.

Les modes moyens (OLR) et modes reprojetés moyens (TSO) d'AML sont cependant semblables aux résultats des analyses classiques et aux structures spatiales de température de surface associée à la perturbation d'OLR. Nous ne présentons ici que les structures des modes moyens d'OLR et des modes moyens reprojetés de la TSO de l'ACPC, ceux de l'ACP réelle étant semblables, et ceux de l'AML (figure 2.15). Les deux analyses résultent en un mode moyen d'OLR organisé et se propageant vers l'Est au-dessus de l'Océan Indien, du continent maritime et de l'Ouest de l'océan Pacifique au Sud de l'équateur. Les perturbations moyennes de TSO associées sont maximales dans l'Océan Indien et au Nord de l'Australie, globalement en quadrature de phase avec les perturbations d'OLR. La perturbation moyenne de la TSO est globalement stationnaire dans l'Océan Indien et au Nord de l'Australie et l'évolution dans ces deux régions se fait en opposition de phase pour les deux méthodes. Les amplitudes des modes moyens AML sont inférieures à celle de l'ACPC car on utilise pour l'AML des fenêtres de 120 jours au lieu de 90 jours pour l'ACPC et que le mode moyen de l'AML est construit sur 10 événements (fenêtres de 120 jours) tandis que l'ACPC est menée sur 7 hivers (fenêtres de 90 jours).

L'avantage de l'AML ne peut ressortir de la comparaison des modes moyens saisonniers avec les résultats des ACP classiques. Cependant, l'AML fournit la distance de chaque mode au mode moyen ce qui permet de quantifier la représentativité de ce dernier. Afin de construire des modes moyens, l'AML permet une grande liberté de sélection des modes à considérer. Ainsi, Pohl et al (en préparation) classe les modes en fonction de leurs distances relatives afin d'obtenir une classification plus objective des différents modes de variabilité qui peuvent subvenir dans une même saison. Pour chaque événement d'une même saison, les phasages entre différents paramètres liés physiquement peuvent être différents (Duvel et Vialard, 2006). Par exemple, entre l'OLR et la température de surface, le phasage pour une région donnée peut changer suivant qu'il y ait ou non des variations diurnes importantes (prise en compte dans les températures TMI) avant le déclenchement de la convection. Si les variations diurnes sont importantes, leur disparition brusque au moment du déclenchement de la convection donnera une variation quasiment en phase des deux paramètres. Sinon, la variation se fera plutôt en quadrature de phase. Ces différences d'un événement à l'autre ne peuvent être étudiées qu'à l'aide de l'AML.

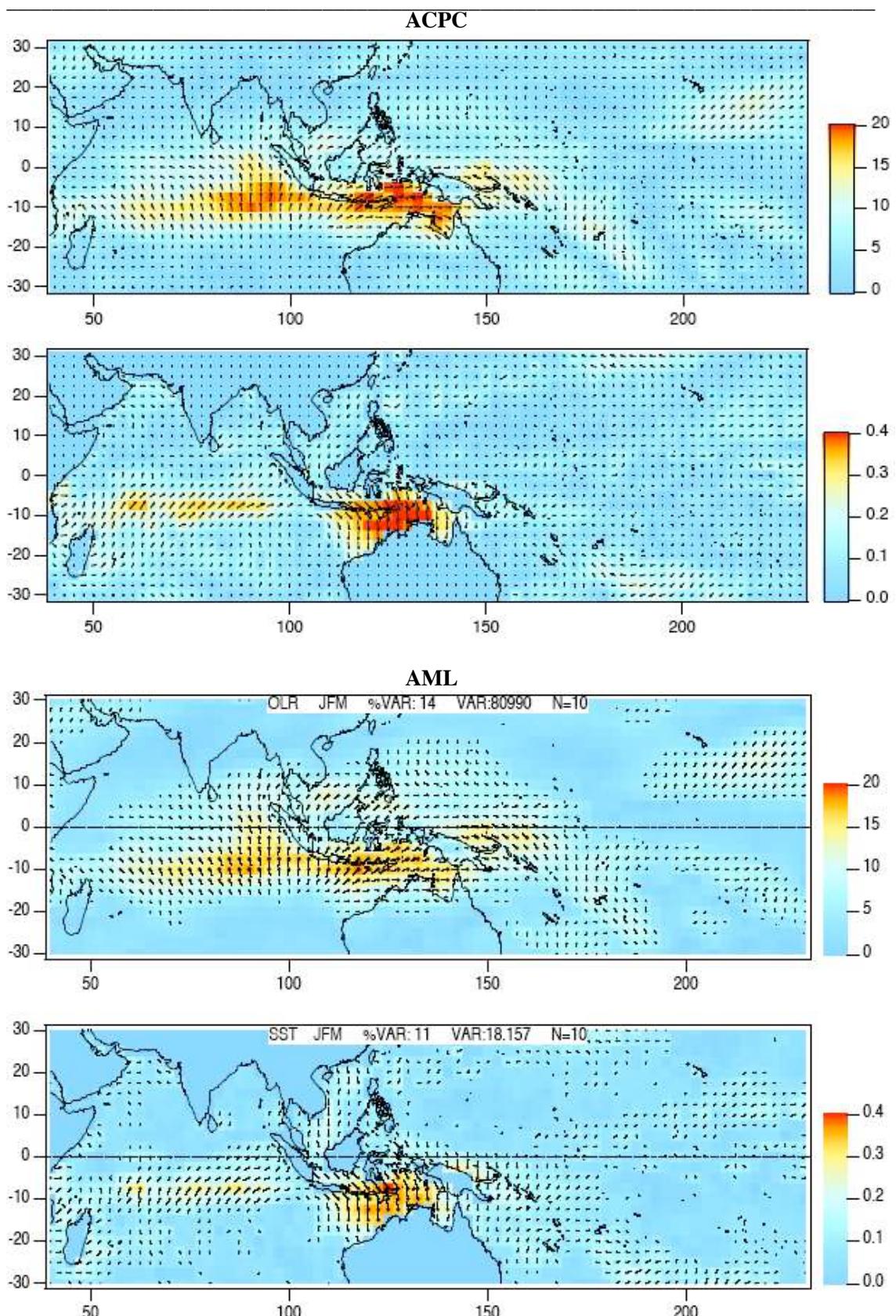


Figure 2.15 Structures spatiales des modes moyens d'OLR (Wm^{-2}) et de TSO ($^{\circ}\text{C}$) sur la période 1998-2004 pour (haut) l'ACPC sur 7 fenêtres de 90 jours et (bas) l'AML sur 10 fenêtres de 120 jours.

Dans le cadre des études présentées dans cette thèse, l'AML est principalement utilisée pour son aptitude à fournir la distance de chaque mode au mode moyen correspondant (et modes reprojetés). La méthode est de plus utilisée car, contrairement à l'ACPC classique, elle n'est pas effectuée sur des périodes temporelles fixes définies par des jours du calendrier. Ce qui permet une meilleure prise en compte des événements au début ou à la fin de la période. Sperber (2003), pour éviter ce problème, élargit la période temporelle analysée et effectue son étude en composantes principales sur novembre à mars mélangeant ainsi différentes saisons. Ce qui explique le caractère équatorial de la variabilité moyenne ainsi extraite (Sperber, 2003) qui correspond moins à la variabilité organisée hivernale qu'à l'activité en automne.

Lors de l'interprétation des résultats de l'AML, il faudra cependant prendre quelques précautions:

- D'après (2.11), il est clair que les modes les plus importants et les mieux organisés à grande échelle seront ceux qui pèsent le plus dans la construction du mode moyen qui, donc, leur ressemblera davantage. Il est donc important de vérifier la représentativité d'un mode moyen au moyen des distances normalisées avant de pouvoir l'interpréter correctement.
- Un mode particulier donne l'amplitude et la phase relative entre chaque région de la perturbation organisée à grande échelle. Pour savoir, si pour une région particulière, il s'agit d'une oscillation, une simple augmentation ou une simple diminution du paramètre, il faut se référer pour cette région au signal reconstruit (2.5). De même, pour un mode moyen il faut vérifier pour les régions d'études les signaux reconstruits de chaque événement qui a servi à sa construction.
- Finalement, un mode moyen ne donne que des phases relatives (2.15), le choix d'une phase de départ se fera ainsi de manière ad hoc afin de faciliter les comparaisons entre différents modes moyens.

2.3 **Le Modèle de Circulation Générale (MCG) LMDZ**

2.3.1 Présentation générale

Le Modèle de Circulation Générale (MCG) du LMD sera utilisé au cours de cette thèse pour tester sa sensibilité au forçage par les températures de surface de l'océan avec ou sans signal intrasaisonnier. Nous utiliserons ensuite ce modèle dans lequel nous ajouterons les variations diurnes interactives de la température de surface océanique ce qui sera présenté au chapitre 6. Pour effectuer ces simulations numériques, nous avons utilisé la version LMDZ4 dont une description est donnée dans Hourdin et al (2006).

La partie dynamique du modèle est basée sur une formulation en différences finies des équations primitives (équation de la thermodynamique, équation du mouvement, équation de continuité, et équilibre hydrostatique), voir Sadourny et Laval (1984).

Les phénomènes intervenant à l'échelle sous-maille sont paramétrés et constituent la partie dite physique du modèle. Hourdin et al (2005) documente de plus la sensibilité du modèle à ces paramétrisations physiques. Citons :

- La paramétrisation des processus radiatifs : La partie de la paramétrisation relative au rayonnement solaire est basée sur les travaux de Fouquart et Bonnel (1980), la partie relative au rayonnement infrarouge sur ceux de Morcrette et al (1986). De cette dernière dépendent les OLR diagnostiqués par le modèle qui seront comparés aux observations. Notons que l'OLR diagnostiqué par le modèle est particulièrement sensible à la structure verticale de l'atmosphère simulée (particulièrement aux profils d'humidité) et à la couverture nuageuse ainsi qu'à la représentation de la microphysique des nuages (cristaux de glace, gouttelettes).

- La paramétrisation de la convection profonde : Le schéma de convection utilisé dans cette version du MCG est basé sur les travaux d'Emanuel (1993). La fermeture du schéma d'Emanuel prend en compte l'inhibition convective et l'instabilité troposphérique. Ainsi, le flux de masse M_B est calculé (voir chapitre 1) selon

$$M_B = \alpha B^2 \int_{LNB}^{LFC} \sqrt{CAPE(p)} dp \quad (1)$$

où α est un facteur ad hoc, B est la flottabilité d'une parcelle d'air de surface amener adiabatiquement à 40 hPa au-dessus de son niveau de condensation, CAPE est le travail de la force d'Archimède entre le niveau de convection libre (Level of Free Convection, LFC) de la parcelle et le niveau p. LNB (Level of Neutral Buoyancy) est le niveau de flottabilité neutre qui détermine le sommet du nuage convectif. L'inhibition convective est prise en compte par B , en effet la convection ne se déclenche que si $B>0$. L'instabilité troposphérique est prise en compte par le terme CAPE. Notons que le schéma de convection d'Emanuel satisfait l'hypothèse de quasi-équilibre statistique de la convection avec la grande échelle (qui est résolue par le modèle). Ainsi l'atmosphère aura constamment un profil de température virtuelle très proche de l'adiabatique humide. Les variations de températures de surface qui modifient la température virtuelle de l'air à la surface auront donc un grand impact sur la convection du modèle. Une augmentation de température de surface sous un profil stable (adiabatique sèche puis humide au-dessus du LCL) aura tendance à rendre très vite B positif ce qui déclenchera la convection. Inversement, un refroidissement de la surface aura tendance à arrêter rapidement la convection. A l'échelle diurne, au-dessus des continents, cette sensibilité est particulièrement nette dans le modèle (Guichard et al, 2004). La température de surface augmente rapidement jusqu'à midi pour ensuite diminuer, et la variation diurne de la convection du modèle évolue en effet en phase avec elle.

- La paramétrisation de la couche limite atmosphérique : Cette paramétrisation sert à l'évaluation des flux turbulents de chaleur (sensible et latente) et de moment à la surface ainsi qu'à l'évaluation du transport vertical de chaleur, d'humidité et de moment par diffusion, turbulence et convection sèche entre les basses couches du modèle. Elle fait le lien entre l'atmosphère et la surface.

Le coefficient de diffusion verticale utilisé est très faible afin d'améliorer la représentation des nuages de couches limites notamment dans l'Est des bassins océaniques. Néanmoins, une seconde diffusivité verticale est calculée en fonction de l'importance de l'inversion au sommet de la couche limite atmosphérique afin de ne pas surestimer la couverture des nuages de couches limites dans les zones de faible inversion. Le sommet de la couche limite est repéré par un critère sur le nombre de Richardson critique (Laval et al, 1981).

La hauteur de rugosité de la surface océanique, les coefficients de transferts et les fonctions de stabilité sont calculés d'après Smith (1988). Notons qu'un facteur ad hoc de 0.8 entre les coefficients de transferts de chaleur et de moment est utilisé.

2.3.2 Conditions initiales et conditions aux limites

- **Les conditions initiales** d'une simulation avec LMDZ sont construites à partir des réanalyses du CEPMMT. Un état initial est constitué des vents (horizontaux et vertical), de la température et de l'humidité à chaque point de la grille tridimensionnelle. Le sol continental est constitué de quatre couches dont les plus profondes sont lentes à se mettre en équilibre avec le modèle. Les températures et l'humidité du sol sont donc imposées dans l'état initial par les valeurs d'ERA-40. L'évolution de la température de sol et de son humidité sont ensuite déterminées par le schéma de surface continental qui est un simple réservoir d'eau (« bucket »).

- **Les conditions aux limites** sont constituées de albédo de surface, de la neige et de la température de surface océanique. albédo de surface et la neige continentale sont aussi issus des réanalyses du CEPMMT. albédo de surface (changeant en fonction de la végétation, de la couverture de neige) et la neige sur le plateau tibétain peuvent influencer la représentation par le modèle de la circulation de grande échelle et de l'activité convective (notamment liées à la mousson asiatique, Meehl, 1994 ; Vernekar et al, 1995). Afin de ne considérer que l'impact des variations de températures sur la variabilité intrasaisonnière, il convient de forcer le modèle par albédo de surface et la neige des réanalyses pour toutes les simulations. Le forçage en Température de Surface de l'Océan sera détaillé pour chaque expérience qui sera menée au cours de cette thèse.
- **Les ensembles de simulations** sont ensuite obtenus en choisissant pour différentes conditions initiales et en conservant les conditions aux limites. Afin de perturber légèrement chaque simulation d'un même ensemble, les conditions initiales correspondent aux jours voisins du jour de début des séries de conditions aux limites. Si on utilise les températures TMI qui commencent le 11 décembre 1997, et que l'on veut un ensemble de 9 simulations, on prend pour conditions initiales, les états ERA-40 des 9 jours centrés sur le 11 décembre 1997 (du 7 au 15 décembre).

2.3.3 Le zoom et le guidage

Nous utiliserons le modèle avec deux grilles. La première est régulière et comporte 96 points selon les longitudes, 73 selon les latitudes et 19 niveaux verticaux (niveaux σ constants, rapports entre la pression à une certaine altitude et la pression de surface). La résolution horizontale est ainsi de $3,75^\circ$ en longitude et de $2,5^\circ$ en latitude. Dans le dernier chapitre, nous présenterons des résultats obtenus lors de simulations utilisant le modèle LMDZ zoomé sur l'Océan Indien. La figure 2.16 présente le zoom de la grille utilisé. La grille horizontale possède 120 points selon les longitudes et 90 selon les latitudes. Entre 55° et 85° Est et $2,5^\circ$ Nord et $12,5^\circ$ Sud, la résolution horizontale est d'« demi-degré ». Dans notre cas, l'intérêt du zoom est lié à l'utilisation du guidage du modèle qui sert à contraindre l'évolution du modèle en lui imposant une situation de grande échelle observée afin d'étudier uniquement l'impact de processus locaux sur le modèle. Le guidage consiste à rappeler rapidement le modèle vers les réanalyses pour certains paramètres à l'extérieur d'une région limitée pour laquelle le modèle n'est pas (ou peu) rappelé. La simulation du climat global ne nécessite alors plus la même résolution et il est possible de l'augmenter dans la région d'étude et la baisser dans la zone guidée. Ce guidage permettra de plus de nous dispenser d'effectuer des ensembles de simulations en contrignant suffisamment la grande échelle simulée afin que la différence entre deux simulations dans la région d'étude (non guidé) soit la conséquence des différences de forçages ou de processus représentés localement.

Plus précisément, dans la région de zoom maximal, le modèle n'est pas rappelé vers les réanalyses, tandis qu'à l'extérieur, les champs en trois dimensions de la température, de l'humidité et des vents horizontaux sont rappelés vers les valeurs du CEPMMT. La constante de rappel, caractéristique du temps de rappel, est très élevée (48 jours, peu de rappel) dans la zone de zoom et devient continûment et rapidement faible à l'extérieur (2 heures, rappel instantané). La figure 2.16 présente les différentes zones et le temps de rappel correspondant (Tau).

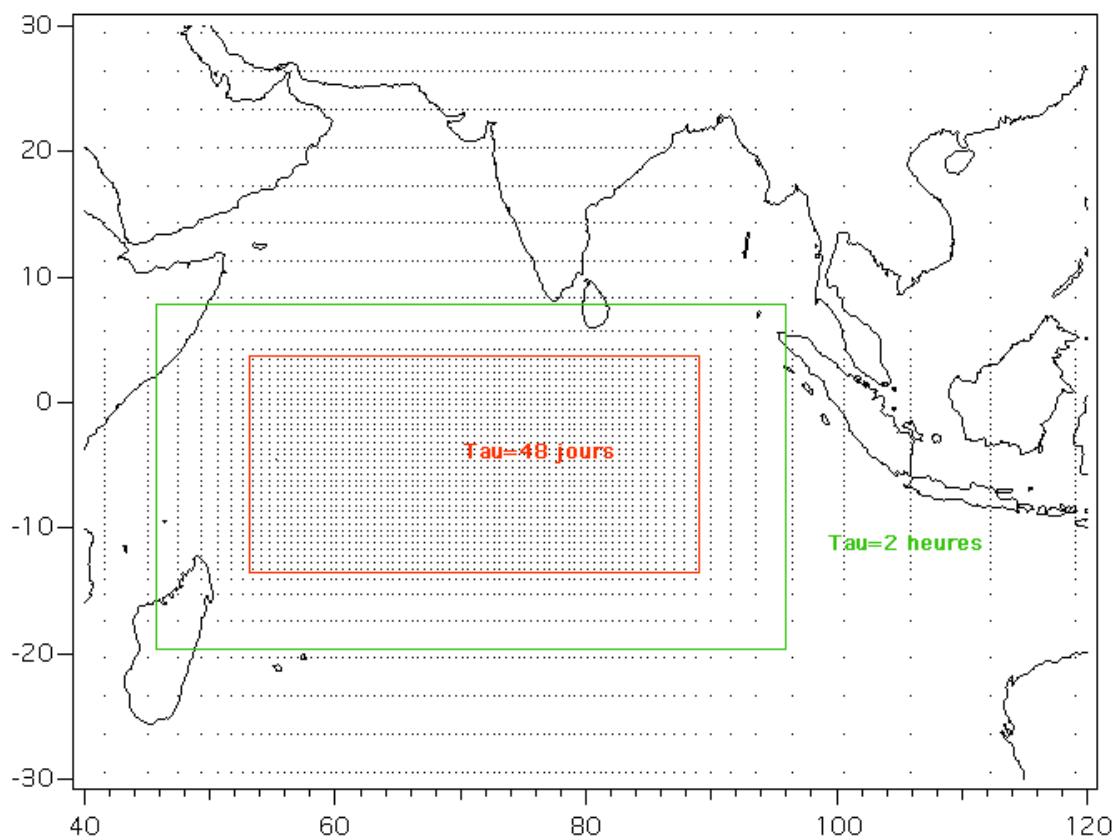


Figure 2.16 Grille horizontale zoomée centrée sur 70° Est- 5° Sud. La grille comporte 120 points en longitudes et 90 en latitudes. Le cadre rouge délimite la zone de zoom maximal pour laquelle l'évolution du modèle est « libre ».

3 Évolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière

3.1 Motivations de l'étude

○ L'interaction océan-atmosphère à l'échelle intrasaisonnière

La variabilité intrasaisonnière (20-90 jours) de la convection profonde perturbe fortement le cycle saisonnier et en particulier dans la région indopacifique tropicale. De ces perturbations résultent, entre autres, certaines pauses et phases actives des moussons asiatique et australienne. Des observations récentes de forte variabilité intrasaisonnière de Température de Surface de l'Océan (TSO), organisée sur des régions de plusieurs milliers de kilomètres dans l'Océan Indien, suggèrent un rôle potentiellement important de l'interaction atmosphère-océan dans la variabilité intrasaisonnière. Sengupta et Ravichandran (2001) puis Vecchi et Harrison (2002) ont observé de telles perturbations dans la Baie du Bengale pendant la mousson d'été (en 1998 et 2000 respectivement) en association avec des événements convectifs intrasaisonnières. La première étude conclut de plus au rôle principal des perturbations de flux de surface dans la variabilité de la température de surface. Harrison et Vecchi (2001) ont observé une perturbation intrasaisonnière de plus de 1K sur une région de 20° d'extension zonale dans l'Océan Indien Est autour de 10° Sud pendant l'hiver 1999. Duvel et al (2004) puis Duvel et Vialard (2006) ont montré que ces perturbations étaient liées aux perturbations des flux solaire et de chaleur latente par la convection et la réponse dynamique associée. L'interaction entre l'océan et l'atmosphère est aussi un processus important pour l'évolution saisonnière des moussons. De plus, Cette évolution saisonnière fait intervenir des variations d'échelles de temps intrasaisonnières (le « fast annual cycle » de Ho et Wang, 2002), notamment pendant le déclenchement des moussons. Il est donc intéressant d'examiner la relation entre la variabilité intrasaisonnière et l'évolution saisonnière des moussons d'un point de vue climatologique.

○ Variabilité intrasaisonnière et évolution saisonnière dans les régions de mousson

Le lien entre la variabilité intrasaisonnière et l'évolution saisonnière de la mousson, et en particulier la date de déclenchement, a déjà été l'objet de nombreuses études. Le but de telles études est d'améliorer notre compréhension de l'évolution saisonnière de la mousson et donc notre connaissance de sa potentielle prédictibilité saisonnière. Hendon et Liebmann (1990) ont montré que le déclenchement de la mousson australienne, défini pour chaque année, coïncidait en effet avec la première occurrence de l'oscillation intrasaisonnière (40-50 jours) se propageant d'Ouest en Est au Sud de l'Équateur. Dans la Baie du Bengale, le double déclenchement de mousson décrit par Flatau et al (2001) est évidemment lié au cycle saisonnier et correspond, de plus, à une perturbation intrasaisonnière de la convection associée à une perturbation de température de surface de l'océan. Wang et Xu (1997) décrivent ce qu'ils appellent une « oscillation intrasaisonnière climatologique » en étudiant le cycle saisonnier moyen sur plusieurs années dans la région de mousson est-asiatique. Par la suite, Ho et Wang (2002) font la distinction entre les variations saisonnières lentes et le « cycle annuel rapide » qui peut aussi être interprété comme des transitions dont l'échelle de temps est intrasaisonnière. Plus récemment, Zhang et Dong (2005) se sont penchés sur l'influence de l'état moyen sur l'Oscillation de Madden-Julian. Ils ont montré que l'amplitude de l'oscillation (définie par un nombre d'onde zonal de 1 à 5 se propageant vers l'Est et de période 20-90 jours) est maximale autour de 10° de latitude pendant l'été de chaque hémisphère.

Toutes ces études ont montré l'impact de la variabilité intrasaisonnière sur la progression saisonnière des moussons avec différentes approches pour différentes régions. L'étude que nous

allons mener est une tentative pour donner une vue homogène de la relation entre les moussons et la variabilité intrasaisonnière en utilisant des diagnostics simples pour toute la région indopacifique et les étés des deux hémisphères. La variabilité intrasaisonnière est définie ici uniquement par les caractéristiques spectrales locales sans a priori sur l'organisation à grande échelle des perturbations (extension zonale et propagation vers l'Est pour l'oscillation de Madden-Julian par exemple). Ce genre d'analyse peut être effectué sur une grille spatiale de $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ sachant qu'un événement intrasaisonnier (20-90 jours) important est au moins organisé de l'échelle synoptique à celle du bassin. Les structures présentes dans les moyennes mensuelles de variabilité intrasaisonnière de la convection et du vent à 850 hPa (vents de basses couches) montrent en effet une telle cohérence à l'échelle du bassin (Figure 3.3).

○ Mécanismes de l'évolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière

Au cours de notre étude, nous lierons les forts événements convectifs intrasaisonnières au vent local et à la température de surface de l'océan sur de grandes régions d'environ 2000 kilomètres d'extension. Comme la température de surface de l'océan est un facteur d'instabilité convective (déstabilisation statique par chauffage des premières couches de l'atmosphère via les flux de surface), ainsi un fort événement convectif intrasaisonnier ne pourrait avoir lieu que si l'instabilité conditionnelle convective est grande (voir Stephens et al, 2004). Ceci est certainement vrai pour le déclenchement d'événements convectifs intrasaisonnières de grande échelle, par exemple au-dessus de l'Océan Indien, qui se propageront ensuite vers l'Est ou le Nord. Pendant la propagation, la perturbation dynamique aura un impact d'autant plus fort sur la convection que l'instabilité convective locale sera grande. Cette instabilité locale peut être liée aux conditions de surface (soit sa température) ou aux conditions atmosphériques à grande échelle (effets de la convergence et de l'advection sur les profils de température et d'humidité) suivant que l'instabilité importante résulte du passage d'une phase précédente d'une perturbation intrasaisonnière type oscillation de Madden-Julian ou de forçages indépendants. De telles interactions entre les bassins liées à la réponse dynamique au chauffage induit par la convection ont été étudiées récemment par Annamalai et Sperber (2005) et Jiang et Li (2005). La première étude, montre que l'interaction à distance entre les bassins peut expliquer l'évolution de la convection lors de la mousson d'été asiatique. Au moyen d'une méthode d'ACP particulière, un cycle de vie de la variabilité intrasaisonnière de la convection est extrait des réanalyses. En utilisant un modèle linéaire barocline (à plusieurs couches) forcé par les températures de surface de l'océan observées, Annamalai et Sperber (2005) retrouvent les circulations qui semblent expliquer l'évolution moyenne ainsi extraite. La deuxième étude conclut également que la variabilité intrasaisonnière de la convection pourrait être un phénomène dû aux interactions entre les zones de convections organisées à l'échelle du bassin via la réponse dynamique au chauffage troposphérique. Elle présente en particulier le lien dynamique (linéaire) entre l'Océan Indien équatorial Ouest et Est dont la convection évolue en opposition de phase pendant le début de l'oscillation intrasaisonnière d'été. Notre approche quant à elle ne s'attache pas à étudier de telles interactions.

Nous allons étudier dans quelle mesure les observations étayent l'hypothèse selon laquelle l'interaction océan-atmosphère est déterminante pour la variabilité intrasaisonnière. Deux études, Sobel et Gildor (2003) et Maloney et Sobel (2004), offrent de ce point de vue un cadre de réflexion intéressant. La première de ces deux études pose les bases d'une théorie que la seconde teste dans le cadre d'expériences à l'aide d'un modèle simple (à une dimension) et d'un modèle de circulation générale couplé à une couche mélangée océanique. La couche de mélange océanique y est interprétée comme un réservoir d'énergie qui peut être échangée avec l'atmosphère aux échelles de temps intrasaisonnières. Ces études confirment premièrement que l'amplitude des variations intrasaisonnières des précipitations croît lorsque la profondeur de la couche de mélange décroît jusqu'à 20 mètres (Watterson, 2002, figure 3.1a). Dans une certaine mesure, l'échange d'énergie est d'autant plus efficace que la profondeur de la couche mélangée est faible (figure 3.2). Si cette dernière est trop importante, la couche mélangée est trop peu réactive aux forçages intrasaisonnières des flux de surface et l'échange d'énergie entre l'atmosphère et l'océan se fait sur des échelles temporelles plus longues. Lorsque cette

profondeur diminue au-delà de 20 mètres, les variations de températures de surface sont grandes mais l'énergie potentiellement puisée par l'atmosphère dans le réservoir qu'est la couche mélangée est trop faible (figure 3.2). L'amplitude de la perturbation convective diminue alors très rapidement avec la profondeur de la couche mélangée (figure 3.1a). Maloney et Sobel (2004) montrent, de plus, que cette profondeur de mélange a un impact sur la vitesse de propagation des perturbations convectives qui diminue avec elle et s'approche de 5 ms^{-1} pour une profondeur de 10-20 mètres (figure 3.1b).

Si la profondeur de la couche mélangée est bien un paramètre localement déterminant pour la variabilité intrasaisonnière, on peut donc s'attendre à ce que la variabilité intrasaisonnière ait une évolution saisonnière en partie forcée par l'évolution saisonnière de la profondeur de la couche mélangée. Si l'on considère de plus que l'évolution de la couche mélangée est partiellement forcée par l'évolution saisonnière des vents de surface liés en particulier aux vents de mousson, la couche de mélange donne un lien possible entre l'évolution saisonnière des moussons et celle de la variabilité intrasaisonnière. Les déclenchements de moussons sont les phénomènes saisonniers les plus marqués et réguliers avec un brusque renforcement des vents de basses couches et de surface ayant un impact sur la couche mélangée. On peut donc s'attendre à ce que ce lien soit particulièrement clair lors des déclenchements de moussons.

Notre approche est locale et « climatologique » dans le sens où nous considérons les relations moyennes sur 25 ans (de janvier 1979 à décembre 2004) des vents à 850hPa et températures de surface du Centre National pour les Prédictions Environnementales américain (NCEP, les températures hebdomadaires sont interpolées quotidiennement), de l'OLR NOAA utilisé comme mesure de l'activité convective et de la profondeur mensuelle de la couche de mélange océanique (de Boyer Montégut et al, 2005). Les séries sont quotidiennes et moyennées sur des régions de $2,5^\circ$. La Température de surface de l'océan est issue de l'algorithme de Reynolds et Smith (1994) appliqué aux mesures infrarouges. L'étude s'organise de la manière suivante. Tout d'abord, l'évolution mensuelle moyenne de la variabilité intrasaisonnière est présentée. Puis, afin de lier la variabilité intrasaisonnière à l'évolution saisonnière de la mousson, nous utiliserons l'indice et la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP, voir chapitre 2). L'évolution saisonnière pour sept régions sélectionnées est étudiée. Enfin, l'évolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière et la distribution saisonnière des plus forts événements intrasaisonnières sont analysées avec une attention particulière pour ceux qui ont lieu au voisinage de la DMDP.

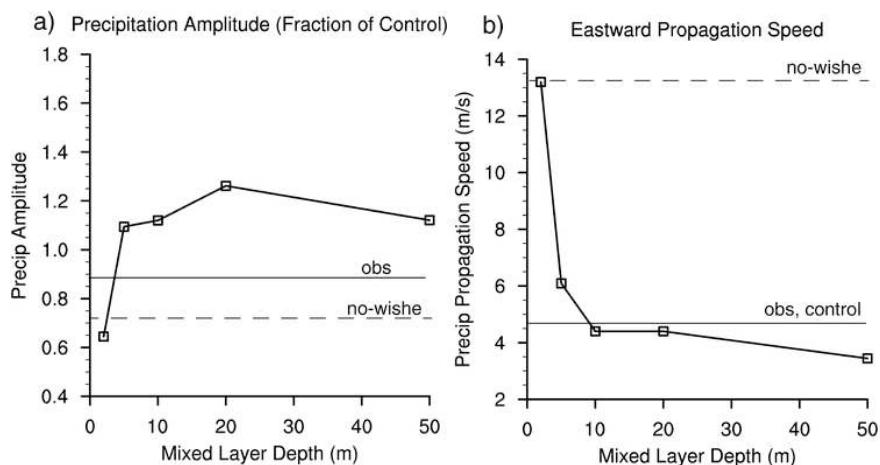


Figure 3.1 (a) Ecarts types pour et (b) vitesse de propagation vers l'Est des variations intrasaisonnières de la précipitation dans le MCG du National Center for Atmospheric Research (NCAR) entre -10° et 10° Nord et 105° et 165° Est en fonction de la profondeur de la couche de mélange. L'amplitude des variations de précipitation est une fraction de celui pour le modèle forcé par les TSO climatologiques. D'après Maloney et Sobel (2004).

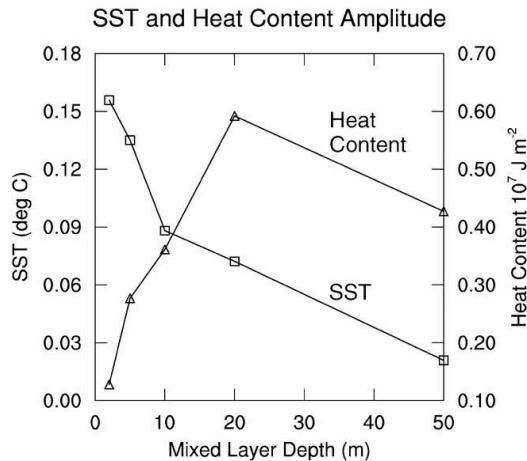


Figure 3.2 comme 3.1a pour la température et le contenu en chaleur de la couche mélangée sur toute la bande de latitude comprise entre -10° et 10° Nord. D'après Maloney et Sobel (2004).

3.2 Perturbations convectives intrasaisonnières liées à l'évolution saisonnière des moussons Indo-Pacifique

3.2.1 Evolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière dans la région Indo-Pacifique

On applique la technique d'évaluation de la variabilité intrasaisonnière, décrite dans le chapitre 2, à l'OLR (Out-going Longwave Radiation) de la NOAA, à la température de surface de l'océan et à la vitesse du vent à 850 hPa des réanalyses du NCEP (National Center for Environmental Prediction). Les températures de surface de l'océan du NCEP sont des températures mesurées par un instrument infrarouge (Reynolds et Smith, 1994). Nous avons vu que si l'amplitude des variations intrasaisonnières sont sous estimées dans ces données, les structures spatiales sont néanmoins en bon accord avec celle des mesures TMI. C'est pourquoi nous utilisons ces données qui de plus couvrent la période de 25 ans considérée.

La figure 3.3 représente le cycle saisonnier moyen de la variabilité intrasaisonnière. Ce cycle saisonnier est très marqué et suit bien celui de la Zone de Convergence Inter Tropicale (ZCIT). La modulation importante de la variabilité intrasaisonnière à l'échelle saisonnière a déjà été soulignée par Zhang et Dong (2005). La variabilité intrasaisonnière de la convection est importante principalement au-dessus des océans et le maximum moyen d'activité convective se situe au-dessus de régions océaniques tout au long du cycle saisonnier. En particulier, en été pendant la mousson, la variabilité intrasaisonnière au-dessus de l'Inde est relativement faible. Ceci suggère que l'interaction entre océan et atmosphère joue un rôle important localement dans la modulation de l'activité convective à l'échelle de temps intrasaisonnière. De plus, le maximum de variabilité intrasaisonnière est généralement situé hors du voisinage immédiat de l'Équateur, et ce pour chaque longitude et chaque mois à l'exception notable du mois d'avril. Le maximum de variabilité intrasaisonnière peut même se situer, en moyenne, à 15° - 20° de l'Équateur. Cependant, l'Océan Indien oriental connaît une variabilité modérée et soutenue tout au long de l'année à l'équateur. Ceci explique l'importance de cette région dans les études moyennes sur l'année de la variabilité intrasaisonnière, importance qui est toutefois relativisée par cette étude mensuelle de la variabilité intrasaisonnière.

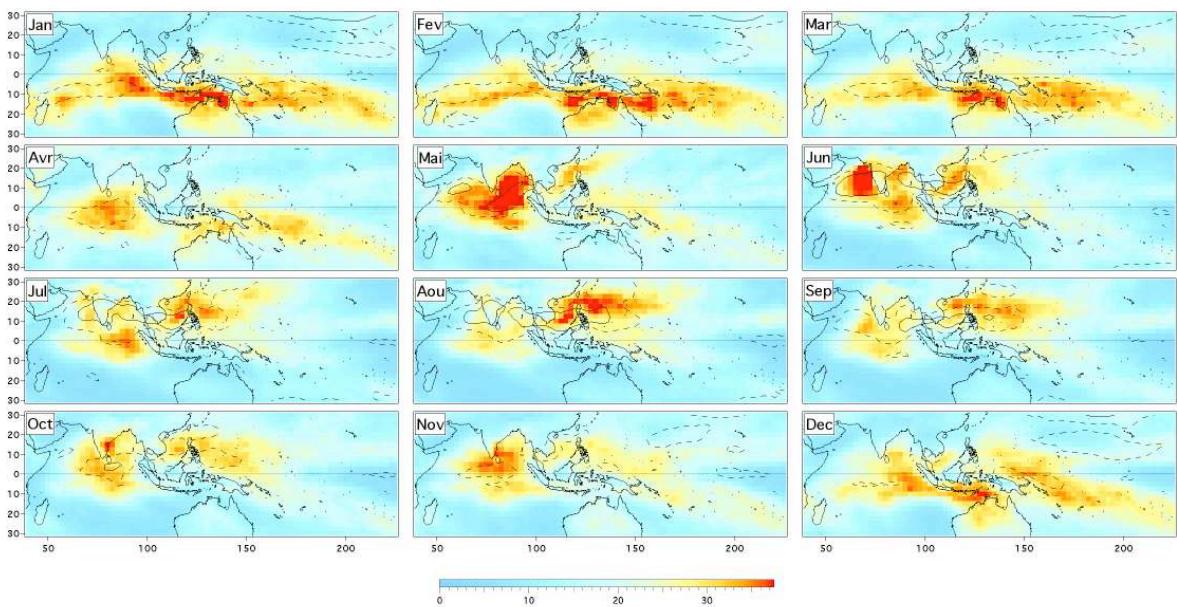


Figure 3.3 Ecart type moyen mensuel dans la bande 20-90 jours pour l'OLR (Wm^{-2} , couleurs) et le vent à 850hPa NCEP (contour continu : $3,5 \text{ ms}^{-1}$; tirets : $2,5 \text{ ms}^{-1}$).

De décembre à avril, la variabilité intrasaisonnière s'étend au sud de l'équateur depuis l'Océan Indien occidental jusqu'à l'Océan Pacifique central. Durant cette partie du cycle saisonnier, le maximum de variabilité se situe juste au nord de l'Australie en relation avec la mousson d'été austral. De mai à novembre, l'extension zonale de la variabilité intrasaisonnière se réduit et elle est confinée près du continent sud asiatique. Pendant cette période, la variabilité intrasaisonnière moyenne mensuelle est fortement modulée d'une région à l'autre et dans le temps. Au-dessus de la Baie du Bengale et de la Mer d'Arabie, la variabilité intrasaisonnière connaît un accroissement brutal de son amplitude moyenne. Cette augmentation de la variabilité intrasaisonnière moyenne est associée aux « faux » (bogus) déclenchements de mousson de mai (Flatau et al, 2001) et à la période de déclenchement de la mousson indienne en juin, respectivement. Pendant la mousson, entre juillet et septembre, la variabilité intrasaisonnière de la convection faiblit en moyenne au-dessus de l'Océan Indien Nord tandis que celle du vent de basses couches reste importante autour de 15° (Figure 3.3). En octobre et novembre, à la fin de la saison de mousson, l'activité intrasaisonnière au-dessus de la Baie du Bengale augmente à nouveau. Pendant la saison de mousson, la variabilité intrasaisonnière augmente fortement et est maximale dans l'Océan Pacifique nord-ouest et la Mer de Chine. Ce basculement de la variabilité intrasaisonnière de l'Océan Indien en début de mousson au Pacifique nord-ouest en juillet, août et septembre est en accord avec l'étude précédente d'Ho et Wang (2002) qui ne montre cependant pas le détail de l'organisation mensuelle de la variabilité intrasaisonnière.

Les maxima de variabilité intrasaisonnière de l'OLR et du vent à 850 hPa sont très souvent situés aux mêmes endroits en moyenne tout au long du cycle saisonnier. De plus, la zone de maximum de variabilité intrasaisonnière du vent s'étend généralement à l'ouest de celle du maximum pour la convection. Ceci est particulièrement visible de décembre à mars dans l'Océan Indien entre 5° et 10° Sud ainsi qu'en été vers 15° Nord de la Mer d'Arabie à la Mer de Chine. Cette caractéristique de la variabilité intrasaisonnière est cohérente avec la réponse atmosphérique théorique à un chauffage diabatique due à la convection profonde (Matsuno, 1966 ; Gill, 1980, voir chapitre 1). Cette réponse dynamique à un chauffage convectif à l'échelle de temps intrasaisonnière à en effet été observée, en particulier pendant la mousson indienne (Joseph et Sijikumar, 2004). Pour une telle réponse, le maximum de vitesse de vent d'ouest de basses couches est situé à l'ouest de la perturbation convective qui l'a engendré. Cet effet est de plus d'autant plus fort que le chauffage de la troposphère induisant la réponse

dynamique est situé loin de l'équateur. Cette extension à l'ouest de la variabilité intrasaisonnière du vent de basses couches est particulièrement visible en juillet et août dans la région de la mousson indienne (autour de 15° Nord) en relation avec la forte modulation intrasaisonnière de l'activité convective au-dessus de la Mer de Chine et de l'Océan Pacifique nord-ouest. Nous illustrerons plus loin ce fait (voir figure 3.13 et 3.14). Ce lien entre les variabilités intrasaisonnières des régions de mousson indienne et est-asiatique est corroboré par l'étude d'Annamalai et Sperber (2005). Ils simulent en effet de telles réponses dynamiques de basses couches au-dessus de l'Océan Indien septentrional associées à un chauffage diabatique due à la convection profonde déclenchée par les températures de surface de l'océan élevée dans la mer de Chine (Figure 3.4). L'anomalie de vent simulée par Annamalai et Sperber (2005) est cependant maximale plus au Sud que le maximum de variabilité du vent de la figure 3.3. Cela s'explique probablement par le fait que le chauffage généré par leur modèle est lui-même plus au Sud que le maximum de variabilité de convection observée.

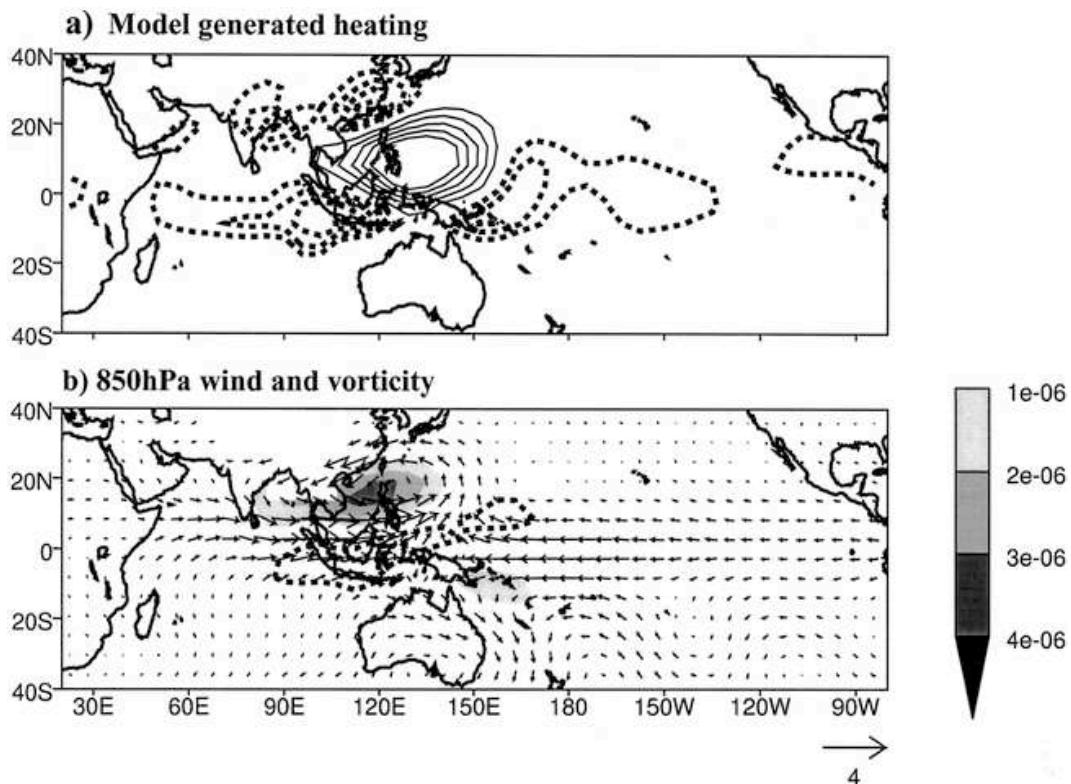


Figure 3.4 (a) Anomalies de chauffage générée par le modèle linéaire barocline d'Annamalai et Sperber (2005) en réponse aux anomalies positives de températures de surface de l'océan observées dans l'Océan Pacifique Ouest. Les anomalies positives sont en trait continu (intervalle de 0,2 Kjour⁻¹), les négatives en pointillés (intervalle de 0,1 Kjour⁻¹). (b) Réponse dynamique saisonnière à 850 hPa (vecteurs, ms⁻¹) et vorticité relative (niveaux de gris, s⁻¹).

3.2.2 Lien entre variabilité intrasaisonnière et profondeur de la couche de mélange dans la région Indo-Pacifique

La figure 3.5 montre l'évolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière et de la moyenne mensuelle de la profondeur de la couche de mélange océanique. A l'exception notable de juin et juillet dans l'Océan Indien équatorial, les maxima de variabilité intrasaisonnière sont associés à une profondeur de la couche de mélange de l'ordre de 25-35 mètres, en hiver dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur et au Nord de l'Australie, en avril dans l'Océan Indien équatorial, en mai et juin dans l'Océan Indien Nord, pendant l'été dans la Mer de Chine et le Pacifique tropical nord-ouest et dans la Baie du Bengale Ouest en automne. Plusieurs facteurs peuvent expliquer le fait que les distributions spatiales de variabilité intrasaisonnière importante et de couche mélangée fine ne se correspondent cependant pas exactement :

- L'existence de perturbations intrasaisonnières principalement liée à la dynamique atmosphérique (Kemball-Cook et Wang, 2001 en été par exemple) et se propageant dans la région, ou l'interaction dynamique entre plusieurs bassins (Annamalai et Sperber, 2005).
- Les régions de faible convection moyenne (régime subsident) ne peuvent connaître de fortes variations de la convection, malgré la faible profondeur de la couche de mélange océanique.
- Les perturbations des flux de surface peuvent avoir un effet non local si un vent moyen advecte la chaleur latente et sensible, il peut y avoir un décalage spatial entre la région de forte variabilité des flux et de la convection (Maloney et Esbensen, 2005).
- L'évolution saisonnière des moussons a un impact fort sur l'évolution moyenne de la profondeur de la couche de mélange. En mai, par exemple, dans la Mer d'Arabie, la couche mélangée est peu profonde (25-35 mètres) avec peu de variabilité intrasaisonnière, en Juin la variabilité intrasaisonnière augmente fortement en association avec le déclenchement de la mousson à grande échelle (comme nous le verrons) ce qui approfondit la couche de mélange. Une étude plus détaillée de l'évolution temporelle dans cette région est nécessaire pour comprendre le lien entre la variabilité intrasaisonnière et la profondeur de la couche de mélange (étude ne pouvant être menée à partir de la climatologie mensuelle de Boyer Montégut et al, 2005).

La figure 3.6 représente pour chaque point de grille de la région d'étude la moyenne mensuelle de la variabilité intrasaisonnière en fonction de la profondeur de la couche de mélange, pour les régions dont l'OLR moyen est inférieur à 250 Wm^{-2} (afin de limiter l'impact du deuxième point ci-dessus). Malgré la grande dispersion des points, on observe un maximum moyen de la variabilité intrasaisonnière pour une profondeur de la couche de mélange entre 25-35 mètres. La moyenne de la variabilité intrasaisonnière étant plus faible pour les couches de mélange de profondeur inférieure ou supérieure, cette tendance est cohérente avec les résultats de Maloney et Sobel (2004) présentés dans la figure 3.1a.

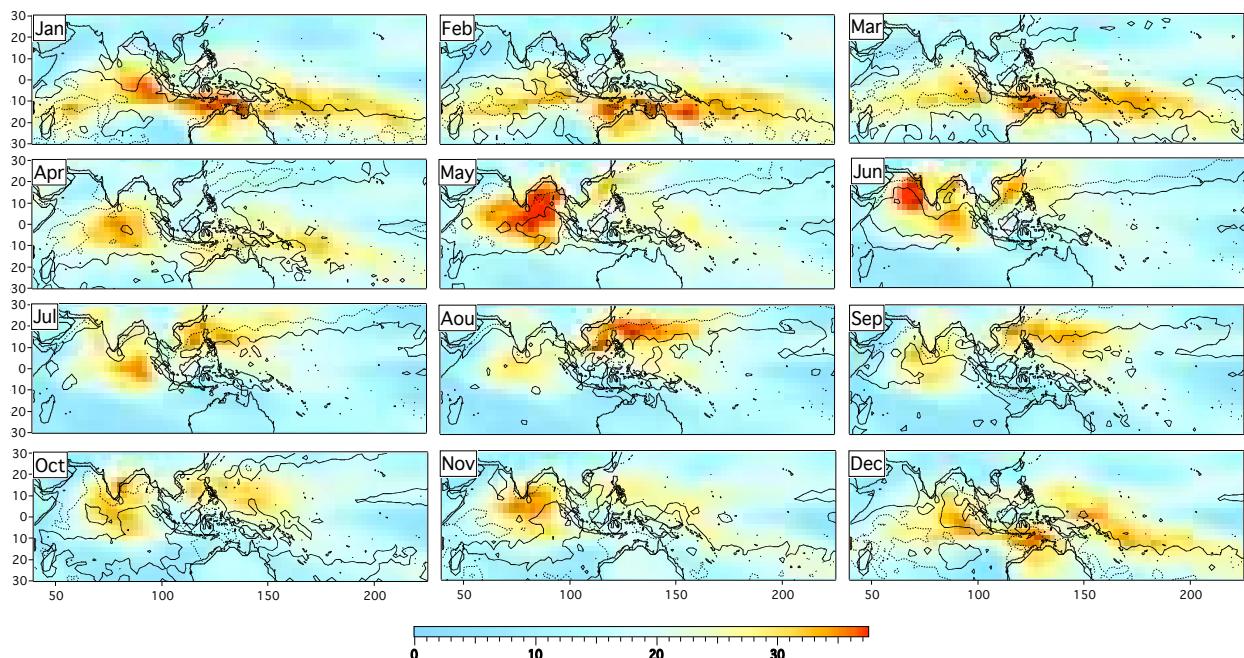


Figure 3.5 Comme figure 3.3 mais les contours représentent la profondeur de la couche de mélange océanique (de Boyer Montégut et al, 2005) en pointillés : 25m, en trait continu : 35m.

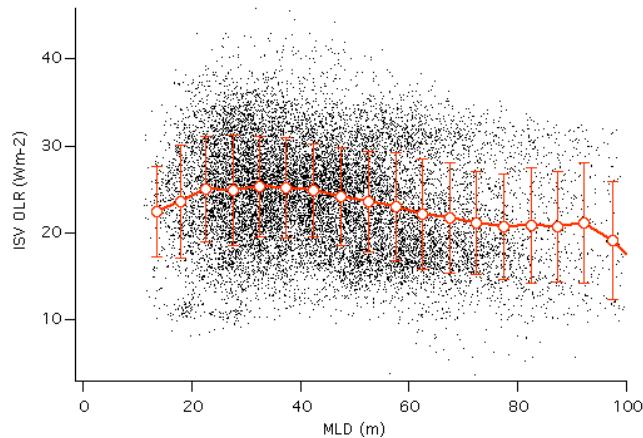


Figure 3.6 Amplitudes moyennes mensuelles de la variabilité intrasaisonnière de l'OLR en fonction de la profondeur de la couche de mélange océanique pour chaque région de $2,5^\circ \times 2,5^\circ$ pour laquelle la moyenne de l'OLR est inférieure à 250 Wm^{-2} (régions « convectives »).

3.2.3 Les régions de moussons Indo-Pacifique

Le renforcement très marqué de la variabilité intrasaisonnière moyenne en mai et juin au-dessus de la Baie du Bengale et de la Mer d'Arabie nous pousse à diriger notre étude sur le lien entre celle-ci et le déclenchement de la mousson en particulier. C'est dans ce but qu'un indice simple de déclenchement de mousson est construit (voir chapitre 2) : l'Indice Moyen de Déclenchement des Précipitations (IMDP) qui donne aussi la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP). Un seuil ad hoc de $-1 \text{ Wm}^{-2} \text{ j}^{-1}$ pour l'IMDP est choisi pour définir les régions de mousson (déclenchement brusque et reproductible des précipitations à l'échelle saisonnière). La figure 3.7 représente ces régions et la DMDP locale pour la région indopacifique. Notre indice définit comme région de mousson d'hiver l'Océan indien ouest. Rappelons que notre indice est régional et n'est pas basé sur des critères de dynamiques de grande échelle. Il est toutefois intéressant à remarquer que de décembre à mars, la circulation de grande échelle, caractérisée par un flux transéquatorial de vents d'ouest dans les basses couches de l'atmosphère et au sud de l'équateur, est en effet proche d'une circulation de mousson (chapitre 1, figure 1.3). En utilisant cette approche, l'identification des régions de mousson concorde avec les résultats obtenus par les méthodes plus ou moins sophistiquées décrites par Wang et Ho (2002) et Wang et Ding (2006). Notons néanmoins que l'indice de mousson au-dessus de l'Océan Pacifique sud-ouest est encore plus faible dans notre cas que dans ces deux études. Ainsi, nous ne considérerons pas cette région comme une région de mousson.

La figure 3.7 montre de façon particulièrement claire la distribution spatiale de la DMDP liée à l'évolution saisonnière de la mousson asiatique d'été. Fin mai – début juin, après le « faux » déclenchement de la mousson indienne dans le sud de la baie du Bengale, se déclenche la convection dans la mer d'Arabie. Ce déclenchement de la mousson indienne est directement suivi du développement de la convection dans le nord de la baie du Bengale. Celle-ci se propage ensuite vers le nord, au-dessus de la péninsule Indienne. La baie du Bengale, la mer d'Arabie et le nord de l'Inde sont caractérisés par les plus importants indices de mousson. Comme prévu, le nord-ouest de l'Inde est la dernière région où la convection se déclenche de manière climatologique. Parallèlement, la convection se déclenche dans le sud de la mer de Chine en mai. De là, la convection se propage vers le sud-est, avant de remonter vers l'Océan Pacifique nord ouest, pour lequel la DMDP est en juillet (voir aussi table 3.1).

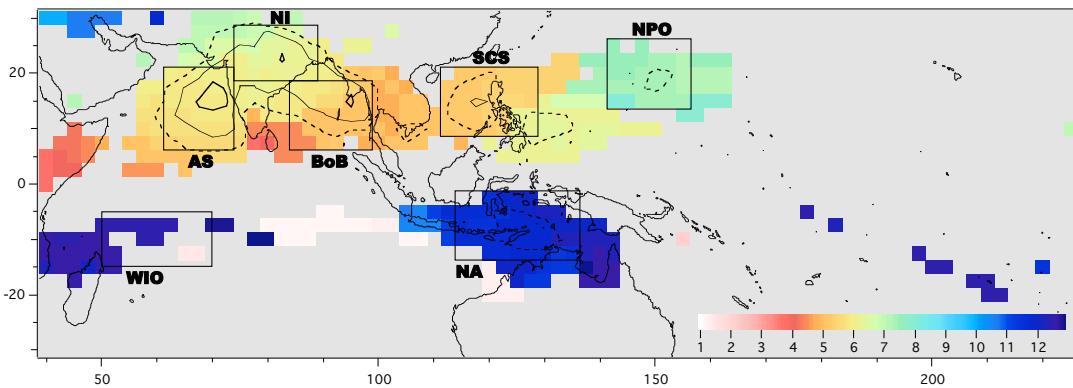


Figure 3.7 Régions de mousson et Dates Moyennes de Déclenchement des Précipitations (DMDP) déterminées par la dérivée temporelle négative la plus importante dans le cycle saisonnier quotidien climatologique (1979-2004). Les dates sont en couleur et les valeurs des dérivées à ces dates sont, en $\text{Wm}^{-2}\text{jour}^{-1}$: -1.5 (tirets) ; -2 (trait continu) ; et -2.5 (trait continu gras). Les régions de moussons correspondent aux dérivées inférieures à $-1 \text{ Wm}^{-2}\text{jour}^{-1}$. Les sept régions sont l'Océan Indien Ouest (OIO), l'Australie Nord (AN), la Mer d'Arabie (MA), l'Inde du Nord (IN), la Baie du Bengale (BB), la Mer de Chine (MC) et l'Océan Pacifique du nord-ouest (OPNO).

Pendant l'hiver boréal, la convection se déclenche en moyenne de la manière suivante : dans l'Océan Indien, la convection se déclenche en décembre, alors qu'il faut attendre janvier pour qu'elle se déclenche dans l'Océan indien central. Au-dessus du nord de l'Australie, la DMDP est en novembre et ainsi plus tôt que la date de déclenchement de mousson donnée par Hendon et Liebmann (1990). Ceci peut être attribué au fait que la région définie par notre indice est plus équatoriale donc plus caractéristique des mers du Timor et d'Arafura que du nord du continent australien. Nous définissons sept régions de mousson sur la base de l'importance de l'indice de mousson et de l'homogénéité des DMDP (figure 3.7). À l'exception de l'Inde du Nord, ces régions sont toutes océaniques. Notons finalement que pour les périodes autour de la DMDP, la climatologie de Boyer Montégut et al (2005) est fiable (peu d'erreur due à la stratification haline en surface) pour les 6 régions océaniques définies ici (Chapitre 2, voir figure 2.8).

3.3 **Evolutions régionales et lien avec la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP)**

Nous allons maintenant étudier les liens régionaux entre la variabilité intrasaisonnière et l'évolution saisonnière de la mousson et particulièrement son déclenchement pour les régions définies précédemment. Comme notre approche est purement locale sans prise en compte de l'organisation spatiale et des caractéristiques propagatives des perturbations convectives, ces liens régionaux ou leur absence seront interprétés selon la théorie exposée par Sobel et Gildor (2003) puis testés dans différents modèles par Maloney et Sobel (2004).

3.3.1 **Cycles saisonniers de l'océan de surface**

La figure 3.8 représente les cycles saisonniers des OLR, températures de surface et vents à 850 hPa ainsi que de leur variabilité intrasaisonnière pour les régions définies sur la figure 3.7. Ces cycles saisonniers sont mis en parallèle avec l'évolution mensuelle de la profondeur de la couche de mélange océanique (de Boyer Montégut et al, 2004). Les six régions océaniques connaissent un maximum de température de surface de l'océan au voisinage de la DMDP (figure 3.8a). Après la DMDP, deux types de comportement de la température de surface océanique sont observés : pour l'Océan Pacifique Nord, la mer de Chine, l'Océan Indien Ouest et le Nord de l'Australie, la température de surface océanique varie peu ; pour la mer d'Arabie

et la Baie du Bengale, elle décroît clairement après la DMDP et donne un minimum secondaire au cœur de l'été. Cette décroissance correspond à une augmentation très forte de la profondeur de la couche de mélange océanique. Cet approfondissement de la couche de mélange océanique est lié à la mise en place du flux de mousson dans les basses couches atmosphériques. Cette diminution saisonnière de la température après la DMDP peut être imputable non seulement à la diminution du flux solaire incident du fait de son occultation par les nuages (diminution saisonnière de l'OLR moyen), mais de plus à l'augmentation du vent de surface associé au flux de mousson (jet de basses couches) via deux processus distincts. D'une part, l'augmentation du vent de surface entraîne une augmentation du flux de chaleur latente de l'océan vers l'atmosphère. D'autre part, l'augmentation de la tension de vent à la surface entraîne une augmentation du flux de moment turbulent vers l'océan, occasionnant l'approfondissement observé de la couche de mélange, ce qui a pour effet de mélanger les eaux chaudes de surface avec les eaux plus froides en dessous. Ce phénomène est perceptible au Nord de l'Australie et dans l'Océan Indien Ouest, mais avec une amplitude beaucoup plus faible (figure 3.8a). En effet, pour ces deux régions, le flux de basses couches associé à la circulation de type mousson est plus faible. Ainsi, l'évolution saisonnière de la couche mélangée est fortement corrélée à la vitesse du vent de basses couches pour l'ensemble des six régions océaniques pendant l'été correspondant (voir figure 3.8b). Pendant l'hiver boréal, les vents de basses couches sont faibles au-dessus des régions de l'hémisphère nord et l'approfondissement de la couche de mélange observé principalement dans la mer d'Arabie et le Pacifique Nord est donc probablement dû à la convection océanique. Pour la région de l'Océan Indien Ouest, la vitesse des vents de basses couches et la profondeur de la couche mélangée sont toutes les deux maximales pendant l'été boréal à cause des vents de sud-est liés à la mousson indienne.

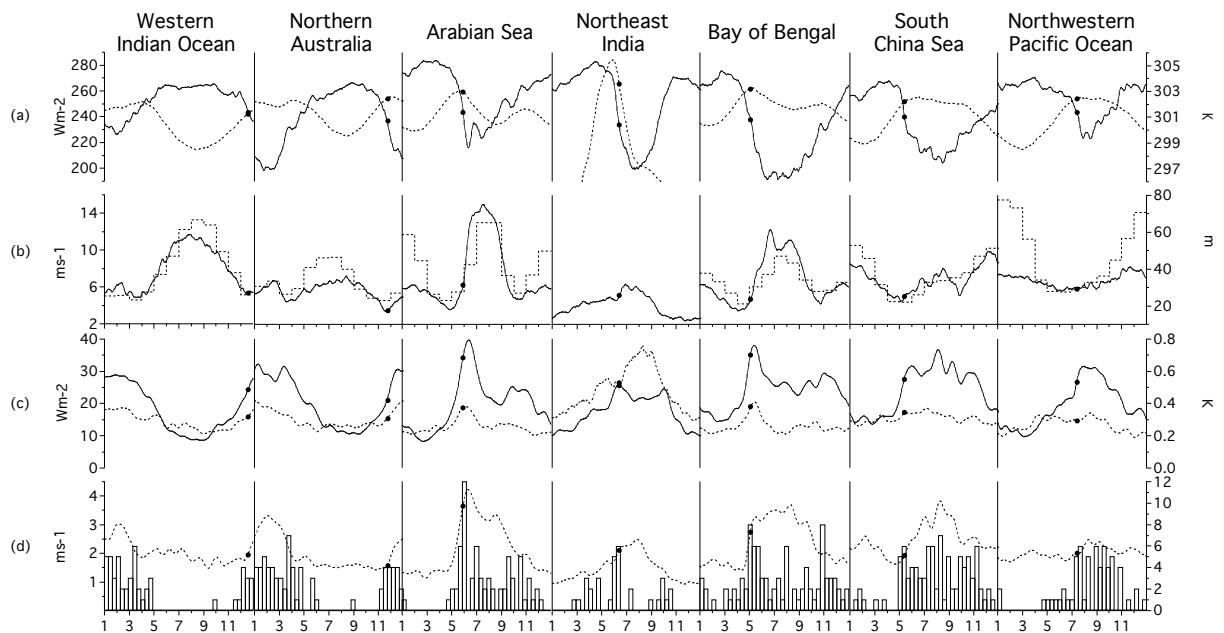


Figure 3.8 Cycles saisonniers régionaux de (a) l'OLR (trait continu) et la température de surface (tirets) ; (b) la vitesse du vent à 850 hPa (trait continu) et la profondeur de la couche de mélange (tirets). Cycles saisonniers régionaux de l'écart type dans la bande 20-90 jours de (c) l'OLR (trait continu) et la température de surface (tirets) ; (d) la vitesse du vent à 850 hPa (pointillés) et la distribution (par décades) des plus forts événements convectifs intrasaisonnières. Les points noirs représentent la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP, voir Table 3.1).

3.3.2 Cycles saisonniers de la variabilité intrasaisonnière

Deux types de cycles saisonniers de la variabilité intrasaisonnière sont observables selon les régions et les cycles saisonniers de l'océan de surface :

- Pour la Mer d'Arabie et la Baie du Bengale, la variabilité intrasaisonnière de la convection est maximale au voisinage de la DMDP. Ce maximum de variabilité de la convection est associé à un maximum de la variabilité de la température de surface de l'océan. Rappelons que cette dernière est très sûrement sous-estimée dans les données Reynolds (Duvel et Vialard, 2006). Pour les deux régions, la variabilité intrasaisonnière de la convection décroît alors pendant la mousson pour ensuite augmenter et atteindre un maximum secondaire en automne. Cette évolution de la variabilité intrasaisonnière est très clairement liée à celle de la profondeur de la couche de mélange. Le déclenchement de la mousson associé au maximum de variabilité intrasaisonnière correspond à un approfondissement de la couche mélangeée d'environ 20-30 mètres à 45 ou 70 mètres selon la région. Quand, par la suite, la couche mélangeée est profonde (en juillet-août) la variabilité intrasaisonnière baisse rapidement sur ces deux régions. La figure 3.9 (McCreary et al, 2001) illustre cet approfondissement saisonnier de la couche de mélange pour l'année 1995 dans la Mer d'Arabie. L'évolution de la profondeur de la couche mélangeée en 1995 est très proche de l'évolution climatologique moyenne (Figure 3.8b). Fin mai début juin, au voisinage de la DMDP (la mousson se déclenche entre le 30 mai et le 10 juin en 1995 voir figure 3.9), la couche mélangeée observée dans la Mer d'Arabie s'approfondie brusquement.

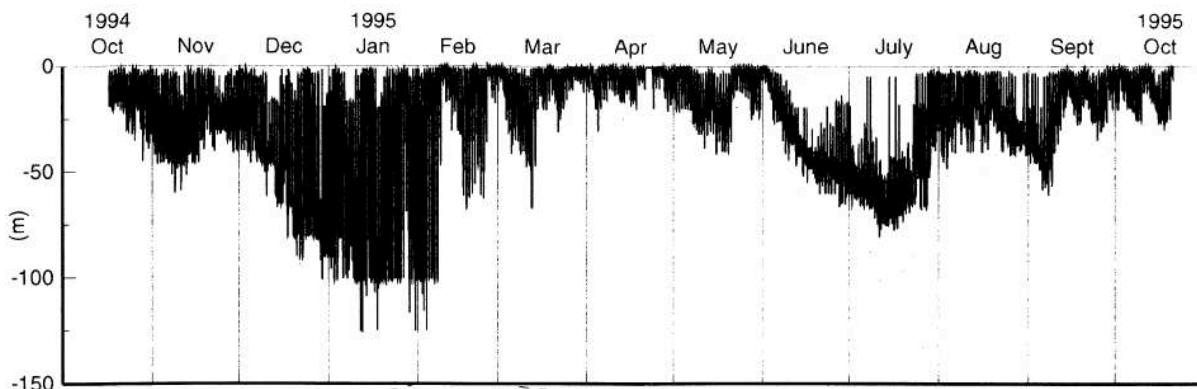


Figure 3.9 Estimation de la profondeur de la couche de mélange océanique en mètres d'après les mesures effectuées par le mouillage du Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI) à 61,5° Est, 15,5° Nord. Figure issue de McCreary et al (2001).

L'évolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière de la convection pendant l'été boréal dans la Mer d'Arabie et la Baie du Bengale est comparable à celle qui est au-dessus de l'Inde du Nord, or la profondeur de la couche de mélange ne peut être invoquée pour expliquer le cycle saisonnier particulier de la variabilité intrasaisonnière dans cette région continentale. Les deux maxima de variabilité intrasaisonnières au-dessus de l'Inde correspondent aux maxima au-dessus de la Mer d'Arabie en été et de la Baie du Bengale et de la Mer d'Arabie en automne suggérant que la variabilité sur le continent est en partie forcée par celle qui est au-dessus des régions océaniques voisines.

Une différence dans les cycles saisonniers des différentes variabilités intrasaisonnières doit être notée entre la Baie du Bengale et la Mer d'Arabie. Alors que la variance du vent de basses couches est maximale près de la DMDP pour la Mer d'Arabie, au-dessus de la Baie du Bengale, elle l'est au cœur de la mousson. Comme suggéré par la figure 3.3, ceci est très probablement associé à la forte variabilité intrasaisonnière de la convection plus à l'Est qui est maximale en juillet-août. Ceci sera illustré plus loin par les cartes relatives aux DMDP par régions (voir figure 3.4 et 3.13).

- Pour la Mer de Chine et le Pacifique nord au contraire, la variabilité intrasaisonnière de la convection est forte depuis la DMDP correspondante jusqu'à la fin de la saison de

mousson. Cette forte variabilité intrasaisonnière persistante est associée à une importante variabilité de la température de surface de l'océan rendue possible par une couche mélangée qui reste fine tout au long de la saison de mousson. Pour l'Océan Pacifique Nord, le vent est faible et varie peu à l'échelle intrasaisonnière malgré l'importante variabilité de l'OLR en juillet et août. Ceci contribue très certainement à maintenir une couche mélangée fine et réactive aux perturbations de flux de surface à l'échelle de temps intrasaisonnière ce qui permet une variabilité intrasaisonnière importante tout au long de la saison de mousson.

Pour les deux régions de l'hémisphère Sud, les variabilités intrasaisonnières des trois paramètres sont bien corrélées avec un maximum en janvier. Il est intéressant de noter l'analogie du comportement des paramètres au-dessus de ces régions avec celui des paramètres de la Baie du Bengale et de la Mer d'Arabie. La variabilité intrasaisonnière de la convection diminue légèrement en février-mars en association avec une augmentation des vents de basses couches et de la profondeur de la couche de mélange. Cependant, l'approfondissement de la couche mélangée n'est pas suffisant (elle reste autour de 30 mètres) pour qu'une baisse importante de la variabilité intrasaisonnière soit visible en moyenne. Ces deux régions comme les précédentes ont une forte activité intrasaisonnière tout au long de leur période de mousson.

	Océan Indien Ouest	Nord de l'Australie	Mer d'Arabie	Inde du Nord	Baie du Bengale	Mer de Chine	Océan Pacifique nord-ouest
Nombre de forts événements intrasaisonniers	52	70	68	32	92	94	61
Période moyennes et écart types (jours)	32±6	35±8	33±8	33±8	34±8	32±7	29±6
DMDP	15/12	19/11	28/05	12/06	03/05	13/05	12/07
Nombre de forts événements à ±20 jours de la DMDP	13	14	20	12	21	17	12

Table 3.1 Nombre de forts événements convectifs intrasaisonniers correspondants à une différence plus grande que 40 Wm^{-2} , leurs périodes moyennes et écart types (jours) ; la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP), et le nombre d'événements à ± 20 jours de la DMDP qui sont utilisés pour les composites des événements de déclenchement de la mousson.

3.3.3 Définition et distribution saisonnière des forts événements intrasaisonniers

La correspondance entre le déclenchement de la mousson et un événement intrasaisonnière est probablement importante pour la prédictibilité saisonnière de la mousson et pour la compréhension de la physique de la variabilité intrasaisonnière du climat tropical. Cependant, l'étude d'une telle correspondance se heurte à la difficulté de définir sans ambiguïté par région et pour une année la date de déclenchement de la mousson. La méthode utilisée pour détecter le déclenchement de la mousson à partir du cycle saisonnier moyen n'est évidemment pas applicable pour une année particulière. En effet, la plus forte diminution détectée dans le signal brut ou intrasaisonnière n'a pas de raison a priori d'être associé à un déclenchement de mousson. Il y a un quasi-continuum d'amplitudes et de durées d'événements convectifs qui rendent difficiles la définition d'un déclenchement de mousson : pour une certaine région, une mousson peut commencer par une série de faibles événements convectifs ou par un fort événement lié à une perturbation intrasaisonnière organisée à grande échelle. Afin, d'étudier la correspondance entre la mousson et la variabilité intrasaisonnière, les caractéristiques moyennes des plus forts événements convectifs ayant lieu au voisinage de la DMDP sont analysées au moyen de composites. Nous examinerons ainsi la relation entre ces forts événements intrasaisonnières repérés dans le signal d'OLR et les variations en marche d'escalier des différents paramètres qui sont caractéristiques d'un déclenchement de mousson. En effet, un déclenchement de mousson est un changement brusque et durable de la moyenne de certains paramètres dont l'OLR.

Il faut donc tout d'abord définir ce que l'on entend par « forts événements intrasaisonnières ». Par analogie avec la définition de la DMDP, les dates des plus forts événements convectifs sont définies en considérant la phase descendante du signal intrasaisonnière $\Re(\tilde{X}_f(t))$ de l'OLR. Ces forts événements intrasaisonnières sont sélectionnés par un seuil sur la différence entre un maximum local et le minimum suivant dans le signal filtré $\Re(\tilde{X}_f(t))$ de l'OLR moyenné sur une région définie sur la figure 3.7. Ce seuil est simplement défini comme la moyenne de ces différences augmentée d'un écart type pour l'ensemble des 7 régions soit 40 Wm^{-2} . La date d'un événement fort est simplement la date de la plus forte diminution d'OLR. En moyenne, par cette méthode, deux à trois événements intrasaisonnières forts sont définis par an et par régions pour les 25 ans sur lesquels porte l'analyse. Ces événements ont des périodes d'environ 30-35 jours (± 7 jours, voir Table 3.1). Il y a une très nette association entre la distribution de ces forts événements intrasaisonnières au cours de l'année et le cycle saisonnier moyen de la variabilité intrasaisonnière (Figure 3.8c et 3.8d). Au-dessus de la Mer d'Arabie, de l'Inde du Nord et de la Baie du Bengale, les plus forts événements intrasaisonnières ont clairement lieu le plus souvent au voisinage de la DMDP (Figure 3.8b) avec un second maximum pendant le retrait de la mousson. Cependant, pour les autres régions de moussons, le lien entre les DMDP et les plus forts événements intrasaisonnières reste à peine détectable.

3.3.4 Déclenchement des précipitations et forts événements intrasaisonnières

Une fois les forts événements intrasaisonnières définis, il faut construire les composites de ceux d'entre eux qui sont associés à la DMDP. Pour construire les composites, seuls les forts événements intrasaisonnières dont la date se situe à moins de 20 jours de la DMDP sont retenus. On retient ainsi seulement une douzaine d'événements pour l'Inde du Nord et l'Océan Pacifique nord-ouest mais 20 et 21 événements pour la Mer d'Arabie et la Baie du Bengale respectivement, soit presque un par an (Table 3.1). La distribution saisonnière des forts événements intrasaisonnières (Figure 3.10) montre clairement qu'il y a un groupe d'événements autour de la DMDP pour la plupart des régions. Parmi les forts événements intrasaisonnières, les plus forts d'entre eux sont concentrés autour de la DMDP pour la Mer d'Arabie et l'Inde du Nord. Dans la Baie du Bengale, il y a deux groupes des plus forts événements, l'un est associé à la DMDP l'autre, en novembre, au retrait de la mousson. Au-dessus de la Mer de Chine, les plus forts événements intrasaisonnières ont lieu en juillet et août. Plus généralement, les plus forts événements ont lieu pour les périodes correspondant à une variabilité intrasaisonnière moyenne forte (figures 3.3 et 3.8c) et quand le nombre d'événements forts est important (figure 3.8d). Ceci suggère un lien intéressant entre la probabilité d'avoir un événement convectif intrasaisonnière et son amplitude pour chaque étape de la saison de mousson. Ainsi, pour les événements proches de la DMDP, le composite est effectué sur le signal brut moyenné sur 5 jours des trois paramètres (OLR, température et vitesse du vent à 850 hPa, voir figure 3.11). L'origine de l'axe des abscisses de la figure 3.11 est centrée sur les cinq jours de la plus importante diminution d'OLR (la date de repérage des événements forts) et sert de référence au composite.

Pour les trois paramètres et les 7 régions, la différence dans les composites avant et après l'événement intrasaisonnière est en accord avec les différences saisonnières moyennes relatives à la DMDP (voir figures 3.8a, 3.8b et 3.11). Ceci montre que les composites régionaux sont bien représentatifs du déclenchement de la mousson. Comme précédemment, deux tendances fortes se dessinent suivant les régions.

Au-dessus de la Mer d'Arabie et de la Baie du Bengale, le composite montre clairement une augmentation importante de la vitesse de vent de basses couches et un refroidissement important de la surface de l'océan pendant l'événement convectif intrasaisonnière. Le développement de la convection sur ces deux régions suit le maximum de température de surface océanique qui peut aussi correspondre à la formation de Couches de Réchauffement Diurne (chauffage diurne des couches de surface de l'océan du fait d'un fort ensoleillement et de vents de surface faibles, voir chapitre 5) comme le vent moyen d'avant la perturbation convective est faible. Pour la Mer

d'Arabie, l'OLR atteint clairement un second maximum 15 jours après le minimum associé au déclenchement de la mousson. Ce fait est remarquable car le composite est effectué sur le signal brut. Ceci suggère que les événements liés au déclenchement de la mousson au-dessus de la Mer d'Arabie ont une échelle de temps bien déterminée correspondant à une durée d'environ 30 jours. Au-dessus de la Baie du Bengale, la pause de l'activité convective dans le composite est plus faible, l'OLR restant relativement faible après le déclenchement ce qui suggère une durée de l'événement lié au déclenchement de la mousson moins reproductible. Au-dessus du continent indien, cette pause est à peine visible ce qui suggérera une durée du premier événement intrasaisonnier fort encore plus variable d'une année à l'autre. Sur l'Inde, le déclenchement de la mousson est en fait semblable à une fonction d'Heaviside qui serait suivie de fluctuations d'échelles de temps courtes de l'activité convective liée aux variabilités synoptiques (pics spectraux à 10 et 15 jours et exemple d'évolution pour quatre étés, figure 3.12) et diurne (Yang et Slingo, 2001). En effet, la variabilité diurne de la température de surface sur les continents est très importante et tend à déclencher la convection chaque jour, consommant ainsi l'instabilité statique qui ne peut s'accumuler sur des échelles de temps plus longues.

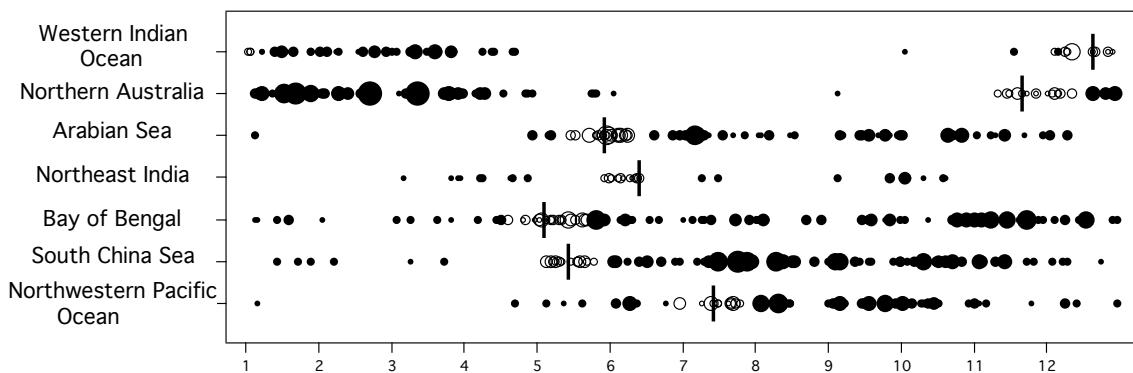


Figure 3.10 Distribution des plus forts événements convectifs intrasaisonnières (cercles) avec un cercle vide pour ceux qui se situent à moins de 20 jours de la DMDP. La taille des cercles est proportionnelle à l'amplitude de l'événement (différence entre le maximum d'OLR filtré et le minimum suivant de 40 à 110 Wm^{-2}). La DMDP est repérée pour chaque région par le trait vertical.

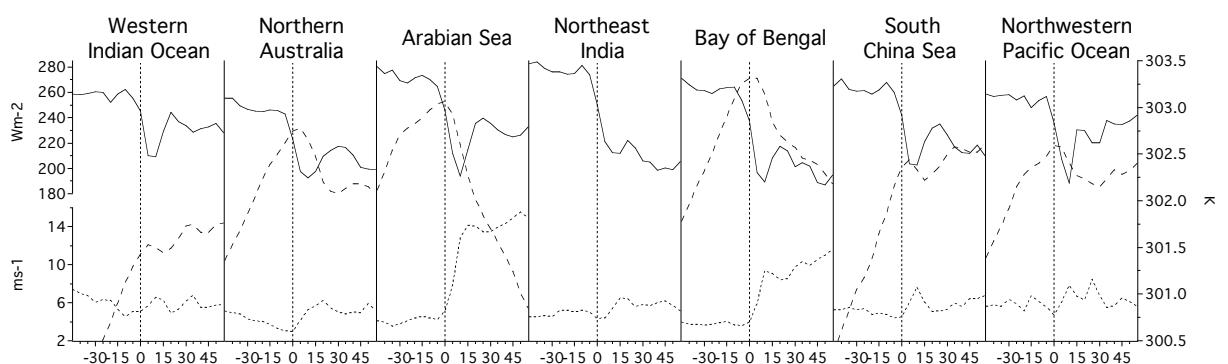


Figure 3.11 Composites des signaux régionaux moyennés sur 5 jours pour les forts événements convectifs intrasaisonnières repérés à moins de 20 jours de la DMDP pour l'OLR (trait continu), la vitesse du vent à 850 hPa (pointillés) et la température de surface de l'océan (tirets). L'origine de l'abscisse est le moment de maximum de diminution de l'OLR.

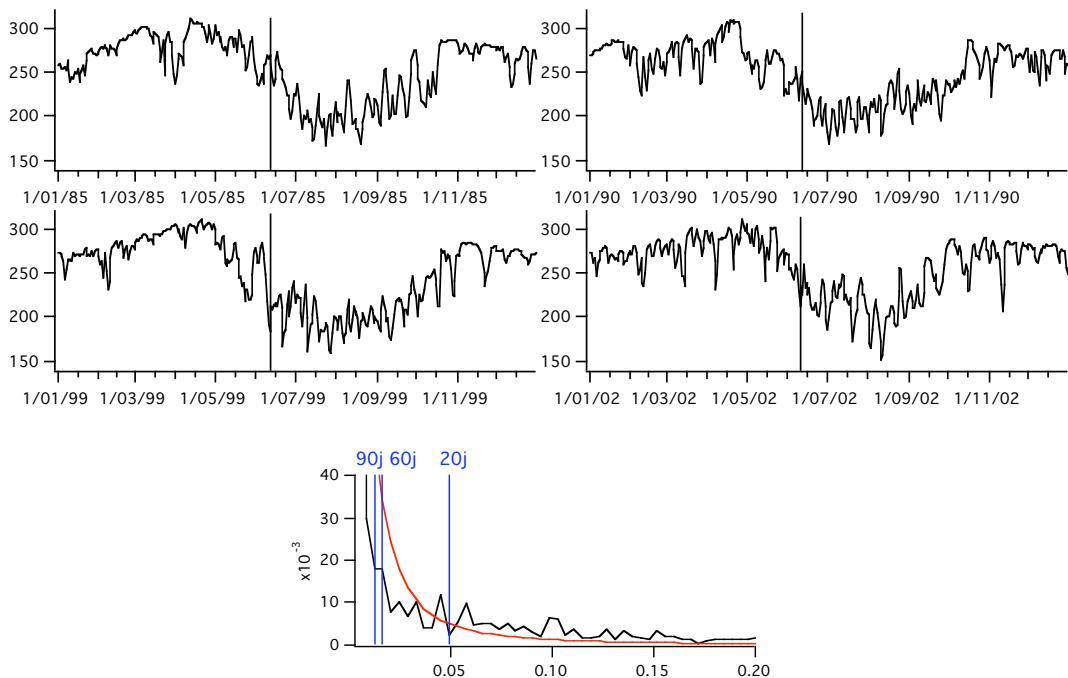


Figure 3.12 (haut) Evolutions quotidiennes de l'OLR sur la région Inde du Nord pour 1985, 1990, 1999 et 2002 (évolutions représentatives des autres années). La DMDP est repérée par le trait vertical. **(bas)** spectre de puissance moyen du signal d'OLR (normalisé) pour l'été (calculé sur avril-novembre avec une fenêtre de Welch pour 1998-2003) et bruit rouge moyen correspondant pour la région de l'Inde du nord-est.

Pour la mousson australienne, le composite ressemble par certains côtés à ceux de la Mer d'Arabie et de la Baie du Bengale avec une association claire entre l'événement intrasaisonnière et le déclenchement moyen des précipitations. Une perturbation d'une durée moyenne de 30 jours est visible dans le composite d'OLR, la vitesse du vent de basses couches augmente en réponse au déclenchement de la convection, de plus elle reste plus élevée par la suite, et la température de surface de l'océan décroît durablement.

Pour les trois régions restantes, l'Océan Indien Ouest, la Mer de Chine, l'Océan Pacifique Nord, les composites de l'OLR et de la vitesse du vent à 850 hPa sont bien caractéristiques d'une perturbation intrasaisonnière avec une période bien déterminée de 20 jours pour le Pacifique Nord et 30 jours pour les deux autres régions. Cependant, ces perturbations ne correspondent pas à des changements de la moyenne entre avant et après l'événement (à une « marche d'escalier »). Il n'y a en effet pas d'augmentation saisonnière du vent moyen après la DMDP pour ces régions. En conséquence, au contraire de la Baie du Bengale et de la Mer d'Arabie, la profondeur de la couche de mélange est peu affectée par le déclenchement de la mousson de grande échelle et la température de surface de l'océan décroît légèrement en association avec la perturbation de vent, puis remonte plus ou moins rapidement (Figure 3.11). On a donc une simple régulation de la température de surface océanique par la convection associée à la mousson, la couche de mélange restant réactive (peu profonde) à l'échelle intrasaisonnière maintenant des conditions favorables pour de nouveaux déclenchements d'événements intrasaisonnières au cours de la saison de mousson.

Ainsi, pour certaines régions (Mer d'Arabie, Baie du Bengale), le premier événement intrasaisonnière est associé au déclenchement de la mousson de grande échelle et à l'approfondissement soudain et important de la couche de mélange océanique. La température de surface devient ensuite froide et les variabilités intrasaisonnières de température de surface et d'OLR diminuent. Tandis que pour d'autres, aucune circulation soutenue de jet mousson ne se

met en place après le premier événement intrasaisonnière, ou alors trop faiblement (Australie Nord). Pour ces dernières régions, la couche de mélange reste fine et réactive à l'échelle de temps intrasaisonnière et la variabilité intrasaisonnière de l'OLR et de la température de surface reste élevée tout au long de la période de mousson. La région continentale de l'Inde du Nord peut être interprétée comme une région océanique dont la couche mélangée serait très fine. Après une transition brutale du signal d'OLR dont la signature spectrale s'étend jusqu'à l'échelle intrasaisonnière, il y a une très faible variabilité intrasaisonnière pendant la période de mousson.

Il semble donc, sur la base de l'analyse moyenne des comportements de ces trois paramètres qu'une couche de mélange optimale de 20-30m (voir Figure 3.8b et 3.8c) soit nécessaire à une forte variabilité intrasaisonnière. Si elle est trop fine (équivalence avec l'Inde du Nord) ou trop profonde (Mer d'Arabie et Baie du Bengale en juillet et en août) les échanges d'énergie sont trop peu efficace à l'échelle intrasaisonnière pour organiser efficacement la variabilité atmosphérique à cette échelle. Cette étude sur les climatologies observées corrobore l'étude de modélisation de Maloney et Sobel (2004). Cette précédente étude avait montré en utilisant un Modèle de Circulation Globale couplé à une couche limite océanique et le modèle à une dimension de Sobel et Gildor (2003) que l'amplitude des perturbations intrasaisonnières équatoriale (OMJ) des précipitations était fonction de la profondeur de la couche de mélange océanique locale. Ils avaient de même montré qu'un optimum existait aux alentours de 20 mètres. En deçà, la couche de mélange trop fine contient trop peu d'énergie pour l'échanger efficacement aux échelles de temps intrasaisonnière avec l'atmosphère (les plus courtes échelles de temps sont alors vraisemblablement favorisées). Au-delà de cet optimum, la couche de mélange n'est pas assez réactive à l'échelle de temps intrasaisonnière. L'échange d'énergie entre la couche mélangée et l'atmosphère par l'intermédiaire des flux de surface n'est alors pas efficace.

3.3.5 Structures des forts événements intrasaisonnières associés aux déclenchements des précipitations

Sur la figure 3.11, il est clair que la perturbation de vent de basses couches est une réponse à la convection qui serait elle-même déclenchée par l'augmentation de la température de surface (Annamalai et Sperber, 2005). On étudie cette réponse dynamique aux forts événements intrasaisonnières au voisinage des DMDP et à ceux du reste de la saison de mousson en construisant des cartes composites d'anomalies sur les champs de vents à 850 hPa et d'OLR bruts entre les dates repérant le minimum et le maximum précédent de l'OLR filtré (20-90 jours). Les résultats pour chaque région sont présentés sur la figure 3.13. Ces résultats illustrent un certain nombre de caractéristiques de la variabilité intrasaisonnière :

- L'extension spatiale des perturbations de convection liés au déclenchement régional moyen des précipitations (DMDP) et de celles du reste de la période de mousson est bien de l'échelle du bassin.
- Les régions pour lesquelles les événements intrasaisonnières sont particulièrement forts et reproductibles par rapport à ceux du reste de la saison (Mer d'Arabie, Inde du Nord et Baie du Bengale) se retrouvent bien dans ces composites. Pour ces régions, les perturbations convectives composites et les réponses dynamiques associées après la DMDP (au cœur et à la fin de la saison de mousson) sont faibles comparées à celles des régions connaissant une activité intrasaisonnière répartie de manière homogène pendant la saison de mousson (Océan Indien Ouest, Nord de l'Australe, Mer de Chine et Océan Pacifique nord-ouest).
- Le déclenchement moyen des précipitations au-dessus de l'Inde semble bien lié à une perturbation au-dessus de la Mer d'Arabie, ce qui est cohérent avec le lien suggéré par la figure 3.10 entre les forts événements intrasaisonnières associés à la DMDP pour ces deux régions.
- La réponse dynamique associée aux forts événements intrasaisonnières correspond bien à une réponse dynamique de type Gill au chauffage de la troposphère par la convection

(Gill, 1980). A l’exception de la Mer d’Arabie et de l’Inde du Nord pour les événements intrasaisonnières suivants la DMDP (au cœur et à la fin de la saison de mousson), les coups de vents d’Ouest associés à la convection sont visibles sur tous les composites.

- Pour la Mer d’Arabie et l’Inde du Nord la perturbation dynamique associée aux forts intrasaisonnières proches de la DMDP présente clairement les caractéristiques du jet de mousson transéquatorial. Cela suggère que le jet de mousson s’établit en réponse à un fort événement convectif intrasaisonnier dans la Mer d’Arabie. Cela est aussi vrai au Nord de l’Australie en hiver. De même, la réponse dynamique associée aux forts intrasaisonnières proches de la DMDP dans la Baie du Bengale présente les caractéristiques du « faux déclenchement » de mousson (Flatau et al, 2001).
- Les composites pour la Mer de Chine sont directement comparables à ceux d’Annamalai et Sperber (2005) (voir figure 3.4). Le flux trans-équatorial et les coups de vents d’ouest à l’ouest de la convection sont visibles sur la figure 3.13a de même que dans les résultats d’Annamalai et Sperber (2005) en figure 3.4. Pendant le reste de la saison, la réponse dynamique s’étend nettement au-dessus de la Baie du Bengale (figure 3.13b) et encore plus à l’Ouest de manière moins significative toutefois. Si l’on effectue ce même composite pour les événements intrasaisonnières pour les mois de juillet et août, connaissant des événements intrasaisonnières particulièrement forts (figure 3.10), on constate que la perturbation dynamique associée s’étend clairement au-dessus de l’ensemble de l’Océan Indien Nord (figure 3.14). Ainsi, la réponse dynamique linéaire au chauffage par la convection, initiée par l’augmentation de la température de surface de l’océan, pourrait bien expliquer la variabilité intrasaisonnière du vent de basses couches à l’ouest de la convection (au-dessus de l’Inde et de la Baie du Bengale, voir figure 3.3) pendant l’été.

3.4 Conclusion et Discussion

La variabilité intrasaisonnière de la convection au-dessus de la région indopacifique est fortement reliée à l’évolution saisonnière des moussons asiatique et australienne avec un lien particulièrement fort au-dessus de la Mer d’Arabie et de la Baie du Bengale. Pendant les mois de l’été boréal, l’évolution saisonnière moyenne de la profondeur de la couche de mélange océanique est aussi principalement modulée par les vents de surfaces (liés aux vents de basses couches). Pour la Mer d’Arabie et la Baie du Bengale, les forts vents de surfaces associés au flux de mousson approfondissent la couche mélangée. Ceci réduit la réactivité de la température de la couche de mélange au forçage par les flux de surface et peut expliquer la réduction de la variabilité intrasaisonnière au cœur de la mousson. Au contraire, les vents de basses couches moyens restent relativement faibles pour les autres régions de mousson océaniques. La couche de mélange reste alors relativement fine et sa température plus élevée et plus réactive à l’échelle de temps intrasaisonnière. Ces conclusions sont en accord avec les résultats de Malone et Sobel (2004) montrant que la variabilité intrasaisonnière de la convection est maximale pour une couche de mélange océanique autour de 20 mètres. Il faut de plus noter que la faible variabilité intrasaisonnière au-dessus des continents indien et australien (voir Figure 3.3) est en aussi en accord avec ce résultat dans la mesure où le sol peut être assimilé à une couche de mélange équivalente très fine et réactive ou à une Couche de Réchauffement Diurne qui, caractérisé par un cycle diurne en température très important, tendra à relaxer l’instabilité conditionnelle chaque jour.

L’étude présentée ici, ne se concentre pas sur l’organisation à grande échelle des perturbations intrasaisonnières de la convection dans la région indopacifique. Cependant, on peut se demander si une telle organisation à grande échelle est nécessaire pour l’existence de forts événements intrasaisonnières au-dessus d’un bassin. Les déclenchements d’événements intrasaisonnières importants en mai et juin dans l’Océan Indien Nord apparaissent en effet être plus reliés aux conditions locales à l’échelle du bassin (celle de nos régions) qu’à une

perturbation intrasaisonnière préexistante ou stationnaire de grande échelle. La figure 3.3 montre clairement que la variabilité intrasaisonnière est concentrée au nord de l’Océan Indien en mai et juin puis au-dessus de l’Océan Pacifique Nord en août. Les perturbations sur les différents bassins sont en interaction à distance via l’extension de la réponse dynamique (voir figure 3.4, 3.13 et 3.14). Ces interactions entre les bassins, modulées par l’évolution saisonnière de la mousson, sont partiellement reproductibles. Cependant, les phasages entre les événements sur différents bassins peuvent être sujet à une variabilité importante comme le suggère la faible représentativité (11% de la variance) de l’ACP cyclique d’Annamalai et Sperber (2005). Ceci remet en question la représentativité des résultats des démarches consistant en l’étude en composantes principales moyennes et stationnaires décrivant une oscillation intrasaisonnière entre les deux bassins (Wheeler et al, 2000 ; Wheeler et Hendon, 2004 ; Zhang et Dong, 2005). Goulet et Duvel (2000) ont déjà montré qu’en effet, les structures moyennes des oscillations intrasaisonnières indopacifique sont peu représentatives des événements intrasaisonnières individuels pendant l’été boréal. Duvel et Vialard (2006) ont de plus trouver que, si les structures des événements intrasaisonnières pour un bassin donné sont reproductibles, seuls quelques événements sont bien organisés sur l’ensemble de la région indopacifique. Ainsi les fortes spécificités trouvées pour les événements intrasaisonnières liés au déclenchement de la mousson (voir figure 3.11), remettent en question la signification des structures intrasaisonnières moyenne sur l’ensemble de la région. Il faut certainement au moins distinguer les événements intrasaisonnières associés au déclenchement de la mousson et ceux qui ont lieu plus tard dans la saison. Nous nous sommes ici limités à l’étude des événements intrasaisonnières associés au déclenchement de la mousson car il s’agit du phénomène saisonnier le plus marqué. La détermination de la date de retrait de la mousson est en effet beaucoup plus ambiguë comme il s’agit d’un phénomène dont la phase dans le cycle saisonnier est plus variable. Ce fait s’illustre sur la figure 3.8a en comparant les déclenchements nets de mousson aux retraits en dents de scies ou très lents.

Les résultats présentés ici, sont en accord avec la vision selon laquelle la variabilité intrasaisonnière est principalement dirigée par : (i) l’instabilité convective locale liée en partie au chauffage de la surface pendant les phases de suppression de la convection (en particulier avant le déclenchement de la mousson) ; et (ii) la rétroaction négative (effet régulateur) de la convection sur la température de surface de l’océan par les flux radiatifs et la réponse dynamique des vents de basses couches. Un tel processus physique de couplage entre l’océan et l’atmosphère, ajouter au mécanisme d’entretien de la convection par l’évaporation induite par la réponse dynamique (Maloney et Esbensen, 2005), peut être à l’origine du déclenchement et expliquer l’évolution des événements intrasaisonnières pour chaque bassin. De plus l’étroit lien entre le déclenchement de la mousson et la variabilité intrasaisonnière au-dessus de la Mer d’Arabie renforce l’idée qu’une représentation correcte de la variabilité intrasaisonnière est nécessaire à une représentation correcte de la mousson dans un modèle global couplé. Il est intéressant de noter qu’en effet, la variation en « marche d’escalier » du vent et de la température de surface dans la région de la Mer d’Arabie suit le développement de l’événement convectif et correspond à la mise en place du jet de mousson (figure 3.13a). Comme ci ce dernier jouait un rôle dans le phasage dans le cycle saisonnier du déclenchement de la mousson à grande échelle. Dans la mesure où le déclenchement et la durée de tels événements sont contrôlés par le contenu en chaleur de la couche mélangée océanique (et sûrement aussi des Couches de Réchauffement Diurnes), une bonne représentation de la distribution saisonnière et géographique des profondeurs de la couche mélangée océanique apparaît comme étant une condition nécessaire à la simulation correcte de l’évolution saisonnière de la mousson et de sa variabilité intrasaisonnière.

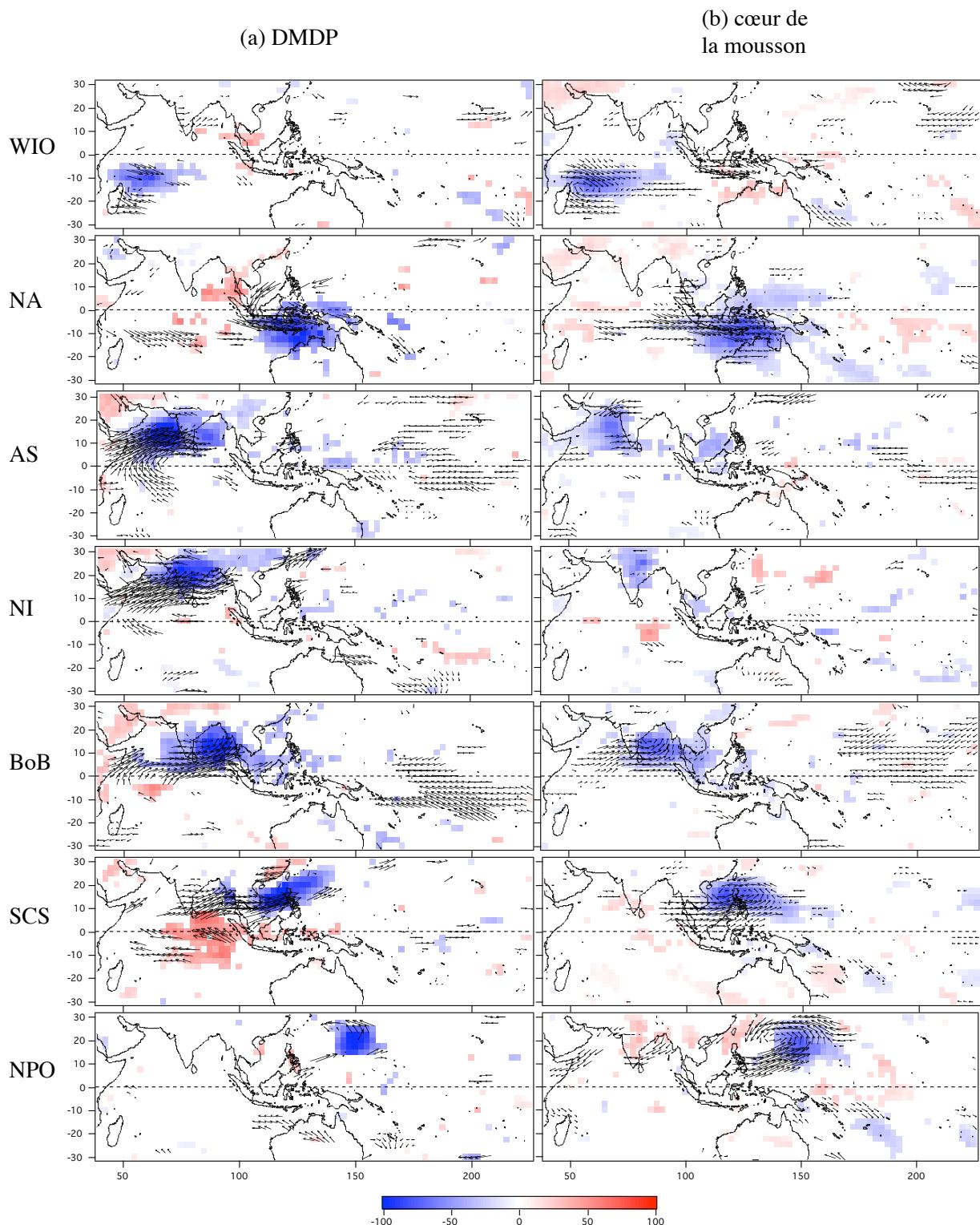


Figure 3.13 Composites des anomalies entre les dates de minimum d'OLR (filtré) d'un fort intrasaisonnier et les dates de maximum précédentes, pour l'OLR brut (moyenné sur 5 jours, en Wm^{-2} , couleurs) et le vent à 850 hPa brut (moyenné sur 5 jours, $1^{\circ}=1ms^{-1}$) pour (a) les forts événements intrasaisonniens associés à la DMDP et (b) pour les forts événements intrasaisonniens du reste de la saison de mousson (voir figure 10) pour chaque région. Seules les anomalies significatives à 95% sont représentées.

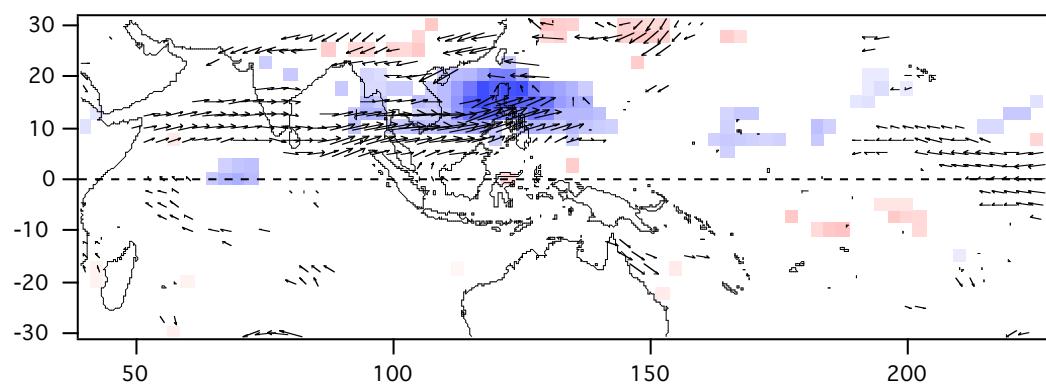


Figure 3.14 Comme figure 3.13 pour la Mer de Chine en juillet-août.

4 La variabilité intrasaisonnière dans LMDZ, impact des perturbations de la TSO

4.1 Motivations de l'étude et présentation des expériences

4.1.1 Rôle de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface de l'océan dans la variabilité intrasaisonnière de la convection tropicale

Le chapitre précédent a montré le lien climatologique entre la variabilité intrasaisonnière de la convection et la profondeur de la couche mélangée océanique. Cela étaye l'idée selon laquelle la variabilité intrasaisonnière des flux de surface joue un grand rôle dans la variabilité intrasaisonnière de la convection conformément aux études numériques de Sobel et Gildor (2003) et Maloney et Sobel (2004). Ces résultats sont de plus à mettre en relation avec les études observationnelles de terrain qui ont montré que les perturbations intrasaisonnières de la convection étaient associées à de fortes variations de la température de surface océanique (de quelques degrés). Citons l'étude de Weller et Anderson (1996) et celle de Stephens et al (2004) qui montrent une telle relation pour la période COARE (hiver 1992-1993) dans le Pacifique équatorial ouest, celle de Sengupta et Ravichandran (2001) pour l'été 1998 et Vecchi et Harrison (2002) pour l'été 2000 dans la Baie du Bengale, Harrison et Vecchi (2001) et Duvel et al (2004) pour l'hiver 1999 dans l'Océan Indien au sud de l'Équateur. Ces études montrent un impact de la convection sur la température de surface océanique à l'échelle intrasaisonnière, l'impact des variations de températures de surface et du couplage océan-atmosphère à cette échelle de temps sur la convection sont quant à eux étudiés à l'aide de modèles.

Le couplage d'un modèle d'atmosphère global à une couche mélangée océanique renforce l'amplitude de la variabilité intrasaisonnière de la convection et donne une vitesse de propagation vers l'est des perturbations convectives plus proches de celles qui sont observées (Waliser et al, 1999). L'efficacité maximale du couplage entre l'atmosphère et la couche de mélange océanique est de plus atteinte pour une couche de mélange de 20-30 mètres de profondeur (Maloney et Sobel, 2004). En couplant un modèle d'atmosphère à un modèle d'océan simplifié (2 couches 1/2), Wang et al (2005) montrent qu'en été, la corrélation entre les pluies de mousson asiatique et les températures de surfaces océaniques sont plus proches de celles qui sont observées que pour un modèle d'atmosphère forcé. Innes et Slingo (2003), en utilisant un modèle couplé océan-atmosphère global, ont montré de même que le couplage entre l'océan et l'atmosphère améliorait la simulation de la propagation vers l'Est des perturbations convectives en hiver sur l'Océan Indien. Fu et al (2003) et Fu et Wang (2004) arrivent à des conclusions similaires pour la simulation de la variabilité intrasaisonnière en été et la propagation vers le nord des perturbations convectives.

Que l'on considère que la variabilité intrasaisonnière est un phénomène couplé (Kawamura, 1991 ; Matthews, 2004) ou purement atmosphérique, renforcé par les perturbations de flux associées aux variations de la température (Waliser et al, 1999 ; Inness et Slingo, 2003 ; Zhang, 2005), il semble qu'un modèle couplé océan atmosphère soit nécessaire à une meilleure simulation de la variabilité intrasaisonnière. Cette dernière ayant un impact sur la variabilité climatique à plus grande échelle temporelle et notamment ENSO (Takayabu et al, 1999; Slingo

et al, 1999), il faut de plus qu'elle soit convenablement simulée dans les modèles de climat. Or, si les modèles d'atmosphère sont sensibles au couplage avec un modèle océanique, les perturbations intrasaisonnières de la température de surface et donc des flux de surface dans les simulations couplées sont très inférieures à celles que l'on observe effectivement par satellites ou in situ. Cette sous-évaluation de la variabilité intrasaisonnière peut être, par exemple, due à la non prise en compte des variations diurnes de la températures de surface océanique (Shinoda et Hendon, 1998) du fait de la résolution verticale trop basse des modèles océaniques globaux (Bernie et al, 2005). Ces variations diurnes peuvent être très importantes (plusieurs degrés, voir chapitre 5) pendant les phases de réchauffement du signal intrasaisonnière de température de surface. Les trop faibles variations intrasaisonnières de la TSO (deux fois plus faibles que les perturbations observées, figure 4.1) rendent difficile l'analyse des processus physiques des perturbations convectives dans les simulations couplées. Par exemple, il est impossible d'étudier le rôle de perturbations de TSO sur la convection et la réponse dynamique associée si leurs amplitudes, leurs organisations et leurs durées ne sont pas réalistes dans le modèle couplé.

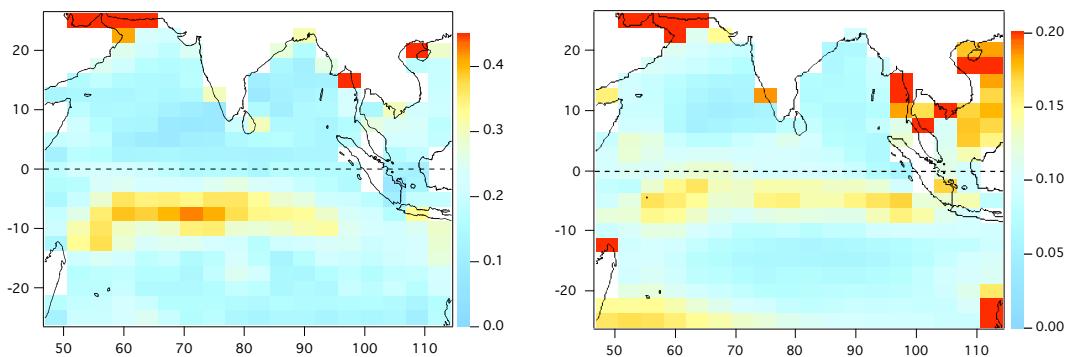


Figure 4.1 Cartes des amplitudes moyennes (en K) des modes de variabilités 20-60 jours calculées après Analyse en Modes Locaux (avec une fenêtre de 120 jours) des températures de surfaces de l'océan en décembre-mars pour (a) les observations TMI (1998-2004), (b) 27 ans de simulations du modèle couplé de l'IPSL (OPA et LMDZ).

Malgré leurs limites, les simulations au moyen d'un modèle d'atmosphère forcé permettent de considérer l'impact de perturbations de températures intrasaisonnières aux caractéristiques spatio-temporelles réalistes (Matthews, 2004) ou contrôlées (Woolnough et al, 2001). Or, les études précédemment citées utilisaient les températures issues des simulations couplées des températures mensuelles observées ou encore d'interpolations linéaires entre les moyennes mensuelles des températures observées (Reynolds et Smith, 1994) pour forcer les modèles d'atmosphère et discuter l'impact du couplage sur la représentation de la variabilité intrasaisonnière. Matthews (2004) utilise les températures de surface Reynolds hebdomadaires pour forcer un modèle de circulation général atmosphérique. En réponse aux perturbations de températures de surfaces océaniques se déplaçant vers l'Est, le modèle produit des perturbations convectives qui suivent (de 5 jours) la propagation des perturbations de température. La variabilité intrasaisonnière semble donc être en partie forcée par les perturbations de température de surface océanique.

Cependant, l'approche consistant à étudier un modèle atmosphérique forcé est limitée. Premièrement la variabilité intrasaisonnière de la convection n'est pas une réponse à des variations de TSO totalement indépendantes. Deuxièmement, l'évolution observée de la température de surface océanique n'est pas nécessairement cohérente avec les flux à la surface du modèle atmosphérique. Ainsi, une anomalie positive de température peut se développer alors que le modèle créé de la convection et que les flux de surface tendraient à faire diminuer cette anomalie avec un océan en interaction. Fu et Wang (2004) ont de plus montré que la paramétrisation physique d'un modèle d'atmosphère tend à produire de la convection en phase avec les anomalies chaudes de température de surface de l'océan au lieu de la quadrature de phase observée. Ainsi, cette approche ne permet pas de représenter entièrement les mécanismes physiques qui expliquent l'organisation à grande échelle et la propagation des perturbations

intrasaisonnières de la convection. Toutefois, l'approche au moyen d'un modèle d'atmosphère forcé permet l'analyse de l'organisation spatiale de la convection et de la réponse dynamique associée résultant d'une perturbation observée du champ de température de surface océanique. Nous utiliserons ainsi les températures TMI dont la variabilité intrasaisonnière est jusqu'à 30% plus importante que celle de Reynolds et Smith (1994) utilisées par Matthews (2004) dans les zones de forte variabilité de la région Indo-Pacifique (Duvel et Vialard, 2006). Nous effectuerons de plus des simulations forcées par les températures de surface de l'océan sans variabilité intrasaisonnière afin de pouvoir distinguer la variabilité intrasaisonnière due au seul modèle atmosphérique de celle qui est due au forçage par les anomalies de températures océaniques.

Nous proposons ici une étude de l'impact de la variabilité intrasaisonnière de la TSO sur l'état atmosphérique et la variabilité intrasaisonnière de la convection dans le modèle, sur la représentation de l'évolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière, sur l'organisation par le modèle des événements convectifs intrasaisonnières. Nous discuterons enfin les limites de la réponse atmosphérique au forçage par la TSO, exposées ci-dessus, sur la base d'une étude de cas.

4.1.2 Présentation des expériences LMDZ

Nous menons des simulations forcées du modèle LMDZ par deux jeux de températures de surface de l'océan (TSO) différents. Les simulations sont globales sur une grille régulière de 3.75° de résolution en longitude et 2.5° en latitude. L'un des forçages utilisés contient la variabilité intrasaisonnière observée de la température de surface océanique (notée TSO HF), l'autre ne contient que les variations basses fréquences (périodes supérieures à 90 jours, notées TSO BF) de cette dernière. Ce dernier jeu de TSO est obtenu par démodulation complexe (chapitre 2). Les TSO utilisées sont celles qui sont issues du mélange des températures TMI (entre -35° et 35°N) et Reynolds comme décrit dans le chapitre 2. Pour chacun des deux forçages en TSO on effectue 9 simulations, l'ensemble forcé par les TSO BF sera noté « ensemble BF », et le second, « ensemble HF ». Chacune des simulations dure 6 ans (de fin 1997 à 2003). Les neufs états initiaux nécessaires à chaque simulation des deux ensembles sont issus des réanalyses (ERA-40) du Centre Européen pour la Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT) et correspondent à 9 jours successifs répartis autour de la date du 12 décembre 1997 (début de la série TMI).

La figure 4.2 présente les différences de moyenne de TSO entre les deux jeux de données (HF et BF) pour l'hiver et l'été (décembre-mars et juin-septembre) pour l'ensemble de la période considérée (1998-2003). Ces différences de moyenne sont très faibles et n'excèdent pas 0.05°C. La variabilité intrasaisonnière (20-90 jours) de la TSO HF (TMI dans cette bande de latitude) est aussi rappelée ici. L'hiver connaît une forte variabilité dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur et au Nord de l'Australie. En été cette variabilité est plus faible dans l'Océan Indien avec cependant une variabilité importante près des côtes au Nord, notons une forte variabilité dans la Mer de Chine et surtout dans le nord-ouest du Pacifique tropical.

4.2 Evolution saisonnière de LMDZ dans l'Indo-Pacifique

4.2.1 Les états atmosphériques moyens simulés

4.2.1.1 Comparaison des états moyens simulés aux états moyens observés d'hiver et d'été

La figure 4.3 représente les états moyens atmosphériques « observés » (OLR NOAA et vents à 850 hPa des réanalyses NCEP) et de LMDZ pour l'hiver et l'été. Des différences notables entre les résultats de LMDZ (ensemble BF) et les observations sont visibles en moyenne pour chacune des saisons (figures 4.3a et 4.3b).

- En hiver, l’Océan Indien au Sud de l’équateur est caractérisé par une activité convective associée à un jet de basses couches transéquatorial s’orientant vers l’Est autour de 7.5° Sud rappelant une circulation de type mousson. Dans le modèle, cette circulation est très faible et la convection est en moyenne moins importante entre 50° et 90° Est au Sud de l’équateur. L’OLR est plus froid au-dessus du continent maritime pour le modèle et le maximum de convection hivernal se situe dans l’Océan Pacifique Ouest autour de 5° N où l’activité convective est plus modérée en moyenne dans les observations. Finalement, de même que dans l’Océan Indien, le flux de mousson visible au Nord de l’Australie dans les réanalyses est sous-évalué dans le modèle au Sud de l’équateur entre 120° et 150° Est.

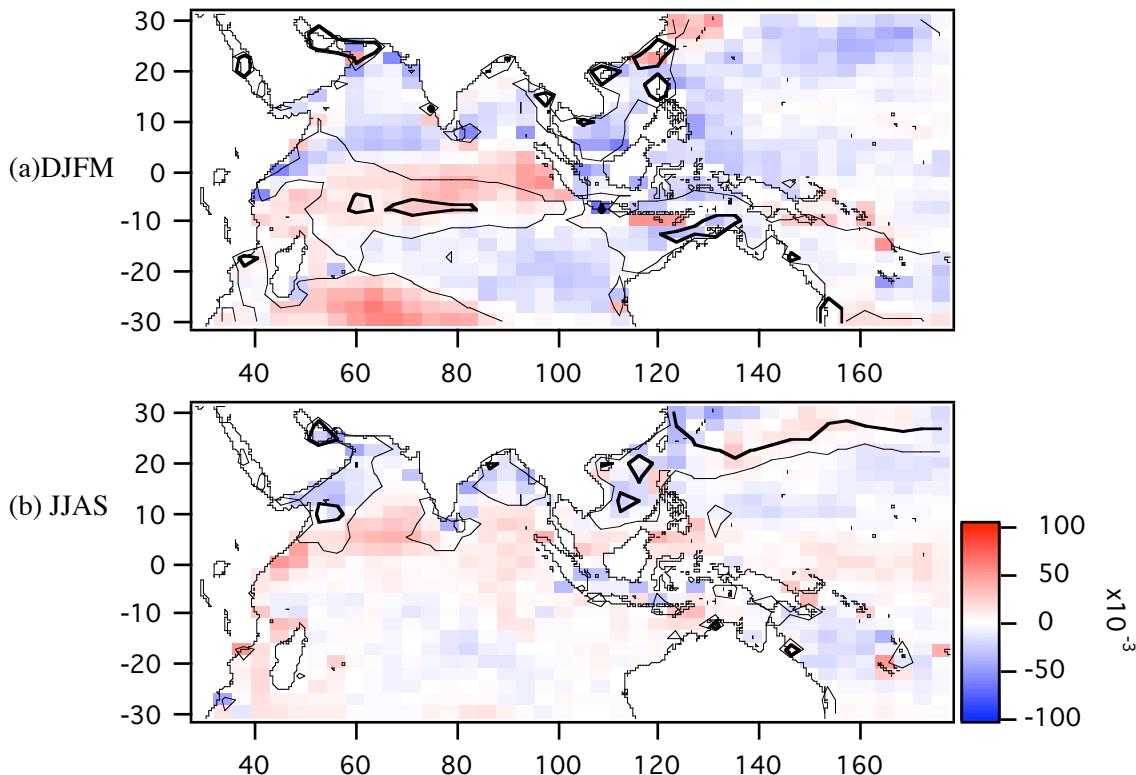


Figure 4.2 Différence moyenne de température de surface de l’ensemble HF et BF (couleurs en $^{\circ}$ C) pour (a) décembre-mars et (b) juin-septembre. Les contours correspondent à la variabilité 20-90 jours de la température de surface HF (trait fin 0.4° C, trait gras 0.6° C).

- En été, les différences entre réanalyses et observations d’une part et LMDZ d’autre part sont plus importantes. Le flux de mousson est mal représenté dans le LMDZ avec une composante méridienne du vent trop faible dans l’Océan Indien, une circulation cyclonique surestimée à l’Est au-dessus du Pacifique et des vents trop importants à l’équateur. La convection est sous-estimée dans l’Océan Indien et au-dessus du continent asiatique et elle surestimée à l’Est.

Le forçage de LMDZ par les températures HF a un impact sur l’état moyen atmosphérique simulé en été comme en hiver.

- En hiver, le jet de basses couches au Sud de l’équateur dans l’Océan Indien sous-estimé lorsque LMDZ est forcé par les TSO BF est renforcé de 40° à 80° Est. Ce renforcement du Jet est associé à une augmentation de la convection dans cette zone. Cette augmentation réduit localement l’erreur sur la moyenne de l’OLR de 15-20%. Finalement, la convection s’intensifie dans l’hémisphère Nord à l’Ouest de 110° Est et diminue dans l’Océan Pacifique Ouest dans la zone de forte surestimation de la

convection dans le modèle (et réduit l'erreur sur l'OLR moyen du modèle par rapport aux observations de 20%).

- En été, L'intensité du flux transéquatorial surévalué diminue légèrement vers 80° Est, ainsi que la composante méridienne du vent au Nord de l'équateur pour l'ensemble HF. Le jet de mousson diminue légèrement à l'Est de 100° Est alors qu'il était fortement surestimé dans l'ensemble BF. La convection s'intensifie en moyenne dans la Mer d'Arabie, au Sud et à l'Est de la Baie du Bengale et diminue pour l'ensemble HF à l'Est de 110° Est dans la zone de forte surévaluation de l'activité convective moyenne dans l'ensemble BF.

Le forçage de LMDZ par les TSO HF semble corriger partiellement les biais du modèle exposés ci-dessus. Les TSO HF et BF ayant la même moyenne, il semble que la réponse du modèle aux variations intrasaisonnières de TSO ne soit pas linéaire et induise des différences moyennes dans l'état atmosphérique simulé par LMDZ.

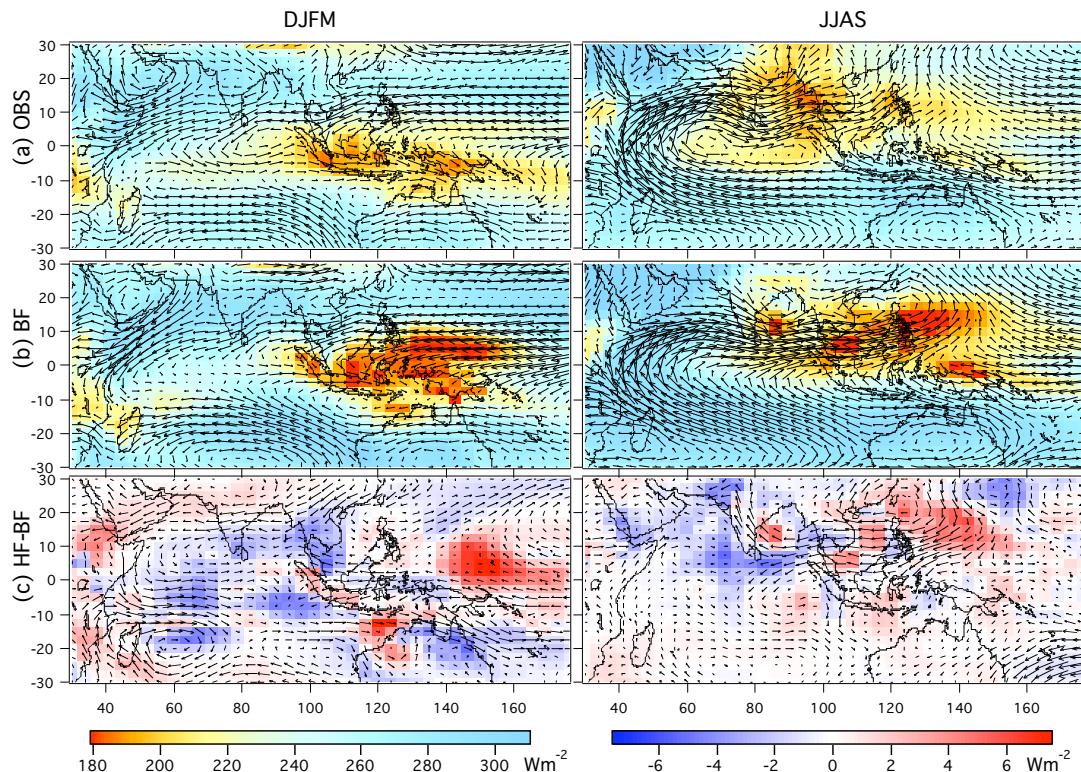


Figure 4.3 Cartes moyennes d'hiver (de décembre à mars) et d'été (de juin à septembre) de (a) l'OLR NOAA (couleurs) et le vent à 850 hPa NCEP (1° correspond à 1 ms^{-1}), (b) comme (a) pour l'ensemble de simulations BF, (c) la différence entre les moyennes des ensembles HF et BF (pour le vent on a alors 1° correspondant à 0.1 ms^{-1}).

4.2.1.2 Impact des variations intrasaisonnières de la température de surface océanique sur l'état moyen de LMDZ

Les moyennes hivernales (de décembre à mars) de différents paramètres étudiés et de leur variabilité intrasaisonnière sont calculées pour chaque membres des deux ensembles sur les cinq hivers complets (de l'hiver 98/99 à l'hiver 02/03) afin de faciliter le test de significativité de la différence entre les deux ensembles au moyen d'un test de Student. Les résultats sont reportés sur la figure 4.4. Notons de plus que comme la discussion porte sur la comparaison entre les résultats des ensembles BF et HF nous parlerons d'augmentation (resp. diminution) d'une moyenne ou d'une variabilité moyenne lorsque celle-ci est plus (resp. moins) importante pour l'ensemble HF que pour l'ensemble BF.

La variabilité intrasaisonnière de l'OLR augmente principalement dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur vers 60°-80° Est dans la région de maximum de variabilité de la TSO (figure 4.2) et la convection s'intensifie en moyenne. La variabilité du vent à 850 hPa augmente dans l'Océan Indien légèrement à l'Ouest et à l'Est du maximum d'augmentation de variabilité de l'OLR. Cette augmentation de la variabilité est associée, à l'Ouest, à une augmentation encore plus importante de la moyenne du vent, qui correspond à 15-20% de la moyenne du vent pour l'ensemble BF dans cette région. Ces différences pour l'OLR et le vent correspondent à une augmentation de la variabilité et de la moyenne du flux net de surface de l'océan vers l'atmosphère principalement due à l'augmentation de l'évaporation. Notons que malgré la forte variabilité de la TSO au Nord de l'Australie, la différence entre les membres HF et BF pour la convection et le vent est assez faible, ce qui est vraisemblablement dû au faible nombre de régions purement océaniques dans cette zone pour le modèle.

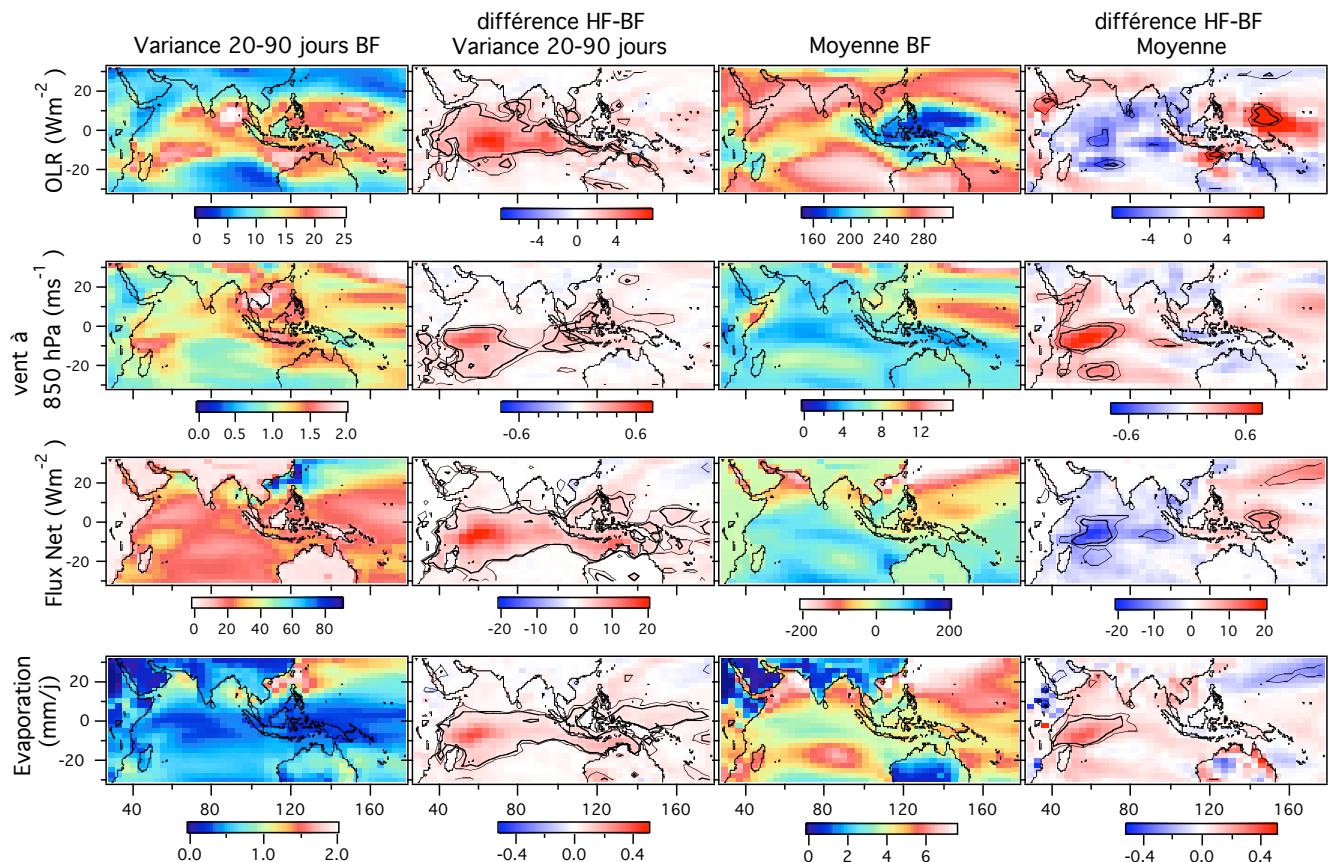


Figure 4.4 Cartes moyennes de variabilité intrasaisonnière (20-90 jours) et de moyenne pour l'ensemble BF et différence entre les ensembles HF et BF pour la période de décembre à mars (de l'hiver 1999 à l'hiver 2003) pour l'OLR, le module du vent à 850 hPa, le flux net à la surface (vers l'Océan) et l'évaporation. Les niveaux de significativité à 95% (trait fin) et 99% (trait gras) du test de Student sont reportés pour les cartes de différences.

En été les différences maximales des moyennes des différents paramètres sont de l'ordre de celles qui sont constatées pour l'hiver, cependant du fait de la plus grande variabilité des moyennes entre les membres et d'un été à l'autre, elles ne sont pas statistiquement significatives (figure 4.5). Les différences entre la variabilité intrasaisonnière des paramètres étudiés de chacun des ensembles sont plus faibles qu'en hiver. Notons toutefois une légère augmentation de la variabilité intrasaisonnière de tous les paramètres présentés dans l'hémisphère Nord. Le vent à 850 hPa est quant à lui plus faible dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur et le jet de mousson diminue à l'Est de 70° Est. Cette diminution du vent de basse couche est associée à une diminution de l'évaporation comptant pour 50% environ de l'augmentation du flux net à la

surface vers l'océan. Notons que les fortes variations de TSO au Nord de l'Océan Pacifique semblent avoir peu d'impact sur le modèle dans la région considérée.

Les différences saisonnières entre les TSO HF et BF sont négligeables (inférieure à 0.05°C, figure 4.2), il semble donc raisonnable de penser que les différences de variabilité intrasaisonnière et de moyenne hivernales entre les deux ensembles sont liées aux variations intrasaisonnières de la TSO dans le forçage de l'ensemble HF. Ces différences sont toutefois principalement confinées dans l'Océan Indien où la variabilité de la TSO est maximale sur une grande région (figure 4.2). Finalement les résultats présentés ici suggèrent que dans le cas d'un modèle couplé, l'état moyen hivernal du modèle serait dépendant de l'aptitude du modèle à organiser d'importantes perturbations intrasaisonnières de la TSO.

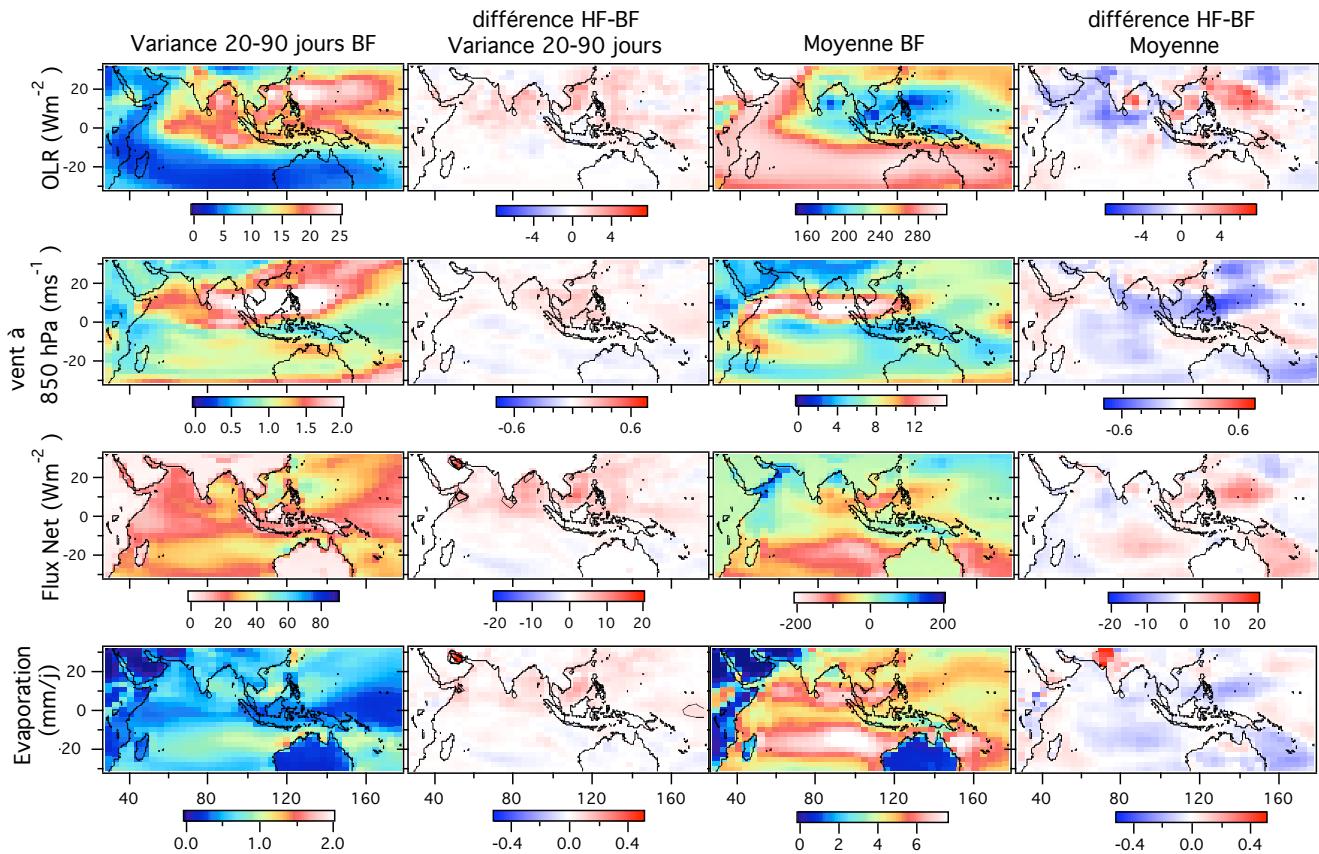


Figure 4.5 Comme figure 4.5 pour l'été (juin à septembre).

4.2.2 Evolution saisonnière de la variabilité intrasaisonnière simulée

4.2.2.1 Cycle saisonnier de la variabilité intrasaisonnière et régions de moussons

La figure 4.6 représente l'évolution mensuelle moyenne de la variabilité intrasaisonnière pour les deux types d'expériences et les observations. Il est clair que la variabilité intrasaisonnière simulée par le modèle du LMD est plus importante pour toute l'année et quel que soit le forçage qu'à la variabilité observée. Ceci pourrait être dû à un défaut dans la paramétrisation des nuages et dans le schéma de transfert radiatif. Comme dans les observations, la variabilité intrasaisonnière de la convection est maximale dans le modèle principalement en dehors du voisinage direct de l'Équateur et au-dessus de l'océan. De même, la Mer d'Arabie et la Baie du Bengale connaissent une augmentation abrupte de la variabilité intrasaisonnière, puis, le maximum de variabilité se déplace vers la Mer de Chine pendant la mousson de même qu'observé.

Les perturbations intrasaisonnières de vent sont notamment trop faibles en hiver dans l'Océan Indien entre 60° et 100° Est et au Nord de l'Australie pour l'ensemble BF. L'ensemble HF

présente une variabilité du vent plus importante uniquement à l'Ouest de 70°E, la variabilité du vent étant toujours sous-évaluée plus à l'Est dans l'Océan Indien et au Nord de l'Australie. En été, pour l'ensemble BF, les perturbations de vents sont trop au Sud dans le modèle et sont sous-estimées à l'Ouest de 90° Est alors qu'elles sont au contraire surestimées à l'Est. Un léger renforcement des variations de vents à l'Ouest est discernable pour l'ensemble HF. La surestimation de la variabilité du vent dans l'hémisphère Nord en automne dans l'ensemble BF est encore renforcée pour l'ensemble HF.

Ces fortes différences dans les distributions spatiales de variabilité intrasaisonnière du vent laisse penser que l'interaction océan-atmosphère à cette échelle de temps sera mal représentée dans la version couplée. Les sous-estimations de variabilité en hiver et en été dans l'Ouest de la région sont peut-être dues à un manque d'organisation spatiale des perturbations de convection entraînant une réponse dynamique plus faible.

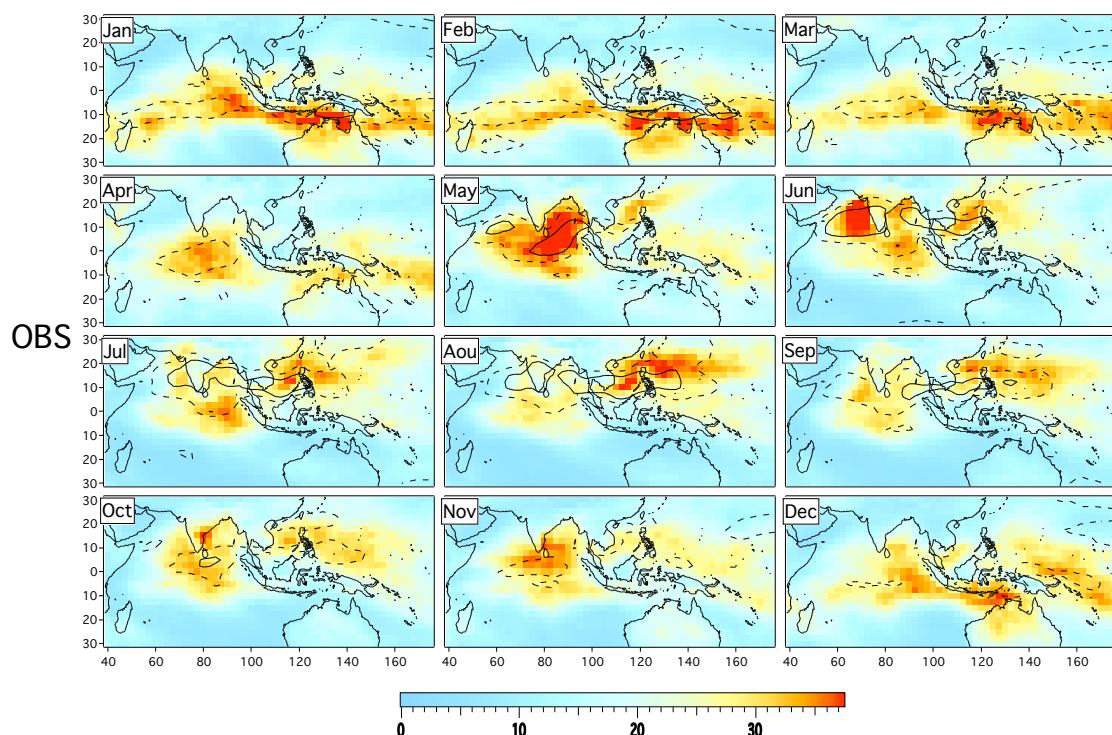


Figure 4.6 (a) Ecart type moyen mensuel dans la bande 20-90 jours pour l'OLR NOAA (W.m⁻², couleurs) et le module du vent à 850 hPa NCEP (contour continu : 3.5 ms⁻¹ ; tirets, 2.5ms⁻¹).

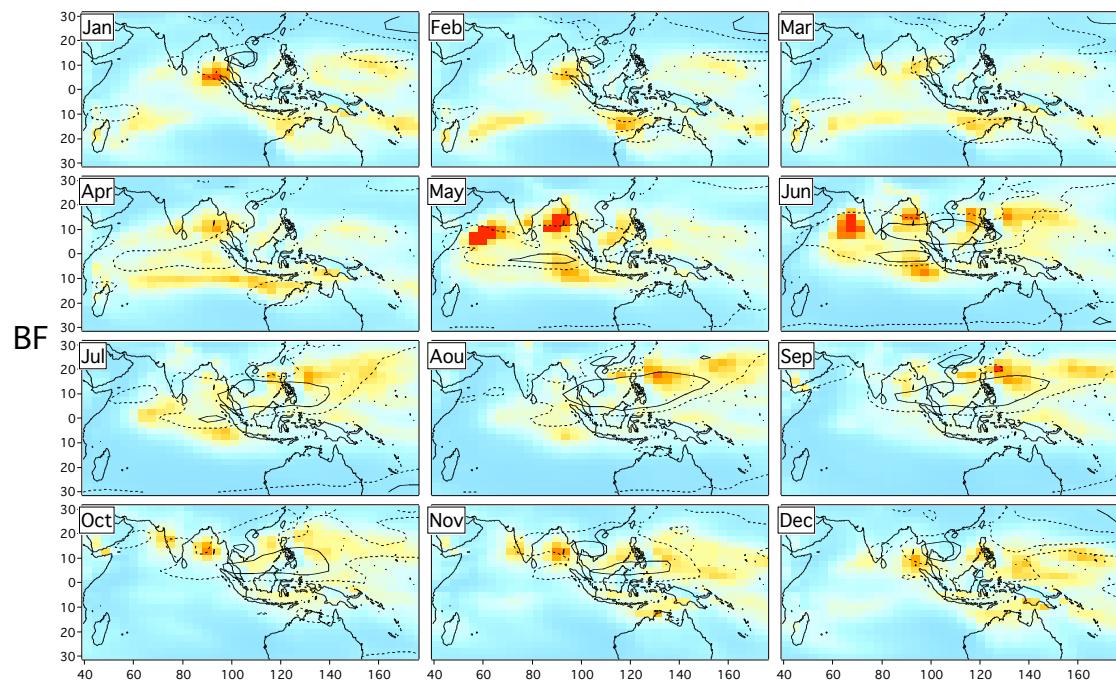


Figure 4.6 (b) Comme 4.6 (a) pour l'ensemble BF.

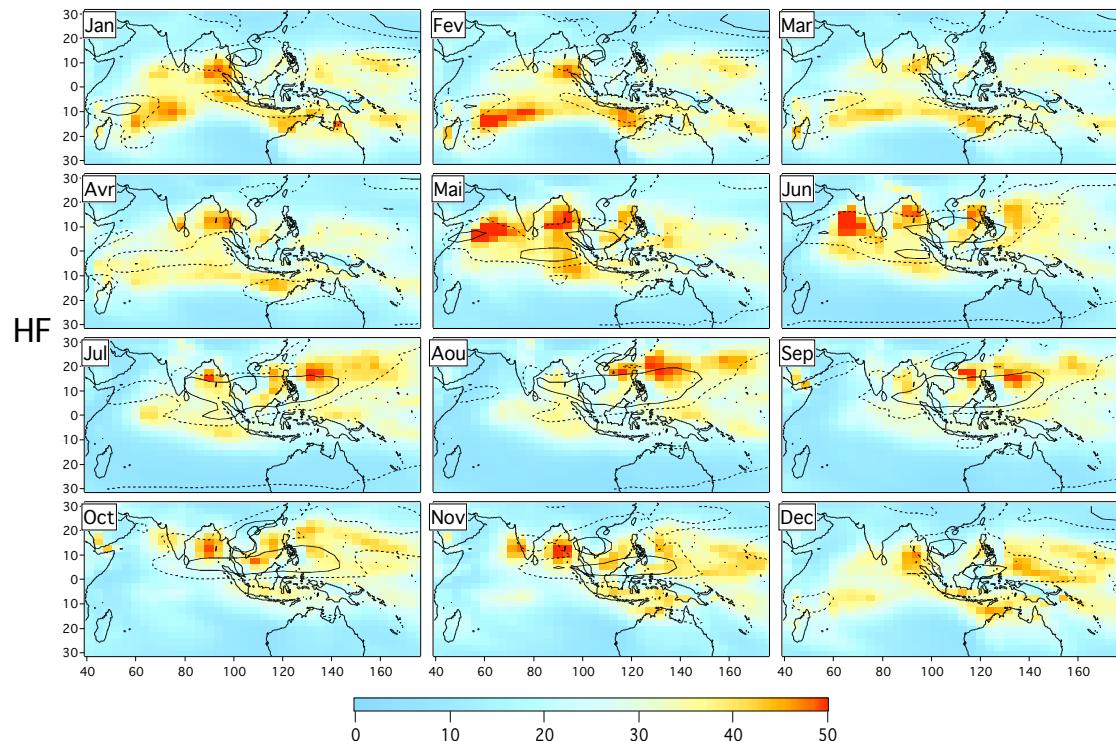


Figure 4.6 (c) Comme 4.6 (a) pour l'ensemble HF.

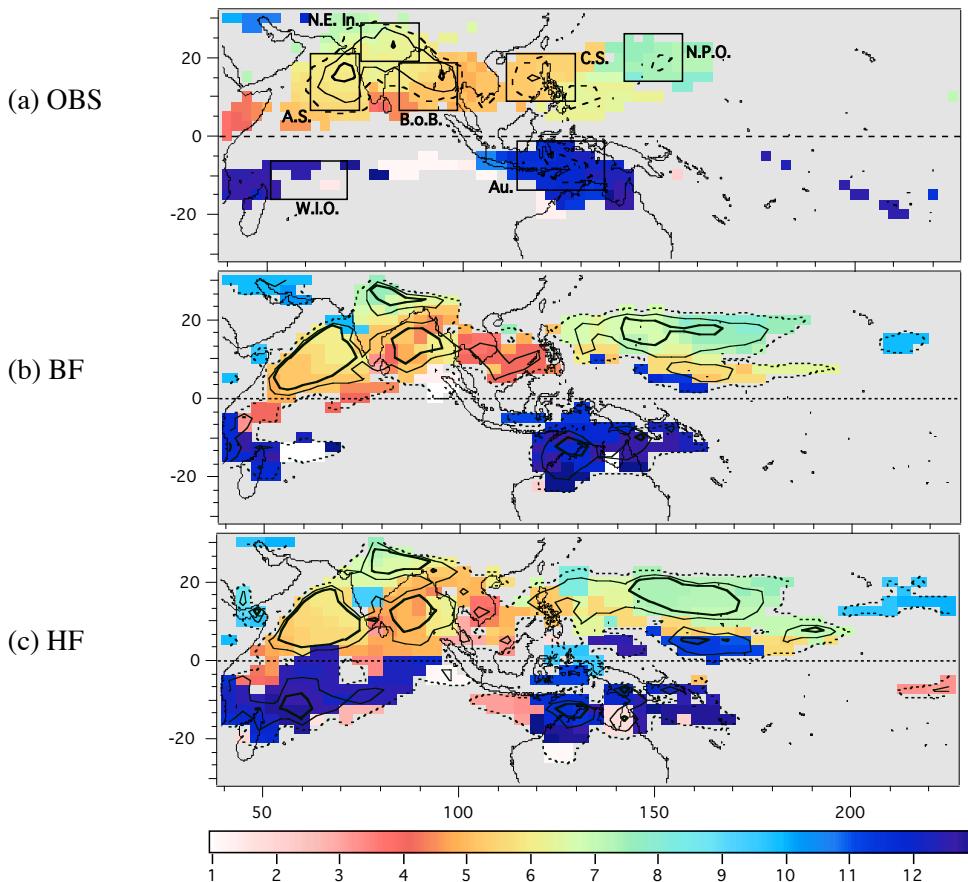


Figure 4.7 Régions de moussons et Dates de Moyennes Déclenchement des Précipitations (IMDP, couleurs) déterminées par la dérivée temporelle négative la plus importante dans le cycle saisonnier moyen d'OLR (IMDP) (a) NOAA (1979-2005), (b) ensemble BF, (c) ensemble HF. Les contours correspondent à une valeur de l'IMDP $-1.5, -2$ et $-2.5 \text{ Wm}^{-2}\text{jour}^{-1}$. Pour la lisibilité de la figure, seules les régions correspondant à un indice inférieur à $-1.5 \text{ Wm}^{-2}\text{jour}^{-1}$ sont représentées en couleur pour le modèle contre $-1 \text{ Wm}^{-2}\text{jour}^{-1}$ pour les observations.

4.2.2.2 Indices Moyens de Déclenchement des Précipitations

Les Indices Moyens de Déclenchement des Précipitations et les dates associées (IMDP et DMDP) sont représentés pour les deux ensembles de simulations et l'observation (figure 4.7). Les IMDP du modèle sont plus importants (minima plus importants) que ceux qui sont correspondants à l'OLR observé. Les régions de minimum de l'IMDP sont cependant environ les mêmes que dans l'observation (Mer d'Arabie, Inde du nord-est, Baie du Bengale, Océan Pacifique, Océan Indien Ouest et Nord de l'Australie) avec cependant quelques différences. La région de minimum d'IMDP de la Mer d'Arabie s'étend beaucoup plus vers le sud-ouest dans le modèle. La distribution d'IMDP sur la péninsule Indienne diffère dans le modèle avec un minimum au Sud de cette dernière plutôt qu'au Nord dans la réalité. Le Sud de la Mer de Chine correspond clairement à un minimum local de l'IMDP en avril pour l'ensemble BF tandis que pour l'ensemble HF la DMDP est plus tardive et le minimum d'IMDP est situé plus au nord-est. La région de mousson de l'Océan Pacifique nord-ouest est plus étendue vers l'Est dans le modèle. De plus, la région de mousson de l'Océan Indien Ouest est beaucoup plus marquée dans l'ensemble HF que dans les observations et l'ensemble BF avec un déclenchement moyen des précipitations plus tôt dans la saison. Notons finalement que les DMDP au Nord de l'Australie sont moins homogènes dans le modèle et en particulier pour l'ensemble HF.

Les régions sélectionnées sur la base de l'IMDP pour les observations (Chapitre 3) ne correspondent donc pas tout à fait aux régions de moussons qui seraient définies sur la base des

résultats du modèle. Cependant, les régions définies dans le chapitre 3 restent relativement bien adaptées à l'étude des résultats du modèle. De plus, garder les mêmes régions pour l'étude de l'évolution saisonnière du modèle, permet une comparaison directe des résultats avec l'observation, l'étude des évolutions régionales constitue alors une étude de validation du modèle pour des régions clés du cycle saisonnier observé.

4.2.2.3 Evolutions saisonnières régionales

○ Comparaison entre les évolutions régionales observées et celles de l'ensemble BF

La principale différence entre l'évolution régionale moyenne observée de l'OLR et celle qui est simulée par LMDZ forcé par les TSO BF est l'arrêt de la convection dans la Mer d'Arabie au cœur de la saison de mousson (figure 4.8). Cette différence d'évolution moyenne illustre la grande sensibilité de la convection dans le modèle à la TSO et la limite du forçage de LMDZ par les températures de surface de l'océan. En effet, cette baisse de température (plus marquée pour les températures TMI que Reynolds), induite par le déclenchement de la convection et du jet de mousson dans la réalité, force un arrêt de la convection systématique dans LMDZ. A la fin de la saison de mousson, lorsque la TSO augmente de nouveau du fait de la diminution du vent de surface et de la convection, le modèle atteint un minimum secondaire d'OLR (figure 4.8a). Il en est de même pour la Baie du Bengale, avec cependant une diminution de la convection moins marquée du fait du maintien d'une température moyenne relativement haute au cœur de la mousson et une reprise plus modeste de la convection que dans la Mer d'Arabie associée à une augmentation en TSO plus faible à la fin de l'été. Pour les mêmes raisons, la convection se maintient dans le modèle en moyenne plus longtemps qu'en réalité à la fin de la saison de mousson dans l'Océan Indien, le Nord de l'Australie. La variabilité intrasaisonnière de la convection évolue de manière analogue à la convection moyenne en relation avec la TSO (figure 4.8c). Pour la région continentale de l'Inde du nord-est, la variabilité intrasaisonnière n'est maximale qu'aux voisinages des transitions saisonnières pour cette région soit au déclenchement de la convection et à son arrêt en fin de saison, suggérant une variabilité à plus haute fréquence pendant le cœur de la mousson pendant laquelle la convection est importante.

Le vent à 850 hPa est trop faible pendant les saisons de mousson respectives au Nord de l'Australie, dans la Mer d'Arabie et au nord-est de l'Inde (figure 4.8b). Plus généralement, pour l'Australie et l'Inde le cycle saisonnier du vent est relativement mal représenté par le modèle. Notons que le fait que la circulation de type mousson dans l'Océan Indien, présentée plus haut, est sous-estimée dans l'ensemble BF n'est pas traduit sur cette figure du fait de la définition de la région qui prend en compte les alizés de l'hémisphère Sud qui sont, eux, surestimés par LMDZ. La surestimation du jet de mousson à l'Est de 70° Est se traduit par un vent de basses couches trop important dans le modèle pour les régions de la Baie du Bengale et surtout celles de la Mer de Chine et de l'Océan Pacifique. La variabilité intrasaisonnière du vent exhibe les mêmes biais avec une variabilité trop faible dans LMDZ pour l'Océan Indien, l'Australie, la Mer d'Arabie, l'Inde ainsi que pour la Baie du Bengale pendant les saisons de moussons correspondantes et une variabilité trop importante pour les autres régions (figure 4.8d).

○ Impact des variations intrasaisonnières de la TSO sur les évolutions régionales simulées

Il y a peu de différences dans les cycles saisonniers moyens des deux ensembles (HF et BF, figure 4.9) pour chacun des paramètres. Les DMDP diffèrent peu sauf pour la région de l'Océan Indien Ouest et la Baie du Bengale pour lesquelles la DMDP de l'ensemble HF précède de 15 jours celle de l'ensemble BF. Les principales différences restent celles des évolutions saisonnières de variabilité intrasaisonnière pour les différents paramètres (figure 4.9c et d).

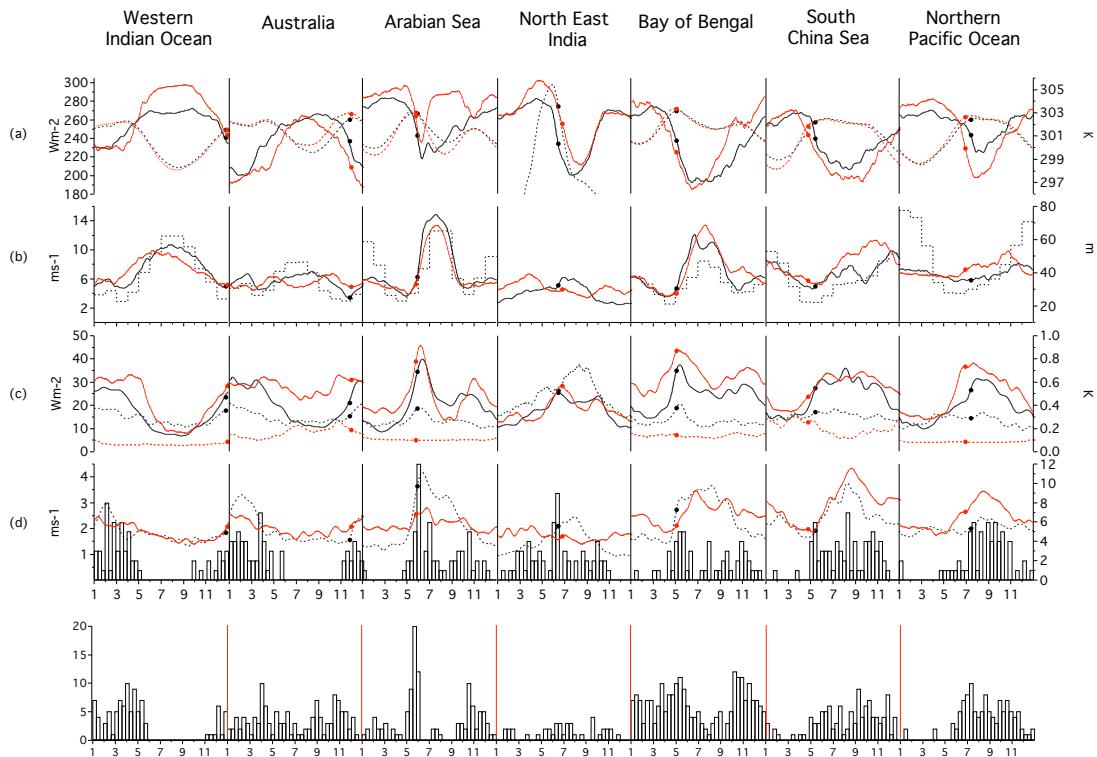


Figure 4.8 Cycles saisonniers régionaux pour les observations et les réanalyses (noir) et l'ensemble BF (rouge) de (a) l'OLR (trait continu) et la température de surface (TSO et température continentale, tirets) ; (b) la vitesse du vent à 850 hPa (trait continu) et la profondeur de la couche de mélange (tirets). Cycles saisonniers régionaux de l'écart type dans la bande 20-90 jours de (c) l'OLR (trait continu) et la température de surface (tirets) ; (d) la vitesse du vent à 10 mètres (pointillés) et la distribution (par décades) des plus forts événements convectifs intrasaisonnières observés ; (e) la distribution (par décades) des plus forts événements convectifs intrasaisonnières dans l'ensemble BF. Les points représentent la Date Moyenne de Déclenchement des Précipitations (DMDP).

Pour chaque région, la convection est généralement importante en moyenne lorsque la température de surface est haute, comme discuté précédemment. Pour une part importante, les variations intrasaisonnières de la convection ne dépendent pas de la variabilité de la TSO. La variabilité intrasaisonnière de la convection augmente pour l'ensemble BF lorsque la TSO moyenne augmente. Les maxima de la variabilité de la TSO correspondent cependant à des augmentations de variabilité de la convection de l'ensemble HF par rapport à BF (figure 4.9c). Cela est en particulier visible en hiver pour l'Océan Indien et dans une moindre mesure au Nord de l'Australie et en été dans la Mer de Chine et au cœur de la mousson dans la Baie du Bengale. Il y a cependant des exceptions :

- Les différences des évolutions saisonnières moyennes et de variabilité intrasaisonnière entre les deux ensembles d'expériences dans la Mer d'Arabie sont très faibles. Or la variabilité intrasaisonnière de la TSO dépend de la profondeur de la couche de mélange. Ce résultat pourrait ainsi amener à conclure que la variabilité intrasaisonnière de la convection ne dépend pas de l'épaisseur de la couche mélangée. Le modèle donnerait donc des résultats en contradiction avec les conclusions du chapitre précédent. Or, la TSO BF, comme la TSO HF, est le résultat du couplage entre l'atmosphère et l'océan. L'évolution saisonnière très marquée de la profondeur de la couche de mélange (voir figure 4.9b) produit le fort réchauffement de la surface avant la DMDP (couche de mélange fine) suivi d'un refroidissement abrupt et important par l'effet conjugué des flux de surface et de l'approfondissement brutal de la couche de mélange. Comme

discuté dans le chapitre 2.2.2, la TSO BF prend en compte la forte, brusque et régulière (d'une année à l'autre) variation de la TSO qui en résulte. Les deux séries de TSO utilisées pour le forçage de LMDZ dépendent de l'évolution de la profondeur de la couche mélangée et ces résultats ne contredisent donc pas ceux du chapitre précédent.

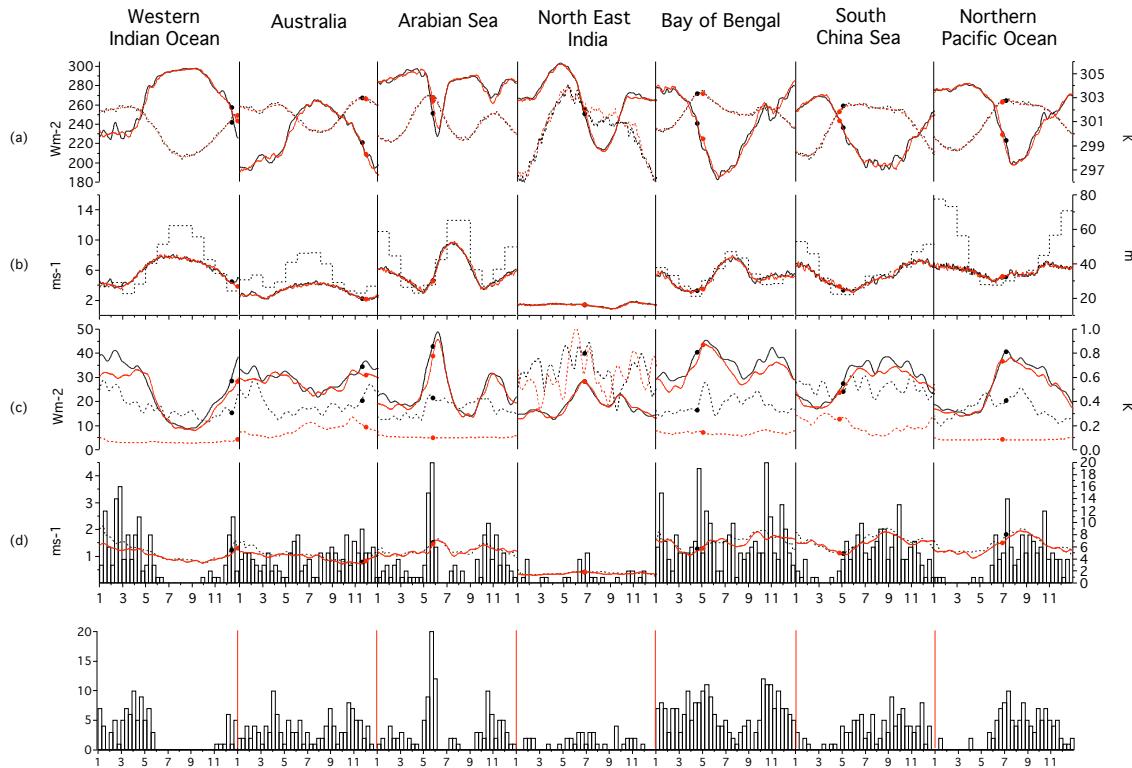


Figure 4.9 Comme figure 4.8 mais pour l'ensemble HF (noir) et BF (rouge).

- Dans la Baie du Bengale, en novembre, la différence entre variabilité d'OLR HF et BF atteint un maximum sans qu'il soit forcé à une variabilité importante de la TSO ni à une différence de TSO moyenne entre les deux ensembles. Il se peut que cette augmentation de la variabilité intrasaisonnière soit en partie associée à la variabilité de convection plus à l'Est.
- Le maximum de variabilité de la TSO dans le Pacifique en été ne correspond pas à une forte augmentation de la variabilité intrasaisonnière de la convection. Dans cette région, la variabilité intrasaisonnière du modèle est peu sensible à la TSO.
- **Impact des variations intrasaisonnières sur les distributions temporelles régionales des plus forts événements intrasaisonnières**

Les distributions de forts événements intrasaisonnières, définis par un seuil unique pour les deux ensembles d'expériences de 45 Wm^{-2} (de la même façon que pour les observations), sont comparables à celles obtenues à partir des observations (figures 4.8 et 4.9) et reflètent l'augmentation de la variabilité intrasaisonnière de la convection dans l'ensemble HF (par rapport à BF) pour l'Océan Indien et le Nord de l'Australie en hiver et la Mer de Chine en été. Dans la Baie du Bengale, il y a une nette augmentation du nombre de forts événements intrasaisonnières liée à la DMDP qui est moins marquée dans la distribution des forts événements de l'ensemble BF (figure 4.9). Les variations intrasaisonnières de la TSO semblent forcer un certain phasage des événements intrasaisonnières autour de la DMDP dans cette région. Pour l'Océan Indien et la Mer de Chine, les forts événements intrasaisonnières en début de saison de mousson sont nettement plus groupés autour de la DMDP dans l'ensemble HF que dans l'ensemble BF (figure 4.10).

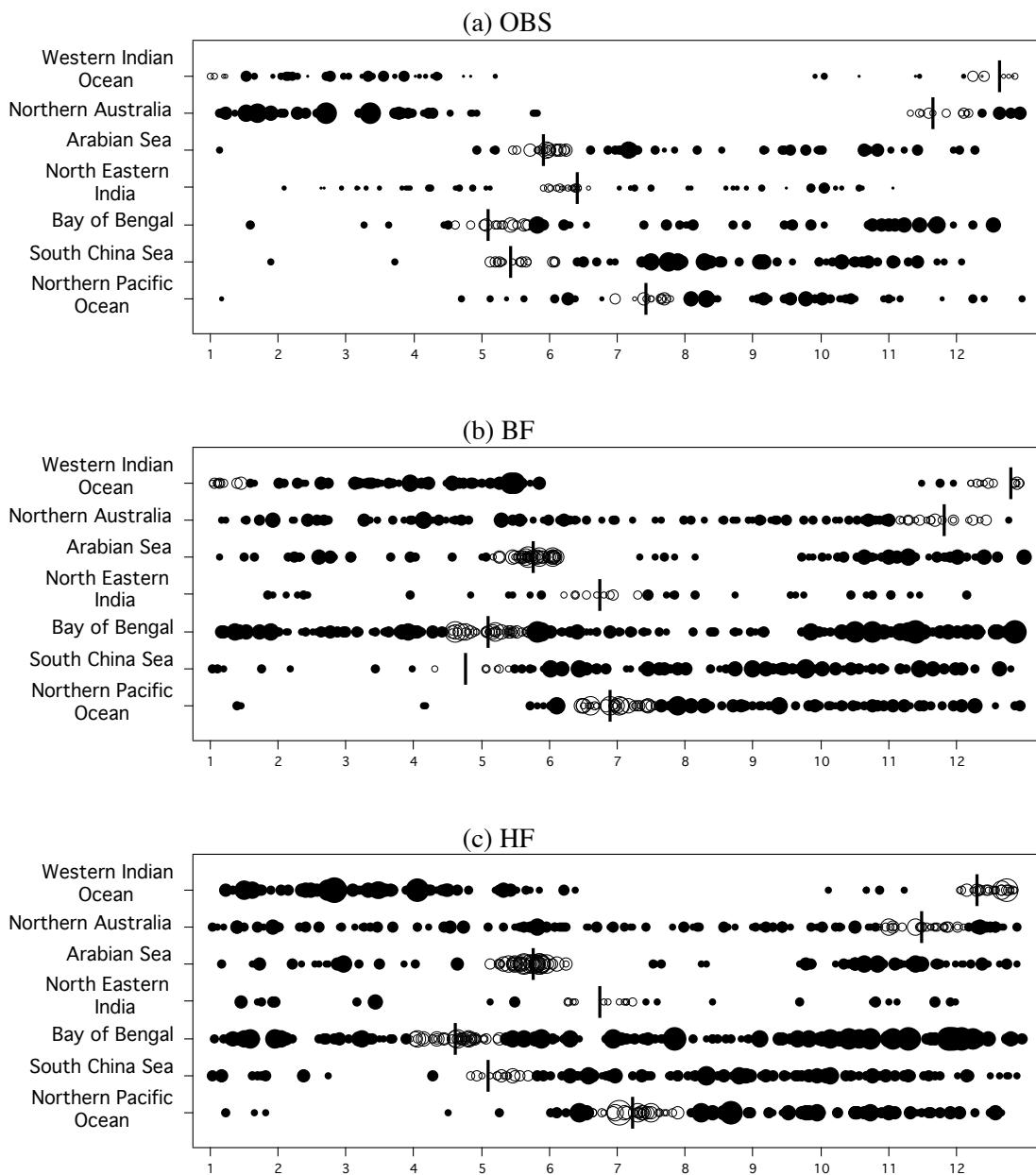


Figure 4.10 Distribution des plus forts évènements convectifs intrasaisonniers (cercles) avec un cercle vide pour ceux qui se situent à moins de 20 jours de la DMDP. La taille des cercles est proportionnelle à l'amplitude de l'événement pour (a) les observations, (b) l'ensemble BF et (c) l'ensemble HF. La DMDP est repérée pour chaque région par le trait vertical.

4.2.2.4 Déclenchement régional moyen de la convection dans le modèle

L'évolution de l'OLR, du vent à 850 hPa et de la TSO est étudiée au voisinage de la DMDP de la même manière que dans le chapitre 3, les résultats sont reportés sur la figure 4.11. La comparaison des résultats des deux ensembles montre une sensibilité différente du modèle au forçage par les TSO HF selon les régions.

- Les évènements liés à la DMDP dans la Mer d'Arabie, la Baie du Bengale, au Nord de l'Australie et dans l'Océan Pacifique sont principalement phasés avec l'évolution saisonnière des TSO de forçage, avec un maximum de convection associé au maximum saisonnier de TSO. La convection cesse ensuite lorsque la TSO diminue fortement dans la Mer d'Arabie tandis qu'elle se maintient au-dessus des eaux relativement chaudes pour les trois autres régions. L'évolution du vent moyen pour la Mer d'Arabie et la Baie

du Bengale correspond, comme pour les observations, au déclenchement du jet de mousson bien que ce dernier soit moins abrupt que dans les réanalyses.

- Les composites de la région de l'Océan Indien et de la Mer de Chine de l'ensemble HF montrent que les forts événements intrasaisonnières sont phasés avec les premières perturbations intrasaisonnières de la TSO (les composites de TSO sont comparables à ceux qui sont obtenus par l'analyse sur les observations, figure 4.4a). Les perturbations d'OLR évoluent en opposition de phase avec la TSO, ce qui est caractéristique d'une réponse atmosphérique forcée par la TSO à l'échelle intrasaisonnière (Fu et Wang, 2004), donnant un maximum de convection au-dessus du maximum de température de surface et une diminution de convection alors que la surface refroidie. Le phasage constant des variations de la convection avec la variation de TSO traduit une grande sensibilité du modèle à la température avec laquelle il est forcé dans ces deux régions.
- Les évolutions de l'OLR et de la température de surface de la région continentale de l'Inde du nord-est sont, pour les deux ensembles, en phase. Pour cette région, la température de surface est, en effet, une variable du modèle qui réagit aux conditions atmosphériques à l'échelle de quelques heures, ce qui explique la relation de phase entre OLR et température dans le modèle. Notons toute fois une différence importante de la température moyenne après la DMDP entre les deux ensembles qui ne semble pas liée à une différence d'OLR ni de vent à 850 hPa.

Finalement, à part la Mer d'Arabie, pour laquelle l'événement intrasaisonnier composite exhibe une période de l'ordre de 55 jours, les périodes que l'on peut estimer à partir des composites d'OLR pour les deux ensembles de simulations sont comparables à celles des forts événements intrasaisonnières et sont d'environ 25-35 jours.

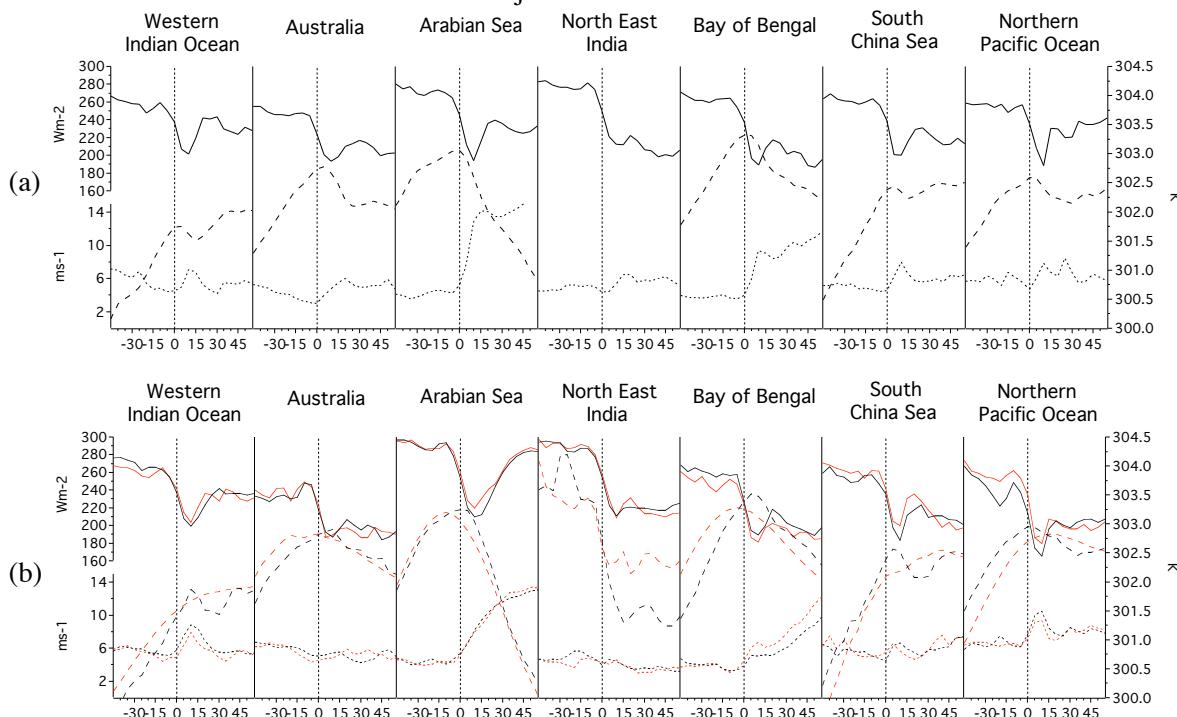


Figure 4.11 Composites des signaux régionaux moyennés sur 5 jours pour les forts événements convectifs intrasaisonnières repérés à moins de 20 jours de la DMDP pour l'OLR (trait continu), la vitesse du vent à 10 mètres (pointillés) et la température de surface de l'océan (tirets). L'origine de l'abscisse est le moment de maximum de diminution de l'OLR pour (a) les observations et les réanalyses et (b) les ensembles BF (rouge) et HF (noir). Pour les composites du modèle le nombre de cas pour chaque région est respectivement pour BF et HF : BF : 19, 13, 43, 9, 34, 6 et 27 ; HF : 23, 22, 42, 11, 37, 14 et 27.

4.2.2.5 Caractéristiques spectrales des signaux d'OLR régionaux

Les spectres moyens pour l'OLR sur deux régions particulières sont reportés sur la figure 4.12 afin de justifier l'étude de la variabilité 20-90 jours dans le modèle. Dans les observations, la bande 20-90 jours correspond bien à des pics spectraux, tandis que pour le modèle, la sélection d'échelle de temps est plus faible. Pour l'ensemble HF, un pic est très net dans la Mer de Chine qui n'est pas visible pour l'ensemble BF. Dans l'Océan Indien, un pic est discernable dans les ensembles HF et BF. Notons que pour chaque hiver et chaque été pris séparément des pics spectraux importants sont observés dans le modèle. L'absence de sélection nette d'échelle de temps d'une année à l'autre explique ces faibles pics moyens.

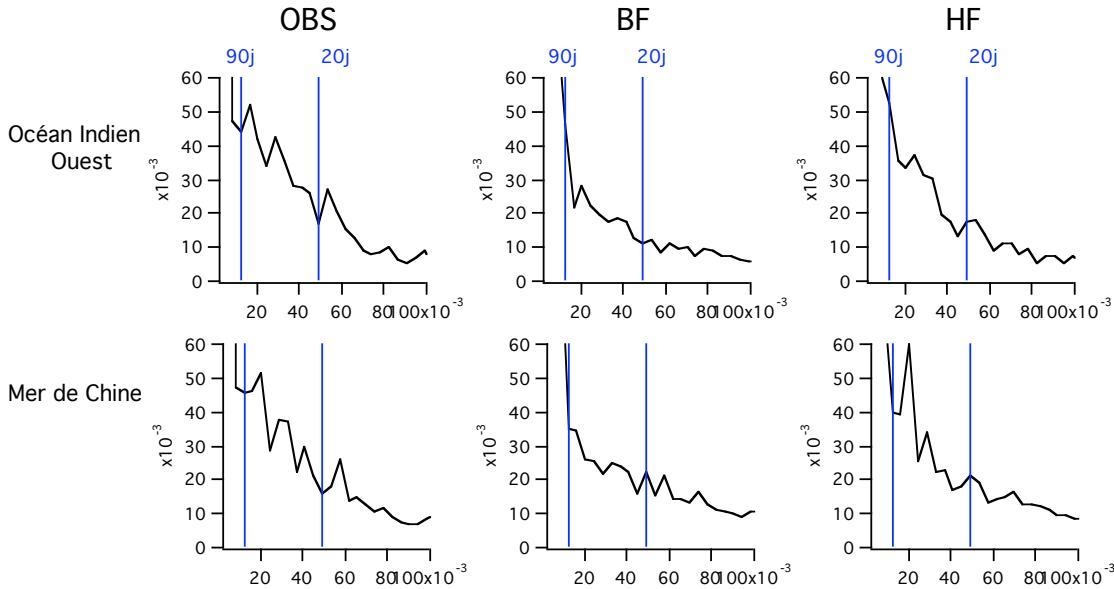


Figure 4.12 Spectres de puissances moyens calculés pour l'OLR normalisé (NOAA 1979-2002, ensemble BF et ensemble HF) sur 8 mois (octobre-mai pour la région de l'Océan Indien et avril-novembre pour la région de la Mer de Chine). Une fenêtre de Welch est appliquée sur chacune des périodes de 8 mois sur lesquelles se fait l'analyse.

4.3 L'organisation de la variabilité intrasaisonnière dans LMDZ

4.3.1 Capacité du modèle à organiser la variabilité intrasaisonnière

Afin d'illustrer la capacité du modèle à organiser la convection à l'échelle intrasaisonnière dans la région Indo-Pacifique, nous étudions l'évolution tout d'abord du Pourcentage de Variance Expliquée (PVE) pour chaque Analyse en Modes Locaux (une analyse sur une fenêtre de 120 jours tous les 5 jours) pour l'OLR observé et celui de d'un membre de chaque ensemble de simulations. Les maxima de PVE définissent les événements intrasaisonnières extraits par l'AML (Goulet et Duvel, 2000). Si la convection est peu organisée à l'échelle intrasaisonnière au sein d'une saison, cela se traduit par une succession de faibles maxima (figure 4.13a en fin de l'année 1998 dans les observations). Au contraire, si la convection présente des perturbations intrasaisonnières fortement organisées les maxima seront plus forts et moins nombreux au cours d'une saison (par exemple, pendant l'hiver 2003 dans les observations, figure 4.13a).

L'évolution du PVE est à mettre en parallèle avec l'évolution de la variance totale sur la région d'étude afin de vérifier qu'un maximum de PVE correspond bien à une variabilité intrasaisonnière importante. En comparant les évolutions du PVE pour ces deux expériences, il semble bien que le forçage par les TSO HF permet au modèle de mieux organiser les perturbations intrasaisonnières de convections, notamment pendant les hivers 2002 et 2003. Le modèle semble tout de même produire des événements intrasaisonnières moins organisés que dans la réalité.

L'écart type des variations de pourcentage de variance expliquée par AML donne une mesure de la capacité du modèle à organiser la convection à l'échelle intrasaisonnière (Table 4.1). Si celui-ci est faible, cela illustre l'absence d'événements intrasaisonnières bien organisés sur la région d'analyse. La tendance à l'augmentation de cet écart type par le forçage du modèle par les TSO HF est plus nette si on n'applique l'AML qu'au bassin de l'Océan Indien (Duvel et Vialard, 2006). Cet écart type devient alors 4,5% pour l'ensemble BF et 5,1% pour l'ensemble HF pour 6,7% dans les observations.

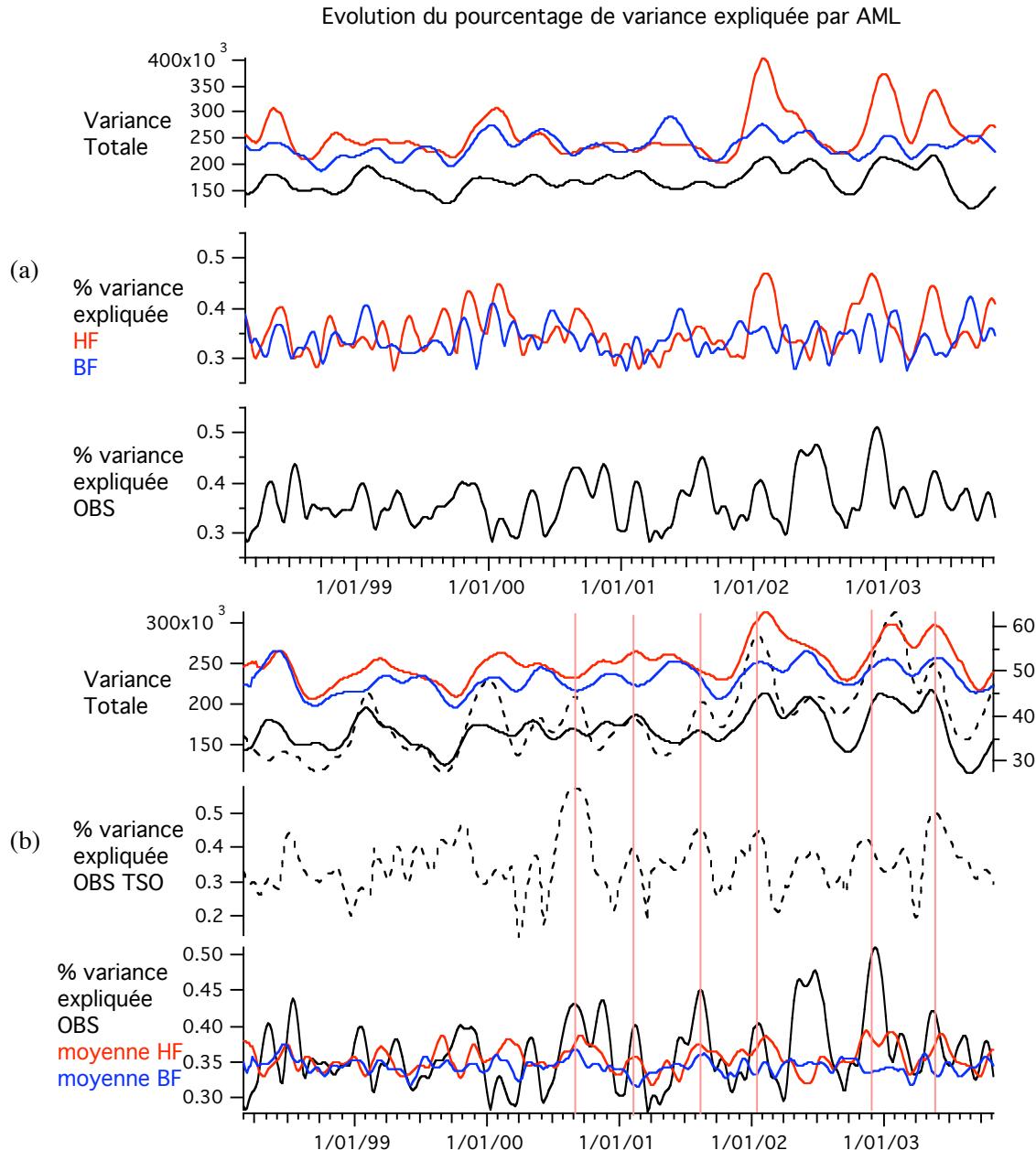


Figure 4.13 (a) Evolutions temporelles de la variance (20-60 jours) totale sur la région d'étude (30° - 180° E, 30° S- 30° N) et du Pourcentage de Variance Expliquée (PVE) par l'AML pour l'OLR observé, et l'OLR d'un membre de chacun des ensembles de simulations. (b) comme (a) mais la variance totale et PVE du modèle sont les moyennes pour chaque ensemble, la variance totale et le PVE de la TSO sont reportés en pointillés.

Les différences entre les évolutions moyennes du PVE des deux ensembles correspondent en général à des maxima du PVE de l'ensemble HF associés à des maxima de PVE de TSO (et à d'importantes valeurs de la variance totale de la TSO) indiquant des perturbations organisées (et d'amplitudes importantes) de cette dernière (repérés en rose sur la figure 4.13b). Cela confirme que les fortes perturbations intrasaisonnières de TSO bien organisées dans la région d'étude ont tendance à forcer une meilleure organisation de la variabilité intrasaisonnière de la convection simulée par LMDZ.

Cette augmentation de l'organisation des événements intrasaisonnières dans le modèle s'accompagne d'une meilleure corrélation entre l'évolution des PVE de l'OLR et du vent à 850 hPa qui passe de 54% à 60 % lorsque le modèle est forcé par les TSO HF (58% pour les observations et les vents des réanalyses). Les caractéristiques statistiques moyenne de l'organisation des perturbations dynamiques changent peu (Table 4.1) mais l'organisation des perturbations intrasaisonnières de vents est plus directement liée à l'organisation des événements convectifs intrasaisonniers.

PVE	NOAA	HF	BF
Ecart Type	4.6	3.8	3.3
Min max	28/51	26/51	25/46

Table 4.1 caractéristiques statistiques du Pourcentage de Variance Expliquée (PVE) par l'AML pour l'OLR observé, l'ensemble HF et l'ensemble BF.

4.3.2 Organisation de la variabilité intrasaisonnière en hiver

L'Analyse en Mode Locaux (AML, chapitre 2) est menée en prenant pour paramètre de référence l'OLR (observé ou des simulations) pour des fenêtres de 120 jours sur les signaux filtrés entre 20 et 90 jours pour la période 1998-2003. Les résultats pour les autres paramètres, présentés dans cette section, sont issus de la reprojection des modes d'OLR selon la méthode détaillée dans le chapitre 2, et correspondent aux variations intrasaisonnières de ces paramètres associées aux événements convectifs extraits par l'AML.

4.3.2.1 Organisation observée de la convection à l'échelle intrasaisonnière

L'événement moyen observé est bien organisé sur l'Océan Indien avec un maximum d'amplitude de perturbation au Sud de l'équateur (figure 4.14a). Ce mode est construit sur 10 événements intrasaisonnières extraits par l'AML et explique en moyenne 16% de la variance totale pour chacune des fenêtres de 120 jours correspondants aux événements intrasaisonnières. L'événement moyen montre une nette propagation vers l'Est de 60° à 160° Est et correspond à une période d'environ 35-40 jours, soit une vitesse de propagation de 3-4 ms^{-1} (proche de la vitesse caractéristique de l'Oscillation de Madden-Julian, Zhang, 2005). La perturbation dynamique (vent à 850 hPa) moyenne associée est principalement une perturbation de la composante zonale du vent avec une anomalie de vent d'Ouest à l'Ouest de l'anomalie négative d'OLR et une anomalie de vent d'Est à l'Est ce qui est cohérent avec une réponse de Gill (1980) à la convection.

La perturbation moyenne de vent zonal à 850 hPa évolue localement de sorte qu'un maximum d'anomalie de vent d'ouest suit d'environ un quart de période un minimum d'OLR en moyenne (figure 4.15a). La perturbation de TSO associée à l'événement intrasaisonnier moyen évolue presque en opposition de phase avec le vent zonal et en quadrature de phase avec l'OLR. Un minimum de TSO est donc associé à un maximum de vent (avec une courte avance de phase) et à une perturbation négative d'OLR un quart de période avant ce minimum (figure 4.14a et 4.15a).

La quadrature de phase entre les variations de TSO et d'OLR indique un impact des perturbations de flux solaire incident sur la variation de la TSO. L'opposition de phase entre la perturbation de vent de basses couches et la TSO semble suggérer que la perturbation de vent de

basses couches n'a pas d'impact sur la variation de température de surface (via la perturbation de flux). Cela peut en effet traduire l'importance d'autres phénomènes forcés par une variation du vent et perturbant la TSO :

- L'arrêt de formations de Couches de Réchauffement Diurnes (CRD) induisant une diminution de la TSO en phase avec l'augmentation du vent.
- Le mélange des eaux de surfaces avec des eaux plus froides lors de l'approfondissement de la couche de mélange océanique.
- La remontée d'eaux froides et profondes (upwelling).

Comme le discutent Duvel et Vialard (2006), cela n'exclut cependant pas l'importance des variations de flux de chaleur latente liée à celles du vent de surface. Ces dernières sont fortement non-sinusoidales et correspondent à des renforcements abrupts de vents qui donneraient des réponses de la TSO en quadrature à une échelle de temps plus courte que celle qui est étudiée, et qui ne sont donc pas visibles dans les résultats de l'AML présentés ici.

4.3.2.2 Organisation de la convection à l'échelle intrasaisonnière dans le modèle

L'événement moyen de l'ensemble BF présente deux perturbations d'OLR quasi-symétriques par rapport à l'équateur, de période environ 35 jours et se propageant vers l'Ouest (à la vitesses de $4\text{-}5 \text{ ms}^{-1}$ environ, figure 4.14b). Cet événement intrasaisonnier moyen explique peu (6%) de la variabilité intrasaisonnière totale pour les fenêtres d'analyses des 86 événements intrasaisonniers extraits par l'AML. Ces perturbations de convections sont associées à des anomalies de circulations cycloniques (pour les anomalies négatives d'OLR) et anti-cycloniques (pour les anomalies positives d'OLR) dont la composante zonale varie localement en opposition de phase avec l'OLR. Si les anomalies de convections correspondent effectivement, dans le modèle, aux anomalies de pressions à 850 hPa, ces circulations pourraient être assimilées à celles des ondes de Rossby équatoriales (Matsuno, 1966).

L'événement convectif moyen de l'ensemble HF présente une plus forte organisation sur l'Océan Indien et explique plus de variabilité (9%) que l'événement moyen BF. L'anomalie négative d'OLR est associée, à l'Ouest, à une anomalie de vents d'ouest et une anomalie de vents d'Est à l'Est (figure 4.14c). La perturbation d'OLR exhibe peu de propagation dans l'Océan Indien avec cependant une propagation vers l'Est à l'Est de 100° Est. Dans l'Océan Indien, le vent zonal évolue en opposition de phase à l'Ouest avec la perturbation d'OLR (figure 4.15) correspondant à des anomalies de vents d'Ouest à l'Ouest de la convection peu après le minimum d'OLR. Cette perturbation dynamique importante ne se propage pas et reste confinée à l'Ouest de 80°E. à l'Est de 90°E. Au Nord de l'Australie, la perturbation dynamique est plus faible et présente une relation de phase complexe avec la perturbation d'OLR qui est vraisemblablement le résultat du mélange des relations de phases entre : d'une part l'anomalie de vent d'Est à l'Est de la convection organisée sur l'Océan Indien visible sur la première carte de la figure 4.14c (minimum d'anomalie de vent d'ouest en phase avec le minimum d'OLR, Gill, 1980) ; et d'autre part la réponse de vent d'Ouest à l'Ouest de la convection lorsque celle-ci s'est déclenchée au Nord de l'Australie (maximum de vent d'Ouest presque en phase avec le minimum d'OLR comme dans l'Ouest du bassin Indien, Gill, 1980).

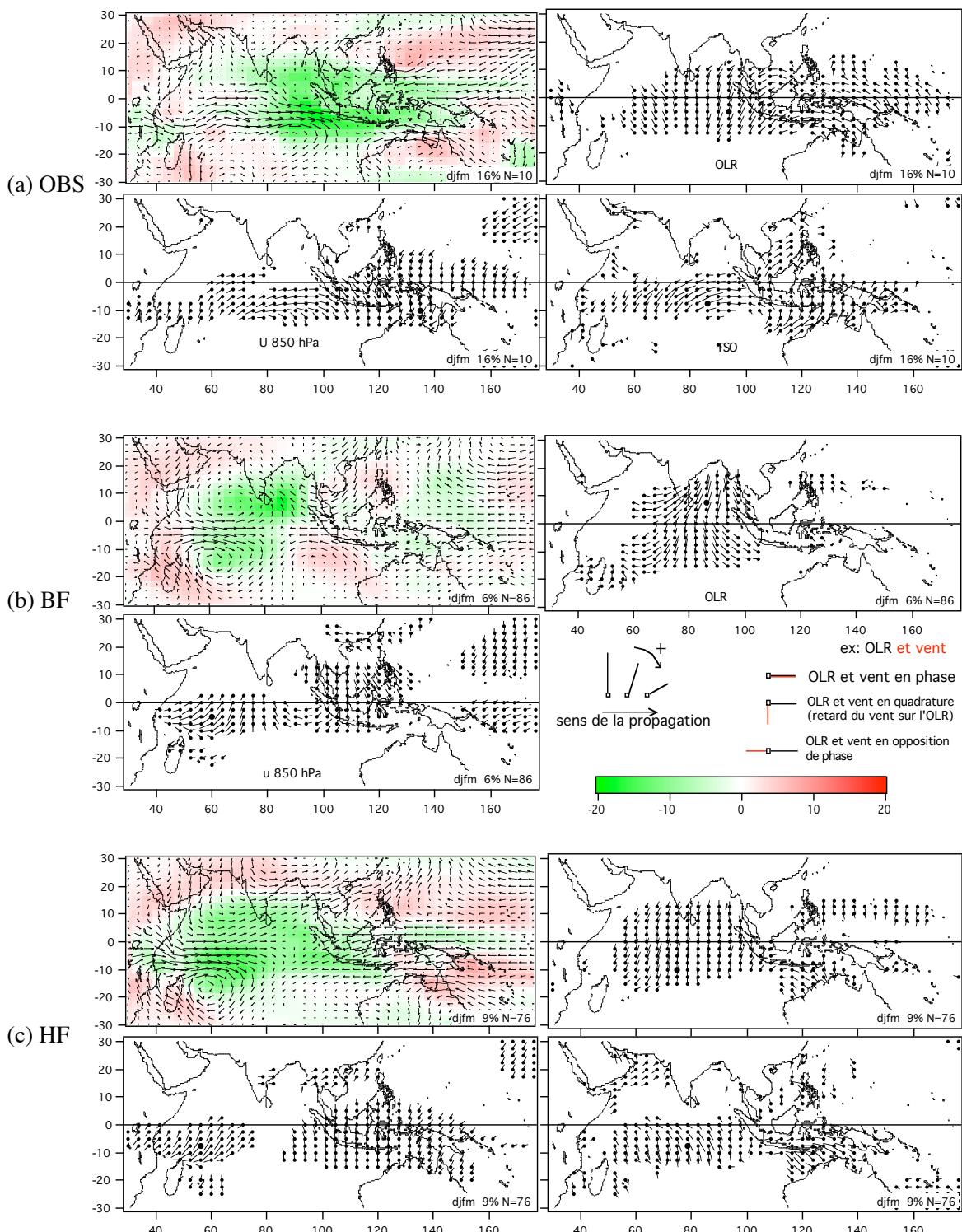


Figure 4.14 Événements intrasaisonnières moyen d'hiver (AML, décembre -mars) pour le paramètre de référence OLR et perturbations moyennes associées (reprojection, AML) sur le vent zonal à 850 hPa et la TSO pour (a) les observations (OLR NOAA, vent NCEP et TSO TMI), (b) l'ensemble BF et (c) l'ensemble HF. La première carte représente une phase de l'événement correspondant (perturbation d'OLR en couleur, Wm^{-2} , flèches : vents à 850 hPa $3^\circ=3\text{ms}^{-1}$) les trois (deux) autres présentent les phases relatives et les amplitudes régionales des perturbations des trois paramètres associés au mode moyen AML. La taille des curseurs donne l'amplitude régionale, leur angle donne la phase relative entre les régions pour un même paramètre et entre les paramètres, le plan est orienté dans le sens horaire. Un guide de lecture est rappelé ici.

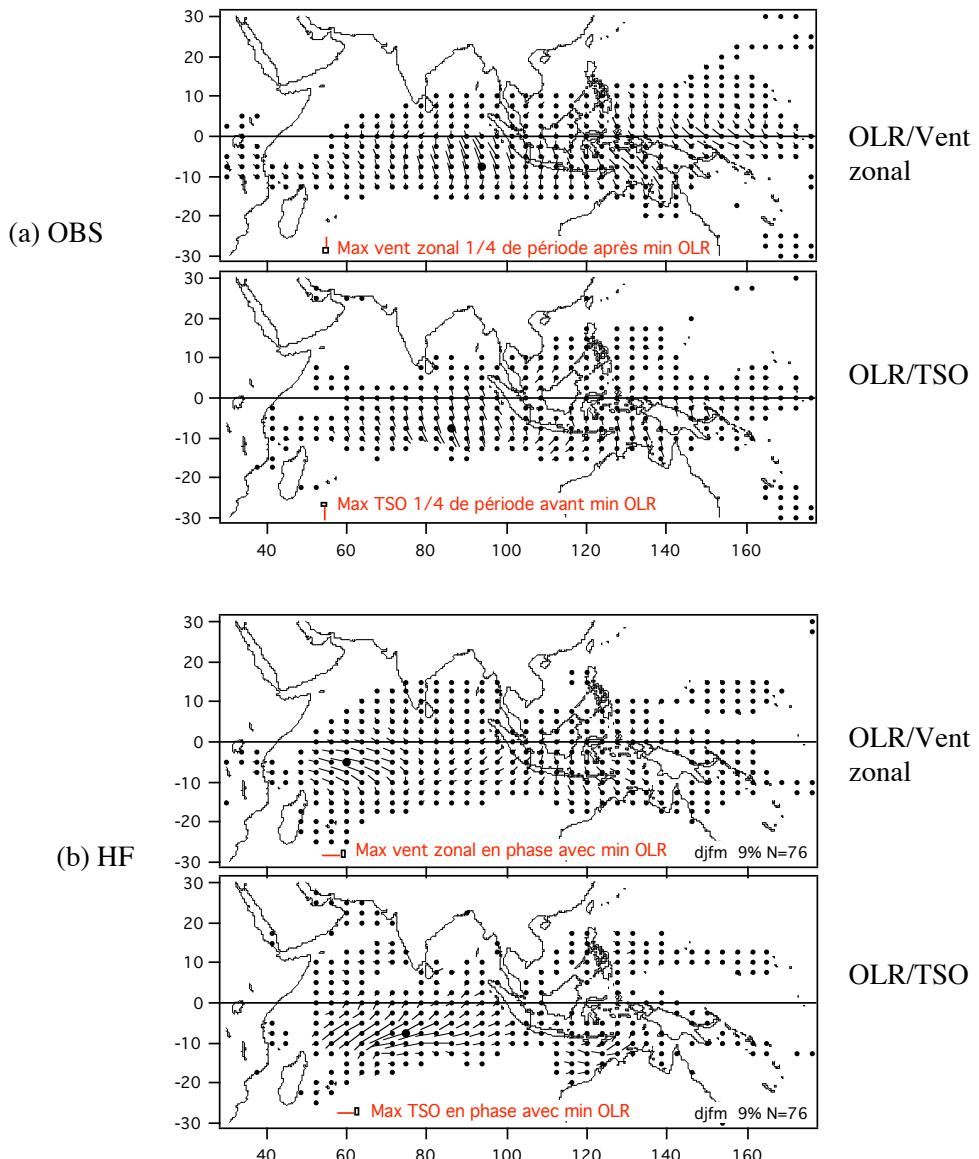


Figure 4.15 Différences de phases relatives entre l'OLR et le vent et l'OLR et la TSO pour le mode moyen d'hiver (a) observé et (b) de l'ensemble HF.

L'opposition de phase entre l'évolution de la perturbation d'OLR et de vent associée (figure 4.15b), visible à l'Ouest de l'Océan Indien dans l'ensemble HF et en général pour l'ensemble BF est un biais remarquable du modèle, l'évolution du vent étant plus en quadrature avec celle de l'OLR dans la réalité, et qui pourrait avoir des conséquences sur la capacité d'organisation de la convection du modèle.

La différence d'organisation entre les événements des ensembles HF et BF est liée à d'importantes perturbations de TSO bien organisées sur le bassin Indien. L'OLR varie quasiment en opposition de phase avec ces dernières (figure 4.15b), ce qui est caractéristique d'une réponse convective d'un modèle forcé par les températures de surface de l'océan (Fu et al, 2003 ; Wang et Fu, 2004). De plus l'organisation plus importante de la variabilité intrasaisonnière de la convection est accompagnée d'une réponse dynamique plus forte et mieux organisée dans l'ensemble HF, qui peut expliquer les différences de la moyenne de vent entre les deux ensembles (Figure 4.4 et 4.5).

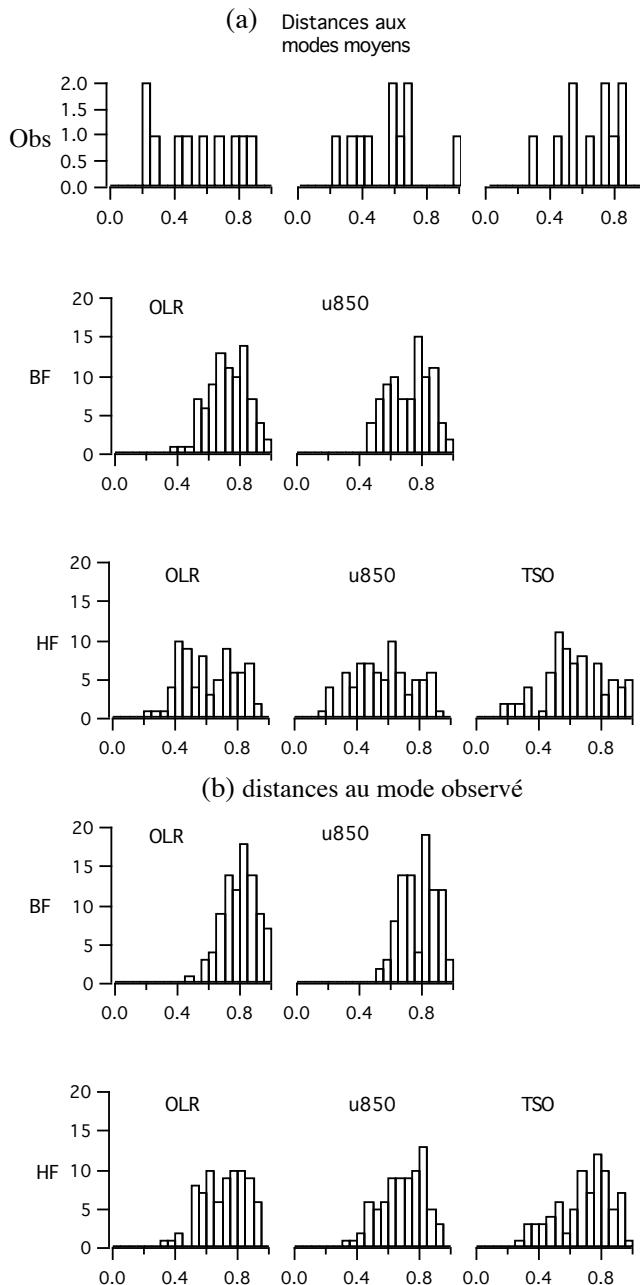


Figure 4.16 (a) Distribution des distances aux événements intrasaisonniers moyens d'hiver respectifs pour les observations (et réanalyses) et les ensembles BF et HF des événements intrasaisonniers d'hiver. **(b)** Distances à l'événement moyen hivernal observé des événements des ensembles BF et HF.

4.3.2.3 Reproductibilité des événements intrasaisonniers d'hiver

Les distances de chaque événement à l'événement moyen (voir chapitre 2 et Goulet et Duvel, 2000) donne une image détaillée de la reproductibilité des événements intrasaisonniens. Les différentes distributions de distances aux modes moyens (et modes moyens reprojetés) sont reportées figure 4.16 ainsi que les distances des événements simulés à l'événement moyen observé. Trois événements intrasaisonniens ressemblent particulièrement au mode moyen observé, la moitié des événements intrasaisonniens extraits par l'AML ont une distance inférieure à 0.5. La perturbation dynamique associée (mode reprojeté) est légèrement moins reproductible et le mode associé de TSO n'est réellement représentatif que d'un événement intrasaisonnier. Les événements intrasaisonniens du modèle sont moins reproductibles que dans

la réalité, cependant, l'ensemble HF présente une meilleure reproductibilité des événements convectifs intrasaisonnières et des perturbations dynamiques associées que l'ensemble BF malgré la faible reproductibilité des perturbations de TSO associées.

Non seulement les événements intrasaisonnières et les perturbations dynamiques associées sont plus reproductibles dans l'ensemble HF que BF, mais ils sont plus ressemblants aux modes moyens observés (figure 4.16b), certains événements (OLR et vent zonal à 850 hPa) ont une distance inférieure à 0.4 du mode moyen observé.

4.3.3 Organisation de la variabilité intrasaisonnière en été

Nous distinguons dans cette section les événements intrasaisonnières qui ont lieu pendant le mois de mai, associés au déclenchement de la mousson dans le modèle (voir section 4.2) de ceux qui occurront pendant le reste de la saison de mousson.

4.3.3.1 Organisation des événements intrasaisonnières de mai

L'événement intrasaisonnière moyen de l'OLR observé (figure 4.17a) présente deux perturbations en quasi-opposition de phase entre l'Océan Indien et la Mer de Chine associée à des perturbations de circulation de type Gill (1980). Dans l'Océan Indien, la perturbation d'OLR est maximale dans le Sud de la baie du Bengale et correspond aux faux déclenchements de moussons (bogus onsets) décrits par Flatau et al (2001). La perturbation d'OLR dans la Mer de Chine ne se propage pas tandis qu'on constate une propagation de l'Océan Indien équatorial de 60° à 100° Est et une propagation rapide vers le Nord entre l'Océan Indien équatorial et la Baie du Bengale de la perturbation convective en association avec une perturbation de vent et de TSO (Duvel et Vialard, 2006).

L'événement convectif intrasaisonnière moyen de l'ensemble BF (figure 4.17b) est principalement confiné au Sud de l'équateur et associé à des perturbations de vents en quadrature de phase et de structure cohérente avec une réponse de type Gill (1980). Les perturbations convectives sont faibles dans la Baie du Bengale et la Mer d'Arabie suggérant que l'activité convective associé au déclenchement de la mousson est peu organisée à grande échelle.

Nous avons vu que l'ensemble HF présentait un nombre plus important de forts événements intrasaisonnières dans la Mer de Chine au voisinage de la DMDP (début mai), la variabilité intrasaisonnière est aussi plus importante en mai dans la Mer d'Arabie et la Baie du Bengale. La structure de l'événement intrasaisonnière de l'ensemble HF montre de plus que ces variabilités régionales sont organisées sur l'ensemble de la région avec une opposition de phase entre l'Océan Indien et la Mer de Chine (figure 4.17c). Notons que le biais sur la phase relative entre l'OLR et le vent est localement le même qu'en hiver (opposition de phase plutôt que quadrature) ce qui suggère un biais robuste du modèle.

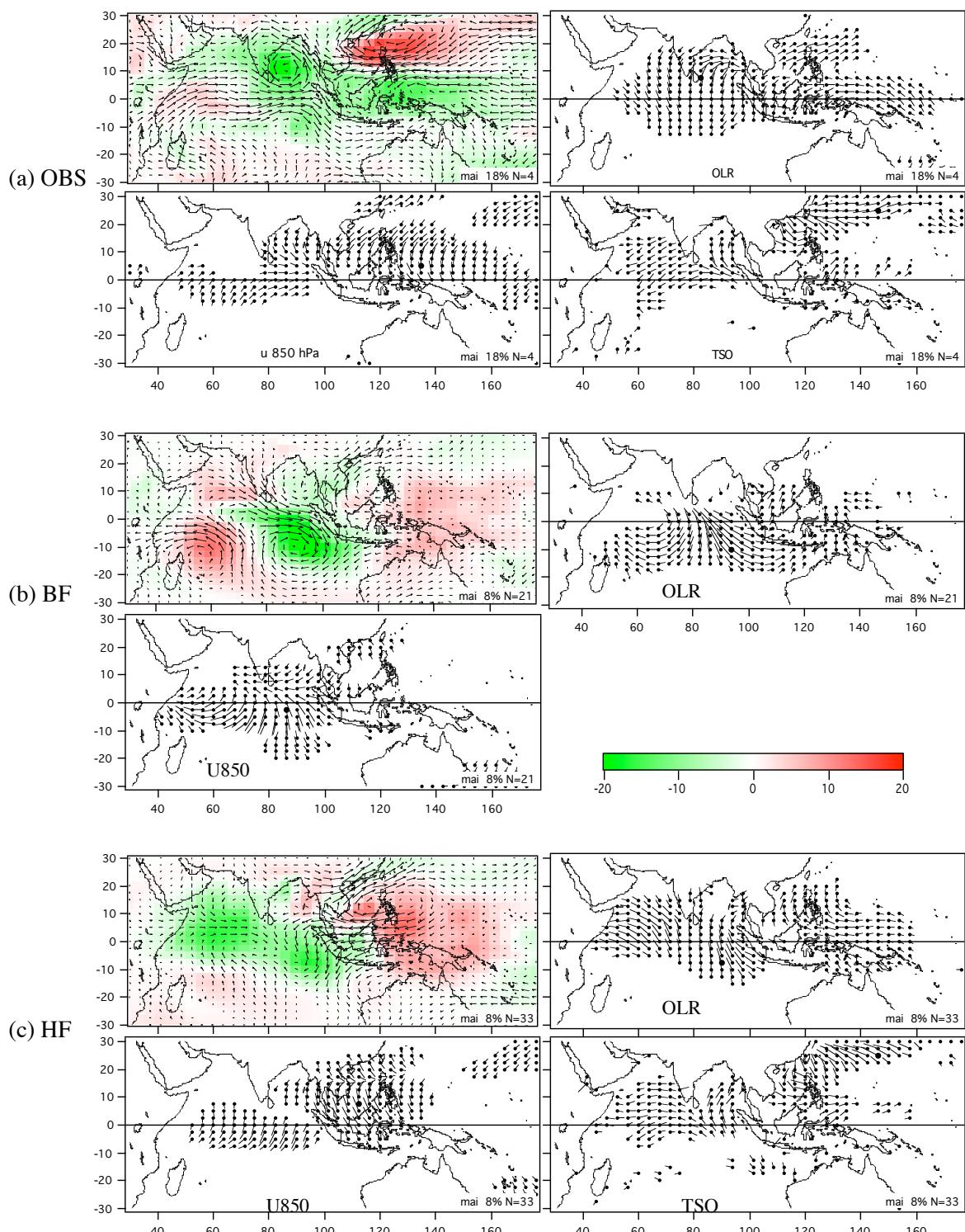


Figure 4.17 Comme figure 4.14 pour le mois de mai.

4.3.3.2 Organisation des évènements intrasaisonnières de juin à septembre

L'événement moyen observé de la période juin-septembre (figure 4.18a) présente une opposition de phase entre les anomalies d'OLR dans le Nord de l'Océan Indien et la Mer de Chine ces deux pôles de variabilités semblent interagir par les perturbations de circulations de basses couches associées (type réponses de Gill à l'anomalie convective) comme l'ont étudié Annamalai et Sperber (2005). Les propagations vers le Nord des perturbations de convection dans l'Océan Indien et vers le nord-ouest depuis l'Océan Pacifique équatorial vers la Mer de Chine notées par Kembal-Cook et Wang (2001) sont visibles sur cet événement moyen. Localement, les variations des différents paramètres présentent les mêmes relations de phases que pour les modes précédents.

Les deux événements intrasaisonnières moyens du modèle présentent les mêmes caractéristiques avec des perturbations convectives principalement confinées dans l'hémisphère Sud dans l'Océan Indien et des perturbations convectives dans la Mer de Chine et le Pacifique nord-ouest toutes deux associées à des anomalies de circulation, cohérentes avec des réponses de types Gill aux anomalies de chauffage de la troposphère par la convection (figures 4.18b et c). Finalement notons que la perturbation dynamique est, comme précédemment, en opposition de phase avec la perturbation d'OLR pour le modèle tandis dans les observations ces deux perturbations sont en quadrature de phase.

4.3.3.3 Reproductibilité des évènements intrasaisonnières d'été

L'événement moyen de mai basé sur les observations est relativement reproductible et représente principalement deux événements intrasaisonnières particuliers et les deux autres sont à une distance inférieure à 0.5 de l'événement moyen (figure 4.19). Les événements d'été sont peu reproductibles dans le modèle et le forçage par les TSO HF n'améliore que légèrement la reproductibilité des événements.

En comparant les distances des événements intrasaisonnières des deux ensembles de simulations aux modes moyens issus des observations pour mai et juin-septembre, il est clair que les événements de l'ensemble HF sont plus proches du mode moyen des observations que ceux de l'ensemble BF et ce notamment en mai (figure 4.20), ce qui montre que le forçage en TSO a néanmoins un impact sur l'organisation des perturbations convectives.

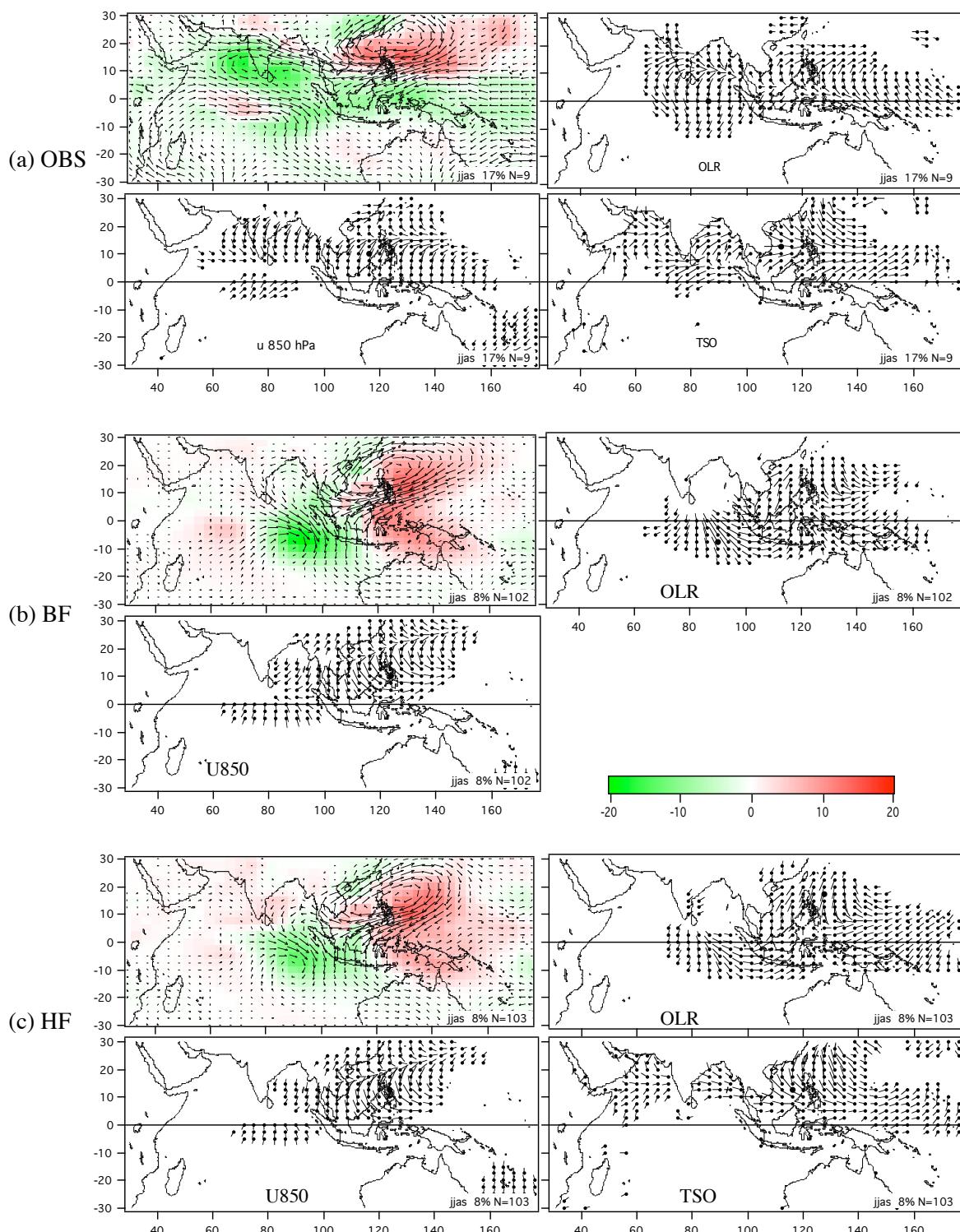


Figure 4.18 Comme 4.14 pour juin-septembre.

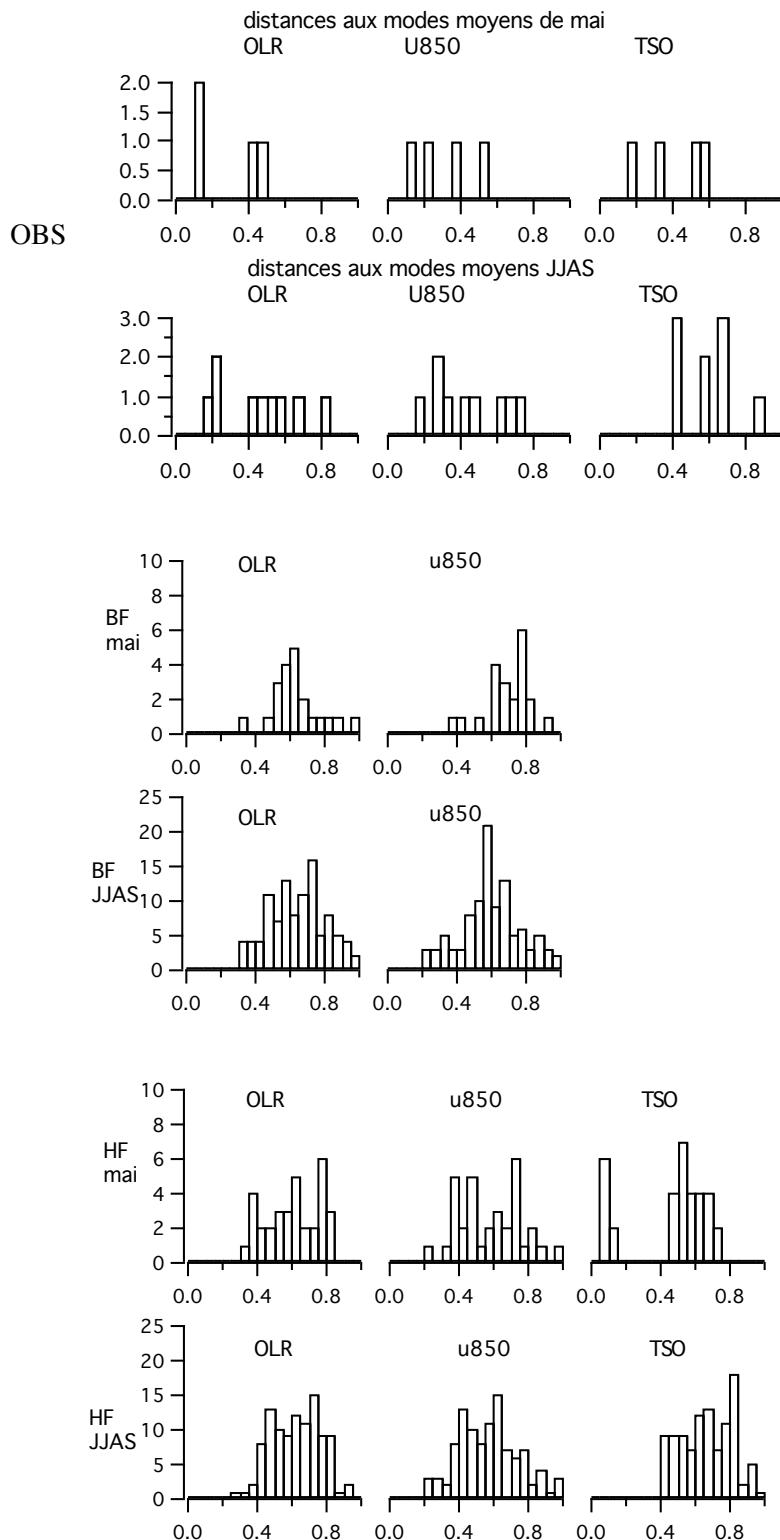


Figure 4.19 Distribution des distances aux évènements intrasaisonnières moyens de mai et de juin-septembre respectifs pour les observations (et réanalyses) et les ensembles BF et HF des évènements intrasaisonnières de mai et de juin-septembre.

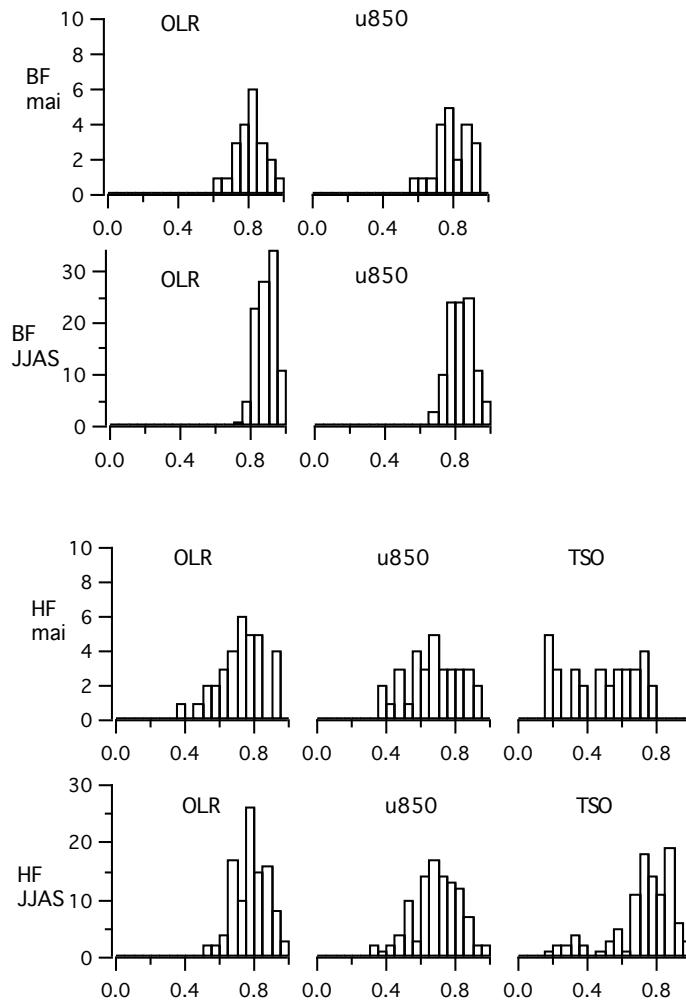


Figure 4.20 Distances à l'événement moyen de mai et de juin-septembre observé des événements des ensembles BF et HF.

4.4 Réponse de LMDZ aux perturbations intrasaisonnières de TSO (cas de l'hiver 2002)

Afin d'étudier plus précisément la réponse convective du modèle aux perturbations de TSO, l'AML est menée en prenant la TSO comme paramètre de référence, les modes de variabilité intrasaisonnières sont donc les mêmes pour chacun de membres et pour les observations, la réponse atmosphérique (notamment en OLR), elle, change d'un membre à l'autre. C'est en hiver que l'impact des perturbations intrasaisonnières de TSO sur le modèle est le plus important, l'hiver 2002 est en particulier choisi pour cette étude de cas car le mode de variabilité de TSO extrait par l'AML est particulièrement fort et organisé sur l'ensemble de la région.

4.4.1.1 Diversité des réponses du modèle à un forçage en TSO

La figure 4.21 présente les évolutions temporelles de la TSO et les évolutions associées de l'OLR pour deux régions particulières de l'Océan Indien pour chacun des membres de l'ensemble HF et pour les observations. Comme prévu, la majorité des membres produit une évolution quasiment en opposition de phase de l'OLR par rapport à la TSO (Fu et al, 2003). L'OLR est minimal, et la convection maximale, quelques jours seulement après le maximum de la perturbation de TSO locale. Un membre semble cependant présenter une réponse convective (perturbation d'OLR) à l'anomalie de TSO plus proche de la perturbation d'OLR observée (associée à la perturbation de TSO). A 63.75°E-7.5°S cette réponse est en quadrature de phase

avec la TSO et en phase avec la perturbation d'OLR observée. Plus à l'Est, cet accord entre les signaux d'OLR simulé et observés est moins important, mais l'OLR simulé varie encore presque en quadrature de phase avec la TSO. Nous allons étudier plus précisément ce membre particulier (membre P) de l'ensemble HF.

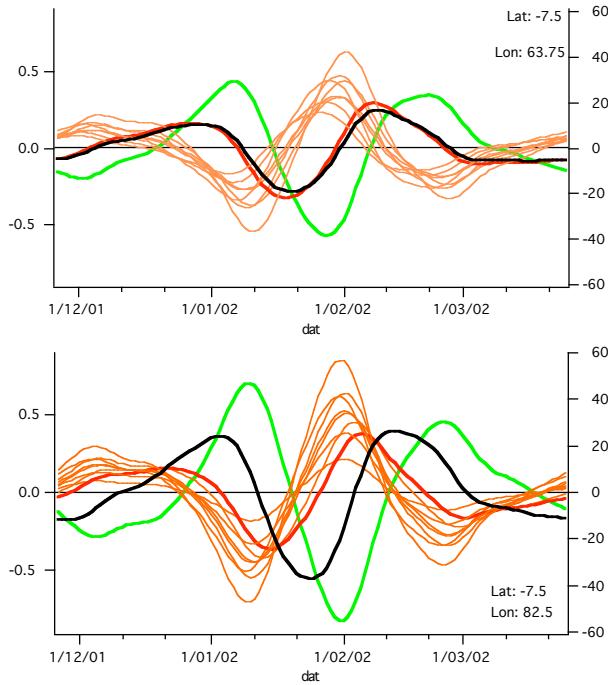


Figure 4.21 *Evolutions temporelles régionales reconstruites (voir Chapitre 2) de la perturbation de TSO (vert, °C) correspondant au mode organisé de l'hiver 2002 (AML pour TSO en paramètre de référence), de la perturbation d'OLR associée (AML, Wm⁻²) pour l'observation (noir) et chacun des membres de l'ensemble HF (rouge et orange). Un membre de l'ensemble HF est distingué (trait rouge, gras) pour la phase relative entre les perturbations de TSO et d'OLR associée. Les régions sont prises dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur (63.75°E-7.5°S et 82.5°E-7.5°S).*

4.4.1.2 Etude d'une réponse particulière du modèle au forçage en TSO

- **Organisation de la réponse convective au forçage en TSO**

Le mode organisé de TSO est constitué d'une perturbation importante dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur présentant une propagation vers le sud-est à l'Est de 70°E et une seconde perturbation de TSO en opposition de phase avec la première, au Nord de l'Australie (figure 4.22). La perturbation d'OLR associée dans le modèle est bien organisée dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur et présente une propagation vers le Sud entre 60° et 80° Est ainsi qu'une propagation vers l'Est à l'Est de 80° à 20° Est. Cette perturbation d'OLR du modèle est associée à une perturbation du vent zonal à 850 hPa se propageant continûment de 60° Est à 150° Est au Sud de l'équateur. Il s'agit d'une différence notable avec le mode moyen d'hiver de l'ensemble HF.

Dans l'Océan Indien, les relations de phases locales entre les perturbations d'OLR et de vent sont sensiblement différentes de celles que l'on a constatées dans les événements moyens précédemment étudiés. Alors que le vent et l'OLR étaient principalement en opposition de phase pour les événements moyens simulés (figure 4.15b), la relation de phase est ici plus proche d'une quadrature, soit un maximum d'anomalie de vent d'Ouest 1/8 de période (5 jours et non 1/4 de période comme observé) après le minimum d'OLR (figure 4.23a). La relation de phase entre la perturbation de TSO et la variation d'OLR associée est, de plus, plus proche

d'une quadrature de phase que l'opposition de phase constatée auparavant pour l'ensemble HF (figure 4.23b).

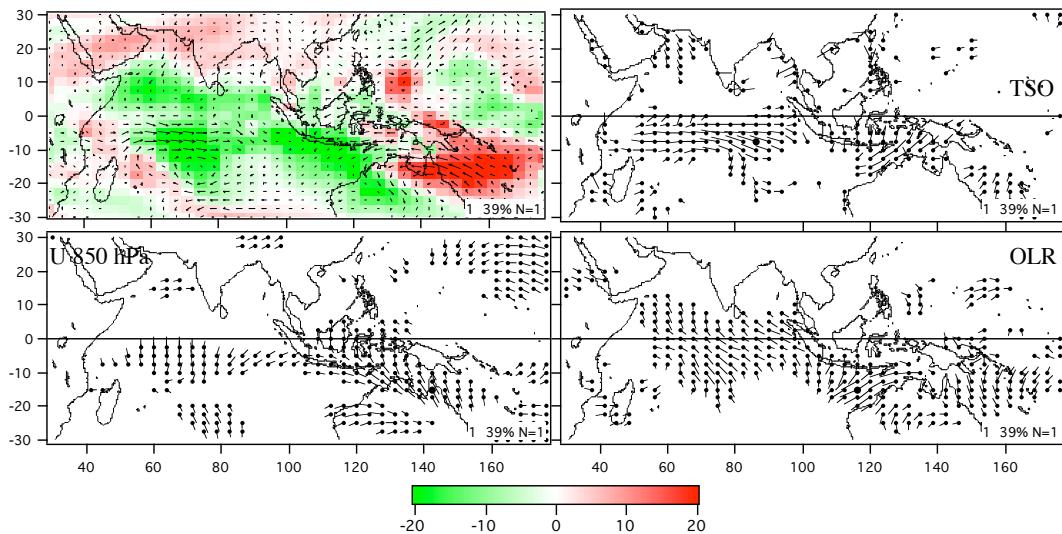


Figure 4.22 Evénement intrasaisonnier de TSO de l'hiver 2002 et perturbations d'OLR et de vent zonal à 850 hPa pour un membre particulier de l'ensemble HF (voir figure 4.23). Une phase des perturbations d'OLR (couleur, $W.m^{-2}$) et de vent ($3^{\circ}=1m.s^{-1}$) associées est représentée, ainsi que les cartes de distribution des amplitudes et phases relatives pour la TSO et la reprojecion sur les deux autres paramètres.

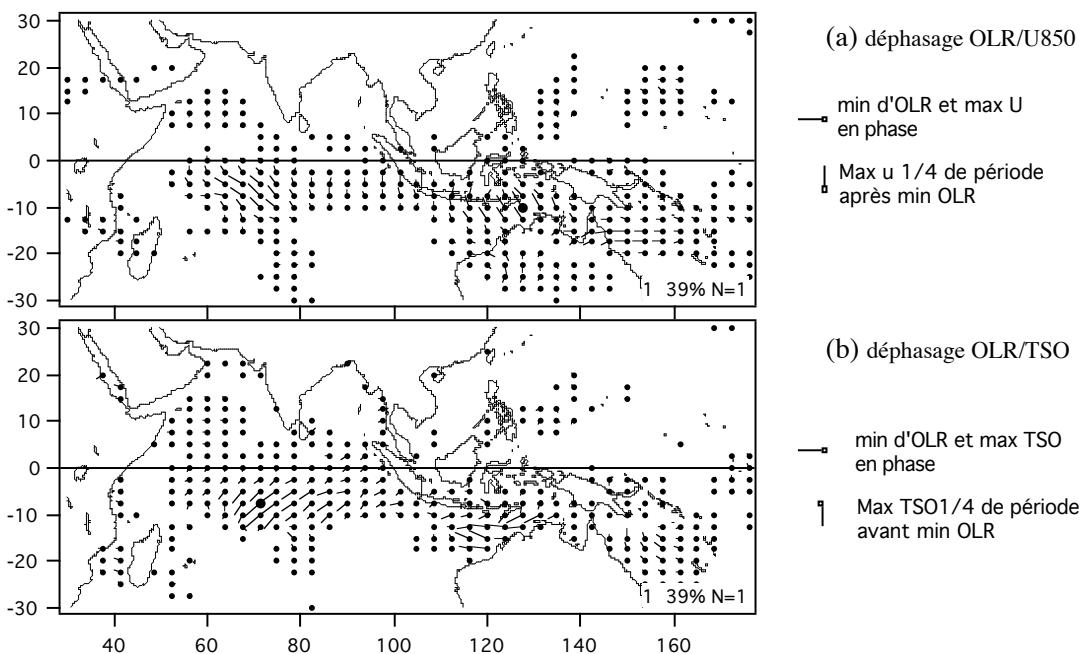


Figure 4.23 Distribution des différences de phase entre (a) l'OLR (reprojeté) et le vent zonal à 850 hPa (reprojeté) et (b) l'OLR (reprojeté) et la TSO pour l'événement de TSO de l'hiver 2002 pour le membre particulier de l'ensemble HF.

○ Evolution de la réponse atmosphérique au forçage en TSO

Une étude de l'évolution du membre P est menée afin d'étudier sa réponse à la perturbation de TSO. Cinq cartes composites (moyennes sur 5 jours tous les 10 jours) sont présentées sur la figure 4.24 correspondant à la première moitié de l'événement en TSO de l'hiver 2002 (figure

4.21), le vent à 850 hPa, l'évaporation et les précipitations sont représentées ainsi que l'anomalie de TSO (par rapport à l'hiver 2002).

- Au début de l'événement intrasaisonnière (22-26 décembre 2001, figure 4.24), l'état du modèle est cohérent avec le réchauffement imposé de la température de surface. L'activité convective est réduite dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur et les vents de basses couches sont faibles.
- Vers le maximum d'anomalie positive de la TSO (01-05 janvier 2002), le modèle déclenche la convection sur l'ensemble du bassin. Les vents d'Ouest se renforcent sur la limite nord-ouest de la zone de convection en association avec une augmentation de l'évaporation. Les alizés et l'évaporation se renforcent également au sud-est de la convection. Le renforcement des vents d'Ouest à l'Ouest de la convection, et d'Est à l'Est, est très probablement l'amorce de la réponse dynamique induite par la convection organisée.
- La température décroît ensuite principalement entre 60° et 80° Est tandis que l'anomalie reste fortement positive entre 80° et 90°E (11-15 janvier 2002). La réponse dynamique à la convection (Gill, 1980) est encore visible avec d'importants vents d'Ouest entre 50° et 80° Est. Ces vents d'Ouest sont associés à une forte augmentation de l'évaporation. Les précipitations se maintiennent à l'Est des forts vents d'Ouest en relation avec une anomalie positive de TSO s'affaiblissant.
- La réponse dynamique à la convection se déplace ensuite (21-25 janvier 2002) vers l'Est en suivant le déplacement de la convection qui s'est déplacée de 80°E à 90°-110°E. Les vents d'Ouest à l'Ouest de la convection correspondent encore à un maximum local d'évaporation et la convection est intense au-dessus d'une surface qui s'est nettement refroidie.
- Du 31 janvier au 4 février 2002, sur la majeure partie de l'Océan Indien au Nord de 10° Nord, la convection a cessé alors que l'anomalie négative de TSO est maximale. La convection s'est déplacée encore vers l'Est et est maximale au-dessus d'une anomalie froide de TSO au Nord de l'Australie. Ce maximum de convection est associé à de forts vents d'Ouest à l'Ouest liés à une forte évaporation.

Depuis le déclenchement de la convection organisée sur l'ensemble du bassin indien (figure 4.24, 01-05 janvier) la convection se propage vers l'Est de 80°E à 140°E en relation avec de forts coups de vents d'Ouest à l'Ouest du maximum de convection. Au cours de cette évolution, le maximum de convection se décorelle progressivement de l'anomalie de TSO, le maximum de convection est en effet lié au maximum d'anomalie positive de TSO au début de l'événement (comme dans le reste des membres de l'ensemble) et fini par être associée à une anomalie froide à la surface au nord de l'Australie (figure 4.24, 31 janvier-4 février). C'est que dans ce cas, un autre mécanisme s'ajouterait au forçage par la TSO dans le maintien et la propagation de la convection. Pour un autre membre de l'ensemble HF (figure 4.25), la convection se déclenche en phase avec l'anomalie de TSO et la faible organisation de la réponse dynamique est ne permet pas à la convection de se maintenir au-dessus de l'anomalie froide en surface au Sud de l'équateur. La convection évolue ainsi en phase avec la perturbation de TSO.

La réponse dynamique se met en place avec un léger retard sur la convection, ainsi les forts vents d'Ouest de la réponse à la forte convection qui se déclenche en début janvier ne sont établis que quelques jours après et semblent se maintenir pendant 5 à 10 jours (4.23a et 4.24). De plus, cette réponse dynamique, associée à une augmentation de l'évaporation en surface, semble induire une convergence d'humidité à l'Est du maximum de vents d'Ouest. Cette convergence d'humidité entretiendrait la convection plus à l'Est ce qui aurait pour conséquence le déplacement des vents d'Ouest vers l'Est quelques jours après. Cette explication possible est en accord avec la théorie WISHE (Wind Induced Surface Heat Exchange, Emanuel, 1987, Yano et Emanuel, 1991) pour un entretien de la convection par l'apport de chaleur latente principalement dû aux vents d'Ouest à l'Ouest de la convection (Maloney et Sobel, 2004 ;

Maloney et Esbensen, 2005) et non au renforcement des vents d’Est à l’Est de la convection (Emanuel, 1987 ; Yano et Emanuel, 1991). Ce mécanisme est présent au cours des évènements simulés par les autres membres de l’ensemble HF (avec une grande diversité d’organisation spatiale de la convection et des réponses dynamiques), cependant ce membre est le seul pour lequel la convection et la TSO évoluent presque en quadrature de phase, caractéristique pour laquelle l’organisation particulière des perturbations dynamiques semble jouer un rôle. L’organisation de la réponse convective est donc vraisemblablement importante pour la bonne représentation des événements convectifs intrasaisonniers par le modèle.

L’évolution de l’événement de l’hiver 2002 est étudiée de la même manière au moyen des réanalyses NCEP (figure 4.26). La convection augmente fortement une semaine après le déclenchement de convection simulée en association avec un renforcement des alizés au sud-est de la convection comme pour le modèle quelques jours plus tôt (figure 4.24 pour 01-05 janvier et figure 4.26 pour 11-15 janvier). La réponse dynamique des vents d’Ouest est ensuite mieux organisée que celle du modèle et est caractérisée par un jet principalement zonal de 40° à 100° Est tandis que le jet d’Ouest simulé s’étend sur au plus 20° de longitude et présente une orientation différente (sud-ouest plutôt qu’Ouest). L’augmentation de l’évaporation à l’Ouest de la convection dans les réanalyses qui est associée de façon cohérente à une baisse de la température (augmentation des flux de surface vers l’atmosphère) semble cependant bien jouer le même rôle que dans le cas particulier de l’ensemble HF présenté ci-dessus avec une convergence à l’Est de la convection plus marquée (figure 4.26 21-25/01/02 et 31/01-04/02/02).

Les organisations de la convection autour du 3 janvier dans la simulation et du 13 janvier dans les réanalyses semblent relativement comparables. Cependant le modèle semble incapable d’organiser une réponse dynamique réaliste à cette convection organisée. En plus de la grande sensibilité du schéma de convection à la température de surface de l’océan, s’ajoute vraisemblablement une mauvaise aptitude du modèle à organiser la réponse dynamique à la convection.

○ Réponse potentielle de l’océan au mode simulé

On peut se demander dans quelle mesure l’événement particulier étudié ici est en accord avec le forçage de TSO imposé. Pour tenter de répondre à cette question, la perturbation potentielle de TSO est calculée. Cette perturbation potentielle est simplement la perturbation de température d’une couche mélangée océanique de profondeur h , uniquement du fait de la perturbation de flux de surface associée à l’événement simulé, elle est potentielle car le modèle n’est pas couplé. Nous prenons $h=25\text{m}$ d’après de Boyer Montégut et al (2005) pour l’Océan Indien entre -10° et 0° de latitudes. Nous ne considérons de plus que la perturbation de flux associée à l’événement organisé de convection liée à l’événement de TSO extrait par l’AML pour l’hiver 2002. La comparaison entre la perturbation potentielle de TSO et celle qui est observée pour deux régions particulières est présentée sur la figure 4.27.

Matthews (2004) affirme que la perturbation de flux de surface (dont nous déduisons la perturbation potentielle de TSO) par le modèle forcé est celle qui serait appliquée à un modèle d’océan si le modèle était couplé. Il faut relativiser cette assertion. En effet, pour peu que la perturbation potentielle de flux (ou de TSO) s’éloigne de la perturbation de forçage, l’interprétation de Matthews (2004) n’est plus valable. Tout ce qu’il est possible de dire d’un tel résultat est que l’événement simulé est associé à une perturbation de flux correspondant (pour une couche de mélange de profondeur réaliste) à une perturbation de TSO réaliste dans l’Ouest du bassin Indien mais nettement plus faible à l’Est.

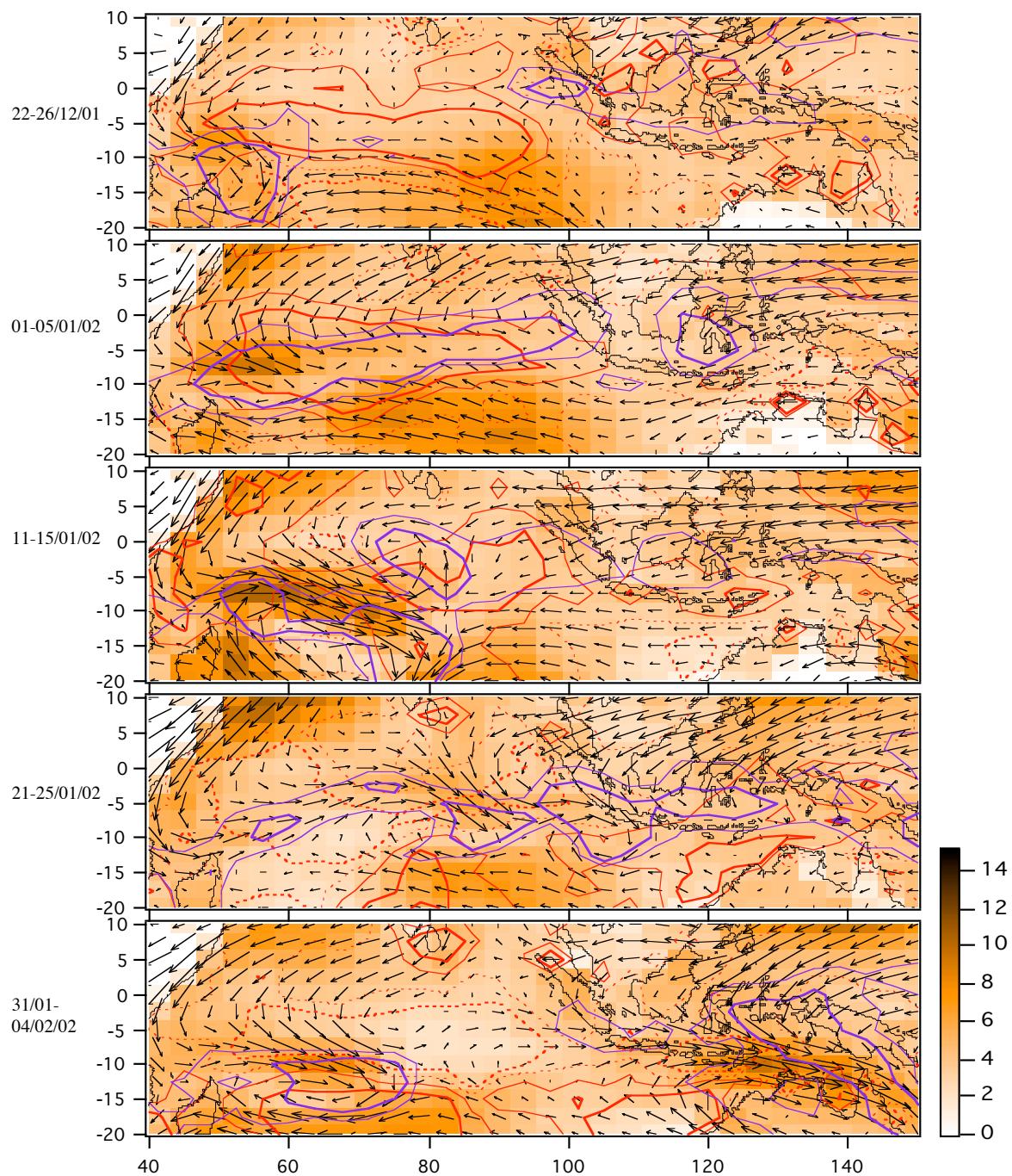


Figure 4.24 Evolution pour le membre particulier de l'ensemble HF des vents à 850hPa ($1^\circ=2\text{ms}^{-1}$), de l'évaporation (couleurs, mm/jour), de l'anomalie de TSO (contours rouges, (-)0.2 trait fin et (-)0.6 trait gras, les anomalies négatives sont en pointillés) et des précipitations (contours violets, 10 mm/jour trait fin et 20 mm/jour trait gras). Chaque carte correspond à une moyenne sur les cinq jours centrés sur le 24/12/01, le 3/01/2002, le 13/01/2002, le 23/01/2002 et le 02/02/2002, ces dates correspondent à la première moitié de l'événement intrasaisonnier de TSO de l'hiver 2002. Les anomalies sont calculées par rapport à la moyenne sur l'hiver 2002.

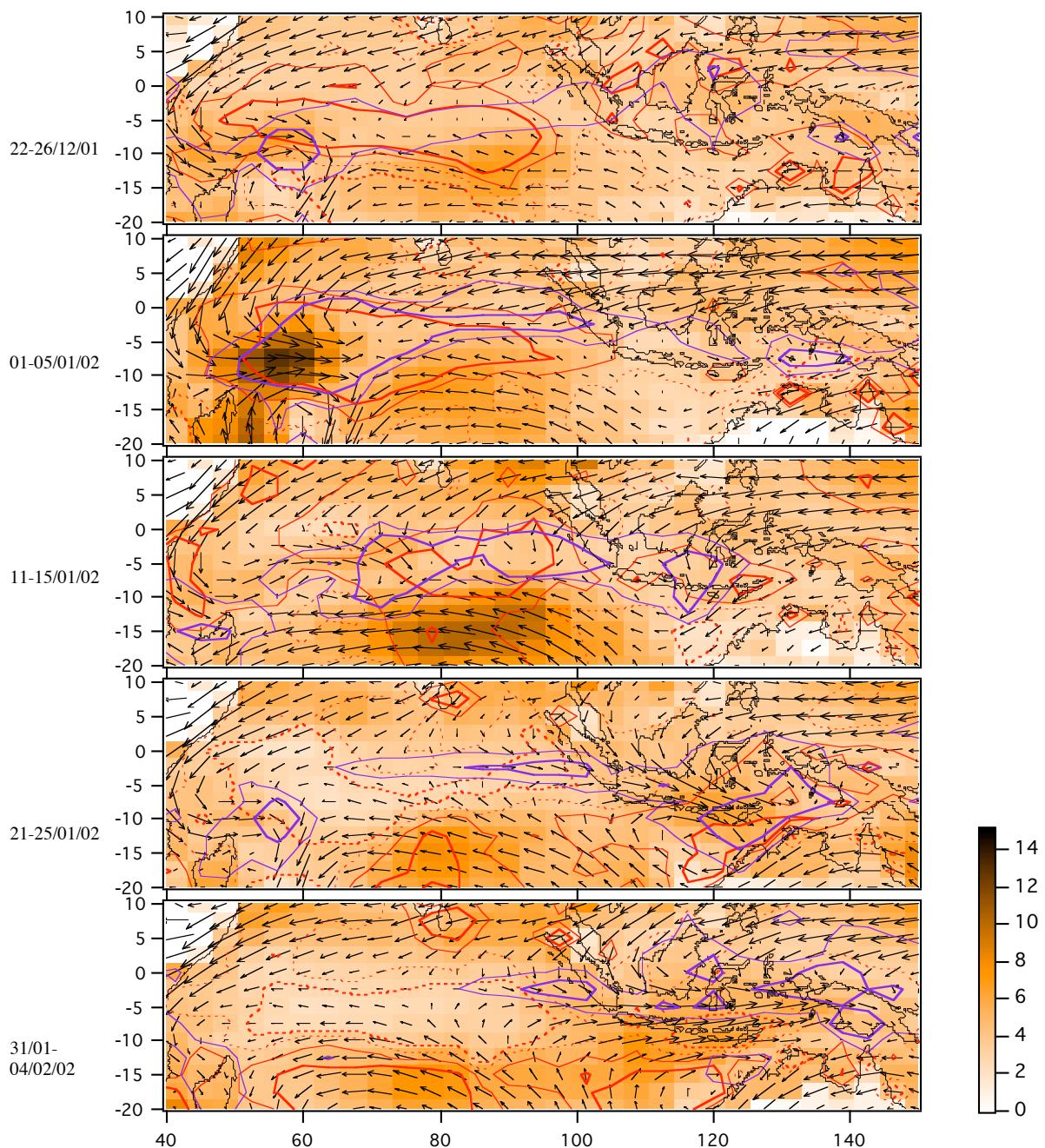


Figure 4.25 Comme figure 4.24 pour l'évaporation, les précipitations et le vent ($1^\circ=2\text{ms}^{-1}$) d'un autre membre de l'ensemble HF.

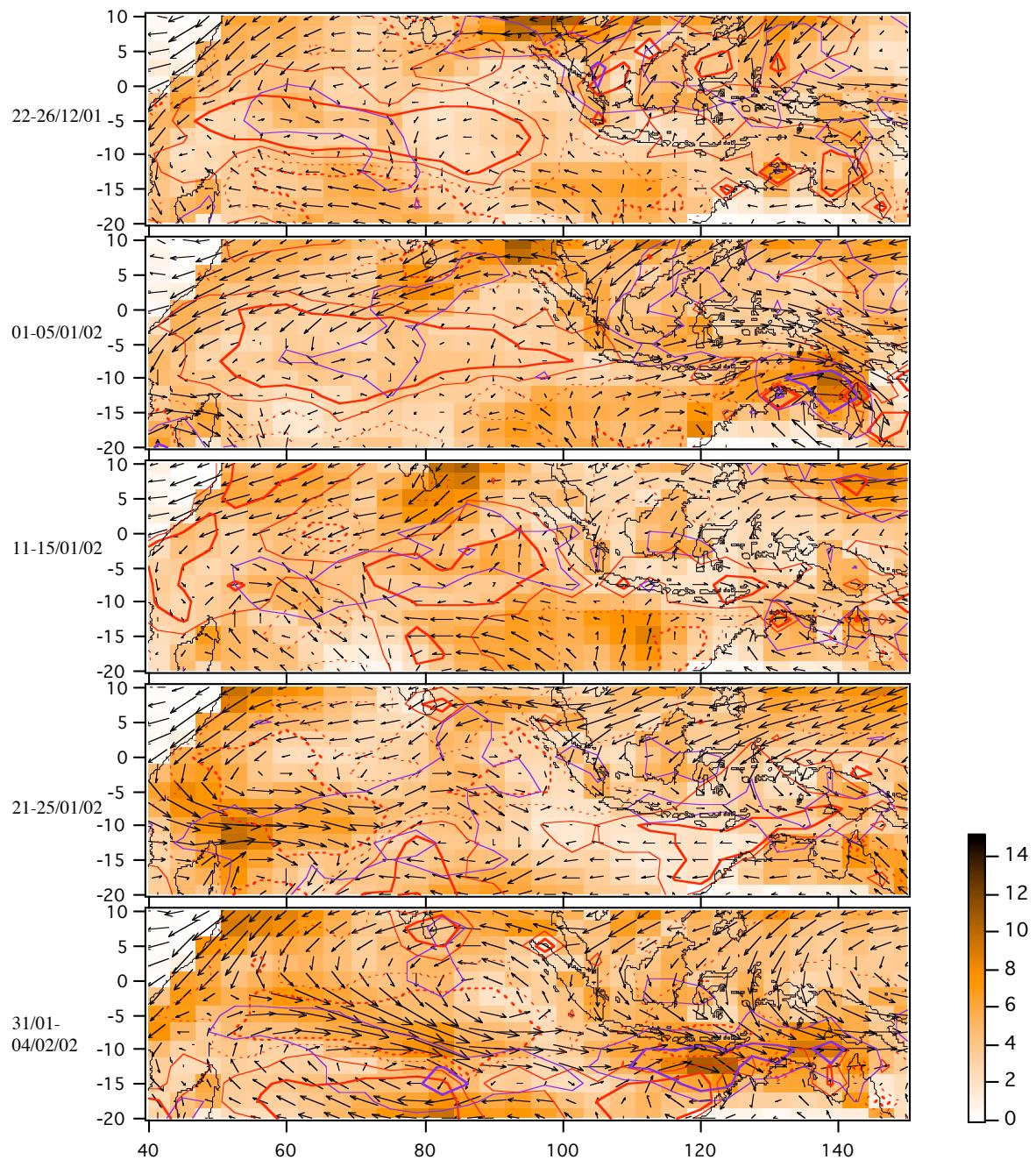


Figure 4.26 Comme figure 4.24 pour l'évaporation, les précipitations et le vent ($1^\circ=2\text{ms}^{-1}$) NCEP.

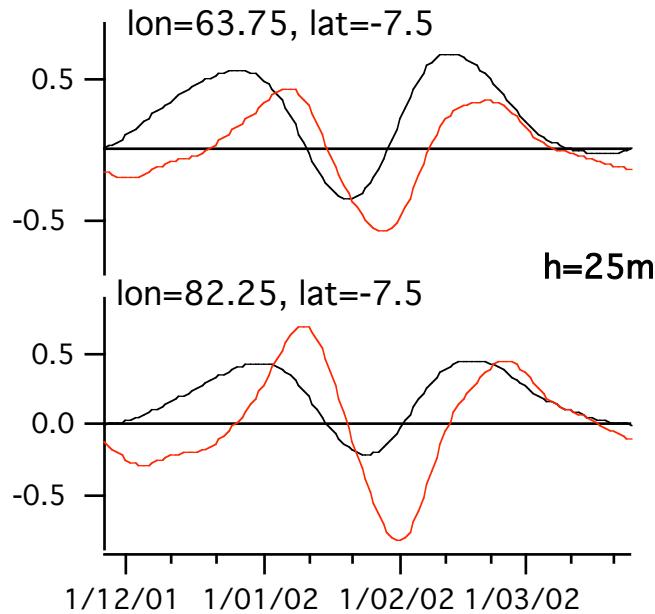


Figure 4.27 Evolutions régionales reconstruites des perturbations de TSO en rouge (événement de l'hiver 2002) et perturbation potentielle de TSO pour une couche mélangée de profondeur $h=25m$ calculée à partir de la perturbation de flux à la surface liée aux perturbations convectives associées à l'événement de TSO de l'hiver 2002 en noir.

4.5 Conclusion

Deux ensembles de simulations sont menées avec LMDZ, le premier est constitué de simulations forcées par les TSO quotidiennes observées (TMI dans les tropiques) et le second de simulations forcées par les TSO dont seules les variations de périodes supérieures à 90 jours sont retenues. Ces deux forçages induisent des différences notables dans les résultats du modèle :

- La variabilité intrasaisonnière de la convection et du vent est renforcée (dans HF) principalement en hiver dans l'Océan Indien où elle est notamment sous-estimée par le modèle forcé par les TSO BF. La variabilité du vent est de plus renforcée au Nord de l'Australie.
- L'état moyen du modèle est modifié, principalement en hiver avec une diminution pour l'ensemble HF de la convection dans l'Océan Pacifique Ouest où le modèle a tendance à la surestimer. La circulation moyenne dans l'Ouest du bassin indien est significativement renforcée alors qu'elle est sous-estimée dans l'ensemble BF. Le modèle réagirait donc de façon non-linéaire au forçage par la variabilité intrasaisonnière de la TSO (les moyennes saisonnières des deux jeux de données étant très proches).
- La distribution saisonnière des forts événements intrasaisonnières est modifiée avec notamment une plus grande concentration de ces événements autour des DMDP régionales dans l'Océan Indien, la Baie du Bengale et la Mer de Chine.
- L'organisation des événements intrasaisonnières à grande échelle est améliorée par le forçage par les TSO HF en hiver et en mai. En hiver, cette amélioration s'accompagne d'une réponse dynamique plus importante. De plus, les événements intrasaisonnières de l'ensemble HF présentent alors une propagation vers l'Est qui n'apparaît pas dans l'ensemble BF.
- Les événements intrasaisonnières de l'ensemble HF sont plus reproductibles que ceux de l'ensemble BF et sont plus semblables aux événements observés.

Cependant, ces résultats sont en grande partie dus à la grande sensibilité du schéma de convection aux perturbations de TSO et au fait que l'on force le modèle par les TSO observées. Les analyses présentées dans ce chapitre montrent, en effet, que la convection répond principalement aux perturbations de TSO en évoluant en phase avec elle, les maxima de convection et de TSO sont en effet généralement concomitants (Fu et al, 2003 ; Fu et Wang, 2004). Cette sensibilité du modèle mène dans lorsqu'on le force à des situations non physiques pour lesquelles la TSO continue d'augmenter alors que la convection s'est déjà déclenchée. L'interprétation de ces résultats sur l'impact qu'auraient des perturbations réalistes de TSO simulées dans un modèle couplé est donc délicate.

Un second problème du modèle est sa mauvaise représentation de la réponse dynamique aux perturbations intrasaisonnières de la convection. Cette dernière est trop rapide à se mettre en place et ne se maintient pas suffisamment. Son organisation spatiale est de plus trop faible avec une extension vers l'Est trop peu importante des vents d'Ouest se développant à l'Ouest de la convection. Or l'étude d'un cas particulier pour lequel l'état du modèle est relativement cohérent avec le développement d'une anomalie positive de TSO organisée, montre l'importance de la rétroaction de la réponse dynamique sur la convection via le mécanisme de WISHE à l'Ouest de cette dernière (Maloney et Sobel, 2004 ; Maloney et Esbensen, 2005). Ce mécanisme semble notamment important pour maintenir la convection au-dessus d'une surface qui s'est refroidie. Il semble donc nécessaire que le modèle représente convenablement la réponse dynamique au chauffage troposphérique par la convection. Il serait intéressant d'étudier plus avant les défauts de représentation par le modèle de la réponse dynamique par exemple en forçant LMDZ par un chauffage idéalisé et de comparer sa réponse dynamique (organisation, temps de réponse) aux résultats d'un modèle linéaire du type de celui utilisé par Annamalai et Sperber (2005) ou encore par des chauffages réalistes déduits des réanalyses et de comparer les résultats aux observations.

Finalement, la grande sensibilité du schéma de convection aux perturbations de TSO et la mauvaise représentation de la réponse dynamique associée à la convection sont certainement des facteurs importants expliquant la faible variabilité intrasaisonnière de la TSO dans les modèles couplés. En effet, le modèle répondant très rapidement aux anomalies positives de TSO en déclenchant la convection, il n'est pas certain que des anomalies réalistes de TSO puissent se développer. Symétriquement, le schéma de convection du modèle a tendance à réduire la convection profonde au-dessus d'anomalies froides et la représentation de la réponse dynamique ne permet pas, en général, à la convection de se maintenir.

5 Les variations diurnes de la température de surface océanique et les Couches de Réchauffement Diurnes

5.1 *Introduction*

5.1.1 Définition des Couches de Réchauffement Diurne

Lors des phases convectivement inactives des oscillations intrasaisonnieres tropicales, ou plus généralement, lorsqu'il n'y a pas de convection atmosphérique et surtout que les vents de surfaces sont faibles, d'importantes variations diurnes de la température de surface de l'océan sont observées (Weller et Anderson, 1996). Ces variations diurnes peuvent en effet atteindre plusieurs degrés (jusqu'à 6 K ponctuellement, Stramma et al, 1986 ; Flament et al, 1994 ; Ward, 2006), s'organisent, comme nous le verrons, sur des régions de plus de 1000 kilomètres d'extension et peuvent persister pendant plusieurs jours. Les fortes variations diurnes de la température de surface ont pour origine la formation de Couches de Réchauffement Diurne dans les conditions de faibles vents de surface et d'ensoleillement relativement important et dont nous exposons maintenant le principe de formation.

Les premiers mètres de l'océan reçoivent plus de la moitié du flux solaire incident (Figure 5.1, fonction d'absorption de Soloviev, 1982). Le flux solaire a donc tendance à réchauffer principalement l'eau en surface et tend à établir une stratification statiquement stable de l'océan. Deux mécanismes tendent à empêcher une telle stratification de s'établir.

- Les flux de chaleurs sensible et latente et le flux infrarouge refroidissent quant à eux l'océan en surface et tendent à augmenter l'instabilité statique et déclencher la convection océanique.
- La tension de vent à la surface contrôle l'instabilité dynamique près de la surface. Plus elle est importante, et plus le mélange turbulent est important sous la surface.

Lorsque le vent de surface (et donc la tension de vent à la surface) est faible, et que l'ensoleillement est relativement important, les instabilités statique et dynamique sont faibles et il se forme pendant la journée une couche fine de surface, isolée du reste de l'océan, très réactive au chauffage solaire dont la variation diurne en température est très marquée : la Couche de Réchauffement Diurne. La nuit, la surface se refroidie par les flux de chaleurs et infrarouge, la convection se déclenche et l'eau est mélangée sur une profondeur plus importante (la couche mélangée océanique).

5.1.2 Motivations de l'étude du Couches de Réchauffement Diurne.

Les variations diurnes de la TSO se répercutent de plus sur la variabilité intrasaisonnière de la température de surface de l'océan de manière significative.

- Shinoda et Hendon (1998) ont démontré, en utilisant un modèle de couche mélangée océanique à une dimension (1D), que ces cycles diurnes avaient un impact sur les variations de la température de la couche mélangée à des échelles de temps plus longues. En forçant le modèle de Price et al (1986) avec les moyennes quotidiennes des flux de surface d'une part et leur moyennes heure par heure d'autre part ils obtiennent

dans le second cas une température de la couche mélangée plus chaude en moyenne. Cette différence de moyenne s'explique par le fait que les CRD sont simulées, le chauffage diurne de l'eau est principalement confiné en surface, tandis que le refroidissement nocturne est redistribué sur une couche plus profonde (la couche de mélange océanique). De plus, la variabilité intrasaisonnière de la température est aussi renforcée significativement par l'application à chaque heure des flux de surface plutôt que l'application de leur moyenne diurne.

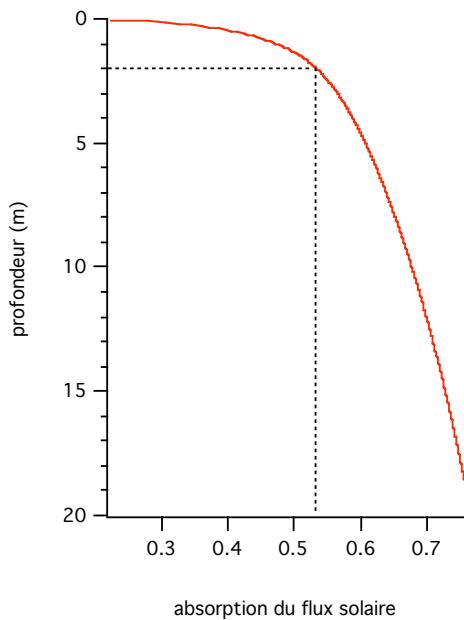


Figure 5.1 Fraction du flux solaire incident absorbée dans la couche mélangée océanique (Soloviev, 1982).

- L'impact du cycle diurne sur la variation intrasaisonnière de la Température de Surface de l'Océan (TSO) est aussi mis en évidence par McCreary et al (2001) à l'aide d'un modèle simple d'océan représentant l'Océan Indien nord (4 couches 1/2).

Participant de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface de l'océan, le cycle diurne en température doit donc être pris en compte dans les modèles de climat comme les résultats des chapitres précédents le suggèrent.

De plus, le cycle diurne de la convection tropicale au-dessus des océans peut être très marqué et peut ainsi être lié au cycle diurne en température de surface. Yang et Slingo (2001) montrent en effet qu'il est particulièrement fort dans la Baie du Bengale en été, ainsi que dans le Pacifique Ouest et l'Océan Indien Sud en hiver. Sui et al (1997), Chen et Houze (1997) et Johnson et al (1999) montrent pour la période de l'expérience TOGA-COARE l'impact des cycles diurnes de la température de surface sur la variabilité de la convection (de l'échelle diurne à l'échelle intrasaisonnière).

- Chen et Houze (1997) discutent l'importance du chargement en humidité de la couche limite atmosphérique qui se renforce lors des épisodes de forts cycles diurnes de TSO. L'importance du chargement en humidité de la couche limite est corroborée par l'analyse tridimensionnelle de l'oscillation intrasaisonnière par les mesures satellitaire de Fu et al (2006).

-
- Sui et al (1997) montrent que les cycles diurnes marqués de la température océanique sont associés à un cycle diurne de la convection au-dessus de l'océan proche de celui de la convection au-dessus des continents avec un pic de précipitation en fin d'après-midi.
 - Johnson et al (1999) montrent que les fortes variations diurnes sont associées à de la convection peu profonde qui humidifie la basse troposphère ce qui tend à déstabiliser la colonne d'air et à préconditionner l'atmosphère à la convection profonde.

Il peut donc être utile de construire une climatologie des cycles diurnes de la température des océans tropicaux afin de mener des études sur leur impact sur la variabilité intrasaisonnière de la convection atmosphérique. Pour se faire un modèle diagnostic du cycle diurne de la température océanique (COARE 3, Fairall et al, 1996-2003) sera employé. La climatologie des cycles diurnes de la température océanique en surface sera construite à partir de ce modèle forcé par des données des réanalyses ERA-40. De plus, il sera ainsi possible de valider l'utilisation de COARE 3 avec un forçage à une résolution comparable à celle d'un modèle de climat en vue de son utilisation dans le LMD-Z.

Le but de notre étude est premièrement de valider l'algorithme diagnostic de Couche de Réchauffement Diurne (CRD) COARE 3 dans une utilisation avec les paramètres d'entrée issus d'un modèle de basse résolution ($2.5^\circ \times 2.5^\circ$). L'algorithme COARE 3 sera, en effet, intégré au modèle de circulation générale du LMD afin d'effectuer des simulations dans lesquelles l'atmosphère est en interaction avec la surface océanique à chaque pas de temps de la physique (1/2 heure). Il pourrait être intéressant d'utiliser l'algorithme COARE 3 dans un modèle couplé océan-atmosphère dont la résolution de la composante océanique serait trop faible pour résoudre convenablement la variation diurne de la température de surface. Bernie et al (2005) ont montré à l'aide d'un modèle 1D qu'une résolution de 10 mètres sur la verticale dans les premières couches de l'océan ne permettait pas une représentation correcte de la variabilité diurne et minimisait de moitié la variabilité intrasaisonnière de la température de surface océanique. Or les modèles de circulation globales de l'océan fonctionnent généralement à cette résolution. Le second objectif de notre étude est de construire une évolution jour à jour des CRD ainsi qu'une climatologie des CRD pour les océans tropicaux. Ces résultats permettront de mener des études statistiques sur les durées et les extensions spatiales des CRD et de mettre en relation leur apparition avec les perturbations convectives à l'échelle intrasaisonnière.

5.2 ***Le modèle diagnostic des Couches de Réchauffement Diurne (COARE 3)***

5.2.1 **Physique de la Couche de Réchauffement Diurne**

Fairall et al (1996b) propose une paramétrisation simple des Couches de Réchauffement Diurnes (CRD) basée sur le modèle développé par Price et al (1986) et adaptée aux conditions de la région COARE (Pacifique tropical). Cette paramétrisation augmentée d'évolutions décrites dans Fairall et al (2003) a l'avantage d'être un calcul à chaque pas de temps adapté à une utilisation comme diagnostic dans un modèle couplé.

Soient dS_w la fraction du flux solaire R_{ns} incident à la surface absorbée par la CRD et Q le refroidissement net à la surface de l'océan (voir Figure 5.2). Pour qu'une CRD se forme, il faut que dS_w excède la perte Q (rayonnement infrarouge, chaleur sensible et chaleur latente).

La représentation de la CRD et de son évolution repose principalement sur l'hypothèse selon laquelle les perturbations de température et de courant dans la CRD sont uniquement dues aux flux de surface (flux de chaleurs et de moment) et que ces changements en température et en courant sont confinés de la surface à la profondeur D_T . Cette profondeur définit l'épaisseur de la CRD. Cette hypothèse sur le confinement des perturbations à une certaine profondeur permettra

une évaluation de l'épaisseur de la CRD en utilisant le critère de Richardson pour la stabilité d'un écoulement.

Il est effectivement légitime de négliger l'advection à l'échelle diurne dans la plupart des régions tropicales, les courants de surface étant de l'ordre de la dizaine de centimètres par secondes (soit de l'ordre du kilomètre par jour) et les gradients horizontaux de température de surface étant très faibles (Bernie et al, 2005). On peut objecter que les anomalies de température peuvent devenir significatives et les jets de Wyrtki (1973) forcés par les coups de vent d'ouest à l'Équateur sont susceptibles de les advecter. Or, ces advections de gradients horizontaux de température ont principalement une influence sur la variabilité intrasaisonnière de la température de surface de l'océan (et non sur la diurne). Ceci est démontré pour la période TOGA-COARE par la comparaison des observations et des températures de surfaces modélisées par un modèle 1D et un modèle 3D d'océan (Cronin et McPhaden, 1997, Feng et al, 2000). Il s'agit cependant d'une limite de la démarche dans certaines régions comme nous le discuterons en fin de chapitre. Dans cette limite, on considère donc que le cycle diurne est déterminé par la formation des CRD (Bernie et al, 2005).

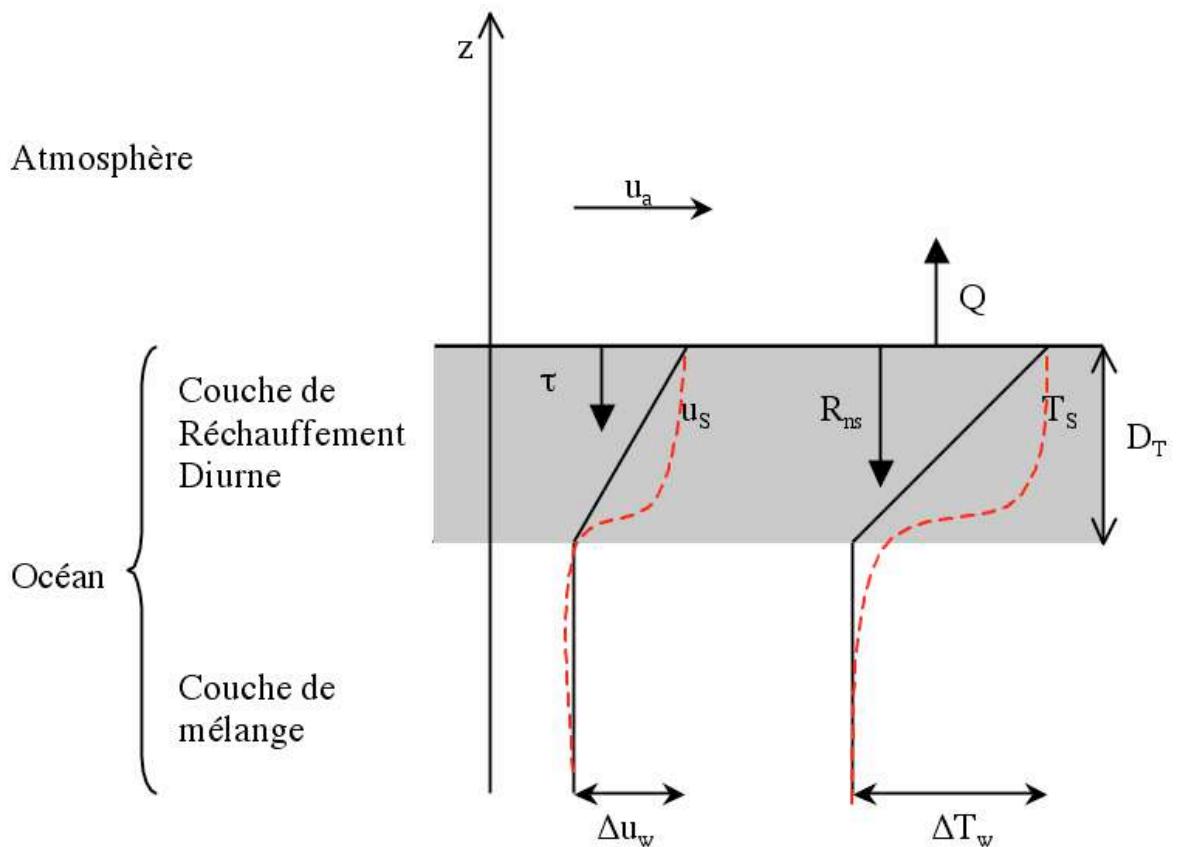


Figure 5.2 Schéma de l'interface Océan-Atmosphère en présence de Couche de Réchauffement Diurne (CRD). τ est la tension de vent à la surface, R_{ns} est le flux solaire incident à la surface, u_s est le courant à la surface T_s est la température de surface de l'océan, Q est la perte de chaleur de l'océan à la surface, D_T est la profondeur de la CRD, u_a est le vent de surface. Δu_w et ΔT_w sont respectivement les différences de courant et de température entre la surface et la limite inférieure de la CRD. Les profils de courants et de températures idéalisés (d'après les simulations de Price et al, 1986) correspondants sont en pointillés rouges, en noir l'approximation faite par Fairall et al (1996b).

Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq (α est constant sauf pour les termes associés à la force gravitationnelle) on obtient pendant l'intervalle de temps dt ,

$$\int_{-D_T}^0 \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dz = \delta S_w - Q \quad (1)$$

où ρ est la densité de l'eau de mer et c_p la chaleur spécifique de l'eau. En considérant un profil de température linéaire dans la Couche de Réchauffement Diurne (CRD),

$$T(z, t) = \frac{\Delta T_w(t)}{D_T} z + T_0 \quad (2)$$

où T_0 est la température de la couche de mélange, on obtient,

$$\rho c_p \frac{\partial \Delta T_w(t)}{\partial t} \frac{D_T}{2} = \delta S_w - Q \quad (3)$$

et finalement, la correction de la température à l'instant t en fonction de l'énergie nette absorbée par la CRD depuis le début du jour correspondant (à minuit) est,

$$\Delta T_w(t) = \frac{2 \int (\delta S_w - Q) dt}{\rho c_p D_T} \quad (4)$$

de même, en considérant un profil de vitesse dans la CRD linéaire,

$$\Delta u_w(t) = \frac{2 \int \tau dt}{\rho D_T} = \frac{2 \int u_{*w}^2 dt}{D_T} \quad (5)$$

où τ est la tension de vent à la surface de l'océan, et u_{*w} la vitesse de friction dans l'eau.

Le nombre de Richardson représente le rapport entre la destruction d'énergie cinétique par les effets de la convection naturelle (flottabilité) et la production d'énergie cinétique par les effets mécaniques (cisaillement de vent, courant). Ainsi, pour $Ri < Ric$ (empirique) l'écoulement est dynamiquement instable et turbulent. Sinon l'effet de la stratification thermique est suffisamment fort et la stratification est dynamiquement stable. Dans le cas de la formation d'une CRD, la variation de densité est principalement due à la température, le nombre de Richardson global s'écrit alors,

$$Ri = -g \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \frac{\Delta z}{(\Delta u)^2} \quad (6)$$

Soit α , le coefficient d'expansion thermique de la forme linéarisée de l'équation d'état de l'eau de mer qui est valable aux faibles profondeurs ($\rho_0=1028 \text{ kgm}^{-3}$, $T_0=283 \text{ K}$, $S_0=35 \text{ gkg}^{-1}$, $\alpha=1.7 \cdot 10^{-4} \text{ K}$ et $\beta=7.6 \cdot 10^{-4} \text{ (gkg}^{-1})^{-1}$ (coefficient de contraction saline)),

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0)) \quad (7)$$

ainsi le nombre de Richardson s'exprime en fonction du gradient de température,

$$Ri = g \alpha \frac{\Delta T \Delta z}{(\Delta u)^2} \quad (8)$$

On détermine l'épaisseur de la CRD, D_T , en imposant que le nombre de Richardson n'atteigne la valeur critique de $Ri_c=0.65$ (pour la stabilité statique, paramètre ad hoc de Price *et al*, 1986 et Fairall *et al*, 1996b), qu'à la profondeur D_T . Ainsi, la CRD est turbulente et mélangée de manière à homogénéiser la température et le courant sur la verticale (figure 5.2). La CRD est de plus isolée du reste de la couche mélangée en formant avec elle une stratification stable. La

température et le courant de la CRD évoluent donc bien en fonction des intégrales temporelles des flux radiatifs et de surfaces comme décrit plus haut. À la profondeur D_T , d'après les équations (4), (5) et (6), on obtient,

$$Ri_c = \frac{g\alpha I_s D_T^2}{2\rho c_p I_\tau^2} = 0.65, \text{ où } I_s = \int (\delta S_w - Q) dt \text{ et } I_\tau = \int u_{*w}^2 dt \quad (9)$$

Ce qui donne pour l'épaisseur de la CRD :

$$D_T = (2Ri_c)^{1/2} \left(\frac{\rho c_p}{g\alpha I_s} \right)^{1/2} I_\tau \quad (10)$$

La détermination de l'épaisseur de la CRD dépend donc de l'absorption du flux solaire incident à la surface par la CRD,

$$I_s = \int (\delta S_w - Q) dt = \int (f_w(D_T) R_{ns} - Q) dt \quad (11)$$

En utilisant une forme de la fonction d'absorption f_w de Soloviev (1982) (voir Fig. 2) qui constitue une bonne approximation dans la région COARE en particulier (Fairall et al, 1996 ; son utilisation pour toutes les régions tropicales est une limite de notre démarche) :

$$f_w(D_T) = 1 - \left(\sum_{i=1}^3 F_i \gamma_i [1 - \exp(-D_T / \gamma_i)] \right) / D_T \quad (12)$$

où $F_i = (0.45, 0.27, 0.28)$ et $\gamma_i = (12.8 \text{ m}, 0.357 \text{ m}, 0.014 \text{ m})$

les équations (10) et (12) doivent être résolues itérativement afin de déterminer l'épaisseur de la CRD.

Par ailleurs, à la surface nous avons la continuité,

$$\tau = \tau_a \quad (13)$$

donc,

$$u_{*w}^2 = \frac{\rho_a}{\rho} u_{*a}^2 \quad (14)$$

L'indice « a » indique qu'il s'agit de paramètres atmosphériques.

Comme dans ce modèle de cycle diurne le mélange vertical et les processus radiatifs ne sont contrôlés que par les seuls flux de surface de moment et de chaleur locaux, l'écart de température à travers la CRD ΔT_w est donc donné par des paramètres atmosphériques en combinant les équations (4), (10) et (14),

$$\Delta T_w = \left(\frac{2\alpha g}{Ri_c \rho} \right)^{1/2} \frac{\left(\int (f_w(D_T) R_{ns} - Q) dt \right)^{3/2}}{\int \tau_a dt} \quad (15)$$

Notons finalement que la Couche de Réchauffement Diurne (CRD) ne se forme qu'à partir du moment où la quantité de chaleur due au flux solaire absorbé par le premier mètre de l'océan compense les pertes Q .

La figure 5.3 illustre l'évolution de ΔT_w en fonction de D_T pour différents jours qui connaissent des variations diurnes d'importances différentes. La CRD se forme le matin près de la surface, la température croît ensuite alors que D_T augmente légèrement et elle atteint son maximum vers 13h-14h pour les variations diurnes importantes, ce qui est en accord avec les observations (Fairall et al, 1996). La température décroît ensuite alors que D_T augmente plus rapidement.

Cette paramétrisation simple des CRD souffre de certaines limites. En effet, la convection océanique, qui participe du refroidissement de la surface et de l'approfondissement de la CRD pendant la nuit, n'est pas prise en compte dans ce modèle simple. Cela peut entraîner une persistance artificielle de la CRD jusqu'au matin suivant. Le diagnostic de la variation diurne de la TSO se basant sur l'intégrale des flux sur la CRD, cela entraînerait une surestimation de la variation diurne de la TSO du jour suivant. Afin d'éviter cette surestimation, le modèle est réinitialisé à 00h00 locale. Cette réinitialisation est une limite de l'algorithme car la différence entre la température de surface et celle de la couche mélangée peut être de l'ordre de 0.25K à minuit pour les fortes variations diurnes (Fairall et al, 2006). Cela a néanmoins peu de conséquence sur la détermination de la différence maximale entre température de couche de mélange et la TSO sur une journée.

Notons enfin que le calcul des intégrales de chaleur et de moment n'est pas traité ici de manière conservative. Ainsi, par exemple, lorsque D_T augmente, la chaleur due au rayonnement solaire et absorbée par l'eau sous la CRD n'est pas prise en compte. Au contraire, lorsque D_T décroît (ce qui est plus rare, Fairall, 1996), les intégrales de la chaleur et du moment déposés précédemment dans la CRD, se retrouvent dans la CRD devenue plus fine.

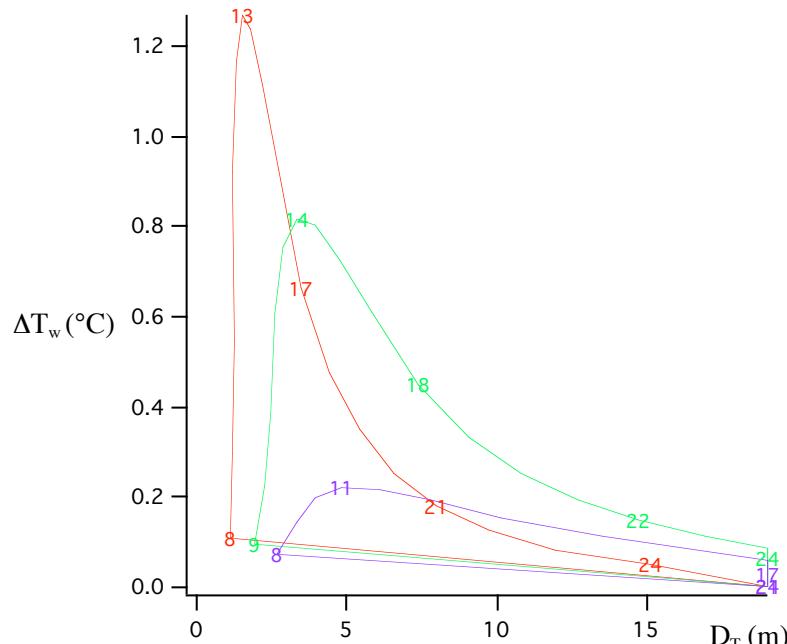


Figure 5.3 Exemples d'évolution de ΔT_w ($^{\circ}$ C) en fonction de D_T (m), pour trois jours différents, calculée par COARE 3 à partir de données ERA-40 (à 156°E 2,5°S en novembre 1992). Les heures locales sont repérées pour les trois jours représentés.

5.2.2 Le phénomène de « Peau Froide »

Sous l'effet combiné du flux radiatif infrarouge et des flux de chaleurs sensible et latente, il se crée un gradient de température à la surface de l'océan. Ces flux refroidissent l'océan à son interface avec l'atmosphère et le gradient induit sur quelques millimètres avec l'eau plus profonde correspond à un écart de température d'environ -0.3K.

La physique de base de la peau froide océanique a été décrite par Saunders (1967). A l'interface océan-atmosphère, le refroidissement de l'océan par les flux de surfaces s'écrit :

$$-Q = R_{nl} - H_s - H_l \quad (16)$$

Où un flux positif refroidit l'océan, R_{nl} est le flux infrarouge net, H_s est le flux de chaleur sensible et H_l le flux de chaleur latente. Comme le flux radiatif infrarouge a une longueur de pénétration dans l'océan de l'ordre de la dizaine de micromètres, ce refroidissement intervient à

l’interface. Ainsi, le gradient de température induit est décrit par la conduction thermique moléculaire :

$$k \frac{\partial T}{\partial z} = Q - R_{ns} \quad (17)$$

où k est la conductivité thermique de l’eau (l’axe vertical est orienté vers le bas) et R_{ns} le flux solaire net. Le changement de température induit est confiné à une épaisseur δ . Sous cette couche, le mélange turbulent détruit l’effet du gradient de température. On peut donc linéariser (2) :

$$\Delta T = (Q - R_{ns})\delta/k \quad (18)$$

ΔT est positive si la surface est plus froide que le bas de la couche d’épaisseur δ . δ est supposée être proportionnelle à la micro-échelle de Kolmogorov (Panofsky et Dutton, 1984).

$$\delta \propto (\nu^3 / \epsilon)^{1/4} \quad (19)$$

où ν est la viscosité cinétique et ϵ le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente. Une approximation du taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente dans le cas de la turbulence engendrée par le cisaillement à la surface est u_{*w}^3 / z où u_{*w} est la vitesse de friction à l’interface. Si la turbulence est générée par la convection, on approche ϵ par $\alpha g Q_b / (\rho c_p)$, où α est le coefficient d’expansion thermique, g est la constante de gravité, Q_b est le refroidissement virtuel à la surface (incluant les effets de flottabilité de la salinité variant avec l’évaporation), ρ est la densité et c_p la chaleur spécifique de l’eau. Les deux formes de δ qui en résultent d’après (19) pour les deux régimes turbulents (cisaillement et convection) peuvent être reliés continûment en définissant une fonction λ qui fait varier δ de l’une à l’autre des formulations selon le régime de turbulence défini par les paramètres atmosphériques. Ainsi,

$$\lambda = 6 \left(1 + \left(\frac{Q_b 2^4 g \alpha \rho c_p \nu^3}{u_{*w}^4 (\rho_a / \rho)^2 k^2} \right)^{3/4} \right)^{-1/3} \quad (20)$$

et

$$\delta = \frac{\lambda \nu}{(\rho_a / \rho)^{1/2} u_{*w}} \quad (21)$$

on a bien les deux limites

$$\delta \xrightarrow[R \rightarrow \infty]{} \left(\frac{k^2 \nu}{6^3 g \alpha \rho c_p Q_b} \right)^{1/4} \quad (22)$$

$$\delta \xrightarrow[R \rightarrow 0]{} \frac{6 \nu}{(\rho_a / \rho)^{1/2} u_{*w}}$$

Les effets du cisaillement et de la convection sont du même ordre lorsque le terme à la puissance $3/4$ est de l’ordre de 1. Ceci arrive lorsque le vent est environ de 2.5 ms^{-1} . Les équations (20) et (21) permettent de déterminer l’écart en température d’après (18). Notons que le coefficient multiplicateur 6 dans (20) est déterminé d’après des expériences en laboratoire et de campagnes de mesures (Fairall et al, 1996b). Notons finalement que le phénomène décrit ici est nommé « peau froide » car en général ΔT est positive (de l’ordre de 0.3 K). Il peut cependant arriver que du fait d’un flux solaire incident important et de trop faibles pertes de chaleur par la surface, ΔT soit négative et qu’il y ait une « peau chaude » à l’interface entre l’océan et l’atmosphère. Ce phénomène de peau chaude a donc tendance à avoir lieu dans les mêmes conditions que les couches de réchauffement diurne très réactives (au cycle diurne en température de surface de l’océan très marqué).

5.3 Méthodes de diagnostic des Couches de Réchauffement Diurne

Notre objectif est de construire une évolution jour à jour des CRD pour l'ensemble des tropiques, qui permette d'une part de valider l'utilisation de COARE 3 avec des paramètres d'entrées à basse résolution et d'autre part d'obtenir une climatologie sur une période suffisamment longue. Les réanalyses nous permettent d'obtenir l'ensemble des paramètres d'entrée nécessaires à COARE 3 de manière continue et homogène sur une longue période.

5.3.1 Choix des paramètres d'entrée de l'algorithme COARE

Les températures de surface de l'océan utilisées sont celles issues de l'interpolation optimale (« Optimal Interpolated Sea Surface Temperatures ») de Reynolds & Smith (1994). Ce sont des champs hebdomadaires interpolés dont les valeurs nocturnes ont plus de poids que les diurnes dans le calcul de moyenne. Or les CRD disparaissent généralement pendant la première partie de la nuit (Price et al, 1986 ; Fairall et al, 1996b). Il est donc effectivement raisonnable de supposer qu'elles représentent la température de la couche mélangée océanique (comme Gentemann et al, 2003). Cette couche mélangée océanique a une épaisseur très variable dans les tropiques au cours de l'année (de Boyer Montégut et al, 2004). La moyenne mensuelle de l'épaisseur de la couche mélangée océanique peut diminuer jusqu'à 20 mètres, on considérera donc que la température Reynolds correspond à la température à 10 mètres de profondeur.

Le problème que pose l'utilisation des données de réanalyses comme paramètres d'entrées pour le modèle diagnostic COARE 3 est que ceux-ci n'évoluent évidemment pas en fonction de la température de surface diagnostiquée par COARE 3. Deux solutions sont envisageables afin d'évaluer les variations diurnes avec COARE 3 en utilisant les données des réanalyses. Il est possible premièrement d'utiliser les paramètres de surface (température, humidité, vent) des réanalyses en entrée de COARE 3 qui calcule les flux de surface selon la méthode exposée en Annexe 1 (Fairall et al, 1996a et 2003). Le calcul des flux se fait alors en prenant en compte le phénomène de peau froide. Cette méthode sera notée CEPAR. Il est de deuxièmement possible d'utiliser directement les flux des réanalyses afin de déterminer la variation diurne de la TSO d'après COARE 3 (voir 5.2). Cette seconde méthode sera notée CEFLU. Ces deux méthodes mènent a priori à des évaluations différentes de la variation diurne de la TSO :

- Une limitation de la première méthode (CEPAR) est qu'au cours de la formation d'une CRD, la température et l'humidité de l'air n'augmentent pas avec la température de la surface de l'océan. On s'attend à ce que ceci entraîne un accroissement des différences ($T_s - T_r$) et ($q_s - q_r$) qui ferait augmenter rapidement les pertes dues aux flux de chaleurs sensible et latente à la surface au cours de la formation de la CRD (Figure 5.4). Le flux infrarouge montant serait de même accru par l'augmentation de la température de surface et augmenterait de même les pertes d'énergie de l'océan par la surface. De plus, l'augmentation des flux de chaleurs latente et sensible aurait pour conséquence d'augmenter le terme paramétrisant les mouvements convectifs (w_g , voir Annexe 1), c'est-à-dire d'augmenter la déstabilisation de l'atmosphère par les flux de surface. Cette augmentation du terme w_g entraînerait une augmentation des flux de surface (de moment vers l'océan et de chaleur vers l'atmosphère) qui tend à détruire la stratification des CRD. Cette surestimation des pertes d'énergie à la surface et cette augmentation du flux de moment vers l'océan auraient donc vraisemblablement pour conséquence de réduire l'amplitude de la variation diurne en température diagnostiquée par cette méthode par rapport au cas de paramètres de surface évoluant avec la TSO diagnostiquée.
- Pour la seconde méthode (CEFLU), les flux, étant calculés pour une TSO constante (Figure 5.4), n'augmenteraient pas lors de l'apparition d'une CRD du fait de l'augmentation de la température de surface de l'océan. Cette méthode aurait donc, contrairement à la première, tendance à augmenter l'amplitude de la variation diurne en température diagnostiquée par cette méthode par rapport au cas de flux de surface évoluant avec la TSO diagnostiquée.

On s'attend donc à ce que les deux méthodes donnent un encadrement de la variation diurne réelle si d'une part les paramètres de surface et d'autre part les flux de surface des réanalyses représentent bien la réalité.

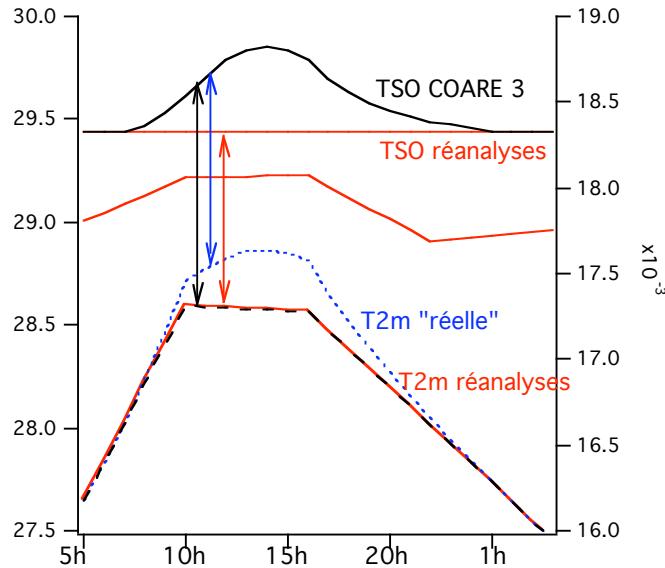


Figure 5.4 Schéma de principe illustrant la différence entre les méthodes CEPAR (noir) et CEFLU (rouge) quant à la détermination du flux de chaleur sensible au cours de la journée. La TSO et la Température à 2 mètres des réanalyses (ERA-40) représentées correspondent à la moyenne (par heure) pour les deux premiers mois de la période TOGA-COARE (11 et 12/92) et la région 156°E-2.5°S. La TSO COARE 3 est la moyenne (par heure) de la TSO CEPAR pour les mêmes région et période. T2m « réelle » (bleu) correspond à la température des réanalyses avec un maximum diurne (ad hoc) plus important que dans les réanalyses (voir texte). Les flèches correspondent aux écarts en température sur lesquels les flux sont calculés.

5.3.2 Choix des réanalyses utilisées

Les paramètres et les flux de surface des réanalyses du CEPMMT sont en meilleures adéquations avec les observations satellitaires que ceux des réanalyses du NCEP (Betts et al, 2006). La qualité des réanalyses dans les basses couches de l'atmosphère tropicale reste néanmoins une limitation de la démarche.

- Une étude de comparaison entre les flux solaires nets à la surface de l'océan d'ERA-40 et du Satellite NASA/Langley (GOES) montre que le flux solaire net ERA-40 est inférieur de 20 à 40 Wm^{-2} à ceux qui sont dérivés du satellite en moyenne sur l'été (de juin à août) et l'hiver (de décembre à février) pour l'ensemble des océans tropicaux (Scott et Alexander, 1999). Ces résultats sont en accord avec les comparaisons des flux solaires mesurés et d'ERA40 pour la campagne TOGA-COARE (Weller et Anderson, 1996). Il en résulte une sous-estimation de l'énergie absorbée à la surface de l'océan dans les tropiques et ainsi, une potentielle sous-estimation de l'amplitude des cycles diurnes en température.
- Feng et Li (2006) ont montré que dans les tropiques, à l'exception des zones d'alizés du Pacifique sud-est et du pacifique central autour de 10° nord, le flux de chaleur latente à la surface de l'océan vers l'atmosphère d'ERA-40 est supérieure à celui du Goddard Satellite-Based Surface Turbulent Fluxes version 2 (GSSTF2) en moyenne annuelle. La surface océanique, dans la zone tropicale et surtout au-dessus des eaux chaudes de l'Océan Indien et du Pacifique ouest, perd ainsi en moyenne annuelle jusqu'à 20 Wm^{-2} . Les vitesses des vents de surfaces d'ERA-40 sont trop faibles (près de -1ms^{-1}) dans l'ensemble des tropiques en moyenne annuelle. Les surestimations du flux de chaleur

latente annuel d'ERA-40 sont donc liées aux erreurs dans les gradients verticaux d'humidité à la surface qui sont supérieurs de $0.4 \text{ gkg}^{-1}\text{m}^{-1}$ aux observations dans l'Océan Indien et le Pacifique ouest. Feng et Li (2006) concluent cependant à une meilleure adéquation du flux de chaleur latente, du vent à 10 mètres et du gradient vertical d'humidité à la surface entre ERA-40 et GSSTF2 qu'entre NCEP et GSSTF2. Aussi utiliserons-nous les données ERA-40 pour mener notre étude.

5.3.3 Méthode 1 : utilisation des paramètres de surface ERA-40 en entrée de COARE 3 (CEPAR)

L'algorithme COARE 3 a pour variables d'entrée la température et le rapport de mélange (à 2m). Le rapport de mélange est calculé à partir de la température du point de rosée d'ERA-40 avec la formule de Teten utilisée par COARE 3. Les autres entrées sont la température de la couche de mélange océanique mesurée à une profondeur h , les précipitations, le vent à 10 mètres, les flux radiatifs incidents, la hauteur de la couche limite atmosphérique (repérée par un nombre de Richardson $R_c=0.25$, Fairall et al, 2003) et la pression de surface (Table 5.1). L'albédo de l'océan est pris à 5.5% et le flux radiatif infrarouge émis par l'océan est calculé d'après la loi de Stefan avec une émissivité de 0.97. On obtient donc les flux radiatifs nets à la surface selon :

$$SW_n = (1 - \alpha) SW_d \quad (23)$$

où SW_n est le flux solaire net à la surface et SW_d le flux solaire incident à la surface et α l'albédo.

$$LW_n = \varepsilon(\sigma T_s^4 - LW_d) \quad (24)$$

où LW_n est le flux infrarouge net à la surface et LW_d le flux infrarouge incident à la surface et ε est l'émissivité de la surface et σ la constante de Stefan.

En outre, Fairall et al (1996a) ajoutent une correction du flux de chaleur sensible due aux précipitations suivant Gosnell et al (1995) en considérant que la pluie est à la température du point de rosée :

$$H_p = -P c_{pw} \alpha_w (1 + B_o^{-1}) \cdot (T_s - T_r) \quad (25)$$

où P est le taux de précipitation (mmh^{-1}), c_{pw} est la chaleur spécifique de l'eau liquide, T_r est la température de l'air à l'altitude $z_r=2\text{m}$, B_o le rapport de Bowen (rapport entre le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente à la surface) et α_w est le facteur de point de rosée de Clausius-Clapeyron défini par :

$$\alpha_w = \left(1 + \frac{L_e d_v}{d_h c_p} \frac{dq_s}{dT} \right)^{-1} \quad (26)$$

avec d_v et d_h la diffusivité pour la vapeur d'eau et la chaleur dans l'air respectivement et c_p la chaleur spécifique de l'air et q_s l'humidité saturante à la température T_r . Ce facteur intervient dans l'expression de la différence entre la température de surface de l'océan et du point de rosée à la surface en fonction des différences de température et d'humidité entre la surface et l'atmosphère à l'altitude de référence z_r .

Notons que H_p est très faible en général (de l'ordre de 2Wm^{-2} pour un taux de précipitation de 0.4 mmh^{-1} soit 10 mm par jour dans les conditions de TOGA COARE) mais devenir important (de l'ordre de 30 Wm^{-2}) lors de fortes précipitations. Cette correction devient non négligeable lorsque la convection est très active et que donc le flux solaire incident à la surface est très réduit. L'impact de cette correction sur les CRD diagnostiqués est donc négligeable.

La perte Q d'énergie par la surface de l'océan s'écrit alors :

$$Q = -(LW_n + H_L + H_S + H_p) \quad (27)$$

ERA-40 fournit les flux intégrés sur 6 heures et les paramètres de surface instantanés toutes les 6 heures (voir Table 5.1). Or afin d'avoir une description relativement précise du cycle diurne, des interpolations des données ERA40 sont nécessaires. Pour le flux radiatif infrarouge intégré, la moyenne sur l'intervalle de 6 heures est considérée. Pour les données instantanées (Température, humidité, vent et pression), des interpolations linéaires entre les valeurs successives sont effectuées. Le cas du flux solaire incident est plus délicat. Dans un premier temps, la transmitivité τ de l'atmosphère est considérée comme constante pour chaque intervalle de six heures. Le flux solaire à interpoler a donc la forme,

$$SW_d(t, \Delta t, j) = \max(0, S_0 \sin(\varphi(t, j)) \tau(\Delta t)) \quad (28)$$

où S_0 est la constante solaire, et $\varphi(t, j)$ l'angle zénithal solaire,

$$\sin(\varphi(t, j)) = \cos(\lambda) \cos(\delta(j)) \cos(\omega(t - 12)) + \sin(\lambda) \sin(\delta(j)) \quad (29)$$

avec λ la latitude de la région considérée en radian, t l'heure locale, ω la vitesse angulaire de rotation de la terre (rad h⁻¹) et $\delta(j)$ la déclinaison terrestre fonction du jour j de l'année (radian) donnée par,

$$\delta(j) = 23.45 \sin\left(\frac{360}{365}(j + 284)\frac{\pi}{180}\right) \quad (30)$$

On détermine le flux solaire incident en calculant la transmitivité par intervalle de temps de 6 heures,

$$\tau(\Delta t) = \frac{SW_{dERA}(\Delta t)}{\int S_0 \sin(\varphi(t, j)) dt} \quad (31)$$

où le numérateur est la donnée du flux solaire intégré ERA 40. L'intégrale est une intégrale temporelle sur les 6 heures du pas de temps d'ERA 40, elle est calculée analytiquement :

$$\int_{t_{inf}}^{t_{sup}} S_0 \sin(\varphi(t, j)) dt = \cos(\lambda) \cos(\delta(j)) \frac{1}{\omega} \left[\sin(\omega(t - 12)) \right]_{t_{inf}}^{t_{sup}} + \sin(\lambda) \sin(\delta(j)) \cdot (t_{sup} - t_{inf}) \quad (32)$$

où t_{inf} et t_{sup} correspondent aux bornes d'intégrations distantes de 6 heures d'ERA-40 sauf si t_{inf} est inférieure à l'heure de levé du soleil ou t_{sup} supérieur à l'heure de couché du soleil. Alors, t_{inf} (respectivement t_{sup}) correspond au levé (respectivement couché) du soleil:

$$\begin{aligned} t_{inf} &= 12 - \frac{1}{\omega} \cos^{-1}(-\tan(\lambda) \tan(\delta(j))) \\ t_{sup} &= 12 + \frac{1}{\omega} \cos^{-1}(-\tan(\lambda) \tan(\delta(j))) \end{aligned} \quad (33)$$

Un exemple de cycles diurnes du flux solaire incident à la surface ainsi obtenue est présenté figure 5.5.

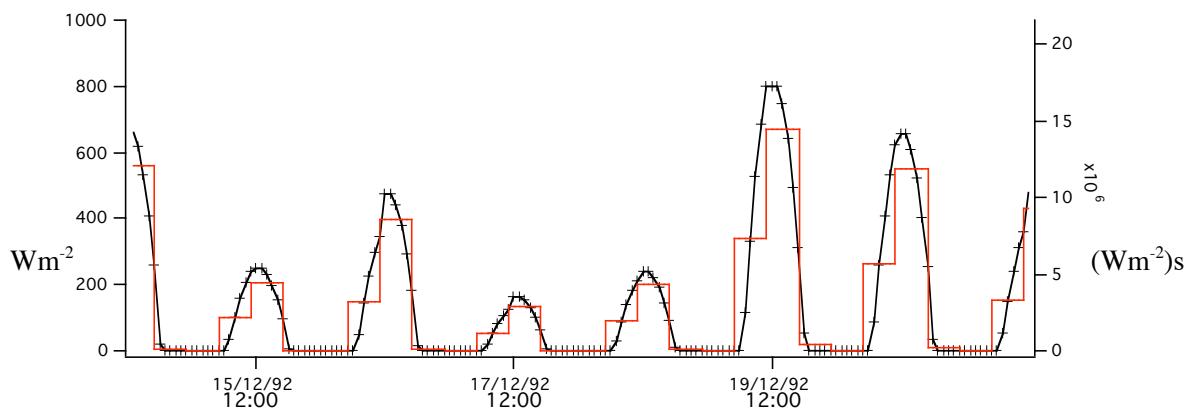


Figure 5.5 Cycles diurnes du flux solaire incident (Wm^{-2}) reconstruis d'après les données ERA 40 (4 fois par jour) au point $1^{\circ}45' \text{S}$, 156°N (zone IFA de TOGA COARE) et les intégrales sur 6 heures correspondantes données par ERA-40.

Méthode CEPAR	
Flux solaire incident à la surface	$\text{SW}_d (\text{Wm}^{-2}\text{s})$
Flux radiatif infrarouge incident à la surface	$\text{LW}_d (\text{Wm}^{-2}\text{s})$
Taux de précipitations	$\mathbf{P} (\text{mmh}^{-1})$
Vitesse du vent à 10 mètres	$\mathbf{u}_r (\text{ms}^{-1})$
Hauteur de la couche limite atmosphérique	$z_i (\text{m})$
Température de la couche mélangée océanique	$T_s (\text{K})$
Température à 2 mètres	$T_r (\text{K})$
Humidité spécifique à 2 mètres	$q_r (\text{g kg}^{-1})$
Pression de surface	$P_s (\text{hPa})$

Table 5.1 paramètres d'entrée de l'algorithme COARE 3 dans son utilisation avec les paramètres de surface ERA-40 (CEPAR).

5.3.4 Méthode 2 : utilisation des flux de surface ERA-40 en entrée de COARE 3 (CEFLU)

Les CRD sont calculées en utilisant directement les flux ERA-40. L'algorithme COARE 3 est modifié de sorte qu'il n'effectue plus que le calcul itératif de (10) et (12). Les flux de chaleur latente et sensibles, le flux solaire incident à la surface, le flux infrarouge net, la tension de vent à la surface ainsi que la température de la couche mélangée océanique sont alors les variables d'entrée de l'algorithme. Le traitement des grandeurs intégrées se fait comme présenté en 5.3.3 et les paramètres utilisés sont reportés dans la table 5.2. Notons que la tension du vent calculée par ERA-40 contient l'effet des mouvements convectifs d'une manière similaire à Fairall et al (1996b) (voir Annexe 1) ce qui est important lors de vents moyens très faible et d'instabilité statique élevée. Contrairement à l'algorithme de calcul des flux de Fairall et al (1996a, 2003), l'algorithme utilisé dans ERA-40 ne différencie pas les cas où l'atmosphère est instable ou fortement instable, de plus les gradients adimensionnels empiriques utilisés pour déterminer la longueur d'Obukhov sont différentes (voir Annexe 1).

Méthode CEFLU
Flux solaire incident à la surface SW_d (Wm ⁻² s)
Flux radiatif infrarouge net à la surface LW_n (Wm ⁻² s)
Flux de chaleur latente à la surface H_L (Wm ⁻² s)
Flux de chaleur sensible à la surface H_S (Wm ⁻² s)
Tension du vent à la surface τ (Nm ⁻²)
Température de la couche mélangée océanique T_s (K)
Température à 2 mètres T_r (K)
Humidité spécifique à 2 mètres q_r (g kg ⁻¹)
Pression de surface P_s (hPa)

Table 5.2 paramètres d'entrée de l'algorithme COARE 3 dans son utilisation avec les flux de surface ERA-40 (CEFLU). Les trois derniers paramètres de CEFLU n'interviennent que dans le calcul de la densité de l'air qui intervient dans l'équation (14).

5.3.5 Comparaison des résultats des deux méthodes (CEPAR et CEFLU)

La figure 5.6 représente la variation diurne moyenne de la TSO obtenue d'après les deux méthodes (CEPAR et CEFLU), des pertes d'énergie à la surface et des différents flux de surface pour la région 156°E-2.5°S du premier novembre au 31 décembre 1992 (TOGA-COARE). Paradoxalement, les variations diurnes de la TSO CEPAR sont, en moyenne, supérieures à celles qui sont diagnostiquées selon CEFLU. Les pertes d'énergie à la surface sont en effet plus importantes pour CEFLU et sont principalement dues à la surestimation du flux de chaleur latente par ERA-40, ce qui est probablement dû à la prise en compte de l'effet peau froide dans CEPAR qui diminue la température de surface et donc les flux de chaleur et le flux infrarouge. En effet, COARE 3 tend à donner un flux infrarouge émis par l'océan plus faible que l'algorithme d'ERA-40.

La figure 5.7 confirme, en effet, que les variations diurnes de la TSO diagnostiquées par CEPAR sont légèrement plus importantes (10% en moyenne mais la dispersion n'est pas négligeable) que celles qui sont diagnostiquées par la méthode CEFLU. Sur la base de ces résultats, il semble que la surestimation du flux de chaleur latente par ERA soit la principale cause de cette différence. Il est donc probable (voir 5.3.1) que les deux méthodes donnent en fait des amplitudes de variations diurnes inférieures à celles que l'on pourraient mesurer dans la réalité. La relation entre les résultats des deux méthodes justifie le fait que nous limitons la présentation des résultats de validation à ceux de la méthode CEPAR.

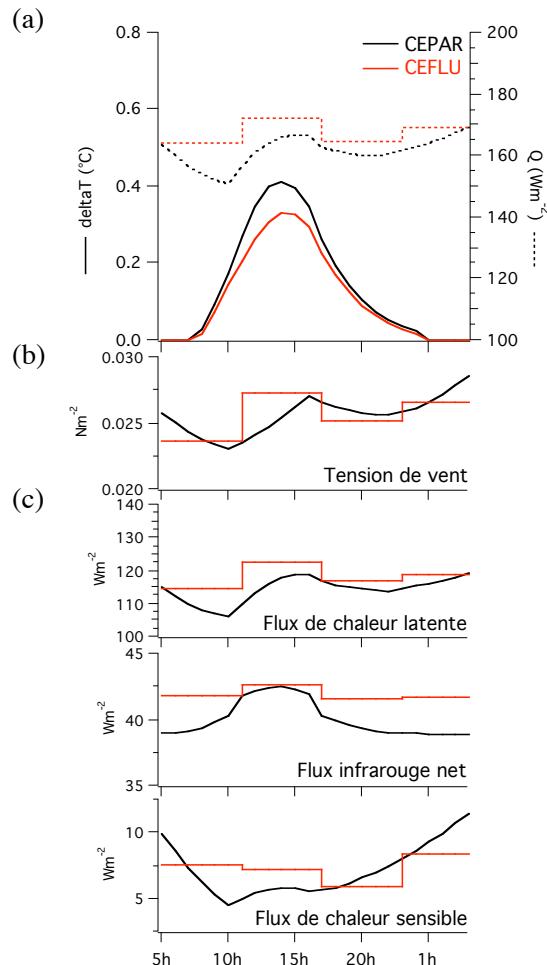


Figure 5.6 Evolutions quotidiennes composées pour les méthodes CEPAR (noir) et CEFLU (rouge) pour novembre-décembre 1992 au point 2.5°S , 156°N (zone IFA de TOGA COARE). (a) Variation diurne de la température de surface de l'océan due à une CRD (trait continu, K) et pertes totale d'énergie Q à la surface (pointillés, Wm^{-2}). (b) tension du vent à la surface (Nm^{-2}). (c) flux de chaleur latente (trait continu gras), flux de chaleur sensible (trait continu fin) et flux infrarouge net (pointillés) en Wm^{-2} .

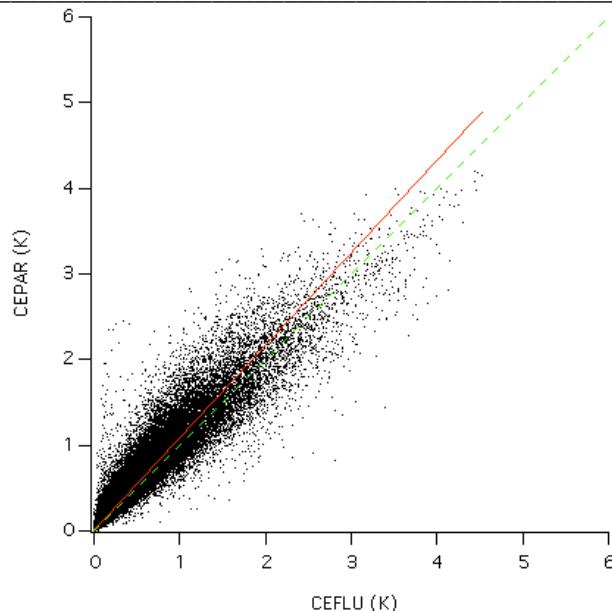


Figure 5.7 Variations diurnes CEPAR (K) en fonction des variations diurnes CEFLU pour l'ensemble des tropiques pour les 4 premiers mois de l'année 1999 (près de 300000 points). En rouge la régression linéaire, en vert, la courbe $y=x$.

5.4 Validation du diagnostic des Couches de Réchauffement Diurne

5.4.1 Validation par comparaison aux données de bouées SVP

La validation des CRD diagnostiquées par CEPAR au moyen des mesures de bouées est rendue malaisée par quatre principales difficultés:

- Premièrement, les défauts de la démarche de diagnostique des CRD, à savoir ceux du modèle du CEPMMT, de l'algorithme COARE et des diverses interpolations et hypothèses décrites en début de section.
- Deuxièmement, les erreurs de mesures et de transmission des données des bouées SVP. Les erreurs de mesure peuvent être dues à deux principaux effets : Premièrement, l'effet plateforme (Kawai et Kawamura, 2000) est le mélange vertical induit par la bouée qui réduit la température mesurée par la bouée. Cet effet est plus particulièrement important lorsque le vent est faible et donc lorsque les CRD auront tendance à se former. Deuxièmement, le chauffage direct du capteur par rayonnement solaire peut au contraire induire des variations diurnes même lorsque le vent est trop fort pour qu'une CRD ne se forme.
- Troisièmement, la comparaison entre une TSO mesurée par la bouée (à 20-30 cm de profondeur) en un point n'est pas directement comparable au diagnostic en surface sur une région de $2,5^\circ$ par $2,5^\circ$.
- Quatrièmement, la distribution spatiale des bouées dérivantes n'est pas uniforme. La figure 5.8 présente la carte des courants de surface moyens et la figure 5.9 les trajectoires des bouées SVP pour l'année 2001. Les courants de surface de l'océan qui déterminent fortement le déplacement des bouées (pourvues d'un système de dérive descendant à 15 m de profondeur) ont plusieurs origines. À grande échelle, les vents sont associés à l'équilibre entre la force de pression atmosphérique et la force de Coriolis (équilibre géostrophique). La tension du vent à la surface s'équilibrant avec Coriolis, elle induit une circulation en surface de l'océan qui converge vers les hautes pressions atmosphériques (Figure 5.8). Comme le montre (Rio et Hernandez, 2003) ceci explique la distribution des bouées qui convergent principalement dans les zones de

hautes pressions subtropicales (Figure 5.9). Une grande partie des mesures des bouées est en dehors des régions de fortes variations diurnes (figure 5.10). Il semble cependant que le nombre de mesures dans ces régions soit suffisant pour la validation.

Afin de minimiser l'impact de la troisième difficulté de la validation, les variations diurnes moyennées sur trois jours consécutifs des observations et de CEPAR sont comparées, la variabilité des CRD aux échelles inférieures à $2,5^\circ$ est ainsi lissée. On comparera ainsi les amplitudes diurnes de la température de surface moyennes sur trois jours CEPAR aux évaluations des amplitudes diurnes mesurées moyennes sur trois jours. De plus, nous comparerons la variation diurne CEPAR, calculée à partir des flux en tenant compte de la peau froide, sans l'effet de cette dernière sur la TSO. En effet, les mesures des bouées correspondent à la température sous la couche de quelques millimètres caractérisée par le phénomène de peau froide.

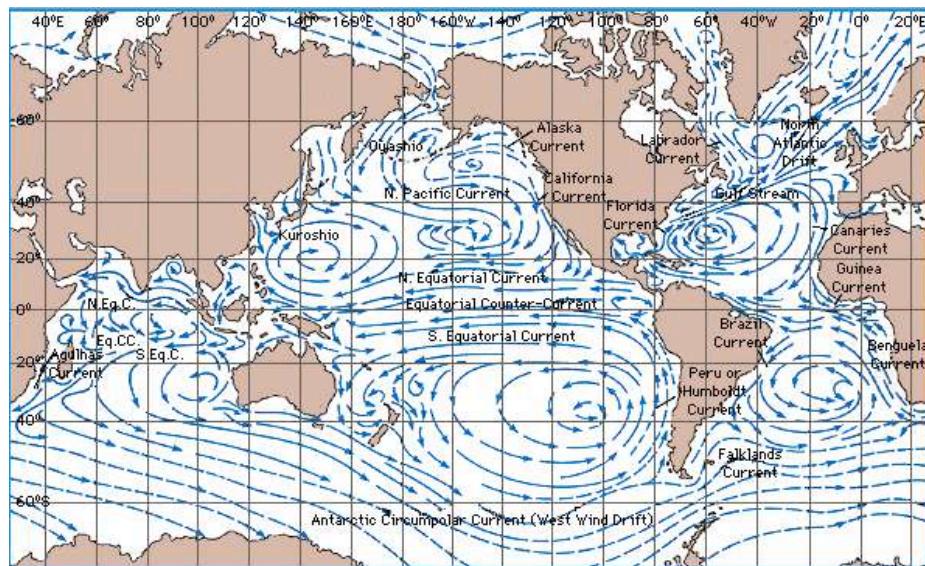


Figure 5.8 Carte des courants de surface moyens pour les mois d'hivers. La différence avec les mois d'été est surtout sensible dans les régions de moussons.

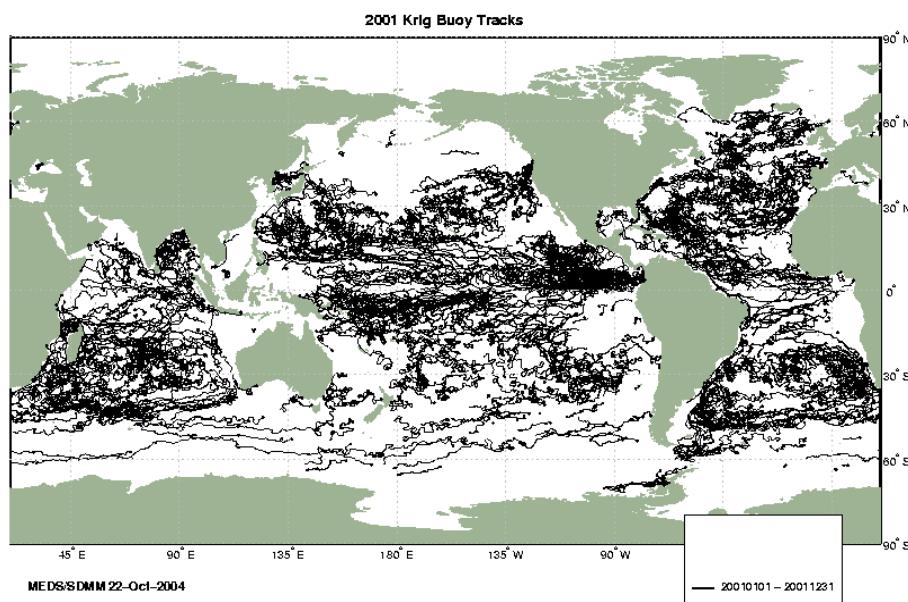


Figure 5.9 Trajectoires des bouées SVP en 2001 (source MEDS).

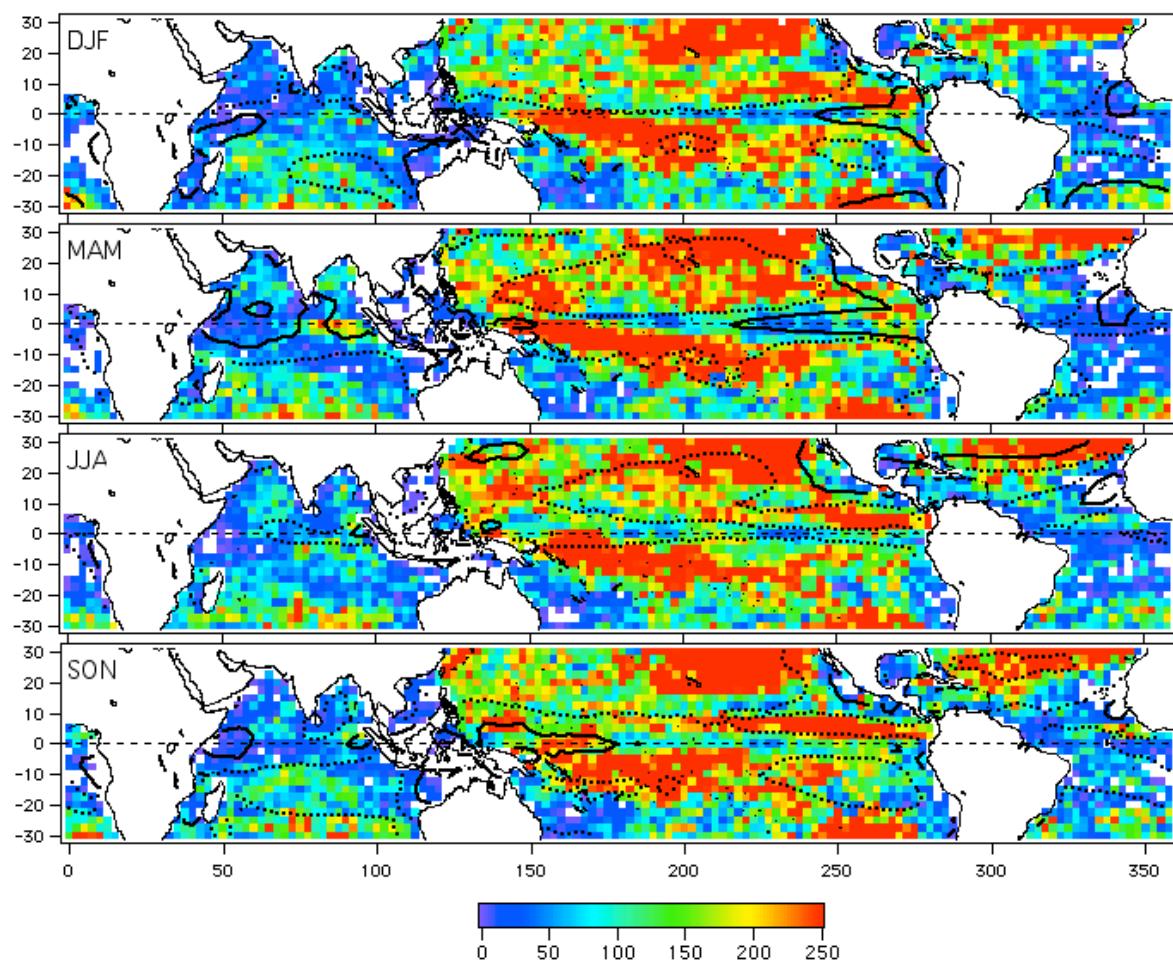


Figure 5.10 Nombre de jours de présence d'une bouée SVP pour 1979-2002 par trimestres. En contour, les amplitudes diurnes CEPAR moyennes par trimestres (pointillés : 0.2 K, continu : 0.4 K).

Le MEDS propose les données de bouées brutes, non traitées, et les données « Krig ». Ces dernières sont le produit d'une méthode d'interpolation utilisée sur des données distribuées de manière irrégulière (Hansen et Poulain, 1996 ; voir Annexe 3, Méthode d'interpolation Krig). Le traitement décrit par Hansen et Poulain (1996, décrit en Annexe 3) appliqué aux mesures de TSO par les bouées et donnant des interpolations toutes les 6 heures (UTC) réduit considérablement les fortes variations diurnes (figure 5.11 à titre d'exemple).

- Une part de cette sous-estimation est liée au fait que l'interpolation est effectuée sur des heures UTC fixes. Ainsi, pour certaines longitudes, le maximum diurne de TSO (compris entre 12 et 15 heures locales) sera mal approché par cette méthode et l'amplitude diurne calculée au moyen des données Krig sera ainsi sous-estimée. La figure 5.11 montre un exemple de bouée pour laquelle les interpolations diurnes correspondent à 11h15-30 et 17h15-30 et pour laquelle les fortes variations diurnes sont parfois fortement sous-estimées. La sous-estimation de la variation diurne n'est cependant pas constante pour cette bouée dont la longitude varie peu pendant la période représentée. Ainsi l'interpolation à heures UTC fixes n'est pas le seul facteur expliquant cette sous-estimation.
- La méthode d'élimination des erreurs de mesures (voir Annexe 3) est probablement responsable de l'élimination de points de mesures justes lors de fortes variations diurnes, par exemple.

- La méthode d’interpolation (notamment la détermination des paramètres de la fonction de structure, voir Annexe 3) peut aussi être source de minimisation des variations diurnes.

Nous utilisons donc les données brutes afin de déterminer les variations diurnes pour valider les résultats de CEPAR. La méthode utilisée est validée au moyen des données Krig. De plus cette validation fournit un facteur correctif pour retrouver les variations diurnes à partir des données Krig qui, plus nombreuses que les données brutes, permettent de construire des cartes moyennes.

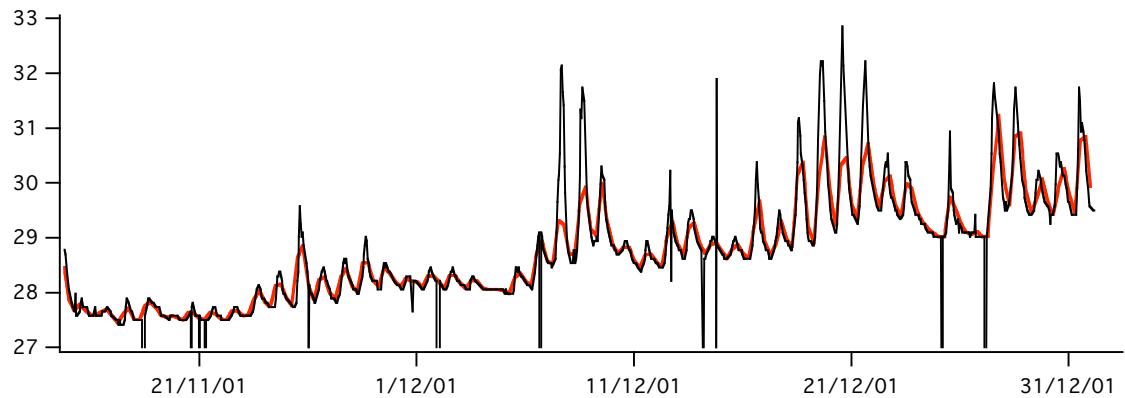


Figure 5.11 Comparaison entre la série de SST brute (noire) et la série « Krig » correspondante (rouge) en degrés Celsius. La bouée SVP n° 34158 utilisée ici est alors dans l’Océan Indien dérive entre 80° et 85° Est et entre 10° et 6° Sud.

5.4.1.1 Utilisation des données de bouées brutes

- Traitement des erreurs de mesure et de transmission

Les erreurs contenues dans les données brutes se traduisent par des pics dans l’évolution régulière de la TSO (figure 5.12) ou bien par des décalages des valeurs sur une durée plus ou moins importante.

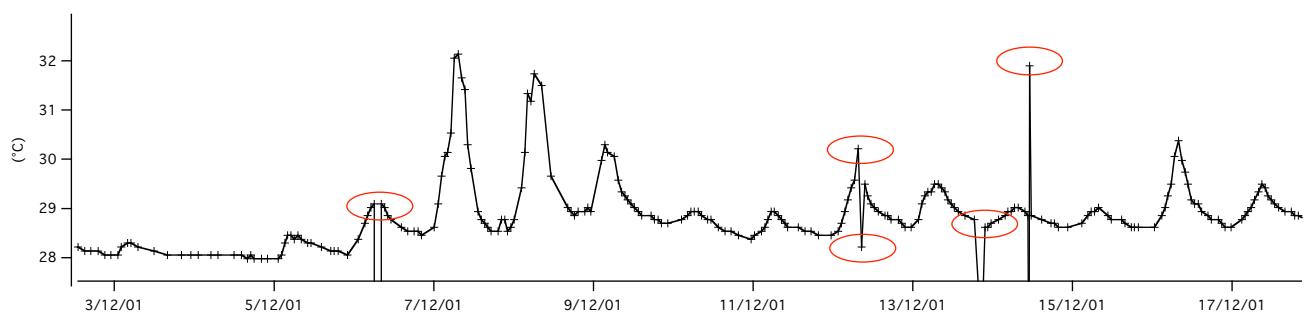


Figure 5.12 Exemple de cycles diurnes non traités de la bouée n° 34158, en degrés Celsius. Les erreurs dans les données brutes sont repérées en rouge.

Notre méthode se base sur le fait que le maximum de réchauffement de la surface est en général vers 14h00 et que l’évolution de la température sur une journée peut s’approcher par une sinusoïde de période 24h. On traite donc à chaque fois un jour et les nuits précédente et suivante. La démarche de la méthode est la suivante :

-
- On évalue tout d'abord les moyennes et écart types nocturnes (σ) autour de 2h (entre 22h et 6h), période pendant laquelle la TSO varie peu. Les points dont l'écart à la moyenne est supérieur à 1.1σ sont considérés comme des erreurs. On recalcule ensuite les moyennes nocturnes sans ces points faux.
 - Les moyennes ainsi obtenues sont une approximation des minima nocturnes de TSO et servent de plus à évaluer la tendance pour s'en affranchir dans le reste du traitement. Si l'une des deux moyennes ne peut être calculée (trop peu de points) on prend deux fois la même moyenne nocturne.
 - Une fois la tendance éliminée, on approche les mesures par une sinusoïde de période 24h, dont le maximum est à 14h et dont les minima correspondent aux moyennes nocturnes et dont l'amplitude est donnée par:

$$A = \frac{\sum_i S(t_i) \left(\sin\left(2\pi \frac{(t_i - 8)}{24}\right) + 1 \right)}{\sum_i \left(\sin\left(2\pi \frac{(t_i - 8)}{24}\right) + 1 \right)^2} \quad (34)$$

où $S(t_i)$ est la mesure à t_i . De même seuls les points dont la distance à la sinusoïde est inférieure à 1.1σ (écart quadratique moyen des mesures à la sinusoïde) sont conservés pour recalculer cette sinusoïde.

Afin de mener cette analyse, il faut qu'il y ait au moins 3 points par nuit et 4 point de jours. Ces limites sont basses car de nombreux jours contiennent peu de points de mesures. Si les mesures sont trop peu nombreuses, il est difficile, même subjectivement, de décider de leur validité.

Quelques exemples d'interpolations selon cette méthode sont présentés sur la figure 5.13. Du fait du caractère non sinusoïdal de l'évolution diurne de la TSO, les variations diurnes ont tendance à être plus importantes que la différence maximale (Tmax-Tmin) du signal (sans la tendance). C'est pourquoi nous utilisons cette méthode pour retirer les erreurs de mesure et de transmission et non pour évaluer la variation diurne. Cette dernière sera évaluée sur les mesures qui ne seront pas reconnues comme erreurs selon notre méthode. Notons qu'il serait possible d'améliorer la démarche en utilisant non plus une fonction simplement sinusoïdale, mais par exemple les trois premières harmoniques d'une variation diurne composite.

Notons que les erreurs de transmissions peuvent affecter les enregistrements des positions de bouées. Les erreurs importantes sur la longitude peuvent fausser la détermination de l'heure locale. L'analyse n'est effectuée que sur les points dont la position ne varie pas de plus de 5° entre deux mesures d'un même jour correspondant à une incertitude de 20 minutes sur l'heure locale de la mesure.

A l'issue du traitement, il reste 100000 jours exploitables pour la validation, soit 25% du nombre de jours initialement contenu dans la base de données brutes. Les seuils sur les nombres de points sont principalement responsables de cette perte d'information. Ils garantissent néanmoins l'inclusion d'un nombre trop important d'erreurs dans les données traitées et la bonne correspondance entre la fonction d'interpolation (équation 34) et les mesures.

La méthode d'Hansen et Poulain (1996) permet de garder beaucoup plus de jours exploitables (95%), cependant, pour les jours dont les mesures permettent l'application de notre méthode, une information plus précise sur la variation diurne est obtenue.

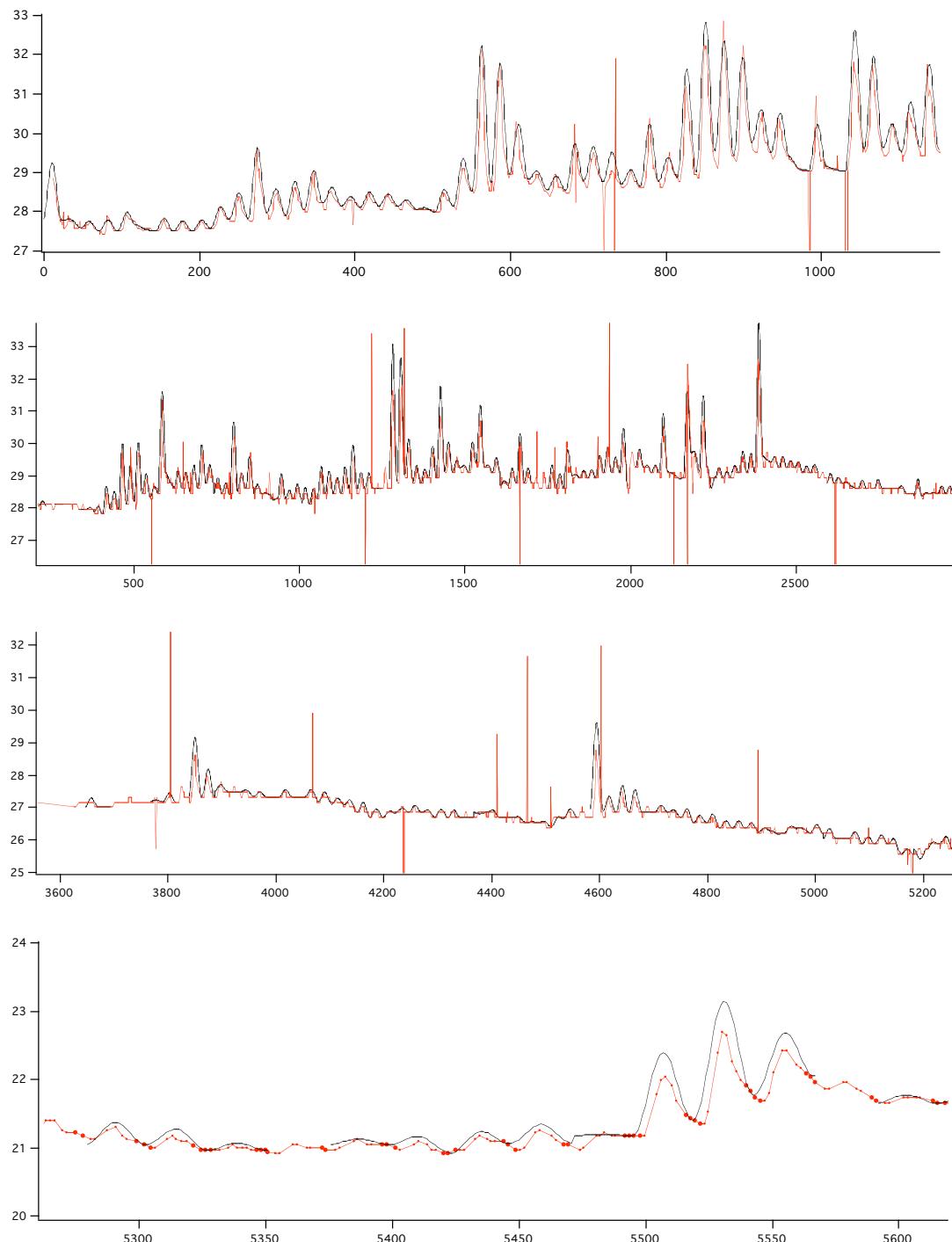


Figure 5.13 Résultats d'interpolations (noir) à partir des données brutes (rouge) pour les bouées 34156 (a) et 2931 (b et c) et 29717 (d). Pour la dernière bouée, les points correspondent aux mesures, les mesures nocturnes sont repérées en gras.

- **Comparaison aux données Krig**

On évalue simplement les variations diurnes des données Krig par la différence entre le maximum et le minimum de TSO sur un jour. Les variations diurnes diagnostiquées à partir des données brutes montrent une relation claire avec celles qui sont déduites des données Krig et sont 2.5 fois plus importantes que ces dernières (figure 5.14). Cette relation nette assure que notre méthode de traitement des erreurs est efficace et fiable et nous donne un facteur de

correction des données Krig pour construire les cartes moyennes des variations diurnes observées par les bouées.

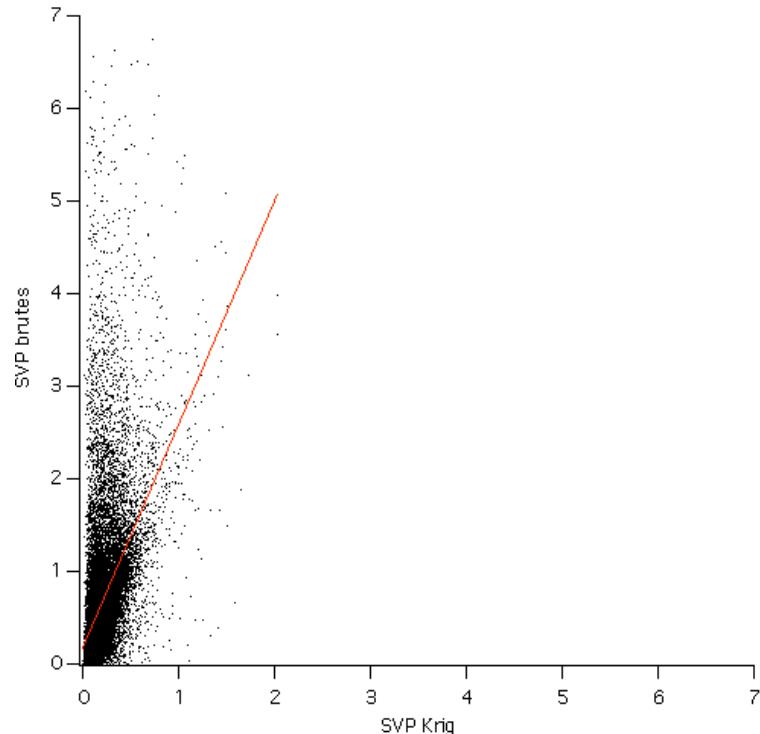


Figure 5.14 Variations diurnes évaluées à partir des données brutes en fonction des variations diurnes Krig (K) pour l'océan Pacifique de 1993-2002. En rouge la régression linéaire $y=2.5x+0.15$.

○ Validation des résultats CEPAR

Pour comparer les variations diurnes observées ponctuellement par la bouée à celles qui sont diagnostiquées pour des régions de $2,5^\circ$ par CEPAR, on compare les variations diurnes moyennées sur 3 jours consécutifs des bouées à la moyenne sur trois jours de la variation diurne CEPAR interpolée bilinéairement à la position de la bouée. Si un point de grille de CEPAR correspond à un point de terre ou est en dehors de la zone tropicale, la comparaison n'est pas effectuée (cela concerne environ 30% des jours traités). La relation entre les résultats de CEPAR et les variations diurnes observées est remarquable (figure 5.15). Il y a très peu de cas pour lesquels CEPAR diagnostique une forte variabilité diurne qui n'est pas observée. Pour les très faibles valeurs de variations diurnes observées, il arrive que CEPAR ne diagnostique pas de formation de CRD. Cela peut être dû au chauffage direct de la bouée par le rayonnement solaire qui produit constamment un faible cycle diurne même lorsque les conditions de formation de CRD ne sont pas réunies (figure 5.13, des variations diurnes sont observées même lorsque la température de surface diminue). Les variations diurnes CEPAR sont légèrement inférieures à celles qui sont observées et correspondent à 65-75% de ces dernières, mais l'accord avec les observations justifie notre démarche.

La figure 5.16 compare, pour une bouée dans l'Océan Indien, la température de surface de l'Océan mesurée et la température de surface donnée COARE 3. Ce cas particulier permet de noter un biais positif de la température de surface Reynolds (Reynolds et Smith, 1994) par rapport à l'observation. Ceci peut s'expliquer en partie par l'effet « plateforme » proposé par Kawai et Kawamura (2000) : la turbulence induite par la bouée peut suffire pour des vents peu importants à créer du mélange, réduisant la température mesurée par la bouée. Il se peut aussi que ce biais provienne de la prise en compte partielle des variations diurnes par la température Reynolds. Dans ce cas, pendant les périodes de formation de CRD, La température de la couche

mélangée est surestimée. Cela induit une surestimation des pertes d'énergie par les flux de surface et une sous-estimation des variations diurnes. Ce qui pourrait expliquer en partie la sous-estimation des variations diurnes par CEPAR en comparaison des observations (figure 5.15). Il serait donc utile de quantifier cet effet afin de comparer les températures Reynolds aux températures nocturnes mesurées.

La figure 5.16 illustre la capacité de la méthode à évaluer le cycle diurne en température et de déterminer les périodes de forts cycles diurnes. Les CRD observées autour du 8 décembre 2001 et du 21 décembre sont décelées et correctement représentées par notre méthode, tant du point de vue de l'amplitude relative de ces évènements que du point de vue de leur durée.

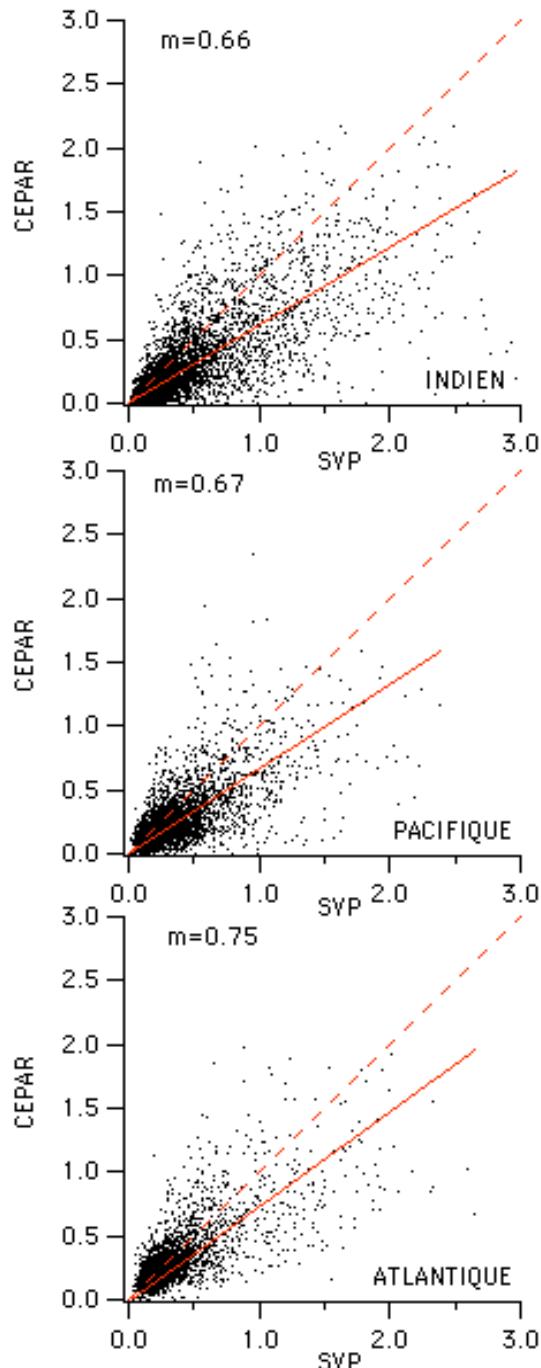


Figure 5.15 Comparaison des variations diurnes CEPAR et de celles qui sont issues des données brutes des bouées SVP (K), la régression linéaire passant par (0,0) est tracée en rouge

et son coefficient directeur (m) est reporté pour chaque bassin. En tirets rouges la première bissectrice.

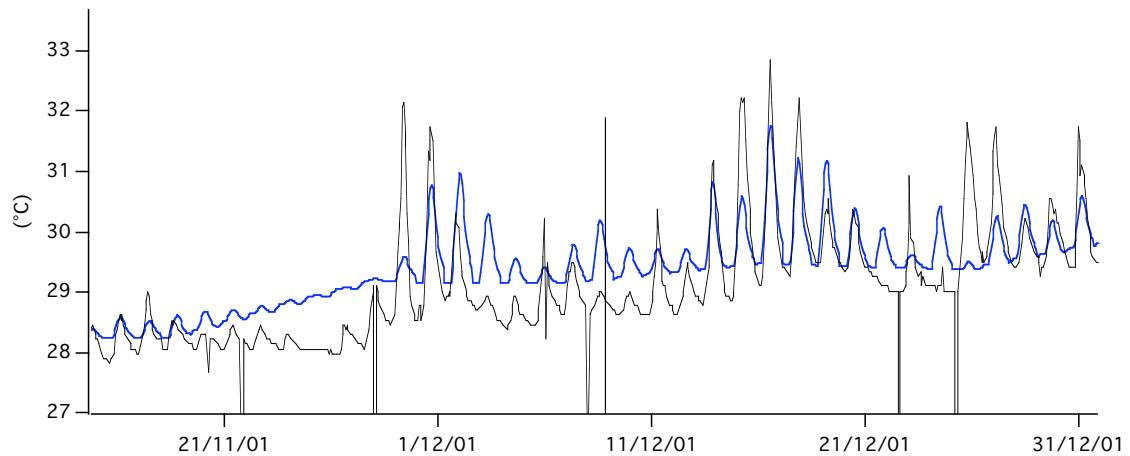


Figure 5.16 Exemple de variations diurnes diagnostiquées par CEPAR (bleu) interpolées sur la position de la bouée 34156 (noir).

5.4.1.2 Utilisation des données de bouées interpolées (KRIG)

L'intérêt de ces données est qu'elles sont disponibles en plus grand nombre que les données brutes dans la base de données du MEDS. Il est donc possible de tracer des cartes de variations diurnes en moyenne pour comparer plus précisément l'accord des distributions moyennes des résultats CEPAR aux observations au court de l'année. Ces cartes sont construites par trimestre afin d'avoir un nombre suffisant de mesures par régions (figure 5.10). Les variations diurnes diagnostiquées par notre méthode sur les données brutes sont environ 3 fois supérieures à celles qui sont données par Krig. Cette relation simple permet de corriger les variations diurnes Krig pour obtenir les cartes moyennes présentées en figure 5.17.

Les distributions spatiales moyennes pour chaque trimestre diagnostiquées selon CEPAR (figure 5.18) sont remarquablement proches de celles qui sont déduites des observations. En hiver (de décembre à février) on retrouve les forts cycles diurnes dans l'Océan Indien au sud de l'Équateur, surtout à l'ouest du bassin et au nord, au large du Kerala. Les cycles diurnes forts du Pacifique Est équatorial, au large de la Guinée dans l'Océan Atlantique ainsi que dans le sud-est de ces deux derniers bassins sont visibles sur les deux figures. Toujours en hiver, on peut remarquer que les cycles diurnes relativement forts dans la zone de convergence du Pacifique Sud présents dans les données *in situ* sont diagnostiqués par le modèle. Cependant, les très forts cycles diurnes au nord de l'Australie ne sont pas visibles sur la figure 5.17. Ceci est sûrement dû au très petit nombre de bouées dans cette zone (voir figure 5.10). En revanche, et malgré le nombre relativement faible de bouées dans l'Océan Indien nord, les forts cycles diurnes diagnostiqués par le modèle au printemps dans la Mer d'Arabie, la Baie du Bengale et l'Océan Indien équatorial se retrouvent dans les observations. On peut de plus remarquer la bonne adéquation spatiale entre les cycles diurnes modélisés et observés dans le Pacifique Est et ouest en été et en automne respectivement. En automne, les forts cycles diurnes dans l'Océan Indien ouest au nord de l'équateur sont également diagnostiqués bien que légèrement plus centrés sur l'Équateur.

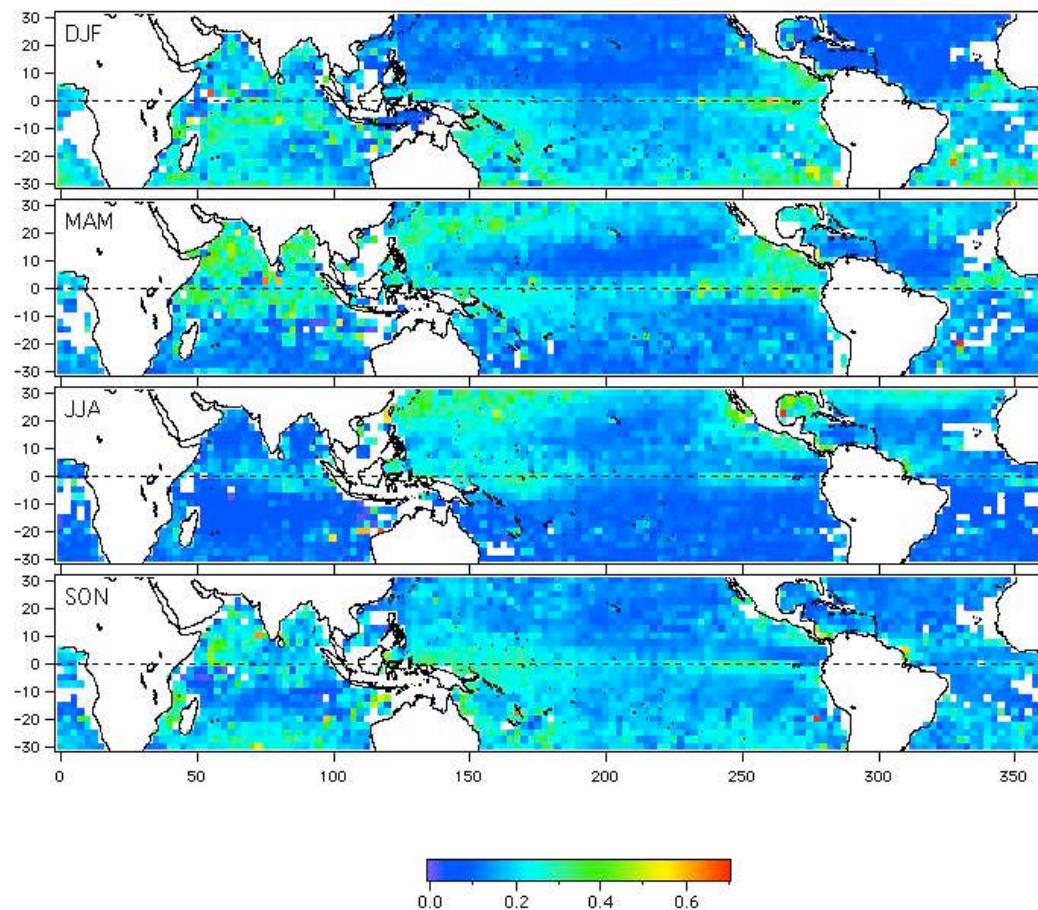


Figure 5.17 Moyennes conditionnelles trimestrielles des cycles diurnes des bouées SVP « Krig » corrigées sur 1979-2002 en K, c'est-à-dire uniquement sur les jours pendant lesquels une bouée est présente sur la région.

5.4.2 Validation par comparaison à des formules empiriques

5.4.2.1 Présentation d'évaluations de l'amplitude de la variation diurne de la TSO à partir de formules empiriques

Le cycle diurne de la température océanique a été l'objet de plusieurs études depuis ces dernières années (Webster et al, 1996 ; Kawai et Kawamura, 2002 ; Stuart-Menteth et al, 2003 ; Gentemann et al, 2003). L'impact potentiel du cycle diurne en température de surface sur la moyenne diurne des TSO mesurées par satellite doit être pris en compte lors de l'assimilation de données dans les modèles de prévision (Kawai et Kawamura, 2002). Une évaluation précise des variations diurnes de la TSO permet de les supprimer des mesures satellites et ainsi d'estimer la température de la couche de mélange (Gentemann et al, 2003). Ces études se sont appliquées à produire des relations simples pour diagnostiquer leur amplitude à partir d'un petit nombre de paramètres atmosphériques (observables par satellites) et peuvent servir de validation aux résultats obtenus lors de notre étude.

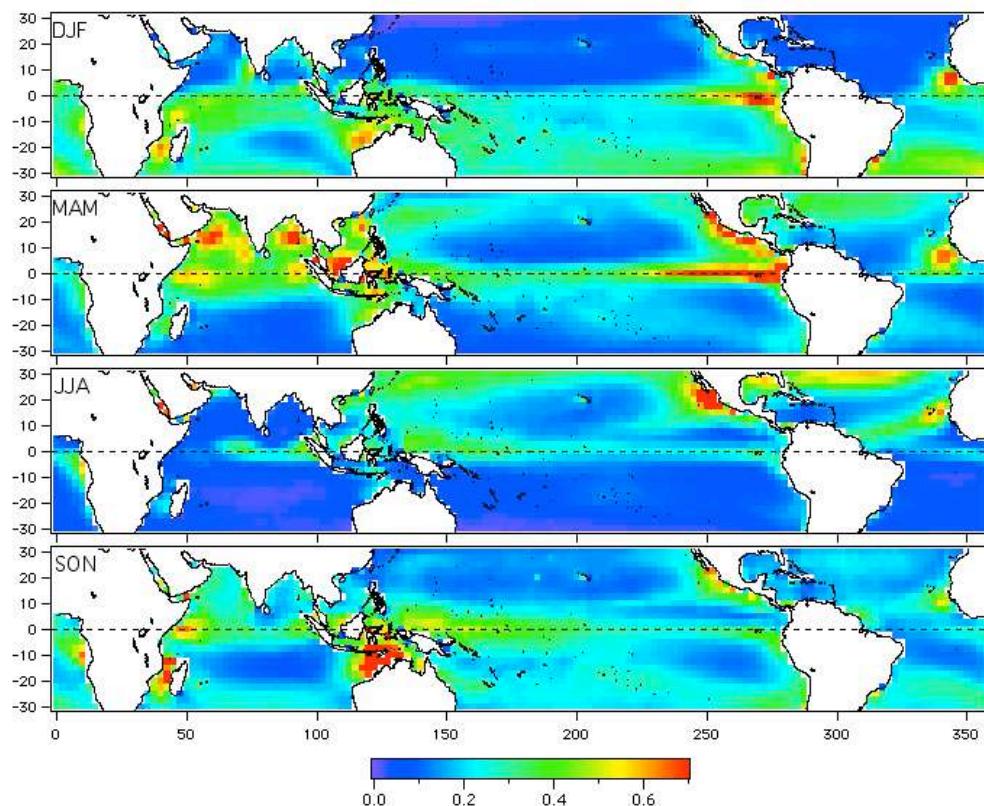


Figure 5.18 Moyennes trimestrielles des variations diurnes de la TSO CEPAR (K).

Les études utilisées sont les suivantes :

- Pour obtenir une relation simple pour évaluer l'amplitude de la variation diurne de la température, Webster et al (1996) se basent sur les observations in situ de TOGA-COARE à l'équateur et forcent un modèle 1D de couche mélangée océanique (Kantah et Clayson, 1994). Ce modèle a l'avantage sur COARE 3 de tenir compte des effets de la salinité de l'océan et de la convection océanique sur la variation diurne de la TSO. Les précipitations peuvent en effet former une fine couche d'eau peu salée à la surface et créer des cycles diurnes de température de surface importants. La régression des résultats obtenus à l'aide du modèle donne le pic de variation diurne:

$$\Delta SST = f + aPS + bP + c \ln(U) + dPS \ln(U) + eU \quad (35)$$

où U est le vent moyen sur la journée (ms^{-1}), P est la précipitation moyenne sur la journée (mmh^{-1}) et PS le pic quotidien de flux solaire incident à la surface (Wm^{-2}). Avec des valeurs différentes des coefficients a , b , c , d et e selon que le vent moyen soit supérieur ou non à $2 ms^{-1}$.

- Kawai et Kawamura (2002) utilisent les données de bouées équipées d'anémomètres de différents réseaux (dont la répartition est donnée en figure 5.19). Ils utilisent de plus les images des canaux visibles du Geostationary Meteorological Satellite ce qui permet une estimation du flux solaire incident toutes les heures pour une résolution d'1km et une précision de 10-15% (Tanahashi et al, 2000 ; 2001). Afin d'obtenir la variation diurne de la TSO sans le refroidissement de surface dû à la turbulence induite par la bouée (effet plateforme, Kawai et Kawamura, 2000), un modèle unidimensionnel est utilisé (Kondo et al, 1979) et les flux de surface sont calculés d'après (Fairall et al, 1996a). Kawai et Kawamura se basent sur (35) sans utiliser les précipitations, qui sont un paramètre difficile à évaluer sur de grandes étendues et proposent :

$$\Delta SST = a'(PS)^2 + b' \ln(U) + c'(PS)^2 \ln(U) + d' \quad (36)$$

où a' , b' , c' , d' sont des coefficients qui sont différents suivant que le vent moyen U soit supérieur ou inférieur à 2.5 ms^{-1} .

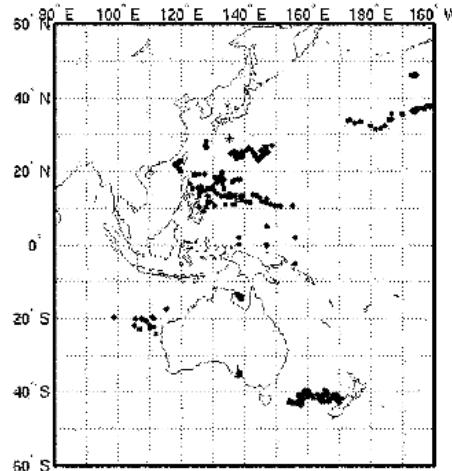


Figure 5.19. Positions des bouées utilisées par Kawai et Kawamura (2002) pour la détermination de (43). astérisque : bouées JMA, Cercles noirs : bouées dérivantes (MEDS) et TRITON.

- Gentemann et al (2003) évaluent les variations diurnes de la TSO en comparant les températures dérivées des mesures de TMI (et de l'Advanced Very High Resolution Radiometer, AVHRR) à la température Reynolds (1994). Ils proposent une relation simple entre les vents dérivés d'observations satellitaires (SSMI), le flux solaire incident théorique en condition de ciel clair et la variation diurne de la TSO d'après les mesures TMI :

$$\Delta SST_{TMI} = f(t) [dQ - 9.632 \times 10 - 4dQ^2 e^{-0.53u}] \quad (37)$$

où $dQ = Q - 132 \text{ Wm}^{-2}$. Q est l'insolation au sommet de l'atmosphère, considérée équivalente à l'insolation incidente à la surface pour des conditions « ciel clair ». $f(t)$ est fonction de l'heure de la journée t à laquelle la TSO a été mesurée, U est le vent moyen pendant la journée. Lors de la comparaison de nos résultats à cette dernière formule, nous prendrons $dQ = PS$ ce qui est adapté comme dQ est une approximation de PS (Gentemann et al, 2003).

5.4.2.2 Comparaisons des résultats des formules empiriques à ceux de CEPAR

On se limite ici à l'Océan Indien pour l'année 1999, les résultats étant équivalents dans les autres bassins.

- La relation (35) appliquée aux données ERA-40 donne des variations diurnes plus fortes que CEPAR pour les petites variations diurnes (<1.3K environ, figure 5.20), la régression linéaire donne un rapport de 0.75 entre les variations diurnes CEPAR et celles qui sont déduites de (35). Cependant on note une limitation des variations diurnes issues de la formule de Webster et al (1996) qui ne dépasse pas 2K.
- La comparaison à la relation (36) donne une relation nette avec les variations diurnes CEPAR (Figure 5.21) qui sont environ 40% moins importantes que les variations déduites de la formule de Kawai et Kawamura (2002).
- La relation (37) donne la même tendance que la formule précédente avec cependant une plus grande dispersion (Figure 5.22).

Ces résultats confirment la validité du jeu de données de CRD déduites de COARE 3 appliquée aux données ERA-40 et que ces dernières sont sous-estimées d'environ 30-35%.

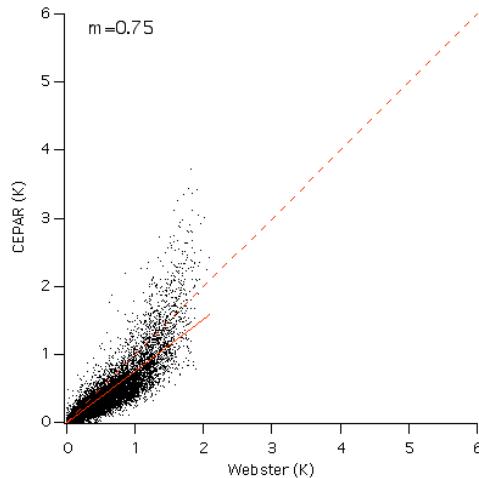


Figure 5.20 Amplitudes diurnes CEPAR en fonction des amplitudes diurnes diagnostiquées par (35) (Webster *et al.*, 1996) et des données ERA-40 pour l'année 1999 dans l'Océan Indien (en Kelvin). m est le coefficient de la régression linéaire passant par 0.

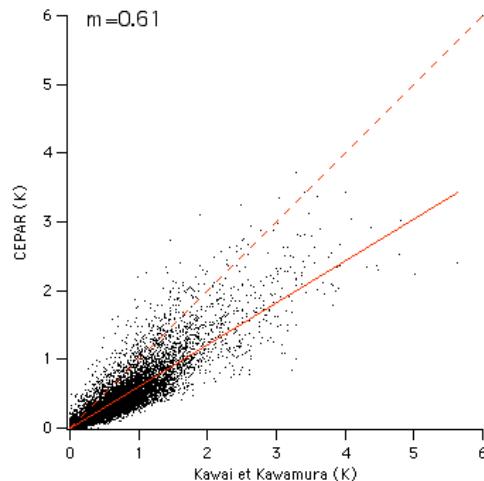


Figure 5.21 Amplitudes diurnes CEPAR en fonction des amplitudes diurnes diagnostiquées par (36) (Kawai et Kawamura, 2002) et des données ERA-40 pour l'année 1999 dans l'Océan Indien (en Kelvin). m est le coefficient de la régression linéaire passant par 0.

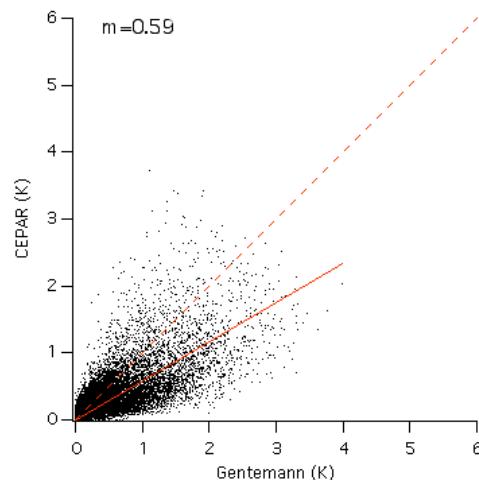


Figure 5.22 Amplitudes diurnes CEPAR en fonction des amplitudes diurnes diagnostiquées par (37) (Gentemann et al, 2003) et des données ERA-40 pour l'année 1999 dans l'Océan Indien (en Kelvin). m est le coefficient de la régression linéaire passant par 0.

5.4.3 Présentation de climatologies des variations diurnes

5.4.3.1 Estimation directe par satellite

Stuart-Menthet et al (2003) propose une climatologie sur dix ans du réchauffement diurne de la surface océanique (figure 5.23) simplement évaluée par la différence entre la température nocturne et diurne de la température dérivée des mesures dans le canal infrarouge d'AVHRR. L'utilisation d'un instrument infrarouge limite cependant l'échantillonnage des variations diurnes de la TSO. En effet, la couverture nuageuse peut masquer la surface au satellite tout en permettant un cycle diurne en température océanique marqué (notamment en présence de cirrus fins). De plus, les heures de passage du satellite varient avec l'âge de ce dernier (figure 5.24). En 1993 et 1994 les variations diurnes évaluées selon cette méthode sont probablement sous-estimées du fait du passage diurne tardif du satellite.

La mesure de la TSO au moyen des canaux infrarouges prend en compte le phénomène de peau froide. Ce phénomène induit une diminution quasiment constante de la température en première approximation. Cependant pour les périodes de très fortes variations diurnes, l'effet de la peau froide peut varier d'environ 0.15°C dans la journée (Fairall et al, 1996b). Ces données correspondent donc à des variations diurnes légèrement plus importantes que celles qui sont dues au seules CRD mais la distribution spatiale des amplitudes de variations diurnes n'est a priori pas affectée et correspond bien à celle que nous obtenons (figure 5.26) pour chacun des mois présentés en figure 5.23.

5.4.3.2 Résultats d'un modèle océanique à 300 niveaux

Bernie et al (2006) ont étudié le cycle diurne de la température de surface de l'océan en forçant par les flux issus d'ERA-40 un modèle global d'océan (ORCA2) à 300 niveaux verticaux (premier niveaux à 0.5 m) pour résoudre la formation de CRD. Contrairement à l'algorithme diagnostique COARE 3, les effets de la salinité et la convection océanique sont pris en compte par le modèle d'océan.

En particulier, les précipitations refroidissent la surface, mais modifient le profil de salinité près de la surface. La couche froide et peu salée qui en résulte conduit à une stratification stable des premières couches océaniques, du fait du gradient vertical de salinité et en dépit du gradient vertical instable de température. Cette couche isolée du reste de la couche mélangée océanique pourra, de même que la CRD issue d'une stratification thermique stable, chauffer très rapidement si les vents sont faibles et le flux solaire incident important après l'orage. Ainsi, des pluies matinales ou nocturnes prépareront une couche d'eau potentiellement très réactive au chauffage diurne tandis que des pluies au court de l'après-midi auront tendance à diminuer l'amplitude du cycle diurne (Webster et al, 1996). Les eaux douces des fleuves qui se déversent dans les régions océaniques côtières peuvent avoir le même effet que les précipitations (par exemple dans la Baie du Bengale, Shenoi et al, 2002).

Les répartitions géographiques des variations diurnes moyennes par trimestres de Bernie et al (2006) (figure 5.25) est très comparable à celle que nous obtenons (figure 5.18). Elles sont cependant légèrement plus importantes.

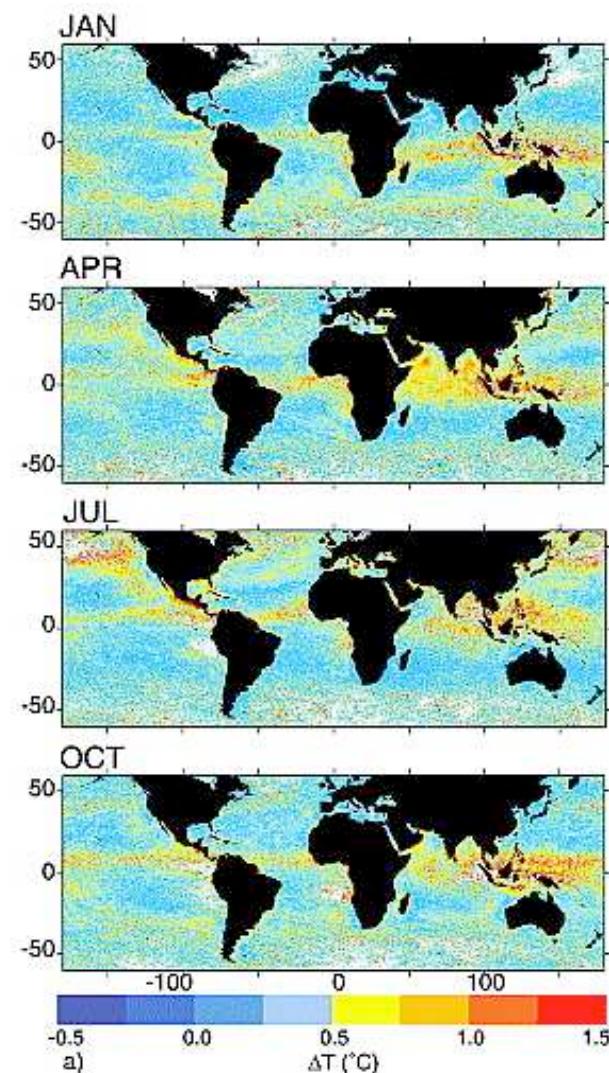


Figure 5.23 Climatologie du cycle diurne en température de surface de l'océan pour les années 1989, 1990 et 1995-1998 des mois de janvier, avril, juillet et octobre d'après Stuart-Menteth et al (2003).

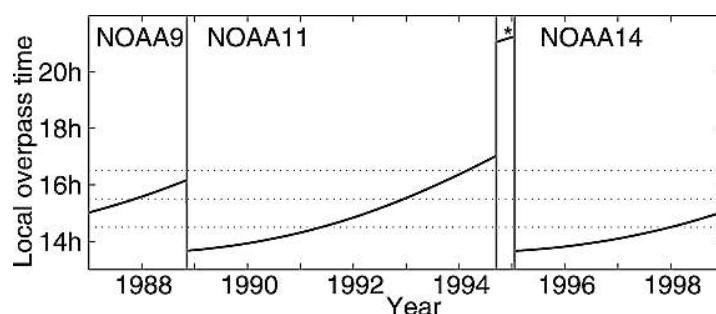


Figure 5.24 Illustration de la dérive au cours des années de l'heure locale de passage des différents satellites ayant servi à l'étude de Stuart-Menteth et al (2003). L'interruption entre NOAA11 et NOAA14 a été remplie par NOAA 9.

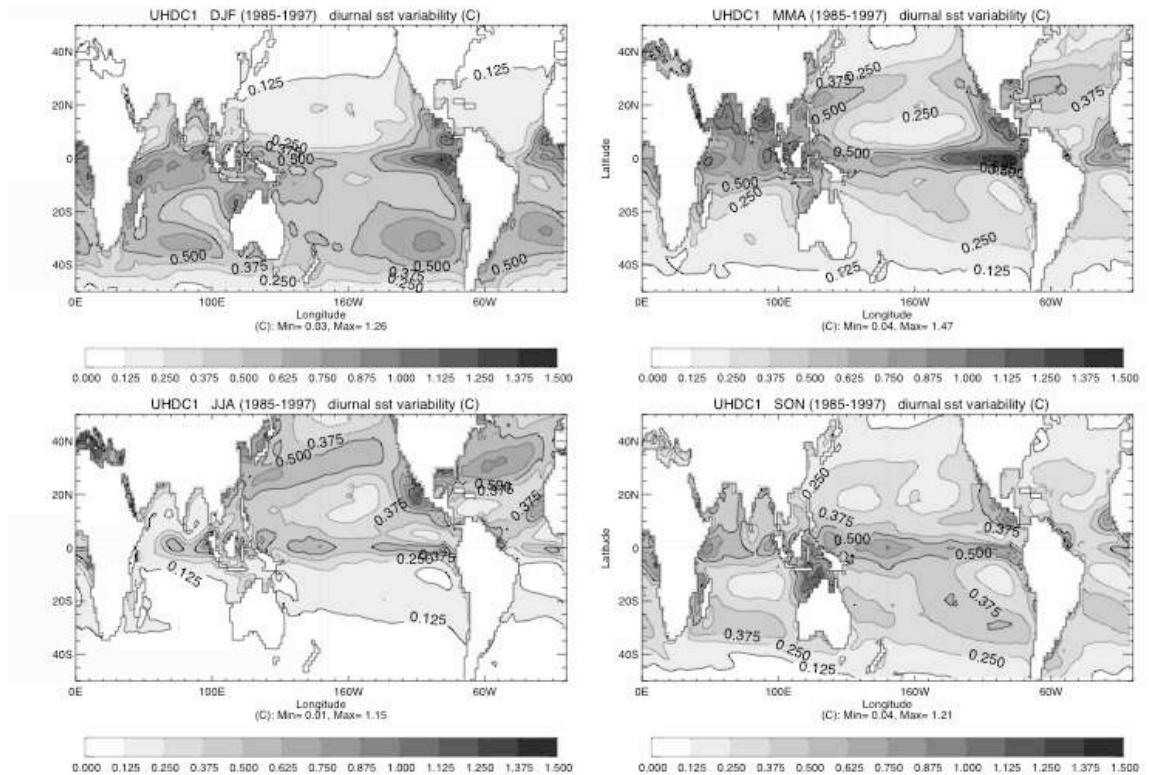


Figure 5.25 Moyenne des amplitudes diurnes issues de 12 ans de simulations avec le modèle d'océan ORCA2 à 300 niveaux verticaux forcé toutes les 3 heures par les flux reconstruits d'ERA-40.

5.5 Résultats : les variations diurnes de la température de surface associées aux Couches de Réchauffement Diurnes

5.5.1 Evolution saisonnière climatologique des CRD

La figure 5.26 représente le cycle saisonnier mensuel de la variation diurne due aux CRD modélisées par l'algorithme COARE 3 pour la période 1979-2002 selon la méthode CEPAR. Tout au long de l'année, les fortes variations diurnes se répartissent selon les zones de convergences dans les basses couches atmosphériques. Les zones d'alizés sont caractérisées par des variations diurnes de TSO très faibles. Les bassins connaissant les plus forts cycles diurnes sont l'Océan Indien Nord de mars à avril avant le déclenchement de la mousson (0.7-1K en moyenne); le Nord de l'Australie de septembre à novembre (1.2K); le Pacifique équatorial Est de février à avril ; et l'Océan Atlantique équatorial au large de la Guinée constamment pendant presque toute l'année (à part un léger décalage vers le Nord en été).

Pendant la mousson indienne d'été, le jet de basses couches empêche la formation de CRD dans la mer d'Arabie et la baie du Bengale. Les variations diurnes les plus importantes se situent alors dans le Pacifique tropical nord-ouest et ouest équatorial, ainsi que sur une mince bande de l'Océan Indien équatorial. À l'est du Pacifique, les CRD se forment principalement le long de la côte mexicaine. Notons également la présence de forts cycles diurnes dans le golfe du Mexique et dans l'Atlantique tropical nord pendant la même période.

En automne et en hiver, les variations diurnes sont principalement importantes (plus de 1K en moyenne) au Nord de l'Australie avant le début de la mousson australienne les variations diurnes diminuent ensuite mais restent importantes (0.7K en moyenne). A partir de décembre et

jusqu'en mars, l'Océan Indien au Sud de l'équateur est aussi caractérisé par des variations diurnes importantes.

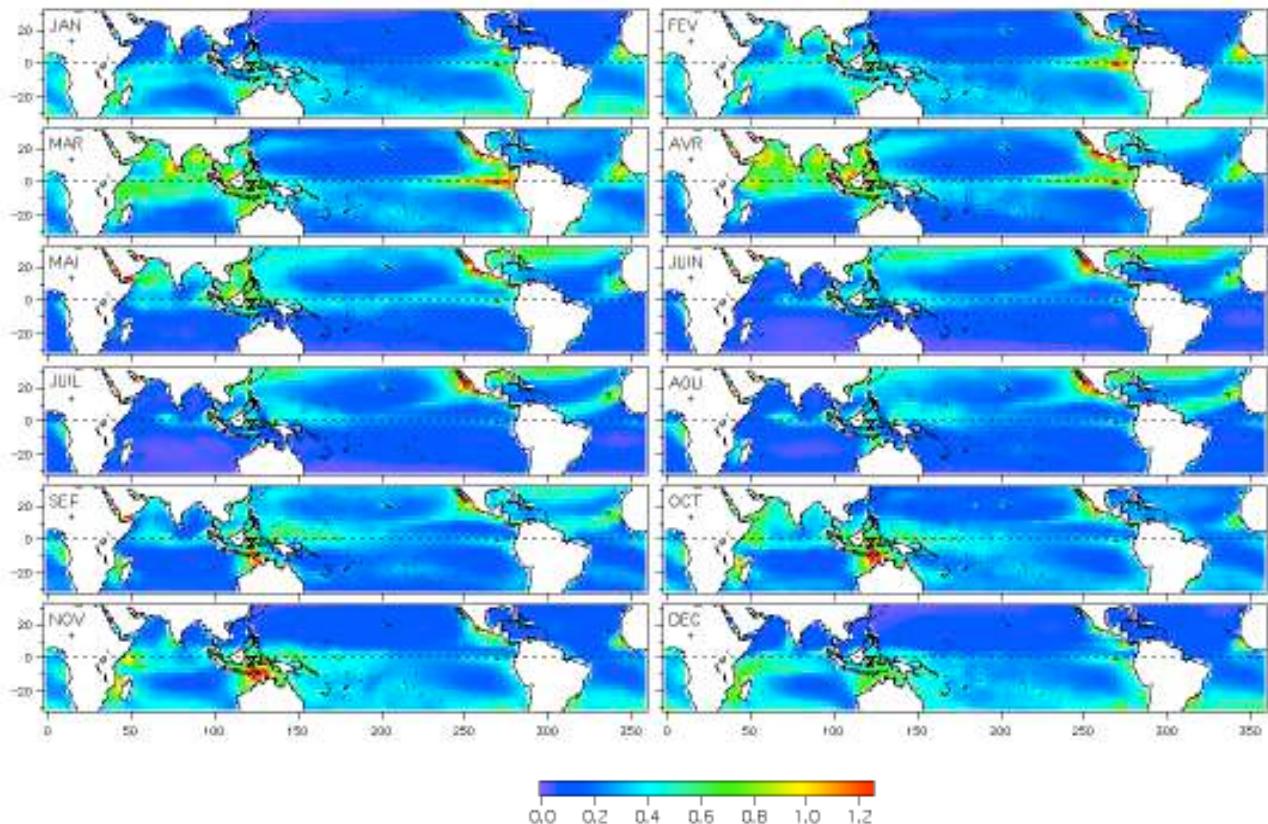


Figure 5.26 Moyennes mensuelles des variations diurnes dues au CRD (K) de la méthode CEPAR.

Ce cycle saisonnier des distributions des variations diurnes est fortement marqué et semble fortement lié en particulier à l'évolution saisonnière des moussons. Un avantage de notre démarche est qu'elle fournit une évolution quotidienne de l'importance de la variation diurne pour l'ensemble des tropiques pour la période 1979-2002. Nous pouvons donc étudier plus précisément le lien climatologique entre variations diurnes et évolution saisonnière des moussons notamment autour des DMDP régionales définies au chapitre 3.

L'évolution moyenne des variations diurnes est fortement corrélée au vent de basses couches pour l'ensemble des régions (figure 5.27). Au nord de l'Australie, dans la Mer d'Arabie, la Baie du Bengale et dans la mer de Chine, les variations diurnes sont très importantes avant l'événement intrasaisonnable lié au Déclenchement Moyen des Précipitations. Elles sont ensuite très faibles dans la Mer d'Arabie et la Baie du Bengale du fait du déclenchement du jet de mousson, mais restent importantes pour les autres régions.

L'importance des variations diurnes avant le déclenchement des moussons indienne et australienne suggère que l'interaction entre l'océan et l'atmosphère est légèrement différente de celle décrite par le modèle simple d'interaction de l'atmosphère avec une couche mélangée océanique homogène présenté au chapitre 3 (Sobel et Gildor, 2003 : Maloney et Sobel, 2004). En effet, lors de la formation de CRD pendant la phase de réchauffement de la couche mélangée, l'énergie capturée par cette dernière est presque entièrement restituée à l'atmosphère à l'échelle d'une journée. Une CRD déstabilise donc l'atmosphère vraisemblablement plus efficacement qu'une simple couche de mélange de 20-30 mètres. Cette énergie ne sert donc pas à réchauffer la couche de mélange qui chauffera plus lentement avec la part de l'énergie solaire qui traverse la CRD. Il serait intéressant d'affiner ce modèle simple, qui considère une couche

de mélange homogène, en incluant les CRD qui peuvent changer les bilans d'énergie à la surface à l'échelle intrasaisonnière.

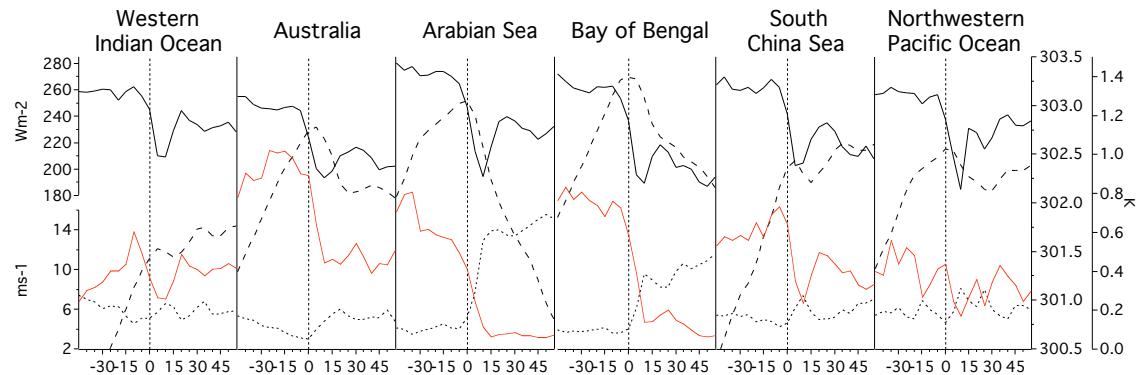


Figure 5.27 Composites régionaux de l'évolution par pentades près de la DCDP (voir chapitre 3) de l'OLR NOAA (trait continu noir, Wm^{-2}), de la température de surface océanique Reynolds (tirets, K), du module du vent à 850 hPa NCEP (pointillés, ms^{-1}) et de la différence quotidienne entre le maximum diurne de température et la température nocturne (CEPAR) (en rouge, K). Ne sont considérés que les événements entre janvier 1979 et août 2002 (période ERA-40), soit respectivement 13, 13, 18, 19, 13 et 10 événements intrasaisonnières.

5.5.2 Organisation des CRD

5.5.2.1 Extension spatiale de CRD

Le diagnostic des CRD que nous avons mené permet de plus l'étude des extensions spatiales des Couches de Réchauffement Diurne ainsi que celle des périodes de formation continue de CRD. Pour cela il est nécessaire de définir un seuil sur la variation diurne en TSO afin d'isoler les régions correspondant à une même CRD organisée à grande échelle. Ce seuil est défini comme la moyenne de l'ensemble des variations diurnes diagnostiquées (dont la distribution est reportée figure 5.28) augmentée d'un écart type, soit 0.75K. Ce seuil défini des espaces connexes correspondant à des CRD très réactives (variations supérieures à 0.75K) dont la taille est donnée en rayon équivalent (en Km) qui est le rayon du cercle de même surface que l'espace connexe considéré (figure 5.29). Les CRD très réactives qui s'étendent en partie en dehors de la bande tropicale (de -30° à 30° Nord) ne sont pas considérées ici. Plus d'une dizaine de CRD très réactives par jour en moyenne pour la période 1979-2002 tout rayon confondu sur l'ensemble des tropiques. Il y a de plus environ une CRD très réactive par semaine qui s'étend sur une région d'extension supérieure à 1000 Km de rayon (soit près de 20° d'extension).

5.5.2.2 Durée des périodes de CRD

Il se peut que des étendues de CRD très réactives se forment plusieurs jours de suite en changeant d'extension spatiale. Ainsi, bien que le modèle COARE se réinitialise à minuit, on peut se représenter ces zones de cycles diurnes importants comme des entités perdurant d'un jour à l'autre en changeant de dimension et en se déplaçant lentement. Nous appellerons ces étendues de cycles diurnes persistants les Couches de Réchauffement Diurnes Persistantes (CRDP) si elles durent plus de 5 jours. Afin de déterminer d'un jour à l'autre s'il s'agit de la même CRD, un test de recouvrement est effectué entre les deux CRD. Deux CRD seront considérées comme étant deux occurrences d'une même CRDP si elles s'étendent sur au minimum dix régions de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ (soit un rayon équivalent de 875 Km) chacune pour ne considérer que les CRD d'extension importantes et que la région de recouvrement des deux CRD est au minimum égale au tiers de la plus petite des deux CRD (voir Figure 5.30). Ce seuil de recouvrement est un choix ad hoc auquel la distribution des durées de CRDP est peu

sensible. Notons qu'en cas de plusieurs recouvrements la CRD de plus grande extension remplissant ces critères est considérée.

Les CRDP ainsi définies ont des durées qui peuvent atteindre plus de 20 jours (figure 5.31), et un nombre important de CRDP se maintiennent pendant 5 à 10 jours. Les échelles de temps associées aux CRDP sont donc 10-50 jours (une phase avec CRD et une phase sans), il est donc très probable qu'elles influencent la variabilité intrasaisonnière de la TSO.

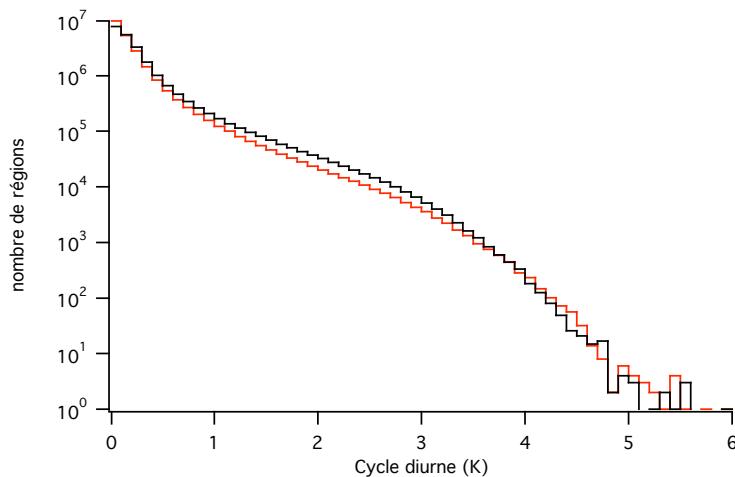


Figure 5.28 Distribution des cycles diurnes méthodes CEPAR (noir) et CEFLU (rouge). Échelle logarithmique.

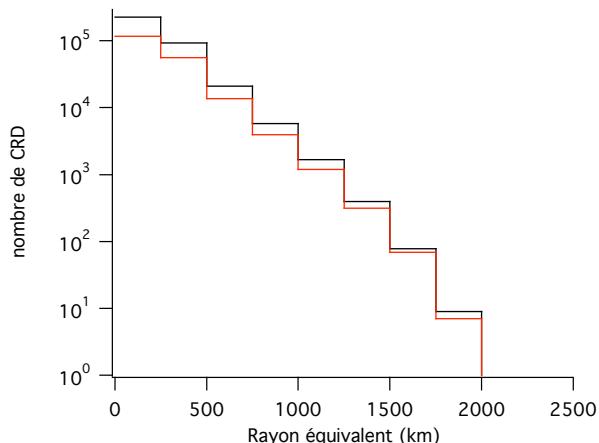


Figure 5.29 distribution des tailles de CRD très réactives (rayons équivalents en kilomètres) pour les deux méthodes d'estimations des CRD. En noir, CEPAR, en rouge, pour CEFLU.

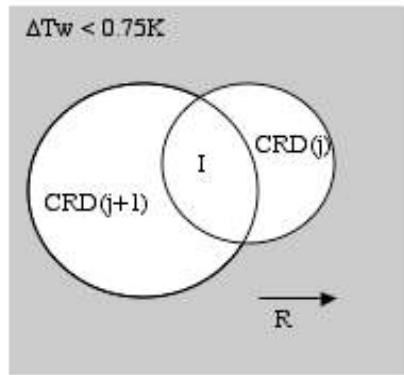


Figure 5.30. On définit une CRD très réactive comme étant la surface connexe définie par le contour $\Delta T_w = 0.75K$ (variation diurne). Deux CRD de deux jours consécutifs (j et $j+1$) font partie d'une même CRDP si R est suffisamment grand ($> 875 Km$) et que l'intersection I entre elle soit au moins un tiers de la superficie de la plus petite des deux CRD. Une CRDP est constituée d'au moins 5 CRD consécutives remplissant ces conditions.

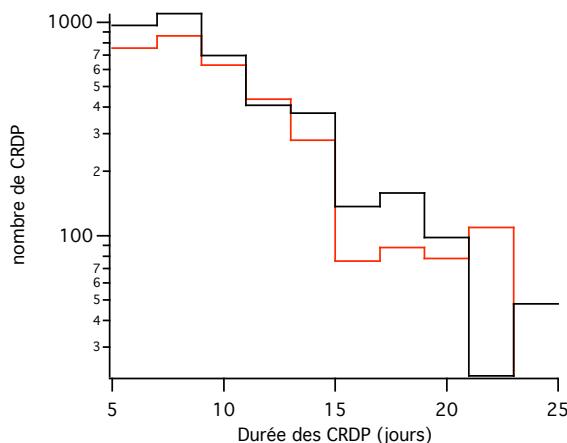


Figure 5.31 distribution des durées de Couches de Réchauffement Diurne Persistantes (CRDP) en jours. En noir, pour CEPAR, en rouge, pour CEFLU.

5.5.3 Impact des CRD et de l'effet de peau froide sur la température de surface de l'océan dans la région Indo-Pacifique

Dans cette section, la variabilité intrasaisonnière de la température de surface océanique Reynolds avec variations diurnes est simplement celle de la température Reynolds à laquelle nous avons ajouté la moitié de l'écart de température quotidien maximum diagnostiqué par CEPAR. L'approximation faite est que l'on peut considérer la variation diurne de la température est peu différente d'une variation d'une sinusoïdale.

5.5.3.1 Impact des CRD et de l'effet peau froide sur la moyenne de la température de surface de l'océan

Les CRD augmentent naturellement la moyenne de la température de surface océanique pour chaque saison (figure 5.32). Cette augmentation est principalement concentrée dans les régions de faibles gradients thermiques horizontaux et de maximum de TSO pour chaque saison: dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur, au Nord de l'Australie et dans le Pacifique Ouest en hiver,

dans l’Océan Indien Nord au printemps, le Pacifique nord-ouest et l’Océan Indien équatorial en été et dans la zone équatoriale en automne.

L’effet de peau froide donne d’après CEPAR, un refroidissement moyen de 0.24°C et un écart type de 0.06°C . Ce refroidissement moyen est de l’ordre de celui mesuré lors de diverses campagnes de mesures (Wick et al, 1996, Fairall et al, 1996). L’effet moyen des CRD est ainsi contrebalancé par l’effet régulier de la peau froide (figure 5.33). En tenant compte de ces deux effets, il apparaît que la TSO moyenne pour chaque saison est faiblement affectée dans les zones de maximum de TSO qui correspondent également aux régions de fortes variations diurnes. Dans ces régions, la résultante des deux effets de surface est une température parfois légèrement supérieure (de $0.1\text{--}0.2^{\circ}\text{C}$) à la TSO Reynolds (Mer de Chine, Mer d’Arabie et Baie du Bengale en été, Nord de l’Australie en automne). Au contraire, en dehors de ces régions, la température de surface est plus froide en tenant compte des CRD et de la peau froide de 0.3°C , ce qui a tendance à augmenter les gradients horizontaux de la TSO. Ainsi le gradient zonal entre l’Océan Indien Est au Sud de l’équateur et l’Ouest du bassin atteint environ 0.2K en automne soit 25% du gradient d’un événement du Dipôle de l’Océan Indien moyen (Saji et al, 1999).

Notons que l’effet des CRD sur la moyenne est sous estimé par notre méthode d’environ 30% (figure 5.15). Il en résulte qu’en prenant en compte l’effet des CRD et de la peau froide, la moyenne de la TSO soit de l’ordre de $0.1\text{--}0.2^{\circ}\text{C}$ dans les régions de fortes variations diurnes. Les gradients horizontaux de TSO sont ainsi augmentés d’autant (figure 5.33).

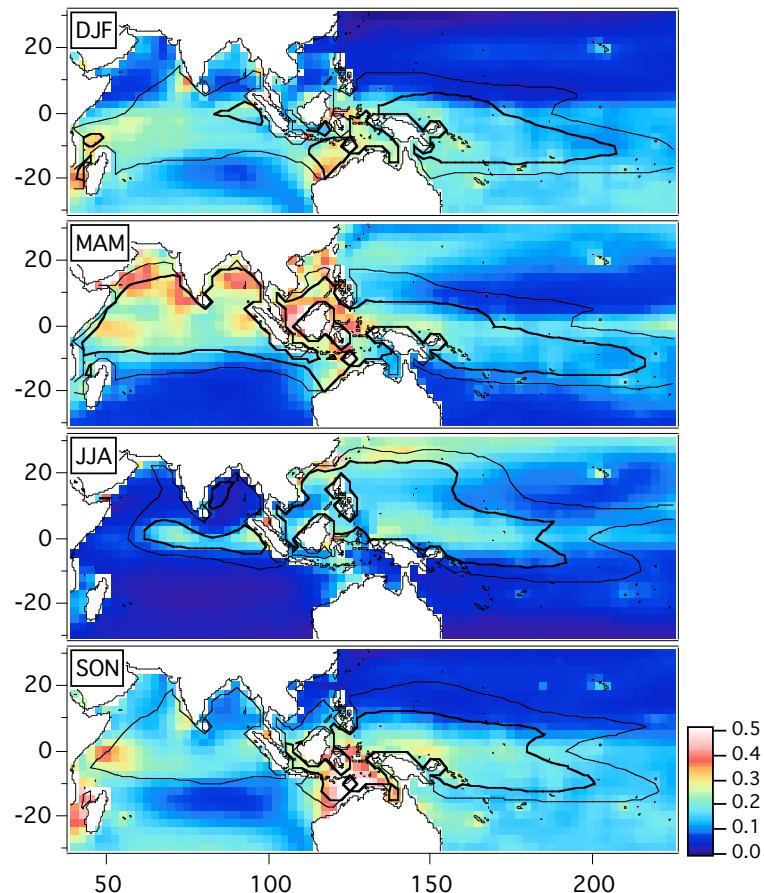


Figure 5.32 Différences trimestrielles entre la moyenne de la TSO Reynolds avec les variations diurnes et de la TSO Reynolds (couleur, en $^{\circ}\text{C}$) pour 1979-2002. Les contours repèrent les moyennes de TSO Reynolds (28°C trait fin ; 29°C trait gras).

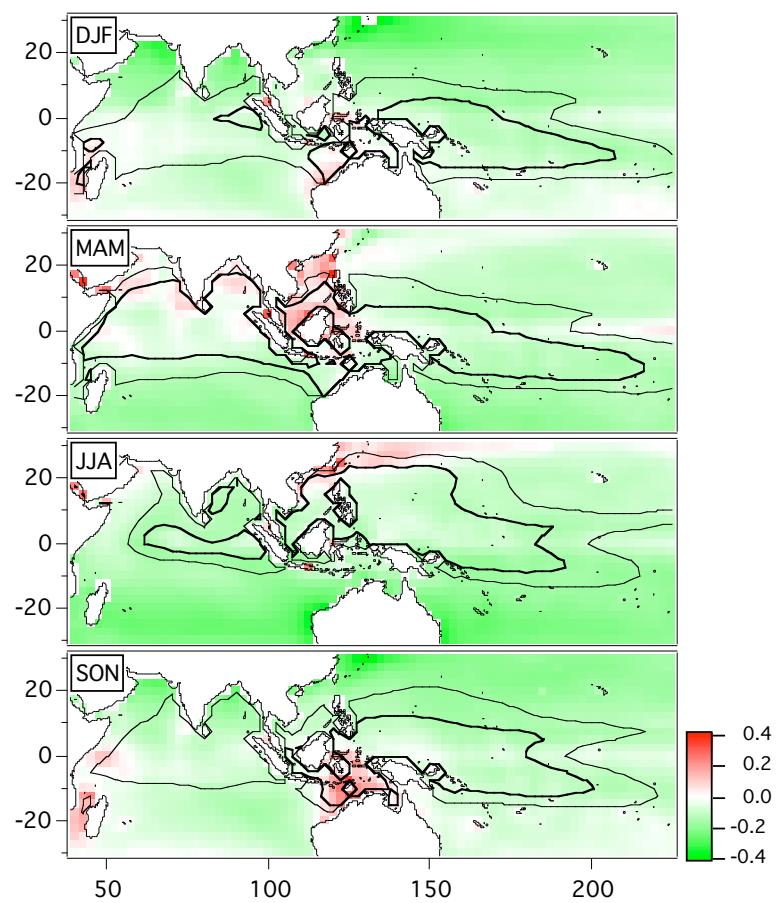


Figure 5.33 Comme figure 5.32 pour la différence entre la TSO Reynolds avec variations diurnes et la moyenne quotidienne de l'effet peau froide et TSO Reynolds (couleurs, °C).

5.5.3.2 Impact des CRD et de l'effet peau froide sur la variabilité intrasaisonnière de la température de surface de l'océan

Les CRD augmentent sensiblement la variabilité intrasaisonnière de la TSO tout au long de l'année principalement dans les régions de maximum de variabilité intrasaisonnière (figure 5.34).

- En hiver, cette augmentation se fait, au Nord de l'Australie, dans l'Océan Indien au Sud de l'équateur, et dans le Pacifique sud-ouest, où cette augmentation correspond localement à 20-30% de la variabilité intrasaisonnière de la TSO Reynolds.
- Au printemps les maxima moyens de variations diurnes au nord de la Mer d'Arabie et de la Baie du Bengale (figure 5.32) ne correspondent pas à l'augmentation la plus importante de la variabilité intrasaisonnière de la TSO (figure 5.34). Cette dernière se situe en Mer de Chine, au Sud de la Péninsule indienne et de la Baie du Bengale où elle correspond à 30-40% de la variabilité intrasaisonnière de la TSO Reynolds.
- En été, la variabilité intrasaisonnière est augmentée de 25% dans l'Océan Indien équatorial, la Mer de Chine et le Pacifique nord-ouest lorsque les CRD sont prises en compte.
- En automne, les variations diurnes augmentent de 40% la variabilité intrasaisonnière de la TSO Reynolds au Nord de l'Australie et de 25% dans l'Océan Indien équatorial.

Lorsque, de plus, on considère l'effet de la peau froide, l'augmentation de la variabilité intrasaisonnière de la TSO par rapport à celle des TSO Reynolds devient moins importante (figure 5.35). Cette augmentation correspond néanmoins à 20-25% localement de la variabilité de la TSO Reynolds dans les régions de forte variabilité intrasaisonnière détaillée ci-dessus. Cela s'explique par le fait que l'effet de peau froide est plus important en moyenne sur la journée lorsque les vents sont faibles (Wick et al, 1996). Lorsque le vent de surface augmente, les flux de chaleur augmentent également, ce qui aurait tendance à augmenter le refroidissement de la surface par l'effet peau froide. Cependant, le mélange vertical à la surface augmente conjointement et détruit la stratification en température induite et l'effet de peau froide est moins important (figure 5.36).

La sous estimation de 30% des CRD par notre méthode fait que leur impact sur la variabilité intrasaisonnière de la TSO l'est aussi d'environ cet ordre de grandeur. L'impact des CRD sur la variabilité intrasaisonnière correspondrait alors à 0.12-0.21°C localement, soit 30 à 50% de la variabilité intrasaisonnière de la TSO Reynolds. Cet impact étant légèrement compensé par celui de l'effet de peau froide.

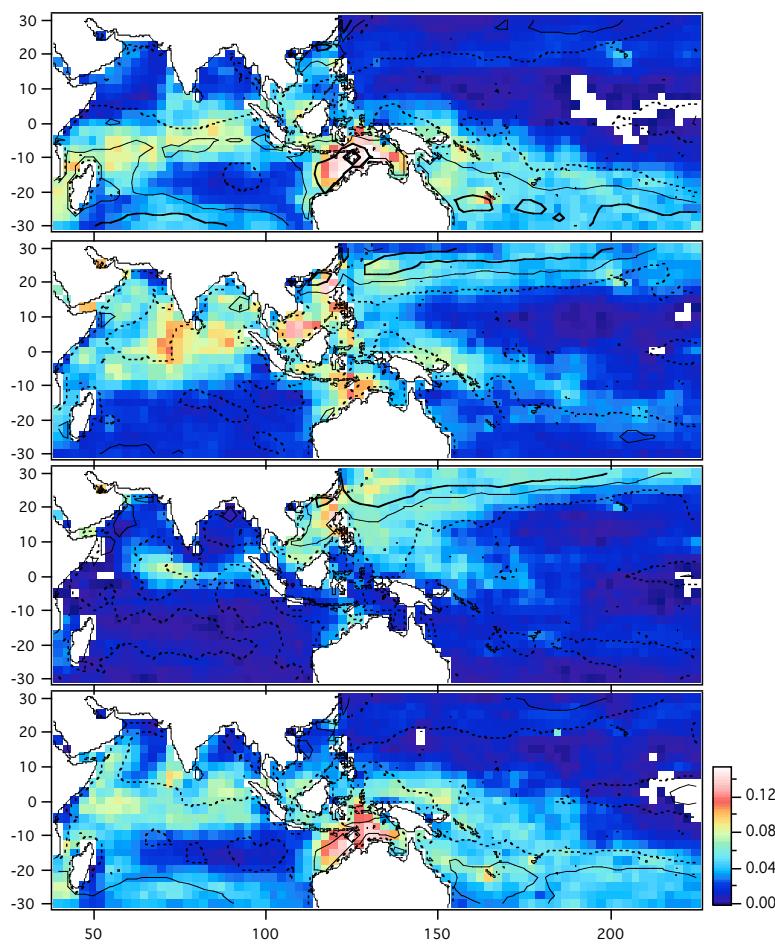


Figure 5.34 Différences trimestrielles moyennes entre la variabilité intrasaisonnière (20-90 jours) de la TSO Reynolds avec variations diurnes et TSO Reynolds pour la période 1979-2002 (couleur, °C). Les contours repèrent la variabilité intrasaisonnière de la TSO Reynolds (0.25°C : pointillés ; 0.35°C : trait continu fin et 0.45°C trait gras).

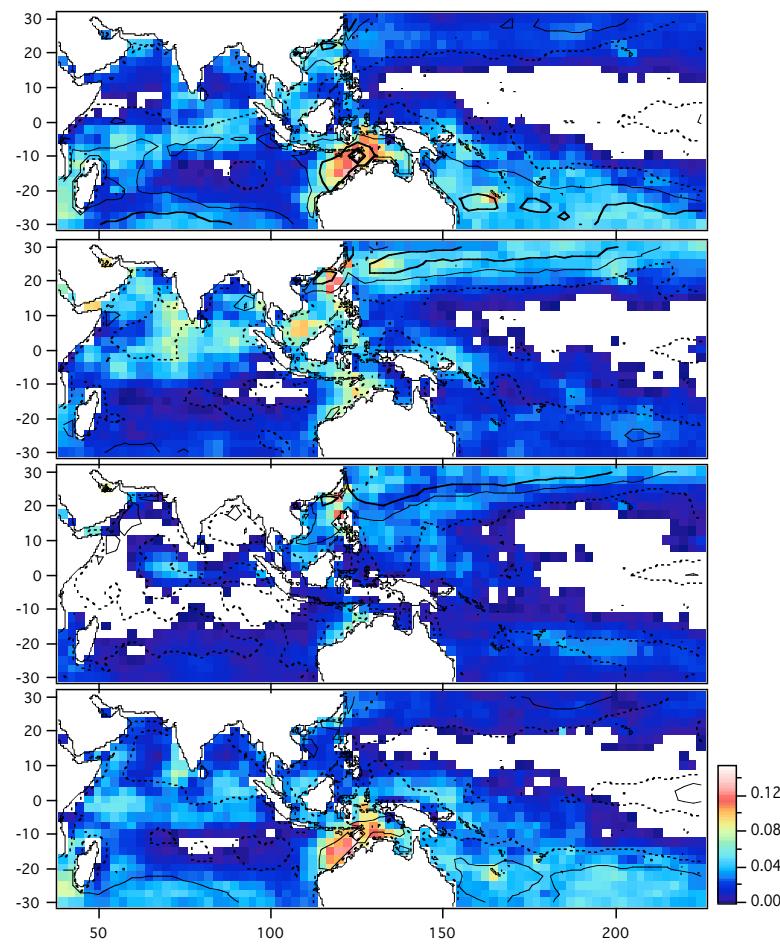


Figure 5.35 Comme figure 5.34 pour la différence entre la variabilité intrasaisonnière de la TSO Reynolds avec variations diurnes et la moyenne quotidienne de l'effet peau froide et la TSO Reynolds (couleurs, °C). Les différences négatives ne sont pas représentées et correspondent à des valeurs supérieures à $-0.02K$.

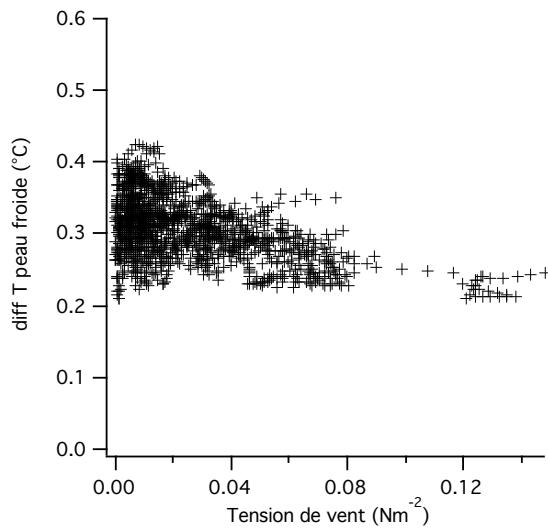


Figure 5.36 Refroidissement dû à l'effet peau froide calculé par CEPAR en fonction de la tension de vent à la surface à $156^{\circ}E-2.5^{\circ}S$ en novembre-décembre 1992. La tendance observée est comparable à celle présentée pour la campagne TOGA-COARE par Fairall et al (1996).

5.6 Conclusions

L'utilisation de l'algorithme COARE 3 (Fairall et al, 1996) avec les données ERA-40 sur une grille de 2,5° permet la construction d'un jeu de données des CRD quotidiennes sur la période 1979-2002 pour l'ensemble des tropiques. La comparaison de ces résultats aux mesures des bouées SVP et aux résultats d'autres études révèle que:

- Le jeu de données ainsi construit est en bon accord avec les observations (amplitudes des variations diurnes, distributions spatiales moyennes) malgré les limites de la démarche, à savoir l'utilisation des données ERA-40 et Reynolds en entrée de l'algorithme et les limitations de l'algorithme lui-même.
- COARE 3, développé pour une utilisation expérimentale à haute résolution, est applicable à une résolution de 2,5° et peut donc être intégré à un modèle de circulation générale afin d'étudier l'impact des CRD et de la peau froide dans un modèle de climat (voir chapitre 6).

La climatologie mensuelle des variations diurnes de TSO obtenue sur la période 1979-2002 dans les tropiques nous a permis de montrer l'évolution saisonnière de la distribution des variations diurnes. Cette évolution saisonnière marquée nous a mené à mettre en évidence un lien climatologique entre les variations diurnes et le déclenchement des moussons. Pendant la phase de réchauffement de la surface océanique et avant le déclenchement de la mousson, la surface est caractérisée par de très fortes variations diurnes qui peuvent probablement déstabiliser plus efficacement l'atmosphère qu'une couche de mélange océanique homogène de 20-30 mètres. Ces résultats montrent qu'il est nécessaire d'approfondir l'étude de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère aux échelles intrasaisonnières en tenant compte de la structure complexe de la couche de mélange océanique et notamment des CRD.

Une caractérisation de l'organisation spatiale et temporelle des CRD est rendue possible par notre étude ce qui a permis de montrer que les CRD associées aux variations de températures les plus importantes s'organisent à grande échelle sur des régions d'extension de l'ordre de 1000km. Ces CRD très réactives s'organisent de plus en épisodes de plusieurs jours ce qui suggère que les variations diurnes de la TSO ont un impact sur sa variabilité à plus basses fréquences (synoptique, intrasaisonnier).

Les CRD ont une influence sur la moyenne de la température de surface océanique qui est presque entièrement compensée par l'effet de peau froide dans les régions de forte variabilité diurne. En dehors de ces régions, l'effet de peau froide induit un refroidissement de la surface d'environ 0.2°C soit de l'ordre de l'augmentation de la température de surface de la mer diagnostiquée pour ces 50 dernières années (IPCC, rapport scientifique 2001).

L'impact des CRD sur la variabilité intrasaisonnière de la TSO est important et correspond, dans les régions de maximum de variabilité intrasaisonnière à 20-40% de celle des données Reynolds. L'effet de peau froide a tendance à diminuer cet impact, mais l'augmentation de la variabilité reste de 20-30% de celle des températures Reynolds pour les régions de variabilité maximale. Comme les variations diurnes sont sous-estimées dans notre démarche, il est probable que leur effet sur la variabilité intrasaisonnière soit en fait plus important. Les résultats présentés ici montrent que, bien que moins important que l'effet des CRD sur la variabilité intrasaisonnière de la TSO, l'effet de la peau froide sur cette dernière n'est pas négligeable. Une validation du refroidissement dû à l'effet peau froide calculé par COARE 3 au moyen des données ERA-40 est donc indispensable. Comme ce dernier est maximal pour les faibles vents (Wick et al, 1996, et figure 5.36), et que les vents de surface ERA-40 ont tendance à être sous-estimés dans les tropiques (Feng et Li, 2006), il est probable que le refroidissement en surface soit surévalué ici pendant les périodes de faibles vents qui correspondent aussi aux périodes de formation de CRD. La diminution de la variabilité intrasaisonnière de la TSO constatée plus haut est donc probablement surestimée.

Il sera intéressant de poursuivre la réflexion sur les moyens d'évaluer encore plus précisément les variations diurnes à partir des mesures brutes des bouées SVP. Une amélioration du taux de jours exploitables pour l'évaluation de la variation diurne sur l'ensemble des jours de mesure pourrait permettre d'étudier l'impact de différents phénomènes sur l'adéquation des variations diurnes diagnostiquées et mesurées. Si des différences notables pour deux régions caractérisées par des turbidités différentes sont, par exemple, repérées, l'utilisation d'une seule fonction d'absorption pour l'ensemble des tropiques sera remise en cause.

Il pourrait être utile de quantifier précisément l'erreur de mesure des bouées associée à l'effet plateforme. Cela permettrait de confronter les TSO Reynolds utilisées aux valeurs nocturnes mesurées et de quantifier ainsi l'erreur due à l'utilisation de ces données comme température de la couche mélangée dans notre démarche.

Une limite importante de la démarche adoptée est la réinitialisation de la CRD à minuit. Lors des forts cycles diurnes observés, la CRD ne semble pas se dissiper systématiquement pendant la nuit (figure 5.37). Cette particularité est très nette lors de la période de CRD Persistante (CRDP) autour du 8 décembre 2001. Le minimum de SST nocturne est en effet jusqu'à 0.5-0.75 K au-dessus de celui qui est attendu par continuité de la tendance autour des fortes variations diurnes. Ceci suggère que la stratification des CRD pourrait ne pas être totalement détruite au cours de la nuit par la convection induite par le refroidissement de la surface. Ceci met en cause la réinitialisation à minuit de la CRD par l'algorithme COARE 3. Pour des périodes où le vent est particulièrement faible, la CRD pourrait subsister pendant plusieurs jours.

Il serait ainsi intéressant d'étudier à quelles conditions l'on peut relâcher la contrainte de réinitialisation à minuit des intégrales de flux et si cela peut se faire en ajoutant une paramétrisation simple de la convection océanique à l'algorithme.

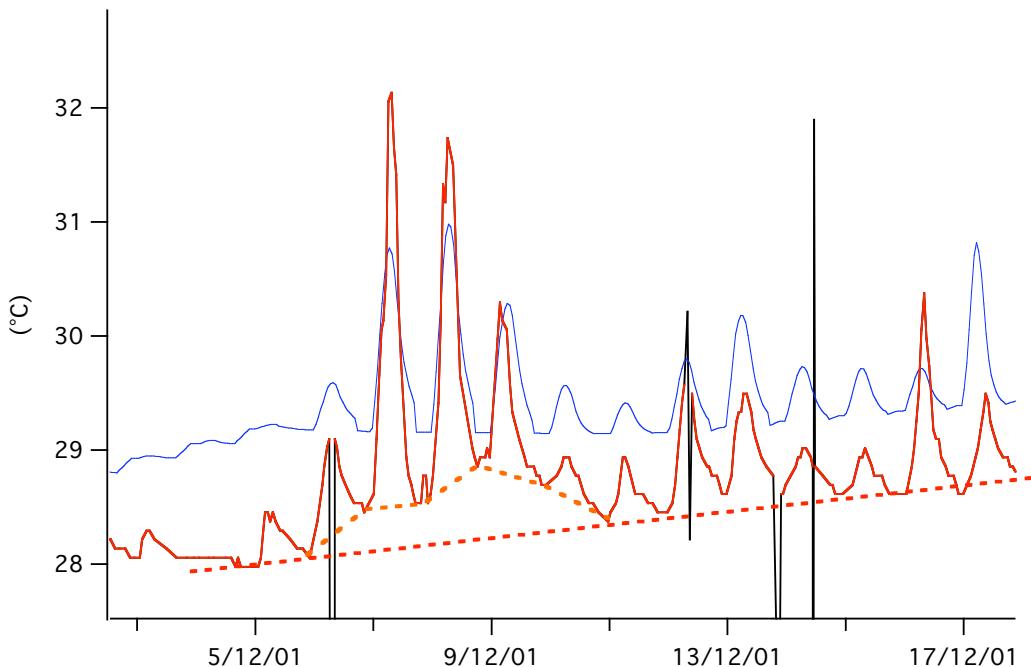


Figure 5.37 Série temporelle de la température de surface de l'océan mesurée par la bouée SVP n° 34158 (rouge et en noir les points considérés comme des erreurs) et modélisée par COARE 3 appliquée aux paramètres de surface ERA-40. En rouge, la tendance des minima de températures nocturnes sur quelques jours, en orange, les minima de températures nocturnes pendant l'événement de Couche de Réchauffement Diurne Persistante.

6 Couches de Réchauffement Diurne et Peau Froide interactives dans LMDZ

6.1 Motivations de l'étude

Les Couches de Réchauffement Diurnes et le phénomène de peau froide ne sont généralement pas pris en compte dans les modèles de climat, en particulier celui de l'IPSL (dont LMDZ est la composante atmosphérique). Nous avons vu que les CRD renforçaient significativement la variabilité intrasaisonnière de la température de surface et que l'effet peau froide diminue légèrement cette augmentation (voir chapitre 5 et Bernie et al, 2005). Leur prise en compte dans un modèle tel que LMDZ renforcerait donc a priori la variabilité intrasaisonnière de la convection (voir chapitre 4). Cependant, l'augmentation des variations diurnes en température peut amener le modèle à relâcher quotidiennement l'instabilité convective (comme au-dessus des continents) et ainsi à réduire les variations intrasaisonnières de la convection. La résultante de ces deux effets antagonistes dépendra de la capacité du modèle à laisser se former des CRD réalistes et à charger sur plusieurs jours sa couche limite en énergie sans déclencher la convection ou encore à organiser la convection en réponse à d'importantes variations diurnes elles-mêmes organisées à grande échelle. Un certain nombre d'études observationnelles donnent une idée de l'impact des CRD sur le climat tropical à différentes échelles temporelles dans la réalité :

- A l'échelle diurne, les Couches de Réchauffement Diurne (CRD) ont un impact local important sur l'état thermodynamique de la couche limite atmosphérique (Chen et Houze, 1997), sur la dynamique de basse couche (Deser et Smith, 1998) et le cycle diurne de la convection (Johnson et al, 1999 ; Yang et Slingo, 2001). Les variations diurnes de la température de surface de l'océan peuvent ainsi déstabiliser progressivement (jour après jour) l'atmosphère en chargeant la basse atmosphère en chaleur et humidité sur la durée du réchauffement de la surface océanique. Ce mécanisme est en accord avec les observations de Fu et al (2006) selon lesquelles les perturbations intrasaisonnières de convection sont précédées d'une charge de la couche limite atmosphérique en humidité.
- La variabilité intrasaisonnière de la convection est associée à l'organisation de systèmes de plus petite échelle spatio-temporelle (Nakazawa, 1988 ; Takayabu et al, 1996 ; Clayson et al, 2002 ; Kibuchi et Takayabu, 2004) allant jusqu'au cycle diurne (Webster et al, 1996 ; Johnson et al, 2001).
- Pour l'évaluation des flux de surface à l'échelle saisonnière et interannuelle, l'utilisation de données mensuelles est convenable (Zhang, 1995) à l'exception des régions où le vent de surface moyen est faible (Zhang et McPhaden, 1995). Or il s'agit de régions qui développent très probablement des CRD. Notons que les CRD auraient alors vraisemblablement un effet non linéaire sur les flux de surface d'autant plus important que la température de surface océanique est basse (après un fort refroidissement intrasaisonnnier ou dans le Pacifique Est). En effet, le flux de chaleur latente dépend alors plus du gradient vertical d'humidité à la surface que du vent.

Les études récentes, au moyen de modèles, de la variabilité diurne et de son impact sur les plus grandes échelles temporelles (intrasaisonnière et interannuelle) se sont principalement concentrées sur l'océan. Bernie et al (2005) ont ainsi démontré que les variations diurnes représentées dans un modèle d'océan à haute résolution est responsable d'un tiers de la variabilité intrasaisonnière de la température de surface océanique. Danabasoglu et al (2006) ont montré que le couplage entre l'océan et l'atmosphère à l'échelle diurne change la température de surface océanique moyenne simulée, réduit la trop forte variabilité ENSO dans le modèle et renforce le cycle diurne de l'échange d'énergie par turbulence sous la couche mélangée entre 30 et 100m.

En ce qui concerne l'étude de l'impact du couplage entre atmosphère et océan sur la variabilité intrasaisonnière de la convection atmosphérique les travaux des dernières années se sont principalement concentrés sur le couplage quotidien d'un modèle d'atmosphère avec un modèle d'océan simple (couche mélangée) (voir Waliser et al, 1999 ; Hendon, 2000, Maloney et Sobel, 2004 ; Fu et al, 2003 ; Fu et Wang, 2004) ou avec un modèle de circulation générale d'océan (Gualdi et al, 1999 ; Inness et Slingo, 2003 ; Inness et al, 2003 ; Rajendran et al, 2004). L'utilisation de la température de la première couche du modèle océanique ou de la température du modèle simple (de couche mélangée), correspondant à une couche d'au moins 10 mètres ne permet pas d'étudier convenablement l'effet du couplage à l'échelle diurne. En effet, les variations diurnes de la température de l'océan utilisées pour le couplage sont très inférieures à celles associées à une CRD. Rash et al (2006) se heurtent à cette limitation dans leur étude du cycle diurne hydrologique du modèle du National Center for Atmospheric Research (NCAR) couplé à une couche mélangée océanique constante (toutes les 3 heures).

Costa et al (2001), en utilisant un Cloud Resolving Model à deux dimensions couplé à un modèle d'océan de résolution fine (2cm) à la surface, montrent l'importance du couplage entre l'océan et l'atmosphère à l'échelle diurne sur les flux de surfaces. Cependant ils n'étudient que des phases de convection profondes pendant lesquelles les CRD ne se forment pas.

Afin d'étudier l'interaction thermodynamique locale entre l'atmosphère et l'océan, Clayson et Chen (2002) utilisent une seule colonne du modèle de circulation générale atmosphérique du NCAR couplée à un modèle 1D de couche mélangée océanique (Kantha et Clayson, 1994) avec moins d'un mètre de résolution verticale près de la surface. L'étude de Clayson et Chen (2002) correspond à la région et à la période d'observation intensive de la campagne TOGA-COARE (Océan Pacifique équatorial Ouest). Clayson et Chen (2002) montrent que :

- Des différences sont notables dans les flux de surface entre la colonne atmosphérique forcée et couplée à l'océan par la température de surface de l'océan. Ces différences peuvent atteindre 50 Wm^{-2} à l'échelle diurne, mais les moyennes des flux sur les quatre mois de simulation correspondants à TOGA-COARE sont très proches.
- Pour trois courtes périodes d'une à trois semaines, correspondant à des périodes de fortes variations diurnes de la température de surface et, pour deux d'entre elles, à un épisode de refroidissement de la surface lié à la convection et au renforcement de vent de surface associé. Clayson et Chen (2002) étudient alors l'impact de l'utilisation de température océanique à différentes profondeurs pour le couplage entre l'océan et l'atmosphère. Ils utilisent la température de surface (incluant l'effet de la CRD et de la « peau froide »), la température à quelques millimètres sous la surface afin de ne plus considérer l'effet « peau froide », la température de surface sans variation diurne (moyenne quotidienne, la simulation est alors forcée) et la température à 4,5 mètres (peu de variations diurnes). Des différences notables sont rapportées dans les séries de flux de surface (latent, sensible), de pluies, de couverture de nuages bas (dans la couche limite), et sur les profils verticaux de température et d'humidité. Une ambiguïté dans les résultats présentés dans cet article (leurs figures 18 et 20) ne permettent pas de commenter plus avant l'impact de la prise en compte des différents phénomènes de surface sur le type de convection déclenchée (convection de basses couches ou de moyenne troposphère).

Il est intéressant de prolonger l'étude unidimensionnelle de Clayson et Chen (2002) en étudiant l'impact des variations diurnes de la température de surface océanique à l'échelle régionale dans un premier temps puis globale. En effet, une erreur de 1 K (l'ordre de grandeur des variations diurnes) sur la température de surface équivaut à une erreur de 27 Wm^{-2} en moyenne sur le flux net à la surface (pour la période TOGA-COARE, Webster et al, 1996). Cela peut avoir un impact important sur la convection atmosphérique et son organisation à l'échelle intrasaisonnière.

Nous allons, dans ce chapitre, tout d'abord vérifier que LMDZ est capable de produire des CRD réalistes (amplitudes, extensions spatiales et durées) ce qui constitue une étude préliminaire à des simulations globales. L'impact régional de la variabilité diurne de la température de surface océanique et de l'effet de peau froide sur l'activité atmosphérique simulée par LMDZ sera brièvement présentée.

6.2 Description des expériences

6.2.1 Intégration des CRD et Peau Froide interactives dans LMDZ

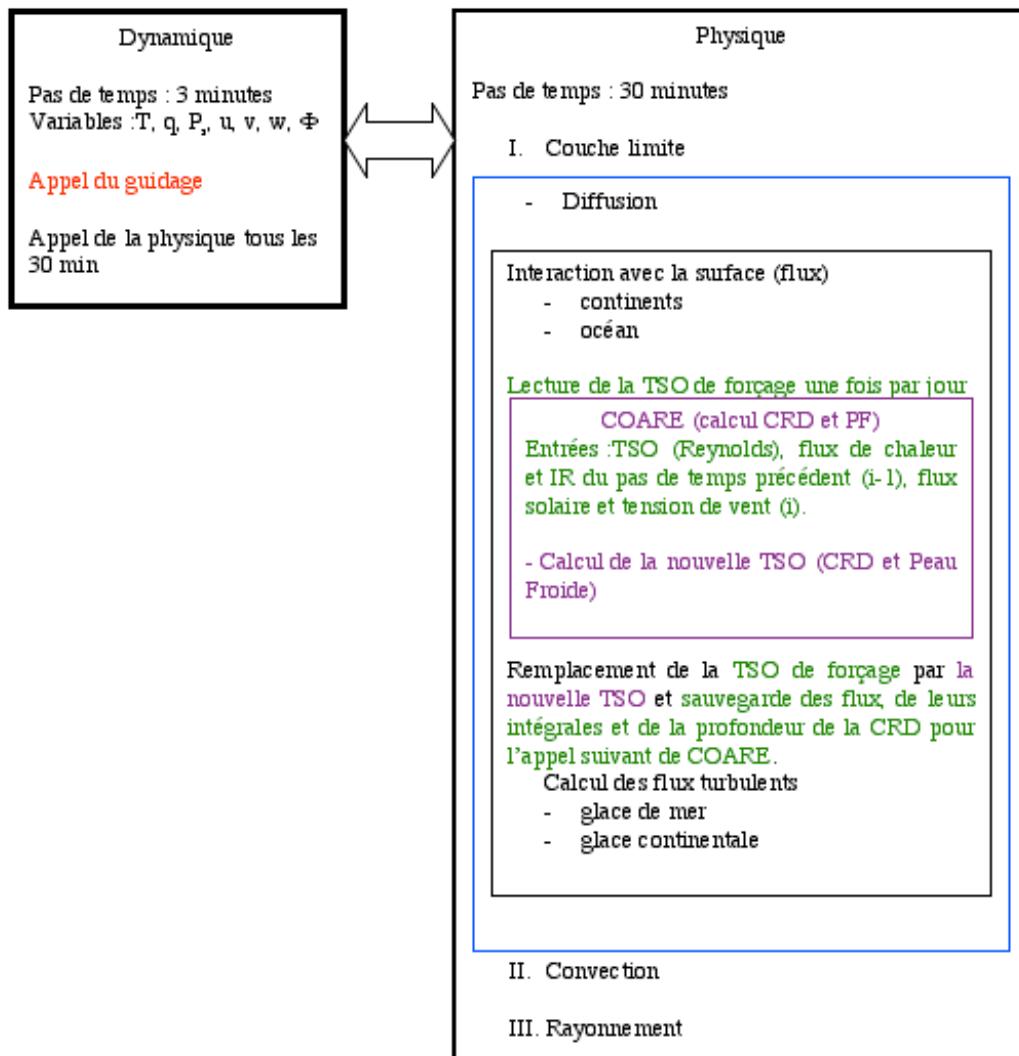


Figure 6.1 Schéma de principe du LMDZ avec les variations diurnes de la TSO et l'effet peau froide interactifs.

La figure 6.1 représente un schéma de principe de LMDZ auquel est intégré le modèle diagnostic COARE 3 de Fairall et al (1996, 2003). La lecture du champ de température de forçage (Reynolds par exemple) interprétée comme la température de la couche mélangée est effectuée une fois par jour. L'algorithme est appelé avant le calcul des flux de chaleurs à la surface. Le calcul de certains flux nécessite la donnée de la température de surface corrigée par l'algorithme COARE. Ainsi, pour le pas de temps i de la physique, on utilise les flux de chaleur sensible et latente et le flux infrarouge net à la surface calculés au pas de temps $i-1$ avec la température de surface corrigée par COARE 3. Le flux solaire et le flux de moment, qui ne dépendent pas de la TSO, sont ceux du pas de temps i . Il y a donc un léger décalage, d'une demi-heure (un pas de temps de la physique du modèle), entre certains flux de surface utilisés pour l'évaluation de la CRD et de l'effet peau froide. Les intégrales des flux et la profondeur de la CRD sont sauvegardées à chaque pas de temps pour être lues au pas de temps suivant.

Dans cette paramétrisation, une CRD n'échange de la chaleur qu'à travers les flux de surface. L'hypothèse que l'on fait, en utilisant cette paramétrisation, est que l'impact énergétique de la CRD sur l'océan est faible. Une CRD très réactive a une profondeur de l'ordre de 1 mètres et une couche mélangée océanique est rarement inférieure à 20 mètres. L'erreur sur la température à minuit due à la non prise en compte de la convection nocturne par la paramétrisation est d'environ 0.25K pour les forts cycles diurnes (Fairall et al, 1996b). L'erreur due à notre hypothèse sur la température de la couche mélangée nocturne après un jour de forte variation diurne de la température de surface est donc en moyenne de l'ordre de 0.01K ce qui est raisonnable pour l'étude de l'intrasaisonner atmosphérique.

6.2.2 Configuration de LMDZ et présentation des expériences

Afin de tester la capacité de LMDZ à produire des CRD réalistes (amplitude de la variation diurne, extension spatiale des CRD, durée des périodes de formation de CRD), nous avons opté, dans un premier temps, pour la réalisation de simulations courtes zoomées sur une région restreinte. Les CRD ne se forment que si la convection ne se déclenche pas et que le vent est faible. Le guidage du modèle (chapitre 2) permet de forcer les conditions de grande échelle prévalant sur la région d'étude. Indépendamment de la capacité du modèle à produire de telles conditions, cela permet de discuter la faculté du LMDZ et en particulier du schéma de convection d'Emanuel (1993) à laisser se développer des CRD sous des conditions de grandes échelles réalistes, ce qui n'est pas évident a priori comme le schéma de convection est très réactif à la température de surface (chapitre 4, et Guichard et al, 2004). L'utilisation du guidage permet de plus de se dispenser d'avoir à effectuer des ensembles de simulations et d'éviter les problèmes liés à la mauvaise résolution spatiale en dehors de la région du zoom.

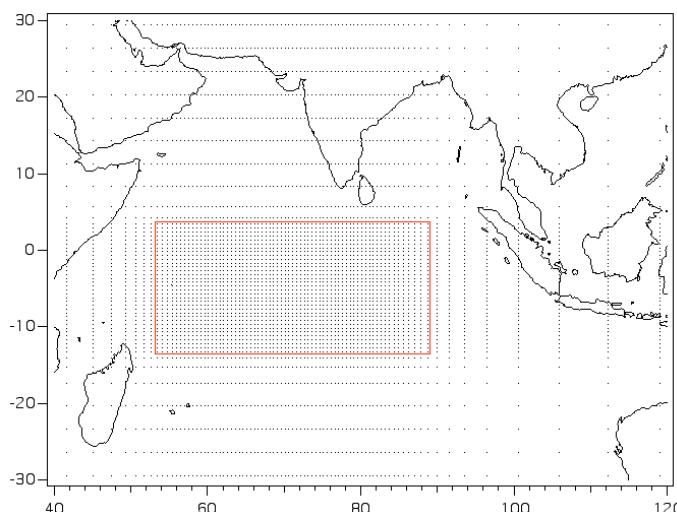


Figure 6.2 Grille horizontale du modèle LMDZ utilisée dans cette étude. Le rectangle rouge délimite la zone de zoom dans laquelle la simulation est libre. La résolution spatiale est alors de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$.

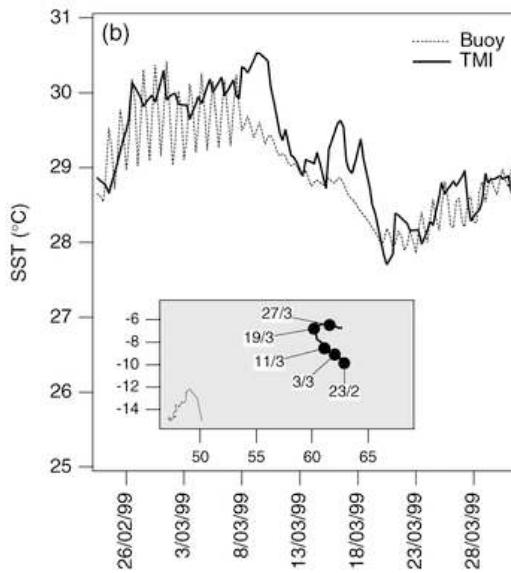


Figure 6.3 Température de surface mesurée par une bouée (sa position dans l’encadré) en février-mars 1999 et température TMI correspondante (interpolation bilinéaire) en °C. D’après Duvel et al (2004).

La région choisie pour le zoom du modèle est présentée sur la figure 6.2, elle correspond à une région purement océanique qui connaît dans la réalité une forte variabilité intrasaisonnière associée à des variations diurnes importantes pendant l’hiver. Dans cette région, deux fortes perturbations convectives organisées à l’échelle du bassin et associées à de fortes variations intrasaisonnières de la TSO (environ 2°C) ont été observées. De plus, les fortes perturbations intrasaisonnières de TSO de l’hiver 1999 sont associées à de fortes variations diurnes d’environ 1°C (Duvel et al, 2004, figure 6.3).

Deux simulations sont effectuées sur une période de 90 jours à partir du premier janvier 1999. Notre but étant d’étudier l’impact des variations diurnes sur l’activité atmosphérique, il nous faut forcer notre modèle par des températures océaniques représentant celles de la couche de mélange sans perturbations liées aux CRD. Cependant, à ce jour, aucun jeu de données ne fournit la température de couche mélangée globale sans les effets des CRD. Nous avons vu que les températures TMI contiennent une forte part des variations diurnes de la température de surface océanique. Les températures Reynolds sont elles aussi susceptibles de contenir une part du réchauffement diurne lors des périodes de formation de CRD réactives. La température utilisée est ainsi celle présentée par Hourdin et al (2006) et développée pour les simulations AMIP II. Il s’agit de températures mensuelles extrapolées quotidiennement. La première expérience est forcée par ces températures basses fréquences, il s’agit de la simulation TBF (forcée par la Température Basse fréquence). La seconde simulation est effectuée avec le modèle auquel on ajoute les CRD interactives et sera notée TDI pour Température Diurne Interactives.

6.3 Simulations des CRD dans l’Océan Indien pendant l’hiver 1999

6.3.1 Impact du guidage sur l’état atmosphérique simulé

La figure 6.4 représente les moyennes de l’OLR et du vent à 850 hPa pour les observations et pour la simulation TDI ainsi que les différences entre les simulations TDI et TBF. Si la convection est plus intense dans LMDZ par endroits, les distributions des zones de convection observées et de forts vents d’ouest issus des réanalyses sont cependant comparables à celles qui sont simulées. Le guidage impose la situation à grande échelle au modèle et contraint donc le

LMDZ à reproduire les principales caractéristiques de l'état atmosphérique moyen de l'hiver 1999 dans la région de zoom.

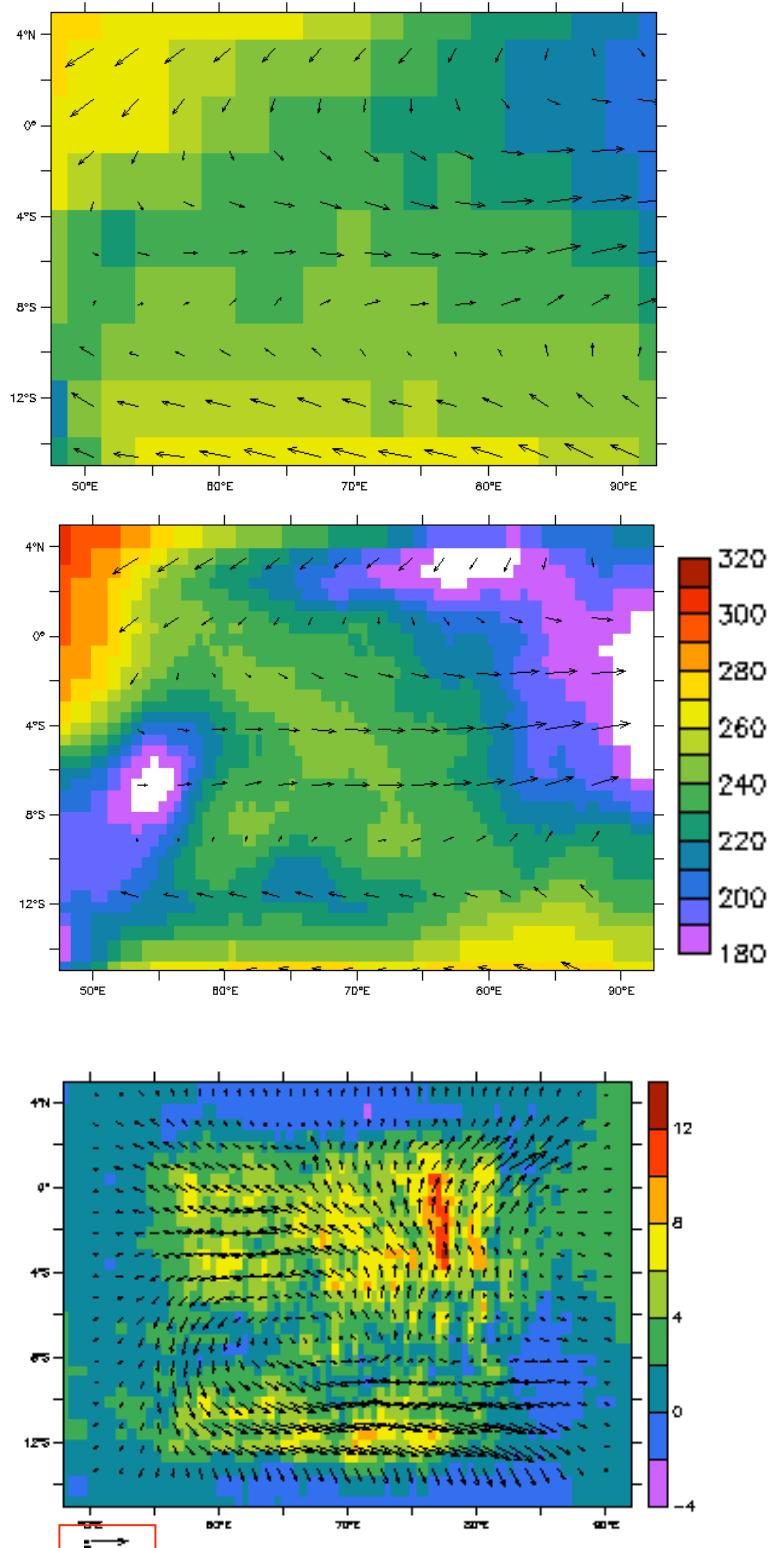


Figure 6.4 Moyennes de l'OLR et du vent à 850 hPa pour (haut) OLR NOAA (Wm^{-2}) et vent ERA-40 (ms^{-1}), (centre) la simulation TDI, (bas) différence entre TDI et TBF. La flèche repère un vent de 7.5 ms^{-1} pour les deux premiers panneaux et de 0.125 ms^{-1} pour le dernier. Pour la clarté de la figure, le vent est tracé pour une région sur deux (haut) et une sur cinq (milieu) soit environ tous les 2° .

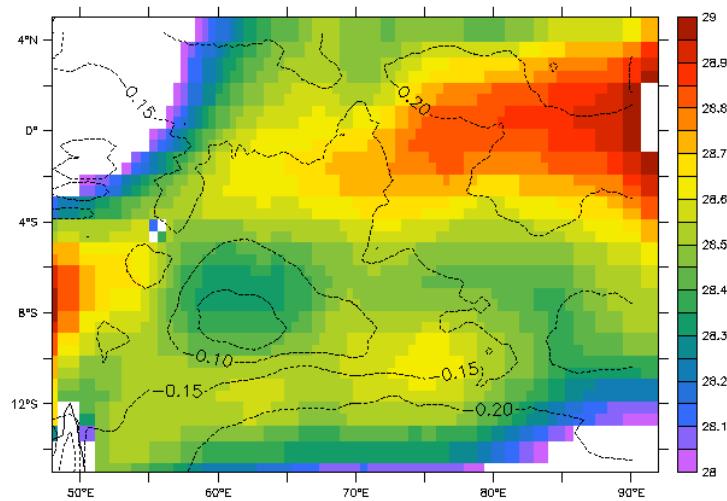


Figure 6.5 Température de la couche mélangée moyenne (TBF, °C) et la différence moyenne avec les températures de surface TDI (contours en °C) pour les 3 mois d'expériences.

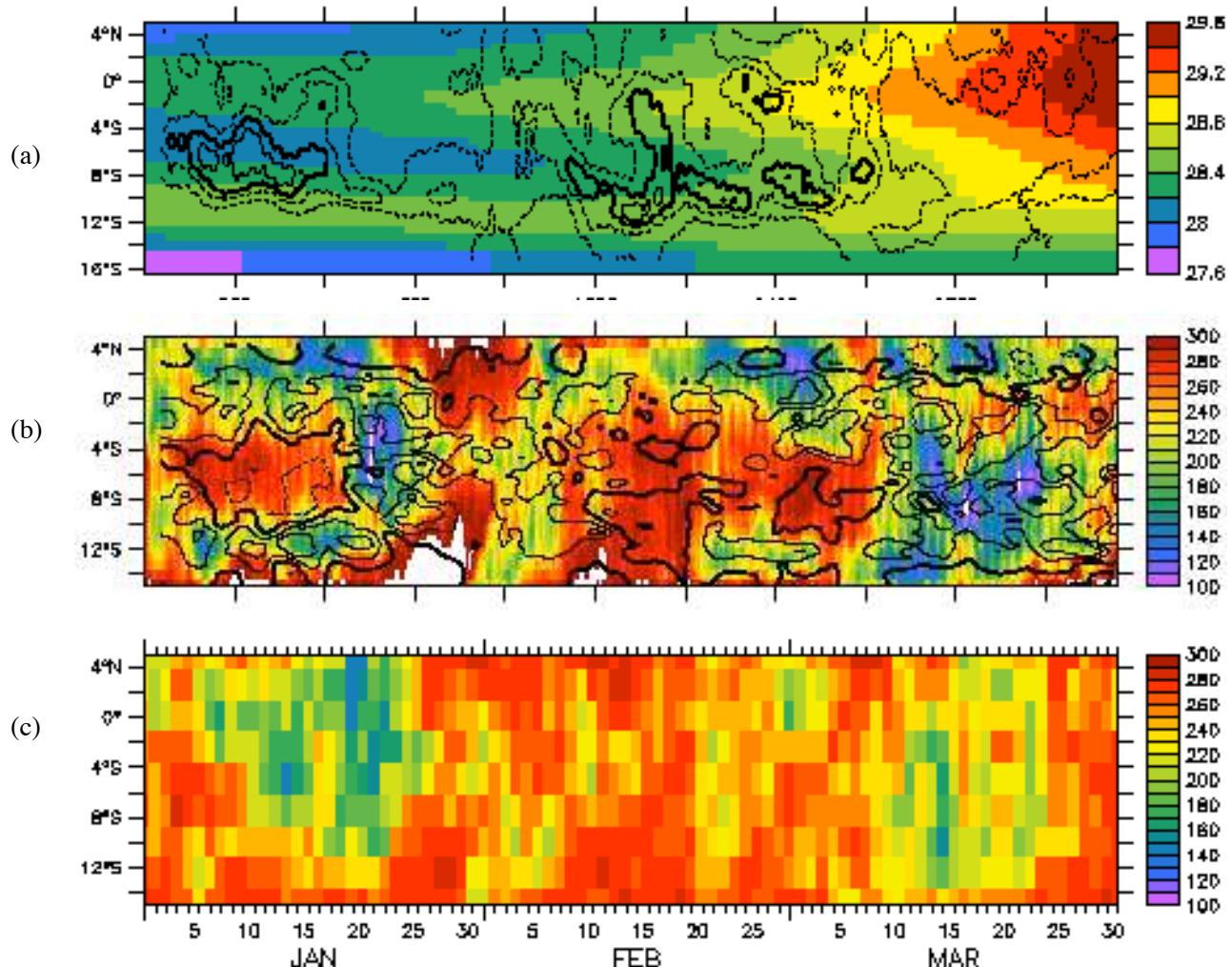


Figure 6.6 Hoevmöller (moyenne entre 60° et 80° Est) de (a) la température BF (couleurs, °C) et la différence entre TDI et TBF (à partir de -0.3°C tout les 0.1°C , la ligne 0°C est en gras, les valeurs négatives en pointillés), (b) l'OLR de la simulation TBF (couleurs, en Wm^{-2}) et différence entre les OLR des simulations TDI et TBF (de -5 à 10 Wm^{-2} , tous les 5 Wm^{-2}), (c) OLR NOAA (couleurs, en Wm^{-2}). Pour plus de lisibilité, les différences (contours) entre les séries TDI et TBF sont lissés sur 3 jours.

Les différences moyennes entre les deux simulations montrent que la simulation TDI est cependant légèrement moins convective que la simulation TBF, les différences dans le vent de basses couches sont cependant négligeables. Notons que la diminution de la convection lorsque l'on ajoute les phénomènes de surface interactifs au modèle est notable pour les régions convectives en moyenne. Comme lorsque la convection profonde se déclenche, il n'y a pas formation de CRD, cela suggère que cette diminution de la convection est due à l'effet peau froide. En effet, la convection dans le modèle est maximale pour les deux simulations au-dessus des eaux chaudes (figures 6.4 et 6.5). Ce sont de plus les régions pour lesquelles l'effet peau froide est prépondérant (où la différence entre les TSO TDI et BF est d'environ -0.2°C). Au centre de la région, l'effet des CRD compense mieux en moyenne celui de la peau froide et la différence d'OLR moyen y est faible entre les deux simulations. Il semble donc que l'effet de peau froide soit principalement responsable de la différence de convection moyenne entre les deux simulations.

L'évolution de la convection au cours des trois premiers mois de l'année 1999 confirme les précédentes analyses et précise l'importance relative du guidage, du forçage par la température BF, de l'effet de peau froide et des CRD (figure 6.6) :

- Le guidage permet d'organiser globalement les périodes de forte convection (vers le 20 janvier et le 15 mars) et celles où la convection est plus faible (figure 6.6 b et c).
- La convection est intense principalement au-dessus des eaux plus chaudes au Nord et au Sud de la région de zoom (figure 6.6a et b)
- L'effet de peau froide tend à diminuer la température de surface de l'ordre de 0.3°C et rend effectivement la convection moins intense dans la simulation TDI (figure 6.6b).
- L'effet des CRD est particulièrement fort en janvier lors de la formation des plus importantes CRD dans le modèle. Il compense l'effet de la « peau froide » (figure 6.6a) et donne un OLR plus faible lorsqu'il n'y a pas de convection profonde (avant le 20 janvier entre 4° et 10° Sud, figure 6.6b).

6.3.2 Organisations des CRD simulées

Le guidage contraint fortement la circulation du modèle, mais la contrainte est moins évidente en ce qui concerne la convection au centre de la région de zoom. Le schéma de convection est particulièrement sensible aux perturbations de TSO. Guichard et al (2004) comparent les variations diurnes simulées par un ensemble de MCG (dont LMDZ) en n'utilisant qu'une seule colonne forcée par les flux de surface observés à des résultats de Cloud Resolving Models (CRM) dont la représentation du cycle diurne est plus en accord avec les observations. La figure 6.7 représente une vue schématique de la différence entre les évolutions diurnes de la convection dans un CRM et un MCG simple colonne. Dans un MCG, le maximum de convection se déclenche trop tôt (vers midi) vers le maximum de température de surface au lieu de se déclencher le soir. Ce déclenchement de la convection réduirait alors considérablement la variation diurne de la température de surface. Comme d'importantes variations diurnes bien organisées peuvent permettre le déclenchement d'un événement convectif intrasaisonnel important, il est donc légitime de vérifier que le modèle est capable de laisser se développer des CRD d'organisation et d'amplitudes réalistes pour une circulation à grande échelle donnée.

Le modèle est capable de produire des variations diurnes de la température d'amplitudes importantes et organisées sur des régions d'extension de l'ordre de 1000 km :

- En janvier, vers le début de la simulation, les distributions spatiales des variations diurnes de température de surface du modèle sont comparables à celles qui sont déduites des réanalyses (figure 6.8). Une CRD très réactive (correspondant à une variation de plus de 1 K) se développe chaque jour vers le centre de la région d'étude en accord avec les CRD CEPAR. Cependant les variations diurnes produites par LMDZ sont très supérieures à celles diagnostiquées par CEPAR. Cette différence peut provenir de la différence entre l'état atmosphérique simulé, de la différence entre les

paramétrisations des flux de surface de LMDZ et du modèle du CEPMMT, de la différence de résolution (qui a tendance à lisser les variations diurnes diagnostiquées sur $2,5^\circ \times 2,5^\circ$) et surtout de la différence entre les températures utilisées comme température de couche mélangée pour déduire ces variations.

- En mars, l'accord entre les variations diurnes de la température de surface océanique du modèle et celles qui sont diagnostiquées à partir d'ERA-40 est comme en janvier relativement bonne (figure 6.9). Les formations et organisations des CRD dépendent des conditions atmosphériques. Ainsi, le guidage semble bien forcer le modèle à évoluer selon l'évolution décrite par les réanalyses. A partir du 7 mars, les CRD du modèle deviennent moins importantes que celles de CEPAR, probablement en relation avec le déclenchement de la convection associée à l'événement intrasaisonnier de mars. Si les zones dont la variation diurne est supérieure à 1K sont bien organisées à l'échelle du bassin, on remarque que les régions connaissant de très fortes (2K) variations sont distribuées à plus petite échelle (environ 100 km).

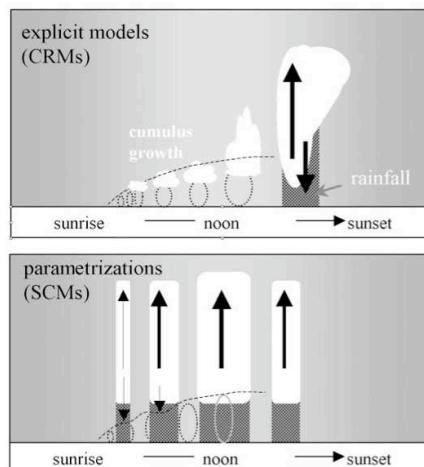


Figure 6.7 Schéma d'évolution diurne de la convection dans un Cloud Resolving Model (en haut) et une colonne de Modèle de Circulation Générale (Single Column Model, en bas), d'après Guichard et al (2004).

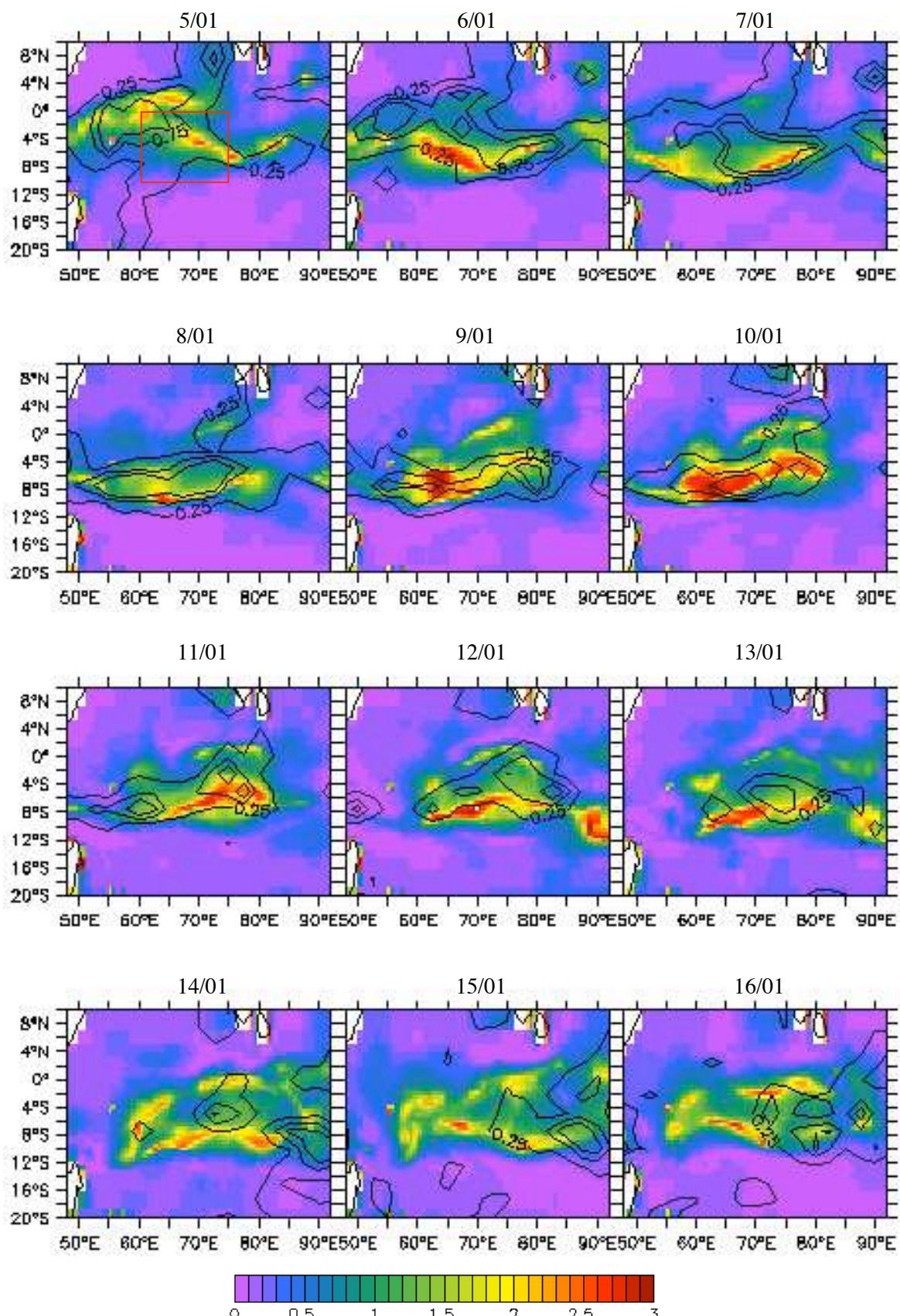


Figure 6.8 Variations diurnes simulées par LMDZ (couleurs, en K) et d'après ERA-40 (CEPAR, contours, tous les 0.5K premier à 0.25K) pour janvier 1999. La région repérée en rouge est celle connaissant les plus fortes variations diurnes en moyenne.

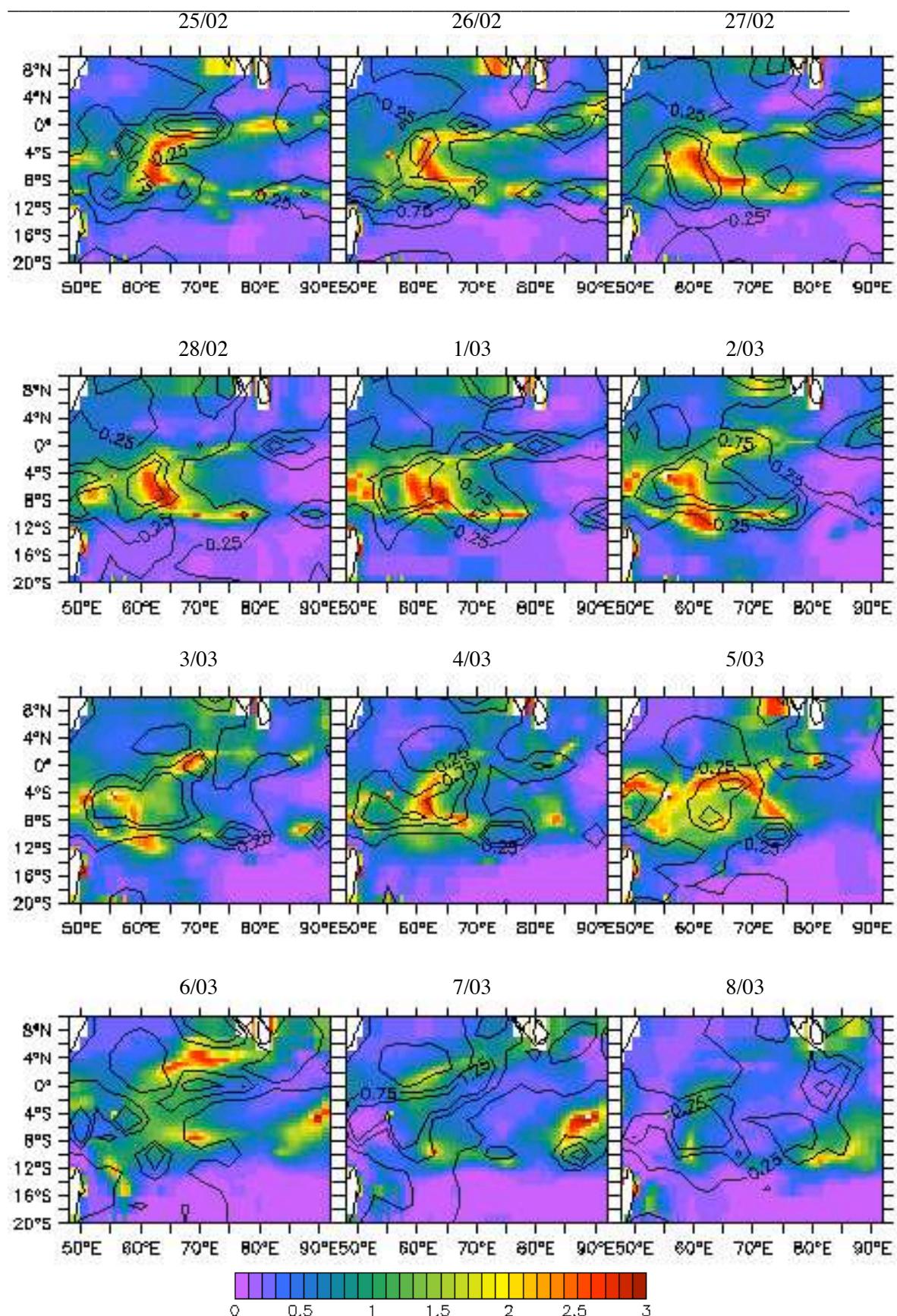


Figure 6.9 Comme figure 6.8 pour février et mars 1999.

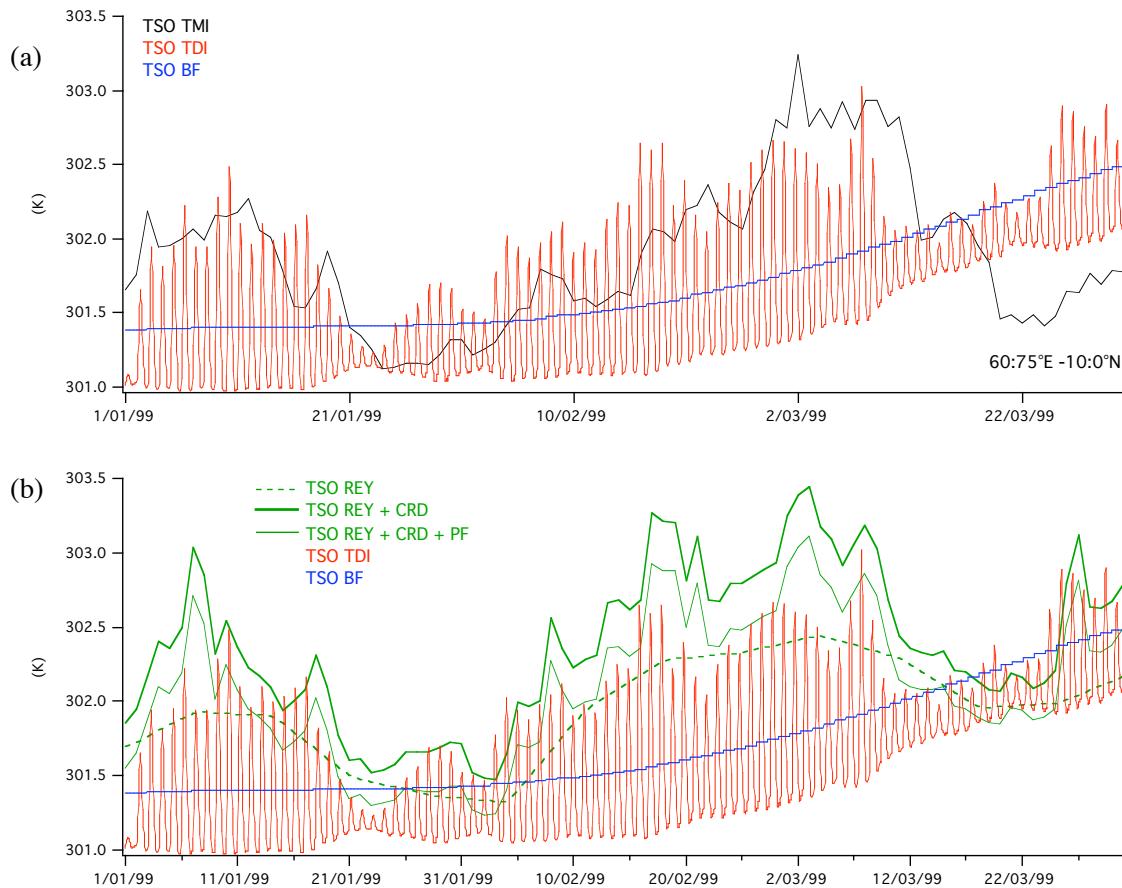


Figure 6.10 Evolution (en K) de la TSO avec phénomènes de surfaces (TDI, rouge), TBF (bleu), TMI (noir) et Reynolds (tirets verts) pour la région 60°-75°E -10°-0°N. La température Reynolds augmentée de la variation diurne à 14h00 due au CRD CEPAR est représentée en gras (vert), cette température avec l'effet moyen de peau froide est représentée en trait continu fin (vert).

Sur la figure 6.10, l'évolution temporelle des variations diurnes simulées est comparée aux observations satellites de TSO (TMI et Reynolds) et aux résultats de CEPAR pour la région 60°-75°E -10°-0°N (figure 6.8), région au centre du zoom caractérisée par la formation de CRD réactives (figures 6.8 et 6.9). Ces résultats montrent que:

- Les fortes variations diurnes sont bien simulées pendant les périodes de réchauffement de la surface, lorsque la TSO TMI augmente, et elles diminuent clairement lors des diminutions de TSO TMI associées aux deux perturbations convectives de fin janvier et mi-mars (figure 6.10a).
- Malgré la différence des températures utilisées comme températures de la couche mélangée, les résultats de la simulation sont en bon accord avec ceux de CEPAR (figures 6.10b et 6.11). L'amplitude des variations diurnes simulées est cependant deux fois supérieure en moyenne à celles qui sont diagnostiquées par CEPAR. On pourrait penser que cette différence s'explique en partie par le fait que la température REY est en général plus haute que la température BF. Le rapport des deux variations diurnes (TDI/CEPAR) diminue en effet légèrement avec la différence entre les deux températures de couches de mélange (TBF-REY) et la régression linéaire donne un coefficient directeur de -0.3 (figure 6.11).
- L'effet de peau froide dans le modèle est visible dans la différence entre la TSO BF et les températures nocturnes TDI. Cet effet varie peu dans cette région au long de cette

simulation, il correspond à un refroidissement d'environ 0.4°C pendant les périodes de fortes variations diurnes et de 0.2°C lorsque celles-ci diminuent. En comparaison de l'effet de peau froide diagnostiqué par CEPAR, il semble être plus important d'environ 0.1°C .

- La figure 6.10b illustre bien le renforcement de la variabilité intrasaisonnière de la TSO (Reynolds) par la formation de CRD qui tendent à augmenter la TSO quotidienne pendant les périodes de réchauffement uniquement.

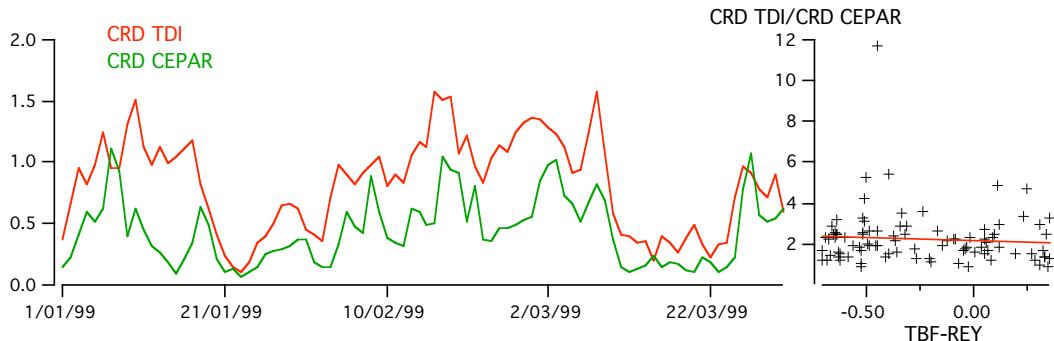


Figure 6.11 (gauche) *Evolutions quotidiennes (en K) des variations diurnes à 14h00 due aux CRD TDI (rouge) et CEPAR (vert) pour la région 60° - 75°E -10° - 0°N et (droite) relation entre le rapport des deux variations diurnes quotidiennes et la différence des températures utilisées comme températures de couche de mélange.*

6.3.3 Etude des variations diurnes simulées

6.3.3.1 Variation diurne moyenne simulée

La figure 6.12 représente les variations diurnes moyennes de la TSO, des flux et des paramètres de surface, en moyenne sur la région considérée précédemment (60° - 75°E -10° - 0°N , figures 6.10 et 6.11) et pour l'ensemble des simulations. La variation diurne moyenne de la TSO est d'environ 0.7°C et son maximum est atteint vers 14h30 comme dans les observations (Fairall et al, 1996). L'effet de peau froide correspond à un refroidissement de la température nocturne de 0.4°C . Du fait de l'effet peau froide, les moyennes des différents paramètres sur la journée pour la simulation TDI sont inférieures à celle de la simulation TBF. Cependant, on peut noter d'importantes variations diurnes pour la simulation TDI en comparaison de celles de la simulation TBF :

- Les pertes totales d'énergie par la surface de l'océan à travers les flux de surface connaissent, dans la simulation TDI, une variation d'environ 20Wm^{-2} en moyenne au cours d'une journée contre seulement 5Wm^{-2} pour la simulation TBF. Cette variation diurne des pertes d'énergie dans la simulation TDI évolue en phase avec la température de surface et est principalement due à la variation du flux de chaleur latente (environ 15Wm^{-2}) et dans une moindre mesure aux variations de l'émission de rayonnement infrarouge par la surface (4Wm^{-2}) et au flux de chaleur sensible (2Wm^{-2}) qui évolue avec une légère avance de phase sur la TSO. Les précipitations connaissent un cycle semi-diurne pour la simulation TDI avec un maximum vers minuit et un maximum secondaire vers midi, l'existence de ce cycle semi-diurne réduit l'amplitude du cycle diurne de la convection dans le modèle. Ce cycle semi-diurne rappelle le comportement du modèle au-dessus des continents et illustre la sensibilité du schéma de convection à la température de surface (Guichard et al, 2004), et il limite enfin l'amplitude des variations diurnes.
- Les paramètres atmosphériques à la surface présentent de même une certaine sensibilité en moyenne aux variations diurnes. Ainsi, pour la simulation TDI, la température à 2

mètres connaît une variation diurne plus importante d'environ 0.15°C que pour la simulation TBF. Cette variation, étant liée à celle des flux de surface, évolue avec un retard de phase de 2-3 heures sur la variation de TSO et il est limité en amplitude par la convection qui se déclenche en journée. La variation de l'humidité de surface est quant à elle inférieure dans la simulation TDI malgré l'augmentation diurne importante de l'évaporation. Cela s'explique par l'assèchement des basses couches atmosphériques par la convection qui est plus importante vers midi dans la simulation TDI lorsque les CRD se forment. Enfin, le vent à 10 mètres varie très peu entre les deux simulations illustrant l'impact important du guidage sur la circulation simulée dans cette région du centre du zoom.

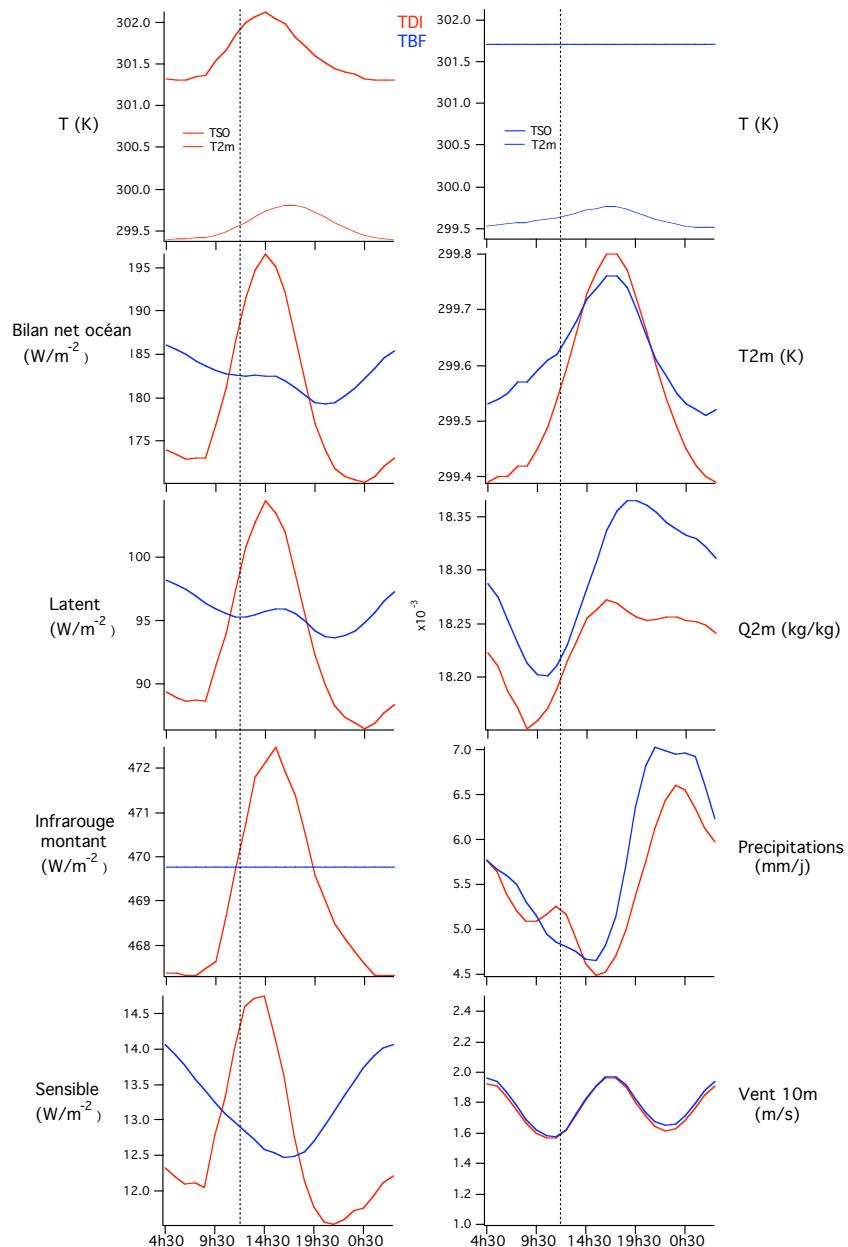


Figure 6.12 Evolutions diurnes moyennes de la TSO (K), les pertes totales d'énergie à la surface de l'océan (Wm^{-2}), le flux de chaleur latente (Wm^{-2}), le flux infrarouge émis (Wm^{-2}), le flux de chaleur sensible (Wm^{-2}), la température à 2m (K), l'humidité spécifique à 2m (kg/kg), les précipitations (mm/j) et le vent à 10m (ms^{-1}) sur les trois mois de simulations TDI (rouge) et TBF (bleu) pour la région 60° - 75°E - 10° - 0°N . Les pointillés verticaux repèrent midi.

6.3.3.2 Impact local d'une forte variation diurne de la TSO sur le modèle

Il est intéressant d'étudier l'impact des variations diurnes sur les profils verticaux de températures et d'humidité atmosphérique dans le modèle et notamment la manière dont ces derniers évoluent au cours du temps sous l'effet du réchauffement diurne de la surface. Pour cette étude, nous nous limitons à une région du modèle connaissant de fortes variations diurnes sur plusieurs jours. Nous étudierons donc ici l'évolution des profils de température et d'humidité à 63°E 8°S du 26 février au premier mars 1999 correspondant à des variations diurnes pouvant atteindre 2-2.5°C (figure 6.9).

La figure 6.13 représente l'évolution de la différence entre les profils de température et d'humidité de la simulation TDI et de la simulation TBF. L'évolution des profils illustre le comportement du modèle lorsque d'importantes CRD se forment :

- Lorsque la température de surface augmente fortement entre 10h00 et 15h00 la couche de surface atmosphérique commence à se charger en chaleur et en humidité à travers les flux de surface.
- La chaleur et l'humidité sont ensuite diffusées vers la partie de la couche limite au-dessus de la couche de surface (au-dessus de 950 hPa) au cours de l'après midi et jusqu'en première partie de nuit, pendant que la CRD se refroidit à travers les flux de surface et continue ainsi à charger la couche de surface en chaleur et en humidité.
- Pendant le reste de la nuit et jusqu'au matin, comme la surface océanique s'est refroidie, une couche stable et froide se forme à la surface. La chaleur et l'humidité accumulée dans la couche limite au cours de la journée est en grande partie consommée par la convection. La troposphère au-dessus de 850 hPa est alors humidifiée.

Lorsque des CRD réactives se forment, la convection se déclenche chaque jour pour réduire l'instabilité statique. Cependant, lorsque la convection reste faible, comme c'est le cas pour les trois premiers jours, la chaleur et l'humidité moyennes dans les basses couches de l'atmosphère augmentent (figure 6.14). La résultante d'une période de fortes variations diurnes (25-27 février) est un réchauffement de la couche limite sous 900 hPa, et une humidification vers et au-dessus de 900 hPa. La convection se déclenche ensuite rapidement et réduit fortement l'instabilité statique (figure 6.15 et 6.13). Le schéma de convection respecte la théorie du quasi-équilibre et tend à produire de la convection dès que l'instabilité augmente, il est donc probable que ce modèle ne peut produire qu'une faible charge progressive de la couche limite avant le déclenchement de la convection. Cependant, l'organisation des CRD sur plusieurs milliers de kilomètres (chapitre 5) pourrait même dans le cadre du quasi-équilibre organiser un déclenchement de la convection à grande échelle. Le guidage ne permet pas d'étudier une telle possibilité car il amortit les effets non locaux des CRD.

Notons finalement que les réchauffements de la couche limite obtenus dans le modèle pour des variations diurnes de 2°C sont de l'ordre de 0.3-0.4°C entre 1000 et 900hPa, l'humidification correspond quant à elle à environ 0.1 g/kg au maximum ces ordres de grandeurs sont comparables à ceux qui sont mesurés lors de la campagne TOGA-COARE (Sui et al, 1997). Clayson et Chen (2002) mènent deux expériences à l'aide d'une colonne simple du modèle du NCAR couplée à un modèle de couche limite unidimensionnel. Pour la première, les flux de surface sont calculés à partir de la température de surface (CRD et peau froide) et pour la seconde, ils sont calculés à partir de la température à 4,5m. Ils trouvent finalement, en moyenne sur des périodes de 10 jours, des différences entre les profils de températures et d'humidité dix fois supérieures à celles qui sont présentées ici et qui correspondent à des différences de 2-3°C de 800 à 300 hPa, et 1-5g/kg dans la couche limite pour des variations diurnes de TSO environ deux fois plus faibles (1°C). Notons que les résultats obtenus par Clayson et Chen (2002) semblent en contradiction avec la théorie de quasi-équilibre.

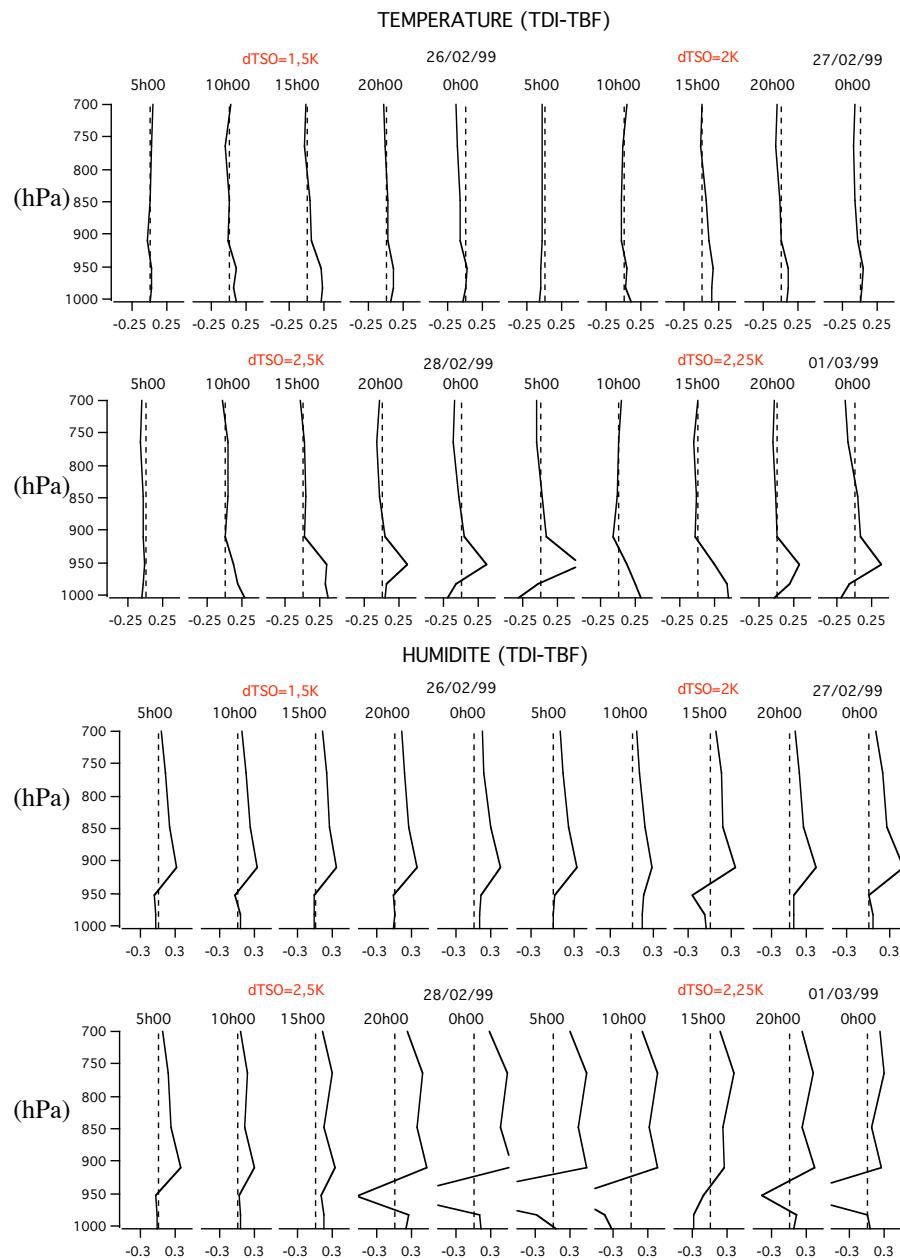


Figure 6.13 Profils des différences de température ($^{\circ}\text{C}$) et d'humidité (g/kg) entre TDI et TBF pour la région 63°E 8°S . Les variations diurnes de TSO pour chaque jour sont rappelés (dTso en rouge).

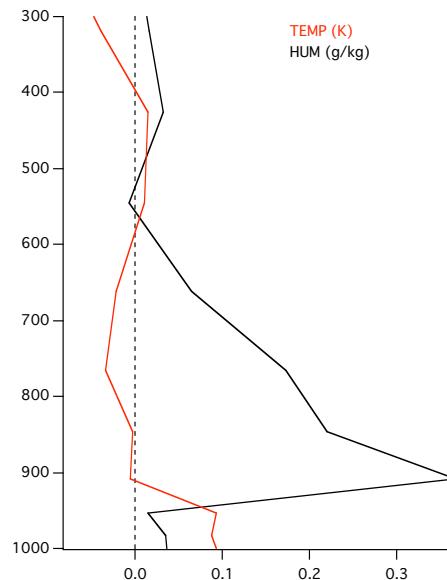


Figure 6.14 Profils de différence moyenne entre les simulations TDI et TBF pour les 25-27 février 1999 de température (rouge, °C) et d'humidité (noir, g/kg) en fonctions des niveaux de pression (hPa) pour la région 63°E 8°S.

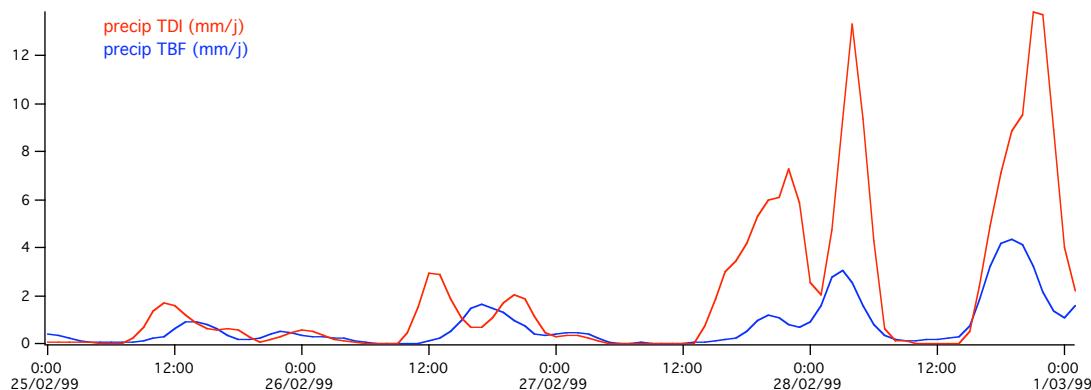


Figure 6.15 Evolution des précipitations (mm/j) de TDI (rouge) et TBF (bleu) pour la région 63°E 8°S.

6.3.4 Impact des CRD et de la peau froide sur la variabilité de la TSO et de la convection

Du fait de la brièveté des simulations, la variabilité intrasaisonnière sera définie par la bande spectrale correspondant aux périodes comprises entre 10 et 45 jours. L'impact des phénomènes de surface (CRD et peau froide) sur le modèle tend à minimiser la variabilité intrasaisonnière de la convection bien que la variabilité intrasaisonnière de la TSO augmente (d'environ 0.1°C au centre de la région, figure 6.16). L'augmentation de la variabilité intrasaisonnière de la TSO semble liée aux CRD. Les régions d'augmentation de la variabilité intrasaisonnière correspondent effectivement aux régions de formation de CRD (figures 6.8 et 6.9).

Pour la même période, la variabilité intrasaisonnière de l'OLR observé et celle de la simulation TBF ont une distribution spatiale comparable, exception faite d'un maximum entre 60° et 70° Est au nord de l'équateur. En moyenne sur la région d'étude, le fait d'ajouter les phénomènes de surface interactifs au modèle réduit localement jusqu'à environ 10% la variabilité 10-45 jours. Cette baisse de la variabilité de la convection est le résultat de l'augmentation de la convection pendant les périodes peu convectives de formation de CRD et de sa diminution par l'effet peau

froide pendant les périodes de convection plus intenses pour lesquelles il n'y a pas de formation de CRD.

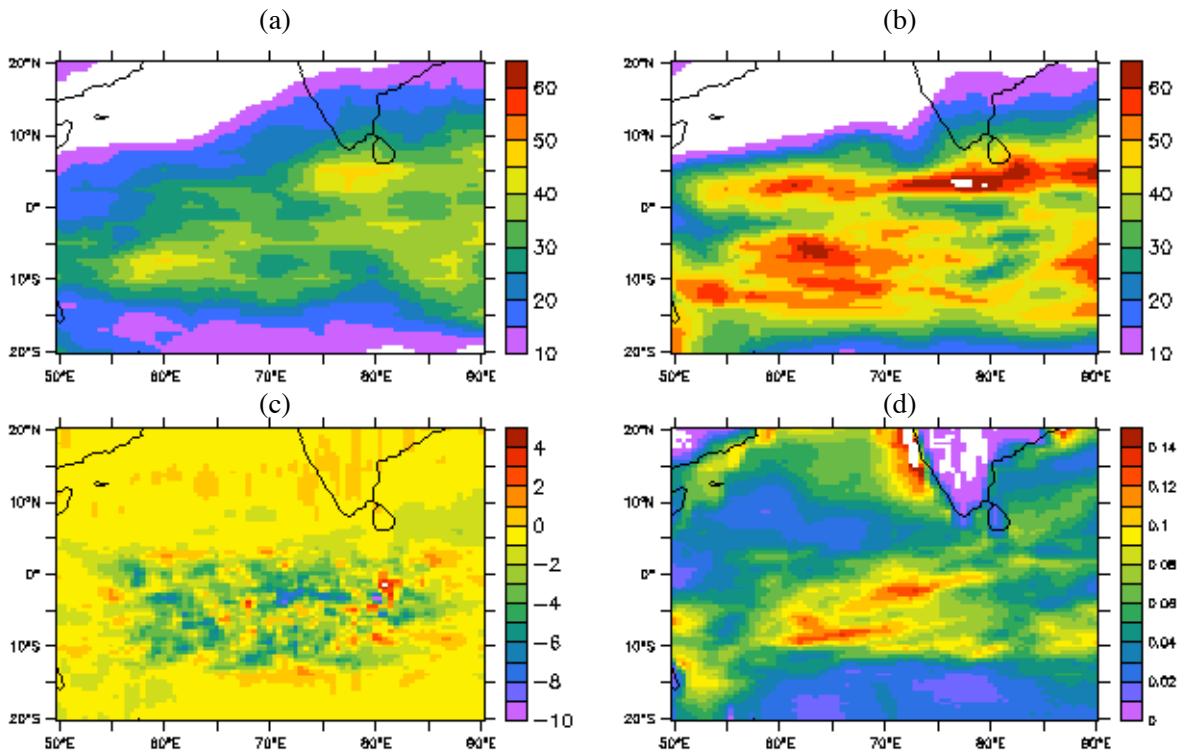


Figure 13. Variabilité 10-45 jours pour les trois premiers mois de 1999 de (a) l'OLR NOAA (Wm^{-2}), (b) OLR simulation TBF (Wm^{-2}), et les différences entre les variabilités 10-45 jours des simulations TDI et TBF pour les trois premiers mois de 1999 de (c) l'OLR (Wm^{-2}), (d) la température de surface océanique ($^{\circ}\text{C}$).

6.4 Conclusions

LMDZ produit des variations diurnes de la TSO importantes et organisées sur des périodes relativement longues lorsqu'on lui intègre l'algorithme COARE 3. Comme au-dessus des continents, les variations diurnes de TSO ont tendances à induire dans le modèle un cycle semi-diurne de la convection qui limite leur amplitude et relâche l'instabilité convective chaque jour. Ce comportement est imposé par la sensibilité du schéma de convection du modèle à la température de surface. Ainsi le modèle semble incapable de déstabiliser progressivement l'atmosphère en chargeant jour après jour la couche limite atmosphérique en chaleur et en humidité. Une charge progressive de la couche limite serait en effet en contradiction avec la théorie de quasi-équilibre que respecte le schéma de convection de LMDZ, l'instabilité étant relâchée à mesure qu'elle se crée. Il en résulte une diminution de la variabilité intrasaisonnière de la convection simulée. En effet, les CRD tendent à faire augmenter la convection lorsqu'elle est faible et la peau froide à en diminuer l'intensité lorsqu'elle est importante.

Les expériences présentées ici sont limitées du fait du guidage qui amortit les effets non locaux et sur plusieurs jours des CRD. Il est donc nécessaire de mener des expériences globales afin de tester :

- L'aptitude du modèle à organiser des CRD réactives permettant un déclenchement de la convection organisée à grande échelle. Si les CRD permettent à la convection de se déclencher de manière organisée sur une région suffisamment vaste, la réponse dynamique induirait probablement le maintien de la convection par le mécanisme de WISHE. Les CRD augmenteraient ainsi vraisemblablement la variabilité intrasaisonnière simulée.

- Les effets non locaux des CRD se développant au voisinage d'événements convectifs organisés et qui seraient susceptibles d'augmenter l'humidité de basses couches et d'influer sur l'organisation et la propagation de tels évènements.

Il serait intéressant d'étudier l'effet des CRD dans le LMDZ avec un autre schéma de convection qui ne respecte pas le quasi-équilibre (celui de Tiedke, par exemple). Il serait alors possible que les CRD agissent pour charger progressivement la couche limite sur plusieurs jours et pour déstabiliser l'atmosphère à grande échelle peut-être de manière plus efficace.

Il serait intéressant de poursuivre cette étude par des expériences avec le modèle couplé à une couche mélangée océanique afin d'étudier l'impact des CRD sur la variabilité intrasaisonnière de la convection. De telles expériences permettraient d'affiner le modèle conceptuel simple de la couche mélangée vue comme un réservoir d'énergie. En effet, lors du réchauffement de la surface, les CRD se forment déstabilisent l'atmosphère plus efficacement qu'une couche mélangée homogène. Du fait de l'organisation spatiale des CRD cela pourrait entraîner le déclenchement d'un événement intrasaisonnier. Cependant ce phénomène limite parallèlement le réchauffement de la couche mélangée qui contient alors moins d'énergie disponible pour l'atmosphère à l'échelle intrasaisonnière.

Finalement, des expériences au moyen de modèles couplés seraient nécessaires pour étudier la sensibilité climatique aux phénomènes de CRD et de peau froide, et aux modifications de gradients horizontaux moyens de TSO qu'ils occasionnent.

Conclusions et perspectives

Les analyses reportées dans cette thèse confirment l'importance de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère dans la variabilité intrasaisonnière de la convection atmosphérique, permettent de mieux comprendre les processus physiques de cette interaction et ouvrent de nombreuses perspectives.

Confirmation de l'importance de l'interaction entre océan et atmosphère dans la variabilité saisonnière de la convection atmosphérique

Les études présentées au chapitre 3 montrent le lien étroit entre la variabilité intrasaisonnière et l'évolution saisonnière des moussons. Ce lien observé est dû à l'importance de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère pour la variabilité intrasaisonnière d'une part, d'autre part à l'évolution saisonnière de la couche de mélange océanique qui agit comme un réservoir d'énergie disponible à l'échelle intrasaisonnière. Ces résultats sont en accord avec la vision selon laquelle la variabilité intrasaisonnière est principalement dirigée par :

- l'instabilité convective locale liée en partie au chauffage de la surface pendant les phases de suppression de la convection (en particulier avant le déclenchement de la mousson).
- la rétroaction négative (effet régulateur) de la convection sur la température de surface de l'océan par les flux radiatifs et la réponse dynamique des vents de basses couches.

Cela confirme l'importance de l'interaction entre l'océan et l'atmosphère dans la variabilité intrasaisonnière de la convection atmosphérique et souligne l'importance de la bonne représentation de l'évolution saisonnière de la couche de mélange dans un modèle couplé.

D'autre part, les études présentées dans le chapitre 4 confirment la sensibilité du schéma de convection à la TSO à l'échelle intrasaisonnière. Le modèle forcé par les TSO TMI produit en effet des perturbations convectives mieux organisées et plus reproductibles que le modèle forcé par des TSO sans variabilité intrasaisonnière. Ces études ont de plus montré que la représentation de la réponse dynamique à la convection était fondamentale pour le maintien de cette dernière au-dessus d'une surface qui s'est refroidie (mécanisme de WISHE).

Vers une meilleure compréhension des processus physiques de l'interaction entre océan et atmosphère

Il a été montré dans le chapitre 5 qu'une part de la variabilité intrasaisonnière est liée aux variations diurnes de la TSO. Un diagnostic de ces variations a été mené et validé pour la

période 1979-2002 sur l'ensemble des tropiques et a permis de quantifier l'impact de celles-ci sur la variabilité intrasaisonnière de la TSO (localement 30%).

Ces résultats ouvrent une voie de réflexion intéressante sur les interactions des échelles diurnes et intrasaisonnières dans le système océan-atmosphère. Ainsi, les CRD ont tendance à déstabiliser efficacement l'atmosphère sur des régions d'extension de l'ordre de plusieurs milliers de kilomètres pendant les phases de réchauffement de la surface, ce qui peut avoir pour conséquence de déclencher un événement convectif bien organisé et d'augmenter ainsi la variabilité intrasaisonnière. D'un autre côté, les CRD échangent l'intégralité de leur énergie avec l'atmosphère à l'échelle diurne. Ainsi il y a moins d'énergie stockée dans la couche mélangée océanique pouvant servir au maintien de la convection : ceci peut avoir pour conséquence de diminuer la variabilité intrasaisonnière.

Dans le chapitre 6, l'algorithme de diagnostic des variations diurnes de TSO utilisé dans le chapitre 5 est intégré au modèle LMDZ de telle sorte que les variations diurnes de la TSO soient en interaction avec le modèle d'atmosphère.

Pour tester l'impact des variations diurnes dans le modèle, une étude préliminaire guidée a été menée. Nous avons vérifié que le modèle était capable de produire des variations diurnes d'amplitudes et d'extensions spatiales réalistes malgré la grande sensibilité de son schéma de convection aux variations de TSO.

Néanmoins, les variations diurnes de TSO ont tendance à induire un maximum de convection à midi, ce qui limite vraisemblablement leur amplitude. En augmentant la convection lorsqu'elle est faible, les variations diurnes tendent ainsi à diminuer la variabilité intrasaisonnière de la convection dans ces simulations.

Perspectives

Les campagnes MISMO et VASCO-CIRENE

Deux campagnes de mesures ont lieu cet hiver dans l'Océan Indien Equatorial, région qui connaît une variabilité intrasaisonnière organisée à grande échelle et associée à d'importantes perturbations de TSO : MISMO (novembre - décembre 2006) et VASCO-CIRENE (janvier – février 2007). Ces campagnes ont pour but de combler le manque d'observations dans cette région et de mieux comprendre les mécanismes d'interaction entre l'océan et l'atmosphère.

Certaines des mesures effectuées lors de ces campagnes, en s'ajoutant aux mesures des campagnes précédentes TOGA-COARE (Pacifique Ouest équatorial) et JASMINE (Baie du Bengale), permettront la validation du diagnostic de l'effet peau froide à partir de l'algorithme COARE 3 appliqué aux réanalyses.

Il est prévu de mener, à l'aide de modèles à mésoéchelle, des études de cas basées sur les observations de ces campagnes. En effet, les CRD s'organisent vraisemblablement à l'échelle des systèmes convectifs et sont susceptibles de jouer un rôle dans l'organisation et la propagation de ces systèmes.

Étude de la sensibilité climatique au processus de surface au moyen de modèles globaux

Les phénomènes de Couche de Réchauffement Diurne et de peau froide ne sont actuellement pas pris en compte dans les modèles et l'étude de la sensibilité climatique reste un domaine de recherches futures. Ces effets ont non seulement un impact sur la variabilité intrasaisonnière de la TSO, mais aussi une répercussion sur la moyenne et sur les contrastes régionaux de température de surface de l'océan. En particulier, l'effet quasi constant de la peau froide est de l'ordre de l'augmentation de la température de surface de

la mer diagnostiquée pour ces 50 dernières années (IPCC, rapport scientifique 2001), mais il peut être régionalement contrebalancé par l'effet moyen des CRD.

Des simulations globales au moyen de LMDZ avec les processus de surface interactifs seront menées afin d'étudier l'impact des CRD sur la variabilité intrasaisonnière. De telles simulations globales sont nécessaires afin d'étudier les effets à grandes échelles des CRD et de la peau froide sur la circulation atmosphérique et sur l'organisation de la convection à diverses échelles.

D'autre part, l'utilisation de l'algorithme COARE 3 dans un modèle couplé ou dans le modèle LMDZ couplé à une couche de mélange simple (slab-ocean) permettrait de poursuivre l'étude de l'impact des processus de surface et notamment des CRD sur la variabilité intrasaisonnière atmosphérique. Cela permettrait en outre de quantifier le déficit de variabilité intrasaisonnière de la TSO dans les modèles couplés, déficit qui pourrait être dû à la non prise en compte de ces phénomènes.

Annexe 1 - Calcul des flux turbulents à la surface (COARE 3)

La modélisation de l'évolution de la Couche de Réchauffement Diurne (CRD) nécessite la donnée des flux radiatifs nets à la surface et le calcul à chaque pas de temps des flux turbulents (cf. les termes τ et Q ci-dessus) ou la donnée de ces flux. L'algorithme COARE utilisé dans cette étude pour modéliser les CRD se base sur une formulation globale (dite « bulk ») et la théorie de similitude de Monin et Obukhov (1954).

Les moyennes de Reynolds définissent les flux turbulents de moment (τ), de chaleur sensible (H_S) et de chaleur latente (H_L) par,

$$\begin{aligned}\tau &= -\rho_a \overline{w' u'} \\ H_S &= \rho_a C_{pa} \overline{w' \theta'} \\ H_L &= \rho_a L_e \overline{w' q'}\end{aligned}\tag{1}$$

où w' et u' (ms^{-1}), θ' (K), q' (kg kg^{-1}) sont respectivement les fluctuations turbulentes du vent vertical et horizontal, de la température potentielle et du rapport de mélange de la vapeur d'eau dans la couche de surface. La couche de surface est la mince fraction de la couche limite atmosphérique pour laquelle les flux sont considérés comme constants et égaux à leur valeur à la surface. Elle représente environ un dixième de la couche de mélange. La barre horizontale dans l'expression des flux turbulents représente une moyenne spatio-temporelle, ρ_a (kg m^{-3}) est la densité de l'air, C_{pa} ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$) et L_e (J kg^{-1}) la capacité calorifique de l'air humide (considérée comme constante et égale à celle de l'air sec) et la chaleur latente de condensation,

$$L_e = (2.501 - 0.00237 * (T_r - 273.15)) * 10^6\tag{2}$$

avec la température (T) exprimée en K. La densité de l'air est calculée à l'altitude z_r en fonction de la température T_r (K), de la pression P (Pa) et de l'humidité spécifique q_r (kg kg^{-1}),

$$\rho_a = \frac{P}{R_{gaz} T_r (1 + 0.61 q_r)}\tag{3}$$

et la température potentielle θ_r (K) est donnée à l'altitude z_r par,

$$\theta_r = T_r + \frac{g}{C_{pa}} z_r\tag{4}$$

Notons que Fairall *et al* (2003) font l'approximation que l'humidité spécifique est très proche du rapport de mélange (c'est à dire que ce dernier est petit devant 1).

La méthode globale («bulk») est particulièrement adaptée lorsqu'on ne dispose pas des informations à haute fréquence nécessaires à la méthode de Reynolds qui consiste en la mesure les champs turbulents (10 Hz). La méthode globale consiste en l'estimation des flux turbulents par la différence entre les paramètres moyens de surface et d'un niveau de la couche de surface. Elle est très utilisée notamment dans les modèles numériques, mais requiert des conditions relativement homogènes et stationnaires afin d'être applicable. Dans ce cas, on a,

$$\begin{aligned}\tau &= \rho_a C_d M_r (u_s - u_r) \\ H_s &= \rho_a C_{pa} C_h M_r (T_s - \theta_r) \\ H_L &= \rho_a L_e C_e M_r (q_s - q_r)\end{aligned}\quad (5)$$

où C_d , C_{pa} , C_h et C_e sont les coefficients de transferts, l'indice r indique que les paramètres correspondants sont pris à l'altitude de référence z_r . T_s est la température de surface de la mer et u_s est le courant de surface de la mer dans la direction de u_r . q_s est le rapport de mélange à l'interface calculé à partir du rapport de mélange saturant à la pression à la surface Buck (1981), à la température de surface de la mer et de la salinité de surface (kg kg^{-1}) tel que,

$$q_s = \varepsilon \left(\frac{0.98 e_s}{P_s - (1 - \varepsilon) 0.98 e_s} \right) \quad (6)$$

Avec $\varepsilon=0.622$ et e_s la pression de vapeur saturante corrigée du facteur 0.98 pour tenir compte de l'impact de la salinité (Kraus, 1972) .

M_r est le module du vent qui prend en compte les effets des mouvements convectifs à l'échelle sous maille Godfrey & Beljaars (1991). Cette prise en compte est nécessaire dans les conditions de vents très faibles. Ainsi,

$$M_r^2 = U^2 + w_g^2 \quad (7)$$

où l'échelle convective w_g est donnée par,

$$w_g = \beta \left(\frac{g}{T_r} \left(\frac{H_s}{\rho_a C_{pa}} + 0.61 T_r \frac{H_L}{\rho_a L_e} \right) z_i \right)^{1/3} = \beta W \quad (8)$$

où $\beta=1.2$ et W_* est l'échelle de vitesse convective de Fairall et al (1996a).

D'autre part, la théorie de similitude de Monin-Obukhov donne les paramètres d'échelle suivants :

$$\begin{aligned}u_*^2 &= \left| \overline{(w' u')}_s \right| = \frac{|\tau|}{\rho_a} \\ \theta_* &= - \frac{\left| \overline{(w' \theta')}_s \right|}{u_*} \\ q_* &= - \frac{\left| \overline{(w' q')}_s \right|}{u_*}\end{aligned}\quad (9)$$

En injectant ces paramètres d'échelle dans les équations (1) et en comparant à (5), on obtient le lien entre paramètres d'échelle et les coefficients de transferts,

$$\begin{aligned}u_*^2 &= -C_d M_r (u_s - u_r) \\ \theta_* &= -C_T^{1/2} (T_s - \theta_r) \\ q_* &= -C_q^{1/2} (q_s - q_r)\end{aligned}\quad (10)$$

avec

$$\begin{aligned} C_h &= C_T^{1/2} C_d^{1/2} \\ C_e &= C_q^{1/2} C_d^{1/2} \end{aligned} \quad (11)$$

Or, ces coefficients de transferts dépendent de l'instabilité statique et dynamique de la couche de surface et de l'état de la surface océanique. Cet état de la surface est caractérisé par la hauteur de rugosité z_0 . C'est la hauteur à laquelle le vent s'annule lorsqu'on se rapproche de la surface.

Pour une stratification neutre de la couche de surface, le profil du vent est logarithmique. L'application de la théorie de similitude donne la forme,

$$u_r = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{z_r}{z_0} \right) \quad (12)$$

Où k est la constante de Von Karman ($k=0.4$).

D'après (10), on obtient alors le coefficient de transfert dynamique en milieu neutre,

$$C_{dn}^{1/2} = \frac{k}{\ln(z_r/z_0)} \quad (13)$$

La théorie de similitude de Monin-Obukhov définit le gradient adimensionnel (de vent, température et humidité) par,

$$\Phi_X = \frac{kz}{X_*} \frac{\partial X}{\partial z} \quad (\text{où } X=u, T \text{ ou } q) \quad (14)$$

La théorie de similitude de Monin-Obukhov ne s'applique qu'aux conditions de vents relativement forts. D'où l'importance du terme w_g par vent faible pour tenir compte de la turbulence créée par l'instabilité convective statique. La longueur d'Obukhov est définie en fonction de la température potentielle virtuelle θ_v et le paramètre d'échelle correspondant θ_{v*} (voir (9)) par,

$$L = \frac{\theta_v u_*^2}{kg\theta_{v*}} \quad (15)$$

Elle est caractéristique de la stabilité de la couche de mélange. Si L est positive, la couche est statiquement stable, la turbulence n'est produite que par le cisaillement du vent. Si elle est négative, elle correspond à la hauteur à laquelle les effets de la flottabilité et du cisaillement s'égalisent.

La relation entre cette longueur et les paramètres globaux est d'après (10) et (15),

$$L = \frac{C_d^{3/2} T_r U^2}{kg(C_h(\theta_s - \theta_r) + 0.61 T_r C_e (q_s - q_r))} \quad (16)$$

Où U doit être remplacé par M_r (7) pour le cas instable pour prendre en compte les effets convectifs, voir Grachev et Fairall (1997).

Les gradients adimensionnels sont des fonctions empiriques de la longueur d'Obukhov dépendant de la stabilité de la couche de surface. $\xi=z/L$ étant le paramètre de stabilité, elles sont données par,

$$\phi_{MK}(\xi) = (1 - a\xi)^{-1/4} \quad (17)$$

Pour $\xi < 0$, cas instable (Businger et al, 1971)

$$\phi_{MC}(\xi) = (1 - b\xi)^{-1/3} \quad (18)$$

Pour $\xi < -1$, cas très instable (Fairall et al, 1996a)

$$\phi_M(\xi) = 1 + e\xi + f(m + g\xi)\exp(-g\xi) \quad (19)$$

Pour $\xi > 0$, cas stable (Beljaars & Holtslag, 1991)

Notons que pour les équations (17) à (19), a, b, e, f, g et m sont des paramètres déterminés expérimentalement.

En intégrant l'expression du gradient adimensionnel de vent, on obtient l'expression générale du profil de vent,

$$u_r = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z_r}{z_0} \right) - \Psi_M(\xi) \right] \quad (20)$$

Où Ψ_M est la fonction de stabilité résultant de l'intégration de l'équation (14) pour le vent selon la forme du gradient adimensionnel donné par le paramètre de stabilité (17), (18) ou (19). Notons que l'on a $\Psi_M(0)=0$ et donc u_r a bien la formulation (12) pour des conditions neutres ($\xi=0$). De même pour T_r et q_r ,

$$\phi_{HK}(\xi) = \phi_{EK}(\xi) = (1 - c\xi)^{-1/2} \quad (21)$$

Pour $\xi < 0$, cas instable (Businger et al, 1971)

$$\phi_{HC}(\xi) = \phi_{EC}(\xi) = (1 - d\xi)^{-1/3} \quad (22)$$

Pour $\xi < -1$, cas convectif (Fairall et al, 1996a)

$$\phi_H(\xi) = \phi_E(\xi) = 1 + (1 + e'\xi)^{3/2} + f(m + g\xi)\exp(-g\xi) \quad (23)$$

Pour $\xi > 0$, cas stable (Beljaars & Holtslag, 1991)

Les cas convectifs ($\xi < -1$, très instables) sont pris en compte en formant une fonction de stabilité de la forme,

$$\Psi_X = \frac{1}{1 + \xi^2} \Psi_{XK} + \frac{\xi^2}{1 + \xi^2} \Psi_{XC} \quad (\text{où } X=M, H \text{ ou } E) \quad (24)$$

qui passe continûment d'une solution type Kansas instable à la solution très instable. De même, en remplaçant z_0 par z_0T ou z_0q et Cdn par CHn ou Cen les coefficients de transfert de moment, chaleur et humidité sont,

$$\begin{aligned}
 C_d^{1/2} &= \frac{C_{dn}^{1/2}}{\left[1 - \frac{C_{dn}^{1/2}}{k} \Psi_M(\xi)\right]} \\
 C_H^{1/2} &= \frac{C_{Hn}^{1/2}}{\left[1 - \frac{C_{Hn}^{1/2}}{k} \Psi_H(\xi)\right]} \\
 C_e^{1/2} &= \frac{C_{en}^{1/2}}{\left[1 - \frac{C_{en}^{1/2}}{k} \Psi_E(\xi)\right]}
 \end{aligned} \tag{25}$$

Or z_0 dépend des paramètres d'échelles (Smith, 1988),

$$z_0 = \chi \frac{u_*^2}{g} + 0.11 \frac{\nu}{u_*} \tag{26}$$

Où ν est la viscosité cinétique de l'air sec. Le paramètre de Charnock χ est constant pour un vent inférieur à 10 ms^{-1} et supérieur à 18 ms^{-1} et dépend linéairement de la vitesse du vent (Fairall et al, 2003) entre 10 et 18 ms^{-1} entre les valeurs 0.011 et 0.018 pour prendre en compte les observations de Yelland et Taylor (1996).

L'algorithme COARE 3 permet de choisir différentes formulations de la hauteur de rugosité. Celle de Oost et al (2002) donne un coefficient de transfert de moment neutre différent de celui de Smith (1980) principalement pour les grandes vitesses de vents de surface (Fig. 1). L'application aux Couches de Réchauffement Diurne (faibles vents nécessaires) de COARE 3 fait que cette paramétrisation n'a pas été retenue. Celle de Taylor et Yelland (2001) donne des résultats différents pour les faibles vents, mais est valable pour des conditions de vagues pleinement développées. La mer est dite pleinement développée quand les vagues ont atteint une amplitude maximale et une fréquence minimale qui sont fonction du vent et de la distance sur laquelle il souffle de manière constante. Il y a alors équilibre entre l'énergie fournie localement par le vent et le transfert d'énergie entre les différentes composantes de vagues et la dissipation par déferlement.

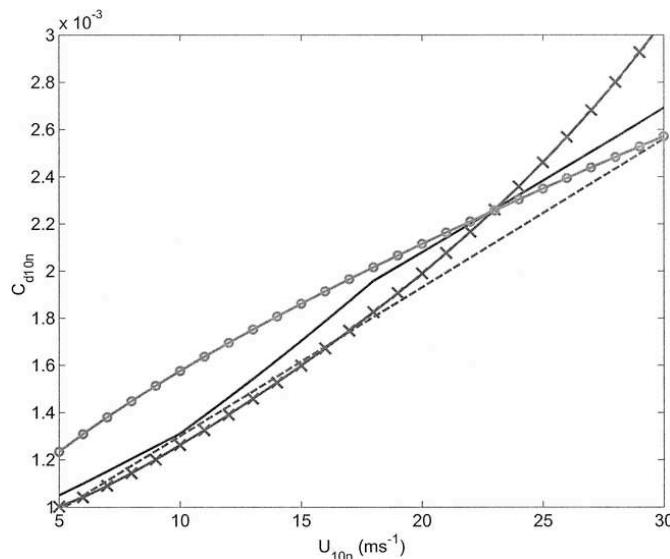


Figure 1. (d'après Fairall *et al.*, 2003) Coefficient de transfert de moment en condition neutre à 10 m en fonction de la vitesse du vent à 10 m. En utilisant la formulation de la hauteur de rugosité de COARE 3 (trait plein), (Smith, 1980) (trait pointillé), (Oost *et al.*, 2002) (croix) et (Taylor & Yelland, 2001) (cercles).

Le paramètre de rugosité et les coefficients de transferts sont interdépendants (cf. (12), (13), (20) et (25)). Pour calculer les coefficients de transferts, il faut donc procéder par itération.

En résumé, l'algorithme COARE 3 procède de la manière suivante :

- i- Lecture des paramètres physiques d'entrée (censés être des mesures).
- ii- Correction de la température de surface en fonction des formations de CRD (lié à l'intégrale temporelle des flux) et de « peau froide » (cool skin).
- iii- Calcul itératif de z_0 et des paramètres d'échelle sur la base de valeurs a priori des coefficients de transfert neutres à 10 m. Grâce à la valeur a priori des paramètres d'échelle basée sur un nombre de Richardson global, la convergence se fait très rapidement (3 itérations).
- iv- Les flux sont calculés pour l'étape ii- du pas de temps suivant.

Notons que dans COARE 3, le flux de chaleur latente est formulé en terme de rapport de mélange de la vapeur d'eau au lieu de l'humidité spécifique. Dans ce cas, la correction de Webb du flux de chaleur latente de COARE 2.5 n'est plus nécessaire (Webb *et al.*, 1980). L'hypothèse de Webb *et al.* (1980) est que le gradient vertical de densité des composants de l'air sec est nul, c'est à dire qu'il n'y a ni source ni puit d'air à la surface (voir Annexe 2).

De plus, l'ajout des gradients adimensionnels de Beljaars et Holtstag (1991) pour les conditions stables supprime les cas pathologiques rencontrés avec COARE 2.5 pour $T_a > T_s$ et par vents faible, cas pour lesquels la longueur d'Obukhov était inapproprié et la boucle itérative (iii) ne convergeait pas. Ceci fait que COARE 3 est mieux adapté que la version précédente (2.5) à une utilisation dans un GCM couplé.

Annexe 2 – Correction de Webb

Webb et al (1980) décrit le problème de la détermination de la condition au limite correcte pour le flux de masse à la surface : Si le flux de chaleur est positif (vers l'atmosphère), les particules d'air ascendantes sont alors plus chaudes que celles qui descendent en moyenne. Si on suppose que le flux vertical de masse d'air sec est nul, il doit nécessairement exister une vitesse verticale moyenne ascendante. Si on ne tient compte que du flux turbulent de chaleur latente, la contribution de au flux de chaleur latente associée à cette vitesse moyenne n'est pas prise en compte. Comme cette vitesse moyenne verticale est trop faible pour être déterminée avec suffisamment de précision, une correction doit être appliquée. Cependant, pour la campagne de mesure COARE, cette correction est significative et était de 4Wm^{-2} en moyenne (Fairall et al, 1996a).

En utilisant la loi de Dalton sur les pressions partielles (d'air sec et de vapeur d'eau) et la loi des gaz parfaits, la perturbation de la densité d'air sec $\rho'_a = \rho_a - \bar{\rho}_a$ s'exprime par,

$$\rho'_a = -\mu \rho'_v - \bar{\rho}_a (1 + \mu \sigma) T' / \bar{T} \quad (1)$$

en négligeant les termes en $(T' / \bar{T})^2$, où $\mu = m_a / m_v$ et $\sigma = \bar{\rho}_v / \bar{\rho}_a$. On repère les grandeurs se rapportant à l'air sec par l'indice a et à la vapeur d'eau par v.

Or, comme le flux vertical moyen d'air sec est supposé nul, on peut écrire,

$$\overline{w\rho_a} = \overline{w} \cdot \bar{\rho}_a + \overline{w' \rho'_a} = 0 \quad (2)$$

Alors en injectant (1) dans (2) nous obtenons l'expression de la vitesse verticale moyenne :

$$\overline{w} = \mu \overline{w' \rho'_v} / \bar{\rho}_a + (1 + \mu \sigma) \overline{w' T' / \bar{T}} \quad (3)$$

Ainsi, en utilisant (3), le flux de chaleur latente s'écrit :

$$H_l = \overline{w' \rho'_v} + \overline{w} \cdot \bar{\rho}_v = \bar{\rho}_a \overline{w' r'} = -\bar{\rho}_a K \partial \bar{r} / \partial z \quad (4)$$

où r est le rapport de mélange et K le coefficient de transfert turbulent. Ainsi, le flux de chaleur latente peut être directement évalué à partir du gradient vertical de rapport de mélange de la vapeur d'eau relativement à l'air sec. Il n'est pas alors nécessaire d'appliquer une correction due aux effets de la variation de densité de l'air humide. Si maintenant, nous exprimons ce flux en fonction de l'humidité relative q, nous obtenons :

$$H_l = -\bar{\rho} (1 - \bar{q})^{-1} K \partial \bar{q} / \partial z = -\bar{\rho} K \partial \bar{q} / \partial z - \bar{\rho} \bar{q} (1 - \bar{q})^{-1} K \partial \bar{q} / \partial z \quad (5)$$

qui est la somme du flux sans correction (premier terme du dernier membre de l'égalité) et du terme de correction due à la variation de densité (second terme). L'équation (5) peut encore s'écrire de la manière suivante en utilisant (3) et la première partie de l'égalité (4) :

$$H_l = -\bar{\rho} K \partial \bar{q} / \partial z + \bar{\rho}_a \overline{wq} \quad (6)$$

faisant ainsi apparaître la correction associée à la vitesse verticale moyenne (deuxième terme du membre de droite).

Annexe 3 – Méthode d’interpolation KRIG

Cette annexe présente la méthode de traitement et d’interpolation utilisées afin de construire les données de température de surface de l’océan « krig » à partir des observations des bouées SVP du réseau canadien du MEDS. Cette présentation est basée sur l’étude d’Hansen et poulain (1996).

- Traitement des données

Premièrement, seules les données de température dans un intervalle acceptable pour des océans tropicaux sont considérées. Pour le Pacifique tropical, cet intervalle est 15°-35°C. Le reste des erreurs dans les séries de températures observées est enlevé en appliquant une méthode itérative : Pour être retenue, il faut que la température T_{i+1} satisfasse :

$$|T_{i+1} - m_i| < \Delta \quad (1)$$

si T_{i+1} satisfait (1) alors m_{i+1} est,

$$m_{i+1} = cT_{i+1} + (1-c)m_i \quad (2)$$

Pour initialiser la procédure on choisit subjectivement pour m_0 la première température valable. c est une constante comprise entre 0 et 1 (pour le Pacifique $c=0.25$) et $\Delta=0.5$ K. La procédure est effectuée pour chaque bouée dans les deux sens (par rapport au déroulement du temps) et seules les températures rejetées lors des deux tests sont finalement considérées comme des erreurs. Ceci permet d’éviter de rejeter trop de températures du fait d’un manque de donnée pendant un temps trop long ou au court de la traversée d’un front en température important. Cependant si pour une bouée, plus de 5% des données sont ainsi rejetées, Δ est augmenté de 0.1K (cette augmentation est répétée au plus deux fois). Si toutefois, plus de 5% des données sont toujours considérées comme mauvaise selon le test décrit ci-dessus, la série temporelle est traitée de manière subjective.

Pour enlever les erreurs de transmission dans les positions des bouées, un seuil sur la vitesse calculée sur deux instants consécutifs est utilisé. Le test est, de même que précédemment, effectué dans les deux sens selon le temps. Le seuil utilisé est 2.47 ms^{-1} , dans le cas d’erreurs persistantes, un second seuil de 1.54 ms^{-1} est utilisé.

- Interpolation des données

Les valeurs interpolées x_0 sont déterminées comme une combinaison linéaire de n ($n=10$) observations voisines x_i

$$x_0 = \sum_{i=1}^n w_i x_i \quad (3)$$

les poids w_i sont déterminés tels que σ soit minimale, avec,

$$\sigma^2 = \langle (\hat{x} - x_0)^2 \rangle \quad (4)$$

et la contrainte,

$$\sum_{i=1}^n w_i - 1 = 0 \quad (5)$$

où \hat{x} est la vraie valeur au point de l’interpolation et les crochets symbolisent une moyenne temporelle. Pour calculer σ , on introduit la fonction de structure S_{ij} définie par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left\langle (x_i - x_j)^2 \right\rangle \quad (6)$$

Comme la température de surface a un cycle potentiellement très marqué, il faut en tenir compte dans la fonction de structure qui a pour forme, ici,

$$S_{ij} = \alpha(t_i - t_j)^\beta + \gamma(1 - \cos 2\pi(t_i - t_j)) \quad (7)$$

où les coefficients α , β et γ sont d’abord déterminés empiriquement. Hansen et Poulain (1996) trouvent pour le Pacifique tropical des valeurs très diverses pour le premier coefficient, $\alpha=0.65 \times 10^{-2} \text{ K}^2$ pour le Pacifique ouest, $\alpha=1.7 \times 10^{-2} \text{ K}^2$ pour le Pacifique nord-est et $\alpha=1.2 \times 10^{-2} \text{ K}^2$ pour le sud-est. De plus, on a $\beta=1$ et $\gamma=0.7 \text{ K}^2$. Ces paramètres sont ajustés de manière à minimiser l’erreur entre la fonction de structure et les observations.

en utilisant (6) et (3), (4) devient,

$$\sigma^2 = 2 \sum_{i=1}^n w_i S_{0i} - \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n w_i w_j S_{ij} + \sum_{i=1}^n w_i^2 \langle e^2 \rangle \quad (8)$$

où $\langle e^2 \rangle = \langle (x_i - \hat{x})^2 \rangle$ est l’erreur quadratique moyenne de l’appareil de mesure. Pour les bouées SVP, $\langle e^2 \rangle = 10^{-2} \text{ K}^2$.

Ainsi, en ajoutant la contrainte sur la somme des poids (5) avec un multiplicateur de Lagrange de 2λ , et en différenciant (7) par rapport à w_i , les poids w_i sont déterminés par le jeu d’équations :

$$S_{0j} = \sum_{i=1}^n w_i S_{ij} - w_j \langle e^2 \rangle + \lambda \quad (9)$$

Une estimation de l’erreur due à l’interpolation est donnée par (8). Elle est cependant très faible dans le cas des températures de surface de l’océan et peut ne pas être prise en compte (Hansen et Poulain, 1996).

Remarquons que la même méthode est appliquée pour les interpolations des positions de bouées avec pour fonction de structure $S_{ij} = \alpha(t_i - t_j)^\beta$, d’après le modèle de mouvement brownien de Mandelbrot et Van Ness (1968).

Bibliographie

- Anderson S. P., R. A. Weller, and R. Lukas, 1996: Surface buoyancy forcing and the mixed layer in the western Pacific warm pool: Observation and 1D model results. *J. Climate*, **9**, 3056–3085.
- Annamalai, H., and K. R. Sperber, 2005: Regional heat sources and the active and break phases of boreal summer intraseasonal (30-50) variability, *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2726-2748.
- Arakawa A., and W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.
- Beljaars A. C. M., and A. A. M. Holtslag, 1991: Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 327–341.
- Bellenger H. and J. P. Duvel 2007 : Intraseasonal perturbations related to the seasonal march of the Indo-Pacific monsoons, *J. Clim.*, Accepted.
- Bengtsson, L., H. Bottger, and M. Kanamitsu, 1982: Simulation of hurricane-type vortices in a general circulation model. *Tellus*, **34**, 440–457..
- Bernie D. J., S. J. Woolnough, J. M. Slingo, and E. Guilyardi, 2005: Modeling diurnal and intraseasonal variability of the ocean mixed layer. *J. Climate*, **18**, 1190–1202.
- Bernie D. J., E. guilyardi G. Madec, S. Woolnough, J. Slingo, 2006: Impact of resolving the diurnal cycle in an ocean-atmosphere GCM. Part 1: A diurnally forced OGCM, *Clim. Dyn.*, (Submitted)
- Berberry, E. H., and J. N. Paegle, 1993: Intraseasonal interactions between the Tropics and extratropics in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1950–1965..
- Bessafi M., and M. C. Wheeler, 2006 : Modulation of South Indian Ocean Tropical Cyclones by the Madden–Julian Oscillation and Convectively Coupled Equatorial Waves, *Mon. Wea. Rev.* , **134**, 638–656
- Betts A. K., 1986: A new convective adjustment scheme. Part I: Observational and theoretical basis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 677–691.
- Betts A. K., M. Zhao, P. A. Dirmeyer, A. C. M. Beljaars, 2006 : Comparison of ERA40 and NCEP/DOE near-surface data sets with other ISLSCP-II data sets, *J. Geophys. Res.*, **111**, D22S04, doi:10.1029/2006JD007174.
- Bhat G. S., J. Srinivasan, and S. Gadgil, 1996: Tropical deep convection, convective available potential energy and sea surface temperature. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 155–166.
- Bhat GS, Vecchi GA, Gadgil S, 2004 : Sea Surface Temperature of the Bay of Bengal Derived from the TRMM Microwave Imager, *J. Atmos. Oceanic Technol* , **21**, 1283–1290
- Bhat G. S., 2006 : Near-surface temperature inversion over the Arabian Sea due to natural aerosols, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L02802, doi:10.1029/2005GL024157.
- Bjerknes, J.,1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Weather Rev.*, **97**,163-172.
- Buck, A.L., 1981: New equations for computng vapor pressure and enhancement factor, *J. Appl. Meteor.*, **20**, 1527-1532.
- Businger J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, and E. F. Bradley, 1971: Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181–189.

- Chao W., and S.-J. Lin, 1994: Tropical intraseasonal oscillation, super cloud clusters, and cumulus convection schemes. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1282–1297..
- Charney, J. G., and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68–75..
- Chen, S. S., and R. A. Houze, 1997: Diurnal variation and life-cycle of deep convective systems over the tropical Pacific warm pool. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 357–388..
- Chiang J. C. H., S. Z. Zebiak, and M. A. Cane, 2001: Relative roles of elevated heating and surface temperature gradients in driving anomalous surface winds over the tropical oceans. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1371–1394.
- Clayson C. A., B. Strahl, and J. Schrage, 2002: 2–3-day convective variability in the tropical western Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 529–548.
- Clayson, C. A., and A. Chen , 2002 : Sensitivity of a coupled single-column model in the tropics to treatment of the interfacial parameterizations, *J. Clim.*, **15**, 1805–1831.
- Costa AA, Cotton WR, Walko RL, Pielke RA, 2001 : Coupled Ocean-Cloud-Resolving Simulations of the Air–Sea Interaction over the Equatorial Western Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3357–3375
- Cronin M. F., and M. J. McPhaden, 1998: Upper ocean salinity balance in the western equatorial Pacific. *J. Geophys. Res.*, **103**, 27567–27587.
- Danabasoglu G., W. Large, J. Tribbia, P. Gent, and B. Briegleb, 2006: Diurnal coupling in the tropical oceans of CCSM3. *J. Climate*, **19**, 2347–2365.
- de Boyer Montégut, C., G. Madec, A. S. Fischer, A. Lazar, and D. Iudicone, 2004: Mixed layer depth over the global ocean: An examination of profile data and a profile-based climatology, *J. Geophys. Res.*, **109**, C12003.
- Deser C., and C. A. Smith, 1998: Diurnal and semidiurnal variations of the surface wind field over the tropical Pacific ocean. *J. Climate*, **11**, 1730–1748.
- Duvel, J. P., R. Roca, and J. Vialard, 2004: Ocean mixed layer temperature variations induced by intraseasonal convective perturbations over the Indian Ocean, *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1004-1023.
- Duvel, J. P. and J. Vialard, 2006: Indo-Pacific Sea Surface Temperature Perturbations Associated with Intraseasonal Oscillation of the Tropical Convection, *J. Clim.*, (in press).
- Emanuel, K. A., 1987: An air–sea interaction model of intraseasonal oscillations in the Tropics. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2324–2340..
- Emanuel, K. A., 1989: The finite-amplitude nature of tropical cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3431–3456..
- Emanuel K. A., 1991a: A scheme for representing cumulus convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2313–2335.
- Emanuel, K. A., 1994: *Atmospheric Convection*. Oxford University Press, 580 pp..
- Fairall C. W., E. F. Bradley, J. S. Godfrey, G. A. Wick, J. B. Edson, and G. S. Young, 1996a: Cool-skin and warm-layer effects on sea surface temperature. *J. Geophys. Res.*, **101**, 1295–1308.
- Fairall C. W., E. F. Bradley, D. P. Rogers, J. B. Edson, and G. S. Young, 1996b: Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment. *J. Geophys. Res.*, **101**, 3747–3764.
- Fairall CW, Bradley EF, Hare JE, Grachev AA, Edson JB, 2003 : Bulk Parameterization of Air–Sea Fluxes: Updates and Verification for the COARE Algorithm. *J. Clim.*, **16**, 571–591
- Fasullo, J., 2004 : A stratified diagnosis of the Indian monsoon–Eurasian snow cover

- relationship, *J. Clim.*, **17**, 1110–1122.
- Fasullo, J. and P. J. Webster, 2003: A Hydrological Definition of Indian Monsoon Onset and Withdrawal, *J. Clim.*, **16**, 3200-3211.
- Flament, P., J. Firing, M. Sawyer, and C. Trefois, 1994 : Amplitude and horizontal structure of a large diurnal sea surface warming event during the coastal ocean dynamics experiment, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 124–139.
- Flatau, M. K., P. J. Flatau, and D. Rudnick, 2001: The dynamics of double Monsoon Onset, *J. Clim.*, **14**, 4130-4146.
- Feng M., P. Hacker, and R. Lukas, 1998: Upper ocean heat and salt balances in response to a westerly wind burst in the western equatorial Pacific during TOGA-COARE, *J. Geophys. Res.*, **103**, 10289-10311.
- Feng M, Lukas R, Hacker P, Weller RA, Anderson SP (2000) Upper-Ocean Heat and Salt Balances in the Western Equatorial Pacific in Response to the Intraseasonal Oscillation during TOGA COARE. *J. Clim.*, **13**, 2409–2427
- Feng, L. and J. Li, 2006: A comparison of latent heat fluxes over global oceans for ERA and NCEP with GSSTF2, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L03810,doi:10.1029/2005GL024677.
- Fouquart, Y. and B. Bonnel, 1980: Computations of solar heating of the earth's atmosphere: a new parametization, *Contrib. Atmos. Phys.*, **53**, 35-62.
- Fu X., B. Wang, T. Li, and J. P. McCreary, 2003: Coupling between northward-propagating, intraseasonal oscillations and sea surface temperature in the Indian Ocean. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1733–1753.
- Fu X., and B. Wang, 2004: Differences of boreal summer intraseasonal oscillations simulated in an atmosphere–ocean coupled model and an atmosphere-only model. *J. Climate*, **17**, 1263–1271.
- Fu X., B. Wang, and L. Tao, 2006: Satellite data reveal the 3-D moisture structure of tropical intraseasonal oscillation and its coupling with underlying ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L03705, doi:10.1029/2005GL025074.
- Gadgil, S., P. V. Joseph, and N. V. Joshi, 1984: Ocean–atmosphere coupling over monsoon regions. *Nature*, **312**, 141–143..
- Gentemann, C. L., C. J. Donlon, A. Stuart-Menteth, and F. J. Wentz, 2003 : Diurnal signals in satellite sea surface temperature measurements, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1140, doi:10.1029/2002GL016291.
- Gill, A. E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447-462.
- Godfrey J. S., and A. C. M. Beljaars, 1991: On the turbulent fluxes of buoyancy, heat, and moisture at the air–sea interface at low wind speeds. *J. Geophys. Res.*, **96**, 22043–22048.
- Goswami B. N., Mohan R. S. A. 2001: Intraseasonal Oscillations and Interannual Variability of the Indian Summer Monsoon. *Journal of Climate*, **14**, 1180–1198
- Goswami B. N., 2005 : South Asian Monsoon, *Intraseasonal Variability in the atmosphere-ocean climate system*, edited by K.M. Lau and D. E. Waliser, Springer.
- Gosnell, R., C. W. Fairall, and P. J. Webster, 1995: The sensible heat of rainfall in the tropical ocean. *J. Geophys. Res.*, **100**, 18437–18442..
- Goulet, L., and J. P. Duvel, 2000: A new approach to detect and characterize intermittent atmospheric oscillations: Application to the intraseasonal oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2397-2416.
- Grachev A. A., and C. W. Fairall, 1997: Dependence of the Monin–Obukhov stability

- parameter on the bulk Richardson number over the ocean. *J. Appl. Meteor.*, **36**, 406–414.
- Graham N. E., and T. P. Barnett, 1987: Sea surface temperature, surface wind divergence, and convection over tropical oceans. *Science*, **238**, 657–659.
- Gregory, D., 2002 : The mass-flux approach to the parametrization of deep convection, *Meteorological Training Course Lecture Series*, ECMWF.
- Gualdi, S., A. Navarra, M. Fischer, 1999 : The tropical intraseasonal oscillation in a coupled ocean - atmosphere general circulation model, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2973-2976, 10.1029/1999GL010414.
- Guichard, F. J.C. petch, J.-L. Redelsperger, P. Bechtold, J.-P. Chaboureau, S. Cheinet, W. Grabowski, H. Grenier, C.G. Jones, M.Kohler, J.-M. Piriou, R. Tailleux and M Tomasini, 2004 : Modelling the diurnal cycle of deep precipitating convection over land with cloud resolving models and single-column models, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 3139-3172.
- Gutzler, D. S. and R. A. Madden, 1989: Seasonal variations in the spatial structure of intraseasonal tropical wind fluctuations, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 641-660.
- Hansen D. V., and P.-M. Poulain, 1996: Quality control and interpolations of WOCE-TOGA drifter data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **13**, 900–909..
- Harrison, D. E., and G. A. Vecchi, 2001: January 1999 Indian Ocean cooling event, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3717-3720.
- Hartmann, D., and E. Recker, 1986: Diurnal variation of outgoing radiation in the tropics. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 800–812..
- Hartmann, D., M. Michelsen, and S. Klein, 1992: Seasonal variations of tropical intraseasonal oscillations: a 20-25-day oscillation in the western Pacific, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1277-1289.
- Hendon, H. H., and B. Liebmann, 1990: A composite study of onset of the Australian Summer Monsoon, *J. Atmos. Sci.*, **18**, 2227-2240.
- Hendon H., and M. L. Salby, 1994: The life cycle of the Madden–Julian oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2207–2219.
- Hendon H. H., 2000: Impact of air–sea coupling on the Madden–Julian oscillation in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3939–3951.
- Hendon H. H., 2005 : Air-Sea interaction, *Intraseasonal Variability in the atmosphere-ocean climate system*, edited by K.M. Lau and D. E. Waliser, Springer.
- Ho, L., and B. Wang, 2002: The time structure of the Asian-Pacific summer monsoon: a fast annual cycle view, *J. Clim.*, **15**, 2001-2019.
- Hourdin F. and coauthors, 2006: The LMDZ4 general circulation model: climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection, *Clim. Dyn.*, **27**, 787-813.
- Houze R. A., 1989: Observed structure of mesoscale convective systems and implications for large-scale heating. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **115**, 425–461..
- Houze R. A., 1997: Stratiform precipitation in regions of convection: A meteorological paradox? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2179–2196.
- Houze, R. A., 2004 : Mesoscale convective systems, *Rev Geophys.*, **42**.
- Hsu H. H., 2005 : East asian monsoon, *Intraseasonal Variability in the atmosphere-ocean climate system*, edited by K.M. Lau and D. E. Waliser, Springer.
- Hu Q., and D. A. Randall, 1994: Low-frequency oscillation in radiative–convective systems. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1089–1099.

- Inness, P. M., and J. M. Slingo, 2003: Simulation of the Madden–Julian Oscillation in a Coupled General Circulation Model. Part I: Comparison with Observations and an Atmosphere-Only GCM. *J. Climate*, **16**, 345–364.
- Inness P. M., J. M. Slingo, E. Guilyardi, and J. Cole, 2003: Simulation of the Madden–Julian oscillation in a coupled general circulation model. Part II: The role of the basic state. *J. Climate*, **16**, 365–384.
- Jiang, X.-A., and T. Li, 2005 : Reinitiation if the boreal summer intraseasonal oscillation in the tropical Indian Ocean, *J. Clim.*, **18**, 3777-3795.
- Johnson R. H., T. M. Rickenbach, S. A. Rutledge, P. E. Ciesielski, and W. H. Schubert, 1999: Trimodal characteristics of tropical convection. *J. Climate*, **12**, 2397–2418.
- Johnson RH, Ciesielski PE, Cotturone JA, 2001 : Multiscale Variability of the Atmospheric Mixed Layer over the Western Pacific Warm Pool. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2729–2750
- Joseph, P. V., and S. Sijikumar, 2004: Intraseasonal variability of the low-level jet stream of the Asian summer monsoon, *J. Clim.*, **17**, 1449-1458.
- Julian, P. R., 1971: Some aspects of variance spectra of synoptic scale tropospheric wind components in midlatitudes and in the tropics, *Mon. Wea. Rev.*, **99**, 954-965.
- Kalnay E., Coauthors,, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437–471.
- Kantha, L. H., and C. A. Clayson, 1994 : An improved mixed-layer model for geophysical applications, *J. Geophys. Res.*, **99**, 25,235–25,266.
- Kawai Y., and H. Kawamura, 2000: Study on a platform effect in the in situ sea surface temperature observations under weak wind and clear sky conditions using numerical models, *J. Amtos. Oceanic Technol.* , **17**, 185-196.
- Kawai Y., and H. Kawamura, 2002: Evaluation of the diurnal warming of sea surface temperature using satellite-derived marine meteorological data. *J. Oceanogr.*, **58**, 805–814.
- Kawamura, R. 1988 : Intraseasonal variability of sea syrface temperature over the tropical western Pacific, *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 1007-1012.
- Kawamura, R., 1991: Air–sea coupled modes on intraseasonal and interannual time scales over the tropical western Pacific. *J. Geophys. Res.*, **96**, 3165–3172..
- Kemball-Cook, S. and, B. Wang, 2001: Equatorial waves and air-sea interaction in the boreal summer intraseasonal oscillation, *J. Clim.*, **14**, 2923-2942.
- Kikuchi, K. and Y. Takayabu, 2004: The development of organized convecin associated with the MJO during TOGA COARE IOP: Trimodal characteristics, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L10101.
- Kondo, J., Y. Sasano, and T. Ishii, 1979: On wind driven current and temperature profiles with diurnall period in the oceanic planetary boundary layer, *J. Phys. Oceananogr.*, **9**, 360-372
- Kraus E. B. 1972: Atmosphere-Ocean Interaction, *Oxford Claredon Press*, pp.155.
- Krishnamurthy, V. and, J. Shukla, 2000: Intraseasonal and interannual variability of rainfall over India, *J. Clim.*, **13**, 4366-4377.
- Kuo H. L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci*, **31**, 1232–1240.
- Lau K.-M., and P. H. Chan, 1985: Aspects of the 40–50 day oscillation during the northern winter as inferred from outgoing longwave radiation. *Mon. Wea. Rev*, **113**, 1889–1909.
- Lau K.-M., and P. H. Chan, 1986: Aspects of the 40–50 day oscillation during the northern summer as inferred from outgoing longwave radiation. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1354–1367.

- Lau K.-M., and L. Peng, 1987: Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part I: Basic theory. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 950–972.
- Lau K.-M., and C.-H. Sui, 1997: Mechanisms of short-term sea surface temperature regulation: Observations during TOGA COARE. *J. Climate*, **10**, 465–472.
- Laval K., R. Sadourny, and Y. Serafini, 1981 : Land surface processes in a simplified general circulation model, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **17**, 129-150.
- Lawrence, D.M., and P.J. Webster, 2002: The Boreal Summer Intraseasonal Oscillation: Relationship between Northward and Eastward Movement of Convection. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1593–1606
- Lengaigne M., J.-P. Boulanger, C. Menkes, S. Masson, G. Madec, and P. Delecluse, 2002: Ocean response to the March 1997 westerly wind event. *J. Geophys. Res.*, **107**, 8015, doi:10.1029/2001JC000841.
- Liebmann, B., H. H. Hendon, and J. D. Glick, 1994: The relationship between tropical cyclones of the western Pacific and Indian Oceans and the Madden-Julian Oscillation, *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 401-412.
- Liebmann B., and C. A. Smith, 1996: Description of a complete (interpolated) outgoing longwave radiation dataset. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 1275–1277.
- Lin X., and R. H. Johnson, 1996: Kinematic and thermodynamic characteristics of the flow over the western Pacific warm pool during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 695–715.
- Lindzen, R.S., 1974: Wave-CISK in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 156-179.
- Lindzen, R. S. and S. Nigam, 1987: On the role of sea surface temperature gradients in forcing low level winds and convergence in the tropics, *J. Atmo. Sci.*, **45**, 2440-2458.
- Lukas R., and E. Lindstrom, 1991: The mixed layer of the western equatorial Pacific ocean. *J. Geophys. Res.*, **96**, 3343–3357, (Suppl.).
- Madden R. A., and P. R. Julian, 1972: Description of global-scale circulation cells in the Tropics with a 40–50 day period. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109–1123.
- Madden, R. A., 1986 : Seasonal variations of the 40-50 day oscillation in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 3138-3158.
- Majda A. J., and M. G. Shefter, 2001: Models for stratiform instability and convectively coupled waves. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1567–1584.
- Maloney ED, Hartmann DL 1998 : Frictional Moisture Convergence in a Composite Life Cycle of the Madden–Julian Oscillation. *J. Clim.*, **11**, 2387–2403
- Maloney E. D., and J. T. Kiehl, 2002: Intraseasonal eastern Pacific precipitation and SST variations in a GCM coupled to a slab ocean model. *J. Climate*, **15**, 2989–3007.
- Maloney, E. D., and A. H. Sobel, 2004: Surface fluxes and ocean coupling in the tropical intraseasonal oscillation, *J. Clim.*, **17**, 4368-4386.
- Maloney ED, SK Esbensen , 2005: A Modeling Study of Summertime East Pacific Wind-Induced Ocean–Atmosphere Exchange in the Intraseasonal Oscillation. *J. Clim.*, **18**, 568–584
- Manabe, S., J. Smagorinsky, and R. F. Strickler, 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrological cycle. *Mon. Wea. Rev.*, **93**, 769–798..
- Mandelbrot, B.B.,and J.W. Van Ness, 1968 : fractional brownian motions, fractional noises and applications. *SIAM Rev.*, **10**, 422-437.
- Mapes B. E., 2000: Convective inhibition, subgrid-scale triggering energy, and stratiform instability in a toy tropical wave model. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1515–1535.
- Masson, S., P. Delecluse, J.-P. Boulanger, and C. Menkes, 2002 : A model study of the

- seasonal variability and formation mechanisms of the barrier layer in the eastern equatorial Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2001JC000832.
- Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25–43..
- Matthews A. J., 2000: Propagation mechanisms for the Madden– Julian oscillation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 2637–2652.
- Matthews A.J., 2004: The atmospheric response to observed intraseasonal tropical sea surface temperature anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L14107, doi:10.1029/2004GL020474.
- McCreary, J.P., K.E. Kohler, R.R. Hood, S Smith, J Kindle, A.S. Fischer, and R A Weller, 2001 : Influences of diurnal and intraseasonal forcing on mixed-layer and biological variability in the central Arabian Sea, *J. Geophys. Res.*, **106**, 7139-7155.
- Meehl, G. A., 1994: Influence of the land surface in the asian summer monsoon: external conditions versus internal feedbacks, *J. Clim.*, **7**, 1033-1049.
- Monin, A. S., and A. M. Obukhov, 1954: Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground, *Tr. Akad. Nauk., SSSR Geophys. Inst.*, **24**, 1963-1987.
- Morcrette, J.-J., L. Smith, and Y. Fouquart, 1986: Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations, *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 455-469.
- Murakami, T., L.X. Chen, and, A. Xie, 1986: Relationship among seasonal cycles, low-frequency oscillations and transient disturbances as revealed from outgoing longwave radiation data, *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1456-1465.
- Nakazawa, T., 1988: Tropical super clusters within intraseasonal variations over the western Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 823–839.
- Neelin J. D., I. M. Held, and K. H. Cook, 1987: Evaporation–wind feedback and low-frequency variability in the tropical atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2341–2348.
- Neelin, J. D., 1989: On the interpretation of the Gill model, *J. Atmo. Sci.*, **46**, 2466-2468.
- Oost W. A., G. J. Komen, C. M. J. Jacobs, and C. van Oort, 2002: New evidence for a relation between wind stress and wave age from measurements during ASGAMAGE. *Bound.-Layer Meteor.*, **103**, 409–438.
- Palmen, E. H., 1948: On the formation and structure of tropical cyclones. *Geophysica*, **3**, 26–38..
- Panofsky , H. A. and J. A. Dutton, 1984: *Atmospheric turbulence*, 397pp. Wiley-Intersci., New-York.
- Philander, S. G., 1990: El Niño, La Niña and the Southern Oscillation, *Academic Press*, London, 289 pp..
- Price J. F., R. A. Weller, and R. Pinkel, 1986: Diurnal cycling: Observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling, and wind mixing. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8411–8427.
- Rajendran, K., A. Kitoh, and S. Yukimoto, 2004 : South and East Asian summer monsoon climate and variation in MRI coupled model (MRI-CGCM2), *J. Clim.*, **17**, 763-782.
- Ramanathan, V., and W. Collins, 1991: Thermodynamic regulation of ocean warming by cirrus clouds deduced from observations of the 1987 El Niño. *Nature*, **351**, 27–32..
- Rasch P. J., M. J. Stevens, L. Ricciardulli, A. Dai, R. Wood, B. Boville, B. Eaton, and J. J. Hack, 2006: Characterization of tropical transient activity in the CAM3 atmospheric hydrologic cycle. *J. Climate*, **19**, 2243–2266.
- Raymond D. J., 2001: A new model of the Madden–Julian oscillation. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2807–2819.

- Reynolds, R. W., and T. M. Smith, 1994: Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation, *J. Clim.*, **7**, 1195–1202.
- Rickenbach T. M., and S. A. Rutledge, 1998: Convection in TOGA COARE: Horizontal scale, morphology, and rainfall production. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2715–2729.
- Rio, M.-H., and F. Hernandez, 2003 : A mean dynamic topography computed over the world ocean from altimetry, in situ measurements, and a geoid model, *J. Geophys. Res.*, **109**, C12032, doi:10.1029/2003JC002226.
- Rui H. and B. Wang, 1990: Development characteristics and dynamic structure of tropical intraseasonal convection anomalies, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 357–379.
- Saji N. H., B. N. Goswami, P. N. Vinayachandran, and T. Yamagata, 1999: A dipole mode in the tropical Indian Ocean. *Nature*, **401**, 360–363.
- Saji N. H., S.-P. Xie, C.-Y. Tam, 2006 : Satellite observations of intense intraseasonal cooling events in the tropical south Indian Ocean, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L14704, doi:10.1029/2006GL026525.
- Sadourny R. and K. Laval, 1984: January and July performance of the LMD general circulation model, in *New Perspectives in Climate Modeling*, edited by A. Berger and C. Nicolis, Elsevier, 173–197.
- Saunders, P. M., 1967: The temperature at the ocean-air interface, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 269–273.
- Scott J. D., and M. A Alexander, 1999: Net shortwave fluxes over the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 3167–3174.
- Sengupta, D., and M. Ravichandran, 2001: Oscillations of Bay of Bengal sea surface temperature during the 1998 summer monsoon, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2033–2036.
- Shenoi, S. S. C., D. Shankar, and S. R. Shetye, 2002: Differences in heat budgets of near-surface Arabian Sea and Bay of Bengal: Implications for the summer monsoon. *J. Geophys. Res.*, **107** (C6), 3052, doi:10.1029/2000JC000679.
- Shinoda T., and H. H. Hendon, 1998: Mixed layer modeling of intraseasonal variability in the tropical western Pacific and Indian oceans. *J. Climate*, **11**, 2668–2685.
- Shinoda T., H. H. Hendon, and J. Glick, 1998: Intraseasonal variability of surface fluxes and sea surface temperature in the tropical western Pacific and Indian Oceans. *J. Climate*, **11**, 1685–1702.
- Slingo J. M., D. P. Rowell, K. R. Sperber, and F. Nortley, 1999: On the predictability of the interannual behaviour of the Madden– Julian oscillation and its relationship with El Niño. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 583–609.
- Slingo, J., 2003: Monsoon, Overview, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, edited by J. R. Holton, J. A. Curry and J. A. Pyle, Academic Press, Elsevier Science.
- Smith S. D., 1988: Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *J. Geophys. Res.*, **93**, 15467–15472.
- Smith S. D., 1980: Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 709–726.
- Sobel, A. H., and H. Gildor, 2003: A simple time-dependent model of SST hot spots. *J. Clim.*, **16**, 3978–3992.
- Soloviev, A. V., 1982: On the vertical structure of the ocean thin surface layer at light wind, *Dokl. Acad. Sci. USSR, Earth Sci. Serr.*, Engl. Transl., **18**, 751–760.
- Sperber K. R., J. M. Slingo, and H. Annamalai, 2000: Predictability and the relationship between subseasonal and interannual variability during the Asian summer monsoon. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 2545–2574.

- Sperber K. R., 2003: Propagation and vertical structure of the Madden–Julian oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 3018–3037.
- Stephens, G. L., P.J. Webster, R. H. Johnson, R. Engelen and T. L'Ecuyer, 2004: Observational Evidence for the Mutual Regulation of the Tropical Hydrological Cycle and Tropical Sea Surface Temperatures. *J. Clim.*, **17**, 2213–2224.
- Stramma, L., P. Cornillon, R. A. Weller, J. F. Price, and M. G. Briscoe, 1986 : Large diurnal sea surface temperature variability: Satellite and in situ measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 827–837.
- Stuart-Menteth A. C., I. S. Robinson, and P. G. Challenor, 2003: A global study of diurnal warming using satellite-derived sea surface temperature. *J. Geophys. Res.*, **108**, 3155, doi:10.1029/2002JC001534.
- Sui, C.-H., K.-M. Lau, Y. N. Takayabu, and D. A. Short, 1997: Diurnal variations in tropical oceanic cumulus convection during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 639–655..
- Takayabu, Y. N., K. M. Lau, and C. H. Sui, 1996 : Observation of a quasi-2-day wave during TOGA-COARE, *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 1892-1913.
- Takayabu Y. N., T. Iguchi, M. Kachi, A. Shibata, and H. Kanzawa, 1999: Abrupt termination of the 1997–98 El Niño in response to a Madden–Julian oscillation. *Nature*, **402**, 279–282.
- Tanahashi, S., H. Kawamura, T. Matsuura, T. Takahashi, and H. Yusa, 2000 : Improved estimates of hourly insolation from GMS S-VISSR data, *Remote Sens. Environ.*, **74**, 409–413.
- Tanahashi, S., H. Kawamura, T. Matsuura, T. Takahashi, and H. Yusa, 2001 : A system to distribute satellite incident solar radiation in real-time, *Remote Sens. Environ.*, **75**, 412–422.
- Taylor P. K., and M. A. Yelland, 2001: The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 572–590.
- Tiedtke M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779–1800.
- Uppala, S. M. and coauthors, 2005 : The ERA-40 re-analysis, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 2161-3012.
- Vecchi, G. A., and D. E. Harrison, 2002: Monsoon breaks and subseasonal sea surface temperature variability in the Bay of Bengal, *J. Clim.*, **15**, 1485–1493.
- Vernekar, A. D., J. Zhou, and J. Shukla, 1995: The effect of Eurasian snow cover on the Indian monsoon. *J. Climate*, **8**, 248–266..
- Waliser, D. E., N. E. Graham, and C. Gautier, 1993: Comparison of the highly reflective cloud and outgoing longwave datasets for use in estimating tropical deep convection. *J. Climate*, **6**, 331–353..
- Waliser, D. E., K. M. Lau, J.-H. Kim, 1999: The Influence of Coupled Sea Surface Temperatures on the Madden–Julian Oscillation: A Model Perturbation Experiment. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 333–358.
- Waliser , D. E., 2003: Inter Tropical Convergence Zones, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, edited by J. R. Holton, J. A. Curry and J. A. Pyle, Academic Press, Elsevier Science.
- Waliser, 2005 : Predictability and forecasting, *Intraseasonal Variability in the atmosphere-ocean climate system*, edited by K.M. Lau and D. E. Waliser, Springer.
- Walker, G. T., 1923: Correlation in seasonal variations of weather VIII: a preliminary study of world weather, *Mem. Indian Meteor. Dept.*, **24**, 75-131.
- Walker, G. T., 1924: Correlation in seasonal variations of weather IX: a further study of

- world weather, *Mem. Indian Meteor. Dept.*, **25**, 275–332.
- Wang, B., 1988: Dynamics of tropical low-frequency waves: An analysis of the moist Kelvin wave. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2051–2065..
- Wang B., and H. Rui, 1990: Synoptic climatology of transient tropical intraseasonal convection anomalies: 1975–1985. *Meteor. Atmos. Phys.*, **44**, 43–61.
- Wang B., and T. Li, 1994: Convective interaction with boundary layer dynamics in the development of a tropical intraseasonal system. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1386–1400.
- Wang, B., and X. Xu, 1997: Northern hemisphere summer monsoon singularities and climatological intraseasonal oscillation, *J. Clim.*, **10**, 1071–1085.
- Wang B, Xie X 1998: Coupled Modes of the Warm Pool Climate System. Part I: The Role of Air–Sea Interaction in Maintaining Madden–Julian Oscillation. *J. Clim.*, **11**, 2116–2135
- Wang, B., and L. Ho, 2002: Rainy season of the Asian-Pacific summer monsoon, *J. Clim.*, **15**, 386–398.
- Wang, B., and Q. Ding, 2006: Changes in global monsoon precipitation over the past 56 years, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L06711.
- Wang, C., and J. Picaut, 2004: Understanding ENSO Physics- Areview, in: Earth’s Climate: The Ocean-Atmosphere Interaction, *AGU Geophysical Monograph Series*, **147**, 21–48.
- Ward B., 2006: Near-surface ocean temperature, *J. Geophys. Res.*, **111**, doi: 10.1029/2004JC002689.
- Watterson I. G., 2002: The sensitivity of subannual and intraseasonal tropical variability to model ocean mixed layer depth. *J. Geophys. Res.*, **107**, 4020, doi:10.1029/2001JD000671.
- Webb E. K., G. I. Pearman, and R. Leuning, 1980: Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 85–100.
- Webster P. J., C. A. Clayson, and J. A. Curry, 1996: Clouds, radiation, and the diurnal cycle of sea surface temperature in the tropical western Pacific. *J. Climate*, **9**, 1712–1730.
- Weickmann K. M., G. R. Lussky, and J. E. Kutzbach, 1985: Intraseasonal (30–60 day) fluctuations of outgoing longwave radiation and 250 mb streamfunction during northern winter. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 941–961.
- Weller R., and S. Anderson, 1996: Surface meteorology and air–sea fluxes in the western equatorial Pacific warm pool during the TOGA Coupled Ocean–Atmosphere Response Experiment. *J. Climate*, **9**, 1959–1991.
- Wentz F. J., C. Gentemann, D. Smith, and D. Chelton, 2000: Satellite measurements of sea surface temperature through clouds. *Science*, **288**, 847–850.
- Wheeler M., and G. N. Kiladis, 1999: Convectively coupled equatorial waves: Analysis of clouds and temperature in the wavenumber–frequency domain. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 374–399.
- Wheeler M., G. N. Kiladis, and P. J. Webster, 2000: Large-scale dynamical fields associated with convectively coupled equatorial waves. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 613–640.
- Wheeler M., and H. H. Hendon, 2004 : An all-season real-time multivariate MJO index : development of an index for monitoring and prediction, *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 1917–1932.
- Wick G. A., W. J. Emery, L. H. Kantha, and P. Schlussel, 1996: The behavior of the bulk-skin sea surface temperature difference under varying wind speed and heat flux. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1969–1988.
- Woolnough S. J., J. M. Slingo, and B. J. Hoskins, 2000: The relationship between convection and sea surface temperature on intraseasonal timescales. *J. Climate*, **13**, 2086–2104.

- Woolnough S. J., J. M. Slingo, and B. J. Hoskins, 2001: The organization of tropical convection by intraseasonal sea surface temperature anomalies. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 887–907.
- Wyrtki, K., 1973 : An equatorial jet in the Indian Ocean, *Science*, **181**, 262-264.
- Yamagata , T. and Y. Hayashi, 1984 : A simple diagnostic model for the 30-50 day oscillation in the tropics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 709-717.
- Yang G.Y., J. Slingo, 2001 : The Diurnal Cycle in the Tropics. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 784–801
- Yanai M., B. Chen, and W.-W. Tung, 2000: The Madden–Julian oscillation observed during the TOGA COARE IOP: Global view. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2374–2396.
- Yano, J.-I., and K. Emanuel, 1991: An improved model of the equatorial troposphere and its coupling with the stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 377–389..
- Yelland M., and P. K. Taylor, 1996: Wind stress measurements from the open ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 541–558.
- Yoo S.-H., S. Yang, C.-H. Ho, 2006 : Variability of the Indian Ocean sea surface temperature and its impacts on Asian-Australian monsoon climate, *J. Geophys. Res.*, **111**, D03108, doi:10.1029/2005JD006001.
- Zangvil, A., M. Yanai, 1981 : Upper tropospheric waves in the tropics. Part II. Association with clouds in the wavenumber-frequency domain, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 939-953.
- Zhang, G. J., 1995: Use of monthly mean data to compute surface turbulent fluxes in the tropical Pacific, *J. Clim.*, **8**, 3084-3090.
- Zhang, G. J., and M. J. McPhaden, 1995: The relationship between sea surface temperature and latent heat flux in the equatorial Pacific. *J. Climate*, **8**, 589–605..
- Zhang C., and S.P. Anderson, 2003: Sensitivity of intraseasonal perturbations in SST to the structure of the MJO. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2196–2207.
- Zhang, C., and M. Dong, 2004: Seasonality in the Madden-Julian Oscillation, *J. Clim.*, **17**, 3169-3180.
- Zhang, C., 2005: Madden-Julian Oscillation, *Rev. Geophys.*, **43**.